

PRAKTIKUMSPROTOKOLL DES 10.5.2016

Glühelektrischer Effekt

Thea SCHNEIDER
thea.schneider@udo.edu

Max PERNKLAU
max.pernklau@udo.edu

17. Mai 2016

1 Abstract

In diesem Versuch wird die thermische Elektronenemission von Wolfram in einer Hochvakuumdiode untersucht. Es werden Strom-Spannungs-Kennlinien, der Langmuir-Schottkysche Raumladungsexponent, die Kathodentemperatur auf zwei verschiedene Arten, sowie die Austrittsarbeit bestimmt.

2 Theorie

2.1 Glühemission einer Diode

Um freie Elektronen zu erzeugen muss man in Materialien an Atome gebundene Elektronen Energie zuführen. Dazu gibt es verschiedene Möglichkeiten: Durch schnelle Teilchen aus dem inneren eines Materials (thermisch) oder von außen (Sekundäremission), durch Photonen oder starke elektrische Felder. In diesem Versuch wird die thermische Emission untersucht (auch Glühemission, Richardson-Effekt).

In diesem Versuch wird der Effekt innerhalb einer Diode untersucht. Diese besteht aus einem evakuierten Glaskolben, in den zwei Elektroden eingeschmolzen sind: Die Kathode kann geheizt werden und dient folglich als Elektronenquelle. Wird zwischen Kathode und Anode ein Feld angelegt, so kann der Strom in Abhängigkeit der angelegten Spannung gemessen werden.

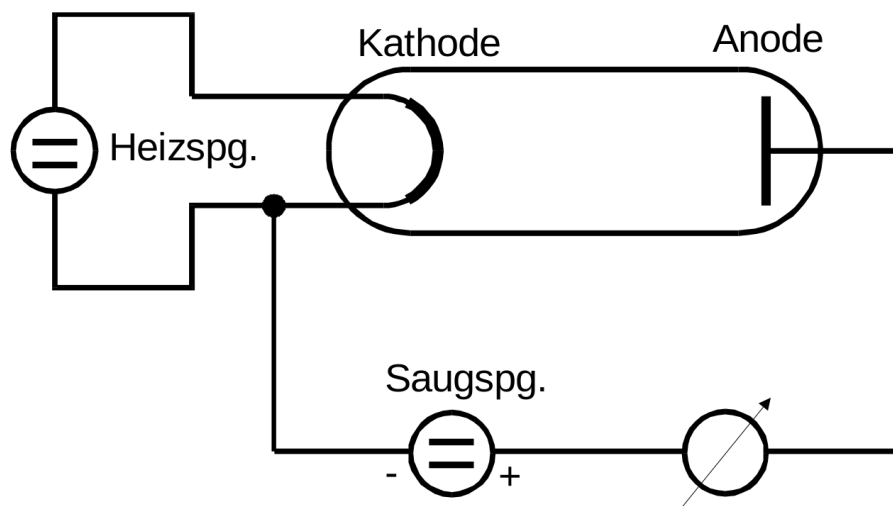


Abbildung 1: Schematischer Aufbau und Beschaltung einer Diode.

Ziel ist es, die Strom-Spannungs-Kennlinie einer solchen Diode zu bestimmen.

2.2 Richardson-Effekt

Die in einem Metall am schwächsten gebundenen Elektronen (Leitungselektronen) können sich frei innerhalb des Metalls bewegen¹. Beim Verlassen des Ionengitters wird dieses jedoch positiv geladen. Ein Elektron muss also die durchschnittliche Gitterenergie $-W_a$ aufbringen, um in den Außenraum treten zu können.

Um dort zu einer freien Ladung zu werden muss sie ferne genug Energie besitzen, um aus dem Feld der Spiegelladung zu entkommen ($E_s = -e^2/(16\pi\epsilon_0 x)$). Beide Arbeiten werden nach *Sommerfeld* zu einem Kastenpotential der Höhe $e\Phi$ vereinfacht². Dieses hat den Transmissionskoeffizienten t ³. Im klassischen Sinne ist $e\Phi$ die Verdampfungswärme eines Elektrons.

Zunächst besitzen die Elektronen nur thermische Energie. Ist diese größer als $e\Phi$ so können sie beim Erreichen der Oberfläche zu freien Elektronen werden. Die Energieverteilung der Elektronen im Metall wird durch die *Fermi-Verteilung* beschrieben, die anders als die sonst für thermische Prozessen angenommene Boltzmann-Verteilung⁴ berücksichtigt, dass jeder mögliche Energiezustand nur von zwei Elektron besetzt werden kann (Pauli-Verbot):

$$N(W) = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{1.5} \frac{W^{0.5}}{e^{(W-W_F)/kT} + 1} \quad (1)$$

Dabei beschreibt

$$W_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \quad (2)$$

die Fermi-Energie. Dies ist die höchste Energie, die ein gebundenes Fermion annehmen kann, wenn sich das System im Zustand niedrigster Energie befindet (d.h. bei $T = 0\text{ K}$). k ist die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, m die Masse eines Elektrons.

¹Daher rührt die gute elektrische Leitfähigkeit.

²Dabei ist e die (negative) Elementarladung.

³Im weiteren wird $t \approx 1$ angenommen. I.A. ist dieser aber abhängig von der Form und Größe der Potentiale.

⁴Für große Energien gehen beide Verteilungen ineinander über.

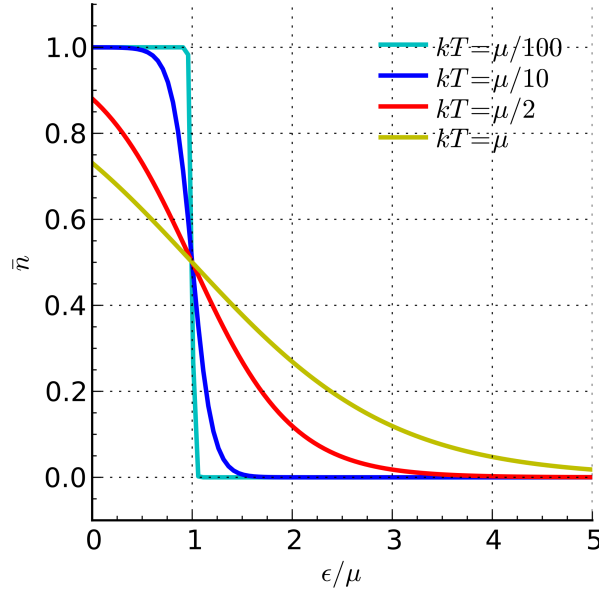


Abbildung 2: Fermiverteilung für verschiedene Temperaturen. Deutlich sichtbar ist die Lage Fermienergie im Punkt (1, 1.5). [Wiki]

Exakt gilt diese Verteilung nur im thermischen Gleichgewicht, die Fermi-Statistik liefert aber auch im Fall, in dem Elektronen durch ein äußeres Feld entfernt werden, noch Ergebnisse mit ausreichender Genauigkeit. In diesem symmetrischen Problem ist der Elektronenfluss in Richtung der Oberflächennormale überall gleich; somit gibt

$$j = e \int_0^{\infty} N(W) v_z dW \quad (3)$$

den Elektronenstrom an. Dabei ist v_z die Geschwindigkeit eines Elektrons senkrecht zur Oberfläche.

Dieses Integral kann durch die Identität $W = \frac{1}{2}m\vec{v}^2$ in drei Integrale der Geschwindigkeitskomponenten aufgeteilt werden. Dabei umfasst das Integralgebiet für die x, y -Komponenten ganz \mathbb{R} , für die z -Komponente jedoch nur $[(2(W_F + e\Phi)/m)^{0.5}, \infty]$. Dies ergibt sich aus folgender Überlegung:

Ein austretendes Elektron muss in z -Richtung die Austrittsarbeit $e\Phi$ aufbringen können, um einen ungebundenen Zustand zu erreichen. Es besitzt bereits W_F . Daraus folgt

$$E = W_F + e\Phi = \frac{1}{2}mv_z^2 \quad (4)$$

$$v_z = (2(W_F + e\Phi)/m)^{0.5} . \quad (5)$$

Damit ergibt sich für den austretenden Elektronenstrom

$$j_R = (4\pi me k^2/h^3) T^2 e^{-e\Phi/kT} . \quad (6)$$

2.3 Langmuir-Shottky-Raumladungsformel

Der aus der im vorherigen Abschnitt bestimmten Stromdichte folgender Strom wird in einer Diode nur erreicht, wenn alle Ladungsträger, die aus der Kathode austreten, von der Anode direkt abgesaugt werden, d.h. das angelegte Feld groß genug ist. Ist das Feld zu klein wird der Strom durch die Raumladung begrenzt:

Innerhalb des Feldes fallen die Elektronen zur Kathode; wenn das von den Elektronen erzeugte Feld klein gegenüber der dem äußeren Feld ist stellt sich nach der Kontinuitätsgleichung folgendes Gleichgewicht ein:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}U} \quad (7)$$

$$j = env \quad (8)$$

$$= en\sqrt{\frac{2e}{m}U} . \quad (9)$$

Wenn sich jedoch genug Ladungen im Flug befinden schirmen diese das äußere Feld ab; die Ladungsverteilung wird dadurch ortsabhängig. Wir bringen die folgenden zwei Feststellungen in Stellung: Es gilt $j = \text{const.} \forall z$. An Stellen, wo $\frac{\partial j}{\partial z} \geq 0$ häufen sich Ladungen an, die das Feld dahinter bzw. davor stärker abschirmen. Dadurch sinkt bzw. steigt j , bis es den Gleichgewichtszustand erreicht hat. Diese Abschirmung wird durch *Poisson* beschrieben:

$$-\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}(z) = \frac{\rho(z)}{\varepsilon_0} = \frac{j}{\varepsilon_0 v(z)} . \quad (10)$$

Lösen der Differentialgleichung liefert

$$U^{3/2} = \sqrt{\frac{3j}{4\varepsilon_0\sqrt{2e/m}}}z \quad (11)$$

und damit die *Shottky-Langmuir-Raumladungsformel*:

$$j = \frac{4}{9}\varepsilon_0\sqrt{\frac{2e}{m}}\frac{U^{3/2}}{d^2} \quad (12)$$

Dabei ist d der Abstand zwischen Anode und Kathode.

2.4 Anlaufstrom

Wenn ein nur sehr schwaches Feld oder ein Gegenfeld an der Diode anliegt können nur die Elektronen die Anode erreichen, deren Energien groß genug sind, um das Gegenfeld zu überwinden. Hier reicht eine Betrachtung über die Boltzmannverteilung aus:

$$I(U) = \text{const} \cdot \int_{U_0}^{\infty} e^{-\frac{e\Phi + eU}{kT}} dU \quad (13)$$

$$= I(0) e^{-\frac{eU}{kT}} \quad (14)$$

Dabei ist U_0 die Spannung des Gegenfeldes.

2.5 Zusammenfassung

Die Richardson-Formel liefert den maximalen Strom, der aus einer Kathode einer Röhre bei einer bestimmten Temperatur treten kann. Ist das von außen angelegte Feld groß genug stellt sich dieser Sättigungsstrom ein.

Wenn das angelegte Feld schwächer ist “stauen” sich die Elektronen in der Röhre, da sie einen Teil des Feldes abschirmen. Dieser Bereich wird von der Langmuir-Shottky-Raumladungsformel beschrieben.

Ist nur ein schwaches äußeres Feld oder gar ein Gegenfeld angelegt, so können nur Elektronen die Anode erreichen, die genügend thermische Energie besitzen. Dieses Verhalten wird durch den Anlaufstrom beschrieben.

Die Kombination dieser drei Beschreibungen ergibt eine Kennlinie der Diode wie in 3.

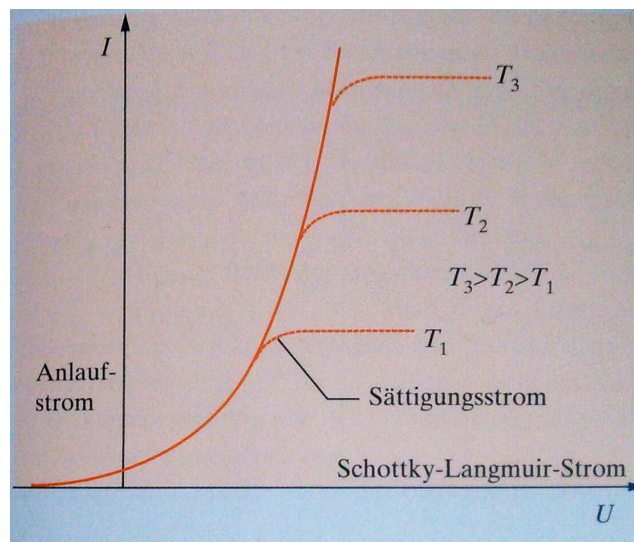


Abbildung 3: Übergang des Anlaufstroms zur Raumladungsformel zum Sättigungsstrom. [Gerthsen]

3 Gaußsche Fehlerrechnung

3.1 Berechnung der Standardabweichung

Alle Messwerte sind als empirische Mittelwerte mit ihrer geschätzten Standardabweichung des Mittelwertes angegeben. Diese unterschätzt die wahre Standardabweichung, da die Wurzel aus der geschätzten Varianz gezogen wird. Der arithmetische Mittelwert ist definiert als

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i . \quad (15)$$

Die geschätzte Standardabweichung ist gegeben durch

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (16)$$

mit der geschätzten Standardabweichung des Mittelwertes als

$$\Delta \bar{x} = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (17)$$

3.2 Gaußsche Fehlerfortpflanzung

Das Berechnen von Funktionen mit fehlerbehafteten Parametern erfolgt mittels der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{df}{dy_i} \right)^2 (\Delta y_i)^2} \quad \text{mit } f(y_1, \dots, y_n) \quad (18)$$

4 Aufbau und Durchführung

In diesem Versuch werden folgende Zusammenhänge gemessen:

1. Es werden zu verschiedenen Heizleistungen die jeweiligen Kennlinien der Röhre bestimmt, indem bei jeder Heizleistung etwa 50 Strom-Spannungspaare gemessen werden (Anodenstrom und Saugspannung). Daraus lässt sich der Sättigungsstrom bestimmen und der Gültigkeitsbereich der Raumladungsformel abschätzen. Zudem wird aus der Heizleistung die Kathodentemperatur abgeschätzt.
2. Bei größtmöglicher Heizleistung wird ein Gegenfeld angelegt und der Anlaufstrom bestimmt (durch Messung des Anodenstroms und des Gegenfeldes). Daraus lässt sich die Kathodentemperatur bestimmen.
3. Schließlich wird aus den berechneten Kathodentemperatur-Anodenstrom-Paaren die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials berechnet.

Der Aufbau ist in Abbildung 1 zu sehen. Die Saugspannung kann variiert werden und an der Spannungsquelle abgelesen werden, das angeschlossene Messgerät misst den Strom zwischen Anode und Kathode.

5 Auswertung

5.1 Bestimmung des Sättigungsstroms I_S

Die Messwerte des Anodenstroms und der Anodenspannung finden sich in Tabelle 2. Sie sind abhängig von dem angelegten Heizstrom bzw. Heizspannung, die Werte für die jeweilige Messung finden sich in Tabelle 1. Aus diesen Werten lassen sich fünf Kennlinien der Hochvakuumdiode (hier Diode 2) erstellen, siehe Abbildung 4. Aus diesen Kennlinien kann der jeweilige Sättigungsstrom I_S abgelesen werden - er ist durch die cyanfarbenen Linien im Plot gekennzeichnet. Die ermittelten Werte für I_S finden sich in Tabelle 3.

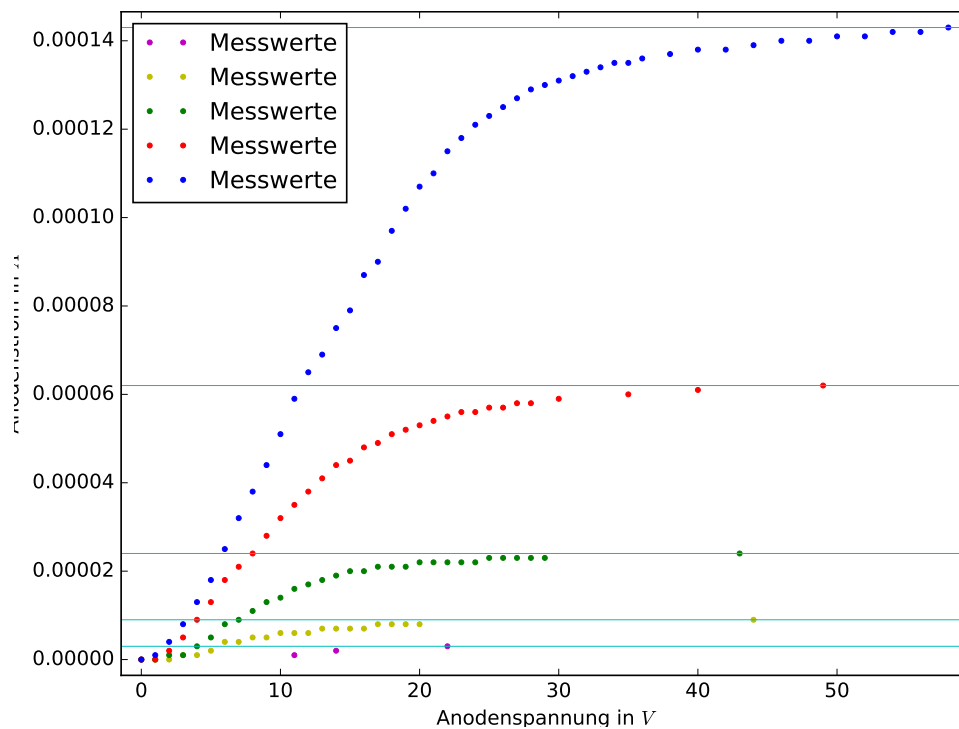


Abbildung 4: Die Kennlinien aus den Messungen 1 (blau), 2 (rot), 3 (grün), 4 (gelb) und 5 (magenta). Der jeweilige Sättigungsstrom ist durch eine cyanfarbene Linie gekennzeichnet.

Tabelle 1: Heizstrom und -spannung für die Messungen 1 bis 5.

Messungsnummer	Heizspannung in V	Heizstrom in A
1	4.5 ± 0.1	2.0
2	4.5 ± 0.1	1.9
3	4.0 ± 0.1	1.8
4	3.5 ± 0.1	1.7
5	3.0 ± 0.1	1.6

Tabelle 2: Anodenspannung U_A und Anodenstrom I_A für die Messung 1 bis 5 bei unterschiedlichem Heizstrom und Heizspannung.

U_{A1} in V	I_{A1} in μA	U_{A2} in V	I_{A2} in μA	U_{A3} in V	I_{A3} in μA	U_{A4} in V	I_{A4} in μA	U_{A5} in V	I_{A5} in μA
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	1	1	0	1	0	1	0	11	1
2	4	2	2	2	1	2	0	14	2
3	8	3	5	3	1	3	1	22	3
4	13	4	9	4	3	4	1		
5	18	5	13	5	5	5	2		
6	25	6	18	6	8	6	4		
7	32	7	21	7	9	7	4		
8	38	8	24	8	11	8	5		
9	44	9	28	9	13	9	5		
10	51	10	32	10	14	10	6		
11	59	11	35	11	16	11	6		
12	65	12	38	12	17	12	6		
13	69	13	41	13	18	13	7		
14	75	14	44	14	19	14	7		
15	79	15	45	15	20	15	7		
16	87	16	48	16	20	16	7		
17	90	17	49	17	21	17	8		
18	97	18	51	18	21	18	8		
19	102	19	52	19	21	19	8		
20	107	20	53	20	22	20	8		
21	110	21	54	21	22	44	9		
22	115	22	55	22	22				
23	118	23	56	23	22				
24	121	24	56	24	22				
25	123	25	57	25	23				
26	125	26	57	26	23				
27	127	27	58	27	23				
28	129	28	58	28	23				
29	130	30	59	29	23				
30	131	35	60	43	24				
31	132	40	61						
32	133	49	62						
33	134								
34	135								
35	135								
36	136								
38	137								
40	138								
42	138								
44	139								
46	140								
48	140								
50	141								
52	141								
54	142								
56	142								
58	143								

Tabelle 3: Sättigungsstrom I_S von Messung 1 bis 5.

Messungsnummer	I_S in μA
1	143
2	62
3	24
4	9
5	3

5.2 Ermittlung des Langmuir-Schottkyschen Exponenten

Die Kennlinie mit dem maximalen Heizstrom von 2.0 A (Messung 1, siehe Tabelle 2) ist am besten geeignet um den Langmuir-Schottkyschen Exponenten zu bestimmen. Der Gültigkeitsbereich ist erkennbar, wenn man die Kennlinie doppeltlogarithmisch aufträgt, da sich der Gültigkeitsbereich dort linear verhält⁵. Das ist bei Kennlinie 1 in einem Bereich von $8\mu\text{A}$ bis $120\mu\text{A}$ gegeben. Um den Exponenten zu berechnen, muss zuerst Gleichung (12) durch Logarithmieren wie folgt linearisiert werden:

$$\ln\left(\frac{I_A}{[A]}\right) = \frac{3}{2} \ln\left(\frac{U_A}{[V]}\right) + \ln\left(\frac{4}{9} \frac{\varepsilon_0}{d^2} \sqrt{\frac{2e_0}{m_0}}\right). \quad (19)$$

Nun kann mit Hilfe der *curvefit*-Funktion aus *python* eine lineare Ausgleichsrechnung vorgenommen werden⁶, die folgende Parameter ergibt:

$$\ln\left(\frac{I_A}{[A]}\right) = (1.356 \pm 0.035) \ln\left(\frac{U_A}{[V]}\right) + (-13.079 \pm 0.083). \quad (20)$$

Die Steigung der Geraden gibt den Langmuir-Schottkyschen Exponenten an und beträgt (1.356 ± 0.035) . Die Abweichung vom Theoriewert, der 1.5⁷ beträgt, ist ca. 9.6%. Die Messwerte sowie der lineare Fit sind in Abbildung 5 zu finden.

⁵Die anderen Bereiche können schon dem Anlaufstrom- bzw. Sättigungsstromgebiet zugeordnet werden.

⁶Alle folgenden Fits werden mit dieser Funktion durchgeführt.

⁷Skript V504

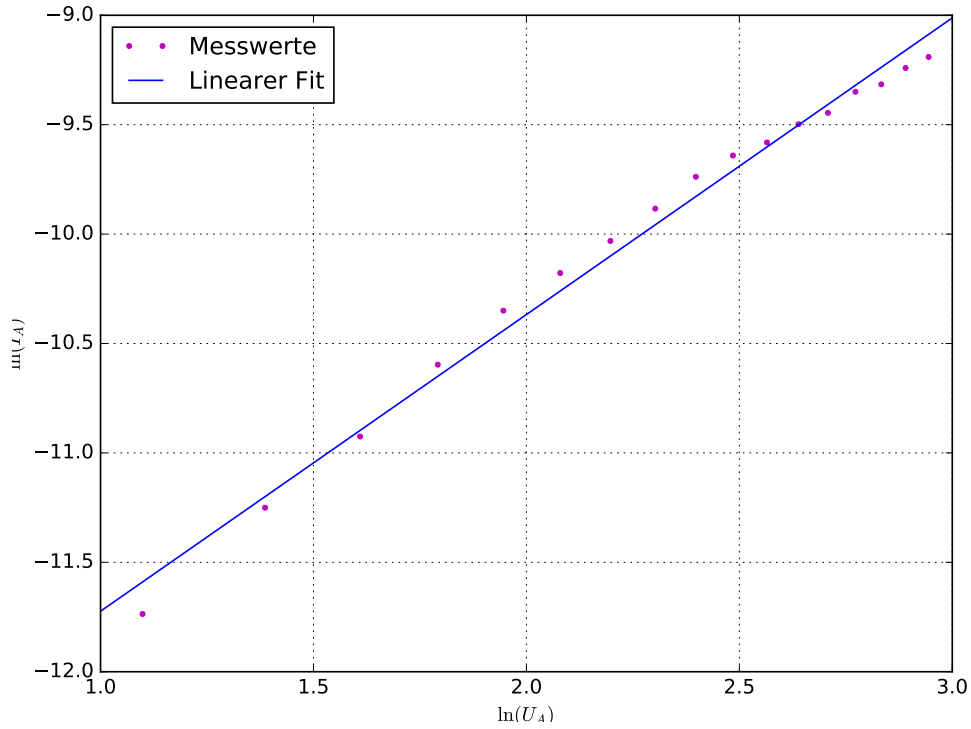


Abbildung 5: Messwerte aus dem Gültigkeitsbereich des Raumladungsgebiets mit linearem Fit.

5.3 Bestimmung der Kathodentemperatur

5.3.1 Mit Hilfe des Anlaufstromgebiets

Das Nanoamperemeter, mit dessen Hilfe der Anlaufstrom gemessen werden soll, verändert die gemessene Spannung⁸ U_{Messung} . Aus diesem Grund muss vor der Berechnung der Kathodentemperatur eine Korrektur vorgenommen werden. Der Innenwiderstand R des Geräts beträgt $1\text{ M}\Omega$. Weiterhin ist zu beachten, dass die Autoren diesen Versuchsteil an einer anderen Diode vorgenommen haben, nämlich an Gerät 1, welches einen maximalen Heizstrom von 2.5 A zulässt. Die reale Spannung U_{real} ergibt sich aus

$$U_{\text{real}} = U_{\text{Messung}} - I_A R. \quad (21)$$

Die Messdaten sowie die korrigierten Werte finden sich in Tabelle 4.

Zur Bestimmung der Kathodentemperatur wird Gleichung (13) zu

$$\ln\left(\frac{I_A}{[\text{A}]}\right) = -\underbrace{\frac{e_0}{k_B T}}_m \cdot U_{\text{real}} + \underbrace{\ln(\text{const})}_b \quad (22)$$

⁸Aufgrund des Spannungsabfalls am Innenwiderstand des Messgeräts.

Tabelle 4: Stromstärke, Spannung und korrigierte Spannung im Anlaufstromgebiet.

I_A in nA	U_{Messung} in V	U_{real} in V
16.00	0.00	-0.0160
11.50	-0.06	-0.0715
9.00	-0.10	-0.1090
8.50	-0.12	-0.1285
6.00	-0.18	-0.1860
5.00	-0.24	-0.2450
3.60	-0.30	-0.3036
2.80	-0.36	-0.3628
2.20	-0.40	-0.4022
2.10	-0.42	-0.4221
1.55	-0.48	-0.4815
1.15	-0.54	-0.5412
0.90	-0.60	-0.6009
0.69	-0.66	-0.6607
0.52	-0.70	-0.7005
0.51	-0.72	-0.7205
0.38	-0.78	-0.7804
0.28	-0.84	-0.8403
0.24	-0.90	-0.9002
0.18	-0.96	-0.9602

linearisiert. Mit Hilfe einer linearen Ausgleichsrechnung kann nun m bestimmt und zu T umgeformt werden:

$$\ln \left(\frac{I_A}{[A]} \right) = \underbrace{(4.728 \pm 0.041)}_m \cdot \frac{U_{\text{real}}}{[V]} + (-17.984 \pm -0.023) \quad (23)$$

$$\Leftrightarrow T = \frac{e_0}{k_B m} . \quad (24)$$

Die Ausgleichsgerade findet sich zusammen mit den Messwerten in Abbildung 6. Mit der Elementarladung $e_0 = 1.602176 \cdot 10^{-19}$ C und der Boltzmannkonstante $k_B = 1.38064852 \cdot 10^{-23}$ J K⁻¹ ergibt sich die Kathodentemperatur zu

$$T = (2454 \pm 21) \text{ K} . \quad (25)$$

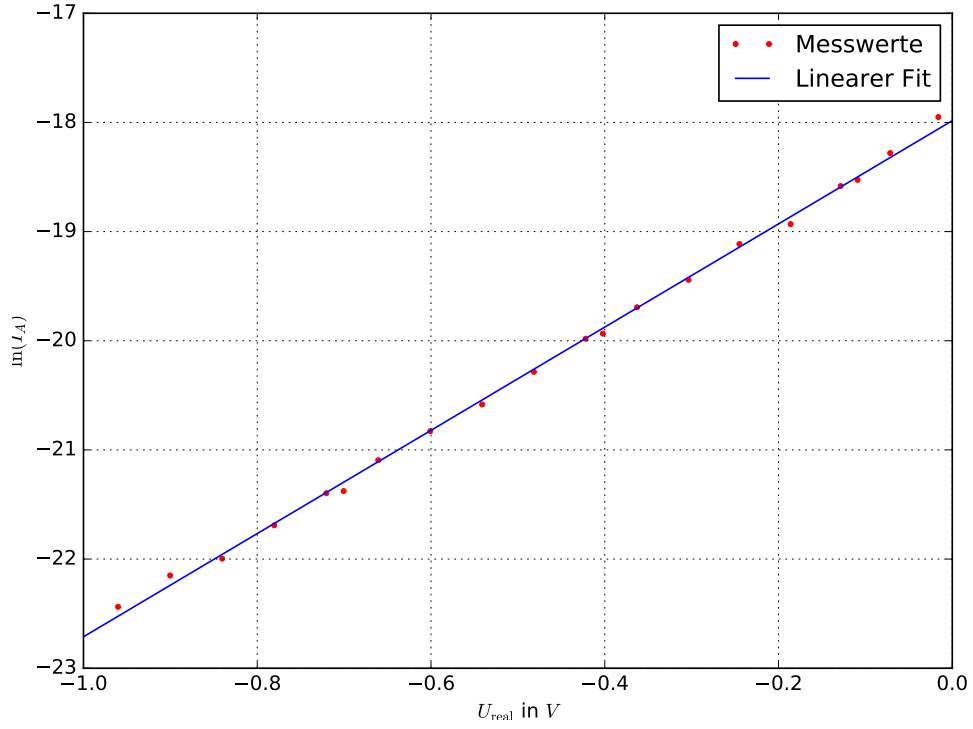


Abbildung 6: Messwerte des Anlaufstromgebiets mit linearem Fit.

5.3.2 Mit Hilfe der Kennlinien

Aus den Kennlinien kann die Kathodentemperatur T über die Leistungsbilanz des Heizstromfadens berechnet werden. Für die zugeführte Leistung N_{zu} der Kathode gilt:

$$N_{\text{zu}} = U_{\text{Heiz}} \cdot I_{\text{Heiz}} \quad (26)$$

$$= f\eta\sigma T^4 + N_{\text{WL}} \quad (27)$$

$$\Leftrightarrow T = \sqrt[4]{\frac{U_{\text{Heiz}} \cdot I_{\text{Heiz}} - N_{\text{WL}}}{f\eta\sigma}}. \quad (28)$$

Die Wertepaare für die Heizspannung und den Heizstrom befinden sich in Tabelle 1. Die emittierende Kathodenfläche beträgt $f = 0.35 \text{ cm}^2$ für Diode 2, die Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante $\sigma = 5.7 \cdot 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}$ und der Emissionsgrad der Oberfläche $\eta = 0.28$. Die Wärmeleitung wird mit $N_{\text{WL}} = 0.95 \text{ W}$ abgeschätzt. Die Kathodentemperaturen für jede gemessene Kennlinie findet sich in Tabelle 5.

Tabelle 5: Kathodentemperatur für die Messungen 1 bis 5.

Messungsnummer	T_{Kath} in K
1	1948 ± 12
2	1921 ± 12
3	1829 ± 13
4	1730 ± 15
5	1620 ± 17

5.4 Bestimmung der Austrittsarbeit von Wolfram

Die Richardson Gleichung (6) kann nach der Austrittsarbeit $e_0\Phi$ umgestellt werden:

$$e_0\Phi = k_B T_{\text{Kath}} \ln \left(\frac{4\pi e_0 m_0 f k_B^2}{h^3 I_S} \cdot T_{\text{Kath}}^2 \right). \quad (29)$$

Mit dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6.626\,070\,040 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ und der Elektronenmasse $m_0 = 9.109\,383\,56 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ergibt sich die gemittelte Austrittsarbeit von Wolfram zu $(7.334 \pm 0.103) \text{ eV}$. Dieser Wert weicht vom Literaturwert (4.5 eV) um ca. 63% ab.

Tabelle 6: Austrittsarbeit von Wolfram für die Messungen 1 bis 5.

Messungsnummer	$e_0\Phi$ in eV
1	7.462 ± 0.050
2	7.570 ± 0.051
3	7.424 ± 0.057
4	7.228 ± 0.066
5	6.988 ± 0.077

6 Diskussion

Die ermittelten Kennlinien von Diode 2 entsprechen zwar dem erwarteten Kurvenverlauf, sind aber aufgrund des sehr schnell⁹ erreichten Sättigungsstroms nicht besonders gut geeignet, um den Langmuir-Schottkyschen Exponenten zu bestimmen. Trotzdem weist der berechnete Wert *nur* einen Fehler von 9.6% auf. Ein möglicher Grund dafür ist der maximal erlaubte Heizstrom der Diode von 2.0 A. Mit einem höheren Heizstrom hätte eventuell eine höhere Genauigkeit erreicht werden können.

Die Kathodentemperatur, die mit Hilfe des Anlaufstromgebietes ermittelt wurde, führt zu einem realistischen Wert mit $T = (2454 \pm 21) \text{ K}$ bei 2.5 A Heizstrom. Dabei ist zu bemerken, dass die Messung bei Diode 2 nicht möglich war¹⁰ und die Autoren deshalb ein anderes Gerät (Diode 1) zur Messung verwendeten.

Die Kathodentemperaturbestimmung aus den Kennlinien liefert im Vergleich zu der vorherigen Messung niedrige Werte (die größte Differenz beträgt ca. 834K). Die Abweichung ist durch den im Vergleich zu Diode 1 niedrigeren maximalen Heizstrom verursacht und liegt im Erwartungsbereich der Autoren.

Umso verwunderlicher ist die extreme Abweichung der Austrittsarbeit von Wolfram verglichen mit dem Theoriewert. Sie beträgt ca. 63% und lässt eigentlich auf einen Fehler bei der Messung bzw. Durchführung schließen oder einen Defekt am Gerät, obwohl die anderen Werte eher gegen einen solchen sprechen.

Insgesamt scheint Diode 2 für diesen Versuch eher ungeeignet zu sein.

⁹Bei der letzten Messung wurde der Sättigungsstrom schon nach vier Messwerten erreicht.

¹⁰Die Werte schwankten extrem und machten ein ablesen unmöglich. Schon ein kleiner Lufthauch veränderte die Werte stark etc. .

7 Literaturangabe

Bilder und Daten aus dem Skript zu *Thermische Elektronenemission*, Versuch 504, TU Dortmund, abrufbar auf:

<http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V504.pdf>

(Stand 16.05.16)

Bild zur Fermiverteilung von Wikipedia/Fermi–Dirac statistics, abgerufen am 16.05.16 unter https://en.wikipedia.org/wiki/Fermi%E2%80%93Dirac_statistics

Bild zur Strom-Spannungskurve aus Gerthsen Physik 24. Auflage Meschede, Springer 2010

7.1 Theoriewerte der physikalischen Konstanten

NIST, *Elementarladung*, abrufbar auf:

<http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e>

(Stand 16.05.16)

NIST, *Elektronen Masse*, abrufbar auf:

<http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?me> (Stand 16.05.16)

NIST, *Plancksches Wirkungsquantum*, abrufbar auf:

http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h|search_for=planck (Stand 16.05.16)

NIST, *Boltzmannkonstante*, abrufbar auf:

http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?k|search_for=boltzmann (Stand 16.05.16)