

Christian-Albrechts-Universität zu Kiel  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät  
Institut für Experimentelle und Angewandte Physik  
Arbeitsgruppe Plasmatechnologie

# Untersuchung von Sekundärelektronenemission an Mikroentladungen mittels Energiestrommessungen

**Bachelorarbeit**

Henry von Wichert

18. Januar 2023

Erstgutachter: Prof. Dr. Holger Kersten  
Zweitgutachter: Dr. Thomas Trottenberg

## **Zusammenfassung**

In dieser Arbeit wurde die Sekundärelektronenemission in Atmosphärendruckplasmen untersucht. Dafür wurden Energiestrommessungen angestellt, aus denen die effektiven Sekundärelektronenemissionskoeffizienten berechnet werden konnten. Das Plasma wurde dabei direkt zwischen zwei passiven Thermosonden als Elektroden gezündet, was eine möglichst direkte Messung des Energiestroms auf Kathode und Anode ermöglichte. Diese Messungen wurden mit Helium als Arbeitsgas und Kupfer, Edelstahl, Tantal und Nickel als Elektrodenmaterialien durchgeführt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>3</b>
2.1. Der Plasmazustand . . . . .	3
2.1.1. Allgemeine Eigenschaften eines Plasmas . . . . .	3
2.1.1.1. Quasineutralität und Abschirmung . . . . .	3
2.1.1.2. Zeitskala der elektrischen Wirkungen . . . . .	4
2.1.1.3. Thermische und nicht-thermische Plasmen . . . . .	4
2.1.2. Atmosphärendruckplasmen . . . . .	4
2.1.3. Das Paschen-Gesetz . . . . .	5
2.2. Passive Thermosonden . . . . .	6
2.2.1. Aufbau der Sonde . . . . .	6
2.2.2. Messprinzip . . . . .	7
2.2.3. Auswertungsmethodik . . . . .	7
2.2.4. Kalibrierung der Sonde . . . . .	11
2.3. Sekundärelektronenemission (SEE) . . . . .	11
2.3.1. Der Sekundärelektronenemissionskoeffizient (SEEC) . . . . .	11
2.3.2. Messung der ESEEC . . . . .	12
<b>3. Messmethodik</b>	<b>15</b>
3.1. Gasbox . . . . .	15
3.2. Schaltplan . . . . .	16
3.3. Elektroden und Aufbau des Plasmas . . . . .	17
3.4. Ablauf der Energiestrommessungen . . . . .	18
3.5. Aufbau der optischen Emissionsspektroskopie (OES) . . . . .	18
<b>4. Auswertung</b>	<b>19</b>
4.1. Herstellung der nötigen Rahmenbedingungen . . . . .	19
4.1.1. Optische Emissionsspektroskopie . . . . .	20
4.2. Überprüfung der erfolgreichen Zündung einer Glimmentladung . . . . .	21
4.3. Größe der Zündspannung . . . . .	22
4.4. Wirkungsgrad der Entladung . . . . .	23
4.5. Betrachtung der Fehler in der Messung der ESEEC . . . . .	23
4.6. Größe der Energieströme und Energiestromdichten im Plasma . . . . .	25
4.7. Bestimmung der effektiven Sekundärelektronenemissionskoeffizienten. . . . .	27
4.8. Fazit und Ausblick . . . . .	28
<b>A. Anhang</b>	<b>31</b>
A.1. Vergleich der Energieströme verschiedener Materialien . . . . .	31
A.2. Energieströme eines Materials mit verschiedenen Spannungen . . . . .	33
<b>Literatur</b>	<b>35</b>



# 1. Einleitung

Plasmen dienen in vielen Bereichen der Wissenschaft und Technik nicht nur als Versuchsbjekt, sondern auch als Werkzeug. Besonders nützlich sind dabei die hohe Elektronentemperatur bei niedriger Gastemperatur in nicht-thermischen Plasmen, sowie die Möglichkeit, Ladungsträger im Plasma gerichtet zu beschleunigen. Letzteres wird zum Beispiel in der Oberflächenbearbeitung genutzt, wo beim Sputtern ionisierte Atome, die im Plasma beschleunigt werden, auf die Oberfläche aufgebracht werden. So kann die Technik des Sputterns unter Anderem zur Herstellung schützender Schichten auf Werkzeugen, antireflektiver Schichten auf Glasscheiben und funktionaler Schichten auf Solarzellen verwendet werden. Methoden wie diese benötigen typischerweise einen Niederdruck in der Größenordnung von wenigen Millibar, was sowohl mühsam, als auch oft gar nicht möglich ist. Aus diesen Gründen ist die Untersuchung von Atmosphärendruckplasmen für die Prozesstechnik vielversprechend.

In der Forschung an Atmosphärendruckplasmen gibt es noch viele offene Fragen. So sind bei bestimmten Prozessen Modellrechnungen nur bei Niederdruck möglich, da es bei Normaldruck deutlich mehr Stöße mit Gasteilchen gibt, die in Modellen nur schwer zu berücksichtigen sind. Einer dieser Prozesse ist die Sekundärelektronenemission, also das Phänomen, dass energiereiche Teilchen beim Aufprall auf eine Oberfläche Elektronen aus dieser herauschlagen können. Ziel dieser Arbeit ist, durch Energiestrommessungen an einer Mikroentladung das Maß zu bestimmen, in dem die Emissionsrate der Sekundärelektronen mit dem Strom der Ionen auf die Kathode zusammenhängt.



## 2. Theorie

Im folgenden Kapitel wird die theoretische Grundlage für die Untersuchungen dieser Arbeit besprochen. Dabei sind mehrere Bereiche relevant.

### 2.1. Der Plasmazustand

Die üblichen drei Aggregatzustände sind nach der Energie und „Freiheit“ der Teilchen geordnet. Führt man zum Beispiel Energie in einen Festkörper ein, brechen die festen Bindungen zwischen den einzelnen Atomen oder Molekülen, die die Struktur des Festkörpers erhalten und die Teilchen sind nur noch schwach aneinander gebunden. Die Substanz ist nun flüssig. Gibt man dieser Flüssigkeit noch mehr Energie, lösen sich auch die schwächeren Verbindungen. Die Teilchen sind dann völlig unabhängig voneinander und bilden ein Gas. Führt man dem Gas noch weitere Energie zu, lösen sich die äußersten Elektronen teilweise von ihren Atomrümpfen und es bildet sich ein *Plasma*.

Die Bezeichnung Plasma wurde dabei 1928 von Irving Langmuir eingeführt, den der Transport der freien Ladungsträger in der Entladung an den Transport von roten und weißen Blutkörperchen im Blutplasma erinnerte.

#### 2.1.1. Allgemeine Eigenschaften eines Plasmas

Zur Beschreibung von Gasen ist es ausreichend, nur die lokalen Stöße zwischen den Teilchen zu betrachten. Bei einem Plasma ist es dagegen nicht möglich, neutrale Teilchen, Atomrümpfe und Elektronen als separate herkömmliche Gase zu beschreiben. Der hauptsächliche Unterschied zwischen Gas und Plasma liegt im kollektiven Verhalten [1]. Während die Van-der-Waals-Wechselwirkungen zwischen Gasmolekülen mit  $r^{-6}$  so schnell abklingen, dass die Stoßbeschreibung ausreicht, wirkt die elektrische Kraft, die mit  $r^{-2}$  abklingt als Fernwirkung zwischen Teilchen an verschiedenen Orten. Die Dominanz dieser elektrischen Wirkungen über die Stöße zwischen den Teilchen unterscheidet Gas und Plasma.

##### 2.1.1.1. Quasineutralität und Abschirmung

Das Plasma als Ganzes elektrisch neutral, obwohl positive und negative Ladungsträger im Plasma frei voneinander vorhanden sind. Betrachtet man also ein hinreichend großes Volumen innerhalb des Plasmas, sind die Anzahlen positiver und negativer Ladungsträger in etwa gleich.<sup>1</sup> Dies ist durch die elektrischen Fernwirkungen im Plasma bedingt. Befänden sich beispielsweise in einer Gegend mehr positive als negative Ladungen, so würden positive Ladungen von dieser abgestoßen und negative Ladungen angezogen, sodass sich ein Ausgleich der Raumladung einstellt.

Die Größenordnung, ab der ein Plasmavolumen groß genug ist, um Quasineutralität zu zeigen, wird durch die *Debyelänge* gegeben. Wird eine äußere Ladung ins Plasma eingebracht,

<sup>1</sup>Bzw. gewichtet mit den Ladungen der Ladungsträger im Falle mehrfacher Ionisation.

zieht diese ungleichnamige Ladungen aus dem Plasma an. Um die eingebrachte Ladung bildet sich dann eine Raumladungszone entgegengesetzter Ladung, die das erstere Feld abschirmt. Diese Abschirmung geschieht exponentiell mit der Debyelänge als Skalenfaktor. Diese ist für Elektronen und Ionen separat zu berechnen, da diese unterschiedliche Temperaturen haben können. Dabei gilt

$$\lambda_{De/i} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_{e/i}}{n_{e/i} e_0^2}}.$$

Zusammenfassend kann man dann die sogenannte linearisierte Debyelänge  $\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}$  bilden. Um ein Plasma mit Quasineutralität zu gewährleisten, müssen sich in einer Kugel mit der Debyelänge als Radius viele Teilchen befinden:  $n \gg \lambda_D^{-3}$

### 2.1.1.2. Zeitskala der elektrischen Wirkungen

Der Ausgleich von Raumladungszonen im Plasma geschieht wegen des Impulses der Elektronen durch Einschwingen. Die Elektronen können also als Ensemble Schwingungen vollführen, welche die *Plasmafrequenz* haben. Eine analoge Plasmafrequenz lässt sich auch für die Ionen aufstellen:

$$\omega_{Pe/i} = \sqrt{\frac{n_{e/i} e_0^2}{\epsilon_0 m_{e/i}}}$$

Eine zweite Zeitskala wird durch die Stoßfrequenz  $\nu$  gegeben, die angibt, wie häufig ein gegebenes Teilchen mit anderen kollidiert. Die Dominanz der elektrischen Wirkungen über die normale Gaskinetik zeigt sich dann darin, dass die Plasmafrequenz in einem Plasma deutlich höher ist, als die Stoßfrequenz der Teilchen.

### 2.1.1.3. Thermische und nicht-thermische Plasmen

Die verschiedenen Spezies der Elektronen und Ionen sind in einem Plasma oft nicht im thermodynamischen Gleichgewicht. Dies liegt daran, dass beim Zünden vor allem die Elektronen beschleunigt werden und damit eine sehr hohe Temperatur haben. Da beim Stoß eines leichten Elektrons mit einem schweren Atomrumpf jedoch nur sehr wenig Energie an das Ion übertragen wird, dauert eine Thermalisierung sehr lange. Die Ionen können, trotz der hohen Elektronentemperatur, als „Teilgas“ deshalb deutlich kälter sein. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Plasmen erhitzen sich die Elektroden zum Beispiel nur auf ca. 70-80°C, was eine ähnlich niedrige Ionen- und Neutralgastemperatur impliziert.

Während die in dieser Arbeit betrachtete Glimmentladung damit ein nicht-thermisches Plasma ist, gibt es auch thermische Plasmen wie z.B. Lichtbogenentladungen, bei denen Elektronen- und Iontemperatur im Gleichgewicht sind [2].

## 2.1.2. Atmosphärendruckplasmen

Plasmen, die bei Atmosphärendruck betrieben werden, sind in vielen Anwendungsbereichen hilfreich, da man zur Nutzung keine aufwändigen Vakuumanlagen braucht. Ein Plasma bei Atmosphärendruck zu betreiben, ist jedoch in vieler Hinsicht komplizierter als bei niederen Drücken. Während bei Niederdruck auch bei großen Elektrodenabständen Glimmentladungen erzeugt werden können, kommt es in Atmosphärendruck dabei wegen der hohen nötigen



Spannung zu Lichtbögen. Diese sind schwer kontrollierbar und führen viel Strom und Leistung. Bei einem kleineren Elektrodenabstand sind stabile Glimmentladungen jedoch wieder möglich, da das Plasma mit einer geringeren Spannung und damit Leistung betrieben werden kann.

### 2.1.3. Das Paschen-Gesetz

Das Paschen-Gesetz beschreibt die Zündspannung eines Plasmas abhängig von Druck  $p$  und Abstand der Elektroden  $d$

$$U = B \cdot \frac{pd}{\ln(pd \cdot A) - \ln \ln(1 - \gamma^{-1})}.$$

Dabei sind  $A$  und  $B$  gasspezifische Konstanten und  $\gamma_I$  — die Anzahl der Sekundärelektronen, die ein Ion auf der Kathode im Durchschnitt direkt herauslöst — eine Materialkonstante.

Dass die Zündspannung nach dem Paschen-Gesetz nur von dem Produkt  $p \cdot d$  abhängt, liegt am Mechanismus des Durchbruchs. Während der Zündung werden freie Elektronen von der angelegten Spannung beschleunigt, welche dann Atome ionisieren können und so durch die Produktion weiterer Elektronen eine Elektronenlawine erzeugen. Diese führt schließlich zur Ausbildung eines Plasmakanals. Dafür ist es wichtig, dass ein Elektron auf dem Weg zwischen zwei Stößen so sehr beschleunigt wird, dass es beim nächsten Stoß wieder ein Atom ionisieren kann. Da bei einem höheren Druck die freie Weglänge der Elektronen zwischen den Atomen kleiner ist, ist die erreichte Energie proportional zu  $1/p$ . Gleichzeitig ist die beschleunigende Feldstärke bei gegebener Spannung an den Elektroden proportional zu  $1/d$ . Insgesamt ist also die erreichte Energie und damit auch die nötige Zündspannung eine Funktion des Produkts  $pd$ .

In dieser Abhängigkeit von Temperatur und Druck steigt für große  $pd$  die nötige Spannung dabei etwa linear an, zum Beispiel bei sehr großem Elektrodenabstand. Bei kleineren  $pd$  erreicht die sogenannte *Paschen-Kurve* zunächst ein Minimum und steigt dann für noch kleinere  $pd$  stark an. Da bei hohen Zündspannungen viel Strom fließt und einen Lichtbogen erzeugt wird, ist es für Glühentladungen notwendig, möglichst nah am Minimum der Paschen-Kurve zu arbeiten. Dieses tritt bei einem konstanten  $pd$ -Produkt auf [3, 4].

Deshalb muss, um die minimale Zündspannung zu ermöglichen, der Abstand der Elektroden bei höherem Druck stark verringert werden. In dieser Arbeit werden die Elektroden 100  $\mu\text{m}$  voneinander entfernt gehalten. Damit ist der Abstand noch deutlich über dem Paschenminimum von etwa 30  $\mu\text{m}$  oder sogar 6  $\mu\text{m}$  bei Argon. Dies ist in der Praxis aber üblich, da sehr kleine Elektrodenentfernungen nur schwer zu realisieren sind [5].

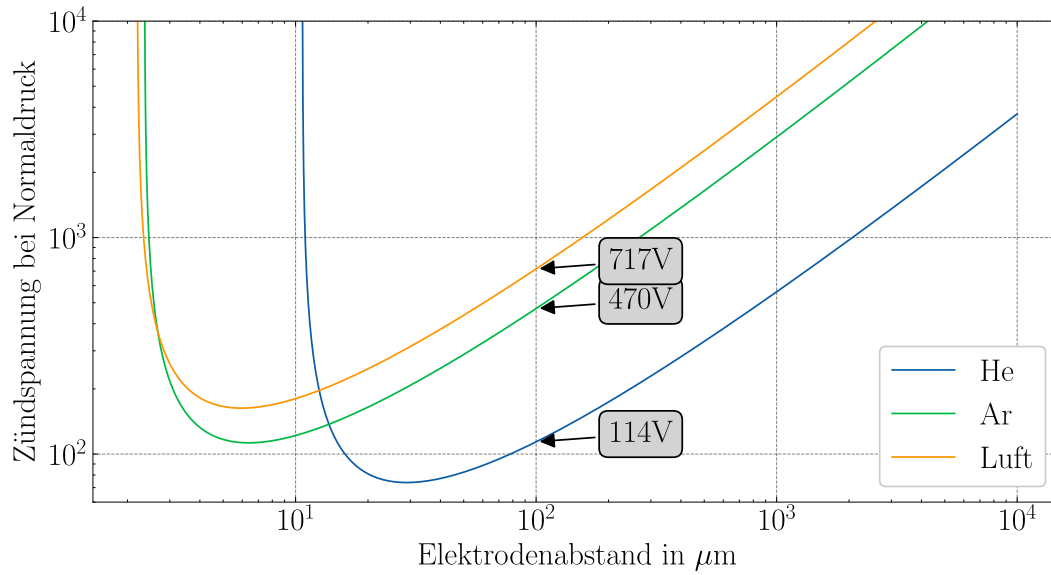


Abbildung 2.1.: Die Paschenkurven von Helium, Argon und Luft bei Normaldruck. Die theoretischen Zündspannungen bei der Elektrodenentfernung von 100 µm sind angeschrieben. (Konstanten A, B und  $\gamma$  aus [6, 7].)

## 2.2. Passive Thermosonden

Die passive Thermosonde (PTP) und ihr Messprinzip gehen auf eine Arbeit von Thornton [8] im Jahre 1978 zurück. Passive Thermosonden ermöglichen die Messung von Energieströmen im Plasma, indem sie die Erwärmung eines Testkörpers messen. Da diese Sonden einfach zu verstehen und bauen sind, werden sie in der Plasmaphysik häufig als Diagnostik benutzt [9, 10]. Die Heizleistung ergibt sich als Bilanz vieler einzelner Energieströme auf die Sonde, zum Beispiel der Heizung durch Ladungsträger, Neutralteilchen und Strahlung, abgeführte Energie durch Sekundärelektronenemission und der Energiebilanz von Rekombinationsprozessen auf der Sondenoberfläche. In Kombination mit anderen diagnostischen Verfahren kann der gesamte Energiestrom dann in die Komponenten aufgeschlüsselt werden.

### 2.2.1. Aufbau der Sonde

Der Sondenkopf besteht aus einem Dummy-Plättchen, das die Leistung des Plasmas aufnimmt und hier zusätzlich als Elektrode dient. An dieses Plättchen sind durch Punktschweißen ein Typ-K Thermoelement und ein Kupferdraht befestigt. Über das Thermoelement kann der Temperaturverlauf des Sondenplättchens beim Kontakt mit dem Plasma aufgezeichnet werden. Der Kupferdraht dient als elektrische Verbindung, die hier zum Zünden des Plasmas genutzt wird. Durchmesser und Dicke der Scheibe sind vom einzelnen Aufbau abhängig. Je nach der Größe und Leistung des Plasmas kann ein Durchmesser von 5 mm bis 10 mm genutzt werden. Da in dieser Arbeit an einem Mikroplasma mit geringer Leistung gemessen wird, werden 5mm große Plättchen genutzt. Um eine empfindlichere Messung bei geringen Energieströmen zu erreichen, wird die Wärmekapazität des Plättchens mit einer Dicke von 100 µm klein gehalten.

### 2.2.2. Messprinzip

Die Energiebilanz des Substrats wird durch dessen Enthalpie  $H$  und deren Änderung  $\dot{H}$  beschrieben. Dabei ist  $\dot{H}$  die Bilanz aller Leistung an das und von dem Substrat, vorausgesetzt es gibt keine Prozesse innerhalb des Plättchens. Über die Wärmekapazität  $C$  des Substrats ist die Änderung der Enthalpie mit der der Temperatur verbunden

$$\dot{H} = C\dot{T} = P_{\text{in}} - P_{\text{out}}.$$

Wird das Plasma angeschaltet, heizt dieses das Plättchen. Gleichzeitig gibt es durch verschiedene Mechanismen eine Abfuhr von Wärme aus dem Substrat, die unter  $P_{\text{out}}$  zusammengefasst wird. Wird nun das Plasma ausgeschaltet, fällt der heizende Wärmestrom weg und das Plättchen kühlt ab. Dies gibt uns zwei Gleichungen, um die Änderung der Enthalpie zu beschreiben:

$$\text{Heizen: } \dot{H}_h = C\dot{T}_h = P_{\text{in}} - P_{\text{out},h}$$

$$\text{Kühlen: } \dot{H}_c = C\dot{T}_c = -P_{\text{out},c}$$

Es ist sinnvoll anzunehmen, dass die abgeführte Leistung  $P_{\text{out}}$  nur von der Temperatur abhängig ist und nicht davon, ob das Plasma an- oder ausgeschaltet ist. So ist zum Beispiel die abgeführte Leistung durch Wärmeleitung nur von der Temperatur abhängig. Dann kann  $P_{\text{in}}$  durch Vergleich beider Temperaturänderungen bestimmt werden

$$P_{\text{in}} = C(\dot{T}_h - \dot{T}_c).$$

### 2.2.3. Auswertungsmethodik

Um eine Veränderung der Rahmenbedingungen während der Messung zu vermeiden, wird das Plasma dazu nur kurz (hier 10 s) angeschaltet, sodass zwischen den Messungen des Heizens und Abkühlens wenig Zeit vergeht, und  $P_{\text{out}}$  als konstant angenommen werden kann. Die Messdaten sind dann Reihen solcher Temperaturspitzen. Zur Auswertung der Daten wird hier die *dT-Methode* [11–14] verwendet, die im Folgenden erklärt wird.

Bei konstanter Eingangsleistung kann man zeigen, dass die resultierende Temperaturkurve einem exponentiellen Verlauf folgt [12]:

$$T_h(t) = T_{eq} + \frac{P_{\text{in}}}{\alpha} - \left(\frac{P_{\text{in}}}{\alpha}\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{C}t\right)$$

$$T_c(t) = T_{eq} + (T_{st} - T_{eq}) \exp\left(-\frac{\alpha}{C}t\right)$$

Dabei ist  $T_{eq}$  die Gleichgewichtstemperatur, auf die das Plättchen ohne Plasma abkühlt,  $T_{st}$  die Temperatur am Anfang des Abkühlens und  $\alpha$  ein Konstante des Plättchens, die die Effizienz des Abkühlens beschreibt. Wegen des exponentiellen Charakters des Verlaufs, gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen der Substrattemperatur und deren Ableitung.

$$\frac{dT_h}{dt} = -\frac{\alpha}{C} \cdot T_h + \frac{\alpha T_{eq} + P_{\text{in}}}{C}$$

$$\frac{dT_c}{dt} = -\frac{\alpha}{C} \cdot T_c + \frac{\alpha T_{eq}}{C}$$

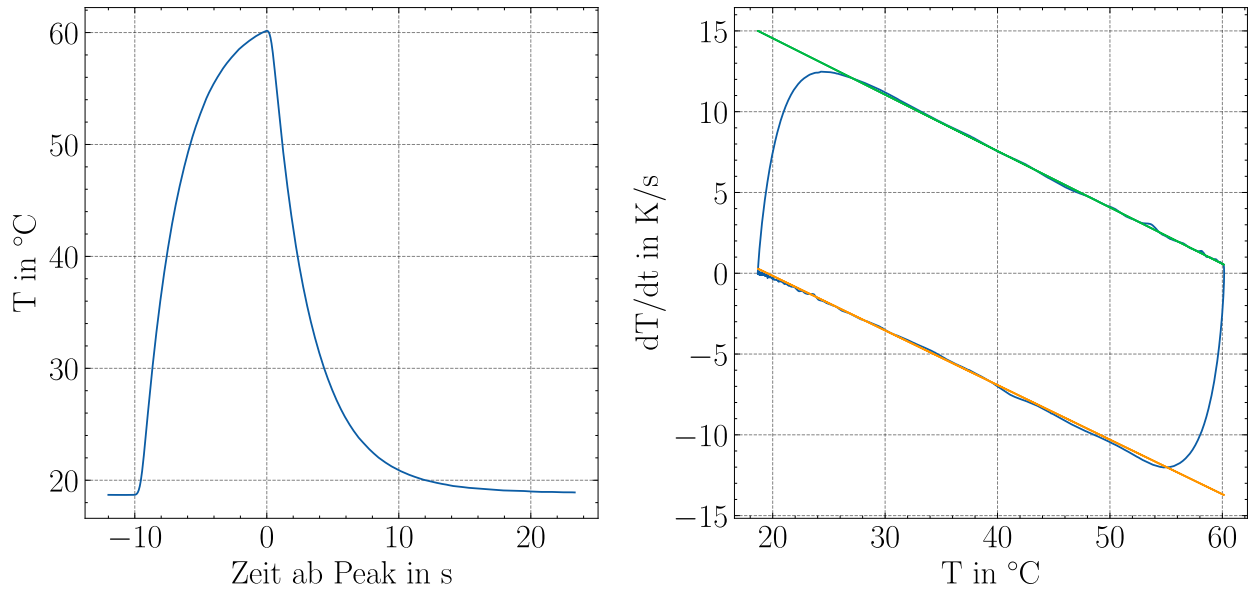


Abbildung 2.2.: Links: Beispielhafte Darstellung eines Temperaturpeaks. Rechts: Derselbe Temperaturpeak in dT-Darstellung. Es werden lineare Fits an die linearen Bereiche gezeigt, deren Steigungen nahezu parallel sind.

Dabei ist die Steigung für eine bestimmte Sonde konstant. Die Differenz der konstanten Terme ist dann proportional zur Heizleistung.

Trägt man die Temperaturänderung gegen die Temperatur auf, erkennt man diese zwei lineare Bereiche, die dem Heiz- und Kühlprozess entsprechen. Beide zeigen die gleiche Steigung, die Heizkurve liegt jedoch in der Grafik oben. Durch lineare Regression lassen sich die beiden Kurven vergleichen. In der Theorie ergibt sich die Leistung einfach aus der Differenz der Achsenabschnitte. Da die Steigungen in der Praxis jedoch fehlerbehaftet und nicht exakt gleich sind, wird die Differenz in der Mitte der Fit-Bereiche gebildet.

**Glättung der Datenreihe** Um die Ableitung einer Datenreihe zu bilden, ist es wichtig, die Daten vorher zu glätten, da die Differenzenbildung aufeinanderfolgender Werte das Rauschen in den Daten verstärkt. Dabei hat die Methode der Glättung einen großen Einfluss darauf, wie viel geglättet werden muss, um eine saubere Ableitung berechnen zu können. Dies liegt an den Eigenschaften der Faltung. Die Ableitung der Faltung einer Funktion mit einem Faltungskern ist gleich der Faltung der Funktion mit der Ableitung des Kerns

$$\frac{d}{dx}(f * k)(x) = f * \left(\frac{dk}{dx}\right).$$

Eine einfache Glättung durch einen laufenden Mittelwert entspricht der Faltung mit einem rechteckigen Faltungskern der Länge  $l$  des Glättungsfensters. Damit entspricht die Ableitung der so geglätteten Funktion der Faltung mit einem Kern der Form

$$\frac{dk}{dx} = \frac{1}{l} \left( \delta \left( x + \frac{l}{2} \right) - \delta \left( x - \frac{l}{2} \right) \right).$$

Die so berechnete Ableitung wäre also wieder nur die Differenz zweier einzelner Datenpunkte, die hier nur weiter auseinanderlägen.

Dieses Problem kann gelöst werden, wenn man anstatt eines Rechteckfensters eine Gaußkurve zum Glätten verwendet. Bei der Ableitung einer so geglätteten Kurve werden die Differenzen

der Werte ganzer Bereiche gebildet, da die Ableitung der Gaußkurve nicht nur zwei Spitzen hat. Dies führt dazu, dass die so abgeleiteten Daten deutlich weniger verrauscht sind. Zudem wird der Einfluss einzelner Ausreißer in den Daten verringert, sodass diese nicht zu abrupten Sprüngen in der Ableitung führen. Um die Daten nicht übermäßig zu glätten, wird für die Gaußkurve hier eine Standardabweichung von 10 Datenpunkten, also  $\frac{1}{9}$  s, genutzt.

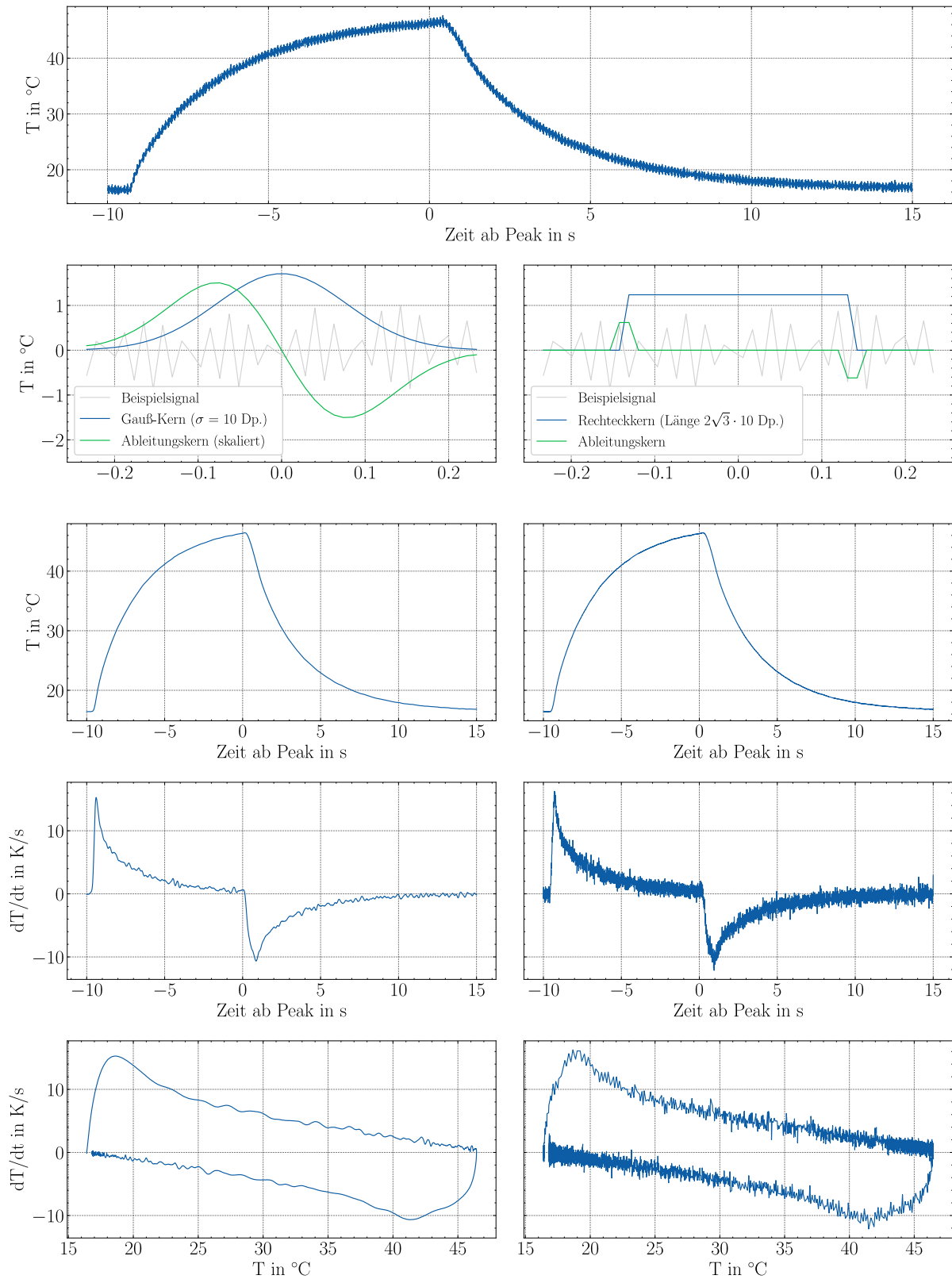


Abbildung 2.3.: Vergleich zwischen gaußartiger Glättung und laufendem Durchschnitt: Zeile 1: Unglättete Datenreihe; Zeile 2: Glättungskerne beider Art und deren Ableitungen. Beide Kerne haben die gleiche Standardabweichung. Die Ableitung des Gaußkerns ist zur besseren Sichtbarkeit vertikal vergrößert. In Grau Ausschnitt aus dem Rohsignal als Beispiel; Zeile 3: Mit den jeweiligen Kernen geglättetes Signal; Zeile 4: Die Ableitungen der entsprechenden Signale; Zeile 5: Die beiden Art geglätteten Signale in  $dT$ -Darstellung.

Beim Vergleich beider Methoden zeigt sich, dass ein Gaußkern zu einem deutlich rauschfreieren Ergebnis führt, als eine Glättung mit einem Rechteckkern gleicher Standardabweichung.

### 2.2.4. Kalibrierung der Sonde

Eine der größten Schwierigkeiten bei der Benutzung passiver Thermosonden ist deren Kalibration, also die Bestimmung der Wärmekapazität des Sondenkopfes. Durch die Bestimmung des Volumens des Substratplättchens, lässt sich ein Schätzwert der Wärmekapazität erhalten. Bei einem Kupferplättchen mit Durchmesser 5mm und Dicke 100  $\mu\text{m}$  ergibt sich ein Wert von 0,0068  $\text{J K}^{-1}$ . Dies ist jedoch nicht der einzige Beitrag zur thermischen Trägheit der Sonde, da das Plättchen mit einem Draht verbunden ist, welcher schließlich Kontakt zum Rest der Sonde hat. Obwohl sich bei einer kurzen Heizung des Plättchens nicht die ganze Sonde thermalisiert, lässt sich durch Messung an einer bekannten Quelle eine effektive Wärmekapazität bestimmen. Diese liegt meistens bei etwa 0,01  $\text{J K}^{-1}$  und damit deutlich über der Wärmekapazität des einzelnen Plättchens. Hier wird für die Kalibrierung ein Elektronenstrahl genutzt, der bei bekannter Leistung für 30 s die Sonde heizt. Die Wärmekapazität lässt sich dann aus der Temperaturänderungsrate und der Leistung des Strahls errechnen.

## 2.3. Sekundärelektronenemission (SEE)

Energiereiche Teilchen können beim Aufprall auf ein Substrat Elektronen aus diesem heraus schlagen. Dafür müssen die Teilchen genug Energie an das Material geben, um die Austrittsarbeit der Elektronen zu leisten. Dies kann sowohl durch Stoß geschehen, etwa durch Ionen, Neutralteilchen oder Photonen, oder auch als separate Energieabgabe, wie bei der Abregung metastabiler Teilchen auf der Oberfläche.

### 2.3.1. Der Sekundärelektronenemissionskoeffizient (SEEC)

Der Sekundärelektronenemissionskoeffizient  $\gamma$  gibt an, wie viele Elektronen ein einfallendes Ion im Mittel aus der Kathode löst. Dabei ist der Mechanismus, durch den die Emission im Detail geschieht von höchster Relevanz. Werden nur Sekundärelektronen betrachtet, die tatsächlich und direkt durch den Aufprall von Ionen herausgelöst werden, ergibt sich der Koeffizient  $\gamma_I$ , der bei etwa 0,1 liegt [15]. Im *effektiven SEE Koeffizient* (ESEEC)  $\gamma_E$  werden auch andere Emissionsmechanismen betrachtet. In der Praxis ergeben sich für diesen Werte von etwa 0,3 bei Niederdruck [16] und etwa 1 bei Normaldruck [17].

Ionen sind aber nicht der einzige Mechanismus der SEE. Besonders angeregte metastabile Gasteilchen sind in niedrig ionisierten Plasmen in deutlich höherer Konzentration vorhanden als Ionen. In Simulationen eines He-Mikroplasmas zeigte sich eine Dichte metastabiler Heliumteilchen von  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bis  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , die mehr als zwei Größenordnungen über der Dichte der Heliumionen liegt [19]. Diese geben beim Kontakt mit der Anode durch ihre Abregung genug Energie ab, um Elektronen zu emittieren. Besonders in Atmosphärendruckplasmen geben Ionen ihren Impuls wegen der hohen Gasdichte zudem oft über Stöße an neutrale Gasteilchen ab, welche beim Aufprall auch Elektronen aus der Kathode stoßen können. Sekundärelektronen können außerdem durch Lichtteilchen im photoelektrischen Effekt herausgelöst werden. Da der Fluss neutraler Teilchen nicht durch elektrische Methoden messbar ist, wird die Anzahl aller SE trotzdem im Verhältnis zur Anzahl der Ionen angegeben. In diesem *effektiven SEE Koeffizient* (ESEEC)  $\gamma_E$  werden also auch andere

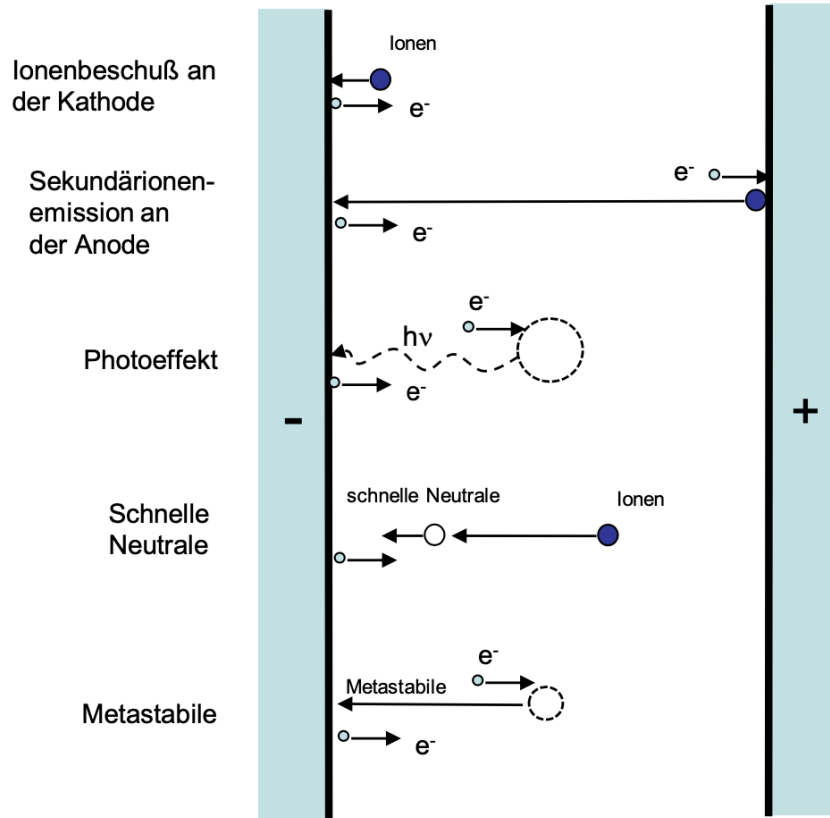


Abbildung 2.4.: Die verschiedenen Mechanismen der Sekundärelektronenemission. Bild aus [18].

Emissionsmechanismen betrachtet. In der Praxis ergeben sich für diesen Werte von etwa 0,3 bei Niederdruck [16] und etwa 1 bei Normaldruck [17].

Da z.B. die, Elektronen herauslösenden, Neutralteilchen zuvor durch Stöße mit Ionen beschleunigt wurden, welche schlussendlich auch auf die Kathode treffen, ist der Anteil anderer Mechanismen an der SEE proportional zum Ionenstrom. Dies macht die Angabe des ESEEC sinnvoll, da dieser unabhängig von der Größe des Ionenstroms ist. Da im ESEEC auch Sekundärelektronen berücksichtigt werden, die nicht durch Ionen erzeugt wurden, ist dieser zwangsweise größer als der Koeffizient  $\gamma_I$ . Zudem ist der ESEEC druckabhängig und bei Normaldruck deutlich höher als bei Niederdruck [20].

### 2.3.2. Messung der ESEEC

Zur Bestimmung der effektiven SEE Koeffizienten wird die thermische Leistung auf der Kathode mit der elektrischen Leistung am Plasma verglichen. Der elektrische Strom durch die Kathode setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Dem Strom durch das Auftreffen positiver Ionen auf das Substrat und dem, durch das Ablösen von Elektronen aus selbigen [20–22]

$$I = I_{\text{se,C}} + I_{\text{i,C}}.$$

Diese beiden Anteile stehen durch den ESEEC in Relation, da dieser die Anzahl emittierter Elektronen pro Ion angibt [16]. Es gilt  $I_{\text{se,C}} = \gamma_E I_{\text{i,C}}$  und damit

$$I = I_{\text{i,C}}(1 + \gamma_E)$$



Da die Ionen von der anliegenden Spannung beschleunigt werden, ist die, von den Ionen aufgenommene Leistung gleich dem Produkt aus Ionenstrom und Spannung [16, 23]:

$$\begin{aligned} U \cdot I &= U \cdot I_{i,C}(1 + \gamma_E) \\ P_{el} &= P_i \cdot (1 + \gamma_E) \end{aligned}$$

Da die Spannung vor allem über dem *Sheath* direkt vor der Kathode abfällt, werden die Ionen auch vor allem dort beschleunigt. Deshalb stoßen die von Ionen beschleunigten Neutralteilchen

Auch wenn nicht alle Leistung auf die Kathode von Ionen abgegeben wird, wird sie doch zunächst von Ionen aus dem elektrischen Feld aufgenommen. Die Energie, die z.B. ein durch Stöße mit Ionen beschleunigtes Neutralteilchen an die Kathode abgibt, sorgt dafür, dass ebendiese Ionen entsprechend weniger Energie zur Kathode führen. Überdies werden die Ionen vor allem im *Sheath* direkt vor der Kathode beschleunigt, sodass die durch Stöße beschleunigten Neutralteilchen vorrangig die Kathode erhitzen. Im Netto ist deshalb die thermische Leistung an der Kathode gleich der Leistung an den Ionen durch die anliegende Spannung [arumugamEffectiveSecondaryElectron2017 , 24]

$$P_{\text{therm},C} = P_i.$$

Damit kann der ESEEC durch

$$\gamma_E = \frac{P_{el}}{P_{\text{therm},C}} - 1$$

aus den gemessenen Daten berechnet werden. Die auf diese Methode erlangten Werte sind vorsichtig zu interpretieren, da in den vereinfachten Annahmen z.B. nicht auf Energieverluste, die nicht auf die Sonden treffen, oder die Kinetik der Teilchen [phelpsColdcathodeDischargesBreakdown25] eingegangen wird. Trotzdem eignen sie sich um Trends, zum Beispiel gegenüber den Werten bei Niederdruck oder den Ionen-SEE-Koeffizienten zu betrachten.



## 3. Messmethodik

### 3.1. Gasbox

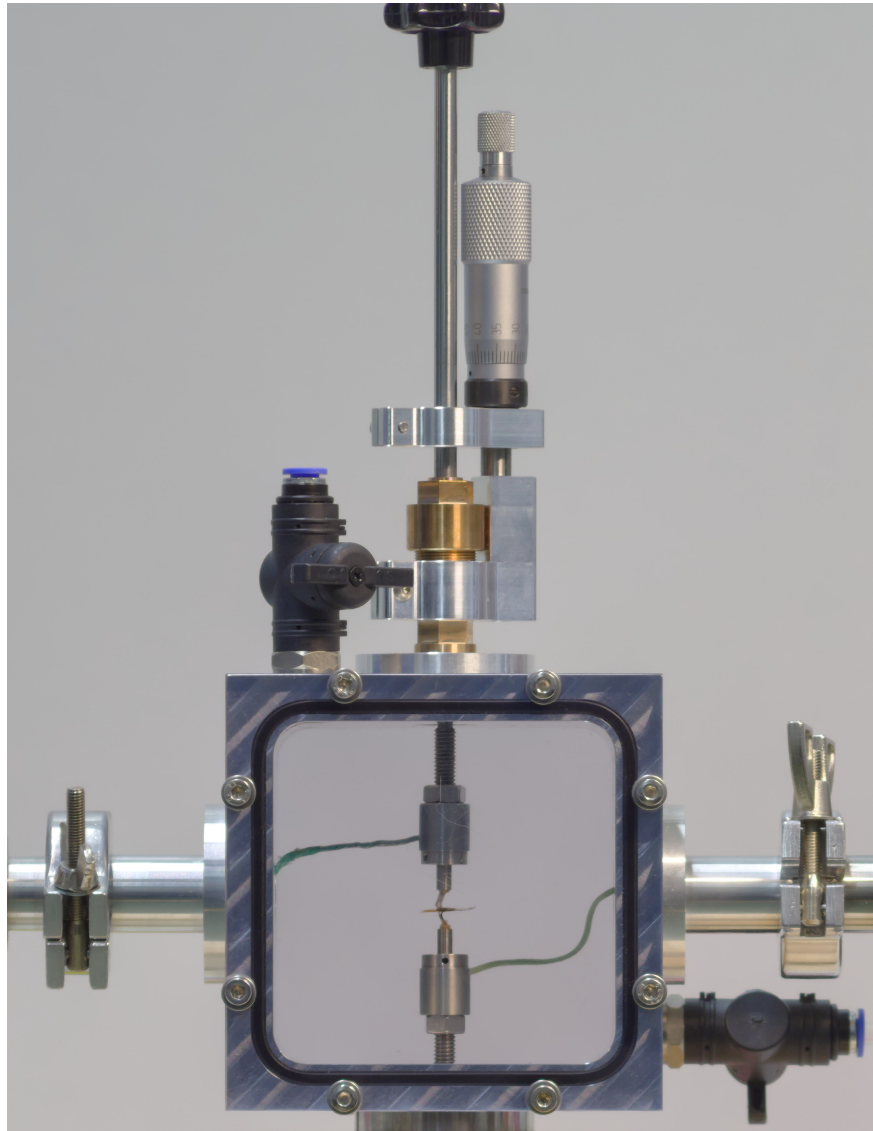


Abbildung 3.1.: Die Gasbox in der das Plasma gezündet wird.

Das Kernstück des Aufbaus ist die Gasbox in der das Plasma gezündet wird. Die Box besteht aus Stahl mit zwei Fenstern zur Beobachtung und als Öffnung zum Einbau der PTPs. In dieser Box befinden sich zwei Thermosonden, die auch als Elektroden zum Zünden des Plasmas dienen. Die untere ist auf ein festes Gewinde geschraubt, die obere Sonde ist senkrecht über Durchführung nach außen verschiebbar. Mit einer Mikrometerschraube ist die Höhe der Sonde auch fein einstellbar. Da die Position der Sondenplättchen auf den biegsamen Kabeln

nicht vollständig fix ist, dient die Mikrometerschraube nur zur feinen Einstellung, eignet sich aber nicht um die Position mehrfach und reproduzierbar gleich einzustellen. Zur Einhaltung des Elektrodenabstandes wird daher eine Spacer-Folie aus Kapton verwendet. Die Kabel der Thermosonden werden durch Flansche zu den Ausleseplatten geführt, die sich in T-Stücken auch in der Gasatmosphäre befinden. Dies vermeidet, die gewebeummantelten Kabel der PTPs nach außen führen zu müssen, was eine potenzielle Leckstelle wäre. Zudem gibt es noch zwei Gasanschlüsse als Ein- und Auslässe für Gas, entweder zum Durchspülen oder zum Abpumpen mit einer Vakuumpumpe. Dabei wird für Gase wie Helium, die leichter sind als Luft, das obere Ventil als Einlass genutzt, um die Luft in der Kammer nach unten durch das zweite Ventil zu verdrängen. Für dichtere Gase werden die Eingänge vertauscht. Über ein Manometer am Auslass lässt sich der Druck im Inneren der Kammer messen. Dieser Aufbau ist angelehnt an die sehr ähnliche Gasbox bei [17].

### 3.2. Schaltplan

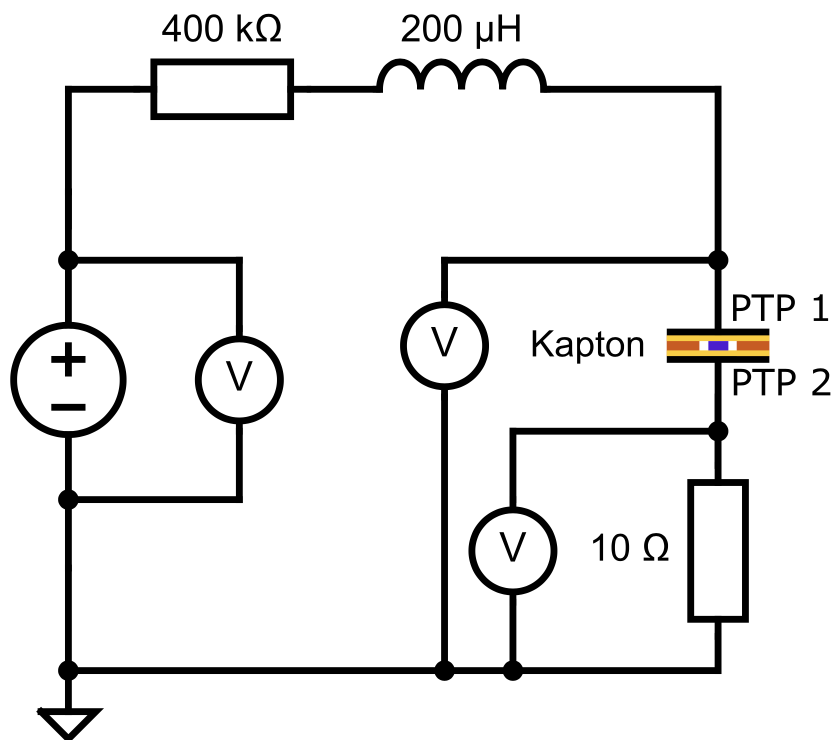


Abbildung 3.2.: Schaltbild des elektrischen Schaltkreises der Mikroplasmakammer. Als Elektroden dienen zwei PTPs mit verschiedenen möglichen Substratoberflächen. Hochspannungsmessköpfe messen die Spannungen am Netzteil, dem Mikroplasma und über dem Shunt-Widerstand. Bild aus [17]

Aus der Platine werden zweierlei Kabel herausgeführt. Zum einen werden über eine RS232-Verbindung die Daten der PTP-Platinen ausgelesen. Diese werden über eine galvanisch getrennte USB-Verbindung an die Auswertungsrechner angeschlossen, die die Messung deutlich robuster gegenüber Stromstößen durch Arcing macht. Zudem wird über eine SHV-Stecker-Durchführung die elektrische Verbindung zum Plasma hergestellt. Von der Spannungsquelle<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Heinzinger PNC 3500-300 ump

kommend, fließt der Strom zunächst durch eine Vorinduktivität von  $200\text{ }\mu\text{H}$  und einen Vorwiderstand von  $400\text{ k}\Omega$ . Danach wird er durch die Durchführung in die Gasbox geführt, wo das Plasma als Verbindung dient. Durch die zweite Durchführung wird der Strom nach außen und anschließend durch einen Shunt in die Erde geführt. Die elektronischen Daten werden mit drei Oszilloskoptastköpfen aufgenommen. Ein 1:1000 Tastkopf misst zwischen Hochspannungseingang und Erde die gesamte, von der Spannungsquelle ausgegebene Spannung. Ein 1:100 Tastkopf wird nach dem Vorwiderstand angelegt und misst die über dem Plasma abfallende Spannung. Ein 1:1 Tastkopf misst schließlich über den Shunt den durch das Plasma fließenden Strom. Die von den Tastköpfen gemessenen Daten werden über ein Oszilloskop<sup>2</sup> ausgelesen und gespeichert.

### 3.3. Elektroden und Aufbau des Plasmas

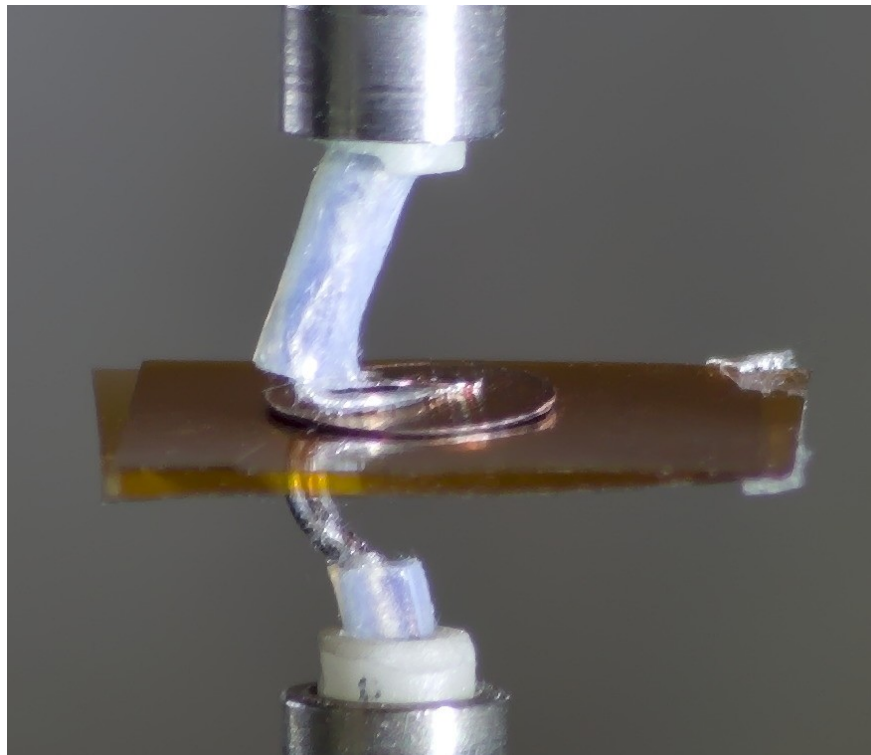


Abbildung 3.3.: Nahaufnahme der eingebauten Elektroden samt Spacer.

Zwischen den beiden Thermosonden als Elektroden wird das Plasma gezündet. Um den Abstand von  $100\text{ }\mu\text{m}$  sicherzustellen, wird zwischen den Sonden eine zweilagige Kapton-Folie eingelegt, in der sich ein Loch von  $1\text{ mm}$  Durchmesser befindet. Auf diese Folie werden mit leichtem Druck die Sonden angedrückt, was sowohl die Folie glättet, als auch die Sondenplättchen parallel zueinander ausrichtet, da diese an den etwas biegsamen Verbindungsdrähten befestigt sind. Kapton wird als Spacerfolie benutzt, da es hitzebeständig und durchschlagfest ist und bei Unterdruck nicht ausgast.

---

<sup>2</sup>PicoScope 5442B

### 3.4. Ablauf der Energiestrommessungen

Im Laufe der Energiestrommessungen wird für jedes Elektrodenmaterial die gleiche Messreihe durchgeführt. Dabei wird die Leistung des Plasmas auf die Elektroden für verschiedene Spannungen am Netzteil und damit für verschiedene Gesamtleistungen vermessen. Da, wie zuvor gezeigt, mindestens 500 V zur Zündung des Plasmas benötigt werden, ist dies eine untere Grenze für den messbaren Bereich. Um ausreichend über der Zündspannung zu arbeiten und keine zu hohen Leistungen zu nutzen, wurden Werte von 700 V bis 1000 V in 50 V Schritten in sowohl positiver als auch negativer Polarität genutzt.

Im Laufe der Messreihe wird daher von 700 V aufwärts gemessen, wobei die 700 V-Messung zur Prüfung der Vergleichbarkeit am Ende der Reihe wiederholt wird. Die Messung bei einem Spannungswert besteht dabei aus 6 der in ?? beschriebenen Temperaturpeaks. Bei jedem dieser Peaks ist das Plasma dabei jeweils für 10 s an- und dann 30 s ausgeschaltet. In 10 s kann eine ausreichend lange Temperaturzeitreihe aufgenommen werden um die dT-Auswertung zu benutzen und der Einfluss von zeitabhängigen Abweichungen beim Umschalten des Plasmas wird begrenzt. Gleichzeitig bleiben die äußeren Bedingungen, besonders die Außentemperatur auf dieser Zeitskala unverändert, was eine wichtige Annahme der Auswertungsmethode ist. In den 30 s, für die das Plasma ausgeschaltet bleibt, ist genug Zeit, dass die Temperatur der Sonden auf weniger als 0,5°C über der Ausgangstemperatur vor der Messung absinkt. Dies gewährleistet eine Vergleichbarkeit der Messpeaks untereinander, da sich die Grundtemperatur im Laufe der Messung nicht relevant erhöht.

Die Wirkungsgrade und ESEEC werden aus der Messreihe für jede Spannung einzeln berechnet und gemittelt. Damit baut ein gemessener Sekundärelektronenkoeffizient auf den Messdaten von 42 Messpeaks auf<sup>3</sup>, was den statistischen Fehler gering hält. Bei Kupfer wurde zusätzlich eine zweite dieser Messreihen bei vertauschten Sonden durchgeführt und damit pro Spannung und Polung effektiv 12 statt 6 Messpeaks genutzt.

### 3.5. Aufbau der optischen Emissionsspektroskopie (OES)

Um die Gasreinheit innerhalb des Plasmas zu überprüfen, wurden optische Spektren des Plasmas aufgenommen. Dafür wurde eine Glasfaser mit einer Fokussierungslinse auf die Entladung ausgerichtet, die die Strahlung dann in ein Spektroskop<sup>4</sup> leitet. Pro Messung wurde dabei je ein Hell- und ein Dunkelspektrum aufgenommen um systematische Fehler herauszurechnen. Da Stromstöße in den Hochspannungskabeln durch Arcing im Plasma durch Induktion in die Datenkabel des Spektroskops zu einer instabilen seriellen Kommunikation geführt haben, konnte die OES nicht zuverlässig im Hintergrund der Thermomessungen durchgeführt werden. Stattdessen wurde alle zehn Minuten jeweils ein Spektrum zwischen den PTP-Messungen aufgenommen um den zeitlichen Verlauf der Gasreinheit abzuschätzen.

---

<sup>3</sup>Bzw. 84, wenn auch über beide Polungen gemittelt wird.

<sup>4</sup>OceanOptics HR2000+CG-UV-NIR

## 4. Auswertung

Diese Arbeit befasst sich sowohl mit der Nutzung von Energiestromdaten zur Berechnung effektiver SEEC, als auch mit der Methodik zur Aufnahme der nötigen Daten und den Verfahren, mit denen sich die für diese Messungen nötigen Rahmenbedingungen herstellen lassen. Deshalb werden auch in der Auswertung der gesammelten Daten Fragestellungen aus diesen verschiedenen Bereichen betrachtet. Insbesondere stellen sich dabei folgende Fragen:

1. Wie lässt sich die nötige Gasreinheit sicherstellen?
2. Wie kann die Gasreinheit im Laufe der Messung aufrechterhalten werden?
3. Welche Verunreinigungen können auftreten und wie lassen sich diese vermeiden?
4. Wie kann die Entladung auf Verunreinigungen überprüft werden?
5. Wie kann überprüft werden, ob sich zwischen den Elektroden eine Glimmentladung ausbildet?
6. Welche Spannung ist zur Erzeugung des Plasmas notwendig?
7. Welcher Wirkungsgrad kann in dieser Entladung erreicht werden?
8. Welche Fehler treten in der Messung der Energieströme und ESEEC auf?
9. Welche Energieströme und Energiestromdichten fließen durch die Thermosonden?
10. Was sind die effektiven SEEC bei den vermessenen Metall-Gas-Kombinationen?

### 4.1. Herstellung der nötigen Rahmenbedingungen

Die Reinheit des Arbeitsgases ist für einen stabilen Betrieb des Plasmas von höchster Relevanz. Deshalb wurde zunächst untersucht, wie sich diese im weiteren Verlauf der Messungen zuverlässig herstellen lässt. Dabei wurden vor allem zwei, aus der Literatur bekannte, Methoden versucht: Ein mehrfaches Abpumpen und Wiederbefüllen der Kammer [16] und ein Durchspülen der Kammer mit dem Arbeitsgas [17]. Als Maß für das Bestehen einer hinreichenden Gasreinheit, wird hier stets die Stabilität des Plasmas betrachtet, wie sie aus den elektronischen Daten erkennbar ist. Gibt es Verunreinigungen im Gas, tritt der klar erkennbare Effekt des *Arcings* auf. Bei reinerer Gasatmosphäre wird dieses seltener, bis es schließlich ganz verschwindet. Dieser Zustand ist der herzustellende.

**Durchspülen der Kammer:** Zuerst wurde der Gasschlauch für eine Minute mit 2 slm durchgespült. Dies soll sicherstellen, dass Verunreinigungen, die in den zuvor offenen Schlauch eindringen konnten aus diesem entfernt werden. Mit der gleichen Rate wird die Kammer nun 15 Minuten lang gefüllt, wobei das Auslassventil offen bleibt. Im Anschluss wird die Flussrate auf 0,5 slm eingestellt und das Auslassventil teilweise geschlossen, dass die Kammer gespült werden kann und keine Luft durch den Auslass eindringt. Periodisch wurde überprüft, ob eine hinreichende Gasreinheit erlangt wurde. Nach etwa 2 Stunden konnte dabei ein stabiles Plasma gezündet werden. Das Spülen dauert so lange, da das Gas nur schwer durch die kleinen Lücken zwischen den Spacern hindurch diffundiert.

**Abpumpen und Befüllen der Kammer:** Da die Gasbox dafür ausgelegt ist, ein Vakuum halten zu können, liegt es nahe, vor dem Befüllen mit Gas, die Luft aus der Kammer herauszupumpen. Dabei kann die Kammer auf 0,1 bar bis 0,05 bar abgepumpt und mit reinem Gas befüllt werden. Wird dieser Prozess fünffach wiederholt, reicht dies für ein zuverlässiges Zünden des Plasmas aus. In der Praxis hat es sich dabei als hilfreich herausgestellt, die Kammer bei der letzten Befüllung auf leichten Überdruck zu bringen, der dann beim Verschließen der Ventile abgelassen wird. Dies verhindert eine Kontamination mit der Außenluft nach der Befüllung.

Im Vergleich der beiden Prozesse ist das zweite Verfahren schneller und zuverlässiger. Zudem werden im Spülprozess innerhalb von 2 Stunden etwa 60 L Gas verbraucht, während beim Abpumpen bloß 1 L bis 1,5 L pro Wiederholung verloren gehen. Besonders bei Helium ist der geringere Verbrauch wichtig. Aus diesen Gründen wird im weiteren Verlauf der Messungen das Verfahren, fünffach abzupumpen und zu befüllen zum Vorbereiten der Messung genutzt.

**Erhaltung der Gasreinheit während der Messung** Wird zu Beginn der Messung eine reine Gasatmosphäre hergestellt und die Box verschlossen, bleibt diese Reinheit erhalten. Durch die sorgfältige Abdichtung der Eingänge durch O-Ringe, gibt es nur sehr wenig Austausch von Gas mit der Umgebung. Erst über einen Zeitraum von mehreren Stunden ließ sich eine langsame Verunreinigung bemerken. In mehreren Versuchen war eine Zündung des Plasmas auch nach über 48 Stunden noch möglich, auch wenn das Plasma dabei instabiler war. Da eine Messreihe nur über einen Zeitraum von 2-3 Stunden geht, reicht eine Befüllung nach obigem Verfahren am Anfang aus und es gibt keinen laufenden Gasverbrauch während der Messung.

**Weitere Verunreinigungen:** Neben mangelhafter Reinheit beim Füllen der Gasbox, zeigten sich noch weitere Gründe für Instabilitäten. Am Anfang einer Messreihe kommt es oft zu Arcing, das nach einigen Versuchen abklingt. Dies kann durch Oxidschichten verursacht werden, die sich bei der Lagerung an der Luft auf den Sondenplättchen bilden. Diese wird vom anfänglichen Arcing entfernt, sodass danach ein stabiles Plasma möglich ist. Zur Reinigung der Plättchen und des Spacers vor der Messung können diese mit Isopropanol abgewischt werden, um Verunreinigung durch Staub zu vermeiden. Auch das Innere der Box kann so gereinigt werden, dies hatte jedoch keinen merklichen Einfluss auf die Reinheit, da durch den Spacer verhindert wird, dass Staubteilchen von außen das Plasma verunreinigen.

#### 4.1.1. Optische Emissionsspektroskopie

Die Gasreinheit kann durch optische Emissionsspektrographie (OES) untersucht werden. Dabei zeigt sich ein Linienspektrum der angeregten Atome im Plasma. Die genauere Un-



tersuchung dieser Linien zeigt, dass die meisten durch angeregtes Helium erzeugt werden. Zur Identifikation der Linien wurde dabei die *Atomic Spectra Database* des amerikanischen *National Institute of Standards* genutzt [26]. Diese Linien treten in allen OES-Messungen am Heliumplasma auf und haben auch relativ zueinander stets ähnliche Höhen. Zusätzlich ist eine prominente Sauerstoff-Linie bei ca. 777 nm erkennbar. Diese variiert, anders als die Heliumlinien in ihrer Intensität relativ zu diesen. Dies weist auf einen schwankenden verunreinigenden Anteil durch Sauerstoff hin. Gleichzeitig kann aus den OES-Daten gefolgert werden, dass diese Verunreinigung nicht durch ein Leck zur Außenluft erzeugt wird, da sonst eine im Vergleich zur O-Linie sehr große Stickstofflinie bei 10 000 nm erkennbar wäre. Weiterhin zeigt das Fehlen der Stickstofflinie, dass beim Befüllen der Kammer keine signifikante Menge an Luft in dieser verblieben ist. Stattdessen wird diese Verunreinigung wahrscheinlich durch die Abtragung einer Oxidschicht auf der Sondenoberfläche erzeugt, die sich bei der Lagerung dieser an der Außenluft bildet.

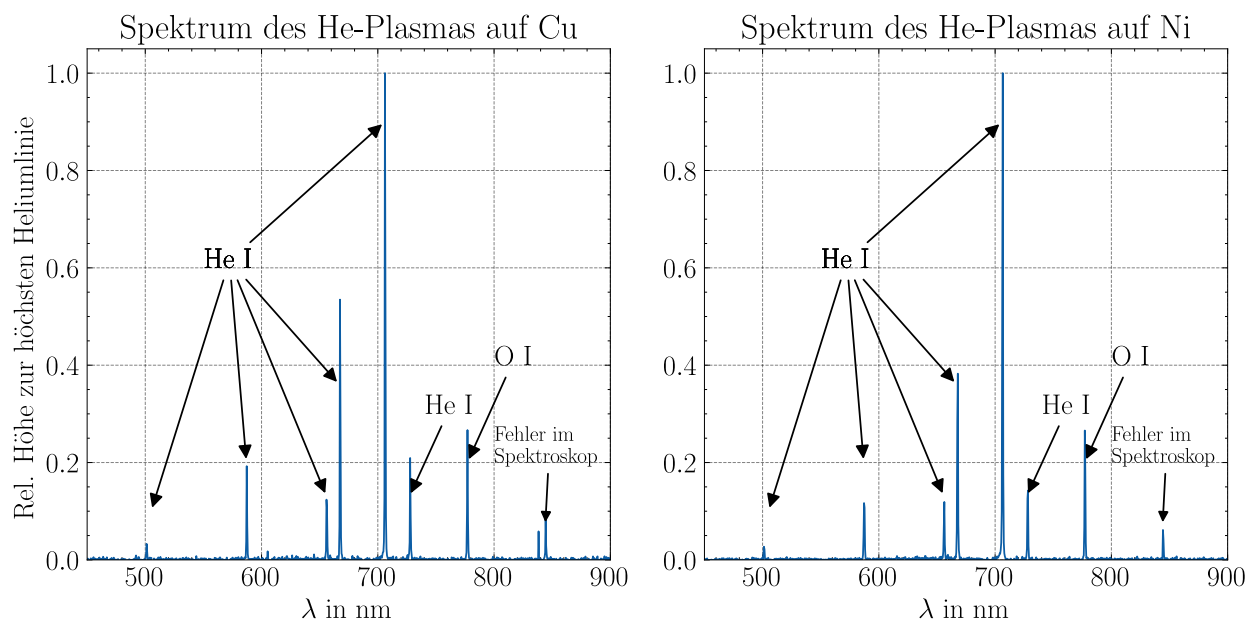


Abbildung 4.1.: Zwei Spektren am Heliumplasma mit verschiedenem Elektrodenmaterial.

Wird im Laufe einer Messreihe an mehreren Zeitpunkten ein Spektrum aufgezeichnet, so kann der zeitliche Verlauf der relativen Linienstärken betrachtet werden. Im Versuch treten dabei keine deutlichen Änderungen im Zeitverlauf auf. Dass sich die Stärke der O I-Linie nicht verändert, impliziert wiederum, dass sie nicht durch ein dauerndes Leck der Gasbox verursacht wird.

## 4.2. Überprüfung der erfolgreichen Zündung einer Glimmentladung

**Strom-Spannungskennlinien** Glimmentladungen haben die Besonderheit, dass die über dem Plasma abfallende Spannung unabhängig vom fließenden Strom ist. Nach erfolgter Zündung führt eine Erhöhung des Stroms nur noch zu einer Ausweitung des Entladungskanals, nicht jedoch zu einer Erhöhung der Stromdichte im Kanal [17]. Dies kann am Aufbau durch Messung mit dem Oszilloskop überprüft werden. Tatsächlich sind in der so erhaltenen Kennlinie nur geringe Schwankungen sichtbar.

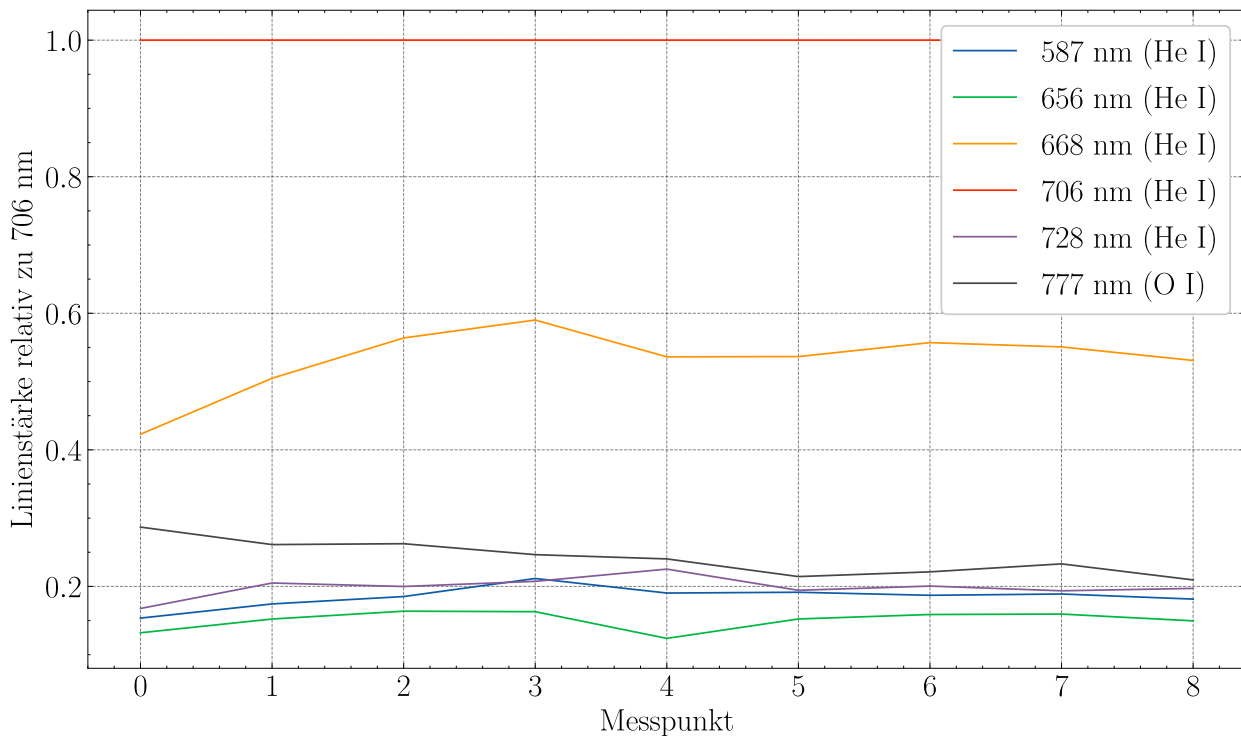


Abbildung 4.2.: Relative Linienstärken im Verlauf der Messung. Die Spektren wurden je in Abständen von 10 Minuten aufgenommen, wobei das Plasma für insgesamt etwa 2 Minuten gezündet wurde.

**Emissionslinien im Spektrum** Im Spektrum der Entladung lassen sich ganz klar die Emissionslinien des Arbeitsgases erkennen und kein Schwarzkörperanteil. Dies zeigt, dass das Leuchten durch elektronische Anregung entsteht, wie es in einem (nicht-thermischen) Plasma der Fall ist.

### 4.3. Größe der Zündspannung

Um die zum Zünden des Plasmas mindestens nötige Spannung zu bestimmen, wurde der Zündprozess genauer betrachtet. Insbesondere wurden dabei die Datenreihen betrachtet, in denen es vor der endgültigen Zündung nicht zu Instabilität oder Arcing kam. Beim Erhöhen der anliegenden Spannung durch die Quelle fällt zunächst alle Spannung über den Elektroden ab, da der Zündraum ohne Plasma nicht leitfähig ist. Diese Spannung wächst, bis das Plasma schließlich zündet. Nach dem Überschreiten dieser Hürde fällt die Spannung schnell auf einen, vom Strom unabhängigen Wert ab. Die Zündspannung ist dann die Spannung direkt vor dem Abbruch durch die Zündung. Da die Zielspannung der Spannungsquelle zum Zeitpunkt der Zündung noch nicht erreicht ist, sollte diese keinen Einfluss auf die Zündspannung haben. Da das Zünden durch Instabilitäten erschwert oder, wie beim Arcing ganz verhindert werden kann, ist es sinnvoll, mehrere solche Messungen auszunehmen und von diesen die niedrigste Zündspannung auszuwählen. Diese ist am wenigsten durch Fehler beeinträchtigt, ermöglicht aber immernoch eine Plasmazündung. Dabei ergaben sich bei Helium Werte von 500 V bis 520 V. Dies liegt deutlich über dem, aus dem Paschen-Gesetz abgeleiteten Wert von ca. 120 V, was in der Praxis auch zu erwarten ist.

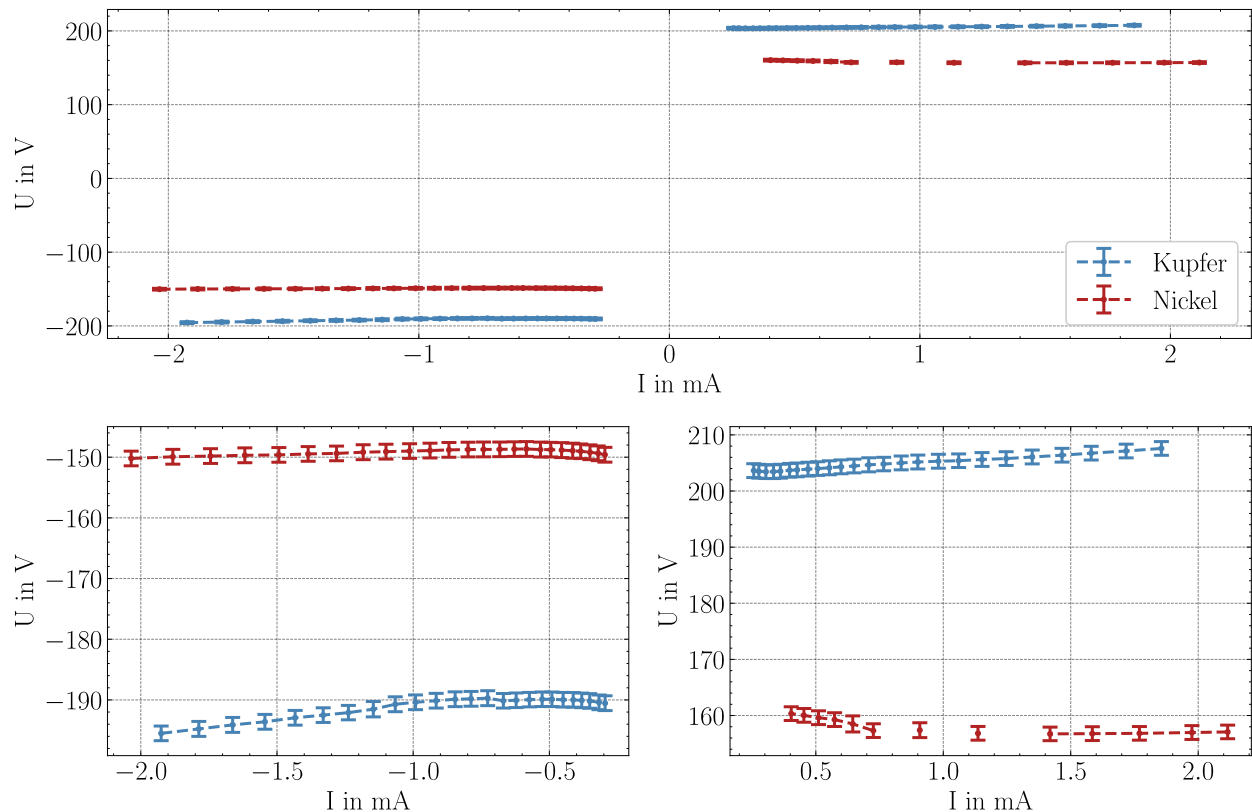


Abbildung 4.3.: Strom-Spannungs-Kennlinien des Plasmas. Unten sind dabei nähere Ausschnitte der Linien um die gleichbleibende Spannung zu zeigen.

## 4.4. Wirkungsgrad der Entladung

Als Wirkungsgrad wird hier das Verhältnis der thermischen Leistung an beiden Sonden zur gesamten elektrischen Leistung am System betrachtet. Dies ist eine nützliche Größe, da gerade die auf die Sonden gerichtete Energie in der Praxis zur Bearbeitung einer Oberfläche zur Verfügung steht. Konvektion des heißen Gases nach außen tritt nur sehr wenig auf, da der Gasfluss durch den Spacer größtenteils verhindert wird. Da der Abstand zwischen den Elektroden im Vergleich zu deren Durchmesser klein ist, wird der Großteil der Wärmeleistung von diesen aufgenommen. Aufgrund dieser Geometrie ist ein hoher und von der Gesamtleistung unabhängiger Wirkungsgrad zu erwarten. Tatsächlich ergibt sich je nach Metall und Gas ein Wirkungsgrad von 85-95%.

## 4.5. Betrachtung der Fehler in der Messung der ESEEC

Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der ESEEC setzt sich aus Fehlern zweier Art zusammen. Zum Einen treten bei der Messung Schwankungen der elektrischen und thermischen Leistungswerte auf. Aus diesen ergibt sich ein statistischer Fehler über die Standardabweichung der Messwerte. Des weiteren gibt es aber auch für jede Sonde eine Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Wärmekapazität. Da diese kein fluktuierender Effekt ist, sondern sich als gleichbleibende Abweichung des bekannten zum wahren Wert der Wärmekapazität zeigt, lässt sie sich nicht durch wiederholte Messreihen an der gleichen Sonde verbessern.

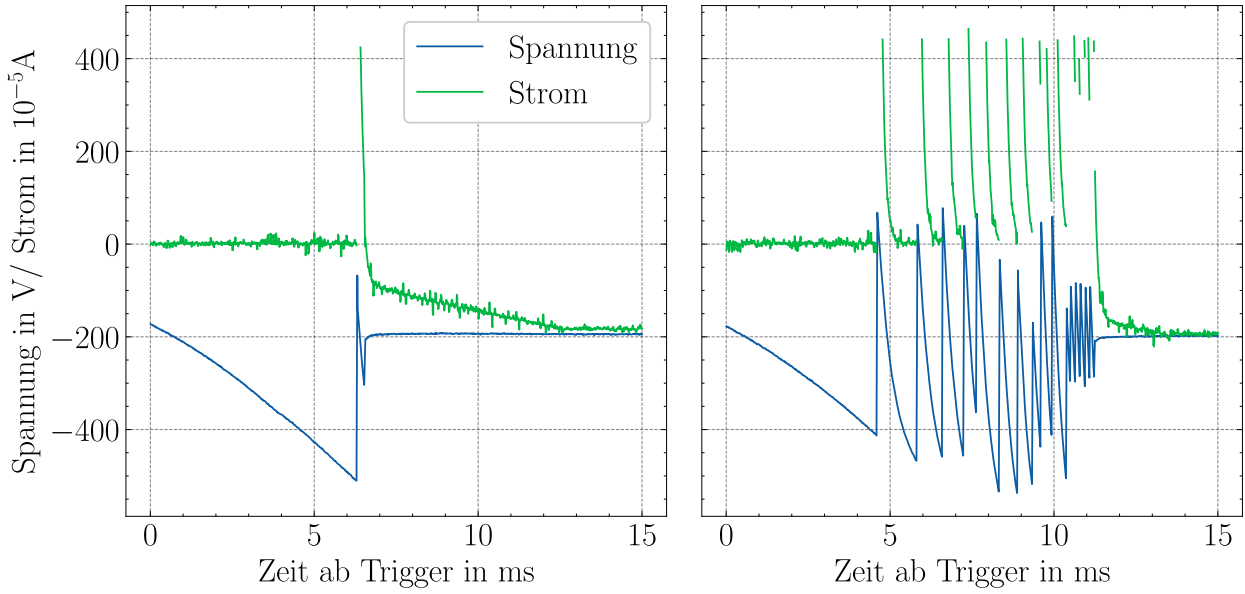


Abbildung 4.4.: Strom-Spannungs-Verläufe zu Bestimmung der Zündspannung: Das linke Bild zeigt eine stabile Plasmazündung bei 510 V ohne Arcing, das rechte eine instabilere Zündung mit etwas Arcing. Unabhängig vom Verlauf der Zündung stellen sich die gleichen konstanten Werte für Spannung und Strom ein.

Im Prozess der Kalibration kann es zu verschiedenen Fehlern kommen. Zunächst ergibt sich in der Kalibrationsauswertung ein Fehler von etwa 2-3% aus der Statistik der Einzelmessungen während der Kalibration. Da die Wärmekapazität der Sonde ein Effektivwert ist, der auch die Wegleitung von Wärme über den Sondendraht beschreibt, ist sie nicht gänzlich unabhängig von der Art und Weise der Erhitzung. Die Menge an Wärme die weggeleitet wird ist dabei abhängig vom Temperaturgradienten im Draht. Würde die Sonde also auf eine deutlich höhere Temperatur erhitzt als bei der Kalibration, wären die Kalibrationsdaten nur eingeschränkt nutzbar. In diesem Experiment wird die Sonde dagegen nur auf etwa 70°C erhitzt, was gut vergleichbar mit den Temperaturen bei der Kalibration ist.

Die in der dT-Auswertung berechnete Leistung ergibt sich aus der Änderung der Sonden-temperatur<sup>1</sup> und der Wärmekapazität der Sonde.

$$P = C\dot{T}$$

Dementsprechend ist der relative Fehler der Leistung gerade die Summe aus dem relativen statistischen Fehler der Temperaturänderungen und dem relativen Fehler der Wärmekapazität. Der Einfachheit halber wird dieser immer als 3% angenommen, was leicht über dem üblichen Wert liegt.

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta \dot{T}}{\dot{T}} + \frac{\Delta C}{C}$$

Auch die Fehler der ESEEC teilen sich in der Rechnung in statistische Schwankungen und

<sup>1</sup>Bzw. dem Anteil, der durch die Heizleistung verursacht wird, hier auch  $\dot{T}$  genannt.

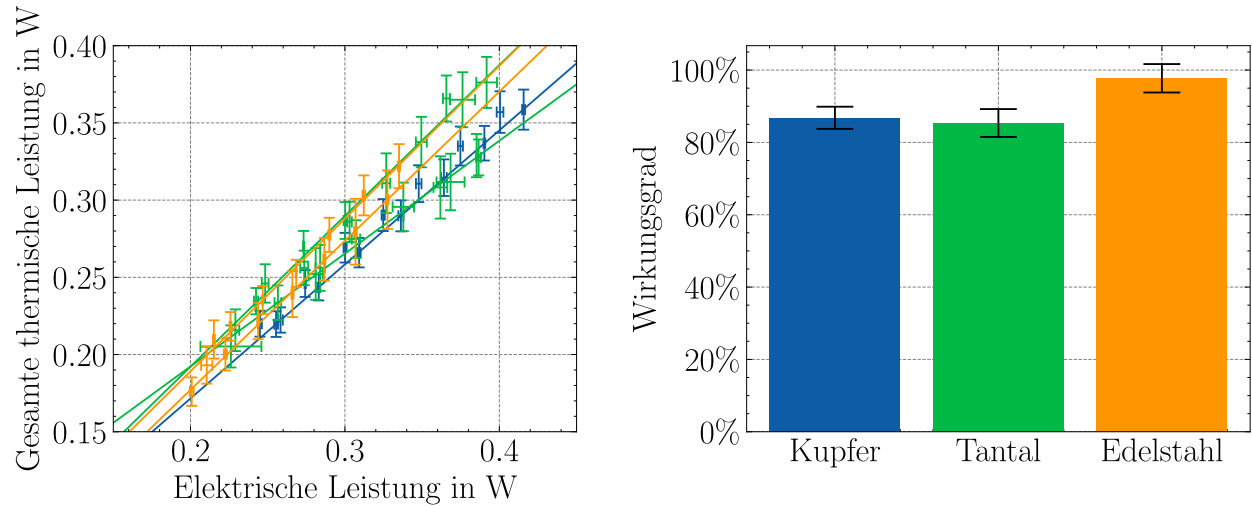


Abbildung 4.5.: Bestimmung der Wirkungsgrades der Entladungen bei verschiedenen Sondenmaterialien durch lineare Regression auf den Leistungsmesspunkten.

fehlerhafte Wärmekapazitäten auf:

$$\begin{aligned}
 \gamma_E &= \frac{P_{el}}{P_{therm,C}} \\
 \Delta\gamma_E &= \frac{1}{P_{el}} \Delta P_{el} + \frac{P_{el}}{P_{therm,C}^2} \Delta P_{therm,C} \\
 &= \frac{P_{el}}{P_{therm,C}} \left( \frac{\Delta P_{el}}{P_{el}} + \frac{\Delta P_{therm,C}}{P_{therm,C}} \right) \\
 &= \frac{P_{el}}{P_{therm,C}} \left( \underbrace{\frac{\Delta P_{el}}{P_{el}} + \frac{\Delta \dot{T}}{\dot{T}}}_{\text{statistische Fehler}} + \underbrace{\frac{\Delta C}{C}}_{\text{systematische Fehler}} \right)
 \end{aligned}$$

## 4.6. Größe der Energieströme und Energiestromdichten im Plasma

Die Verwendung von PTPs als Elektroden dient der direkten Messungen des Energiestroms aus dem Plasma. Dabei wird der Energiestrom nach der Art der Elektrode (positiv, negativ und geerdet, bzw. Kathode und Anode) aufgeteilt. Zudem wird die elektrische Leistung gemessen.

Berechnet man für eine gegebene Spannung die Leistung an beiden Elektroden fällt auf, dass die Leistung an der Kathode stets niedriger ist, als die an der Anode. Dies liegt an der Energie der beschleunigten Ionen und von diesen zur Anode gestoßenen Neutralteilchen [hansenConventionalNonconvetionalDiagnostics2022], welche schließlich auch zur die Sekundärelektronenemission beitragen.

Diese Verhältnisse zwischen den Energieströmen an Kathode und Anode bleiben bei verschiedenen Leistungen ähnlich, nur der absolute Wert ändert sich.

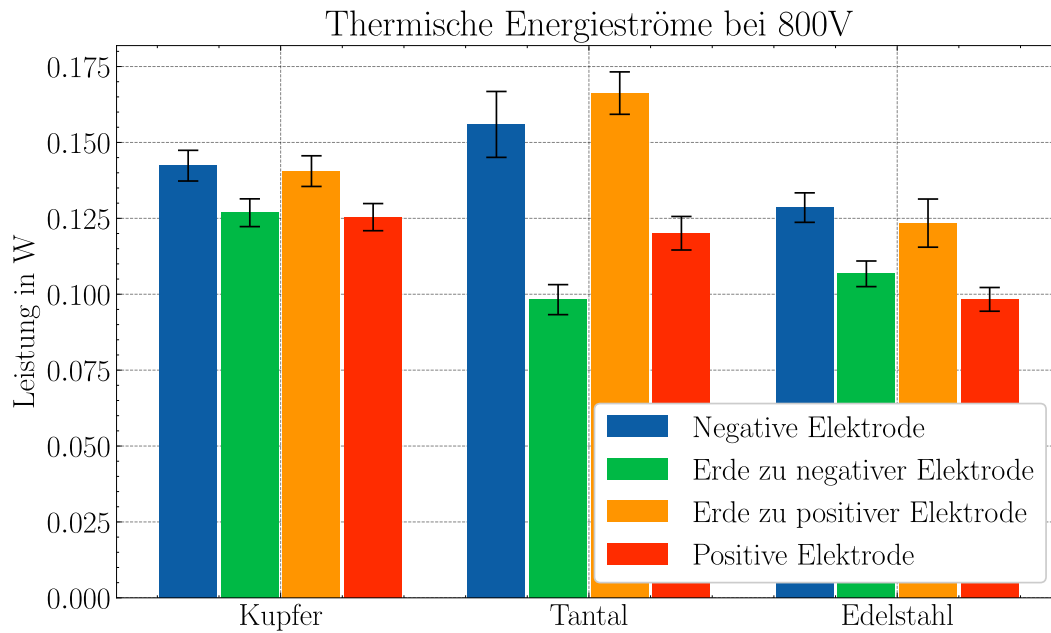


Abbildung 4.6.: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und der gleichen Spannung.

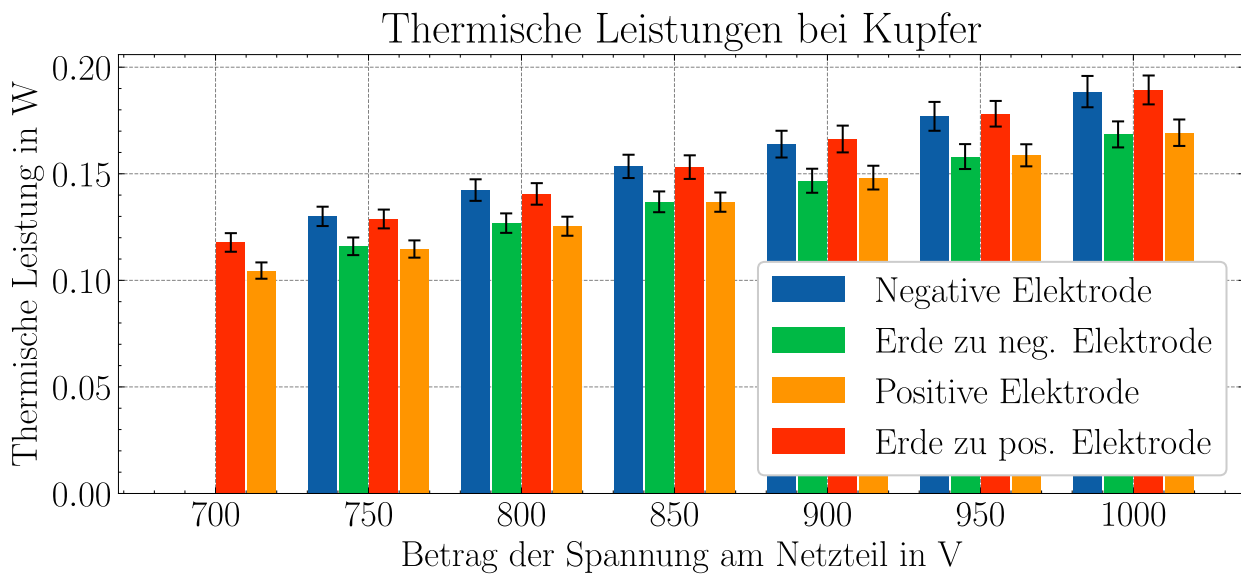


Abbildung 4.7.: Der Energiestrom auf die Kupferelektroden in Helium bei verschiedenen Leistungen im Plasma.

Trotz der geringen Gesamtleistung ist die Energieflussdichte in der Entladung sehr hoch, da die Fläche der Entladung klein ist. Zum Beispiel ergibt sich mit in einem vergleichbaren Messaufbau bestimmten Querschnittsflächen von  $0,1 \text{ mm}^2$  in Helium bei  $1,5 \text{ mA}$  [17] und dem hier bestimmten Energiefluss auf die Kathode von  $0,14 \text{ W}$  bei gleichem Strom eine Energieflussdichte von  $140 \text{ W cm}^{-2}$ . Im Vergleich ist dies etwa die zehnfache Leistungsdichte an der Spitze einer Kerzenflamme. [27] Die Dichte der gesamten, durch das Plasma geleiteten, elektrischen Leistung erreicht bei dieser Entladung sogar ca.  $31 \text{ W mm}^{-3}$ . Der Energiestrom auf die Sonden ist dabei linear von der Spannung am Netzteil abhängig. Da bei einer Erhöhung der Gesamtleistung die Fläche des Entladungskanal vergrößert wird, sind diese Werte mehr

oder weniger konstant. Gleiches gilt auch für die Stromdichte im Plasma.

## 4.7. Bestimmung der effektiven Sekundärelektronenemissionskoeffizienten.

Aus den Leistungen an den jeweiligen Elektroden können nun die ESEEC bestimmt werden. Dabei ergeben sich in allen Fällen Werte von etwa 1. Diese sind vergleichbar mit anderen, bei Atmosphärendruck bestimmten ESEEC [17].

Material	$\gamma_E$	$\Delta\gamma_E$
Kupfer	$1,16 \pm 0,07$	6%
Tantal	$0,77 \pm 0,12$	15%
Edelstahl	$0,96 \pm 0,11$	11%

Tabelle 4.1.: Werte der ESEEC am Heliumplasma.

Wie erwartet sind die Werte bei Normaldruck jeweils deutlich höher als die entsprechenden Werte bei Niederdruck, die in anderen Arbeiten bestimmt wurden, die typischerweise bei etwa 0,3 liegen und insbesondere die Werte des rein ionenbasierten SEE Koeffizienten von etwa 0,05-0,1 [7, 21, 28–33].

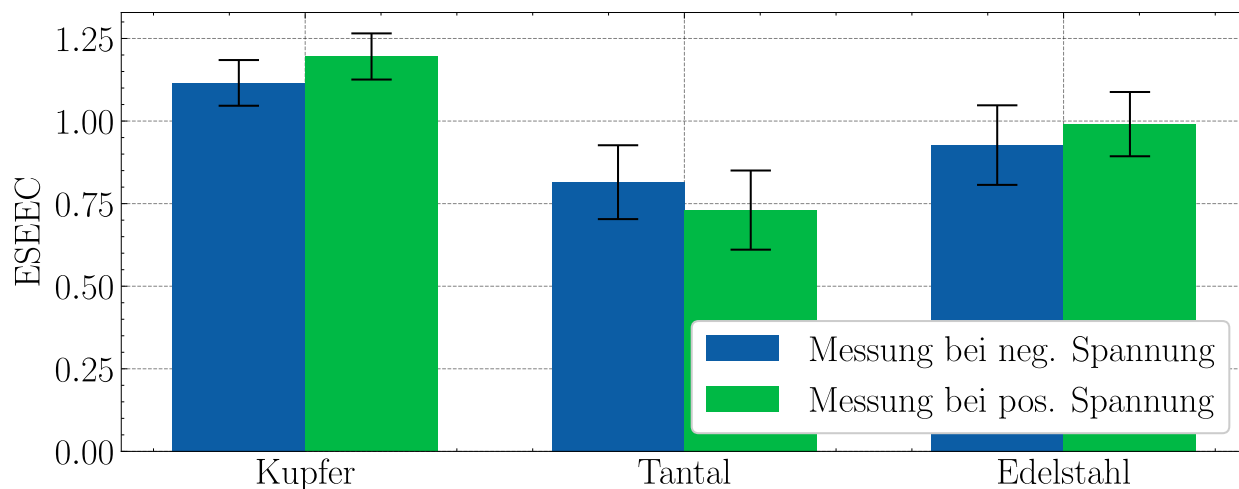


Abbildung 4.8.: Die effektiven SEEC der verschiedenen Materialien bei Helium, aufgeteilt nach der Polarität der Messung.





## 5. Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Energiestrommessung an einer Mikroentladung und insbesondere die Sekundärelektronenemission untersucht. Insbesondere wurden die effektiven SEE Koeffizienten eines Atmosphärendruck-Helium-Plasmas auf verschiedenen Oberflächen bestimmt. Um an einem Mikroplasma Energiestrommessungen durchzuführen, wurde dieses zwischen zwei passiven Thermosonden gezündet, die als Elektroden dienten. Dafür wurden Thermosonden aus verschiedenen Materialien hergestellt und kalibriert. Es konnte gezeigt werden, dass dies eine gute Methode ist, mit der nahezu der vollständige Energiestrom aus dem Plasma vermessen und auf Kathode und Anode aufgeteilt werden kann.

Es konnte gezeigt werden, dass die effektiven SEE Koeffizienten bei Atmosphärendruck deutlich größer sind als bei Niederdruck. Dabei ergaben sich Werte der Größenordnung 1, im Vergleich zu den Werten von 0,2 bis 0,3, die aus Niederdruckplasmen bekannt sind [7, 21, 28–33]. Die gemessenen Koeffizienten stimmen dabei auch mit anderen Messungen überein [17].

In den Energiestrommessungen zeigte sich eine deutliche und reproduzierbare Asymmetrie, bei der die Kathode stärker erhitzt wurde als die Anode. Diese ist wahrscheinlich durch den direkten und indirekten Energieeintrag der Ionen bedingt, die im Sheath auf die Kathode beschleunigt werden und schließlich zur SEE beitragen.

Die aus den thermischen und elektrischen Messungen bestimmten Wirkungsgrade zeigten sich mit etwa 90% im Vergleich zu anderen Atmosphärendruckplasmen sehr hoch. Dies liegt daran, dass die Elektroden das sehr kleine Plasma räumlich fast völlig umschließen. So kann fast der vollständige Energiestrom aus dem Plasma gemessen werden, was dessen Messung aussagekräftiger macht.

Das größte Hindernis bei der Messung am Plasma waren Instabilitäten wie Arcing bei der Zündung. Diese können die Zündung eines Plasmas vollständig verhindern, wenn sie zu stark auftreten. Schwächeres Arcing ermöglicht zwar eine Zündung, kann aber durch induzierte Stromstöße in den Datenkabeln die serielle Kommunikation zu den Sonden stören. Dieses Problem konnte jedoch bei Helium durch die galvanische Trennung der Auswertungskabel von den Sondenplatinen verhindert werden.

Diese Instabilitäten werden vor Allem durch Verunreinigungen in der Gasatmosphäre verursacht und können durch einen besseren Füllprozess der Kammer stark vermindert werden. Deshalb wurden Untersuchungen angestellt, wie sich eine reine Gasatmosphäre herstellen lässt. Da die Gasbox, in der das Plasma gezündet wird, gasdicht ist, kann sie zum Befüllen mehrfach abgepumpt und neu geflutet werden. Dies gewährleistet, dass keine nennenswerten Rückstände der Luft in der Box verbleiben.

Zur Prüfung der Gasreinheit wurden spektroskopische Messungen durchgeführt, die eine leichte Sauerstoffverunreinigung, aber keine Zeichen von Stickstoff zeigen. Dies zeigt, dass es bei sorgfältiger Befüllung keine Kontamination durch Außenluft gibt und die Gasbox dicht ist. Diese Messungen zeigen das für eine nicht-thermische Entladung erwartete Linienspek-

trum.

Die Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien zeigte, dass die über dem Plasma abfallende Spannung mit höherem Entladungsstrom nicht steigt und bestätigte so die Erzeugung einer Glimmentladung. Elektrische Messungen des Zündprozesses zeigen eine nötige Zündspannung von etwa 500 V.

Während die Anwendbarkeit dieser Methode zur Messung der ESEEC bestätigt werden konnte, wären zu einem breiteren Blick auf die Ergebnisse noch Messungen an weiteren Kathodenmaterialien und Arbeitsgasen notwendig.

## A. Anhang

### A.1. Vergleich der Energieströme verschiedener Materialien

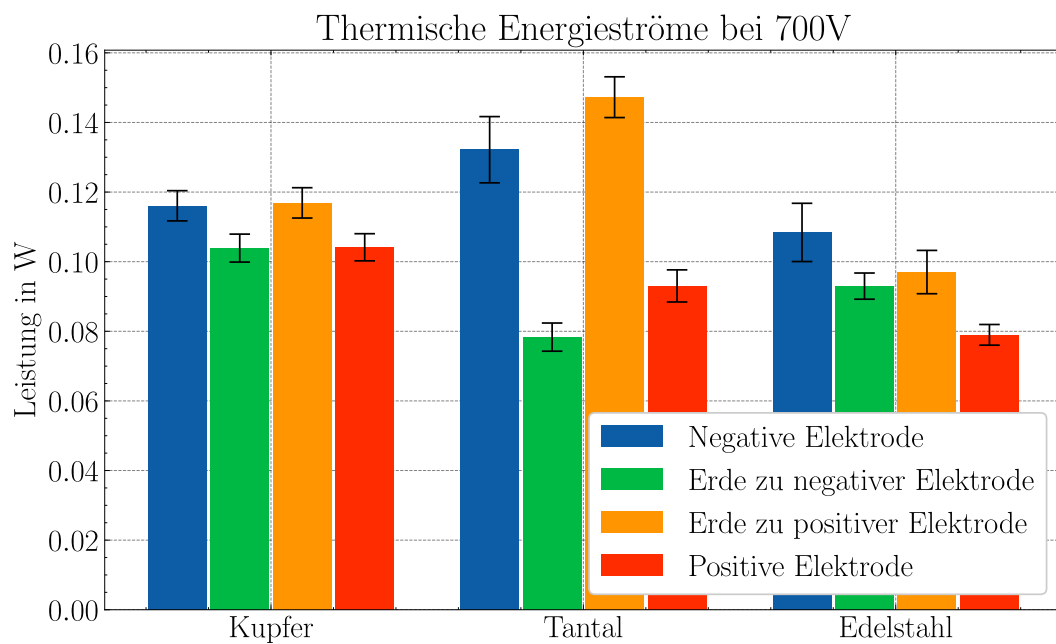


Abbildung A.1.: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und 700 V Netzteilspannung.

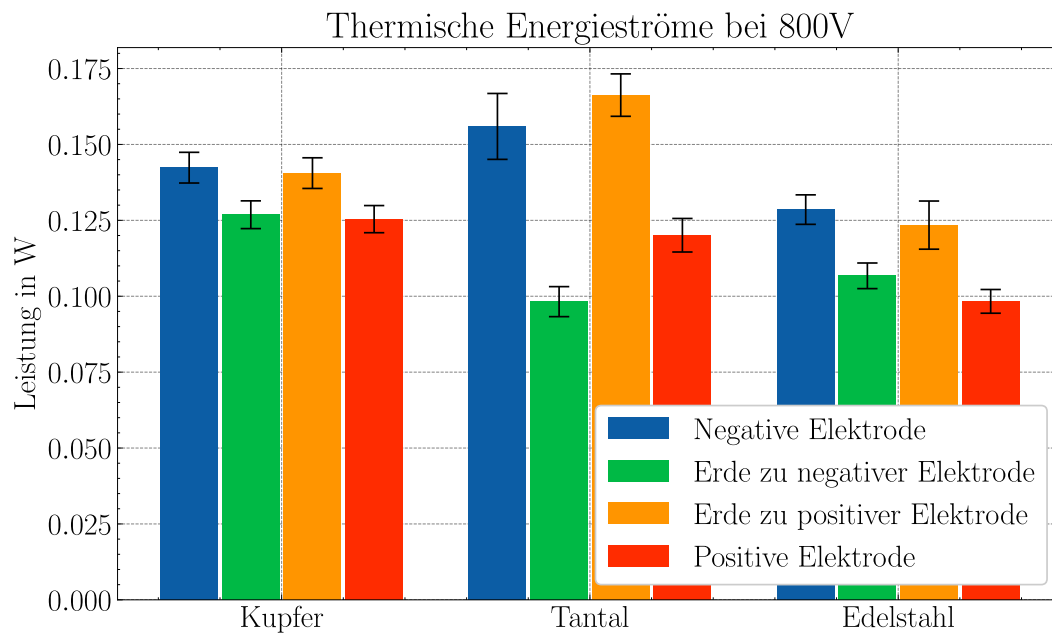


Abbildung A.2.: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und 800 V Netzteilspannung.

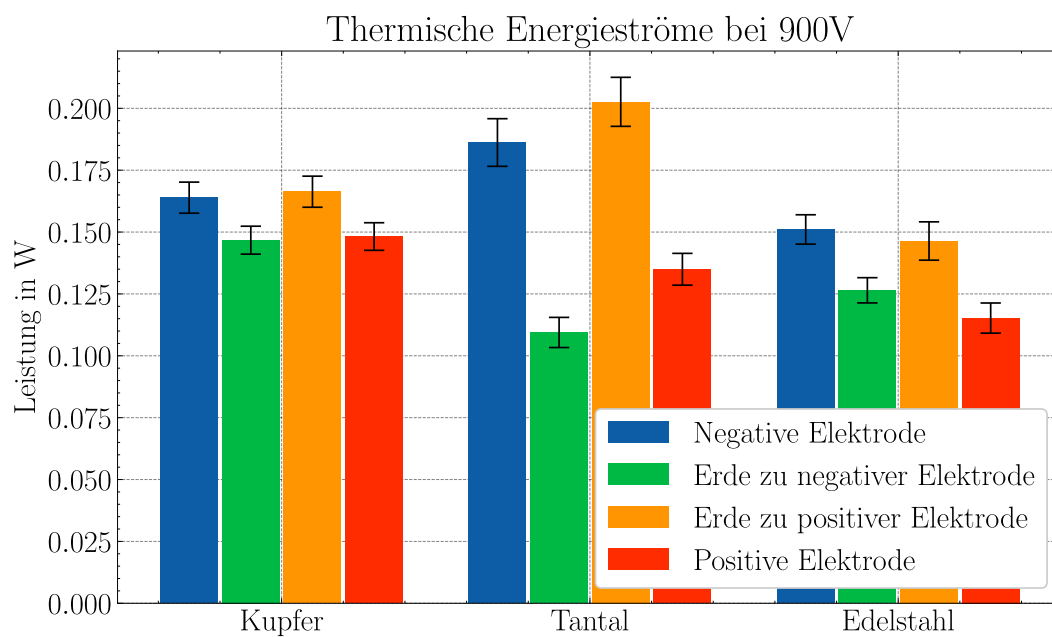


Abbildung A.3.: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und 900 V Netzteilspannung.

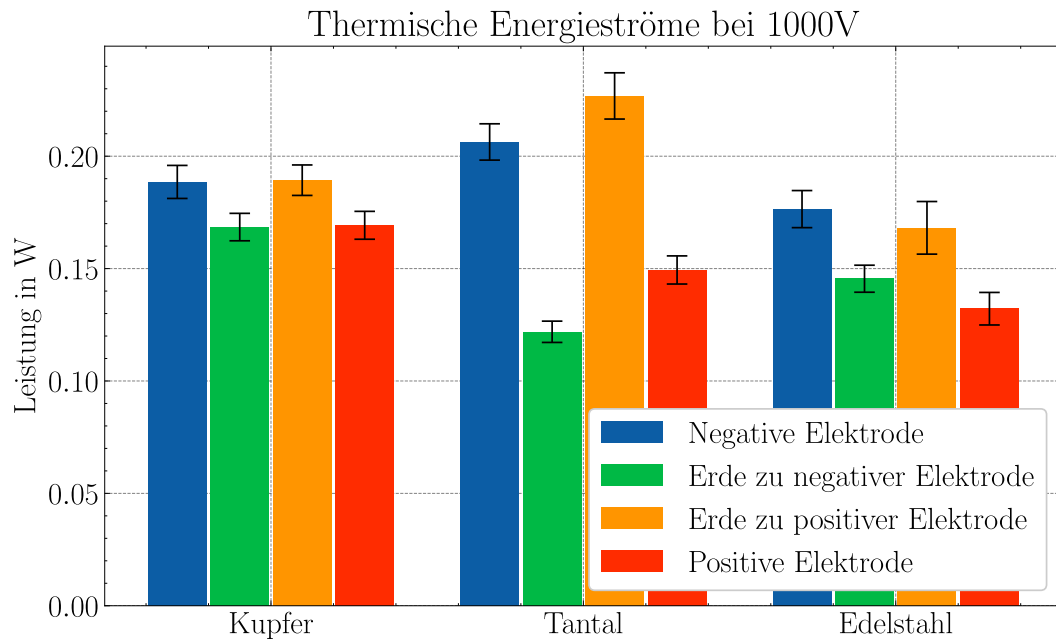


Abbildung A.4.: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und 1000 V Netzteilspannung.

## A.2. Energieströme eines Materials mit verschiedenen Spannungen

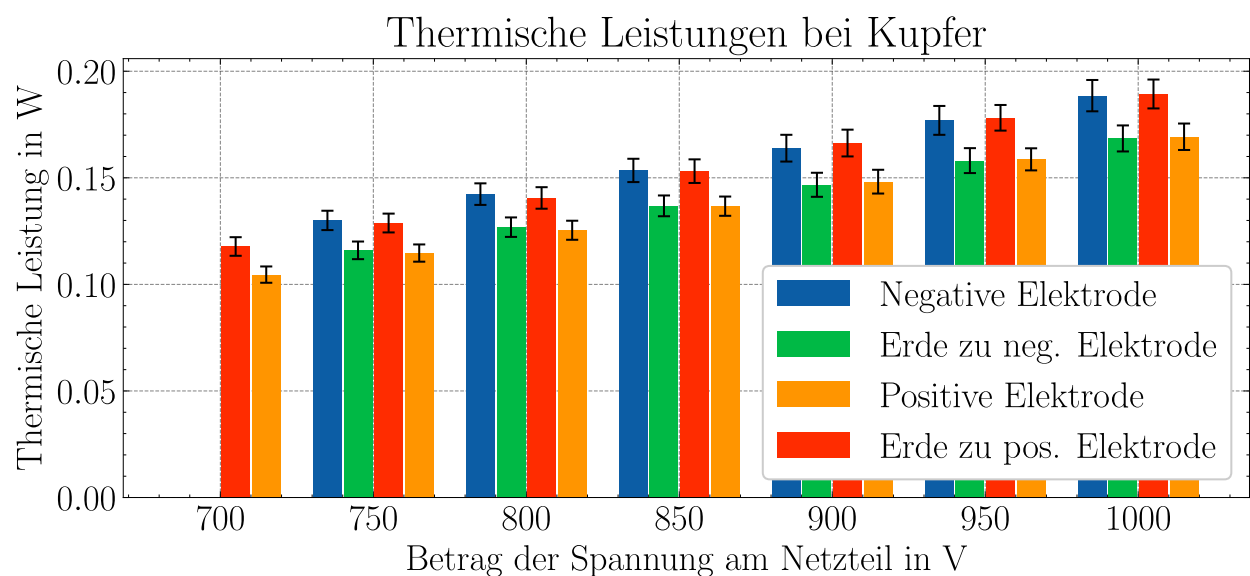


Abbildung A.5.: Der Energiestrom auf Kupferelektroden in Helium bei verschiedenen Leistungen im Plasma.

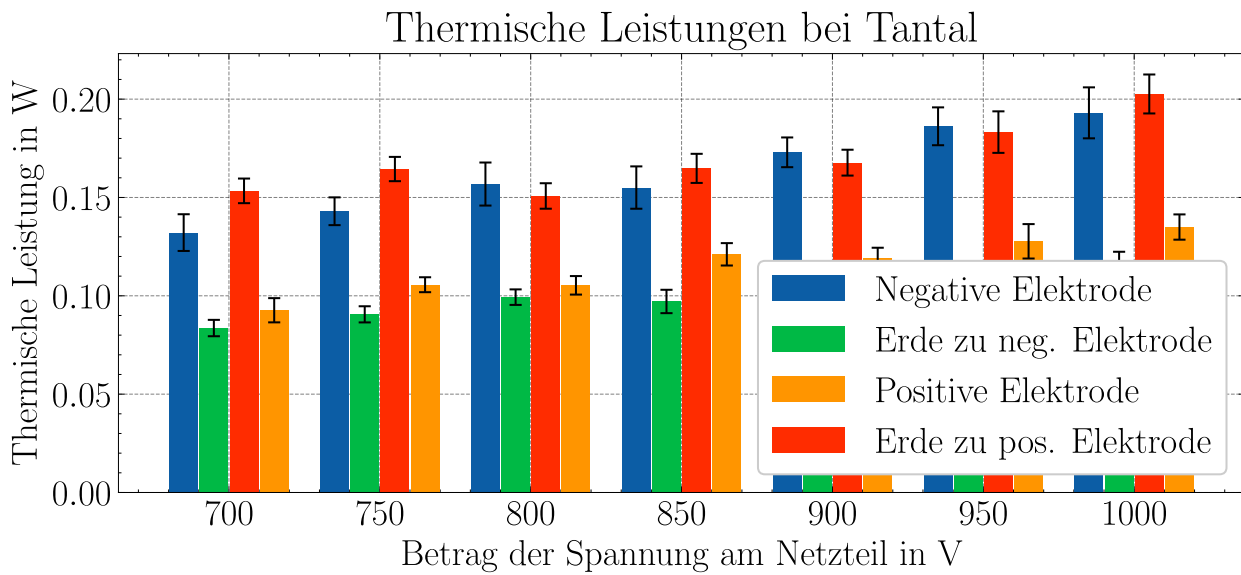


Abbildung A.6.: Der Energiestrom auf Tantalelektroden in Helium bei verschiedenen Leistungen im Plasma.

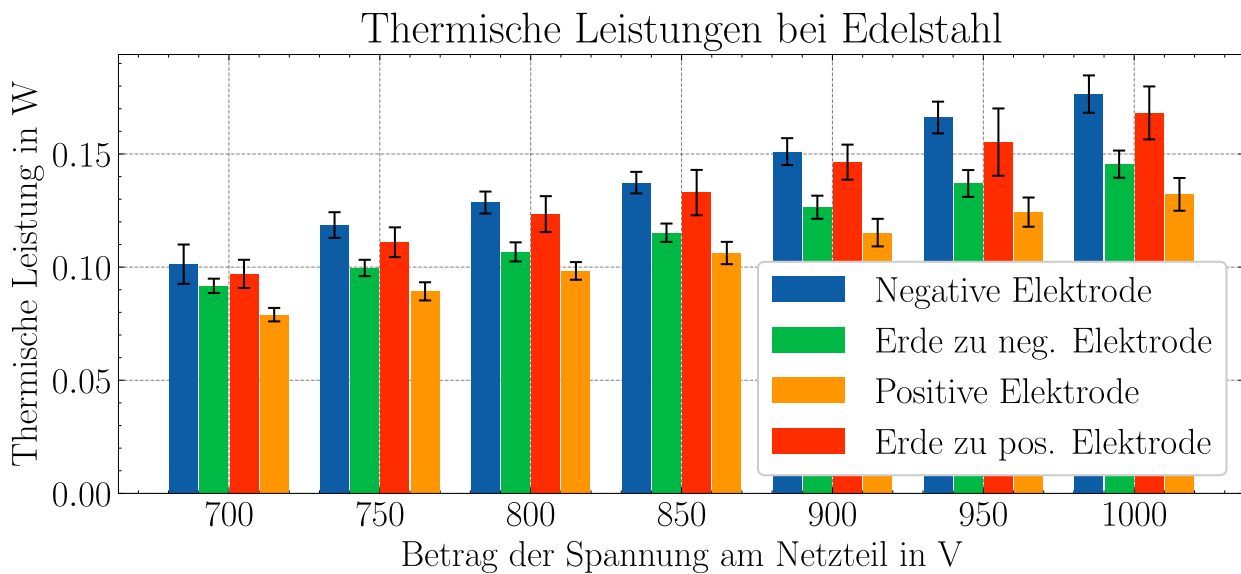


Abbildung A.7.: Der Energiestrom auf Edelstahlelektroden in Helium bei verschiedenen Leistungen im Plasma.

# Literatur

- [1] Alexander Piel. *Plasma Physics – An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*. Springer, 2010. DOI: 10.1007/978-3-642-10491-6.
- [2] Achim von Keudell. „Vorlesungsskript: Einführung in Die Plasmaphysik“. In: (Juni 2008).
- [3] Friedrich Paschen. *Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz*. J.A. Barth, 1889.
- [4] Jurij Petrovič Rajzer. *Gas Discharge Physics*. Corr. 2. print. Berlin [u.a.]: Springer, 1997. ISBN: 978-3-540-19462-0.
- [5] Peter J Bruggeman, Felipe Iza und Ronny Brandenburg. „Foundations of Atmospheric Pressure Non-Equilibrium Plasmas“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.12 (Nov. 2017), S. 123002. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/aa97af.
- [6] Jane Lehr und Pralhad Ron. „Electrical Breakdown in Gases“. In: *Foundations of Pulsed Power Technology*. John Wiley & Sons, Ltd, 2017, S. 369–438. ISBN: 978-1-118-88650-2. DOI: 10.1002/9781118886502.ch8.
- [7] Christian Böhm und Jérôme Perrin. „Retarding-Field Analyzer for Measurements of Ion Energy Distributions and Secondary Electron Emission Coefficients in Low-Pressure Radio Frequency Discharges“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 64 (1993), S. 31–44. DOI: 10.1063/1.1144398.
- [8] John A. Thornton. „Substrate Heating in Cylindrical Magnetron Sputtering Sources“. In: *Thin Solid Films* 54 (1978), S. 23–31. DOI: 10.1016/0040-6090(78)90273-0.
- [9] Sven Gauter u. a. „Calorimetric Probe Measurements for a High Voltage Pulsed Substrate (PBII) in a HiPIMS Process“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.6 (Mai 2017), S. 065013. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/aa6f9e.
- [10] Lukas Rosenfeldt, Luka Hansen und Holger Kersten. „The Use of Passive Thermal Probes for the Determination of Energy Fluxes in Atmospheric Pressure Plasmas“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 49.11 (Nov. 2021), S. 3325–3335. ISSN: 1939-9375. DOI: 10.1109/TPS.2021.3092752.
- [11] Lukas Rosenfeldt, Luka Hansen und Holger Kersten. „The Use of Passive Thermal Probes for the Determination of Energy Fluxes in Atmospheric Pressure Plasmas“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 49.11 (Nov. 2021), S. 3325–3335. ISSN: 1939-9375. DOI: 10.1109/TPS.2021.3092752.
- [12] Sven Gauter. „Calorimetric Investigation on Plasma and Ion Beam Sources Used for Thin Film Deposition“. In: (Okt. 2018).
- [13] Luka Hansen, Kristian Reck und Holger Kersten. „Energy Flux Measurements on an Atmospheric Pressure Surface Barrier Discharge“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 52.32 (Aug. 2019), S. 325201. ISSN: 0022-3727, 1361-6463. DOI: 10.1088/1361-6463/ab216c.

- [14] Luka Hansen u. a. „Understanding the Energy Balance of a Surface Barrier Discharge for Various Molecular Gases by a Multi-Diagnostic Approach“. In: *Journal of Applied Physics* 129.5 (Feb. 2021), S. 053308. ISSN: 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/5.0035671.
- [15] D Mariotti, J A McLaughlin und P Maguire. „Experimental Study of Breakdown Voltage and Effective Secondary Electron Emission Coefficient for a Micro-Plasma Device“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 13.2 (Mai 2004), S. 207–212. ISSN: 0963-0252, 1361-6595. DOI: 10.1088/0963-0252/13/2/003.
- [16] Saravanan Arumugam, Prince Alex und Kumar Sinha Suraj. „Effective Secondary Electron Emission Coefficient in DC Abnormal Glow Discharge Plasmas“. In: *Physics of Plasmas* 24.11 (Nov. 2017), S. 112106. ISSN: 1070-664X. DOI: 10.1063/1.4997622.
- [17] Luka Hansen u. a. „Conventional and Non-Conventional Diagnostics of a Stable Atmospheric Pressure DC Normal Glow Microplasma Discharge Intended for in Situ TEM Studies“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 31.3 (März 2022), S. 035013. ISSN: 0963-0252. DOI: 10.1088/1361-6595/ac5101.
- [18] Achim von Keudell. „Vorlesungsskript: Einführung in Die Plasmaphysik II: Nieder-temperaturplasmen“. In: (Nov. 2010).
- [19] Prashanth S. Kothnur, Xiaohui Yuan und Laxminarayan L. Raja. „Structure of Direct-Current Microdischarge Plasmas in Helium“. In: *Applied Physics Letters* 82.4 (Jan. 2003), S. 529–531. ISSN: 0003-6951, 1077-3118. DOI: 10.1063/1.1540246.
- [20] A. V. Phelps und Z. Lj. Petrovic. „Cold-Cathode Discharges and Breakdown in Argon: Surface and Gas Phase Production of Secondary Electrons“. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 8 (1999), R21–R44. DOI: 10.1088/0963-0252/8/3/201.
- [21] Michael A. Lieberman und Alan J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & Sons, Apr. 2005. ISBN: 978-0-471-72424-7.
- [22] B. Chapman. *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching*. New York: Wiley, 1980.
- [23] H. Kersten u. a. „The Energy Balance at Substrate Surfaces during Plasma Processing“. In: *Vacuum* 63.3 (Aug. 2001), S. 385–431. ISSN: 0042207X. DOI: 10.1016/S0042-207X(01)00350-5.
- [24] T. E. Sheridan und J. Goree. „Collisional Plasma Sheath Model“. In: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 3.10 (Okt. 1991), S. 2796–2804. ISSN: 0899-8221. DOI: 10.1063/1.859987.
- [25] A. V. Phelps u. a. „Use of Secondary-Electron Yields Determined from Breakdown Data in Cathode-Fall Models for Ar“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 8.4 (Nov. 1999), B1. ISSN: 0963-0252. DOI: 10.1088/0963-0252/8/4/401.
- [26] „Atomic Spectra Database“. In: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (Juli 2009).
- [27] A. Hamins. „Characterization of Candle Flames“. In: *Journal of Fire Protection Engineering* 15.4 (Nov. 2005), S. 265–285. ISSN: 1042-3915. DOI: 10.1177/1042391505053163.
- [28] Fabian Haase u. a. „Dynamic Determination of Secondary Electron Emission Using a Calorimetric Probe in a Plasma Immersion Ion Implantation Experiment“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.4 (Apr. 2018), S. 044003. ISSN: 1361-6595. DOI: 10.1088/1361-6595/aabb2d.



- 
- [29] P Tolias. „On Secondary Electron Emission and Its Semi-Empirical Description“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 56.12 (Nov. 2014), S. 123002. ISSN: 0741-3335, 1361-6587. DOI: 10.1088/0741-3335/56/12/123002.
- [30] Adrian Marcak u. a. „Note: Ion-induced Secondary Electron Emission from Oxidized Metal Surfaces Measured in a Particle Beam Reactor“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 86 (2015), S. 106102. DOI: 10.1063/1.4932309.
- [31] M. Daksha u. a. „A Computationally Assisted Spectroscopic Technique to Measure Secondary Electron Emission Coefficients in Radio Frequency Plasmas“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.23 (Mai 2016), S. 234001. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/0022-3727/49/23/234001.
- [32] M. Pamperin, F. X. Bronold und H. Fehske. „Ion-Induced Secondary Electron Emission from Metal Surfaces“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.8 (Aug. 2018), S. 084003. ISSN: 0963-0252. DOI: 10.1088/1361-6595/aad4db.
- [33] M. Daksha u. a. „Material Dependent Modeling of Secondary Electron Emission Coefficients and Its Effects on PIC/MCC Simulation Results of Capacitive RF Plasmas“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 28.3 (März 2019), S. 034002. ISSN: 0963-0252. DOI: 10.1088/1361-6595/ab094f.



## Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, die von mir vorgelegte Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Arbeiten Anderer entnommen sind habe ich als entnommen kenntlich gemacht. Sämtliche Quellen und Hilfsmittel, die ich für die Arbeit benutzt habe sind angegeben. Die Arbeit hat mit dem gleichen Inhalt bzw. in wesentlichen Teilen noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

---

<i>Ort</i>	<i>Datum</i>	<i>Unterschrift</i>
------------	--------------	---------------------