

Charakterisierung von Oberflächenladungen in einem Mikrokavitäten-Plasma-Array mittels Spannungsunterbrechung

Bachelorarbeit

im

Studiengang

„Bachelor of Science“

im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Liliana Finja Clara Violetta Grams

aus

Wuppertal

Bochum, 2025

Zusammenfassung

Es werden Größenordnung und Verlauf der Oberflächenladungen in einem Mikrokavitäten-Plasma-Array (MCPA) untersucht. Das MCPA ist eine dielektrisch behinderte Entladung, bei der das Plasma in Kavitäten mit Größen kleiner als 1 mm gezündet wird. Für die Messung der Oberflächenladungen wird die Spannung mit einer Relaischaltung während der Entladung unterbrochen. Die Oberflächenladungen werden mit einem Messkondensator gemessen und mit einem Python-Programm ausgewertet. Als zusätzliche Größe werden noch die Plasmaleistung und die Abfallszeiten der Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum untersucht. Der Einfluss der Spannung, des Kavitätendurchmessers, des Gittermaterials und der Gasbeimischung auf die genannten Größen wurde gemessen. Es konnten eine Zunahme der Oberflächenladungen mit höheren Spannungen sowie eine Abnahme bei Beimischungen von sowohl Sauerstoff als auch Kohlenstoffdioxid festgestellt werden. Desweiteren wurde eine Zunahme der Oberflächenladungen mit dem Kavitätendurchmesser gemessen. Auch wurde ein Zusammenhang zwischen den Oberflächenladungen und der Plasmaleistung hergestellt. Für die Abfallszeiten zeigte sich vor allem eine Abhängigkeit von der Temperatur des MCPA.

Abstract

The magnitude and evolution of surface charges in a microcavity plasma array (MCPA) are investigated. The MCPA is a dielectric barrier discharge in which the plasma is ignited in cavities smaller than 1 mm. To measure the surface charges, the voltage is interrupted during the discharge using a relay circuit. The surface charges are measured with a monitor capacitor and evaluated with a Python program. As additional quantities the plasma power and the decay times of the surface charges on the dielectric are also investigated. The influence of the voltage, the cavity diameter, the grid material, and the gas admixture on the aforementioned quantities was measured. An increase in surface charges with higher voltages and a decrease with admixtures of both oxygen and carbon dioxide were observed. Furthermore, an increase in surface charges with cavity diameter was measured. A correlation between surface charges and plasma power was also established. The decay times were found to be particularly dependent on the temperature of the MCPA.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Dielektrisch behinderte Entladungen	5
2.1.1	Entladungsarten	5
2.1.2	Memory-Effekt und Verlauf der Entladung	6
2.1.3	Mikrokavitäten-Plasma-Array	7
2.2	Elektrische Diagnostik	8
3	Versuchsaufbau	10
3.1	Setup	10
3.2	Messvorgang	11
4	Ergebnisse	13
4.1	Auswertungsverfahren und Unsicherheiten	13
4.1.1	Auswertungsverfahren der Leistungsmessung	13
4.1.2	Auswertungsverfahren der Messung der Oberflächenladungen	13
4.1.3	Auswertungsverfahren der Abfallszeiten	14
4.2	Vergleich der Relais	14
4.3	Standardbedingungen und Spannungsvariation	16
4.3.1	Beobachtungen bei Standardbedingungen	16
4.3.2	Beobachtungen bei Spannungsvariation	18
4.4	Einfluss der Temperatur	22
4.5	Einfluss der Kavitätengrößen	22
4.5.1	Zusammenhang mit der Plasmaleistung	25
4.5.2	Einfluss des Kavitätendurchmessers auf die Abfallszeiten	26
4.6	Einfluss des Gittermaterials	27
4.7	Untersuchung des Einflusses von verschiedenen Gasbeimischungen	28
4.7.1	Sauerstoff-Messung	28
4.7.2	Kohlenstoffdioxid-Messung	31
5	Fazit	33
	Appendix	34
A	Verläufe der Oberflächenladungen: Kavitätengröße	34
B	Verläufe der Oberflächenladungen: Gittermaterial	35
C	Verläufe der Oberflächenladungen: Sauerstoffbeimischung	36
D	Verläufe der Oberflächenladungen: Kohlenstoffdioxidbeimischung	37

1 Einleitung

Eine der großen Herausforderungen der aktuellen Zeit ist die Bewältigung der Klimakrise. Dafür ist die Entwicklung energiesparender und ressourcenschonender Prozesse notwendig. An dieser Stelle bietet Plasmakatalyse eine vielfältige und energieeffiziente Möglichkeit zur Herstellung und Verarbeitung verschiedener Stoffe. Dazu gehören die Umwandlung von unter anderem Kohlenstoffdioxid (CO_2), Methan (CH_4) oder flüchtigen organischen Verbindungen (VOCs) sowie die Gewinnung von industriell relevanten Stoffen wie beispielsweise Ammoniak oder synthetischen Kraftstoffen [1]. Die Katalyse von CO_2 ist von besonderem Interesse, da CO_2 als Treibhausgas den Klimawandel vorantreibt [2]. Weiterhin können die Produkte für die Synthese anderer wertbringender Stoffe verwendet werden [3].

Von besonderem Interesse sind an dieser Stelle bei Atmosphärendruck betriebene, dielektrisch behinderte Entladungen (kurz DBDs) [4]. Dabei handelt es sich um zwei Elektroden, die durch ein Dielektrikum voneinander getrennt sind. Dieses Dielektrikum kann nun mit einem Katalysator behandelt werden, um die chemischen Reaktionen im Plasma zu beeinflussen. Simulationen haben gezeigt, dass vom Plasma auf der Oberfläche des Katalysators abgeladene Ladungen einen großen Einfluss auf den Katalyseprozess haben [5]. Um das auch experimentell nachweisen zu können, ist zuerst ein Verständnis dieser Oberflächenladungen notwendig.

Eine gute Möglichkeit zur Charakterisierung stellt das Mikrokavitäten-Plasma-Array (MCPA) dar, da es bereits umfassend untersucht worden ist und einen idealen diagnostischen Zugang bietet [6, 7, 8]. Das MCPA ist eine Unterart der DBDs und gehört zu den Mikroplasmareaktoren. Bei MCPAs wird das Plasma in einem Gitter von $100\text{ }\mu\text{m}$ - $200\text{ }\mu\text{m}$ großen Kavitäten gezündet. In dieser Arbeit wird, aufgrund seiner Langlebigkeit, ein metallgitter-basiertes MCPA verwendet [6].

Ziel dieser Arbeit ist es die Oberflächenladungen im MCPA zu charakterisieren. Speziell sollen die Größenordnung und der Verlauf der Oberflächenladungen in einem Entladungszyklus untersucht werden. Weiterhin wird die Verweildauer der Oberflächenladungen im MCPA gemessen. Weiterführend soll der Einfluss verschiedener Parameter wie der Kavitätengröße des Gitters, das gewählte Gittermaterial und die Beimischung verschiedener Gase auf die oben genannten Eigenschaften erforscht werden.

Die Oberflächenladungen werden mit der von Labenksi et al. [9] entwickelten Messmethode der Spannungsunterbrechung gemessen. Dabei wird bei gezündetem Plasma die Spannung mittels eines Relais unterbrochen, was eine direkte Messung der Oberflächenladungen über einen Messkondensator erlaubt.

2 Theoretische Grundlagen

Der in dieser Arbeit verwendete Plasmareaktor ist ein Mikrokavitäten-Plasma-Array (kurz „MCPA“ oder im weiteren „Array“). Das Array ist eine Unterart der dielektrisch behinderten Entladungen (engl. „dielectric barrier discharge“, kurz „DBD“). Aufbau und Funktionsweise werden im Folgenden erklärt. Weiterhin werden die verschiedenen möglichen Entladungstypen beschrieben und teilweise im Detail erläutert. Abschließend wird noch auf die in dieser Arbeit verwendete Diagnostik eingegangen.

2.1 Dielektrisch behinderte Entladungen

Dielektrisch behinderte Entladungen (DBDs) bestehen aus zwei Elektroden, die durch mindestens ein Dielektrikum getrennt sind. Das Dielektrikum verhindert elektrische Durchschläge und „thermal arcing“, was den Reaktor beschädigen könnte. DBDs haben je nach Anwendungsgebiet verschiedene Reaktorgeometrien. Grundsätzlich wird aber zwischen Volumen-DBDs (v-DBDs) und Oberflächen-DBDs (s-DBDs) unterschieden. In Volumen-DBDs wird das Plasma in einem Volumen zwischen den Elektroden gezündet. Bei Oberflächen-DBDs liegen die Elektroden und die Dielektrika sehr nahe beinander, sodass das Plasma nur auf, beziehungsweise in der Nähe der Oberfläche des Dielektrikums zünden kann. Einige mögliche Reaktorgeometrien sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

DBDs werden häufig bei Atmosphärendruck betrieben. Aufgrund ihrer Struktur funktionieren DBDs als kapazitive Elemente. Daher werden diese mit Wechselspannung mit Amplituden von bis zu 100 kV im kHz-Bereich (selten auch niedriger MHz-Bereich) betrieben [10]. Aufgrund ihrer kapazitiven Eigenschaften kann bereits ohne Zündung der Entladung ein Verschiebungsstrom gemessen werden. Dieser hängt von der zeitlichen Änderung der angelegten Spannung und der Kapazität der DBDs ab.

2.1.1 Entladungsarten

In DBDs können verschiedene Entladungstypen beobachtet werden. Dazu gehören filamentierte, also Streamer-basierte, Entladungen, diffuse Entladungen und Mischformen aus beidem.

Streamer-basierte Entladungen treten häufig bei Atmosphärendruck-Plasmen auf [11]. Hierbei entsteht durch das äußere elektrische Feld eine Elektronenlawine. An deren Spitze, dem Streamerkopf (Streamer-Head), herrschen ausreichend große Felder um das umgebende Gas selbstständig weiter zu ionisieren. Die Raumladungszone hinter dem Streamerkopf wird schnell von freien Ladungsträgern aus dem umgebenden Gas gefüllt und wird dadurch zu einem quasi-neutralen Plasmakanal. Durch die starken Felder am Streamerkopf entstehen sekundäre Elektronenlawinen, die weitere Plasmakanäle erzeugen. Diese dünnen Plasmakanäle sehen von außen filamentartig aus, weswegen

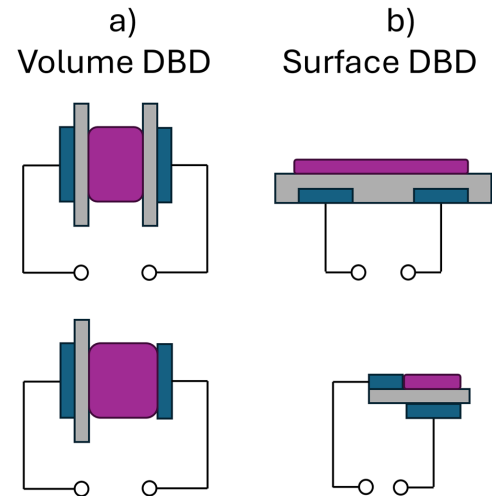


Abbildung 2.1 Beispielhafte DBD-Reaktorgeometrien. In grau die Dielektrika, in blau die Elektroden und in lila das Plasmavolumen. Links sind v-DBDs und rechts s-DBDs. Grafik entnommen aus [7], basiert auf [10].

von einer filamentierten Entladung gesprochen wird. Eine genauere Beschreibung kann unter anderem in [12] gefunden werden.

Diffuse Entladungen entstehen auch durch Elektronenlawinen. Ein entscheidender Unterschied ist allerdings deren Ausbreitungsgeschwindigkeit. Während sich beim Streamer-Mechanismus die Elektronenlawinen auf ns-Skala bewegen, finden die Elektronenlawinen in diffusen Entladungen auf μs -Ebene statt. Auch sind die elektrischen Felder der Lawine nicht groß genug, als dass die Lawine das umgebende Gas selbstständig ionisieren kann. Dadurch entsteht eine gleichmäßige Entladung, welche das ganze Dielektrikum bedeckt [10]. Bei diffusen Entladungen wird noch zwischen einer „atmospheric pressure Townsend discharge“ (APTD) und einer „atmospheric pressure glow discharge“ (APGD) unterschieden. Diese unterscheiden sich hauptsächlich in der Ausbildung einer quasineutralen positiven Säule. Die genauen Unterschiede und vollständigeren Beschreibungen diffuser Entladungen können unter anderem in [13] und [14] gefunden werden.

2.1.2 Memory-Effekt und Verlauf der Entladung

Eine Eigenschaft von DBDs ist, dass vorangegangene Entladungen nachfolgende Entladungen beeinflussen können. Das wird als Memory-Effekt bezeichnet [15]. Dabei wird zwischen volumenbasierten und oberflächenbasierten Memory-Effekten unterschieden. Volumenbasierte Memory-Effekte, wie zum Beispiel metastabile Zustände bei Atomen und Molekülen im Volumen, sind speziell bei Edelgasen mit einer Lebensdauer von μs kurzlebig [13].

Der oberflächenbasierte Memory-Effekt besteht aus Oberflächenladungen, die während der Entladung auf dem Dielektrikum abgeladen werden. Abhängig von der Polarität der angelegten Spannung werden unterschiedliche Ladungen abgeladen. Die genaue Beschaffenheit der Oberflächenladungen ist nicht vollständig geklärt. Es wird allerdings angenommen, dass negative Ladungen schwach gebundene Elektronen sind, während positive Ladungen Elektronendefekte in der Oberfläche des Dielektrikums sind [7]. Oberflächenladungen zeichnen sich durch eine lange Lebensdauer von wenigen Sekunden bis zu mehreren Stunden aus [16, 17, 14]. Die Langlebigkeit der Oberflächenladungen erlaubt es diese auch nach der Entladung auf dem Dielektrikum zu messen. Diese Eigenschaft lässt sich insbesondere für die in dieser Arbeit angewandte Diagnostik der Oberflächenladungen ausnutzen. Mehr dazu ist in den Kapiteln 2.2 und 4.1.2 beschrieben.

Die Oberflächenladungen haben einen starken Einfluss auf den Verlauf der Entladung. Dieser wird im Folgenden am Beispiel einer allgemeinen Potentialanordnung der angelegten Spannung beschrieben:

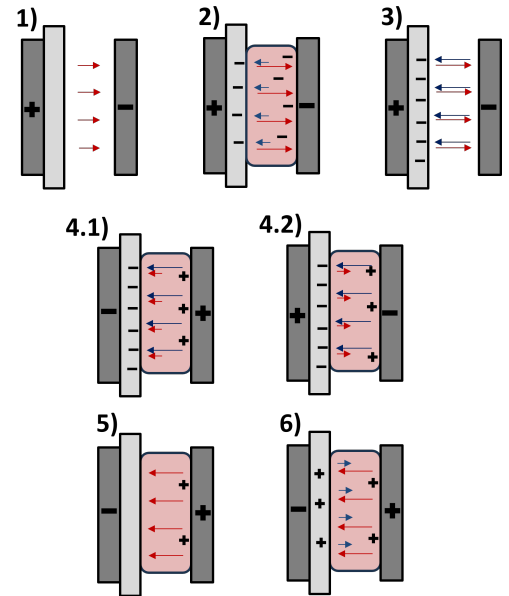


Abbildung 2.2 Schematischer Ablauf der Entladung. In rot das angelegte elektrische Feld E_{appl} und in blau das von den Oberflächenladungen erzeugte Feld E_{charge} .

Zu Beginn der allerersten Entladung ist das Dielektrikum nicht geladen. Das effektive elektrische Feld im

Reaktor $\vec{E}_{\text{eff}}$ entspricht dem Feld der angelegten Spannung $\vec{E}_{\text{appl}}$ (Abb. 2.2, 1). Das Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ ist noch kleiner als die nötige Feldstärke zur Zündung der Entladung $\vec{E}_{\text{ign}}$.

Ist nun die Spannung und damit das elektrische Feld gleich der Zündfeldstärke, zündet die Entladung. Die Elektronen werden zur positiven Elektrode beschleunigt und das Dielektrikum lädt sich negativ auf (Abb. 2.2, 2). Die Oberflächenladungen erzeugen jetzt ein Gegenfeld $\vec{E}_{\text{charge}}$. Dadurch wird das effektive Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ kleiner. Damit die Entladung weiterhin gezündet bleiben kann, muss die angelegte Spannung zunehmen [18].

Die Spannung fällt nach Erreichen des Maximums wieder ab. Dadurch ist das effektive Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ kleiner als die Zündspannung $\vec{E}_{\text{ign}}$ und die Entladung erlischt (Abb. 2.2, 3) [10]. Wenn nun die angelegte Spannung umgepolt wird, begünstigen die Oberflächenladungen die Zündung der Entladung in entgegengesetzter Richtung, da $\vec{E}_{\text{appl}}$ und $\vec{E}_{\text{charge}}$ in die gleiche Richtung zeigen. Das bedeutet, dass die Zündspannung $\vec{E}_{\text{ign},2}$ in die andere Richtung eher erreicht wird (Abb. 2.2, 4.1). Ist das Dielektrikum besonders stark aufgeladen, kann es passieren, dass das effektive Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ die Zündfeldstärke $\vec{E}_{\text{ign},2}$ erreicht, bevor die Spannung umgepolt wird (Abb. 2.2, 4.2). In diesem Fall wird von einer „back-discharge“ gesprochen. Diese konnte beispielsweise in [19] beobachtet werden.

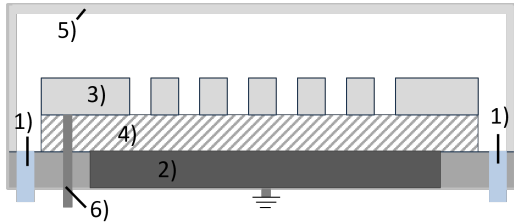
Zündet nun die Entladung in positiver Richtung, werden positive Ladungen in Richtung des Dielektrikums beschleunigt und dort abgeladen (Abb. 2.2, 4.1/4.2). Dadurch werden die negativen Oberflächenladungen kompensiert. Die negative Aufladung des Dielektrikums nimmt also ab, bis keine Oberflächenladungen mehr auf der Oberfläche vorhanden sind (Abb. 2.2, 5). Ab diesem Zeitpunkt lädt sich das Dielektrikum positiv auf und die beschriebenen Vorgänge wiederholen sich; jetzt für die positiven Oberflächenladungen (Abb. 2.2, 6).

2.1.3 Mikrokavitäten-Plasma-Array

Der in dieser Arbeit verwendete Plasmareaktor ist ein Mikrokavitäten-Plasma-Array. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.3 dargestellt und basiert auf dem Entwurf von S. Dzikowski et al. [6].

Das Gehäuse des Reaktors besteht aus Aluminium. In dieses Gehäuse sind zwei Gaskanäle zur Gasversorgung eingebaut (Abb. 2.3, 1). In das Gehäuse ist ein Magnet eingebaut (Abb. 2.3, 2). Dieser dient als geerdete Elektrode. Weiterhin fixiert der Magnet die zweite Elektrode. Diese besteht aus einem 50 μm dicken Metallgitter (Abb. 2.3, 3), in das mit einem Laser kreisförmige Kavitäten geschnitten wurden. Die Kavitäten füllen eine rechteckige Fläche von 42,35 mm $\times$ 9,45 mm und haben einen Abstand von jeweils 150 μm zueinander. In diesen Kavitäten zündet dann das Plasma. Zwischen Magnet und Metallgitter befindet sich als Dielektrikum (Abb. 2.3, 4) eine 40 μm dicke Schicht Zirkoniumdioxid (ZrO_2). Am Gehäuse befinden sich außerdem Metallpinne, von denen einer mithilfe von Silberleitlack mit dem Metallgitter verbunden ist. Dieser dient als Anschluss zum Anlegen der Spannung. Auf dem Gehäuse befindet sich eine Quarzglashaube (Abb. 2.3, 5). Zur Versiegelung zwischen der Haube und dem Gehäuse wurde Silikon verwendet.

Beim Array wurde eine Asymmetrie im Entladungsverhalten beobachtet [6]. In der Phase der zunehmenden Spannung („increasing potential phase“, kurz „IPP“) ist die Entladung ringförmig am Rand der Kavität und weiter zur Öffnung der Kavität. In der Phase der abnehmenden Spannung („decreasing potential phase“, kurz „DPP“) zündet die Entladung eher in der Mitte der Kavität und nahe beim Dielektrikum.



- | | |
|-----------------|-------------------|
| 1) Gasanschluss | 4) Dielektrikum |
| 2) Magnet | 5) Quarzglashaube |
| 3) Metallgitter | 6) Kontaktpin |

Abbildung 2.3 Schematischer Querschnitt des Mikrokavitäten-Plasma-Arrays (MCPA).

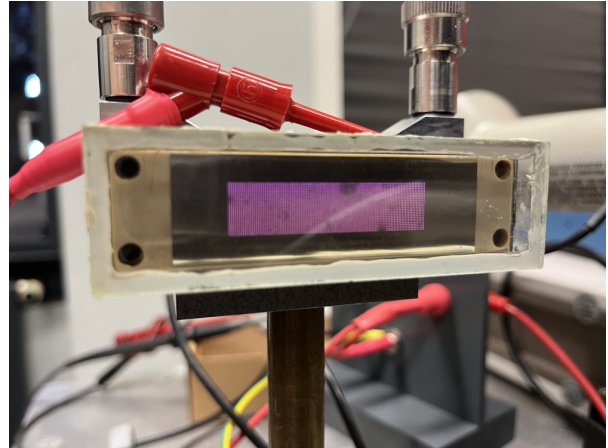


Abbildung 2.4 Bild des Arrays mit Ni200-Gitter im Betrieb mit 1 slm Helium und einer Amplitude von 600 V.

2.2 Elektrische Diagnostik

Um die Oberflächenladungen und die angelegte Spannung in dieser Arbeit bestimmen zu können, sind elektrische Messungen notwendig. Desweiteren soll die im Plasma dissipierte Leistung als weitere Entladungsscharakteristik bestimmt werden. Diese Diagnostiken werden im Folgenden beschrieben.

Wie bereits beschrieben kann das Array als kapazitives Element betrachtet werden. Bei Kondensatoren, die in Reihe geschaltet werden, gilt Ladungsgleichheit:

$$Q(t) = Q_{\text{ges}}(t) = Q_{\text{mon}}(t) = C_{\text{mon}} \cdot V_{\text{mon}}(t) \quad (2.1)$$

Daher kann die Ladung im Array mit einem in Reihe geschalteten Messkondensator C_{mon} gemessen werden. Während der Entladung werden damit sowohl Ladungen im Volumen der Kavität, als auch die Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum gemessen. Mit einem Spannungstastkopf kann auch die angelegte Spannung am Array gemessen werden. Zeichnet man die gemessene Ladung nun in Abhängigkeit der angelegten Spannung erhält man eine sogenannte Lissajous-Figur. Dabei ist in dieser Arbeit die Lissajous-Figur der Entladung von der Lissajous-Figur der Oberflächenladungen zu unterscheiden. Die Lissajous-Figur der Entladung zeigt den Verlauf der gemessenen Ladungen während der Entladung, also Volumen- und Oberflächenladungen. Währenddessen zeigt die Lissajous-Figur der Oberflächenladungen nur den Verlauf der Oberflächenladungen. Sofern nicht anders gekennzeichnet ist in dieser Arbeit immer die Lissajous-Figur der Oberflächenladungen gemeint.

Während der Entladung setzt sich die gemessene Ladung sowohl aus den Oberflächenladungen, als auch den Ladungen im Plasmavolumen zusammen. Zusätzlich wird die Messung durch einen Verschiebungsstrom verfälscht, da das Array und der Messkondensator kapazitive Elemente sind. Um den Verschiebungsstrom zu umgehen und die Oberflächenladungen unabhängig von den Volumenladungen zu messen, wird die lange Lebensdauer der Oberflächenladungen ausgenutzt. Dazu wird die Spannung im Verlauf der Entladung abrupt unterbrochen [9]. Das Abschalten verursacht einen entgegengesetzten Verschiebungsstrom, der den ur-

sprünghaften Verschiebungsstrom ausgleicht. Gleichzeitig haben die Volumenladungen ungefähr 100 μs nach Erlöschen der Entladung die Kavität durch Diffusion zur Oberfläche des Metallgitters verlassen [9]. Aufgrund ihrer Langlebigkeit auf dem Dielektrikum sind die Oberflächenladungen nun unabhängig und direkt messbar.

Die im Plasma dissipierte Leistung kann einfach aus der gemessenen Ladung und Spannung berechnet werden. Die dazugehörige Herleitung ist aus [20] entnommen. Die instantane im Plasma dissipierte Leistung $P(t)$ ist:

$$P(t) = U(t) \cdot I(t) = V_{\text{cell}}(t) \cdot I_{\text{mon}}(t) = V_{\text{cell}}(t) \cdot \frac{dQ_{\text{mon}}(t)}{dt} = V_{\text{cell}}(t) \cdot C_{\text{mon}} \cdot \frac{dV_{\text{mon}}(t)}{dt} \quad (2.2)$$

mit der am Array gemessenen Spannung $V_{\text{cell}}(t)$ und der am Messkondensator anliegenden Spannung $V_{\text{mon}}(t)$. Die mittlere Leistung in einer Spannungsperiode kann nun durch die zeitliche Mittelung der instantanen Leistung gewonnen werden. Unter Verwendung von Gleichung 2.2 ergibt sich dann:

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T V_{\text{cell}}(t) \cdot C_{\text{mon}} \cdot \frac{dV_{\text{mon}}(t)}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T V_{\text{cell}}(t) \cdot C_{\text{mon}} \cdot dV_{\text{mon}} = \frac{1}{T} \oint V_{\text{cell}}(t) \cdot dQ \quad (2.3)$$

Die mittlere Leistung ergibt sich demnach aus der Fläche der Lissajous-Figur der Entladung.

3 Versuchsaufbau

Für die experimentellen Messungen wird ein gleichbleibender Versuchsaufbau (Abb. 3.1) genutzt, bei dem nach Bedarf das Array ausgetauscht werden kann. Dieser wird im Folgenden beschrieben. Desweiteren wird das Vorgehen zur Messung der Oberflächenladungen, deren Abfallszeiten und die Plasmaleistung erläutert.

3.1 Setup

An das Mikroplasma-Array wird eine Hochspannung in Dreiecksform angelegt. Diese hat eine Frequenz von 15 kHz. Erzeugt wird die Spannung vom Funktionsgenerator 2 (Tektronix AFG 3251) (s. Abb. 3.1). Diese wird dann von einem Verstärker (TREK Model PZD700A M/S) mit Faktor 200 verstärkt. Für diese Arbeit wird das Array mit einer Spannungsamplitude von bis zu 600 V betrieben. Bei höheren Spannungen drohen Schäden am Array durch die hohen Temperaturen. Das Array wird mit einem Helium-Gasfluss von 1 slm betrieben. Weiterhin werden für manche Messungen Sauerstoff oder Kohlenstoffdioxid beigemischt. Der Gasfluss wird an einer Steuereinheit (MKS 946 Vacuum System Controller) eingestellt und mithilfe von Mass Flow Controllern (MKS MFC GE50A, Flussraten: 2 slm, 50 sccm, 20 sccm) kontrolliert.

Zur Messung der Oberflächenladung wird im Betrieb des Arrays die angelegte Spannung unterbrochen. Dafür wird zwischen Funktionsgenerator 2 und Verstärker ein Relais eingebaut. Dieses Relais wird vom Funktionsgenerator 1 (Tektronix AFG 3021B) über ein Rechteckssignal mit einer Frequenz von 160 mHz geschaltet. Das entspricht einer Periodendauer von 6,25 s. Dabei ist das Relais zu Beginn der Periode eingeschaltet und wird nach 3,125 s ausgeschaltet. Verwendet werden ein mechanisches Relais (V23100-V4305C000) und ein elektrisches Relais (HEF4016BP HSS8222 2W). Um das mechanische Relais zu schalten wird eine Spannung von 2,5 V und einem Offset von 2,5 V verwendet, für das elektrische Relais eine Amplitude von 3,5 V und 3,6 V Offset.

Zur Messung der angelegten Spannung wird ein Hochspannungstastkopf (Tektronix P6015A, Dämpfung 1000:1) verwendet. Für die Messung der Ladung wird ein Messkondensator mit einer Kapazität von $C_{\text{mon}} = 67 \text{ nF}$ an die geerdete Elektrode des Arrays geschaltet. Die Spannung an diesem wird dann von einem weiteren Spannungstastkopf (LeCroy PP006A, Dämpfung 10:1) gemessen. Für die Strommessung wird eine Stromzange (Tektronix P6021) verwendet. Zuletzt wird mit einem Photomultiplier die Intensität der 706 nm-Linie von Helium gemessen. Dazu wird eine optische Faser vor dem Array positioniert. Der Photomultiplier besitzt einen der Heliumlinie entsprechenden Filter. Diese Messungen werden von einem Oszilloskop (WavePro 404HD Oscilloscope) aufgezeichnet und gespeichert.

Um nun reproduzierbare und zeitpräzise Messungen zu erhalten, werden die Dreiecksspannung und die Messung mit dem Oszilloskop auf den Schaltzeitpunkt des Relais synchronisiert. Dazu gibt der Funktionsgenerator 1 parallel zum Rechteckssignal ein TTL-Signal aus. Dieses TTL-Signal triggert parallel zum Einschalten des Relais den Funktionsgenerator 2, der, im Burst-Modus betrieben, die Dreiecksspannung erzeugt. Andere Arbeiten haben gezeigt, dass mindestens 40.000 Zyklen notwendig sind, damit sich ein Gleichgewicht in den Oberflächenladungen in den Entladungen eingestellt hat [9]. Um innerhalb einer Periode messen zu können wird eine Verzögerung im Burst-Signal eingestellt. Damit diese auf Mikrosekunden genau gesteuert werden

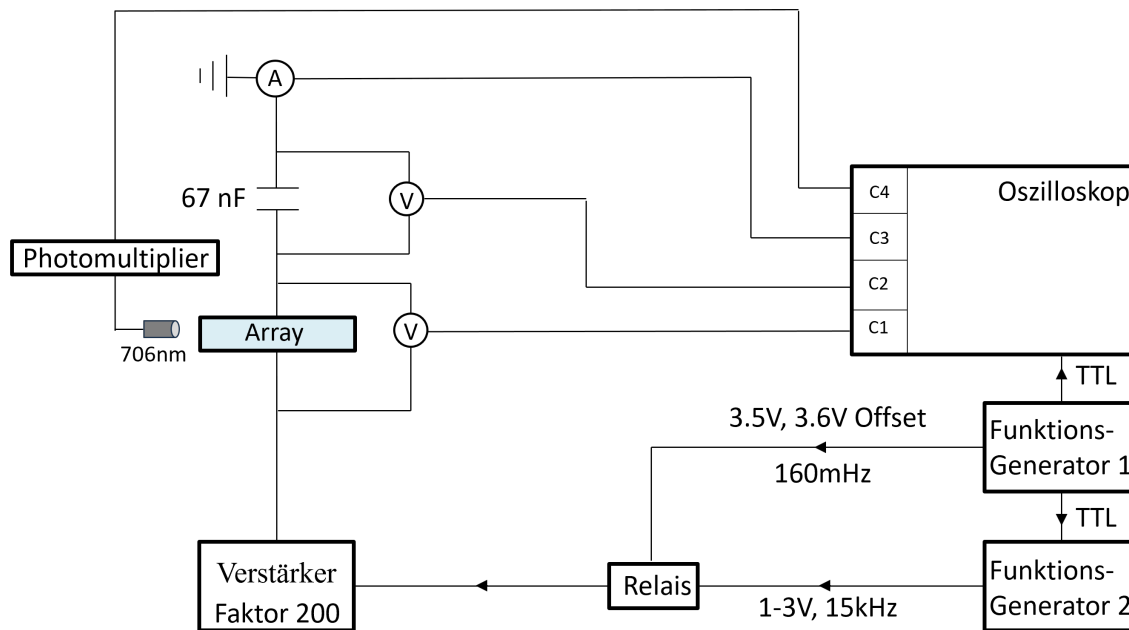


Abbildung 3.1 Schematische Skizze des Versuchsaufbaus.

kann, werden 46.000 Burst-Zyklen statt der 40.000 Zyklen genutzt. Bei jeder Messung wird eine Grundverzögerung von 58,400 ms eingestellt.

Weiterhin wird mit dem TTL-Signal des Funktionsgenerators 1 das Oszilloskop gesteuert. Dieses reagiert auf die negative Flanke des Signals. Das bedeutet, dass die Messung des Oszilloskops zeitgleich zum Abschalten des Relais ausgelöst wird.

Im Laufe der Messungen werden verschiedene Arrays mit unterschiedlichen Gittern verwendet. Zuerst wird ein Nickelgitter mit einer Kavitätengröße von 200 μm (Ni200) verwendet. Weiter gibt es noch ein Nickelgitter mit einer Kavitätengröße von 150 μm (Ni150) und eins mit 100 μm (Ni100). Zusätzlich wurde ein Nickelgitter mit einer Kupferbeschichtung und einer Kavitätengröße von 200 μm (Cu200) untersucht.

3.2 Messvorgang

Mit diesem Versuchsaufbau werden drei verschiedene Größen gemessen: Die Oberflächenladung, deren Abfallszeit auf dem Dielektrikum und die dissipierte Leistung. Zusätzlich werden noch Photomultiplier-Signale (PMT-Signale) der verschiedenen Entladungen aufgenommen.

Zur Messung der Oberflächenladung wird, wie oben beschrieben, die Spannung im laufenden Betrieb immer an einer bestimmten Stelle in der Spannungsperiode unterbrochen. Das Oszilloskop ist dabei auf einen Zeitbereich von $-0,5 \text{ ms}$ bis $+0,5 \text{ ms}$ eingestellt. Der Nullpunkt entspricht dabei dem Triggerzeitpunkt durch das TTL-Signal des Funktionsgenerators 1. Die aufgenommenen Kurven werden dann gespeichert. Anschließend wird die Burst-Verzögerung am Funktionsgenerator 2 um 1 μs erhöht. Um einen ganzen Plasmazyklus aufzu-

nehmen, wird dieses Vorgehen 67 Mal wiederholt. Für jede eingestellte Burst-Verzögerung werden insgesamt zwei Messungen aufgenommen; es werden also insgesamt 134 Spannungs-, Ladungs- und Stromkurven aufgenommen. Die Messung wird automatisch von einem LabView-Programm durchgeführt.

Zur Messung der Abfallszeiten der Oberflächenladungen wird der Zeitbereich des Oszilloskops auf -12 s bis $+988\text{ ms}$ eingestellt. Das ist notwendig, um die Abfallskurve für die spätere Auswertung ausreichend zu erfassen. Ansonsten wird die Messung gleich zu der Oberflächenladungsmessung durchgeführt.

Zur Messung der Leistung werden die gleichen Einstellungen am Oszilloskop verwendet wie zur Messung der Oberflächenladung. Auch am Funktionsgenerator sind die Einstellungen gleich. Allerdings wird die Verzögerung im Laufe der Messungen nicht verändert, sondern nur die angelegte Spannung. Das geschieht von 100 V bis 600 V in Schritten von je 20 V . Hier werden für jeden Schritt nur eine Spannungs- und Ladungskurve aufgenommen.

Zur Aufnahme der PMT-Signale wird der Photomultiplier mit einer Spannung von 1 kV versorgt. Das Oszilloskop ist auf ein kleineres Zeitfenster von $250\text{ }\mu\text{s}$ eingestellt um eine gute Auflösung der Signale zu ermöglichen. Da das Signal sonst sehr verrauscht wäre, werden 25 Signale vom Oszilloskop aufgenommen und automatisch gemittelt.

4 Ergebnisse

4.1 Auswertungsverfahren und Unsicherheiten

Um aus den aufgenommenen Spannungs- und Ladungskurven die verschiedenen Messwerte zu bestimmen, wurden verschiedene Python-Programme geschrieben, deren Funktionsweisen im Folgenden erläutert werden. Um die tatsächlichen physikalischen Werte zu erhalten, muss die gemessene Spannung $V(t)$ mit dem Faktor 1000 multipliziert werden, da der Spannungstastkopf eine Dämpfung von 1000:1 hat. Für die Ladung muss die am Messkondensator gemessene Spannung $V_{\text{mon}}(t)$ mit dessen Kapazität multipliziert werden.

4.1.1 Auswertungsverfahren der Leistungsmessung

Die Leistung wird entsprechend der Relation 2.3 ermittelt. Dazu wird die Fläche der Lissajous-Figur der Entladung mit der Gauß'schen Trapezformel aus jeweils der ersten Periode der gemessenen Spannungs- und der Ladungskurve berechnet (vgl. dazu Abb. 4.1).

Das Array selbst und der Messkondensator sind kapazitive Elemente, wodurch die gemessenen Spannungs- und Ladungskurven zueinander phasenverschoben werden. Das verfälscht die Leistungsmessung, weswegen die Phasenverschiebung herausgerechnet werden muss. Dies wird mithilfe von Spannungs- und Ladungskurven bei nicht gezündetem Plasma gemacht. Da hier keine effektive Leistung dissipiert, werden die Kurven solange zueinander phasenverschoben bis die Fläche der Lissajous-Figur Null oder minimal ist. Das wird für verschiedene Spannungen, bei denen das Plasma nicht zündet, wiederholt. Die so erhaltenen Phasenverschiebungen werden gemittelt und als Unsicherheit wird die Standardabweichung genommen. Damit werden jeweils eine Leistung für die maximale, die minimale und die mittlere Phasenverschiebung berechnet. Daraus ergibt sich ein Mittelwert für die Leistung und als Unsicherheit der Maximalfehler.

4.1.2 Auswertungsverfahren der Messung der Oberflächenladungen

Das Python-Programm zur Bestimmung der Oberflächeladung ermittelt drei Werte: Die Oberflächenladung nach der Spannungsunterbrechung, den Zeitpunkt der Spannungsunterbrechung in der Spannungsperiode und die anliegende Spannung zu diesem Zeitpunkt.

Die Oberflächenladung wird 400 μs nach dem Relais-Trigger-Signal der Ladungskurve entnommen. Dafür wird die Oberflächenladung über 100 μs gemittelt.

Um den Unterbrechungszeitpunkt der Spannung zu finden, wird die erste Spannungsperiode der gemessenen Spannungskurve (s. Abb. 4.1) als Vergleichskurve genommen. Nun werden die folgenden Perioden der gemessenen Kurve mit der Vergleichskurve verglichen. Findet das Programm eine ausreichend große Abweichung, beziehungsweise Differenz, merkt sich das Programm die Spannung und die Steigung der Spannung. Damit wird nun der Zeitpunkt der Spannungsunterbrechung gesucht. Dazu wird der erhaltene Spannungswert in der Vergleichskurve gesucht. Um einen eindeutigen Zeitpunkt zu erhalten, wird bei den gefundenen Zeitpunkten das Vorzeichen der Steigung verglichen. Bei einer Übereinstimmung wird der Zeitpunkt in der Periode zusammen mit den ermittelten Werten der Spannung und Oberflächenladung als finales Ergebnis für die Messung ausgegeben.

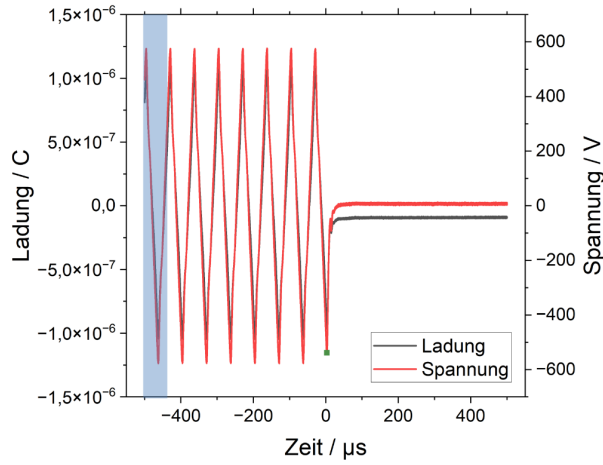


Abbildung 4.1 Spannungs- und Ladungskurve des Ni200-Gitters bei 600 V Amplitude und 1 slm Helium und einer Burst-Verzögerung von 13 µs. In blau hinterlegt ist die erste Periode der gemessenen Kurve. Das grüne Quadrat markiert den Punkt der Spannungsunterbrechung.

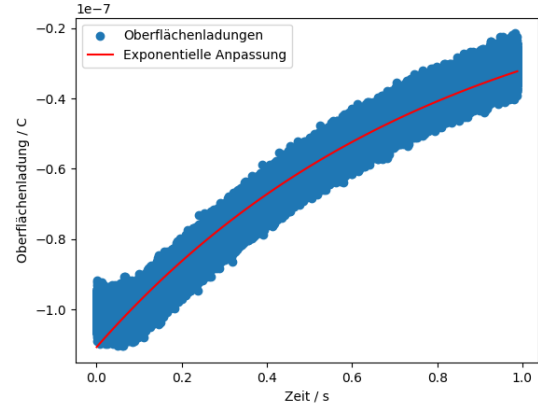


Abbildung 4.2 Beispiel einer exponentiellen Anpassung der Abfallszeiten mit Python. In blau ein Streuplot der gemessenen Oberflächenladungen einer einzelnen Abfallskurve. In rot die exponentielle Anpassung durch Python.

Eine Herausforderung bei diesem Programm war es, eine geeignete Grenze zu finden, ab der das Programm eine Abweichung der Spannung erkennt. Diese Grenze sollte ausreichend groß sein, um nicht durch das Rauschen der Messung überschritten zu werden. Gleichzeitig darf sie nicht zu groß sein, um den Zeitpunkt der Unterbrechung nicht zu stark zu verzerren. Schlussendlich wurde eine Abweichungsgrenze von 16V festgelegt. Die Unsicherheit in der Zeit liegt dabei bei 0,2 µs.

4.1.3 Auswertungsverfahren der Abfallszeiten

Die Abfallszeit wird aus der gemessenen Abfallskurve der Oberflächenladungen bestimmt. Dazu führt ein Python-Programm eine Anpassung einer exponentiellen Funktion der Form

$$f(t) = a \cdot \exp(-b \cdot t)$$

durch. Dabei ist a die Oberflächenladung zu Beginn der Abfallskurve und $\tau = \frac{1}{b}$ die gesuchte Abfallszeit. Dazu wird für jede Anpassung auch das reduzierte χ^2 berechnet. Da die Oberflächenladung im Laufe der Spannungsperiode zweimal durch Null geht, divergieren die Anpassungen an diesen Stellen (s. dazu Abb. 4.3). Diese werden manuell mit Hilfe des reduzierten χ^2 herausgefiltert. Die übrig gebliebenen Werte (Abb. 4.4) werden nach Halbphase getrennt und gemittelt. Die Unsicherheit der individuellen Abfallszeiten werden aus der Kovarianzmatrix der Anpassung entnommen.

Diese sind mit $\Delta\tau = 0,002\text{ s}$ bis $\Delta\tau = 0,004\text{ s}$ jedoch kleiner als die Standardabweichung der Mittelwerte. Daher wird als Unsicherheit die Standardabweichung benutzt.

4.2 Vergleich der Relais

Für diese Bachelorarbeit wurden zwei Relais getestet. Um später die Oberflächenladungen gut messen zu können, wurden für die Relais verschiedene Eigenschaften untersucht. Dazu gehören die Dauer vom Trigger-

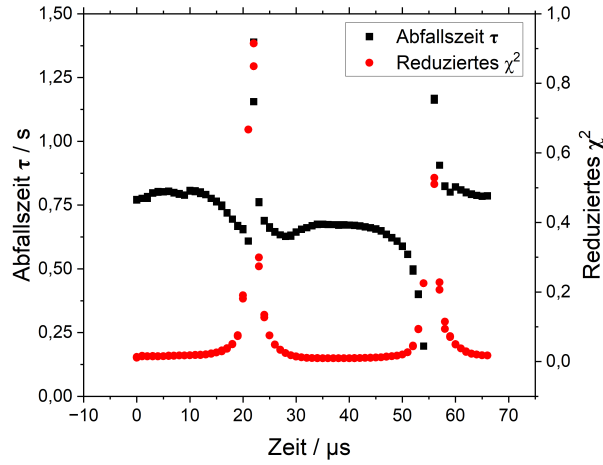


Abbildung 4.3 Abfallszeiten und reduziertes χ^2 einer Messung mit kontinuierlichem Nickel-Gitter, 200 μm Kavitätengröße, einem Gasfluss von 1 slm Helium und 600 V Amplitude.

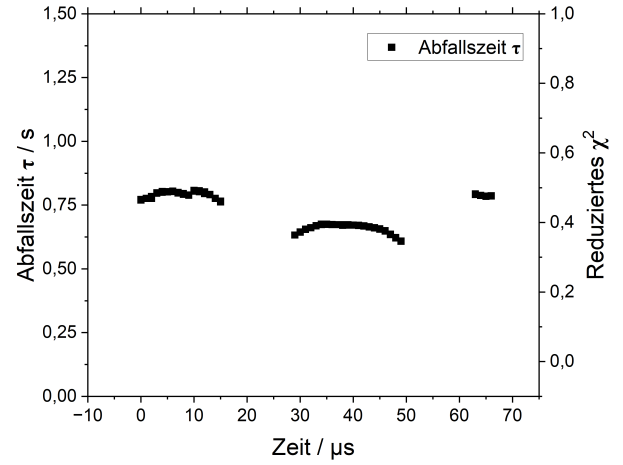


Abbildung 4.4 Abfallszeiten einer Messung mit kontinuierlichem Nickel-Gitter, 200 μm Kavitätengröße, einem Gasfluss von 1 slm Helium und 600 V Amplitude. Hier wurden die Werte für divergierende Abfallszeiten entfernt.

Signal des Funktionsgenerators bis zum tatsächlichen Schalten der Relais, die Schaltgenauigkeit (Jitter) der Relais und die Zeit, die es braucht, bis die unterbrochene Spannung nach dem Schalten des Relais auf null gefallen ist.

Aus den dafür aufgenommenen Schaltcharakteristiken (siehe Abb. 4.5 und 4.6) ist ersichtlich, dass das mechanische Relais erst ungefähr 65 μs nach dem eigentlichen Trigger-Signal schaltet. Dagegen schaltet das elektrische Relais 2 ns nach dem Trigger-Signal. Desweiteren hat die Auswertung der Schaltgenauigkeit für das mechanische Relais eine Schaltgenauigkeit von 220 ns ergeben, während das elektrische Relais eine Genauigkeit von mindestens 2 ns hat.

Aufgrund der Art und Weise wie die Auswertung der Messung der Oberflächenladung funktioniert, hat die Schaltgenauigkeit der Relais keinen Einfluss auf die Unsicherheit der berechneten Messwerte. Allerdings führt eine höhere Schaltgenauigkeit zu zeitlich gleichmäßigeren, beziehungsweise äquidistanten Werten.

Desweiteren ist die unterbrochene Spannung beim elektrischen Relais nach ungefähr 25 μs auf null gefallen. Bei dem mechanischen Relais wurde für das Abklingen der Spannung eine Zeit von bis zu 500 μs gemessen. Allerdings ist in vorangegangenen Arbeiten [9] für dieses Relais eine Abklingzeit von 15 μs gemessen worden. Es ist davon auszugehen, dass diese Diskrepanz durch eine Beschädigung des Relais entsteht. Die größere Abklingzeit hat jedoch keine direkte Auswirkung auf die Genauigkeit der Messung.

Für den Großteil der Messungen wurde das elektrische Relais verwendet, da es aufgrund der deutlich höheren Schaltgenauigkeit gleichmäßigere und damit gut reproduzierbare Messungen ermöglicht.

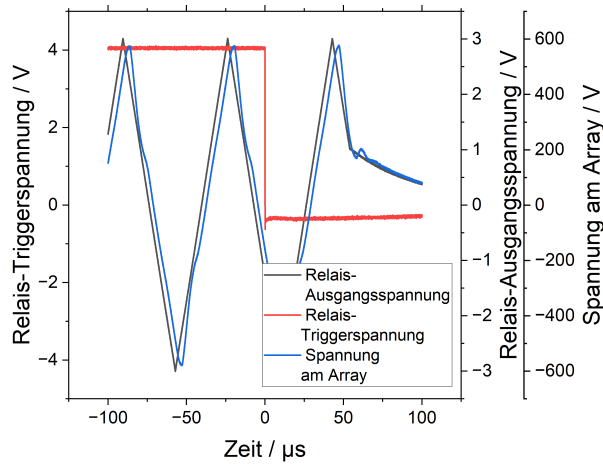


Abbildung 4.5 Abschaltcharakteristik des mechanischen Relais. An das Relais angelegte Schaltspannung: 2,5 V Amplitude mit 2,5 V Off-Set, Amplitude der Spannung am Relaisein- und -ausgang: 3 V.

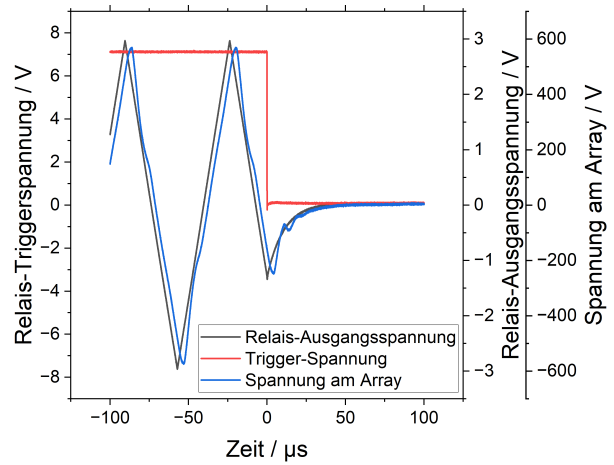


Abbildung 4.6 Abschaltcharakteristik des elektrischen Relais. An das Relais angelegte Schaltspannung: 3,5 V Amplitude mit 3,6 V Off-Set, Amplitude der Spannung am Relaisein- und -ausgang: 3 V.

4.3 Standardbedingungen und Spannungsvariation

Zu Beginn wurde eine Messung bei „Standardbedingungen“ durchgeführt. Mit dieser soll das allgemeine Verhalten der Oberflächenladungen untersucht werden. Weiterhin dient diese Messung als Grundlage zum Vergleich bei veränderten Parametern. Als Standardbedingungen wurden das Ni200-Gitter mit 40 µm Zirkoniumdioxid als Dielektrikum, betrieben bei 1 slm Helium ohne Gasbeimischung und 600 V angelegter Spannungsamplitude gewählt.

4.3.1 Beobachtungen bei Standardbedingungen

In den Graphen (Abb. 4.7 und 4.8) sind die zeitliche Entwicklung der Oberflächenladungen über die Spannungsperiode, sowie die dazugehörige Lissajous-Figur der Oberflächenladungen dargestellt.

In schwarz ist der Verlauf der Oberflächenladungen zu sehen, in rot die Dreiecksspannung und in blau das Signal des Photomultipliers. In der Lissajous-Figur sind die Oberflächenladungen in schwarz dargestellt. Klar zu erkennen sind die in den theoretischen Grundlagen beschriebenen Verläufe der Plasmazündung über die Spannungsperiode. Beginnend mit der abnehmenden Spannung zündet das Plasma in negativer Richtung und lädt Elektronen auf die Oberfläche des Dielektrikums. Dadurch werden die positiven Oberflächenladungen aus der vorangegangenen Halbphase kompensiert. Dies zeigt sich an der Abnahme der gemessenen Oberflächenladungen im Bereich 0-20 µs in Abbildung 4.7. Dabei ist zu Beginn der Plasma-An-Phase der DPP zuerst ein starker Peak im PMT-Signal zu sehen. Auf diesen folgt eine relativ konstante Zündungsphase mit leichten Schwankungen im PMT-Signal. Kurz vor dem Umkehren der Spannung, also ungefähr bei 15 µs, nimmt die Änderung der Oberflächenladungen leicht ab und nähert sich bei erneuter Umkehr der Spannung einem konstanten Wert von $-9,5 \cdot 10^{-8} \text{ C}$ an. In der Lissajous-Figur (Abb. 4.8) ist das als Ausbildung einer Art Schnabel am unteren linken Ende der Figur zu erkennen.

Nach Umkehren der Spannung wäre zu erwarten, dass die Oberflächenladungen sich nicht mehr ändern, bis das Plasma bei ausreichender Spannung in die Gegenrichtung wieder zündet. Allerdings ist eine sehr leichte

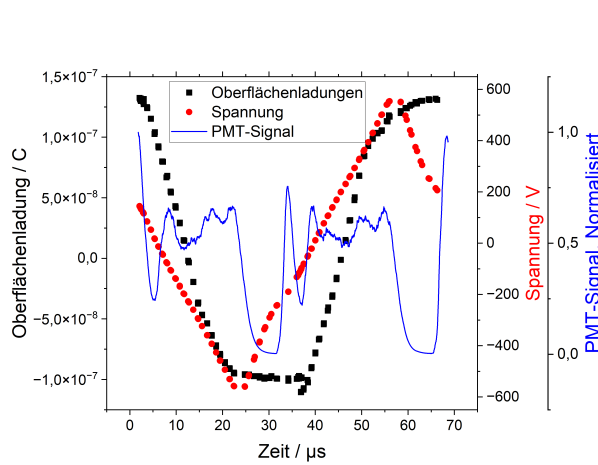


Abbildung 4.7 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen und angelegten Spannung in einer Spannungsperiode. Ni200-Gitter mit einem Gasfluss von 1 slm Helium und 600 V angelegter Spannung.

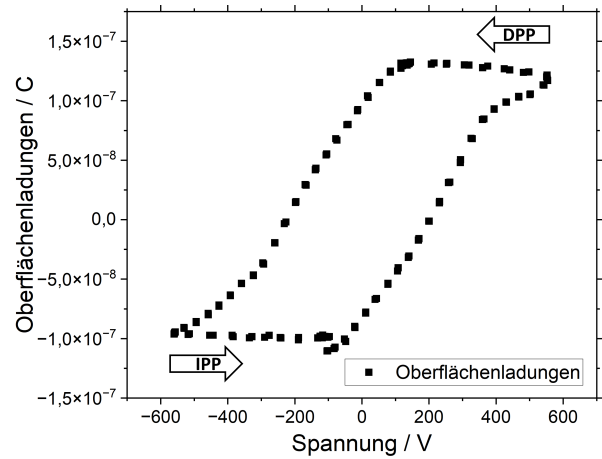


Abbildung 4.8 Lissajous-Figur einer Spannungsperiode beim Ni200-Gitter mit einem Gasfluss von 1 slm Helium und 600 V angelegter Spannung.

Zunahme (entsprechend dem Vorzeichen der Ladung) der Oberflächenladung zu beobachten. Auch fällt auf, dass bei $35 \mu\text{s}$ bereits ein Peak im PMT-Signal gemessen wird, obwohl die gemessenen Oberflächenladungen sich nicht ändern. Dieser Peak entspricht in dieser Form dem ersten Peak in der DPP, wenn auch nicht so steil. Ab $40 \mu\text{s}$ nehmen dann auch die Oberflächenladungen ab, beziehungsweise nehmen in die Gegenrichtung konstant zu, passend zum PMT-Signal. Ab $50 \mu\text{s}$, $5 \mu\text{s}$ vor dem erneuten Umkehren der Spannung, flacht die Kurve der Oberflächenladung wieder ab. Der Verlauf ist hier in der IPP deutlich abrupter und stärker abgeflacht als in der DPP. Aber auch hier führt diese Abflachung zu einer Schnabelform in der Lissajous-Figur. Wie bereits zum Ende der DPP beobachtet, nehmen die Oberflächenladungen auch nach Umkehren der Spannung weiter zu, obwohl die Entladung dem PMT-Signal zufolge nicht zündet. Die Zunahme der Ladung ist hier deutlich stärker als zum Ende der DPP.

Die Schnabelform, die zum Ende jeder Halbphase auftritt, folgt wahrscheinlich aus einer Back-Discharge infolge der Spannungsunterbrechung der Messung. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich ausreichend Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum, sodass das elektrische Feld dieser Ladungen eine Entladung in die Gegenrichtung zündet. Infolgedessen nehmen die Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum ab. Deshalb werden $400 \mu\text{s}$ später weniger Oberflächenladungen gemessen, als ursprünglich zum Zeitpunkt der Spannungsunterbrechung auf dem Dielektrikum waren.

Die fehlende Änderung der gemessenen Oberflächenladung trotz PMT-Peak liegt vermutlich auch an der Back-Discharge infolge der Spannungsunterbrechung. Wahrscheinlich zünden die Kavitäten tatsächlich und die Oberflächenladungen ändern sich. Diese Änderung ist allerdings in diesem Bereich noch zu gering, als dass bei der Spannungsunterbrechung keine Back-Discharge mehr zündet und somit die Messung verfälscht.

Die Zunahme der Oberflächenladungen nach Umkehren der Spannung kann mit einer unterschiedlichen Stärke der Back-Discharges zusammenhängen. Da die Spannung nach dem Umkehren wieder abnimmt, ist bei der Unterbrechung der Spannung die Steigung unterschiedlich groß. Folglich fließt bei Unterbrechung in der Nähe

des Spannungsmaximums ein größerer Verschiebungsstrom. Dadurch ist die Back-Discharge stärker und die Oberflächenladungen nehmen in der Nähe des Spannungsmaximums stärker ab. Folglich werden dann weniger Oberflächenladungen gemessen.

Schaut man sich nun nochmal die Lissajous-Figur an, fällt auf, dass nach Umkehren der Spannung der Übergang vom Plateau der vergleichsweise konstanten Oberflächenladungen zur Abnahme der Oberflächenladung durch das Plasma graduell verläuft. Auch ist die Steigung der Oberflächenladungen in der Plasma-An-Phase nicht konstant, sondern nimmt im Verlauf, bis zum Beginn der Ausbildung des Schnabels, zu, beziehungsweise in der DPP ab. Eine Erklärung könnte sein, dass mit Abnahme der Spannung nach und nach immer mehr Kavitäten zünden.

Desweiteren fällt auf, dass die Schnabelformen zum Ende der DPP und der IPP sich unterscheiden. Das Abflachen der Ladungen zum Ende der IPP ist stärker als in der DPP, weshalb der Schnabel schmäler und gerader ist. Im zeitlichen Verlauf der Oberflächenladungen fällt auf, dass das Abflachen zum Ende der DPP ungefähr 10 μ s vor Umpolung der Spannung beginnt, während zum Ende der IPP das Abflachen ungefähr 7 μ s vor der Umpolung beginnt.

Festzuhalten ist, dass in der IPP mit $|q_{\text{surf,max}}| = (1,33 \pm 0,02) \cdot 10^{-7}$ C eine größere maximale Oberflächenladung gemessen wurde, als in der DPP mit $|q_{\text{surf,max}}| = (1,11 \pm 0,02) \cdot 10^{-7}$ C. Das ist besonders hervorzuheben, da dies die maximalen Ladungen nach der Back-Discharge der Spannungsunterbrechung sind. Das bedeutet, dass die Back-Discharges bei unterschiedlichen Ladungsmengen zünden. Genauer gesagt zündet die Back-Discharge am Ende der DPP eher als die am Ende der IPP. Das passt zu der Tatsache, dass die Entladung in der IPP leichter zündet als in der DPP [6]. Für die maximalen Oberflächenladungen wurde eine statistische Unsicherheit von $\Delta q_{\text{surf,max}}^{\text{IPP}} = 9 \cdot 10^{-9}$ C und $\Delta q_{\text{surf,max}}^{\text{DPP}} = 1,2 \cdot 10^{-8}$ C ermittelt.

Für die Oberflächenladungen wurden für die IPP eine Abfallszeit von $\tau_{\text{IPP}} = (0,69 \pm 0,02)$ s und für die DPP eine von $\tau_{\text{DPP}} = (0,802 \pm 0,006)$ s gemessen. Die Unsicherheiten sind dabei die Standardabweichungen über verschiedene Messungen an verschiedenen Tagen. Die Abfallszeiten der Oberflächenladungen der IPP und der DPP unterscheiden sich um ungefähr 0,1 s. Das liegt wahrscheinlich zum einen an der unterschiedlichen Mobilität der Ladungen. Zum anderen befinden sich die Oberflächenladungen der IPP am Rand der Kavität, während die Oberflächenladungen der DPP mittig auf dem Dielektrikum sind (Kap. 2.1.3). Dadurch sind die Oberflächenladungen der DPP weiter von dem Metallgitter entfernt als die der IPP, wodurch sie länger brauchen um das Dielektrikum zu verlassen.

4.3.2 Beobachtungen bei Spannungsvariation

Als nächstes wurde untersucht, wie sich das Entladungsverhalten und der Verlauf der Oberflächenladungen mit anderen Spannungsamplituden verändert. Auch wurde ein potentieller Einfluss der Spannung auf die Abfallszeiten untersucht. Dazu wurde die Amplitude von 300 V bis 600 V in Schritten von jeweils 50 V erhöht und dazu eine Messung durchgeführt. Die daraus resultierenden maximalen Oberflächenladungen sind in Abb. 4.9, die gemessenen Lissajous-Figuren in Abb. 4.10 abgebildet.

Die maximalen Oberflächenladungen nehmen mit höheren Amplituden zu. Das liegt daran, dass bei höheren Amplituden mehr Kavitäten und diese öfter pro Halbphase zünden. Das ist vor allem an den PMT-Signalen

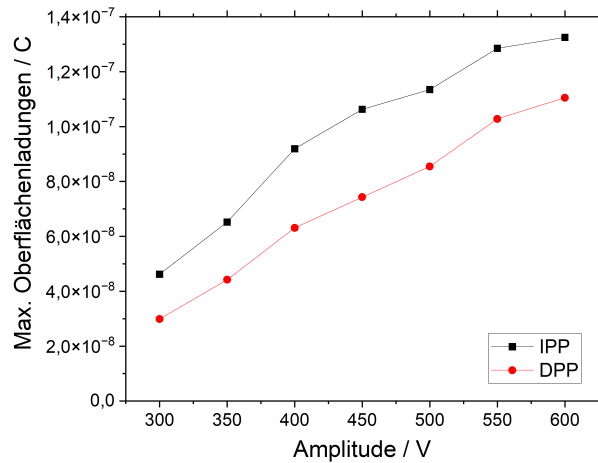


Abbildung 4.9 Maximale Oberflächenladungen bei verschiedenen angelegten Spannungsamplituden. Gemessen wurde beim Ni200-Gitter und bei einem Gasfluss von 1 slm Helium.

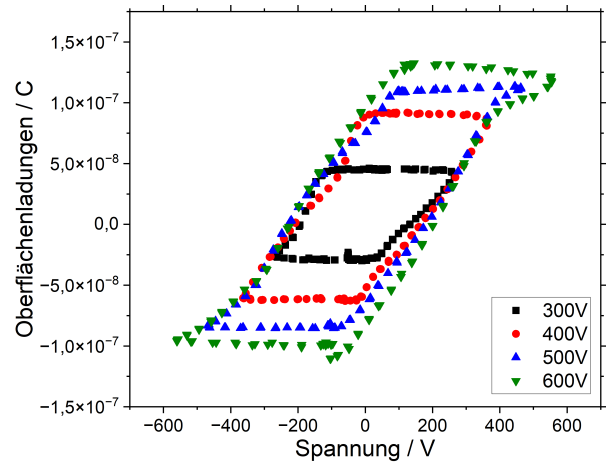


Abbildung 4.10 Lissajous-Figuren einer Spannungsperiode bei verschiedenen angelegten Spannungsamplituden. Gemessen wurde mit dem Ni200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

bei den verschiedenen Amplituden gut zu sehen: Für höhere Spannungen werden mehr Peaks und Plateaus im PMT-Signal pro Halbphase gemessen (vgl. Abb. 4.11a-4.11d). Dementsprechend werden auch mehr Ladungen auf dem Dielektrikum deponiert. Dabei ist die Ladung in der DPP immer kleiner als in der IPP.

Die höheren maximalen Oberflächenladungen zeigen sich auch in den Lissajous-Figuren. Diese werden für größere Amplituden durch die größeren Oberflächenladungen höher. Dabei ist zu sehen, dass die Figuren bei Amplituden von 500 V und 600 V die bereits beschriebenen Schnabelformen haben. Bei 500 V ist diese allerdings schwächer ausgeprägt, als bei 600 V. Bei 300 V und 400 V können diese nicht beobachtet werden. Das liegt vermutlich an zu geringen Oberflächenladungen zum Ende der Halbphasen, die nicht ausreichen um die für die Schnabelform notwendige Back-Discharge zünden zu können. Dazu passt auch, dass die gemessenen maximalen Oberflächenladungen (Abb. 4.9) ab einer Amplitude von 450 V abzufallen scheinen, was sich genau mit der Back-Discharge erklären lässt.

Die im vorherigen Kapitel beobachtete Zunahme der Oberflächenladungen in den Plasma-Aus-Phasen kann für niedrige Amplituden nicht beobachtet werden. Stattdessen bleiben die Ladungen konstant. Zum Ende der Halbphasen sind nicht genug Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum vorhanden, um eine Back-Discharge zu zünden.

Desweiteren ist bei 400 V ein starker Anstieg der Oberflächenladungen zu Beginn der Plasma-An-Phasen beider Halbphasen erkennbar. In der DPP kann dieser auch bei 300 V und 500 V beobachtet werden. Für die IPP kann dieser starke Anstieg bei anderen Amplituden nicht beobachtet werden. Dieser starke Anstieg (in der DPP Abfall) der Ladungen findet immer zeitgleich mit einem Peak im PMT-Signal statt (vgl. Abb. 4.11a-4.11c). Daher ist zu vermuten, dass in diesem Moment viele Kavitäten gleichzeitig stark zünden und damit für eine starke Änderung der Oberflächenladungen sorgen. Bei 600 V wird die Änderung der Oberflächenladungen der ersten Plasmazündung in der Halbphase jeweils von der Back-Discharge der Spannungsunterbrechung verdeckt. Daher kann dazu keine Aussage getroffen werden.

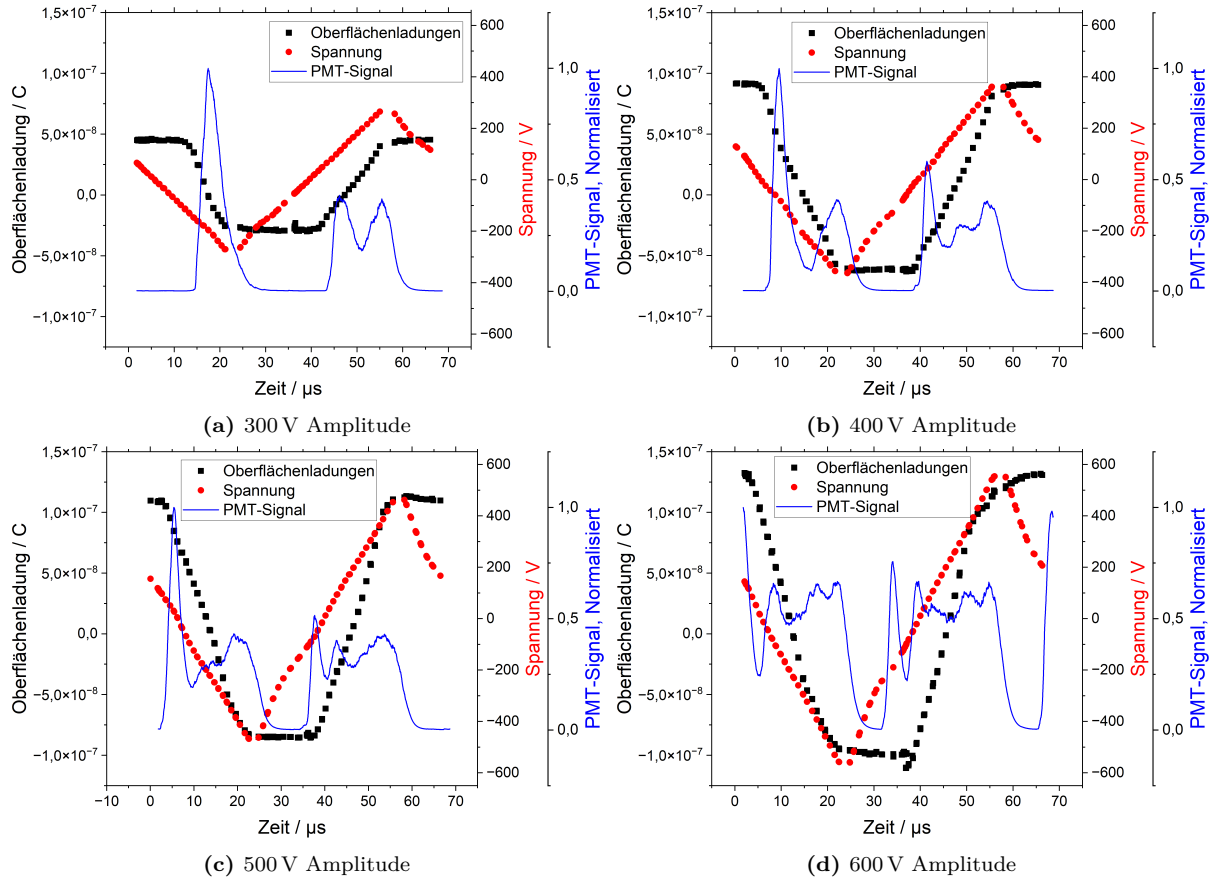


Abbildung 4.11 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen, der angelegten Spannung und des normalisierten Photomultiplier-Signals in einer Spannungsperiode. Gemessen mit Ni200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

Allgemein zeigen sich bei kleineren Amplituden Unterschiede zwischen den Halbphasen. Der Verlauf der Oberflächenladungen ist bei 300 V in der DPP steiler und kürzer als in der IPP, was vermutlich an dem unterschiedlichen Zündungsverhalten der beiden Halbphasen liegt. In der DPP zünden wahrscheinlich die meisten Kavitäten gleichzeitig, während in der IPP zwei kleinere Zündungsphasen zu beobachten sind. Diese dauern zusammen länger an als die Zündung in der DPP. Dadurch ist die Änderung der Oberflächenladungen nicht so stark und braucht länger. Mit Ausnahme des ersten PMT-Peaks scheinen die Unterschiede im Zündungsverhalten bei höheren Amplituden nicht mehr so groß zu sein. Das liegt vermutlich daran, dass die Kavitäten in beiden Halbphasen insgesamt häufiger zünden. Auch wird die Dauer der Plasma-An-Phase bei höheren Amplituden länger.

Zuletzt wurden noch die Abfallszeiten der Oberflächenladungen für die verschiedenen Spannungsamplituden bestimmt, um eine potentielle Abhängigkeit zu überprüfen (Abb. 4.12). Dabei ist für die DPP keine Änderung festzustellen. In der IPP kann eine leichte Zunahme oder Schwankung um 0,1 s beobachtet werden. Das könnte eventuell ein Temperatureffekt aufgrund der höheren Leistung durch die größere Spannungsamplitude sein; es könnte aber auch eine statistische Schwankung sein. Um dies genauer zu untersuchen wurden verschiedene

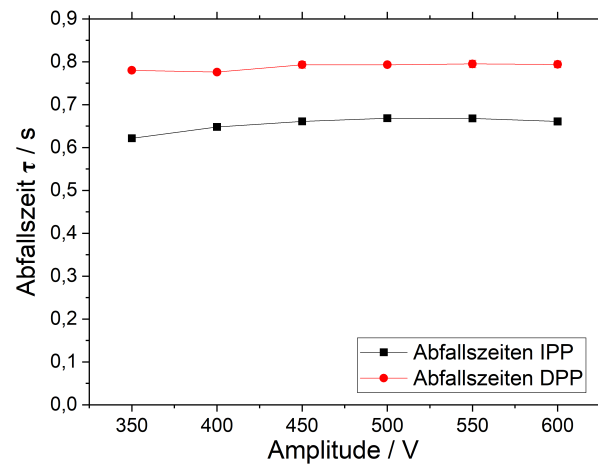


Abbildung 4.12 Abfallszeiten der Oberflächenladungen bei verschiedenen vor der Spannungsunterbrechung angelegten Amplituden.

Messreihen der Abfallszeiten mit Temperaturmessung durchgeführt.

4.4 Einfluss der Temperatur

Bei der Auswertung der Abfallszeiten für die verschiedenen Spannungen war ein Trend bei den ersten Messwerten zu beobachten. Diese wichen immer von den folgenden Werten ab. Das war unerwartet, da all diese Werte in der Mitte der Halbphase gemessen wurden und eigentlich zu erwarten war, dass diese gleich sind. Da dies nur zu Beginn der jeweiligen Messungen auftrat wurde ein Temperatureffekt vermutet, da sich das Array mit längerem Betrieb aufheizt.

Um den potentiellen Temperatureffekt zu untersuchen wurde die Abfallszeit in Abhängigkeit der Temperatur bestimmt. Dazu wurde die Temperatur an der Rückseite des Magneten des Arrays mit einem faseroptischen Thermometer (Luxtron I652) gemessen. Für jede Temperaturmessung wurde auch eine Abfallskurve der Oberflächenladungen aufgenommen und ausgewertet.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.13 für die IPP und 4.14 für die DPP zu sehen. Sowohl in der IPP als auch der DPP ist eine klare Zunahme der Abfallszeiten zu beobachten. Dabei scheinen die Abfallszeiten ab 35°C wieder leicht abzunehmen. Das ist aber vermutlich nur ein statistischer Effekt, da ein Temperaturgleichgewicht während der Messung auftrat und dementsprechend mehr Messpunkte bei diesen Temperaturen aufgenommen wurden, als bei den niedrigeren Temperaturen.

Es ist zu sehen, dass in der IPP die Abfallszeit von knapp über 0,65 s bei 22-23°C auf knapp unter 0,75 s bei 35-40°C steigt. Das entspricht einer Änderung von ungefähr 15%. Ähnlich ist es in der DPP. Hier steigt die Abfallszeit von 0,75 s bei 22°C auf 0,8 s bei 35-40°C. Das entspricht einer Änderung von 6,7%. Vermutlich liegt diese Änderung an einer veränderten Mobilität der Ladungsträger auf dem Dielektrikum durch die erhöhte Temperatur.

Zusätzlich wurden diese Messungen genutzt um einen eventuellen Einfluss der Temperatur auf die Größe der Oberflächenladungen zu prüfen. Es konnte keine signifikante Änderung der Oberflächenladungen durch die Temperatur festgestellt werden.

4.5 Einfluss der Kavitätengrößen

In anderen Arbeiten konnte nachgewiesen werden, dass für unterschiedliche Kavitätengrößen andere elektrische Felder in den Kavitäten bestehen [8]. Auch hat der Kavitätendurchmesser einen Einfluss auf die Zündspannung der Entladung [6]. Daher ist davon auszugehen, dass die Kavitätengröße einen Einfluss auf die Oberflächenladungen hat, was in diesem Kapitel untersucht wird. Dazu wurden die Arrays mit verschiedenen Kavitätendurchmessern bei 600 V Spannungsamplitude gemessen.

Bei den maximalen Oberflächenladungen (s. Abb. 4.15) ist direkt zu sehen, dass diese beim Wechsel von 100 µm zu 150 µm Kavitätendurchmesser zunehmen, dann aber bei 200 µm wieder leicht abnehmen.

Die erste Zunahme der Oberflächenladungen von Ni100-Gitter zum Ni150-Gitter lässt sich durch zwei Effekte erklären. Zum einen bedeuten große Kavitäten ein größeres Plasmavolumen, beziehungsweise eine größere Fläche auf der die Oberflächenladungen auf das Dielektrikum abgeladen werden können. Zum anderen ist

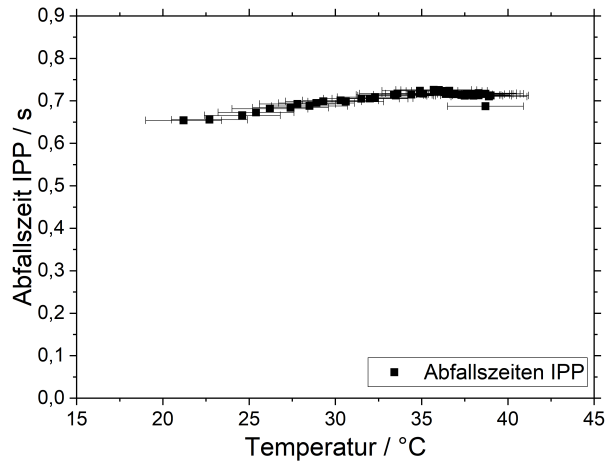


Abbildung 4.13 Verlauf der Abfallszeiten der Oberflächenladungen in der IPP in Abhängigkeit der gemessenen Temperatur des Arrays. Gemessen wurde beim Ni200-Gitter mit einem Gasfluss von 1 slm Helium und einer Spannungsamplitude von 600 V.

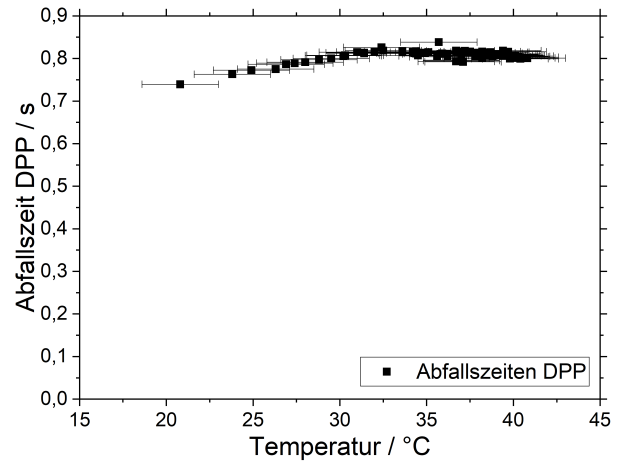


Abbildung 4.14 Verlauf der Abfallszeiten der Oberflächenladungen in der DPP in Abhängigkeit der gemessenen Temperatur des Arrays. Gemessen wurde beim Ni200-Gitter mit einem Gasfluss von 1 slm Helium und einer Spannungsamplitude von 600 V.

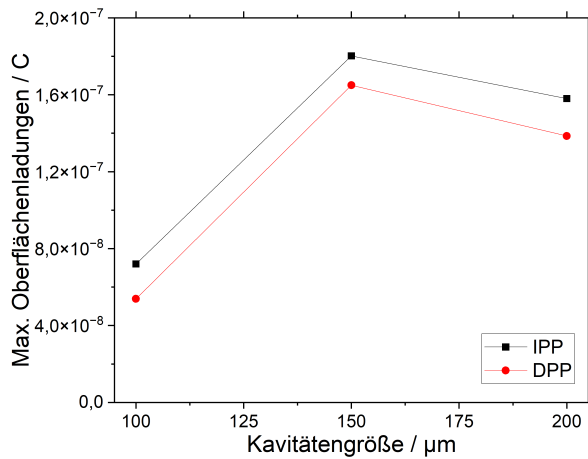


Abbildung 4.15 Maximale Oberflächenladungen des Ni100-, Ni150- und Ni200-Gitters. Gemessen wurde bei 600 V mit einem Gasfluss von 1 slm Helium.

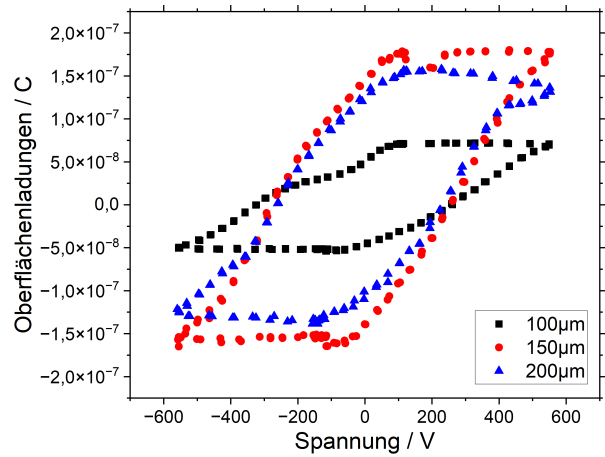


Abbildung 4.16 Lissajous-Figuren des Ni100-, Ni150- und Ni200-Gitters. Gemessen wurde bei 600 V mit einem Gasfluss von 1 slm Helium.

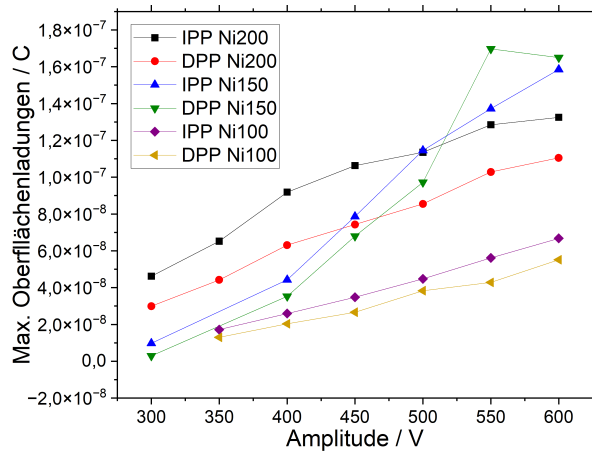


Abbildung 4.17 Maximale Oberflächenladungen der verschiedenen Kavitätengrößen bei unterschiedlichen Spannungsamplituden.

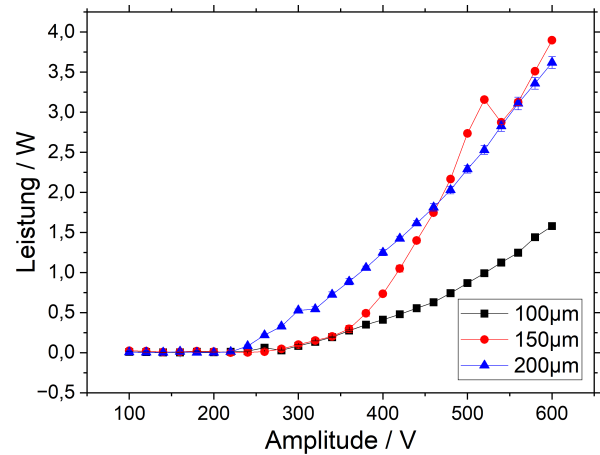


Abbildung 4.18 Leistungskurven der Arrays für verschiedene Kavitätendurchmesser.

die nötige elektrische Feldstärke zum Zünden der Kavitäten bei größeren Durchmessern geringer [6]. Das bedeutet, dass die Kavitäten früher und auch öfter pro Halbphase zünden, wodurch mehr Ladungen auf dem Dielektrikum abgeladen werden. Auch ist zu erwähnen, dass beim Einbau des Ni100-Gitters das Gitter beschädigt wurde. Dadurch zünden insgesamt weniger Kavitäten, was die Oberflächenladungen insgesamt nochmal senkt.

Die Abnahme der Oberflächenladungen vom Ni150-Gitter zum Ni200-Gitter lässt sich durch zwei andere Effekte erklären. Das Plasmavolumen wächst nur zu einem gewissen Grad mit der Kavitätengröße mit. Das bedeutet, dass beim Ni200-Gitter die Kavitäten zwar größer sind, diese aber nicht mehr vollständig vom Plasma ausgefüllt werden. Auch befinden sich auf dem Ni150-Gitter mehr Kavitäten. Das führt zu einer Sättigung der Oberflächenladungen. Gleichzeitig sind die nötigen elektrischen Felder zur Zündung der Entladungen aufgrund der größeren Kavitäten nochmal kleiner geworden. Dadurch ist es nun möglich, dass bei der Spannungsunterbrechung die in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Back-Discharges zünden. Diese senken die gemessenen Oberflächenladungen. Infolgedessen scheinen die maximalen Oberflächenladungen vom Ni150-Gitter zum Ni200-Gitter abzunehmen, obwohl diese wahrscheinlich noch zunehmen oder zumindest in eine Sättigung gehen. Es ist davon auszugehen, dass Letzteres der deutlich wahrscheinlichere Effekt ist.

Das ist auch sehr gut in der Lissajous-Figur (Abb. 4.16) zu sehen. Das Ni150-Gitter und das Ni200-Gitter zeigen darin einen fast identischen Verlauf. Dabei ist die Lissajous-Figur des Ni150-Gitters etwas höher. Auch sind beim Ni150-Gitter die Schnabelformen zum Ende der Halbphasen sehr viel schwächer als beim Ni200-Gitter ausgeprägt. Da diese aber trotzdem beobachtet werden können, ist davon auszugehen, dass die tatsächlichen maximalen Oberflächenladungen des Ni150-Gitters auch noch mal etwas größer sind, als die hier gemessenen Oberflächenladungen. Desweiteren ist die Lissajous-Figur des Ni150-Gitters aufgrund der höheren maximalen Oberflächenladungen in der Plasma-An-Phase etwas steiler.

Der Verlauf der Lissajous-Figur des Ni100-Gitters ist sehr viel flacher, als bei den anderen beiden Gittern. Dies ist auf die viel kleinere Oberflächenladung zurückzuführen. Die Lissajous-Figur zeigt große Ähnlichkeiten

mit der des Ni200-Gitters bei 400 V (Abb. 4.10). In beiden Fällen sind keine Schnabelformen zu beobachten. In der DPP zeigen beide Gitter die zweistufige Plasma-An-Phase. Unterschiede zeigen sich aber in der DPP. Beim Ni200-Gitter bei 400 V Amplitude (Abb. 4.10) ist zuerst eine starke Änderung und danach eine schwächere aber konstante Änderung der Oberflächenladungen zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist beim Ni100-Gitter (Abb. 4.16) zuerst ein schwächerer Anstieg der Oberflächenladungen zu sehen, gefolgt von einem etwas stärkeren Anstieg.

Vergleicht man nun die Verläufe der PMT-Signale bestätigt sich dieser Unterschied. In der DPP des Ni100-Gitters wurde zuerst ein kleinerer PMT-Peak, der von einem größeren Peak gefolgt wird, gemessen (Abb. A.1c). Beim Ni200-Gitter bei 400 V ist es genau umgekehrt (Abb. 4.11b).

Um die weiter oben beschriebenen Beobachtungen in Bezug auf die maximalen Oberflächenladungen (Ni150 größer als Ni200, Einfluss der Back-Discharge) weiter zu untersuchen, wurde auch beim Ni100- und Ni150-Gitter eine Spannungsvariation durchgeführt (s. Abb. 4.17).

Das Ni100-Gitter zeigt eine konstante Zunahme der maximalen Oberflächenladungen. Dabei ist kein Abflachen der Kurve zu beobachten. Das stimmt mit der Beobachtung überein, dass keine Schnabelformen und damit auch keine Back-Discharges bei diesem Gitter auftreten.

Die maximalen Oberflächenladungen des Ni150-Gitters sind bis zu einer Amplitude von 450 V kleiner als beim Ni200-Gitter. Ab dieser Amplitude flachen die gemessenen maximalen Oberflächenladungen des Ni200-Gitters ab, was, wie bereits beobachtet, an der Back-Discharge liegt. Für das Ni150-Gitter werden ab einer Amplitude von 500 V in beiden Halbphasen größere maximale Oberflächenladungen gemessen als beim Ni200-Gitter. Für das Ni150-Gitter flachen die gemessenen Oberflächenladungen ab einer Amplitude von 550 V leicht ab, bleiben aber größer als beim Ni200-Gitter. Es ist daher wahrscheinlich, dass die Back-Discharge der Spannungsunterbrechung beim Ni150-Gitter ab einer Amplitude von 550 V auftritt.

Vermutlich sind in Wirklichkeit die maximalen Oberflächenladungen für das Ni200-Gitter bei jeder Amplitude größer, als die des Ni150-Gitters.

4.5.1 Zusammenhang mit der Plasmaleistung

Die Plasmaleistung steht in einem direkten Zusammenhang mit der Plasma-An-Zeit der Entladung und der Temperatur des Arrays. Daher stellt die Plasmaleistung einen potentiellen Steuerparameter für die Größe der Oberflächenladungen dar. Um einen Zusammenhang der Oberflächenladungen mit der Leistung zu untersuchen, wurde diese für die verschiedenen Kavitätendurchmesser bestimmt (Abb. 4.18). Die Leistungen der Gitter nehmen für höhere Spannungsamplituden zu. Dabei ist zu sehen, dass beim Ni100-Gitter eine deutlich geringere Leistung als beim Ni200-Gitter gemessen wurde. Das ist zu erwarten gewesen, da zum einen das Ni200-Gitter bereits bei niedrigeren Amplituden zündet und zum anderen das Plasmavolumen beim Ni200-Gitter größer ist. Auch gut zu erkennen sind die verschiedenen Spannungsamplituden, bei denen die Entladungen für die verschiedenen Kavitätendurchmesser zuerst zünden.

Die Leistungskurve des Ni150-Gitters zeigt allerdings mehrere Abweichungen. Bei 380 V steigt die Leistungskurve rasant an. Desweiteren ist die Leistung ab 460 V größer als beim Ni200-Gitter. Bei 540 V sinkt die Leistung abrupt ab und steigt danach wieder an. Diese Beobachtungen treten auch bei Wiederholungsmessungen auf. Wahrscheinlich sind hierfür parasitäre Entladungen verantwortlich, die künstlich die Plasmaleistung erhöhen.

Vergleicht man nun beginnend mit dem Ni100-Gitter die Leistungskurve mit dem Verlauf der maximalen Oberflächenladungen, können einige Übereinstimmungen beobachtet werden.

Bei der Leistungskurve versechsfacht sich der Leistung von $(0,275 \pm 0,009)$ W bei 360 V auf $(1,58 \pm 0,03)$ W bei 600 V. Die maximal gemessenen Oberflächenladungen vervierfachen sich von $(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 350 V auf $(6,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 600 V (IPP), beziehungsweise von $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 350 V auf $(5,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 600 V (DPP). Während die Leistungskurve einen leicht quadratisch ansteigenden Verlauf zeigt, nehmen die maximalen Oberflächenladungen linear zu.

Für das Ni150-Gitter steigen die Oberflächenladungen von $(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ C bei 300 V auf $(1,14 \pm 0,02) \cdot 10^{-7}$ C bei 500 V (IPP), beziehungsweise von $(3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ C bei 300 V auf $(9,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 500 V (DPP). Dabei wurden als obere Grenze die Werte gewählt, die noch nicht von der Back-Discharge verfälscht wurden. Das entspricht in der IPP einer Zunahme um den Faktor 11,6 und in der DPP einem Faktor von 33. Die Leistung nimmt von $(0,10 \pm 0,02)$ W bei 300 V auf $(2,734 \pm 0,006)$ W bei 500 V um den Faktor 27 zu. Bei beiden Kurven ist der Anstieg stärker als ein linearer Verlauf.

Für das Ni200-Gitter steigen die Oberflächenladungen von $(4,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 300 V auf $(9,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 400 V (IPP), beziehungsweise von $(3,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 300 V auf $(6,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ C bei 400 V (DPP). Das entspricht in beiden Halbphasen einer Zunahme um den Faktor 2. Die Leistung nimmt von $(0,528 \pm 0,019)$ W bei 300 V auf $(1,25 \pm 0,04)$ W bei 400 V um den Faktor 2,5 zu. Der gewählte Bereich ist zu klein um eine Aussage über die Form der Verläufe treffen zu können.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass bei allen Kavitäten die Verläufe der Oberflächenladungen und der Leistungen qualitativ sehr ähnlich sind.

4.5.2 Einfluss des Kavitätendurchmessers auf die Abfallszeiten

Um abschließend den Einfluss der Kavitätengröße auf die Abfallszeiten zu untersuchen, wurden diese für die verschiedenen Durchmesser bestimmt (Abb. 4.19). Die Abfallszeiten der Ladungen sind für alle Kavitätendurchmesser in der DPP größer, als in der IPP. Dabei ist zu beobachten, dass die Abfallszeiten der IPP für größere Kavitäten konstant zunehmen. Es ist zu vermuten, dass die Abfallszeiten in der IPP ungefähr konstant bleiben, da das Plasma in der IPP als Ring um die Metalloberfläche zündet. Daher ist davon auszugehen, dass die Abstände der Oberflächenladungen zur Metalloberfläche für alle Kavitätengrößen gleich sind. Mit größeren Kavitäten nimmt allerdings auch die dissipierte Leistung zu, weswegen die Temperatur des Arrays auch zunimmt. Daher ist die Zunahme der Abfallszeiten wahrscheinlich auf einen Temperatureffekt (s. Kap. 4.4) zurückzuführen.

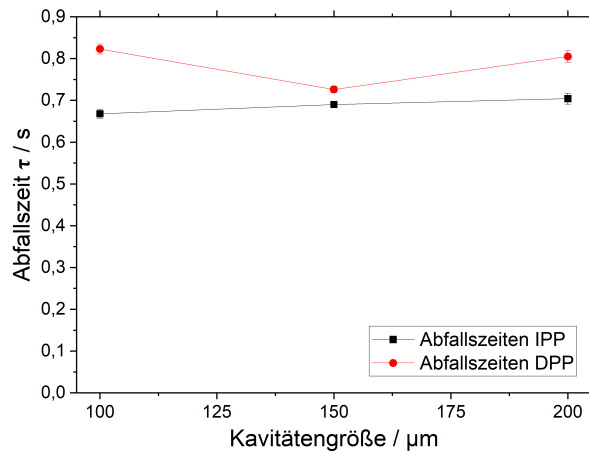


Abbildung 4.19 Abfallszeiten der Oberflächenladungen in den Halbphasen für die verschiedenen Kavitäten-durchmesser.

Im Gegensatz dazu nimmt die Abfallszeit der DPP vom Ni100-Gitter zum Ni150-Gitter ab. Das Plasma zündet in der DPP im Zentrum der Kavität. Daher nimmt der Abstand der Oberflächenladungen vom Metallgitter mit der größeren Kavität zu. Das führt dann zu den kürzeren Abfallszeiten. Zum Ni200-Gitter nimmt die Abfallszeit der DPP allerdings wieder zu. Dies könnte, wie in der IPP auch, ein Temperatureffekt durch die höhere Leistung sein.

4.6 Einfluss des Gittermaterials

Abschließend stellte sich die Frage, ob das Gittermaterial einen Einfluss auf die Oberflächenladungen, deren Verlauf während der Entladung und die Abfallszeit der Oberflächenladungen hat. Daher wurden Messungen mit einem mit Kupfer beschichteten Nickelgitter mit einem Kavitätendurchmesser von 200 μm durchgeführt. Bei der Messung mit dem Cu200-Gitter sind einige Fehler aufgetreten. So entsprechen die bei den Messungen eingestellten Amplituden nicht den tatsächlich gemessenen Amplituden. Um eine Vergleichbarkeit mit den Messungen beim Ni200-Gitter zu ermöglichen, wurden für die maximalen Oberflächenladungen des Cu200-Gitters nicht die eingestellten Amplituden verwendet, sondern die maximalen gemessenen Spannungen. Auch wurde der Dämpfungsfaktor des Spannungstastkopfes nicht wie bei den anderen Messungen vom Oszilloskop automatisch herausgerechnet. Dieser wurde daher im Nachhinein manuell ausgeglichen.

Bei den maximalen gemessenen Oberflächenladungen (Abb.4.20) zeigen sich im Vergleich zum Ni200-Gitter einige Unterschiede. Zum einen liegen beim Cu200-Gitter diese für die unterschiedlichen Halbphasen deutlich näher beieinander, als beim Ni200-Gitter. Während beim Ni200-Gitter die durchschnittliche Differenz $(2,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-8} \text{ C}$ ist, liegt diese beim Cu200-Gitter bei $(9 \pm 2) \cdot 10^{-9} \text{ C}$. Zum anderen sind die maximalen Oberflächenladungen beim Cu200-Gitter in der IPP kleiner, als beim Ni200-Gitter. Für die DPP liegen die Kurven der Gitter sehr nahe beieinander.

In den Lissajous-Figuren (Abb. 4.21) sind keine Schnabelformen zu erkennen. Weiterhin bleiben die Oberflächenladungen während der Plasma-Aus-Phasen konstant. Es finden also keine Back-Discharges durch die

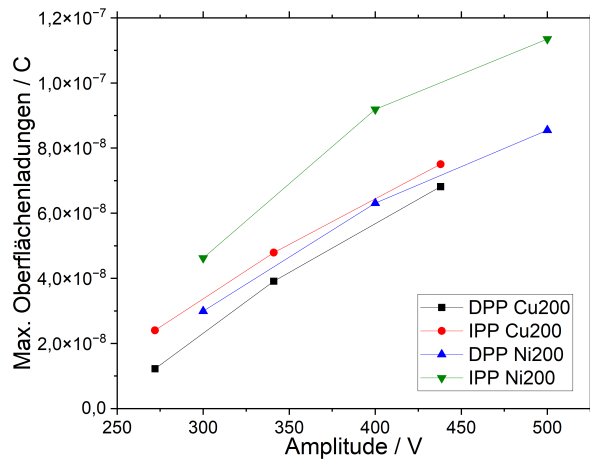


Abbildung 4.20 Maximale Oberflächenladungen des Cu200-Gitters bei verschiedenen angelegten Amplituden. Gemessen wurde mit einem Gasfluss von 1 slm Helium.

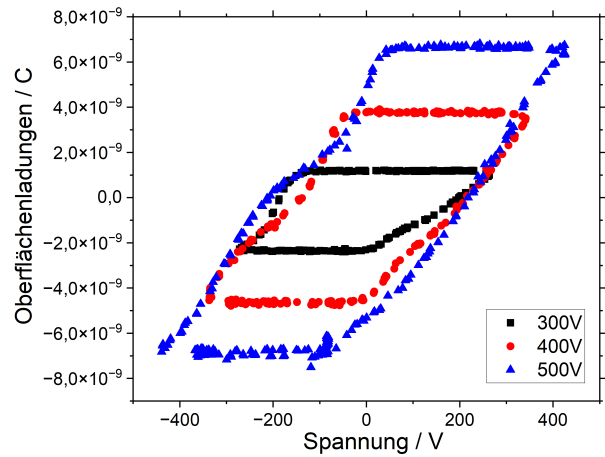


Abbildung 4.21 Lissajous-Figuren des Cu200-Gitters bei verschiedenen angelegten Amplituden. Die in der Legende angegebenen Werte entsprechen den am Funktionsgenerator eingestellten Amplituden. Gemessen wurde mit einem Gasfluss von 1 slm Helium.

Spannungsunterbrechung statt. Zu Beginn der Plasma-An-Phasen sind die gleichen, erst starken, Änderungen der Oberflächenladungen zu beobachten wie beim Ni200-Gitter. Auch ist hier in der Ausprägung die gleiche Asymmetrie zwischen den Halbphasen zu sehen. Insgesamt zeigen die Oberflächenladungen beim Cu200-Gitter den gleichen qualitativen Verlauf wie beim Ni200-Gitter. Die Kurven für das Cu200-Gitter scheinen etwas stärker anzusteigen als beim Ni200-Gitter. Allerdings fehlen hier die Daten für eine verlässliche Aussage.

In der gemessenen Leistung zeigen sich auch leichte Unterschiede. Die Leistung steigt beim Cu200-Gitter weniger stark an und liegt bei einer Amplitude von 600 V bei $(2,43 \pm 0,13)$ W. Das sind 0,69 W weniger als beim Ni200-Gitter, was einem Unterschied von 28% entspricht. Mit Blick auf die Leistungskurven scheint das Cu200-Gitter auch etwas später zu zünden. Allerdings müsste die Messung für genauere Aussagen wiederholt werden.

Im Laufe der Messungen waren bereits parasitäre Entladungen am Gitter zu beobachten. Bevor weitere Messungen der Oberflächenladungen oder der Abfallszeiten durchgeführt werden konnten, war leider das Gitter durchgebrannt.

4.7 Untersuchung des Einflusses von verschiedenen Gasbeimischungen

Da mit dem Array später auch Katalyse durchgeführt werden soll, wurde auch der Einfluss verschiedener Gasbeimischungen auf die Oberflächenladungen untersucht. Dafür sind molekularer Sauerstoff und Kohlenstoffdioxid gewählt worden, da insbesondere Kohlenstoffdioxid als Edukt der Plasmakatalyse von Interesse ist.

4.7.1 Sauerstoff-Messung

Bei der Sauerstoffbeimischung ist zu sehen, dass mit höheren Beimischungen die maximalen Oberflächenladungen abnehmen. Speziell ab einer Beimischung von 2,5 sccm Sauerstoff ist diese Abnahme zu beobachten.

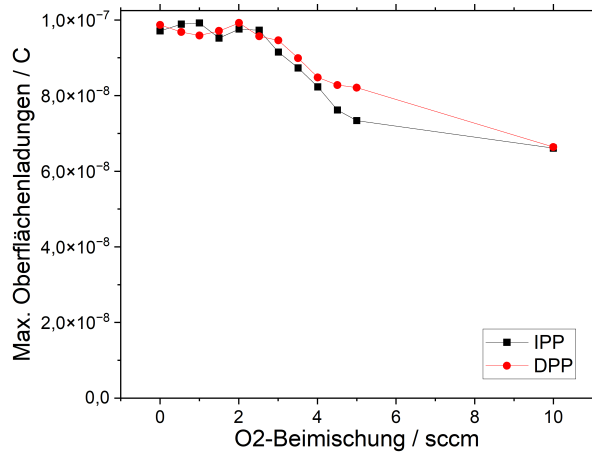


Abbildung 4.22 Maximale Oberflächenladungen bei verschiedenen Sauerstoffbeimischungen. Gemessen wurde mit dem Cu200-Gitter, einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V und bei einem Gasfluss von 1 slm Helium.

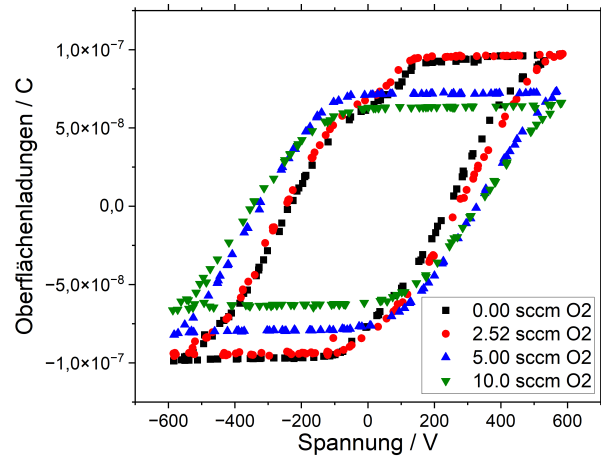


Abbildung 4.23 Lissajous-Figuren einer Spannungsperiode bei verschiedenen Sauerstoffbeimischungen. Gemessen wurde mit dem Cu200-Gitter, einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V und bei einem Gasfluss von 1 slm Helium.

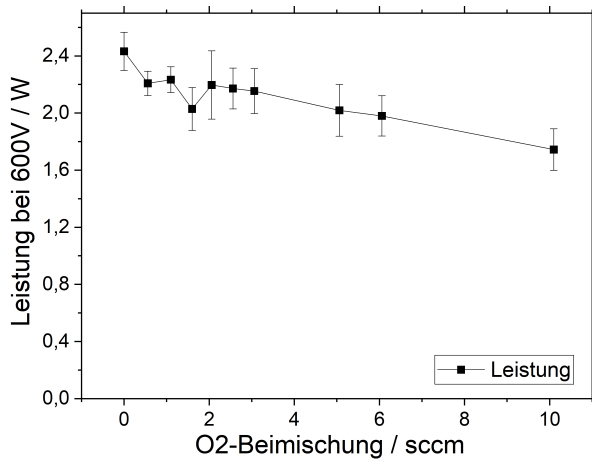


Abbildung 4.24 Leistungen des Arrays bei einer Spannungsamplitude von 600 V mit verschiedenen Sauerstoffbeimischungen. Gemessen mit Cu200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

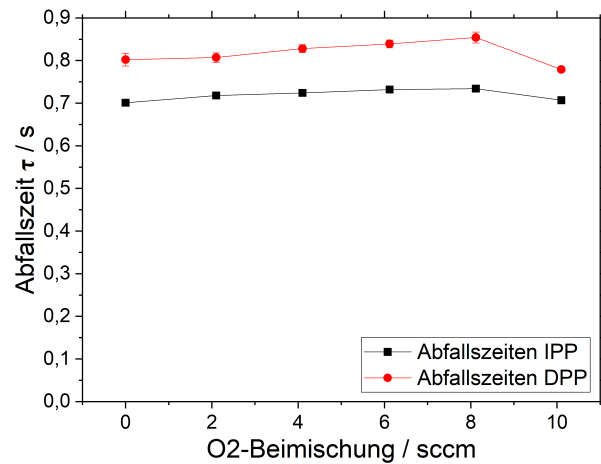


Abbildung 4.25 Abfallszeiten der Oberflächenladungen bei verschiedenen Sauerstoffbeimischungen.

Das entspricht einer Beimischung von ungefähr 0,25%. Dies kann durch zwei Effekte erklärt werden. Zum einen wird die Plasma-An-Zeit mit höheren Sauerstoffbeimischungen kürzer [21]. Dadurch werden weniger Oberflächenladungen pro Halbphase auf dem Dielektrikum abgeladen. Zum anderen ist die Entladung für höhere Beimischungen lokalisierter, beziehungsweise das Plasmavolumen wird geringer [21]. Folglich wird auch die Fläche, auf die das Plasma die Oberflächenladungen ablädt, kleiner. Das führt wiederum zu einer Abnahme der gesamten Oberflächenladungen.

Die Entladung geht bei 2,5 sccm in eine Streamer-Entladung über [21]. Da das genau mit der Abnahme der Oberflächenladungen übereinstimmt, könnte davon ausgegangen werden, dass vor allem dieser Übergang in eine Streamer-Entladung einen signifikanten Einfluss hat.

Allerdings fällt mit Blick auf die Lissajous-Figuren auf, dass bei reinem Helium und geringen Sauerstoffbeimischungen die bereits bekannte Schnabelform auftritt. Diese verschwindet erst bei einer Sauerstoffbeimischung von ungefähr 3 sccm. Daher sind die gemessenen Werte der maximalen Oberflächenladungen von 0 sccm bis 2,5 sccm niedriger als die tatsächlichen Werte. Daher kann an dieser Stelle keine genaue Aussage über den Einfluss der Sauerstoffbeimischung getroffen werden.

Weiterhin fällt auf, dass bis zu einer Sauerstoffbeimischung von einschließlich 2,5 sccm die maximalen Oberflächenladungen schwanken und zwischenzeitlich die Ladung der DPP größer ist, als die der IPP. Zusätzlich ist ab einer Beimischung von 3 sccm die maximale Oberflächenladung der DPP dauerhaft größer, als in der IPP. Auch bei der Referenzmessung mit reinem Helium ist die maximale Oberflächenladung der DPP größer als in der IPP. Das widerspricht allen anderen bisherigen Messungen bei reinem Helium. Eine vermutliche Erklärung könnte sein, dass in der IPP Back-Discharges zünden, in der DPP aber nicht mehr. Dadurch scheinen die gemessenen Oberflächenladungen in der DPP dann größer zu sein.

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt war das Gitter zum Ende der Messungen durchgebrannt. Daher kann es sein, dass die beschriebenen Abweichungen der Oberflächenladungen dadurch entstehen.

Die Abnahme der Oberflächenladungen kann auch in den Lissajous-Figuren beobachtet werden. Diese werden mit höheren Sauerstoffbeimischungen flacher. Wie bereits erwähnt bilden sich ab ungefähr 3 sccm Sauerstoffbeimischung keine Schnabelformen aus. Das liegt vermutlich sowohl an den gesunkenen maximalen Oberflächenladungen als auch an der höheren Zündspannung durch die Sauerstoffbeimischung. Dadurch kann die Back-Discharge nicht mehr zünden.

Weiterhin ist bei geringen Sauerstoffbeimischungen zu Beginn der Plasma-An-Phase der IPP der für das Cu200-Gitter bekannte Knick im Verlauf zu sehen. Dieser Knick wird mit zunehmender Sauerstoffbeimischung schwächer. Ab 3 sccm Beimischung ist dieser nicht beobachtbar. Das lässt vermuten, dass bei höheren Sauerstoffbeimischungen die Kavitäten zu Beginn der Plasma-An-Phase nicht mehr gleichzeitig zünden. Stattdessen zünden wahrscheinlich zuerst wenige und mit zunehmender Spannung dann immer mehr Kavitäten. Dazu passt auch die Beobachtung, dass die Ecken in der Lissajous-Figur zu Beginn der Plasma-An-Phasen für höhere Sauerstoffbeimischungen abgerundet sind.

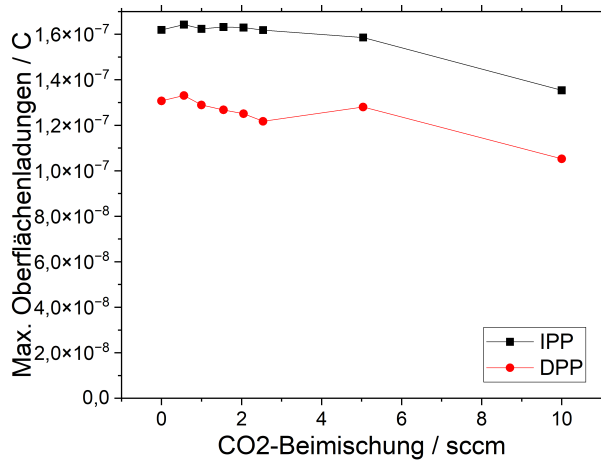


Abbildung 4.26 Maximale Oberflächenladungen bei verschiedenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen. Gemessen wurde mit dem Ni200-Gitter, einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V und bei einem Gasfluss von 1 slm Helium.

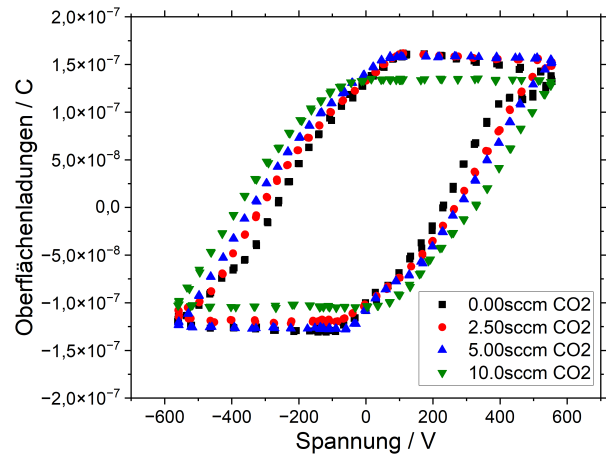


Abbildung 4.27 Lissajous-Figuren einer Spannungsperiode bei verschiedenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen. Gemessen wurde mit dem Ni200-Gitter, einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V und bei einem Gasfluss von 1 slm Helium.

Das würde auch die sehr glatten, beziehungsweise konstanten Steigungen entlang der Plasma-An-Phasen erklären. Da die ersten Zündungen der Kavitäten zeitversetzt sind, sind auch die nachfolgenden Zündungen in der Halbphase zeitversetzt, was in einer insgesamt gleichmäßigen Abnahme der Oberflächenladungen resultiert.

Die bei 600 V gemessene Leistung nimmt für höhere Sauerstoffbeimischungen fast linear ab (Abb. 4.24). Das passt zur Abnahme der maximalen Oberflächenladungen und deckt sich mit Ergebnissen in [21].

Die Abfallszeiten scheinen für höhere Sauerstoffbeimischungen leicht zuzunehmen. Insbesondere die Abfallszeit der DPP steigt von 0,8 s ohne Beimischung auf 0,85 s bei 8 sccm Sauerstoffbeimischung. Die Abfallszeit der IPP scheint dagegen nur leicht zuzunehmen, beziehungsweise konstant zu bleiben. Ein Grund dafür könnte die Lokalisierung der Entladung durch die Streamer-Entladung sein, insbesondere da dies vor allem den Abstand der Oberflächenladungen der DPP zum Metallgitter betreffen würden.

4.7.2 Kohlenstoffdioxid-Messung

Die gemessenen maximalen Oberflächenladungen (Abb. 4.26) sind bei geringen Kohlenstoffdioxidbeimischungen konstant. Für höhere Beimischungen nehmen die maximalen Oberflächenladungen ab, was vermutlich an der Zunahme der nötigen Zündungsspannung für höhere Beimischungen liegt. Dadurch wird die Plasma-An-Zeit geringer, wodurch weniger Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum abgeladen werden können. Die Abnahme der Plasma-An-Zeit wird insbesondere aus den schmaleren PMT-Signalen ersichtlich (vgl. Abb. C.1a-C.1d).

Es ist zu vermuten, dass, ähnlich zur Sauerstoffbeimischung, auch bei der Kohlenstoffdioxidbeimischung die maximalen Oberflächenladungen bereits bei niedrigen Beimischungen abnehmen. Dies wird allerdings von der bekannten Back-Discharge der Spannungsunterbrechung überdeckt. Die für die Back-Discharge charak-

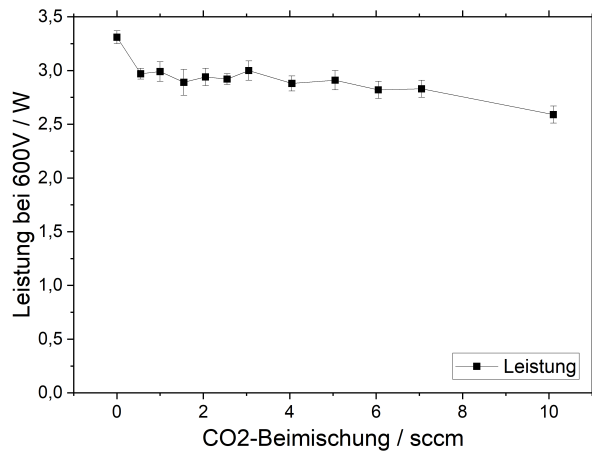


Abbildung 4.28 Leistungen des Arrays bei einer Spannungsamplitude von 600 V mit verschiedenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen. Gemessen mit Ni200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

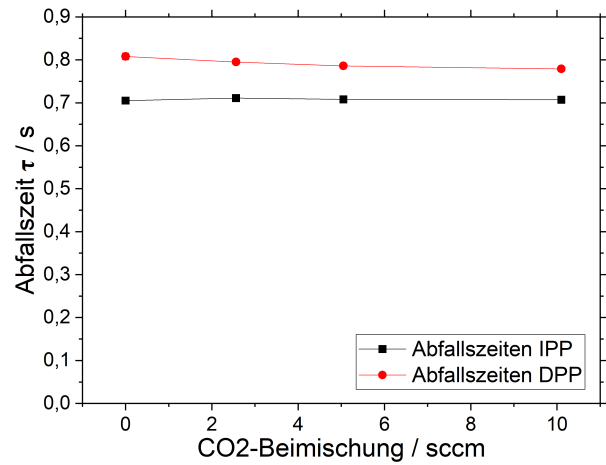


Abbildung 4.29 Abfallszeiten der Oberflächenladungen bei verschiedenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen. Gemessen mit Ni200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

teristische Schnabelform in der Lissajous-Figur kann für Beimischungen bis zu 2,5 sccm Kohlenstoffdioxid beobachtet werden (vgl. Abb.4.27).

Die Lissajous-Figuren werden für höhere Beimischungen flacher, übereinstimmend mit der Abnahme der maximalen Oberflächenladungen. Die Steigungen der Oberflächenladungen in den Plasma-An-Phasen werden mit höheren Beimischungen konstanter. Gleichzeitig werden die Ecken der Lissajous-Figuren zu Beginn der Plasma-An-Phasen runder. Ähnlich wie bei der Sauerstoffbeimischung liegt das vermutlich daran, dass die Kavitäten zu Beginn der Plasma-An-Phase nicht mehr gleichzeitig zünden. Stattdessen zünden mit steigender Spannung nach und nach immer mehr Kavitäten. Das lässt sich auch anhand der PMT-Signale (Abb. C.1a-C.1d) nachvollziehen: Bei 0 sccm und 2,5 sccm Kohlenstoffdioxidbeimischung sind klare Peaks im PMT-Signal zu Beginn der Plasma-An-Phasen zu beobachten. Im Gegensatz dazu ist bei 5 sccm zuerst in der DPP und dann bei 10 sccm in beiden Halbphasen ein verzögerter Anstieg des PMT-Signals in der ersten 5 μ s der Entladungen zu beobachten.

Die Abfallszeiten bleiben in der IPP für alle gemessenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen konstant (vgl. Abb.4.29). In der DPP scheinen die Abfallszeiten leicht abzunehmen. Allerdings ist der Effekt sehr schwach. Um einen potentiellen Effekt zu untersuchen, müssten weitere Messungen durchgeführt werden. Insgesamt kann vermutet werden, dass Kohlenstoffdioxid keinen oder einen sehr schwachen Einfluss auf die Mobilität der Oberflächenladungen hat.

Die Leistung bei 600 V (Abb. 4.28) nimmt mit höheren Kohlenstoffdioxidbeimischungen ab. Dabei ist bei einer Beimischung von 0,5 sccm Kohlenstoffdioxid eine abrupte Abnahme der Leistung zu beobachten. Im Verlauf nimmt die Leistung für höhere Beimischungen weniger stark ab. Speziell scheint die Abnahme ab 3 sccm linear zu verlaufen. Insgesamt ist zu vermuten, dass die Abnahme der Leistung direkt mit der geringeren Plasma-An-Zeit zusammenhängt. Über Einflüsse durch ein veränderte Entladungsverhalten können keine Aussagen getroffen werden.

5 Fazit

Ziel dieser Arbeit war es das Verhalten und den Verlauf von Oberflächenladungen in einem Mikrokavitäten-Plasma-Array zu charakterisieren. Dazu wurden die Messmethode der Spannungsunterbrechung sowie Messungen mit einem Photomultiplier verwendet. Dabei konnte erfolgreich der Verlauf der Oberflächenladungen charakterisiert und in verschiedene Phasen innerhalb eines Plasmazyklus unterteilt werden. Spezielle Entladungsmuster konnten dabei mit den Photomultiplermessungen erklärt werden. Weiterhin wurde festgestellt, dass die Maxima der Oberflächenladungen in der IPP in fast allen Messungen größer als in der DPP sind.

Es konnte erfolgreich der Einfluss der angelegten Spannungsamplitude, der Gitterbeschaffenheit und der Gasbeimischung auf die Oberflächenladungen untersucht werden. Insbesondere wurde eine Zunahme der Oberflächenladungen mit höheren Spannungsamplituden und eine Abnahme mit Sauerstoff- und Kohlenstoffdioxidbeimischungen gemessen. Für beide Gase konnte ein veränderter Verlauf der Oberflächenladungen festgestellt werden. Weiterhin zeigte sich, dass die Menge der Oberflächenladungen mit der Wahl des Gittermaterials und des Kavitätendurchmessers beeinflusst werden kann.

Als Teil der Charakterisierung der Oberflächenladungen wurden auch die Abfallszeiten der Ladungen im inaktiven Array untersucht. Dabei zeigte sich, dass diese aufgrund der Lokalisierung der DPP-Entladung für die negativen Ladungsträger größer zu sein scheint. Auch deutete sich im Laufe der Messungen eine Temperaturabhängigkeit der Abfallszeiten an. Diese konnte über einen Anstieg der Abfallszeiten mit höheren Temperaturen erfolgreich gemessen werden. Weiterhin scheinen die Abfallszeiten mit höheren Spannungsamplituden und Sauerstoffbeimischungen zuzunehmen. Dies lässt sich für die höheren Spannungsamplituden über die höhere Temperatur des Arrays erklären. Für Kohlenstoffdioxidbeimischungen scheinen sich die Abfallszeiten nicht zu ändern.

Die in dieser Arbeit verwendete Messmethode der Spannungsunterbrechung konnte durch den Einsatz eines elektrischen Relais anstatt eines mechanischen Relais leicht verbessert werden. Für niedrigere Spannungen eignet sich die Spannungsunterbrechung als zuverlässige und einfache Messmethode für die Oberflächenladungen. Allerdings hat sich diese Messmethode bei höheren Spannungen als ungeeignet erwiesen. Die Back-Discharge durch die Spannungsunterbrechung hat die Interpretation der Messungen erschwert. An vielen Stellen war keine genaue Aussage über die Oberflächenladungen und deren Trends bei höheren Spannungen möglich. Insbesondere war ein Vergleich der verschiedenen Kavitätengrößen und ihr Einfluss auf die Oberflächenladungen bei höheren Spannungen nicht möglich. Als alternative Messmethode könnte überlegt werden, die Spannung konstant zu halten, anstatt sie vollständig zu unterbrechen. Davon unabhängig konnten die Abfallszeiten mit der verwendeten Messmethode gut untersucht werden. Als besonders vorteilhaft hat sich die Hinzunahme der PMT-Signale erwiesen. Mit diesen konnte der Verlauf der Oberflächenladungen direkt mit dem Zündungsverhalten der Kavitäten in Zusammenhang gebracht und erklärt werden.

Mit Blick auf die Plasmakatalyse sollten unbedingt weiterführende Messungen mit anderen Dielektrika oder Dielektrika mit Katalysatoren durchgeführt werden. In diesem Zusammenhang wäre auch eine genaue Quantifizierung der Abhängigkeit der Oberflächenladungen von der Spannungsamplitude vorteilhaft. Diese würde es ermöglichen, die Oberflächenladungen für etwaige Katalyseprozesse zu optimieren. Auch sollte überprüft werden, ob die Form des Spannungssignals einen Einfluss auf die Oberflächenladungen hat.

A Verläufe der Oberflächenladungen: Kavitätengröße

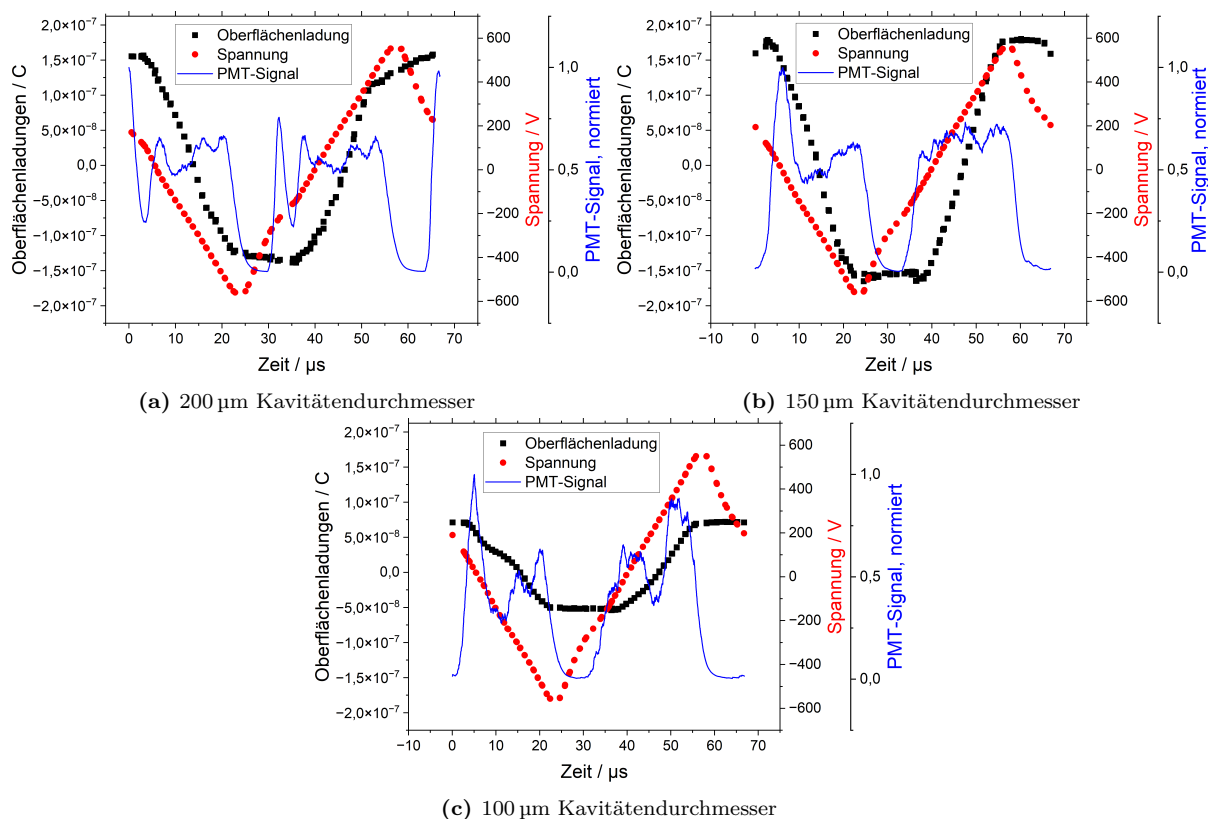


Abbildung A.1 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen und der angelegten Spannung in einer Spannungsperiode. Gemessen mit Nickelgittern mit verschiedenen Kavitätendurchmessern bei einem Gasfluss von 1 slm Helium und einer angelegten Amplitude von 600 V.

B Verläufe der Oberflächenladungen: Gittermaterial

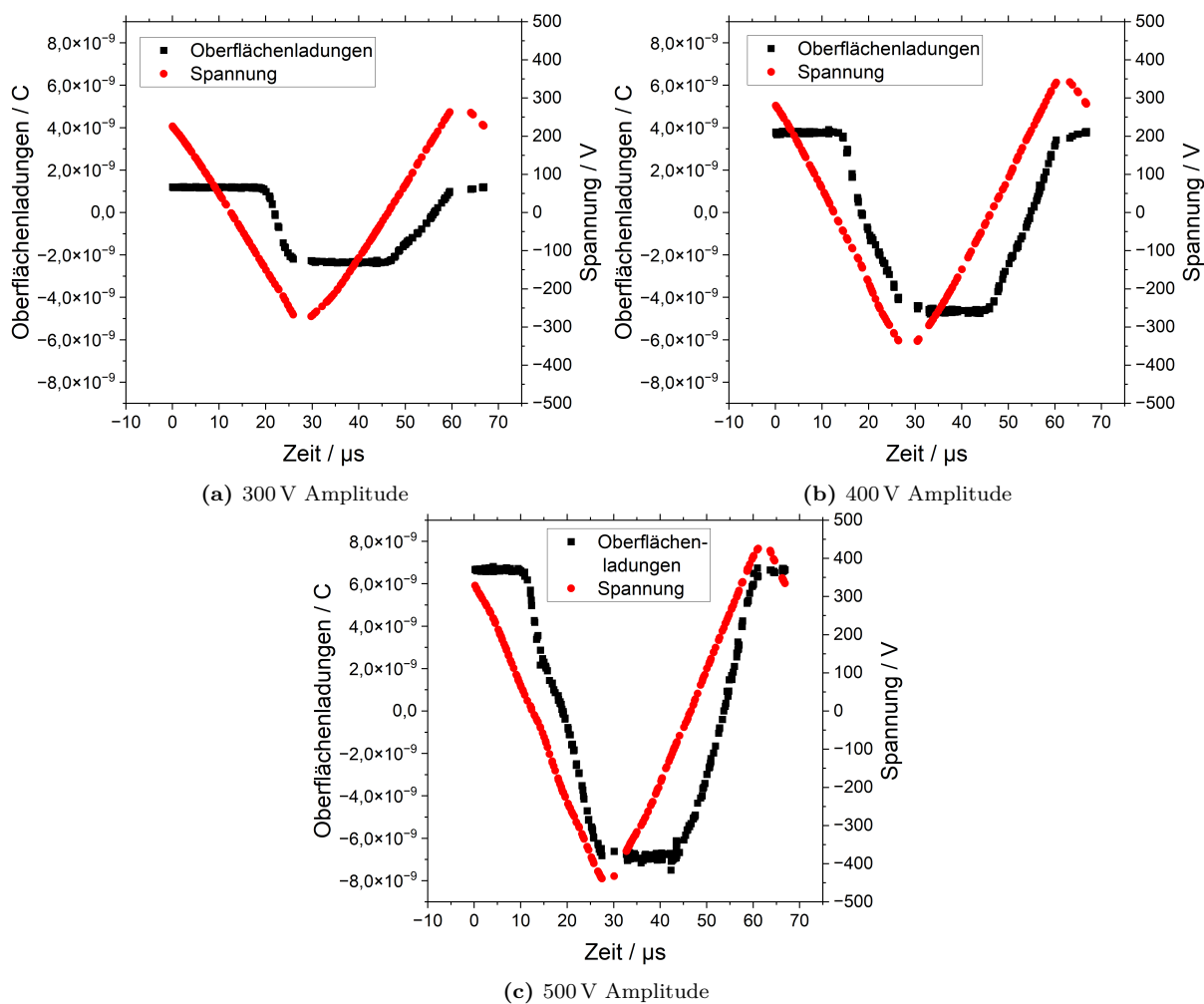


Abbildung B.1 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen und der angelegten Spannung in einer Spannungsperiode. Gemessen mit Cu200-Gitter bei verschiedenen Spannungsamplituden und einem Gasfluss von 1 slm Helium.

C Verläufe der Oberflächenladungen: Sauerstoffbeimischung

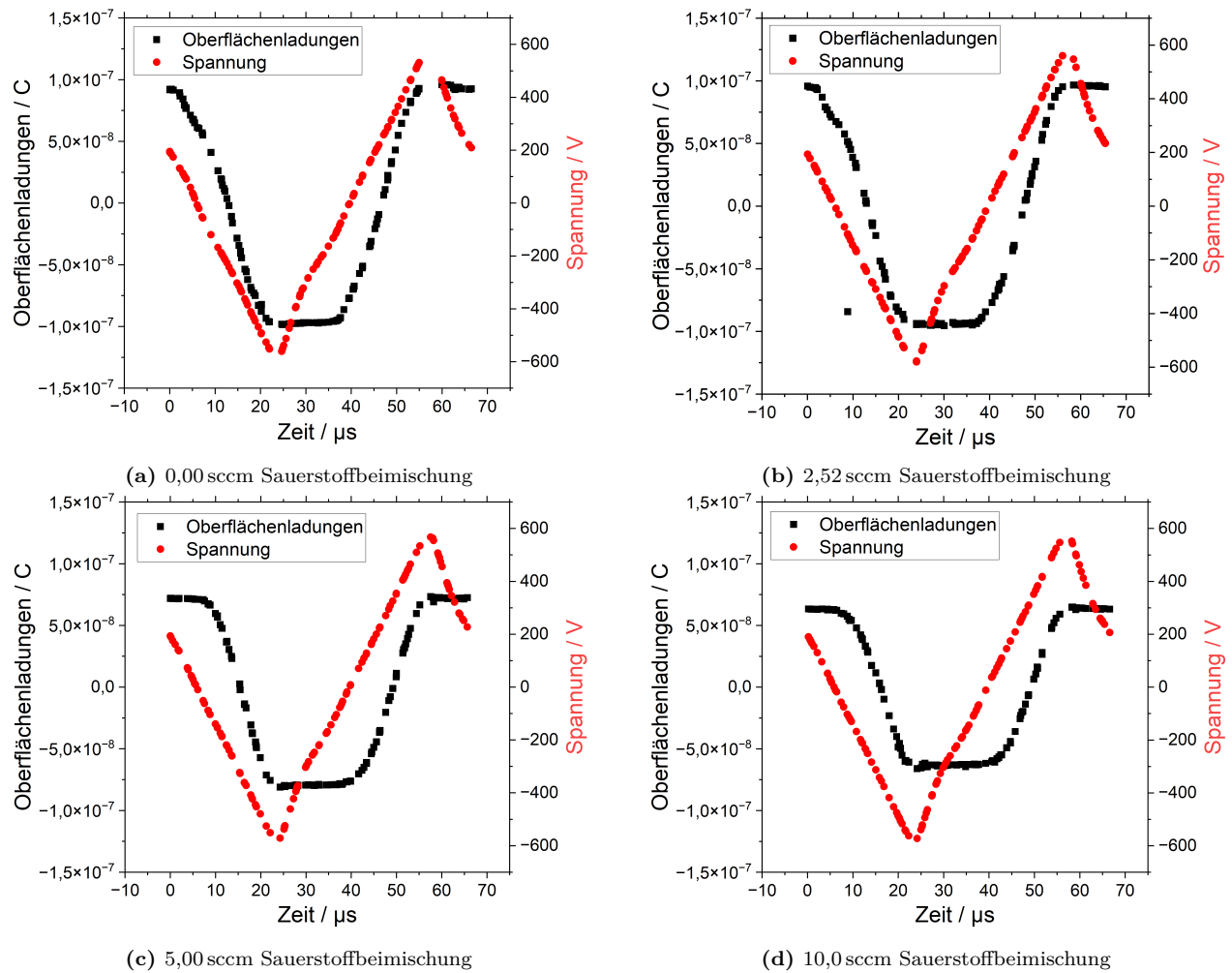


Abbildung C.1 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen und der angelegten Spannung in einer Spannungsperiode. Gemessen mit Cu200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium und verschiedenen Sauerstoffbeimischungen.

D Verläufe der Oberflächenladungen: Kohlenstoffdioxidbeimischung

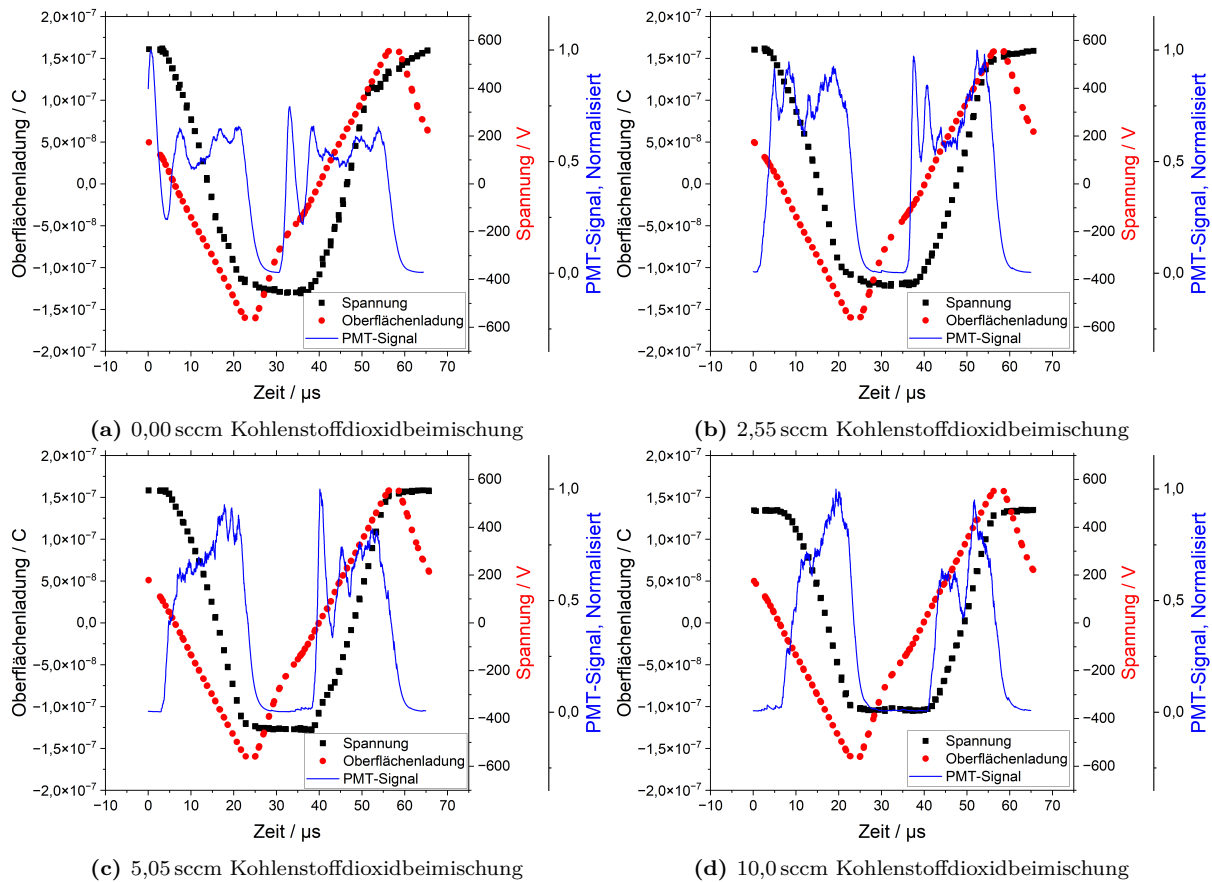


Abbildung D.1 Zeitlicher Verlauf der Oberflächenladungen und der angelegten Spannung in einer Spannungsperiode. Gemessen mit Ni200-Gitter und einem Gasfluss von 1 slm Helium und verschiedenen Kohlenstoffdioxidbeimischungen.

Literatur

- [1] Annemie Bogaerts u. a. „The 2020 plasma catalysis roadmap“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53 (2020), S. 443001.
- [2] Susan Solomon u. a. „Irreversible Climate Change Due to Carbon Dioxide Emissions“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 106 (2009), S. 1704–9.
- [3] Ramses Snoeckx und Annemie Bogaerts. „Plasma technology - a novel solution for CO₂ conversion?“. In: *Chemical Society reviews* 46 (2017), S. 5805–5863.
- [4] Jim Durme u. a. „Combining Non-Thermal Plasma with Heterogeneous Catalysis in Waste Gas Treatment: A Review“. In: *Applied Catalysis B: Environmental* 78 (2008), S. 324–333.
- [5] Kristof Bal u. a. „Effect of plasma-induced surface charging on catalytic processes: Application to CO₂ activation“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27 (2018).
- [6] Sebastian Dzikowski u. a. „Modular constructed metal-grid arrays - an alternative to silicon-based microplasma devices for catalytic applications“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29 (2020).
- [7] David Steuer. „Discharge Characteristics of a Micro Cavity Plasma Array in Helium-Oxygen Mixtures: Oxygen as a Model System for Plasma Catalytic Applications“. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 2024.
- [8] Henrik van Impel u. a. „Electric field components within a micro-scaled DBD measured by Stark shifting and splitting of helium lines“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 33 (2024).
- [9] Robin Labenski u. a. „Novel methods for determination and manipulation of surface charges performed on an atmospheric DBD microplasma“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 33 (2024).
- [10] Ronny Brandenburg. „Dielectric Barrier Discharges: Progress on Plasma Sources and on the Understanding of Regimes and Single Filaments“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26 (2017).
- [11] Yuri P. Raizer und John E. Allen. *Gas Discharge Physics*. Bd. 1. Springer, 1991.
- [12] Sander Nijdam, Jannis Teunissen und Ute Ebert. „The physics of streamer discharge phenomena“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.10 (2020), S. 103001.
- [13] F. Massines u. a. „Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges“. In: *European Physical Journal-applied Physics - EUR PHYS J-APPL PHYS* 47 (2009).
- [14] Ronny Brandenburg u. a. „The transition between different modes of barrier discharges at atmospheric pressure“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42 (2009), S. 085208.
- [15] Pedro Viegas u. a. „Quantification of surface charging memory effect in ionization wave dynamics“. In: *Scientific Reports* 2 (2022), S. 1181.
- [16] J Roth u. a. „The physics and phenomenology of One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDPTM) reactor for surface treatment applications“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), S. 555.
- [17] D. Opaits u. a. „Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators“. In: *Physics of Plasmas* 15 (2008).
- [18] Marc Bogaczyk. „Akkumulation von Oberflächenladungen und Entladungsentwicklung in Barrierenentladungen in Helium, Stickstoff und deren Gemischen“. Diss. Universität Greifswald, 2014.

-
- [19] James Walsh u. a. „Contrasting characteristics of sub-microsecond pulsed atmospheric air and atmospheric pressure helium–oxygen glow discharges“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010), S. 032001.
 - [20] F.J.J. Peeters und Tom Butterworth. „Electrical Diagnostics of Dielectric Barrier Discharges“. In: 2018.
 - [21] David Steuer u. a. „Mode transition in a helium barrier discharge with oxygen admixtures: insights into a micro cavity plasma array reactor“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 58 (2024).