

Hochaufgelöste Untersuchung eines Mikroplasma-Kanals

High resolution investigation of a microplasma channel

Masterarbeit

im Studiengang „Master of Science“

im Fach Physik

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

von

Simon Kreuznacht

aus Dülmen

Bochum 2019

1. Gutachter: Dr. Volker Schulz-von der Gathen
2. Gutachter: Prof. Dr. Achim von Keudell

Kurzzusammenfassung

Bereits seit längerem werden Mikroplasma-Arrays untersucht. Hierbei handelt es sich um eine dielektrisch behinderte Entladung bei Atmosphärendruck. Durch den parallelen Betrieb vieler einzelner Kavitäten ist es mit diesen Mikroplasma-Arrays möglich, eine über eine große Fläche annähernd homogene Entladung bei Atmosphärendruck zu erzeugen. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Mikroplasma-Kanal untersucht. Das Design dieses Kanals basiert dabei auf der neuesten Version der Metall-basierten Mikroplasma-Arrays. In zwei Dimensionen entspricht der Kanal einer einzelnen Kavität der Mikroplasma-Arrays, während er in der dritten Dimension etwa zwei Größenordnungen länger ist. Die in diesem Kanal erzeugte Entladung wurde zunächst mit den in Mikroplasma-Arrays erzeugten Entladungen verglichen. Dies wurde anhand von Strommessungen, Emissionsspektren und phasenaufgelösten Kameraaufnahmen mit Blick von oben in den Kanal durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass sich die Entladung im Mikroplasma-Kanal sehr ähnlich verhält wie in den Mikroplasma-Arrays. Mit diesem Kanal war es erstmals möglich, die Entladung mit Blick von der Seite in eine Kavität zu untersuchen. Hierbei konnten viele neue Einblicke in die Dynamik der Entladung gewonnen werden.

Abstract

Microplasma arrays have been under investigation for a long time. These are a special type of dielectric barrier discharges at atmospheric pressure. It is possible to generate a homogeneous discharge with these microplasma arrays over a large surface at atmospheric pressure. This is achieved by the parallel operation of many identical cavities. A microplasma channel was investigated in this master thesis. The design of this channel was developed from the latest design of the microplasma arrays. The channel is in two dimensions identical with a single cavity of the microplasma array. In the third dimension the channel is two orders of magnitude longer than a cavity of the arrays. The discharge, that is ignited in the microplasma channel, was compared with the discharge in a microplasma array. This comparison was done by measurements of the current, by optical emission spectra and by phase-resolved camera images. These camera images were taken with a view from the top into the cavity. These comparisons have shown, that the two different discharges show a similar behavior. It is possible to take images with a view from the side into the cavity with this microplasma channel for the first time. These images opened new insights into the time and space resolved behavior of the discharge.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Atmosphärendruck Mikroplasmen	6
2.2	Dielektrisch behinderte Entladung (DBD)	7
2.2.1	Mikroplasma-Arrays	10
2.2.2	Mikroplasma-Kanal	13
3	Aufbau	15
3.1	Mikroplasma Kanal	15
3.2	Spannungsversorgung	20
3.3	Gasversorgung	20
3.4	Optische Diagnostik	20
3.4.1	Spektroskopie	20
3.4.2	Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie (PROES)	21
4	Ergebnisse und Diskussion	25
4.1	Strom- und Spannungscharakteristik	27
4.2	Spektroskopie	33
4.3	Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie (PROES)	36
4.3.1	Bilder mit Blick von oben in den Mikroplasma-Kanal	37
4.3.2	Bilder mit Blick von der Seite in den Mikroplasma-Kanal	53
5	Zusammenfassung und Ausblick	89
	Literatur	93

1 Einleitung

Viele industrielle Prozesse verwenden Plasmen. Hierbei wird häufig ausgenutzt, dass Plasmen die Möglichkeit bieten, Prozesse außerhalb des thermischen Gleichgewichts zu betreiben. Chemische Reaktionen können so bei deutlich niedrigeren Gastemperaturen ablaufen. Ein Beispiel hierfür ist das Auftragen dünner SiO_2 ähnlicher Schichten, welche als Diffusionsbarriere auf PET-Verpackungen genutzt werden. Diese lassen sich durch das Erhitzen eines Siliziumsubstrats in einer sauerstoffreichen Umgebung auf über 1000°C erzeugen [42]. Mit der plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung lassen sich solche Schichten bereits bei Gastemperaturen von etwa 100°C herstellen [3]. Durch die niedrigeren Gastemperaturen in Prozessen, in denen Plasmen eingesetzt werden, kann eine höhere Energieeffizienz erreicht werden. Außerdem lassen sich dadurch auch temperaturempfindliche Oberflächen behandeln wie zum Beispiel Kunststoffe.

Ein Plasma enthält neben Atomen und Molekülen auch freie Elektronen und Ionen, welche durch elektrische oder magnetische Felder beeinflusst werden können. Dadurch, dass die Elektronen deutlich leichter und somit weniger träge als die Ionen sind, besteht sogar die Möglichkeit, beide getrennt voneinander zu beeinflussen. So ist es möglich in einem Plasma heiße Elektronen zu erzeugen, ohne die Gastemperatur zu stark zu erhöhen. Mit den hochenergetischen Elektronen können dann zum Beispiel Moleküle dissoziiert werden, wodurch weitere chemische Reaktionen angestoßen werden.

Diese Arbeit ist als Teil von Projekt A6 des Sonderforschungsbereichs 1316 entstanden. In diesem Projekt sollen umweltschädliche flüchtige organische Komponenten (VOCs) an der Oberfläche eines Katalysators (MnO_2 , Al_2O_3) in weniger schädliche Stoffe umgewandelt werden. VOCs entstehen zum Beispiel in Lackierereien und müssen dort aus der Abluft herausgefiltert werden. Der verwendete Katalysator wird durch die Umwandlung zwar nicht verbraucht, allerdings wird die Oberfläche mit der Zeit belegt. Hierdurch sinkt die Effizienz der Umwandlung, sodass der Katalysator regelmäßig erneuert werden muss. Im Projekt A6 soll nun ein Plasma verwendet werden, um zum einen die Oberfläche des Katalysators zu reinigen. Zum anderen kann das Plasma aber auch direkt die VOCs umwandeln bzw. die Umwandlung der VOCs an der Oberfläche des Katalysators unterstützen.

Bei dem verwendeten Plasma handelt es sich um eine dielektrisch behinderte Entladung bei Atmosphärendruck, welche mit einer Wechselspannung betrieben wird. Der Aufbau besteht aus drei Schichten. Ganz oben befindet sich eine Nickelfolie mit einem Gitter aus Kavitäten mit einem Durchmesser in der Größenordnung von $100\text{ }\mu\text{m}$. Darunter befindet sich eine dielektrische Schicht (Zirkoniumoxid) und ganz unten ein Magnet. Das Nickelgitter ist die getriebene Elektrode und der Magnet die geerdete. In jeder der Kavitäten in der Nickelfolie zündet durch das Anlegen der Wechselspannung ein Mikroplasma. Bezeichnet wird dieser Aufbau auch als Mikroplasma-Array.

Ähnliche Aufbauten werden bereits seit längerem verwendet [12, 31] und sind eine Weiterentwicklung von auf Siliziumwafern mit Methoden aus der Halbleitertechnik gefertigten Mikroplasma-Arrays [13, 16, 37, 45]. Phasenaufgelöste Kameraaufnahmen mit Blick von oben in das Innere einer Kavität zeigten, dass abhängig von der Polung der beiden Elektroden, Licht aus einem unterschiedlich großen Bereich emittiert wird (siehe Abbildung 1.1). Dies wurde damit erklärt, dass die Elektronen in dem einen Fall aus der Kavität heraus beschleunigt werden und in dem anderen Fall in die Kavität hinein (vergleiche Abbildung 1.2). Dadurch befindet sich das Plasma in den beiden Halbperioden an einer unterschiedlichen Position. In der Kavität wird das Plasma durch die Seitenwände der Kavität beschränkt, während es außerhalb der Kavität einen größeren Raum einnehmen kann [8]. Mit den bisher verwendeten Aufbauten war es allerdings nur möglich, das Plasma mit Blick von oben in das Innere der Kavitäten zu beobachten. Der Blick von der Seite ins Innere der Kavitäten wird durch die obere Elektrode versperrt.

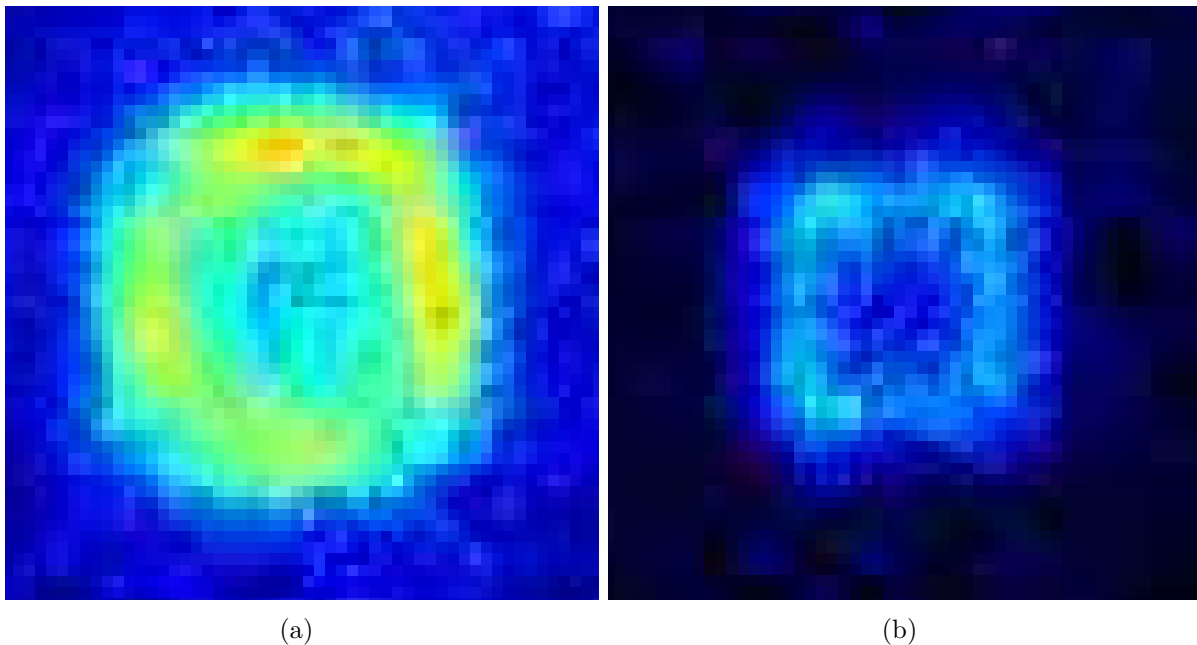


Abbildung 1.1: Unterschiedliche Ausdehnung des Bereiches aus dem Licht emittiert wird in den beiden Halbperioden. (a) Emission in der positiven Halbperiode (b) Emission in der negativen Halbperiode. Entnommen aus [8].

Um eine geeignete Position des Katalysators bestimmen zu können und den Einfluss des Plasmas auf die Katalyse von VOCs verstehen zu können, ist es notwendig, zunächst das Plasma selbst genauer zu verstehen. Hierzu wird das Mikroplasma zunächst in Helium ohne andere Beimischungen untersucht. Für die Reinigung des Katalysators ist es wichtig, dass die im Plasma erzeugten Spezies, welche diese Reinigung erzielen sollen, die Oberfläche des Katalysators auch erreichen. Die Umwandlung der VOCs direkt im Plasma ist nur möglich, wenn die VOCs durch das Plasma strömen. Es ist daher unbedingt erforderlich, die genaue räumliche und zeitliche Position des Plasmas zu ermitteln. Außerdem wäre es hilfreich, eine genauere Kenntnis über die räumliche und zeitliche Entwicklung von Dichte

und Energie der wichtigsten Spezies zu erlangen. Hierdurch ließe sich der effiziente Einsatz des Plasmas optimieren. Durch den eingeschränkten optischen Zugang lediglich von einer Seite gibt es keine Möglichkeit mit den bisherigen Aufbauten an diese Informationen zu gelangen.

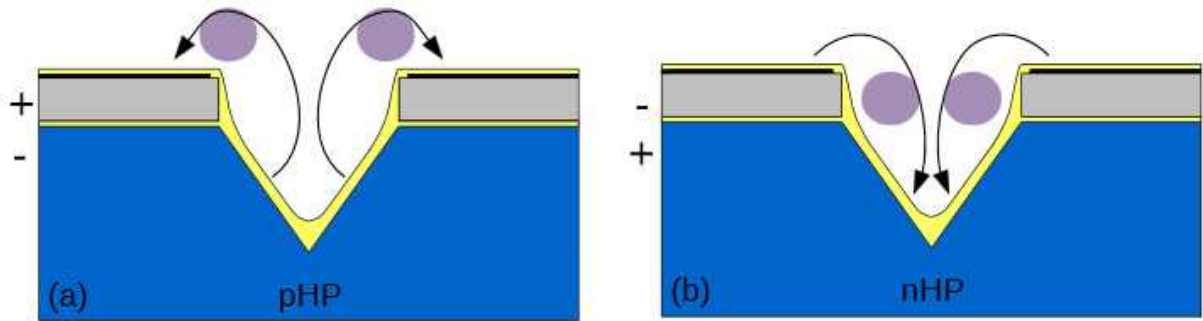


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Bewegungsrichtung der Elektronen (schwarze Pfeile) und der daraus resultierenden unterschiedlichen Position des Plasmas abhängig von der Polung der beiden Elektroden. Entnommen aus [16].

Sowohl bei der Reinigung des Katalysators als auch bei der Umwandlung von VOCs direkt im Plasma spielen hochenergetische Teilchen eine entscheidende Rolle. Atome, die in einen metastabilen Zustand angeregt wurden, sind ein Beispiel für solche hochenergetischen Teilchen. Daher sollte in einer früheren Masterarbeit mittels Absorptionsspektroskopie untersucht werden, mit welcher Teilchendichte Argonatome und Heliumatome in metastabilen Zuständen in diesem Plasma bei Betrieb in Argon bzw. Helium erzeugt werden. Als Lichtquelle für die Absorptionmessungen wurde eine durchstimmbare Laserdiode verwendet. Durch den eingeschränkten optischen Zugang des Mikroplasma-Arrays war es lediglich möglich den Laserstrahl über die Oberfläche der oberen Nickelfolie zu leiten. Die Dichte der Atome in metastabilen Zuständen war dort kleiner als die Sensitivität des Absorptionsaufbaus [31].

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde bei dem bisherigen Aufbau der Mikroplasma-Arrays daher die obere Nickelfolie entfernt und durch zwei einzelne Nickelfolien ersetzt. Die beiden einzelnen Folien werden dabei von einem Spalt von etwa $100\,\mu\text{m}$ voneinander getrennt. Dieser neue Aufbau ähnelt somit in zwei Dimension einer einzelnen Kavität der Mikroplasma-Arrays. In der dritten Dimension ist die Kavität beim neuen Aufbau hingegen etwa zwei Größenordnungen länger. Bei diesem Mikroplasma-Kanal besteht nun im Gegensatz zu den Mikroplasma-Arrays auch von der Seite ein optischer Zugang in das Innere der Kavität.

Der Aufbau des Mikroplasma-Kanals ist dem Aufbau der Mikroplasma-Arrays somit sehr ähnlich. Dadurch ist es wahrscheinlich, dass auch das physikalische Verhalten beider Aufbauten sehr ähnlich ist und sich somit die mit dem Mikroplasma-Kanal gewonnen Erkenntnisse auf die Mikroplasma-Arrays übertragen lassen.

Für die genauere Untersuchung des Mikroplasma-Kanals im Rahmen dieser Arbeit werden Strom- und Spannungsmessungen durchgeführt, Emissionsspektren des Plasmas werden aufgenommen und mit Kameraaufnahmen wird die räumliche und zeitliche Dynamik des Plasmas mit einer hohen Zeit- und Ortsauflösung genauer untersucht. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse dieser Messungen mit Messungen an den Mikroplasma-Arrays aus der Literatur verglichen. Zusätzlich ist es mit dem Mikroplasma-Kanal erstmals möglich mit einer Kamera Bilder mit Blick von der Seite ins Innere einer Kavität aufzunehmen. Diese Bilder liefern neue Einblicke in die Dynamik der Mikroplasma-Arrays.

2 Grundlagen

Ein Plasma ist ein teilweise oder vollständig ionisiertes Gas. Der Plasmazustand ist über drei Bedingungen genau definiert. Da sich diese Bedingungen nicht immer überprüfen lassen, wird in dieser Arbeit stattdessen von einer Gasentladung oder Entladung gesprochen. Eine Entladung kann erzeugt werden, indem man einem Gas Energie zuführt. Eines der einfachsten Beispiele für eine künstlich erzeugte Gasentladung lässt sich erzeugen, indem man zwischen zwei parallelen Elektroden eine Gleichspannung anlegt, wobei der Bereich zwischen den Elektroden mit einem Gas befüllt ist. In jedem Gas ist stets eine kleine Anzahl an freien Ladungsträgern vorhanden. Das elektrische Feld, das durch die Spannung zwischen den Elektroden erzeugt wird, beschleunigt diese freien Ladungsträger. Über Stöße mit anderen Teilchen im Volumen werden die freien Ladungsträger gleichzeitig abgebremst, sodass sich eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit einstellt. Liegt zusätzlich zu dem elektrischen Feld ein Gradient in der Dichteverteilung vor, führt auch dieser Gradient zu einer gerichteten Bewegung (Diffusion). Die Geschwindigkeit ($\vec{v}$) eines geladenen Teilchens ergibt sich zu [39]:

$$\vec{v} = \frac{q}{m\nu_m} \vec{E} - \frac{k_B T}{m\nu_m} \frac{\nabla n}{n} \quad (2.1)$$

Hierbei ist q die Ladung und m die Masse des Teilchens, ν_m die mittlere Stoßfrequenz, $\vec{E}$ die elektrische Feldstärke, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und n die ortsabhängige Teilchendichte. Der erste Summand beschreibt hier die Drift aufgrund des elektrischen Feldes und der zweite die Diffusion, hervorgerufen durch den Dichtegradienten.

Reicht bei einem Stoß von einem Ladungsträger mit einem Atom oder Molekül die kinetische Energie aus, so kann letzteres ionisiert werden. Wie aus Gleichung 2.1 hervorgeht, werden die leichteren Elektronen durch das elektrische Feld auf deutlich höhere Geschwindigkeiten und kinetische Energien beschleunigt. Daher erfolgt die Ionisation im Volumen vor allem über Elektronenstoßionisation. Außerdem werden an den Oberflächen neue freie Ladungsträger erzeugt. Hier sind die Ionen besonders wichtig. Die positiven Ionen werden auf die Kathode beschleunigt. Beim Auftreffen auf diese lösen sie Sekundärelektronen aus, welche anschließend in die Entladung in Richtung Anode beschleunigt werden.

Bei einer Gasentladung unterscheidet man zwischen einer selbstständigen und einer nicht selbstständigen Entladung. Eine selbstständige Entladung zeichnet sich dadurch aus, dass pro freiem Ladungsträger, der die Entladung verlässt, mindestens ein neuer freier Ladungsträger erzeugt wird. Verluste von Ladungsträgern treten durch Rekombination von Elektronen und Ionen, sowie durch Verluste zur Wand auf, während neue Ladungsträger vor

allein durch Elektronenstoßionisation im Volumen und durch Sekundärelektronenemission an der Kathode erzeugt werden. Bei einer nicht selbstständigen Entladung reichen die neu erzeugten Ladungsträger nicht aus um Verluste auszugleichen, sodass entweder von außen weitere Ladungsträger hinzugefügt werden müssen oder die Entladung nach einiger Zeit endet. Der Punkt, an dem eine nicht selbstständige Entladung zu einer selbstständigen übergeht, wird als Zündung bezeichnet.

Für das Beispiel der Entladung zwischen zwei parallelen Elektroden lässt sich eine Spannung U_{bd} definieren, bei der die Zündung erfolgt. Das Paschen-Gesetz beschreibt die Abhängigkeit dieser Spannung von dem Abstand der beiden Elektroden d , dem Druck p des Gases zwischen den Elektroden, sowie Material der Elektroden und Gasart:

$$U_{bd} = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln(\ln(1 + \gamma^{-1}))}$$

A und B sind hierbei Konstanten, die von der Gasart abhängen. γ ist der Sekundärelektronenemissionskoeffizient, welcher vom Material der Elektroden und den auftreffenden Ionen abhängt [39].

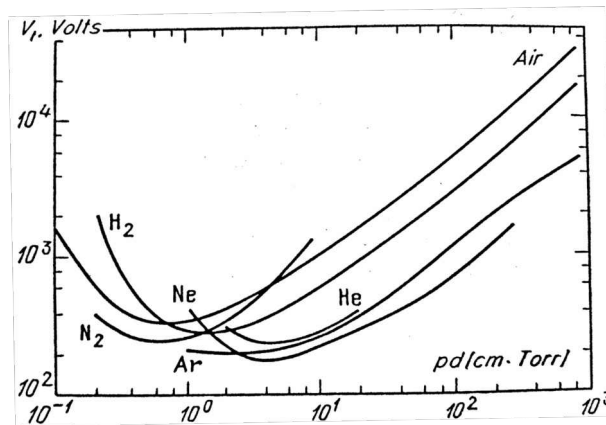


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der Zündspannung von dem Produkt aus Druck und Elektrodenabstand für einige Gase. Entnommen aus [41].

Abbildung 2.1 zeigt die Abhängigkeit der Zündspannung von dem Produkt aus Druck und Elektrodenabstand. Zu erkennen ist, dass die Kurven für die verschiedenen Gase jeweils ein Minimum aufweisen. Von dort führt sowohl eine Erhöhung als auch eine Verringerung des Produktes aus Druck und Elektrodenabstand zu einer höheren Zündspannung.

2.1 Atmosphärendruck Mikroplasmen

Für Atmosphärendruckplasmen ist im Gegensatz zu Niederdruckplasmen kein aufwendiges Vakuumsystem notwendig. Soll das Plasma zum Beispiel dazu genutzt werden eine Oberfläche zu behandeln, so ist dies mit einem Atmosphärendruckplasma einfacher möglich

als mit einem Niederdruckplasma. Bei chemischen Prozessen, welche ein weiteres Anwendungsgebiet von Plasmen sind, werden häufig große Gasflüsse durch das aktive Volumen benötigt. In Niederdruckplasmen würde dies eine deutlich größere Strömungsgeschwindigkeit erfordern, als bei Atmosphärendruck.

Atmosphärendruckplasmen sind häufig in mindestens einer Dimension auf 10 μm bis wenige Millimeter beschränkt. Diese Plasmen werden daher auch Mikroplasmen genannt. Die Motivation hierfür liefert Abbildung 2.1. Um bei Atmosphärendruck die Entladung nahe dem Minimum der Zündspannung betreiben zu können, ist ein Elektrodenabstand in dem gerade genannten Rahmen notwendig. Für Mikroplasmen gibt es viele mögliche Anwendungsgebiete. Sie können zum Beispiel für die Abgasreinigung, als Detektoren für giftige Gase, als Quelle für Licht im UV-Bereich, zur Behandlung von Oberflächen mit Radikalen und Ionen, zum Inaktivieren von Bakterien, zur Synthese von Kohlenstoffnanostrukturen oder zum Auftragen dünner Schichten genutzt werden [4, 5, 24, 42].

In vielen industriellen Anwendungen soll entweder ein großer Gasfluss oder eine große Oberfläche von einem Plasma behandelt werden. Durch die kleine Ausdehnung lässt sich dies mit einem einzigen Mikroplasma nicht durchführen. Durch den parallelen Betrieb vieler einzelner Mikroplasmen wird die Behandlung großer Flächen oder Gasflüsse jedoch möglich. Solche Arrays von Mikroplasmen werden bereits seit langem untersucht [15, 43].

2.2 Dielektrisch behinderte Entladung (DBD)

Die einfachste Anordnung einer dielektrisch behinderten Entladung (DBD dielectric barrier discharge) besteht aus zwei plan parallelen Elektroden, wobei der Gasspalt zwischen den Elektroden von mindestens einer dielektrischen Schicht unterbrochen wird. DBDs werden bereits seit langem für viele verschiedene Anwendungen eingesetzt. Schon 1857 wurden DBDs von Siemens zur Erzeugung von Ozon genutzt [46]. Heute werden DBDs vor allem zur Erzeugung von Ozon (zur Desinfektion von Trinkwasser), für CO_2 -Laser, als UV-Lichtquelle und zur Oberflächenbehandlung eingesetzt [26, 27].

Bei DBDs lassen sich zwei unterschiedliche Entladungsmodi beobachten. Bei diesen beiden Modi verläuft die Zündung unterschiedlich. Dies führt zu einem anderen Verhalten der Entladung. Zum einen gibt es einen filamentierten Modus, der aus vielen einzelnen Mikroentladungen besteht. In dem anderen Modus zündet die Entladung in einem diffusen, homogenen Modus [25].

Filamentierter Modus

Beim filamentierten Modus erfolgt die Zündung vieler kleiner Mikroentladungskanäle (Radius etwa 100 μm) nach dem Streamer Mechanismus [27, 34]. Sobald eine ausreichend hohe elektrische Feldstärke in dem Spalt zwischen den Elektroden erreicht ist, wird über Elektronenstoßionisation eine Ionisationslawine erzeugt. Da bei Atmosphärendruck die

Stoßfrequenz hoch ist, wird durch die Ionisationslawine eine große Ladungsträgerdichte erzeugt. Durch die unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen (vergleiche Gleichung 2.1) kommt es zu einer Ladungstrennung. Die Ladungstrennung erzeugt am Kopf des Streamers ein starkes elektrisches Feld mit einer reduzierten Feldstärke, die deutlich über der zur Zündung nötigen reduzierten Feldstärke liegt. Dieses Feld treibt die Ionisation über Elektronenstöße weiter voran. Hierdurch breitet sich der Streamer mit einer Geschwindigkeit aus, die die Driftgeschwindigkeit der Elektronen übersteigt [27, 32].

Der Streamer läuft durch den Spalt zwischen den beiden Elektroden und lässt dabei einen teilweise ionisierten Kanal zurück. Sobald der Streamer durch den Spalt gelaufen ist, erreicht der Stromfluss sein Maximum. Außerdem wird zu diesem Zeitpunkt ein Kathodenfall mit einer hohen Ionendichte und einem starken elektrischen Feld ausgebildet. Durch den ionisierten Kanal fließt nun ein elektrischer Strom zwischen der Oberfläche des Dielektrikums und der Elektrode am anderen Ende des Entladungskanals. Hierdurch sammeln sich auf der Oberfläche des Dielektrikums Ladungsträger an, welche das elektrische Feld lokal (an der Position der Mikroentladung) abschirmen. Diese Abschirmung wird schließlich so groß, dass die Mikroentladung zusammenbricht. Dabei ist die Fläche, auf der sich die Oberflächenladungen ansammeln, deutlich größer als die Querschnittsfläche des Entladungskanal [25, 27].

Indem die äußere Spannung weiter erhöht wird, können neue Mikroentladungen gezündet werden. Da die Oberflächenladungen, welche von den vorangegangenen Mikroentladungen erzeugt wurden, die elektrische Feldstärke weiterhin abschwächen, zünden diese neuen Mikroentladungen an anderen Stellen. Sobald hingegen die Polarität der äußeren Spannung umgedreht wird, verstärken die Oberflächenladungen das elektrische Feld an den Stellen, an denen in der vorherigen Halbperiode Mikroentladungen gezündet wurden. Daher zünden in dieser Halbperiode die Mikroentladungen an den gleichen Positionen. Dies wird auch als Memory-Effekt bezeichnet [27].

Durch die Oberflächenladungen, die sich auf dem Dielektrikum ansammeln, können also zwei verschiedene Effekte erzielt werden. Zum einen sorgen bei einer niedrigen Amplitude und einer hohen Frequenz der angelegten Spannung die Oberflächenladungen dafür, dass in jeder Halbperiode die Mikroentladungen immer wieder an den gleichen Stellen gezündet werden. Gleichzeitig sorgen sie bei einer großen Amplitude und niedrigen Frequenz dafür, dass in einer Halbperiode Mikroentladungen an vielen verschiedenen Positionen gezündet werden [25].

Diffuser, homogener Modus

Zusätzlich zu dem filamentierten Modus lassen sich auch DBDs erzeugen, die in einem diffusen, homogenen Modus zünden [23, 34]. Damit dieser homogene Modus erzeugt werden kann, muss die Zündung nach dem Streamer-Mechanismus unterdrückt werden. In diesem Modus erfolgt eine Townsend Zündung mit Sekundärelektronenemission an der Kathode und Elektronenstoßionisation im Gasvolumen zwischen den Elektroden. Hierbei ist es wichtig, dass die Ionisation im Volumen langsam abläuft, damit die Ionen die Kathode

erreichen können, bevor das durch Raumladungen erzeugte elektrische Feld groß genug wird, um einen Streamer zu erzeugen. Diese langsamere Volumenionisation kann erreicht werden, wenn die Ionisation in mehreren Schritten stattfindet. Ein Beispiel hierfür ist die Ionisation über den Penning-Effekt [33].

Ladungen, die in der vorherigen Entladung auf der Oberfläche des Dielektrikums adsorbiert wurden, sind mit einer deutlich niedrigeren Energie an die Oberfläche gebunden, als die Elektronen aus dem Valenzband des Dielektrikums. Dadurch wird der Sekundärelektronenemissionskoeffizient erhöht, wodurch eine Townsend Zündung begünstigt wird [33].

Außerdem wird die Ausbildung des homogenen Modus durch eine ausreichend hohe Vorionisation im Volumen begünstigt. Diese Vorionisation kann zum Beispiel in vorangegangenen Anregungsperioden erzeugt worden sein. Hierdurch überlappen sich die anfänglichen Ionisationslawinen, wodurch transversale Gradienten in der Ladungsträgerdichte verringert werden und somit die Ausbildung eines Streamers unterdrückt wird. In Helium lässt sich dieses Überlappen besonders einfach erreichen. Eine höhere Frequenz der angelegten Spannung lässt somit die Ausbildung des homogenen Modus eher zu, da so mehr Ladungsträger und, bei hohen Frequenzen, sogar Metastabile aus der vorherigen Halbperiode vorhanden sind [25]. Außerdem können Ionen, die noch aus der vorherigen Halbperiode im Volumen vorhanden sind, zum Beginn der nächsten Zündung einen entscheidenden Beitrag zur Sekundärelektronenemission liefern [33].

DBDs im homogenen Modus lassen sich wiederum in zwei unterschiedliche Bereiche einteilen. Bei einem hohen Stromfluss zeigt die Entladung eine Emissionsstruktur, die einer Niederdruck DC-Glimmentladung ähnelt. Dieser Bereich wird daher auch Atmosphärendruck-Glimmentladung genannt. Hier kommt es zur Ausbildung eines Kathodenfalls, des Faraday-Dunkelraums und einer quasineutralen positiven Säule mit hoher Ladungsträgerdichte. Der elektrische Strom fließt in diesem Modus in einem oder mehreren sehr schmalen Strompulsen [17, 25, 34].

Bei einem niedrigeren Stromfluss wird dieser quasineutrale Bereich hingegen nicht ausgebildet. Daher wird dieser Modus auch als Townsend Modus bezeichnet. In diesem Fall emittiert die Entladung vor allem in der Nähe der Anode Licht. Die Ladungsträgerdichten sind in diesem Modus deutlich geringer als im Fall der Atmosphärendruck-Glimmentladung. Dadurch wird auch das elektrische Feld nur sehr gering beeinflusst. Auch in diesem Modus zeigt der elektrische Strom ein Maximum oder mehrere Maxima [17, 25, 34].

Memory-Effekt

Während jeder Entladung werden in einer dielektrisch behinderten Entladung viele Spezies gebildet, die im Gas ursprünglich nicht vorhanden waren. Hierzu zählen zum Beispiel Elektronen und Ionen im Volumen, Ladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums oder angeregte Atome und Moleküle. Ein Teil dieser Spezies ist beim Zünden der nächsten Entladung noch vorhanden und sorgt so für eine Beeinflussung zwischen den einzelnen Entladungen [25, 33]. Ein Beispiel hierfür sind die Oberflächenladungen auf der Oberfläche

des Dielektrikums. Diese sorgen zunächst dafür, dass das elektrische Feld abgeschwächt wird. Dadurch endet die Entladung. Nach der Umpolung der beiden Elektroden hingegen wird das elektrische Feld durch die Oberflächenladungen verstärkt. So kann die Entladung der nächsten Halbperiode bereits bei einer niedrigeren angelegten Spannung gezündet werden [25].

Diese gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Entladungen wird unter dem Begriff Memory-Effekt zusammengefasst und ist typisch für dielektrisch behinderte Entladungen [25]. Der Memory-Effekt kann beobachtet werden, wenn man das Verhalten der ersten Entladungen nach der erstmaligen Zündung mit dem Verhalten der Entladungen nach vielen Anregungsperioden vergleicht. Da zu Beginn dieser ersten Entladungen lediglich die bereits im Arbeitsgas enthaltenen Spezies vorhanden sind, verhalten sich die ersten Entladungen meist anders als die Entladungen nach mehreren Anregungsperioden. Es ist daher möglich, dass in den ersten Anregungsperioden die Entladung im filamentierten Modus zündet und nach wenigen Perioden (zwei bis drei) in den homogenen Modus übergeht [33].

2.2.1 Mikroplasma-Arrays

In diesem Abschnitt sollen die bereits zuvor angesprochenen Mikroplasma-Arrays genauer beschrieben werden. Mikroplasma-Arrays wurden in der Vergangenheit auf viele unterschiedliche Arten realisiert. Die meisten setzten sich aus drei (teilweise auch mehr) übereinanderliegenden Schichten zusammen. Die unterste und oberste Schicht dienen hierbei als die beiden Elektroden. Zwischen den beiden Elektroden befindet sich eine dielektrische Schicht. Diese drei Schichten werden von vielen kleinen Kavitäten (Größe im Bereich von 100 μm) in gitterförmiger Anordnung unterbrochen. Die genaue Geometrie der Kavitäten unterscheidet sich hierbei für die einzelnen Aufbauten teilweise sehr stark voneinander. In der Literatur finden sich zum Beispiel Mikroplasma-Arrays mit einer zylinderförmigen Kavität [12, 13, 45] oder mit einer Kavität in Form einer umgedrehten Pyramide [14, 16, 37].

Auch das Material, aus dem das Mikroplasma-Array gefertigt ist, unterscheidet sich. Häufig werden Mikroplasma-Arrays mit Prozessen aus der Halbleitertechnik auf einem Siliziumwafer hergestellt [14, 16, 29]. Bei diesen Silizium-basierten Arrays befindet sich meist über der oberen Elektrode noch eine zusätzliche dielektrische Schicht, welche die obere Elektrode vor chemischer und physischer Erosion schützen soll [37]. Auch keramische Schichten werden eingesetzt [48]. Seit einiger Zeit werden auch Mikroplasma-Arrays, bei denen beide Elektroden aus Metall sind, verwendet [12, 31].

Außerdem gibt es Unterschiede darin, welche der verschiedenen Schichten von den Kavitäten durchzogen werden. Bei den Silizium-basierten Arrays werden die Kavitäten meist in die unterste Schicht (hier der Siliziumwafer) geätzt und die darüber liegenden Schichten werden anschließend aufgetragen. Bei den Metall-basierten Arrays werden hingegen die Kavitäten mit einem Laser in die obere Metallfolie gebohrt. Bei den neusten Varianten wird als untere Elektrode ein Magnet und als obere Elektrode eine Nickelfolie verwendet, damit der Abstand zwischen den beiden Elektroden über die gesamte Fläche konstant ist [31]. Abbildung 2.2 zeigt beispielhaft zwei häufig verwendete Strukturen.

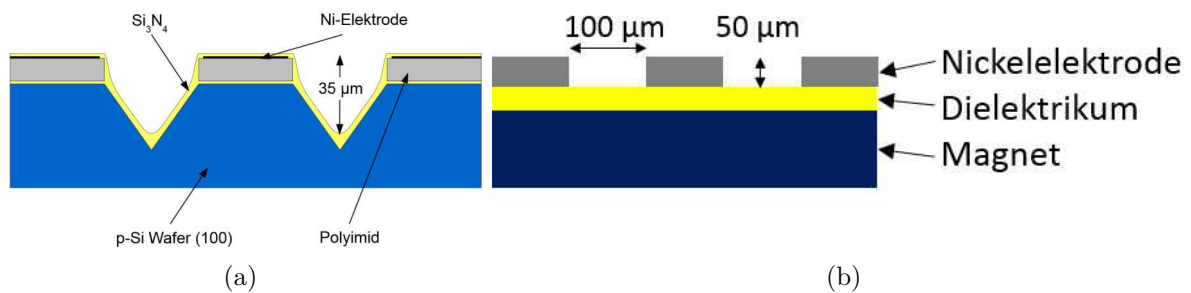


Abbildung 2.2: Zwei Beispiele für häufig verwendete Mikroplasma-Arrays. (a) Mikroplasma-Array auf Silizium-Basis mit pyramidenförmigen Kavitäten. Entnommen aus [16]. (b) Mikroplasma-Array auf Metall-Basis mit zylinderförmigen Kavitäten.

Im Bochumer Laborbetrieb hat sich gezeigt, dass die Mikroplasma-Arrays auf Metall-Basis eine deutlich längere Lebensdauer haben als die Mikroplasma-Arrays auf Silizium-Basis. Während letztere häufig schon beim ersten Anschalten durchbrennen, lassen sich die Metall-basierten Mikroplasma-Arrays problemlos über mehrere Monate verwenden. Durch Ungenauigkeiten während der Fertigung verhält sich jedes einzelne Mikroplasma-Array etwas anders. Durch die deutlich längere Lebensdauer der Metall-basierten Mikroplasma-Arrays lassen sich mit diesen somit auch Messungen durchführen, die eine längere Integrationszeit erfordern. Außerdem lassen sich die Metall-basierten Arrays auseinanderbauen, um zu untersuchen, wie sich die einzelnen Schichten durch den Betrieb des Mikroplasma-Arrays verändert haben. Außerdem lässt sich so schnell, dass Dielektrikum oder die Struktur der Kavitäten austauschen. Bei den Silizium-basierten Arrays ist dies nicht möglich.

Frühe Versionen der Arrays auf Metall-Basis bestanden aus zwei Metallfolien, die von einer dielektrischen Folie getrennt wurden. In die obere Metallfolie waren hierbei die Kavitäten gebohrt. Eine homogene Zündung aller Kavitäten war mit diesen Arrays nicht möglich, da bereits geringe Unebenheiten dazu führen, dass die elektrische Feldstärke in den einzelnen Kavitäten zu stark voneinander abweicht [12]. Durch die Verwendung eines Permanentmagneten als untere Elektrode und einer Nickelfolie als obere, ließ sich dieser Nachteil gegenüber den Arrays auf Silizium-Basis allerdings beseitigen.

Da die beiden Elektroden bei allen Mikroplasma-Arrays von mindestens einer dielektrischen Schicht getrennt werden, können die Arrays nur mit einer Wechselspannung betrieben werden. Hierbei wird häufig eine Frequenz von einigen Kilohertz verwendet. Die Amplitude der Spannung liegt bei einigen hundert Volt.

Obwohl sich die unterschiedlichen Mikroplasma-Arrays vom Aufbau teilweise deutlich voneinander unterscheiden, zeigt das Verhalten der Entladung, die in den Kavitäten gezündet wird, einige Ähnlichkeiten. In den nächsten Abschnitten wird genauer auf einige Beobachtungen eingegangen, die in ähnlicher Form an allen zuvor genannten Mikroplasma-Arrays gemacht wurden.

Unterschiedliches Verhalten in den beiden Halbperioden

Wie bereits in der Einleitung angesprochen wurde, werden die Elektronen je nach Polung der beiden Elektroden in eine unterschiedliche Richtung beschleunigt. Dies ist in Abbildung 2.3 nochmals schematisch dargestellt. Ist die obere Elektrode positiv gepolt, so werden die Elektronen aus der Kavität heraus und zur Wand der Kavität beschleunigt. Bei umgekehrter Polung werden die Elektronen auf die untere Elektrode in die Kavität hinein und von der Wand weg beschleunigt. In der Literatur wird die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen genutzt, um zu erklären, warum in den beiden Halbperioden Licht aus einem unterschiedlichen Bereich emittiert wird. Durch die unterschiedliche Bewegungsrichtung ist der Bereich in dem die Anregung über Elektronenstöße erfolgt in den beiden Halbperioden anders. Dadurch kommt das von der Entladung emittierte Licht aus einem unterschiedlichen Bereich. Bei positiver Polung der oberen Elektrode ist der Bereich aus dem Licht emittiert wird größer als die obere Fläche der Kavität. Bei umgekehrter Polung hingegen kleiner [8, 16]. Außerdem ist die Amplitude des von der Entladung emittierten Lichts in der Halbperiode, in der die obere Elektrode positiv gepolt ist, größer als in der anderen. Der Grund hierfür ist wieder die asymmetrische Geometrie [7, 49].

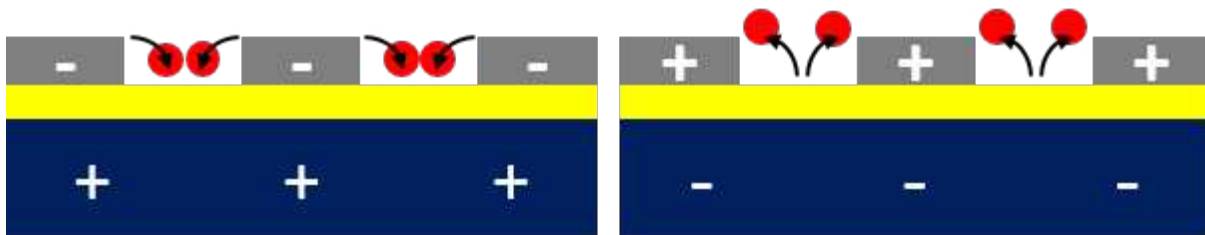


Abbildung 2.3: Veranschaulichung der unterschiedlichen Bewegungsrichtung der Elektronen abhängig von der Polung der beiden Elektroden und dem daraus resultierenden unterschiedlichen Bereich aus dem Licht emittiert (rote Kreise) wird. Die schwarzen Pfeile zeigen jeweils die Bewegungsrichtung der Elektronen.

Wellenförmige Zündung

Es gibt außerdem eine starke Wechselwirkung zwischen den einzelnen Kavitäten eines Mikroplasma-Arrays. Die Zündung erfolgt nicht in allen Kavitäten gleichzeitig, sondern beginnt in einer Kavität. Grund hierfür sind geringe Ungenauigkeiten während der Fertigung, wodurch in dieser einen Kavität die elektrische Feldstärke etwas größer ist als in den anderen. Von dieser Kavität breitet sich über das gesamte Array eine Ionisationswelle aus. Die Ausbreitung der Ionisationswelle erfolgt dabei unabhängig von der Polung der beiden Elektroden in die gleiche Richtung [8, 49]. Eine zweidimensionale Simulation von drei benachbarten Kavitäten mit Argon als Arbeitsgas hat gezeigt, dass für die wellenförmige Zündung der einzelnen Kavitäten vor allem die Emission von Photoelektronen

verantwortlich ist. Die damit ermittelte Ausbreitungsgeschwindigkeit stimmt sehr gut mit der experimentell bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeit überein. Wird hingegen die Emission von Photoelektronen vernachlässigt, so ergibt die Simulation eine zu niedrige Ausbreitungsgeschwindigkeit [50].

Pulsen innerhalb einer Halbperiode

Die mit einem Photomultiplier gemessene Intensität des von der Entladung emittierten Lichts zeigt einmal pro Halbperiode mehrere, mit kurzem Abstand aufeinander folgende, Maxima. Sobald die Steigung der angelegten Spannung umkehrt, wird kein Licht mehr emittiert und die Entladung kommt zum Erliegen. Dieses Pulsen ist darauf zurückzuführen, dass sich sobald die Entladung gezündet wurde und ein Strom durch die Entladung fließt, Ladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums ansammeln. Dadurch wird das elektrische Feld so stark abgeschwächt, dass sich die Entladung nicht mehr selbständig erhalten kann. Sobald die angelegte Spannung weit genug erhöht wurde, ist die elektrische Feldstärke wieder groß genug, um eine neue Entladung zu zünden. Nachdem sich die Steigung der Spannung umkehrt, lässt sich eine neue Entladung daher erst wieder zünden, wenn die elektrische Feldstärke in die andere Richtung groß genug ist, um die Zündung zu ermöglichen [7, 8, 49].

Die Anzahl der Emissionsmaxima pro Halbperiode wird hierbei von der Amplitude und der Frequenz der angelegten Spannung beeinflusst. Eine höhere Amplitude und eine niedrigere Frequenz führen hierbei jeweils dazu, dass die Anzahl der Emissionsmaxima zunimmt [8]. Diese Abhängigkeit der Anzahl der Emissionsmaxima von der Amplitude und Frequenz der angelegten Spannung konnte auch schon bei DBDs mit zwei parallelen Elektroden beobachtet werden [40]. Zusätzlich zu den einzelnen Maxima wurde in Argon bei niedrigen Frequenzen ein größer werdender kontinuierlicher Beitrag zur Emission beobachtet. Als Erklärung hierfür wurde eine ansteigende Dichte von langlebigen angeregten Spezies vorgeschlagen [8].

2.2.2 Mikroplasma-Kanal

Im Rahmen einer früheren Diplomarbeit am Lehrstuhl für Experimentalphysik II wurde bereits ein Mikroplasma-Kanal untersucht. Dieser wurde, im Gegensatz zu dem in dieser Arbeit verwendeten, auf Silizium-Basis gefertigt. Der Querschnitt dieses Kanals war hier ähnlich wie der in Abbildung 2.2(a) dargestellte. Bei diesem Kanal bestand jedoch kein optischer Zugang in das Innere des Kanals von der Seite. Der in dieser Diplomarbeit verwendete Mikroplasma-Kanal wurde allerdings nach wenigen Messungen durch eine Bogenentladung zerstört [18]. Im Folgenden sollen einige der mit diesem Kanal erzielten Ergebnisse zusammengefasst werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Strom- und Spannungsmessungen durchgeführt, sowie phasen aufgelöste Kamerabilder aufgenommen. Außerdem wurde mit einem Photomultiplier die zeitaufgelöste optische Emission des Mikroplasma-Kanals untersucht. Die

Strom-Spannungs-Charakteristik des Mikroplasma-Kanals war sehr ähnlich zu der Strom-Spannungs-Charakteristik der Mikroplasma-Arrays. Beim Kanal war der gemessene Strom etwa drei- bis viermal größer als beim Array. Die Erklärung hierfür liefert die um den selben Faktor unterschiedlich große Fläche der Elektroden. Auch beim Mikroplasma-Kanal konnte das zuvor angesprochene Pulsen der Emission mit steigendem kontinuierlichen Beitrag beobachtet werden [18].

Die phasenaufgelösten Kameraaufnahmen zeigten, dass sich ähnlich wie bei den Mikroplasma-Arrays der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, in den beiden Halbperioden unterscheidet. Genau wie bei den Mikroplasma-Arrays emittierte die Entladung bei positiver Polung der oberen Elektrode aus einem größeren Bereich Licht. Außerdem ist in dieser Halbperiode die Intensität des emittierten Lichts größer als in der anderen. Die Intensität variierte über die Breite des Kanals und zeigt in beiden Halbperioden zwei Maxima am Rand des Kanals und ein Minimum in der Mitte. Die Position der Maxima war in den beiden Halbperioden allerdings wieder unterschiedlich [18].

Auch entlang des Mikroplasma-Kanals gab es Unterschiede in der Intensität des emittierten Lichts. Die Entladung zündete zunächst an mehreren Stellen innerhalb des Kanals. Von diesen Stellen breiteten sich dann Ionisationswellen entlang des Kanals aus [18].

3 Aufbau

3.1 Mikroplasma Kanal

Abbildung 3.1(a) zeigt schematisch den Aufbau der bereits seit längerem verwendeten Metall-basierten Mikroplasma Arrays. Wie oben bereits erläutert wurde (vergleiche Abschnitt 2.2.1), haben diese einige Vorteile gegenüber den Silizium-basierten. Unten befindet sich ein Permanentmagnet, welcher gleichzeitig als geerdete Elektrode dient. Die oberste Schicht bildet eine 50 μm dicke Nickelfolie, in die mit einem Laser in regelmäßigen Abständen Löcher (Größe und Abstand in der Größenordnung von 100 μm) gebohrt wurden. An diese Nickelfolie wird eine Wechselspannung im Kilohertz- und Kilovoltbereich angelegt. Um einen direkten Stromfluss zwischen den beiden Elektroden (Magnet und Nickelfolie) zu unterbinden, werden beide von einer 50 μm dicken dielektrischen Folie (Zirkoniumoxid) getrennt. Somit wird in den einzelnen Kavitäten eine dielektrisch behinderte Entladung gezündet.

Da Nickel ferromagnetisch ist, wird die Nickelfolie von dem Magneten angezogen. Dies sorgt dafür, dass die beiden Folien glatt auf dem Magneten aufliegen. Bei älteren Metall-basierten Mikroplasma-Arrays, welche statt dem Magneten eine zweite Metallfolie als Elektrode verwendeten, trat das Problem auf, dass nicht in allen Kavitäten gleichmäßig eine Entladung gezündet werden konnte. Der Grund hierfür war, dass der gesamte Aufbau sehr klein ist. Bereits geringe Unterschiede im Abstand zwischen den Elektroden führen somit dazu, dass die elektrische Feldstärke über das Array schwankt. An Stellen mit einem geringeren Abstand ist die Feldstärke größer, wodurch die Zündung von einer Entladung an dieser Stelle begünstigt wird. Durch den Magneten konnten diese Unregelmäßigkeiten beseitigt werden.

Da die Mikroplasma-Arrays bei Atmosphärendruck betrieben werden, ist die mittlere freie Weglänge (λ_m) der Ionen und Elektronen sehr gering. Sie lässt sich aus der Gasdichte (n_{Gas}) und dem totalen Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen bzw. Ionen und Heliumatomen ($\sigma_{e/I}$) berechnen:

$$\lambda_m = \frac{1}{n_{\text{Gas}}\sigma_{e/I}}$$

Für eine Elektronenenergie von 2 eV liegt der totale Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Heliumatomen bei etwa $\sigma_e = 7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ [36]. Für eine Ionenenergie von 0,026 eV (entspricht 300 K) liegt der totale Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen

Heliumionen und Heliumatomen bei etwa $\sigma_I = 1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ [10]. Aus dem idealen Gasgesetz erhält man mit der Boltzmann-Konstante (k_B), dem Druck ($p = 10^5 \text{ Pa}$) und der Gastemperatur ($T_{\text{Gas}} = 300 \text{ K}$) die Gasdichte. Damit ergibt sich die freie Weglänge der Elektronen bzw. Ionen zu:

$$\begin{aligned}\lambda_m &= \frac{k_B T_{\text{Gas}}}{p \sigma_{e/I}} \\ \lambda_{m,e} &= 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ m} \\ \lambda_{m,I} &= 4,1 \cdot 10^{-8} \text{ m}\end{aligned}$$

Ein Plasma gilt als magnetisiertes Plasma, wenn die mittlere freie Weglänge größer ist als der Umfang eines Kreises mit dem Larmor-Radius (r_g) als Radius.

$$\begin{aligned}r_g &= \frac{mv}{|q|B} \\ 2\pi r_g &> \lambda_m\end{aligned}$$

Wobei B die magnetische Flussdichte, q die Ladung, v die Geschwindigkeit und m die Masse des jeweiligen Teilchens ist. Aufgrund der unterschiedlichen mittleren freien Weglängen können entweder nur die Elektronen oder die Elektronen und die Ionen magnetisiert sein. Mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit nach Maxwell-Boltzmann $\left(v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}\right)$ ergibt sich die notwendige magnetische Flussdichte für die Elektronen (B_e) bzw. Ionen (B_I) zu:

$$\begin{aligned}B_{e/I} &> \frac{\sqrt{32k_B T_{e/I} \pi m}}{e \lambda_m} \\ B_e &> 57 \text{ T} \\ B_I &> 8035 \text{ T}\end{aligned}$$

Wobei $T_e = 2 \text{ eV}$ und $T_I = 300 \text{ K}$ verwendet wurde. Die magnetische Flussdichte des verwendeten Magneten wurde zwar nicht gemessen, ist allerdings mit Sicherheit um mehrere Größenordnungen geringer (zum Vergleich: die Hauptdipol Magneten des LHC am CERN erzeugen eine magnetische Flussdichte von $4,15 \text{ T}$ [9]). Daher sollte der Magnet keinen Einfluss auf die Entladung.

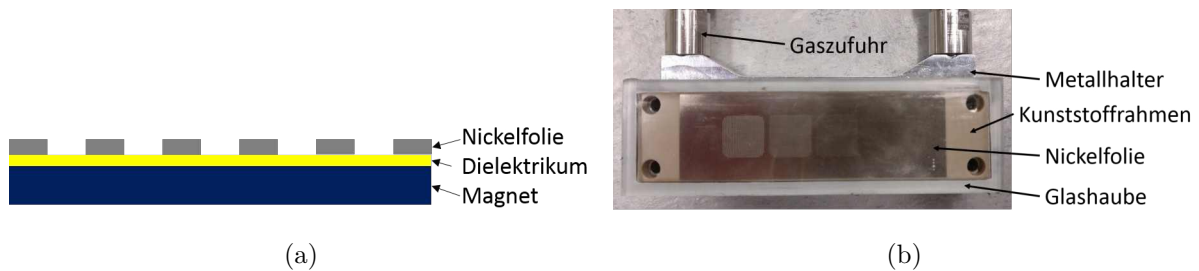


Abbildung 3.1: (a) Schematische Darstellung der Metall-basierten Mikroplasma Arrays seitlicher Schnitt. (b) Foto eines Metall-basierten Mikroplasma-Arrays bestehend aus vier Subarrays (Durchmesser der einzelnen Kavitäten von links nach rechts 200 μm , 150 μm , 100 μm , 50 μm).

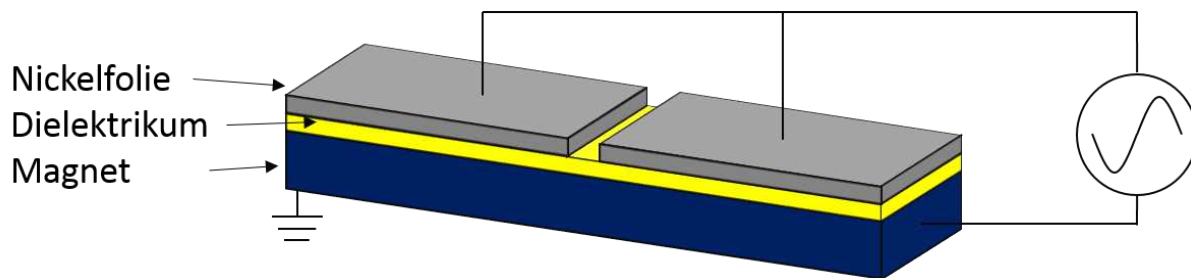
Abbildung 3.1(b) zeigt ein Foto eines Metall-basierten Mikroplasma-Arrays. In der oberen Nickelfolie befinden sich hierbei vier einzelne Gitter mit unterschiedlichen Durchmessern der einzelnen Kavitäten. Die obere Fläche des Magneten ist 50 mm x 15 mm groß. Während sowohl die Nickel- als auch die Zirkoniumoxidfolie 63 mm x 21 mm groß und somit etwas größer als der Magnet sind. Hierdurch werden parasitäre Entladungen am Rand der Nickelfolie vermieden. Außerdem ist es so möglich die Nickelfolie von unten zu kontaktieren, wodurch der optische Zugang von oben und von den Seiten nicht eingeschränkt wird. Der Kontakt wird dabei durch kleine Löcher im Dielektrikum hergestellt.

Der Magnet ist in einen Rahmen aus PEEK eingeklebt, an den von unten ein Halter aus Aluminium geklebt ist. Durch den Aluminiumhalter erfolgt außerdem die Gasversorgung. Das verwendete Gas wird durch den Metallhalter zu den beiden Löchern links in Abbildung 3.1(b) geleitet. Eine Glashaube aus Suprasil (S1) ist von oben auf den Kunststoffrahmen geklebt und bildet so eine luftdichte Kammer, in der die Entladung bei Atmosphärendruck gezündet wird. Der Abstand zwischen der oberen Elektrode und der Glashaube beträgt hierbei 6 mm und das Glas hat eine Dicke von 3 mm. Das verwendete Gas strömt von den beiden Löchern auf der linken Seite (Abbildung 3.1(b)) zu denen auf der rechten Seite und wird anschließend durch den Metallhalter abgeführt.

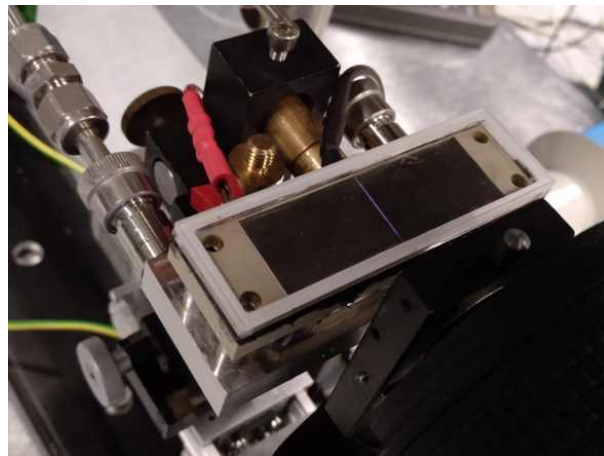
Genau wie bei den Silizium-basierten Mikroplasma-Arrays besteht auch hier lediglich der optische Zugang von oben in die Kavitäten. Ein Blick von der Seite in eine Kavität ist nicht möglich, da dieser durch die Nickelfolie blockiert wird. Viele Effekte, die an diesen Entladungen zuvor beobachtet wurden (vergleiche Abschnitt 2.2.1), wurden durch die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen und somit ein in die Kavitäten Hinein- oder aus selbigen Herausbrennen der Entladung erklärt. Durch einen optischen Zugang von der Seite in eine Kavität hinein ließe sich durch Kameraaufnahmen überprüfen, inwieweit dieses Hinein- und Herausbrennen stattfindet. Außerdem wäre es so möglich, Absorptionsmessungen zur Bestimmung der Dichte von Metastabilen im Inneren einer Kavität durchzuführen. Im Vergleich zu den bereits erfolglos durchgeführten Messungen oberhalb der Nickelfolie sollte die Dichte hier höher sein. Des Weiteren soll im Rahmen des Projektes A6 (SFB 1316) die mit diesem Aufbau erzeugte Entladung dazu verwendet werden, um katalytische Oberflächen zu behandeln. Eine genauere Kenntnis darüber, wie

weit die Entladung aus den Kavitäten expandiert, ist daher notwendig, um eine optimale Positionierung des Katalysators bestimmen zu können.

Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit der zuvor vorgestellte Aufbau geringfügig modifiziert, um einen optischen Zugang in eine Kavität von der Seite zu ermöglichen. Hierzu wurde die Nickelfolie durch zwei einzelne Nickelfolien ersetzt, die in der Mitte durch einen etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ breiten Spalt voneinander getrennt sind. Dieser Aufbau ähnelt somit in zwei Dimensionen einer einzelnen Kavität der Metall-basierten Mikroplasma-Arrays, während der Kanal in der dritten Dimension etwa zwei Größenordnungen länger ist als eine einzelne Kavität. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Mikroplasma-Kanals sowie ein Foto während des Betriebs.



(a)



(b)

Abbildung 3.2: (a) Schematische Darstellung des Mikroplasma-Kanals. (b) Foto des Mikroplasma-Kanals mit einer Helium-Entladung.

Für den Zusammenbau wurde zunächst der Magnet in den Kunststoffrahmen geklebt. Die Oberfläche des Kunststoffrahmens mit eingeklebtem Magnet wurde anschließend abgeschliffen, um eine glatte Oberfläche zu erhalten. Auf den Magneten wurde dann die Zirkoniumoxidfolie gelegt. Anschließend wurden nacheinander die beiden Nickelfolien platziert. Eine $100\text{ }\mu\text{m}$ dicke Folie diente als Abstandshalter zwischen den beiden Nickelfolien. Die Schwierigkeit hierbei war, dass die Nickelfolien nur $50\text{ }\mu\text{m}$ dick sind und der Magnet die Folien sehr stark anzieht, wodurch ein genaues Positionieren mit dazwischen liegendem Abstandshalter ohne ein Verknicken der Nickelfolien erheblich erschwert wird. Nach

dem Zusammenbau wurde mit einem Lasermikroskop der Abstand zwischen den beiden Nickelfolien kontrolliert und schließlich der Metallhalter sowie die Glashaube montiert.

Wie bereits zuvor erläutert wurde, sind die Metall-basierten Mikroplasma-Arrays sehr robust. Im Rahmen dieser Arbeit mussten so nur zwei Mikroplasma-Kanäle zusammengebaut werden und der Großteil der hier vorgestellten Messungen konnte mit dem gleichen Kanal durchgeführt werden. Tabelle 3.1 enthält für die verwendeten Kanäle die Abstände zwischen den Nickelfolien an den beiden Enden des Kanals. Der erste Kanal konnte für etwa vier Monate verwendet werden. Danach kam es zu einem Durchschlag durch das Dielektrikum wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Der Durchschlag erfolgte hierbei am Rand des Magneten. Der Grund hierfür könnte sein, dass es an dieser Stelle zu einer Feldüberhöhung kam und so die für das Dielektrikum maximal zulässige Feldstärke überschritten wurde. Der zweite Kanal wurde ebenfalls für vier Monate verwendet und kann auch weiterhin eingesetzt werden. Von den Messungen, die mit dem ersten Mikroplasma-Kanal durchgeführt wurden, werden in dieser Arbeit nur Strom- und Spannungsmessungen gezeigt. Ebenso wurden mit dem zweiten Kanal Strom- und Spannungsmessungen durchgeführt. Alle weiteren Messungen, die in dieser Arbeit gezeigt werden, wurden mit dem zweiten Kanal durchgeführt.

	Abstände der Nickelfolien [μm]	
	vorderes Ende	hinteres Ende
Kanal 1	120	133
Kanal 2	122	126

Tabelle 3.1: Abstände zwischen den Nickelfolien der verwendeten Kanäle an den beiden Enden des Kanals.



Abbildung 3.3: Nach etwa vier Monaten zerstörtes Dielektrikum (Kanal 1). Der Rand des Magneten ist durch das Dielektrikum hindurch zu erkennen.

3.2 Spannungsversorgung

Die verwendete Spannungsversorgung setzt sich zusammen aus einem Funktionsgenerator von Tektronix (AFG3251) und einem Verstärker von Trek (PZD700A M/S). Damit wird der Mikroplasma-Kanal mit einer Dreiecksspannung betrieben. Die Frequenz wurde zwischen 1 kHz und 10 kHz variiert und die Amplitude der Spannung zwischen $450 V_{pp}$ und $1400 V_{pp}$. Es wurde eine Dreiecksspannung gewählt, um eine konstante Steigung der Spannung zu erhalten, wodurch einige Rechnungen vereinfacht werden. Außerdem ist dadurch der Anstieg der elektrischen Feldstärke konstant. Der Verstärker hat eine Bandbreite von 150 kHz. Eine Dreiecksspannung mit einer Frequenz von bis zu 10 kHz lässt sich somit nur eingeschränkt realisieren. Zum Messen von Strom und Spannung wurde ein digital Oszilloskop von Tektronix (TDS 2014B) zusammen mit einer kapazitiven Spannungssonde von Tektronix (P6015A) und einer induktiven Stromzange ebenfalls von Tektronix (P6021) verwendet.

3.3 Gasversorgung

Der Mikroplasma-Kanal wurde mit Helium der Reinheit 5.0 bei einem Fluss von 0,5 slm betrieben. Der Gasfluss wurde mit einem Massenflussregler (Analyt MTC 35831 (0-2 slm)) reguliert. Um Verunreinigungen im zugeführten Gas zu verringern, wurde eine Kältefalle mit Trockeneis verwendet. Außerdem wurde jeden Morgen der Mikroplasma-Kanal mit einem Fön geheizt, um Verunreinigungen (vor allem Wasser), die über Nacht in den Raum unter der Glashaube eingedrungen sind, schneller wieder zu entfernen. Ohne den Fön und die Kältefalle änderte sich der Strom, der durch die Entladung fließt, über einen Zeitraum von über vier Stunden. Innerhalb dieser vier Stunden fiel der Entladungsstrom auf etwa die Hälfte des ursprünglichen Wertes ab. Durch einen erhöhten Gasfluss von 2 slm ließ sich dies auf zwei Stunden reduzieren. Mit der Kältefalle und dem Fön blieb der Entladungsstrom auch bei 0,5 slm bereits nach etwa 20 Minuten stabil.

3.4 Optische Diagnostik

3.4.1 Spektroskopie

Über eine Glasfaser (Ocean Optics QP600-2-VIS-BX) wurde mit einem USB Spektrometer der Firma Ocean Optics (HR4000) das Emissionsspektrum der Entladung aufgenommen. Das verwendete Spektrometer deckt den Wellenlängenbereich von 195 nm bis 1130 nm mit 3648 Pixeln ab. Die Glasfaser wurde hierbei mittig über dem Kanal mit möglichst geringem Abstand zu der Glashaube positioniert. Die Emissionsspektren wurden bei 10 kHz und $450 V_{pp}$ bis $1400 V_{pp}$ sowie $1400 V_{pp}$ und 1 kHz bis 10 kHz aufgenommen.

3.4.2 Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie (PROES)

Die orts- und zeitaufgelöste Dynamik der Entladung wurde mit einer iStar ICCD Kamera von Andor untersucht. Eine ICCD Kamera besitzt zusätzlich zum CCD-Detektor eine Mikrokanalplatte. Hierbei handelt es sich um einen zwei dimensional ortsauflösenden Sekundärelektronenverstärker. Die einfallenden Photonen treffen zunächst auf eine Photokathode und lösen dort Elektronen aus. Hinter der Photokathode befindet sich eine Platte mit einem Raster aus kleinen Kanälen. Von der Oberseite der Platte zur Unterseite wird eine Hochspannung angelegt. Damit fungiert jeder einzelne der Kanäle als Elektronenvervielfacherröhre. Die an der Photokathode ausgelösten Elektronen werden in einen der Kanäle beschleunigt und lösen bei jedem Auftreffen auf die Oberfläche weitere Elektronen aus. Die ursprünglichen Elektronen werden dadurch lawinenartig verstärkt. Hinter der Mikrokanalplatte befindet sich ein Fluoreszenzschirm. Die hier auftreffenden Elektronen lösen Photonen aus, welche über eine Faseroptik auf den CCD-Detektor geleitet werden und dort schließlich detektiert werden. Durch die Verstärkung durch die Mikrokanalplatte ist die Empfindlichkeit einer ICCD Kamera deutlich höher. Mit der verwendeten Kamera ist eine Verstärkung um einen Faktor von bis zu 300 möglich. Außerdem lässt sich die Verstärkung sehr schnell an- und ausschalten, wodurch Bilder mit einer deutlich höheren Zeitauflösung aufgenommen werden können, als durch die Verwendung eines mechanischen Shutters. Mit der hier verwendeten Kamera ist es möglich, Bilder mit einer Zeitauflösung von 2 ns aufzunehmen.

In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Modelle der Andor iStar ICCD Kamera verwendet. Die beiden Modelle unterscheiden sich durch die eingebaute Verstärkungseinheit. Bei dem einen Modell (DH334T-18U-E3) ist die Quanteneffizienz der Photokathode im UV-Bereich besonders hoch. Im Folgenden wird dieses Modell als die "blaue" Kamera bezeichnet. Dieses Modell besitzt, nach Angaben des Herstellers, zwischen 200 nm und 400 nm eine Quanteneffizienz von mehr als 20 %. Ab etwa 400 nm sinkt die Quanteneffizienz bis 600 nm näherungsweise linear auf 5 %. Bei 800 nm liegt die Quanteneffizienz dieses Modells dann etwa bei 1 %. Bei diesem Modell kann, durch die Mikrokanalplatte, eine Verstärkung um einen Faktor von bis zu 300 erreicht werden. Das andere verwendete Modell (DH334T-18U-73) besitzt zwischen 500 nm und 800 nm eine Quanteneffizienz von mehr als 20 %. Oberhalb von 850 nm fällt bei diesem Modell die Quanteneffizienz sehr steil ab. Bei 300 nm liegt die Quanteneffizienz noch bei 1 %. Bei diesem Modell liegt der maximale Verstärkungsfaktor, durch die Mikrokanalplatte, bei 200. Dieses Modell wird im Folgenden als die "rote" Kamera bezeichnet. Bei beiden Modellen ist ein CCD-Chip mit 1024x1024 Pixeln verbaut.

Zusammen mit der ICCD Kamera wurden zwei verschiedene Objektive verwendet. Zum einen wurde ein Makro-Teleobjektiv (Nikon AF Micro-Nikkor 200 mm 1:4D IF-ED) mit einer Brennweite von 200 mm verwendet. Zum anderen wurde ein UV-Objektiv (Ricoh FL-BC7838-VGUV) mit einer Brennweite von 78 mm eingesetzt. Das 200 mm Objektiv lieferte hierbei eine höhere Auflösung, ließ sich allerdings nur für Licht mit einer Wellenlänge von mehr als 380 nm verwenden. Das 78 mm Objektiv hingegen ist etwas lichtstärker und lässt sich über einen größeren Spektralbereich (230 nm bis 800 nm) nutzen. Allerdings ist bei diesem Objektiv die chromatische Aberration nicht korrigiert. Dies muss bei

Beobachtungen bei unterschiedlichen Wellenlängen berücksichtigt werden.

Da die Emission des Mikroplasma-Kanals nicht intensiv genug ist, um Bilder mit einer Zeitauflösung im Sub-Mikrosekunden-Bereich aufzunehmen, wurden stattdessen phasenaufgelöste Bilder aufgenommen. Die Idee hierbei ist, dass durch die periodische Spannung die Entladung auch periodisch stets zu den gleichen Zeitpunkten innerhalb einer Periode Licht emittiert. Dies wird genutzt um phasenaufgelöste Bilder (PRI) aufzunehmen. Abbildung 3.4 veranschaulicht das Konzept. Der CCD-Detektor der Kamera wird mehrere Sekunden lang belichtet. Einmal pro Anregungsperiode wird die Verstärkung durch die Mikrokanalplatte angeschaltet. Das Anschalten erfolgt hierbei stets zum gleichen Zeitpunkt (t_{delay}) innerhalb der Periode und für die gleiche Dauer (t_{Gate}). Am Ende der Belichtungszeit wird dann der CCD-Detektor ausgelesen. Als Ergebnis erhält man ein Bild, welches als Mittelung über viele Perioden entstanden ist. Es enthält Informationen über die periodisch auftretende Emission der Entladung mit dem Zeitpunkt innerhalb einer Periode (der Phase). Eine gesamte Periode wird dann abgetastet, indem der Zeitpunkt (t_{delay}), zu dem die Verstärkung durch die Mikrokanalplatte eingeschaltet wird, verändert wird. Wenn vor dem Objektiv der Kamera zusätzlich ein optischer Filter eingesetzt wird, spricht man von phasenaufgelöster optischer Emissionsspektroskopie (PROES).

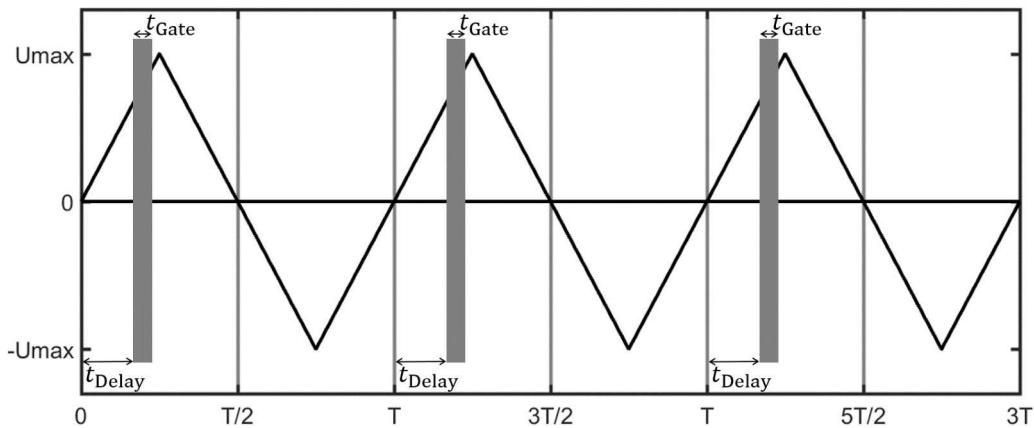


Abbildung 3.4: Veranschaulichung des Prinzips der phasenaufgelösten optischen Emissionsspektroskopie.

Mit der ICCD Kamera wurden phasenaufgelöste Bilder von dem Mikroplasma-Kanal mit einer Zeitauflösung von bis zu 100 ns erstellt. Abbildung 3.5 zeigt schematisch den hierfür verwendeten Aufbau. Die Kamera besitzt einen integrierten Delay-Generator, welcher durch den Trigger-Ausgang des Funktionsgenerators getriggert wurde. Hierbei ist zu beachten, dass es durch den Verstärker zu einer Zeitverschiebung zwischen der an der Nickelfolie anliegenden Spannung und dem Triggersignal kommt. Diese Verschiebung hängt von der Frequenz und Amplitude der Spannung ab und liegt bei 2,84 μs bis 10,12 μs . Die Bilder wurden einerseits mit Blick von oben in die Kavität und zum anderen erstmals mit Blick von der Seite in die Kavität aufgenommen. Bei den Bildern von oben wurden zum einen Bilder aufgenommen, die den Mikroplasma-Kanal über die gesamte Länge zeigen.

Zum andern wurden Bilder mit einer höheren örtlichen Auflösung aufgenommen. Hierzu wurde zwischen Objektiv und Mikroplasma-Kanal eine Linse mit 20 mm Brennweite eingefügt. Hierdurch wird außerdem die Tiefenschärfe stark reduziert, weshalb eine genau Positionierung des Mikroplasma-Kanals notwendig ist. Die Bilder von der Seite wurden alle mit der höheren Auflösung durch die 20 mm Linse aufgenommen.

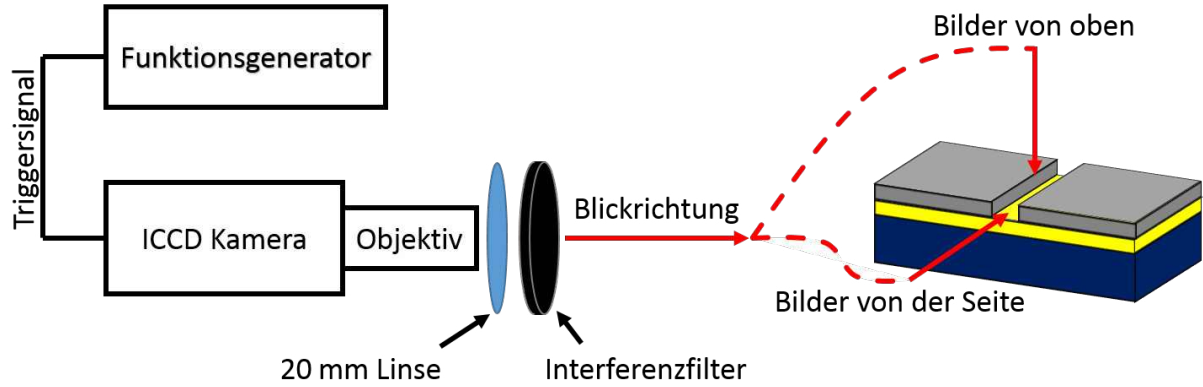


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus. Sowohl die 20 mm Linse, als auch der Interferenzfilter sind nur für einen Teil der Messungen eingebaut.

Spezies	λ [nm]	Übergang	Anregungsenergie [eV]	τ [ns]
He	706	$1s3s \rightarrow 1s2p$ [11]	22,9 [35]	66 [28]
O	777	$2s^22p^3(^4S^0)3p \rightarrow 2s^22p^3(^4S^0)3s$ [20]	11,0 [35]; 5,1 [19]	27 [28]
N_2^+	428	$B^2\Sigma_u^+, v'=0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v''=1$ [38]	3,2 [19]; 15,6 [19]	63 [6]
N_2	358	$C^3\Pi_u, v'=0 \rightarrow B^3\Pi_g, v''=1$ [38]	11,1 [19]	47 [6, 22]

Tabelle 3.2: Mit Interferenzfiltern beobachtete Übergänge. Die Anregungsenergie ist hierbei angegeben in Bezug auf den Grundzustand. Die zweite Zahl bei der Anregungsenergie von atomarem Sauerstoff gibt die Dissoziationsenergie von molekularem Sauerstoff an. Bei den molekularen Stickstoffionen gibt die zweite Zahl die Ionisationsenergie von molekularem Stickstoff an. Die beiden zusätzlichen Werte sind angegeben, da sowohl atomarer Sauerstoff als auch molekulare Stickstoffionen zunächst erzeugt werden müssen. Alternativ ist es allerdings auch möglich, direkt in einem Schritt anzuregen und zu dissoziieren bzw. zu ionisieren. Die hierfür notwendige Energie ist entsprechend die Summe aus den beiden einzelnen Energien.

Auf Grundlage der zuvor aufgenommenen Spektren (vergleiche Abschnitt 4.2) wurden außerdem Aufnahmen mit Interferenzfiltern erstellt. Verwendet wurden hierbei Filter für Übergänge von Helium, atomarem Sauerstoff, molekularem Stickstoff und molekularem Stickstoffionen, da diese vier Spezies das Emissionsspektrum dominieren (vergleiche Abschnitt 4.2). Die Transmission hat bei allen vier verwendeten Filtern eine Halbwertsbreite von 10 nm. Die Wellenlängen (λ) der beobachteten Übergänge, die Lebensdauer

für den Übergang (τ), sowie die Anregungsenergie aus dem Grundzustand sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Unter der Annahme, dass die Anregung vor allem über Stöße mit Elektronen erfolgt, bieten die Bilder mit den unterschiedlichen Filtern eine Möglichkeit, um Informationen über die orts aufgelöste Energieverteilungsfunktion der Elektronen zu erlangen. Da für Helium eine besonders hohe Anregungsenergie notwendig ist, ist dieser Übergang so zum Beispiel nur dort zu beobachten, wo Elektronen mit einer hohen Energie vorhanden sind, während die anderen Übergänge bereits bei niedrigeren Energien beobachtet werden können. Durch die geringen Lebensdauern aller vier Übergänge, bewegen sich die einzelnen Spezies zwischen Anregung und anschließender Abregung, über die spontane Emission eines Photons, näherungsweise nicht.

4 Ergebnisse und Diskussion

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1 angesprochen wurde, ist das Verhalten der Mikroplasma-Arrays abhängig von der Polung der beiden Elektroden unterschiedlich. Auch der Mikroplasma-Kanal zeigt diese Unterschiede. In der Literatur wird häufig die Polarität der angelegten Spannung zur Definition der beiden Halbperioden verwendet. Genau genommen sind die Unterschiede auf die verschiedene Richtung des elektrischen Feldes zurückzuführen. Auf Grund von Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen, die noch aus dem vorherigen Entladungspuls vorhanden sind (vergleiche Memory-Effekt in Abschnitt 2.2), besteht das elektrische Feld aus einem Beitrag durch diese Ladungen (E_{Ladung}) und aus einem Beitrag durch die angelegte Spannung (E_{Spannung}). Wie weiter unten gezeigt wird, kann alleine der Beitrag durch die Ladungen ausreichen, um die Entladung in der nächsten Halbperiode zu zünden.

$$E = E_{\text{Spannung}} + E_{\text{Ladung}}$$

Daher ist die Polarität der angelegten Spannung kein gutes Kriterium, um die beiden Halbperioden zu definieren. Stattdessen wird in dieser Arbeit die zeitliche Ableitung der Spannung zur Definition der Halbperioden verwendet.

Um den Unterschied zu der in der Literatur verwendeten Definition deutlich zu machen, werden die beiden Halbperioden hier auch anders bezeichnet:

- Als **IPP** (**I**ncreasing **P**otential **P**hase) wird die Halbperiode bezeichnet, in der das Potential, auf dem die Nickelfolie liegt, größer wird. Das bedeutet, dass die zeitliche Ableitung der angelegten Spannung zwischen Nickelfolie und Magnet größer ist als null ($\partial U / \partial t > 0$).
- Als **DPP** (**D**ecreasing **P**otential **P**hase) wird die Halbperiode bezeichnet, in der das Potential, auf dem die Nickelfolie liegt, kleiner wird. Das bedeutet, dass die zeitliche Ableitung der angelegten Spannung zwischen Nickelfolie und Magnet kleiner ist als null ($\partial U / \partial t < 0$).

In Abbildung 4.1 ist zusammen mit der Spannung die Definition der beiden Halbperioden grafisch dargestellt.

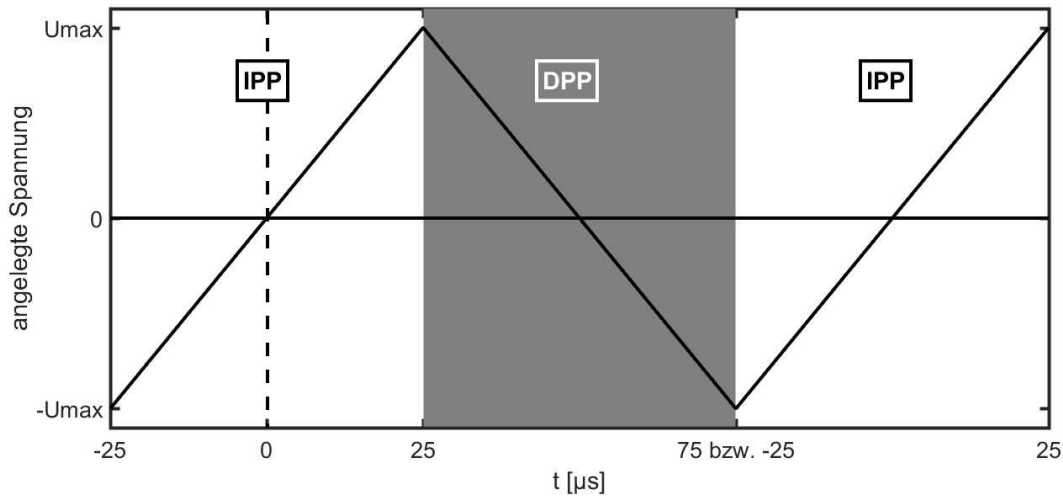


Abbildung 4.1: Verwendete Definition für die beiden Halbperioden sowie die verwendete Zeitskala (bei 10 kHz) in Relation zu der angelegten Spannung.

Der Beitrag der angelegten Spannung zum elektrischen Feld ist proportional zur Spannung und hängt ansonsten lediglich von der Geometrie ab. Daher ist die zeitliche Ableitung der Spannung proportional zur zeitlichen Änderung des Beitrags der angelegten Spannung zum elektrischen Feld. Dadurch, dass eine Dreiecksspannung gewählt wurde, ist somit die Änderung des Beitrags der äußeren Spannung zum elektrischen Feld während einer Halbperiode konstant.

Sobald die Entladung gezündet wurde, werden im Volumen freie Ladungsträger erzeugt und auf der Oberfläche des Dielektrikums sammeln sich Oberflächenladungen an. Nachdem die Entladung sich nicht mehr selbstständig erhalten kann, werden die Ladungsträger im Volumen und auf der Oberfläche des Dielektrikums langsam abgebaut. Daher ändert sich der Beitrag zum elektrischen Feld durch die Ladungsträger besonders stark, während die Entladung gezündet wurde und nur in einem geringeren Maße, während der restlichen Zeit. In Abschnitt 2.2.1 wurde bereits erläutert, dass bei einer Dreiecksspannung die Entladung erlischt, sobald sich die Steigung der Spannung umkehrt. Die Entladung erlischt mit der hier gewählten Definition für die beiden Halbperioden somit jeweils zum Ende einer Halbperiode. Mit dieser Definition für die beiden Halbperioden fließt der Entladungsstrom während einer Halbperiode stets in die gleiche Richtung. Daher bleibt auch die Richtung, in die sich der Beitrag zum elektrischen Feld durch Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen ändert, während einer Halbperiode gleich.

Sowohl für die Strom- und Spannungsmessungen, als auch für die phasenaufgelösten Kameraaufnahmen wurde der Nulldurchgang bei positiver Steigung der angelegten Spannung als Trigger-Signal verwendet. Daher wird dieser Zeitpunkt in allen gezeigten Diagrammen als $t = 0$ verwendet. Für eine Frequenz von 10 kHz ergibt sich, dass die IPP von $t = -25 \mu\text{s}$ bis $t = 25 \mu\text{s}$ geht und die DPP von $t = 25 \mu\text{s}$ bis $t = 75 \mu\text{s}$. Bei $t = 75 \mu\text{s}$ beginnt die nächste IPP. Da alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen im eingeschwungenen Zustand durchgeführt wurden und stets über mehrere Perioden gemittelt wurde (vergleiche

Abschnitt 3.4.2), entsprechen $75\text{ }\mu\text{s}$ wieder $-25\text{ }\mu\text{s}$. In Abbildung 4.1 ist für eine angelegte Spannung mit einer Frequenz von 10 kHz neben der verwendeten Definition der Halbperioden auch die verwendete Zeitskala dargestellt.

Bei den aus der Literatur vorgestellten Messungen war die Amplituden der Spannung stets kleiner als in dieser Arbeit. Daher war der Einfluss der Oberflächenladungen aus der vorherigen Entladung geringer. Somit zündete die Entladung erst nach dem Nulldurchgang der Spannung. Da die Entladung endet, sobald die Steigung der Spannung umkehrt, beschränkt sich in diesem Fall die Entladungsdauer auf die erste Hälfte einer Halbperiode, mit der in der Literatur verwendeten Definition für die Halbperioden. Dies lässt eine simple Übertragung der Beobachtungen auf die neue Definition zu:

- Für die **IPP** gelten die Beobachtungen in der **positiven** Halbperiode aus der Literatur.
- Für die **DPP** gelten die Beobachtungen in der **negativen** Halbperiode aus der Literatur.

4.1 Strom- und Spannungscharakteristik

Mit beiden Mikroplasma-Kanälen, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, wurde der Strom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung gemessen. Da die Ergebnisse dieser Messungen einige Unterschiede aufweisen, werden die Ergebnisse beider Messungen hier gezeigt und miteinander verglichen.

Solange in dem Mikroplasma-Kanal keine Entladung gezündet wurde, verhält sich der Aufbau wie ein Kondensator. Daher setzt sich der gemessene Strom zusammen aus dem Verschiebungsstrom und dem Entladungsstrom. Für die Ladung auf einem Kondensator gilt der folgende Zusammenhang:

$$Q = C \cdot U$$

Mit C der Kapazität des Kondensators. Da der elektrische Strom die zeitliche Ableitung der Ladung (Q) ist, ergibt sich:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt}(C \cdot U) = C \cdot \frac{dU}{dt}$$

Der Verschiebungsstrom ist daher proportional zur zeitlichen Ableitung der Spannung. Für eine Dreiecksspannung ergibt sich somit für den Verschiebungsstrom ein Rechteck.

Ein typischer Verlauf von Strom und Spannung ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Zu erkennen ist, dass die Spannung kurz nach den Extremstellen von dem Verlauf einer Dreiecksspannung abweicht. Der Grund hierfür ist die bereits vorher angesprochene beschränkte

Bandbreite des verwendeten Verstärkers. Diese Abweichung von einer Dreiecksspannung führt dazu, dass der Verschiebungsstrom vom rechteckigen Verlauf abweicht. Ansonsten passt der Verlauf des Stroms sehr gut zu vorherigen Messungen mit Metall-basierten Mikroplasma-Arrays [31]. Der Entladungsstrom hängt sehr stark von der Geometrie der Kavitäten ab. Außerdem konnte im Rahmen dieser Masterarbeit beobachtet werden, dass der Entladungsstrom sehr stark durch Verunreinigungen beeinflusst wird (vergleiche Abschnitt 3.3). Daher lassen sich die absoluten Werte nicht vergleichen.

Pro Halbperiode kann beim Mikroplasma-Kanal ein breiter, ansteigender Entladungsstrompuls beobachtet werden. Bei den Silizium-basierten Mikroplasma-Arrays bestand der Entladungsstrom aus mehreren sehr schmalen Strompulsen [8, 16]. Für diesen Unterschied kann zum einen die zusätzliche dielektrische Schicht bei den Silizium-basierten Arrays verantwortlich sein. Eine andere mögliche Erklärung könnte sein, dass sich beim Mikroplasma-Kanal durch die höhere anliegende Spannung die einzelnen Strompulse teilweise überlagern und somit einen breiten Strompuls bilden. Wie später noch mit Kameraaufnahmen belegt wird, existiert bei dem Mikroplasma-Kanal nach der ersten Zündung in einer Halbperiode für den Rest der Halbperiode eine Entladung in einem Teil des Kanals.

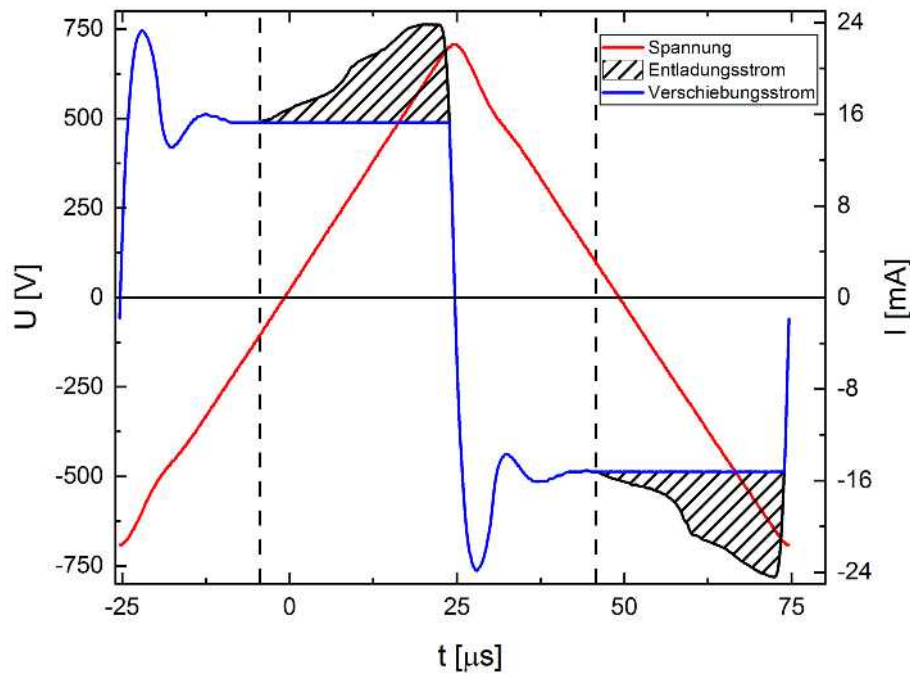


Abbildung 4.2: Typischer Verlauf von Strom und Spannung bei 10 kHz und 1400 V_{pp} aufgenommen mit Kanal 1.

Sobald die elektrische Feldstärke in der Kavität groß genug ist, zündet die Entladung, wodurch zusätzlich zum Verschiebungsstrom der Entladungsstrom fließt. In Abbildung 4.2 erkennt man, dass bei den gewählten Parametern für Amplitude und Frequenz der Spannung der Entladungsstrom bereits vor dem Nulldurchgang der äußeren Spannung fließt. Dies liegt daran, dass aus der vorherigen Halbperiode noch Ladungen auf der Oberflä-

che des Dielektrikums sowie im Volumen vorhanden sind (vergleiche Memory-Effekt in Abschnitt 2.2).

In Abbildung 4.3 ist für beide Halbperioden dargestellt, wie hierdurch das von der äußeren Spannung erzeugte Feld verstärkt wird. Die linken beiden Bilder veranschaulichen diesen Effekt für die IPP und die rechten beiden für die DPP. Die Pfeile markieren jeweils die Bewegungsrichtung der Elektronen, während sich die positiven Ionen in die entgegengesetzte Richtung bewegen. Im Fall der IPP liegt die Nickelfolie am Ende der vorhergehenden Halbperiode auf einem negativen Potential. Die Elektronen werden daher auf die Oberseite des Dielektrikums beschleunigt. Die Elektronen auf der Oberfläche schirmen so das äußere elektrische Feld ab. Nur dadurch, dass die äußere Spannung weiter erhöht wird, bleibt die elektrische Feldstärke in der Kavität hoch genug, um weiterhin die Entladung zu betreiben. Sobald die Steigung der angelegten Spannung umkehrt, sinkt die elektrische Feldstärke in der Kavität. Nun beginnt die DPP. Das Potential, auf dem die Nickelfolie liegt, steigt immer weiter an, während sich auf der Oberseite des Dielektrikums weiterhin einige Elektronen befinden. Durch diese Elektronen wird das elektrische Feld nun verstärkt. Wenn sich in der DPP ausreichend viele Elektronen auf der Oberfläche angesammelt haben, kann das von diesen Elektronen erzeugte elektrische Feld bereits vor dem Nulldurchgang der äußeren Spannung ausreichen, um eine neue Entladung zu zünden. Für den Fall der DPP verläuft der Prozess analog. Da das elektrische Feld hier in die andere Richtung zeigt, sammeln sich in diesem Fall in der vorherigen Halbperiode positive Ionen auf der Oberseite des Dielektrikums.

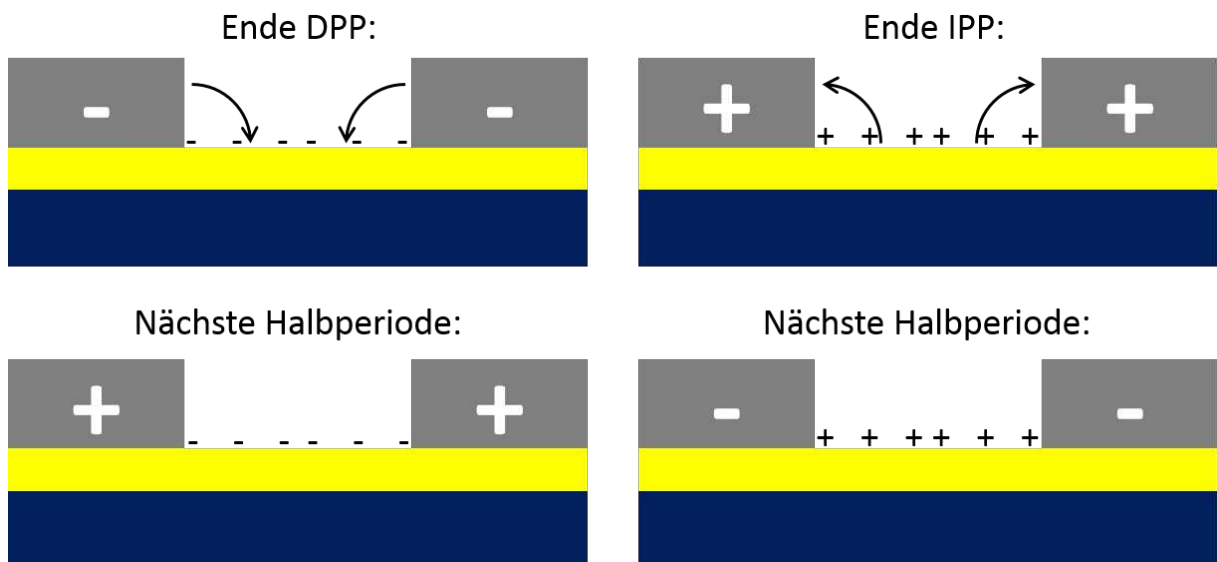


Abbildung 4.3: Veranschaulichung der Abschwächung des elektrischen Feldes zum Ende einer Halbperiode bzw. der Verstärkung in der nächsten Halbperiode durch Ladungen auf der Oberseite des Dielektrikums. Die beiden Zeichnungen links zeigen hierbei das Ende einer DPP und die darauf folgende IPP. Die beiden Zeichnungen rechts das Ende einer IPP und die folgende DPP. In grau ist auch hier die Nickelfolie dargestellt, in gelb das Dielektrikum und in blau der geerdete Magnet.

Mit beiden verwendeten Kanälen wurde der Strom in Abhängigkeit von der Frequenz und der Amplitude der äußeren Spannung gemessen. Da sich auch der Verschiebungsstrom beim Ändern von Amplitude oder Frequenz ändert und der Verschiebungsstrom gerade bei niedrigen Amplituden und Frequenzen deutlich größer als der Entladungsstrom ist, wurde der Verschiebungsstrom jeweils vom gemessenen Strom abgezogen. Der übrig gebliebene Entladungsstrom wurde anschließend jeweils über eine Halbperiode gemittelt. In Abbildung 4.4 ist für beide Halbperioden und beide Kanäle der gemittelte Entladungsstrom gegen die Frequenz bzw. Amplitude der angelegten Spannung aufgetragen.

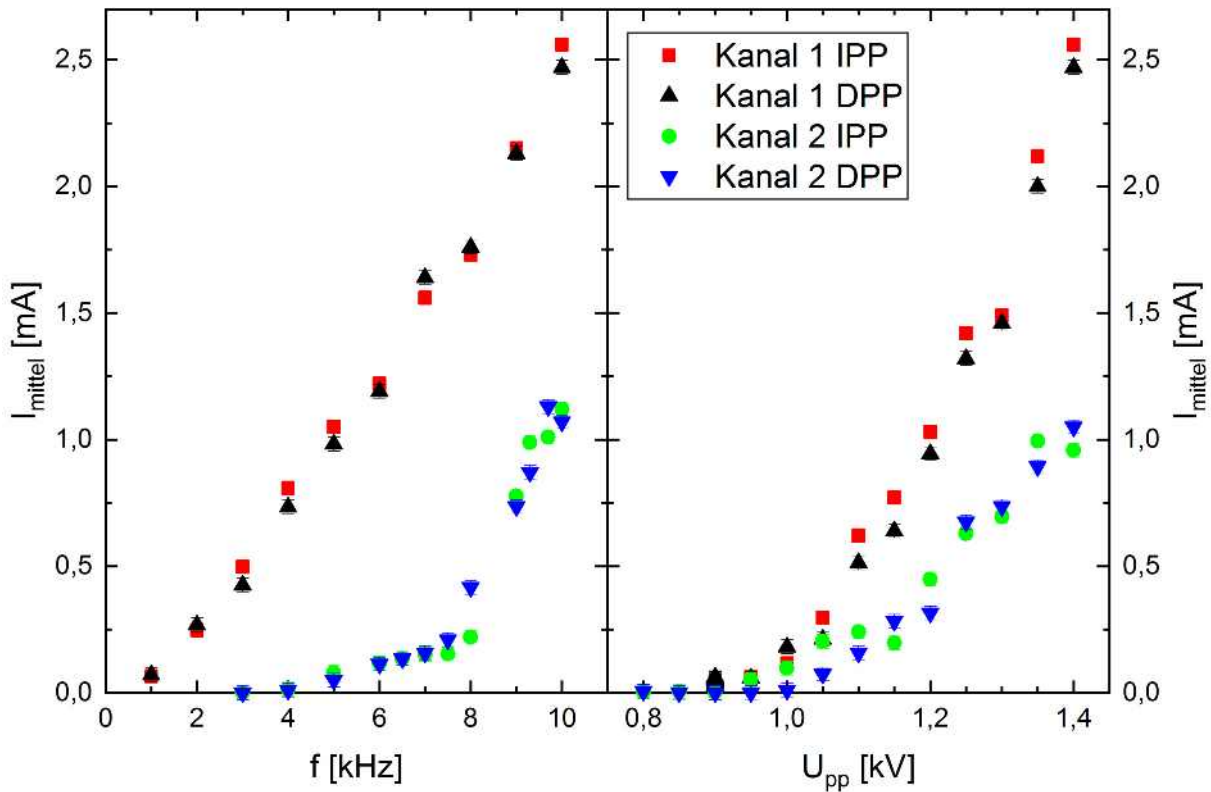


Abbildung 4.4: Über eine Halbperiode gemittelter Entladungsstrom für beide verwendeten Kanäle in Abhängigkeit von der Frequenz (links) bzw. von der Amplitude der äußeren Spannung. Gemessen wurde der Strom bei $1400 V_{pp}$ (links) bzw. 10 kHz (rechts).

Als erstes fällt hierbei auf, dass für den ersten Kanal der Entladungsstrom stets größer ist als für den zweiten Kanal. Dies ist darauf zurückzuführen, dass für die beiden Kanäle der Abstand zwischen den beiden Nickelfolien unterschiedlich ist. Auch bei den Mikroplasma-Arrays konnte festgestellt werden, dass die Größe der Kavitäten den Entladungsstrom beeinflusst [8]. Eine weitere mögliche Erklärung könnten Ungenauigkeiten während der Fertigung sein. Außerdem befand sich bei den beiden Messungen der Mikroplasma-Kanal an einer anderen Position im Labor. Da der Verlauf des elektrischen Feldes durch große geerdete Massen in der Nähe des Mikroplasma-Kanals beeinflusst wird, kann auch hierdurch der Entladungsstrom beeinflusst werden. Wie bereits angesprochen wurde, wird

der Entladungsstrom durch Verunreinigungen beeinflusst (vergleiche Abschnitt 3.3). Dabei führen mehr Verunreinigungen zu einem höheren Entladungsstrom. Daher könnte auch ein unterschiedlich hoher Grad an Verunreinigungen im zugeführten Gas verantwortlich sein für die Unterschiede im gemessenen Entladungsstrom. Durch die Verwendung von mehr als zwei unterschiedlichen Mikroplasma-Kanälen ließe sich der Grund für diesen Unterschied zwischen den beiden verwendeten Mikroplasma-Kanälen genauer eingrenzen. Dies soll jedoch nicht Teil dieser Arbeit sein.

Außerdem fällt auf, dass der mittlere Entladungsstrom in beiden Halbperioden stets gleich groß ist. Hierfür ist das Dielektrikum, durch das beide Elektroden von einander getrennt werden, verantwortlich. Wenn nämlich beispielsweise in der IPP stets ein größerer Entladungsstrom fließen würde, so würde sich die Oberfläche des Dielektrikums mit der Zeit immer stärker aufladen. Dies würde in der IPP zu einer Abschirmung und in der DPP zu einer Verstärkung des elektrischen Feldes führen. Hierdurch würde in der DPP der Entladungsstrom erhöht und in der IPP verringert. Daher muss im Gleichgewichtszustand der Entladungsstrom in beiden Halbperioden gleich groß sein.

Bei beiden Kanälen sorgt eine Erhöhung der Amplitude der angelegten Spannung für eine Erhöhung des mittleren Entladungsstroms. Ein ähnliches Verhalten ist bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannt [18]. Der Verlauf ist hierbei für beide Kanäle sehr ähnlich. Der größere Entladungsstrom bei größerer angelegter Spannung lässt sich zum einen dadurch erklären, dass durch eine höhere Amplitude eher die notwendige Zündspannung erreicht wird und die Entladung somit länger brennt. Zum anderen ist durch die höhere Spannung aber auch die elektrische Feldstärke größer. Hierdurch können mehr freie Ladungsträger erzeugt werden. Durch die höhere Spannung erhöht sich außerdem die Randschichtspannung, wodurch die Ladungsträger mit einer höheren Geschwindigkeit auf die Oberflächen auftreffen. Da der Entladungsstrom proportional zum Produkt aus Ladungsträgerdichte und der Geschwindigkeit beim Auftreffen auf der Oberfläche ist, erhöht eine größere Amplitude der äußeren Spannung auch die Amplitude des Entladungsstroms.

Auch eine höhere Frequenz sorgt für einen größeren mittleren Entladungsstrom. Durch die höhere Frequenz wird der zeitliche Abstand zwischen den Entladungen in den beiden Halbperioden kleiner. Hierdurch erhöht sich der Einfluss des Memory-Effektes auf die Entladung. Von den Mikroplasma-Arrays ist der Anstieg des Entladungsstroms mit steigender Frequenz bereits bekannt [8]. In diesem Fall unterscheidet sich der Verlauf für die beiden Kanäle allerdings von einander. Während sich für den ersten Kanal ein annähernd linearer Zusammenhang ergibt, lässt sich der Verlauf für den zweiten Kanal eher durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Für diesen Unterschied ist vermutlich wieder der Unterschied in der Geometrie der beiden Kanäle oder ein unterschiedlich hoher Grad an Verunreinigungen verantwortlich.

Das Produkt aus Entladungsstrom und der Spannung, die an der Kavität anliegt, liefert die Leistung, die in die Entladung eingekoppelt wird. Da die tatsächliche Spannung (erzeugt durch Oberflächenladungen und angelegte Spannung) nicht gemessen werden kann, wird hier als Näherung die angelegte Spannung verwendet. Die zeitliche Integration der Leistung über die IPP bzw. DPP liefert dann für beide Halbperioden die in die Entladung eingekoppelte Energie.

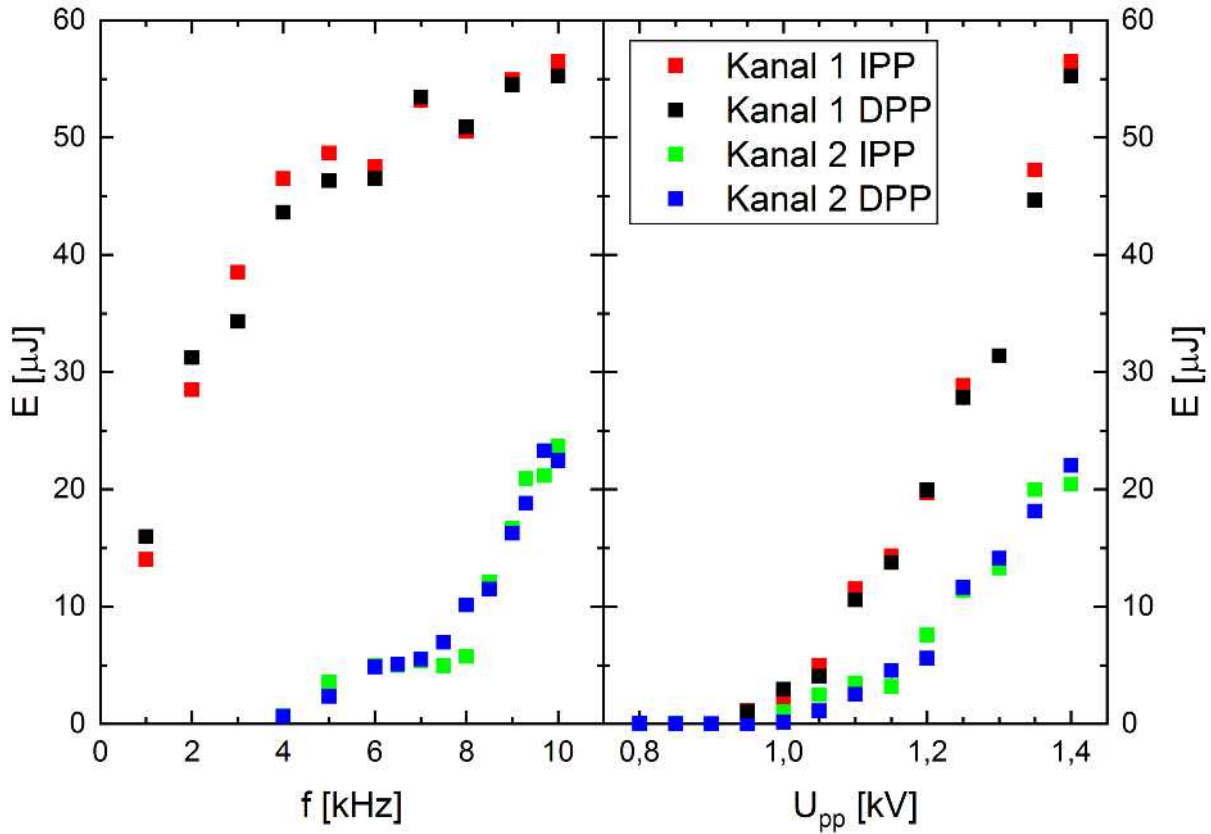


Abbildung 4.5: Pro Halbperiode in die Entladung eingekoppelte Energie für beide verwendeten Kanäle in Abhängigkeit von der Frequenz (bei 1400 V_{pp}) bzw. von der Amplitude (bei 10 kHz) der angelegten Spannung.

Abbildung 4.5 zeigt die pro Halbperiode in die Entladung eingekoppelte Energie in Abhängigkeit von der Amplitude bzw. Frequenz der angelegten Spannung. Genau wie schon der Entladungsstrom ist auch die eingekoppelte Energie für den zweiten Kanal stets kleiner als für den ersten. Ebenso gibt es keine Unterschiede zwischen der IPP und der DPP.

Ähnlich wie beim Entladungsstrom zeigt sich auch bei der eingekoppelten Energie eine deutlich andere Abhängigkeit von der Frequenz für die beiden verwendeten Kanäle. Für den ersten Kanal kommt es bei kleinen Frequenzen zunächst zu einem starken Anstieg der eingekoppelten Energie. Dieser starke Anstieg flacht dann für höhere Frequenzen (ab etwa 4 kHz) langsam ab. Für den zweiten Kanal hingegen steigt die eingekoppelte Energie zunächst nur langsam und dann ab etwa 8 kHz deutlich stärker.

Der amplitudenabhängige Verlauf der eingekoppelten Energie ist für beide Kanäle ähnlich. Eine höhere Amplitude führt zu einer höheren eingekoppelten Energie. Der Verlauf lässt sich hierbei näherungsweise mit einer Exponentialfunktion beschreiben.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Strom-Spannungs-Charakteristik der in dieser Arbeit verwendeten Mikroplasma-Kanäle sehr ähnlich zu dem bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannten Verhalten ist.

4.2 Spektroskopie

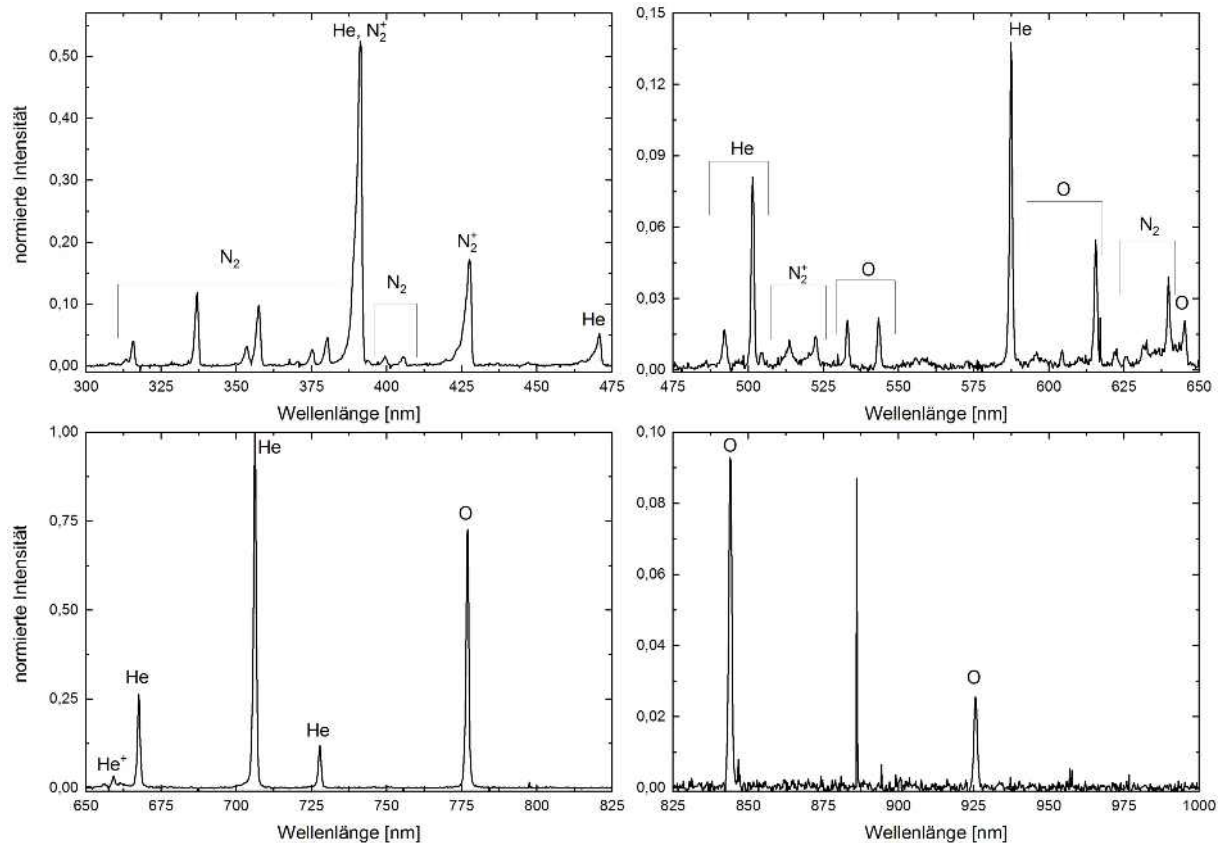


Abbildung 4.6: Vom Mikroplasma-Kanal aufgenommene, auf maximale Intensität normiertes Spektrum bei 1400 V_{pp} und 10 kHz.

Abbildung 4.6 zeigt das bei einer Spannungsamplitude von 1400 V_{pp} und einer Frequenz von 10 kHz aufgenommene Emissionsspektrum. Die Intensität wurde hierbei normiert auf die maximale Intensität der Emissionslinie bei 706 nm. Der Ausschnitt aus dem Spektrum in der linken oberen Ecke von Abbildung 4.6 enthält einige Banden des zweiten positiven Systems von molekularem Stickstoff, eine Heliumlinie, eine Bande aus dem ersten negativen System von molekularen Stickstoffionen sowie eine weitere Bande aus diesem System, die von einer Heliumlinie überlagert wird. Der Ausschnitt rechts oben enthält drei weitere Heliumlinien, mehrere Sauerstofflinien, weitere Banden aus dem ersten negativen System von molekularen Stickstoffionen sowie Banden aus dem ersten positiven System von molekularem Stickstoff. Der untere linke Ausschnitt enthält die beiden intensivsten Linien des Spektrums, welche als Sauerstoff- und Heliumlinie identifiziert werden können sowie einige weitere Heliumlinien. Im letzten Spektrum lassen sich noch zwei weitere Sauerstofflinien identifizieren. Der Peak bei 886 nm lässt sich auf einen Pixelfehler des USB-Spektrometers zurückführen. Alle Emissionslinien in dem aufgenommenen Spektrum lassen sich somit entweder auf Helium oder eine der beiden typischen Verunreinigungen Sauerstoff und Stickstoff zurückführen.

Da keine spektrale Kalibrierung durchgeführt wurde, ist ein direkter Vergleich der Intensitäten der einzelnen Emissionslinien streng genommen nicht zulässig. Allerdings spricht die Menge an Emissionslinien, die sich auf Sauerstoff oder Stickstoff zurückführen lassen und die hohe Intensität dieser Linien dafür, dass trotz der Kältefalle und dem Spülen vor der Durchführung von Messungen immer noch viele Verunreinigungen in der Heliumatmosphäre unter der Glashaube des Mikroplasma-Kanals vorhanden sind. Jedoch bleibt nach dem Spülen der Volumenanteil der Verunreinigungen wenigstens konstant. Dieser hohe Anteil an Verunreinigungen lässt sich vermutlich auf ein Leck in der Gasversorgung zurückführen, welches zum Beispiel durch einen falschen O-Ring hervorgerufen werden kann. Mit der neusten Version der Metall-basierten Mikroplasma-Arrays wurde ein sehr ähnliches Spektrum aufgenommen [31].

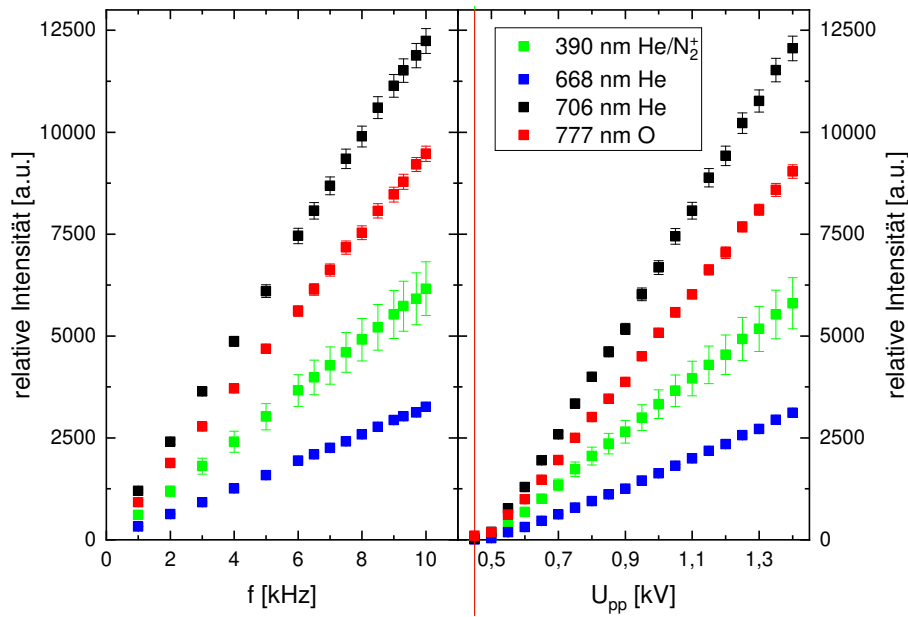


Abbildung 4.7: Relative Intensität in Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Spannung für die vier intensivsten Linien bei 1400 V_{pp} (links) bzw. 10 kHz (rechts).

Für die im Spektrum sichtbaren Emissionslinien wurde jeweils ein Gauss-Fit erstellt. In Abbildung 4.7 ist die Amplitude des Gauss-Fits gegen die Frequenz bzw. Amplitude der angelegten Spannung aufgetragen. Wie zu erkennen ist, führt sowohl ein Erhöhen der Amplitude als auch der Frequenz der angelegten Spannung bei allen vier dargestellten Emissionslinien zu einem linearen Anstieg der relativen Intensität. Die anderen Emissionslinien zeigen ein ähnliches Verhalten und werden daher hier nicht gezeigt. Der besonders große relative Fehler für die Emissionslinie bei 390 nm lässt sich dadurch erklären, dass sich hier eine Emissionslinie von Helium und eine Emissionsbande von molekularen Stickstoffionen überlagern. Dadurch passt bei dieser Wellenlänge der Gauss-Fit deutlich schlechter zu den Messwerten.

Der Anstieg in Abhängigkeit von der Amplitude lässt sich dabei genau wie bei dem Entladungsstrom auf eine höhere mittlere Elektronendichte zurückführen. Eine höhere Elektronendichte führt dazu, dass mehr Atome und Moleküle aus dem Grundzustand in

energetisch höhere Niveaus angeregt werden. Die angeregten Spezies gehen im Anschluss daran über die spontane Emission eines Photons wieder in einen energetisch niedrigeren Zustand über.

Die Integrationszeit lag bei einigen Sekunden, während die Periodendauer nicht länger als eine Millisekunde ist. Daher wird stets die über viele Perioden gemittelte Intensität gemessen. Da die Frequenz der Kehrwert der Periodendauer ist, ist die Anzahl an Perioden über die gemittelt wurde somit proportional zur Frequenz. Dies liefert die Erklärung für den linearen Anstieg der gemessenen Intensität mit steigender Frequenz.

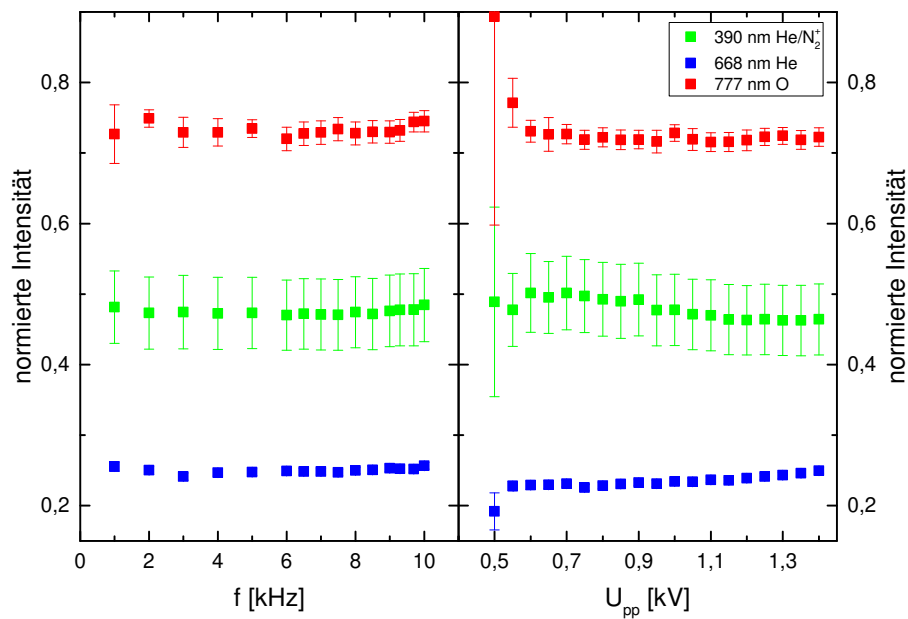


Abbildung 4.8: Normierte Intensität in Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Spannung für drei ausgewählte Linien bei 1400 V_{pp} bzw. 10 kHz.

Um Änderungen in dem Verhältnis einzelner Emissionslinien erkennen zu können, wurde für die beobachteten Emissionslinien die Amplitude des Gauss-Fits auf die gemessene Intensität der Heliumlinie bei 706 nm normiert. Abbildung 4.8 zeigt für drei ausgewählte Linien den Verlauf in Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Amplitude der angelegten Spannung. Die anderen Linien zeigen einen ähnlichen Verlauf und werden hier daher nicht dargestellt. Unter der Annahme, dass die Anregung vor allem über Stöße mit Elektronen erfolgt, lässt sich aus Änderungen in dem Verhältnis einzelner Linien auf eine Änderung in der Energieverteilungsfunktion der Elektronen schließen. Dies ist möglich, da die Anregungsquerschnitte für die einzelnen Linien unterschiedlich von der Energie der Elektronen abhängen.

Die Frequenz führt zu keinen Änderungen in dem Verhältnis der einzelnen Emissionslinien. Das bedeutet, dass die Frequenz der angelegten Spannung in dem untersuchten Bereich keinen Einfluss auf die Energieverteilungsfunktion der Elektronen hat. Hierbei ist wieder zu beachten, dass es sich um eine zeitliche Mittelung über mehrere Perioden handelt.

Betrachtet man das Linienverhältnis in Abhängigkeit von der Amplitude der angelegten Spannung, lässt sich auch keine deutliche Änderung erkennen. Lediglich bei sehr niedrigen Spannungen lassen sich leichte Unterschiede erahnen. Da in diesem Bereich jedoch die gemessene relative Intensität sehr gering ist (vergleiche Abbildung 4.7), sind hier auch die Fehler deutlich größer. Daher wurde dieser Bereich nochmals mit einer längeren Integrationszeit untersucht. Hierbei zeigte sich, dass auch in dem Bereich der niedrigen Spannungen keine Änderungen der Linienverhältnisse bei sich ändernder Amplitude der angelegten Spannung beobachtet werden können. Somit hat auch die Amplitude der angelegten Spannung keinen Einfluss auf die Elektronenenergieverteilungsfunktion.

Die Erklärung hierfür liefert das durch Oberflächenladungen hervorgerufene Pulsen der Entladung. Den Elektronen kann durch Beschleunigung in einem elektrischen Feld Energie zugeführt werden. Bei einer dielektrisch behinderten Entladung besteht das elektrische Feld aus einem Beitrag durch die angelegte Spannung und einem Beitrag durch Ladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums und im Volumen zwischen den Elektroden. Sobald die nötige elektrische Feldstärke zur Zündung erreicht wird, zündet die Entladung und es sammeln sich Ladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums. Hierdurch wird das elektrische Feld abgeschwächt und die Entladung endet. Eine weitere Erhöhung der angelegten Spannung führt dann dazu, dass wieder die zur Zündung notwendige elektrische Feldstärke erreicht wird. Dadurch schwankt die elektrische Feldstärke nach dem ersten Zünden in einer Halbperiode zwischen einem Wert, der unterhalb der zur Zündung notwendigen Feldstärke liegt und einem darüber. Die Amplitude der angelegten Spannung hat dabei keinen Einfluss auf die Feldstärke, die zur Zündung notwendig ist. Eine höhere Amplitude führt lediglich dazu, dass mehr Entladungspulse pro Halbperiode möglich sind. Somit ist die elektrische Feldstärke während die Entladung gezündet wurde unabhängig von der Amplitude der angelegten Spannung und daher ändert sich auch die Energieverteilungsfunktion der Elektronen nicht.

Zusammenfassend zeigen also auch die aufgenommenen Spektren, dass sich der Mikroplasma-Kanal sehr ähnlich verhält wie die Mikroplasma-Arrays.

4.3 Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie (PROES)

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse der phasenaufgelösten ICCD-Kameraaufnahmen vorgestellt. Alle diese Aufnahmen wurden mit dem zweiten Mikroplasma-Kanal erstellt. Zunächst wird kurz die Bezeichnung der unterschiedlichen Achsen zusammengefasst.

Die längste Seite des Mikroplasma-Kanals wird im Folgenden als Länge (L) bezeichnet. Die kürzere Kante parallel zur Oberfläche der Nickelfolien wird als Breite (B) bezeichnet und die Kante senkrecht zur Oberfläche der Nickelfolien als Höhe (H). In Abbildung 4.9 ist dies schematisch dargestellt. Der Ursprung liegt hierbei nicht in allen Diagrammen an der gleichen Position. Daher lassen sich die absoluten Koordinaten aus den einzelnen Diagrammen nicht immer miteinander vergleichen.

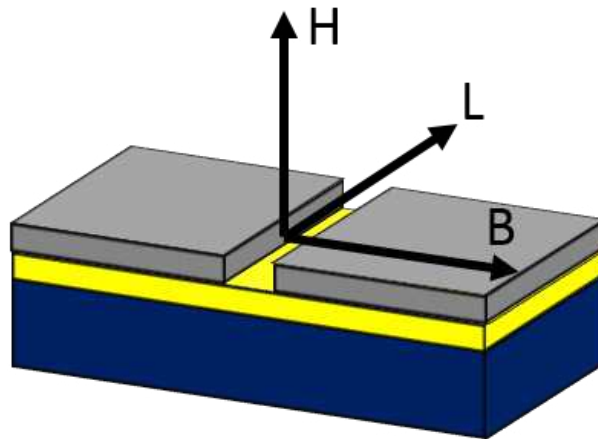


Abbildung 4.9: Im Folgenden verwendete Bezeichnungen für die drei Richtungen im Bezug auf den Mikroplasma-Kanal.

4.3.1 Bilder mit Blick von oben in den Mikroplasma-Kanal

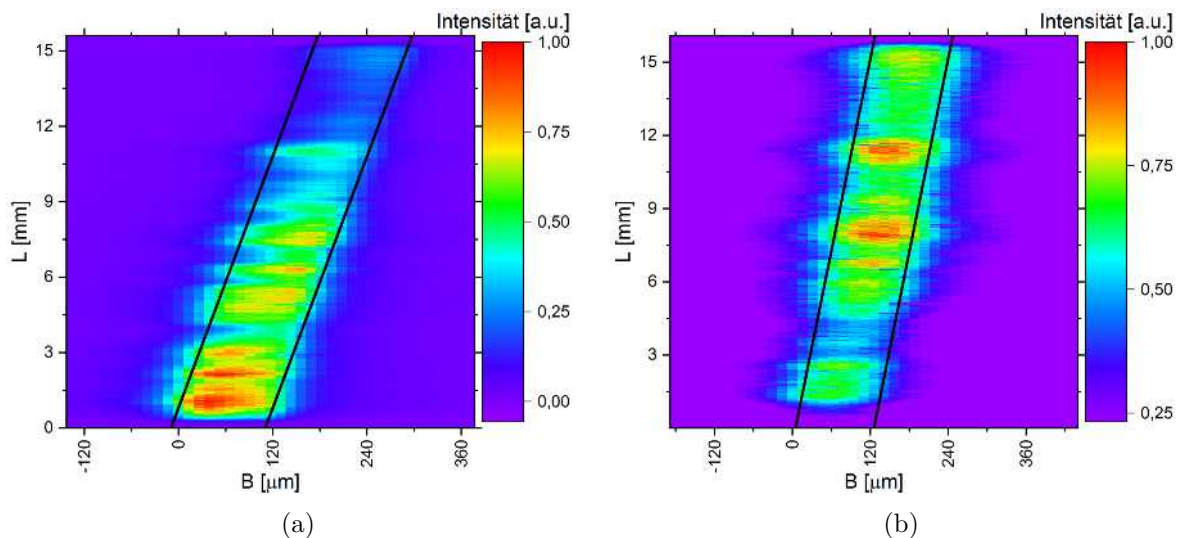


Abbildung 4.10: Über eine Periode zeitlich gemittelte Emission des Mikroplasma-Kanals mit Blick von oben in den Kanal. Aufgenommen bei $1300 V_{pp}$ und 10 kHz . (a) Aufnahme wenige Tage nach dem Zusammenbau. (b) Aufnahme etwa drei Monate später. Die schwarzen Linien markieren jeweils die Position der Kanten des Kanals.

Zunächst werden die Ergebnisse aus den Aufnahmen mit Blick von oben in den Kanal vorgestellt. Abbildung 4.10 zeigt zwei Aufnahmen, welche durch die zeitliche Mittelung über eine gesamte Periode entstanden sind. Beide Aufnahmen sind bei der gleichen Amplitude und Frequenz der angelegten Spannung entstanden. Die beiden Bilder wurden in

einem Abstand von etwa drei Monaten aufgenommen. Das linke Bild wurde hierbei wenige Tage nach dem Zusammenbau des Kanals aufgenommen. Außerdem wurde ein anderes Objektiv verwendet. Daher ist die örtliche Auflösung der beiden Bilder unterschiedlich. Im linken Bild entspricht ein Pixel etwa $13,0\text{ }\mu\text{m}$ und im rechten $15,7\text{ }\mu\text{m}$. In beiden Bildern ist jeweils die volle Länge des Kanals abgebildet.

Wie zu erkennen ist, unterscheiden sich die beiden Bilder deutlich von einander. Im linken Bild emittiert die Entladung am einen Ende des Kanals deutlich mehr Licht als am anderen. Beim rechten Bild gibt es diesen Unterschied nicht. Grund hierfür könnte sein, dass die Nickelfolien nach dem Zusammenbau zunächst an dem einen Ende leicht nach oben gebogen waren. Hierdurch ist der Abstand zwischen den beiden Elektroden (Magnet und Nickelfolien) an diesem Ende größer und somit die elektrische Feldstärke kleiner. Daher kann die Entladung an diesem Ende erst bei einer höheren Spannung gezündet werden. Im zeitlichen Mittel ergibt sich dadurch eine geringere Intensität des emittierten Lichts. Durch den Magneten wurde die Nickelfolie im Verlauf der Zeit wieder geglättet. Dadurch verschwinden die Unterschiede in der elektrischen Feldstärke und damit auch in der Intensität des emittierten Lichts. Aus dem linken Bild ergibt sich, dass die relative Intensität entlang der Länge des Kanals direkt nach dem Zusammenbau um etwa eine Größenordnung schwankt. Drei Monate später sind die Schwankungen entlang der Länge geringer geworden (maximal Faktor 2).

Als nächstes sollen zeitliche und räumliche Änderungen der von der Entladung emittierten Intensität untersucht werden. Hierzu wurde vor dem Objektiv der Kamera die 20 mm Linse eingebaut, um eine höhere Ortsauflösung zu erreichen. Dadurch wurde auf den CCD-Chip der Kamera ein etwa $2,2\text{ mm} \times 2,2\text{ mm}$ großer Ausschnitt des Mikroplasma-Kanals abgebildet. Zunächst wird die zeitliche Änderung der emittierten Intensität ohne Betrachtung von räumlichen Änderungen untersucht. Hierzu wird die Intensität über den gesamten abgebildeten Ausschnitt des Mikroplasma-Kanals integriert. Die Breite des Bereichs, über den integriert wird, liegt bei etwa $180\text{ }\mu\text{m}$. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.11 zu sehen.

Das bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannte Pulsen während einer Halbperiode (vergleiche Abschnitt 2.2.1) ist sehr deutlich zu erkennen. Wie bereits erläutert wurde, ist das Abschwächen des elektrischen Feldes durch Oberflächenladungen und daran anschließend das Steigen der elektrischen Feldstärke durch die steigende Spannung für das Pulsen verantwortlich. Die Frequenz des Pulsens liegt bei etwa 300 kHz. Zwischen zwei Intensitätsmaxima steigt die angelegte Spannung somit um etwa 87 V. Außerdem kann man erkennen, dass am Beginn einer Halbperiode das Pulsen zunächst die gemessene Intensität dominiert. Im weiteren Verlauf der Halbperiode nimmt die Änderung der Intensität durch das Pulsen ab und die gemessene Intensität wird jetzt von einem kontinuierlichen Beitrag dominiert. Auch dieser ansteigende kontinuierliche Beitrag zur gemessenen Intensität ist bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannt. Im Gegensatz zu diesen Messungen konnte bei den Strommessungen kein Pulsen festgestellt werden. Der Grund hierfür ist, dass der Strom stets über die gesamte Länge des Kanals integriert gemessen wird. Im Gegensatz dazu wurde die emittierte Intensität nur über einen kleinen Ausschnitt des Kanals integriert. Daher kann hier lokal festgestellt werden, dass die Entladung innerhalb

einer Anregungsperiode mehrmals pulst. Außerdem ist die Intensitätsmessung deutlich empfindlicher als die Messung des Entladungsstroms.

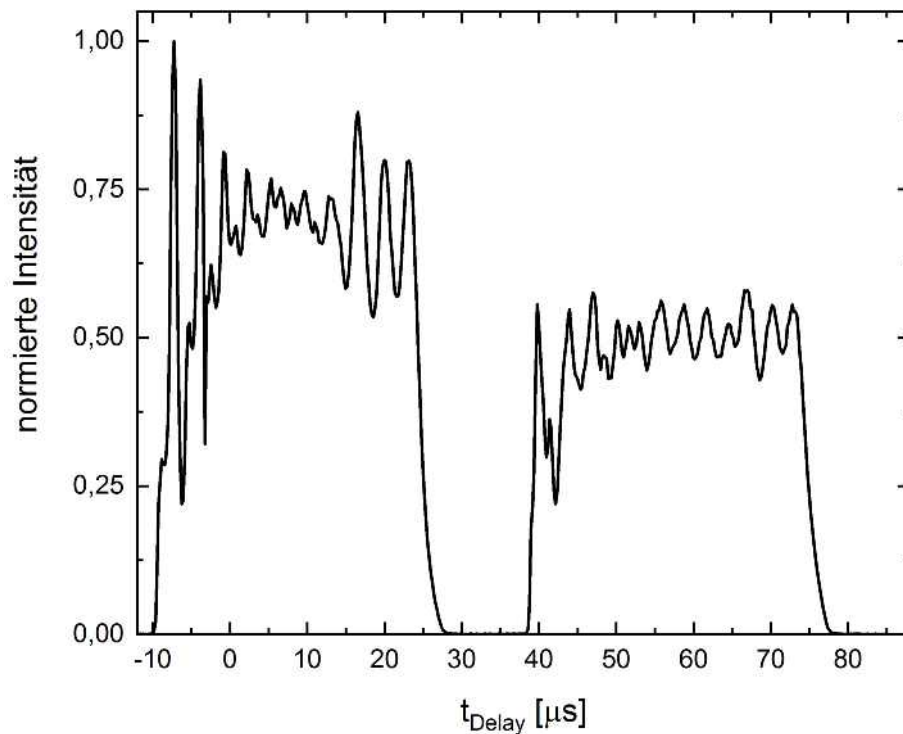


Abbildung 4.11: Zeitliche Änderung der vom Mikroplasma-Kanal emittierten Intensität. Aufgenommen bei 1300 V_{pp} und 10 kHz. Der hierfür betrachtete Ausschnitt des Mikroplasma-Kanals hat eine Länge von etwa 2,2 mm

Änderungen der Intensität entlang der Breite des Mikroplasma-Kanals

Abbildung 4.12 zeigt die mit der höheren Auflösung aufgenommene Emission, wobei jeweils über eine Halbperiode gemittelt wurde. Zu erkennen ist, dass die Intensität des von der Entladung emittierten Lichts über die Breite des Mikroplasma-Kanals variiert. An den beiden Rändern gibt es jeweils einen besonders hellen Bereich, während aus der Mitte weniger Licht emittiert wird. Außerdem fällt auf, dass es einen Unterschied zwischen den beiden Halbperioden gibt. In der IPP ist der Bereich, aus dem Licht emittiert wird, größer als in der DPP. Außerdem liegen die beiden Emissionsmaxima an den Rändern weiter auseinander. Dieses unterschiedliche Verhalten in den beiden Halbperioden wurde bereits in sehr ähnlicher Form bei den Mikroplasma-Arrays beobachtet (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Auch in diesen Bildern kann wieder eine Variation der emittierten Intensität entlang der Länge des Kanals festgestellt werden. In beiden Halbperioden befindet sich in der Mitte des betrachteten Ausschnitts ein Bereich in dem die gemessene Intensität größer ist als am Rand.

Die Variation der Emission über die Breite des Mikroplasma-Kanals wurde genauer untersucht, indem Bilder mit der höheren Ortsauflösung und einer Phasenauflösung von

$4 \cdot 10^{-3} \pi$ (entspricht bei 10 kHz 200 ns) aufgenommen wurden. Die Amplitude der angelegten Spannung lag hierbei weiterhin bei 1300 V_{pp} und die Frequenz bei 10 kHz. Diese Bilder wurden ohne optische Filter und mit Interferenzfiltern für die vier in Tabelle 3.2 aufgeführten Übergänge aufgenommen.

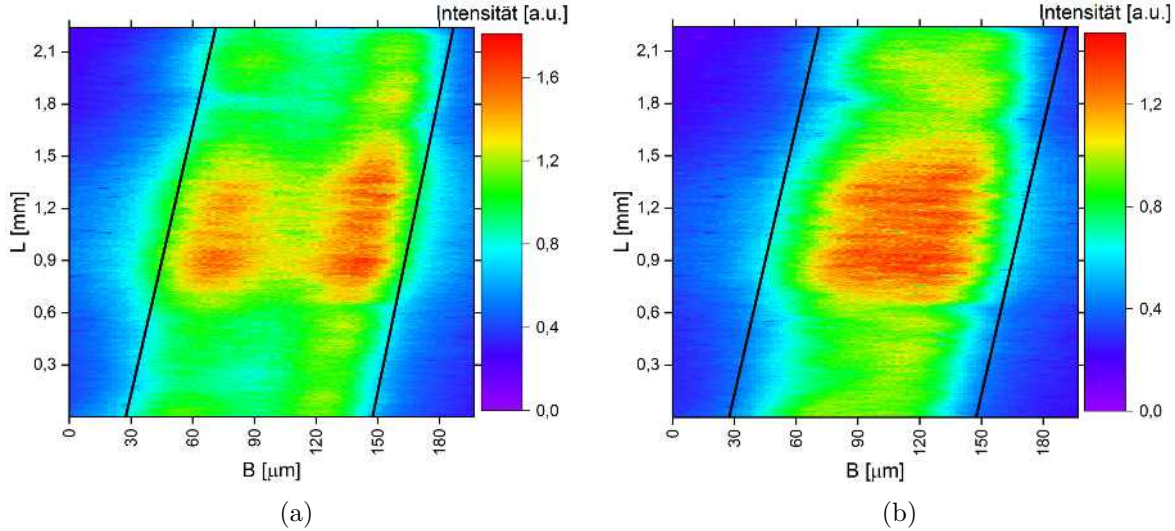


Abbildung 4.12: Über eine Halbperiode zeitlich gemittelte Emission des Mikroplasma-Kanals mit Blick von oben in den Kanal. Aufgenommen bei 1300 V_{pp} und 10 kHz mit zusätzlicher 20 mm Linse. (a) IPP. (b) DPP. Die schwarzen Linien markieren wieder die Position der Kanten des Kanals.

Diese Bilder wurden anschließend so gedreht, dass die Kanten des Kanals parallel zu den Kanten des Bildes sind. Bei jedem einzelnen der Bilder wurde anschließend die Intensität über den Ausschnitt aus der Länge des Mikroplasma-Kanals integriert. Abbildung 4.13 zeigt beispielhaft für ein Bild (aufgenommen ohne Filter in der IPP) die so entstandene emittierte Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang der Breite des Mikroplasma-Kanals. Die beiden Emissionsmaxima sind hier deutlich zu erkennen. Der Abstand zwischen den Maxima beträgt etwa 69 µm. Somit befinden sich die beiden Maxima innerhalb des Kanals.

Im Anschluss wurde für jedes einzelne Bild für die Intensität (I) in Abhängigkeit von der Position entlang der Breite (B) des Kanals ein Fit aus der Summe zweier Gauß-Funktionen (Parameter $A_1, x_{c1}, w_1, A_2, x_{c2}, w_2$) und einem konstanten Wert (y_0) erstellt:

$$I_{\text{Fit}}(B) = y_0 + A_1 \cdot \exp\left(-\frac{(B - x_{c1})^2}{2 \cdot w_1^2}\right) + A_2 \cdot \exp\left(-\frac{(B - x_{c2})^2}{2 \cdot w_2^2}\right)$$

Die Halbwertsbreite (FWHM) dieses Fits dient als guter Indikator für die Breite der Emissionsstruktur. Die Halbwertsbreite ist hierbei die Breite des Fits bei:

$$I_{\text{Fit}}(B) = \frac{\max(I_{\text{Fit}}(B)) + y_0}{2}$$

Wie in Abbildung 4.13 zu erkennen ist, passt der gewählte Fit sehr gut zu den Messwerten. Zusätzlich ist auch die Halbwertsbreite markiert.

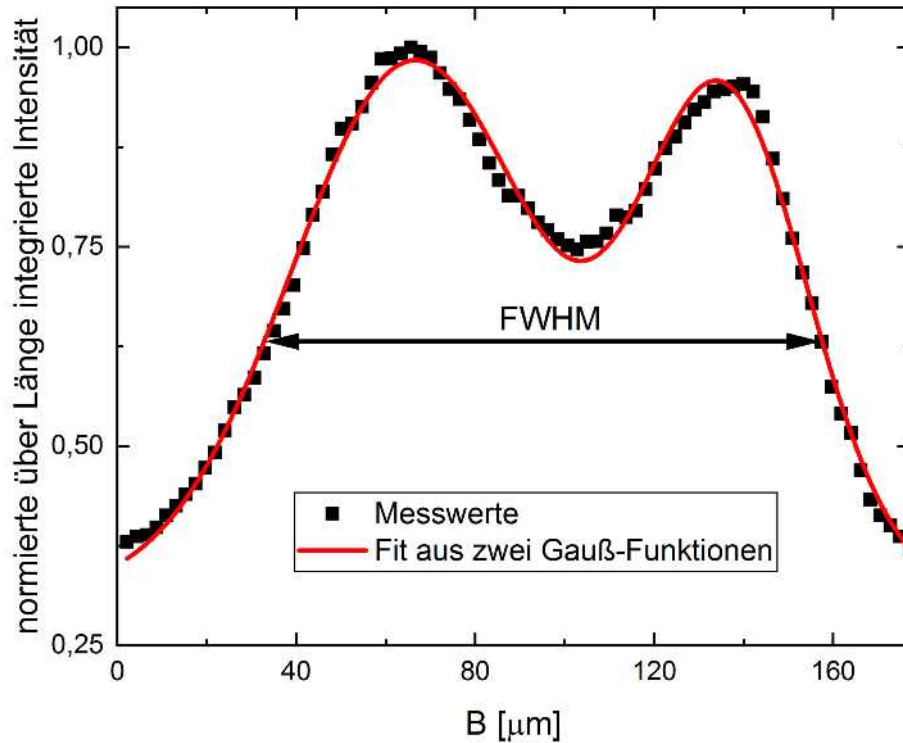


Abbildung 4.13: Vom Mikroplasma-Kanal emittierte Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang der Breite des Kanals. Aufgenommen mit einer Phasenauflösung die 200 ns entspricht. t_{Delay} lag bei dem zugrundeliegenden Bild bei 22,6 µs. Das Bild ist somit in der IPP entstanden.

Abbildung 4.14 zeigt die Halbwertsbreite des Fits in Abhängigkeit von der Verzögerung des zugehörigen Bildes. Dargestellt ist die Halbwertsbreite für alle vier verwendeten Filter sowie für die Bilder, die ohne Filter aufgenommen wurden. Zunächst fällt auf, dass die Halbwertsbreite in der IPP größer ist als in der DPP. In der IPP ist die Halbwertsbreite etwa so groß wie die Breite des Mikroplasma-Kanals, während in der DPP die Halbwertsbreite etwa 30 µm kleiner ist als die Breite des Kanals. Diese Unterschiede konnten bereits in den Bildern in Abbildung 4.12 festgestellt werden und lassen sich genau wie bei den Mikroplasma-Arrays auf die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen zurückführen.

Innerhalb einer Halbperiode bleibt die Halbwertsbreite konstant. Lediglich nach der Zündung ist die Halbwertsbreite kleiner als im Rest der Halbperiode. Wie später noch gezeigt

wird, zündet die Entladung nicht gleichzeitig über die gesamte Breite des Mikroplasma-Kanals. Stattdessen zündet die Entladung auf der einen Seite und breitet sich von dort über die gesamte Breite aus. Dies liefert die Erklärung für die geringere Halbwertsbreite nach der Zündung. Aus dem gleichen Grund sind die relativen Fehler nach der Zündung zunächst größer. Da die Entladung nach der Zündung zunächst vor allem von der einen Seite des Kanals Licht emittiert, passt in diesem Zeitraum der Fit nicht sehr gut zu der Emissionsstruktur. Dadurch werden die relativen Fehler größer.

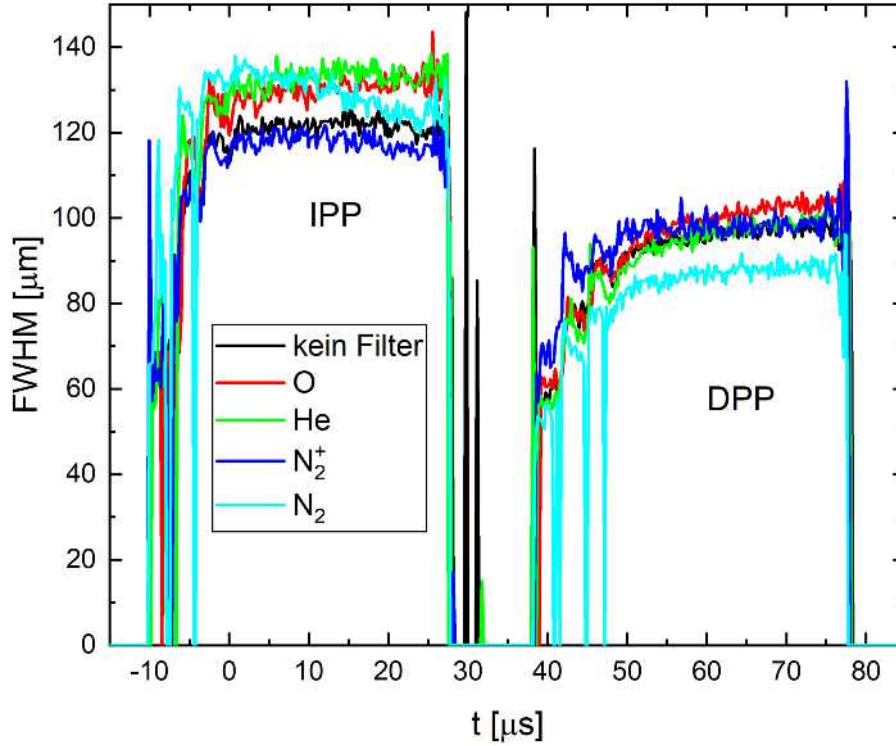


Abbildung 4.14: Halbwertsbreite des verwendeten Fits in Abhängigkeit von der bei der Kamera eingestellten Verzögerung für die vier verwendeten Filter sowie für die Aufnahmen ohne Filter. Fehlerbalken sind zur besseren Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Der Fehler liegt im Durchschnitt bei 8 µm.

	Mittlere Halbwertsbreite IPP [µm]	Mittlere Halbwertsbreite DPP [µm]
O	130,37 ± 0,21	101,53 ± 0,22
He	132,89 ± 0,21	96,86 ± 0,23
N ₂ ⁺	117,74 ± 0,18	98,14 ± 0,19
N ₂	129,5 ± 0,3	87,23 ± 0,17

Tabelle 4.1: Für die vier verwendeten Filter ermittelte mittlere Halbwertsbreite für die beiden Halbwertsperioden. Gemittelt wurde jeweils über den Bereich, in dem sich die Halbwertsbreite nur noch im Rahmen der Ungenauigkeit ändert.

Für jedes einzelne Bild liegen die Abweichungen der Halbwertsbreite für die unterschiedlichen Filter im Rahmen der berechneten Ungenauigkeit. Aus der Mittelung über die

beiden Bereiche, in denen sich die Halbwertsbreite nur noch im Rahmen der Ungenauigkeit ändert, ergibt sich für jeden Filter ein Wert mit einem deutlich geringeren Fehler. In Tabelle 4.1 sind diese Werte zusammengefasst. Zu erkennen ist, dass die so ermittelten Halbwertsbreiten nun für alle Filter signifikant voneinander abweichen. Die Reihenfolge für die Halbwertsbreite ergibt sich in der IPP zu:

$$\text{He} > \text{O} > \text{N}_2 > \text{N}_2^+$$

Für den Abstand der beiden Emissionsmaxima (vergleiche Abbildung 4.13) ergibt sich in der IPP die gleiche Reihenfolge. In der DPP ergibt sich folgende Reihenfolge für die Halbwertsbreite:

$$\text{O} > \text{N}_2^+ > \text{He} > \text{N}_2$$

In der Reihenfolge des Abstands der beiden Emissionsmaxima sind in der DPP lediglich He und N_2^+ vertauscht. Dieser Unterschied ist darauf zurück zu führen, dass in der DPP die beiden Emissionsmaxima deutlich näher zusammen liegen. Dadurch werden die Fehler des verwendeten Fits größer. Die unterschiedlichen Halbwertsbreiten für die Aufnahmen mit den vier Filtern lassen sich darauf zurückführen, dass die Anregung über Elektronenstöße für die vier Spezies bei anderen Elektronenenergien besonders effizient erfolgt. Eine genauere Erklärung erfolgt weiter unten zusammen mit den Aufnahmen, die mit Blick von der Seite in den Kanal entstanden sind.

Änderungen der Intensität entlang der Länge des Mikroplasma-Kanals

Auch über die Länge des Mikroplasma-Kanals variiert die von der Entladung emittierte Intensität, wobei sich diese Variationen auch noch zeitlich innerhalb einer Halbperiode ändern. Um dies genauer untersuchen zu können, wurde die 20 mm Linse wieder entfernt, damit der ganze Mikroplasma-Kanal auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet werden kann. In dieser Konfiguration wurden dann wieder Bilder mit einer Phasenauflösung, die 200 ns entspricht, aufgenommen. Auch hier wurden erneut Aufnahmen mit den vier Filtern und ohne Filter erstellt. Für jedes einzelne Bild wurde die Intensität dann über die Breite des Mikroplasma-Kanals integriert. Die zeitliche Änderung der Variation der vom Mikroplasma-Kanal emittierten Intensität lässt sich am besten in einer Heatmap darstellen. Hierzu wird auf die Ordinatenachse die Position entlang der Länge des Mikroplasma-Kanals, auf die Abszissenachse die an der Kamera eingestellte Verzögerung und als Farbcode die über die Breite des Kanals integrierte Intensität aufgetragen.

In Abbildung 4.15 ist diese Heatmap für die IPP dargestellt und in Abbildung 4.16 für die DPP. In beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass die Entladung zunächst an mehreren Stellen (bei $L = 14,46$ mm, $L = 10,8$ mm, $L = 7,2$ mm, $L = 6$ mm, $L = 5,1$ mm und bei $L = 0,8$ mm) unabhängig voneinander zündet. Die Zündung erfolgt hierbei an

den einzelnen Stellen nicht gleichzeitig, sondern mit einem zeitlichen Versatz von bis zu $1,6\text{ }\mu\text{s}$. Durch Ungenauigkeiten bei der Fertigung des Mikroplasma-Kanals kann die elektrische Feldstärke entlang des Kanals variieren. An den Stellen, an denen die elektrische Feldstärke besonders groß ist, erfolgt die Zündung zuerst. Wenn die Schwankungen der elektrischen Feldstärke entlang des Mikroplasma-Kanals besonders groß wären, würde die Entladung lediglich an einer Stelle zünden und sich von dort über den gesamten Kanal ausbreiten. Da die Zündung hier an mehreren Stellen unabhängig voneinander erfolgt, sind die Schwankungen deutlich geringer. Der maximale zeitliche Versatz von $1,6\text{ }\mu\text{s}$ bedeutet, dass für das Zünden an der frühesten Position eine um 42 V niedrigere angelegte Spannung notwendig ist als für das Zünden an der spätesten Position.

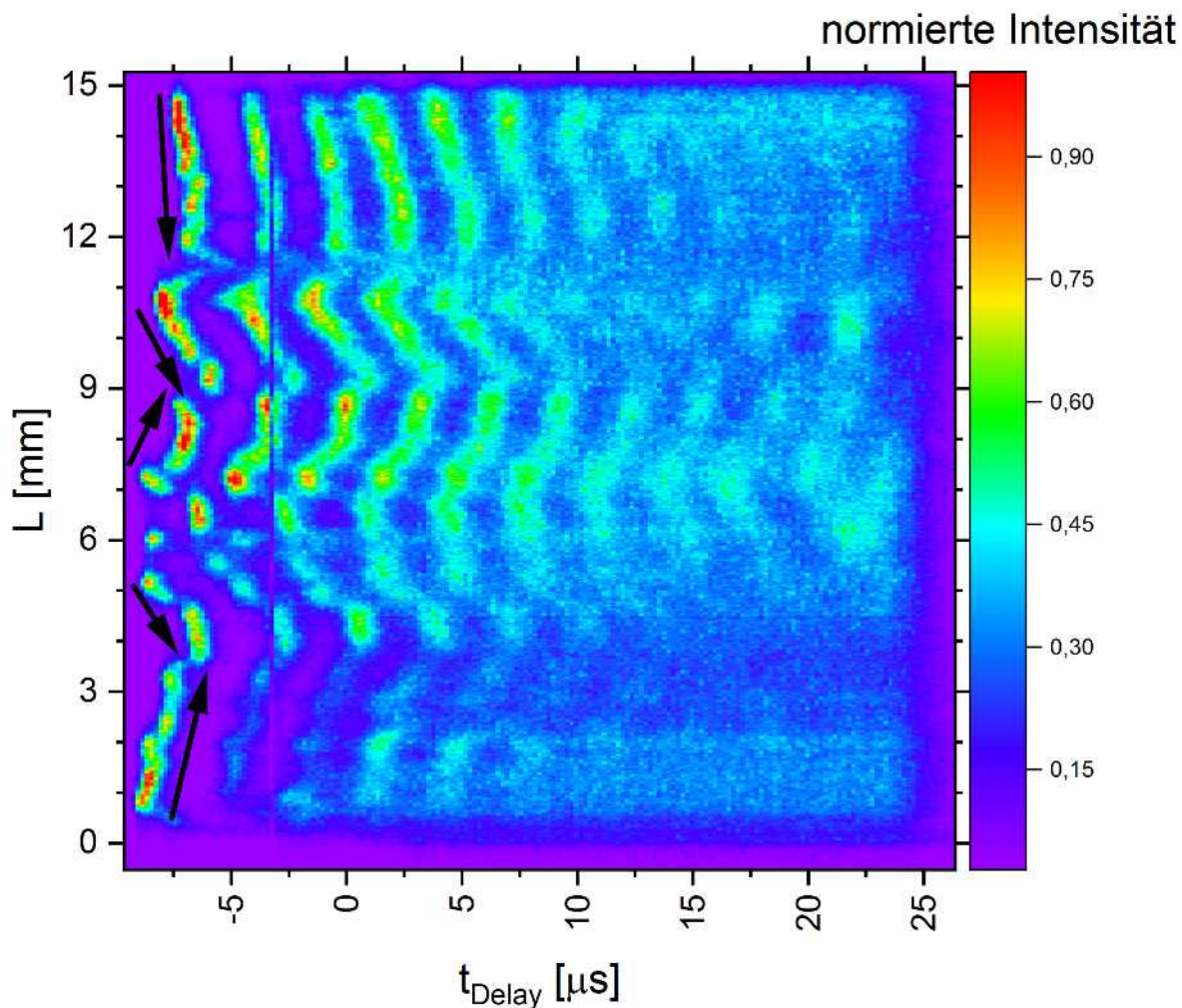


Abbildung 4.15: Zeitliche und räumliche Änderung in der IPP der vom Mikroplasma-Kanal emittierten Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang der Länge des Kanals. Aufgenommen bei einer Spannungsamplitude von $1300\text{ V}_{\text{pp}}$ und einer Frequenz von 10 kHz ohne optischen Filter. Die schwarzen Pfeile veranschaulichen die Bewegung der ersten Entladungspulse.

Nachdem die Entladung an den einzelnen Positionen gezündet wurde, breitet sich die Entladung von dort entlang des Kanals aus. Ein ähnliches Verhalten konnte schon von Greb mit einem Mikroplasma-Kanal auf Silizium-Basis beobachtet werden (vergleiche Abschnitt 2.2.2). Auch bei den Mikroplasma-Arrays wurde beobachtet, dass sich die Entladung von einzelnen Stellen über das gesamte Array ausbreitet (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Die Geschwindigkeit der Ausbreitung unterscheidet sich für die einzelnen Positionen und Ausbreitungsrichtungen deutlich voneinander. Außerdem erfolgt die Ausbreitung beim ersten Entladungspuls von jedem Startpunkt maximal in eine Richtung. Tabelle 4.2 fasst die Ausbreitungsgeschwindigkeiten für die einzelnen Positionen für die ersten Entladungspulse in der IPP zusammen. Von der Zündung bei $L = 6\text{ mm}$ konnte keine Ausbreitung festgestellt werden.

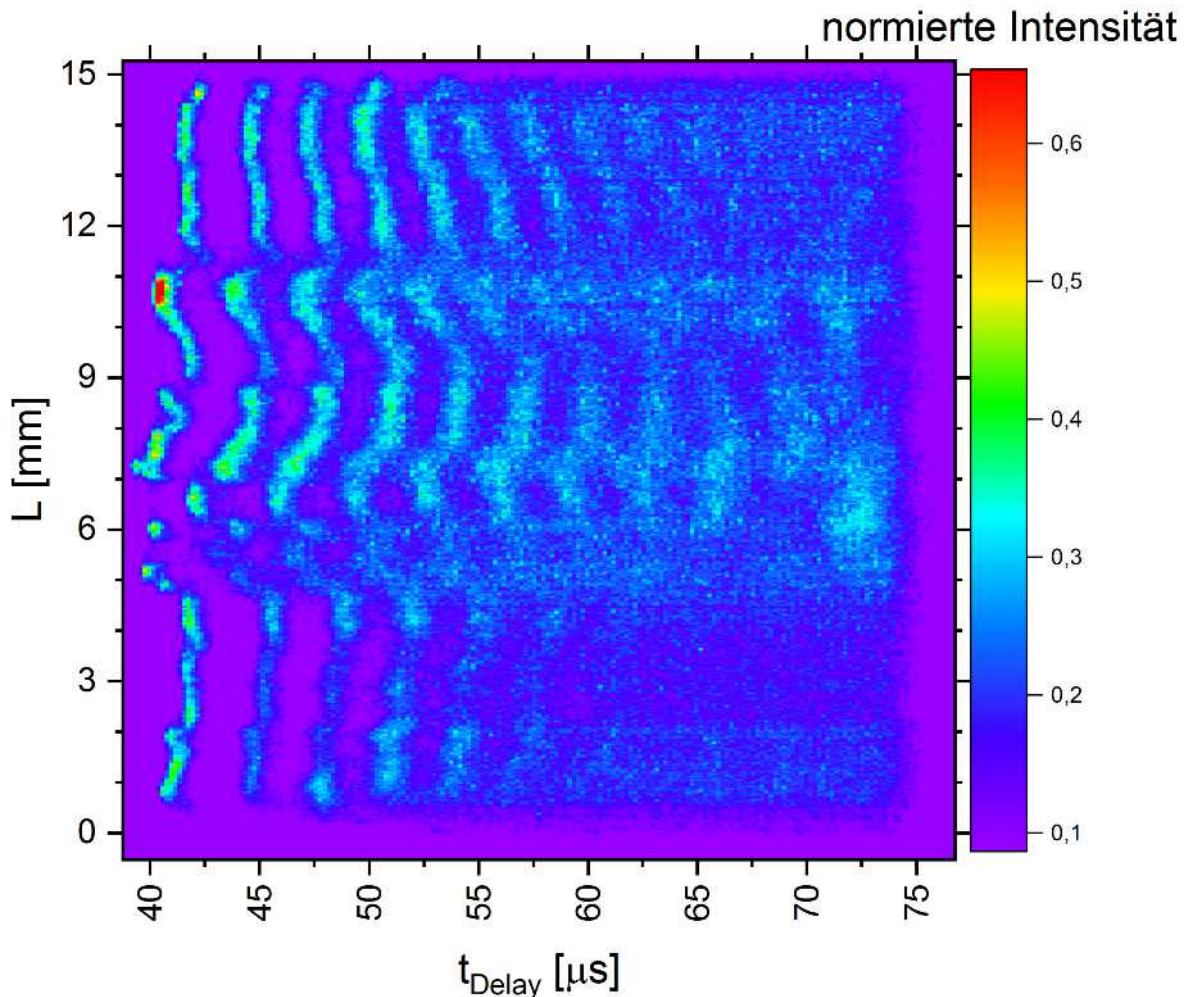


Abbildung 4.16: Zeitliche und räumliche Änderung in der DPP der vom Mikroplasma-Kanal emittierten Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang der Länge des Kanals. Aufgenommen bei einer Spannungsamplitude von 1300 V_{pp} und einer Frequenz von 10 kHz ohne optischen Filter.

Position L [mm]	Ausbreitungsgeschwindigkeit [km s^{-1}]
14,5	$-1,9 \pm 0,4$
10,8	$-0,91 \pm 0,20$
7,2	$0,58 \pm 0,08$
5,1	$-0,37 \pm 0,24$
0,8	$1,85 \pm 0,28$

Tabelle 4.2: Ausbreitungsgeschwindigkeit der ersten Entladungspulse von den Stellen, an denen zu Beginn unabhängig voneinander die Zündung erfolgt. Diese Geschwindigkeiten wurden mit Abbildung 4.15 (also für die IPP) bestimmt. Das Vorzeichen gibt hier die Richtung an. Ein negatives Vorzeichen bedeutet, dass sich die Entladung in Richtung $L = 0$ bewegt.

Auch die Distanz, über die sich die Entladung von den einzelnen Positionen ausbreitet, unterscheidet sich stark. So breitet sich die Entladung zum Beispiel von der Position $L = 0,8 \text{ mm}$ über mehr als 2 mm aus, während die Ausbreitung von der Position $L = 5,1 \text{ mm}$ über weniger als 0,5 mm erfolgt.

Um die Ausbreitungsgeschwindigkeit besser einordnen zu können, werden hier einige Geschwindigkeiten abgeschätzt. Die Schallgeschwindigkeit (v_{Schall}) in einem idealen Gas lässt sich aus dem Adiabatenexponenten (κ), der Boltzmann-Konstante (k_{B}), der Gastemperatur (T_{Gas}) und der Masse eines Gasteilchens (m) berechnen:

$$v_{\text{Schall}} = \sqrt{\frac{\kappa k_{\text{B}} T_{\text{Gas}}}{m}}$$

Der Adiabatenexponent ergibt sich aus den Freiheitsgraden f eines Gasteilchens:

$$\kappa = \frac{f + 2}{f}$$

Da Helium ein einatomiges Gas ist, besitzt jedes Atom lediglich drei Translationsfreiheitsgrade. Somit ergibt sich $\kappa = 1,67$. Die Schallgeschwindigkeit ergibt sich mit $T_{\text{Gas}} = 300 \text{ K}$ und $m = 4 \text{ u}$ zu:

$$v_{\text{Schall}} = 1020 \text{ m s}^{-1}$$

Mit dem Ersten Fickschen Gesetz lässt sich die Diffusionsgeschwindigkeit $v_{\text{Diffusion}}$ aus dem Gradienten in der Dichte (n) und dem Diffusionskoeffizienten (D) abschätzen:

$$n \cdot v_{\text{Diffusion}} = -D \frac{\partial n}{\partial L} \quad (4.1)$$

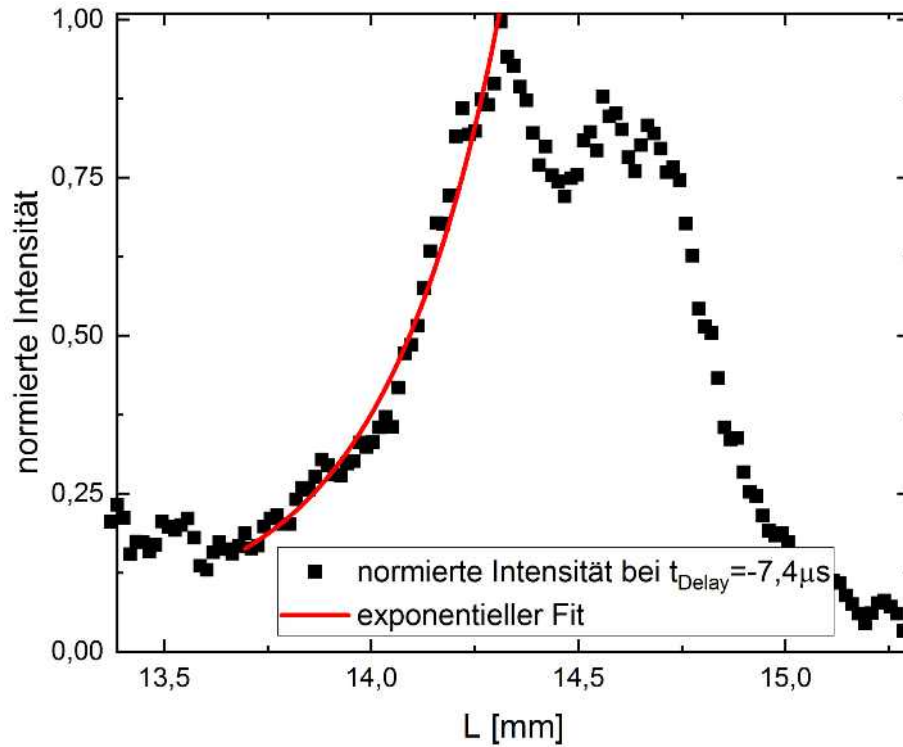


Abbildung 4.17: Normierte Intensität bei $t_{\text{Delay}} = -7,4 \mu\text{s}$. Unter Vernachlässigung von Gradienten in der Energieverteilungsfunktion der Elektronen entlang der Länge des Kanals kann mit dem Gradienten in der Intensität der Gradient in der Elektronen- bzw. Ionendichte abgeschätzt werden.

Abbildung 4.15 und 4.16 wurden auch für Aufnahmen mit den vier Interferenzfiltern für die Übergänge aus Tabelle 3.2 erstellt. Hierbei ergaben sich keine signifikanten Unterschiede zu den Aufnahmen ohne Interferenzfilter. Daher kann angenommen werden, dass die Änderungen in der Energieverteilungsfunktion der Elektronen entlang der Länge des Kanals gering sind im Vergleich zu den Änderungen in der Elektronendichte. Daher lässt sich der Gradient in der Elektronen- bzw. Ionendichte aus dem Gradienten der emittierten Intensität abschätzen. Hierzu wird die Zündung an der Position $L = 14,5 \text{ mm}$ betrachtet. Direkt nach der Zündung fällt an dieser Stelle die Intensität vom Maximum exponentiell ab (vergleiche Abbildung 4.17). Ein exponentieller Fit ergibt dabei, dass die Längenkostante für den Abfall etwa $300 \mu\text{m}$ entspricht. Für die Elektronen- (n_e) bzw. Ionendichte (n_I) in Abhängigkeit von der Position entlang der Länge des Mikroplasma-Kanals ergibt sich daher folgende Näherung:

$$n_{e/I} = n_{0,e/I} \cdot \exp\left(-\frac{14,5 \mu\text{m} - L}{300 \mu\text{m}}\right) \text{ mit } L < 14,5 \mu\text{m} \quad (4.2)$$

Der Diffusionskoeffizient für Elektronen bzw. Ionen in Helium ergibt sich aus der Boltzmann-Konstante (k_B), der Gastemperatur (T_{Gas}) der Masse ($m_{e/I}$), und der mittleren Stoßfrequenz (ν_m):

$$D = \frac{k_B T_{\text{Gas}}}{m_{e/I} \nu_m}$$

Die mittlere Stoßfrequenz lässt sich aus dem totalen Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen den Teilchen (σ), der mittleren kinetischen Geschwindigkeit ($\bar{v}$) und der Teilchendichte des Gases (n_{Gas}) berechnen:

$$\nu_m = n_{\text{Gas}} \sigma \bar{v}$$

Unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung ergibt sich die mittlere kinetische Geschwindigkeit zu:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T_{e/I}}{\pi m}}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Heliumatomen liegt für eine Elektronenenergie von 2 eV bei etwa $\sigma_e = 7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ [36]. Der totale Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Heliumionen und Heliumatomen bei einer Ionenenergie von 0,026 eV (entspricht 300 K) liegt bei etwa $\sigma_I = 1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ [10].

Die Teilchendichte lässt sich mit der Gastemperatur (T_{Gas}) und dem Druck (p) aus dem idealen Gasgesetz berechnen. Somit ergibt sich der Diffusionskoeffizient zu:

$$D = \frac{(k_B T_{\text{Gas}})^2 \sqrt{\pi}}{p \sigma_{e/I} \sqrt{8k_B T_{e/I} m_{e/I}}}$$

Mit $T_{\text{Gas}} = T_I = 300 \text{ K}$, $T_e = 2 \text{ eV}$, $p = 10^5 \text{ Pa}$ und $m_I = 4 \text{ u}$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} D_e &= 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ D_I &= 2,0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Mit den Gleichungen 4.1 und 4.2 ergibt sich somit die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen ($v_{\text{Diffusion,e}}$) bzw. Ionen ($v_{\text{Diffusion,I}}$) zu:

$$v_{\text{Diffusion,e}} = 9,33 \text{ m s}^{-1}$$

$$v_{\text{Diffusion,I}} = 0,07 \text{ m s}^{-1}$$

Mit der Einstein-Relation lässt sich aus den berechneten Diffusionskoeffizienten die Mobilität der Elektronen (μ_e) und Ionen (μ_I) berechnen:

$$\begin{aligned}\mu_{e/I} &= \frac{e}{k_B T_{\text{Gas}}} D_{e/I} \\ \mu_e &= 0,11 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ \mu_I &= 8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Hiermit lässt sich die elektrische Feldstärke, die notwendig ist, um Driftgeschwindigkeiten von $1,9 \text{ km s}^{-1}$ zu erreichen, berechnen:

$$v_{\text{Drift}} = \mu E$$

Für die Elektronen wäre somit eine elektrische Feldstärke von $1,7 \cdot 10^4 \text{ V m}^{-1}$ entlang der Länge des Kanals notwendig, um die Elektronen auf Driftgeschwindigkeit von $1,9 \text{ km s}^{-1}$ zu beschleunigen. Um diese Feldstärke auf einer Strecke von 3 mm (Länge der Ausbreitung von der Zündung bei $L = 14,5 \text{ mm}$) zu erzeugen, wäre eine Spannung von 51 V notwendig. Da die Mobilität der Ionen etwa zwei Größenordnungen kleiner ist als die der Elektronen, würde zur Beschleunigung der Ionen auf die gleiche Driftgeschwindigkeit eine um zwei Größenordnungen höhere elektrische Feldstärke benötigt. Dieser Wert für eine elektrische Feldstärke entlang der Länge des Mikroplasma-Kanals erscheint selbst für die Elektronen unrealistisch. Daher kann ausgeschlossen werden, dass sich die Entladung durch das Driften von Ladungsträgern entlang des Kanals ausbreitet.

Da die hier abgeschätzten Geschwindigkeiten keine Erklärung für die Ausbreitung der Entladung entlang des Kanals liefern, soll die Ausbreitung entlang der Länge des Kanals nun durch ein einfaches Modell erklärt werden. Durch Ungenauigkeiten bei der Fertigung des Mikroplasma-Kanals ist die elektrische Feldstärke an einer Position höher als im Rest des Kanals. Dadurch zündet die Entladung zunächst an dieser Stelle. Durch die Entladung fließt dann ein Strom. Das führt dazu, dass sich Ladungsträger auf der Oberfläche des Dielektrikums ansammeln und somit die elektrische Feldstärke lokal verringert wird. In der Mitte der Entladung sammeln sich dabei besonders viele Ladungsträger an. Dadurch ist hier die Abschwächung der elektrischen Feldstärke am größten. In der Mitte wird die elektrische Feldstärke schließlich soweit abgeschwächt, dass die Entladung hier nicht mehr weiter aufrecht erhalten werden kann. Am Rand der Entladung sind ebenfalls freie Ladungsträger vorhanden. Da hier der Stromfluss geringer war, haben sich auch weniger Ladungsträger auf der Oberfläche des Dielektrikums angesammelt. Gleichzeitig ist seit der Zündung die angelegte Spannung angestiegen. Aus diesen Gründen ist nun am Rand

der ursprünglichen Entladung die elektrische Feldstärke größer als in der Mitte. Hier reicht die Feldstärke noch aus, um die Entladung weiter zu treiben. Damit verschiebt sich die ursprüngliche Mitte und die Entladung beginnt entlang der Länge des Kanals zu wandern.

Mit diesem Modell kann auch erklärt werden, warum die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von den einzelnen Positionen so unterschiedlich sind. Für die Positionen, die nah beieinander liegen, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit deutlich geringer als für die beiden Positionen am Rand, die weiter von allen anderen Positionen entfernt sind. Der Grund hierfür ist, dass der Bereich auf dem Dielektrikum, auf dem sich die Oberflächenladungen ansammeln, bei einer DBD üblicherweise deutlich größer ist als der Bereich, über den sich die Entladung ausdehnt (vergleiche Abschnitt 2.2). Durch zwei nah beieinander liegende Entladungen dauert es daher länger, bis die elektrische Feldstärke am Rand der beiden Entladungen größer wird als in der Mitte. Dadurch wird die Ausbreitung beider Entladungen verlangsamt.

Außerdem lässt sich mit diesem Modell erklären, warum sich die Entladung bei der ersten Zündung von allen Positionen nur in eine Richtung ausbreitet. Für die beiden Entladungen am Rand ist die Erklärung trivial. Diese beiden können sich lediglich in Richtung der Mitte des Kanals ausbreiten. Für die Entladungen in der Mitte besteht die Möglichkeit sich in beide Richtungen auszubreiten. Für die drei Entladungen bei $L = 7,2 \text{ mm}$, $L = 6 \text{ mm}$ und $L = 5,1 \text{ mm}$ geschieht dies nicht, da die drei Entladungen zu nah beieinander liegen. Dadurch schwächen die Oberflächenladungen, die von einer Entladung erzeugt werden, auch an der Position der benachbarten Entladung das elektrische Feld ab. Dadurch kann sich die Entladung in der Mitte gar nicht ausbreiten und die beiden äußeren Entladungen breiten sich nur nach außen aus. Auch die Entladung bei $L = 10,8 \text{ mm}$ breitet sich nur in eine Richtung aus, obwohl der Abstand zu den anderen Entladungen hier deutlich größer ist. Hierfür sind vermutlich Inhomogenitäten durch die Fertigung verantwortlich, die die eine Ausbreitungsrichtung an dieser Stelle begünstigen. Durch die Oberflächenladungen, die im ersten Entladungspuls einer Halbperiode an dieser Stelle erzeugt wurden, werden diese Inhomogenitäten teilweise kompensiert. Daher kann bei den folgenden Entladungspulsen in der gleichen Halbperiode festgestellt werden, dass sich die Entladung von dieser Stelle nun in beide Richtungen ausbreitet.

Man erkennt außerdem sowohl in Abbildung 4.15 als auch in Abbildung 4.16, dass an den einzelnen Positionen die Entladung mehrmals pro Halbperiode pulst. Die Frequenz des Pulsens liegt, wie schon vorher mit der höheren Auflösung beobachtet wurde, bei etwa 300 kHz.

Außerdem kann in beiden Halbperioden ein mit der Zeit ansteigender kontinuierlicher Beitrag zur Intensität beobachtet werden. Dieser Beitrag tritt ab dem zweiten Maximum des Pulsens auf und steigt ab dort an, während die Amplitude des Pulsens kleiner wird. Der ansteigende Beitrag, welcher nicht dem Pulsen folgt, konnte bereits bei den Mikroplasma-Arrays beobachtet werden (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Anders als bei den Arrays kann hier allerdings beobachtet werden, dass in der zweiten Hälfte der Halbperiode das Pulsen fast vollständig verschwindet und die Intensität näherungsweise zeitlich konstant bleibt. Dieser Unterschied lässt sich dadurch erklären, dass hier eine deutlich höhere Spannung

verwendet wurde als bei den früheren Messungen mit den Mikroplasma-Arrays. Daher endet bei den Messungen in der Literatur die Halbperiode bevor dieser Übergang stattfindet.

Der Grund für den Übergang von einer pulsierenden Intensität zu einer zeitlich konstanten Intensität könnte sein, dass sich der Entladungsmodus ändert. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert wurde, wird eine Townsend Zündung durch eine hohe Vorionisation begünstigt. Der zeitliche Abstand zwischen dem ersten Zünden und der Entladung in der vorherigen Halbperiode ist deutlich größer als der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Pulsen in einer Halbperiode. Daher sind vor dem ersten Zünden in einer Halbperiode deutlich weniger Ladungsträger im Volumen vorhanden als bei den folgenden Pulsen in der gleichen Halbperiode. Die Entladungen, die zu Beginn einer Halbperiode unabhängig voneinander zünden, erstrecken sich über eine Länge von $600\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$. Im filamentierten Modus besitzen die einzelnen Mikroentladungskanäle einer DBD einen Radius von etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ (vergleiche Abschnitt 2.2), welcher somit der Ausdehnung der ersten Entladungen stark ähnelt. Außerdem ist die Intensität des von den ersten Entladungspulsen emittierten Lichts deutlich höher als im weiteren Verlauf der Halbperiode. Diese höhere Intensität spricht dafür, dass in diesen Entladungen auch die Stromdichte höher ist.

Das alles spricht dafür, dass die ersten Entladungen einer Halbperiode zunächst nach dem Streamer-Mechanismus zünden (filamentierter DBD Modus). Durch die wachsende Ladungsträgerdichte im Volumen des Mikroplasma-Kanals wechselt der Entladungsmodus zu dem einer homogenen DBD mit einer Townsend Zündung. Da in diesem Modus die Stromdichte geringer ist, sammeln sich auf der Oberfläche des Dielektrikums weniger Ladungsträger an. Der Anstieg der angelegten Spannung reicht nun aus, um die Abschwächung der elektrischen Feldstärke durch die Oberflächenladungen zu kompensieren. Daher pulst die Entladung in diesem Modus nicht mehr und die Intensität des emittierten Lichts bleibt konstant.

Beim Vergleich von Abbildung 4.15 und Abbildung 4.16 fällt außerdem auf, dass es bis auf die Amplitude der Intensität keine großen Unterschiede zwischen den beiden Halbperioden gibt. Um Unterschiede deutlicher zu machen, soll nun die Differenz aus den beiden Abbildungen gebildet werden. Hierzu wird zunächst die Normierung für die DPP so geändert, dass auch hier die maximale normierte Intensität Eins beträgt. Anschließend werden beide Abbildungen entlang der Zeitachse verschoben, bis sich die erste Zündung an der Position $L = 0,8\text{ mm}$ überlagert. Dann wird die Differenz gebildet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18 dargestellt.

Zu erkennen ist, dass in dem Bereich, in dem sich die Intensität zeitlich nicht mehr ändert, die Differenz zwischen beiden Abbildungen sehr gering ist. Das bedeutet, dass das Verhältnis zwischen maximaler Intensität (während des Pulsens) und der konstanten Intensität zum Ende der Halbperioden in beiden Halbperioden identisch ist.

Außerdem erkennt man, dass in der Nähe von $L = 0,8\text{ mm}$ die Differenz zwischen den beiden Abbildungen sehr gering ist. Für weiter entfernte Bereiche wechselt die Differenz in der Phase, in der die Intensität pulst, zwischen -1 und 1. Der Grund hierfür ist, dass die ersten unabhängigen Zündungen in den beiden Halbperioden mit einem unterschiedlichen zeitlichen Abstand erfolgen. So erfolgt zum Beispiel die Zündung an der Position

$L = 14,5$ mm in der IPP $1,6 \mu\text{s}$ später und in der DPP $0,9 \mu\text{s}$ später als die Zündung an der Position $L = 0,8$ mm. Da die Zeitachsen so verschoben wurden, dass sich die Zündung bei $L = 0,8$ mm überlagert, sieht man hier keine Unterschiede. Bei den weiter entfernten Bereichen erfolgt die erste Zündung in den beiden Halbperioden mit einem unterschiedlichen zeitlichen Abstand zu der Zündung bei $L = 0,8$ mm. Daher wechselt die Differenz hier zwischen den Werten -1 und 1 . Durch eine andere Verschiebung vor dem Bilden der Differenz könnte man erreichen, dass die Differenz hier nah bei Null liegt und die Differenz stattdessen in der Nähe von $L = 0,8$ mm zwischen -1 und 1 wechseln würde. Somit unterscheidet sich die von der Entladung emittierte Intensität in den beiden Halbperioden nur in der Amplitude und den Zeitpunkten der ersten Zündungen. Daher gelten die in Tabelle 4.2 angegebenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten auch für die ersten Entladungspulse in der DPP.

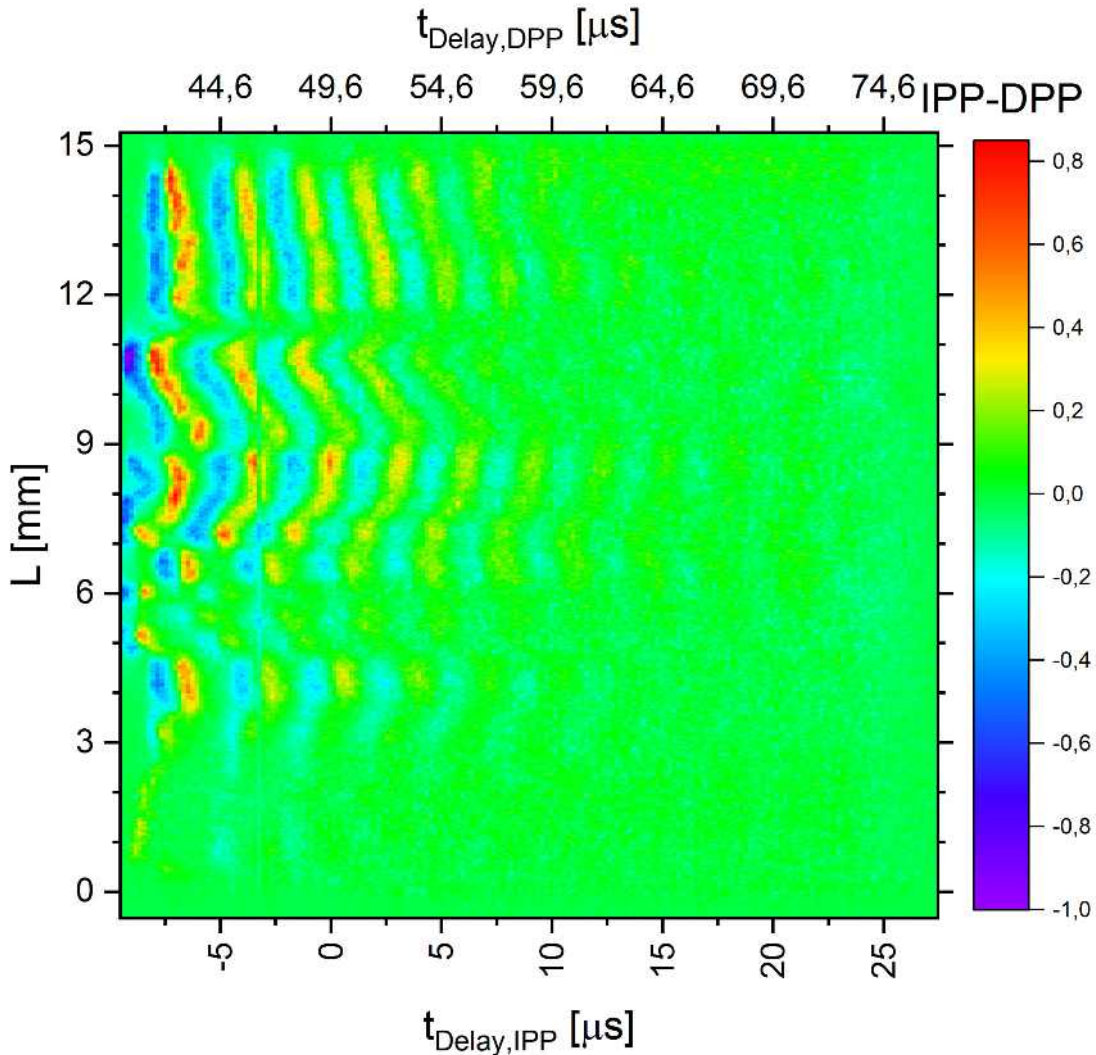


Abbildung 4.18: Zeitliche Änderung der Differenz zwischen der in der IPP und DPP emittierten normierten Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang des Kanals. Aufgenommen bei einer Spannungsamplitude von $1300 V_{\text{pp}}$ und einer Frequenz von 10 kHz ohne optischen Filter.

Wie bereits angesprochen wurde, wurden die für Abbildung 4.15 und Abbildung 4.16 verwendeten Aufnahmen auch mit den vier Interferenzfiltern aufgenommen. Unabhängig von dem Filter sah die Struktur hierbei nahezu identisch aus. Das bedeutet, dass für die Änderungen der Intensität entlang der Länge des Kanals vor allem Änderungen in der Elektronendichte verantwortlich sind, während sich die Energieverteilungsfunktion der Elektronen weder zeitlich noch räumlich ändert. Da unabhängig vom verwendeten Filter der Übergang vom pulsierenden in den kontinuierlichen Modus beobachtet wird und dieser Übergang für alle Filter gleich schnell erfolgt, ist dies ein weiterer Beleg dafür, dass sich der Entladungsmodus ändert. In der Literatur wurde eine ansteigende Dichte von Metastabilen als mögliche Erklärung für den Anstieg der nicht pulsierenden Intensität vorgeschlagen [8]. Dies würde allerdings bedeuten, dass sich Unterschiede für die einzelnen Filter ergeben müssten. Da dies nicht beobachtet wird, können Metastabile nicht die Erklärung sein.

Zusammenfassung für die Bilder mit Blick von oben in den Mikroplasma-Kanal

Die Bilder, die mit Blick von oben in den Mikroplasma-Kanal aufgenommen wurden, haben viele Gemeinsamkeiten mit den Mikroplasma-Arrays gezeigt. Genau wie bei den Mikroplasma-Arrays variiert die emittierte Intensität über die Breite des Mikroplasma-Kanals. Dabei lassen sich zwei Intensitätsmaxima mit einem Minimum in der Mitte des Kanals feststellen. Die beiden Maxima liegen beide noch im Inneren des Kanals. Genau wie bei den Mikroplasma-Arrays konnte auch beim Mikroplasma-Kanal festgestellt werden, dass in der IPP aus einem größeren Bereich Licht emittiert wird als in der DPP. Auch das von den Arrays bekannte Pulsen innerhalb einer Halbperiode mit einem zusätzlichen mit der Zeit ansteigendem Beitrag zur Intensität konnte beim Mikroplasma-Kanal festgestellt werden. Auf Grund der höheren verwendeten Amplitude der angelegten Spannung verschwand beim Mikroplasma-Kanal das Pulsen in der zweiten Hälfte der beiden Halbperioden und wurde durch eine zeitlich konstante Intensität ersetzt. Die Erklärung hierfür liefert der Übergang vom filamentierten in den homogenen Entladungsmodus.

Somit sind die Bilder, die mit Blick von oben in den Mikroplasma-Kanal aufgenommen wurden, ein weiterer Beleg dafür, dass sich die im Mikroplasma-Kanal erzeugte Entladung sehr ähnlich verhält wie Entladungen, die in Mikroplasma-Arrays erzeugt werden. Durch die Möglichkeit, die Entladung im Mikroplasma-Kanal auch mit Blick von der Seite in den Kanal zu untersuchen, bietet sich somit die Gelegenheit, neue Einblicke in die Entladung in den Kavitäten eines Mikroplasma-Arrays zu erlangen.

4.3.2 Bilder mit Blick von der Seite in den Mikroplasma-Kanal

Vorüberlegungen zu Abbildungsfehlern

Als nächstes werden die Ergebnisse aus den Bildern, die mit Blick von der Seite in den Mikroplasma-Kanal aufgenommen wurden, vorgestellt. Diese Bilder wurden alle mit der

zusätzlichen 20 mm Linse aufgenommen. Mit der Linse ist die Tiefenschärfe der Abbildung sehr gering. Bereits eine Veränderung des Abstandes zwischen dem abgebildeten Gegenstand und der Linse um etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ führt dazu, dass der Gegenstand nicht mehr scharf auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet wird. Wie bei allen optischen Messungen handelt es sich auch bei den hier aufgenommen Bildern um eine sichtlinienintegrierte Messung. Da der Mikroplasma-Kanal 15 mm lang ist, wird somit nur das aus einem kleinen Bereich emittierte Licht scharf auf dem CCD-Chip abgebildet. Das Licht aus dem restlichen Bereich wird unscharf abgebildet. Abbildung 4.19 veranschaulicht dies. Der rote Pfeil liegt genau in der Gegenstandsebene. Daher wird er von der Linse in der Bildebene (Position des CCD-Chips) abgebildet. Angenommen von der Spitze des Pfeils wird Licht homogen in alle Richtungen emittiert. Dieses Licht wird auf dem CCD-Chip in einem einzigen Punkt detektiert. Der grüne Pfeil liegt hingegen außerhalb von der Gegenstandsebene. Daher wird er von der Linse auch nicht in der Bildebene abgebildet. Licht, das von der Spitze dieses Pfeils emittiert wird, wird auf dem CCD-Chip in einem deutlich größeren Bereich (S_g) detektiert. Bei der Analyse der Bilder muss dies berücksichtigt werden. Aus diesem Grund wird auch in den Bereichen der Bilder, in denen sich die Nickelfolien bzw. das Dielektrikum befindet, Licht detektiert.

Außerdem muss beachtet werden, dass für Bereiche, die nah an einer der Wände des Mikroplasma-Kanals liegen, der Raumwinkel, aus dem Licht auf die Photokathode der ICCD-Kamera abgebildet werden kann, kleiner ist. Der Grund hierfür ist, dass durch die Wand ein Teil des Raumwinkels verdeckt wird. Daher erscheint ein Bereich, der nah an einer der Wände liegt, dunkler als ein Bereich, der weiter von den Wänden entfernt liegt, wenn aus beiden Bereichen gleich viel Licht emittiert wird. Dieser Effekt ist auch unter dem Begriff Vignettierung bekannt.

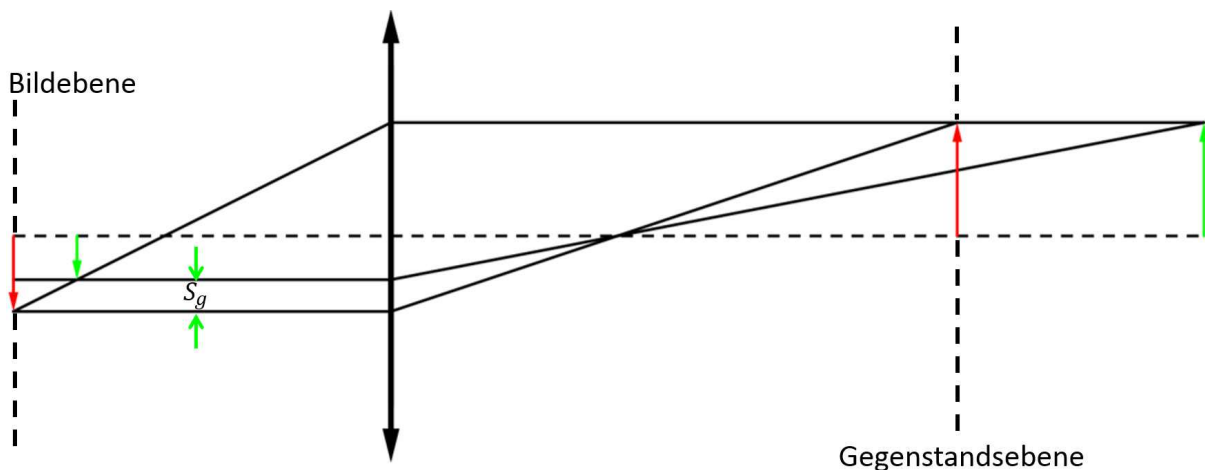


Abbildung 4.19: Veranschaulichung der Abbildung für Objekte innerhalb und außerhalb der Gegenstandsebene auf dem CCD-Chip der Kamera (Bildebene). Für Objekte innerhalb der Gegenstandsebene (roter Pfeil) wird jeder Punkt in der Bildebene wieder als Punkt abgebildet. Für Objekte außerhalb der Gegenstandsebene (grüner Pfeil) wird jeder Punkt auf eine größere Fläche abgebildet.

Zur Bestimmung der Auflösung ($\mu\text{m px}^{-1}$) wurde der Mikroplasma-Kanal mit Blick von oben in den Kanal abgebildet, ohne dass eine Spannung angelegt wurde (somit keine Entladung). Da der Abstand zwischen den beiden Nickelelektroden aus Messungen mit einem Laser-Scanning-Mikroskop bekannt ist, lässt sich so auf die Auflösung schließen. Bei dem Vergleich einzelner Bilder muss beachtet werden, dass die Bilder mit einer Auflösung von $0,91 \mu\text{m px}^{-1}$ bis $2,19 \mu\text{m px}^{-1}$ (je nach verwendetem Objektiv) aufgenommen wurden. Daher führt bereits eine Verschiebung von wenigen Mikrometern zwischen Kamera und Mikroplasma-Kanal dazu, dass sich das Bild deutlich verändert. Beim Öffnen und Schließen der Ventile direkt vor und hinter dem Mikroplasma-Kanal lässt es sich nicht vermeiden, dass der Mikroplasma-Kanal bewegt wird. Daher können nur Bilder, die am gleichen Tag aufgenommen wurden, bezüglich relativer Positionen direkt miteinander verglichen werden. Aus diesem Grund wurden alle Parametervariationen jeweils an einem einzelnen Tag durchgeführt.

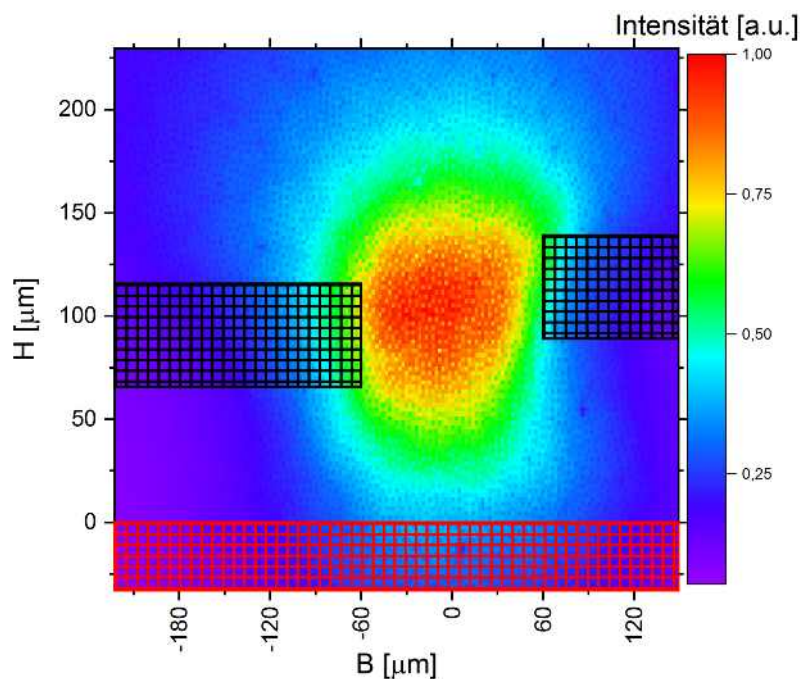


Abbildung 4.20: Bild mit Blick von der Seite in den Mikroplasma-Kanal. Aufgenommen mit dem UV-Objektiv und der blauen Kamera bei 10 kHz und $1300 V_{pp}$, wobei über 150 Bilder mit einer Belichtungszeit von jeweils 0,05 s gemittelt wurde (entspricht also insgesamt 75000 Perioden). In Schwarz sind die abgeschätzten Positionen der beiden Nickelelektroden markiert und in Rot die abgeschätzte Position des Dielektrikums.

Abbildung 4.20 zeigt zunächst mit Blick von der Seite in den Mikroplasma-Kanal das von der Entladung emittierte Licht, wobei über viele Perioden (75000) gemittelt wurde. Zusätzlich sind in Schwarz die Positionen der beiden Nickelelektroden markiert und in Rot die Position des Dielektrikums. Wie zu erkennen ist, ergibt sich durch die abgeschätzten Positionen des Dielektrikums und der beiden Nickelelektroden eine Lücke von etwa $65 \mu\text{m}$ zwischen den Elektroden und dem Dielektrikum. Diese Lücke kann zusammen mit den

Abbildungsfehlern durch die verwendete Abschätzung für die Positionen der Elektroden und des Dielektrikums erklärt werden. Im Folgenden wird dies nun genauer erläutert.



Abbildung 4.21: Darstellung des Bildes, aus dem Abbildung 4.20 entstanden ist, in Graustufen. Hier ist das gesamte 1024 x 1024 Pixel (entspricht etwa 2,2 mm x 2,2 mm) große Bild dargestellt. Die Oberkanten der beiden Nickelelektroden sind deutlich zu erkennen.

Um die Position der beiden Nickelelektroden abzuschätzen, wurde das Bild, aus dem Abbildung 4.20 entstanden ist, in Graustufen dargestellt (vergleiche Abbildung 4.21). Hier kann man die Oberkanten der beiden Nickelelektroden erkennen. Die Position der Oberkanten lässt sich nur auf etwa 10 px (entspricht hier 22 μm) genau bestimmen. Der Grund für diese Ungenauigkeit ist, dass die Tiefenschärfe der Abbildung so gering ist. Da der Kanal deutlich länger ist, wird die Oberkante nur in einem kleinen Bereich des Kanals scharf abgebildet, während im restlichen Bereich die Kante unscharf abgebildet wird. Die beiden Kanten liegen auf einer unterschiedlichen Höhe, wobei die linke Kante etwa 20 μm niedriger liegt als die rechte. Der Grund hierfür könnte sein, dass die rechte Kante etwas nach oben gebogen ist. Zum Teil lässt sich der Unterschied jedoch auch auf die unzureichende Genauigkeit bei der Bestimmung der Positionen der beiden Oberkanten zurückführen.

Das Bild, aus dem Abbildung 4.20 entstanden ist, wurde am gleichen Tag auch mit den vier Interferenzfiltern für die in Tabelle 3.2 aufgeführten Übergänge aufgenommen. Auf Grundlage dieser Bilder wurde die Position des Dielektrikums so abgeschätzt, dass in allen Bildern der Großteil des emittierten Lichts aus dem Bereich oberhalb der Oberkante des Dielektrikums kommt.

Abbildung 4.22 stellt schematisch dar, wie durch die geringe Tiefenschärfe das Bild verfälscht wird. Der rote Kreis steht symbolisch für das von der Entladung emittierte Licht,

in Grau sind die beiden Nickelelektroden dargestellt und in Gelb das Dielektrikum. Abbildung 4.22(b) soll hierbei zeigen, wie Abbildung 4.22(a) auf dem CCD-Chip abgebildet wird. Objekte außerhalb der Bildebene werden auf dem CCD-Chip unscharf abgebildet. Da die Entladung, die Nickelelektroden und das Dielektrikum deutlich länger sind als die Tiefenschärfe, werden alle drei nur teilweise scharf abgebildet. Dadurch liegt ein Teil des Bildes, des von der Entladung emittierten Lichts, über dem Bild des Dielektrikums. Das gleiche gilt für die Nickelelektroden und das Dielektrikum. Dadurch, dass in den Bildern die Oberkante der Nickelelektroden und die Unterkante des von der Entladung emittierten Lichts verwendet wurden, um die Position des Dielektrikums und der Nickelelektroden im Bild abzuschätzen, ergibt sich somit eine Lücke zwischen dem Dielektrikum und den Nickelelektroden. Die tatsächliche Position der Nickelelektroden liegt somit niedriger und die Position des Dielektrikums liegt höher als in Abbildung 4.20 eingezeichnet. Außerdem ist der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, kleiner als von Abbildung 4.20 suggeriert wird.



Abbildung 4.22: Veranschaulichung, wie der Mikroplasma-Kanal mit Entladung (a) beim Blick von der Seite in den Kanal auf dem CCD-Chip abgebildet wird (b). Der rote Kreis symbolisiert das von der Entladung emittierte Licht, in Grau sind die beiden Nickelelektroden dargestellt und in Gelb das Dielektrikum.

Da der genaue Abstand zwischen Dielektrikum und dem Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, nicht bekannt ist, lässt sich die Position des Dielektrikums in den Bildern nicht genauer bestimmen. In der Nähe der Entladung lässt sich in Abbildung 4.21 auch die Unterkante der rechten Nickelelektrode erahnen. Die tatsächliche Position der rechten Nickelelektrode liegt mittig zwischen den unscharfen Bildern der unteren und oberen Kante dieser Elektrode. Durch die Verschiebung im Vergleich zu Abbildung 4.20 lässt sich auch die Position der linken Nickelelektrode bestimmen. Das Dielektrikum liegt direkt unter den beiden Elektroden. Da die Auflösung des optischen Aufbaus bekannt ist, lässt sich aus der Größe des unscharfen Bildes der rechten Nickelelektrode abschätzen, um welchen Faktor der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, zu groß abgebildet wird. Die untere Kante der rechten Nickelelektrode wird etwa (52 ± 14) px unter der oberen Kante abgebildet. Mit der bekannten Auflösung ($2,19 \mu\text{m px}^{-1}$) ergibt sich somit ein Abstand von $(110 \pm 30) \mu\text{m}$. Das bedeutet, dass das unscharfe Bild der rechten Nickelelektrode um einen Faktor $(2,2 \pm 0,6)$ größer ist als ein scharfes Bild der gleichen Elektrode wäre. Somit ist auch das Bild der anderen Elektrode und das Bild des von der Entladung emittierten Lichts um den gleichen Faktor zu groß. Der große relative Fehler von fast 30 % ergibt

sich daraus, dass die Position der oberen und unteren Kante der rechten Nickelelektrode lediglich auf etwa 10 px genau bestimmt werden konnte.

Abbildung 4.23 zeigt das gleiche Bild wie Abbildung 4.20, allerdings wurde hier nun die korrigierte Position der Elektroden und des Dielektrikums eingezeichnet. Auch der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, wird durch die geringe Tiefenschärfe zu groß auf dem CCD-Chip abgebildet. Die grüne und schwarze Ellipse sollen dabei helfen, diese Verfälschung durch die Abbildung besser einschätzen zu können. Die schwarze Ellipse soll hierbei die Größe des unscharfen Bildes auf dem CCD-Chip darstellen, während die grüne Ellipse die Größe des abgebildeten Gegenstandes widerspiegelt. Hierzu ist noch anzumerken, dass der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, entlang der Höhe nicht gleichmäßig zu groß dargestellt wird. Die obere Kante des Bereichs wird stets zu hoch abgebildet, während die untere Kante zu tief abgebildet wird. Da sich unter der Entladung das Dielektrikum befindet, wird die Position der unteren Kante weniger verfälscht als die Position der oberen Kante. Aus diesem Grund wird der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, stets zu hoch dargestellt.

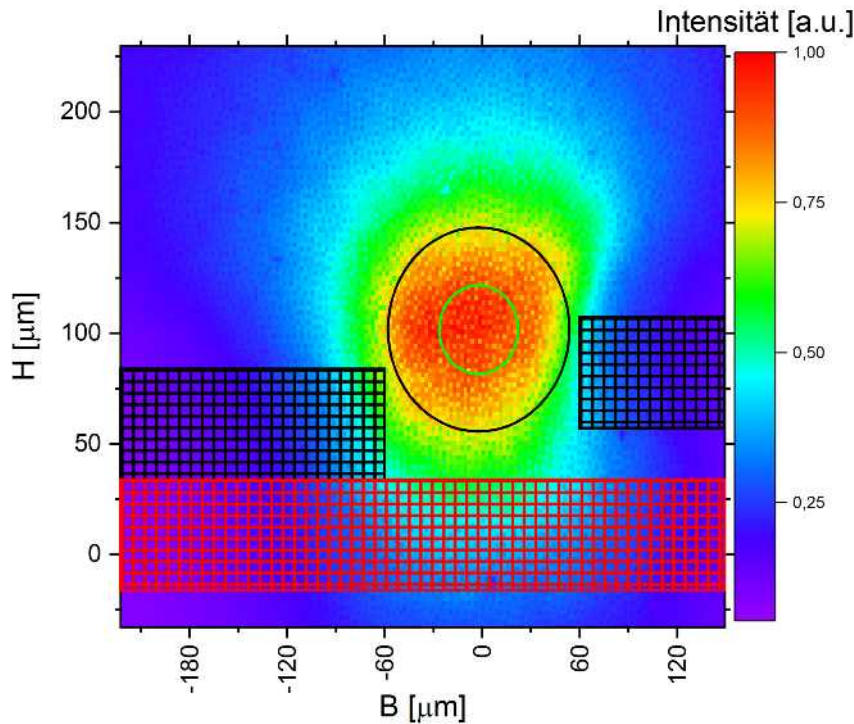


Abbildung 4.23: Abbildung 4.20 mit korrigierter Position für die beiden Elektroden und das Dielektrikum. Die grüne Ellipse symbolisiert die Größe eines Gegenstandes, der auf dem CCD-Chip unscharf in der Größe der schwarzen Ellipse abgebildet wird.

Man erkennt nun, dass bei Zeit- und Wellenlängenintegration (unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz der Kamera) das Bild des Bereiches, aus dem die Entladung Licht emittiert, näherungsweise die Form einer Ellipse hat. Unter der Annahme, dass von der Seite betrachtet der tatsächliche Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, eine ähnliche

Form hat, lässt sich mit den Fehlern durch die Abbildung berechnen, wie groß der Bereich ist, in dem die emittierte Intensität größer ist als e^{-1} mal der maximalen Intensität. Dieser Bereich ist etwa $(92 \pm 15) \mu\text{m}$ hoch und $(85 \pm 14) \mu\text{m}$ breit. Er hat einen Abstand von etwa $(25 \pm 4) \mu\text{m}$ zur Oberkante des Dielektrikums. Die Oberkante dieses Bereiches liegt etwa $(44 \pm 7) \mu\text{m}$ oberhalb der Oberkante der beiden Nickelelektroden. Entlang der Breite des Mikroplasma-Kanals hat der Bereich auf beiden Seiten einen Abstand von etwa $(17 \pm 3) \mu\text{m}$ von den Seitenwänden des Kanals.

Für den Bereich, in dem die Intensität größer ist als die Hälfte der maximalen Intensität, ergibt sich eine korrigierte Breite von $(68 \pm 11) \mu\text{m}$. Aus den Aufnahmen mit Blick von oben in den Kanal ergab sich je nach verwendetem Filter und betrachteter Halbperiode eine Halbwertsbreite zwischen $87,23 \mu\text{m}$ und $130,37 \mu\text{m}$ (vergleiche Tabelle 4.1). Hierbei muss noch beachtet werden, dass die Aufnahmen von oben eine Mittelung über die Höhe der Entladung darstellen, während bei den Aufnahmen von der Seite die maximale Breite angegeben wurde. Daher sollte bei den Aufnahmen von der Seite die Halbwertsbreite größer sein als bei den Aufnahmen von oben. Es zeigt sich jedoch der gegenteilige Zusammenhang.

Für diese Abweichung gibt es mehrere Gründe. Als Erstes sorgt die Vignettierung bei den Aufnahmen von der Seite dafür, dass die Bereiche nah an den beiden Nickelelektroden dunkler erscheinen. Hierdurch wird die Halbwertsbreite bei den Aufnahmen von der Seite verringert. Für die Abschätzung der Fehler durch die Abbildung wurde angenommen, dass der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, eine ähnliche Form aufweist wie das Bild dieses Bereiches. Aus den Aufnahmen von oben ist allerdings bekannt, dass die Struktur komplexer ist. An den beiden Rändern des Kanals gibt es jeweils einen Bereich, aus dem deutlich mehr Licht emittiert wird, während aus der Mitte weniger Licht emittiert wird. Durch die unscharfe Abbildung kann diese Struktur in den Aufnahmen von der Seite nicht mehr aufgelöst werden. Um die Fehler durch die unscharfe Abbildung in der Halbwertsbreite zu korrigieren reicht es daher nicht aus, die Halbwertsbreite um den gleichen Faktor zu verkleinern wie die beiden Elektroden. Ohne Berücksichtigung der Vignettierung liegt die Halbwertsbreite für die Aufnahmen von der Seite daher zwischen $68 \mu\text{m}$ und $150 \mu\text{m}$. Ein weiterer Grund ist die Position, an der die Entladung bei den Aufnahmen von der Seite untersucht wurde. Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert wurde, sind die beiden Nickelelektroden größer als der Magnet. Daher dehnt sich die Entladung nicht über die gesamte Länge des Mikroplasma-Kanals aus, sondern lediglich über den Bereich oberhalb des Magneten. Bei den Aufnahmen von der Seite befand sich die Gegenstandsebene direkt am Rand der Entladung (Position $L \approx 1,5 \text{ mm}$ in Abbildung 4.10(b)). Die Entladung erstreckt sich von der Gegenstandsebene somit nur in eine Richtung, während sich die beiden Elektroden in beide Richtungen ausdehnen. Daher wird die Entladung schärfer abgebildet als die beiden Elektroden. Deshalb muss für die Entladung der Fehler durch die Abbildung weniger korrigiert werden.

Die im vorherigen Absatz angesprochenen Gründe sorgen zum Teil auch für einen systematischen Fehler bei den zuvor angegebenen Werten für die Höhe des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, und die relative Position dieses Bereiches zu den beiden Elektroden und dem Dielektrikum. Diese Werte stellen somit nur eine grobe Abschätzung

dar. In den folgenden Bildern ist, wenn möglich, die korrigierte Position der beiden Nischelektroden und des Dielektrikums eingezeichnet. Für das von der Entladung emittierte Licht wurde hingegen keine Korrektur vorgenommen. Beim Betrachten der Bilder muss berücksichtigt werden, dass es durch die Vignettierung und die unscharfe Abbildung zu einer Verfälschung des Bildes kommt.

Wie Abbildung 4.23 zeigt, emittiert die Entladung vor allem aus dem Bereich innerhalb des Mikroplasma-Kanals Licht. Der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, dehnt sich oberhalb des Kanals nur etwa $50\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$ weit aus. Unter der Annahme, dass die Anregung vor allem über Stöße mit Elektronen erfolgt und sich angeregte Teilchen zwischen Anregung und Abregung nicht bewegen, ist der Bereich, in dem freie Elektronen vorhanden sind, identisch mit dem Bereich aus dem Licht emittiert wird.

Für die Anwendung der Mikroplasma-Arrays zur Unterstützung der katalytischen Umwandlung von VOCs spielen die Elektronen ebenfalls eine entscheidende Rolle. Da es sich bei dieser Entladung um eine Nichtgleichgewichts-Entladung handelt, haben die Elektronen deutlich höhere Energien als die Ionen und neutralen Teilchen. Die Elektronen stoßen daher die entscheidenden chemischen Prozesse an. Um die Oberfläche des Katalysators mit einem Mikroplasma-Array reinigen zu können, ist es zwingend notwendig, dass die hierfür verantwortlichen Spezies die Oberfläche des Katalysators erreichen können. Abbildung 4.23 zeigt, dass für kurzlebige Spezies, die in der Entladung erzeugt werden, der Katalysator sehr nah an den Kavitäten positioniert werden muss. Wenn der Katalysator oberhalb des Mikroplasma-Arrays angebracht werden soll, muss der Abstand deutlich kleiner sein als 1 mm . Für Spezies mit einer längeren Lebensdauer sind auch größere Abstände möglich. Allerdings muss dann sichergestellt werden, dass diese auch zum Katalysator transportiert werden. Eine andere mögliche Position für den Katalysator ist die Oberseite des Dielektrikums. Eine numerische Strömungssimulation hat gezeigt, dass auch der Gasfluss bei einem Mikroplasma-Array bis zur Oberfläche des Dielektrikums gelangt. Allerdings dringt für Kavitäten mit einem Durchmesser von $120\text{ }\mu\text{m}$ lediglich Gas aus einer Höhe von $5\text{ }\mu\text{m}$ oberhalb der Elektroden in das Innere der Kavitäten ein [31]. Der Bereich, aus dem Gasteilchen bis an die Oberfläche des Dielektrikums gelangen, ist noch kleiner. Somit sind an der Oberfläche des Dielektrikums sowohl die VOCs als auch die in der Entladung gebildeten Spezies zum Reinigen des Katalysators vorhanden. Allerdings ist der Bereich oberhalb der Elektroden, durch den das Gas strömt, mit derzeit 3 mm fast drei Größenordnungen größer als $5\text{ }\mu\text{m}$. Daher gelangt nur ein sehr kleiner Anteil der dem Gasfluss beigemischten VOCs zur Oberfläche des Dielektrikums.

Auf Grund der geringen Ausdehnung der Entladung oberhalb der Kavitäten sollte für die direkte Interaktion zwischen der Entladung und den VOCs das Volumen oberhalb eines Mikroplasma-Arrays möglichst klein sein (deutlich kleiner als 1 mm). Wie bereits angesprochen wurde, dringt der Gasstrom nur aus einem sehr kleinen Bereich in das Innere der Kavitäten ein. Da die Entladung etwa $50\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$ aus der Kavität expandiert, kommt es lediglich für den Gasfluss, der innerhalb dieses Abstandes oberhalb der Elektroden entlang strömt, zu einer direkten Interaktion mit der Entladung. In größeren Abständen können lediglich langlebige in der Entladung gebildete Spezies für eine Beeinflussung des Gasstroms durch die Entladung sorgen.

Unterschied zwischen den beiden Halbperioden

Aus den Aufnahmen mit Blick von oben in den Kanal und aus der Literatur (vergleiche Abschnitt 2.2.1) ist bekannt, dass sich die Entladung in den beiden Halbperioden unterschiedlich verhält. Dies soll nun genauer mit Blick von der Seite in den Kanal untersucht werden.

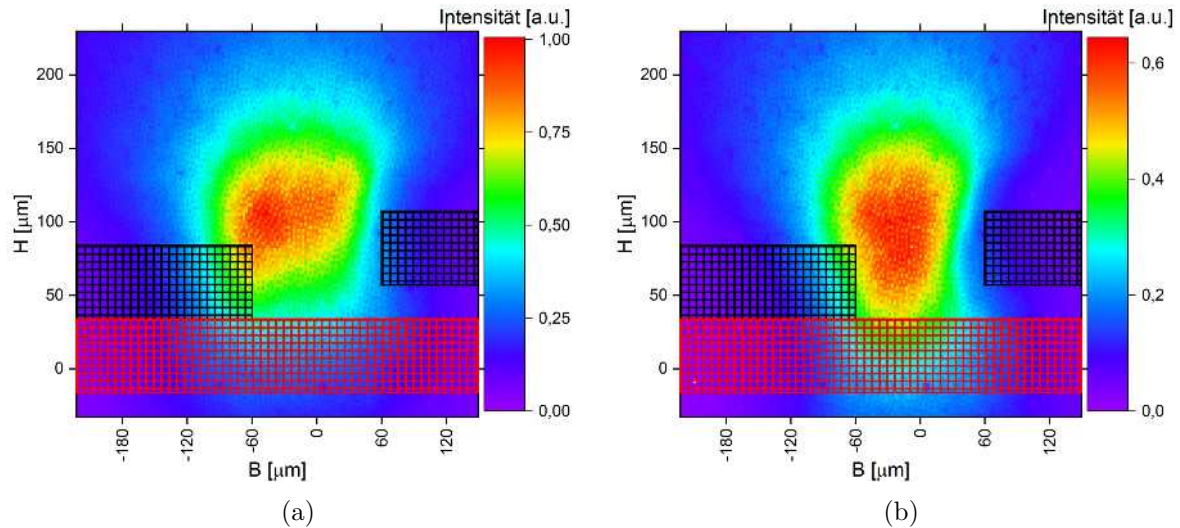


Abbildung 4.24: Über eine Halbperiode zeitlich gemittelte Emission des Mikroplasma-Kanals mit Blick von der Seite in den Kanal. Aufgenommen bei 1300 V_{pp} und 10 kHz mit der blauen Kamera und dem UV-Objektiv. (a) IPP. (b) DPP.

Abbildung 4.24 zeigt das von der Entladung emittierte Licht gemittelt über die IPP (a) bzw. DPP (b). Zu erkennen ist, dass in der IPP der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, breiter ist und in der DPP höher. Der Bereich, in dem die Intensität größer ist als e^{-1} mal der maximalen Intensität, ist in der IPP $(196 \pm 13) \mu\text{m}$ breit und $(191 \pm 13) \mu\text{m}$ hoch. In der DPP ist der gleiche Bereich $(157 \pm 11) \mu\text{m}$ breit und $(215 \pm 14) \mu\text{m}$ hoch. In beiden Halbperioden liegt die Oberkante des Bereichs $(98 \pm 7) \mu\text{m}$ oberhalb der Oberkante der Nickelelektroden. Verantwortlich für diese Unterschiede ist die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen in den beiden Halbperioden. Abbildung 4.25 zeigt hierzu die Richtung, in die die Elektronen im Inneren des Mikroplasma-Kanals in der DPP durch das von der angelegten Spannung erzeugte elektrische Feld beschleunigt werden. Längere Pfeile stehen dabei für eine stärkere Beschleunigung. Die Richtung und Stärke der Beschleunigung wurde hier aus dem Gradienten des elektrischen Potentials innerhalb der Kavität bestimmt, wobei das elektrische Potential durch eine numerische Lösung der Poisson-Gleichung bestimmt wurde. Diese numerische Lösung wird später genauer erläutert. In der IPP werden die Elektronen genau in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt.

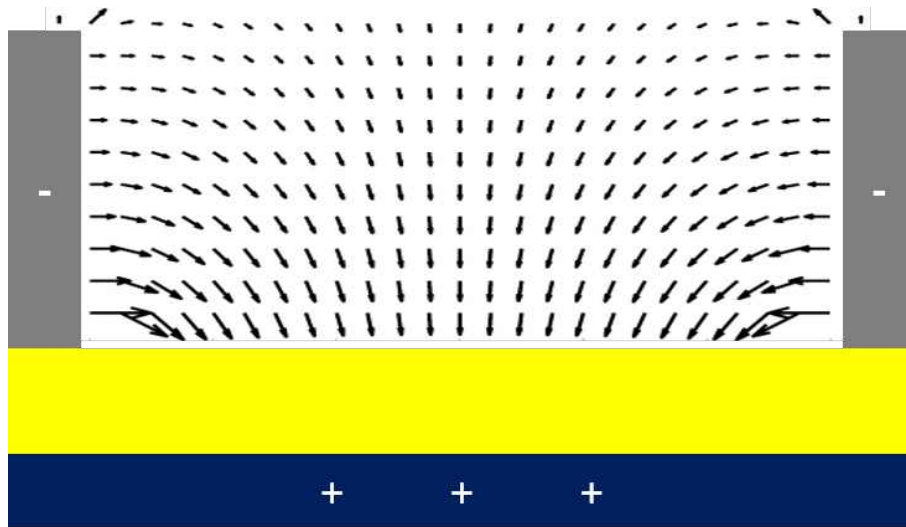


Abbildung 4.25: Beschleunigungsrichtung der Elektronen im Inneren des Mikroplasma-Kanals aufgrund des äußeren elektrischen Feldes in der DPP. In Grau sind die beiden Nickelelektroden eingezeichnet, in Gelb das Dielektrikum und in Blau der Magnet. Die schwarzen Pfeile markieren die Richtung, in die die Elektronen beschleunigt werden. Diese Pfeile entstammen einer numerischen Lösung für das elektrische Potential. Die Länge der Pfeile steht hier für die Stärke der Beschleunigung.

Man erkennt, dass die Elektronen in der DPP von den Nickelelektroden aus in die Mitte des Mikroplasma-Kanals beschleunigt werden und in der IPP von der Mitte aus zu den Nickelelektroden. Daher ist der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, in der IPP deutlich breiter als in der DPP. Außerdem werden die Elektronen in der DPP zur Oberfläche des Dielektrikums beschleunigt und in der IPP weg vom Dielektrikum. Daher dehnt sich in der DPP der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, weiter nach unten aus als in der IPP. Außerdem erkennt man, dass die Beschleunigung entlang der Höhe des Mikroplasma-Kanals mit steigendem Abstand zum Dielektrikum abnimmt. An der Oberkante der Entladung erfahren die Elektronen daher nur eine sehr geringe Beschleunigung entlang der Höhe des Mikroplasma-Kanals. Aus diesem Grund liegt die Oberkante des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, in beiden Halbperioden auf einer ähnlichen Höhe. Zusammen mit der numerischen Lösung des elektrischen Feldes liefern die Aufnahmen von der Seite somit die Erklärung für das bereits von oben beobachtete unterschiedliche Verhalten in den beiden Halbperioden.

Mit den Mikroplasma-Arrays wurden bereits Aufnahmen von der Seite aufgenommen. Durch die obere Elektrode wurde dabei allerdings der optische Zugang zum Inneren der Kavitäten blockiert. Stattdessen wurde lediglich die Emission aus dem Bereich oberhalb der oberen Elektroden untersucht. Dabei konnte lediglich in der positiven Halbperiode (entspricht hier der IPP) Emission aus dem Bereich oberhalb der Elektroden festgestellt werden [8]. Der Grund hierfür könnte sein, dass in der DPP die Intensität geringer ist als in der IPP (siehe Abbildung 4.24). Betrachtet man den Bereich in der DPP, in dem

die Intensität größer ist als e^{-1} mal der maximalen Intensität in der IPP, so ist dieser $(125 \pm 9) \mu\text{m}$ breit und $(145 \pm 10) \mu\text{m}$ hoch und erstreckt sich bis zu einer Höhe von $(57 \pm 4) \mu\text{m}$ oberhalb der Nickelelektroden. In der gleichen Zeit wird in der IPP somit deutlich mehr Licht aus dem Bereich oberhalb der beiden Nickelelektroden emittiert. Außerdem sind in den angegebenen Werten für die Höhe des Bereichs oberhalb der beiden Elektroden keine Fehler durch die Abbildung berücksichtigt. Wie bereits erläutert wurde, wird der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, stets zu groß und zu weit oben dargestellt. Bei den Messungen aus der Literatur handelte es sich außerdem um ein Mikroplasma-Array mit pyramidalen Kavitäten. Bei dieser Geometrie ist die Struktur des elektrischen Feldes anders. Die größte elektrische Feldstärke in Richtung der Höhe der Kavitäten liegt bei den pyramidalen Kavitäten am oberen Rand der Kavität. Im Gegensatz dazu liegt bei den zylindrischen Kavitäten die größte Feldstärke entlang der Höhe am unteren Rand der Kavität. Aus diesem Grund verschiebt sich durch die unterschiedliche Richtung des elektrischen Feldes in den beiden Halbperioden bei den zylindrischen Kavitäten vor allem die untere Kante des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, und bei den pyramidalen Kavitäten die obere Kante.

Numerische Lösung des elektrischen Potentials und des elektrischen Feldes

Als Nächstes soll die Zündung der Entladung in den beiden Halbperioden genauer untersucht werden. Um diese besser verstehen zu können, wird zunächst das Potential und die elektrische Feldstärke innerhalb des Mikroplasma-Kanals genauer untersucht. Das elektrische Potential ($\Phi(\vec{r})$) am Ort ($\vec{r}$) ergibt sich hierbei mit der Ladungsträgerdichte ($\rho(\vec{r})$), der elektrischen Feldkonstante (ϵ_0) und der relativen Permittivität (ϵ_r) aus der Poisson-Gleichung:

$$\Delta\Phi(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r})}{\epsilon_0\epsilon_r}$$

Für Zirkoniumoxid liegt die relative Permittivität im verwendeten Frequenzbereich bei etwa 22 [47] und für Helium bei etwa 1 [2]. Ohne im Volumen vorhandene Ladungsträger (keine Entladung) lässt sich die Poisson-Gleichung im Mikroplasma-Kanal numerisch lösen. Die Lösung wurde hierbei in einem $400 \mu\text{m}$ breiten und $250 \mu\text{m}$ hohen zweidimensionalen Bereich mit der PDE Toolbox von Matlab berechnet. Das Dielektrikum befindet sich hierbei in den unteren $50 \mu\text{m}$ des Bereichs. Darüber befinden sich die beiden Nickelelektroden, welche in der Mitte von dem $120 \mu\text{m}$ breiten Kanal getrennt werden. Da es innerhalb der Nickelelektroden keine Potentialdifferenzen geben kann, gehören diese nicht mit zu dem Bereich, in dem die Poisson-Gleichung gelöst wird. Entlang der Länge des Kanals gibt es lediglich durch die Ungenauigkeiten bei der Fertigung Änderungen des elektrischen Potentials. Daher genügt eine zweidimensionale Betrachtung des Problems. Zusätzlich zu der Ladungsträgerverteilung werden noch die Randbedingungen auf dem Rand des betrachteten Bereichs benötigt. Da die Unterseite des Dielektrikums durch den Magneten geerdet ist, wird die Randbedingung hier als Dirichlet-Randbedingung angegeben:

$$\Phi(\vec{r}_{\text{Dielektrikum}}) = 0$$

Das Potential, auf dem die Nickelelektroden liegen, wird durch die angelegte Spannung (U) festgelegt. Daher wird für die Außenkanten der beiden Elektroden ebenfalls eine Dirichlet-Randbedingung gewählt:

$$\Phi(\vec{r}_{\text{Elektroden}}) = U$$

Für die restlichen äußeren Kanten wird eine Neumann-Randbedingung verwendet:

$$\vec{n}\epsilon_0\epsilon_r\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) = 0$$

$\vec{n}$ ist hierbei jeweils der normalen Vektor der Kante. Diese Randbedingung bedeutet, dass es auf den Oberflächen des betrachteten Bereichs keine Oberflächenladungsträger gibt. Für eine angelegte Spannung von 200 V ergibt sich mit diesen Randbedingungen der in Abbildung 4.26 dargestellte Verlauf für das elektrische Potential. Innerhalb des Dielektrikums erkennt man am linken und rechten Rand den für einen Plattenkondensator üblichen Verlauf mit über die Höhe des Dielektrikums äquidistanten Äquipotentiallinien. In der Mitte wird dieser Verlauf durch den Kanal zwischen den Elektroden gestört. Die Äquipotentiallinien dehnen sich hier weiter nach oben aus.

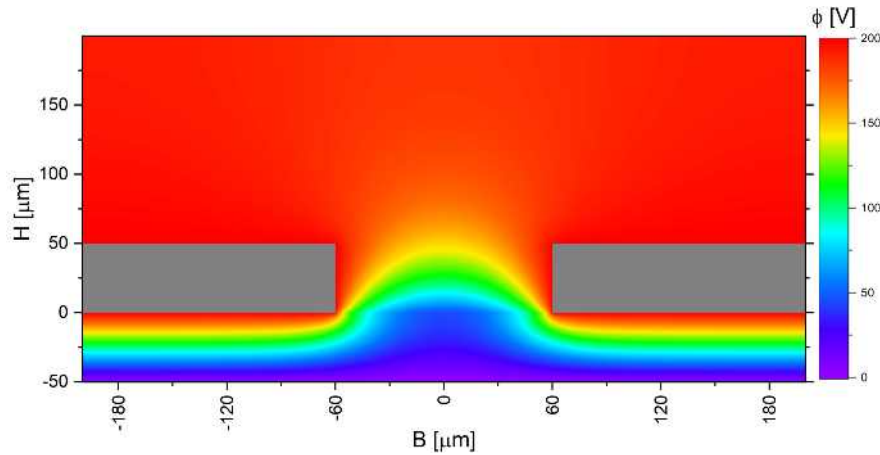


Abbildung 4.26: Numerische Lösung des elektrischen Potentials für den Mikroplasma-Kanal bei einer angelegten Spannung von 200 V. In Grau sind hier die beiden Nickelelektroden eingezeichnet. Unter diesen befindet sich das Dielektrikum.

Das elektrische Potential ist so definiert, dass der negative Gradient des Potentials die elektrische Feldstärke ($\vec{E}$) ergibt:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) \quad (4.3)$$

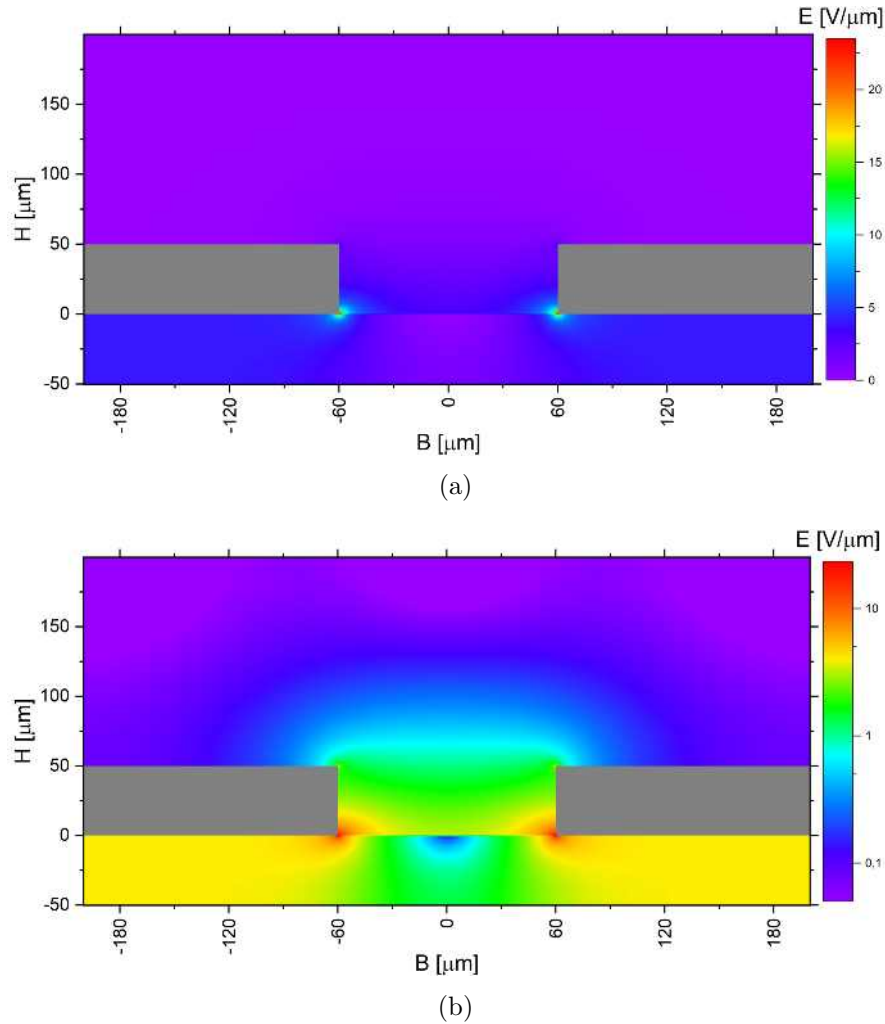


Abbildung 4.27: Numerische Lösung für den Betrag der elektrischen Feldstärke mit linearer Farbskala (a) und logarithmischer Farbskala (b). Auch hier sind die beiden Nickelelektroden wieder in grau eingezeichnet.

Abbildung 4.27 zeigt den Betrag der sich so ergebenden elektrischen Feldstärke mit linearer Farbskala (a) und logarithmischer Farbskala (b). Zu erkennen ist, dass die elektrische Feldstärke in den beiden unteren Ecken des Kanals besonders groß ist. Die maximale Feldstärke liegt hier bei $23,5 \text{ V } \mu\text{m}^{-1}$. Im Mittel liegt die elektrische Feldstärke im Inneren des Kanals bei $2,6 \text{ V } \mu\text{m}^{-1}$. Hierbei ist die Feldstärke am Boden des Kanals besonders groß und nimmt von dort aus nach oben hin ab. Mit Gleichung 4.3 wurde auch die Länge und Richtung der Pfeile in Abbildung 4.25 berechnet.

Zu diesen Berechnungen muss angemerkt werden, dass die Entladung hier komplett vernachlässigt wurde. Weder die Ladungsträger im Volumen noch die von der Entladung

erzeugten Oberflächenladungen auf der Oberfläche des Dielektrikums wurden hier berücksichtigt. Wie später noch gezeigt wird, kann der Beitrag durch diese Ladungen zur elektrischen Feldstärke sogar größer sein als der Beitrag durch die angelegte Spannung. Der Beitrag durch die angelegte Spannung kann allerdings nie vernachlässigt werden.

Zündung der Entladung in den beiden Halbperioden

Mit der numerischen Lösung des elektrischen Potentials und der Feldstärke kann nun die Zündung der Entladung in den beiden Halbperioden erklärt werden. Abbildung 4.28 zeigt dazu Bilder der Zündung in der DPP und Abbildung 4.29 zeigt Bilder von der Zündung in der IPP. Diese Bilder wurden jeweils mit einer Phasenauflösung aufgenommen, die 200 ns entspricht. Das Delay wurde für die einzelnen Bilder so gewählt, dass die Bilder den Zeitraum direkt nach dem Zeitpunkt abtasten, an dem die Entladung innerhalb einer Halbperiode beginnt Licht zu emittieren. Jedes einzelne Bild ist in Falschfarben dargestellt (Rot viel Intensität, Violett wenig). Die Farbskala deckt dabei in jedem einzelnen Bild den Bereich von der minimalen bis zur maximalen Intensität dieses Bildes ab. In der DPP beginnt die Entladung bei $t_{\text{Delay}} = 40,0 \mu\text{s}$ Licht zu emittieren. Die Intensität ist zunächst jedoch noch sehr gering. Daher ist das Signal-Rausch-Verhältnis noch relativ klein.

Bei $t_{\text{Delay}} = 40,2 \mu\text{s}$ ist die Intensität schon größer. Man erkennt nun, dass die Entladung zu diesem Zeitpunkt vor allem aus dem unteren rechten Bereich des Kanals Licht emittiert. Der Grund hierfür ist, dass in den unteren Ecken des Kanals die elektrische Feldstärke am größten ist (vergleiche Abbildung 4.27(a)). Daher wird während einer Halbperiode zunächst in diesen beiden Ecken eine ausreichend hohe Feldstärke erreicht, um freie Elektronen so stark zu beschleunigen, dass diese neue Elektronen erzeugen können und die Atome und Moleküle des Gases anregen können. Wie bereits vorher schon festgestellt wurde, befindet sich die rechte Nickelelektrode etwas höher als die linke. Hierdurch ergibt sich eine kleine Lücke zwischen der Elektrode und dem Dielektrikum. Innerhalb dieser Lücke ist die elektrische Feldstärke noch größer als in dem Kanal. Daher wird die Emission von Licht zunächst an der rechten Seite des Kanals beobachtet.

Im weiteren Verlauf der DPP ($t_{\text{Delay}} = 40,6 \mu\text{s}$ bis $t_{\text{Delay}} = 41,0 \mu\text{s}$) werden immer mehr freie Elektronen ausgelöst. Diese können dann über Stöße die Atome und Moleküle des Gases anregen. Daher steigt in diesem Zeitraum die von der Entladung emittierte Intensität. Außerdem verschiebt sich der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, nach links und etwas nach oben. Der Grund hierfür ist, dass die angelegte Spannung in der Zwischenzeit weiter abgefallen ist und dadurch auch auf der linken Seite eine ausreichend hohe Feldstärke erreicht wurde. Der Bereich liegt vermutlich deshalb höher, weil sich der Stromfluss über die Oberfläche der Nickelelektroden verteilt.

Sobald freie Ladungsträger innerhalb des Kanals vorhanden sind, kann ein elektrischer Strom zwischen den Nickelelektroden und der Oberseite des Dielektrikums fließen. Dieser Strom wird durch die Potentialdifferenz zwischen diesen Oberflächen getrieben (vergleiche Abbildung 4.26). An den Oberflächen der Nickelelektroden werden die freien Ladungsträger neutralisiert, während sich auf der Oberseite des Dielektrikums Oberflächenladungsträger ansammeln. In der DPP sammeln sich hier Elektronen an. Durch diese Ober-

flächenladungen wird das elektrische Feld abgeschirmt. Daher sinkt ab $t_{\text{Delay}} = 41,4 \mu\text{s}$ die Intensität des von der Entladung emittierten Lichts (Bilder mit $t_{\text{Delay}} = 41,4 \mu\text{s}$ bis $t_{\text{Delay}} = 43,0 \mu\text{s}$). In diesem Zeitraum ändert sich die Position des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, nicht mehr.

Dadurch, dass die angelegte Spannung weiter sinkt, wird erneut die notwendige Feldstärke erreicht, um einen neuen Entladungspuls zu starten ($t_{\text{Delay}} = 43,8 \mu\text{s}$). Hier liegt der Bereich, aus dem von der Entladung Licht emittiert, wird nun etwas höher als noch bei dem ersten Entladungspuls ($t_{\text{Delay}} = 40,2 \mu\text{s}$). Der Grund hierfür ist, dass von der Entladung zum Ende des vorherigen Pulses ebenfalls aus höher gelegenen Bereichen Licht emittiert wurde. In diesen Bereichen sind nun noch freie Ladungsträger vorhanden. Die hier vorhandenen freien Elektronen können durch die gestiegene elektrische Feldstärke beschleunigt werden und für die Anregung von Atomen und Molekülen sorgen. Im weiteren Verlauf der Halbperiode steigt die Intensität wieder weiter an und der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, verschiebt sich, genau wie bei dem ersten Entladungspuls, nach oben und links.

In der IPP (Abbildung 4.29) verläuft die Zündung relativ ähnlich. Durch die andere Richtung der elektrischen Feldstärke unterscheidet sich allerdings der Bereich aus dem die Entladung Licht emittiert. In der IPP liegt der Bereich höher (vor allem die untere Kante) und ist breiter als in der DPP. Innerhalb der verwendeten zeitlichen Auflösung von 200 ns kann kein Unterschied für die Dauer der einzelnen Phasen während der Zündung in der IPP und DPP festgestellt werden.

In beiden Halbperioden emittiert die Entladung nach der Zündung zunächst aus dem Bereich nahe der rechten Nickelelektrode Licht. Anschließend dehnt sich der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, über die gesamte Breite des Mikroplasma-Kanals aus. Aus diesem Grund konnte bei den Aufnahmen von oben beobachtet werden, dass die Halbwertsbreite des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, zunächst klein ist und dann größer wird.

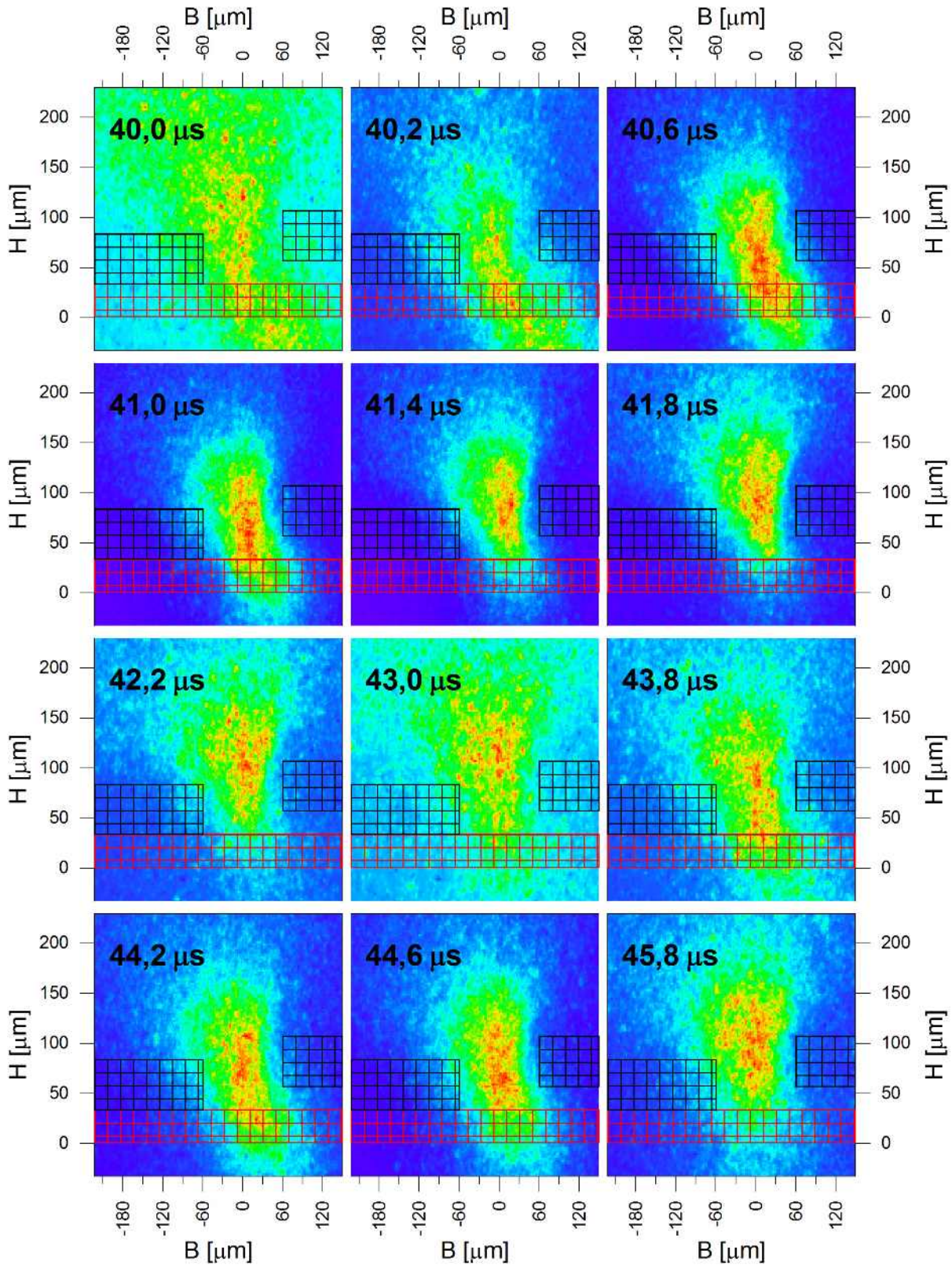


Abbildung 4.28: Falschfarben-Darstellung (Rot viel Intensität, Violett wenig) des zeitlichen Verlaufs der relativen emittierten Intensität während der Zündung in der DPP mit Blick von der Seite in den Kanal. Das rote Raster markiert die ungefähre Position des Dielektrikums und die beiden schwarzen die ungefähren Positionen der Nickelelektroden. Die Bilder wurden bei 10 kHz und 1300 V_{pp} mit der blauen Kamera, dem UV-Objektiv und ohne Filter aufgenommen.

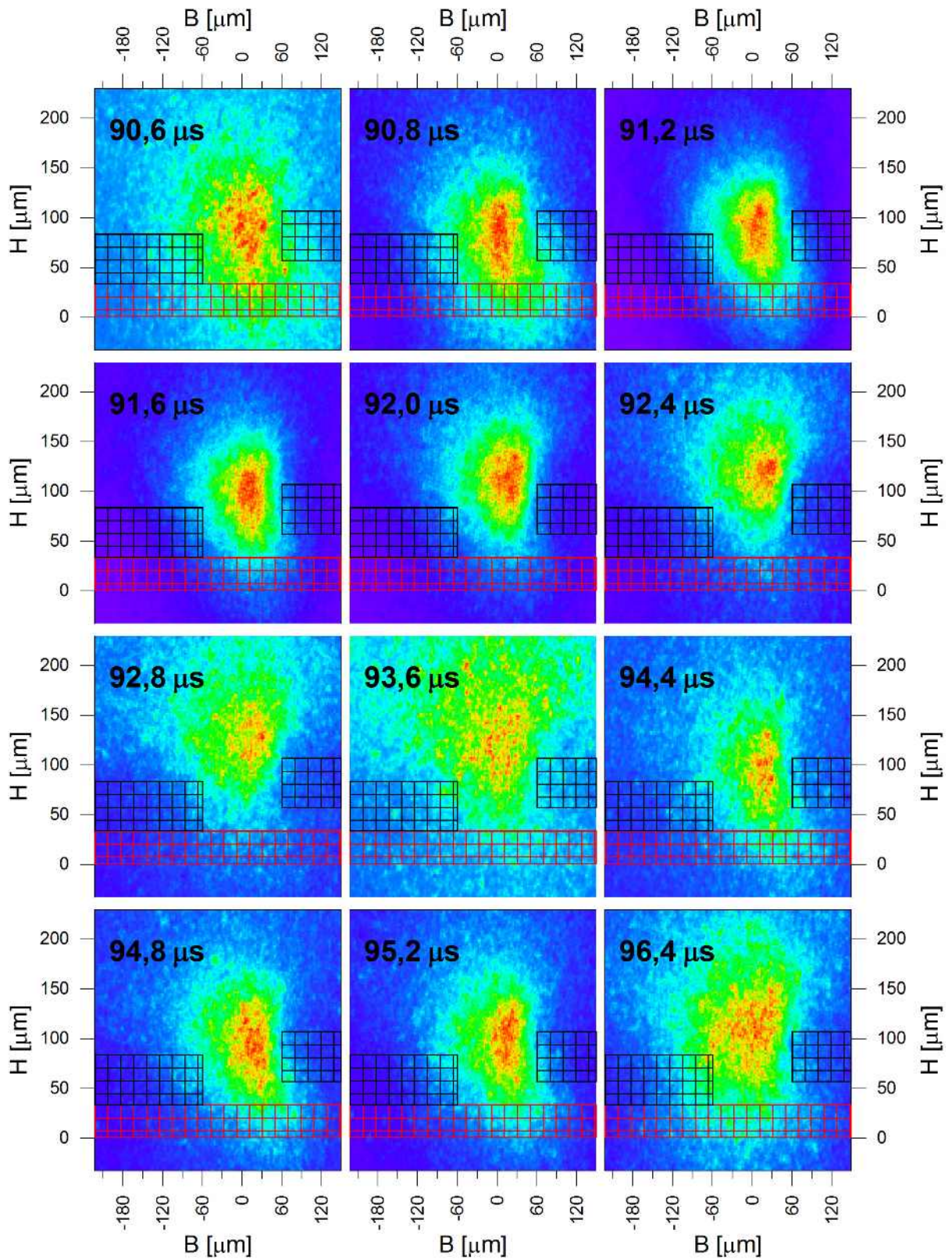


Abbildung 4.29: Falschfarben-Darstellung (Rot viel Intensität, Violett wenig) des zeitlichen Verlaufs der relativen emittierten Intensität während der Zündung in der IPP mit Blick von der Seite in den Kanal. Das rote Raster markiert die ungefähre Position des Dielektrikums und die beiden schwarzen die ungefähren Positionen der Nickelelektroden. Die Bilder wurden bei 10 kHz und 1300 V_{pp} mit der blauen Kamera, dem UV-Objektiv und ohne Filter aufgenommen.

Zeitliche Änderung des emittierten Lichts in Abhängigkeit von der Höhe

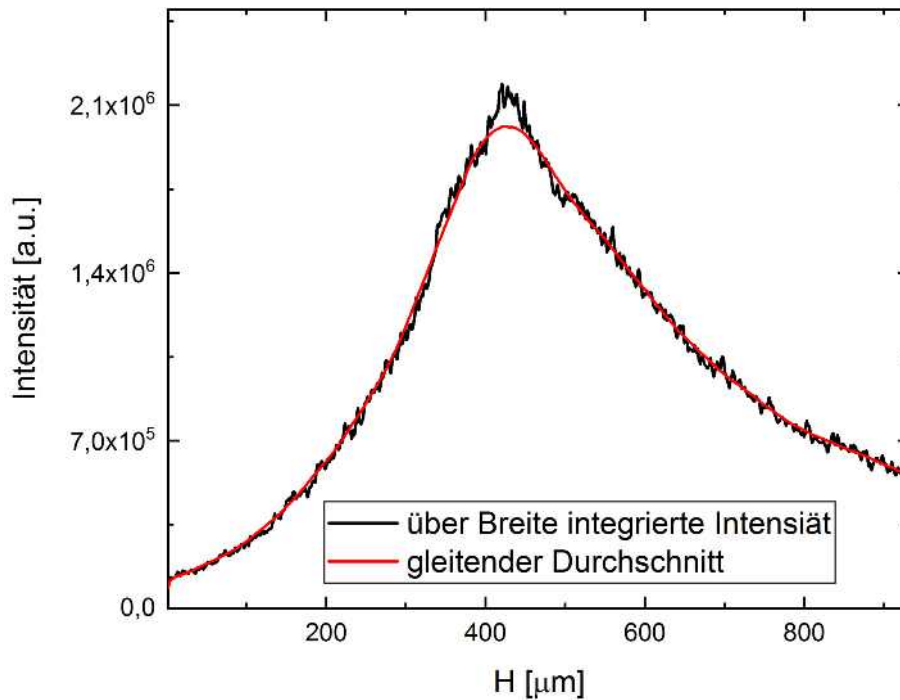


Abbildung 4.30: Beispiel für die über die Breite integrierte Intensität in Abhängigkeit von der Höhe. Berechnet aus einem bei $1300\text{ V}_{\text{pp}}$ und 10 kHz mit der roten Kamera und dem Makro-Objektiv aufgenommenem Bild. Mit $t_{\text{Delay}} = 10\text{ }\mu\text{s}$.

Nun soll untersucht werden, wie sich die Position des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, entlang der Höhe innerhalb einer Halbperiode ändert. Hierzu wurden bei 10 kHz und $1300\text{ V}_{\text{pp}}$ Bilder mit einer Phasenauflösung, die 100 ns entspricht, aufgenommen. Für diese Bilder wurde die gemessene Intensität anschließend über die Breite integriert. Da diese Bilder an einem anderen Tag, mit einem anderen Objektiv und mit dem anderen Kameramodell aufgenommen wurden, lassen sich die absoluten Positionen, wie bereits angesprochen wurde, nicht mit denen aus den Bildern des vorherigen Abschnitts vergleichen. Die zeitlichen Änderungen der Position des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, lassen sich hingegen vergleichen. Ein Beispiel für den sich so ergebenden Verlauf ist in Abbildung 4.30 dargestellt. Diese Bilder wurden zu einem früheren Zeitpunkt als die bisher gezeigten aufgenommen. Leider ließ sich die Position der Elektroden und des Dielektrikums in diesen Bildern nicht erkennen. Der Grund hierfür ist vermutlich, dass der Winkel zwischen der optischen Achse und der Oberseite des Mikroplasma-Kanals bei diesen Aufnahmen größer war. Durch die geringe Tiefenschärfe ließ sich so keine Abbildung der Elektroden oder des Dielektrikums erzeugen. Zusätzlich zu der gemessenen und über die Breite integrierten Intensität ist in Abbildung 4.30 noch der gleitende Durchschnitt dieses Wertes eingezeichnet. Der gleitende Durchschnitt weist deutlich weniger Schwankungen auf und kann daher besser für die automatisierte Bestimmung (bei 1000 Bildern zwingend erforderlich) des Bereichs, aus dem die Entladung Licht

emittiert, verwendet werden. Für jedes einzelne Bild wurde dann die Position des Maximums, sowie die obere und untere Kante des Bereichs, in dem der gleitende Durchschnitt oberhalb von 90 % seines maximalen Wertes liegt, bestimmt. Hier wurde 90 % gewählt, da besonders bei einer geringen Intensität der gleitende Durchschnitt am oberen Ende nicht unter den Maximalwert mal e^{-1} fällt. Dieser Bereich wird im Folgenden als 90 %-Bereich bezeichnet.

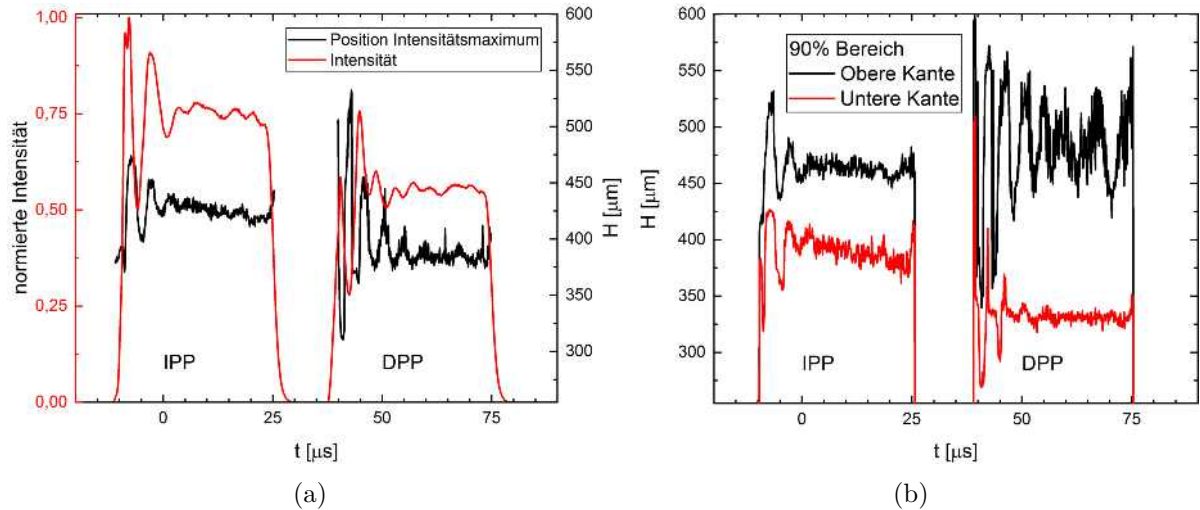


Abbildung 4.31: Zeitliche Änderung der Position des Maximums und der Intensität (a) sowie der Position der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs (b). Aufgenommen mit der roten Kamera und dem Marko-Objektiv bei 1300 V_{pp} und 10 kHz.

Abbildung 4.31(a) zeigt die Änderung der Position des Maximums innerhalb einer Periode zusammen mit der Intensität (integriert über das gesamte Bild). In Abbildung 4.31(b) ist die zeitliche Änderung der Position der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs eingezeichnet. In der IPP sieht man, dass sich sowohl die Position des Maximums als auch die Position der oberen und unteren Kante während der beiden ersten Entladungspulse verschiebt. Dies wurde bereits im vorherigen Abschnitt bei der Untersuchung der Zündung beobachtet. Nach diesen beiden Pulsen bleibt die Position der oberen und unteren Kante in der gleichen Höhe. Für diesen Unterschied ist der bereits in den Aufnahmen von oben beobachtete Wechsel des Entladungsmodus verantwortlich. In den ersten beiden Entladungspulsen fließt ein größerer Strom. Daher wird das elektrische Feld durch Oberflächenladungen soweit abgeschirmt, dass die Entladung zum Erliegen kommt. Bei einer höheren anliegenden Spannung zündet die Entladung erneut. Bei der Untersuchung der Zündung wurde bereits beobachtet, dass zunächst aus einem Bereich weiter unten im Kanal Licht emittiert wird und dieser dann nach oben wandert. Nach diesen beiden ersten Pulsen folgt ein Modus, in dem weniger Strom durch die Entladung fließt. In diesem Modus reicht der Anstieg der Spannung aus, um das Abschwächen des elektrischen Feldes durch die Oberflächenladungen zu kompensieren. Daher ändert sich die elektrische Feldstärke innerhalb des Kanals in diesem Modus nur noch sehr gering. Aus diesem

Grund bleibt die Position der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs in der gleichen Höhe.

Aus den gleichen Gründen wie in der IPP sieht man auch während der ersten beiden Entladungspulse innerhalb der DPP eine starke Änderung der Positionen des Maximums und der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs. In dem kontinuierlichen Modus bleibt auch in der DPP die Position der unteren Kante des 90 %-Bereichs konstant. Die untere Kante liegt dabei in der IPP höher als in der DPP. Der Grund hierfür ist die unterschiedliche Richtung des elektrischen Feldes und somit die Richtung, in die die Elektronen beschleunigt werden. Die Position der oberen Kante und des Maximums schwankt jedoch weiterhin um etwa 100 μm . Diese größeren Schwankungen lassen sich zum Teil auf die geringere Intensität in der DPP zurückführen. Hierdurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis kleiner, wodurch sich größere Schwankungen der Werte ergeben. Da die Schwankungen der oberen Kante jedoch deutlich größer sind als die der unteren, muss es noch einen weiteren Grund dafür geben, dass die Position der oberen Kante so stark schwankt.

In Tabelle 4.3 sind für die beiden Halbperioden die gemittelten Positionen des Maximums und der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs zusammengefasst. Zu erkennen ist, dass sowohl die Position des Maximums als auch die der unteren Kante in der IPP höher liegt als in der DPP. Die Erklärung liefert wieder die unterschiedliche Richtung des elektrischen Feldes. Die Position der oberen Kante ist in der DPP allerdings höher als in der IPP. Der Grund hierfür ist, dass die Feldstärke entlang der Höhe des Kanals in diesem Bereich deutlich kleiner ist. Daher kann eine unterschiedliche Richtung des elektrischen Feldes auch nur zu geringeren Änderungen der Positionen führen. Außerdem wird, wie bereits beschrieben wurde, die Position der oberen Kante stärker durch die Abbildung verfälscht als die der unteren Kante.

Halbperiode	H(Maximum) [μm]	H(untere Kante) [μm]	H(obere Kante) [μm]
IPP	$426,8 \pm 0,8$	$390,3 \pm 0,8$	$463,9 \pm 0,8$
DPP	$395,0 \pm 2,0$	$332,1 \pm 1,2$	$483,9 \pm 2,3$

Tabelle 4.3: Zeitlich gemittelte Position des Emissionsmaximums und der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs für die beiden Halbperioden.

Spannungs- und Frequenzabhängigkeit der Position der Entladung entlang der Höhe

Wie bereits mehrfach angesprochen wurde, soll mit den Mikroplasma-Arrays die katalytische Umwandlung von VOCs unterstützt werden. Hierzu wäre es hilfreich, wenn sich die Position der Entladung steuern ließe. So könnte man zum Beispiel erreichen, dass sich die Entladung näher an dem Katalysator befände, wodurch der Katalysator effektiver gereinigt werden würde. Wenn es möglich ist, dafür zu sorgen, dass die Entladung weiter aus den Kavitäten heraus nach oben expandiert, kann außerdem ein größerer Anteil des Gasflusses durch die Entladung behandelt werden. Daher soll in diesem Abschnitt untersucht werden, wie sich die Position der Entladung in Abhängigkeit von der Amplitude und Frequenz der angelegten Spannung verändert. Hierzu wurden für eine Amplitude

zwischen 250 V und 700 V (bei 10 kHz) und eine Frequenz zwischen 1 kHz und 10 kHz (bei einer Amplitude von 700 V) phasenaufgelöste Bilder mit einer Gatebreite von 100 ns aufgenommen. Für jedes einzelne Bild wurde analog zum vorherigen Abschnitt die gemessene Intensität über die Breite des Bildes integriert. Für den gleitenden Durchschnitt dieses Wertes wurde dann für jedes Bild die Position des Maximums und der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs bestimmt. Diese Werte wurden dann über eine Halbperiode gemittelt und in Abbildung 4.32 gegen die Amplitude bzw. Frequenz der angelegten Spannung aufgetragen.

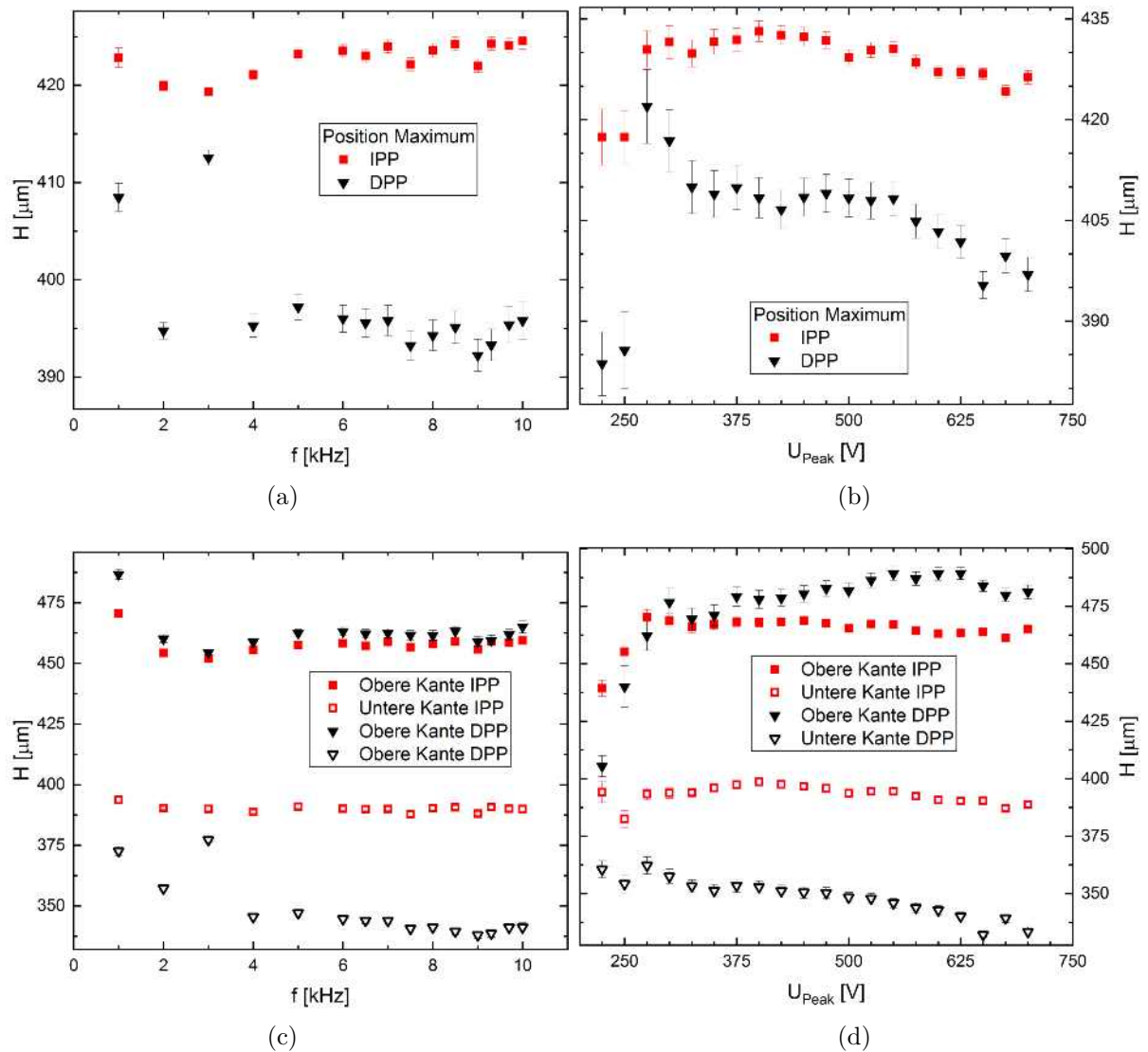


Abbildung 4.32: Position des Maximums (a), (b) und der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs (c), (d) in Abhängigkeit von der Frequenz und Amplitude der angelegten Spannung. Aufgenommen mit der roten Kamera und dem Makro-Objektiv.

Man erkennt zunächst in Abbildung 4.32(a) und 4.32(c), dass die Frequenz, bis auf zwei

Ausreißer bei 1 kHz und 3 kHz, keinen Einfluss hat auf die Position des Maximums und der Kanten des 90 %-Bereichs. Der Grund hierfür ist, dass die Frequenz keinen Einfluss hat auf die Amplitude der elektrischen Feldstärke. Eine höhere Frequenz führt lediglich dazu, dass sich die elektrische Feldstärke schneller ändert. Auch hier sieht man wieder, dass sich die Position des Maximums in der IPP höher befindet als in der DPP. Das gleiche gilt für die untere Kante des 90 %-Bereiches, während sich die obere Kante in beiden Halbperioden auf der gleichen Höhe befindet. Die Frequenz kann daher für die Anwendung so gewählt werden, dass im zeitlichen Mittel möglichst viele der benötigten Spezies produziert werden.

Die Amplitude der angelegten Spannung hat im Gegensatz zur Frequenz einen Einfluss auf die Position der Entladung. In Abbildung 4.32(b) erkennt man, dass sich das Maximum der Emission bei sehr niedrigen Spannungen zunächst tiefer befindet als bei höheren. Der Grund hierfür ist, dass bei diesen beiden Werten die Zündung erst kurz vor dem Extremwert der Spannung erfolgt. Daher tritt hier lediglich der erste bzw. die ersten beiden Entladungspulse auf. Bei der Untersuchung der Zündung wurde festgestellt, dass während der beiden ersten Entladungspulse Licht aus einem Bereich weiter unten in dem Kanal emittiert wird. Erst danach dehnt sich die Entladung über einen größeren Bereich aus. Gemittelt über eine gesamte Halbperiode ergibt sich daher für die ersten beiden Spannungswerte in Abbildung 4.32(b) eine deutlich niedrigere Position als für die folgenden. Ab dem dritten Spannungswert wird die über die Halbperiode gemittelte Position von der Position im kontinuierlichen Modus dominiert. Ab hier ändert sich die Position des Maximums in der IPP nur noch sehr gering. In der DPP hingegen wandert die Position des Maximums tiefer in den Kanal hinein. Der Grund hierfür ist, dass in der DPP die Elektronen nach unten beschleunigt werden. Eine höhere Spannung führt dabei zu einer größeren Feldstärke und somit einer stärkeren Beschleunigung. Daher werden die Elektronen mit steigender Spannung weiter nach unten beschleunigt. In der IPP werden die Elektronen hingegen nach oben beschleunigt. Das Maximum befindet sich dabei in der IPP höher als in der DPP. Weiter oben ist aber die Feldstärke entlang der Höhe des Kanals kleiner. Daher ist der Einfluss der Amplitude der Spannung auf die Position des Maximums in der IPP kleiner.

Auch bei der Betrachtung der Kanten des 90 %-Bereiches in Abbildung 4.32(d) sieht man, dass die Amplitude der Spannung einen Einfluss auf die Positionen hat. Die obere Kante befindet sich in beiden Halbperioden auf der gleichen Höhe. Für niedrige Spannungen liegt diese zunächst niedriger und bleibt dann auf der gleichen Höhe. Auch hier ist der Grund wieder, dass bei niedrigen Spannungen nur die ersten Entladungspulse auftreten, während bei höheren Spannungen der Mittelwert von dem Wert im kontinuierlichen Modus dominiert wird. In letzterem ändert sich die Position nicht mehr, da die Feldstärke entlang der Höhe soweit oben deutlich geringer ist als weiter unten. Die untere Kante bleibt in der IPP auf der gleichen Höhe. In der DPP hingegen bewegt sich die untere Kante weiter nach unten. Die Erklärung hierfür ist die gleiche, wie für die Bewegung der Position des Maximums mit steigender Amplitude.

Somit führt eine höhere Amplitude der angelegten Spannung in der IPP zu keinen Änderungen der Ausdehnung der Entladung entlang der Höhe des Kanals. In der DPP hingegen dehnt sich die Entladung durch eine höhere Amplitude über eine größere Höhe aus. Die

obere Kante der Entladung bleibt hierbei unverändert auf der gleichen Höhe, während die untere Kante weiter nach unten wandert. Zusätzlich dazu lässt sich bei sehr niedrigen Spannungen in beiden Halbperioden ein Modus erzeugen, in dem sich die Entladung nur über eine sehr geringe Höhe ausdehnt.

Zündspannung in Abhängigkeit von der Frequenz und Amplitude der angelegten Spannung

Mit den Aufnahmen aus dem vorherigen Abschnitt lässt sich außerdem untersuchen, bei welcher anliegenden Spannung die Entladung zündet. Hierzu wurde die Intensität für jedes einzelne Bild über das gesamte Bild integriert. Die Zündspannung ($U_{\text{Zünden}}$) wird dann als die Spannung definiert, bei der die über das gesamte Bild integrierte Intensität 10 % der maximalen Intensität (integriert über das gesamte Bild) innerhalb einer Periode überschreitet.

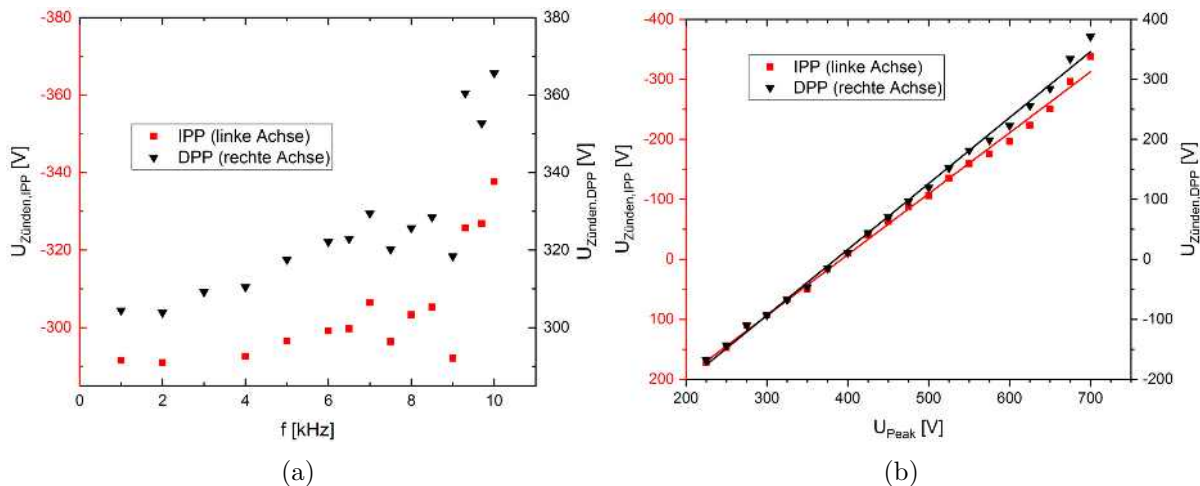


Abbildung 4.33: Zündspannung in Abhängigkeit von der Frequenz (a) bzw. Amplitude (b) der angelegten Spannung.

Damit ergeben sich die in Abbildung 4.33 dargestellten Zusammenhänge zwischen Zündspannung und Frequenz bzw. Amplitude der angelegten Spannung. Eine höhere Amplitude (b) führt zu einem linearen Anstieg (DPP) bzw. Abfall (IPP) der Zündspannung. Dies soll zunächst für die IPP erklärt werden. Bei einer niedrigen Amplitude erfolgt die Zündung erst kurz vor dem Maximum der Spannung und somit kurz vor dem Ende der IPP. Eine höhere Amplitude führt dazu, dass eine niedrigere angelegte Spannung benötigt wird, um die Entladung zu zünden. Tatsächlich wird für die Zündung stets die gleiche elektrische Feldstärke benötigt. Wie bereits angesprochen wurde, setzt sich das elektrische Feld innerhalb des Kanals aus einem Beitrag durch die angelegte Spannung und einem Beitrag durch Oberflächenladungen auf der Oberseite des Dielektrikums und freien Ladungsträgern im Volumen zusammen. Die Oberflächenladungen und freien Ladungsträger im Volumen sind hierbei in der vorherigen Halbperiode entstanden. Zum Beginn

der IPP befinden sich auf der Oberfläche des Dielektrikums Elektronen, die sich durch den Stromfluss in der DPP hier angesammelt haben. In der DPP haben diese Elektronen das elektrische Feld abgeschirmt und so dafür gesorgt, dass die Entladung endet. In der IPP verstärken die Elektronen nun das elektrische Feld. Daher ist ein niedrigerer Beitrag durch die angelegte Spannung erforderlich (vergleiche Memory-Effekt in Abschnitt 2.2). Eine höhere Amplitude der angelegten Spannung führt dabei dazu, dass der mittlere Entladungsstrom größer ist (vergleiche Abschnitt 4.1). Daher werden von der Entladung in der vorherigen Halbperiode mehr Oberflächenladungen erzeugt. Aus diesem Grund muss durch die angelegte Spannung ein kleinerer Beitrag zur elektrischen Feldstärke aufgebracht werden, um die Zündung herbei zu führen. Ab einer Amplitude von etwa 400 V erfolgt die Zündung bereits vor dem Nulldurchgang der angelegten Spannung. Das bedeutet, dass der Beitrag der Oberflächenladungen und freien Ladungsträger im Volumen zur elektrischen Feldstärke bereits alleine groß genug ist, um eine neue Entladung zu zünden. Für die DPP ergibt sich eine ähnliche Erklärung mit anderen Vorzeichen.

Auch eine höhere Frequenz führte zu einem höheren mittleren Entladungsstrom (vergleiche Abschnitt 4.1). Hier muss allerdings noch beachtet werden, dass eine höhere Frequenz auch zu einer kleineren Periodendauer führt. Das Produkt aus Periodendauer und mittlerem Entladungsstrom liefert einen Hinweis darauf, wie viele Ladungsträger sich innerhalb einer Halbperiode auf der Oberfläche des Dielektrikums angesammelt haben. Auch dieses Produkt nimmt mit steigender Frequenz zu. Gleichzeitig sorgt eine größere Frequenz dafür, dass der zeitliche Abstand zwischen dem Ende der Entladung in einer Halbperiode und dem erneuten Zünden in der darauf folgenden kleiner wird. Dadurch sind zum Zeitpunkt der Zündung mehr Ladungsträger aus der vorherigen Halbperiode vorhanden, wodurch der Beitrag dieser Ladungsträger zum elektrischen Feld größer ist. Eine höhere Frequenz sorgt somit dafür, dass in einer Halbperiode mehr Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen erzeugt werden und dass von diesen Ladungen mehr zum Zeitpunkt der Zündung in der folgenden Halbperiode vorhanden sind. Durch diese beiden Effekte muss die angelegte Spannung bei einer höheren Frequenz einen kleineren Beitrag zur Feldstärke, die zur Zündung notwendig ist, liefern. Daher sinkt in der IPP die Zündspannung mit steigender Frequenz und in der DPP steigt die Zündspannung mit steigender Frequenz.

In beiden Diagrammen fällt außerdem auf, dass der Betrag der Zündspannung in beiden Halbperioden fast gleich groß ist. Bei niedrigen Amplituden der angelegten Spannung ist der Betrag der Zündspannung in beiden Halbperioden zunächst gleich groß. Mit steigender Amplitude ergibt sich dann ein Unterschied, welcher mit steigender Amplitude größer wird. Bei einer Amplitude von 700 V liegt die Differenz bei 34 V. Hierbei ist der Betrag der Zündspannung in der IPP stets kleiner als in der DPP. Da der Entladungsstrom in beiden Halbperioden gleich groß ist, sollten sich auch gleich viele Ladungsträger auf der Oberfläche des Dielektrikums ansammeln bzw. im Volumen zurück bleiben. Da diese Ladungsträger in der nächsten Halbperiode das elektrische Feld verstärken und somit für eine niedrigere Zündspannung sorgen, sollte die Differenz der Zündspannung in den beiden Halbperioden unabhängig von der Amplitude der angelegten Spannung sein.

Der Grund, warum sich die Zündspannung ändert, liegt darin, dass sich in der IPP positive Ionen auf der Oberfläche des Dielektrikums ansammeln und Elektronen im Volumen

zurück bleiben, während sich in der DPP Elektronen auf der Oberfläche des Dielektrikums ansammeln und positive Ionen im Volumen zurückbleiben. Wie bereits abgeschätzt wurde, sind die Mobilität und der Diffusionskoeffizient der Elektronen und Ionen unterschiedlich. Daher verbleiben von den Elektronen und Ionen unterschiedliche Anteile bis zur Zündung in der nächsten Halbperiode auf der Oberfläche des Dielektrikums und im Volumen zurück. Hierdurch ist der Beitrag dieser Ladungen zur elektrischen Feldstärke zum Beginn der DPP prozentual kleiner als in der IPP. Bei einer niedrigen Amplitude dominiert der Beitrag der angelegten Spannung zur elektrischen Feldstärke. Daher ist ein kleiner Unterschied des Beitrags durch die Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen zunächst nicht sichtbar. Für größere Amplituden wird dann allerdings der Beitrag durch diese Ladungen wichtiger. Aus diesem Grund zeigt sich nun eine Differenz für die Zündspannung in den beiden Halbperioden.

Niedrigere Zündspannung durch Memory-Effekt

Im Folgenden Abschnitt soll genauer untersucht werden, wie die Zündspannung durch den Memory-Effekt verringert wird. Hierzu wird die Bewegung der Ladungsträger zwischen zwei Entladungspulsen abgeschätzt. Wie bereits mehrfach angesprochen wurde, setzt sich die elektrische Feldstärke aus einem Beitrag durch die Ladungsträger im Volumen und auf der Oberfläche des Dielektrikums und einem Beitrag durch die angelegte Spannung zusammen. Zum Zeitpunkt der Zündung sind noch Ladungsträger aus der vorherigen Halbperiode vorhanden, die nun das elektrische Feld verstärken. Zwischen den beiden Halbperioden bewegen sich die Ladungsträger durch Diffusion und Drift. Mit Gleichung 2.1 ergibt sich die Teilchenstromdichte ($\vec{j}$) zu:

$$\vec{j} = n_{e/I} \mu_{e/I} \vec{E} - D_{e/I} \vec{\nabla} n_{e/I}$$

Hier ist $n_{e/I}$ die Teilchendichte der Elektronen bzw. Ionen, $D_{e/I}$ der Diffusionskoeffizient der Elektronen bzw. Ionen und $\mu_{e/I}$ die entsprechende Beweglichkeit. Mit der Kontinuitätsgleichung ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e/I}}{\partial t} + \vec{\nabla} (n_{e/I} \mu_{e/I} \vec{E} - D_{e/I} \vec{\nabla} n_{e/I}) &= 0 \\ \frac{\partial n_{e/I}}{\partial t} + \mu_{e/I} \vec{E} \vec{\nabla} n_{e/I} + \mu_{e/I} n_{e/I} \vec{\nabla} \vec{E} - D_{e/I} \Delta n_{e/I} &= 0 \end{aligned}$$

Da für den zweiten Summanden der Gradient der Teilchendichte berechnet werden muss, lässt sich diese Differentialgleichung leider nicht mit der PDE Toolbox von Matlab numerisch lösen. Daher wird die Bewegung durch Drift und Diffusion nun getrennt voneinander untersucht. Da sich durch die Bewegung von Ladungsträgern auch der Gradient in der Dichte dieser Ladungsträger ändert, führt die getrennte Betrachtung von Drift und

Diffusion zu Fehlern. Die Fehler werden dabei besonders groß, wenn die Drift- und die Diffusionsgeschwindigkeit ähnlich groß sind.

Mit dem Ersten Fickschen Gesetz und der Kontinuitätsgleichung ergibt sich das Zweite Ficksche Gesetz:

$$\frac{\partial n_{e/I}}{\partial t} = D_{e/I} \Delta n_{e/I} \quad (4.4)$$

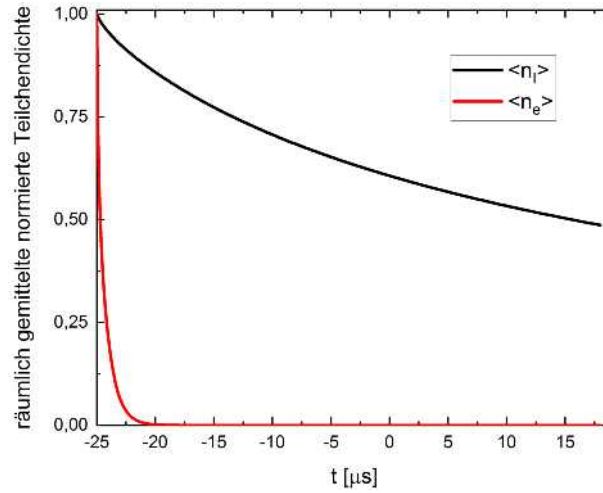


Abbildung 4.34: Räumlich gemittelte, normierte Ionen- und Elektronendichte als Ergebnis der freien Diffusion zwischen zwei Entladungspulsen (Ende des ersten Entladungspuls bei $t = -25 \mu\text{s}$).

Unter der Annahme, dass freie Ladungsträger an den Oberflächen der beiden Nickelelektroden sehr schnell rekombinieren und an der Oberfläche des Dielektrikums adsorbieren, lässt sich als Randbedingung für die Teilchendichte an diesen Oberflächen definieren, dass die Teilchendichte hier Null ist. Genau wie bei der Berechnung des elektrischen Potentials werden auch hier Inhomogenitäten entlang der Länge des Kanals vernachlässigt. Aus diesem Grund genügt eine zweidimensionale Betrachtung des Problems. Wenn die normierte Teilchendichte zu dem Zeitpunkt (t_0), an dem die Entladung endet, bekannt ist, lässt sich damit Gleichung 4.4 für den Zeitraum bis zur nächsten Zündung numerisch lösen. Hierfür wird nun folgender Ansatz gewählt:

$$n_e(t_0, \vec{r}) = n_i(t_0, \vec{r}) = n_0 \cdot \left[\exp\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{2w^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_2)^2}{2w^2}\right) \right]$$

Hier sind n_0 und w zwei Konstanten, $\vec{r}$ der zweidimensionale Ortsvektor und $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ sind zwei konstante Vektoren. Dieser Ansatz bedeutet, dass in den beiden Punkten $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ die Dichte n_0 beträgt und von dort aus radial abfällt. Unter der Annahme, dass die Dichte

proportional zur emittierten Intensität ist, ergibt sich aus den Aufnahmen von oben die Position von r_1 und r_2 entlang der Breite des Kanals und die Konstante w . Entlang der Höhe des Kanals wird die Position von r_1 und r_2 auf die Oberkante der beiden Elektroden festgelegt.

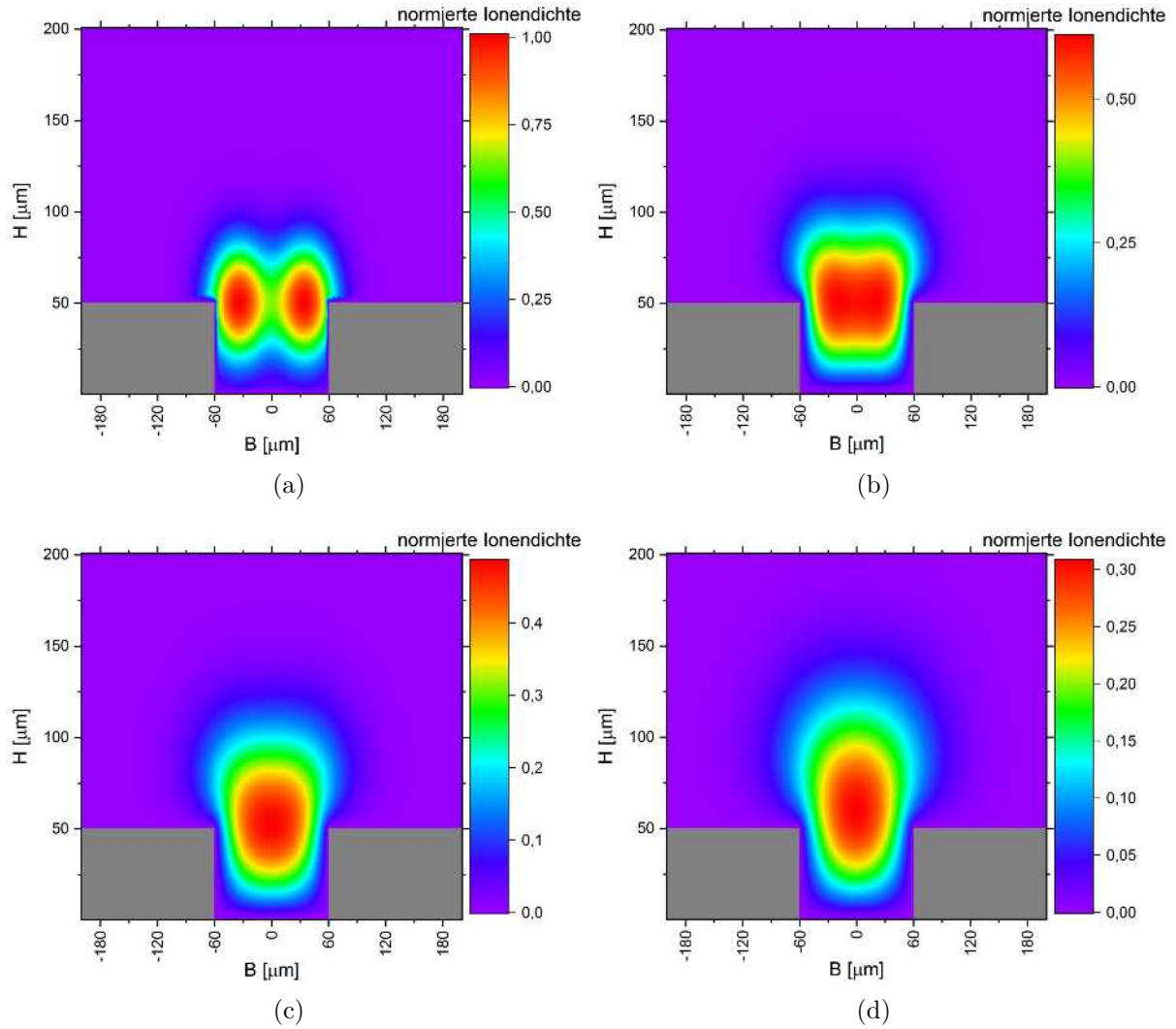


Abbildung 4.35: Räumliche Verteilung der Ionendichte als Ergebnis der freien Diffusion. (a) direkt nach einer Entladung. (b) 10 μs nach einer Entladung. (c) 20 μs nach einer Entladung. (d) 40 μs nach einer Entladung. In Grau sind die beiden Nickelelektroden dargestellt.

Mit diesen Annahmen kann nun die freie Diffusion der Elektronen und Ionen zwischen den beiden Halbperioden berechnet werden. Die sich damit ergebende räumlich gemittelte normierte Teilchendichte in Abhängigkeit von der Zeit ist in Abbildung 4.34 dargestellt. Zu erkennen ist, dass die mittlere Elektronendichte deutlich schneller abfällt. Es dauert etwa 1,7 μs bis die räumlich gemittelte Elektronendichte unter 10 % der ursprünglichen räumlich gemittelten Elektronendichte gefallen ist. Abhängig von der Amplitude der Spannung liegt

der zeitliche Abstand zwischen dem Zeitpunkt, an dem die Entladung in einer Halbperiode endet und dem Zeitpunkt, an dem die Entladung in der nächsten Halbperiode zündet, zwischen $10\text{ }\mu\text{s}$ und $43\text{ }\mu\text{s}$. Die freie Diffusion der Elektronen führt also dazu, dass zum Zeitpunkt der Zündung keine Elektronen mehr aus der vorherigen Halbperiode vorhanden sind.

Für die Ionen fällt die Dichte durch die freie Diffusion deutlich langsamer ab. Hier existieren selbst nach $43\text{ }\mu\text{s}$ noch mehr als die Hälfte der ursprünglich vorhanden Ionen. In Abbildung 4.35 ist außerdem die zeitliche Entwicklung der normierten Teilchendichte der Ionen nach einer Entladung durch die freie Diffusion dargestellt. Hier erkennt man, dass die Dichte wie vorgegeben zunächst von den beiden Orten r_1^* und r_2^* radial abfällt (4.35(a)). Nach $10\text{ }\mu\text{s}$ ist die ursprüngliche Struktur schon nicht mehr zu erkennen (4.35(b)). Die Dichte ist jetzt in der Mitte des Kanals am größten und fällt zu den Elektroden hin ab. Außerdem ist die maximale Dichte nur noch etwa halb so groß wie noch in Abbildung 4.35(a). Im weiteren Zeitverlauf nimmt die maximale Dichte weiter ab und die Ionen verteilen sich über einen größeren Bereich.

Wie bereits angesprochen wurde, ist die numerische Lösung der Drift mit der PDE Toolbox von Matlab nicht möglich. Außerdem wird die Drift durch das elektrische Feld angetrieben. Hierfür kann allerdings nur der Beitrag durch die äußere Spannung berechnet werden. Daher ist die Abschätzung der Drift schwieriger.

Wie zuvor festgestellt wurde, nimmt der Beitrag der Ladungsträger im Volumen und auf der Oberfläche des Dielektrikums zur elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt der Zündung mit steigender Amplitude der angelegten Spannung zu. Aus dem linearen Fit in Abbildung 4.33(b) ergibt sich, dass die Entladung bei einer Amplitude von etwa 200 V in beiden Halbperioden erst an den Extremstellen der Spannung zündet (bei 10 kHz). Das bedeutet, dass bei dieser Amplitude die benötigte Zündspannung am größten ist. Somit liefern die Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen bei dieser Amplitude einen kleineren Beitrag als bei höheren Amplituden. Daher wird hier die Näherung gemacht, dass bei einer Amplitude von 200 V das elektrische Feld ausschließlich durch die angelegte Spannung erzeugt wird. Damit lässt sich nun zu jedem Zeitpunkt an jedem Ort innerhalb des Kanals die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen berechnen. Für ein hinreichend kleines Zeitintervall dt ergibt sich der Ort, an dem sich ein Teilchen zum Zeitpunkt $t + dt$ befindet, aus dem Ort, an dem sich das gleiche Teilchen zum Zeitpunkt t befand:

$$\begin{aligned}\vec{r}(t + dt) &= \vec{r} + dt \cdot \vec{v}_{\text{Drift}}(\vec{r}, t) \\ \vec{r}(t + dt) &= \vec{r} \mp dt \cdot \mu_{e/I} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)\end{aligned}$$

Das unterschiedliche Vorzeichen in der zweiten Gleichung ist auf die unterschiedliche Ladung der Ionen und Elektronen zurückzuführen. Für die Elektronen gilt dabei das Minus und für die Ionen das Plus. Das elektrische Feld kann, wie bereits zuvor vorgestellt wurde, numerisch berechnet werden. Mit kleinen Zeitschritten dt kann für jeden Ort berechnet werden, welche Bahn ein Elektron bzw. Ion zwischen zwei Entladungspulsen von diesem Ort aus durchläuft. Trifft das Teilchen im Laufe dieser Bahn auf eine der Elektroden, so

wird es hier neutralisiert und kann somit bei der nächsten Zündung keinen Beitrag mehr zur elektrischen Feldstärke liefern. Ein Teilchen, das zwischen zwei Entladungspulsen auf die Oberfläche des Dielektrikums trifft, kann hier adsorbiert werden. Von hier kann es dann bei der nächsten Zündung einen Beitrag zum elektrischen Feld liefern.

Für Positionen innerhalb des Kanals und einem kleinen Bereich oberhalb der beiden Nickelelektroden wird nun die Bahn berechnet, der ein Elektron bzw. Ion, das an diesem Ort startet, in Folge der Drift zwischen zwei Entladungspulsen bei einer Spannungsamplitude von 200 V und 10 kHz folgt. Der Bereich oberhalb der Elektroden, für den diese Bahnen berechnet wurden, erstreckt sich dabei entlang der Höhe bis zu einem Abstand von 150 μm zur Oberkante der Nickelelektroden. Entlang der Breite erstreckt sich der Bereich bis zu einem Abstand von 40 μm zu den Kanten des Kanals. Damit wird der gesamte Bereich, aus dem die Emission von Licht beobachtet werden konnte, abgedeckt.

Zum Ende der IPP driften die Elektronen durch das von der Spannung erzeugte elektrische Feld in Richtung der beiden Nickelelektroden. Vor dem Nulldurchgang der Spannung erreichen die Elektronen, unabhängig vom Startpunkt innerhalb des betrachteten Bereichs, eine der beiden Nickelelektroden. Daher sind auch zum Zeitpunkt der Zündung in der DPP keine Elektronen mehr im Volumen vorhanden.

Zum Ende der DPP driften die Elektronen in Richtung des Dielektrikums. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist dabei so groß, dass bis zum Nulldurchgang der Spannung aus dem betrachteten Bereich alle Elektronen auf die Oberfläche des Dielektrikums treffen. Zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP sind daher keine Elektronen mehr im Volumen vorhanden.

Zum Ende der IPP driften die Ionen in Richtung des Dielektrikums. Unabhängig vom Startpunkt innerhalb des betrachteten Bereichs sorgt die Drift dafür, dass die Ionen die Oberfläche des Dielektrikums vor dem Nulldurchgang der Spannung erreichen. Daher sind zum Zeitpunkt der Zündung in der DPP auch keine Ionen mehr im Volumen vorhanden.

Zum Ende der DPP driften die Ionen in Richtung der beiden Nickelelektroden. Von einigen Orten innerhalb des betrachteten Bereichs erreichen die Ionen vor dem Nulldurchgang der Spannung die Oberfläche von einer der beiden Nickelelektroden. Diese Ionen sind zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP nicht mehr im Volumen vorhanden. Allerdings gibt es auch Orte, von denen die Ionen nicht zu der Oberfläche von einer der beiden Nickelelektroden gelangen. Für diese Ionen dreht sich die Richtung, in die sie driften, beim Nulldurchgang der Spannung um. Diese Ionen sind zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP noch im Volumen vorhanden.

In Abbildung 4.36 ist dargestellt, wo sich ein Ion zum Ende der DPP befinden muss, damit es zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP noch im Volumen vorhanden sein kann. In Grau sind hier die beiden Nickelelektroden eingezeichnet. In Rot ist der Bereich markiert, aus dem alle Ionen vor dem Nulldurchgang der Spannung auf eine der beiden Nickelelektroden auftreffen. In Grün ist der Bereich markiert, aus dem die Ionen nicht bis zu den Elektroden gelangen. Man erkennt, dass innerhalb des Kanals lediglich Ionen, die sich zum Ende der DPP in einem kleinen Bereich ganz in der Mitte des Kanals befunden haben, bis zur Zündung in der IPP noch vorhanden sein können. In größeren Abständen zum

Dielektrikum wird der Bereich dann breiter. Vergleicht man dies nun mit dem Bereich, aus dem in der DPP die Emission von Licht beobachtet werden konnte, so ergibt sich, dass nur ein kleiner Anteil der Ionen zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP noch im Volumen vorhanden ist.

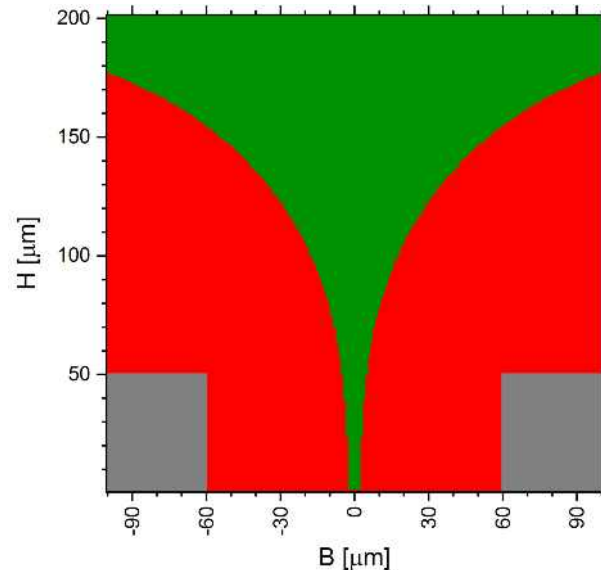


Abbildung 4.36: Rot: Bereich aus dem Ionen nach dem Ende der DPP auf eine der beiden Nickelelektroden treffen (bei einer Spannungsamplitude von 200 V und einer Frequenz von 10 kHz). Grün: Bereich aus dem die Ionen nach der DPP nicht die Elektroden erreichen. Grau: Nickelelektroden.

Für eine höhere Amplitude der angelegten Spannung nimmt der Beitrag durch Oberflächenladungen und Ladungen im Volumen zur elektrischen Feldstärke zu. Zum Ende einer Halbperiode schwächen diese Ladungsträger dabei die elektrische Feldstärke ab. Außerdem wird der zeitliche Abstand zwischen zwei Entladungspulsen kleiner. Daher ist es durchaus möglich, dass nach der DPP bei einer höheren Amplitude der Spannung mehr Ionen im Volumen verbleiben können.

Als Zusammenfassung dieser Abschätzungen von Diffusion und Drift der Ladungsträger im Volumen kann gesagt werden, dass sich zum Zeitpunkt der Zündung keine oder nur noch sehr wenige Elektronen im Volumen befinden. Lediglich zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP sind noch Ionen aus dem vorherigen Entladungspuls vorhanden. Somit sorgen in der IPP Ionen im Volumen und Elektronen auf der Oberfläche des Dielektrikums dafür, dass das elektrische Feld zum Zeitpunkt der Zündung verstärkt wird und die Zündspannung sinkt. In der DPP wird das elektrische Feld bei der Zündung durch Ionen, die auf der Oberfläche des Dielektrikums adsorbiert sind, verstärkt. Hierdurch muss durch die angelegte Spannung ein kleinerer Beitrag zur Zündfeldstärke aufgebracht werden. Somit steigt hier die Zündspannung. Hierdurch kann nun auch erklärt werden, warum der Bereich, aus dem die Entladung direkt nach der Zündung Licht emittiert, in der IPP höher liegt als in der DPP. Der Grund hierfür ist, dass sowohl bei dem von den Oberflächenladungen als auch bei dem von der angelegte Spannung erzeugten elektrischen Feld die Feldstärke

unten im Kanal besonders groß ist. Die Ladungen im Volumen erzeugen hingegen ein elektrisches Feld bei dem sich die maximale Feldstärke weiter oben befindet. Da bei der Zündung in der IPP noch Ladungsträger im Volumen vorhanden sind und in der DPP nicht, liegt der Bereich, in dem die elektrische Feldstärke am größten ist, bei der Zündung in der IPP höher als in der DPP.

Aufnahmen mit Filtern

Auch von der Seite wurden Aufnahmen mit den vier Interferenzfiltern für die in Tabelle 3.2 angegebenen Übergänge aufgenommen. Für die phasenaufgelösten Bilder wurde hier eine Gate-Breite von 200 ns verwendet. Mit dieser Zeitauflösung lassen sich für die vier Filter keine zeitlichen Verschiebungen in der emittierten Intensität feststellen. Die räumliche Ausdehnung des Bereichs, aus dem die Entladung im Wellenlängenbereich dieser vier Filter Licht emittiert, unterscheidet sich hingegen deutlich. Hierzu wurde wieder für jedes einzelne Bild die Position der oberen und unteren Kante des 90 %-Bereichs ermittelt. Anschließend wurden diese Positionen wieder über die beiden Halbperioden gemittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.37 dargestellt. Zusätzlich ist mit einer roten Linie die Position der oberen Kante des Dielektrikums eingezeichnet. Schon bei den Aufnahmen mit Blick von oben in den Kanal (vergleiche Abschnitt 4.3.1) konnte festgestellt werden, dass die Breite des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, für die Wellenlängenbereiche der vier Filter unterschiedlich ist. Auch die Beobachtungen, die mit den Aufnahmen mit Blick von oben in den Kanal mit den Interferenzfiltern gemacht wurden, sollen in diesem Abschnitt erklärt werden.

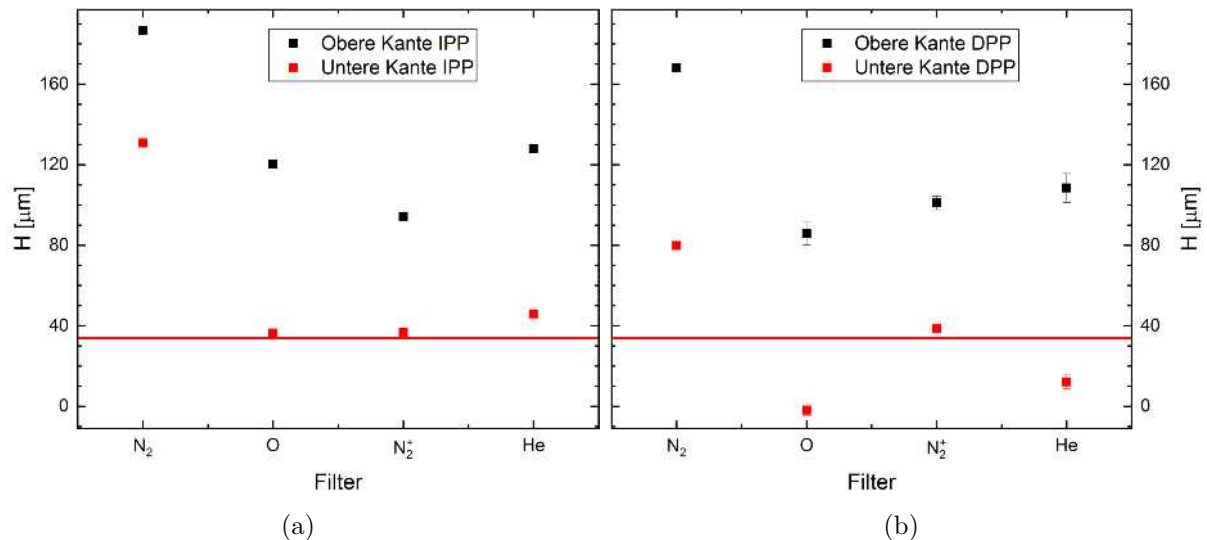


Abbildung 4.37: Position der Kanten des 90 %-Bereichs in Abhängigkeit vom verwendeten Filter für die IPP (a) und DPP (b). Die rote Linie markiert die ungefähre Position der Oberkante des Dielektrikums. Die zugrundeliegenden Bilder wurden mit der blauen Kamera und dem UV-Objektiv bei 10 kHz und 1300 V_{pp} aufgenommen.

Für den Übergang eines Elektrons zwischen zwei elektronischen Niveaus in einem Atom oder Molekül unter Aussendung eines Photons ist die Intensität der entstehenden Linienstrahlung proportional zur Dichte des oberen angeregten Zustands. Unter der Annahme, dass die Besetzung des oberen Zustands vor allem über Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand erfolgt, ergibt sich die Anzahl der pro Sekunde produzierten angeregten Teilchen aus der Stoßfrequenz. Für den Stoß zwischen Elektronen und Atomen bzw. Molekülen erhält man die Stoßfrequenz aus dem Wirkungsquerschnitt für den Stoß und der Energieverteilungsfunktion der Elektronen [39]:

$$S = n_{\text{GZ}} \int_0^\infty f_e(v) \sigma(v) v dv = n_e n_{\text{GZ}} \langle \sigma v \rangle$$

Hier ist S die Anzahl der pro Sekunde produzierten angeregten Teilchen, n_{GZ} die Teilchendichte im Grundzustand, $f_e(v)$ die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen, $\sigma(v)$ der von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängende Wirkungsquerschnitt für den Stoß und v die Geschwindigkeit der Elektronen. Für die Dissoziation von molekularem Sauerstoff und die Ionisation von molekularem Stickstoff gilt mit den Wirkungsquerschnitten für diese Prozesse der gleiche Zusammenhang. Die unterschiedliche räumliche Ausdehnungen des Bereichs, aus dem die Entladung im Wellenlängenbereich der vier verwendeten Filter Licht emittiert, kann somit zwei Gründe haben. Entweder ist die räumliche Verteilung der Grundzustandsdichte für die vier Spezies unterschiedlich oder das Überlappungsintegral der Elektronenenergieverteilungsfunktion und des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts für die Elektronenstoßanregung unterscheidet sich für die vier Spezies.

Sowohl Helium als auch molekularer Stickstoff und molekularer Sauerstoff sind in dem zugeführten Gas enthalten. Daher sollte die Dichte innerhalb des Mikroplasma-Kanals für diese drei Spezies unabhängig vom Ort sein. Für den betrachteten Übergang von atomarem Sauerstoff kann die Anregung entweder in Form von dissoziativer Anregung von molekularem Sauerstoff erfolgen oder in zwei einzelnen Schritten (erst Dissoziation dann Anregung). Für den ersten Anregungskanal ist die räumliche Verteilung der Grundzustandsdichte wieder identisch mit der von Helium. Für den zweiten Anregungskanal muss zunächst molekularer Sauerstoff dissoziiert werden. Die Lebensdauer von atomarem Sauerstoff liegt bei Atmosphärendruck typischerweise im Bereich von Millisekunden [21]. Daher kann nicht angenommen werden, dass sich die Sauerstoffatome zwischen der Dissoziation und der beobachteten Emission nicht bewegen. Wie zuvor gezeigt wurde, sorgt die Diffusion dafür, dass sich Heliumionen innerhalb von etwa $10 \mu\text{s}$ innerhalb des gesamten Kanals verteilen. Der Diffusionskoeffizient für Sauerstoffatome liegt vermutlich in einer ähnlichen Größenordnung. Da die Lebensdauer von atomarem Sauerstoff deutlich länger ist und die Entladung gepulst betrieben wird, kann angenommen werden, dass auch die Dichte von Sauerstoffatomen im Grundzustand überall im Kanal identisch ist. Für den beobachteten Übergang von molekularen Stickstoffionen kann die Anregung zusammen mit der Ionisation von molekularem Stickstoff in einem Schritt erfolgen oder getrennt in zwei Schritten (erst Ionisation dann Anregung). Für den ersten Anregungskanal ist die Grundzustandsdichte wieder unabhängig vom Ort. Beim zweiten Anregungskanal werden erst molekulare

Stickstoffionen erzeugt. Da diese geladen sind, werden sie durch das elektrische Feld beeinflusst. Daher ist die Dichte der molekularen Stickstoffionen abhängig vom Ort. Für drei der vier betrachteten Übergänge lässt sich somit sowohl die unterschiedliche Position und Ausdehnung entlang der Höhe als auch die unterschiedliche Breite des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, auf örtliche Unterschiede in der Energieverteilungsfunktion der Elektronen zurückführen. Für den vierten Übergang (molekulare Stickstoffionen) gilt das gleiche nur dann wenn die Ionisation und Anregung in einem einzigen Elektronenstoß erfolgt. Andernfalls ist die Analyse hier komplexer.

In Abbildung 4.38 sind für die betrachteten Übergänge die Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßanregung zusammengefasst. Wie in Abbildung 4.38 zu erkennen ist, ist der energieabhängige Verlauf für die Wirkungsquerschnitte für die Anregung von atomarem Sauerstoff und molekularem Stickstoff sehr ähnlich. Sowohl die Breite als auch die Position und Ausdehnung entlang der Höhe unterscheidet sich für diese beiden Spezies allerdings deutlich voneinander. Daher kann angenommen werden, dass die Anregung für eine der beiden Spezies auf einem anderen Weg erfolgt. Hier wird nun angenommen, dass die angeregten Sauerstoffatome über die dissoziative Anregung von Sauerstoffmolekülen im Grundzustand erzeugt werden.

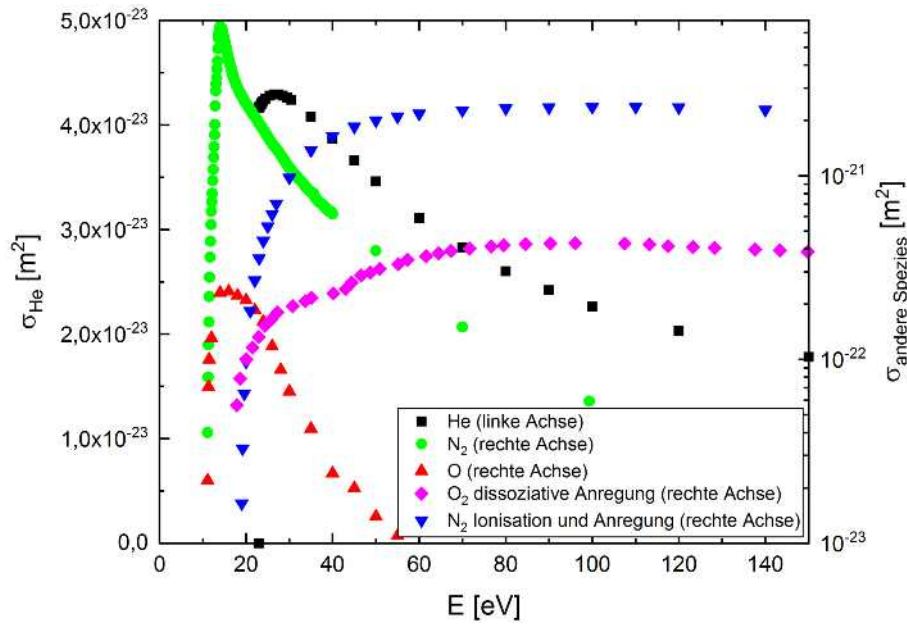


Abbildung 4.38: Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßanregung in die in Tabelle 3.2 angegebenen angeregten Zustände in Abhängigkeit von der Elektronenenergie. Für Sauerstoff ist der Wirkungsquerschnitt für die Dissoziation von molekularem Sauerstoff und die Anregung von atomarem Sauerstoff angegeben. Für die molekularen Stickstoffionen ist der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation und Anregung in einem Schritt angegeben [1, 30, 44].

Damit ist die Energie, die Elektronen benötigen um molekularen Stickstoff anzuregen, am niedrigsten. Entlang der Höhe befindet sich der Bereich, aus dem mit dem Stickstofffilter

Emission beobachtet werden kann, am weitesten oben. Diese Beobachtung passt sehr gut zu der numerischen Lösung für die elektrische Feldstärke. Je größer der Abstand entlang der Höhe zum Dielektrikum ist, desto kleiner ist die elektrische Feldstärke. Daher ist auch die Energie der Elektronen in größeren Abständen zum Dielektrikum kleiner. Aus diesem Grund wird hier vor allem molekularer Stickstoff angeregt. In der DPP ist die Halbwertsbreite (Aufnahmen von oben) des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, mit dem Stickstofffilter am kleinsten. Die Erklärung hierfür kann auch wieder die elektrische Feldstärke liefern. In der DPP werden die Elektronen entlang der Breite in die Mitte des Kanals beschleunigt. Dabei ist die elektrische Feldstärke an den Rändern des Kanals deutlich höher als in der Mitte. Aus diesem Grund ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen am Rand größer als in der Mitte. Zusätzlich dazu wird durch die freien Ladungsträger in der Entladung das elektrische Feld teilweise abgeschirmt. Dadurch ist die elektrische Feldstärke und damit auch die Energie der Elektronen in der Mitte der Entladung noch geringer. Daher erfolgt die Anregung von molekularem Stickstoff weiter in der Mitte.

Der energieabhängige Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Anregung und Ionisation von Stickstoff ähnelt sehr stark dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die dissoziative Anregung von Sauerstoff. Der wichtigste Unterschied ist hierbei die unterschiedliche Schwellenenergie, ab der die jeweilige Anregung möglich ist. Für die Anregung und Ionisation von molekularem Stickstoff in einem Elektronenstoß sind mit 18,8 eV 2,7 eV mehr notwendig als für die dissoziative Anregung von molekularem Sauerstoff. Das führt dazu, dass in der IPP der Bereich, aus dem Emission im Wellenlängenbereich des Sauerstofffilters beobachtet werden kann, höher liegt und in der DPP niedriger liegt als der Bereich, aus dem Emission im Wellenlängenbereich des Filters für die molekularen Stickstoffionen beobachtet werden kann. Hierbei unterscheidet sich in der IPP vor allem die Position der oberen Kante des 90 %-Bereichs und in der DPP die Position der unteren Kante. Auch die Breite (Aufnahmen von oben) des Bereichs, aus dem die Entladung im Wellenlängenbereich der beiden Filter Licht emittiert, unterscheidet sich. In beiden Halbperioden ist jeweils der Bereich, aus dem Emission im Wellenlängenbereich des Sauerstofffilters beobachtet werden kann, breiter. Allerdings sind die Unterschiede in der IPP deutlich größer als in der DPP. Diese Unterschiede bedeuten, dass in der IPP der Anteil an Elektronen mit einer Energie zwischen von 16,1 eV und 18,8 eV oben und außen im Kanal höher ist als unten und in der Mitte des Kanals. In der DPP hingegen ist der Anteil an Elektronen in diesem Energieintervall unten und in der Mitte des Kanals besonders hoch.

Mit den Filtern für die Übergänge von atomarem Sauerstoff und Helium ergibt sich eine ähnliche Position entlang der Höhe und auch die Halbwertsbreiten entlang der Breite (Aufnahmen von oben) unterscheiden sich nur gering voneinander. Dabei liegt der Bereich, aus dem die Entladung Licht im Wellenlängenbereich des Heliumfilters emittiert, in der IPP und in der DPP höher als der Bereich, aus dem Licht im Wellenlängenbereich des Sauerstofffilters emittiert wird. Gleichzeitig ist der Bereich, aus dem die Entladung im Wellenlängenbereich des Heliumfilters Licht emittiert, in der IPP breiter und in der DPP schmaler als der Bereich, aus dem Licht im Wellenlängenbereich des Sauerstofffilters emittiert wird. Die Unterschiede sind hierbei allerdings nur sehr gering. Das bedeutet, dass es für diese beiden Spezies keine großen räumlichen Unterschiede im Überlappungs-

integral der Elektronenenergieverteilungsfunktion und des Wirkungsquerschnitts für die Anregung gibt. Die beiden wichtigsten Unterschiede für den energieabhängigen Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Anregung von Helium und die dissoziative Anregung von Sauerstoff sind die unterschiedliche Schwellenenergie und der Verlauf bei Elektronenenergien oberhalb von etwa 30 eV. Die dissoziative Anregung von Sauerstoff ist ab einer Elektronenenergie von 16,1 eV möglich. Für die Anregung von Helium werden 22,9 eV benötigt (vergleiche Tabelle 3.2). Für die Anregung von Helium sinkt der Wirkungsquerschnitt nach einem Maximum bei etwa 30 eV. Für die dissoziative Anregung von Sauerstoff liegt das Maximum des Wirkungsquerschnitts hingegen erst bei etwa 100 eV. Diese Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten müssen durch die ortsabhängige Energieverteilungsfunktion der Elektronen so ausgeglichen werden, dass sich für das Überlappungsintegral in dem Bereich, aus dem Emission mit den beiden Filtern beobachtet werden kann, ein ähnlicher Wert ergibt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Aufnahmen mit den Interferenzfiltern gezeigt haben, dass es räumliche Unterschiede in der Elektronenenergieverteilungsfunktion gibt. So konnte zum Beispiel gezeigt werden, dass die Elektronen in größeren Abständen vom Dielektrikum vor allem niedrigere Energien haben. ICCD-Kamera Aufnahmen mit Interferenzfiltern bieten somit die Möglichkeit, die Energieverteilungsfunktion der Elektronen orts- und zeitaufgelöst zu bestimmen. Um genauere Aussagen hierzu treffen zu können ist es allerdings erforderlich die Mechanismen für die Anregung mit einem Stoßstrahlungsmodell genauer zu charakterisieren. Da dies den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, wurde dies hier nicht durchgeführt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Zunächst wurden Strom- und Spannungsmessungen mit dem Mikroplasma-Kanal, der in dieser Masterarbeit untersucht wurde, durchgeführt. Genau wie bei den Mikroplasma-Arrays setzt sich der Strom dabei zusammen aus dem Verschiebungsstrom und dem Entladungsstrom. Sowohl eine höhere Frequenz als auch eine höhere Amplitude der angelegten Spannung führten dazu, dass der über eine Halbperiode gemittelte Entladungsstrom ansteigt. Dieses Verhalten ist bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannt.

Mit Emissionsspektren konnte gezeigt werden, dass eine höhere Frequenz und eine höhere Amplitude der angelegten Spannung dazu führen, dass die Entladung im zeitlichen Mittel im gesamten untersuchten Spektralbereich mehr Licht emittiert. Die beobachteten Emissionslinien ließen sich dabei alle entweder auf Helium, Sauerstoff oder Stickstoff zurückführen. Das Verhältnis einzelner Emissionslinien wurde durch die Frequenz und Amplitude der Spannung gar nicht oder nur sehr gering beeinflusst. Dies lässt den Schluss zu, dass weder die Frequenz noch die Amplitude der Spannung einen Einfluss auf die Energieverteilungsfunktion der Elektronen hat.

Mit phasenaufgelösten ICCD-Kamerabildern mit Blick von oben in den Kanal konnte gezeigt werden, dass der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, in der IPP breiter ist als in der DPP. Dieses Verhalten ist bereits von den Mikroplasma-Arrays und anderen ähnlichen Aufbauten bekannt und lässt sich durch die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen erklären.

Außerdem zeigten die Bilder mit Blick von oben in den Kanal, dass die Entladung lokal mehrmals pro Halbperiode pulst und sich gleichzeitig ein ansteigender kontinuierlicher Beitrag zur emittierten Intensität ausbildet. Auch dieses Verhalten ist bereits von den Mikroplasma-Arrays bekannt. Zusätzlich dazu konnte hier nun beobachtet werden, dass im Laufe einer Halbperiode das Pulsen der Entladung verschwindet und die Entladung stattdessen in einen kontinuierlichen Modus wechselt. Die Erklärung hierfür lieferte eine geringere Stromdichte und in Folge dessen eine geringere Abschwächung der elektrischen Feldstärke.

Bei der phasenaufgelösten Untersuchung der von der Entladung emittierten Intensität in Abhängigkeit von der Position entlang der Länge ergab sich, dass die Entladung innerhalb einer Halbperiode zunächst an mehreren Positionen unabhängig voneinander zündet. Von dort breitet sich die Entladung dann entlang der Länge des Kanals mit einer Geschwindigkeit von bis zu $1,9 \text{ km s}^{-1}$ aus. Dabei konnte beobachtet werden, dass sich zwei Entladungen, die nah beieinander starten, gegenseitig in ihrer Ausbreitung behindern. Dieses Zünden an einzelnen Positionen und anschließende Ausbreiten der Entladung ist bereits von den Mikroplasma-Arrays und auch von einem Mikroplasma-Kanal bekannt.

Mit dem hier verwendeten Aufbau war es erstmals möglich die Entladung mit Blick von der Seite in eine Kavität zu untersuchen. Hierzu wurden phasenaufgelöste ICCD-Kamerabilder aufgenommen. Bei diesen Bildern handelt es sich um eine Sichtlinienintegration entlang der gesamten Länge des Mikroplasma-Kanals. Da der Kanal deutlich länger ist als die Tiefenschärfe des verwendeten optischen Aufbaus, wurden die aufgenommenen Bilder hierdurch stark verfälscht. Das von der Entladung emittierte Licht konnte nur unscharf abgebildet werden. Durch einen kürzeren Kanal könnten diese Probleme in zukünftigen Messungen verringert werden. Hierzu muss allerdings angemerkt werden, dass das elektrische Feld an den beiden Enden des Kanals gestört wird. Durch eine drastische Verkürzung der Länge des Kanals wird der Einfluss dieser Störungen auf die Entladung wichtiger und kann unter Umständen nicht mehr vernachlässigt werden.

Trotz dieser Abbildungsfehler konnten mit den Bildern von der Seite viele neue Einblicke in die Dynamik der Entladung gewonnen werden. Als Erstes konnte festgestellt werden, dass sich die Entladung bis zu einer Höhe von maximal $100\text{ }\mu\text{m}$ oberhalb der beiden Nickelelektroden erstreckt. Hierdurch entstehen einige Einschränkungen für die Anwendung der Mikroplasma-Arrays zur Unterstützung der katalytischen Umwandlung von VOCs. Aus den Bildern ergeben sich zwei mögliche Positionen für den Katalysator. Entweder der Katalysator wird auf die Oberseite des Dielektrikums aufgetragen. An dieser Position gelangen in der Entladung produzierte Spezies ohne Probleme zum Katalysator und können diesen reinigen. Allerdings gelangen VOCs nur aus einem sehr kleinen Bereich oberhalb der Nickelelektroden bis zur Oberseite des Dielektrikums. Aus diesem Grund ist die Umsetzung der VOCs an der Oberseite des Katalysators an dieser Position vermutlich eher gering. Die andere mögliche Position für den Katalysator ist oberhalb der beiden Nickelelektroden. Hier muss der Katalysator allerdings sehr nah an den Nickelelektroden positioniert werden. Dadurch ist das Volumen, durch das das Gas strömen kann, sehr klein. Daher kann mit dieser Position lediglich ein geringer Gasdurchsatz erreicht werden. Für die direkte Umwandlung der VOCs in der Entladung gelten ähnliche Einschränkungen. Für diese spezielle Anwendung sollte das Ziel daher sein, den Bereich, in den die Entladung oberhalb der Nickelelektroden expandiert, zu vergrößern. Dies könnte zum Beispiel durch eine weitere Elektrode in einem Abstand oberhalb der Nickelelektroden und eine an diese Elektrode angelegte Gleichspannung erreicht werden. Außerdem wurde in dieser Arbeit noch nicht untersucht, welchen Einfluss die Breite des Kanals (bei den Arrays der Durchmesser der Kavitäten) auf die Position der Entladung entlang der Höhe hat. Durch eine kleinere Breite wird die elektrische Feldstärke in der Mitte des Kanals größer. Dadurch könnte erreicht werden, dass die Entladung in der IPP weiter aus dem Kanal heraus expandiert.

Die Bilder von der Seite zeigten außerdem wie bereits die Aufnahmen von oben, dass die Entladung in der IPP aus einem breiteren Bereich Licht emittiert als in der DPP. In der DPP dehnt sich der Bereich, aus dem die Entladung Licht emittiert, über eine größere Höhe aus als in der IPP. Hierbei verschiebt sich vor allem die untere Kante dieses Bereiches, während sich die obere Kante in beiden Halbperioden auf einer ähnlichen Höhe befindet. Zusammen mit einer numerischen Lösung der elektrischen Feldstärke ließen sich diese Beobachtungen durch die unterschiedliche Bewegungsrichtung der Elektronen erklären.

Zusätzlich konnte beobachtet werden, dass die Entladung nach der Zündung zunächst aus einem Bereich ganz unten im Kanal Licht emittiert. Dieser Bereich liegt in der IPP etwas höher als in der DPP. Durch Abschätzungen der Diffusion und der Drift von Elektronen und Ionen zwischen zwei Halbperioden ließ sich dies dadurch erklären, dass zum Zeitpunkt der Zündung in der IPP noch Ionen im Volumen vorhanden sind, während in der DPP keine Ladungsträger mehr im Volumen vorhanden sind. Dadurch unterscheidet sich die Position des Bereichs, in dem die maximale Feldstärke vorliegt.

Bei einer Variation der Frequenz der angelegten Spannung wurde festgestellt, dass diese keinen Einfluss auf die Position der Entladung entlang der Höhe hat. Die Amplitude der Spannung führt lediglich in der DPP zu einer Beeinflussung der Position der Entladung entlang der Höhe. Eine höhere Amplitude führt dazu, dass sich in der DPP die untere Kante des Bereichs, aus dem die Entladung Licht emittiert, weiter nach unten verschiebt.

Außerdem wurde beobachtet, dass die Spannung, bei der die Entladung innerhalb einer Halbperiode zündet, stark von der Amplitude der angelegten Spannung abhängt. In der IPP führt dabei eine höhere Amplitude zu einer kleineren Zündspannung. Der Grund hierfür ist, dass bei einer höheren Amplitude mehr Ladungsträger im Volumen und auf der Oberfläche des Dielektrikums innerhalb einer Halbperiode erzeugt werden. Diese Ladungsträger sorgen in der folgenden Halbperiode für eine Verstärkung des elektrischen Feldes. Daher muss von der Spannung ein kleinerer Beitrag zur nötigen Zündfeldstärke geleistet werden. Somit sinkt die Zündspannung.

Zuletzt konnte noch mit Kameraaufnahmen mit optischen Filtern mit Blick von oben und von der Seite in den Kanal gezeigt werden, dass sich der Bereich, aus dem die Entladung im Wellenlängenbereich dieser Filter Licht emittiert, unterscheidet. Sowohl die Breite als auch die Position und Ausdehnung entlang der Höhe dieses Bereiches sind abhängig vom verwendeten Filter. Dies ließ sich darauf zurückführen, dass die Energieverteilungsfunktion der Elektronen ortsabhängige Unterschiede aufweist. Die Ortsabhängigkeit der Elektronenenergieverteilungsfunktion sollte noch genauer untersucht werden.

Literatur

- [1] L. L. Alves. “The IST-LISBON database on LXCat”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 565 (2014).
- [2] J. V. Atanasoff. “The Dielectric Constant of Helium”. In: *Phys. Rev.* 36 (1930), S. 1232–1242. DOI: 10.1103/PhysRev.36.1232.
- [3] S. E. Babayan et al. “Deposition of silicon dioxide films with an atmospheric-pressure plasma jet”. In: *Plasma Sources Science and Technology* 7 (1998), S. 286–288. DOI: 10.1088/0963-0252/7/3/006.
- [4] K. H. Becker, Schoenbach, K. H. und Eden, J. G. “Microplasmas and applications”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), R55–R70. DOI: 10.1088/0022-3727/39/3/R01.
- [5] K. H. Becker et al. “Environmental and biological applications of microplasmas”. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47 (2005), B513–B523. DOI: 10.1088/0741-3335/47/12B/S37.
- [6] R. G. Bennett und F. W. Dalby. “Experimental Determination of the Oscillator Strength of the First Negative Bands of N_2^+ ”. In: *J. Chem. Phys.* 31 (1959), S. 434–441.
- [7] H. Boettner et al. “Excitation dynamics of micro-structured atmospheric pressure plasma arrays”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/12/124010.
- [8] H. Böttner. “Dynamics in Micro-scaled Atmospheric Pressure Plasma Arrays”. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 2011.
- [9] L. Bottura, G. de Rijk, L. Rossi und E. Todesco. “Advanced Accelerator Magnets for Upgrading the LHC”. In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 22 (2012), S. 4002008. DOI: 10.1109/TASC.2012.2186109.
- [10] A. Chicheportiche, B. Lepetit, F. X. Gadea und M. Yousfi. “Comparative study of collision cross-sections and ion transport coefficients from several He^+/He interaction potentials”. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 46 (2013). DOI: 10.1088/0953-4075/46/6/065201.
- [11] G. W. F. Drake und D. C. Morton. “A Multiplet Table for Neutral Helium ($4He$ I) with Transition Rates”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 170 (2007), S. 251–260.
- [12] S. Dzikowski. “Untersuchung der Wechselwirkung von Mikroarray-Plasmen mit einem darüberliegenden Dielektrikum”. Masterarbeit. Ruhr-Universität Bochum, 2016.

- [13] J. G. Eden, S.-J. Park und K.-S. Kim. "Arrays of nonequilibrium plasmas confined to microcavities: an emerging frontier in plasma science and its applications". In: *Plasma Sources Science and Technology* 15 (2006). DOI: 10.1088/0963-0252/15/2/S09.
- [14] J. G. Eden, S.-J. Park, N. P. Ostrom und K.-F. Chen. "Recent advances in microcavity plasma devices and arrays: a versatile photonic platform". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/11/002.
- [15] J. W. Frame und J. G. Eden. "Planar microdischarge arrays". In: *Electronics Letters* 34.15 (1998), S. 1529. ISSN: 00135194. DOI: 10.1049/el:19981018.
- [16] J. Golda. "Emissionsspektroskopische Untersuchung der Wechselwirkung einzelner und mehrerer Entladungskavitäten von Mikroarrays". Masterarbeit. Ruhr-Universität Bochum, 2013.
- [17] Y. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke und J. F. Behnke. "Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 36 (2002).
- [18] A. Greb. "Anregungscharakteristik von ausgedehnten Mikro-Entladungsstrukturen in Edelgasatmosphäre". Diplomarbeit. Ruhr-Universität Bochum, 2010.
- [19] G. Herzberg. *Molecular Spectra and Molecular Structure: Spectra of Diatomic Molecules*. Bd. 1. New York: D. van Nostrand Company, 1950. ISBN: 9781446549148.
- [20] A. Hibbert, E. Biemont, M. Godefroid und N. Vaeck. "E1 transitions of astrophysical interest in neutral oxygen". In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 24 (1991), S. 3943–3958.
- [21] J. Y. Jeong et al. "Reaction Chemistry in the Afterglow of an Oxygen-Helium, Atmospheric-Pressure Plasma". In: *J. Phys. Chem.* 104 (2000), S. 8027–8832. DOI: 10.1021/jp0012449.
- [22] M. Jeunehomme. "Oscillator Strengths of the First Negative and Second Positive Systems of Nitrogen". In: *J. Chem. Phys.* 44 (1966), S. 2672–2677.
- [23] S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki und S. Okazaki. "Stable glow plasma at atmospheric pressure". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 21 (1988), S. 838–840.
- [24] T. Kikuchi, Y. Hasegawa und H. Shirai. "Rf microplasma jet at atmospheric pressure: characterization and application to thin film processing". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 37 (2004), S. 1537–1543.
- [25] U. Kogelschatz. "Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges". In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 30.4 (2002), S. 1400–1408. ISSN: 0093-3813. DOI: 10.1109/TPS.2002.804201.
- [26] U. Kogelschatz. "Silent discharges for the generation of ultraviolet and vacuum ultraviolet excimer radiation". In: *Pure and Applied Chemistry* 62.9 (1990), S. 1667–1674. ISSN: 1365-3075. DOI: 10.1351/pac199062091667.

- [27] U. Kogelschatz. “Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications”. In: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 23.1 (2003), S. 1–46. ISSN: 02724324. DOI: 10.1023/A:1022470901385.
- [28] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader und NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), [Online]. Unter: <https://physics.nist.gov/asd> [2019, September 3]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2018.
- [29] M. K. Kulsreshath et al. “Study of dc micro-discharge arrays made in silicon using CMOS compatible technology”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012). DOI: 10.1088/0022-3727/45/28/285202.
- [30] R. R. Laher und Gilmore F. R. “Updated Excitation and Ionization Cross Sections for Electron Impact on Atomic Oxygen”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 19 (1990), S. 277–305. DOI: 10.1063/1.555872.
- [31] M. Leimkühler. “Erzeugung von Metastabilen mit Hilfe von kHz-getriebenen Mikroplasma-Arrays”. Masterarbeit. Ruhr-Universität Bochum, 2018.
- [32] L. B. Loeb und J. M. Meek. “The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. I”. In: *Journal of Applied Physics* 11.6 (1940), S. 438–447. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1712792.
- [33] F. Massines, N. Gherardi, N. Naudé und P. Ségur. “Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges”. In: *The European Physical Journal Applied Physics* 47.2 (2009), S. 22805. ISSN: 1286-0042. DOI: 10.1051/epjap/2009064.
- [34] F. Massines et al. “Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier”. In: *Journal of Applied Physics* 83.6 (1998), S. 2950–2957. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.367051.
- [35] C. E. Moore. *Atomic Energy Levels as Derived from the Analyses of Optical Spectra, as Derived from the Analyses of Optical Spectra. Volume I. The Spectra of Hydrogen, Deuterium, Tritium, Helium, Lithium, Beryllium, Boron, Carbon, Nitrogen, Oxygen, Fluorine, Neon, Sodium, Magnesium, Aluminum, Silicon, Phosphorus, Sulfur, Chlorine, Argon, Potassium, Calcium, Scandium, Titanium and Vanadium*. Bd. 1. Washington D.C.: Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, 1971. ISBN: NSRDS-NBS 35.
- [36] J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps und L. E. Kline. “Longitudinal electron diffusion coefficients in gases: Noble gases”. In: *Journal of Applied Physics* 71 (1992), S. 5363–5671. ISSN: 0021-8979.
- [37] S.-J. Park, K.-F. Chen, N. P. Ostrom und J. G. Eden. “40 000 pixel arrays of ac-excited silicon microcavity plasma devices”. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005). ISSN: 0003-6951.
- [38] R. W. B. Pearse und A. G. Gaydon. *The Identification of Molecular Spectra*. 4. Aufl. New York: Wiley, 1976. ISBN: 0470151641.
- [39] A. Piel. *Plasma physics: An introduction to laboratory, space and fusion plasmas*. Heidelberg: Springer, 2010. ISBN: 9783642104909.

- [40] I. Radu, R. Bartnikas und M. R. Wertheimer. “Frequency and voltage dependence of glow and pseudoglow discharges in helium under atmospheric pressure”. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 31.6 (2003), S. 1363–1378. ISSN: 0093-3813. DOI: 10.1109/TPS.2003.820970.
- [41] Y. P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Heidelberg: Springer, 1991. ISBN: 3-540-19462-2.
- [42] K. Rügner. “Investigation of surface processes during the growth of thin films from cold atmospheric pressure plasmas”. Diss. Ruhr-Universität Bochum, 2015.
- [43] K. H. Schoenbach, R. Verhappen, T. Tessnow, F. E. Peterkin und W. W. Byszewski. “Microhollow cathode discharges”. In: *Applied Physics Letters* 68.1 (1996), S. 13–15. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.116739.
- [44] M. B. Schulman, F. A. Sharpton, S. Chung, C. C. Lin und L. W. Anderson. “Emission from oxygen atoms produced by electron-impact dissociative excitation of oxygen molecules”. In: *Phys. Rev. A* 32 (1985), S. 2100–2116. DOI: 10.1103/PhysRevA.32.2100.
- [45] L. Schwaederle et al. “Breakdown study of dc silicon micro-discharge devices”. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012).
- [46] W. Siemens. “Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrähnen”. In: *Annalen der Physik und Chemie* 102 (1857), S. 66–122. ISSN: 00033804. DOI: 10.1002/andp.18571780905.
- [47] D. P. Thompson, A. M. Dickins und J. S. Thorp. “The dielectric properties of zirconia”. In: *Journal of Materials Science* 27 (1992), S. 2267–2271. DOI: 10.1007/BF01117947.
- [48] B. A. Vojak et al. “Multistage, monolithic ceramic microdischarge device having an active length of ~ 0.27 mm”. In: *Applied Physics Letters* 78 (2001), S. 1340–1342. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.1352042.
- [49] J. Waskoenig et al. “Spatial dynamics of the light emission from a micorplasma array”. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008). ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.2894227.
- [50] A. Wollny et al. “Ionization wave propagation on a micro cavity plasma array”. In: *Applied Physics Letters* 99 (2011). ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.3647978.

Danksagung

Bei allen, die mich bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützt haben, möchte ich mich bedanken. Ein besonderer Dank geht an:

- Prof. Dr. Achim von Keudell, der es mir ermöglicht hat diese Masterarbeit am Lehrstuhl für Experimentalphysik II zu erstellen.
- Dr. Volker Schulz-von der Gathen, der mich während der gesamten Arbeit engagiert und intensiv betreut hat und bei jedem Problem eine hilfreiche Idee hatte.
- Dr. Marc Böke, der in unseren wöchentlichen Treffen einige hilfreiche Denkanstöße geliefert hat.
- Dr. Ihor Korolov, der mich bei dem Versuch die Dichte von Metastabilen mittels TDLAS zu bestimmen unterstützt hat.
- Sebastian Dzikowski, der mich bei der Einarbeitung in das Thema unterstützt hat und stets Zeit für meine Fragen hatte.
- meine Familie, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt hat.
- alle weiteren Mitarbeiter des Lehrstuhls, die für eine nette und entspannte Arbeitssphäre gesorgt haben.