

Laser-induzierte Beeinflussung der Ladungen in einer dielektrischen behinderten Oberflächenentladung bei Atmosphärendruck

Masterarbeit

im

Studiengang

„Master of Science“

im Fach Physik

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

von

Robin Labenski

aus

Bochum

Bochum 2023

Abstract

Im Rahmen der Verbesserung von Katalysatoren erhält die Plasmakatalyse und die dafür benutzten Dielektrisch Behinderte Entladungen (DBD) zunehmende Aufmerksamkeit. Ein in der Hinsicht vielversprechender Reaktortyp ist das Metal Grid Array (MGA), bei dem das Plasma in hunderten runden Kavitäten (Durchmesser $< 200\text{ }\mu\text{m}$) brennt. In dieser Arbeit werden die für die spätere Katalyseanwendung interessanten Entladungsgrößen wie der dissipierten Leistung, der effektiv anliegenden Spannung über den Kavitäten, der Plasmastrom und die deponierten Oberflächenladungen auf dem Kavitätenboden für diese Plasmaquelle diskutiert und mithilfe von Modellüberlegungen (zeitaufgelöst) bestimmt. Die Resultate für die Oberflächenladungen werden mit einer in der Literatur bisher ungenutzten Diagnostik verglichen und ihr Einfluss auf die Gleichgewichtsbildung und das Zündverhalten der Entladung untersucht. Durch die Nutzung eines Nd:YAG Nanosekundenlasers (532 nm / 1064 nm) können die (Oberflächen-)ladungen in dem Reaktor außerdem manipuliert und dadurch weitere Erkenntnisse über ihren Einfluss auf die Entladung gesammelt werden.

In the effort of improving catalysts, plasma catalysis and the Dielectric Barrier Discharges (DBD) used for it are receiving increasing attention. A promising reactor type in this respect is the Metal Grid Array (MGA), in which the plasma burns in hundreds of round cavities (diameter $< 200\text{ }\mu\text{m}$). In this work, discharge quantities of interest for subsequent catalysis applications such as the dissipated power, the effective applied voltage across the cavities, the plasma current, and the deposited surface charges on the cavity floor are discussed for this plasma source and determined using modeling considerations (time-resolved). The results for the surface charges are compared to diagnostics not previously used in the literature and their influence on the equilibrium formation and ignition behavior of the discharge is investigated. By using a Nd:YAG nanosecond laser (532 nm / 1064 nm), the (surface) charges in the reactor can be manipulated and thus further insights into their influence on the discharge can be gathered.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Theoretische Grundlagen	8
2.1. Grundlagen DBD	8
2.1.1. DBD-Reaktorgeometrien	8
2.1.2. DBD-Entladungscharakteristik	8
2.1.3. Memory-Effekt	9
2.1.4. Metal Grid Array (Plasmaarray)	12
2.2. Grundlagen zur elektrischen Diagnostik von DBDs	14
2.2.1. Grundlagen der Spannungs-, Strom- und Ladungsmessung	14
2.2.2. Wahl der richtigen Messkapazität C_{mon}	15
2.2.3. Theorie der idealen DBD	15
2.2.4. Abweichungen bei nicht-idealer DBD	18
2.2.5. Berechnung von C_{diel}	20
2.3. Experimentelle Methoden zur Messung von Oberflächenladungen	22
2.3.1. Messung mithilfe der Zeitverzögerung zwischen Spannung und Plas-	
mastrom nach Polaritätswechsel	22
2.3.2. Rückwirkende Messung von Oberflächenladungen	22
2.3.3. Messung über den Pockels-Effekt	22
2.3.4. Ladungsmanipulation mithilfe von Lasern	24
3. Versuchsaufbauten	27
3.1. Beschreibung Versuchsaufbau 1	27
3.2. Beschreibung Versuchsaufbau 2	28
4. Experimentelle Vorüberlegungen und Kalibrierung	31
4.1. Arduino für Frequenzteilung	31
4.2. Laserkalibrierung und -charakterisierung	34
4.3. Phasenverschiebung elektrischer Messungen	37
5. Ergebnisse	39
5.1. Entladungscharakteristik und Leistungsmessung	39
5.1.1. Endladungscharakteristik	39
5.1.2. Leistungsmessung und Lissajous-Figuren	40
5.2. Anwendung der DBD-Theorie auf das Plasmaarray	44
5.2.1. Bestimmung der Kapazitäten im QV-Diagramm	44
5.2.2. Zeitaufgelöste Bestimmung von $U_{\text{gap}}(t)$, $j_{\text{R}}(t)$ und $q(t)$	45
5.2.3. Bestimmung von effektiver Zündspannung und maximaler bewegter	
Ladung	49

5.3.	Experimentelle Oberflächenladungen	50
5.3.1.	Plasmagleichgewicht	51
5.3.2.	Experimentelle Oberflächenladungsmessungen	52
5.3.3.	Auswirkungen von Oberflächenladungen auf die Erstzündung und die Gleichgewichtsbildung	56
5.4.	Laser-induzierte (Oberflächen-)ladungsmanipulation	60
5.4.1.	Manipulation von Oberflächenladungen	61
5.4.2.	Manipulation von Ladungen	64
5.4.3.	Manipulation von Ladungen: Parametervariation	67
6.	Fazit	74
A.	Anhang	77
	Literaturverzeichnis	79

1. Einleitung

Ein wichtiger Bestandteil zur Begrenzung der globalen Erderwärmung [1] und erfolgreichen Energiewende sind Katalysatoren. [2] Sei es die Gewinnung von elektrischer Energie aus Wasserstoff (H) [3], die Synthese von Ammoniak (NH_3) für Düngemittel (Haber-Bosch-Verfahren) [4] oder die angestrebte Aufspaltung von für das Klima schädlichen Treibhausgasen wie Kohlenstoffdioxid (CO_2) [5]: Katalysatoren haben einen weiterhin wachsenden Einfluss auf unsere Gesellschaft und stehen daher immer noch im Mittelpunkt aktueller Forschung. Allerdings wurde sich bisher fast nur mit chemischen, thermodynamisch im Gleichgewicht stehenden Prozessen befasst. Eine Forschung, die sich auf Nichtgleichgewichts-Katalyse konzentriert, könnte daher unter anderem neue Katalysatoren, Effizienzsteigerungen und verbesserte Selektivitäten hervorbringen. [6] Um die dafür notwendigen Bedingungen zu schaffen, eignen sich besonders Nichtgleichgewichts-Plasmen, in denen die chemischen Prozesse hauptsächlich nicht Temperatur-getrieben sind, sondern aufgrund der anliegenden Felder sowie der im Plasma herrschenden Elektronen, Atom- bzw. Molekülonen und Photonen stattfinden. Bei dem hierdurch entstandenen und noch jungen Forschungsfeld der Plasmakatalyse kommen hauptsächlich bei Atmosphärendruck betriebene Dielectric Barrier Discharges (DBD) zum Einsatz. [7] DBDs bestehen in der Regel aus zwei Elektroden, zwischen denen mindestens ein dielektrisches Material platziert ist und eine hohe Wechselspannung angelegt wird. Befindet sich die DBD in einer Gasatmosphäre (häufig Argon oder Helium mit ggf. reaktiven Beimischungen) oder in einem Gasfluss, kann bei hinreichend hohen Spannungen ein Plasma gezündet werden. [8]

Eine vergleichsweise neue Unterart der DBDs stellen die Mikroplasmareaktoren dar, welche aufgrund ihrer kleinen Elektrodenabständen das Plasma auf die Dimension von 1 mm oder weniger beschränken. Das hat den Vorteil, dass das Plasma, anders als bei den meisten Atmosphärendruckentladungen, wenige bis keine Instabilitäten aufweist, nur geringe Anfälligkeiten für Bogenentladungen besitzt [9] und somit bis zu viele Stunden ohne Unterbrechung betrieben werden kann. Außerdem sind Mikroplasmen eine effiziente Methode, um transiente Moleküle (unter anderem Excimere) [9], Ozon [10] sowie UV-Strahlung im VUV bis UV-B Bereich zu produzieren. [11]

In Bezug auf die Analyse von katalytischen Prozessen eignen sich besonders Micro Cavity Plasma Arrays (MCPAs). Sie gehören auch zum Typ der Mikroplasmareaktoren und zeichnen sich durch ihre hohe Reproduzierbarkeit und Zugänglichkeit für Diagnostiken aus. [9, 12] Das in dieser Arbeit benutzte MCPA ist ein Metal Grid Array (MGA, von nun an kurz: Plasmaarray) wie es in Abbildung 1 frontal fotografiert ist. [12, 13] Es besteht aus einer geerdeten Elektrode, auf der ein dünnes Dielektrikum (50 μm dick) liegt. Darüber ist als obere Elektrode ein Metallgitter platziert, welches hunderte bis tausende

runde Löcher mit Durchmessern zwischen $50\text{ }\mu\text{m}$ (linker Block) und $200\text{ }\mu\text{m}$ (rechter Block) besitzt. Aufgrund dieser Löcher entstehen Kavitäten, in denen das Plasma brennen kann. Das Oberflächen zu Volumen Verhältnis von diesem Plasma ist aufgrund der kleinen Kavitätsabmessungen also sehr hoch und führt dadurch zu einer großen Wechselwirkung mit den Elektrodenwänden und dem Dielektrikum auf dem Kavitätenboden. Wird das Dielektrikum nun mit einem Katalysator beschichtet, entsteht somit ein einfaches System mit großem Interaktionspotential zwischen Plasma und Katalysator. Zusätzlich ist das Plasmaarray modular aufgebaut, sodass der Katalysator schnell gewechselt werden kann und der gesamte Reaktor skalierbar für spätere praktische Anwendungen ist.

Die Entwicklung und Diagnostik des MGA-Plasmaarrays ist Teil des Projekts A6 des Sonderforschungsbereichs 1316 [14], welcher sich aktuell in der zweiten Phase befindet. Die Untersuchungen zur katalytischen Aktivität sind erst Teil der dritten und letzten Phase, da vorher das Plasmaverhalten bzw. die Entladungscharakteristik für die ohnehin komplexen Katalyseprozesse gut verstanden und reproduzierbar sein muss.

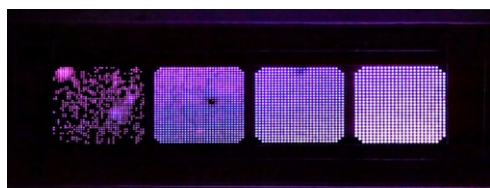


Abbildung 1: Foto von 4er-Plasmaarray mit Kavitätengrößen zwischen 50 und $200\text{ }\mu\text{m}$

Zwar wurden in den vergangenen Jahren bereits Informationen über die Strom-Spannungs-Charakteristik, die elektrischen Felder und die Sauerstoffdichten in den Kavitäten des Plasmaarrays gesammelt, [12, 13, 15] jedoch fehlt noch eine Analyse zu den grundlegenden Eigenschaften der Entladung wie der dissipierten Leistung des Plasmas, dem Plasmastrom, der effektiv anliegenden Spannung über den Kavitäten und den durch das Plasma auf dem Dielektrikum deponierten Oberflächenladungen. Alle diese Kenngrößen werden in dieser Arbeit behandelt, quantitativ bestimmt

und können dabei helfen die Bedingungen für die anstehenden Katalysmessungen genauer zu kennen und ihre Auswirkungen diesbezüglich zu analysieren.

Im besonderen Fokus stehen hier die Oberflächenladungen, da diese einen großen Einfluss auf die Wirkungsweise der Katalysatoren haben könnten. In der Elektro- und Photokatalyse ist lange bekannt, dass Oberflächenladungen zu veränderten Wegen in der chemischen Adsorption und Reaktion führen. [6] Zu Plasma-induzierten Oberflächenladungen existiert noch keine experimentelle Katalysforschung, jedoch wurden bereits theoretische Modelle basierend auf der Dichtefunktionaltheorie aufgestellt. Mit diesem Ansatz fanden Bal et al. beispielsweise heraus, dass die Reduktion von CO_2 zu CO bei durch das Plasma aufgeladenen Kupfer- und Nickeloberflächen energetisch günstiger wird. [16]

Die Auseinandersetzung der beim Plasmaarray existierenden Oberflächenladungen erfolgt über eine Kombination aus globalen elektrischen Messungen und optischer Emissions-

pspektroskopie und ist in vier aufeinander aufbauende Schritte aufgeteilt:

Im ersten Schritt wird die Entladung qualitativ charakterisiert, die dissipierte Leistung bestimmt und mit anderen Reaktorgeometrien verglichen (Kapitel 5.1). Darauf folgt die Bestimmung der effektiv anliegenden Spannung, des Plasmastroms und der Oberflächenladung mithilfe von Modellüberlegungen (Kapitel 5.2). Die dadurch berechnete Oberflächenladung wird anschließend mit einer in der Literatur bisher unbenutzten experimentellen Methode verglichen (Kapitel 5.3). Hier wird darüber hinaus auf die Verweilzeit der Ladungen auf dem Dielektrikum und deren Effekt auf die Wiederinbetriebnahme sowie das Ausbilden von Gleichgewichten eingegangen. Abschließend wird ein Nanosekundenlaser benutzt, um die (Oberflächen-)ladungen in der Entladung durch die einfallenden Photonen zu beeinflussen. Diese Methode gibt Aufschluss über die Bedeutung der (Oberflächen-)ladungen für die nachfolgenden Zündungen (Kapitel 5.4).

Um diese Ergebnisse richtig interpretieren und in die Literatur einordnen zu können, sind zunächst theoretische Grundlagen nötig. Nachdem in Kapitel 2.1 auf die allgemeinen Eigenschaften der DBD eingegangen und unter anderem das benutzte Plasmaarray genauer vorgestellt wird, folgt im darauf anschließenden Kapitel 2.2 die Auseinandersetzung mit der elektrischen Diagnostik und den angesprochenen Modellüberlegungen zu dieser Plasmaquelle. Abgeschlossen werden die Grundlagen mit den in Kapitel 2.3 vorgestellten bisherigen Methoden zur Oberflächenladungsmessung und der Laser-induzierten Manipulation solcher.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Grundlagen DBD

Das in dieser Arbeit benutzte Plasmaarray ist eine Dielectric Barrier Discharge (DBD). Dieser Reaktortyp ist eine bei Atmosphärendruck betriebene Plasmaquelle, bei der sich typischerweise mindestens ein Dielektrikum zwischen den Elektroden (und demnach im Entladungsweg) befindet und ihr dadurch kapazitive Eigenschaften verleiht. Seit ihrer Einführung 1857 für die Ozonproduktion durch Werner von Siemens [17] decken sie eine Bandbreite von Anwendungen ab. Dazu gehört die Oberflächenbehandlung [18], der Abbau von Schadstoffen [19], das Pumpen von Gaslasern [20] oder die Plasmamedizin. [21]

2.1.1. DBD-Reaktorgeometrien

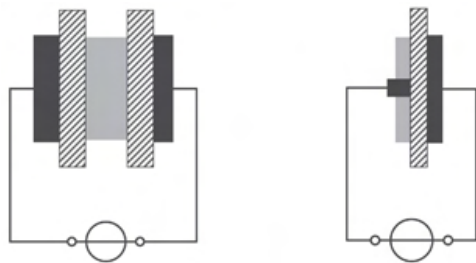


Abbildung 2: Volumen- (links) und Oberflächen-DBD (rechts) (aus [8])

So vielfältig wie die Einsatzbereiche sind die verwendeten Reaktorgeometrien. Im Allgemeinen unterscheidet man jedoch zwischen Volumen- und Oberflächen-DBDs (vgl. Abbildung 2). Bei Ersteren sind eine oder beide Elektroden mit einem Dielektrikum bedeckt, zwischen denen ein Plasmavolumen herrscht, während das Dielektrikum bei Letzteren eng zwischen den Elektroden eingeklemmt ist und sich das Plasma dadurch nur entlang dessen Oberfläche ausbilden kann. Bei beiden Entladungstypen sind die Elektrodenanordnungen häufig nicht sym-

metrisch und komplexer als in Abbildung 2 skizziert. [8] Die elektrischen Unterschiede der beiden Entladungsgeometrien werden in den Kapiteln 2.2.3 und 2.2.4 weiter thematisiert.

2.1.2. DBD-Entladungscharakteristik

In der Regel wird an den Elektroden eine Wechselspannung (niedriger kV-Bereich) mit Frequenzen im kHz-Regime (selten auch MHz) angelegt. Wird die vom Reaktor und der Gasart abhängige Zündspannung erreicht, bildet sich das Plasma. Während der Entladung lädt sich das Dielektrikum aufgrund von deponierten Oberflächenladungen elektrisch auf. Diese Ladungen erzeugen ein elektrisches Feld entgegen dem äußeren, angelegten Feld, bis die effektiv anliegende Spannung kleiner als die Zündspannung ist und die Entladung erlischt. Das Dielektrikum wirkt also wie eine zusätzliche elektrische Last, limitiert dadurch die Ströme durch das Gas und verhindert so Bogenentladungen, die den nicht-thermischen Charakter der Entladung stören würden. [8]

Das Entladungsverhalten und die Erscheinungsform reicht von rein filamentiert, über diffus bis hin zu einer Mischform von Beidem (bspw. beobachtet in [22]) und hängt von vielen äußeren Faktoren ab. [8] In der Nähe von Atmosphärendruck tendieren DBDs häufig dazu über den Streamer-Mechanismus zu zünden. [23] In diesem erzeugt eine erste gebildete Elektronenlawine eine große Raumladung im Gasvolumen und somit eine starke Felderhöhung in der Umgebung, die zur Bildung von lokalen sekundären Elektronenlawinen führt. Dadurch bilden sich dünne Plasmakanäle, die optisch als dünnes Filament wahrgenommen werden können. Die Zeitskala der Zündung hängt stark vom Elektrodenabstand und der Gasart ab und reicht von wenigen Nanosekunden in einer Luft- bis hin zu Mikrosekunden in einer Argonatmosphäre. [8] Diffuse Entladungen, bei denen die dielektrische Oberfläche quasi vollständig und homogen mit Plasma bedeckt ist können alternativ oder zusätzlich zu Filamenten auftreten. Hier wird zwischen zwei Zündmodi unterschieden: der Atmospheric Pressure Glow Discharge (APGD) und der Atmospheric Pressure Townsend Discharge (APTD). [24] Erstere wird häufig bei Entladungen mit sehr reinen Edelgasatmosphären (wie Helium oder Neon) bei Elektrodenabständen von wenigen Millimetern beobachtet. [25] Diese Gase zeichnen sich durch eine hohe Ionisation bei vergleichsweise geringen elektrischen Feldern aus, verhindern dadurch die Ausbildung von starken Feldgradienten und führen so zu einer Verlangsamung der Zündung. Darüber hinaus wird davon ausgegangen, dass die Metastabilen der Edelgase zu mehrstufigen Ionisationsprozessen führen (u.a. Penning-Ionisation). [26] APTDs werden neben Edelgas- auch bei Stickstoffatmosphären bei einem Entladungsspalt von jeweils in der Größenordnung von 1 mm beobachtet. [8] Sie wird durch eine exponentiell ansteigende Elektronendichte zur Anode hin und einer geringen Raumladungsproduktion charakterisiert. [25] Diffus entladende DBDs zeichnen sich unabhängig vom Mechanismus durch langanhaltende, aber um viele Größenordnungen geringere, Plasmaströme im Vergleich zu filamentierten Entladungen aus. Für eine APGD beträgt die Stromdichte $1\text{-}100\text{ mA cm}^{-2}$ und für APTDs typischerweise $0,01\text{-}10\text{ mA cm}^{-2}$. [8]

2.1.3. Memory-Effekt

Das elektrische Aufladen des Dielektrikums durch Oberflächenladungen wird sowohl in diffus als auch filamentiert entladenen DBDs beobachtet und wird Memory-Effekt genannt. [24] Mit dem Begriff muss behutsam umgegangen werden, da er in vielen Publikationen auch synonym für die nach dem Erlischen des Plasmas weiterhin bestehenden Ladungen oder metastabilen Atome im Volumen benutzt wird. [25] Wenn in dieser Arbeit von dem Memory-Effekt gesprochen wird, sind allerdings nur die Oberflächenladungen gemeint, da diese beim Plasmaarray den dominierenden Ladungseffekt ausmachen (siehe Kapitel 5.2).

Welche Ladung auf der Oberfläche deponiert wird, hängt von der Polarität der angelegten Spannung ab. Für den einfachen Fall einer Parallelplatten-Konfiguration wie in Abbildung

3, bei der sich nur vor der linken Elektrode ein Dielektrikum befindet, kann dieses Verhalten anhand von verschiedenen Plasmaphasen anschaulich erklärt werden:

1: In der obersten Situation dieser Abbildung ist die allererste Zündung bei anlegen einer äußeren Spannung mit elektrischem Feld $\vec{E}_{\text{app}}$ an den Elektroden skizziert. Hier ist das Dielektrikum noch nicht aufgeladen, sodass das für die erste Zündung ($\vec{E}_{\text{f-ign}}$) nötige anliegende effektive Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ zwischen den Elektroden von der externen Spannung getragen werden muss. Das hierfür benötigte elektrische Feld $\vec{E}_{\text{f-ign}}$ ist in der Regel deutlich höher als bei allen nachfolgenden Zündungen $\vec{E}_{\text{ign}}$, da weder Oberflächenladungen noch Volumenladungen vorhanden sind, um die Zündbedingungen begünstigen zu können. [24]

2: Die Elektronen werden während der nun gezündeten Entladung zur positiven Elektrode beschleunigt und laden die Oberfläche fortlaufend negativ auf. Damit die Entladung weiterhin läuft, erfordert es, dass das effektiv anliegende Feld $\vec{E}_{\text{eff}}$ mindestens größer als die Zündfeldstärke $\vec{E}_{\text{ign}}$ ist. Um das zu gewährleisten, muss das äußere elektrische Feld $\vec{E}_{\text{app}}$ dauerhaft erhöht werden, weil das durch die Oberflächenladungen erzeugte elektrische Feld $\vec{E}_{\text{charge}}$ dem äußeren Feld entgegengerichtet ist. [27]

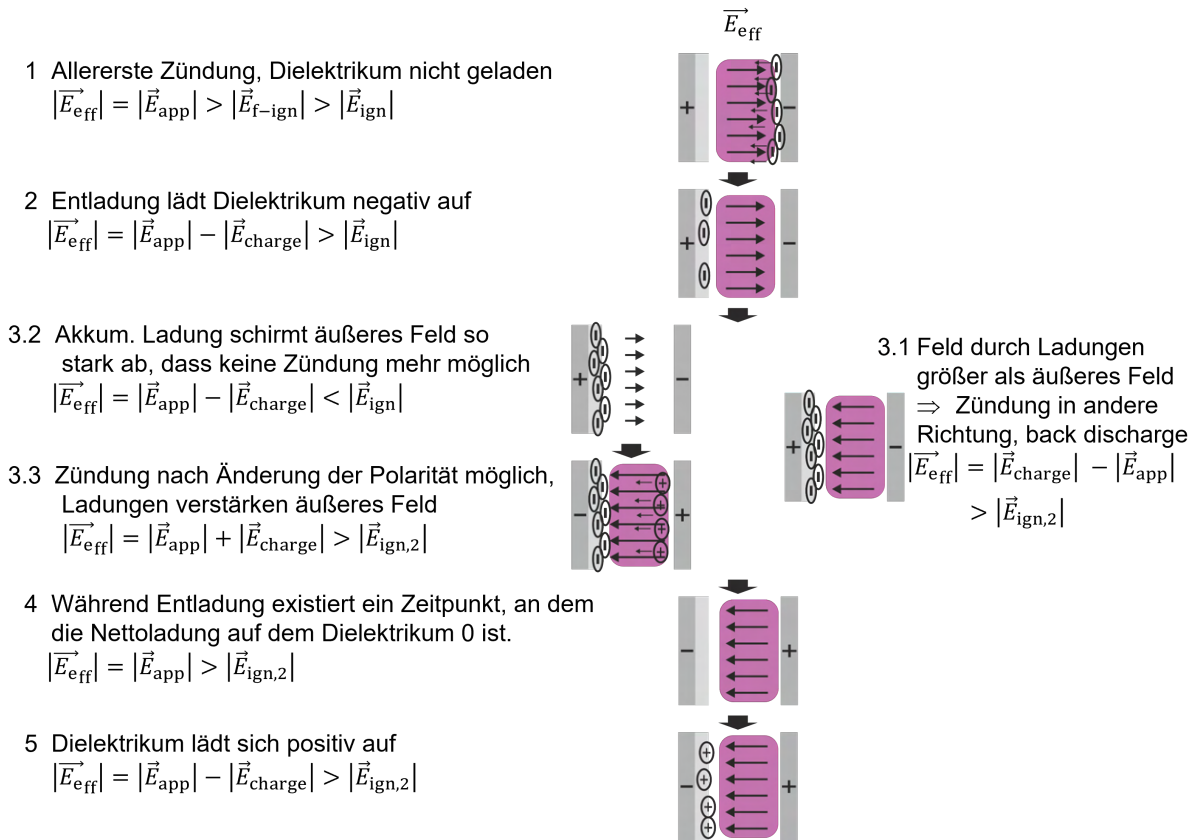


Abbildung 3: Der Einfluss von Oberflächenladungen auf das Zündverhalten zu verschiedenen Phasen der Entladung

3: Wird die maximale Amplitude überschritten folgt eine abfallende Flanke der Spannung, wodurch ab einem gewissen Zeitpunkt $\vec{E}_{\text{eff}} < \vec{E}_{\text{ign}}$ gilt und die Entladung erlischt. [8] Nun existieren mehrere Möglichkeiten, wie sich diese DBD verhalten kann. Zum einen könnte die Aufladung des Dielektrikums so stark sein, dass sich die Richtung des effektiv anliegenden Feldes $\vec{E}_{\text{eff}}$ aufgrund der zurückgehenden anliegenden Spannung dreht und die Zündbedingung $\vec{E}_{\text{ign},2}$ überschreitet. Es kommt also nun zu einer Zündung in die Gegenrichtung (3.1) und wird auch „back discharge“ genannt (bspw. beobachtet in [28]). Die nötige Zündfeldstärke $\vec{E}_{\text{ign},2}$ ist aufgrund der Asymmetrie der Entladungsgeometrie eine (wenn auch manchmal nur leicht) andere als in der anderen Richtung ($\vec{E}_{\text{ign}}$). Ist die Aufladung des Dielektrikums nur klein oder die anliegende Spannung immer noch relativ hoch, bleibt die Entladung aus und kann erst bei einer Umpolung der Elektroden in die Gegenrichtung zünden (3.2). Nun wirken die Oberflächenladungen verstärkend auf das äußere anliegende Feld $\vec{E}_{\text{app}}$, da die dahinter liegende Elektrode die gleiche Polung besitzt. Die Zündung wird also stark begünstigt und so kann bei bereits niedriger äußerer Spannung die Zündbedingung $\vec{E}_{\text{ign},2}$ erreicht werden.

4: Nun werden die positiven Ladungen des Plasmas auf die Oberflächen beschleunigt und bauen dadurch die ursprüngliche Aufladung ab. An einem bestimmten Zeitpunkt in der Entladung muss also eine Situation eintreten, bei der die Nettoladung auf dem Dielektrikum genau Null ist. Hier sind die negativen Ladungsträger (im Mittel) komplett kompensiert und können die äußere anliegende Spannung daher nicht mehr verstärken. Letztere ist zu diesem Zeitpunkt die einzige Quelle, die die Zündbedingung für ein Fortlaufen der Entladung tragen muss.

5: Das Dielektrikum wird danach kontinuierlich mit positiven Ladungsträgern aufgeladen, welche wiederum das äußere Feld abschirmen. Für den weiteren Verlauf der Entladung gilt wieder dasselbe wie zwischen **2** bis **4** mit dem Unterschied, dass die Polaritäten von Ladung und äußerem Feld in dem Fall genau umgedreht sind.

Räumlich aufgelöste Messungen der Oberflächenladungen bei filamentierten Entladungen zeigen, dass diese die Bildung von Filamenten in der nächsten Halbphase an ihrer Position begünstigen, da sie zu einer lokalen Felderhöhung führen. In derselben Halbphase dagegen ist die Zündung eines Filaments an der Position der Oberflächenladung unwahrscheinlicher, da das äußere Feld abgeschirmt wird. [27] Ebenso zeigt sich, dass es aufgrund des statistischen Verhaltens der Filamentierungsposition auch passieren kann, dass in der nächsten jeweiligen Halbphase nicht an allen Ladungspositionen ein Filament durchzündet und dadurch sowohl Stellen mit positiven als auch negative Ladungen gleichzeitig auf dem Dielektrikum existieren können. [29]

Die Art und Bindungsform der Ladungsträger zur Oberfläche ist weitestgehend unerforscht. In vielen Publikationen wird jedoch angenommen, dass es sich bei den negativen Oberflächenladungen um Elektronen handelt, während positive Ladungen Elektronenlöcher sind, die aus der Elektron-Ion-Rekombination auf der Oberfläche resultieren. Laut dem in [30, 31] vorgestellten electron surface layer model sind die Elektronenlöcher im Valenzband des Materials. Die Lage der Elektronen hängt von der Elektronenaffinität des Materials ab. Bei negativer Elektronenaffinität können die Elektronen nicht in die Wand eindringen und formen stattdessen ein quasi-zwei-dimensionales Gas gefangen im Potential von Spiegelladungen auf der Oberfläche. Bei positiver Elektronenaffinität des Materials dagegen dringen die Elektronen in das Material ein und bilden innerhalb diesem eine negative Raumladungsschicht im Leitungsband.

Als weitere Aufladungseffekte neben dem Elektronenaufprall existieren: Elektronendesorption, Ionenaufprall, Photoeffekt und Elektronanlagerung an der Oberfläche. [8] Diese hängen dementsprechend ebenfalls stark vom Entladungsmodus und den Eigenschaften des Dielektrikums ab.

Die Verweilzeit der Ladungen auf der Oberfläche ist an diese Absorptionsmechanismen gekoppelt und variiert stark. So sind in der Praxis Zeiten von bis zu Sekunden [32], Minuten [27] und teilweise sogar bis hin zu mehreren Stunden [24, 33] möglich. Dadurch kann selbst nach dieser Zeit eine Reduktion der benötigten Zündspannung bei Wiederinbetriebnahme festgestellt werden. [24]

2.1.4. Metal Grid Array (Plasmaarray)

Die in dieser Arbeit benutzte DBD ist ein Metal Grid Array (MGA) und gehört aufgrund seiner geringen Elektrodenabständen zu der Gruppe der Mikroplasmen. Hauptforschungsobjekt des Projekts A6 im SFB 1316 ist eigentlich das in Abbildung 1 bereits eingeführte 4er-Plasmaarray, welches verschiedene Kavitätengrößen in einem Reaktor vereint. Da die Unterschiede in der Geometrie allerdings Parameter wie die Zündspannung maßgeblich beeinflussen, kann aus den globalen elektrischen Messungen nur ein überlagertes Signal von allen Kavitäten gemessen und demnach nicht auf die Eigenschaften der einzelnen Kavitätengrößen zurückgeschlossen werden. Daher wird in dieser Arbeit nur mit Plasmaarrays gearbeitet,

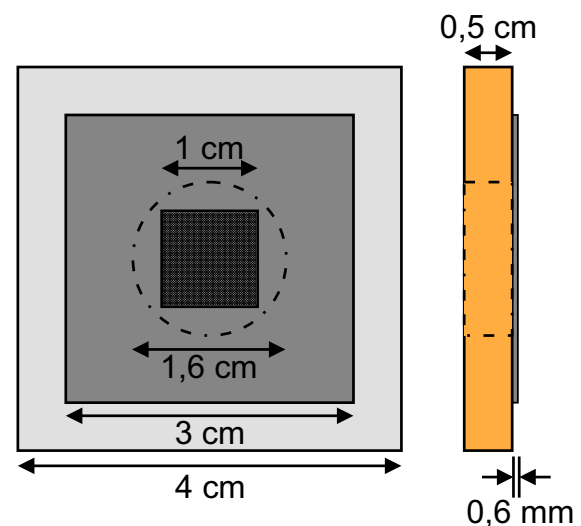


Abbildung 4: Abmessungen des Plasmaarrays; links Front- und rechts Seitenansicht

bei denen die Kavitäten jeweils den gleichen Durchmesser besitzen.

Der schematische Aufbau dieser Arrays ist in Abbildung 4 skizziert. Auf der untersten Ebene befindet sich ein 0,5 cm dickes Plastikgehäuse, in das mittig ein gleichdicker, runder Samarium-Cobalt-Magnet ($\text{SM}_2\text{CO}_{17}$) mit einem Durchmesser von 1,6 cm eingelassen ist. Darauf liegt ein 50 μm dickes Dielektrikum aus Zirkoniumoxid (ZrO_2), welches eine relative Permittivität von $\epsilon_r = 27$ besitzt. Auf dem Dielektrikum befindet sich eine quadratische, ebenfalls 50 μm dicke, Nickelfolie mit Kantenlänge 3 cm. Auf einer quadratischen Fläche mit Kantenlänge 1 cm ist mittig von dieser Folie ein Gitter eingelasert. Die Löcher des Gitters sind rund und besitzen einen Durchmesser von jeweils 200 μm . Auf der Nickelfolie liegt eine gleichgroße Metallplatte, welche eine Dicke von 0,6 cm besitzt und mittig eine quadratischen Aussparung von 1 cm x 1 cm hat, um die Kavitäten nicht zu verdecken. Sowohl die Nickelfolie als auch die Metallplatte sind magnetisch, sodass diese durch den Magneten fest auf dem Dielektrikum gehalten werden.

Die zwei benutzten Plasmaarrays sind in Abbildung 5 gezeigt. Sie unterscheiden sich lediglich in ihrer Kavitätenanzahl N_K , sind ansonsten aber exakt gleich aufgebaut und entsprechen der Skizze aus Abbildung 4.

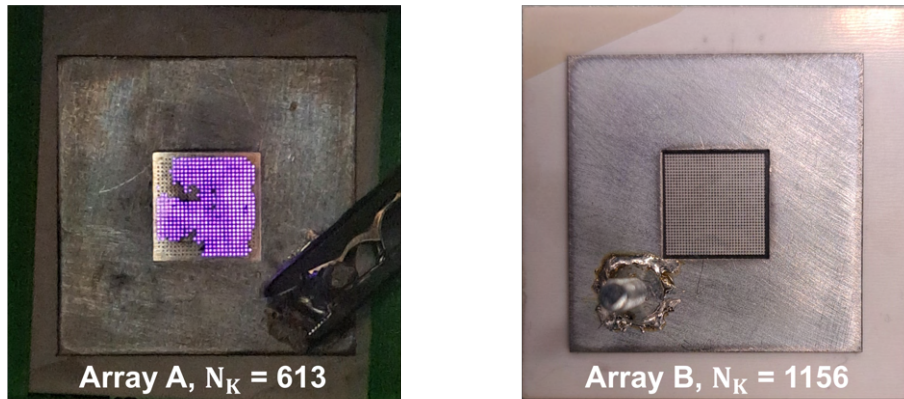


Abbildung 5: Fotos der benutzten Plasmaarrays mit Kavitätenanzahl N_K

Die Wechselspannung wird jeweils an die in den Ecken zu sehende Schraube angelegt, welche mit der abdeckenden Metallplatte verlötet ist. Der Magnet auf der Rückseite ist dagegen geerdet. Array A ist im gezündeten Zustand gezeigt (Frequenz: $f = 15 \text{ kHz}$, anliegende Spannung: $V_{\text{VPP}} = 800 \text{ V}$, Atmosphäre: Helium, Druck: 950 mbar) und besitzt mit 613 Kavitäten nur fast halb so viele Kavitäten wie Array B mit 1156 Kavitäten.

Aufgrund der unkonventionellen Elektrodengeometrie ist das Plasmaarray rein geometrisch weder einer Volumen- noch einer Oberflächen-DBD klar zuzuordnen. Zwar kann sich zwischen den Elektroden kein Plasma ausbilden und entspricht demnach eher einer

Oberflächen-DBD, jedoch formt sich durch die Kavität ein klar definiertes Volumen und ist daher vergleichbar mit einer Volumen-DBD.

2.2. Grundlagen zur elektrischen Diagnostik von DBDs

Um unter anderem Oberflächenladungen zu messen, sind zuverlässige elektrische Messungen nötig. Wie die dafür nötigen Größen Strom, Ladung und Spannung möglichst präzise gemessen werden können und dadurch auf die vom Plasma dissipierte Leistung sowie weitere Charakteristiken der Entladung geschlossen werden kann, wird in diesem Kapitel thematisiert.

2.2.1. Grundlagen der Spannungs-, Strom- und Ladungsmessung

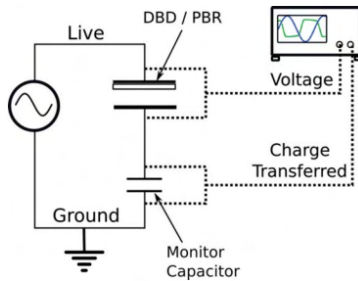


Abbildung 6: Elektrischer Schaltkreis von DBD mit Messkapazität (aus [34])

Eine in vielen Veröffentlichungen zu DBDs genutzter Schaltkreis für elektrische Messungen ist in Abbildung 6 gezeigt. Die DBD selbst wird in der Regel als Kondensator dargestellt, da sie nicht nur ähnlich aufgebaut ist, sondern auch hauptsächlich kapazitive Eigenschaften zeigt. Über der DBD kann die angelegte Hochspannung $V(t)$ mithilfe eines Hochspannungstastkopfes (i.d.R. 1:1000 Dämpfung) am Oszilloskop gemessen werden. Der Strom $I(t)$ dagegen kann mit beispielsweise einer Stromzange hinter der DBD abgenommen werden. Hier ist besonders darauf zu achten, dass diese für den anliegenden Strom- und Frequenzbereich ausgelegt ist.

Häufig wird allerdings auch auf eine Strommessung verzichtet und stattdessen ein Messkondensator (engl. Monitor Capacitor) mit Kapazität C_{mon} in Reihe zur DBD geschaltet und die darüber abfallende Spannung $V_{\text{mon}}(t)$ gemessen. [35, 36] Über dem Messkondensator fällt idealerweise eine möglichst kleine Spannung ab, sodass diese mit vergleichsweise einfachen Spannungstastköpfen (i.d.R. 1:10 Dämpfung) gemessen werden kann. Sowohl die Stromzange als auch der Messkondensator liefern dieselben Informationen, da gilt:

$$dI_{\text{mon}}(t) = Q_{\text{mon}}(t)dt \quad (1)$$

mit

$$Q_{\text{mon}} = V_{\text{mon}}(t)C_{\text{mon}} \quad (2)$$

Der gemessene Strom $I_{\text{mon}}(t)$ ist also nur die zeitliche Änderung der Ladung $Q_{\text{mon}}(t)$ an dem Messkondensator, welche sich aus $V_{\text{mon}}(t)$ und C_{mon} zusammensetzt. [34] Was es bei der be-

nutzten Messkapazität C_{mon} zu beachten gilt, wird in Unterkapitel 2.2.2 genauer betrachtet.

Welche Methode geeigneter ist, hängt von der jeweiligen Messsituation ab. Ladungsmessungen mit Messkondensator eignen sich speziell bei schnellen Nanosekunden-Strömen, da keine Ladungen aufgrund von zu geringer Bandbreite der Stromsonde undetektiert bleiben können. Strommessungen sind dagegen besonders vorteilhaft, wenn die „geerdete“ Elektrode der DBD in Wirklichkeit nicht geerdet, sondern beispielsweise floatend ist oder auf einem anderen Potential liegt. [34] Beides ist beim Plasmaarray nicht der Fall. Trotzdem werden in dieser Arbeit beide Methoden benutzt, um die Messungen gegenseitig abzusichern. Für die Bestimmung der Oberflächenladungen wird jedoch primär mit den gemessenen Ladungen am Messkondensator gearbeitet, da der Strom andernfalls integriert werden müsste, was zu vermeidbaren Fehlern führen kann.

2.2.2. Wahl der richtigen Messkapazität C_{mon}

Die Kapazität C_{mon} des Messkondensators muss wohlüberlegt ausgewählt sein und hängt stark von der benutzten Plasmaquelle ab. Entscheidend ist dafür die Kapazität C_{cell} des Reaktors, welche 100 bis 10000 mal kleiner sein sollte als C_{mon} , denn in einem Serienschaltkreis von DBD und dem Messkondensator gilt [37]:

$$V_{\text{mon}}(t) = V(t) \frac{C_{\text{cell}}}{C_{\text{mon}}} \quad (3)$$

Ist die Messkapazität also vergleichsweise klein, fällt ein Großteil der Spannung nicht wie gewollt über der DBD sondern über Ersterer ab. Die Messkapazität stellt also eine Störgröße im Stromkreis dar und es wären außerdem Hochspannungsmessköpfe zur Messung von $V_{\text{mon}}(t)$ nötig. Ist C_{mon} allerdings zu groß gewählt, wird die DBD zwar nicht gestört, $V_{\text{mon}}(t)$ dadurch aber so klein, dass das Signal im Rauschen untergeht. [34] Für diese Masterarbeit werden für alle Messungen (bis auf der Messreihe in Abbildung 57) dieselbe Messkapazität von $C_{\text{mon}} = 67 \text{ nF}$ benutzt. Bei einer Kapazität $C_{\text{cell}} \approx 0,44 \text{ nF}$ des Reaktors (siehe Abbildung 28) entspricht das in etwa einem Faktor von 150 zwischen beiden Kapazitäten und demnach der unteren empfohlenen Grenze. Damit speziell bei den Laser-induzierten (Oberflächen-)ladungsmanipulationen (Kapitel 5.4) Änderungen der Ladung im einstelligen Prozentbereich beobachtet werden können, ist mit diesem geringen Faktor ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis gegeben.

2.2.3. Theorie der idealen DBD

Mit diesen globalen Spannungs-, Strom- und Ladungsmessungen können nun spezifische Eigenschaften der DBD ermittelt werden:

Durch die Bestimmung der Ladung mithilfe von Strommessung oder Messkondensator lässt sich auf die Ladung $Q(t)$ an der DBD zurückschließen, denn in einer Reihenschaltung zweier Kondensatoren muss Stromerhaltung bzw. Ladungsgleichheit gelten [37]:

$$I_{\text{ges}}(t) = I_{\text{mon}}(t) = I(t) \quad (4)$$

$$Q_{\text{ges}}(t) = Q_{\text{mon}}(t) = Q(t) \quad (5)$$

Um weitere Informationen über die DBD zu erhalten müssen allerdings Modellannahmen getroffen werden. Ein sehr einfaches und häufig benutztes Ersatzschaltbild für DBDs ist in Abbildung 7 gezeigt und repräsentiert das Entladungsverhalten einer idealen und somit zumeist Volumen-DBD.

Die Gesamtkapazität C_{cell} der DBD setzt sich demnach aus den Teilkapazitäten des benutzten Dielektrikums C_{diel} (also diejenige Kapazität wäre die DBD ein normaler Kondensator) und einer Kapazität des Gasspaltes C_{gap} zusammen:

$$\frac{1}{C_{\text{cell}}} = \frac{1}{C_{\text{diel}}} + \frac{1}{C_{\text{gap}}}$$

Was diese Kapazitäten anschaulich bedeuten wird in Abbildung 8 deutlich. Hier ist die gemessene Ladung $Q(t)$ gegen die anliegende Spannung $V(t)$ für einen Plasmazyklus der DBD aufgetragen. Wie zusehen wird im QV-Diagramm ein

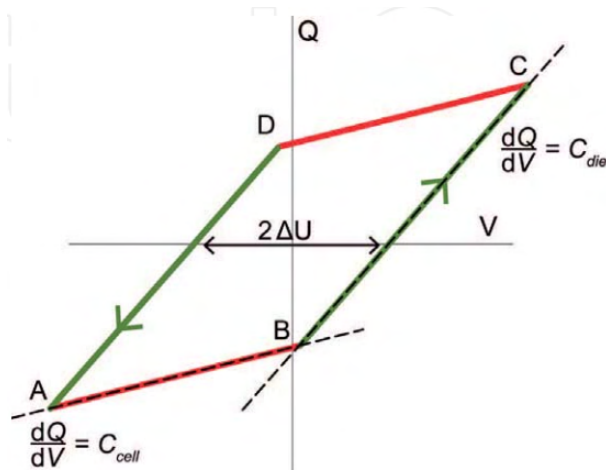


Abbildung 8: Lissajous-Figur einer idealen DBD (aus [34])

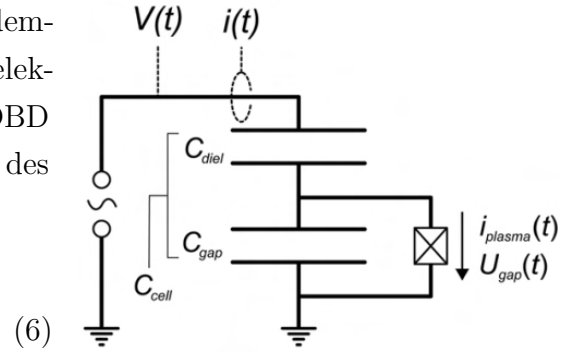


Abbildung 7: Ersatzschaltbild für eine ideale DBD (aus [38])

Wie zusehen wird im QV-Diagramm ein Parallelogramm gebildet, welches auch Lissajous-Figur genannt wird. [39] Die Steigungen $\frac{dQ}{dV}$ dieser Figur repräsentieren verschiedene Kapazitäten C im Ersatzschaltbild in Abbildung 7. Dabei entspricht in dem Fall die Gerade durch B und C derjenigen Phase, bei der das Plasma bei positiver Spannung gezündet ist. In einer idealen DBD wäre also der Gasspalt kurzgeschlossen und dementsprechend $\frac{dQ}{dV} = C_{\text{diel}}$. [34] Nun gibt es also einen (wie im Ersatzschaltbild 7 zu sehen) echten Plasmastrom $j_R(t)$ über einen endlichen Widerstand R , welcher in der Phase ohne Plasma zunächst

unendlich groß ist. [34] Das Plasma bleibt an, bis die maximale Spannung anliegt und

erlischt danach (Gerade durch C und D), da die Entladung aufgrund des Memory-Effekts und den damit einhergehenden Abschirmungseffekten des äußeren Feldes nur durch eine Amplitudenerhöhung der angelegten Spannung aufrecht gehalten werden kann. Die Kapazität nimmt also ab und wird wieder über Gleichung (6) beschrieben. Wird die Spannung weiter verringert, gibt es dementsprechend eine analoge Zündung in die andere Richtung, bis die maximal negative äußere Spannung anliegt (D bis A), das Plasma wieder erlischt (A bis B) und der Zyklus von vorne beginnt. [34]

Mithilfe des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 7, dem gemessenen Strom $I(t)$ bzw. Ladung $Q(t)$ und der anliegenden Spannung $V(t)$ kann nun auf die tatsächlich bewegte Ladung $q(t)$, den Plasmastrom $j_R(t)$ und die über dem Gasspalt effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap, ideal}}(t)$ geschlossen werden:

Nach den Kirchhoffschen Gesetzen gilt für die Spannungen $U_{\text{diel}}(t)$ (effektive Spannung über Dielektrikum) und $U_{\text{gap, ideal}}(t)$:

$$U_{\text{diel}}(t) = \frac{Q(t)}{C_{\text{diel}}} \quad (7)$$

eingesetzt in den Ausdruck für $U_{\text{gap}}(t)$ ergibt:

$$U_{\text{gap, ideal}}(t) = V(t) - U_{\text{diel}}(t) = V(t) - \frac{Q(t)}{C_{\text{diel}}} \quad (8)$$

Somit kann bereits mit diesen wenigen Größen die im Gasspalt effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap, ideal}}(t)$ quantitativ bestimmt werden. Diese Relation (8) kann in die Definition des Stromes über den Gasspalt $j_{\text{gap}}(t)$ eingesetzt werden:

$$j_{\text{gap}}(t) = C_{\text{gap}} \frac{dU_{\text{gap, ideal}}(t)}{dt} = C_{\text{gap}} \left(\frac{dV(t)}{dt} - \frac{1}{C_{\text{diel}}} \frac{dQ(t)}{dt} \right) \quad (9)$$

Mithilfe von $j_{\text{gap}}(t)$ und dem gemessenen Strom $I(t)$ kann hiermit der Plasmastrom $j_R(t)$ bestimmt werden:

$$j_R(t) = I(t) - j_{\text{gap}}(t) \quad (10)$$

$$j_R(t) = \left(1 + \frac{C_{\text{gap}}}{C_{\text{diel}}} \right) I(t) - C_{\text{gap}} \frac{dV(t)}{dt} \quad (11)$$

$$(12)$$

Durch das Einsetzen von Ausdruck (6) kann die Abhängigkeit von C_{gap} eliminiert werden:

$$j_R(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{\text{Cell}}}{C_{\text{diel}}}} \left(I(t) - C_{\text{cell}} \frac{dV(t)}{dt} \right) = i(t) - j_{\text{gap}}(t) \quad (13)$$

Somit kann der Plasmastrom $j_R(t)$ allein durch die gemessenen Größen $I(t)$ (bzw. $Q(t)$) und $V(t)$ sowie Kenntnisse über C_{cell} und C_{diel} bestimmt werden. Wird diese Klammer ausmultipliziert, kann der erste Term als Gesamtstrom $i(t)$ identifiziert werden, wovon der zweite Term und somit der Verschiebungsstrom $j_{\text{gap}}(t)$ abgezogen wird. Die Differenz der Beiden Größen ist dann der Plasmastrom $j_R(t)$. Der Vorfaktor $\frac{1}{1 - \frac{C_{\text{Cell}}}{C_{\text{diel}}}}$ ist essentiell, um quantitativ richtige Größen zu erhalten, da er berücksichtigt, dass vor der jeweiligen Zündung elektrische Energie in C_{gap} gespeichert wird, die während der Zündung frei wird und somit den Plasmastrom erhöht. Die tatsächlich durch diesen Plasmastrom bewegte Ladung $q(t)$ kann durch zeitliche Integration von Gleichung (34) dargestellt werden als [40]:

$$q(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{\text{Cell}}}{C_{\text{diel}}}} (Q(t) - C_{\text{cell}} V(t)) \quad (14)$$

Die bewegte Ladung setzt sich aus einem Volumen- $q_{\text{vol}}(t)$ und Oberflächenanteil $q_{\text{surf}}(t)$ zusammen. In vielen Veröffentlichungen zeigt sich jedoch, dass $q(t)$ und $q_{\text{surf}}(t)$ fast identisch sind. [41, 42, 43] Neben $U_{\text{gap, ideal}}(t)$, $j_R(t)$ und $q(t)$ kann auch die im Plasma dissipierte Leistung $P(t)$ bestimmt werden. Die instantane Leistung $P(t)$ lautet demnach [44]:

$$P(t) = V(t)I(t) = V(t)I_{\text{mon}} = V(t)C_{\text{mon}} \frac{dV_{\text{mon}}(t)}{dt} \quad (15)$$

wobei Relation (4) ausgenutzt wird. Die zeitlich gemittelte Leistung $\bar{P}$ über den gesamten Plasmazyklus mit Periode T lässt sich daher ausdrücken als:

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) C_{\text{mon}} \frac{dV_{\text{mon}}(t)}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) C_{\text{mon}} dV_{\text{mon}}(t) = \frac{1}{T} \oint V(t) dQ(t) \quad (16)$$

Die zeitlich gemittelte Leistung ist also berechenbar durch die Fläche begrenzt durch die geschlossene Kurve im QV-Diagramm (Abbildung 8) multipliziert mit der anliegenden Frequenz $f = \frac{1}{T}$. In der Praxis kann diese Fläche mit numerischen Methoden, wie etwa der Shoelace-Formula, unkompliziert berechnet werden. [45]

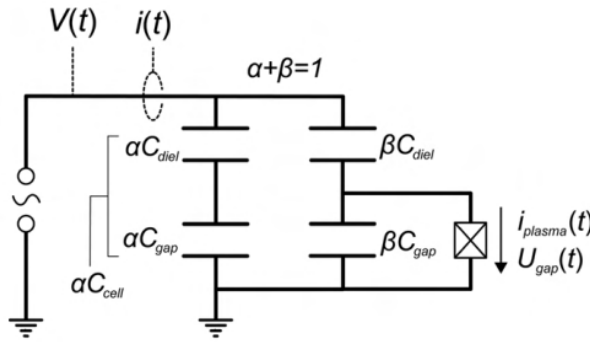
2.2.4. Abweichungen bei nicht-idealer DBD

Das in Kapitel 2.2.3 eingeführte Modell ist eine starke Approximation und idealistische Behandlung des Problems. So sehen die Lissajous-Figuren in der Regel nicht wie ein perfektes Parallelogramm aus (Abbildung 8), sondern haben häufig abgerundete Ecken,

sind teilweise eher elliptisch, verrauscht in der Plasmaphase, haben keine geraden Kanten oder besitzen Stufen. Das liegt daran, dass die benutzten DBDs größtenteils eine komplexe Elektroden- und Entladungsstruktur mit starken räumlichen (und zeitlichen) Abhängigkeiten und Asymmetrien besitzen. [34] Da die Lissajous-Figur aber nur eine globale, gemittelte Abbildung der Entladung liefert, können diese gar nicht räumlich und auch nur bedingt zeitlich aufgelöst werden. Welche Auswirkungen das auf die Analyse der Lissajous-Figur und den Ersatzschaltkreis für das Plasmaarray hat wird anhand von zwei bei dieser Plasmaquelle auftretenden Phänomenen erklärt:

QV-Diagramme mit Steigungen kleiner C_{diel}

Bei idealen DBDs wird in der Plasmaphase der Gasspalt kurzgeschlossen und die Steigung der Lissajous-Figur reduziert sich auf $\frac{dQ}{dV} = C_{\text{diel}}$. In der Realität wird bei manchen DBDs allerdings nur ein Teil kurzgeschlossen, sodass die Phase, in der das Plasma an ist, mit einer Steigung $\zeta_{\text{diel}} < C_{\text{diel}}$ beschrieben werden kann. ζ_{diel} repräsentiert, anders als C_{diel} , keine rein von der Geometrie des Reaktors abhängige Größe, sondern ist eine effektive Kapazität. [34]



Für diese Fälle wurde ebenfalls ein Ersatzschaltbild in [38] konstruiert (Abbildung 9), bei dem zusätzlich parallel zum Entladungsteil β ein nicht-Entladungsteil α geschaltet ist. β ist gleichzeitig der vom Dielektrikum mit Plasma bedeckten Flächenanteil und α der nicht bedeckte Anteil. Demnach gilt:

Abbildung 9: Alternatives Ersatzschaltbild für $\zeta_{\text{diel}} < C_{\text{diel}}$ (aus [38]) $\alpha + \beta = 1$ (17)

Die im QV-Diagramm gemessene Kapazität ζ_{diel} ist aufteilbar in:

$$\zeta_{\text{diel}} = \alpha C_{\text{cell}} + \beta C_{\text{diel}} \quad (18)$$

Werden Gleichung (17) und (18) kombiniert, können daraus α und β berechnet werden:

$$\alpha = \frac{C_{\text{diel}} - \zeta_{\text{diel}}}{C_{\text{diel}} - C_{\text{Cell}}} \quad (19)$$

$$\beta = \frac{\zeta_{\text{diel}} - C_{\text{Cell}}}{C_{\text{diel}} - C_{\text{Cell}}} \quad (20)$$

Die Autoren des Modells kommen darüber hinaus zu dem Ergebnis, dass sich sowohl $q(t)$ als auch $j_R(t)$ identisch zum Modell aus Kapitel 2.2.3 berechnen lassen. Die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ dagegen wird nun ausgedrückt als:

$$U_{\text{gap}}(t) = U_{\text{gap, n-ideal}}(t) = \left(1 + \frac{\alpha C_{\text{Cell}}}{\beta C_{\text{diel}}}\right) V(t) - \frac{1}{\beta C_{\text{diel}}} Q(t) \quad (21)$$

Wäre in diesem Modell der Gasspalt während der Plasmaphase vollständig kurzgeschlossen ($\zeta_{\text{diel}} = C_{\text{diel}}$) folgt daraus $\beta = 1$ und $\alpha = 0$. Das Dielektrikum ist also vollständig mit Plasma bedeckt. Außerdem wäre die Berechnung von $U_{\text{gap}}(t)$ in Gleichung (21) wieder identisch zu dem Ausdruck (8) aus dem idealen Modell in Unterkapitel 2.2.3. [38]

Mandelförmige Lissajous-Figur

Speziell bei Reaktoren, in denen Dielektrika mit einer hohen relativen Permittivität ϵ_r benutzt werden [46] sowie Oberflächen-DBDs im Allgemeinen besitzen eine eher mandelförmige Lissajous-Figur wie sie in Abbildung 10 gezeigt ist. [36]

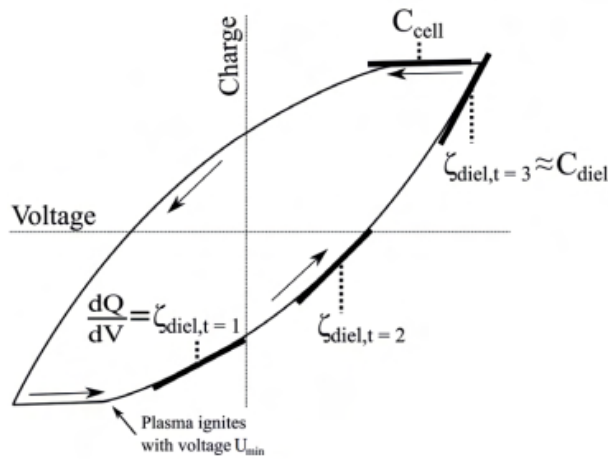


Abbildung 10: Typische Lissajous-Figur einer Oberflächen-DBD (aus [34])

Die Zündzeitpunkte sind weniger eindeutig erkennbar und die Steigung in der Plasmaphase ändert sich mit zunehmender Spannung - $\zeta_{\text{diel}}(t)$ ändert sich also durchgehend und ist somit zeitabhängig. Physikalisch ist das darauf zurückzuführen, dass sich das Plasma mit zunehmender Spannung über das Dielektrikum ausbreitet, da die benötigte Zündspannung aufgrund der Geometrie räumlich verschieden ist. Bei „quasi-unendlich“ anliegender Spannung stellt sich dann eine Saturierung der Steigung ein, bei der wieder $\zeta_{\text{diel}} = C_{\text{diel}}$ gilt. Das Erlischen des Plasmas beruht aber wieder auf dem-

selben Effekt wie bei idealen (Volumen-)DBDs (siehe Kapitel 2.2.3) und führt daher auch hier zu einer scharfen Kante an den jeweiligen Maxima im QV-Diagramm. [34]

2.2.5. Berechnung von C_{diel}

Wie in Kapitel 2.2.3 bereits deutlich wird muss die Kapazität C_{diel} bekannt sein, um die Größen $U_{\text{gap}}(t)$, $q(t)$ oder $j_R(t)$ quantitativ zu bestimmen. Dafür sind die Abmessungen der Elektrodenkonfiguration und des Dielektrikums von großer Bedeutung, welche für das Plasmaarray in Abbildung 4 bereits aufgegriffen wurde. Aufgrund des Metallgitters als eine der Elektroden ist eine direkte analytische Berechnung der Kapazität nicht möglich, jedoch kann sich dieser mithilfe von Vereinfachungen genähert werden.

Im einfachsten Ansatz kann die DBD als Parallelplatten-Kondensator mit zwei runden Elektroden von einem Durchmesser von jeweils $d = 1,6 \text{ cm}$ aufgefasst werden. Dazwischen

befindet sich das Dielektrikum mit einer Dicke $h = 50 \mu\text{m}$ und einer relativen Permittivität von $\epsilon_r = 27$. Zusammen mit der elektrischen Feldkonstante $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ ergibt sich für die Kapazität $C_{\text{diel}, 1}$:

$$C_{\text{diel}, 1} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{h} = 0,96 \text{ nF} \quad (22)$$

mit Elektrodenfläche $A = \frac{\pi d^2}{4}$ [37]

Im nächsten Schritt kann nun die obere quadratische Elektrode aufgrund ihrer im Vergleich zur unteren Elektrode großen Abmessungen ($3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$) als unendlich ausgedehnt aufgefasst werden. In Quelle [47] ist für die resultierende Kapazität $C_{\text{diel}, 2}$ eine Approximation zu finden. Allerdings wird für die Herleitung angenommen, dass die endliche Elektrode eine rechteckige Fläche $A_r = wl$ mit Kantenlängen w und l ist. Wird also die eigentlich runde Elektrode in eine quadratische Elektrode mit der selben Fläche $A = A_r$ transformiert entspricht das den Kantenlängen von $w = l = 1,42 \text{ cm}$. Eingesetzt in die Approximation aus [47] führt zu:

$$C_{\text{diel}, 2} = \frac{\epsilon_r l \left[\frac{w}{h} + 1,393 + 0,667 \cdot \ln\left(\frac{w}{h} + 1,444\right) \right]}{120\pi \cdot 299792548 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 0,98 \text{ nF} \quad (23)$$

und bestätigt damit die Größenordnung aus dem Ansatz in Gleichung (22).

Allerdings wurde in beiden Ansätzen nicht berücksichtigt, dass die obere Elektrode in der Mitte bis zu 1156 runde Löcher mit einem Durchmesser von $200 \mu\text{m}$ besitzt, die zu einer Reduktion der Kapazität führen könnten. Somit ist die in (22) und (23) ermittelte Kapazität von etwa 1 nF nur eine obere Schranke der tatsächlichen Kapazität C_{diel} . Für eine genauere Betrachtung der Kapazität gibt es die Möglichkeit die DBD-Geometrie zu simulieren oder die Kavitäten mit einem Metall aufzugießen, wodurch das ehemalige Volumen kurzgeschlossen wird. Es gilt dann $C_{\text{cell}} = C_{\text{diel}}$ und die gesuchte Kapazität kann demnach aus der Steigung der Lissajous-Figur ermittelt werden. Da erstere Methode zeitlich aufwendig und zweite nicht nur experimentell schwer umsetzbar, sondern auch automatisch bedeutet, dass das modifizierte Plasmaarray für weitere Messungen nicht mehr benutzbar ist, wird im Folgenden angenommen, dass $C_{\text{diel}} = 1 \text{ nF}$ gilt. Diese Annahme passt sowohl zu den gezeigten Approximationen als auch der gemessenen Kapazität $\zeta_{\text{diel}}(t)$. Wie bereits erwähnt nähert sich diese für große angelegte Spannungen und/ oder gegen Ende der Entladung der tatsächlichen Kapazität C_{diel} an. Für das Plasmaarray liegt diese für hohe äußere Spannungen und kurz vor dem Erlischen der Entladung bei $0,8 \text{ nF} < \zeta_{\text{diel}}(t) < 1 \text{ nF}$ (getestet bis maximal $V_{\text{VPP}} = 1350 \text{ V}$). Der Fehler für C_{diel} wird daher mit 15% abgeschätzt und muss in allen Berechnungen mit dieser Kapazität berücksichtigt werden.

2.3. Experimentelle Methoden zur Messung von Oberflächenladungen

Für die Messungen der Oberflächenladungen bei DBDs wurden spezielle Messtechniken entwickelt. So ist es mittlerweile nicht nur möglich die globale Oberflächenladung der DBD zu messen, sondern sie auch räumlich und zeitlich auf dem Dielektrikum aufzulösen. [48] Allerdings muss jede Methode auf ihre Anwendbarkeit kontrolliert werden, da häufig bestimmte Bedingungen vorherrschen müssen.

2.3.1. Messung mithilfe der Zeitverzögerung zwischen Spannung und Plasmastrom nach Polaritätswechsel

Die im Folgenden vorgestellte Methode ist für stabile Entladungen geeignet, bei denen auf eine stark ansteigende Spannungsflanke nur ein Entladungspuls folgt. [49] Die Zeitverzögerung τ zwischen dieser Flanke und dem resultierenden Plasmastrom gibt Aufschluss über die Oberflächenladungsflächendichte σ auf dem Dielektrikum:

$$\tau \approx \tau_d = \frac{d_{\text{dis}}}{\mu_i E} = \frac{d_{\text{dis}}}{\mu_i \left(\frac{U_a}{d_{\text{dis}}} - \frac{\sigma}{\epsilon_0} \right)} \quad (24)$$

wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante ist. Die Entwickler der Methode nehmen an, dass sich die Verzögerung τ durch die Driftzeit τ_d der Ionen für die Durchquerung des Gasspaltes (Länge d_{dis}) approximieren lässt. Diese besitzen die Mobilität μ_i und werden durch das elektrische Feld E beschleunigt, welches sich aus der extern angelegten Spannung U_a und der Abschirmung dieser durch die Oberflächenladungen mit Flächendichte σ zusammensetzt. So kann mit der Messung von τ und durch Umstellen des Ausdrucks (24) auf σ geschlossen werden.

2.3.2. Rückwirkende Messung von Oberflächenladungen

Eine weitere Methode zur Beobachtung der Oberflächenladung ist die Analyse dieser nach Ausschalten des Plasmas. In [33] kann bei einer makroskopischen Oberflächen-DBD das Oberflächenpotential des Dielektrikums mithilfe eines Spannungstastkopfes abgerastert und mithilfe von Simulationen dadurch auf eine räumlich aufgelöste Oberflächenladung zurückgeschlossen werden. Durch das Wiederholen dieser Messung nach bestimmten Zeitabständen ist ebenfalls die Verweildauer der Ladungen feststellbar. Für schwer zugängliche Dielektrika kann die Verweildauer dagegen durch Beobachtung der Zündspannung bei Wiederinbetriebnahme der DBD bestimmt werden, da die Oberflächenladungen die Zündspannung heruntersetzen. [24]

2.3.3. Messung über den Pockels-Effekt

Um eine räumliche und zeitliche (bis zu 200 ns) Auflösung der Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum zu gewährleisten existiert eine Messtechnik, die den Pockels-Effekt ausnutzt.

[48] Dieser ist ein Effekt aus der linearen Optik, welcher bei speziellen Kristallen auftritt, an die eine äußere Spannung angelegt wird. Durch diese wird der ursprünglich einfachbrechende Kristall doppelbrechend. Dabei ist der Phasenunterschied der doppelgebrochenen Strahlen proportional zum angelegten elektrischen Feld. Die wohl bekannteste Anwendung dieser Eigenschaft kommt aus der Laserphysik, um Laserpulse im Nanosekundenbereich zu generieren. [50] Dabei wird ein solcher Kristall beispielsweise als manuell zuschaltbarer $\frac{\lambda}{4}$ -Polaristor genutzt, um die Verluste im Resonator schnell zu schalten.

Wird als Dielektrikum ein solcher Kristall benutzt kann durch Polarisationsmessungen von einfallendem Licht auf diesen Kristall auf das anliegende Feld und demnach die Amplitude der Ladung auf der Oberfläche geschlossen werden. Dafür wird in einigen Publikationen [48, 29] eine asymmetrische Parallelplatten-DBD benutzt, bei der die dem Dielektrikum gegenüberliegende Elektrode optisch transparent ist. Somit kann der Kristall durch diese Elektrode hindurch mit linear polarisiertem, monochromatischem und auf die Oberfläche senkrecht einfallendem Licht ausgestrahlt und das von der Oberfläche reflektierte Licht mit einer schnellen ICCD-Kamera simultan aufgenommen werden.

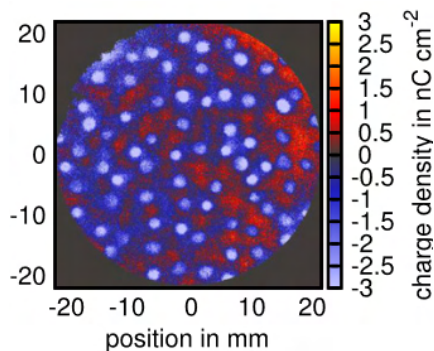


Abbildung 11: Ladungsflächen-dichte auf dem Dielektrikum (aus [48])

Da vor der Kamera ein Analysator steht, kann aufgrund der Intensitätsunterschiede (mit und ohne Ladungen auf der Oberfläche und dementsprechend mit und ohne Pockels-Effekt) räumlich und zeitlich auf das elektrische Feld und mithilfe eines einfachen Kondensatormodells auf die Oberflächenladung geschlossen werden. Diese ist räumlich aufgelöst in Abbildung 11 zu sehen. In dieser filamentierten Entladung sind die durch den Streamer-Mechanismus platzierten Ladungsflecken gut sichtbar. In Abbildung 12 wird die Ladungsamplitude einer dieser Flecken über einen Plasmazyklus hinweg verfolgt. Wie in Kapitel 2.1 bereits angesprochen tendieren die Filamente dazu gerade bei diesen Ladungsflecken durchzuzünden. Dadurch wird die in dem Fall einst positive Ladung mit der Zeit abgebaut und der Kristall danach negativ aufgeladen. Anhand der Querschnitte durch die Flecken kann ebenfalls auf die Halbwertsbreite geschlossen werden.

Diese Methode der Ladungsbestimmung besitzt allerdings auch einige Nachteile, da die Kristalle stark abweichende Eigenschaften zu den sonst üblichen Dielektrika aufweisen können. [8] So ist die relative Permittivität ϵ_r deutlich höher [42], der Sekundärelektronenkoeffizient geringer als bei Glasmaterialien [51] und Licht-induzierter Transport von

Ladungen an BSO-Kristallen beobachtet worden. [42] Außerdem sind Messungen nur bei speziellen, sehr einfachen Entladungsgeometrien möglich. [49]

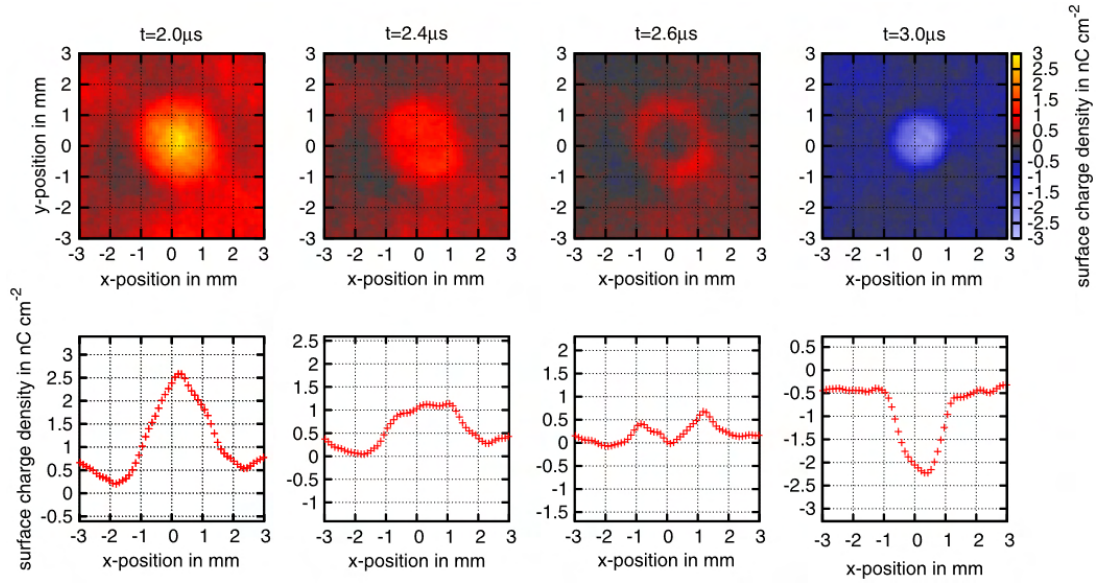


Abbildung 12: Zeitliche Evolution der Plasmaflecken während eines Halbzyklus; obere Zeile: gemittelte Ladungsverteilung eines Ladungsflecken; untere Zeile: repräsentativer Querschnitt durch die Mitte des Ladungsflecken (aus [48])

2.3.4. Ladungsmanipulation mithilfe von Lasern

In [52] konnten schwach gebundene Oberflächenelektronen mithilfe eines Nd:YAG Nanosekundenlasers (Frequenz $f_p = 10$ Hz, Pulsenergie $E_p(532) = 70$ mJ, Pulslänge $T_p = 10$ ns) bei benutzten Wellenlängen λ von 532 nm und 1064 nm durch Beschuss der Oberfläche zwischen zwei Plasmazündungen abgelöst werden. Bei der benutzten Plasmaquelle handelt es sich um eine symmetrische Volumen-DBD mit einem Entladungsspalt von 3 mm, welche in einer Heliumatmosphäre von 500 mbar bei einer Frequenz von 2 kHz und Spannungen von $V_{VPP} = 1,6$ kV betrieben wird. Dafür wird der Laser senkrecht durch das Volumen und somit parallel zu den jeweils mit Floatglas (relative Permittivität $\epsilon_r = 7,6$, positive Elektronenaffinität, 0,7 mm Dicke) beschichteten Elektroden ausgerichtet. Mithilfe einer Zylinderlinse wird der Laserstrahl im Volumen aufgeweitet, sodass dieser in einem flachen Winkel auf eine der beiden Floatgläser trifft und die Elektronen von der Oberfläche ablösen kann.

Die Auswirkungen dieser Ablösung auf die nachfolgenden (Halb-)Zyklen ist in Abbildung 13 festgehalten. Die effektiv über dem Spalt abfallende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$, der dissipierte Plasmastrom $I_{\text{dis}}(t)$ (entspricht $j_R(t)$) und die Oberflächenladungsdichte $\sigma_{\text{sur}}(t)$ (entspricht Oberflächenladung $q(t)$ pro Fläche A) wurden analog zu den Formeln aus Unterkapitel 2.2.3 berechnet. So kann beobachtet werden, dass das Auftreffen des Lasers, während das

Floatglas negativ geladen ist, dazu führt, dass die nächste Halbphase um die Zeit Δt früher im Vergleich zur ungestörten Entladung zündet. Das wird darauf zurückgeführt, dass diese Elektronen nun im Volumen als Ionisationsantreiber wirken und die Entladung dadurch schon bei geringerer angelegter Spannung $U_{\text{ext}}(t)$ durchzünden kann. Eine Änderung in der Oberflächendichte $\sigma_{\text{sur}}(t)$ direkt nach dem Lasereinfall ist allerdings nicht zu sehen. Das liegt daran, dass die Anzahl der abgelösten Elektronen unter dem Detektionslimit liegt. Aufgrund der früheren Zündung in der nächsten Halbphase ändert sich zwar auch die Oberflächenladung früher, bleibt aber niedriger als im ungestörten Fall, da die Entladung aufgrund der Vorionisation der abgelösten Elektronen nicht so stark durchzündet. Dadurch, dass nun weniger von diesen positiven Ladungen auf dem Glas existieren, ist die Verstärkung der angelegten Spannung im darauf folgenden Zyklus gering und das Plasma zündet vergleichsweise spät. Wie an der Zeitlinie zu sehen stellt sich das alte Gleichgewicht allerdings nach wenigen Zyklen wieder ein.

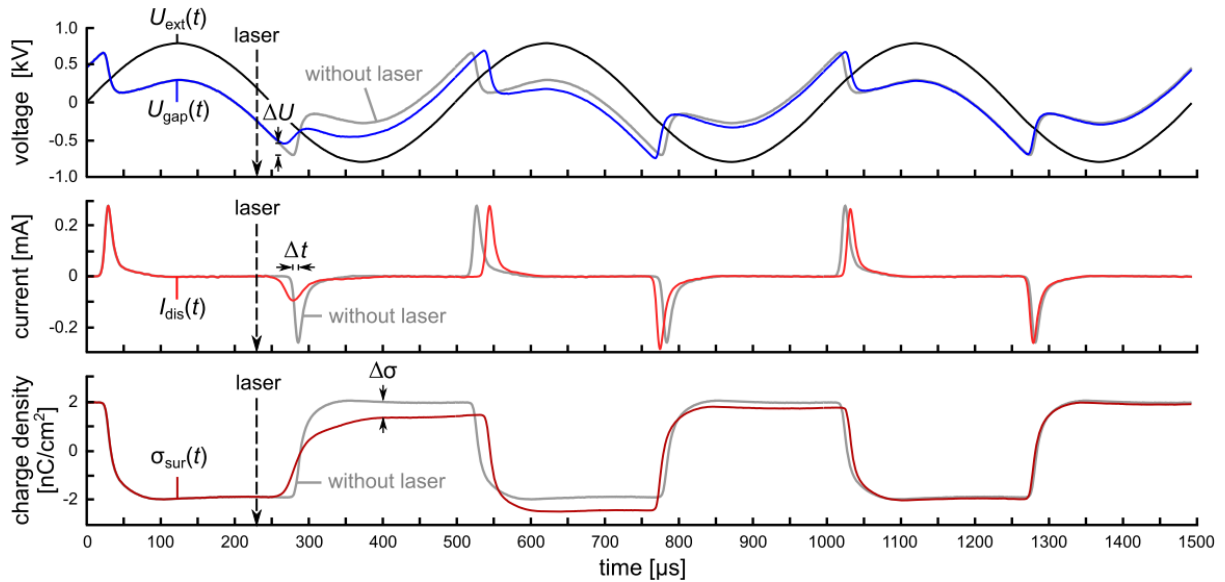


Abbildung 13: Ablösung der Oberflächenelektronen durch einen Nanosekundenlaser kurz vor der Zündung in der negativen Halbphase, Spannung: Sinus, $V_{\text{VPP}} = 1,6 \text{ kV}$; Laser: Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$, Pulsenergie $E_p(532) = 70 \text{ mJ}$ (aus [52])

In Abbildung 14(c) ist die Zeitdifferenz Δt zwischen der ersten Zündung nach Lasereinfall und dem Zündzeitpunkt einer ungestörten Entladung gegen den Beschusszeitpunkt aufgetragen. Es wird deutlich, dass das Ablösen der Ladungen nur bei einem währenddessen negativ geladenen Glases stattfindet, denn bei Lasereinfall während der anderen Halbphase ist kein Effekt beobachtbar. Laut den Autoren liegt das daran, dass sich die Elektronenlöcher im Vergleich zu Elektron nicht im Leitungs- sondern Valenzband befinden. Darüber hinaus tritt der Ablösungseffekt der Elektronen praktisch erst auf, wenn $U_{\text{gap}}(t)$ (Abbildung 14(b)) einen Nulldurchgang hat. Dadurch besitzen Glas und dahinter liegende Elektrode die gleiche Polarität. Die Ladungen werden somit in das Volumen abgestoßen

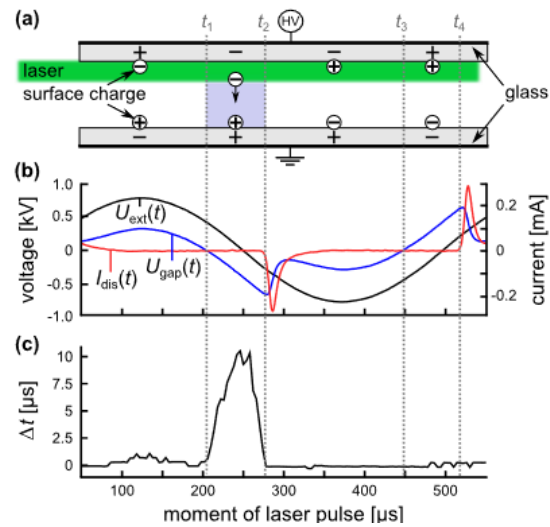


Abbildung 14: Ablösung der Oberflächenelektronen durch einen Nanosekundenlaser zu verschiedenen Beschusszeitpunkten, Spannung: Sinus, $V_{\text{VPP}} = 1,6 \text{ kV}$; Laser: Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$, Pulsenergie $E_p(532) = 70 \text{ mJ}$ (aus [52])

und nicht wieder zurück auf die Oberfläche beschleunigt, auf der sie zu keiner Vorionisation beitragen können.

3. Versuchsaufbauten

Die experimentellen Messungen lassen sich aufteilen in die beiden Setups Versuchsaufbau 1 (Abbildung 15) und Versuchsaufbau 2 (Abbildung 16). In Ersterem wird nur Array B benutzt und dient der elektrischen Charakterisierung der Plasmaarrays (Kapitel 5.1 und 5.2) sowie den experimentellen Oberflächenladungsmessungen und ihren Einfluss auf die Zündung (Kapitel 5.3). Mit letzterem Aufbau werden die Lasermessungen durchgeführt, bei denen die (Oberflächen-)Ladungen manipuliert werden (Kapitel 5.4). Hierfür kommen beide Plasmaarrays (A und B) zum Einsatz. Alle Messungen finden in einer reinen Heliumatmosphäre bei Atmosphärendruck von 950 mbar in einer Kammer statt. Diese wurde jeweils zuvor auf einen Druck von unter $5 \cdot 10^{-4}$ mbar abgepumpt. Die angelegte Spannung ist in allen Fällen eine entweder kontinuierliche oder gepulste Dreiecksspannung mit einer Frequenz von $f = 15$ kHz. Ein Plasmazyklus besitzt also immer eine Periode von $T = 66,67 \mu\text{s}$.

3.1. Beschreibung Versuchsaufbau 1

In Abbildung 15 ist diese Kammer abgebildet, in der sich mittig das Plasmaarray befindet. An der Vorderseite des Plasmaarrays (vgl. Abbildung 5) wird eine Hochspannung angelegt.

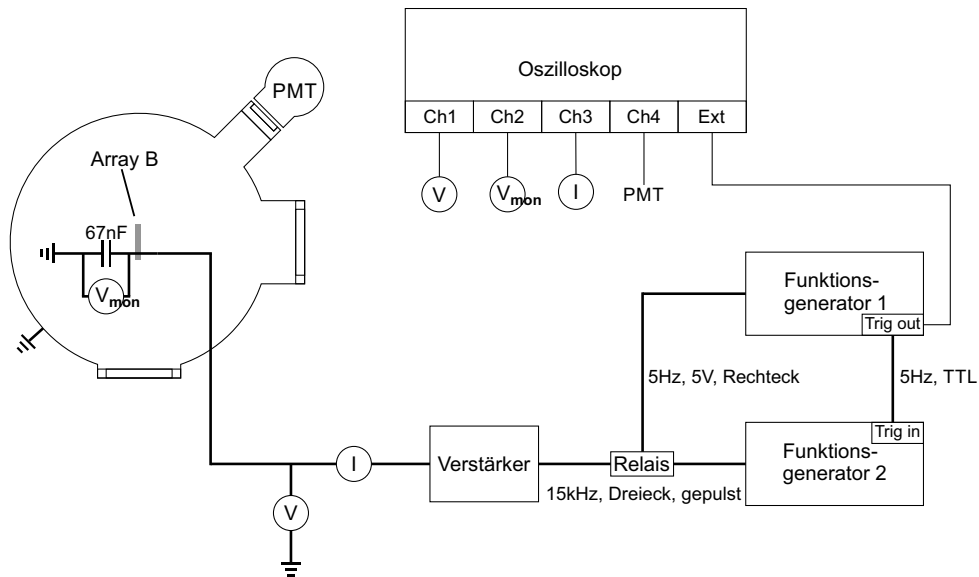


Abbildung 15: Schematische Darstellung von Versuchsaufbau 1

Diese Wechselspannung wird durch den Funktionsgenerator 2 (AFG3021B) erzeugt und mithilfe des Verstärkers (TReK MODEL PZD700A M/S) auf eine Amplitude in der Größenordnung von $V_{\text{VPP}} = 1$ kV verstärkt. An die hintere Elektrode der DBD ist ein Messkondensator mit Kapazität $C_{\text{mon}} = 67$ nF in Reihe geschaltet, welche am anderen Ende geerdet ist. Im 45° -Winkel zur Arrayoberfläche steht hinter einem Kammerfenster

ein Photomultiplier (Hamamatsu R3896), welcher mit einer Hochspannungsquelle (Hamamatsu C9525) und einem Abschlusswiderstand von $5\text{ k}\Omega$ betrieben wird. Die angelegte Spannung $V(t)$ wird mit einem Hochspannungstastkopf (Tektronix P6015A, 1:1000 Dämpfung) gemessen und der Strom $I(t)$ kann mithilfe einer Stromzange (Tektronix P6021) abgegriffen werden. Die Messung der abfallenden Spannung $V_{\text{mon}}(t)$ über der Messkapazität erfolgt durch einen weiteren Spannungstastkopf (Teledyne LeCroy PP006A, 1:10 Dämpfung). Sowohl die elektrischen Signale $V(t)$, $I(t)$ und $V_{\text{mon}}(t)$ also auch das Signal vom Photomultiplier (PMT) wird mit einem Oszilloskop (Teledyne Lecroy WavePro 404HD) aufgenommen. Die hierdurch erhaltenen Messergebnisse werden in Kapitel 5.1 und 5.2 für die elektrische Charakterisierung ausgewertet und diskutiert.

Für die experimentellen Messungen der Oberflächenladungen wird der Aufbau weiter modifiziert. Dafür muss die anliegende Spannung abrupt ausgeschaltet und die Spannung $V_{\text{mon}}(t)$ über der Messkapazität danach beobachtet werden, da diese Aufschlüsse über die verbleibenden Oberflächenladungen und ihre Verweilzeiten liefern kann. Zwischen Verstärker und Funktionsgenerator 2 ist daher nun ein Relais (V23100-V4305C000) geschaltet, welches durch einen weiteren Funktionsgenerator 1 (AFG3251) geschaltet wird. Liegen 5 V am Relais an wird es kurzgeschlossen, bei 0 V ist der Schaltkreis dagegen offen. Der Duty-Cycle beträgt 50% . Um sicherzustellen, dass in dem Zeitraum, in dem der Stromkreis offen ist, kein Strom zum Verstärker durchdringt wird der Funktionsgenerator 2 zusätzlich gepulst betrieben. Für eine Synchronisation beider Generatoren ist der „Trig out“-Anschluss von Funktionsgenerator 1 mit dem „Trig in“-Anschluss von Funktionsgenerator 2 verbunden. Das Relais besitzt im Mittel eine Schaltgenauigkeit von etwa $\pm 2\text{ }\mu\text{s}$. Durch Schaltung des Relais im letzten Zyklus des Pulses kann dadurch die angelegte Spannung in bestimmten Phasen des Plasmas präzise ausgeschaltet werden. Zwar könnte derselbe Effekt durch vorprogrammierte Signalverläufe, welche zu vordefinierten Zeiten auf 0 abfallen, erreicht werden, jedoch führt dieses „digitale“ Ausschalten dazu, dass durch den Verstärker Überschwinger erzeugt werden. Für die Messungen der Oberflächenladung ist jedoch ein kontrollierter Spannungsabfall nötig, damit Zündungen in die Gegenrichtung aufgrund von Überschwingern vermieden werden. Die benutzte Frequenz, in der das Relais geschaltet bzw. das Plasma gepulst wird, hängt von den einzelnen Messkampagnen in Kapitel 5.3 ab und wird daher dort jeweils erwähnt.

3.2. Beschreibung Versuchsaufbau 2

Für die Messungen der (Oberflächen-)ladungsmanipulation mithilfe eines Lasers ist eine weitere Modifikation des experimentellen Aufbaus nötig und in Abbildung 16 visualisiert. Bei dem benutzten Laser handelt es sich um einen Nanosekunden-gepulsten Nd:YAG-Festkörperlaser (Continuum Powerlite 8010, Baujahr 1996). Analog zu dem eingesetzten

Laser in [52] besitzt auch dieser Laser eine Pulsfrequenz von $f_p = 10$ Hz, eine Pulsdauer von $T_p = 10$ ns und Wellenlängen λ von 532 nm und 1064 nm. Letztere Wellenlänge wird auch fundamentale Wellenlänge genannt, da sie durch Emission des mit Blitzlampen gepumpten Nd:YAG-Kristalls in der Laserkavität (dem sogenannten Oszillator) erzeugt und durch induzierte Emission verstärkt wird. Die Pulszeiten von wenigen Nanosekunden werden durch die Schaltung einer sogenannten Pockelszelle erzielt, welche den in Kapitel 2.3.3 vorgestellten Pockels-Effekt ausnutzt. Die Schaltung der Blitzlampen und der Pockelszelle erfolgt über einen Delay Generator (Stanford Research Systems DG645), welcher mit dem Funktionsgenerator 2 synchronisiert ist. Um eine Synchronisation zwischen 15 kHz und die für den Laser benötigte Frequenz von 10 Hz zu realisieren, wird eine Arduino Due (84 Mhz, 32 Bit) als Frequenzteiler eingesetzt. Nach der Auskopplung des Lasers aus dem Oszillator wird das Licht durch einen weiteren optisch gepumpten Nd:YAG-Kristall geleitet, in dem das Licht durch induzierte Emission weiter verstärkt wird. Hinter diesem Verstärkern durchläuft das Licht einen KDP-Kristall, in dem durch nichtlineare optische Mechanismen ein Teil der 1064 nm-Photonen in 532 nm-Photonen umgewandelt wird. Durch diese koppeln jeweils zwei nieder-energetische 1064 nm-Photonen zu einem 532 nm-Photon und wird daher Second Harmonic Generation genannt (SHG). Danach werden die beiden Strahlen durch einen spektral selektiven Spiegel getrennt und können somit unabhängig voneinander genutzt werden. Da Messungen mit beiden Wellenlängen durchgeführt werden, teilen sich die beiden Strahlen nach der Selektion den gleichen Strahlengang. Das ist möglich, da die benutzen hochreflektiven (HR) Spiegel beide Wellenlängen reflektieren.

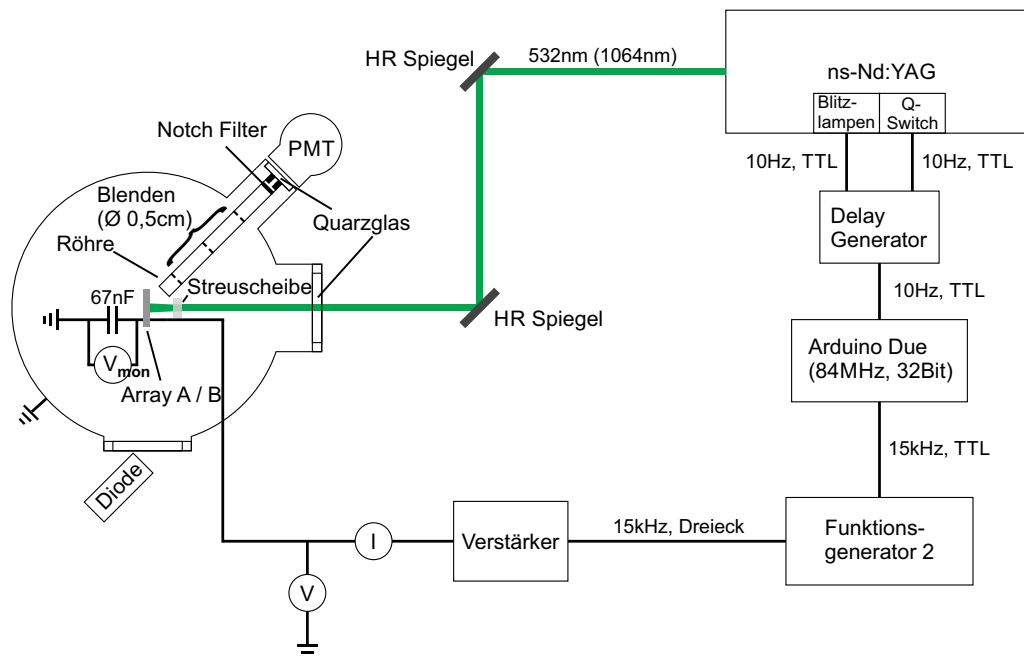


Abbildung 16: Schematische Darstellung von Versuchsaufbau 2

Auf dem Weg zum Plasmaarray passiert der Strahl ein Quarzglas und eine Streuscheibe aus BK7 Glas, die jeweils aufgrund von Reflexion, Streuung und Absorption zu Energie-

verlusten führen und daher einer Kalibration der benutzten Laserenergie E_p bedingen (siehe Kapitel 4.2). Die 3 cm vor dem Plasmaarray platzierte Streuscheibe dient einer Aufweitung des runden Strahls von einem ursprünglichen Durchmesser von 0,9 cm auf 1,2 cm, um alle Kavitäten in dem 1 cm x 1 cm großen Gitter zu treffen. Zusätzlich führt sie zu einer Homogenisierung des Strahlprofils und vermeidet dadurch lokale Aufheizungen oder Aufschmelzungen des Plasmaarrays.

In der Standardposition trifft der Laserstrahl mittig auf das Gitter und steht senkrecht zur Oberfläche. Der Winkel φ zwischen Oberflächennormale und Lasereinfallsrichtung kann jedoch verändert werden, da das Plasmaarray mithilfe einer Rotationsstage (Zaber X-RSW-SV1) um die eigene Achse rotiert werden kann (siehe Kapitel 5.4.3).

Um auch während des Lasereinfalls ein Photosignal des Plasmas aufnehmen zu können, müssen die um viele Größenordnungen helleren Laserreflexionen in der Kammer abgeschwächt werden. Hierfür wird eine etwa 30 cm lange, geschlossene, schwarze Röhre mit einem Innendurchmesser von einem Zoll benutzt, welche vom Plasmaarray zur Scheibe vor dem PMT führt. Am Ende der Röhre ist ein Notch-Filter eingebaut (Edmund Optics 87-021). Dieser ist ein Multi-Notch Filter (2,5 cm Durchmesser), welcher eine optische Dicke von OD 6 für sowohl 532 nm (25 nm FWHM) als auch 1064 nm (50 nm FWHM) bei senkrechter Einstrahlung besitzt und eine Transmission von >90% für alle anderen Wellenlängen zwischen 400 und 1200 nm aufweist. Da der Filter eine Auftreffwinkelabhängigkeit für die Absorption der Laserwellenlängen besitzt (genaue Abhängigkeit nicht bekannt), müssen die Strahlen möglichst senkrecht auf den Filter eintreffen. Weil das Laserlicht durch die Kammer allerdings stark reflektiert und gestreut ist, sind drei Blenden mit einem Durchmesser von etwa 0,5 cm in der Röhre eingebaut, um den Strahl zu parallelisieren. Hierdurch kann die bis zum PMT durchgedrungene Laserstrahlung drastisch reduziert werden und ist nur noch ein bis zwei Größenordnungen heller als die Plasmaemission. Durch Referenzmessungen kann das Lasersignal dadurch (fast) vollständig eliminiert werden. An einem weiteren Fenster steht eine Diode, die auf das Laserlicht sensitiv ist und dadurch das Oszilloskop aus Abbildung 15 zum Beschusszeitpunkt triggern kann.

4. Experimentelle Vorüberlegungen und Kalibrierung

4.1. Arduino für Frequenzteilung

Während der benutzte Nd:YAG-Laser auf eine Pulsfrequenz von 10 Hz abgestimmt ist, wird die Plasmaquelle im unteren Kilohertzbereich (15 kHz) betrieben. Eine Synchronisation der beiden Systeme scheint auf den ersten Blick nicht notwendig, da letztere Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches von 10 Hz ist. Demnach sendet der Laser in jeder 1500.sten Periode der Plasmaquelle einen kurzen Nanosekunden-Lichtpuls aus und das - theoretisch - immer in Phase zum Plasmaarray.

Die Realität ist jedoch komplizierter: werden beide Systeme unabhängig voneinander betrieben, kann mit forschungsüblichen Funktionsgeneratoren mit der Zeit eine Änderung der Phase zwischen beiden Frequenzen festgestellt werden. Dieser Befund ist nicht verwunderlich, denn wird beispielsweise angenommen, dass die Frequenz des Lasers nur 9,99999 Hz beträgt (die Periode also gerade einmal 1 ns länger ist), während das Plasmaarray mit perfekten 15 kHz läuft, würde die Phasenverschiebung zwischen beiden Systemen bereits nach 2 h Laufzeit 1,2 μ s betragen.

Diese immer noch idealistische Rechnung vermittelt zwar ein gutes Gefühl für die untere zu erwartende Schranke der Phasenverschiebung, ist aber immer noch weit unter der gemessenen Phasenänderung. Hierfür wurde der Laser mit dem Delay Generator DG535 von Stanford Research Systems als Funktionsgenerator bei 10 Hz und das Plasmaarray mit dem Tektronix AFG3201B Funktionsgenerator und dahinter geschalteten Verstärker (TReK MODEL PZD700A M/S) bei 15 kHz betrieben. Gemessen wurde im Mittel eine Phasenänderung von 2,2 μ s pro Sekunde, was einer relativen Phasenverschiebung von 220 ns zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen relativ zur Plasmaquelle entspricht. Demnach wird bereits nach 30 s ein ganzer Plasmazyklus ($T = 66,67 \mu$ s) übersprungen, was speziell für gemittelte Messungen demnach unbrauchbar ist.

Also ist eine Methode nötig, die sich nicht auf die zeitliche Genauigkeit von Geräten verlässt, sondern zwei Systeme über Taktungen synchronisiert. Hierbei gibt ein System eine Frequenz vor und das zweite System wird über diese Taktung mitgetriggert. Die Synchronisation wird somit zeitlich unabhängig. Im benutzten experimentellen Setup ist der Taktvorgeber der Funktionsgenerator für die Plasmaquelle und der TTL Ausgang dieses Generators das Triggersignal für den Laser. Damit der Laser nicht ebenfalls mit 15 kHz betrieben wird, ist eine Frequenzteilung nötig. Diese kann traditionell mit Flip Flop Gattern durchgeführt werden, welche zwar Eingangsfrequenzen bis in den MHz Bereich erlauben, jedoch bevorzugt nur durch 2 oder 10 (bzw. bei hintereinanderschalten von Flip Flops auch ihre Potenzen) teilen können. [53] Mit komplizierteren Schaltungen sind auch andere Teilungsfaktoren realisierbar, jedoch sind diese dann fest und Schaltpläne

im Internet überraschend schwierig aufzufinden. [54] Ebenso lassen sich keine regelbaren Frequenzteiler als fertiges Gerät kaufen.

Da bei diesem Experiment nur Eingangsfrequenzen im Kilohertzbereich von Bedeutung sind, kann (als scheinbar einzige zeitlich und preislich relevante Alternative) ein programmierter Microcontroller benutzt werden. Die bei Endverbrauchern bekanntesten und best-dokumentiertesten Microcontroller sind von Arduino. [55] Bei Arduino Boards handelt es sich um Prozessoreinheiten ohne eigenes Betriebssystem, welche als Peripherie analoge und digitale PINs sowie USB-Schnittstellen für die Verbindung mit einem PC besitzen. Für die Kommunikation über USB bietet Arduino eine Arduino IDE zum kostenlosen Download an. Mit dieser kann Programmiercode in der Sprache C generiert und auf das Board hochgeladen werden. Sofern das Board mit Strom versorgt ist, wird dieser Code kontinuierlich ausgeführt.

Für die Arduino Boards Uno und Mega (16 MHz Taktfrequenz, 8-bit) ist im Internet nur eine Software für die Frequenzteilung auffindbar. Im Forum Shelvin.de zeigt der Urheber Codevariationen mit denen eine Frequenzteilung mit Faktor 2, 4, 6 bzw. variabler Teilung durchführbar ist. Seine Beobachtung zeigt, dass die Eingangsfrequenz bei variablem Teilungsfaktor bis zu 50 kHz betragen darf. [56] Eigene Messungen zeigen, dass bei der Verwendung der Arduino Uno und einem Teilungsfaktor von 1500 bei 15 kHz Eingangsfrequenz zwar wie im Forum richtig beschrieben eine Teilung auf 10 Hz erfolgt, jedoch liegt der Jitter der 10 Hz Pulse aus der Arduino bei ± 600 ns.

Um das Jittern weiter zu reduzieren, wird daher das schnellste Arduino Board, die Arduino Due (84 Mhz Taktfrequenz, 32-bit), benutzt.

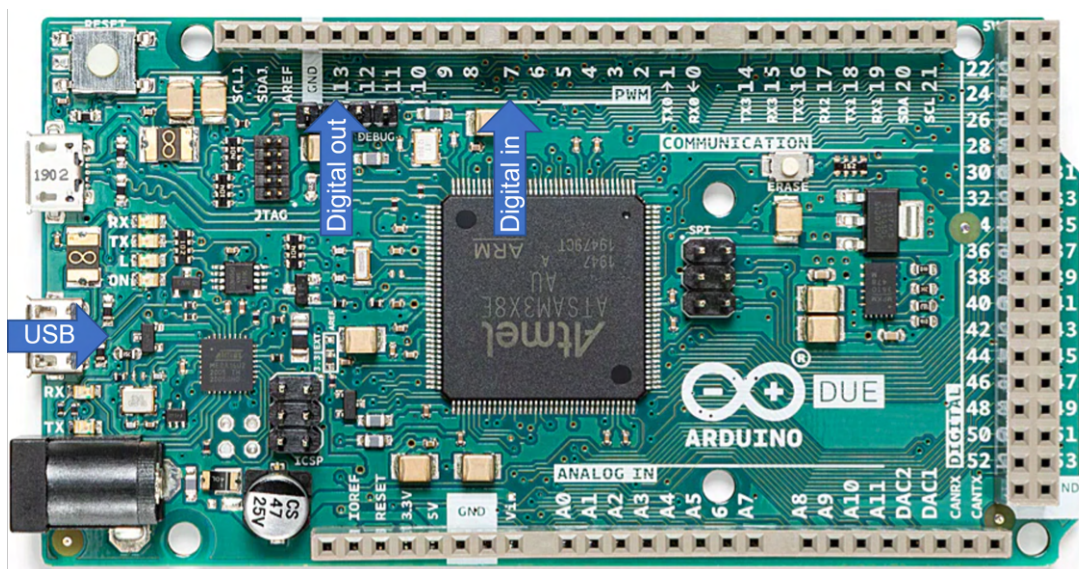


Abbildung 17: Draufsicht des Arduino Due Pinout (aus [57])

Das Pinout der Arduino Due ist in Abbildung 17 dargestellt. Als Eingang für das TTL Signal des Funktionsgenerators dient der digitale Eingang PIN 7, während der digitale

PIN 13 als frequenzgeteilter TTL Ausgang für die Triggerung des Lasers benutzt wird. Aufgrund ihrer 32-bit Architektur wird eine andere Programmierung benötigt. Hierfür existiert im Internet kein Programm. Deswegen wurde ein Code erstellt, welcher auf Schnelligkeit optimiert und im Anhang A zu finden ist. Bei dem Programm werden auf möglichst effiziente Weise die eingehenden Pulse an PIN 7 gezählt und ab einer bestimmten Anzahl (entspricht dem Teilungsfaktor) ein Signal an PIN 13 ausgegeben, welches genau die Hälfte der Periode der Eingangsfrequenz lang anliegt (50 % Duty-Cycle). Die möglichen Teilungsfaktoren sind alle geraden Zahlen ab 4. Das Programm kann aber auch leicht dazu umgeschrieben werden durch kleinere bzw. auch ungerade Zahlen zu teilen.

Die Leistungsfähigkeit dieser Arduino ist beeindruckend. Die maximal mögliche Eingangsfrequenz beträgt 670 kHz und das - anders als das Programm aus dem Forum - unabhängig vom Teilungsfaktor. Die maximale Ausgangsfrequenz beläuft sich demnach auf 167,5 kHz und die minimale beträgt quasi Null (es wurde auf 0,1 Hz getestet). Die Präzision wird in Abbildung 18 anhand der Frequenzteilung von 15 kHz auf 10 Hz deutlich (Teilungsfaktor 1500):

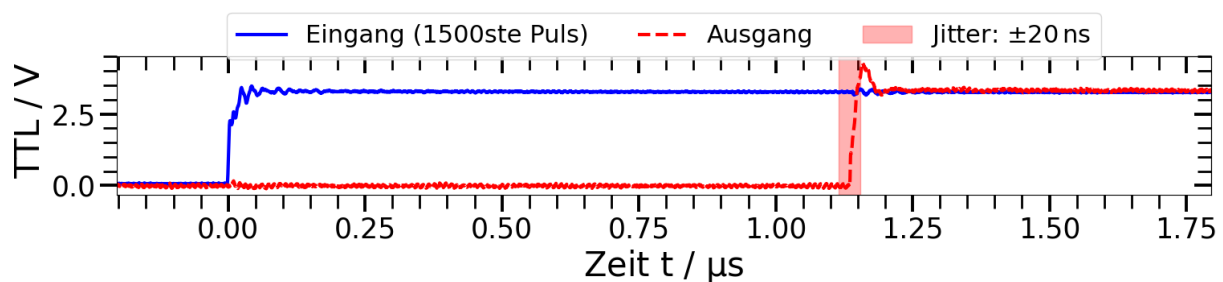


Abbildung 18: Frequenzteilung von 15 kHz auf 10 Hz mit Arduino Due (Code siehe Anhang A)

Der Ausgangspuls (rot) der Arduino erfolgt (unabhängig von angelegter Frequenz oder Teilungsfaktor) etwa $1,14\text{ }\mu\text{s}$ nach dem letzten Eingangspuls (blau). Das erklärt auch die maximal erlaubte Eingangsfrequenz von 670 kHz, da diese einer Periodendauer von $1,46\text{ }\mu\text{s}$ entspricht. Die Arduino scheint also 300 ns zu brauchen, um wieder sensitiv für den nächsten Eingangspuls zu sein. Wird die Eingangsfrequenz daher auf über 670 kHz erhöht, wird der erste eingehende Puls nach dem Ausgangspuls nicht immer mitgezählt und die Synchronisierung funktioniert nicht mehr. Mit einem noch effizienteren Programm werden vermutlich sogar höhere Eingangsfrequenzen möglich sein. Der Jitter der Ausgangspulse relativ zum letzten Eingangspuls in Abbildung 18 beträgt in dem Fall nur $\pm 20\text{ ns}$ - eine deutliche Verbesserung zu den vorherigen $\pm 600\text{ ns}$ mit der Arduino Uno. Für alle erlaubten Eingangsfrequenzen und Teilungsfaktoren wurde nie ein Jitter über $\pm 50\text{ ns}$ beobachtet.

4.2. Laserkalibrierung und -charakterisierung

Um bei den Lasermessungen quantitativ richtige Ergebnisse zu erhalten, ist eine Kalibrierung zur Bestimmung der auf das Plasmaarray einfallenden Laserpulsenergie E_p wichtig. Damit der Laser als mögliche Fehlerquelle für die Ergebnisse aus 5.4 ausgeschlossen kann, wird in diesem Kapitel ebenfalls auf dessen Reproduzierbarkeit eingegangen.

Um alle Kavitäten der DBD möglichst homogen zu bestrahlen, wird eine in Kapitel 3.2 bereits vorgestellte Streuscheibe benutzt. Der Grund dafür wird in Abbildung 19 sichtbar. In dieser sind die normierten Intensitätsprofile (0,9 cm Durchmesser) der benutzten Laserwellenlängen gezeigt, welche mit einer speziellen Kamera (gentec-eo BEAMAGE 4M) vor dem Quarzfenster der Kammer aufgenommen wurden (rot: hohe Intensität, schwarz: niedrige Intensität). Das Laserprofil ist für beide Wellenlängen höchst inhomogen, da sich in dem benutzten Laser viele transversale Moden (verschiedene räumliche Intensitätsprofile) ausbilden können, welche sich überlagern und an den Nd:YAG-Kristallen zusätzliche Beugung erfahren. [58] Diese Effekte führen zu lokalen Intensitätsspitzen und dadurch zu starken lokalen Erhitzungen auf dem Plasmaarray. Eine einfache Methode, um das zu vermeiden sind daher Streuscheiben.

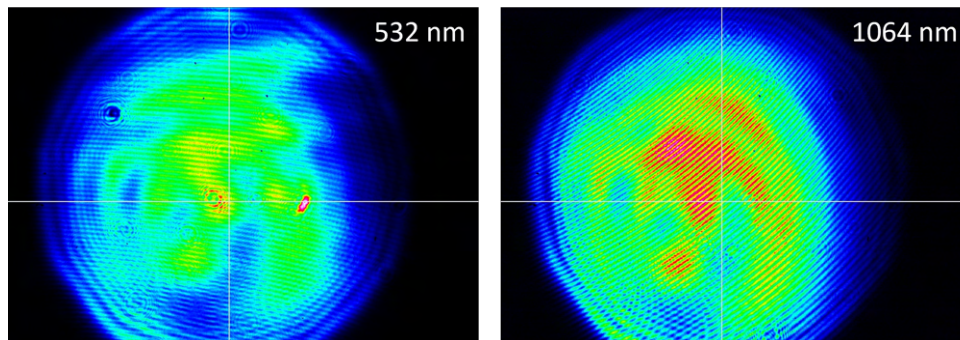


Abbildung 19: Kamerabilder der Laserprofile für die beiden benutzten Wellenlängen; rot: hohe Intensität, schwarz: geringe Intensität

Durch sowohl die Streuscheibe als auch das Quarzfenster wird die Laserpulsenergie E_p abgeschwächt. Da die Laserenergie während der Inbetriebnahme des Plasmas nur vor der Kammer gemessen werden kann, sind also die Transmissionen T_F und T_S für das Quarzfenster und die Streuscheibe wichtig, um auf die tatsächlich auf das Plasmaarray einfallende Laserenergie rückschließen zu können. Diese sind in Abhängigkeit von der jeweils eintreffenden Pulsenergie E_p in Abbildung 20 (a) und (b) abgebildet und wurden durch Energiemessungen vor und hinter dem jeweiligen Glas mit einem Energiemesskopf bestimmt. Wie zu sehen existiert für den für die Lasermessungen relevanten Energiebereich keine Abhängigkeit von E_p und die über alle Messungen gemittelten Transmissionen ergeben sich zu:

$$T_F(532) = 0,918 \pm 0,002 \quad (25)$$

$$T_F(1064) = 0,905 \pm 0,002 \quad (26)$$

$$T_S(1064) = T_S(532) = 0,690 \pm 0,003 \quad (27)$$

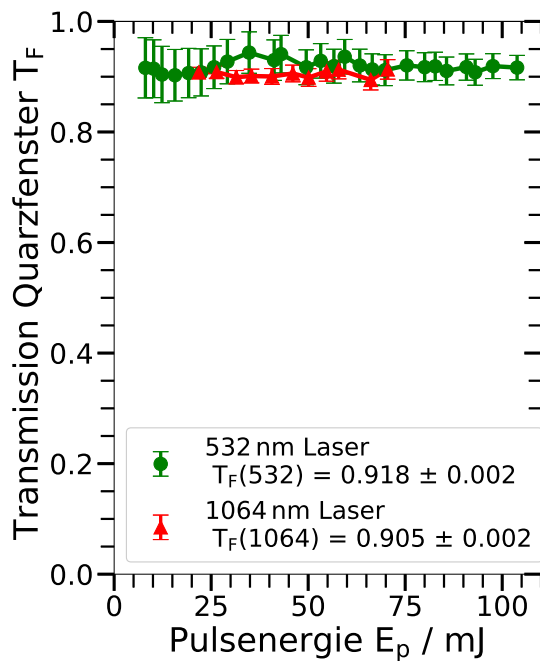
$$(28)$$

Da die Energie des durch die Streuplatte aufgeweiteten Strahls mit einem 1064 nm-Energiemesskopf aufgrund von defekten Stellen auf der Detektorfläche nicht reproduzierbar gemessen werden konnte, wird angenommen, dass gilt: $T_S(1064) = T_S(532)$. Diese Annahme ist plausibel, da die Unterschiede in der Transmission von BK7 Glas zwischen den beiden Wellenlängen bei unter 1 % liegt. [59] Somit folgt für die Gesamttransmission:

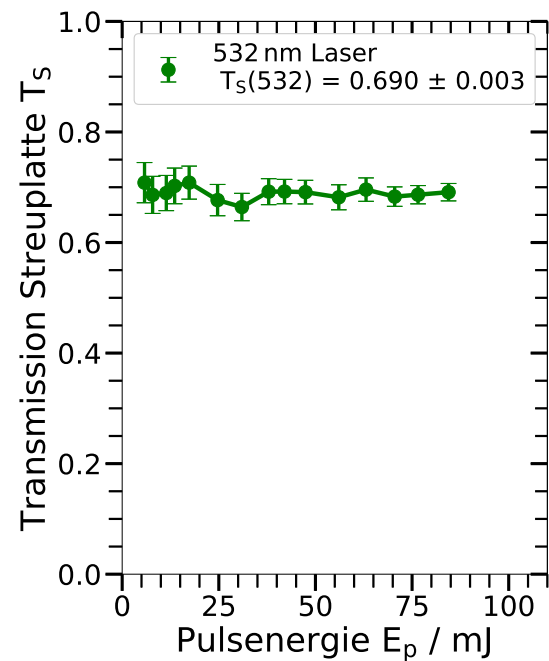
$$T_{\text{tot}}(532) = T_F(532)T_S(532) = 0,633 \pm 0,003 \quad (29)$$

$$T_{\text{tot}}(1064) = T_F(1064)T_S(1064) = 0,624 \pm 0,003 \quad (30)$$

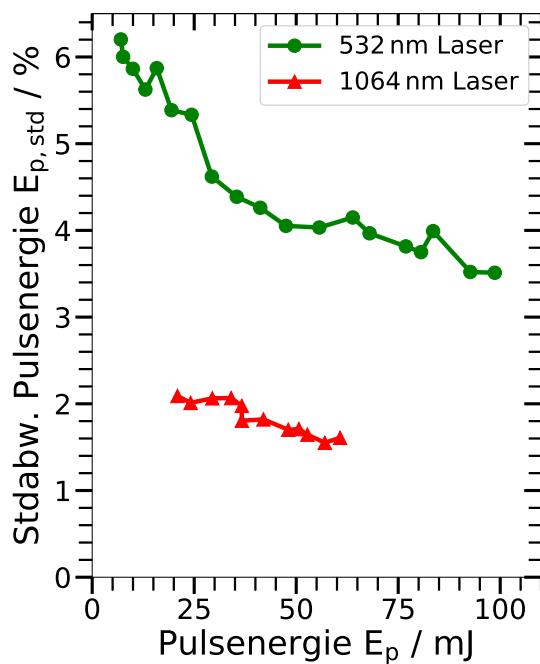
Um die Reproduzierbarkeit der Pulsenergie zu prüfen, wurde eine Diode in den Laserreflex gestellt und dessen Amplitude gemessen, da die Energiemessköpfe hierfür zu ungenau sind. Wie in Abbildung 20(c) zu sehen, beträgt die Standardabweichung über 400 Pulse weniger als 6 % für die 532 nm- und unter 2 % für die 1064 nm-Wellenlänge. Der Unterschied in der Genauigkeit ist über den nichtlinearen SHG-Kristall zu erklären, denn hier führt eine kleine Änderung in der Einfallintensität der fundamentalen Wellenlänge zu einer nicht linearen Änderung in der Intensität der zweiten Harmonischen. [60] Um diese statistischen Schwankungen so gering wie möglich zu halten, werden bei allen Lasermessungen über mindestens 200 Pulse gemittelt (siehe Kapitel 5.4). Aufgrund der vielen Mittelungen dauern die Messreihen bis zu 90 min. Demnach ist auch eine Überprüfung der Langzeitstabilität der Pulsenergie nötig. Diese wurde bei einer in den Messungen typisch benutzten Pulsenergie von $E_p(532) = 41 \text{ mJ}$ durchgeführt, welche nach $t = 18 \text{ min}$ nach Einstellung des Verstärkers (und somit einer festen Energie) gemessen wurde (siehe Abbildung 20(d)). Bereits nach 30 min stellt sich offensichtlich ein Gleichgewicht mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 1 \%$ ein, welches aufgrund der Nichtlinearität des SHG-Kristalls auch wieder für die fundamentale Wellenlänge gelten muss. Aufgrund dieser Gleichgewichtsbildungszeit wird vor allen Messungen mit fester Laserenergie 1 h gewartet. Die möglichen Fehler aufgrund von Pulsenergieschwankungen (sei es kurzzeitig oder langfristig) sind in diesen Messreihen zu Kapitel 5.4 daher vernachlässigbar klein.



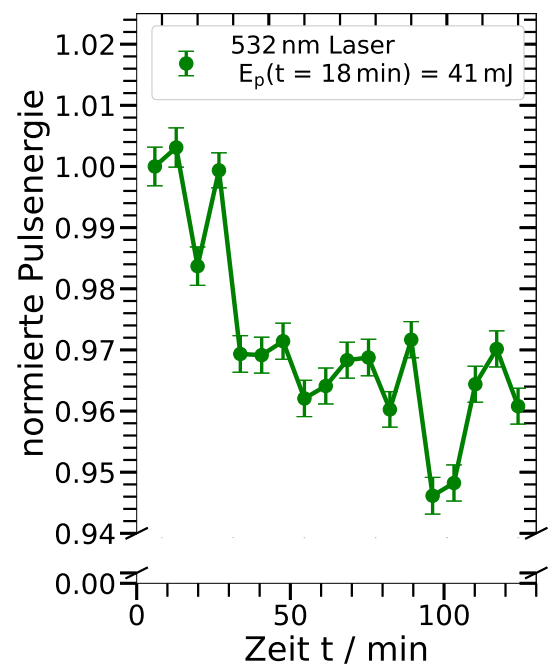
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 20: Laserkalibrierungsmessungen für die benutzten Wellenlängen; (a): Transmission des Quarzfensters; (b): Transmission der Streuplatte; (c): Reproduzierbarkeit der Puls zu Puls Energie; (d): Langzeitbeobachtung der Pulsenergie

4.3. Phasenverschiebung elektrischer Messungen

Die Messungen von Spannung $V(t)$, Strom $I(t)$ und Ladung $Q(t)$ über $V_{\text{mon}}(t)$ müssen vor der eigentlichen Auswertung jeweils noch zeitlich in Phase gebracht werden. Beim anlegen einer Dreiecksspannung unter der Zündspannung wäre zu erwarten, dass sowohl $V(t)$ als auch $Q(t)$ eine Dreiecksform mit einer Phasenverschiebung von 0° zueinander besitzen. Der Strom $I(t)$ müsste dagegen aufgrund des Messkondensators und der kapazitiven Eigenschaft der DBD ein reiner Verschiebungsstrom und demnach ein rechteckiges Signal sein, welcher eine Phasenverschiebung von 90° zu den beiden anderen Signalen aufweist. Da die Messinstrumente ebenfalls aus Spulen und Kondensatoren aufgebaut sind, kann es allerdings zu Abweichungen von den theoretisch erwartbaren Phasenverschiebungen kommen. Daher muss eine nachträgliche Korrektur der Phase durchgeführt werden. Um herauszufinden wie groß diese zeitliche Korrektur sein muss, gibt es verschiedene Methoden:

Um die Phasenverschiebung zwischen $Q(t)$ und $V(t)$ zu bestimmen, stellt sich in dem Fall heraus, dass die einfachste Methode darin besteht die über einen Zyklus gemittelte dissipierte Leistung $\bar{P}$ (siehe Gleichung (16)) bei einer Kalibrierungsspannung von $V_{\text{VPP}} = 260 \text{ V}$ durch zeitliche Verschiebung der Signale zueinander zu minimieren, da die dissipierte Leistung ohne gezündete Entladung 0 W betragen muss.

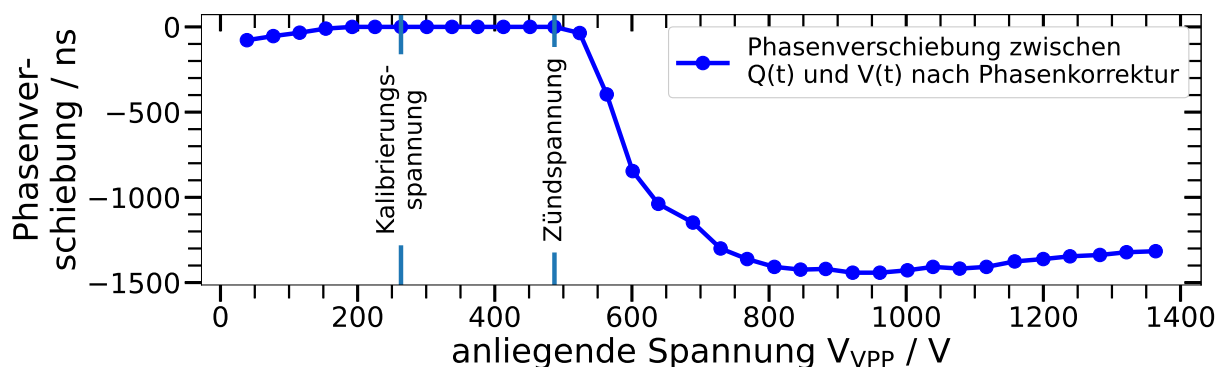


Abbildung 21: Phasenverschiebung zwischen Ladung $Q(t)$ und anliegender Spannung $V(t)$ nach Phasenkorrektur; Kalibrierungsspannung: $V_{\text{VPP}} = 260 \text{ V}$; Zündspannung: $V_{\text{VPP}} = 485 \text{ V}$

Die dafür benötigte zeitliche Verschiebung entspricht der Phasenkorrektur für alle (mit und ohne Plasma) angelegten Spannungen. Ob diese Korrektur richtig ist, kann nach Anwendung dieser durch Korrelation der beiden neuen Signale festgestellt werden und ist in Abbildung 21 dargestellt. Bei richtiger Korrektur (in dem Fall etwa 200 ns) beträgt die Phasenverschiebung für alle Spannungen unter der Zündspannung 0 ns . Bei kleinen Spannungen existiert eine Abweichung von 0 ns , da die Signale noch zu verrauscht sind. Die Phasenverschiebung erhöht sich nach der Zündung, da das Plasma bzw. die Oberflächenladungen zu einem Trägheitseffekt führen, wodurch $Q(t)$ erst später auf $V(t)$ folgt. Mit der angegebenen Phasenverschiebung muss dann jedoch vorsichtig umgegangen werden,

da die Oberflächenladungen zusätzlich zu Ausbeulungen im Dreieckssignal von $Q(t)$ führen und dadurch die Korrelation stören.

Die zeitliche Korrektur für den Strom $I(t)$ zu den beiden anderen Signalen wird auf eine andere Weise ermittelt. Für diese wird $I(t)$ durch zeitliche Integration zur Ladung $Q(t)$ und mithilfe von $V(t)$ ebenfalls die gemittelte dissipierte Leistung $\bar{P}$ bestimmt.

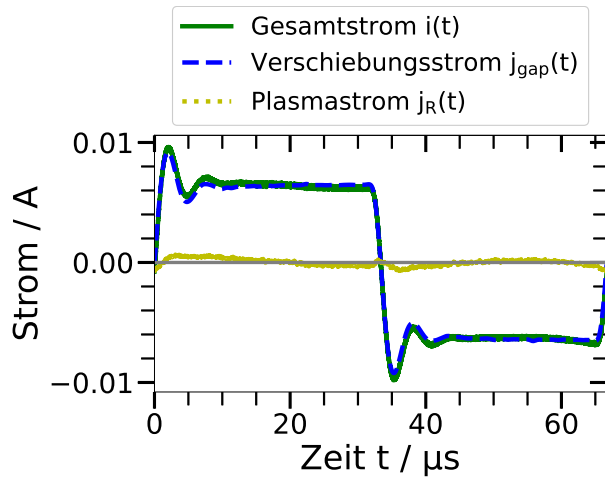


Abbildung 22: Gesamtstrom $i(t)$ und Verschiebungsstrom $j_{\text{gap}}(t)$ für $V_{\text{VPP}} = 450 \text{ V}$ nach Phasenkorrektur

Allerdings nicht wie zuvor bei der Kalibrierungsspannung, da der Strom bei diesen Spannungen noch zu verrauscht ist. Stattdessen kann die dissipierte Leistung mit der kalibrierten Leistung durch $V(t)$ und $Q(t)$ aus $V(t)_{\text{mon}}$ verglichen und durch die Phasenänderung angepasst werden. Dadurch ergibt sich in dem Fall eine Korrektur von 100 ns. Die anschließende Verifikation durch Korrelationen ist aufgrund der komplizierten Form des Stromes eher schwierig. Jedoch ist aufgrund der stark steigenden Flanken dadurch bereits mit dem Auge erkennbar, ob der Gesamtstrom $i(t) \propto I(t)$ mit dem Verschiebungsstrom $j_{\text{gap}}(t) \propto \frac{dV(t)}{dt}$

bei angelegten Spannungen unter der Zündspannung in Phase ist (siehe Abbildung 22). Genauere Informationen zur Bestimmung von $j_{\text{gap}}(t)$ und $i(t)$ aus den gemessenen Größen folgen in Kapitel 5.2.

5. Ergebnisse

Die Auseinandersetzung mit Oberflächenladungen erfolgt in vier aufeinander aufbauenden Kapiteln. Sie beginnt in Kapitel 5.1 mit einer allgemeinen Einführung in die Entladungsscharakteristik der Plasmaarrays, der Analyse der Lissajous-Figuren für Array A und B und den daraus folgenden dissipierten Leistungen während der Entladung. Die Lissajous-Figuren für Array B werden daraufhin in Kapitel 5.2 benutzt, um neben den bewegten Ladungen $q(t)$ (bzw. Oberflächenladungen $q_{\text{surf}}(t)$) auch den Plasmastrom $j_R(t)$ und die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ mithilfe den theoretischen Überlegungen aus 2.2.3 und 2.2.4 zeitaufgelöst zu bestimmen. Diese Ergebnisse werden im anschließenden Kapitel 5.3 mit einer weiteren, neuen experimentellen Methode zur Analyse der Oberflächenladungen bei Array B verglichen. Hier wird darüber hinaus auf die Verweilzeit der Ladungen auf dem Dielektrikum und deren Effekt auf die Wiederinbetriebnahme sowie das Ausbilden von Gleichgewichten eingegangen. Abgeschlossen wird die Analyse mit Lasermessungen an beiden Plasmaarrays in Kapitel 5.4, bei denen der Einfluss von (Oberflächen-)ladungen auf die darauf folgenden Zündungen beleuchtet wird.

5.1. Entladungscharakteristik und Leistungsmessung

5.1.1. Endladungscharakteristik

Alle Analysen in Kapitel 5.1 bis 5.4 basieren lediglich auf der Messung der angelegten Spannung $V(t)$, dem Strom $I(t)$, der Ladung $Q(t)$ gemessen über $V_{\text{mon}}(t)$ und dem PMT-Signal. Wie sich diese Größen bei den Plasmaarrays für einen ganzen Plasmazyklus ($T = 66, 67 \mu\text{s}$) verhalten ist bei mittlerer angelegter Spannung ($V_{\text{VPP}} = 730 \text{ V}$) in Abbildung 23 aufgetragen.

Das Plasma zündet im kontinuierlichem Betrieb zweimal durch. Einmal in der steigenden Spannungsflanke (Increasing Plasma Potential, IPP) und das zweite Mal in der abfallenden Spannungsflanke (Decreasing Plasma Potential, DPP). Eine positive anliegende Spannung $V(t)$ bedeutet, dass das Gitter des Plasmaarrays auf einem positiven Potential liegt. Die Elektronen werden also aus der Kavität heraus auf das Gitter beschleunigt. Bei einer negativen Spannung werden die Elektronen dementsprechend in Richtung Dielektrikum bzw. der dahinter liegenden Elektrode beschleunigt. Die Entladung findet hier also hauptsächlich in der Kavität statt. Dies ist bereits im PMT-Signal sichtbar, da das Photosignal in der DPP geringer ist als in der IPP. Ebenfalls zu beobachten ist, dass die Zündung erst bei einer bestimmten Spannungsamplitude beginnt, da das effektiv anliegende Feld hoch genug sein muss, um eine Elektronenlawine in der Kavität zu erzeugen. Ab welcher äußeren Spannung die Zündung stattfinden kann hängt von der maximal angelegten Amplitude ab,

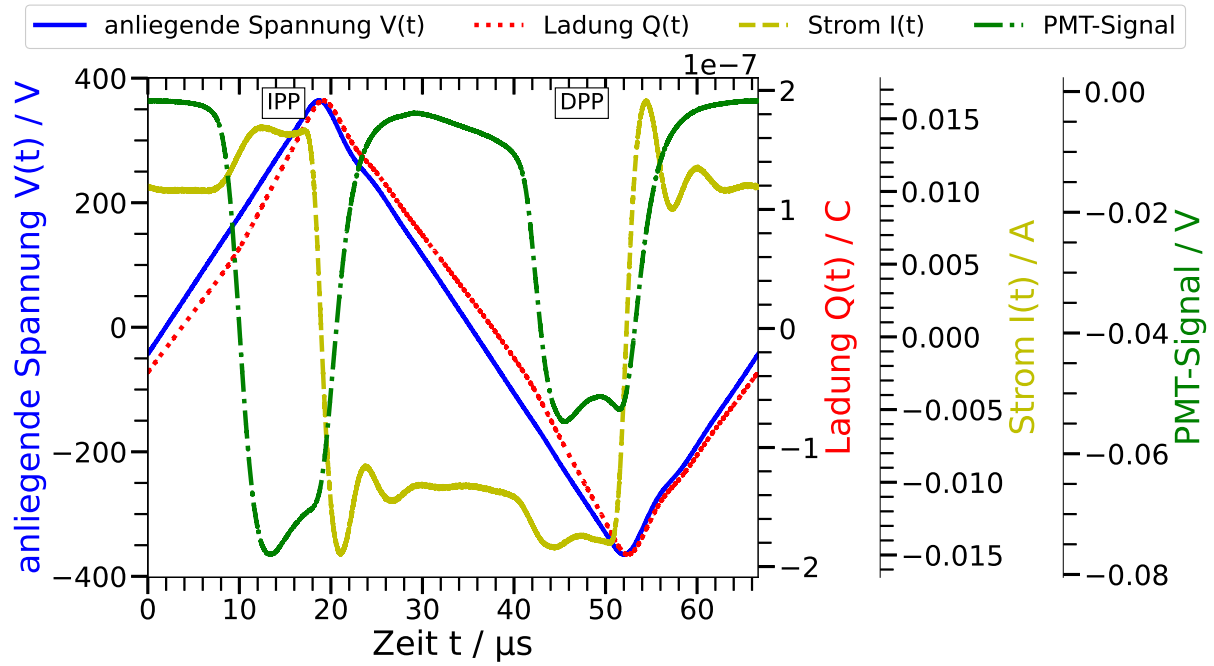


Abbildung 23: Repräsentative Übersicht über die vier Messgrößen anliegende Spannung $V(t)$, Ladung $Q(t)$, Strom $I(t)$ und PMT-Signal während einer Periode ($T = 66, 67 \mu\text{s}$) für $V_{\text{VPP}} = 730 \text{ V}$ an Array B

da diese die Menge an Oberflächenladungen und somit das effektiv anliegende Feld beeinflusst. So kann bei höheren angelegten Spannungen beobachtet werden, dass das Plasma bei sehr kleinen (entspricht 3.3 in Abbildung 3) oder ab $V_{\text{VPP}} > 1 \text{ kV}$ sogar bei äußeren Spannungen in der jeweils anderen Richtung zünden können (entspricht 3.1 in Abbildung 3). Darüber hinaus ist anzumerken, dass das Plasma in der IPP und DPP nach dem Erreichen der jeweiligen maximalen äußeren Spannungsamplitude erlischt, da die sich mit der Zeit kumulierenden Oberflächenladungen eine kontinuierlich zunehmende äußere Spannung voraussetzen, um das Zündkriterium weiter zu erfüllen (entspricht 3.2 in Abbildung 3).

Ob es sich bei dem Plasma nun um eine APGD, APTD oder filamentierte Entladung handelt, kann allein durch dieses Diagramm nicht bestimmt werden. Zwar impliziert das PMT-Signal auf den ersten Blick eine gleichmäßige Entladung und somit weg von einer Filamentierung, jedoch ist zu beachten, dass der Photomultiplier eine Integrationszeit ($\approx 1 \mu\text{s}$) besitzt und dieses globale Signal daher auch eine Überlagerung von vielen Filamentierungen sein könnte. Durch die Betrachtung des Plasmastroms $j_{\text{R}}(t)$ in Kapitel 5.2 lässt sich der Entladungstyp daher dort besser eingrenzen.

5.1.2. Leistungsmessung und Lissajous-Figuren

Wird $Q(t)$ gegen $V(t)$ für einen ganzen Zyklus aufgetragen, entsteht eine Lissajous-Figur wie sie für Array A und B bei $V_{\text{VPP}} \approx 1 \text{ kV}$ in Abbildung 24 gezeigt ist. Bei dem Vergleich

beider Diagramme fällt auf, dass $Q(t)$ bei beiden Lissajous-Figuren zwar in etwa gleich groß ist, sich die Größe der Fläche und gemäß Ausdruck (16) demnach auch die dissipierte Leistung stark unterscheidet, was auf die Anzahl von Kavitäten zurückzuführen ist. Das Array B besitzt mit 1156 Kavitäten etwa 1,89 mal so viele Kavitäten wie Array A und hat daher eine größere Fläche im QV-Diagramm und somit höhere dissipierte Leistung.

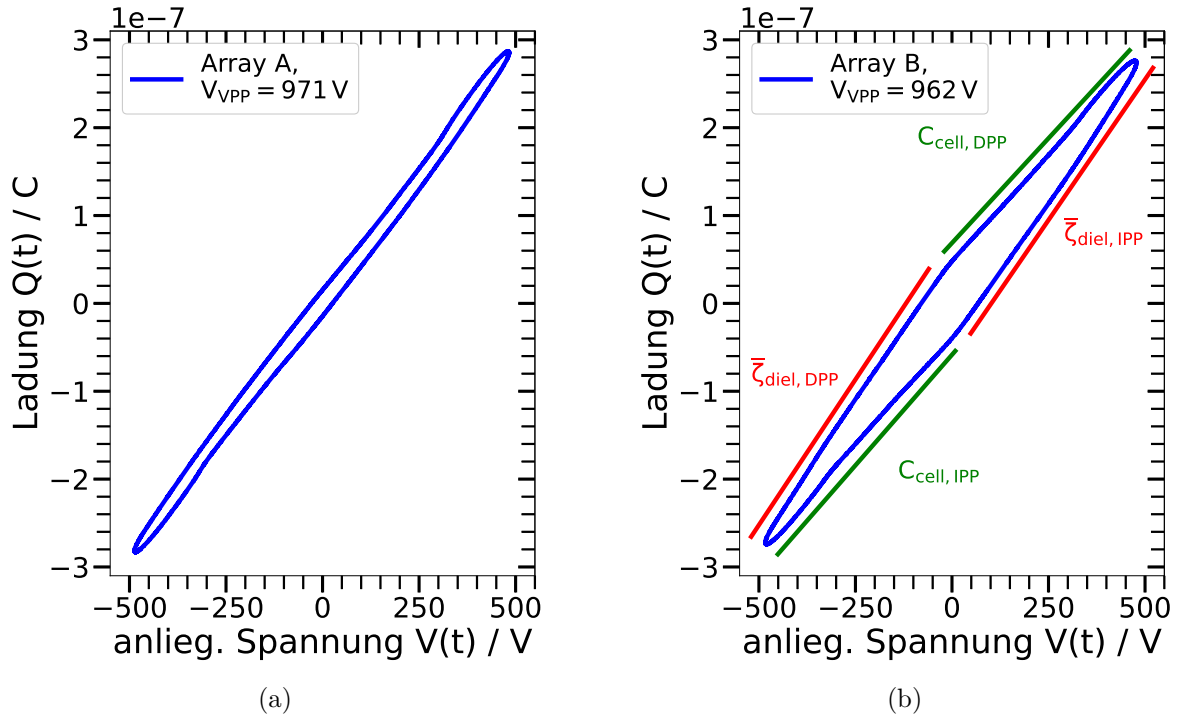


Abbildung 24: Lissajous-Figuren für (a) Array A und (b) Array B im QV-Diagramm für $V_{VPP} \approx 1$ kV

Diese dissipierte Leistung $\bar{P}$ der beiden Reaktoren in Abhängigkeit von der angelegten Spannung V_{VPP} ist in Abbildung 25 gegenübergestellt. Bei beiden Arrays liegt die Zündspannung zwischen 480 V und 550 V und die Leistung steigt mit zunehmender angelegter Spannung linear an ($\bar{P} \propto V_{VPP}$). Ein solches Verhalten ist typisch für Volumen-DBDs und entspricht dem Verhalten einer idealen DBD. [38, 61, 62] Bei Oberflächen-DBDs wird dagegen eine nicht-lineare Abhängigkeit festgestellt, die in ihrer Ausprägung unter den in der Literatur untersuchten Reaktoren stark schwankt ($\bar{P}_S \propto f^m V_{VPP}^n$ wobei m zwischen 1 und 2 und n zwischen 2 und 4 variiert). [36, 63, 64, 65]

Im direkten Vergleich beider Plasmaarrays ist die Leistungskurve für Array A besonders in der Umgebung der Zündspannung etwas ründlicher als bei Array B. Das könnte darauf zurückzuführen sein, dass das Gitter von Array A nicht überall plan auf dem Dielektrikum liegt und sich dadurch die Zündbedingung lokal ändert.

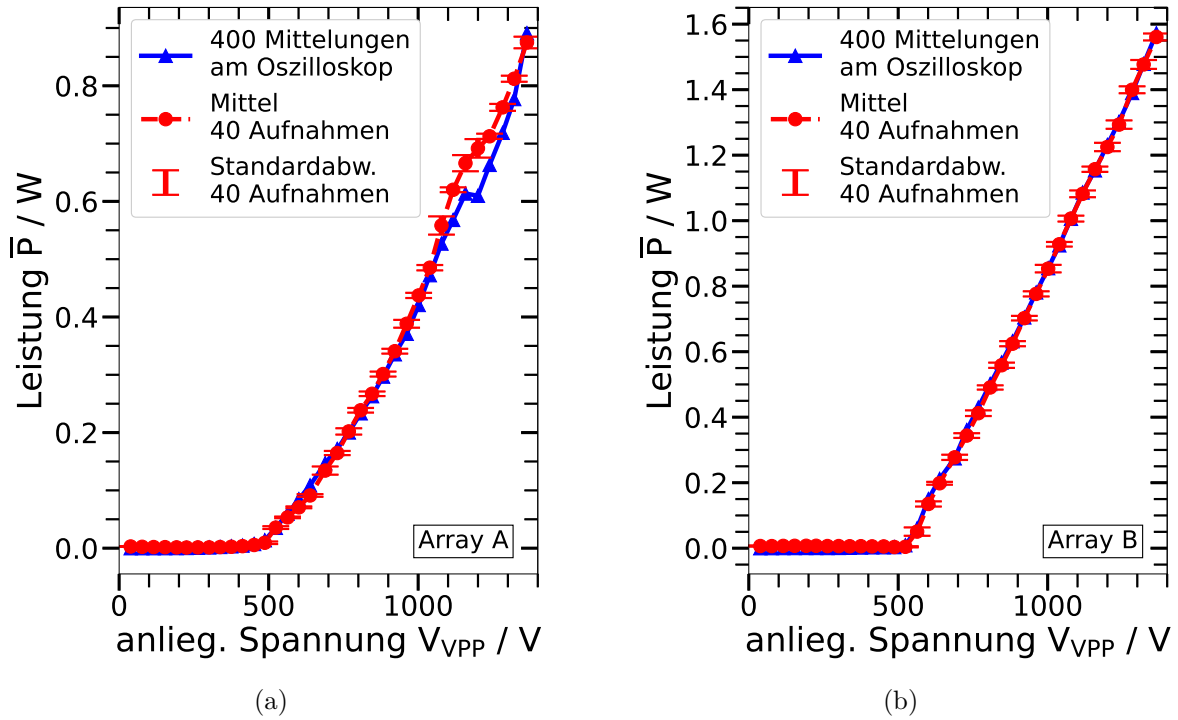


Abbildung 25: Mittlere Leistung $\bar{P}$ für (a) Array A und (b) Array B für verschiedene anliegende Spannungen V_{VPP}

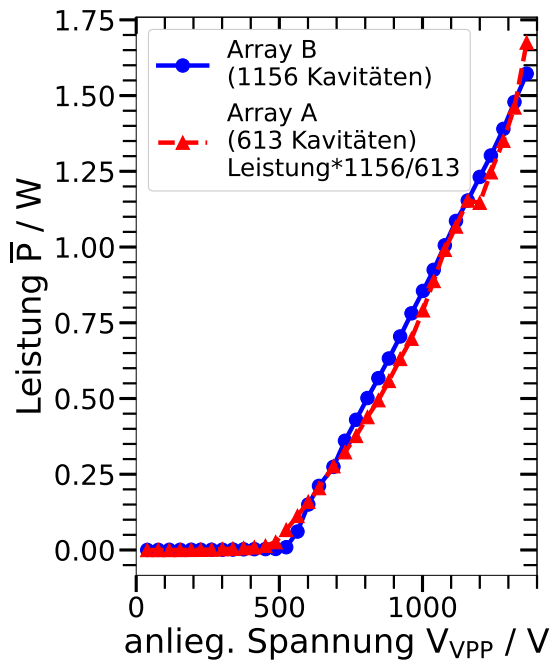


Abbildung 26: Extrapolierter Leistungsvergleich für Array A und B bei gleicher Kavitätenzahl $N_K = 1156$

Bei beiden Arrays wird jedoch die starke Reproduzierbarkeit deutlich. Wie an den Standardabweichungen für Array B zu sehen beträgt die mittlere Abweichung der Leistung eines Zyklus weniger als 0,02 W zu einer Mittelung über 40 unabhängige Perioden und ermöglicht dadurch reproduzierbare Einzelmessungen, bei denen Mittelungen nicht durchführbar sind (siehe bspw. Kapitel 5.3). Wird die Leistung von Array A auf die gleiche Kavitätenanzahl wie Array B skaliert (Faktor 1,89) liegen beide Leistungskurven genau übereinander (vgl. Abbildung 26). Die dissipierte Leistung pro Kavität ist also identisch und beträgt bei der maximal angelegten Spannung ($V_{VPP} = 1350$ V) 1,36 mW.

Trotz der gleichen Leistungsdichte haben die Lissjous-Figuren der beiden Plasmaarrays eine verschiedene Form (vgl. Abbildung 24). Für Array A sind nur leichte Steigungsunterschiede innerhalb einer Halbperiode zu erkennen und die Übergänge sind fließend. Auch das könnte wieder darauf hindeuten, dass es keine klar definierbare Zündspannung aufgrund von kleinen Biegungen im Gitter gibt. Zudem führt die geringe dissipierte Leistung zu einer sehr schmalen Figur, die die Analyse der unterschiedlichen Phasen zusätzlich erschwert. Für Array B dagegen sind klare Steigungsunterschiede und somit Kapazitäten erkennbar. Zwar ist auch hier der Übergang von „Plasma aus“ zu „Plasma an“ fließend, jedoch begrenzt auf einen Bereich von 50 V bis 100 V. Da das Array eine asymmetrische DBD ist, sind besonders für die Entladungsphasen Unterschiede zwischen DPP und IPP in Bezug auf die Steigungen zu erwarten. Daher werden die Kapazitäten für beide Halbphasen getrennt betrachtet.

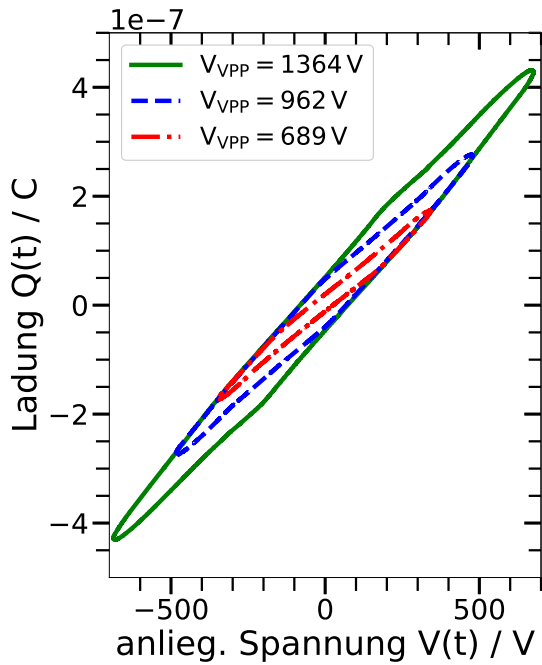


Abbildung 27: Lissajous-Figuren für Array B bei verschiedenen anliegenden Spannungen V_{VPP}

In den ungezündeten Phasen entsprechen die Steigungen demnach $C_{\text{cell, IPP}}$ bzw. $C_{\text{cell, DPP}}$. Die Steigungen während der brennenden Entladung werden durch die mittleren Steigungen $\bar{\zeta}_{\text{diel, IPP}}$ und $\bar{\zeta}_{\text{diel, DPP}}$ ausgedrückt, denn hier ist gut zu beobachten, dass die Steigung $\zeta_{\text{diel}}(t)$ zeitabhängig ist und der Lissajous-Figur dadurch ihre mandelförmige Erscheinung gibt. Wie in den Grundlagen 2.2.4 diskutiert tritt dieses Phänomen bei Oberflächen-DBDs auf und führt zu größeren Steigungen gegen Ende der Entladung. Im Vergleich zu anderen Entladungen (bspw. in [66]) ist der Effekt jedoch klein, sodass die Benutzung einer gemittelten Steigung $\bar{\zeta}_{\text{diel}}$ trotzdem eine gute Approximation für das Entladungsverhalten liefert.

Eine weitere interessante Eigenschaft des Entladungsverhaltens sticht durch das Übereinanderlegen von Lissajous-Figuren bei unterschiedlichen angelegten Spannungen in Abbildung 27 heraus. Trotz der verschiedenen angelegten Amplituden liegen alle Lissajous-Figuren während der Plasmaphase genau übereinander und besitzen somit zu allen Zeitpunkten dieselbe Krümmung $\zeta_{\text{diel}}(t)$. Dieses Verhalten ist nicht selbstverständlich [38] und könnte mit der Beobachtung zusammenhängen, dass sich nach der jeweiligen Zündung eine für alle angelegten Spannungen ähnliche effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ einstellt und somit zu einem ähnlichen Entladungsverhalten führt.

5.2. Anwendung der DBD-Theorie auf das Plasmaarray

In diesem Kapitel werden nun die Lissajous-Figuren von Array B (siehe Abbildung 24)(b) und 27) genutzt, um die Kapazitäten $C_{\text{cell, IPP}}$, $C_{\text{cell, DPP}}$, $\bar{\zeta}_{\text{diel, DPP}}$ und $\bar{\zeta}_{\text{diel, IPP}}$ zu bestimmen. Mithilfe der Modellüberlegungen aus Kapitel 2.2.3 und 2.2.4 kann daraus die bewegte Ladung $q(t)$, die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ und der Plasmastrom $j_{\text{R}}(t)$ zeitaufgelöst berechnet werden.

5.2.1. Bestimmung der Kapazitäten im QV-Diagramm

Die linearen Fits der vier Kanten einer Lissajous-Figur für Array B können - analog zu den in Abbildung 24(b) bereits gezeigten - für alle angelegten Spannungen V_{VPP} durchgeführt werden. Die daraus resultierenden Steigungen (Kapazitäten) sind in Abbildung 28 aufgetragen.

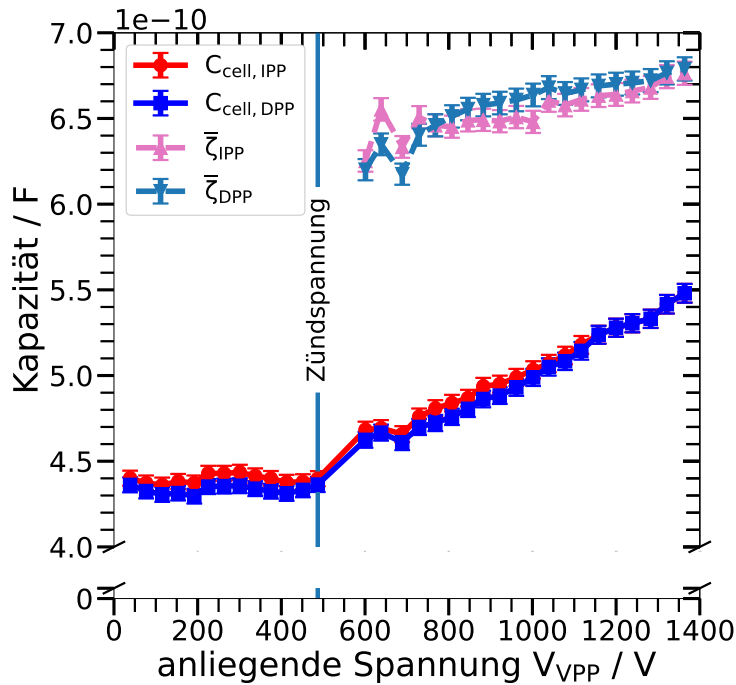


Abbildung 28: Kapazitäten aus Abbildung 24(b) für verschiedene anliegende Spannungen V_{VPP}

gen von $\zeta_{\text{diel}}(t)$ für alle angelegten Spannungen V_{VPP} fast identisch (vgl. Abbildung 27), jedoch nimmt diese Krümmung mit höherem $V(t)$ kontinuierlich zu. Das wirkt sich demnach auch auf die gemittelte Größe $\bar{\zeta}_{\text{diel}}$ aus.

Für C_{cell} kann beobachtet werden, dass diese Kapazität für alle angelegten Spannungen kleiner als der Zündspannung konstant bleibt, danach aber in etwa linear ansteigt. Bei einer idealen DBD müsste C_{cell} dagegen bei allen Spannungen weiterhin konstant bleiben. Dieses Verhalten tritt auch bei anderen DBDs auf und ist teilweise noch nicht verstanden.

Zunächst kann festgestellt werden, dass sich $C_{\text{cell, IPP}}$ von $C_{\text{cell, DPP}}$ sowie $\bar{\zeta}_{\text{diel, DPP}}$ von $\bar{\zeta}_{\text{diel, IPP}}$ trotz des asymmetrischen Reaktors im Rahmen der Fehler kaum unterscheiden. Für alle nachfolgenden Auswertungen wird daher über einen gesamten Zyklus hinweg angenommen, dass:

$$C_{\text{cell}} = C_{\text{cell, IPP}} \quad (31)$$

$$\bar{\zeta}_{\text{diel}} = \bar{\zeta}_{\text{diel, IPP}} \quad (32)$$

Für $\bar{\zeta}_{\text{diel}}$ zeigt sich, dass diese linear mit der angelegten Spannung V_{VPP} steigt. Das ist eine Folge aus der Zeitabhängigkeit von $\zeta_{\text{diel}}(t)$.

Zwar sind die instantanen Steigungen

[67, 38] Durch einen Rückblick auf die Berechnung von C_{cell} (Gleichung 6) wird klar, dass sie nur von C_{diel} und C_{gap} abhängt. Da C_{diel} eine geometrisch bedingte Kapazität ist und daher näherungsweise konstant für alle Spannungen ist, muss C_{gap} der Auslöser für diese Anomalie sein. Das heißt also, dass sich der Gasspalt nach Erlischen des Plasmas anders verhält als wenn überhaupt er kein Plasma gezündet hat. Laut Quelle [34] kann das darauf zurückgeführt werden, dass das Plasma eine Randschicht zu den umgebenen Wänden erzeugt, welche als weitere unter Umständen zeitlich veränderliche Kapazität parallel zu C_{gap} wirkt. Diese Zeitabhängigkeit ist auch bei den Plasmaarrays zu erkennen, denn wie in Abbildung 24(b) deutlich wird, ist bei angelegten Spannungen über der Zündspannung nicht nur $\zeta_{\text{diel}}(t)$, sondern auch $C_{\text{cell}}(t)$ zeitabhängig. Sowohl in der IPP als auch der DPP ist die Steigung nach Erlischen des Plasmas erst hoch, fällt danach mit zunehmender Zeit ab und bleibt nach Erreichen von etwa $C_{\text{cell}}(t) = 0,44 \text{ nF}$ konstant. Diese Steigung entspricht dann genau der gemessenen Kapazität C_{cell} für angelegte Spannungen kleiner der Zündspannung. Die parasitäre Kapazität verschwindet nach gewisser Zeit also wieder. Bei großen angelegten Spannungen ($V_{\text{VPP}} > 1 \text{ kV}$) ist die „Plasma aus“-Phase allerdings zu kurz, damit sich ein Gleichgewicht einstellen kann und so findet die Zündung noch vor dem vollständigen Abklingen der parasitären Kapazität statt.

Die Bildung einer Randschicht zwischen dem Plasma und den Wänden ist immer die Folge eines (temporären) Gleichgewichtszustands nach der Zündung des Plasmas. Anders als das Plasma ist diese nicht quasineutral und somit eine Raumladungszone. Ob sich eine positive oder negative Raumladungszone ausbildet, hängt unter anderem von der Polung der Elektrode ab. Ist die betrachtete Elektrode beispielsweise negativ geladen, werden die Elektronen zurück in das Plasma gedrängt und es entsteht eine positive Raumladungszone. Dementsprechend bildet sich eine negative Raumladungszone bei positiv geladener Elektrode aus. [68] Ob es sich bei diesem Reaktor um eine echte Randschicht, nach der Entladung verbleibende Volumenladungen oder schwach gebundene Oberflächenladungen handelt, die sich auf diesen kurzen Zeitskalen wieder lösen, kann mit den Messungen in dieser Arbeit nicht beantwortet werden. In den nächsten Kapiteln wird jedoch deutlich, dass es sich in jedem Fall um einen kurzlebigen Volumeneffekt handeln muss, welcher von den langlebigen Oberflächenladungen differenziert werden kann.

5.2.2. Zeitaufgelöste Bestimmung von $U_{\text{gap}}(t)$, $j_{\text{R}}(t)$ und $q(t)$

Somit sind alle für die Bestimmung der elektrischen Plasmaparameter nötigen Kapazitäten bekannt. Es gilt also $C_{\text{cell}} = 0,44 \text{ nF}$, $C_{\text{diel}} = 1 \text{ nF}$ und $\zeta_{\text{diel}} \approx \bar{\zeta}_{\text{diel}}$. Dabei muss letztere Kapazität je nach benutzter Spannung unterschiedlich gewählt werden (siehe Abbildung 28). Eingesetzt in die in den Kapiteln 2.2.3 und 2.2.4 hergeleitet und diskutierten Gleichungen können die im Gasspalt effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$, der Plasmastrom $j_{\text{R}}(t)$ und die bewegte Ladung $q(t)$ zeitaufgelöst bestimmt werden:

$$U_{\text{gap}}(t) = \left(1 + \frac{\alpha C_{\text{cell}}}{\beta C_{\text{diel}}}\right) V(t) - \frac{1}{\beta C_{\text{diel}}} Q(t) \quad (33)$$

$$j_{\text{R}}(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{\text{cell}}}{C_{\text{diel}}}} \left(I(t) - C_{\text{cell}} \frac{dV(t)}{dt} \right) = i(t) - j_{\text{gap}}(t) \quad (34)$$

$$q(t) = \frac{1}{1 - \frac{C_{\text{cell}}}{C_{\text{diel}}}} (Q(t) - C_{\text{cell}} V(t)) \quad (35)$$

Die durch die Lissajous-Figur aus Abbildung 24(b) ($V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$, $\zeta_{\text{diel}} = 0,65 \text{ nF}$) bestimmbar GröÙen sind in Abbildung 29 dargestellt. Die gestrichelten Linien geben jeweils an, in welchem Fenster ein Plasma gezündet ist. Bei dieser angelegten Spannung scheint die Zündung sowohl in der IPP als auch der DPP bei $V(t) \approx 0$ zu zünden. Zu diesem Zeitpunkt wird also die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ allein durch die Oberflächenladungen getragen. Die dafür nötigen effektiven Zündspannungen $U_{\text{gap, ign., IPP}}$ und $U_{\text{gap, ign., DPP}}$ betragen 111 V in der IPP und 134 V in der DPP. Diese unterschiedlichen Zündbedingungen zwischen den beiden Halbphasen ist auf die Asymmetrie der DBD zurückzuführen. Nach der jeweiligen Zündung stellt sich ein Gleichgewicht durch das Plasma ein. Obwohl die äußere Spannung $V(t)$ kontinuierlich erhöht wird, bleibt die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ aufgrund der sich bildenden Volumen und Oberflächenladungen näherungsweise konstant. Jedoch sind kleine Einbrüche in $U_{\text{gap}}(t)$ erkennbar, wenn das Plasma zwischendurch stärker durchzündet (siehe PMT-Signal). Dadurch, dass die effektiv anliegende Spannung von Beginn der Zündung bis zum Erreichen der maximalen äußeren Spannung $V(t)$ größer als die jeweils benötigte Zündspannung ist, kann das Plasma durchgehend aufrecht erhalten werden. Wird die Zündspannung danach unterschritten erlischt das Plasma sofort.

Der Plasmastrom $j_{\text{R}}(t)$ während der Entladung beträgt hier in etwa $0,01 \text{ A}$ und bei angelegten Spannungen von $V_{\text{VPP}} = 1350 \text{ V}$ bis zu $0,02 \text{ A}$. Bei 1156 Kavitäten mit jeweils einem Kavitätendurchmesser von $200 \mu\text{m}$ entspricht das einer maximalen Stromdichte $J_{\text{R, max}}$ von:

$$J_{\text{R, max}} = \frac{0,02 \text{ A}}{1156 \cdot \pi \cdot 0,0001^2 \text{ m}^2} = 550 \frac{\text{A}}{\text{m}^2} = 55 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2} \quad (36)$$

Wie in den theoretischen Grundlagen in Kapitel 2.1.2 bereits erwähnt, ist die zu erwartende Stromdichte stark vom Entladungsmodus abhängig (APGD: $1\text{-}100 \text{ mA cm}^{-2}$, APTD: $0,01\text{-}10 \text{ mA cm}^{-2}$, filamentiert: bis zu 1000 A cm^{-2}). [8] Bei dem Vergleich der Größenordnungen lässt sich die Entladung des Plasmaarrays am wahrscheinlichsten auf eine Atmospheric Pressure Glow Discharge (APGD) zurückführen. Eine Überlagerung mit einer zusätzlichen filamentierten Entladung ist auszuschließen, da nicht nur das PMT-Signal, sondern auch die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ während den Entladungsphasen fast konstant bleibt.

Durch die zeitliche Integration des Plasmastroms $j_R(t)$ kann die bewegte Ladung $q(t)$ errechnet werden (Gleichung (34) zu (35)). Vor der Zündung in der DPP bzw. IPP sind positive bzw. negative Ladungen auf dem Dielektrikum. Diese betragen $q_{\text{surf, max, IPP}} = 92,2 \text{ nC}$ bzw. $q_{\text{surf, max, DPP}} = -70,6 \text{ nC}$. Auch hier ist der Amplitudenunterschied durch die Asymmetrie der Entladung zu erklären und wurde bereits in anderen Veröffentlichungen beobachtet. [33] Da die Zündspannung am Anfang der Entladung in dem Fall nur von der Oberflächenladung getragen wird, erzeugen also etwa 1 nC Ladung eine effektive Spannung von $1,5 \text{ V}$. Nach den jeweiligen Zündungen wird die vorherrschende Oberflächenladung abgebaut und danach mit der gegenteiligen Ladung aufgeladen. Während der Entladung existiert also ein Zeitpunkt, an dem die Nettoladung 0 nC beträgt. Sowohl in der IPP als auch der DPP wird dieser Schnittpunkt mit der horizontalen Achse in etwa der Mitte des Entladungsinveralls überschritten, da das Plasma im ganzen Intervall gleichstark brennt und die Ladung dadurch linear mit der Zeit ab- bzw. aufgebaut wird. Nachdem das Plasma erlischt, ist zu erkennen, dass die bewegte Ladung $q(t)$ weiter ansteigt. Wie in Kapitel 5.3 noch gezeigt wird, handelt es sich dabei nicht um die Akkumulation weiterer Oberflächenladungen. Möglich wäre hier ein Trägheitseffekt des Volumens (bzw. der Randschicht) nach dem plötzlichen Erlischen des Plasmas. Der exponentielle Abfall nach Erreichen von $q_{\text{max, IPP}}$ bzw. $q_{\text{max, DPP}}$ ist eine Folge der diskutierten parasitären Kapazität in C_{cell} , welche zeitabhängig ist.

Um ein Gefühl für die tatsächliche Oberflächenladung $q_{\text{surf, max, IPP}}$ und $q_{\text{surf, max, DPP}}$ zu erhalten kann der Effekt dieser parasitären Kapazität eliminiert werden, indem für C_{cell} der Wert zur betrachteten angelegten Spannung benutzt wird, welcher die parasitäre Kapazität (zumindest gemittelt) bereits enthält. Bei der benutzten Spannung $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$ gilt $C_{\text{cell}} = 0,50 \text{ nC}$ (siehe Abbildung 28). Zusammen mit den weiterhin gültigen Größen $\zeta_{\text{diel}} = 0,65 \text{ nF}$ und $\zeta_{\text{diel}} = 1 \text{ nF}$ ergibt eingesetzt in Gleichung (35) die Oberflächenladung $q_{\text{surf}}(t)$. Diese bleibt anders als $q(t)$ während der „Plasma aus“-Phase konstant. Im Gegensatz zu $q(t)$ dient $q_{\text{surf}}(t)$ nur einer qualitativen Veranschaulichung, da das benutzte C_{cell} nur die über die Zeit gemittelte parasitäre Kapazität abbildet. So kommt es auch hier zu Schwankungen in der Amplitude $q_{\text{surf, max, DPP}}$ und $q_{\text{surf, max, IPP}}$ und abweichenden Ladungsänderungen während der Entladung.

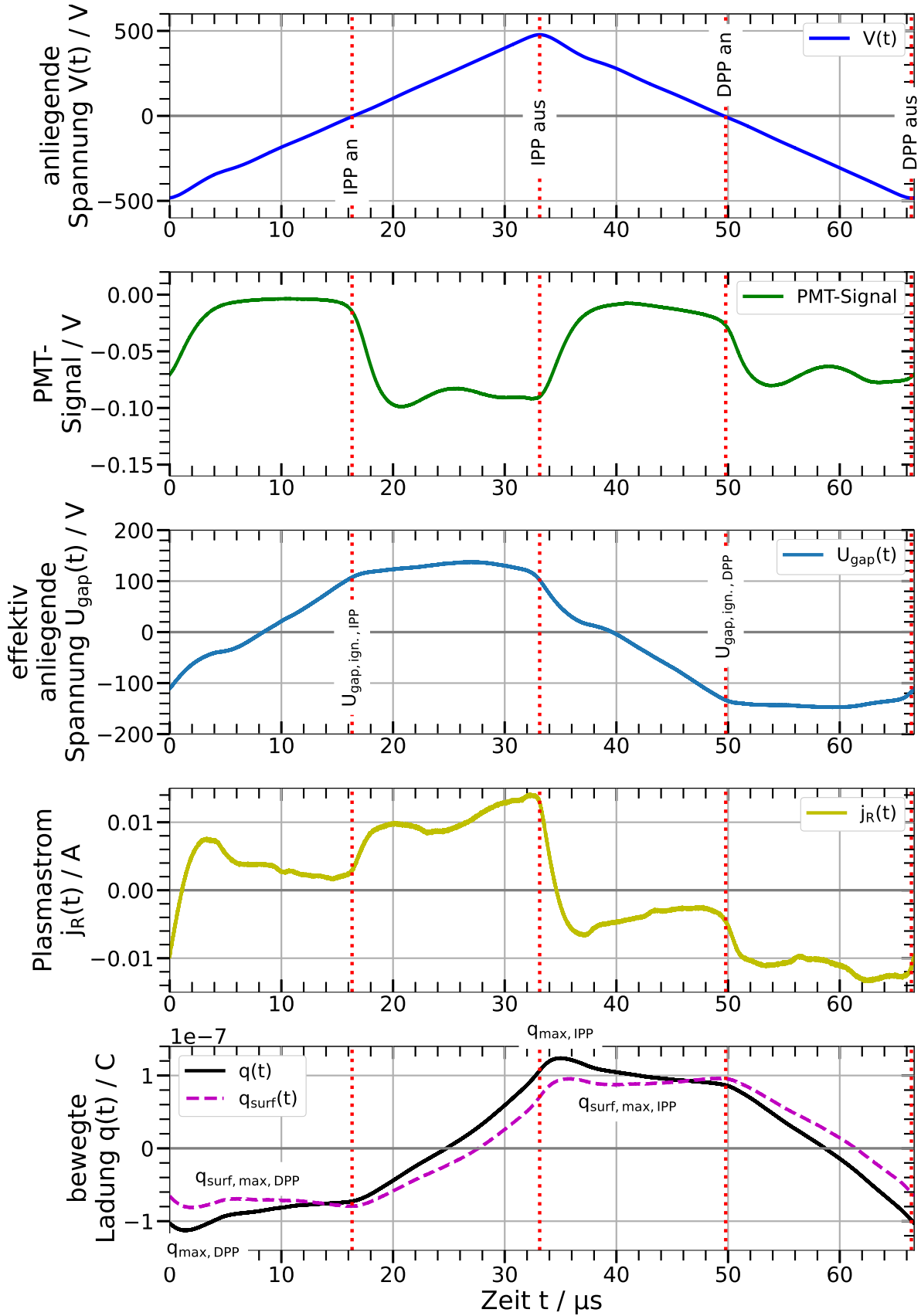


Abbildung 29: Zeitaufgelöste Betrachtung der effektiv anliegenden Spannung $U_{\text{gap}}(t)$, dem Plasmastrom $j_R(t)$ und der bewegten Ladung $q(t)$ für $V_{\text{VPP}} = 962$ V mit $C_{\text{diel}} = 1$ nF, $C_{\text{cell}} = 0,44$ nF und $\zeta_{\text{diel}} = 0,65$ nF. Für die Bestimmung der theoretischen Oberflächenladung $q_{\text{surf}}(t)$ wird $C_{\text{cell}} = 0,50$ nC benutzt

Bei kleineren angelegten Spannung ist die „Plasma-aus“-Phase lang genug, damit die parasitäre Kapazität ausklingen kann und die Volumenladungen $q_{\text{vol}}(t)$ demnach noch vor der jeweils nächsten Zündung eliminiert bzw. verschwunden sind. Dieses Verhalten ist exemplarisch in Abbildung 30 für $V_{\text{VPP}} = 689 \text{ V}$ und $\zeta_{\text{diel}} = 0,63 \text{ nF}$ dargestellt.

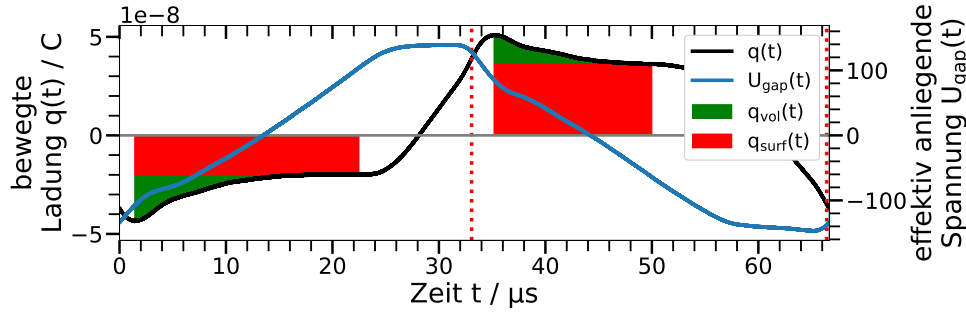


Abbildung 30: Aufspaltung der bewegten Ladung $q(t)$ in ihren Volumenanteil $q_{\text{vol}}(t)$ und Oberflächenanteil $q_{\text{surf}}(t)$ für $V_{\text{VPP}} = 689 \text{ V}$ mit $C_{\text{diel}} = 1 \text{ nF}$, $C_{\text{cell}} = 0,44 \text{ nF}$ und $\zeta_{\text{diel}} = 0,63 \text{ nF}$

Nach dem vollständigen Abklingen des Volumeneffekts $q_{\text{vol}}(t)$ bleibt die Ladung $q(t)$ auf einem konstanten Niveau und entspricht demnach der langlebigen Oberflächenladung $q_{\text{surf}}(t)$.

Die Abklingzeit der Volumenladung auf $\frac{1}{e}$ beträgt in beiden Halbphasen etwa $6 \mu\text{s}$.

5.2.3. Bestimmung von effektiver Zündspannung und maximaler bewegter Ladung

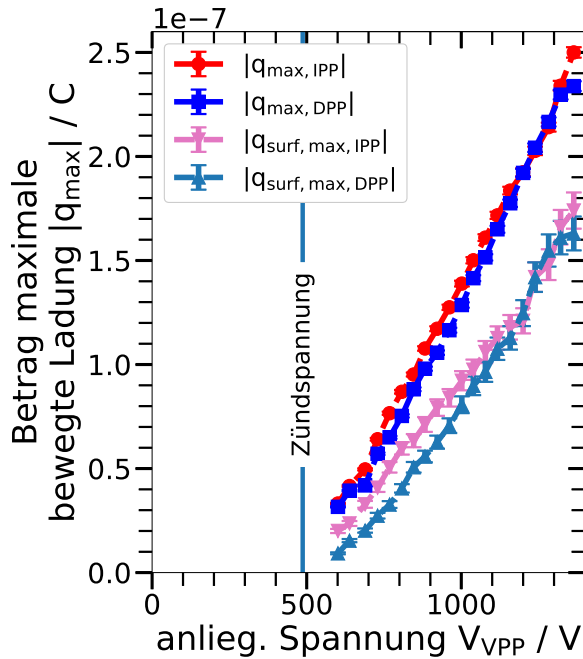


Abbildung 31: Maximale (Oberflächen-)ladung für verschiedene Spannungen V_{VPP}

Der Betrag von sowohl der maximalen Gesamtladung q_{max} als auch der Oberflächenladung $q_{\text{surf, max}}$ kann analog zu Abbildung 29 für alle angelegten Spannungen V_{VPP} ausgewertet werden und ist in Abbildung 31 gezeigt. Ähnlich zu der Leistungskurve in Abbildung 25(b) zeigt sich in allen Fällen eine lineare Abhängigkeit von der anliegenden Spannung V_{VPP} und ist daher nicht überraschend. Während für q_{max} nur ein geringer Unterschied zwischen IPP und DPP festgestellt werden kann, beträgt die Änderung der Oberflächenladung $q_{\text{surf, max}}$ zwischen beiden Halbphasen bei kleinen Spannungen über 100 % (vgl. Abbildung 31) und nimmt mit zunehmender Spannung kontinuierlich ab. Bei kleinen äußeren Spannungen scheint sich die Asymmetrie des Reaktors also stärker auf die Oberflächenladung auszuwirken.

Eine genaue Erklärung kann mithilfe der genutzten Diagnostiken nicht ermittelt werden, könnte aber darin begründet liegen, dass sich die mit dem Plasma bedeckte Fläche bei kleinen Spannungen stärker unterscheidet und dadurch mehr bzw. weniger Ladungen auf dem Dielektrikum in den einzelnen Halbphasen deponiert werden können.

Auf dieselbe Weise können die in Abbildung 29 eingezeichneten effektiven Zündspannungen $U_{\text{gap, ign.}}$ für beide Halbphasen in Abhängigkeit der angelegten Spannung untersucht werden. Der Betrag dieser Zündspannungen ist in Abbildung 32 festgehalten.

Wie bereits erwähnt ist der Unterschied in der Zündspannung zwischen zwei Halbphasen auf die Asymmetrie des Plasmaarrays zurückzuführen. Im Allgemeinen ist jedoch für IPP und DPP eine leicht fallende Zündspannung mit zunehmender äußerer Spannung zu beobachten. Dieses Verhalten scheint zunächst Paradox, da die benötigten elektrischen Felder für die Bildung einer Elektronenlawine immer identisch sein müssten. Jedoch können weitere Effekte die Zündspannung heruntersetzen. Dazu gehören durch das Plasma erzeugte metastabile Heliumatome, die in der nächsten Halbphase die Erzeugung von Elektronen über Penning-Ionisation beschleunigen und daher nur geringere Felder nötig sind. [25] Ebenfalls denkbar ist ein Temperatureffekt. Der Reaktor erwärmt sich während des Be-

triebs. Das führt nach dem idealen Gasgesetz dazu, dass die Gasdichte abnimmt und dadurch die Zündbedingung erniedrigt wird, da die Elektronen aufgrund der geringeren Stoßrate mit dem Umgebungsgas besser beschleunigt werden können (siehe Paschenkurve). [69] Je höher also die Ströme sind und je länger die Entladung andauert, desto größer könnte dieser Temperatureffekt und/ oder die Produktion von Metastabilen sein.

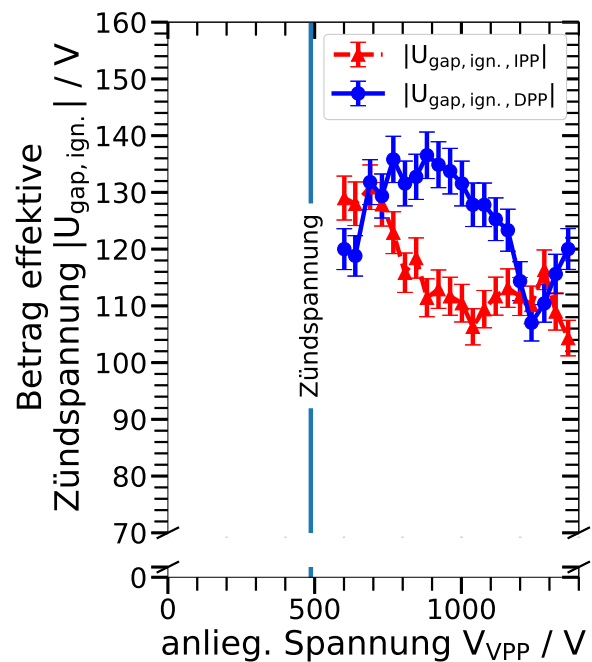


Abbildung 32: Effektive Zündspannungen $U_{\text{gap, ign.}}$ in beiden Halbphasen für verschiedene Spannungen V_{VPP}

5.3. Experimentelle Oberflächenladungen

Die berechneten bewegte Ladungen $q(t)$ bzw. Oberflächenladungen $q_{\text{surf}}(t)$ werden in diesem Kapitel mit weiteren experimentellen Methoden verglichen und diskutiert. Diese basieren auf der Tatsache, dass Oberflächenladungen auch lange nach dem Ausschalten

der Plasmaquelle auf dem Dielektrikum verweilen. Dafür kann mithilfe eines Relais in Versuchsaufbau 1 (Abbildung 15) die äußere Spannung zu definierten Zeitpunkten in der Entladung abgeschaltet werden und durch Beobachtung der anliegenden Spannung an der Messkapazität $V_{\text{mon}}(t)$ auf die Oberflächenladung zum Zeitpunkt der Abschaltung zurückgeschlossen werden. Bisher konnte in der Literatur allerdings kein vergleichbares Verfahren gefunden werden. Darüber hinaus wird der Einfluss dieser Ladungen auf die Gleichgewichtsbildung diskutiert.

5.3.1. Plasmagleichgewicht

Nach der Erstzündung des Plasmas (Zeitpunkt $t = 0$ s in Abbildung 33) braucht es bei mittleren Spannungen ($V_{\text{VPP}} = 962$ V) etwa 40000 Zyklen bis die Ladung $Q(t)$ und demnach die Entladung in einem Gleichgewicht ist. Je nach dem, ob mit einer positiven oder negativen Halbperiode begonnen wird, nähert sich die Ladung von oben oder unten dem Gleichgewicht an, welches in beiden Fällen identisch ist und in der positiven Halbebene (positiver Bias) liegt. Demnach hat bereits die erste Zündung einen Einfluss auf die nächsten tausende Zyklen. Von welcher Richtung sich dem Gleichgewicht angenähert wird, könnte auf die Oberflächenladungen zurückgeführt werden. Wird beispielsweise mit einer positiven Halbperiode begonnen, lädt sich das zunächst elektrisch neutrale Dielektrikum positiv auf. Die Zündspannung für die Erstzündung ist zudem deutlich größer und die Entladung stärker als im Normalbetrieb (vgl. Abbildung 41). Daher könnte es so viele Zyklen brauchen, um die unter Umständen dadurch tief im Dielektrikum befindlichen Ladungen wieder vollständig abzubauen.

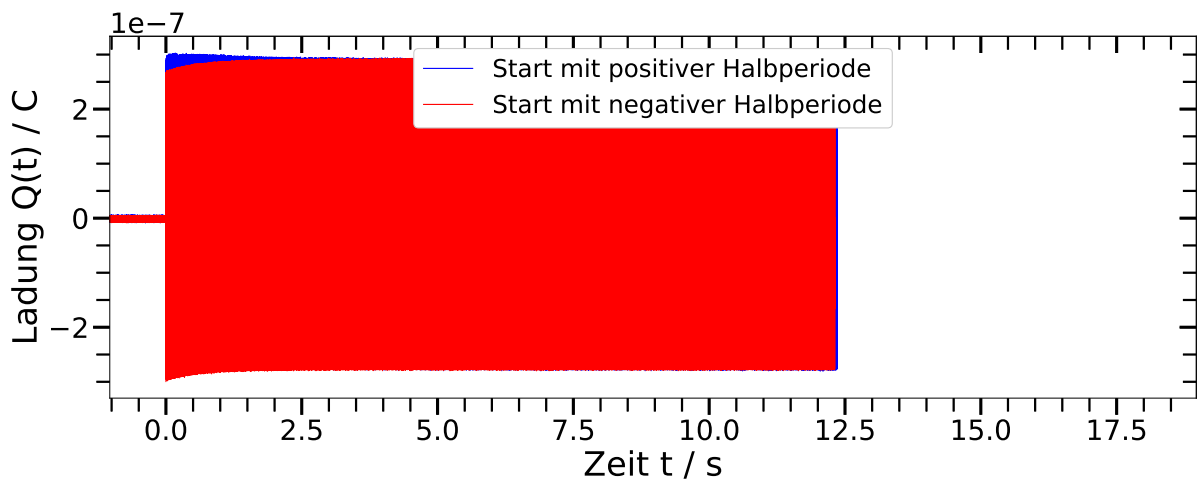


Abbildung 33: Gleichgewichtsbildung in der Ladung $Q(t)$ nach der Erstzündung ($t = 0$ s) und Abklingen der Oberflächenladungen nach Ausschalten der äußeren Spannung $V(t)$ ($t = 16,67$ s) für $V_{\text{VPP}} = 962$ V

Nach dem Abschalten der äußeren Spannung $V(t)$ ($t = 16,67$ s) bleiben die je nach Zeitpunkt des Ausschaltens positiven oder negativen Ladungen weiter auf dem Dielektrikum.

Die Abklingzeit für beide liegt bei etwa 0,7s und ist damit vergleichbar mit der für die Gleichgewichtsbildung benötigte Zeit. Das könnte darin begründet liegen, dass die Oberflächenladungen während der Gleichgewichtsbildung im Mittel quasi auch keinem äußeren elektrischen Feld ausgesetzt sind.

5.3.2. Experimentelle Oberflächenladungsmessungen

Damit für die Ladungsmessungen reproduzierbare Messungen gewährleistet sind, wird für das Relais eine Schaltfrequenz von 0,03Hz mit einem Duty-Cycle von 50% gewählt. Dadurch können die Ladungen vor jeder Messung wieder vollständig abklingen und das Plasma befindet sich beim Ausschalten der Spannung im Gleichgewicht. Da gemittelte Messungen bei dieser Frequenz zu lange dauern würden, sind alle Messungen in Kapitel 5.3 Einzelmessungen. Aufgrund der großen Reproduzierbarkeit des Plasmaarrays (vgl. Kapitel 5.1.2) sind gemittelte Messungen allerdings auch ohnehin nicht nötig.

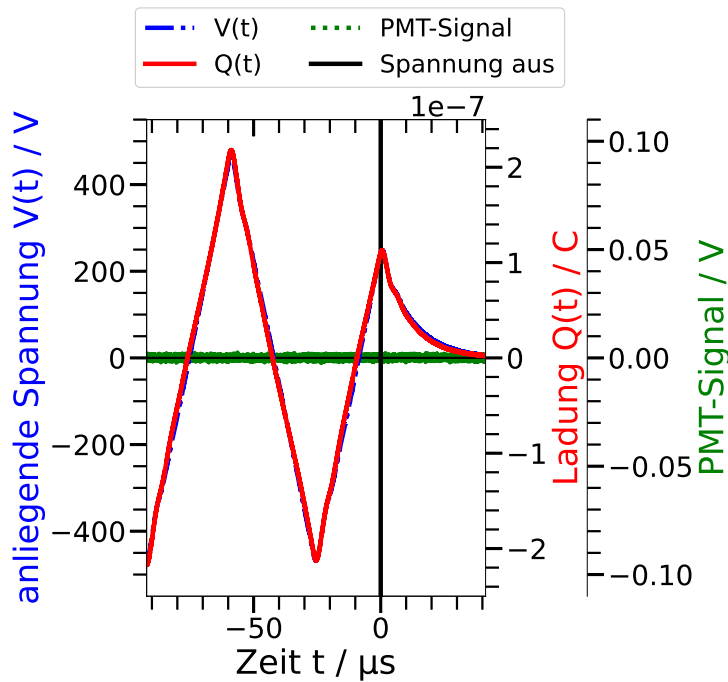


Abbildung 34: Referenzmessung: Ausschalten der äußeren Spannung $V(t)$ im Vakuum ($V_{VPP} = 962 \text{ V}$)

In Abbildung 34 ist zunächst gezeigt, wie sich der elektrische Schaltkreis im Vakuum (und demnach ohne Plasma) beim Ausschalten der äußeren Spannung durch das Relais verhält. Wenn dieses geschaltet wird, klingt die anliegende Spannung exponentiell ab. Die Abklingzeit von etwa $15 \mu\text{s}$ ist vermutlich dem Verstärker bzw. den Kapazitäten in dem Stromkreis geschuldet. Der Schaltzeitpunkt ($t = 0 \text{ s}$) kann durch das Übereinanderlegen der Spannungen $V(t)$ der letzten beiden Zyklen ermittelt werden. Aufgrund der hohen Reproduzierbarkeit wird derjenige Zeitpunkt, bei dem die Span-

nungsdifferenz größer als 3 V beträgt, als Schaltzeitpunkt definiert.

Während die Ladung $Q(t)$ im Vakuum mit der gleichen Abfallzeit wie die Spannung $V(t)$ abklingt, bleibt Erstere bei den Plasmamessungen nach dem Abfall der äußeren Spannung näherungsweise konstant (Abbildung 35 bis 37). Bei genauer Betrachtung der Ladungskurve $Q(t)$ kann festgestellt werden, dass diese nach der Schaltzeit deutlich verrauschter ist - ähnlich wie bei einer schwingenden Feder, die nicht mehr unter mechanischer Spannung steht.

Wird die Spannung nach dem Erlischen des Plasmas in der IPP ausgeschaltet (Abbildung 35) kann - wie erwartet- ein positiver Ladungsbias gemessen werden, welcher die positiven Oberflächenladungen repräsentiert. Wird die Spannung kurz nach dem Zünden der DPP ausgeschaltet (Abbildung 36) könnte zunächst erwartet werden, dass ein negativer Bias für $Q(t)$ gemessen wird und somit negative Ladungen auf der Oberfläche liegen. Jedoch verschiebt sich die Ladung nach dem Verschwinden der äußeren Spannung wieder in die positive Hälfte.

Diese Beobachtung passt zu den berechneten Oberflächenladungen in Abbildung 29.

Abbildung 35: Ausschalten der äußeren Spannung $V(t)$ nach der IPP ($V_{VPP} = 962$ V)

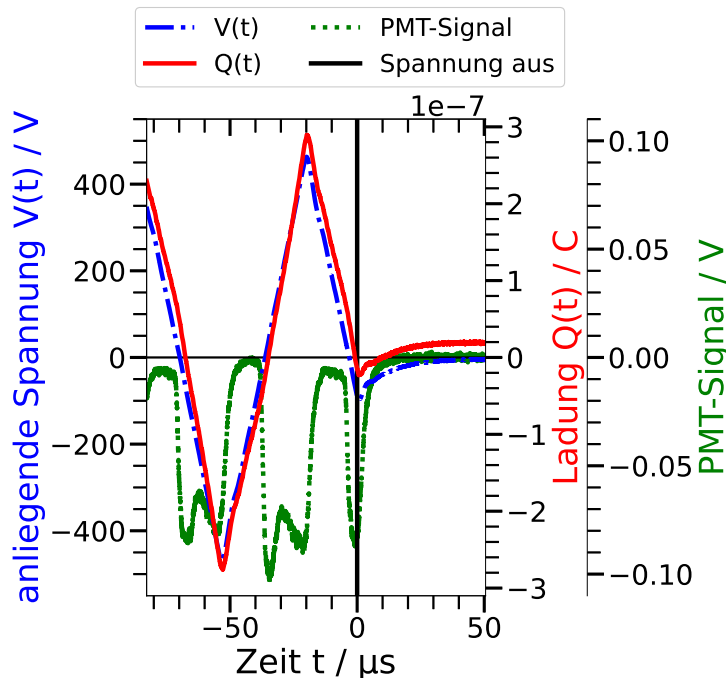
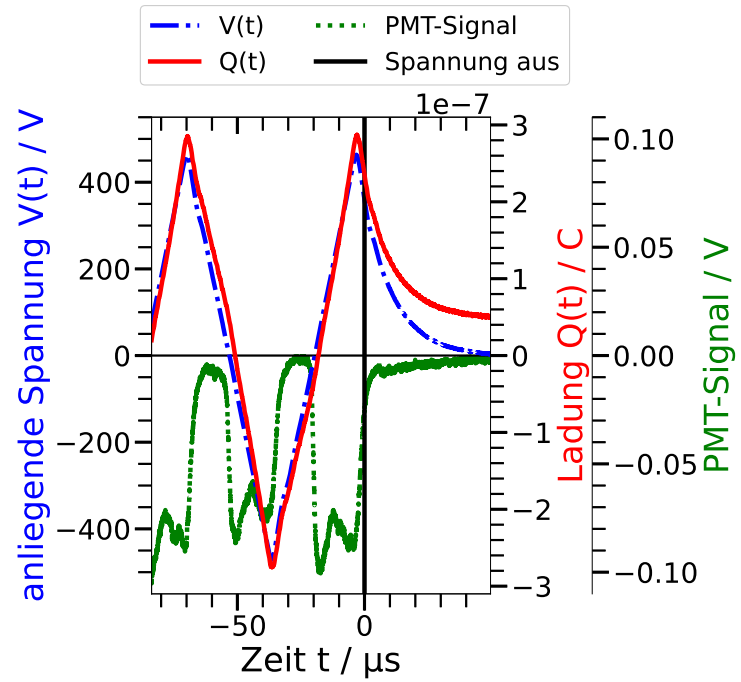


Abbildung 36: Ausschalten der äußeren Spannung $V(t)$ zu Beginn der DPP ($V_{VPP} = 962$ V)

Wie in den Messungen ändert sich auch hier die Polarität der Ladung auf den Oberflächen erst nach etwa der Hälfte des Entladungsfensters. Dieser Fall ist in Abbildung 37 dargestellt. Hier sind die positiven Ladungen kompensiert und das Dielektrikum lädt sich mit andauern der DPP kontinuierlich negativ auf.

Nach vollständigem Abklingen der äußeren Spannung ($V(t) = 0$) kann aus dem gemessenen Bias $Q(t)$ mithilfe von Gleichung (35) die experimentell bestimmte Oberflächenladung $q_{\text{surf, exp}}(t)$ berechnet werden. Um auch hier die

quantitativ richtigen Werte zu erhalten, werden ebenfalls $C_{\text{cell}} = 0,44$ nF und $C_{\text{diel}} = 1$ nF

benutzt. Sie führen lediglich zu einer Skalierung des gemessenen Ladungsbias $Q(t)$. Wird $q_{\text{surf, exp}}(t)$ gegen die zum Zeitpunkt der Relaisschaltung anliegende Spannung $V(t)$ aufgetragen, ergibt sich ein Punkt im QV-Diagramm (siehe Abbildung 38 für $V_{\text{VPP}} = 601 \text{ V}$). Bei Wiederholung dieser Messung für verschiedene Schaltzeitpunkte erzeugen diese eine Oberflächen-Lissajous-Figur. Hier sind mehrere Charakteristika zu erkennen, die bereits in Kapitel 5.2 für $q(t)$ sichtbar wurden. Auch hier ist nach der Zündung in IPP und DPP ein linearer Anstieg der Ladung mit zunehmender Span-

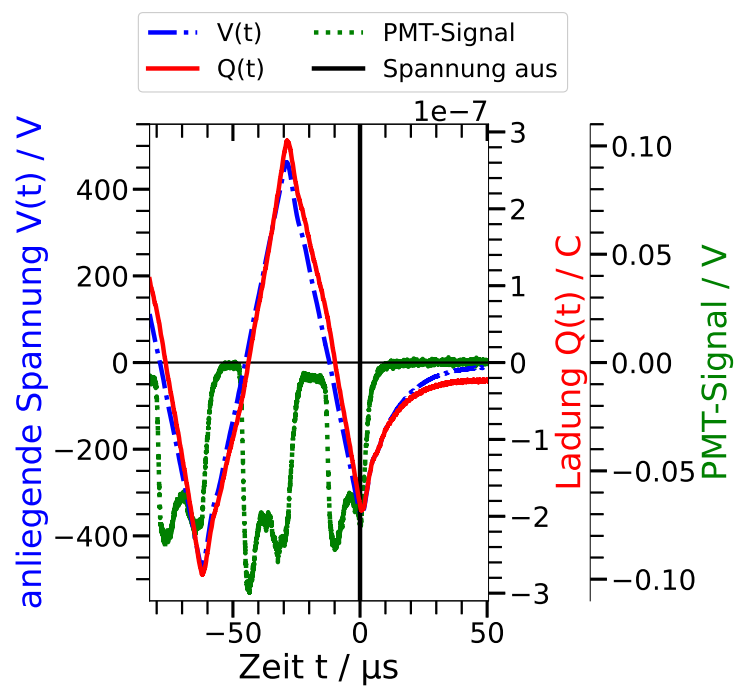


Abbildung 37: Ausschalten der äußeren Spannung $V(t)$ zum Ende der DPP ($V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$)

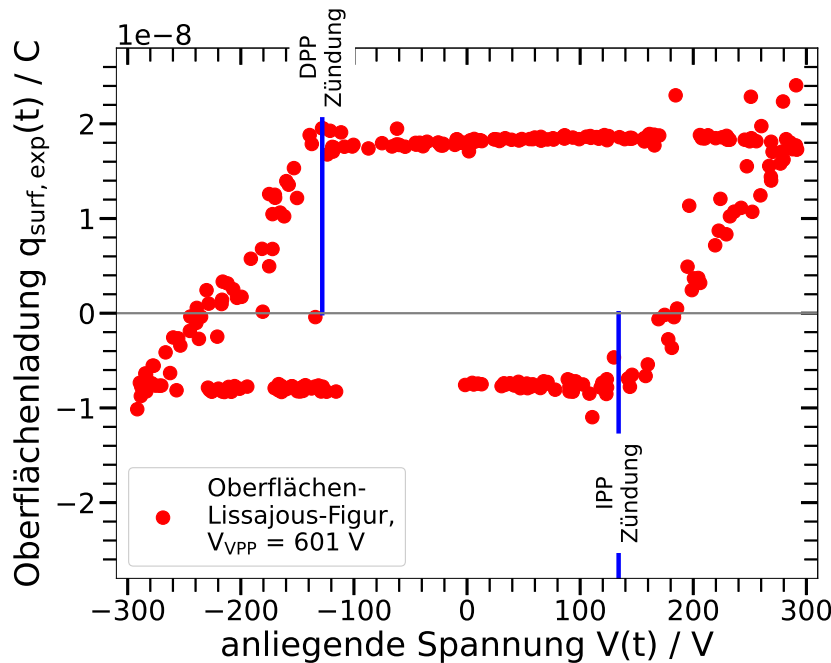


Abbildung 38: Oberflächen-Lissajous-Figur für $V_{\text{VPP}} = 601 \text{ V}$

nung zu erkennen. Das Maximum der Oberflächenladung wird erst mit der maximal anliegenden Spannungsamplitude erreicht, bleibt danach konstant und wird erst mit der Zündung in die jeweilige Gegenrichtung wieder abgebaut. Darüber hinaus ist wieder die Asymmetrie der Ladungsamplitude in Richtung positiver Halbebene zu erkennen. Ebenfalls gut sichtbar sind Lücken im Umriss der Figur. Diese liegen in der Statistik der Schaltzeit des Relais begründet. Um möglichst alle Phasen eines Zyklus abzubilden, wurden daher über 200 Einzelmessungen durchgeführt.

Werden höhere Spannungen angelegt ($V_{VPP} > 800 \text{ V}$) ist ein weiterer Effekt zu beobachten. Dieser ist beispielhaft für $V_{VPP} = 962 \text{ V}$ in Abbildung 39 sichtbar. Bei diesen Spannungen saturiert die Oberflächenladung bereits vor Erreichen der maximalen äußeren Spannung im Bereich von $V(t) \approx \pm 400 \text{ V}$. Diese Anomalie kann auf den in Kapitel 2.1.3 erklärten „back discharge“ zurückgeführt werden. Ist also die Oberflächenladung groß genug und die äußere Spannung schnell abfallend, kann es passieren, dass die nötige effektive Spannung $U_{\text{gap, ign.}}$ für eine Zündung in die Gegenrichtung überwunden wird und es dadurch zu einer rein durch das Feld der Oberflächenladungen getriebenen Entladung kommt. Eine „back discharge“ in geringer Ausprägung kann bereits in Abbildung 35 beobachtet werden. Je nach Oberflächenladungsmenge unterscheidet sich dieser in der Intensität teilweise kaum von einer normalen Entladung.

Während der Entladung werden die Oberflächenladungen abgebaut bis die Zündbedingung unterschritten ist und das Plasma erlischt. Dieses sich dadurch einstellende Ladungsgleichgewicht entspricht den jeweils in der DPP und IPP auftretenden Ladungssättigungen in Abbildung 39 und demnach den maximal messbaren Oberflächenladungen ohne „back discharge“. Die unterschiedlichen Amplituden

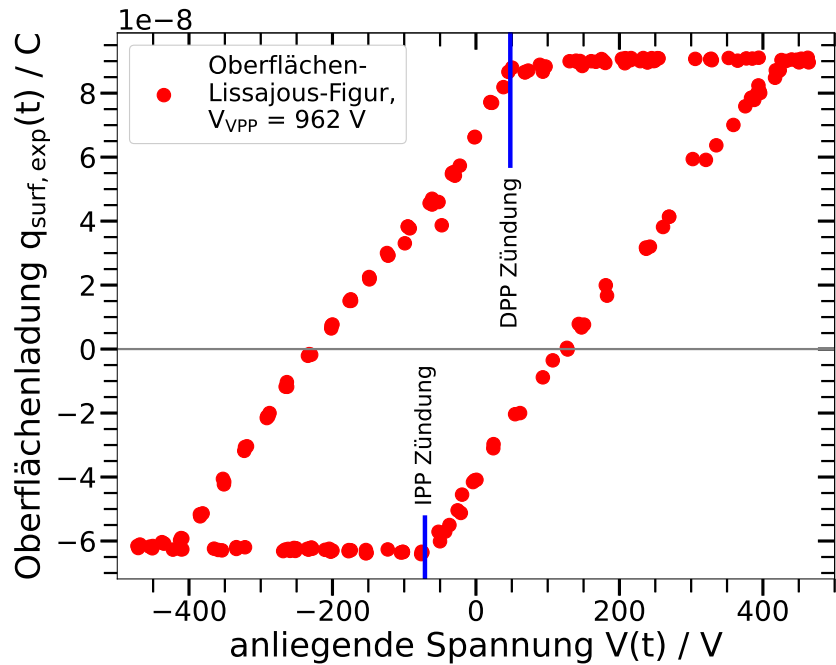


Abbildung 39: Oberflächen-Lissajous-Figur für $V_{VPP} = 962 \text{ V}$

der Ladungssättigungen in den jeweiligen Halbphasen ist eine Folge der verschiedenen Zündspannungen von IPP und DPP. So gilt nach Abbildung 32 für $V_{VPP} = 962 \text{ V}$, dass die benötigte Zündspannung für die DPP größer ist als für die IPP. Daher kann sich nach dem Erlischen der IPP eine größere Oberflächenladung ansammeln ohne, dass es zu einer Zündung in die andere Richtung kommt.

Aufgrund der ungewollten „back discharge“ ist diese experimentelle Methode zur Oberflächenladungsbestimmung auf kleine angelegte Spannungen begrenzt. Gleichzeitig könnte mit dieser Technik jener Effekt bei unterschiedlichen Bedingungen (wie verschiedene reaktive

Beimischungen, Kavitätengrößen oder Dielektrikumsmaterialien) ohne großen Aufwand genauer untersucht werden. Dies geht jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

Trotz der Sättigung kann die experimentell bestimmte Oberflächenladung mit den theoretischen Resultaten aus Abbildung 29 für $q(t)$ bei $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$ verglichen werden. Die Übereinstimmung zwischen der experimentellen und theoretischen Methoden während der Plasmaphasen ist sehr gut. Sowohl die Amplitude als auch der Verlauf passen gut zueinander. Kurz vor dem Erlischen des Plasmas tritt die angesprochene Ladungssättigung bei $q_{\text{surf, exp}}(t)$ ein, sodass

hier ein quantitativer Vergleich zu $q(t)$ unmöglich ist. Aus Abbildung 38 ist jedoch bekannt, dass die Ladung sowohl mit als auch ohne Sättigung in der „Plasma aus“-Phase konstant bleiben muss. Der exponentielle Abfall von $q(t)$ kann demnach nicht von den Oberflächenladungen stammen, sondern muss aus einem Volumeneffekt hervorgehen.

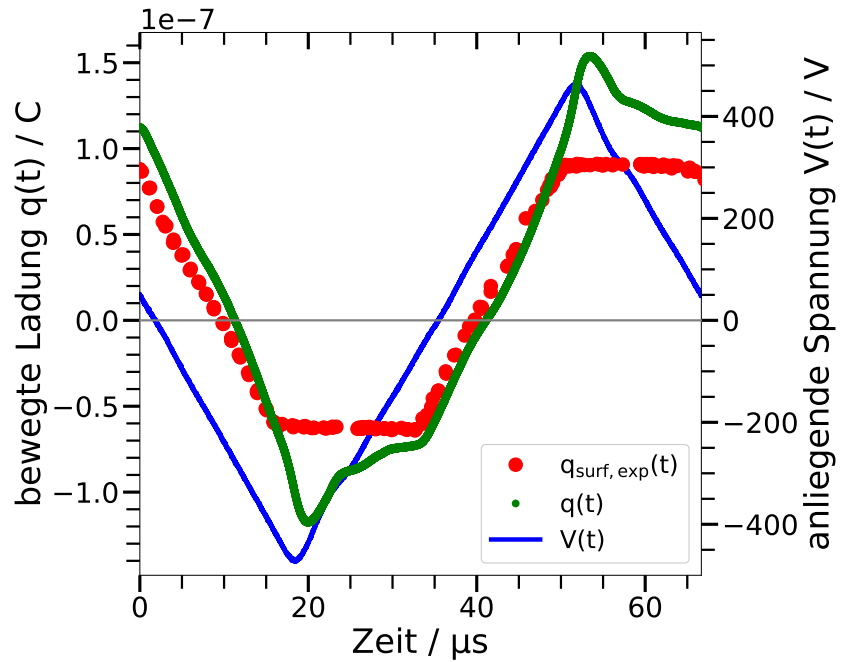


Abbildung 40: Zeitlich aufgelöster Vergleich zwischen bewegter Ladung $q(t)$ und experimentell bestimmter Oberflächenladung $q_{\text{surf, exp}}(t)$ für $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$

5.3.3. Auswirkungen von Oberflächenladungen auf die Erstzündung und die Gleichgewichtsbildung

Da die Oberflächenladungen nun quantitativ bestimmt sind, kann sich im nächsten Schritt mit ihrer Auswirkung auf die Erstzündung und die (temporäre) Gleichgewichtsbildung befasst werden. Hierfür wird das Relais bei einer Frequenz von 5 Hz geschaltet und wieder eine äußere Spannung von $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$ angelegt. Die Zeit zwischen der Spannungstrennung durch das Relais und einer erneuten Erstzündung beträgt somit nur 100 ms. Da die Oberflächenladung eine Abklingzeit von 0,7 s besitzt, sind bis zur nächsten Erstzündung immer noch Ladungen auf dem Dielektrikum vorhanden, die das äußere angelegte Feld beeinflussen können. Um einen Vergleich zur unbeeinflussten Erstzündung ziehen zu können, wird zunächst der Fall ohne vorherrschende Ladung auf der Oberfläche ($Q(t=0) = 0$) in Abbildung 41 betrachtet.

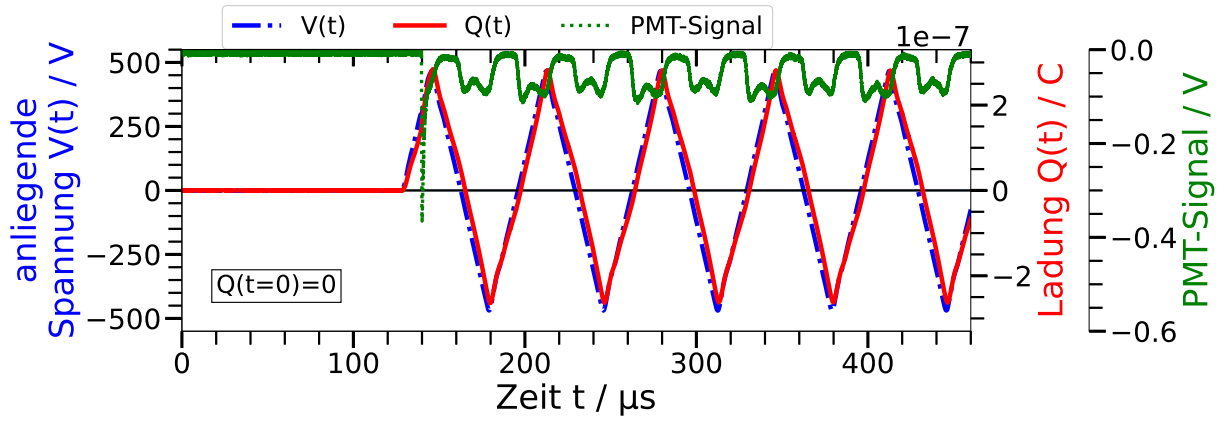


Abbildung 41: Erstzündung ohne vorgeladenem Dielektrikum ($Q(t=0) = 0$) für $V_{VPP} = 962$ V

Es ist deutlich zu sehen, dass die Erstzündung aufgrund der fehlenden Oberflächenladungen erst bei einer äußeren Spannung von $V_{f-ign} \approx 350$ V stattfindet, die nachfolgenden Zündungen dagegen bei $V_{ign} \approx 0$ V. Darüber hinaus ist die Erstzündung deutlich stärker und punktueller. Hier könnte vermutet werden, dass aufgrund der fehlenden Metastabilen und Ionen im Volumen keine homogene Glow Discharge möglich ist und daher eine schnelle, filamentierte Entladung mit hohen Strömen entsteht. Diese hohen Ströme können viele Oberflächenladungen deponieren, die das äußere Feld stark abschirmen und so bereits kurz nach der Zündung zu einem rapiden Erlischen des Plasmas führen, obwohl die äußere Spannung währenddessen weiter erhöht wird. Über die nächsten Halbphasen stellt sich bereits ein Gleichgewicht mit dem bekannten diffusen Entladungsverhalten ein. Dieses Gleichgewicht ist jedoch nur temporär und entspricht nicht dem totalen Gleichgewicht, wie an Abbildung 33 bereits diskutiert wurde.

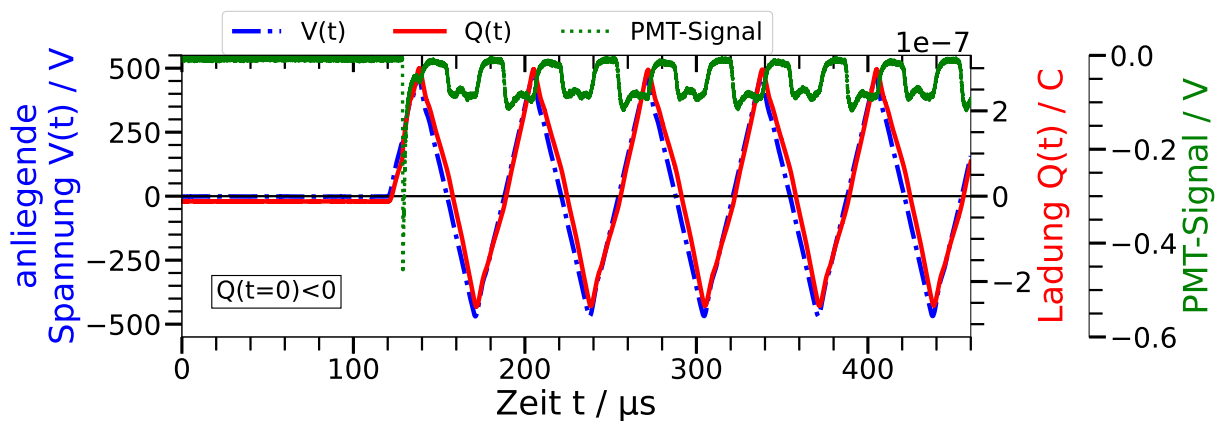


Abbildung 42: Erstzündung bei einem negativ vorgeladenen Dielektrikum ($Q(t=0) < 0$) für $V_{VPP} = 962$ V

Im nächsten Fall (Abbildung 42) liegen nun Elektronen vor der Erstzündung auf der Oberfläche ($Q(t=0) < 0$). Da die Erstzündung mit einer positiven Halbperiode anfängt,

führen die Oberflächenladungen zu einer effektiven Felderhöhung und so kann bei einer äußeren Spannung von $V_{f-ign} \approx 200$ V bereits gezündet werden.

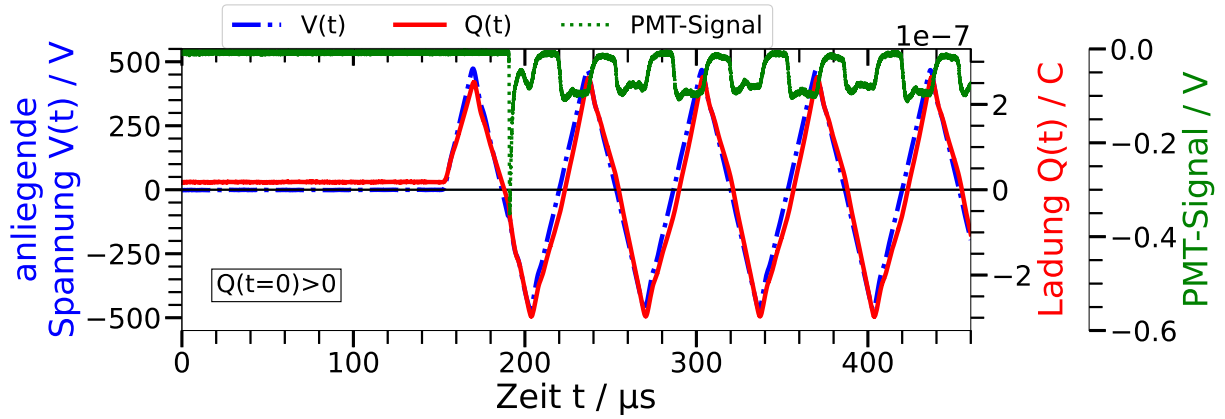


Abbildung 43: Erstzündung bei einem positiv vorgeladenen Dielektrikum ($Q(t=0) > 0$) für $V_{VPP} = 962$ V

Ist das Dielektrikum vor der Erstzündung dagegen positiv geladen ($Q(t=0) > 0$, Abbildung 43) wird das äußere Feld abgeschirmt und es kann erst bei sehr hohen Spannungen gezündet werden. In dem abgebildeten Fall ist die Oberflächenladung so groß, dass das effektive Feld für alle Spannungen des Halbzyklus zu klein für eine Zündung ist, wodurch es in der

nächsten Halbperiode erst zu einer Entladung kommt. In dieser wirken die positiven Ladungen wiederum verstärkend auf das äußere Feld und es kann bereits bei $V_{f-ign} \approx -150$ V gezündet werden.

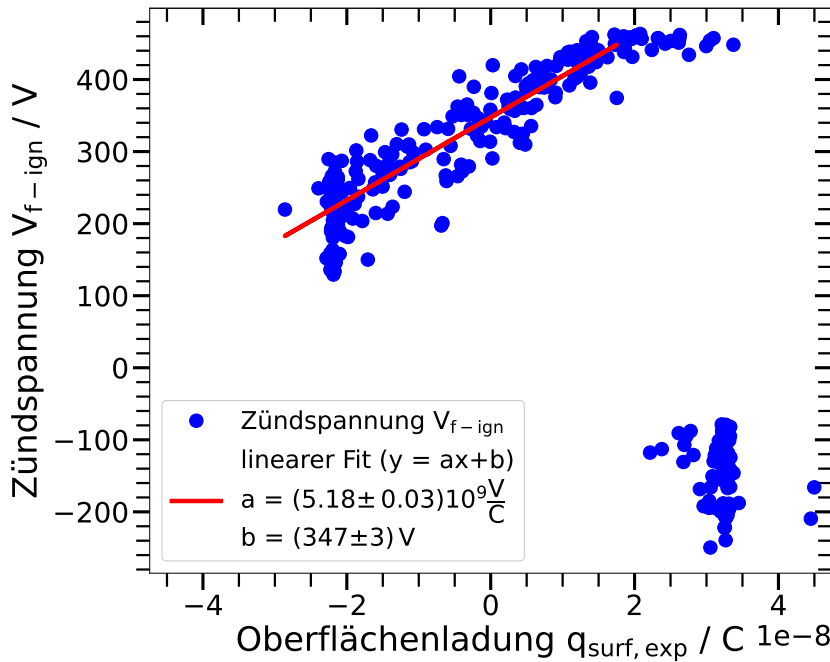


Abbildung 44: Verhalten der Zündspannung V_{f-ign} in Abhängigkeit von der Vorladung des Dielektrikums mit Oberflächenladung $q_{surf,exp}$ für $V_{VPP} = 962$ V

Wie sich die Zündspannung V_{f-ign} in Abhängigkeit von den vor der Zündung befindlichen Oberflächenladungen $q_{surf,exp}$ bei $V_{VPP} = 962$ V ändert, ist in Abbildung 44 dargestellt. Die Zündspannung in der positiven Halbphase ist minimal bei der negativsten Aufladung des Dielektrikums und steigt mit zunehmender positiven Ladung

an.

linear an. Letzteres Verhalten geht darauf zurück, dass die durch Ladungen induzierten elektrische Felder proportional zu der Ladungsmenge sind. Ab einer Oberflächenladung von 22 nF ist eine Zündung in der positiven Phase aufgrund der Abschirmungseffekte teilweise nicht mehr möglich und es kann erst in der nächsten Halbphase eine Entladung stattfinden. Die Streuung der Messungen liegen darin begründet, dass die Erstzündung ein statistischer Prozess ist, welcher unabhängig von der Oberflächenladung Schwankungen unterliegt.

Die Oberflächenladung hat nicht nur Auswirkungen auf die Zündspannung V_{f-ign} , sondern auch auf das temporäre Gleichgewicht ausgedrückt durch die über einen Zyklus gemittelte Ladung $Q_{temp, bias}$. Dieser sich temporär einstellende Bias ist in Abhängigkeit von dem jeweiligen Oberflächenladungsbias Q vor der Erstzündung in Abbildung 45 aufgetragen.

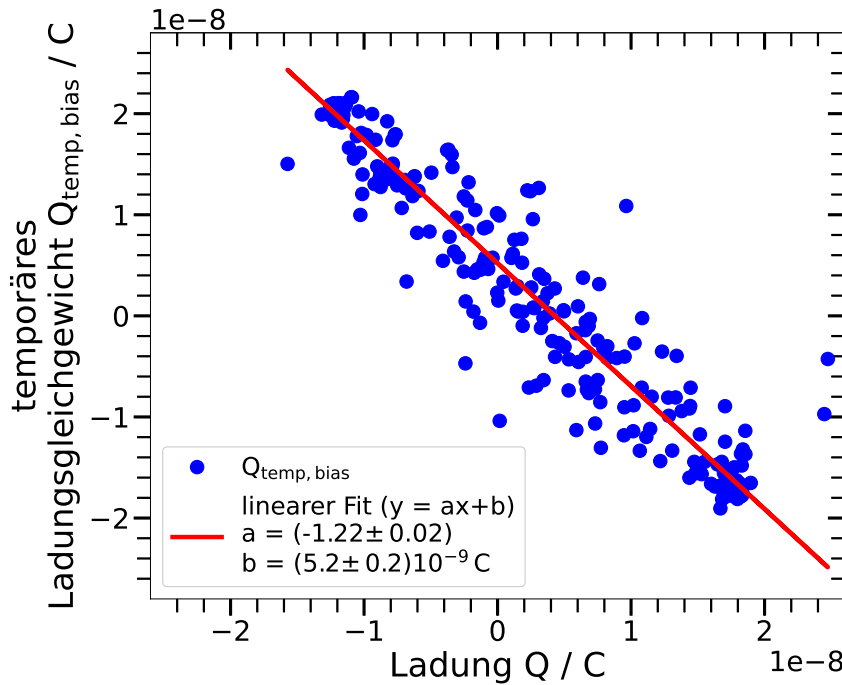


Abbildung 45: Einstellung des temporären Ladungsgleichgewichts $Q_{temp, bias}$ in Abhängigkeit von der gemessenen Vorladung $Q(t)$ des Dielektrikums für $V_{VPP} = 962$ V

Der sich temporär ausbildende Bias $Q_{temp, bias}$ ohne Ladungen vor der Zündung beträgt 5,2 nF. Offensichtlich besteht zwischen beiden Größen eine negative Korrelation. Negative Ladungen auf dem Dielektrikum führen also dazu, dass sich ein noch positiverer Bias ausbildet. Die Entladung versucht scheinbar daher die vorherrschende Ladung durch das Plasma zu kompensieren. Die Steigung von -1,22 drückt aus, dass es sogar zu einer Überkompensation

der Ladungen kommt. Wie bereits angedeutet bestehen diese Gleichgewichte nur temporär, da sich diese mit der gleichen Zeitkonstante wie in Abbildung 33 über tausende Zyklen hinweg zu einem gemeinsamen Gleichgewicht entwickeln. Die unterschiedlichen temporären Gleichgewichte machen sich nicht nur in der Ladung $Q(t)$, sondern auch im PMT-Signal bemerkbar. Hier sind in Abhängigkeit von der Ladung vor der Erstzündung verschiedene Muster zu sehen. Während beispielsweise für $Q(t=0) = 0$ DPP und IPP ein ähnliches Entladungsverhalten mit jeweils zwei symmetrischen Emissionsspitzen zeigen, verschwinden für $Q(t=0) > 0$ diese Emissionsspitzen fast vollständig in beiden Halb-

phasen. Welche Mechanismen zu diesem Verhalten führen, kann mit diesen Messungen allerdings nicht geklärt werden. Hierfür wären vermutlich genauere Informationen zu dem Volumenverhalten nach der Erstzündung nötig.

5.4. Laser-induzierte (Oberflächen-)ladungsmanipulation

Da nun die Entladung charakterisiert, die Oberflächenladungen quantitativ bestimmt und ihre Auswirkungen auf die Entladung beleuchtet sind, kann im nächsten Schritt die Manipulation dieser Ladungen durch einen Laser betrachtet werden. Diese Laser-induzierte Störung liefert weitere Informationen über die Gleichgewichtsbildung des Plasmas und den Einfluss von Ladungen auf die jeweils folgenden (Halb-)Zyklen.

Alle Lasermessungen in diesem Abschnitt werden mit dem Versuchsaufbau 2 aus Kapitel 3.2 durchgeführt. Während in Unterabschnitt 5.4.1 Array B benutzt wird, erfolgen alle anderen gezeigten Lasermessungen mit Array A (Kapitel 5.4.2 und 5.4.3). Um reproduzierbare Messergebnisse zu gewährleisten, wird bei jedem Messpunkt über 400 Laserpulse gemittelt und sowohl davor als auch danach eine Referenzmessung des PMT-Signals durchgeführt, bei der der Laser ohne Plasmaemission über 220 Pulse gemittelt aufgenommen wird. In der Auswertung werden beide Referenzmessungen gemittelt und von dem PMT-Signal des Messpunktes abgezogen, um nur die Plasmaemission zu erhalten. Die jeweilige Laserenergie wird mithilfe der Kalibrierung aus Kapitel 4.2 bestimmt.

Anders als die in Unterkapitel 2.3.4 vorgestellten Lasermessungen in einer Volumen-DBD durch Tschiersch et al. [52] wird beim Laserbeschuss des Plasmaarrays nicht nur das Dielektrikum, sondern unausweichlich das gesamte Plasmavolumen und das Elektrodengitter getroffen. Daher müssen neben der Manipulation von Oberflächenladungen auch andere durch den Laser induzierte Effekte in Betracht gezogen werden. Im Bezug auf potentielle Volumeneffekte ist eine Interaktion mit dem Heliumgas auszuschließen. Die Ionisationsenergie von Helium aus dem Grundzustand beträgt 24,6 eV und die der Metastabilen mindestens 4 eV. [70] Die benutzten Laserwellenlängen von 532 nm bzw. 1064 nm besitzen allerdings nur eine Photonenergie von $E_{\text{ph}}(532) = 2,33 \text{ eV}$ bzw. $E_{\text{ph}}(1064) = 1,17 \text{ eV}$. Eine Ladungsproduktion durch Photoionisation von Heliumspezies ist also nicht möglich.

Trotz der Reinheitsvorkehrungen sind jedoch kleine Unreinheiten durch Sauerstoff oder Stickstoff und somit weitere Gase im Plasma nicht auszuschließen. Für die benutzten Laserenergien sind allerdings nur Sauerstoffspezies von Bedeutung und wurden ebenfalls von Tschiersch et al. für die beiden relevanten Wellenlängen untersucht. [71] Bei diesen Messungen benutzen sie den gleichen Reaktor und Laser wie bei den bereits vorgestellten Lasermessungen in Kapitel 2.3.4 und mischten zum Heliumfluss zusätzlich Sauerstoff

hinzu. Der Laser wurde diesmal nicht auf die Oberfläche sondern in das Volumen gerichtet. Aufgrund der Bildung von O^- , O_2^- und O_3^- Spezies durch das Plasma können mithilfe der Laserphotonen durch Photoablösung freie Elektronen gemäß der Reaktion $X^- + E_{ph} \rightarrow X + e^-$ erzeugt werden. Die zu überwindende Bindungsenergie ist die Elektronenaffinität der jeweiligen Spezies und beträgt 1,46 eV für O, 0,44 eV für O_2 und 2,1 eV für O_3 . Mit der zweiten Harmonischen kann also bei allen drei Spezies Photoablösung stattfinden. Die Autoren fanden heraus, dass die Photoablösung mit dieser Wellenlänge und ab einer Sauerstoffkonzentration von 400 ppm bei Beschuss kurz vor der Zündung groß genug ist, um die Entladung aufgrund der dadurch erhöhten Elektronendichte früher zu zünden. Mit der fundamentalen Wellenlänge ist die Photoablösung bei O_2^- möglich, jedoch konnte selbst bei Sauerstoffkonzentrationen von bis zu 1 % kein Effekt auf das Entladungsverhalten beobachtet werden.

Da in dieser Arbeit bei Wellenlängen von sowohl 532 nm als auch 1064 nm dieselben Effekte auftreten, kann davon ausgegangen werden, dass die Sauerstoffunreinheiten vermutlich keinen großen Einfluss auf die Entladung nehmen. Somit muss im Folgenden nur noch zwischen Oberflächenladungen und Elektrodeneffekten unterschieden werden.

5.4.1. Manipulation von Oberflächenladungen

In Abbildung 46 ist zunächst eine analoge Messung zu den bereits diskutierten Resultaten von Tschiersch et al. (aus Abbildung 13) dargestellt. Die benutzten Parameter von Wellenlänge $\lambda = 532$ nm, Pulsenergie $E_p(532) = 34$ mJ und Spannung $V_{VPP} = 601$ V sind ähnlich gewählt.

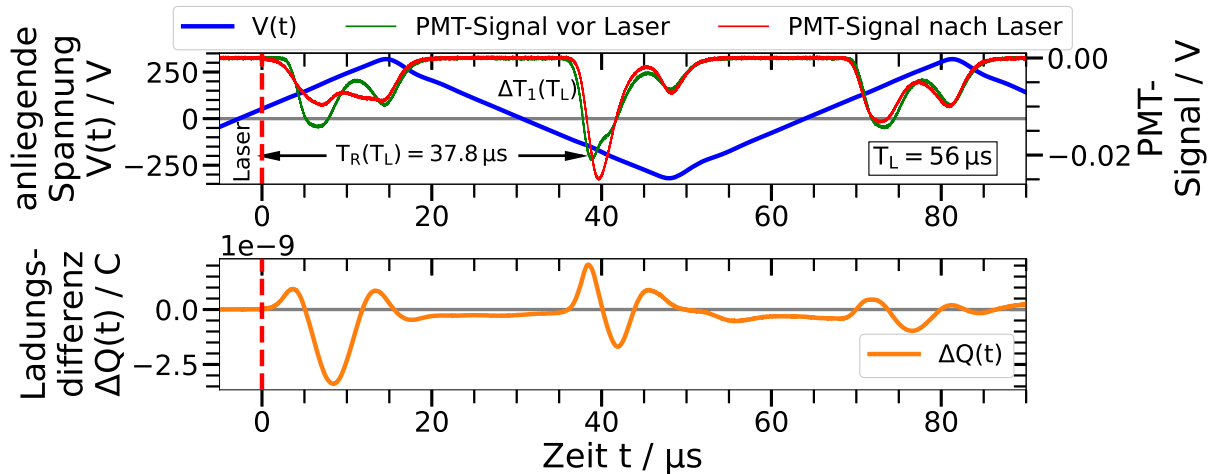


Abbildung 46: Laserbeschuss des Plasmaarrays zum Beschusszeitpunkt $T_L = 56 \mu s$ mit Wellenlänge $\lambda = 532$ nm und Pulsenergie $E_p(532) = 34$ mJ für $V_{VPP} = 601$ V

Wie bei der Veröffentlichung befinden sich zum Beschusszeitpunkt ($t = 0$) Elektronen auf dem Dielektrikum und die Entladung ist in dieser Phase nicht gezündet. Anstatt der

Ströme wird hier jedoch das PMT-Signal genutzt, um die Veränderung des Entladungsverhaltens durch den Laser zu visualisieren. Zum Beschusszeitpunkt ist kein PMT-Signal sichtbar. Durch die Kombination aus Blenden, Notch-Filter und Referenzmessungen kann das parasitäre Lasersignal also vollständig eliminiert werden. Wie bei der Veröffentlichung zündet die nächste Halbphase etwas eher, aber schwächer durch. Ebenso identisch verhält sich die übernächste Halbphase, die später als im ungestörten Fall zündet. Die darauf folgende Halbphase zündet wieder etwas eher und das Gleichgewicht ist fast wiederhergestellt. Anstatt der absoluten Ladung $Q(t)$ wird die Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$ benutzt, bei der die Ladung im Zyklus vor dem Lasereinfall von der Ladung nach dem Lasereinfall subtrahiert wird, um die Unterschiede im einstelligen Prozentbereich deutlich zu erkennen. Wie auch bei Tschiersch et al. ist zum Beschusszeitpunkt keine Ladungsdifferenz zu erkennen, da die Anzahl der potentiell abgelösten Elektronen ebenfalls zu klein zur Detektion ist. Die Auswirkung auf die Ladung wird jedoch in der nächsten Zündung deutlich. Da das Entladungsverhalten unterschiedlich ist, kommt es zu einer schwankenden Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$ während der Plasmaphase. Diese Schwankungen werden auch in der Veröffentlichung deutlich. Hier entspricht jeder Schnittpunkt von $\sigma_{\text{sur}}(t)$ zwischen vor und nach dem Lasereinfall einem Nulldurchgang von $\Delta Q(t)$. In beiden Fällen bleibt nach Erlischen des Plasmas eine konstante negative Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$. Es befinden sich nach der gestörten Entladung also weniger positive Ladungsträger auf dem Dielektrikum und es kommt in der nächsten Halbphase daher erst zu einer späteren Zündung. Wie bei Tschiersch et al. bleibt auch nach dieser zweiten Zündung eine negative Ladungsdifferenz nachdem das Plasma erlischt.

Alle diese Gemeinsamkeiten zwischen der Messung und der Veröffentlichung deuten darauf hin, dass es sich bei dem Effekt tatsächlich um die Ablösung von Elektronen vom Dielektrikum handelt. Tschiersch et al. konnten jedoch nur einen Effekt beobachten, wenn der Laser zwischen dem Nulldurchgang der effektiven Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ und der Zündspannung $U_{\text{gap,ign}}$ auf die Oberfläche trifft. Um auch hier einen Vergleich ziehen zu können, ist in Abbildung 47 das Zündverhalten für verschiedene Beschusszeitpunkte T_L gezeigt. Die Messung aus Abbildung 46 entspricht dabei dem Beschusszeitpunkt $T_L = 56 \mu\text{s}$. Anstatt der Zeitdifferenz Δt zwischen gestörter und ungestörter Zündung nach Laserbeschuss in den Strömen wird in diesem Fall die Zündzeitpunktdifferenz $\Delta T_1(T_L)$ bei Zündung in der DPP in den PMT-Signalen betrachtet, da diese am besten auszuwerten ist. Bei einem Beschusszeitpunkt von $T_L = 56 \mu\text{s}$ bedeutet dies eine relative Zeitdifferenz von $T_R(T_L) = 37,8 \mu\text{s}$ zwischen Lasereinfall und Zündzeitpunktauswertung und entspricht daher erst der Übernächsten Zündung nach der Laser-induzierten Störung. Je nach Beschusszeitpunkt T_L ändert sich also die relative Zeitdifferenz $T_R(T_L)$ und reicht von $T_R(T_L = 0 \mu\text{s}) = 93,8 \mu\text{s}$ bis hin zu $T_R(T_L = 66 \mu\text{s}) = 27,8 \mu\text{s}$.

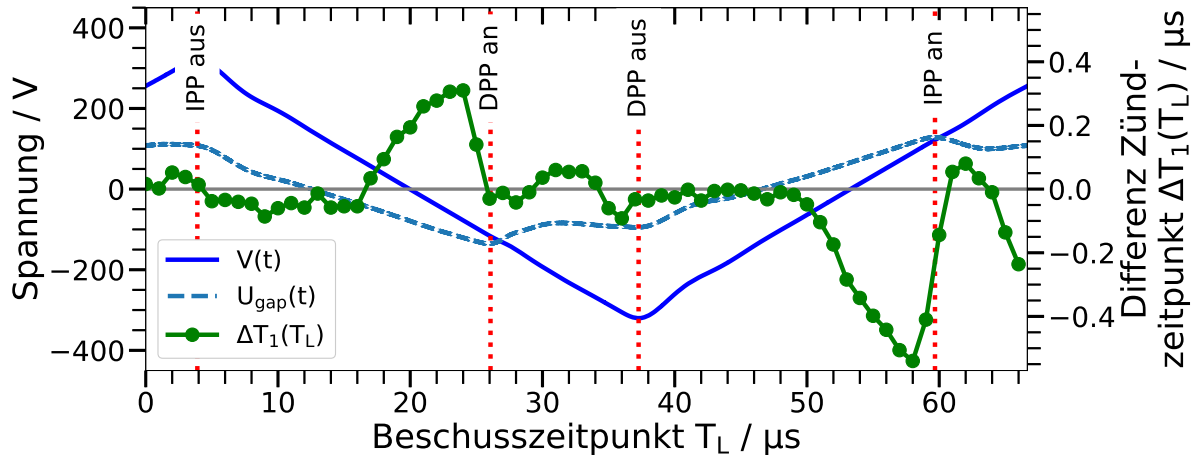


Abbildung 47: Auswirkung des Beschusszeitpunktes T_L auf die Beschusszeitpunktdifferenz $\Delta T_1(T_L)$ mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 34 \text{ mJ}$ für $V_{VPP} = 601 \text{ V}$

Je nach Beschusszeitpunkt liegen also zwischen Lasereinfall und Zeitdifferenzauswertung $\Delta T_1(T_L)$ zwischen keiner und zwei Entladungsphasen, in denen sich die Entladung wieder equilibrieren kann und ist in der quantitativen Analyse von $\Delta T_1(T_L)$ demnach zu berücksichtigen.

Dennoch ist ein klarer qualitativer Trend auszumachen. Die größte Zündzeitpunktdifferenz $\Delta T_1(T_L)$ tritt bei Beschusszeitpunkten kurz vor der Zündung der Entladung in IPP und DPP auf. Bei der Betrachtung der effektiv anliegenden Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ (für Berechnung siehe Kapitel 5.2) entspricht das auch hier dem Zeitintervall zwischen dessen Nulldurchgang und der jeweiligen effektiven Zündspannung $U_{\text{gap, ign.}}$ (Zeitpunkte, ab denen DPP bzw. IPP an). Dieses Phänomen kann ein Zufall dahingehend sein, dass die abgelösten Ladungen aufgrund von Diffusion oder Rekombination ohnehin nur $10 \mu\text{s}$ im Volumen existieren können und daher erst bei Bestrahlung kurz vor der Zündung selbige beeinflussen können. Ansonsten könnte die Übereinstimmung mit Tschiersch et al. aber auch hier wieder dadurch erklärt werden, dass die Ladungsträger erst durch den Laser effektiv abgelöst werden können, wenn die Polarität der Ladungen auf dem Dielektrikum und der dahinter liegenden Elektrode identisch ist, da die abgelösten Ladungen erst dann in das Volumen anstatt wieder zurück auf die Oberfläche beschleunigt werden.

Anders als in der Veröffentlichung ist der Effekt allerdings nicht nur für Elektronen, sondern auch bei positiven Ladungsträgern auf der Oberfläche beobachtbar. Bei Tschiersch et al. wird das Ausbleiben der Laser-induzierten Ablösung bei positiven Ladungsträgern durch die stärkere Bindung an die Oberfläche erklärt. Da das dort benutzte Material dagegen aus Floatglas und nicht wie hier aus Zirkoniumoxid besteht, ist die Ablösung von positiven Ladungsträgern bei Letzterem jedoch nicht auszuschließen. Da generell wenig über die

Wechselwirkung von Ladungen mit Oberflächen bekannt ist, ist jedoch nicht einschätzbar wie plausibel eine Ablösung von positiven Ladungsträgern ist. Ebenfalls anzumerken ist, dass die beobachteten Effekte sowohl in IPP als auch DPP bei großen Spannungen (getestet bei $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$ und $V_{\text{VPP}} = 1158 \text{ V}$) nur schwach bzw. teilweise gar nicht ausgeprägt sind (vgl. Abbildung 50). Ein möglicher Grund dafür könnte sein, dass - wie in Kapitel 5.2 bereits herausgestellt - die Volumenladungen für kleine Spannungen (u.a. $V_{\text{VPP}} = 601 \text{ V}$) zwischen den Halbzyklen vollständig eliminiert werden, bei großen Spannungen (u.a. $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$) dagegen zu einem Teil bis zur nachfolgenden Zündung weiterhin existieren und somit die wenigen abgelösten Ladungen leicht kompensieren können. Darüber hinaus sind die Volumenladungen in ihrer Anzahl ohnehin mehrere Größenordnungen größer als die unter dem Detektionslimit liegenden abgelösten Oberflächenladungen und es ist daher auch selbst ohne Kompensation kein Unterschied im Entladungsverhalten zu erwarten.

5.4.2. Manipulation von Ladungen

Wie in Abbildung 47 bereits sichtbar wird, treten auch bei der Laserbestrahlung während der Plasmaphase Unterschiede in den Zündzeitpunkten der nachfolgenden (Halb-)phasen auf. Dieses Phänomen soll in diesem Kapitel näher untersucht werden. Zunächst ist herauszustellen, dass die folgenden Effekte anders als im vorherigen Kapitel für alle Spannungen beobachtet werden können. Die anliegende Spannung hat also nur einen Einfluss auf die quantitativen und nicht die qualitativen Charakteristika. Anhand der Abbildungen 48, 49 und 50 soll der Effekt für $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $E_p(532) = 45 \text{ mJ}$ in der DPP beispielhaft erklärt werden. Da in diesem Kapitel alle Messungen mit dem aufgrund der geringeren Kavitätenanzahl leuchtschwächeren Array A durchgeführt werden, kann das Lasersignal nicht komplett eliminiert werden. In allen drei Abbildungen ist daher für die ersten $4 \mu\text{s}$ nach Lasereinfall immer noch ein überlagertes Lasersignal im PMT-Signal zu sehen und muss berücksichtigt werden.

In der ersten Situation (Abbildung 48) trifft der Laser kurz nach der Zündung der DPP auf das Plasmaarray ($T_L = 26 \mu\text{s}$). Anders als im vorherigen Unterkapitel ändert sich sofort die Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$ und erreicht nach etwa $3,5 \mu\text{s}$ ihr Maximum in der negativen Halbebene. Die bewegte Ladung ist hier also größer als in einer unbeeinflussten Entladung. Danach wird der Betrag der Ladungsdifferenz wieder kleiner und oszilliert um den Nullpunkt, bis das Plasma erlischt. Darauf bleibt eine konstante negative Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$, welche wie im vorherigen Unterkapitel zu einer früheren Zündung in der nächsten Halbphase führt (diesmal ausgedrückt durch die Zeitdifferenz $\Delta T_2(T_L)$ in der IPP). Das liegt wahrscheinlich auch hier daran, dass wieder mehr negative Ladungen auf dem Dielektrikum vorhanden sind und dadurch die Zündbedingungen begünstigt werden. Die Oszillationen in der Ladungsdifferenz sind auch im PMT-Signal sichtbar.

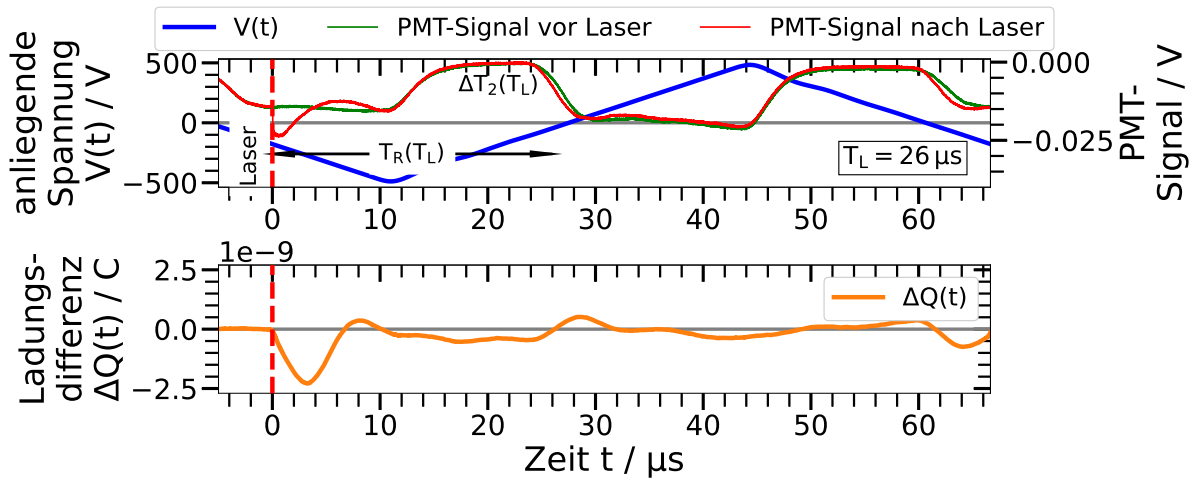


Abbildung 48: Laserbeschuss des Plasmaarrays zum Beschusszeitpunkt $T_L = 26 \mu\text{s}$ mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 45 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$

Zwar sind die ersten $4 \mu\text{s}$ aufgrund des parasitären Lasersignals nicht auswertbar, jedoch ist anzunehmen, dass analog zu $\Delta Q(t)$ auch das Photosignal aufgrund der größeren bewegten Ladungsmenge ansteigt. Während der Oszillation von $\Delta Q(t)$ scheint das Photosignal ebenfalls zunächst einzubrechen, um danach wieder auf die ungestörte Amplitude zurückzukehren. Der Lasereinfall führt also zu einer instantanen Störung, welche in den ersten Mikrosekunden verstärkt wird. Danach versucht das Plasma wieder in ein Gleichgewicht zu finden. Dieser Prozess dauert allerdings länger als die Plasmaphase und es verbleibt eine größere Oberflächenladung, welche die Zündspannung in der nächsten Phase beeinflusst.

Interessant wird es nun, wenn der Laser gegen Ende der DPP ($T_L = 34 \mu\text{s}$) eingesetzt wird (siehe Abbildung 49).

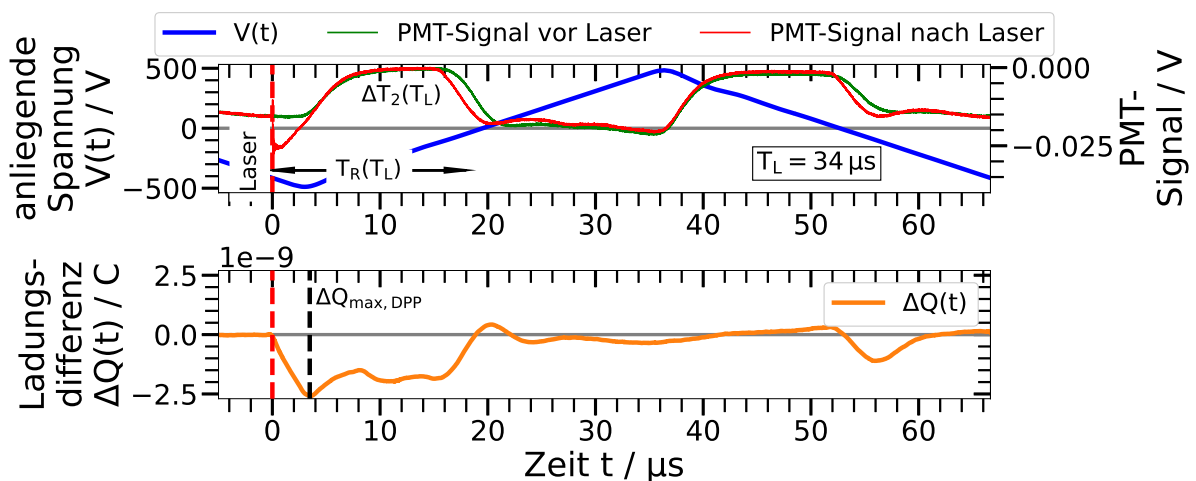


Abbildung 49: Laserbeschuss des Plasmaarrays zum Beschusszeitpunkt $T_L = 34 \mu\text{s}$ mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 45 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$

Auch hier dauert es etwa $3,5 \mu\text{s}$ bis die Störung maximal verstärkt ist. Allerdings erlischt das Plasma in dem Fall kurz vor Erreichen des Maximums $\Delta Q_{\text{max, DPP}}$, sodass die durch die Störung erhöhte bewegte Ladung und demnach die Oberflächenladungen nicht mehr abgebaut werden können. Die zusätzlichen Oberflächenladungen verbleiben also bis zur nächsten Entladung und sorgen für eine deutlich frühere Zündung der IPP im Vergleich zu Abbildung 48.

Trifft der Laser nach dem Erlischen der DPP auf das Plasmaarray, ist kein Effekt auf die nächste Halbphase beobachtbar (Abbildung 50). Das liegt daran, dass der Oberflächeneffekt aus dem vorherigen Kapitel bei großen Spannungen keine Wirkung zeigt und die in diesem Kapitel beobachtete Störung ein Plasma braucht, um verstärkt zu werden (für Beweis siehe Kapitel 5.4.3).

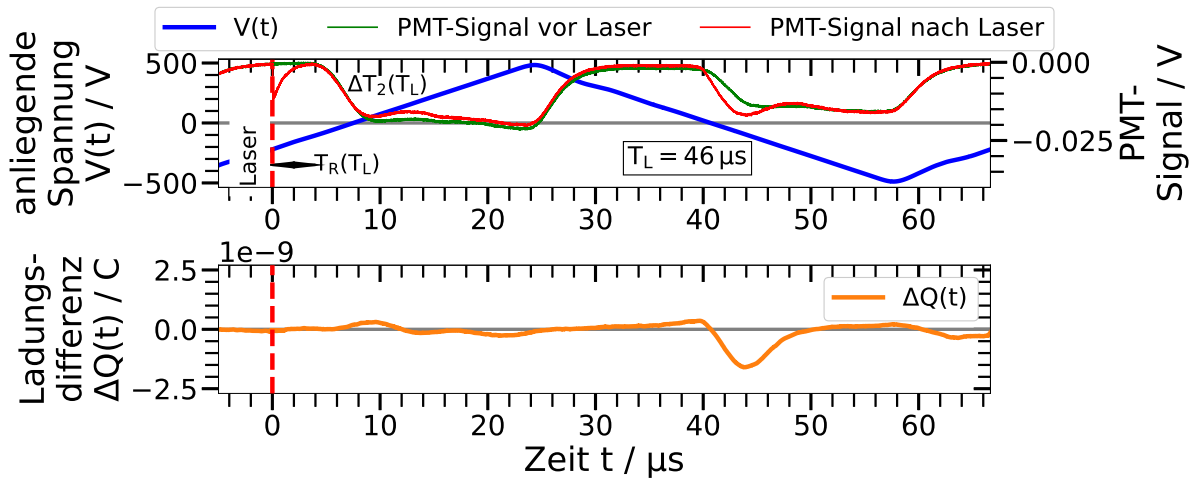


Abbildung 50: Laserbeschuss des Plasmaarrays zum Beschusszeitpunkt $T_L = 46 \mu\text{s}$ mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 45 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 962 \text{ V}$

Die bei allen Abbildungen 48 bis 50 zu sehende Anomalie während der ersten Zündung in der DPP nach der Störung wird in dieser Arbeit nicht genauer thematisiert. Wie in Abbildung 50 deutlich wird, scheint diese trotz einer vorangehenden ungestörten IPP und quasi keinen überschüssigen/ fehlenden Oberflächenladungen aufzutreten. Dieses Phänomen konnte trotz gleicher Bedingungen außerdem nur in manchen Datensätzen beobachtet werden. Eine Ursachenfindung gestaltet sich daher schwierig.

Im nächsten Schritt kann jetzt die Änderung des Zündzeitpunkts der IPP ausgedrückt durch die Zündzeitpunktdifferenz $T_2(T_L)$ (Zeitpunkt gestörte minus Zeitpunkt ungestörte Halbphase) in Abhängigkeit vom Beschusszeitpunkt T_L während der DPP analysiert werden (siehe Abbildung 51). Wie in Abbildung 48 bereits angedeutet, führt ein Beschuss kurz nach der Zündung der DPP zu einer früheren Zündung in der IPP, jedoch ist die Zündzeitpunktdifferenz von etwa $T_2(T_L) = 0,6 \mu\text{s}$ noch klein. Bei Verschiebung des Beschusszeitpunkts in

Richtung Ende der DPP nimmt der Einfluss auf den Zündzeitpunkt stark zu und erreicht für $T_L = 35 \mu\text{s}$ und damit etwa $2 \mu\text{s}$ vor dem Erlischen der Entladung das Maximum.

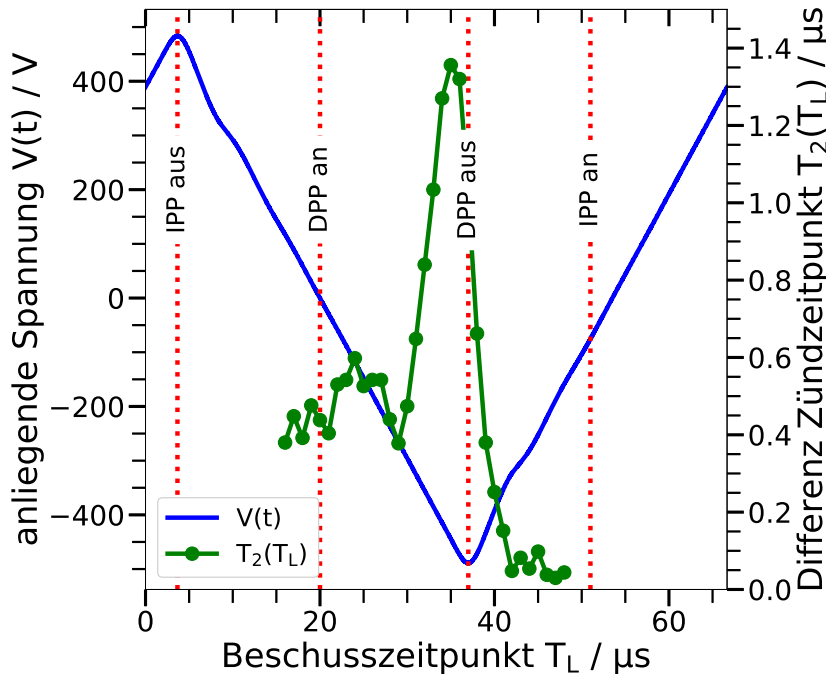


Abbildung 51: Auswirkung des Beschusszeitpunktes T_L auf die Beschusszeitpunktdifferenz $\Delta T_2(T_L)$ mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 45 \text{ mJ}$ für $V_{VPP} = 962 \text{ V}$

In diesem Fall findet die Zündung in der nächsten Halbphase 1, $4 \mu\text{s}$ verfrüht statt. Zu diesem Beschusszeitpunkt ist das Verhältnis von Verstärkung der Störung durch das Plasma im Vergleich zur Kompensation des Plasmas aufgrund des Gleichgewichtsdranges also maximal. Für Beschusszeitpunkte nach dem Erlischen der DPP nimmt $T_2(T_L)$ mit voranschreitenden Beschusszeitpunkten rapide ab, da die Laser-induzierte Störung aufgrund des fehlenden

Plasmas nicht mehr verstärkt werden kann.

Es ist anzumerken, dass derselbe Effekt bei Beschuss des Plasmaarrays während der IPP auftritt. Hier liegt die maximale Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\text{max, IPP}}$ (Verstärkungszeit von $3,5 \mu\text{s}$) dann in der positiven Halbebene, entspricht demnach ebenfalls einer erhöhten bewegten Ladung und führt dadurch auch hier zu einer verfrühten Zündung in der nächsten Halbphase (DPP).

5.4.3. Manipulation von Ladungen: Parametervariation

Um den Ursprung der Laser-induzierten Störung und den darauf anschließenden Verstärkungseffekt aus Kapitel 5.4.2 genauer zu untersuchen, werden im Folgenden gezielte Parametervariationen vorgestellt. Als Beschusszeitpunkt wird für alle kommenden Messungen der Beschusszeitpunkt $T_L = 35 \mu\text{s}$ gewählt, da hier der stärkste Effekt auf $T_2(T_L)$ erzielt wird und auch die maximale Ladungsdifferenz in der DPP $\Delta Q_{\text{max, DPP}}$ für diesen Zeitpunkt am größten ist.

Zu Beginn soll der Ursprung der Laser-induzierten Störung eingegrenzt werden. Wie eingangs erwähnt, sind nur Oberflächeneffekte möglich, da Volumeneffekte vollständig ausgeschlossen werden können. Um nun aber unterscheiden zu können, ob es sich auch hier gegebenenfalls um die Ablösung von Ladungen vom Dielektrikum oder einen Elektrodeneffekt handelt, wird das Plasmaarray nachfolgend relativ zum Laser verkippt.

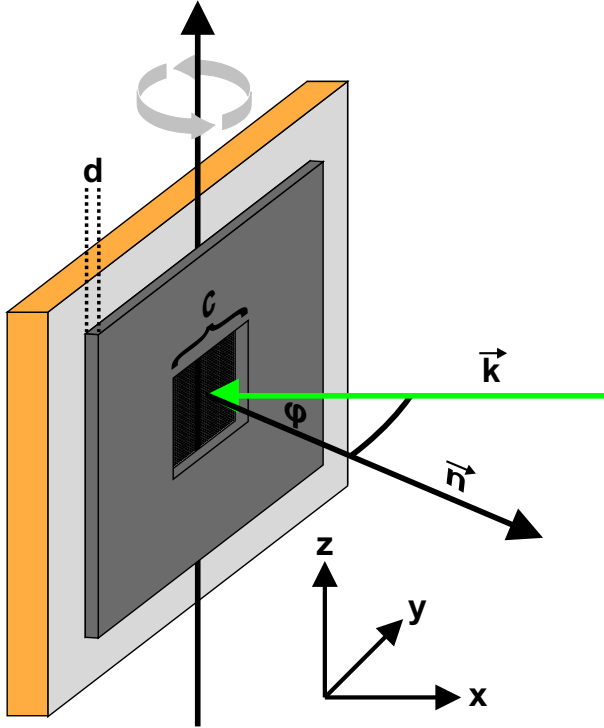


Abbildung 52: Schematische Darstellung des Plasmaarrays während der Winkelmessungen; $\vec{k}$: Einfallrichtung Laser, $\vec{n}$: Normalenvektor auf Oberfläche; φ : Einfallswinkel; z -Richtung: Rotationsachse

Ausgedrückt werden kann diese Rotation über den Winkel φ , welcher zwischen dem Normalenvektor $\vec{n}$ auf der Arrayoberfläche und der Einfallrichtung $\vec{k}$ des Lasers aufgespannt wird (siehe Abbildung 52). Der Winkel $\varphi = 0^\circ$ entspricht dabei wieder dem senkrechten Einfall auf die Oberfläche. Die Verkipfung des Arrays führt dazu, dass die Dielektrikumsoberfläche durch das Elektrodengitter abgeschirmt wird. Wird $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ (bzw. analog in der IPP: $\Delta Q_{\max, \text{IPP}}$) mit zunehmendem Winkel φ kleiner, ist das ein Indiz dafür, dass es sich um Oberflächenladungen handeln muss, da der Laser mit ansteigendem Winkel weniger Dielektrikumsoberfläche erreicht. Wie sich die Abschirmung in Abhängigkeit von der Verkipfung ändert, kann approximiert werden. In Abbildung 53 ist dafür der Aufbau einer Kavität dargestellt. Die Dicke des Gitters beträgt $b = 50 \mu\text{m}$ mit einem Kavitätendurchmesser von $a = 200 \mu\text{m}$. Wird zunächst angenommen, dass die Kavität

nicht rund, sondern quadratisch mit Seitenlängen a ist, folgt aus einfachen geometrischen Überlegungen für den Anteil der nicht verschatteten Dielektrikumsfläche $A_{\text{D, Qu}}(\varphi)$:

$$A_{\text{D, Qu}}(\varphi) = 1 - \frac{b}{a \tan(90^\circ - \varphi)} = 1 - \frac{0,25}{\tan(90^\circ - \varphi)} \quad (37)$$

Der sich daraus ergebende Verlauf ist in Abbildung 54 eingezeichnet. Während wie zu erwarten für $\varphi = 0^\circ$ ($A_{\text{D}}(\varphi) = 1$) kein Abschirmung durch das Gitter auftritt, kann der Laser bei einer Verkipfung von $\varphi > 76^\circ$ keine Dielektrikumsoberfläche mehr erreichen ($A_{\text{D}}(\varphi) = 0$). Nun sind die Kavitäten allerdings nicht quadratisch, sondern rund. Die

Kavitätenlänge hängt hier also von der Position des betrachteten Querschnittes der Kavität entlang der z -Achse ab.

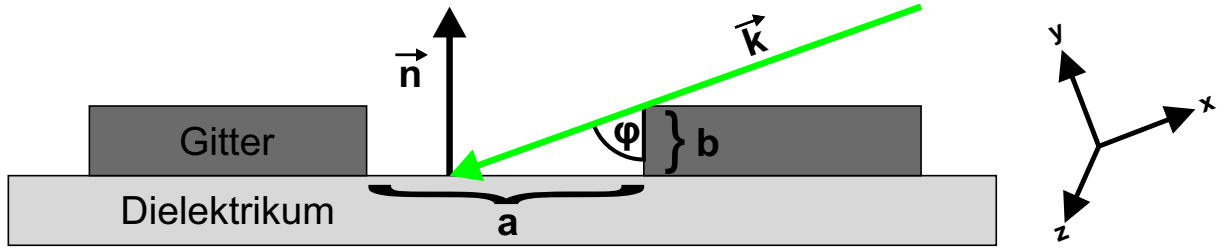


Abbildung 53: Schematische Darstellung einer Kavität während der Winkelmessungen; $\vec{k}$: Einfallsrichtung Laser, $\vec{n}$: Normalenvektor auf Oberfläche; φ : Einfallswinkel; z -Richtung: Rotationsachse

Für diese gilt jeweils $0 \leq a(z) \leq 200 \mu\text{m}$, während $b = 50 \mu\text{m}$ für alle Querschnitte konstant ist. Je weiter der betrachtete Querschnitt also von der Mitte der Kavität entfernt liegt, desto höher ist der durch das Gitter relativ abgeschirmte Bereich. Für den über alle Querschnitte summierte nicht beschattete Teil der runden Kavitäten $A_{D, R}(\varphi)$ muss daher für alle Winkel gelten: $A_{D, R}(\varphi) \leq A_{D, Qu}(\varphi)$ und in der Auswertung berücksichtigt werden.

Neben der Dielektrikumsabschirmung durch das Gitter wird auch der gesamte Reaktor (Kantenlänge $c = 1 \text{ cm}$) durch die Elektrodenhalterung mit Dicke $d = 0,6 \text{ mm}$ bei Verkipfung zum Laser überschattet (siehe Abbildung 52). Der nicht abgeschirmte Teil $A_{\text{Reac}, Qu}(\varphi)$ berechnet sich analog zu Ausdruck (37) zu:

$$A_{\text{Reac}, Qu}(\varphi) = 1 - \frac{d}{c \tan(90^\circ - \varphi)} = 1 - \frac{0,06}{\tan(90^\circ - \varphi)} \quad (38)$$

und ist ebenfalls in Abbildung 54 aufgetragen.

Mithilfe dieser Vorüberlegungen können nun die Lasermessungen ausgewertet werden. Dafür wird $\Delta Q_{\text{max}, \text{IPP}}$ und $\Delta Q_{\text{max}, \text{DPP}}$ für verschiedene Winkel φ gemessen. Für $V_{\text{VPP}} = 1156 \text{ V}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ mit $E_p(532) = 26,2 \text{ mJ}$ sind diese (normiert auf die Werte für $\varphi = 0^\circ$ in jeweils IPP und DPP) ausgedrückt durch $\Delta Q_{\text{norm}, \text{max}, \text{IPP}}$ und $\Delta Q_{\text{norm}, \text{max}, \text{DPP}}$ in Abbildung 54 gezeigt. Für $\Delta Q_{\text{norm}, \text{max}, \text{IPP}}$ ist ein ähnlicher Verlauf wie für $A_{\text{Reac}, Qu}(\varphi)$ zu erkennen. Es handelt sich demnach um die Abschirmung durch die Elektrodenhalterung. Die Abweichung bei großen Winkeln könnte darauf zurückgehen, dass bei diesen Einfallswinkeln zwar immer noch das gesamte Plasmaarray beleuchtet wird, die auftreffende Pulsenergie aber auf einen größeren Bereich verteilt wird und ein Teil der Energie links und rechts neben dem Plasmaarray aufkommt und dementsprechend zu keinem Effekt beiträgt. Würde es sich um eine Ladungsablösung vom Dielektrikum handeln, wäre gemäß $A_{D, R}(\varphi) < A_{D, Qu}(\varphi)$ eine Kurve unterhalb von $A_{D, Qu}(\varphi)$ zu erwarten. Somit muss es sich um einen Elektrodenneffekt

handeln. Durch Vergleich von $\Delta Q_{\text{norm, max, IPP}}$ und $\Delta Q_{\text{norm, max, DPP}}$ ist darüber hinaus eine Asymmetrie zwischen den beiden Halbphasen feststellbar. Anders als in der IPP erhöht sich die Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\text{norm, max, DPP}}$ in der DPP bei Erhöhung des Einfallswinkels zunächst und fällt erst ab $\varphi = 55^\circ$ wieder ab. Dieses Verhalten kann ebenfalls über den Elektrodeneffekt erklärt werden.

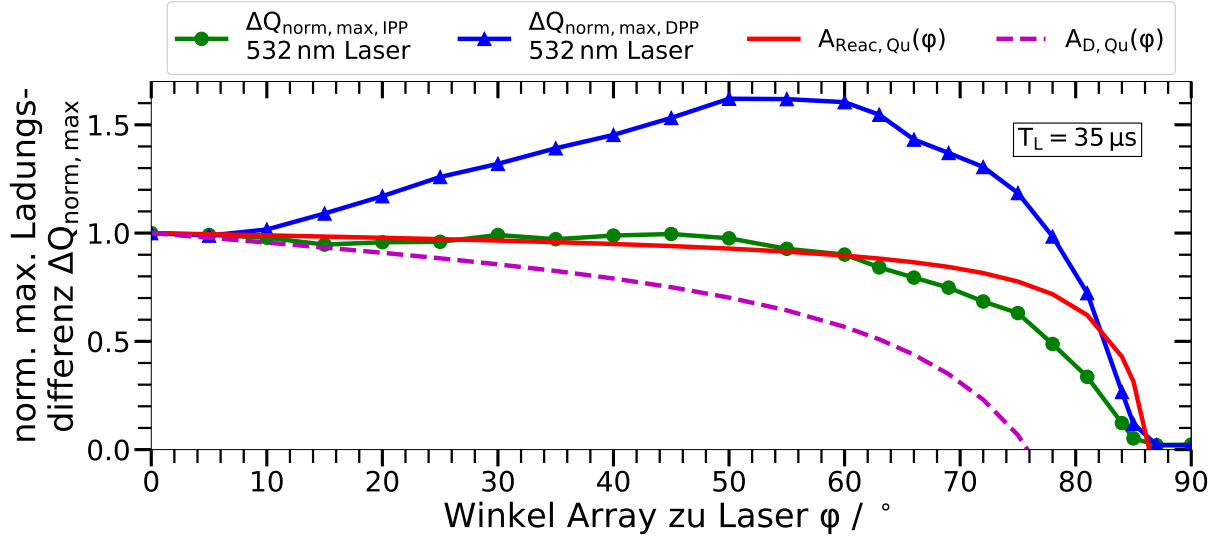


Abbildung 54: Vergleich zwischen der theoretischen Abschätzung des gesamten Reaktors $A_{\text{Reac, Qu}}(\varphi)$ und des Dielektrikums $A_{\text{D, Qu}}(\varphi)$ mit der mit Einfallswinkel φ veränderlichen normierten maximalen Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\text{norm, max}}$ für beide Halbphasen mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 26,2 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 1156 \text{ V}$

Denn dadurch, dass das Plasmaarray gekippt wird, nimmt die bestrahlte Dielektrikumsfläche zwar ab, die Elektrodenfläche jedoch zunächst zu, da nun nicht nur die Oberseite des Gitters, sondern auch die Innenwände vom Laser erfasst werden. Die Ursache für die Asymmetrie könnte darin begründet liegen, dass das Plasma in der DPP in den Kavitäten brennt und dadurch die Laser-induzierten Ladungen an den Elektrodenwänden besser verstärkt werden können als in der IPP, in der das Plasma hauptsächlich außerhalb der Kavitäten brennt.

In Abbildung 55 sind nun die nicht normierten Werte $\Delta Q_{\text{max, IPP}}$ und $\Delta Q_{\text{max, DPP}}$ für $\lambda = 532 \text{ nm}$ als auch für $\lambda = 1064 \text{ nm}$ mit $E_p(1064) = 24,7 \text{ mJ}$ und damit ähnlichen Pulsenergien dargestellt. Beide Wellenlängen zeigen die diskutierte Asymmetrie zwischen den Halbphasen und ähnliche Amplituden - der Effekt scheint also mehr von der eingestrahlten Intensität und weniger von der Photonenergie abhängig zu sein. Für die Ursache der Laser-induzierten Störung könnte daher ein Temperatureffekt verantwortlich sein, welcher entweder zu einer thermischen Emission von Elektronen an dem Elektrodenmaterial (Edison-Richardson-Effekt) [72] und nachfolgender Verstärkung durch das Plasma im Volumen führt oder die Sekundärelektronenemission an dem Elektrodenmaterial erhöht [73] und die Verstärkung

demnach durch das Plasma an der Oberfläche stattfindet. Um welchen Effekt es sich letztendlich handelt, kann mit den vorhandenen Messtechniken nicht ermittelt werden.

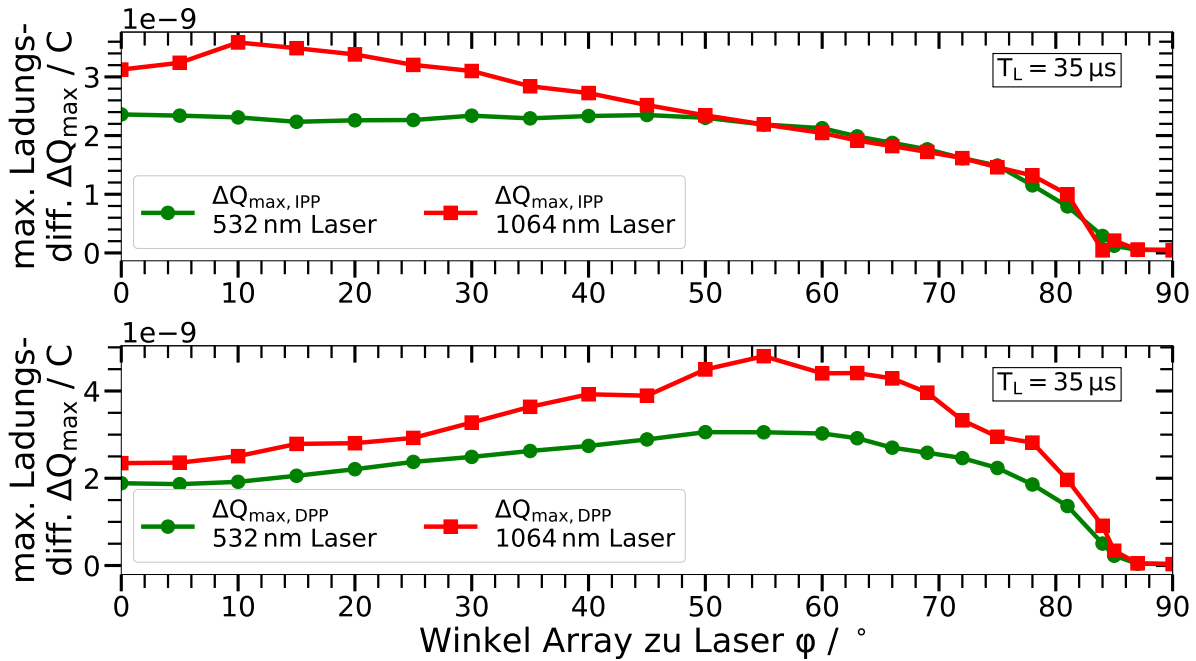


Abbildung 55: Verlauf der maximalen Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\max}$ mit veränderlichem Einfallswinkel φ für beide Halbphasen und Wellenlängen mit jeweiligen Pulsenergien von $E_p(532) = 26,2 \text{ mJ}$ und $E_p(1064) = 24,7 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 1156 \text{ V}$

Als nächstes wird die Abhängigkeit von $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ von der angelegten Spannung V_{VPP} für $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $E_p(532) = 27 \text{ mJ}$ in Abbildung 56 betrachtet. Es ist deutlich zu erkennen, dass erst ab der Zündspannung $V_{\text{VPP}} \approx 500 \text{ V}$ eine Differenz in der Ladung $Q(t)$ zwischen vor und nach Lasereinfall auftritt. Es zeigt sich also erneut, dass nicht alleine die Spannung, sondern das Plasma den beschriebenen Verstärkungseffekt hervorruft. Danach steigt $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ zunächst linear mit der Spannung an, zeigt bei hohen Spannungen dann aber ein Sättigungsverhalten. Dieses Verhalten ist zunächst verblüffend. Da die dissipierte Leistung linear mit der angelegten Spannung ansteigt (siehe Abbildung 25), könnte ein ähnliches Verhalten auch für $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ erwartet werden. Die Anzahl der gezündeten Kavitäten K_i zeigt jedoch dasselbe Verhalten wie $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$. Auch hier kommt es bei hohen angelegten Spannungen zu einer Sättigung, da nur maximal 613 Kavitäten brennen können. Werden also $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ und K_i gegeneinander aufgetragen, ergibt sich eine Gerade. $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ skaliert also proportional mit der Anzahl an gezündeten Kavitäten K_i und ist daher nur indirekt von V_{VPP} abhängig.

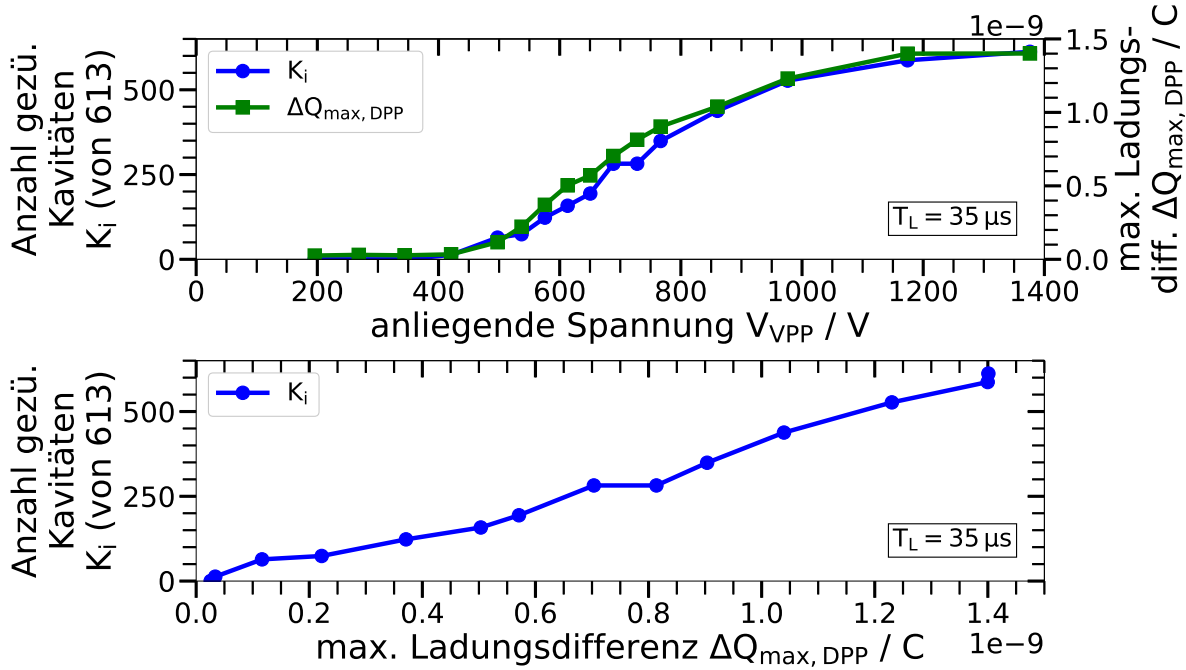


Abbildung 56: Oben: Verlauf der gezündeten Kavitäten K_i und maximalen Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ mit veränderlicher anliegender Spannung V_{VPP} für Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 27 \text{ mJ}$; Unten: Simultane Auftragung von K_i gegen $\Delta Q_{\max, \text{DPP}}$ mit den Werten aus dem Diagramm von oben.

Ebenso interessant ist die Betrachtung der diskutierten Verstärkungszeit von etwa $3,5 \mu\text{s}$ nach Laserbeschuss. Da mit dem Messkondensator eine weitere Kapazität in den Stromkreis eingeführt wird, liegt zunächst die Vermutung nahe, dass es sich lediglich, um eine Integrationszeit gemäß $\tau_{\text{int}} = RC_{\text{mon}}$ mit Widerstand R handelt und diese demnach abhängig von der benutzten Messkapazität C_{mon} ist. Daher ist in Abbildung 57 die Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$ bei $V_{\text{VPP}} = 1158 \text{ V}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$ und $E_p(532) = 25,6 \text{ mJ}$ für verschiedene Kapazitäten C_{mon} gezeigt.

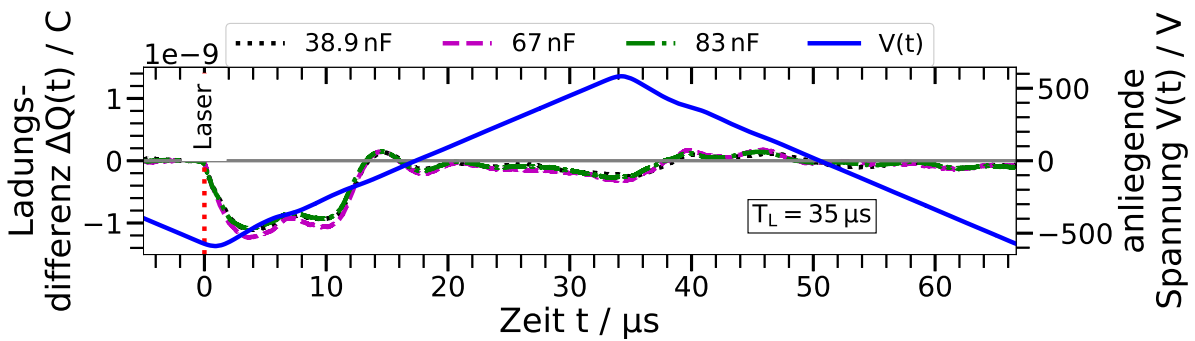


Abbildung 57: Laser-induzierte Ladungsdifferenz $\Delta Q(t)$ für verschiedene Messkapazitäten C_{mon} mit Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ und Pulsenergie $E_p(532) = 25,6 \text{ mJ}$ für $V_{\text{VPP}} = 1158 \text{ V}$

Offensichtlich ist nicht nur die Amplitude, sondern auch die Verstärkungszeit unabhängig von der Messkapazität. Demnach handelt es sich um eine „echte“ Zeit, die das Plasma benötigt um die anfängliche Störung zu verstärken.

Eine weitere Parametervariation, die Aufschluss über das Verhalten der Störung und die Verstärkung geben kann, ist die Veränderung der Pulsenergie E_p des benutzten Lasers. Diese ist in Abbildung 58 für $V_{VPP} = 1158$ V und $\lambda = 532$ nm aufgetragen.

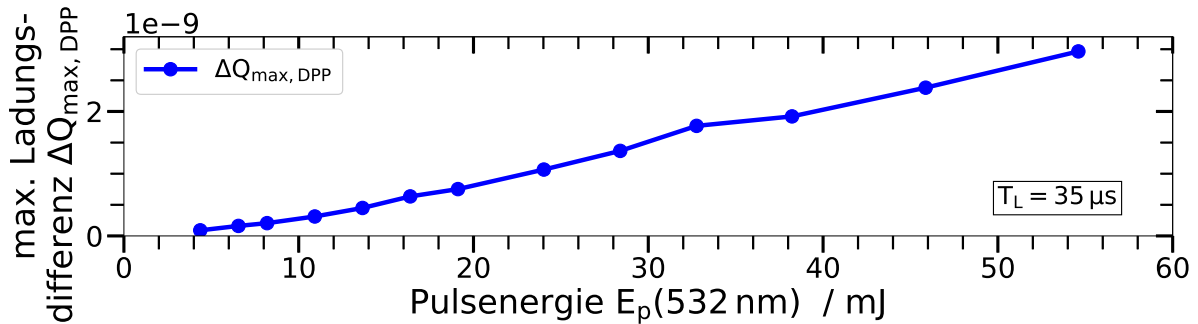


Abbildung 58: Pulsenergieabhängigkeit der maximalen Ladungsdifferenz $\Delta Q_{\max, DPP}$ für Wellenlänge $\lambda = 532$ nm und $V_{VPP} = 1158$ V

Für die benutzten Laserenergien scheint sich $\Delta Q_{\max, DPP}$ in etwa linear zu verhalten. In Bezug auf eine Verstärkung im Plasmavolumen wäre dieses Verhalten zu erwarten, denn wird angenommen, dass die Anzahl an Laser-induzierten Ladungen proportional mit der Laserenergie zunimmt, ändert sich auch die verstärkte Störung proportional, da die Verstärkung pro Ladung für alle Pulsenergien identisch sein müsste.

Bei kleinen Pulsenergien kommt es jedoch zu größeren Abweichungen vom linearen Verhalten. Besonders wenn beachtet wird, dass die Kurve durch den Ursprung gehen muss, ist für Pulsenergien $E_p < 33$ mJ ein nichtlineares, eher quadratisches Verhalten zu beobachten. Dieses ist ein weiteres Indiz dafür, dass es sich um die über den Kevin-Richardson-Effekt erzeugte temperaturabhängige Stromdichte $J \propto T^2 e^{\frac{-W_e}{k_B T}}$ und demnach thermische Emission an der Elektrode mit Temperatur T , Austrittsarbeit W_e und Boltzmann-Konstante k_B handeln könnte. [72] Dadurch, dass die gemessene Kurve jedoch kein eindeutiges Verhalten zeigt, kann allerdings nicht abschließend geklärt werden, ob dieser Effekt dafür verantwortlich ist.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass es sich bei den Laser-induzierten Ladungen um einen (vermutlich temperaturabhängigen) Elektrodeneffekt handelt, welcher über einen Zeitraum von $3,5 \mu s$ verstärkt wird. Sowohl die Winkelmessungen als auch die Kavitätenmessung zeigen, dass die Verstärkung nicht alleine durch die anliegende Spannung, sondern durch die Anwesenheit des Plasmas stattfindet.

6. Fazit

In dieser Arbeit wurde sich mit modelltheoretischen und experimentellen Methoden zur Bestimmung und (Laser-induzierten) Manipulation von Oberflächenladungen an einem Micro Cavity Plasma Arrays befasst. Dabei konnten wichtige und für die nachfolgenden Katalysmessungen relevanten Kontrollparameter quantitativ bestimmt und neue Erkenntnisse zum Entladungsverhalten dieses Plasmareaktors gesammelt werden. Dabei basieren alle Beobachtungen lediglich auf globalen elektrischen Messungen, welche in Kombination mit der optischen Emission des Plasmaarrays ausgewertet wurden.

So ist es nun möglich die dissipierte Leistung des Plasmaarrays für alle angelegten Spannungen zu bestimmen. Dadurch kann der Reaktor bei den zukünftigen Katalysmessungen mit anderen DBD-Typen verglichen und in seiner Effizienz eingeordnet werden. Schon jetzt steht fest, dass sich die schwer kategorisierbare Elektrodengeometrie auch im Leistungsverhalten widerspiegelt. So sind sowohl Charakteristiken von Volumen- als auch Oberflächen-DBDs in den Lissajous-Figuren erkennbar. Das grundsätzliche Verhalten gleicht jedoch der einer Volumen-DBD. Das wird in der linearen Beziehung zwischen angelegter Spannung V_{VPP} und dissipierter Leistung $\bar{P}$ deutlich ($\bar{P} \propto V_{\text{VPP}}$). Bei der genauen Betrachtung der Lissajous-Figur wurde darüber hinaus festgestellt, dass jedoch bestimmte Abweichungen von einer idealen DBD herrschen und häufig bei Oberflächen-DBDs beobachtet werden können. Dazu gehört die Steigung bzw. Kapazität $\bar{\zeta}_{\text{diel}}$ der Lissajous-Figur während der Entladungsphasen, welche kleiner als C_{diel} ist und daher auf ein nicht vollständig mit Plasma bedecktes Dielektrikum während der Entladung schließen lässt. Ebenfalls typisch für Oberflächen-DBDs ist die auch beim Plasmaarray beobachtete Zeitabhängigkeit von $\zeta_{\text{diel}}(t)$, welche zusätzlich zu einer veränderlichen Plasmabedeckung während der Entladung führt.

Durch die Messung der Kapazität $\bar{\zeta}_{\text{diel}}$ während der Entladung und der Kapazität C_{cell} ohne Entladung entlang der Lissajous-Figuren konnten mithilfe von Annahmen zu C_{diel} und Modellüberlegungen aus den gemessenen Größen Strom $I(t)$, Ladung $Q(t)$ und Spannung $V(t)$ die für Anwendungen relevanteren Größen zeitaufgelöst bestimmt werden. Dazu zählt der Plasmastrom $j_{\text{R}}(t)$, die effektiv anliegende Spannung $U_{\text{gap}}(t)$ und die bewegte Ladung $q(t)$. Letztere konnte in Volumen- ($q_{\text{vol}}(t)$) und Oberflächenladungen ($q_{\text{surf}}(t)$) zerlegt werden. Erstere besitzen eine Abfallzeit von etwa $6 \mu\text{s}$ nach dem Erlischen der Entladung, während die Oberflächenladungen mit Amplituden in der Größenordnung von 100 nC und Abklingzeiten von $0,7 \text{ s}$ vergleichsweise lange auf dem Dielektrikum verbleiben. Die effektiven Zündspannungen $U_{\text{gap, ign.}}$ liegen für IPP und DPP im Bereich von 120 V und die Plasmaströme $j_{\text{R}}(t)$ bei 10 mA . Aufgrund der konstant bleibenden effektiven Spannung während der Entladung und den geringen Stromdichten wurde auf die Atmospheric

Pressure Glow Discharge (APGD) als den vorherrschenden Entladungsmodus geschlossen.

Durch die langen Verweilzeiten der Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum konnte gezeigt werden, dass durch gezieltes Ausschalten der anliegenden Spannung mit einem Relais und anschließender Messung der Ladung $Q(t)$ nachträglich auf die herrschende Oberflächenladung $q_{\text{surf, exp}}(t)$ zum Ausschaltzeitpunkt geschlossen werden kann. Dabei stellte sich heraus, dass die experimentell und theoretisch berechneten Oberflächenladungen $q_{\text{surf, exp}}(t)$ und $q_{\text{surf}}(t)$ sowohl qualitativ als auch quantitativ übereinstimmen. Die vorgestellte experimentelle Methode zur Bestimmung der Oberflächenladungen erwies sich als äußerst reproduzierbar, kann bei hohen Spannungen $V_{\text{VPP}} > 800 \text{ V}$ aufgrund von Sättigungseffekten allerdings nicht uneingeschränkt benutzt werden. Diese gehen darauf zurück, dass die Oberflächenladungen bei hohen anliegenden Spannungen groß genug sind, um nach dem Ausschalten der äußeren Spannung ein effektives elektrische Feld aufzubauen, welches für eine Zündung in die Gegenrichtung ausreicht und konsekutiv zur Reduktion von genau diesen Oberflächenladungen führt. Des weiteren wurde das Gleichgewichtsverhalten des Plasmas analysiert. Es zeigte sich, dass sich nach etwa 40000 Zyklen ein Gleichgewicht in der Ladung $Q(t)$ und demnach im Plasma ausbildet. Das nach der Erstzündung für mehrere Zyklen herrschende temporäre Gleichgewicht hängt jedoch davon ab, in welcher Halbphase und bei welcher Spannung gezündet wird. Gesteuert werden konnten beide Parameter über die vor der jeweiligen Erstzündung vorliegende Oberflächenladung auf dem Dielektrikum. Es stellte sich heraus, dass der sich durch das Plasma temporär ausbildende Ladungsbias $Q_{\text{temp, bias}}$ eine Überkompensationsreaktion des Plasmas auf die Oberflächenladungen vor der Erstzündung darstellt und dadurch kurzfristig zu unterschiedlichen Entladungsmustern in der Plasmaemission führt.

Zuletzt wurde auf die Laser-induzierte Ladungsmanipulation eingegangen. Bei Beschusszeitpunkten kurz vor der Zündung konnten vergleichbare Ergebnisse zu Tschiersch et al. [52] erzielt und daher vermutlich ebenfalls Oberflächenladungen von dem Dielektrikum abgelöst werden. Anders als in der Veröffentlichung wurde der Effekt nicht nur bei einem negativ, sondern auch positiv geladenen Dielektrikum beobachtet. Da der Laser nicht nur das Dielektrikum, sondern auch das Elektrodengitter trifft, konnte ein weiterer Effekt für Beschusszeiten während der laufenden Entladung für beide Halbphasen bemerkt werden. Hierbei handelt es sich um einen (vermutlich temperaturabhängigen) Elektrodeneffekt, welcher etwa $3,5 \mu\text{s}$ lang durch das Plasma verstärkt wird und je nach Beschusszeitpunkt ebenfalls zu früheren Zündzeitpunkten in der nächsten Halbphase führen kann. Der exakte Effekt für diese Ladungserzeugung konnte auf Basis des Messaufbaus nicht ermittelt werden. Hierfür könnte eine simultane Temperaturmessung der Elektrode neue Antworten liefern.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass diese Arbeit eine gute Grundlage für zukünftige Messvorhaben darstellt. Die hier bestimmten elektrischen Größen $\bar{P}$, $U_{\text{gap}}(t)$, $q(t)$, $q_{\text{surf}}(t)$ und $j_{\text{R}}(t)$ sind nicht nur geeignete Größen für die Plasmaüberwachung während der Katalyseprozesse, sondern könnten auch wichtige Vergleichsparameter für potentielle Simulationsansätze des Reaktors sein. Besonders die quantitative Kenntnis über die Oberflächenladungen $q_{\text{surf}}(t)$ erleichtert die Festlegung von Randbedingungen für die Lösung von Differentialgleichungen (bspw. Poisson-Gleichung) in der Simulation. Im Hinblick auf die Anwendungen des Reaktors sind die dargestellten Lasermessungen dagegen eher als ein Ausdruck des theoretisch Machbaren zu betrachten. Zwar lieferten auch diese Messungen neue Einblicke in die Stabilität der Entladung, jedoch sind tatsächliche Anwendungen von Laser-induzierten Ladungsablösungen von der Oberfläche im Rahmen der Plasmakatalyse eher unwahrscheinlich. Ein modifizierter Laseraufbau könnte jedoch die teilweise noch immer bestehenden Fragen über die Art und das Bindungsverhalten der Oberflächenladungen klären. In diesem Aufbau wäre eine Kombination aus Laser- und Pockels-Effekt-Aufbau bei einer einfacheren Entladungsgeometrie denkbar.

A. Anhang

Code für die Frequenzteilung (in dem Fall Teilungsfaktor 1500) mit der Arduino Due:

```
1 String inputString="";
2 bool stringComplete=false;
3 unsigned int i, divider=1500; // Division factor
4 volatile unsigned int counter = 0; // Pulse counter
5 const int z = 7; // Input PIN 7
6 void setup() {
7     Serial.begin(38400);
8
9
10    PMC->PMC_PCER0 = PMC_PCER0_PID13; // PIOC power on
11
12    //Enable PB27 and PC12 (Peripheral Enable Register)
13    PIOB->PIO_PER = PIO_PB27;
14    PIOC->PIO_PER = PIO_PC12;
15
16    //Set B27 as output (Output Enable Register)
17    PIOB->PIO_OER = PIO_PB27;
18
19    //Set C12 as input (Output Disable Register)
20    PIOC->PIO_ODR = PIO_PC12;
21
22    //Disable pull-up on both Pins (Pull Up Disable Register)
23
24
25
26    pinMode(z, INPUT_PULLUP);
27    attachInterrupt(z, zrising, RISING);
28 }
29
30 void loop() {
31
32 }
33
34 void zrising() {
35     counter++;
36
37     if(counter < (divider/2)+1){
38         PIOB->PIO_SODR = PIO_PB27; // 3.3V Output PIN 13
39     }
40
41     else if(counter < divider){
42         PIOB->PIO_CODR = PIO_PB27; // 0V Output PIN 13
43     }
44 }
```

```
45     else{
46         counter = 0;
47         PIOB->PIO_CODR = PIO_PB27; // 3.3V Output PIN 13
48     }
49 }
```

Literaturverzeichnis

- [1] Valérie Masson-Delmotte u. a. „Global warming of 1.5° c: An IPCC Special Report on impacts of global warming of 1.5° c above pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty“. In: *(No Title)* (2018).
- [2] Florian Ausfelder und Hanna Ewa Dura. „Optionen für ein nachhaltiges Energiesystem mit Power-to-X Technologien“. In: *Roadmap des Kopernikus-Projektes ,Power-to-X ‘: Flexible Nutzung erneuerbarer Ressourcen ‘*, S 168 (2018).
- [3] Omar Z Sharaf und Mehmet F Orhan. „An overview of fuel cell technology: Fundamentals and applications“. In: *Renewable and sustainable energy reviews* 32 (2014), S. 810–853.
- [4] John Humphreys, Rong Lan und Shanwen Tao. „Development and recent progress on ammonia synthesis catalysts for Haber–Bosch process“. In: *Advanced Energy and Sustainability Research* 2.1 (2021), S. 2000043.
- [5] Charles M Lieber und Nathan S Lewis. „Catalytic reduction of carbon dioxide at carbon electrodes modified with cobalt phthalocyanine“. In: *Journal of the American Chemical Society* 106.17 (1984), S. 5033–5034.
- [6] Annemie Bogaerts u. a. „The 2020 plasma catalysis roadmap“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53.44 (2020), S. 443001.
- [7] Jim Van Durme, Jo Dewulf, Christophe Leys und Herman Van Langenhove. „Combining non-thermal plasma with heterogeneous catalysis in waste gas treatment: A review“. In: *Applied Catalysis B: Environmental* 78.3-4 (2008), S. 324–333.
- [8] Ronny Brandenburg. „Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.5 (2017), S. 053001.
- [9] KH Becker, KH Schoenbach und JG Eden. „Microplasmas and applications“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39.3 (2006), R55.
- [10] Samuel Dorevitch u. a. „Solar powered microplasma-generated ozone: Assessment of a novel point-of-use drinking water treatment method“. In: *International journal of environmental research and public health* 17.6 (2020), S. 1858.
- [11] Sung-Jin Park, Cyrus M Herring und J Gary Eden. „Microcavity plasma UV lamps: Efficient VUV, UV-C and UV-B generation with flat form factor“. In: *2016 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*. IEEE. 2016, S. 1–1.

- [12] Sebastian Dzikowski u. a. „Modular constructed metal-grid arrays—an alternative to silicon-based microplasma devices for catalytic applications“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.3 (2020), S. 035028.
- [13] Sebastian Dzikowski u. a. „Electric field strengths within a micro cavity plasma array measured by Stark shift and splitting of a helium line pair“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 31.6 (2022), S. 065014.
- [14] SFB1316. 2023. URL: <https://sfb1316.rub.de/index.php/en/> (besucht am 01.08.2023).
- [15] David Steuer, Henrik van Impel, Volker Schulz-von der Gathen, Marc Böke und Judith Golda. „Spatially and temporally resolved atomic oxygen densities in a micro cavity plasma array“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 32.2 (2023), S. 025013.
- [16] Kristof M Bal, Stijn Huygh, Annemie Bogaerts und Erik C Neyts. „Effect of plasma-induced surface charging on catalytic processes: application to CO₂ activation“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 27.2 (2018), S. 024001.
- [17] Werner Siemens. „Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrahten“. In: *Annalen der Physik* 178.9 (1857), S. 66–122.
- [18] Rino Morent u. a. „Surface treatment of a polypropylene film with a nitrogen DBD at medium pressure“. In: *The European Physical Journal Applied Physics* 43.3 (2008), S. 289–294.
- [19] R Brandenburg u. a. „Plasma-Based Pollutant Degradation in Gas Streams: Status, Examples and Outlook“. In: *Contributions to Plasma Physics* 54.2 (2014), S. 202–214.
- [20] Pavel A Mikheyev, Jiande Han und Michael C Heaven. „Lasing in optically pumped Ar: He mixture excited in a dielectric barrier discharge“. In: *XXII International Symposium on High Power Laser Systems and Applications*. Bd. 11042. SPIE. 2019, S. 25–29.
- [21] Thoralf Bernhardt u. a. „Plasma medicine: Applications of cold atmospheric pressure plasma in dermatology“. In: *Oxidative medicine and cellular longevity* 2019 (2019).
- [22] Satiko Okazaki, Masuhiro Kogoma, Makoto Uehara und Yoshihisa Kimura. „Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 26.5 (1993), S. 889.
- [23] Yuri P Raizer und John E Allen. *Gas discharge physics*. Bd. 1. Springer, 1991.

-
- [24] Ronny Brandenburg u. a. „The transition between different modes of barrier discharges at atmospheric pressure“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42.8 (2009), S. 085208.
- [25] Françoise Massines, Nicolas Ghérardi, Nicolas 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.
- [26] Françoise Massines u. a. „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.
- [27] Marc Bogaczyk. „Akkumulation von Oberflächenladungen und Entladungsentwicklung in Barrierenentladungen in Helium, Stickstoff und deren Gemischen“. Diss. 2014.
- [28] James L Walsh, Ding-Xin Liu, Felipe Iza, Ming-Zhe Rong und Michael G Kong. „Contrasting characteristics of sub-microsecond pulsed atmospheric air and atmospheric pressure helium–oxygen glow discharges“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43.3 (2010), S. 032001.
- [29] M Bogaczyk, R Wild, L Stollenwerk und HE Wagner. „Surface charge accumulation and discharge development in diffuse and filamentary barrier discharges operating in He, N₂ and mixtures“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45.46 (2012), S. 465202.
- [30] Rafael L Heinisch, Franz X Bronold und Holger Fehske. „Electron surface layer at the interface of a plasma and a dielectric wall“. In: *Physical Review B* 85.7 (2012), S. 075323.
- [31] Franz X Bronold, H Fehske, RL Heinisch und J Marbach. „Wall charge and potential from a microscopic point of view“. In: *Contributions to Plasma Physics* 52.10 (2012), S. 856–863.
- [32] J Reece Roth, Jozef Rahel, Xin Dai und Daniel M Sherman. „The physics and phenomenology of One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™) reactors for surface treatment applications“. In: *Journal of Physics D Applied Physics* 38.4 (2005), S. 555–567.
- [33] DF Opaits, MN Shneider, Richard B Miles, AV Likhanskii und SO Macheret. „Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators“. In: *Physics of Plasmas* 15.7 (2008).
- [34] F. J. J. Peeters und Thomas D. Butterworth. „Electrical Diagnostics of Dielectric Barrier Discharges“. In: *Atmospheric Pressure Plasma - from Diagnostics to Applications* (2018). URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:139806567>.

- [35] Ronald E Hanson, Nicole M Houser und Philippe Lavoie. „Dielectric material degradation monitoring of dielectric barrier discharge plasma actuators“. In: *Journal of Applied Physics* 115.4 (2014).
- [36] Jochen Kriegseis, Benjamin Möller, Sven Grundmann und Cameron Tropea. „Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators“. In: *Journal of Electrostatics* 69.4 (2011), S. 302–312.
- [37] Stefan Roth und Achim Stahl. *Elektrizität und Magnetismus: Experimentalphysik-anschaulich erklärt*. Springer-Verlag, 2018.
- [38] FJJ Peeters und MCM Van de Sanden. „The influence of partial surface discharging on the electrical characterization of DBDs“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 24.1 (2014), S. 015016.
- [39] Hongbin Ma, Paul Chen, Minglang Zhang, Xiangyang Lin und Roger Ruan. „Study of SO₂ removal using non-thermal plasma induced by dielectric barrier discharge (DBD)“. In: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 22 (2002), S. 239–254.
- [40] AV Pipa, J Koskulics, R Brandenburg und T Hoder. „The simplest equivalent circuit of a pulsed dielectric barrier discharge and the determination of the gas gap charge transfer“. In: *Review of Scientific Instruments* 83.11 (2012).
- [41] Marc Bogaczyk u. a. „Spatio-temporally Resolved Investigation of Surface Charges, N₂ (A³ u⁺) Metastables and Discharge Development in Barrier Discharges“. In: *Journal of Advanced Oxidation Technologies* 15.2 (2012), S. 310–320.
- [42] R Tschiersch, M Bogaczyk und HE Wagner. „Systematic investigation of the barrier discharge operation in helium, nitrogen, and mixtures: discharge development, formation and decay of surface charges“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.36 (2014), S. 365204.
- [43] Lenka Dosoudilová u. a. „Investigation of helium barrier discharges with small admixtures of oxygen“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.35 (2015), S. 355204.
- [44] David Ashpis, Matthew Laun und Elmer Griebeler. „Progress toward accurate measurements of power consumption of DBD plasma actuators“. In: *50th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition*. 2012, S. 823.
- [45] 101computing. 2019. URL: <https://www.101computing.net/the-shoelace-algorithm/> (besucht am 01.08.2023).
- [46] T Butterworth, R Elder und R Allen. „Effects of particle size on CO₂ reduction and discharge characteristics in a packed bed plasma reactor“. In: *Chemical Engineering Journal* 293 (2016), S. 55–67.

- [47] Clayton R Paul. *Analysis of multiconductor transmission lines*. John Wiley & Sons, 2007.
- [48] Robert Wild und Lars Stollenwerk. „Phase-resolved measurement of the spatial surface charge distribution in a laterally patterned barrier discharge“. In: *New Journal of Physics* 16.11 (2014), S. 113040.
- [49] C Meyer, J Franzke und EL Gurevich. „Experimental estimation of the surface charge density in micro dielectric barrier discharges“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 45.35 (2012), S. 355205.
- [50] Robert Goldstein. „Pockels cell primer“. In: *Laser Focus* 34.1 (1968).
- [51] L Stollenwerk und U Stroth. „Electric Charging in Dielectric Barrier Discharges with Asymmetric Gamma-Coefficients“. In: *Contributions to Plasma Physics* 51.1 (2011), S. 61–67.
- [52] Robert Tschiersch, Sebastian Nemschokmichal und Jürgen Meichsner. „Influence of released surface electrons on the pre-ionization of helium barrier discharges: laser photodesorption experiment and 1D fluid simulation“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.7 (2017), S. 075006.
- [53] electronicsTutorials. 2023. URL: <https://www.electronics-tutorials.ws/de/zahler/frequenzteilung.html> (besucht am 01.08.2023).
- [54] B. H. Suits. 2021. URL: https://pages.mtu.edu/~suits/electronics/Divide_by_3&5_circuit.html (besucht am 01.08.2023).
- [55] Arduino. 2023. URL: <https://www.arduino.cc/> (besucht am 01.08.2023).
- [56] shelvin. 2018. URL: <http://shelvin.de/tag/frequency-divider/> (besucht am 01.08.2023).
- [57] Spiceman. 2020. URL: <https://spiceman.net/arduino-due/> (besucht am 01.08.2023).
- [58] Walter Koechner. *Solid-state laser engineering*. Bd. 1. Springer, 2013.
- [59] Präzisions Glas Optik. 2023. URL: <https://www.pgo-online.com/intl/BK7.html> (besucht am 01.08.2023).
- [60] Robert W Boyd, Alexander L Gaeta und Enno Giese. „Nonlinear optics“. In: *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Springer, 2008, S. 1097–1110.
- [61] Shuhai Liu und Manfred Neiger. „Electrical modelling of homogeneous dielectric barrier discharges under an arbitrary excitation voltage“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 36.24 (2003), S. 3144.
- [62] AV Pipa, J Koskulics, R Brandenburg und T Hoder. „The simplest equivalent circuit of a pulsed dielectric barrier discharge and the determination of the gas gap charge transfer“. In: *Review of Scientific Instruments* 83.11 (2012).

- [63] J Reece Roth und Xin Dai. „Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (EHD) electrical device“. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2006, S. 1203.
- [64] CL Enloe u. a. „Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology“. In: *AIAA journal* 42.3 (2004), S. 589–594.
- [65] Jesse Little, Munetake Nishihara, Igor Adamovich und Mo Samimy. „High-lift airfoil trailing edge separation control using a single dielectric barrier discharge plasma actuator“. In: *Experiments in fluids* 48 (2010), S. 521–537.
- [66] Marleen Ramakers, Inne Michielsen, Robby Aerts, Vera Meynen und Annemie Bogaerts. „Effect of argon or helium on the CO₂ conversion in a dielectric barrier discharge“. In: *Plasma Processes and Polymers* 12.8 (2015), S. 755–763.
- [67] Y Liu, SA Starostin, FJJ Peeters, MCM Van De Sanden und HW De Vries. „Atmospheric-pressure diffuse dielectric barrier discharges in Ar/O₂ gas mixture using 200 kHz/13.56 MHz dual frequency excitation“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 51.11 (2018), S. 114002.
- [68] RN Franklin. „The plasma–sheath boundary region“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 36.22 (2003), R309.
- [69] Friedrich Paschen. *Ueber die zum funkenübergang in luft: wasserstoff und kohlendioxid bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz...* JA Barth, 1889.
- [70] Ihor Korolov u. a. „Helium metastable species generation in atmospheric pressure RF plasma jets driven by tailored voltage waveforms in mixtures of He and N₂“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53.18 (2020), S. 185201.
- [71] R Tschiersch, S Nemschokmichal und J Meichsner. „The influence of negative ions in helium–oxygen barrier discharges: I. Laser photodetachment experiment“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 25.2 (2016), S. 025004.
- [72] Conyers Herring und MH Nichols. „Thermionic emission“. In: *Reviews of modern physics* 21.2 (1949), S. 185.
- [73] Kenneth G McKay. „Secondary electron emission“. In: *Advances in Electronics and Electron Physics* 1 (1948), S. 65–130.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die mich während der Masterarbeit unterstützt haben. Zunächst gilt mein Dank Jun.-Prof Dr. Judith Golda, die mir die Anfertigung der Arbeit an ihrem Lehrstuhl ermöglicht und große Freiräume in ihrer Umsetzung gelassen hat. Ebenso danke ich Dr. Volker Schulz-von der Gathen, der sich nicht nur als Zweitgutachter bereit erklärt, sondern mir bei allen Anliegen rund um den Laser zur Seite stand und mir über die gesamte Zeit hinweg sehr hilfreiche Anstöße und Einschätzungen zu experimentellen Umsetzungen gab. Dasselbe gilt für meinen Betreuer David Steuer, mit dem ich mich rund um die Uhr (und selbst im Urlaub) austauschen durfte und mir dadurch selbst bei akuten Fragen ein schnelles und reibungsloses Vorankommen ermöglicht hat. Auch bedanken möchte ich mich bei Dr. Marc Böke, welcher mich in den wöchentlichen Meetings ebenfalls mit vielen Inspirationen und Anregungen versorgt und mir die ein oder andere kostspielige Laboranschaffung erlaubt hat. Das gleiche gilt für meine Mastergefährten Elia Jüngling und Labor- und gleichzeitig Büropartner Henrik van Impel, die die Stimmung und Motivation über den gesamten Zeitraum hochgehalten haben. Gerade die Unterhaltungen mit Henrik während unserer tristen Langzeitmessungen waren eine nicht selten witzige Ablenkung. Ein großer Dank gilt auch den Technikern Michael Konkowski für die Konzeption und den Bau des Relais sowie potentiell anderen Alternativen und Björn Redeker für die Zeichnung und Inauftraggabe aller Halterungen innerhalb der Vakuumkammer.