

**Untersuchung der zeitlichen und
räumlichen Anregungsdynamik in einem
mit kHz-Pulsen betriebenen
Atmosphärendruckplasmajet**

Bachelorarbeit

im
Studiengang
„Bachelor of Science“
im Fach Physik

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

von
Leonidas Eliakopoulos

aus
Dortmund

Bochum 2024

Abstract

In this work as part of project B11, the excitation dynamics in the Capillary Plasma Jet operated with μs and ns pulses at a frequency of 6 kHz were investigated and compared with excitation in RF-operation. For this purpose, the spectrum was first recorded in ns-operation and compared with the spectra in μs -operation and RF-operation. Subsequently, the emission of the plasma was observed with spatial and temporal resolution using the PROES method and varying various parameters. The key findings were that both in μs -operation and in ns-operation, the excitation of helium only takes place after several pulses and the addition of water influences the excitation dynamics through quenching and chemical processes.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit im Rahmen des Projekts B11 wurde die Anregungsdynamik im Capillary Plasma Jet im Betrieb mit μs - und ns-Pulsen bei einer Frequenz von 6 kHz untersucht und mit der Anregung im RF-Betrieb verglichen. Dafür wurde zunächst das Spektrum im ns-Betrieb aufgenommen und mit den Spektren im μs -Betrieb und RF-Betrieb verglichen. Anschließend wurde mit Hilfe der PROES-Methode unter Variation verschiedener Parameter orts- und zeitaufgelöst die Emission des Plasma beobachtet. Zentrale Erkenntnisse waren, dass sowohl im μs -Betrieb als auch im ns-Betrieb die Anregung von Helium erst nach mehreren Pulsen stattfindet und die Beimischung von Wasser die Anregungsdynamik durch Quenching und chemische Prozesse beeinflusst.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	μ APPJ	3
2.1.1	Kapazitiv gekoppeltes Atmsphärendruckplasma	3
2.1.2	Anregungsfrequenzen	4
2.2	Plasmachemie	5
2.3	Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie	6
2.4	Anregung im Capillary Plasma Jet im RF Betrieb	7
3	Aufbau und Methoden	11
3.1	Capillary Jet	11
3.2	Betriebsarten	12
3.2.1	μ s-Betrieb	12
3.2.2	ns-Betrieb	14
3.3	OES	16
3.4	PROES	16
4	Ergebnisse und Diskussion	19
4.1	OES	19
4.2	PROES	19
4.2.1	μ s-Betrieb	19
4.2.2	ns-Betrieb	24
5	Fazit	31
5.1	Zusammenfassung	31
5.2	Ausblick	31
	Literaturverzeichnis	33

1 Einleitung

1.1 Motivation

Plasmen bieten Anwendungsmöglichkeiten in vielen verschiedenen Bereichen. Diese umfassen beispielsweise die Kernfusion [[19]], medizinische Anwendungen [[20]] oder die Oberflächenbehandlung verschiedener Stoffe [[6],[7]].

Diese Arbeit ist Teil des Projektes B11 des Sonderforschungsbereichs (SFB) 1316 der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Ziel des Projekts ist die Optimierung der Biokatalyse durch Enzyme. Diese Enzyme verbrauchen bei der Katalyse Wasserstoffperoxid (H_2O_2) [[22]]. Die H_2O_2 -Konzentration muss dabei in einem festen Bereich gehalten werden. Bei zu geringer Konzentration können die gewünschten chemischen Prozesse nicht ablaufen, bei zu hoher Konzentration werden die Enzyme zerstört [[23]].

Die Verwendung eines Plasmas für die H_2O_2 -Synthese bietet einige Vorteile. Die Produktion kann in-situ, also direkt vor Ort stattfinden und die H_2O_2 -Konzentration kann präzise eingestellt werden[[23]]. Außerdem ist es nicht notwendig Fremdkörper, wie Elektroden in die Flüssigkeit einzubringen und es werden keine chemischen Abfälle produziert [[17]]. Eine gut untersuchte Plasmaquelle ist der COST-Jet [[9]]. Der in dieser Arbeit verwendete Capillary Plasma Jet ist basiert auf diesem, bietet aber eine größere Auswahl der Betriebsparameter [[21]].

1.2 Zielsetzung

Der Capillary Plasma Jet kann mit einer RF-Spannung oder mit Spannungspulsen im μs - und ns -Bereich mit einer kHz-Frequenz betrieben werden. Die Anregungsdynamik im RF-Betrieb wurde bereits untersucht [[3]]. In dieser Arbeit soll die räumlich und zeitlich aufgelöste Emission des Plasmas im μs -Betrieb und ns -Betrieb untersucht und mit dem RF-Betrieb verglichen werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 μ APPJ

In dieser Arbeit wird der Capillary Plasma Jet verwendet. Dabei handelt es sich um einen μ APPJ (micro-scaled Atmospheric Pressure Plasma Jet), der auf dem COST-Jet basiert [[21]], im Gegensatz zu diesem aber eine Kapillare zwischen den Elektroden als Dielektrikum verwendet [[21]]. Der Begriff des Jets bezieht sich auf den vergleichsweise hohen Gasfluss (hier bis 2slm). Auf die einzelnen Merkmale des Jets wird in den folgenden Abschnitten weiter eingegangen.

2.1.1 Kapazitiv gekoppeltes Atmosphärendruckplasma

Ein Plasma ist ein mindestens teilweise ionisiertes Gas, das bestimmten Kriterien entspricht. Die Wichtigsten sind Quasineutralität und kollektives Verhalten. Quasineutralität bedeutet, dass das Plasma von außen betrachtet kein elektrisches Feld erzeugt. Die Ausdehnung des Plasmas muss daher deutlich größer sein als die sogenannte Debyelänge, die nötige Ausdehnung eines Plasmavolumens, um elektrische Felder nach außen abzuschirmen ($L \gg \lambda_D$). Das wird als Dimensionskriterium bezeichnet. Kollektives Verhalten liegt vor, wenn in einer Debye-Kugel mit dem Radius $r = \lambda_D$ eine ausreichend hohe Anzahl an Teilchen vorhanden ist ($N_D \gg 1$). Außerdem muss der Einfluss der elektromagnetischen Felder auf die Bewegung der Ionen und Elektronen größer sein als der der Stoßprozesse mit Neutralteilchen. Ein Plasma weist eine für Ionen und Elektronen unterschiedliche charakteristische Eigenfrequenz auf, die Ionen- bzw. Elektronenplasmafrequenz [[5]].

$$\omega_{p,i} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{\epsilon_0 m_i}}; \quad \omega_{p,e} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1)$$

Dabei ist n die Ladungsträgerdichte, e die Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und m_i bzw. m_e die Masse der Ionen und der Elektronen. Die Elektronen- und Ionendichte müssen gleich sein, um das Kriterium der Quasineutralität zu erfüllen. Der Unterschied zwischen der Plasmafrequenz der Ionen und Elektronen lässt sich durch die unterschiedlichen Massen der Teilchen erklären, dementsprechend haben verschiedene Ionen auch untereinander verschiedene Plasmafrequenzen. Damit elektromagnetische Einflüsse die Bewegung der Ladungsträger im Vergleich zu Stößen dominieren, muss gelten: $\omega_p \cdot \tau \gg 1$ mit der mittleren Zeit zwischen Stößen mit Neutralteilchen τ [[5]].

In dieser Arbeit wird ein kapazitiv gekoppeltes Atmosphärendruckplasma verwendet. Kapazitiv gekoppelt bedeutet, dass das Plasma zwischen zwei planparallelen Elektroden gezündet wird, analog zu einem Plattenkondensator. Dabei ist die eine Elektrode geerdet.

Um das Plasma zu zünden, wird an der getriebenen Elektrode eine Wechselspannung angelegt. Das resultierende elektrische Feld beschleunigt die freien Elektronen im Gas. Ist die Spannung ausreichend hoch, erreichen die Elektronen die benötigte Energie, um Neutralteilchen durch Stöße zu ionisieren und so Sekundärelektronen zu erzeugen. Diese werden wiederum beschleunigt und ionisieren weitere Neutralteilchen [[4]]. Dieser Prozess wird als Elektronenlawine bezeichnet. Durch den Betrieb bei Atmosphärendruck wird keine Vakuumkammer oder ähnliches benötigt, was den Aufbau einfacher und kostengünstiger macht [[12]]. Die notwendige Durchbruchspannung für die Zündung hängt nach dem Paschengesetz vom Druck und Elektrodenabstand ab ($U_b \propto pd$) [[14]]. Da der Druck bei einem Atmosphärendruckplasma nicht eingestellt werden kann, muss der Elektrodenabstand möglichst klein gehalten werden, um die Durchbruchspannung zu verringern. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Elektrodenabständen spricht man daher von einem Mikroplasma. Bei einer zu hohen Spannung können Arcs entstehen, die den Aufbau beschädigen. Um diese zu unterdrücken, können zwischen den Elektroden und dem Gaskanal Dielektrika angebracht werden. Im hier verwendeten Aufbau wird dafür eine Kapillare verwendet.

2.1.2 Anregungsfrequenzen

In dieser Arbeit wird eine Frequenz von 6 kHz verwendet. Bei ausreichender Spannung können die Elektronen das Dielektrikum erreichen und einen Entladungskanal bilden. Man spricht dabei von einem Streamer. Bei diesem Prozess wird das Dielektrikum negativ geladen. Im kHz-Betrieb gilt $\omega_{kHz} < \omega_{p,i}$, somit können auch die Ionen durch das elektrische Feld beschleunigt werden. Sie folgen dem Entladungskanal in entgegengesetzter Richtung und laden das andere Dielektrikum positiv auf. Die resultierenden elektrischen Felder wirken der angelegten Spannung entgegen, wodurch die Entladung gestört wird. Um diesen Effekt zu verhindern, ist es im kHz-Betrieb notwendig, die Spannung zu pulsen, damit sich die Ladungen auf den Dielektrika abbauen können. In dieser Arbeit werden Pulse mit einer Breite im μ s- und im ns-Bereich verwendet. Durch die Streamer ist die Entladung im kHz-Betrieb filamentiert [[4]].

In den meisten Fällen wird eine Wechselspannung im RF Bereich verwendet. Dabei gilt $\omega_{p,i} < \omega_{rf} < \omega_{p,e}$. Das bedeutet, dass die Elektronen dem elektrischen Feld folgen können und dementsprechend beschleunigt werden, die Ionen, im Gegensatz zum kHz-Betrieb aber nicht. Daher ist die Elektronentemperatur T_e deutlich größer als die Ionentemperatur T_i und das Plasma ist nicht im thermischen Gleichgewicht [[13]]. Die Zündspannung ist dabei deutlich niedriger als im kHz-Betrieb.

Man unterscheidet bei im RF-Betrieb zwischen zwei Betriebsmodi, dem Ω -Mode und dem Penning- oder γ -Mode [[13]]. Im Ω -Mode findet die Anregung vor allem im Bulk

statt. Der wesentliche Ionisationsmechanismus ist die Ionisation durch ohm'sche Heizung, also den Stromfluss im Plasma. Die Lichtemission kommt ebenfalls aus der Mitte des Plasmas [[13]]. Im Penning-Mode dominiert die Ionisation von Neutralteilchen im Grundzustand durch Stöße mit angeregten Metastabilen. Bei dem Stoß wird die Anregungsenergie auf das Atom im Grundzustand übertragen. Dabei kann es zur Ionisation kommen, wenn die dafür benötigte Energie geringer ist als die Anregungsenergie. Die Ionisation und Lichtemission kommt im Penning-Mode vor allem aus den Randschichten [[1]].

2.2 Plasmachemie

In Plasmen kommt es zu verschiedenen Reaktionen und chemischen Prozessen. Die Liste der allgemeinen Reaktionen nach Liebermann und Lichtenberg [[2]] beinhaltet:

- $e + AB \longrightarrow AB^+ + 2e$ (Elektron-Ion-Paar Produktion)
- $e + AB \longrightarrow e + A + B$ (Radikalproduktion)
- $e + AB \longrightarrow A^- + B$ (Produktion negativer Ionen)
- $A + B \longrightarrow C + D$ (chemische Reaktionen in der Gasphase)

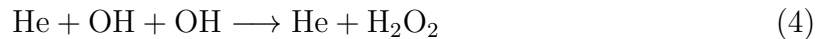
Diese Reaktionen können durch ihre Ratenkonstanten k , die Dichten n der beteiligten Spezies und ihre Ableitungen beschrieben werden. Für eine Reaktion $A \xrightarrow{k_A} B$

$$\frac{dn_A}{dt} = -k_A n_A; \quad \frac{dn_B}{dt} = k_A n_A \quad (2)$$

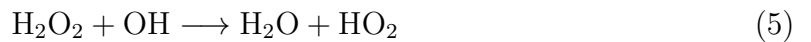
Dabei sind die Ratenkonstanten abhängig von der Temperatur und Energieverteilung der Spezies [[2]]. Da in dieser Arbeit mit Wasserdampf angereichertes Helium verwendet wird, kommt es zu Elektronenstoßdissoziation von H_2O [[11]]:



Durch eine Reaktion der OH-Radikale mit He entsteht H_2O_2 :



Die Reaktion mit einem weiteren OH-Radikal führt zum Konsum von H_2O_2 [[17]]:



Durch die Dissoziation von O_2 entsteht zusätzlich noch atomarer Sauerstoff. Aus der Dissoziation von Wassermolekülen wird atomarer Wasserstoff gebildet.

2.3 Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie

Die in dieser Arbeit verwendete Methode ist die Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie (PROES). Durch Stöße gehen im Plasma Teilchen in angeregte Zustände über. Beim Übergang zurück in den Grundzustand wird ein Photon emittiert, dessen Energie der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht. Die Wellenlänge ist dabei charakteristisch für die verschiedenen Spezies. Bei der PROES-Methode wird zunächst mit einem Spektrometer ein Spektrum der Lichtemission des Plasmas aufgenommen, um zu bestimmen, welche Übergänge zu untersuchen sind. Für den RF und μs -Betrieb wurden bereits in früheren Arbeiten mit dem hier verwendet Aufbau die Spektren aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 1 zu sehen. Die wesentlichen Linien, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind die OH-Linie bei 308 nm, die H-Linie bei 656 nm und die He-Linie bei 706 nm. In Abbildung 1a) und b) ist zu sehen, dass im μs -Betrieb die He-Linie am stärksten ausgeprägt ist. Bei 0 ppm ist außerdem die OH-Linie stark ausgeprägt. Bei 6400 ppm wird die Intensität bei 308 nm und der O-Linie bei 777 nm durch Quenching stark reduziert. Dafür steigt die Intensität der Stickstofflinien, die auf Verunreinigungen zurückzuführen ist. Abbildung 1c) und d) zeigen die Spektren im RF-Betrieb. Dabei dominiert die OH-Linie. Bei 0 ppm weisen die H-Linie, die He-Linie und die O-Linie ebenfalls eine hohe Intensität auf. Daraus ergibt sich, dass die Elektronenenergie im μs -Betrieb größer ist als im RF-Betrieb, da im Vergleich Spezies mit höheren Anregungsenergien dominieren [[8]].

Im Anschluss können mit einer iCCD Kamera Bilder des Plasmas aufgenommen werden, um die räumliche Struktur der Entladung zu untersuchen. Mit Hilfe von Filtern für die entsprechenden Wellenlängen können die verschiedenen Spezies einzeln untersucht werden. Durch das Triggern der Kamera auf den Spannungspuls des Generators werden Bildern an fest definierten Zeitpunkten einer Periode aufgenommen. Indem die Intensität entweder über eine Raumrichtung oder das gesamte Plasma gemittelt und gegen die Zeit aufgetragen wird, kann der Verlauf der Intensität über eine Periode dargestellt werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Spezies mit der zugehörigen Energie und Wellenlänge sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Anregungsenergien der untersuchten Spezies im Plasma

Spezies	Anregungsenergie/eV	Wellenlänge/nm
OH	4,052	308 [[10]]
H	10,199	656 [[15]]
He	20,964	706 [[15]]

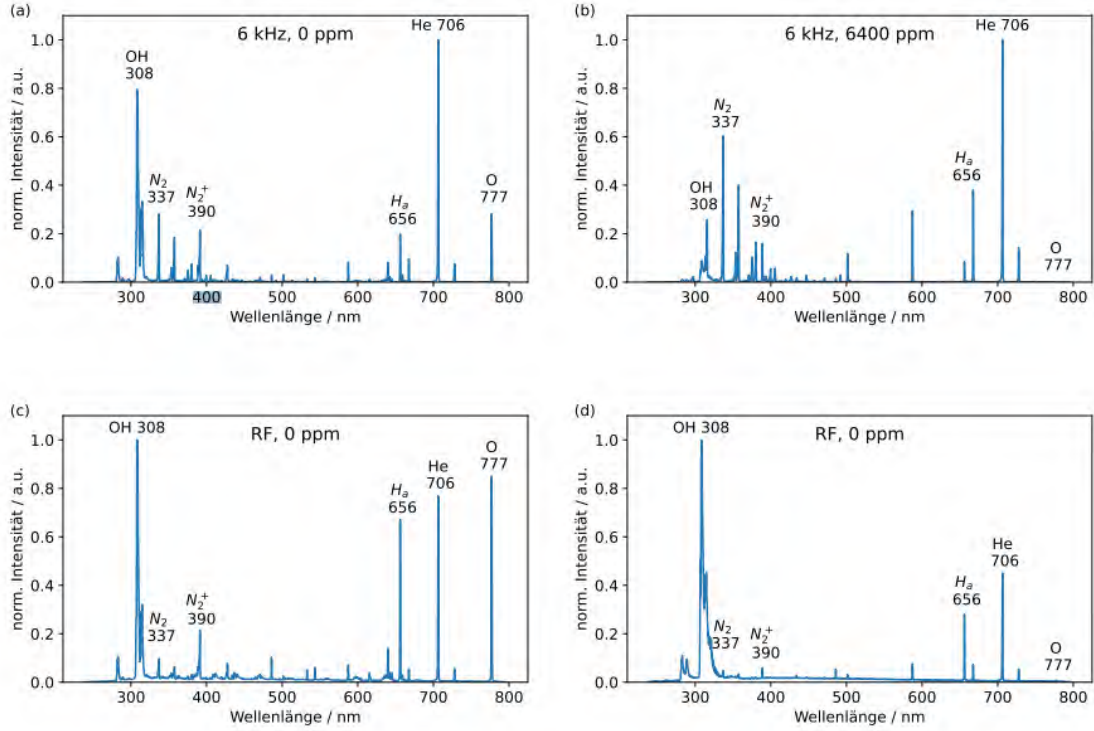


Abbildung 1: Spektren im RF- und ps-Betrieb mit 0 ppm und 6400 ppm Wasserbeimischung [[8]]

2.4 Anregung im Capillary Plasma Jet im RF Betrieb

Die Anregungsdynamik im Capillary Jet wurde in früheren Arbeiten bereits im RF-Betrieb mit der PROES-Methode untersucht. Im folgenden werden die Ergebnisse für die hier untersuchten Spezies dargestellt.

Die PROES Aufnahmen für die He-Linie bei 706 nm sind in Abbildung 2 zu sehen. Bei der Anregung der He-Linie bilden sich drei Maxima aus. Bei 0,5W findet die Emission im Bulk statt. Wird die Leistung erhöht, dominiert die Emission in der Randschicht. Das wird durch den Wechsel vom Ω -Mode zum Penning-Mode erklärt. Die Emissionsintensität ist an der getriebenen Elektrode höher als an der geerdeten. Bei steigender Wasserbeimischung entstehen die Maxima etwas früher. Die vertikalen Streifen entstehen durch Reflexion an der Kapillare. [[3]].

Wie in Abbildung 3 zu sehen ist, verhalten sich die Anregung der H-Linie bei 656 nm und der OH-Linie bei 308 nm sehr ähnlich. Ohne Wasserbeimischung ist die Entladung zeitlich weitgehend konstant. Der Übergang vom Ω -Mode in den Penning-Mode bei einer Erhöhung der Leistung zeigt sich auch hier. Daraus kann man schließen, dass im Ω -Mode Elektronenentladung dominieren, während im Penning-Mode die Penning-Anregung durch Metastabile entscheidend ist. Bei einer höheren Wasserbeimischung bilden sich

ähnliche Maxima wie bei der He-linie aus [[3]].

Diese Anregungsmechanismen werden in dieser Arbeit mit der Anregung im kHz-Betrieb verglichen.

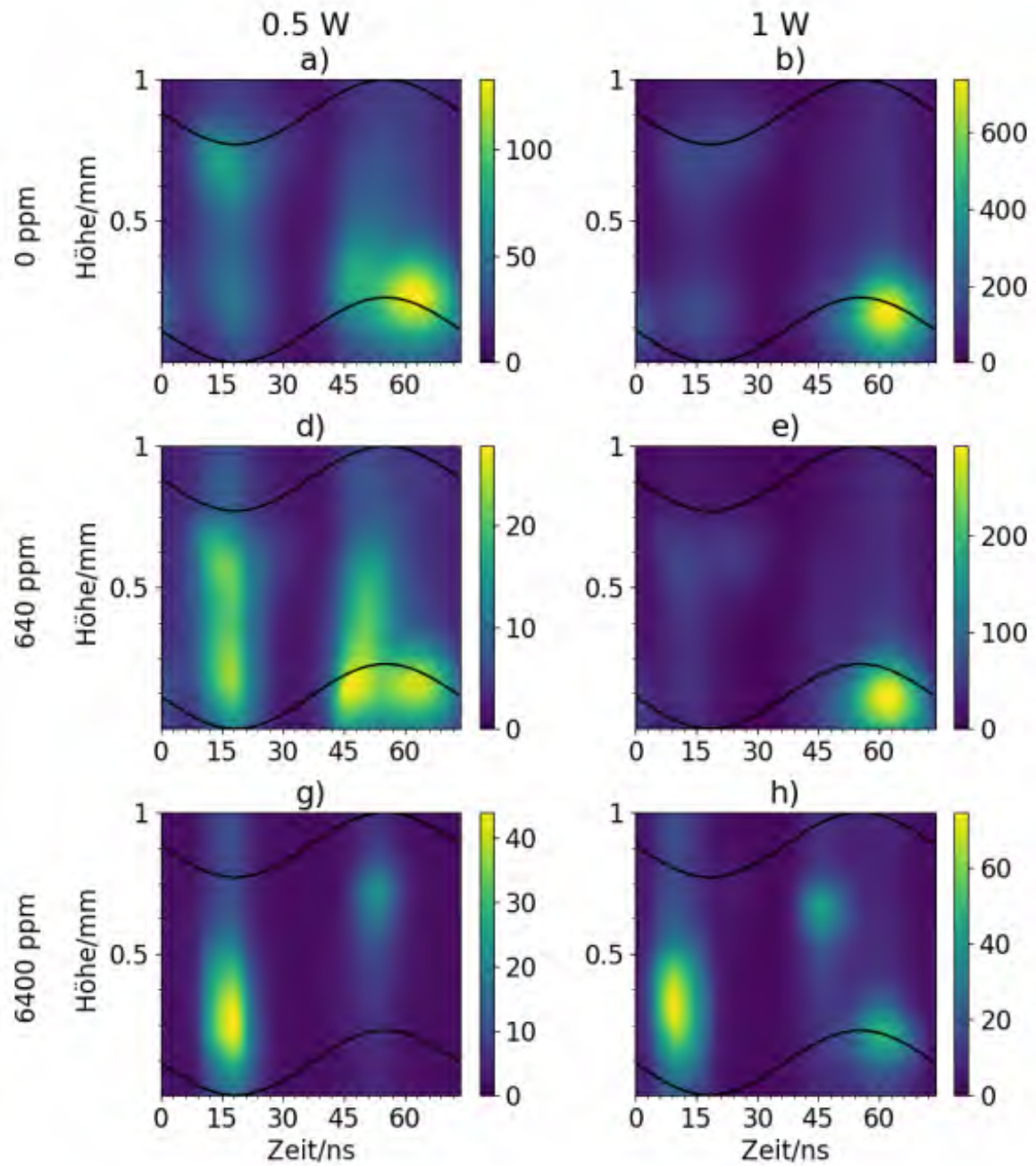


Abbildung 2: PROES Bilder für die He-Linie im RF-Betrieb [[3]]

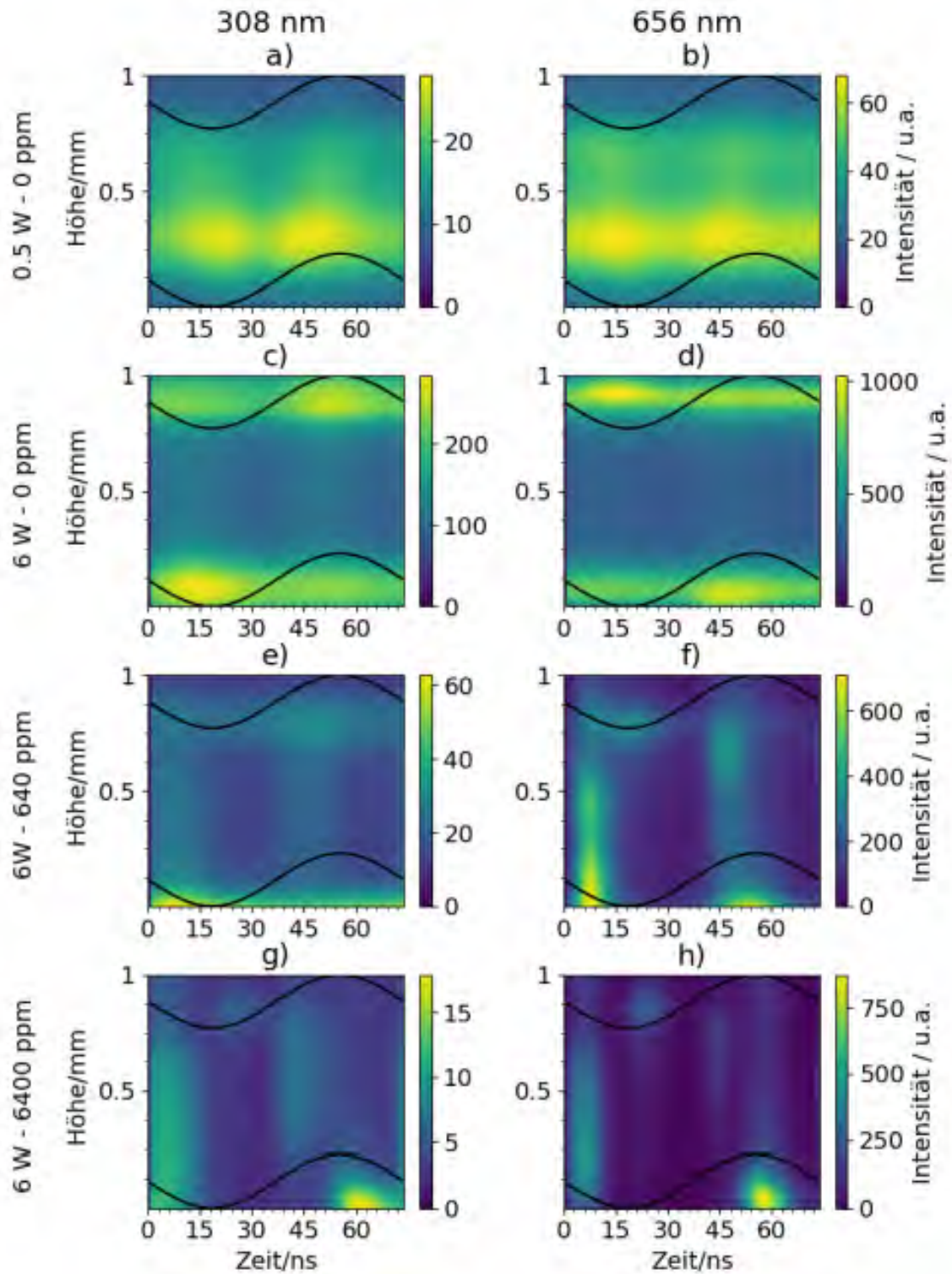


Abbildung 3: PROES Bilder für die OH-Linie und die H-Linie im RF-Betrieb [[3]]

3 Aufbau und Methoden

Der in dieser Arbeit verwendete Capillary Plasma Jet basiert auf dem COST-Jet. Sein Aufbau, die Gas- und Spannungsversorgung, sowie die verwendeten Diagnostiken werden im Folgenden erläutert.

3.1 Capillary Jet

Der Capillary Jet besteht, wie in Abbildung 4 dargestellt, aus zwei Elektroden mit der Länge 40 mm, die planparallel mit 1,4 mm Abstand installiert werden. Die geerdete Elektrode ist 4 mm breit, die Getriebene 1 mm. In der weiteren Darstellung wurde der Ausgang der Elektrode als $z=0$ gewählt, die positive z -Richtung entspricht dem Gasfluss. Dementsprechend ist der Bereich zwischen den Elektroden $z=-40$ mm bis $z=0$ mm. Zwischen den Elektroden befindet sich im Gegensatz zum COST-Jet eine Glaskapillare mit 4,5 mm Breite, die als Dielektrikum fungiert und so Bogenentladungen unterdrückt. Das ermöglicht eine größere Variation von Parametern wie dem Gasfluss oder der Höhe und Frequenz der angelegten Spannung [[17]].

Als Trägergas wird Helium verwendet. Durch ein Rohrleitungssystem und Massenflussregler (Mass-Flow-Controller, MFC, Analyt MTC) kann ein Gesamtfluss bis zu 2 slm eingestellt werden. Im Plasma lassen sich Verunreinigungen mit Stickstoff aus der Raumluft nachweisen. Ein Teil des Flusses, in dieser Arbeit 0%, 10% oder 100%, wird durch ein Bubblersystem geleitet, um das Helium mit Wasserdampf anzureichern (Abbildung 4b). Der Bubbler besteht aus einem Glasbehälter mit destilliertem Wasser, durch den der gewünschte Anteil vom Helium hindurchfließt. Anschließend wird der Fluss wieder mit dem restlichen Helium zusammengeführt und in den Jet geleitet. Vor dem Einschalten des Gasflusses wird das destillierte Wasser mit einer Mischung aus 900 ml Eiswürfeln und 400 ml kaltem Wasser auf $1,4 \pm 0,5^\circ\text{C}$ gekühlt und die Temperatur laufend überwacht, während der Jet in Betrieb ist. So kann eine Wasserbeimischung bis zu 6400 ppm [[18]] erreicht werden. Der Anteil des Wasserdampfs im Jet hängt dabei linear von dem Anteil des durch den Bubbler geleiteten Heliums ab.

Aus dem eingestellten Fluss kann die Aufenthaltsdauer des Gases im Jet berechnet werden. Mit der Länge der Kapillare l , ihrer Querschnittsfläche A und dem Fluss Φ gilt:

$$t_A = \frac{l \cdot A}{\Phi} \quad (6)$$

Daraus ergeben sich für die in dieser Arbeit verwendeten Flüsse bei einer Frequenz von 6 kHz die in Tabelle 2 dargestellten Aufenthaltsdauern und Pulszahlen, die das Gas beim durchlaufen des Jets erfährt.

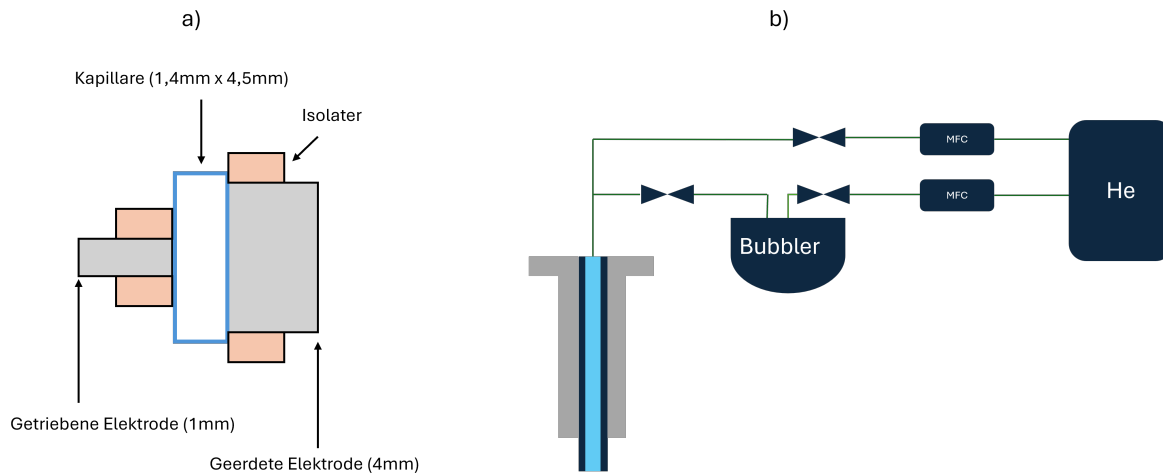


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Jets (a) und der Gasversorgung (b)

Tabelle 2: Aufenthaltsdauer und Pulszahl bei verschiedenen Flüssen

Φ/slm	Aufenthaltsdauer/ms	Pulse
0,5	1,4	8
1,0	0,70	4
2,0	0,35	2

3.2 Betriebsarten

Wie bereits in Kapitel 2 beschrieben, wird der Jet in dieser Arbeit mit einer gepulsten Spannung bei einer Frequenz von 6 kHz betrieben. Die Breite der verwendeten Pulse liegen entweder im μs oder im ns Bereich. Je nachdem, welche Pulsbreite gewählt wird, gibt es Unterschiede im Aufbau der Stromversorgung und Leistungsmessung. Der schematische Aufbau der Leistungsversorgung ist in Abbildung 5 zu sehen. Im Folgenden wird weiter auf die Unterschiede weiter eingegangen.

3.2.1 μs -Betrieb

Im μs -Betrieb wird von einem Funktionsgenerator (Tektronix AFG3011) mit einer Frequenz von 6 kHz ein positiver Spannungspuls abgegeben. Über einen selbst gebauten Transformator kann sich durch den Puls die Spannung im Jet aufbauen und das Plasma zünden. Die geerdete Elektrode ist an die Masse des Generators angeschlossen. Am Transformator wird eine Spannungssonde (Tektronix P6015A, 75MHz) und am Erdungskabel der geerdeten Elektrode eine Stromsonde (Tektronix P6021) angebracht. Beide Sonden und der Funktionsgenerator werden zum Auslesen der Parameter mit einem Oszilloskop (Teledyne Lecroy HDO6104B, 1GHz) verbunden.

Der Spannungspuls erreicht die Elektrode ca. 30 μs nach dem Triggersignal. Anschließend wird er mit abnehmender Amplitude mehrfach reflektiert. Man sieht in Abbildung (6), dass die Spannung im Plasma jeweils vor dem nächsten Puls wieder zum Erliegen

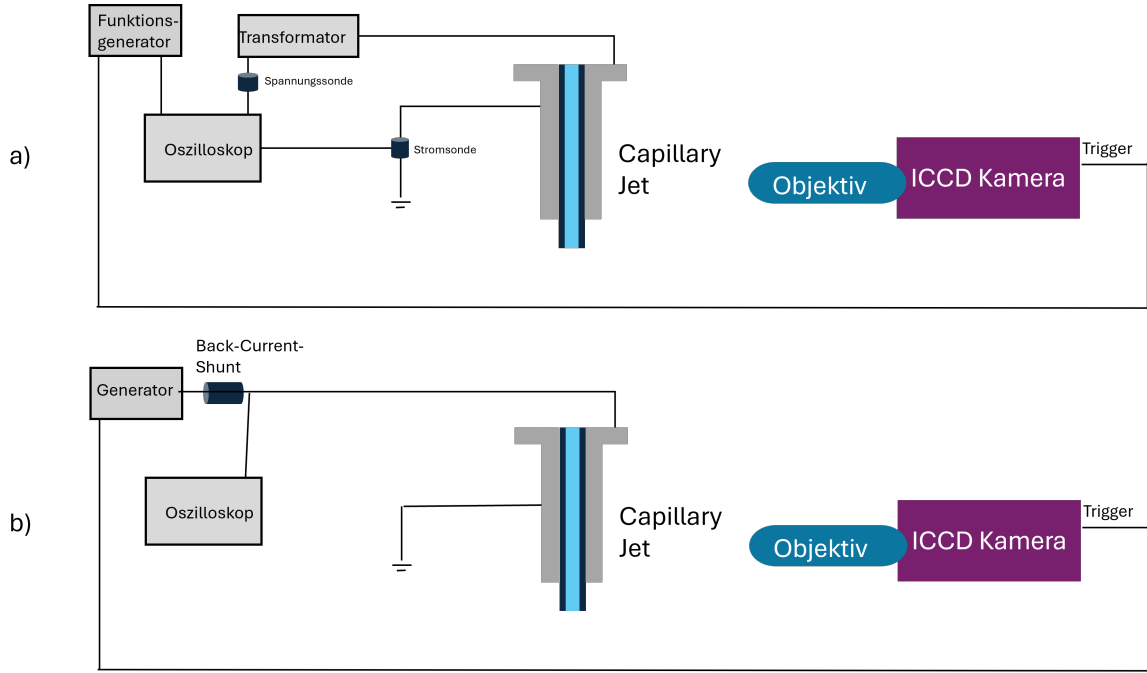


Abbildung 5: Schematischer Aufbau der Leistungsverorgung im μ s-Betrieb (a) und ns-Betrieb (b)

kommt. Daraus folgt, dass auch die Entladung im Plasma zwischen den Pulsen erlischt. In einem Kondensator ist der Strom gegenüber der Spannung um 90° phasenverschoben. Das entspricht der Stromkurve bei ausgeschaltetem Gasfluss. Sobald ein Plasma gezündet wird, kommt es zu einer weiteren Phasenverschiebung. Auffällig sind auch die Bereiche mit vielen Spitzen in der Stromkurve. Diese werden durch die Streamer erzeugt, die die Kapillarenwände erreichen.

Aus der Strom- und der Spannungskurve kann eine in das Plasma eingekoppelte Leistung berechnet werden. Für die Leistung gilt mit der Spannung an der Elektrode U und dem Strom im Plasma I und der Periodendauer T :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T U \cdot I dt \quad (7)$$

Auch ohne Plasma im Jet ist ein Stromfluss I_{off} messbar. I_{off} ist über die Kapazität des System mit der zeitlichen Ableitung der Spannung verbunden.

$$I_{off} = C \cdot \frac{dU}{dt} \quad (8)$$

Da ohne Plasma keine Leistung eingekoppelt werden kann, muss $P_{off} = 0$ gelten. Aufgrund der Phasenverschiebung ϕ zwischen Strom und Spannung ist das aber nicht immer der Fall. Daher muss zunächst die Phasenverschiebung bestimmt werden, um die Leistung bei eingeschaltetem Plasma messen zu können. Dazu wird zunächst eine

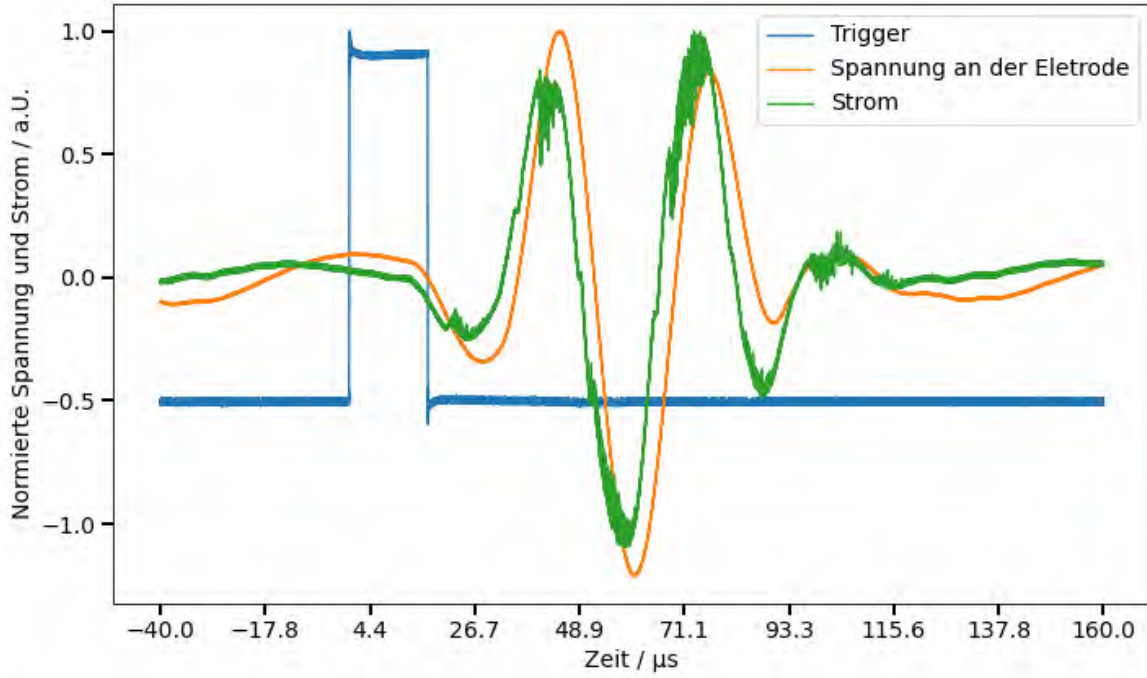


Abbildung 6: Normierte Strom- und Spannungskurve im μs -Betrieb bei 1W

Strom- und Spannungskurve ohne Plasma aufgenommen und I_{off} um seinen Mittelwert korrigiert. Anschließend wird die Phasenverschiebung variiert und für jeden Wert P_{off} berechnet. Die Phasenverschiebung, die den minimalen Wert von P_{off} liefert, wird dann für die weitere Leistungsmessung verwendet. Der Wert von P_{off} liegt mehrere Größenordnungen unterhalb der eingekoppelten Leistung. Bei der Leistungsmessung mit eingeschaltetem Plasma wird dann der Strom zunächst um ϕ korrigiert, bevor die Leistung berechnet wird. Aufgrund der Schwankung während der Messung wird die für die Unsicherheit ein Wert von 10% angenommen.

3.2.2 ns-Betrieb

Im ns-Betrieb wird der Generator (FID Technology FPG 10) direkt mit den Elektroden verbunden. Die Kabellänge beträgt dabei 20 m. In der Mitte des Kabels ist ein selbstgebauter Back-Current-Shunt (BCS) verbaut. Er besteht aus 11 $2,2\,\Omega$ Widerständen, der resultierende Widerstand R_{BCS} beträgt $0,21\,\Omega$. Die Spannung über den Back-Current-Shunt wird mit einem Dämpfer mit dem selben Oszilloskop wie im μs -Setup verbunden. Die Spannung über den Back-Current-Shunt ergibt sich aus der Spannung am Oszilloskop.

$$U_{BCS} = \gamma U_{oszi} \quad (9)$$

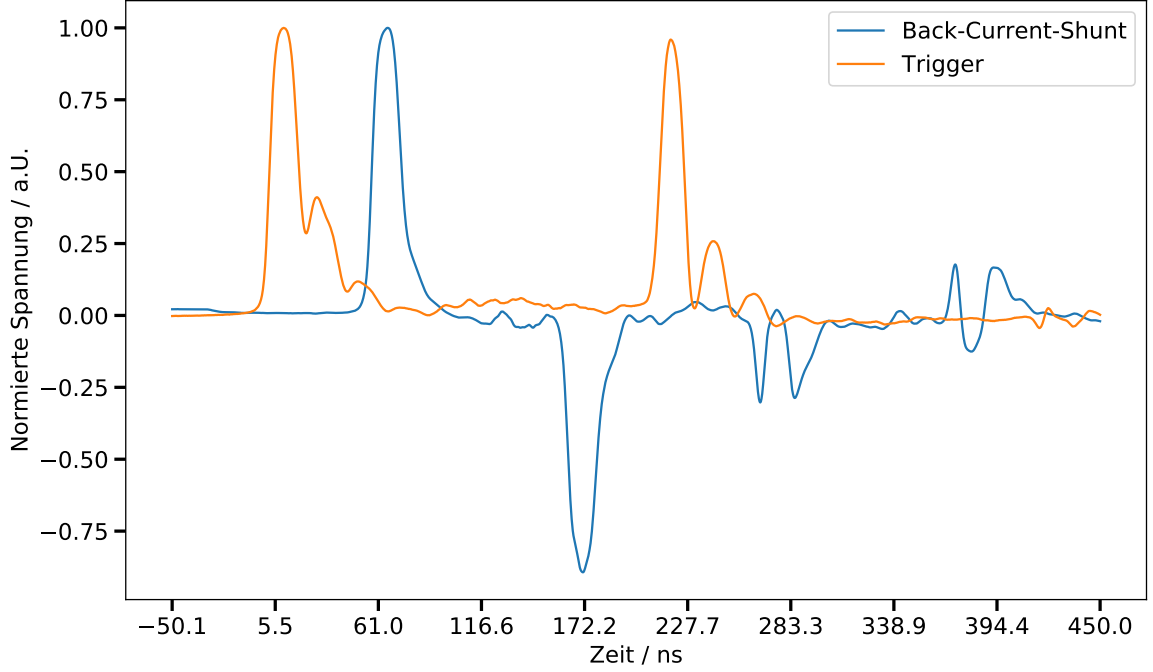


Abbildung 7: Normierte Spannungskurve im ns-Betrieb bei 0,5W

mit $\gamma = 9,41$. Für den Strom im Kabel und die Spannung an der getriebenen Elektrode gilt mit der Impedanz des Kabels $Z = 50\Omega$:

$$I = \frac{\gamma}{R_{BCS}} \cdot U_{osci} \quad (10)$$

$$U = Z \cdot \frac{\gamma}{R_{BCS}} \cdot U_{osci} \quad (11)$$

Der im BCS gemessene Strom ist die Summe aus dem Strom in der Entladung und dem kapazitiven Strom im System. Wie in Abbildung 7 zu sehen ist, wird der Puls am Plasma reflektiert. Die Amplitude des reflektierten Pulses ist etwas kleiner als die des Einlaufenden. Die Pulsbreite beträgt ca. 20 ns. Aus der Differenz des einfallenden und des reflektierten Spannungspulses kann der Strom berechnet werden.

$$I = I_{Entladung} + I_{kap} = (U_{ein} - U_{refl})/Z \quad (12)$$

Für die Leistungsmessung muss zunächst der kapazitive Strom bestimmt werden. Dafür wird eine Messung ohne Gasfluss durchgeführt. Dabei gilt:

$$I_{kap} = U_{ein,off} - U_{refl,off} \quad (13)$$

Aus Gleichung 12 und Gleichung 13 ergibt sich für den Strom im Plasma:

$$I_{Entladung} = (U_{refl,off} - U_{refl})/Z \quad (14)$$

Die in das Plasma eingespeiste Leistung kann über den Strom und die Spannung berechnet werden.

$$P = U \cdot I = U^2 \cdot Z^{-1} = U_{osci}^2 \cdot \gamma^2 \cdot R_{BCS}^{-1} \quad (15)$$

Durch Integration über die Zeit kann die Energie des einlaufenden und reflektierten Pulses berechnet werden. Aus der Differenz ΔE und der Frequenz f ergibt sich die mittlere Leistung mit:

$$\bar{P} = f \Delta E = f \left(\int P_{ein} dt - \int P_{refl} dt \right) \quad (16)$$

Für die Unsicherheit der Leistungsmessung wird ein Wert von 30% angenommen. Die Schwankung während der Messung beträgt ca. 10 %, es sind aber weitere Fehler durch den Aufbau anzunehmen [[16]].

3.3 OES

Um das Emissionsspektrum des Plasma aufzunehmen wird eine optische Faser (Ocean Insights) mittig auf das Plasma ausgerichtet. Anschließend leitet die Faser das Licht der Plasmaemission in ein Spektrometer (Avantes AVASPEC-ULS, 250 nm-770 nm). Als Integrationszeit wurden 2 s gewählt. Zusätzlich wurde das Spektrum über 10 Aufnahmen gemittelt. In der Auswertung wird jedes Spektrum auf sein Maximum normiert.

3.4 PROES

Zur orts- und zeitaufgelösten Messung der Emission wird in sicherem Abstand zum Aufbau eine ICCD Kamera mit Blickrichtung auf die Kapillare montiert. Anschließend wird die Kamera mit einem geeigneten Objektiv auf die Kapillare fokussiert. Mit Hilfe einer Kalibrierungsaufnahme wird die Position der Elektroden und der Kapillare im Bild ermittelt.

Vor jeder Messung wird ohne Plasma der Hintergrund aufgenommen, um direkt eine korrigierte Messung zu ermöglichen. Zunächst werden Bilder vom Plasma mit einer Belichtungszeit von 1-2 s, also deutlich über der Periodendauer aufgenommen. Um die Struktur der Entladung für die einzelnen Spezies zu analysieren, werden vor dem Objektiv der Kamera Filter mit einer maximalen Intensität bei 306 nm für OH, 656 nm für Wasserstoff und 702 nm für Helium installiert. Da die Maxima der Filter nicht exakt zu den Wellenlängen der Übergänge passen und die Kamera nicht für jede Welle die gleiche Empfindlichkeit hat, können aus den absoluten Intensitäten keine aussagekräftigen Schlüsse gezogen werden. Da die Intensität aber jeweils auf das Maximum ihrer Messreihe normiert werden, können trotzdem Erkenntnisse über die Anregungsdynamik der einzelnen Spezies gewonnen und miteinander verglichen werden. Für die

zeitaufgelösten Messungen wird der externe Trigger der Kamera sowohl im μs - als auch im ns-Betrieb mit den Generatoren verbunden. Über die Einstellung einer Verzögerung für die Aufnahme kann so der Zeitpunkt in der Periode, an dem das Bild gemacht wird, eingestellt werden. Im ns-Betrieb muss dabei auch die Laufzeit des Pulses bis zum Plasma berücksichtigt werden, da die Pulsbreite hier in der selben Größenordnung wie die Laufzeit des Pulses liegt. Um die Zeit zwischen dem Triggersignal an der Kamera und dem Puls am BCS zu bestimmen, wird bei eingeschaltetem Plasma der Monitorausgang zusätzlich zum BCS mit dem Oszilloskop verbunden. Aus der in Abbildung 4 dargestellten Spannungskurve kann die Zeitdifferenz von 55 ns zwischen den Pulsen abgelesen werden. Daher muss bei der Messung mit der Kamera eine entsprechende Verzögerung eingestellt werden. Im μs -Betrieb wurden als Belichtungszeit je nach Messung $2\text{ }\mu\text{s}$ oder $0,5\text{ }\mu\text{s}$ gewählt, im ns-Betrieb 2 ns oder 5 ns. Die Aufnahmen werden jeweils über 100 Bilder gemittelt. Durch die Einstellung verschiedener Verzögerungen kann so die gesamte Periode durchgefahren werden. Um die zeitaufgelöste Entwicklung der Entladung in x- oder z-Richtung darzustellen, wird die Intensität für jedes Bild über die jeweils andere Raumrichtung gemittelt.

4 Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden werden die aufgenommenen Spektren und PROES Bilder gezeigt und mit den bereits beschriebenen Ergebnissen vorheriger Arbeiten verglichen.

4.1 OES

Zur Identifizierung der relevanten Spezies im Plasma und zum Vergleich mit den in Abschnitt 2.3 beschriebenen Spektren im RF- und μ s-Betrieb wurde zunächst ein Spektrum im ns-Betrieb aufgenommen. In Abbildung 1b) ist zu sehen, dass bei trockenem Helium die OH-Linie bei 308 nm und die N_2^+ -Linie bei 390 nm dominieren. Die He-Linie bei 706 nm ist ebenfalls sehr stark ausgeprägt. Die Intensität der H-Linie ist im Vergleich zum μ s- und RF-Betrieb deutlich geringer. Abbildung 8a) zeigt, dass bei 1600 ppm die Intensität dieser Linien abnimmt. OH dominiert klar gegenüber der He-Linie und der N_2^+ -Linie. Die höchste Intensität ist bei weiteren Stickstofflinien zwischen 300 nm und 400 nm zu sehen. Die Intensitätsverteilung der beobachteten Spezies lässt aufgrund der Anregungsenergien darauf schließen, dass im ns-Betrieb höhere Elektronenenergien erreicht werden als im RF-Betrieb, aber geringere als im μ s-Betrieb.

4.2 PROES

Um die Anregungsdynamik im Plasma zu untersuchen, wurden wie in Abschnitt 3.4 eingeführt Bilder mit dem PROES-Verfahren angefertigt. Die folgenden Bilder zeigen auf der horizontalen Achse den Zeitpunkt in der Periode, wobei die 0 immer beim Triggersignal liegt. Auf der vertikalen Achse ist entweder die Position zwischen den Elektroden (xt) oder die Position im Jet in Flussrichtung (zt) zu sehen. Über jedem Bild ist die zugehörige Strom- (μ s) bzw. Spannungskurve (ns) dargestellt.

4.2.1 μ s-Betrieb

Leistungsvariation: Um den Einfluss der Elektronenenergie zu untersuchen, wurde zunächst eine Messreihe mit 2 slm trockenem Helium für 0,5 W und 1 W durchgeführt. Wie in Abbildung 9a) und b) zu sehen ist, bilden sich bei 0,5 W bereits drei Intensitätsmaxima bei ca. 40 μ s, 60 μ s und 70 μ s. Das erste und das dritte Maximum sind allerdings nur sehr schwach sichtbar, ihre Breite liegt in der Größenordnung der Belichtungszeit von 0,5 μ s. Das zweite Maximum ist besser sichtbar und ca. 2 μ s breit. Das deckt sich auch mit den sehr kurzen Streamerbereichen in der Stromkurve.

Bei 1 W bilden sich Maxima zu den selben Zeitpunkten, diese sind aber deutlich breiter und beginnen früher. Sowohl bei 0,5 W als auch bei 1 W zündet das Plasma

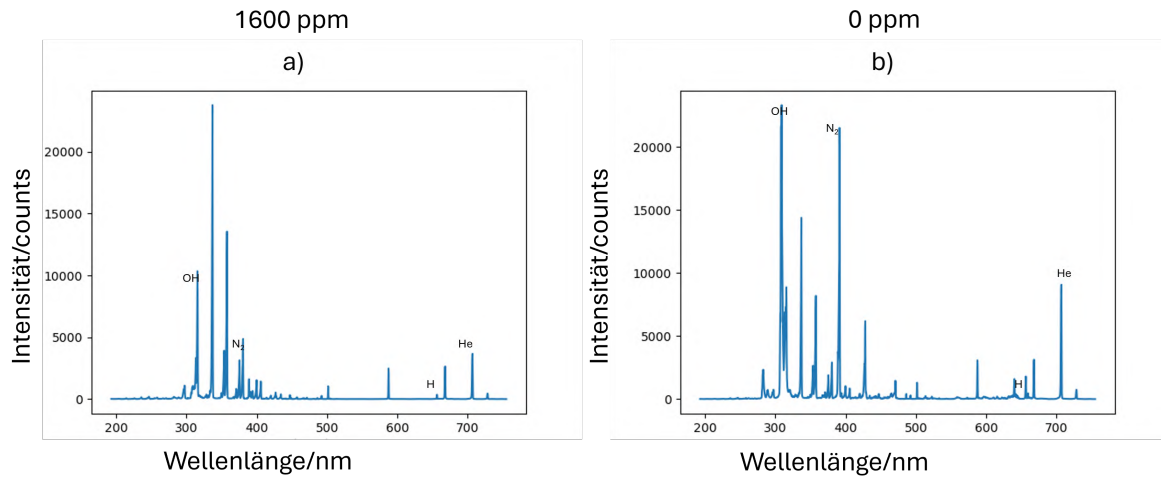


Abbildung 8: OES-Aufnahme im ns-Betrieb bei 1600 ppm(a) und 0 ppm(b).

überall zwischen den Elektroden. Man sieht aber an 9b) und d), dass die Intensität nah am Ausgang deutlich höher ist, als weiter oben im Jet. Auch die Zündung erfolgt weiter unten etwas früher. Da das Gas mehrere Perioden braucht, um den Jet zu durchlaufen, lässt sich das durch einen Memory-Effekt erklären. Weiter unten in der Kapillaren befinden sich mehr in vorherigen Perioden erzeugte Ladungsträger. Daher können Streamer leichter entstehen und das Plasma zündet schneller.

Zusätzlich zu den drei bereits bei 0,5 W sichtbaren Maxima bilden sich bei 1 W zwei weitere Maxima später in der Periode. Sie sind ebenfalls in der Stromkurve sichtbar. Deren Intensität ist allerdings deutlich niedriger als die der ersten drei. Alle weiteren Messungen im μ s-Betrieb wurden bei 1 W durchgeführt.

Vergleich zwischen 0,5 μ s und 2 μ s Belichtungszeit: Um den Einfluss der Belichtungszeit auf die Ergebnisse zu untersuchen, wurde die Messung bei 1 W mit 2 μ s Belichtungszeit wiederholt. Die entsprechenden Bilder sind in Abbildung 9e) und f) zu sehen. Da keine nennenswerten Unterschiede zwischen den Bildern festzustellen sind und alle Maxima für 1 W breiter als 2 μ s, wurden die folgenden Messreihen mit einer Belichtungszeit von 2 μ s durchgeführt. Das hat den Vorteil, dass das Plasma auch bei geringerer Intensität noch sichtbar ist und die Dauer der Messreihen um den Faktor 4 verkürzt wird.

Variation der Wasserbeimischung: Abbildung 10 zeigt die PROES Bilder für 2 slm Helium mit verschiedenen Wasserbeimischungen. Wie in Abbildung 10c) und d) zu sehen ist, zündet das Plasma beim ersten Maximum schon bei einem geringen Wasseranteil später als bei den Messungen mit trockenem Helium, die in Abbildung 6) und b) dargestellt sind. Das Plasma erreicht bei den ersten zwei Maxima nicht mehr das obere Ende des Jets. Abgesehen davon bleibt die Struktur der Bilder aber gleich.

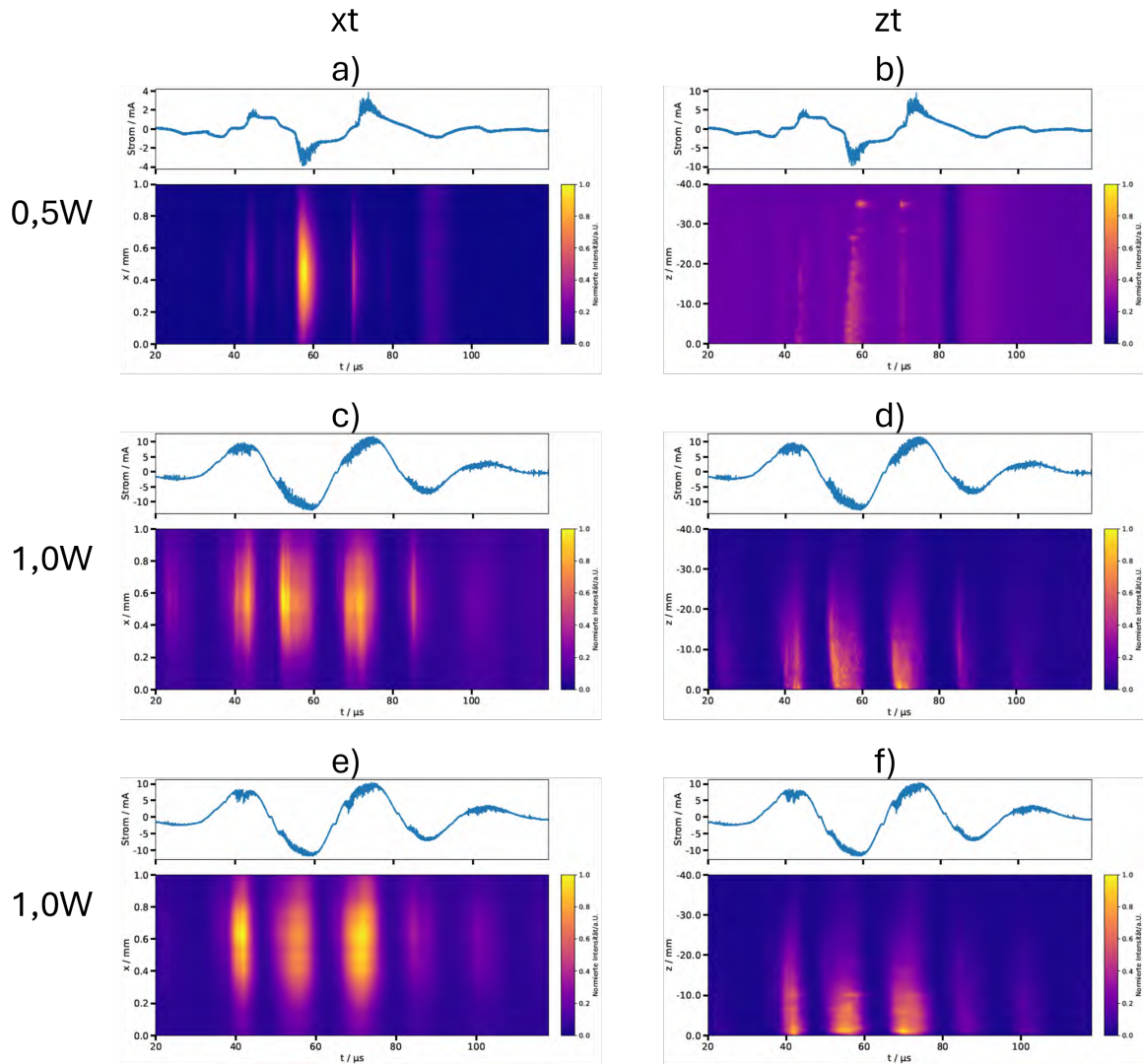


Abbildung 9: PROES Bilder für 2slm trockenes Helium bei 0,5 W (a und b) und 1 W (c-f). c) und d) sind mit einer Belichtungszeit von $0,5 \mu\text{s}$ aufgenommen, e) und f) mit $2 \mu\text{s}$ im μs -Betrieb.

Bei hoher Wasserbeimischung ist in dem Bild mehr Rauschen sichtbar (Abbildung 6e) und f)). Das resultiert daraus, dass die Intensität der Maxima insgesamt geringer ist, je höher der Wasseranteil ist.

Diese Effekte werden dadurch erklärt, dass sobald Wasser beigemischt wird, ein großer Teil der eingekoppelten Leistung für die in Abschnitt 2.2 beschriebenen chemischen Prozesse aufgewendet und zu Quenching mit H_2O -Molekülen kommt.

Flussvariation: Um den Einfluss der Flussgeschwindigkeit zu untersuchen wurden Messungen mit 0,5 slm, 1 slm und 2 slm durchgeführt. Bei niedrigerem Fluss zündet das Plasma in z-Richtung gleichmäßiger: wegen niedrigerer Flussgeschwindigkeit stellt sich ein Memory-Effekt weiter oben in der Kapillare ein. Bei trockenem Helium sind die

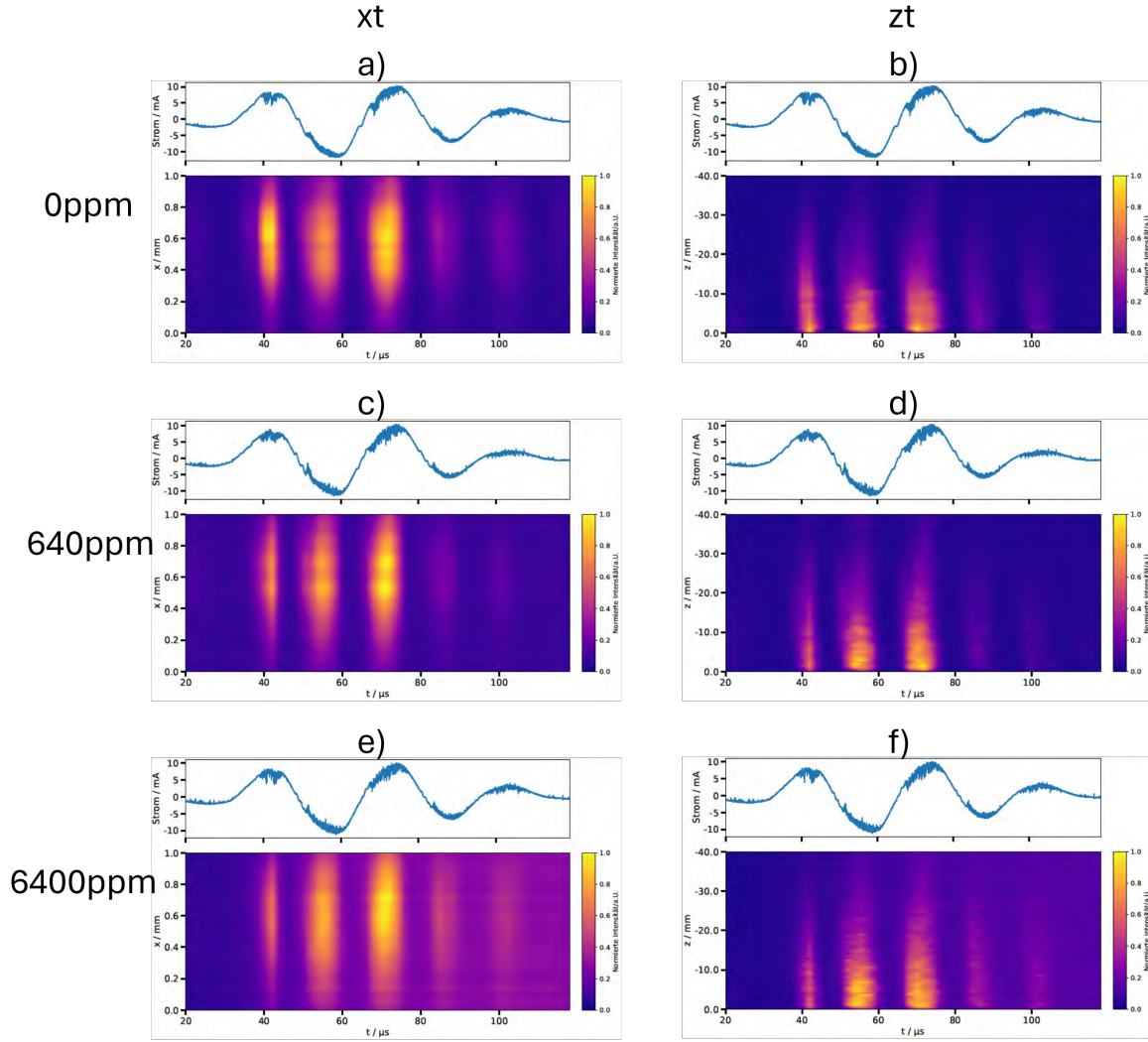


Abbildung 10: PROES Bilder für 2 slm Helium bei 1 W mit Wasserbeimischungen von 0 ppm(a und b), 640 ppm und 6400 ppm im μ s-Betrieb

Maxima in x-Richtung schmaler und treten zeitlich kürzer auf, mit Bubbler ist kein großer Unterschied zu erkennen. Das spricht dafür, dass sich der Memory-Effekt durch die geringere Flussgeschwindigkeit des Gases schon weiter oben einstellt. Abgesehen davon ändert die Variation des Gasflusses nichts an der Struktur der PROES Bilder oder der Stromkurven. Daher scheint die Anregungsdynamik nicht über den Memory-Effekt hinaus vom Gasfluss abhängig zu sein.

He-Linie: In Abbildung 12 sind PROES-Bilder für 1 W und 0 ppm bzw. 6400 ppm Wasserbeimischung zu sehen. Diese wurden durch einen Filter mit Maximum bei 702 nm aufgenommen, um spezifisch die He-Linie bei 706 nm zu beobachten. Die Maxima erreichen in x-Richtung nicht mehr den Rand des Plasmas und sind in z-Richtung im oberen Teil des Jets nicht mehr zu sehen. Außerdem treten sie kürzer auf. Das lässt darauf schließen, dass das Helium erst nach mehreren Perioden zündet. Die Lokalisierung der

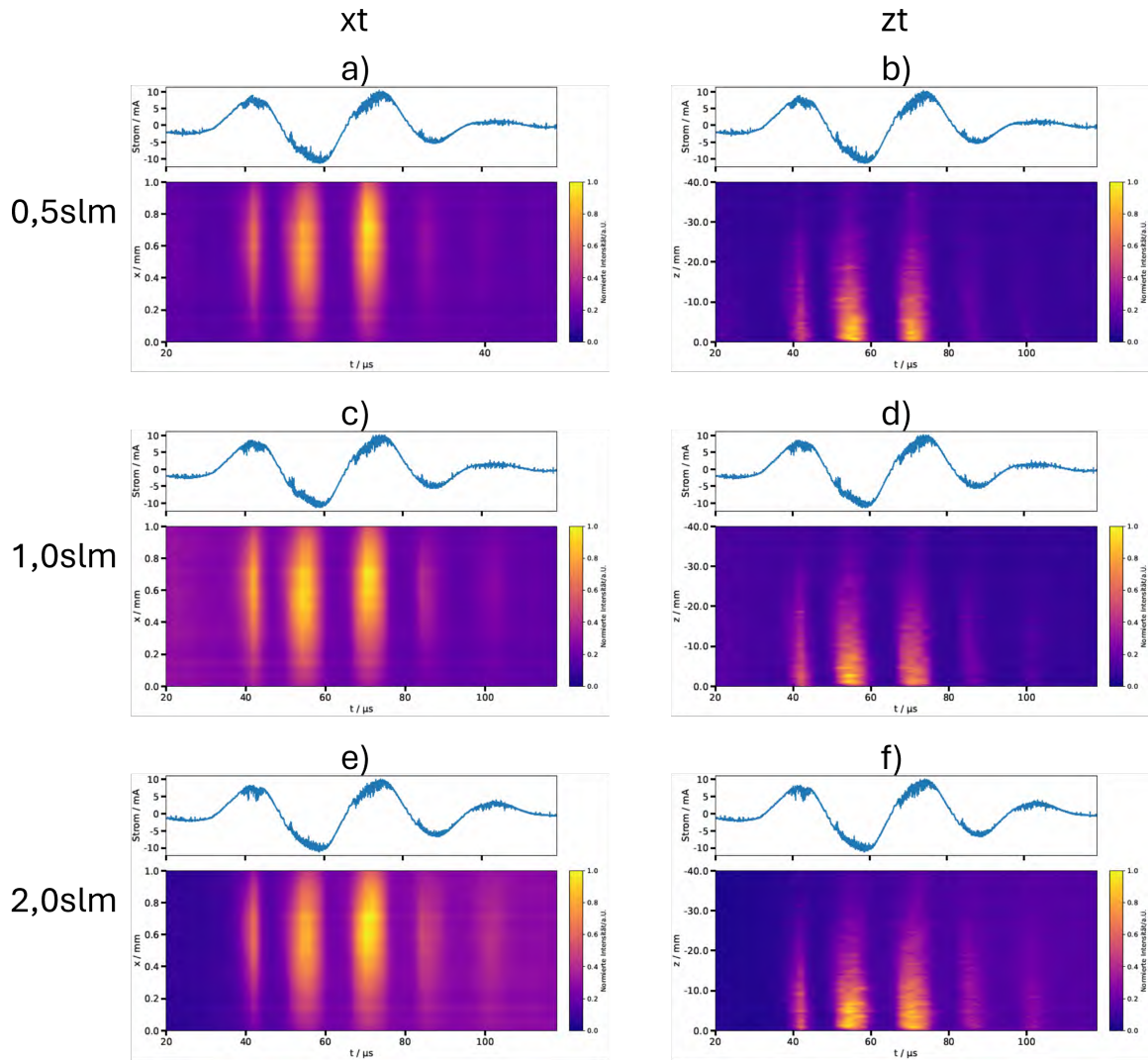


Abbildung 11: PROES Bilder für 2 slm Helium mit 6400 ppm Wasser bei 1 W mit einem Gasfluss von 0,5 slm (a und b) und 1 slm (c und d) und 2 slm (e und f) im μ s-Betrieb

Entladung im Bulk entspricht auch der Beobachtung im RF-Betrieb. Im Gegensatz zu den Aufnahmen ohne Filter hat hier jedoch das dritte Maximum die größte Ausdehnung und Intensität. Daraus folgt, dass sich die Anregungsdynamik auch innerhalb einer Periode zwischen den verschiedenen Spezies unterscheidet.

H-Linie: Abbildung 13 zeigt das xt-PROES Bild für 1 W ohne Wasserbeimischung mit einem 656 nm Filter zur Beobachtung der H-Linie. Es wurden weitere Aufnahmen analog zu 12 erstellt, bei allen anderen reicht die Intensität aber nicht aus, um etwas zu erkennen. Auf diesem Bild sind die Maxima zwar noch sichtbar, durch das Rauschen ist es aber nicht möglich sinnvolle Aussagen über ihre Struktur zu Treffen. Allerdings ist auch hier das dritte Maximum am besten sichtbar. Da kein Wasser zugeführt wurde, muss der Wasserstoff im Plasma entweder aus Verunreinigungen in den Leitungen oder

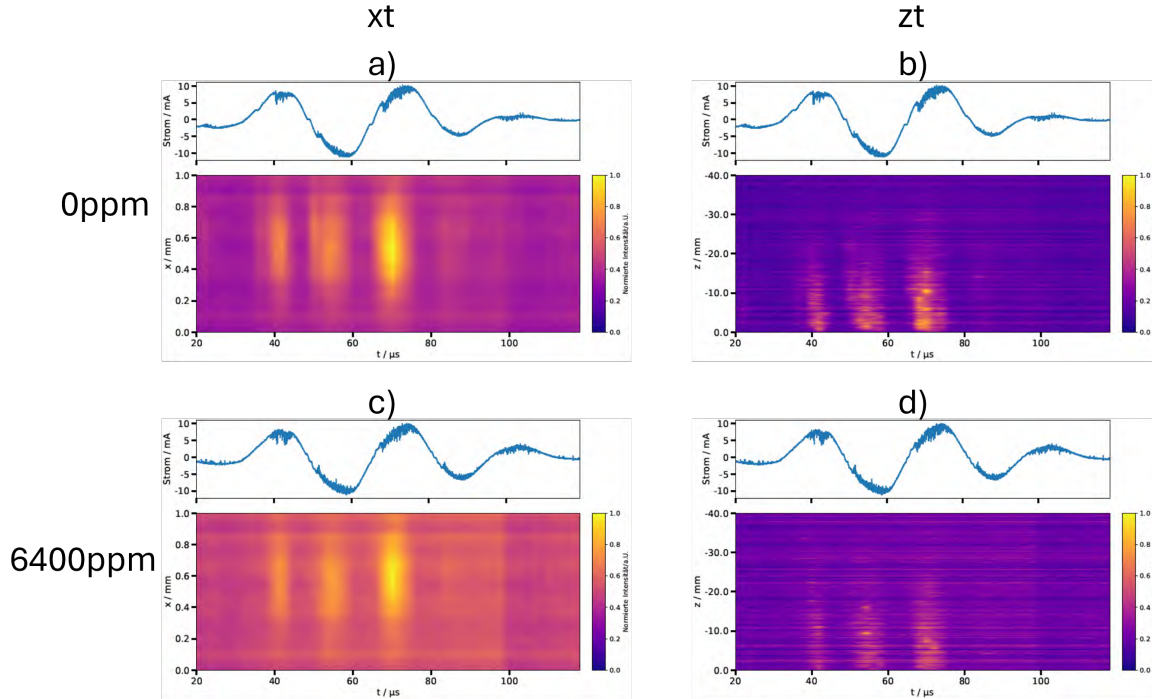


Abbildung 12: PROES Bilder mit einem 702 nm Filter bei 2 slm 0 ppm (a und b) und 6400 ppm (c und d) Wasserbeimischung im μ s-Betrieb.

Interaktion mit der Atmosphäre stammen.

OH-Linie: Durch einen Filter für die OH-Linie war das Plasma nur sichtbar, wenn eine Belichtungszeit über einer Periodendauer eingestellt wurde, daher können hier keine Aussagen zu der Anregungsdynamik von OH getroffen werden.

Weitere Schlussfolgerungen: Da sowohl Helium als auch Wasserstoff beim dritten Maximum die höchste Emissionsintensität aufweisen und ohne Filter das zweite Maximum die höchste Intensität hat, muss eine weitere Spezies entscheidend zu der Entladung beitragen. Diese ist auch für die Emission weiter oben im Jet verantwortlich. Vermutlich stammt die restliche Intensität vor allem von der N_2^+ -Linie bei 390 nm, da diese im Spektrum ebenfalls gut sichtbar ist. Das konnte aber mangels eines passenden Filters nicht weiter untersucht werden.

4.2.2 ns-Betrieb

Bestimmung des Intensitätsmaximums: Um das Intensitätsmaximum zu bestimmen, wurde zunächst eine Messreihe mit 5 ns Belichtungszeit bis für die ersten 600 ns der Periode aufgenommen. Die entsprechenden PROES Bilder sind in Abbildung 14 dargestellt. Man sieht, dass ein deutliches Maximum der Intensität beim einlaufenden Puls liegt. Das Plasma ist zwar die gesamten 600 ns über sichtbar, die Intensität nimmt

xt

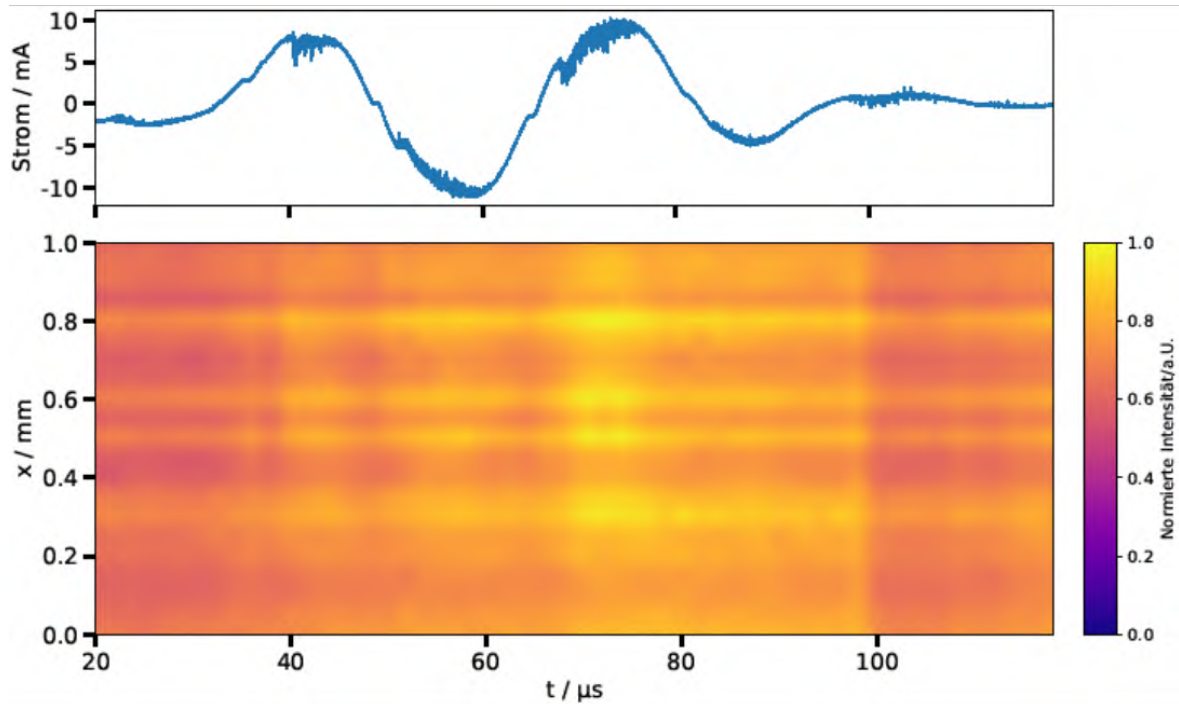


Abbildung 13: PROES Bild mit einem 656 nm Filter bei 2slm trockenem Helium und 1 W im μs -Betrieb

aber nach dem Puls um den Faktor 10-20 ab. Daher wurde im Folgenden mit einer kleineren Zeitaufösung der Zeitraum direkt um den Puls untersucht. Die weiteren Messreihen ohne Filter wurden mit 2 ns Belichtungszeit durchgeführt.

Leistungsvariation: Abbildung 15 zeigt die PROES Bilder für 2slm trockenes Helium bei 0,5 W und 0,2 W. 0,2 W war dabei die minimal einstellbare Leistung. Bei 0,5 W füllt das Maximum den gesamten Zeitraum des Pulses, bei 0,2 W zündet das Plasma ca. 4 ns später und die Intensität fällt früher wieder ab, da Zündspannung erst kurz vor dem Maximum des Pulses erreicht wird. Im Gegensatz zum μs -Betrieb zündet das Plasma nicht von unten nach oben, sondern zuerst auf mittlerer Höhe im Jet. Vermutlich spielt der Memory-Effekt hier eine geringere Rolle, da zwischen dem Intensitätsmaximum und dem nächsten Puls hier eine ganze Periode vergeht, während im μs -Betrieb zwischen dem letzten sichtbaren Maximum und dem nächsten Puls nur ca. eine halbe Periode liegt.

Daher ist vor allem die Stärke des elektrischen Feldes entscheidend. Es ist zu erwarten, dass das Feld auf mittlerer Höhe zwischen den Elektroden am stärksten ist. Nach der

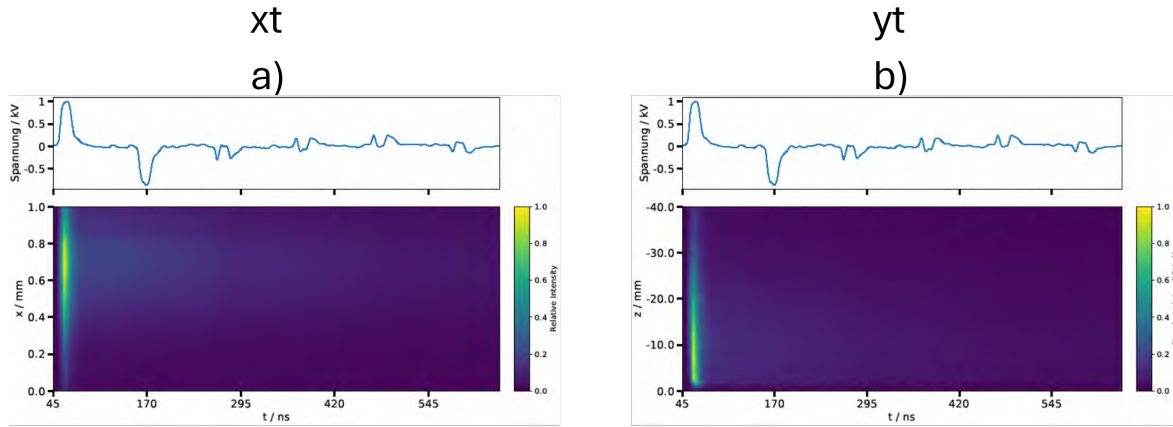


Abbildung 14: PROES Bilder für 2 slm trockenes Helium bei 0,5 W mit 5 ns Belichtungszeit im ns-Betrieb.

Zündung läuft das Plasma nach unten. Alle weiteren Messreihen wurden bei 0,5 W durchgeführt.

Variation der Wasserbeimischung und des Gasflusses: Abbildung 16 zeigt die PROES Bilder für 0,5 slm und 2 slm Gasfluss jeweils ohne Wasserbeimischung oder mit der maximalen Beimischung von 6400 ppm. Das Plasma zündet in allen Fällen zum gleichen Zeitpunkt am Anfang des Pulses. Bei 6400 ppm tritt das Maximum aber nur ca. bis zur Hälfte des Pulses auf. Das Plasma ist danach nicht mehr sichtbar, während bei 0 ppm das Maximum länger auftritt und das Plasma danach auch weiterhin sichtbar bleibt. Diese Effekte lassen sich, wie schon im μ s-Betrieb, durch Quenching und chemische Prozesse durch die Wasserbeimischung erklären. Bei 2 slm und 0 ppm füllt das Maximum fast den gesamten Zeitraum des Pulses, bei 0,5 slm nur etwa die Hälfte.

He-Linie: Abbildung 17 zeigt die PROES Bilder für die He-Linie bei 706 nm mit und ohne Wasserbeimischung. Da die Intensität bei 2 ns Belichtungszeit nicht ausreichend war, wurde hier eine Belichtungszeit von 5 ns eingestellt. Die Emission startet mit und ohne Wasserbeimischung zum gleichen Zeitpunkt, das Maximum tritt aber, wie bei der Messung ohne Filter, mit Wasserbeimischung kürzer auf. Sowohl mit als auch ohne Plasma ist die Emission nur im unteren Teil des Plasmas sichtbar. Daraus kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Heliumemission auch im ns-Betrieb erst nach mehreren Perioden zündet. Es ist zu vermuten, dass auch hier die N_2^+ -Linie bei 390 nm für die Emission in den ersten ns bei der Zündung und im oberen Teil des Jets verantwortlich ist. Im Gegensatz zum μ s-Betrieb scheint die größte Intensität im ns-Betrieb aber von der He-Linie bei 706 nm zu stammen.

OH- und H-Linie: Im ns-Betrieb könnte weder für die OH-Linie noch für die H-

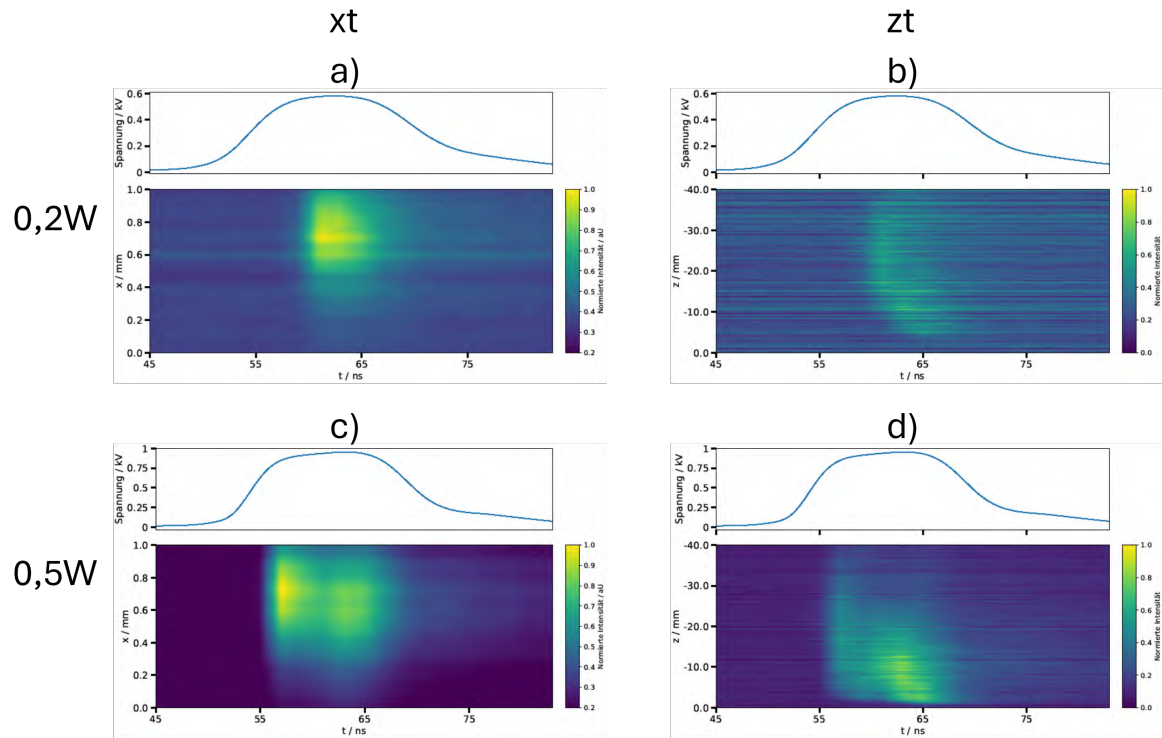


Abbildung 15: PROES Bilder für 2slm trockenes Helium bei 0,5W und 0,2W. im ns-Betrieb

Linie eine sinnvolle Messung aufgenommen werden, da die notwendige Belichtungszeit bei mindestens 10 ns und damit der halben Pulsbreite lag. Damit war keine sinnvolle Zeitauflösung mehr gegeben.

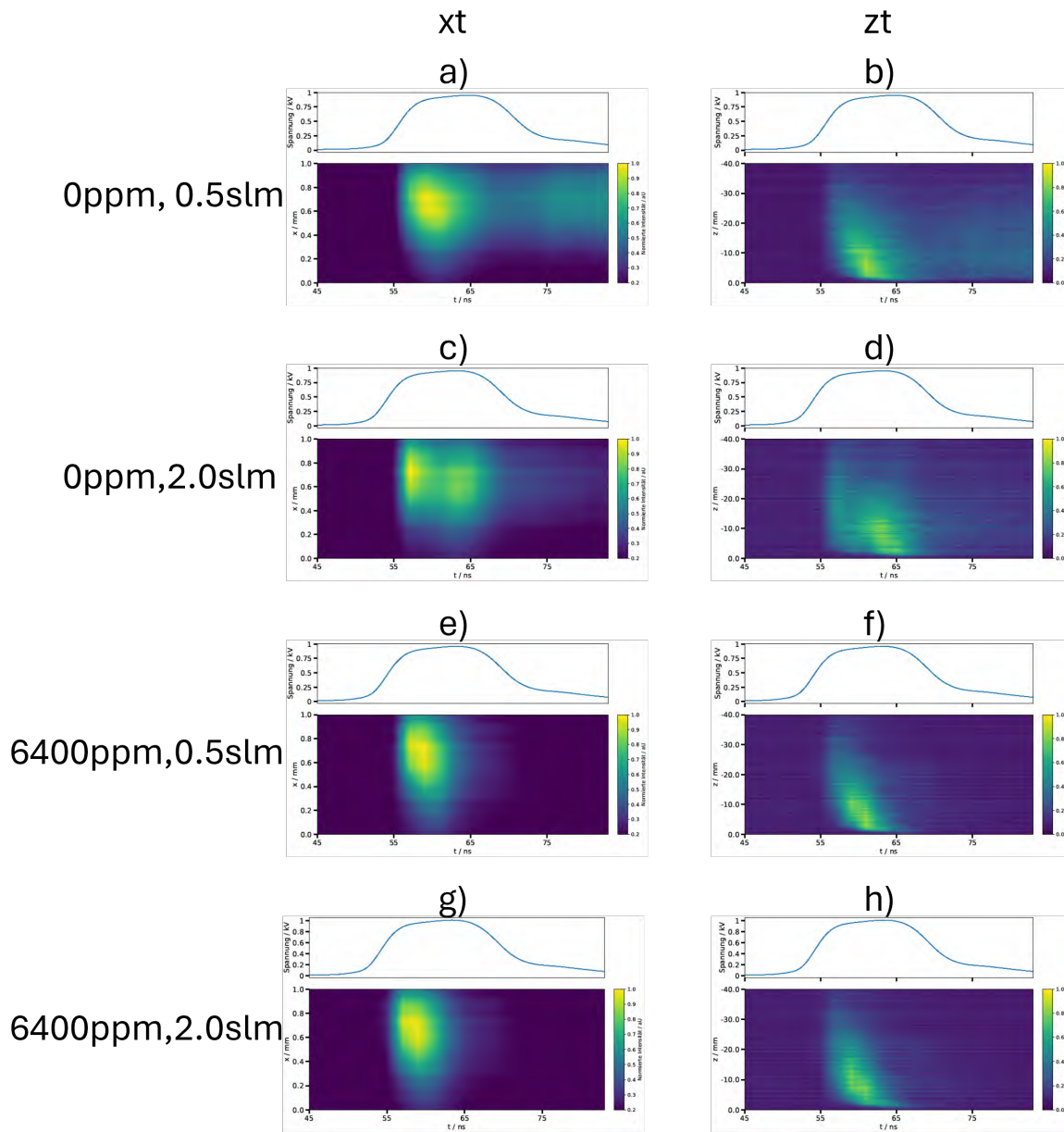


Abbildung 16: PROES Bilder für 0,5slm und 2slm Gasfluss mit 0 ppm oder 6400 ppm Wasserbeimischung bei 0,5 W im ns-Betrieb

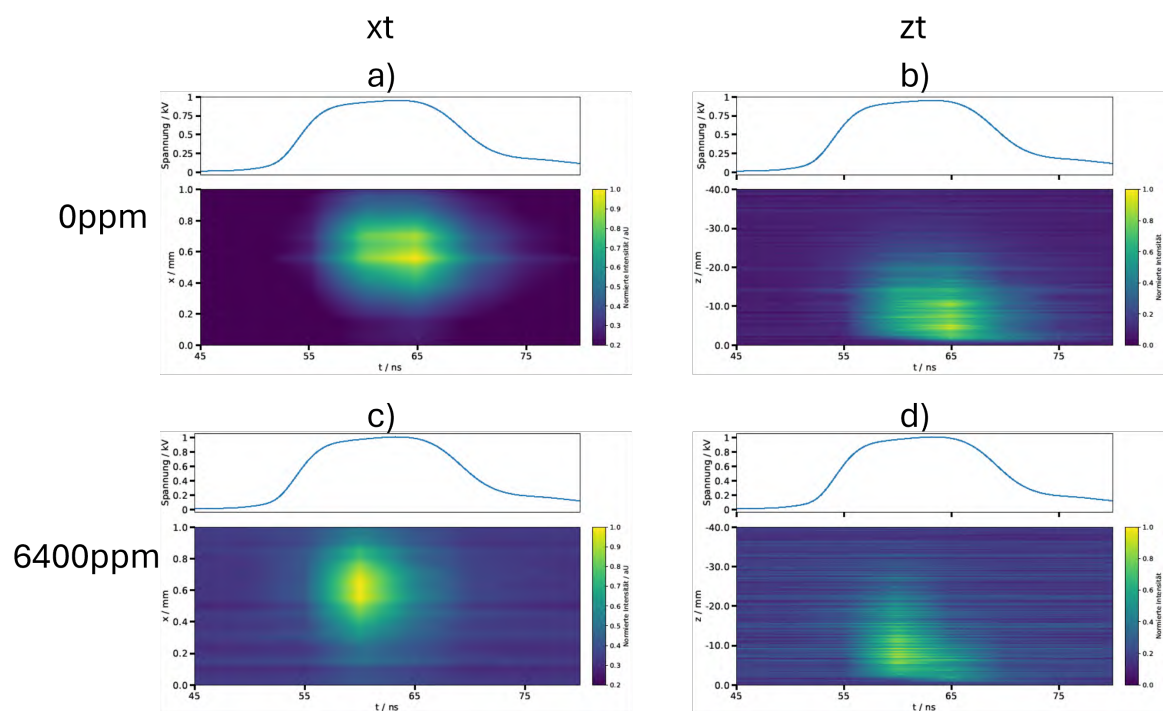


Abbildung 17: PROES Bilder für die He-Linie mit 2 slm Helium bei 0 ppm und 6400 ppm Wasserbeimischung und 0,5 W im ns-Betrieb.

5 Fazit

In dieser Arbeit wurde die Anregungsdynamik in einem mit μ s- und ns-Pulsen betriebenen μ APPJ untersucht. Dabei wurden der Einfluss der Leistung, der Wasserbeimischung und des Gasflusses sowie die Anregungsdynamik für bestimmte Spezies untersucht. Die Ergebnisse bieten Ansätze zur Untersuchung des Einflusses weiterer Parameter auf die Anregungsdynamik.

5.1 Zusammenfassung

OES PROES Mit der PROES-Methode konnte die Anregungsdynamik im μ s- und ns-Betrieb untersucht werden. Die Intensität und Breite der Maxima hängt maßgeblich von der Elektronenenergie ab. Über die Anregungsdynamik von OH und Wasserstoff konnten keine signifikanten Aussagen getroffen werden. Die Heliumemission findet vor allem im Bulk statt und zündet erst nach mehreren Pulsen. Im ns-Betrieb ist bereits vor der Heliumlinie eine Emission zu beobachten. Daher ist davon auszugehen, dass die Emission im oberen Teil des Jets durch N_2^+ verursacht wird und diese Spezies im ns-Betrieb zuerst angeregt wird. Durch Wasserbeimischung sinkt die Intensität, da ein Teil der eingekoppelten Leistung für chemische Prozesse verwendet wird und Abregung durch Quenching stattfindet. Der Gasfluss ist entscheidend dafür, wie viele Pulse das Gas beim Fluss durch den Jet erfährt, und beeinflusst dementsprechend die Höhe, ab der die He-Linie zu beobachten ist.

5.2 Ausblick

Diese Ergebnisse bieten Ansätze für weitere Untersuchungen der Anregungsdynamik im gepulsten kHz Betrieb. Es könnte der Einfluss der Pulsfrequenz untersucht werden. Zusätzlich könnte die Pulsbreite innerhalb der selben Größenordnung variiert werden. Um die H-Linie bei 656 nm und die OH-Linie bei 308 nm untersuchen zu können, könnte das Plasma mit einem Zylinderlinsensystem auf den Chip der Kamera abgebildet werden, sodass eine höhere Intensität erreicht wird. Zusätzlich könnten auch Messungen mit einem Filter für die N_2^+ -Linie bei 390 nm durchgeführt werden. Außerdem könnte der Aufbau weiter optimiert werden, um den Jet mit höheren Leistungen betreiben zu können. Abschließend bieten sich auch Untersuchungen mit einem anderen Trägergas, z.B. Argon, an.

Literaturverzeichnis

- [1] In: 27.12 (Dez. 2018), S. 125009. DOI: 10.1088/1361-6595/aaf35d (siehe S. 5).
- [2] M. A. L. und A. J. Lichtenberg. *Frontmatter*. John Wiley Sons, Ltd, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1002/0471724254.fmatter> (siehe S. 5).
- [3] L. Boeddinghaus. „Diagnostik der Anregungsdynamik in einem Atmosphären-druckplasmajet mittels phasenaufgelöster optischer Emissionsspektroskopie“. Magisterarb. Ruhr-Universität Bochum, 2023 (siehe S. 1, 7–10).
- [4] R. 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 (Apr. 2017), S. 053001. DOI: 10.1088/1361-6595/aa6426 (siehe S. 4).
- [5] F. F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing, 2016 (siehe S. 3).
- [6] N. Dilsiz. „Plasma surface modification of carbon fibers: a review“. In: *Journal of Adhesion Science and Technology* 14.7 (2000), S. 975–987. DOI: 10.1163/156856100743013 (siehe S. 1).
- [7] L. M. E.M. Liston und M. Wertheimer. „Plasma surface modification of polymers for improved adhesion: a critical review“. In: *Journal of Adhesion Science and Technology* 7.10 (1993), S. 1091–1127. DOI: 10.1163/156856193X00600 (siehe S. 1).
- [8] N. Eichstaedt. „Untersuchung des Einflusses der Anregungsfrequenz auf die Produktion von plasmaerzeugtem Wasserstoffperoxid“. Magisterarb. Ruhr-Universität Bochum, 2024 (siehe S. 6, 7).
- [9] J. Golda et al. „Concepts and characteristics of the ‘COST Reference Microplasma Jet’“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.8 (Jan. 2016), S. 084003. DOI: 10.1088/0022-3727/49/8/084003 (siehe S. 1).
- [10] J. Golda et al. „Vacuum ultraviolet spectroscopy of cold atmospheric pressure plasma jets“. In: *Plasma Processes and Polymers* 17.6 (2020), S. 1900216. DOI: <https://doi.org/10.1002/ppap.201900216> (siehe S. 6).
- [11] Y. Gorbanev et al. „Combining experimental and modelling approaches to study the sources of reactive species induced in water by the COST RF plasma jet“. In: *Phys. Chem. Chem. Phys.* 20 (4 2018), S. 2797–2808. DOI: 10.1039/C7CP07616A (siehe S. 5).
- [12] Y. Gorbanev et al. „Applications of the COST Plasma Jet: More than a Reference Standard“. In: *Plasma* 2.3 (2019), S. 316–327. DOI: 10.3390/plasma2030023 (siehe S. 4).

- [13] *Introduction*. John Wiley Sons, Ltd, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1002/0471724254.ch1> (siehe S. 4, 5).
- [14] A. M. Loveless und A. L. Garner. „A universal theory for gas breakdown from microscale to the classical Paschen law“. In: *Physics of Plasmas* 24.11 (Nov. 2017), S. 113522. DOI: 10.1063/1.5004654 (siehe S. 4).
- [15] A. K. et al. NIST Atomic Spectra Database. *NIST chemical kinetics database*. Techn. Ber. 2012 (siehe S. 6).
- [16] S. Schüttler, N. Eichstaedt und J. Golda. „Tuning plasma chemistry by various excitation mechanisms for the H_2O_2 production of atmospheric pressure plasma jets“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 58.2 (Okt. 2024), S. 025203. DOI: 10.1088/1361-6463/ad816a (siehe S. 16).
- [17] S. Schüttler et al. „Production and transport of plasma-generated hydrogen peroxide from gas to liquid“. In: *Phys. Chem. Chem. Phys.* 26 (10 2024), S. 8255–8272. DOI: 10.1039/D3CP04290A (siehe S. 1, 5, 11).
- [18] S. Schüttler et al. „Validation of in situ diagnostics for the detection of OH and H_2O_2 in liquids treated by a humid atmospheric pressure plasma jet“. In: *Plasma Processes and Polymers* 21.2 (2024), S. 2300079. DOI: <https://doi.org/10.1002/ppap.202300079> (siehe S. 11).
- [19] J. Sheffield. „The physics of magnetic fusion reactors“. In: *Rev. Mod. Phys.* 66 (3 Juli 1994), S. 1015–1103. DOI: 10.1103/RevModPhys.66.1015 (siehe S. 1).
- [20] R. S. Tipa und G. M. W. Kroesen. „Plasma-Stimulated Wound Healing“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 39.11 (2011), S. 2978–2979. DOI: 10.1109/TPS.2011.2159868 (siehe S. 1).
- [21] T. Winzer et al. „RF-driven atmospheric-pressure capillary plasma jet in a He/O_2 gas mixture: Multi-diagnostic approach to energy transport“. In: *Journal of Applied Physics* 132.18 (Nov. 2022), S. 183301 (siehe S. 1, 3).
- [22] A. Yayci et al. „Microscale Atmospheric Pressure Plasma Jet as a Source for Plasma-Driven Biocatalysis“. In: *ChemCatChem* 12.23 (2020), S. 5893–5897. DOI: <https://doi.org/10.1002/cctc.202001225> (siehe S. 1).
- [23] A. Yayci et al. „Plasma-Driven inSitu Production of Hydrogen Peroxide for Biocatalysis“. In: *ChemSusChem* 13.8 (2020), S. 2072–2079 (siehe S. 1).