

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

Bachelorarbeit

Untersuchung von Sekundärelektronenemission an Mikroentladungen mittels Energiestrommessungen

Vorgelegt von
Henry von Wichert

am
11. 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

1	Einleitung	3
2	Theorie	4
2.1	Der Plasmazustand	4
2.1.1	Allgemeine Eigenschaften eines Plasmas	4
2.1.2	Atmosphärendruckplasmen	5
2.1.3	Das Paschen-Gesetz	5
2.2	Passive Thermosonden	6
2.2.1	Aufbau der Sonde	7
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 Sekundärelektronenemissionkoeffizient (SEEC)	11
2.3.2	Messung der ESEEC	12
3	Messmethodik	14
3.1	Gasbox	14
3.2	Schaltplan	14
3.3	Elektroden und Aufbau des Plasmas	15
3.4	Ablauf der Energiestrommessungen	15
3.5	Aufbau der optischen Emissionsspektroskopie (OES)	16
4	Auswertung	17
4.1	Herstellung der nötigen Rahmenbedingungen	17
4.1.1	Optische Emissionsspektroskopie	19
4.2	Überprüfung der erfolgreichen Zündung einer Glimmentladung	20
4.3	Größe der Zündspannung	21
4.4	Wirkungsgrad der Entladung	21
4.5	Betrachtung von Fehlern in der Kalibration	22
4.6	Größe der Energieströme und -dichten im Plasma	22
4.7	Bestimmung der effektiven Sekundärelektronenemissionskoeffizienten.	24
A	Anhang	26

Kapitel 1

Einleitung

Plasmen dienen in vielen Bereichen der Wissenschaft und Technik nicht nur als Versuchsobjekt, 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. 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 schnelle Teilchen beim Aufprall auf eine Oberfläche Elektronen aus dem Material herausschlagen können. Ziel dieser Arbeit ist, durch Energiestrommessungen an eine Mikroentladung das Maß zu bestimmen, in dem die Emissionsrate der Sekundärelektronen mit dem Strom der Ionen auf die Kathode zusammenhängt.

Kapitel 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 nun dem Gas 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.[?] 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.

Quasineutralität und Abschirmung

Obwohl positive und negative Ladungsträger im Plasma frei voneinander vorhanden sind, ist das Plasma als ganzes elektrisch neutral. Betrachtet man also ein hinreichend großes Volumen innerhalb des Plasmas, sind die Anzahlen positiver und negativer Ladungsträger in etwa gleich.¹ Dies ist durch die elektrischen Fernwirkungen im Plasma bedingt. Befänden

¹Bzw. gewichtet mit den Ladungen der Ladungsträger im Falle mehrfacher Ionisation.

sich zum Beispiel 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, 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: $n \gg \lambda_D^{-3}$

Zeitskala der elektrischen Wirkungen

Der Ausgleich von Raumladungszonen im Plasma geschieht wegen des Impulses der Elektronen durch Einschwingen. Wegen dieser Raumladungsschwankungen können die Elektronen 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 ν 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.

2.1.2 Atmosphärendruckplasmen

Plasmen, die bei Atmosphärendruck betrieben werden sind in vielen Anwendungsbereichen hilfreich. Ein Plasma bei Atmosphärendruck zu betreiben ist jedoch in vieler Hinsicht komplizierter als bei niederen Drücken. Während in Niederdruck auch bei großen Elektrodenabständen Glimmentladungen erzeugt werden können, kommt es bei 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

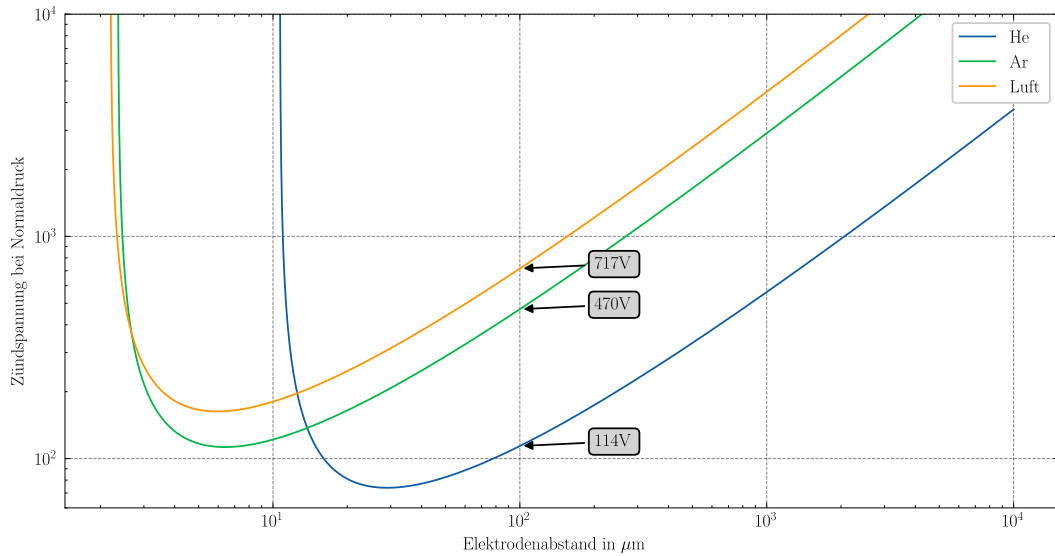
$$U = B \cdot \frac{pd}{C + \ln pd}.$$

Dabei ist $C = \ln \frac{A}{\ln(1/\gamma_I+1)}$, A und B gasspezifische Konstanten und γ_I , die Anzahl der Sekundärelektronen, die ein Ion auf der Kathode im Durchschnitt direkt herauslöst, eine Materialkonstante.

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, die schließlich zum Plasma mit seiner hohen Ladungsträgerdichte führt. Dafür ist es wichtig, dass ein Elektron auf dem Weg zwischen zwei Stößen so sehr beschleunigt wird dass es beim nächsten Stoß wieder das Atom ionisieren kann. Die erreichte Energie ist dabei proportional zur freien Weglänge des Elektrons mal der elektrischen Feldstärke, die zur Beschleunigung dient. Dabei ist die freie Weglänge bei gegebener Temperatur proportional zu $1/p$, während die Feldstärke bei gegebener Spannung über den Elektroden proportional zu $1/d$ ist. Insgesamt ist also die erreichte Energie und damit auch die nötige Zündspannung eine Funktion vom Produkt pd .

In dieser Abhängigkeit von Temperatur und Druck steigt für große p oder d die nötige Spannung dabei etwa linear an, zum Beispiel bei sehr großen 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. [8, 9]

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.



Abbildungung 2.1: Die Paschenkurven vor Helium, Argon und Luft bei Normaldruck. Die theoretischen Zündspannungen bei der Elektrodenentfernung von $100 \mu\text{m}$ sind angeschrieben. (Konstanten A, B und γ aus [6, 2])

2.2 Passive Thermosonden

Die passive Thermosonde (PTP) und ihr Messprinzip gehen auf eine Arbeit von Thornton [10] von 1978 zurück. Passive Thermosonden ermöglichen die Messung von Energieströmen im Plasma indem sie die Erwärmung eines Testplättchens messen. Dieser ergibt sich als

die Summe 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 das 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 5-10mm 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 $100\mu\text{m}$ 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_{out} zusammengefasst werden. 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_{out} nur von der Temperatur abhängig ist und nicht davon, dass das Plasma an oder aus ist. So ist zum Beispiel die abgeführte Leistung durch Wärmeleitung nur von der Temperatur abhängig. Dann kann P_{in} durch Vergleich beider Temperaturänderungen bestimmt werden

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

2.2.3 Auswertungsmethodik

Obwohl die Messung der einfallenden Leistung im Prinzip einfach ist, ist sie in der Praxis nicht frei von Problemen. Beim naiven Berechnen der Ableitung durch Differenzbildung

aus aufeinanderfolgenden Werten wird Rauschen in den Messdaten stark vergrößert. Dies macht ein Glätten der Messdaten notwendig, dies ist aber nicht ausreichend, da es sein kann, dass P_{out} sich im Laufe der Zeit verändert, zum Beispiel durch eine Änderung der Außentemperatur. Um diese Variabilität zu umgehen, wird zur Messung das Plasma nur kurz (hier 10s) angeschaltet, sodass zwischen den Messungen des Heizens und Abkühlens wenig Zeit vergeht, und P_{out} als konstant angenommen werden kann.

Bei konstanter Eingangsleistung kann man zeigen, dass die resultierende Temperaturkurve einem exponentiellen Verlauf folgt:[3]

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

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

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

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

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

Dabei ist die Steigung für eine bestimmte Sonde konstant. Dies wird sich bei der dT-Methode zunutze gemacht. Bildete man die Differenz der Ableitungen bei einer bestimmten Temperatur direkt aus den Messpunkten, würde, selbst bei zuvor geglätteten Daten, viel Rauschen auftreten. Zudem gibt es für einen bestimmten Messpunkt beim Heizen nicht zwingend einen Messpunkt beim Abkühlen, der die selbe Temperatur hat. Beide Probleme behebt die dT-Methode:

Trägt man die Temperaturänderung gegen die Temperatur auf, erkennt man zwei lineare Bereiche. Diese entsprechen dem Heiz- und Kühlprozess. Beide zeigen die gleiche Steigung, die Heizkurve liegt jedoch auf 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 in der Praxis die Steigungen jedoch fehlerbehaftet und nicht exakt gleich sind, wird die Differenz in der Mitte der Fit-Bereiche gebildet.

Glättung der Datenreihe In der Praxis hat diese Auswertung jedoch einige Tücken. Beim Glätten 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

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

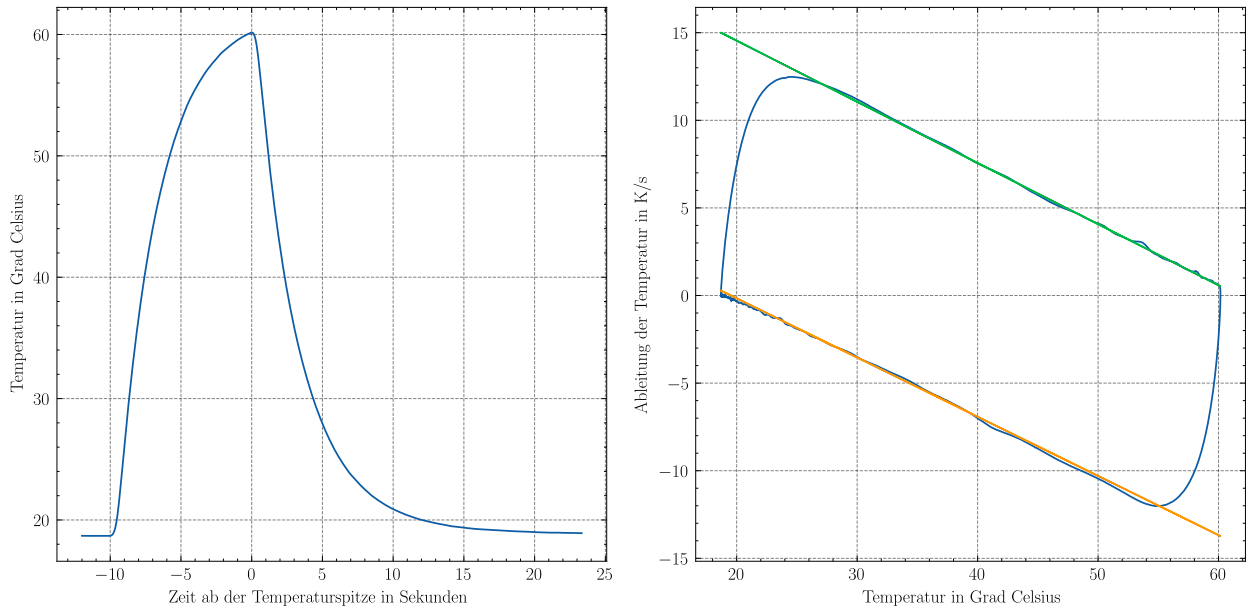


Abbildung 2.2: Links: Beispielhafte Darstellung eines Temperaturpeaks. Rechts: Derselbe Temperaturpeak in dT-Darstellung. Es werden lineare Fits an die linearen Bereiche gezeigt, deren Steigungen nahezu parallel sind.

Die so berechnete Ableitung wäre also wieder nur die Differenz zweier einzelner Datenpunkte, die hier nur weiter auseinanderlügen. Zudem eignet sich ein laufender Durchschnitt gut, um Rauschen der Frequenz $\frac{m}{7}$, $m \in \mathbb{N}$ herauszufiltern, das weiße Rauschen der PTP-Daten enthält jedoch alle Frequenzen gleichsam.

Anstatt eines Rechteckfensters eine Gaußkurve zum Glätten zu verwenden, kann beide Probleme lösen. Faltung mit einer Gaußkurve filtert Rauschen aller Frequenzen, wobei hohe Frequenzen stärker vermindert werden, anstatt bestimmte „Resonanzfrequenzen“ deutlich stärker als die Anderen zu filtern wie die Rechteckfunktion. Außerdem werden bei der Ableitung einer so geglätteten Kurve 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.

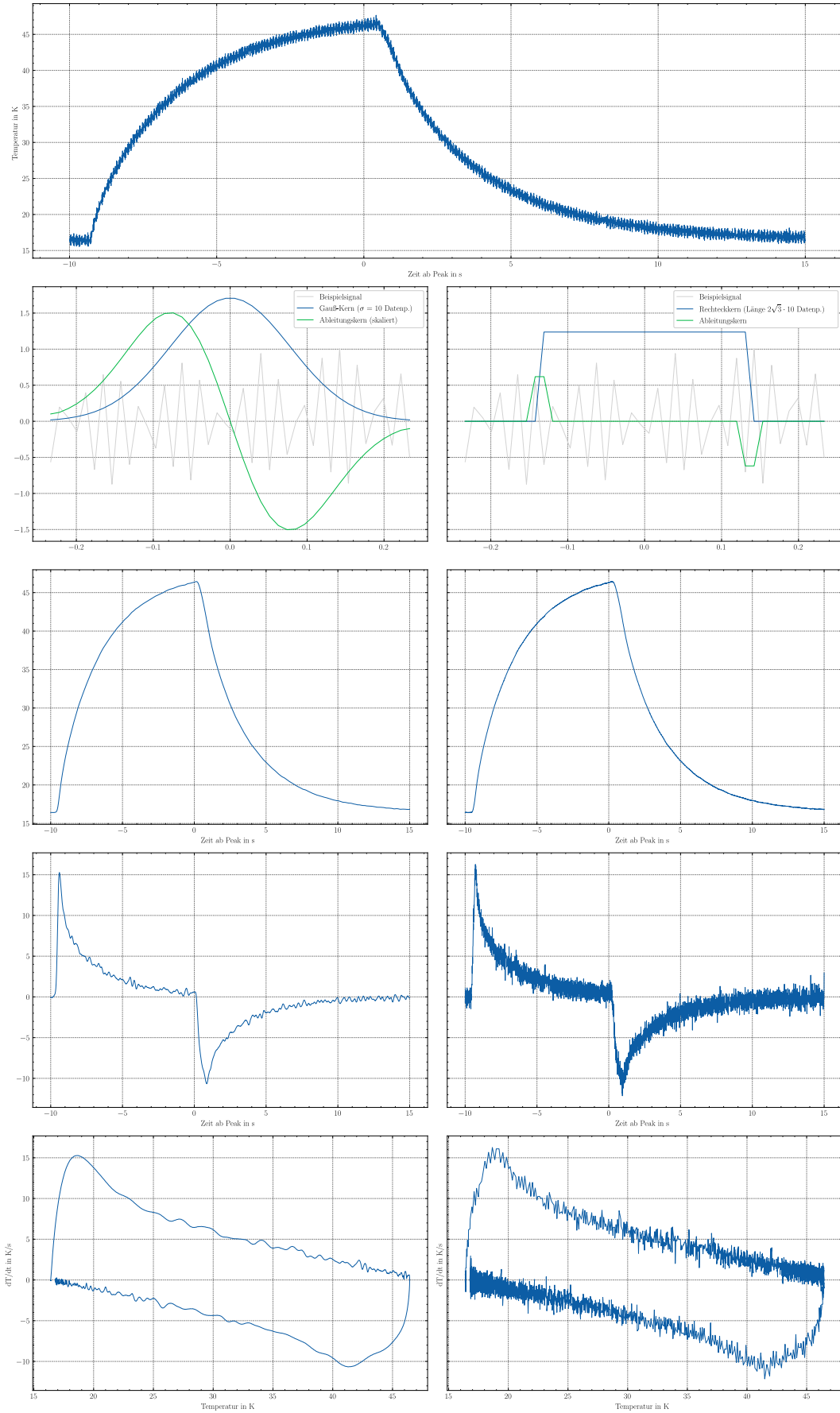


Abbildung 2.3: Vergleich zwischen gaußartiger Glättung und laufendem Durchschnitt: Zeile 1: Unglätzte Datenreihe; Zeile 2: Glättungskerne beider Art und deren Ableitungen. Beide Kerne haben die gleiche Standardabweichung. Die Ableitung des Gaußkerns ist zur besseren Sichtbarkeit vertikal vergrößert. 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 beider Art geglätteten Signale in dT/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. Ein Schätzwert dieser Wärmekapazität lässt sich durch die Bestimmung des Volumens des Substratplättchens erhalten. So ergibt sich bei einem Kupferplättchen bei Durchmesser 5mm und Dicke $100\mu\text{m}$ ein Wert von $0,0068\text{ J/K}$. 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 $0,01\text{ J/K}$ 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. Aus der Temperaturänderungsrate und der Leistung des Strahls lässt sich dann die Wärmekapazität errechnen.

2.3 Sekundärelektronenemission (SEE)

Energiereiche Teilchen können beim Aufprall auf ein Substrat Elektronen aus diesem heraus schlagen. Dafür müssen

2.3.1 Der Sekundärelektronenemissionskoeffizient (SEEC)

Der Sekundärelektronenemissionskoeffizient γ 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 γ_I , der bei etwa 0,1 liegt.[7]. Im *effektiven SEE Koeffizient* (ESEEC) γ_E werden auch andere Emissionsmechanismen betrachtet. In der Praxis ergeben sich für diesen Werte von etwa 0,3 bei Niederdruck [1] und etwa 1 bei Normaldruck.[5]

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 ². Beim Auftreffen auf die Anode geben diese genug Energie ab, um Elektronen zu emittieren. besonders in Atmosphärendruckplasmen geben Ionen ihren Impuls wegen der hohen Gasdichte oft über Stöße an neutrale Gasteilchen ab, welche beim Aufprall auch Elektronen aus der Kathode stoßen können. Zudem können Sekundärelektronen auch durch Lichtteilchen im photoelektrischen Effekt herausgelöst werden. Da der Fluss neutraler Teilchen nicht durch elektrische Messungen messbar ist, wird stattdessen der oben eingeführte Effektivwert für γ angegeben. Dieser ist das Verhältnis aus der gesamten Zahl der Sekundärelektronen und der Zahl auf die Kathode treffender Ionen.

Da die Elektronen herauslösenden Neutralteilchen zuvor durch Stöße mit Ionen beschleunigt wurden, welche schlussendlich auch auf die Kathode treffen, ist der Anteil der Neutralteilchen an der SEE proportional zum Ionenstrom. Dies macht die Angabe des ESEEC

²Quelle von Luka finden!

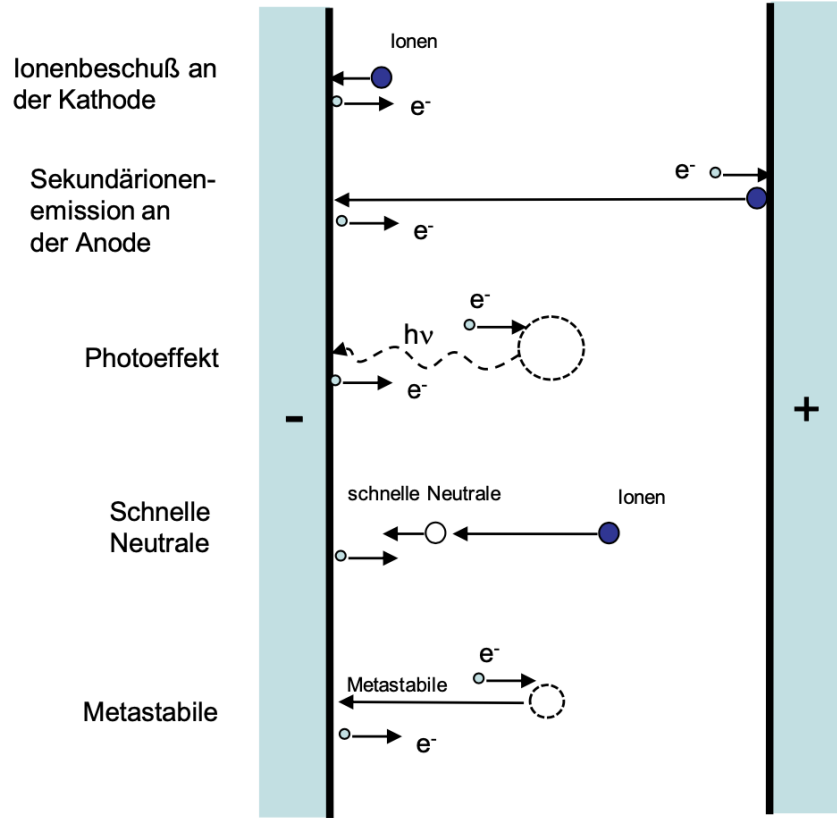


Abbildung 2.4: Die verschiedenen Mechanismen der Sekundärelektronenemission. [11]

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 γ_I . Zudem ist der ESEEC druckabhängig und bei Normaldruck deutlich höher als bei Niederdruck.

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

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

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

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

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

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

$$P_{el} = P_i \cdot (1 + \gamma_E)$$

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 ein durch Stöße mit Ionen beschleunigtes Neutralteilchen an die Kathode abgibt, sorgt dafür, dass ebendiese Ionen entsprechend weniger Energie zur Kathode führen. Im Netto ist deshalb die thermische Leistung an der Kathode gleich der Leistung an den Ionen durch die anliegende Spannung

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

Damit kann der ESEEC durch

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

aus den gemessenen Daten berechnet werden.

Kapitel 3

Messmethodik

3.1 Gasbox

Bild einfügen.

Das zu vermessende Mikroplasma wird in einer Gasbox gezündet. Die Box besteht aus Stahl mit zwei Seiten aus Plexiglas zur Beobachtung und als Öffnung zum Einbau der PT-Ps. 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 eine Stange verschiebbar. Diese Stange wird durch eine Vakuumdurchführung nach außen geführt, wo sie über eine Mikrometerschraube einstellbar ist. Die Kabel der Thermosonden werden durch Flansche zu den Ausleseplatinen geführt, die sich in T-Stücken auch in der Gasatmosphäre befinden. Zudem gibt es noch zwei Gasanschlüsse. Durch einen wird die Kammer mit Gas gespült, der andere dient als Auslass, 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.

3.2 Schaltplan

Aus der Platine werden zweierlei Kabel herausgeführt. Zum einen werden über eine RS232-Verbindung die Daten der PTP-Platinen ausgelesen. Zudem wird über eine SHV-Stecker-Durchführung die elektrische Verbindung zum Plasma hergestellt. Von der Spannungsquelle kommend, fließt der Strom zunächst durch eine Vorinduktivität von $200\mu\text{H}$ 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 ausgelesen und gespeichert.

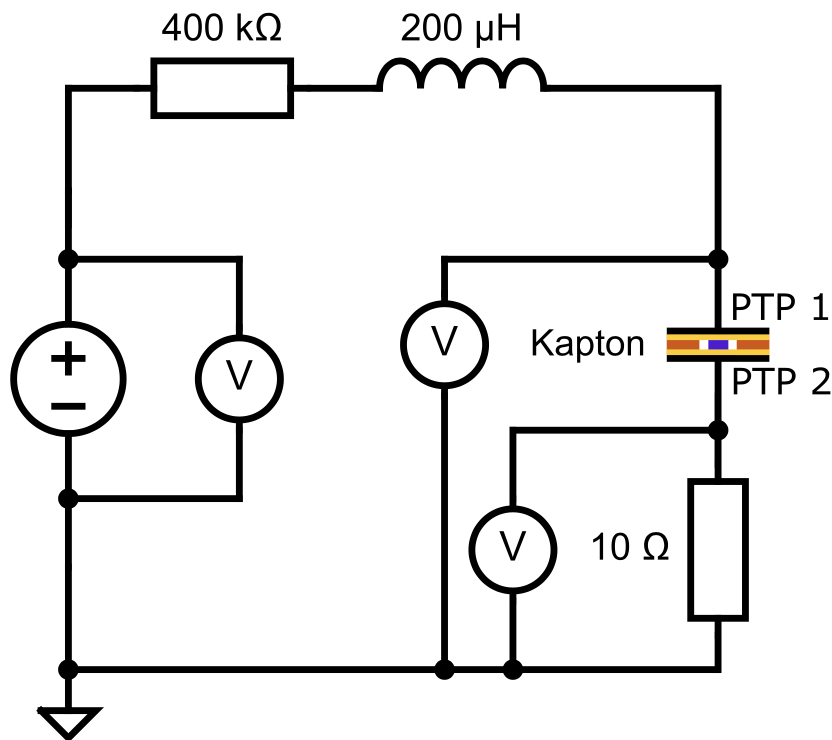


Abbildung 3.1: Schaltbild des elektrischen Schaltkreises des Mikroplasmakammer. Als Elektroden dienen zwei PTPs mit verschiedenen möglichen Substratoberflächen. Hochspannungsmessköpfe messen die Spannungen am Stromversorgungsgerät, dem Mikroplasma und über dem Shunt-Widerstand. Bild aus [5]

3.3 Elektroden und Aufbau des Plasmas

Evtl. Abbildung

Zwischen den beiden Thermosonden als Elektroden wird das Plasma gezündet. Um einen festen Abstand von $100\text{ }\mu\text{m}$ sicherzustellen, wird zwischen den Sonden eine zweilagige Kapton-Folie eingelegt, in der sich ein Loch von 1mm 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.

3.4 Ablauf der Energiestrommessungen

Für die Energiestrommessung mit den PTPs muss das Plasma wiederholt für eine kurze Zeit an- und dann wieder ausgeschaltet werden. In dieser Arbeit ist das Plasma dabei jeweils für 10 Sekunden an und dann 30 Sekunden ausgeschaltet. In 10s 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 Temperatur 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 weniger als $0,5^{\circ}\text{C}$

über der Ausgangstemperatur vor der Messung ist. Dies gewährleistet eine Vergleichbarkeit der Messpeaks untereinander, da sich die Grundtemperatur im Laufe der Messung nicht erhöht.

Eine Messung besteht dabei aus 6 dieser Messpeaks, deren Leistungswerte gemittelt werden. Diese Messung wird wiederum bei einer Metall-Gas-Kombination für Spannungswerte von 700V bis 1000V in 50V Schritten und jeweils positive und negative Polung durchgeführt. Um zu überprüfen, ob die Außenbedingung im Laufe der Messung gleich geblieben sind, wird nach den Messungen für verschiedene Spannungen die erste Messung bei 700V wiederholt. Die Wirkungsgrade und ESEEC werden dann für jede Spannung einzeln berechnet und gemittelt. Damit baut ein gemessener Sekundärelektronenkoeffizient auf den Messdaten von 42 Messpeaks auf¹, 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 des **TYP** leitet. Pro Messung wurde dabei ein Hell- und ein Dunkelspektrum aufgenommen um systematische Fehler herauszurechnen. Stromstöße in den Hochspannungskabeln durch Arcing im Plasma haben, aber auch durch Induktion in das Datenkabel des Spektrometers zu Instabilität in der seriellen Kommunikation mit diesem geführt. Deshalb konnte die OES nicht zuverlässig im Hintergrund zu den Thermomessungen durchgeführt werden. Stattdessen wurde alle zehn Minuten jeweils ein Spektrum zwischen den PTP-Messungen aufgenommen um den zeitlichen Verlauf der Gasreinheit abzuschätzen.

¹Bzw. 84, wenn auch über beide Polungen gemittelt wird.

Kapitel 4

Auswertung

Da sich diese Arbeit 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, befasst, 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 können Fehler in der Kalibration der Sonden in der Auswertung korrigiert werden?
9. Welche Energieströme und Energiestromdichten fließen durch die Thermosonden?
10. Was sind die effektiven SEEC bei den vermessenen Metall-Gas-Kombinationen?
11. Wie genau lassen sich die Energieströme und ESEEC bestimmen?

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 zuverlässig¹ herstellen lässt. Dabei wurden vor allem zwei, aus der Literatur bekannte, Methoden versucht: Ein mehrfaches Abpumpen und Wiederbefüllen der Kammer [1] und ein

¹???

Durchspülen der Kammer mit dem Arbeitsgas [5]. 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 Effekt des *Arcings* auf, der in den Spannungsdaten klar erkennbar ist. 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. Da in dem Aufbau aber nur ein Unterdruck von ca. 0,05 Bar erreicht werden kann, reicht es nicht, dies nur einmal zu machen, da dann mindestens 5% der Luftmoleküle in der Box verbleiben würden. Deswegen und weil die Entladung sehr empfindlich auf Gasreinheit reagiert, muss die Box mindestens 5 Mal abgepumpt und neu geflutet werden, bis eine ausreichende Reinheit erreicht ist. Gibt es dass immer noch Probleme, kann der Prozess noch weiter wiederholt werden. Dies funktioniert auch besser als ein offenes Spülen der Gasbox nach dem Abpumpprozess.

Im Vergleich der beiden Prozesse ist das zweite Verfahren schneller und zuverlässiger. Zudem werden im Spülprozess innerhalb von 2 Stunden etwa 60 Liter Gas verbraucht, während beim Abpumpen bloß 1-2 Liter 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 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, waren weitere Probleme² beobachtbar. Am Anfang einer Messreihe kommt es oft zu Arcing, das nach einigen Versuchen abklingt. Dies kann durch Oxidschichten verursacht werden, die

²Formulierung!

sich bei der Lagerung an der Luft auf den Sondenplättchen bilden. Diese wird vom anfänglichen Arcing entfernt, sodass danach ein stabiles Plasma möglich ist. Kommt es beim Zünden des Plasmas sehr oft und lange zu Arcing, kann dies die Kapton-Folie sichtbar anschmoren. In diesem Fall kann es auch durch den Kohlenstoff, der bei der Verbrennung des Kaptons frei wird zu Verunreinigungen kommen. 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 auch durch den Spacer verhindert wird, dass Staubteilchen von außen das Plasma verunreinigen.

4.1.1 Optische Emissionsspektroskopie

Die Gasreinheit kann außerdem durch optische Emissionsspektrographie (OES) untersucht werden. Dabei zeigt sich ein Linienspektrum der angeregten Atome im Plasma. Die genauere Untersuchung der Linien zeigt, dass die meisten von Helium stammen. Diese Linien treten in allen OES-Messungen am Heliumplasma auf und haben auch relativ zueinander stets die selben Höhen. Zusätzlich ist eine prominente Sauerstoff-Linie bei ca. 777nm 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 ???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.

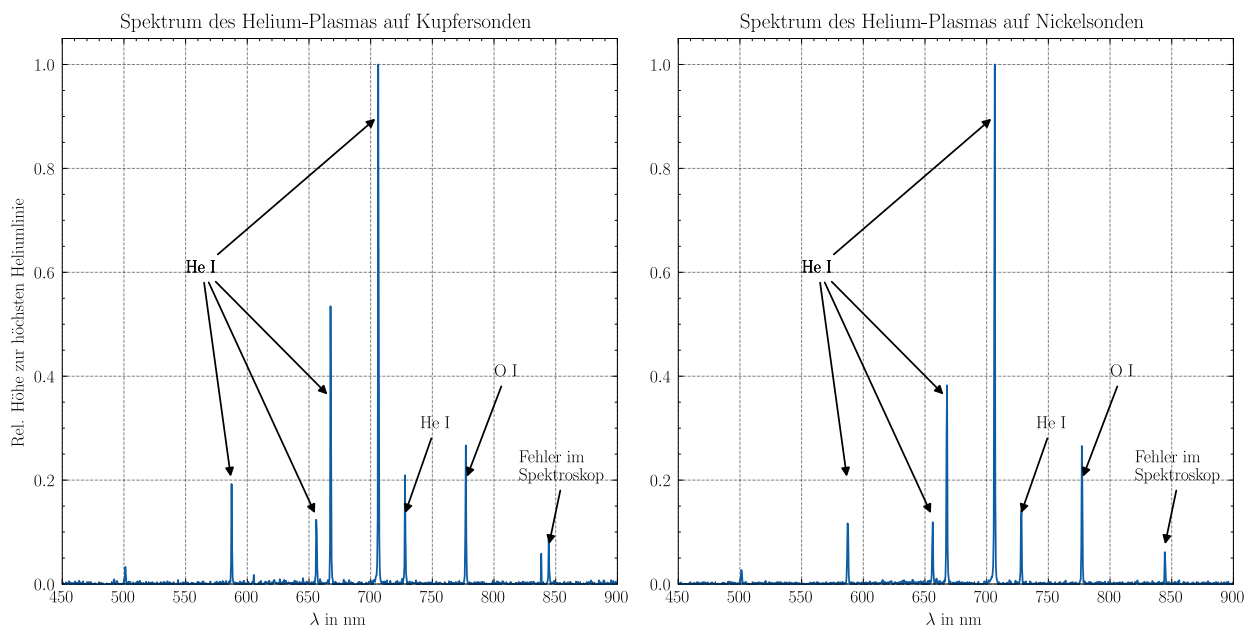


Abbildung 4.1: Zwei Spektren Am Heliumplasma mit verschiedenem Elektrodenmaterial.

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 OI-Linie nicht verändert, impliziert wiederum, dass sie nicht durch ein dauerndes Leck der Gasbox

verursacht wird. Gleichzeitig bedeutet es aber, dass die Oxidschicht auf der Sonde schon beim Testzünden vor der eigentlichen Messung vollständig abgetragen wird.

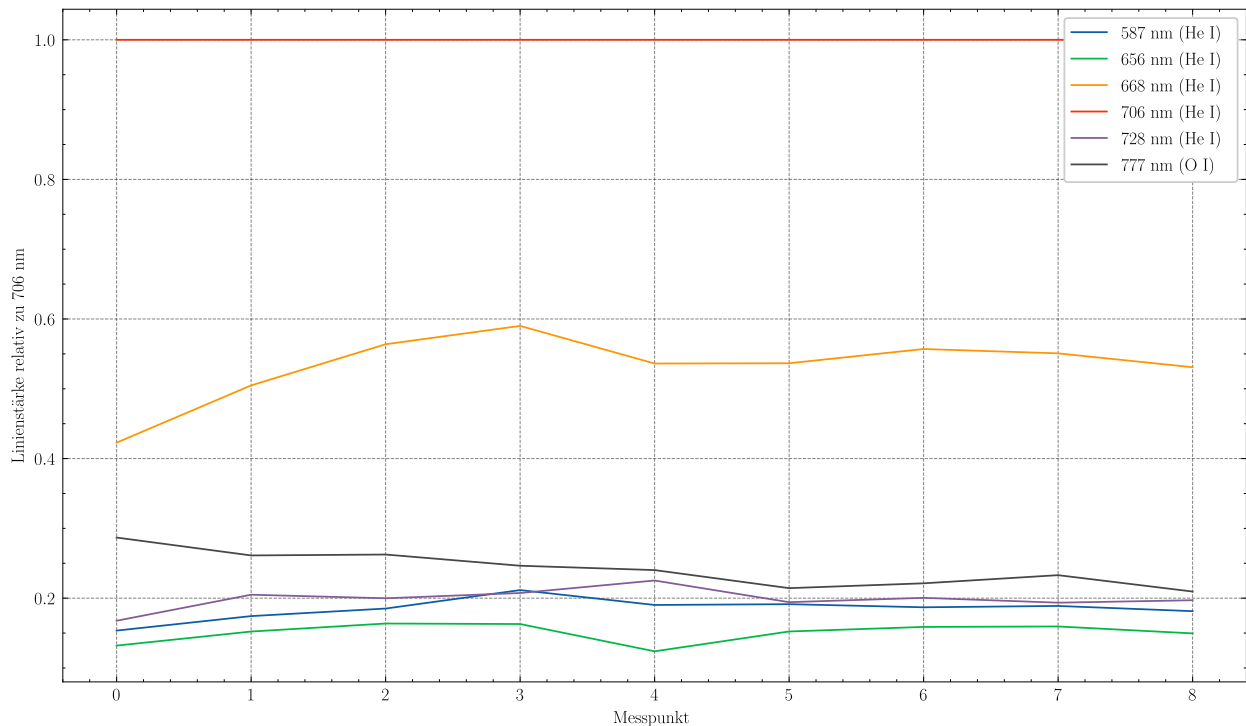


Abbildung 4.2: Relative Linienstärken im Verlauf der Messung. Die Spektren wurden je in Abständen von 10 Minuten aufgenommen, wobei das Plasma für insgesamt etwa 2 Minuten gezündet wurde.

4.2 Überprüfung der erfolgreichen Zündung einer Glimmentladung

Strom-Spannungskennlinien *Bild wie auf Lukas Vortrag*

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. [5] Dies kann am Aufbau durch Messung mit dem Oszilloskop überprüft werden. Tatsächlich sind in der so erhaltenen Kennlinie nur geringe Schwankungen sichtbar. *Plot von Kennlinie*

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-thermischen³) Plasma der Fall ist.

³?

4.3 Größe der Zündspannung

Um die, zum Zünden des Plasmas mindestens nötige Spannung zu bestimmen, wurde in den zur Bestimmung der Kennlinien aufgenommenen Daten der Zündprozess genauer betrachtet. Insbesondere wurden 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 510-520V. Dies entspricht den Praxiswerten anderer Arbeiten ⁴, liegt aber deutlich unter dem, aus dem Paschen-Gesetz abgeleiteten Wert von ca. 250V.

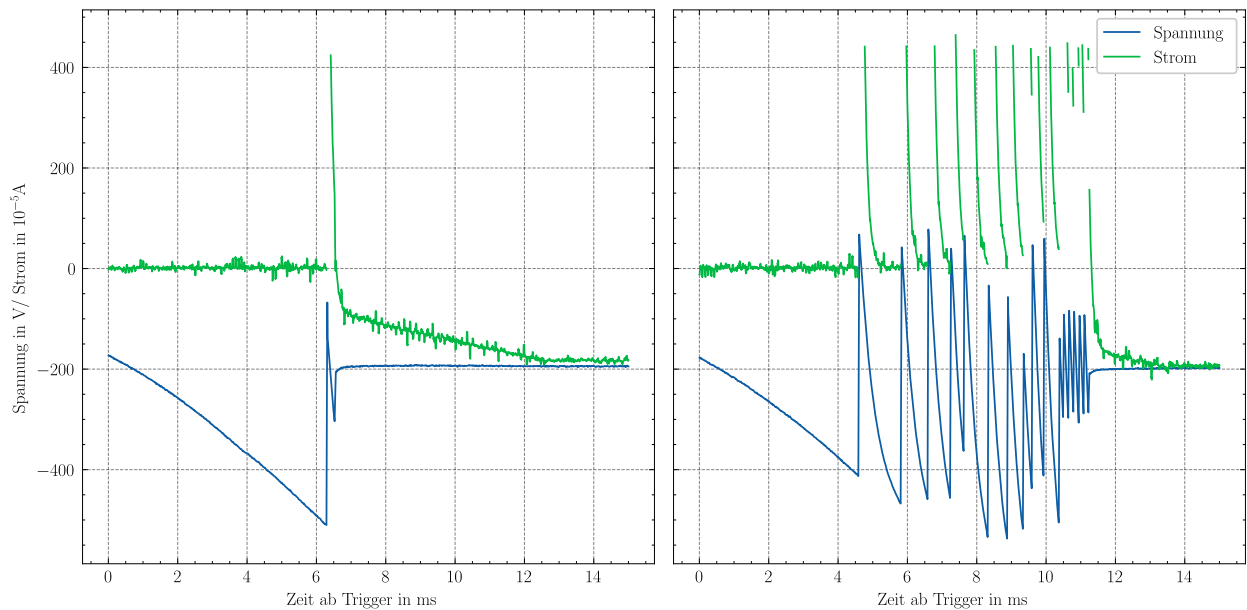


Abbildung 4.3: Strom-Spannungs-Verläufe zu Bestimmung der Zündspannung: Das linke Bild zeigt eine stabile Plasmazündung bei 510 V ohne Arcing, das rechte eine instabilere Zündung mit etwas Arcing. Unabhängig vom Verlauf der Zündung stellen sich die gleichen konstanten Werte für Spannung und Strom ein.

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 der Oberfläche

⁴Citation needed!

zur Verfügung steht. Die Verluste gegenüber dem idealen Energietransfer werden hier vor allem durch Strahlung erzeugt, die Energie zwischen den Sonden zur Seite durch den Spacer herausführt. Konvektion des heißen Gases 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, ist ein hoher und von der Gesamtleistung unabhängiger Wirkungsgrad zu erwarten. Tatsächlich ergibt sich je nach Metall und Gas ein Wirkungsgrad von 85-95%

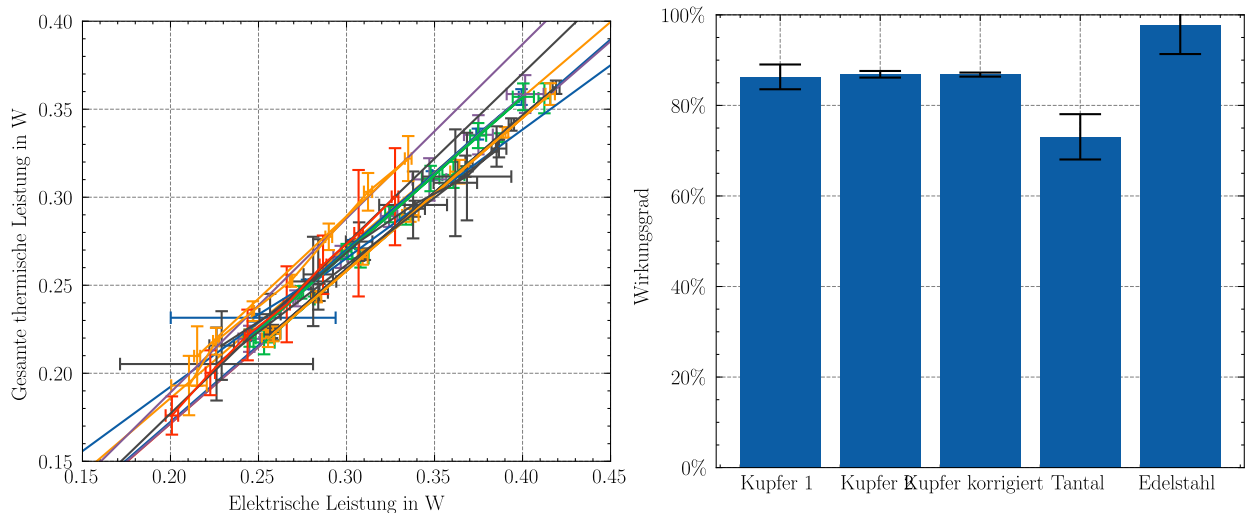


Abbildung 4.4: Bestimmung der Wirkungsgrades der Entladungen bei verschiedenen Sondenmaterialien durch lineare Regression auf den Leistungsmesspunkten. Fehlerbalken als 95% Konfidenzintervall.

4.5 Betrachtung von Fehlern in der Kalibration

Im Prozess der Kalibration kann es zu verschiedenen Fehlern kommen. Zunächst ergibt sich in der Kalibrationsauswertung ein statistischer Fehler von etwa 2-3%. 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.

4.6 Größe der Energieströme und -dichten 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 ist über ein Oszilloskop die elektrische Leistung messbar. Der Energiestrom auf die Sonden ist dabei linear von der Spannung am Netzteil abhängig. Dies liegt daran, dass bei steigender Spannung die Stromdichte im

Plasma und damit die abfallende Spannung konstant bleiben, während die Fläche der Entladung und damit der Gesamtstrom linear mit der Netzteilspannung ansteigen. Die zusätzliche Leistung macht die Entladung also nur größer, aber nicht intensiver.[5] Daraus ergibt sich ein linearer Anstieg der elektrischen Leistung, die in das Plasma gesteckt wird. Da der Wirkungsgrad der Entladung sich über die Geometrie der Sonden ergibt und konstant bleibt, ist auch die Leistung an den Sonden linear abhängig von der angelegten Spannung.

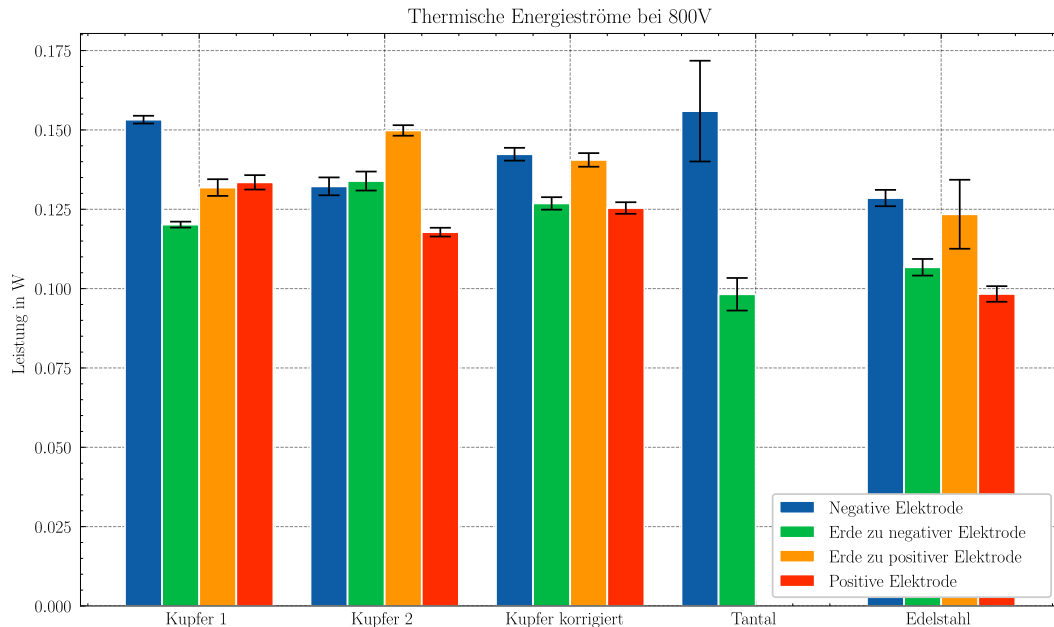


Abbildung 4.5: Der Energiestrom auf beide Elektroden bei verschiedenen Materialien und der gleichen Spannung. Fehlerbalken als 95% Konfidenzintervall.

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, welche schließlich auch die Sekundärelektronenemission bewirkt.

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

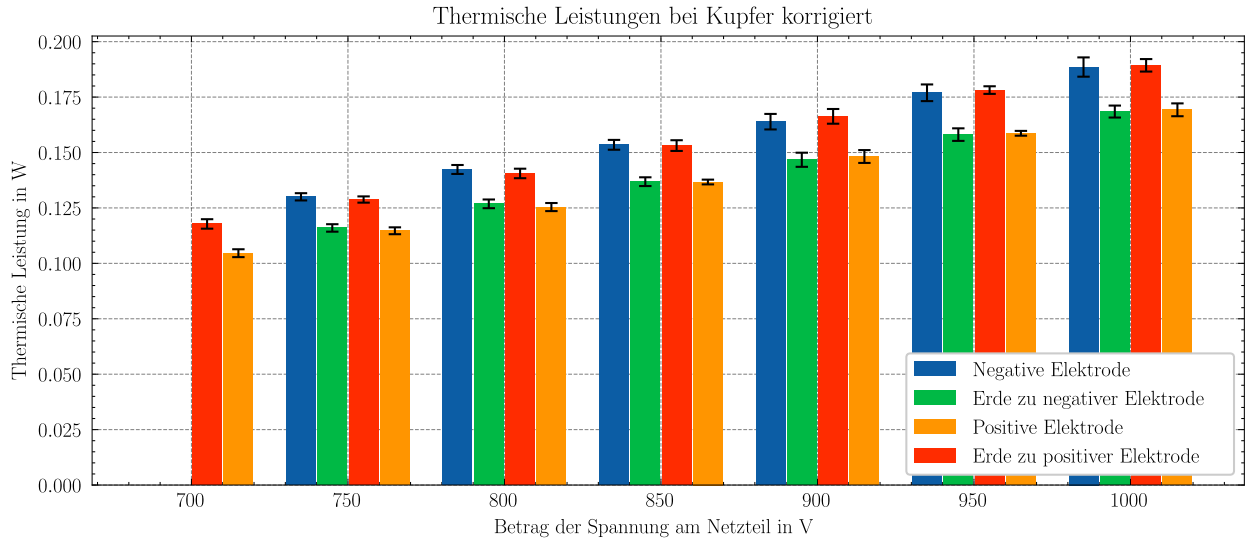


Abbildung 4.6: Der Energiestrom auf die Kupferelektroden in Helium bei verschiedenen Leistungen im Plasma. Fehlerbalken als 95% Konfidenzintervall.

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 $1,5 \text{ mA}$ [5] und dem hier bestimmten Energiefluss auf die Kathode von $0,14 \text{ W}$ bei gleichem Strom eine Energieflussdichte von 140 W/cm^2 . Im Vergleich ist dies etwa die zehnfache Leistungsdichte an der Spitze einer Kerzenflamme. [4] Die Dichte der gesamten, durch das Plasma geleiteten, elektrischen Leistung erreicht bei dieser Entladung sogar ca. 31 W/mm^3 . Da bei einer Erhöhung der Gesamtleistung die Fläche des Entladungskanal vergrößert wird, sind diese Werte mehr oder weniger konstant.

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. Wie erwartet sind diese jeweils deutlich höher als die entsprechenden Werte bei Normaldruck.

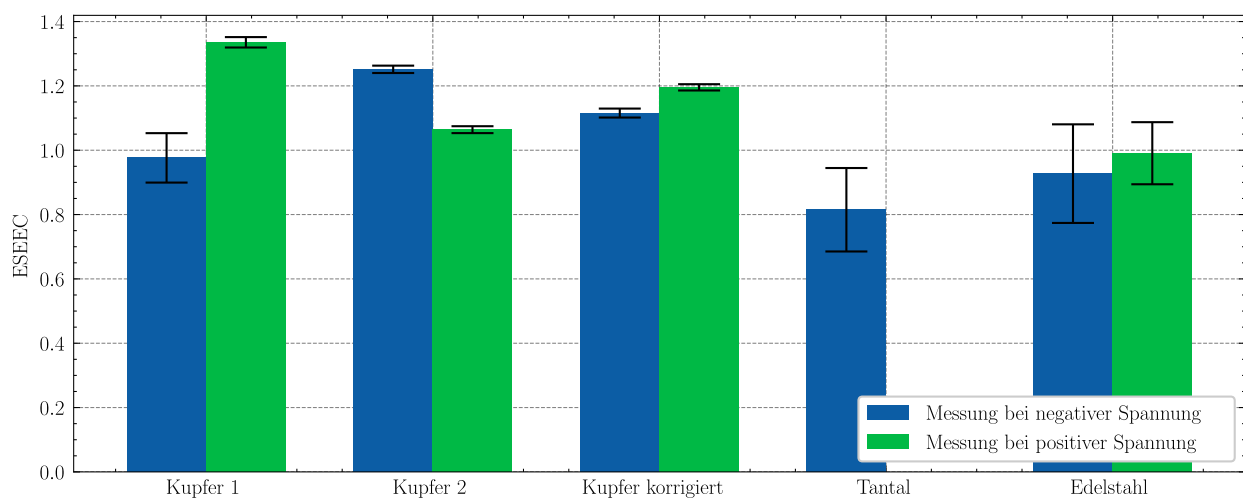


Abbildung 4.7: Die effektiven SEEC der verschiedenen Materialien bei Helium, aufgeteilt nach der Polarität der Messung. Fehlerbalken als 95% Konfidenzintervall.

Anhang A

Anhang

Literaturverzeichnis

- [1] S. ARUMUGAM, P. ALEX, AND S. K. SINHA, *Effective secondary electron emission coefficient in DC abnormal glow discharge plasmas*, Physics of Plasmas, 24 (2017), p. 112106.
- [2] C. BÖHM AND J. PERRIN, *Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges*, Rev. Sci. Instrum., 64 (1993), pp. 31–44.
- [3] S. GAUTER, *Calorimetric investigation on plasma and ion beam sources used for thin film deposition*, (2018).
- [4] A. HAMINS, *Characterization of Candle Flames*, Journal of Fire Protection Engineering, 15 (2005), pp. 265–285.
- [5] L. HANSEN, N. KOHLMANN, U. SCHÜRMANN, L. KIENLE, AND H. KERSTEN, *Conventional and non-conventional diagnostics of a stable atmospheric pressure DC normal glow microplasma discharge intended for in situ TEM studies*, Plasma Sources Science and Technology, 31 (2022), p. 035013.
- [6] J. LEHR AND P. RON, *Electrical Breakdown in Gases*, in Foundations of Pulsed Power Technology, John Wiley & Sons, Ltd, 2017, pp. 369–438.
- [7] D. MARIOTTI, J. A. McLAUGHLIN, AND P. MAGUIRE, *Experimental study of breakdown voltage and effective secondary electron emission coefficient for a micro-plasma device*, Plasma Sources Science and Technology, 13 (2004), pp. 207–212.
- [8] F. PASCHEN, *Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz.*, J.A. Barth, 1889.
- [9] J. P. RAJZER, *Gas Discharge Physics*, Springer, Berlin [u.a.], corr. 2. print ed., 1997.
- [10] J. A. THORNTON, *Substrate heating in cylindrical magnetron sputtering sources*, Thin Solid Films, 54 (1978), pp. 23–31.
- [11] A. VON KEUDELL, *Vorlesungsskript: Einführung in die Plasmaphysik II: Niedertemperaturplasmen*, (2010).