

Diagnostik der Anregungsdynamik in einem Atmosphärendruckplasmajet mittels phasenaufgelöster optischer Emissionsspektroskopie

Bachelorarbeit

im

Studiengang

„Bachelor of Science“

im Fach Physik

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

von

Lara Boeddinghaus

aus

Witten

Bochum 2023

Für meinen Opa.

Abstract

Within the project B11 a μ -APPJ is investigated in more detail in order to optimize it with respect to chemical processes in a plasma and a liquid for biocatalysis. Biocatalysis represents one possibility to use enzymes as catalysts. This requires hydrogen peroxide, which can be produced by the plasma source. The source represents a further development of the COST jet, the capillary jet, which works with helium as the carrier gas and a bubbler system for coupling water.

In this work, the excitation dynamics in the plasma were analyzed. For this purpose, it was studied by optical emission spectroscopy to specify the elements and phase-resolved emission spectroscopy to observe the discharge behavior. In addition, the electron density was calculated by a power measurement. Both the influence of power and water admixture were studied in all three diagnostic methods.

The investigations showed that the production of hydroxyl radicals and thus of hydrogen peroxide is highest at a high plasma power and low water admixture. It was found that widening the capillaries does not have a serious effect on the discharge, so that the width could be increased to optimize the production.

Zusammenfassung

Im Rahmen des Projekts B11 wird ein μ -APPJ genauer untersucht, um ihn bezüglich chemischer Prozesse im Plasma und in einer Flüssigkeit für die Biokatalyse zu optimieren. Die Biokatalyse stellt eine Möglichkeit dar, Enzyme als Katalysatoren zu nutzen. Dazu wird Wasserstoffperoxid benötigt, welches mit der Plasmaquelle hergestellt werden kann. Die Quelle stellt eine Weiterentwicklung des COST-Jets, dem Kapillarenjet, dar, welcher mit Helium als Trägergas und einem Bubblersystem zur Wassereinkopplung funktioniert.

In dieser Arbeit wurde die Anregungsdynamik in dem Plasma analysiert. Dazu wurde dieses mittels optischer Emissionsspektroskopie zur Spezifizierung der Elemente und phasenaufgelöster Emissionsspektroskopie zum Beobachten der Anregungsdynamik untersucht. Außerdem konnte die Elektronendichte durch eine Leistungsmessung berechnet werden. Sowohl der Einfluss der Leistung als auch der der Wasserbeimischung wurde bei allen drei diagnostischen Verfahren untersucht.

Die Untersuchungen ergaben, dass die Produktion von Hydroxyl-Radikalen und somit von Wasserstoffperoxid bei einer hohen Plasmaleistung und geringer Wasserbeimischung am höchsten ist. Es wurde herausgearbeitet, dass eine Verbreiterung der Kapillaren kei-

nen schwerwiegenden Einfluss auf die Entladung hat, sodass man die Breite vergrößern könnte, um die Produktion zu optimieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Atmosphärendruckplasma	3
2.2	Kapazitiv-gekoppelte RF Plasmen	4
2.3	Ω -Mode und Penning-Mode	4
2.4	Plasmachemie	5
2.5	Elektronendichte	7
3	Aufbau und experimentelle Methoden	9
3.1	Plasmaquelle	9
3.2	Das Bubbler System	12
3.3	OES	13
3.4	PROES	14
4	Ergebnisse und Diskussion	17
4.1	Leistungsmessung und Elektronendichte	17
4.2	Identifizierung der Spezies aus der OES-Messung	20
4.3	Analyse der Anregungsdynamik durch die PROES-Messung	25
5	Fazit	31
	Literaturverzeichnis	35
A	Anhang	39

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Plasmaphysik ist in vielen Bereichen von großer Bedeutung. Beispielsweise lässt sich mit Plasmen die Kernfusion zur Energiegewinnung realisieren oder in der Medizin Oberflächen desinfizieren, die Wundheilung unterstützen oder dermatologische Behandlungen durchführen [5]. Sie findet auch Anwendung in der Behandlung von Krebserkrankungen [22]. Außerdem lässt sich mit einem kontrollierten Plasma die plasmagetriebene Biokatalyse realisieren [27]. Sowohl in der Plasmamedizin als auch in der biologischen Anwendung werden verschiedene Plasmaquellen verwendet, beispielsweise Plasmajets. Diese stellen eine indirekte Plasmaquelle dar, da sie nicht mit einer zu behandelnden Fläche in Kontakt treten. Die reaktiven Spezies werden auf die Oberfläche gelenkt, sodass gezielte chemische Reaktionen stattfinden können. Für die Medizin ist es wichtig, eine Behandlung reproduzierbar, kostengünstig und zuverlässig zu gestalten, sodass das Verhalten des Plasmas unter verschiedenen Bedingungen zu untersuchen und das Vorgehen so effizient wie möglich zu gestalten ist [19].

Diese Arbeit ist ein Teil des Projekts B11, welches zu dem SFB 1316 gehört. Ziel des Projekts ist es, eine Optimierung der Plasma- und Flüssigkeitschemie für die Biokatalyse zu finden. Enzyme dienen bei der Biokatalyse als Katalysatoren, welche mit verschiedenen Molekülen arbeiten können. Außerdem führt die Verwendung von Enzymen zu wenig Verschleiß und sicheren Prozessen aufgrund milderer Reaktionsbedingungen [13].

Eine detailliert untersuchte Quelle stellt der COST-Jet dar [6]. Jedoch wurde bereits eine zuverlässige Abwandlung gefunden, die es ermöglicht, höhere Plasmaleistungen zu erreichen [27]. Ein μ -APPJ Plasmajet ist in der Lage, Wasserstoffperoxid (H_2O_2) für die Biokatalyse bereitzustellen. Dieser Produktionsvorgang wird plasmagetriebene Biokatalyse genannt.

1.2 Zielsetzung

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Verhalten der Anregung des Plasmas untersucht. Dafür wird ein Atmosphärendruckplasmajet verwendet. Ziel der Arbeit ist, das Verständnis der räumlich-zeitlichen Verteilung der Emissionsintensität mittels phasenaufgelöster optischer Emissionsspektroskopie und der Elektronendichte im Entladungszentrum zu erweitern. Als Messmethoden werden Leistungsmessungen durchgeführt, die optische Emissionsspektroskopie (OES) und die phasenaufgelöste Emissionsspektroskopie (PROES) verwendet.

2 Theoretische Grundlagen

Zunächst werden die theoretischen Hintergründe des Experiments erklärt. Dazu werden Atmosphärendruckplasmen und kapazitiv-gekoppelte Radiofrequenz-Plasmen (RF) spezifiziert und die möglichen Moden der Entladung erklärt. Außerdem werden die chemischen Prozesse in einem Plasma angesprochen und ein elektrisches Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Elektronendichte vorgestellt.

2.1 Atmosphärendruckplasma

Plasmen werden mittels des Drucks, bei dem sie betrieben werden, unterschieden. Somit gibt es Niederdruck-, Atmosphärendruck- und Hochdruckplasmen [24].

Für diese Arbeit wird ausschließlich ein Atmosphärendruckplasma verwendet, damit die Anwendung möglichst kostengünstig und praktikabel ist. Die Enzyme können nur unter milden Arbeitsbedingungen behandelt werden. Um das Plasma zu zünden, kann sowohl Gleich- also auch Wechselstrom verwendet werden [25].

Ein solches Plasma erzeugt man, indem zwischen zwei Elektroden ein elektrisches Feld angelegt wird und sich dadurch eine Elektronenlawine entlang der Feldlinien ausbreitet. Zu Beginn der Elektronenlawine kann die Ladungsträgerdichte sehr hoch werden, sodass das lokale elektrische Feld dem äußeren Feld betragsmäßig gleich ist. Es ergeben sich neue Elektronenlawinen, die sich bis zur Elektrode fortpflanzen. Somit bildet sich ein quasineutraler Bereich, der die beiden Elektroden verbindet. Dadurch, dass die Ionen wesentlich träger als die Elektronen sind, entsteht durch die zurücklaufende Ionisationswelle das benötigte Plasma. Daher haben bisher nur Atmosphärendruckplasmen, welche durch Wechselstrom betrieben werden, eine relevante Bedeutung gefunden [18]. Durch eine folgende Bogenentladung im Plasma fließt ein sehr hoher Strom durch dieses und die Temperatur im Plasma erhöht sich stark, sodass man dieses als thermisches Plasma bezeichnet [18]. Die Temperatur stellt hierbei aber ein Problem da, weil die zu behandelnden Oberflächen und das Gewebe in der Medizin temperaturempfindlich sind. Um dies zu verhindern, integriert man ein Dielektrikum in die Plasmaquelle oder legt die Spannung in Pulsen an, sodass das Plasma vor dem Übergang zum Bogen erlischt.

Die minimale Spannung, um das Plasma zu zünden, hängt vom Druck und Elektrodenabstand ab. Da man, wie bereits beschrieben, bei Atmosphärendruck arbeiten muss, können wir nur den Abstand der Elektroden variieren. Um eine hohe Plasmaleistung zu erreichen, sollte dieser möglichst klein gewählt werden. Da dieser im Mikrometerbereich liegt, spricht man von einem Mikroplasma [24].

2.2 Kapazitiv-gekoppelte RF Plasmen

Für dieses Projekt wird ein kapazitiv-gekoppeltes RF Plasma verwendet, welches zwischen zwei planaren Elektroden durch ein oszillierendes elektrisches Feld gezündet wird. Die Plasmafrequenz verhält sich dabei wie folgt.

$$\omega_{p_{e,i}} = \sqrt{\frac{n_{e,i} Z E^2}{m_{e,i} \epsilon_0}} \quad (1)$$

Hierbei beschreibt $n_{e,i}$ die Ladungsträgerdichte, $m_{e,i}$ die Masse der Elektronen bzw. Ionen und Z die Kernladungszahl. Bei Atmosphärendruck liegt die Ladungsträgerdichte in der Größenordnung von 10^{10}cm^{-3} [9]. Bei der gegebenen Frequenz von $f_{RF} = 13,56 \text{ MHz}$ werden nur die Elektronen aufgrund ihrer geringen Masse in Schwingung versetzt, da die Masse der Ionen für diese Oszillation zu groß ist [10]. Dadurch und durch den hohen Druck und die daraus folgende hohe Teilchendichte entstehen viele Elektron-Elektronen-Stöße (Lawineneffekt). Aufgrund des großen Massenunterschieds können die Elektronen ihre Energie nicht über die Stöße auf die Ionen oder Neutralgastteilchen übertragen, sodass die Elektronentemperatur rasch steigt, während die Ionentemperatur niedrig bleibt. Somit entsteht ein nicht-thermisches Gleichgewicht [15].

Das Plasma bleibt durch die Ionisation, welche durch den Verschiebungsstrom entsteht, und durch die Elektronen, welche durch die Ionisation freigesetzt werden, auch Sekundärelektronen genannt, erhalten [19]. Die Sekundärelektronen können bei hohen Spannungen durch Ionenbeschuss an der Kathode und Elektronenbeschuss an der Anode oder durch Metastabile entstehen. In einem Plasma kann durch Elektronenstoßdissoziation, Ionenrekombination und Dissoziation reaktionsfreudiger Moleküle, sogenannter Radikale, sowie durch Metastabile Hydroxyl produziert werden.

2.3 Ω -Mode und Penning-Mode

Für kapazitiv-gekoppelte Plasmen sind zwei Betriebsmodi bekannt. Die in dieser Arbeit untersuchte Entladung operiert zunächst in der Ω -Mode und wechselt bei Erhöhung der Leistung in eine γ -Mode [12].

Durch ein hohes elektrisches Feld im Bulk und somit im Inneren der Entladung, entsteht die Ionisation [12]. Dieses Feld weist an den Rändern Extrema auf und ist aufgrund der geringen Leitfähigkeit der Entladung im Bulk primär ein Driftfeld. Wie Liu et al. [16] gezeigt hat, werden die Elektronen nicht nur während der Expansion aufgeheizt, sondern auch während des Rückwegs. Dadurch entsteht ein feldverstärkender Bereich. Ein Teil der Elektronen können sich diese Elektronen aufgrund von Kollisionen bei hohem Druck nicht anschließen, sodass sie sich sammeln und somit eine negativ geladene Raumzone entwickeln. Dadurch entsteht ein selbstständiges elektrisches Feld, welches

die Elektronen zur Elektrode hin beschleunigt und sie dabei erhitzt [8].

Da das Stromsignal dem Spannungssignal um ca. 90° vorausgeht, sind die Emissionsmaxima auch mit den Maxima der Stromstärke verbunden (siehe Abbildung 1). Dieser Effekt der ohmschen Erwärmung von Elektronen wurde von Hemke et al. [12] als Ω -Modus bezeichnet. Er zeichnet sich durch eine niedrige Leistungsdichte aus und die Emission erscheint homogen zwischen den Elektroden verteilt.

Wenn die angelegte Spannung zu hoch wird, geht die Entladung in einen Arcing Modus über, bei dem an der Spitze des Plasma Jets ein helles Filament entsteht, welches diesen beschädigen kann [19, 23].

Das zweite Emissionsmaximum lässt sich mit der Entladungsspannung, bei der das elektrische Feld und die Amplitude im Kathodenbereich am größten ist, erklären. Dies wird als γ Mode bezeichnet. Durch die Elektronenreflexion und der Penning-Ionisationsprozesse sprechen Bischoff et al. [3] auch von der Penning-Mode.

2.4 Plasmachemie

In diesem Abschnitt werden die chemischen Produktions- und Verlustprozesse von H_2O_2 behandelt. Lieberman und Lichtenberg [14] haben die elementaren Reaktionen in einem Plasma aufgelistet.

- $e + \text{AB} \rightarrow \text{AB}^+ + 2e$ (Produktion von Elektron-Ion Paaren)
- $e + \text{AB} \rightarrow e + \text{A} + \text{B}$ (Radiale Produktion)
- $e + \text{AB} \rightarrow \text{A}^- + \text{B}$ (Produktion negativer Ionen)
- $\text{A} + \text{B} \rightarrow \text{C} + \text{D}$ (Chemische Reaktion in der Gasphase)
- Transport an Oberflächen und Reaktionen in der Oberflächenphase [19]

Eine chemische Reaktion kann sich entweder in einem thermodynamischen Gleichgewicht oder in einem nicht-thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Im Fall der Atmosphärendruckentladung befindet sich das System aufgrund der unterschiedlichen Temperaturen der Elektronen und Atome in einem nicht-thermischen Gleichgewicht. Diese Reaktionen lassen sich mittels der Ratenkonstanten, den Dichten der Spezies und ihre zeitliche Ableitung beschreiben.

Bei einer Reaktion ersten Grades zwischen A und B gilt



und die Dichten können wie folgt berechnet werden.

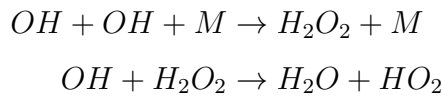
$$\frac{dn_A}{dt} = -k_A n_A \quad (3)$$

$$\frac{dn_B}{dt} = k_A n_B \quad (4)$$

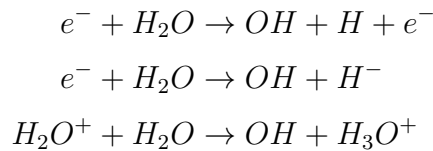
Die Ratenkonstanten k hängen von der Energieverteilung oder der Temperatur der Reaktanten ab.

Liu et al. [16] untersuchten die chemischen Prozesse explizit in einem μ -APPJ mit einem Gasstrom aus „feuchtem“ Helium. Bei niedriger Wasserkonzentration (1 ppm bis 30 ppm) besteht die Emission hauptsächlich aus Helium. Bei höheren Wasserkonzentrationen (30 ppm bis 3000 ppm) dominieren Spezies in Verbindung mit Wasser, wodurch die Elektronegativität zunimmt [15].

Untersuchungen zur Erzeugung [11] und zum Nachweis von Wasserstoffperoxid im Effluenten [13] sind bereits in anderen Arbeiten geschehen. Folgende Reaktionsgleichungen zeigen die Entstehung bzw. den Verlust von Wasserstoffperoxid.



Ein Hydroxyl-Radikal, welches im Plasma entstehen kann, besteht aus einem Sauerstoff- und einem Wasserstoffatom. Elektronenstoßdissoziationen, Ionenrekombinationen und Dissoziation durch Radikale und Metastabile M führen zur Produktion von OH, welche sowohl von der Gastemperatur T_g , der Elektronentemperatur T_e , der Elektronendichte n_e und der Gaszusammensetzung abhängt [4]. Im Folgenden sind die dominanten Produktionsreaktionen von Hydroxyl Radikalen in einem Plasma aufgelistet.



Es ist bekannt, dass die Feuchtigkeit im Betriebsgas ein wichtiger Faktor für die Konzentration des Hydroxyls darstellt [2].

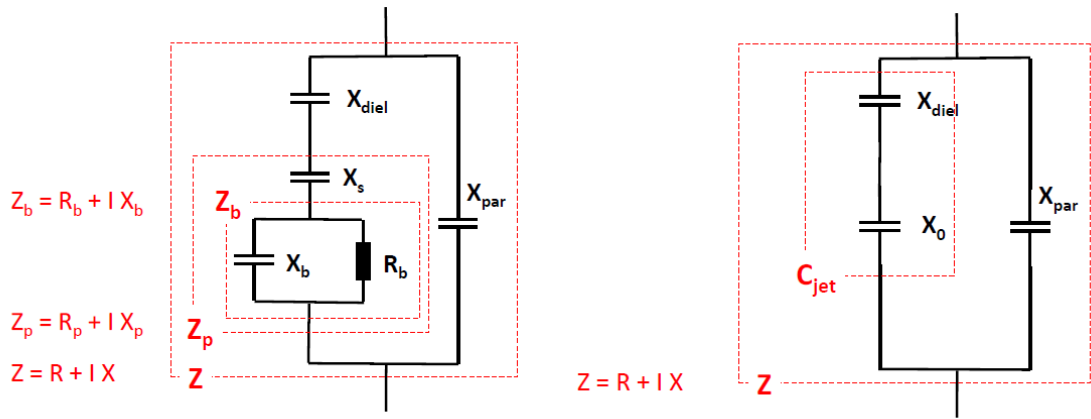
Außerdem werden atomarer Sauerstoff über Dissoziation von O_2 und Wasserstoff als Nebenprodukt der Dissoziation von Wassermolekülen gebildet. Diese können im Effluenten des Jets mit Teilchen aus der Umgebungsluft wie O_2 , N_2 und H_2O reagieren und so ebenfalls Hydroxyl erzeugen.

Die hohe Reaktivität eines Hydroxyls folgt aus dem ungepaarten Elektron, wodurch seine Lebensdauer mit weniger als 1 μ s kurz ist [1]. In der Umgebung des Plasmas überwiegen die Vernichtungsreaktionen des Hydroxyls gegenüber anderen Reaktionen. Um die Elemente anzuregen, werden für die Spezies bestimmte Energien benötigt. Diese Anregungsenergien E_i sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1: Anregungsenergien der Spezies im Plasma

Element	Wellenlänge nm	E_i eV	Quelle
OH	308	4	[7]
H	656	10,199	[17]
He	706	20,964	[17]
O	777	9,146	[17]
O	844	9,521	[17]

2.5 Elektronendichte

Abbildung 1: Ersatzschaltbild für den μ -APPJ bei links angeschaltetem Plasma und rechts ausgeschaltetem Plasma

Die Elektronendichte verbindet wichtige Plasmaparameter wie die Debyelänge, Plasmafrequenz, die elektrische Leitfähigkeit und die Wahrscheinlichkeit eines elektroneninduzierten Prozesses wie beispielsweise einer Anregung [6]. Um die Dichte der Elektronen im Plasma zu bestimmen, wurde ein elektrisches Ersatzschaltbild für den Plasmajet konstruiert (siehe Abbildung 1). Diese Schaltbilder zeigen auf der linken Seite die Widerstände im Falle des gezündeten Plasmas und auf der rechten Seite ohne Plasma. Der kapazitive Widerstand durch das Dielektrikum X_{diel} liegt bei beiden Fällen vor. Sowohl der Schichtwiderstand X_s als auch der ohmsche Widerstand im Bulk des Plasmas R_b kommen erst durch das Zünden zustande. Der parasitäre Widerstand X_{par} umfasst alle unerwünschten und störenden Beeinflussungen des Plasmajets. Die jeweiligen Impedanzen setzen sich aus den kapazitiven (X) und ohmschen (R) Widerständen zusammen. Die Impedanzen und Widerstände in der Entladung berechnen sich wie folgt (die kom-

plette Rechnung basierend auf die des COST-Jets [6] mit interner Absprache auf ein Dielektrikum erweitert ist im Appendix zu finden).

$$\frac{1}{Z_b} = \frac{1}{R_b} + \frac{1}{iX_b} \quad (5)$$

$$Z_p = iX_s + Z_b \quad (6)$$

Die Kapazität des Systems lässt sich aus folgender Summe bestimmen

$$C = C_{jet} + C_{par} \quad (7)$$

Die Impedanzen berechnen sich mittels

$$Z_{par} = iX_{par} \quad (8)$$

$$Z_p = R_p + iX_p + iX_{diel} \quad (9)$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_p} + \frac{1}{Z_{par}} \quad (10)$$

Daraus kann man die Schichtdicke ermitteln.

$$\langle s \rangle = 0,5 \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot \omega \cdot |X_s| \quad (11)$$

wobei $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ die elektrische Feldkonstante, A die Querschnittsfläche, $\omega = 2\pi f$ mit $f = 13,56$ MHz die Frequenz, mit der das Plasma angeregt wird, und X_s die Schichtimpedanz beschreibt. Für die Elektronendichte ergibt sich

$$n_e = \frac{d_{gas} - 2s}{AR_b} \frac{\nu_m m_e}{e^2} \quad (12)$$

mit d_{gas} als Gasdicke, s als Schichtdicke, A als Querschnittsfläche, R_b als Widerstand im Bulk und $\nu_m = 4,03 \cdot 10^{12} s^{-1}$ als Frequenz der Elektron-Neutral-Stöße [14], $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} kg$ als Elektronenmasse und $e = 1,602 \cdot 10^{-19} C$ als Elementarladung.

Somit lässt sich allein aus der angelegten Spannung, dem Strom, der Phase zwischen diesen beiden und der Plasmaleistung die Elektronendichte abschätzen.

3 Aufbau und experimentelle Methoden

Die wichtigsten Komponenten des experimentellen Aufbaus setzen sich aus der Plasmaquelle und dem sogenannten Bubbler zusammen. Die für diese Arbeit verwendeten Untersuchungsmethoden sind die Leistungsmessung, die optische Emissionsspektroskopie und die phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie. In diesem Kapitel werden sowohl der Aufbau als auch die analytischen Prinzipien erklärt.

3.1 Plasmaquelle

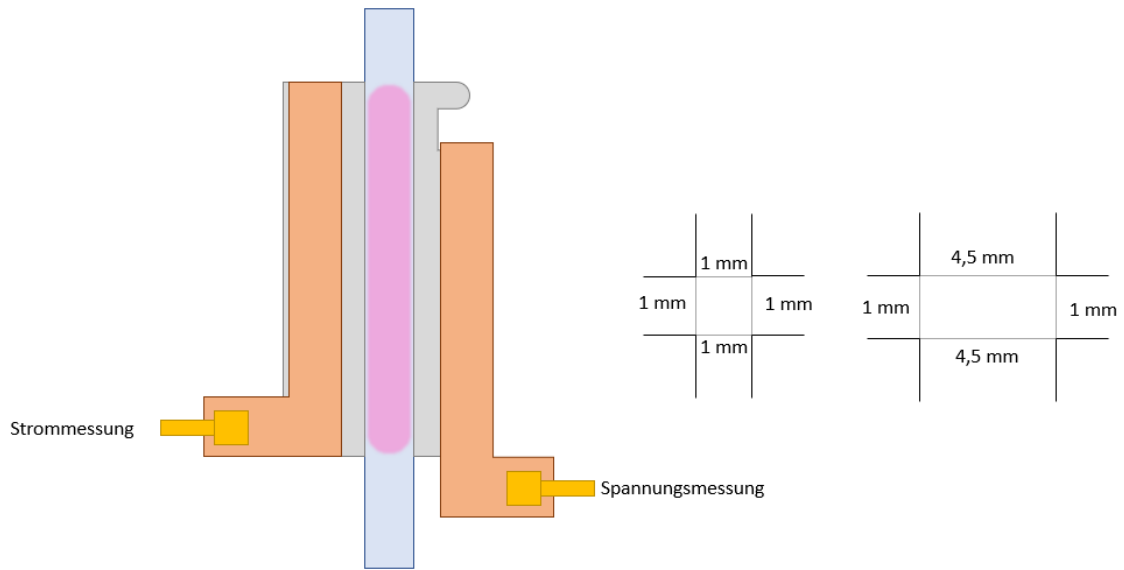


Abbildung 2: Schematische Skizze des Plasmajets

Um das benötigte Plasma zu erhalten, nutzen wir einen sogenannten Mikro-Atmosphärendruck-Plasmajet (μ -APPJ).

Der verwendete Plasmajet ist an dem COST (Cooperation in Science and Technology) Referenz Mikroplasma Jet (COST-Jet) angelehnt. Dieser wurde normiert konstruiert, um die Messungen trotz verschiedener Experimentssysteme vergleichen zu können [9, 21].

In diesem Projekt wird der COST-Jet durch einen kapillaren Plasmajet ersetzt, da hierbei eine höhere Variabilität des Plasmavolumens und der Betriebsparameter möglich ist. Winzer et al. [26] konstruierten einen Kapillarenjet, welcher identisch zum COST-Jet funktioniert. Der μ -APPJ besteht aus zwei Elektroden und einer Glaskapillare, welche als Dielektrikum funktioniert und durch welche das Betriebsgas fließt (vgl. Abbildung 2). In Abbildung 4 ist eine schematische Skizze des verwendeten Plasmajets gezeigt.

Für den Vergleich wird zum einen eine schmale Kapillare mit einem Querschnitt von $(1 \pm 0,2) \text{ mm} \times (1 \pm 0,2) \text{ mm}$ und eine breite Kapillare mit $(4,5 \pm 0,2) \text{ mm} \times (1 \pm 0,2) \text{ mm}$ verwendet (vgl. Abbildung 2). Beide haben eine Wanddicke von 0,2 mm.

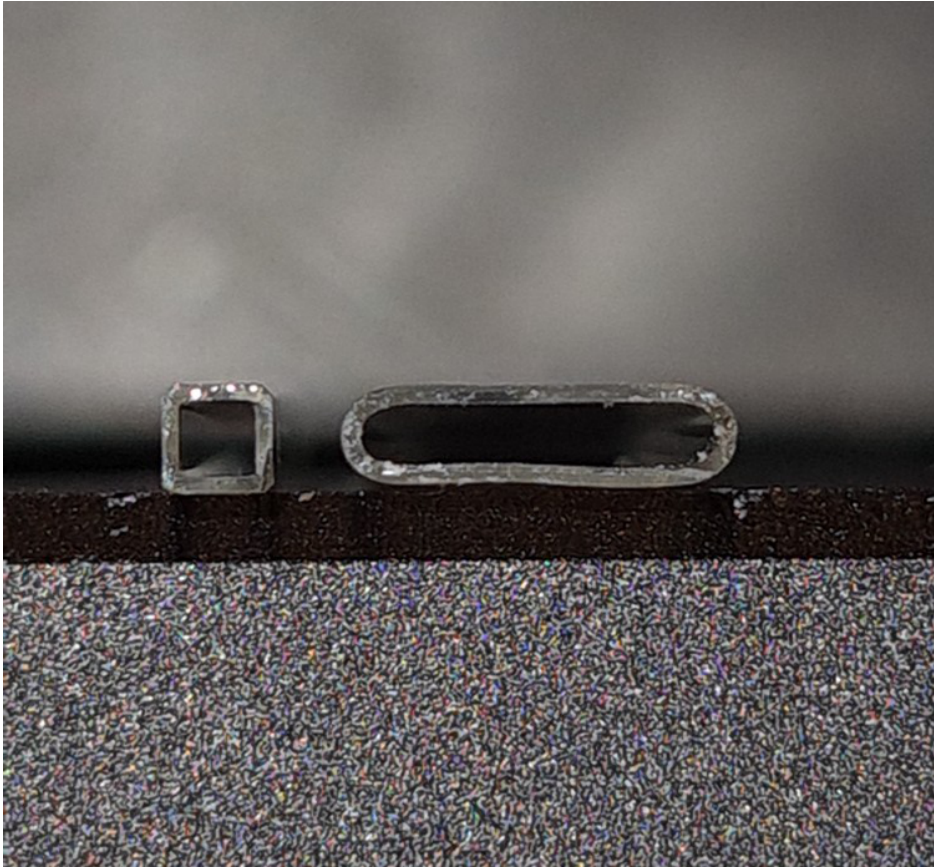


Abbildung 3: Bild des Querschnitts der schmalen und breiten Kapillare

Da die Elektroden 40 mm lang sind, erhält man ein Plasmavolumen von 40 mm^3 bzw. $165,6 \text{ mm}^3$. Abbildung 3 zeigt die Querschnitte dieser Kapillaren. Man sieht, dass die breite Kapillare rechteckig mit abgerundeten Ecken, während die schmale Kapillare quadratisch ist. Dieser Unterschied beeinflusst auch teilweise die Messungen.

Die Gasversorgung besteht aus zwei Massendurchflussregler (Analyt MTC, bis 2 slm) und einem eisgekühlten Bubbler System. Als Trägergas wird Helium mit einer Wasserbeimischung verwendet. Die Beimischung lässt sich mittels des Bubblers einbringen, welcher in Unterabschnitt 3.2 näher erklärt wird.

Die Leistung wird in das Plasma eingekoppelt, welches von einem RF-Generator mit einer Frequenz von 13,56 MHz und einer Matchbox (Coaxial Power System) betrieben wird. Zur Überwachung der Leistung, Spannung und des Stroms werden mit einem Oszilloskop (Teleyne LeCroy, 10 GS/s, 1 GHz) diese Parameter aufgezeichnet. Die induzierte Spannung wird mittels einer Pick-Up-Antenne gemessen, welche an der gepowerten Elektrode befestigt ist. Durch eine Hochspannungssonde (Tektronix) wird der Kalibrierungsfaktor jedes Aufbaus neu bestimmt. Dieser unterscheidet sich bei unterschiedlichen Kapillaren und Justagen und liegt für die schmale Kapillare bei einem Wert zwischen

160 und 190 und für die breite Kapillare zwischen 140 und 150. Für die Strommessung wird ein $4,7\,\Omega$ Widerstand mit der anderen Elektrode verbunden. Das Oszilloskop misst die über dem Widerstand abfallende Spannung und mittels des Ohmschen Gesetz wird die Stromstärke abgeleitet. Strom und Spannung haben dabei eine Phasenverschiebung $\Delta\Phi$, sodass auch eine Referenzphase $\Delta\Phi_0$ aufgenommen werden muss. Die Leistung wird wie folgt bestimmt [9].

$$P = U_{eff} \cdot I_{eff} \cdot \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \Delta\Phi - \Delta\Phi_0\right) \quad (13)$$

Dabei bezeichnen U_{eff} und I_{eff} jeweils die Effektivwerte für Spannung und Strom. Die Zündspannung des Plasmas liegt je nach Wasserzugabe zwischen 200 V und 300 V.

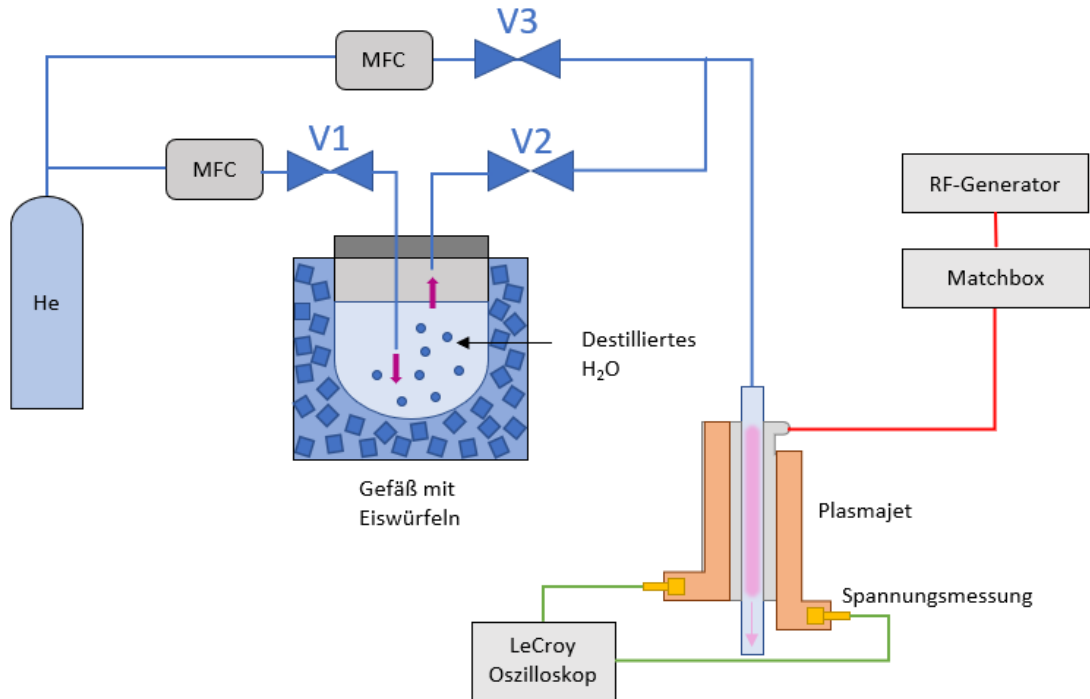


Abbildung 4: Schematische Skizze des Aufbaus

3.2 Das Bubbler System

Um das Betriebsgas mit Wasser anzureichern, wird ein Bubbler verwendet. Dieser besteht aus einem Glasgefäß, welches mit ca. 75 ml reinem destilliertem Wasser gefüllt ist. Dieses Gefäß wird während der Messung mit einem Eisbad gekühlt, um die Temperatur konstant zu halten. Dieses Eisbad besteht aus 0,9 L Eiskwürfeln und 0,4 L kühl-schränk-kaltem Wasser. Die Temperatur des Wassers wird mit einem Thermoelement gemessen und liegt im gekühlten Zustand bei 1,4 °C [13]. Das Trockenhelium wird durch das Gefäß geleitet und vermischt sich mit den Wassermolekülen. Der Gasfluss in den Rohren lässt sich mittels mehrerer Ventile schließen und öffnen.

Das „angefeuchtete“ Helium wird erneut mit trockenem Helium vermischt und zur Plasmaquelle geleitet, um eine bestimmte Wasserkonzentration einstellen zu können.

$$c_{\text{H}_2\text{O},\text{Plasma}} = \frac{\Phi_{\text{Bubbler}}}{\Phi_{\text{Bubbler}} \Phi_{\text{trocken}}} \cdot c_{\text{H}_2\text{O},\text{Bubbler}} \quad (14)$$

Dabei bezeichnet Φ_{Bubbler} den Fluss aus dem Bubbler, Φ_{trocken} den des komplett trockenen Heliums und $c_{\text{H}_2\text{O},\text{Bubbler}}$ die Konzentration des Wassers im Gas im Bubbler über der Wasserlinie. Die Wasserkonzentration durch den Bubbler lässt sich aus folgender Formel entnehmen.

$$c_{\text{H}_2\text{O},\text{Bubbler}} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}(T)}{p_{\text{total}}} \cdot 10^6 \quad (15)$$

Dabei beträgt der Dampfdruck von Wasser $p_{\text{H}_2\text{O}}(T) = 6.1094 \cdot e^{\frac{17.625 \cdot T}{T+243.04}}$, welche als August-Rocke-Magnus-Formel [24] bezeichnet wird, und der Gesamtdruck

$p_{\text{ges}} = 101\,325 \text{ Pa}$.

Zuletzt berechnet sich die Wasserkonzentration im Plasma wie folgt.

$$c_{\text{H}_2\text{O},\text{Plasma}} = \frac{\Phi_{\text{Bubbler}}}{\Phi_{\text{total}}} \cdot \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}(T)}{p_{\text{total}}} \cdot 10^6 \quad (16)$$

Der Fehler der Konzentration errechnet sich aus

$$\Delta c_{\text{H}_2\text{O},\text{Plasma}} = \Delta T \cdot \frac{\Phi_{\text{Bubbler}}}{\Phi_{\text{total}}} \cdot \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}(T)}{p_{\text{total}}} \cdot 10^6 \cdot \frac{17,625 \cdot 243,04}{(T + 243,04)^2} \quad (17)$$

mit $\Delta T = 0,5^\circ\text{C}$. Die Unsicherheiten der Massendurchflussregler und des atmosphärischen Drucks werden hier vernachlässigt, da die Temperatur im Bubbler eine wesentlich höhere Unsicherheit ergibt [19].

In Tabelle 2 sind die Werte für $T=1,4^\circ\text{C}$ aufgeführt. Die Einheit slm steht für Standard-Liter pro Minute und berechnet sich zu $1,688\,75 \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}^3}{\text{s}}$.

Tabelle 2: Verhältnisse zwischen Bubblerbeimischung und Wasserkonzentration bei $T=1,4^{\circ}\text{C}$

kleine Kapillare		große Kapillare		Wasserkonzentration ppm
Trockenhelium slm	Bubbler slm	Trockenhelium slm	Bubbler slm	
1	0	2	0	0
0.97	0.03	1.94	0.06	190
0.9	0.1	1.8	0.2	640
0.8	0.2	1.6	0.4	1200
0.7	0.3	1.4	0.6	1900
0.6	0.4	1.2	0.8	2500
0.5	0.5	1	1	3200
0	1	0	2	6400

3.3 OES

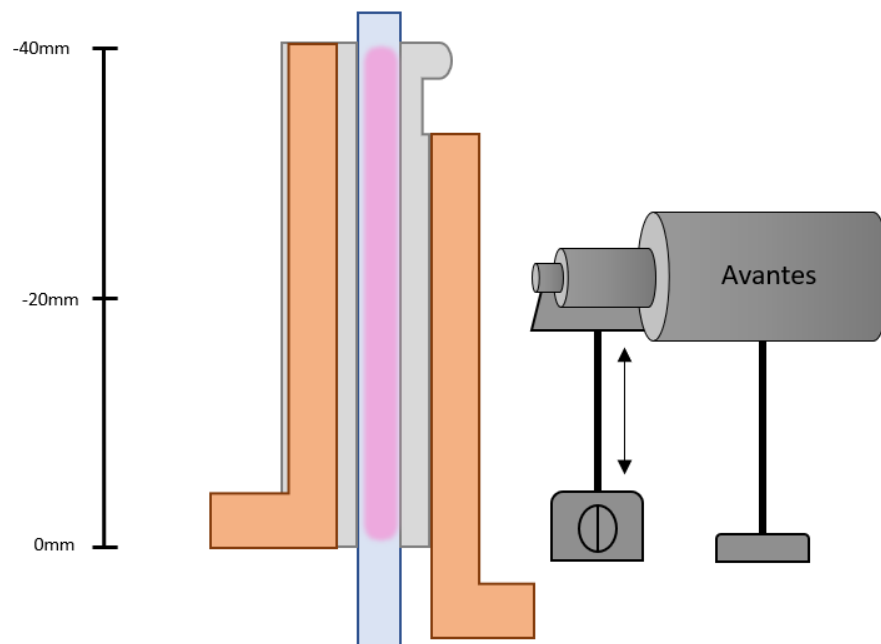


Abbildung 5: OES Aufbau

Die optische Emissionsspektroskopie ermöglicht es, die Emission des Plasmas zwischen den Elektroden des Plasmajets zu untersuchen.

Zur Detektion der Plasmaemission ist eine Faser vor dem Jet positioniert. Dieser Aufbau ist in Abbildung 5 gezeigt. Um die Position der Faser genau einstellen zu können, ist diese auf einer Schiene befestigt, die sowohl den Abstand des Entladungskanals zu der Faser bestimmt, als auch die Position in der Kapillaren, auf die die Faser gerichtet ist. Ein USB-Spektrometer (Avantes), welches die Strahlung im Bereich von (300-780)nm auslesen kann, misst die Emission des Plasmas. Mit dem Programm AvaSoft 8 werden die spektralen Emissionslinien dargestellt und durch eine Hintergrundmessung korri-

giert. Außerdem kann die Integrationszeit und die Anzahl der Messungen, über welche gemittelt wird, eingestellt werden.

Die Auflösung des Detektorsystems wird mithilfe der numerischen Apertur NA bestimmt.

$$NA = \sin(\theta) \cdot n \quad (18)$$

Dabei ist θ der Öffnungswinkel der Faser und $n = 1$ der Brechungsindex in Luft. Für die verwendete Faser gilt $NA = 0,22 \pm 0,02$ und damit $\theta = (12,7 \pm 1,1)^\circ$. Der Durchmesser d eines auflösbaren Punktes hängt vom Abstand b der Faser zum Jet ab. Dieser beträgt $b = (0,83 \pm 0,02)$ cm. Über den trigonometrischen Zusammenhang

$$d = 2 \cdot b \cdot \tan(\theta) \quad (19)$$

wird die Auflösung zu $d = (3,7 \pm 0,4)$ mm bestimmt [19].

Durch die Rohre, die Gasflasche oder Wechselwirkungen mit der Atmosphäre können Verunreinigungen des Plasmas entstehen. Aus dem Verhältnis zwischen Heliumlinie und Stickstofflinie lässt sich die Verunreinigung des Plasmas abschätzen. Je reiner das Plasma ist, desto höher ist die Intensität der Sauerstoff 777 nm Linie, da die Energie der Elektronen an die Ionisierung der Stickstoffspezies verloren geht [19]. Um dies zu minimieren, werden die Leitungen zunächst mit dem Gas gespült.

3.4 PROES

Die phasenaufgelöste Emissionsspektroskopie (Phase-resolved optical emission spectroscopy (PROES)) ermöglicht es, die Kinetik im Plasma besser zu beobachten [8]. Mithilfe dessen kann die orts- und zeitaufgelöste Elektronenemission während des RF Zyklus dargestellt werden. Abbildung 6 zeigt den Aufbau des Systems. Mithilfe der PROES-Kamera (PicoStar HR 16) kann die Entladung im Kapillarenjet aufgenommen werden. Dazu ist ein anamorphotisches System nötig, um das Plasma, welches eine Abmessung von $40 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ hat, auf einen quadratischen Chip abzubilden. Dieser Chip hat eine Kantenlänge von 12,8 mm. Hierfür werden zwei Zylinderlinsen mit einer Fokusslänge von 75 mm und 100 mm wie in Abbildung 7 zwischen Plasmaquelle und Chip positioniert. Die erste Linse hinter dem Plasmajet zieht den Entladungskanal in der Breite auseinander. Die zweite Linse staucht diese Abbildung in der Horizontalen zusammen, sodass man passende Abmaße erhält. Die Kamera nimmt im DC Modus nur ein Bild auf. Im RF Modus wird der zweite Generator hinzugeschaltet, welcher das Kamerasystem pulst. Außerdem sorgt ein Delay und ein HRI (High Rate Imager) für die richtige Zeit zwischen den Pulsen des Plasmas und der Kamera. Somit wird ein RF-Zyklus abgetastet und unterteilt in 123 Bilder, die den gesamten Zyklus darstellen.

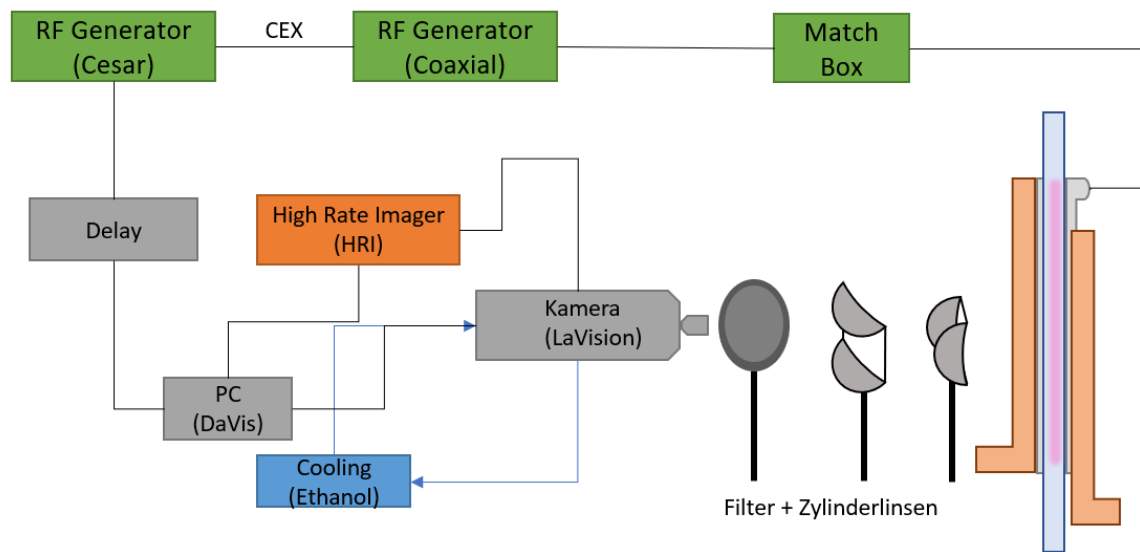


Abbildung 6: PROES Aufbau

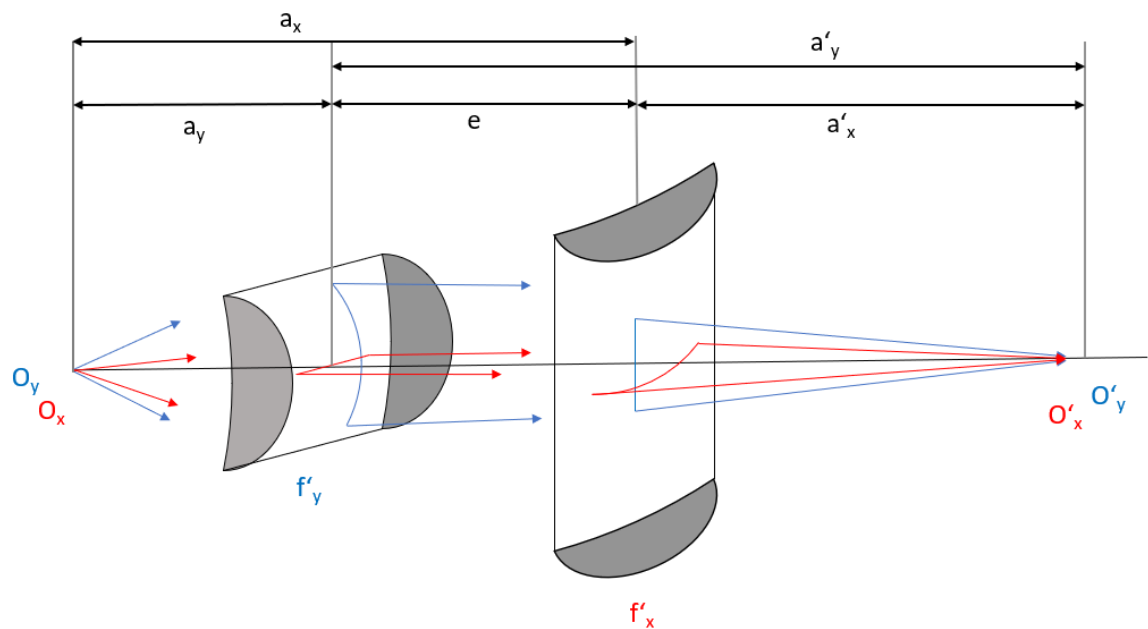


Abbildung 7: Zylinderlinsenkonstruktion

Die Integrationszeit beträgt üblicherweise 1 s bis 4 s je nach Emissionsintensität des jeweiligen Übergangs. Um die Spezies getrennt voneinander zu untersuchen, werden bestimmte optische Filter in den Strahlengang eingefügt, welche in Tabelle 3 mit ihrer Halbwertsbreite aufgelistet sind.

Tabelle 3: Optische Filter mit ihren Halbwertsbreiten

Element	Filter	Halbwertsbreite
	nm	nm
OH	308	10
H $_{\alpha}$	656	3
He	706	10
O	777	10
O	844	10

Kalibrierung

Um die Abmaße der Kapillaren auf dem Kamerabild zu projizieren, wird ein DC Bild der Kapillaren aufgenommen. In diesem erkennt man die Entladung an der Randschicht, welche den Bereich der Kapillarenwand vorgibt (vgl. Abbildung 8).

Man erkennt eine Verzerrung am rechten Rand der Kapillaren aufgrund von optischen Verschiebungen. Da man durch beide Linsen, einem Filter und der Kamera einige optische Elemente hat, entstehen schon bei kleinsten Verschiebungen solche Fehler. Jedoch stört diese Verzerrung das am Ende untersuchte Bild nicht maßgeblich.

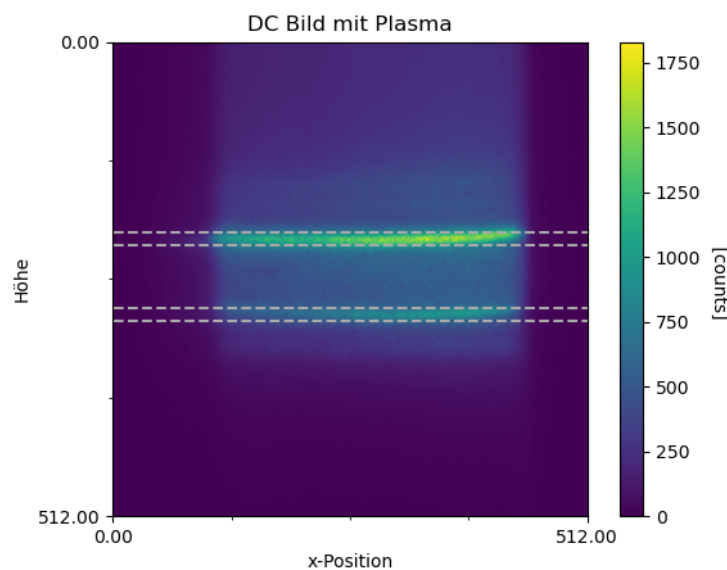


Abbildung 8: Kalibrierungsbild mit Plasma bei 6 W

4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messreihen ausgewertet und diskutiert. Dazu werden zunächst die Daten besprochen und im Anschluss mit bereits veröffentlichten Ergebnissen verglichen.

4.1 Leistungsmessung und Elektronendichte

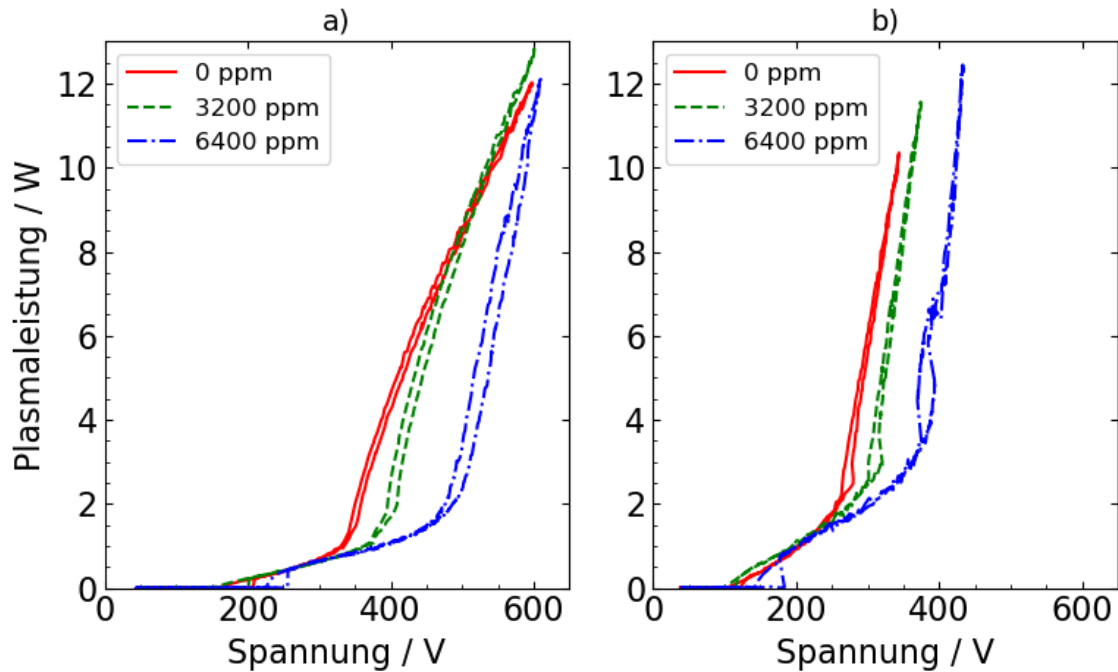


Abbildung 9: Plasmaleistung über der angelegten Spannung für a) die schmale Kapillare und b) die breite Kapillare.

Plasmaleistung Um das Verhalten der eingekoppelten Plasmaleistung im Vergleich zur angeschlossenen Spannung zu beobachten, wurden Leistungskurven aufgenommen. Diese können Aufschluss darüber geben, wie sich die Elektronen bei der Entladung verhalten. Außerdem lassen sich damit die Elektronendichten berechnen, die genaue Angaben zu der Elektronenanzahl pro Entladungsvolumen macht. In Abbildung 9a) sieht man den Verlauf der Leistung bei verschiedenen Wasserbeimischungen.

Die Leistung pro Volumen liegt bei einer Plasmaleistung von 6 W bei der schmalen Kapillare bei $0,15 \frac{\text{W}}{\text{mm}^3}$ und bei der breiten Kapillare bei $0,036 \frac{\text{W}}{\text{mm}^3}$. Somit hat die schmale Kapillare eine ca. vierfach größere Leistungsdichte als die breite Kapillare.

Das Plasma zündet bei einer Spannung zwischen ca. 180 V und 260 V. Der Knick bei einer Spannung von ca. 320 V bzw. 500 V folgt aus dem Übergang der Entladung

von einer Ω -Mode zu einer Penning-Mode [16]. Bei diesem Wechsel wird das elektrische Feld und die Amplitude im Kathodenbereich am größten, sodass die Elektronen erneut geheizt werden und die Plasmaleistung stärker ansteigt.

Je größer die Wasserbeimischung ist, desto mehr Spannung wird für die selbe Plasmaleistung benötigt, da die Wassermoleküle vermutlich mit den Teilchen kollidieren und diese abregen.

Abbildung 9b) zeigt die Leistungskurve der breiten Kapillare über der angelegten Spannung. Der grobe Verlauf ist dabei sehr ähnlich zu den Kurven der schmalen Kapillaren. Jedoch zündet das Plasma hier bei 120 V bis 190 V. Somit ist die Zündspannung eine niedrigere als bei der kleinen Kapillaren. Dies liegt vermutlich an der größeren Fläche der Elektrode und somit eine großflächigeres elektrisches Feld. Ein weiterer Faktor könnte hier die einfachere Justage der breiten Elektroden sein. Eine Plasmaleistung von 6 W wird bei ca. 300 V bzw. 400 V erreicht und somit auch bei niedrigeren Spannungen. Die Leistungskurve bei einer hohen Wasserkonzentration zeigt einen veränderten Verlauf bei mittlerer Leistung. Dies lässt darauf schließen, dass der Wechsel zwischen den Moden in der breiten Kapillare bei hoher Wasserbeimischung nicht so gleichmäßig verläuft, wie bei der schmalen.

Im Vergleich zum COST-Jet [20] kann am Kapillarenjet bei viel höheren Leistungen gearbeitet werden. Der COST-Jet weist bei ca. 2 W bis 2,5 W Arcing-Effekte auf, weshalb man sich dabei nur in kleinen Leistungsbereichen aufhalten kann. Der Kapillarenjet ermöglicht es jedoch, auch hohe Leistungen einzukoppeln und zu untersuchen. Hierbei kann man bis zu einer Leistung von 12 W arbeiten, ohne dass eine Bogenentladung entsteht.

Elektronendichte Wie in Unterabschnitt 2.5 erläutert wurde, lässt sich die Elektronendichte in dem Plasma berechnen, um die Anregung der Elektronen zu beobachten. Abbildung 10 zeigt die Elektronendichte über der Leistung für verschiedene Wasserbeimischungen für a) die schmale Kapillare und b) die breite Kapillare aufgetragen. Man erkennt, dass sich die Dichten bei verschiedenen Wasserbeimischungen sehr ähnlich verhalten, die Dichte aber für niedrigere Wasserbeimischungen schneller ansteigt. Die Kurven der breiten Kapillare sind weniger glatt als bei der schmalen Kapillare, was auf die Leistungsmessung zurückzuführen ist. Für die breite Kapillare ist der Strom größer, sodass es zu mehr Rauschen kommen kann. Im Vergleich zum COST-Jet liegt die Elektronendichte beim μ -APPJ für Leistungen bis zu 1 W in der selben Größenordnung. Dennoch ist die Dichte allein nicht ausreichend, um das Verhalten eines Plasmas zu verstehen. Darüber hinaus ist die Energieverteilungsfunktion oder zumindest die Elektronentemperatur erforderlich [6].

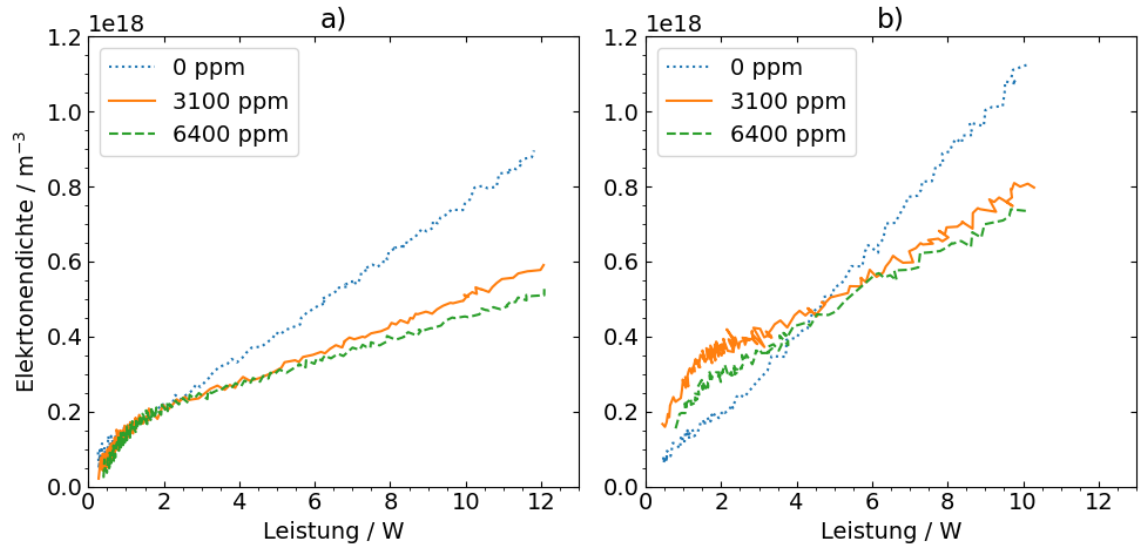


Abbildung 10: Elektronendichte über der Leistung für a) die schmale Kapillare und b) die breite Kapillare.

Schichtdicke Abbildung 11 zeigt die Schichtdicke in Abhängigkeit von der Leistung für a) die schmale Kapillare und b) die breite Kapillare. Diese steigt für beide Kapillaren zunächst leicht an, fällt dann stark ab und geht dann in einen leichteren Abfall über. Dies weist auf einen exponentiellen Verlauf hin. Bei der schmalen Kapillaren liegt die Schichtdicke bei 0,3 mm bzw. für hohe Leistungen bei 0,1 mm. Die breite Kapillare weist maximal eine Schichtdicke von 0,14 mm auf und somit viel kleinere als bei der schmalen Kapillaren.

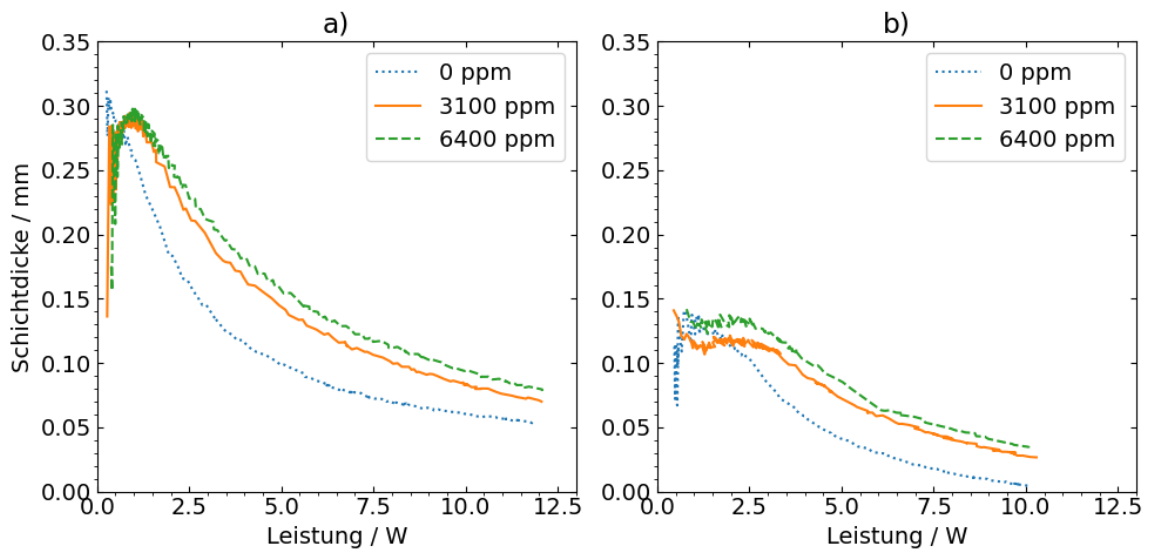


Abbildung 11: Schichtdicke über der Leistung für a) die schmale Kapillare und b) die breite Kapillare.

4.2 Identifizierung der Spezies aus der OES-Messung

Zur Identifizierung der Spezies im Plasma dient die optische Emissionsspektroskopie. Diese kann Aufschluss auf die Entstehung und Verteilung im Entladungskanal geben. Sie zeigt das Linienspektrum der Entladung an der betrachteten Position, wie in Unterabschnitt 3.3 beschrieben wurde.

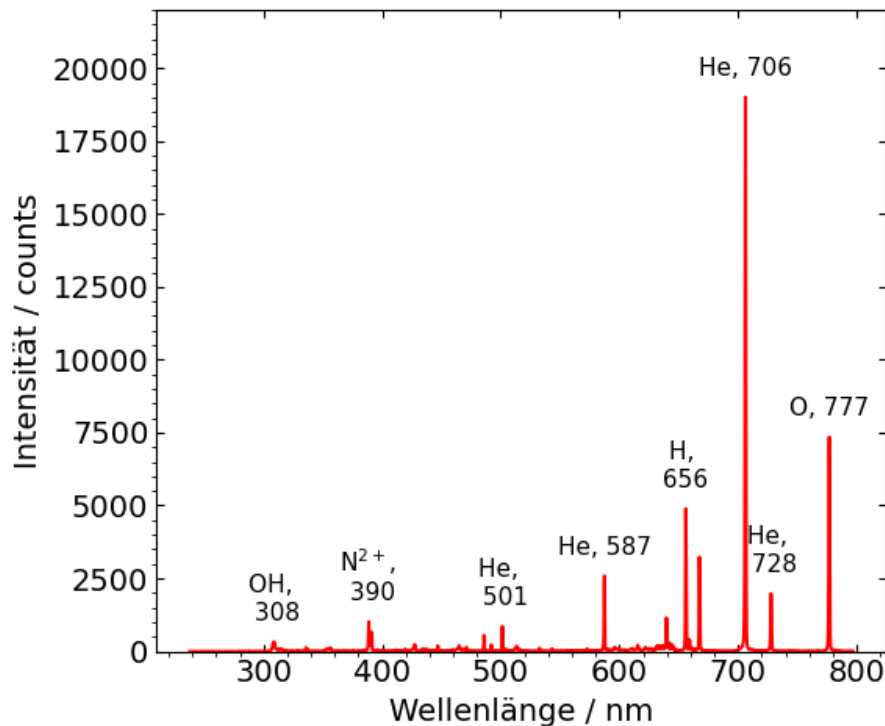


Abbildung 12: Emissionsspektrum der Entladung bei 6 W und 0 ppm Wasserbeimischung in der schmalen Kapillare. Die Spezies sind markiert. Die nicht benannten Linien stellen weitere Helium-Linien dar.

Emissionsspektrum Abbildung 12 zeigt das Emissionsspektrum des Plasmas in der Mitte des Entladungskanals bei einer Plasmaleistung von 6 W und einer Wasserbeimischung von 0 ppm in der schmalen Kapillare. Es wird die Intensität der Emission gegen die Wellenlänge in nm aufgetragen. Bei höheren Leistungen steigt die Energie der freien Elektronen und somit die Anregung der reaktiven Spezies.

Die Helium (He) Linie bei 706 nm sticht als intensivste Linie heraus. Außerdem sind die Sauerstoff (O) Linie bei 777 nm, die Wasserstoff (H_α) Linie bei 656 nm und die Hydroxyl (OH) Bande bei 308 nm auffällig intensiv. Des weiteren sind weitere Helium und Stickstoff-Linien zu sehen. Stickstoff resultiert aus den Verunreinigungen in den Rohren oder der Flasche oder durch die Wechselwirkung mit der Atmosphäre, zusammengefasst als Restgas.

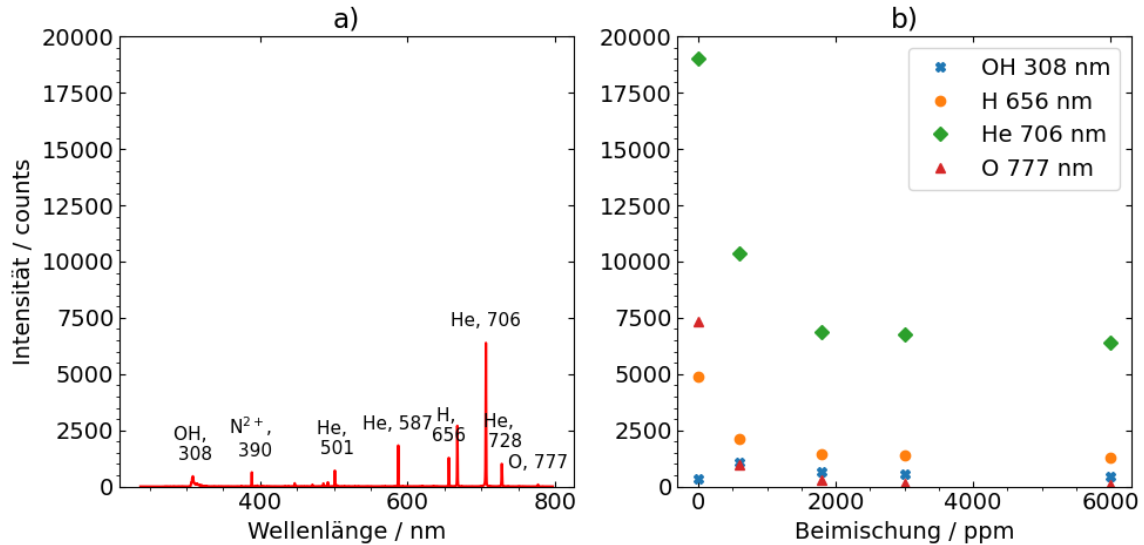


Abbildung 13: a) Spektrum bei 6 W und einer Wasserkonzentration von 6400 ppm
 b) Beimischungssvariation bei 6 W für verschiedene Emissionsmaxima.

Wasserbeimischung Fügt man wie in Abbildung 13 Wasser hinzu, nimmt die Intensität der Helium, Sauerstoff und Wasserstoff-Linien ab und somit auch die Anregung der Plasmaspezies. Die Intensität der Hydroxyl Bande nimmt zunächst zu und fällt danach leicht ab. Abbildung 13 b) zeigt, dass die Sauerstoff Linie schon bei wenig Wasserbeimischung stark an Intensität verliert. Außerdem wurde beobachtet, dass die Hydroxyl Konzentration bei einer Wasserbeimischung von 640 ppm am höchsten ist. Deshalb ist zu vermuten, dass aus dem Wasser mehr Hydroxyl-Radikale dissoziiert werden.

Die Arbeitsgruppe Bruggeman und Schram [4] führte vergleichbare Messungen mit einer Atmosphärendruck Glimmentladung durch. Sie beobachteten ebenfalls den stärksten Abfall an der Sauerstoff Linie bei 777 nm. Der Anstieg der Wassermoleküle führt zu mehr Wechselwirkungen der Elektronen und der angeregten reaktiven Spezies. Somit kommt es zur Stoßabregung, welche zu kleineren Emissionslinien führt. Vor allem die Sauerstoff Linie verliert an Intensität, da der Sauerstoff mit dem dissoziiertem Wasserstoff aus dem Wasser zu Hydroxyl reagiert.

Bruggeman und Schram [4] beobachteten ebenfalls mittels Massenspektrometrie, dass der Fluss der negativen Ionen mit steigender Wasserkonzentration zunahm. Vermutlich nehmen die Anlagerungsprozesse von Elektronen zu und somit die Elektronendichte ab. Diese Abnahme wurde bereits in Abbildung 10 gezeigt.

Positionsvariation Der Verlauf innerhalb der Kapillaren ist in Abbildung 14 zu sehen. Hier ist die Emission in 10 mm Schritten von Anfang (-40 mm) bis zum Ende (0 mm) des Entladungskanals gemessen worden. Hierbei liegt die Plasmaleistung konstant bei 6 W und die Wasserbeimischung bei 0 ppm. In der Mitte der Kapillaren war mit dem Auge eine Verunreinigung zu sehen, welche eine Verfälschung zur Folge haben kann. Das Plasma emittiert am Anfang am intensivsten und zum Ende des Entladungskanal am wenigsten intensiv. Das Maximum liegt bei allen Intensitäten bei 10 mm hinter dem Anfang der Elektroden. Zum einen liegt dies an der Justage der Elektroden und zum anderen an Quenching-Effekten. Dadurch, dass der Verlauf bei allen Linien sehr ähnlich ist, deutet dies darauf hin, dass dies durch die Justage vor allem zustande kommt. Außerdem fängt die Faser einen Lichtkegel erfasst und somit an den Rändern der Entladung auch einen Teil ausserhalb der Entladung einfängt. Dadurch wird eine geringere Intensität gemessen. Nach dem Maximum der Intensitäten fallen alle Linien stark ab. Wenn man diese Beobachtungen mit denen des COST-Jets vergleicht, sieht man auch hier eine Symmetrie [19]. Diese ist jedoch nach vorne verschoben. Daraus lässt sich schließen, dass die Emission durch das Dielektrikum früher als im COST-Jet entsteht.

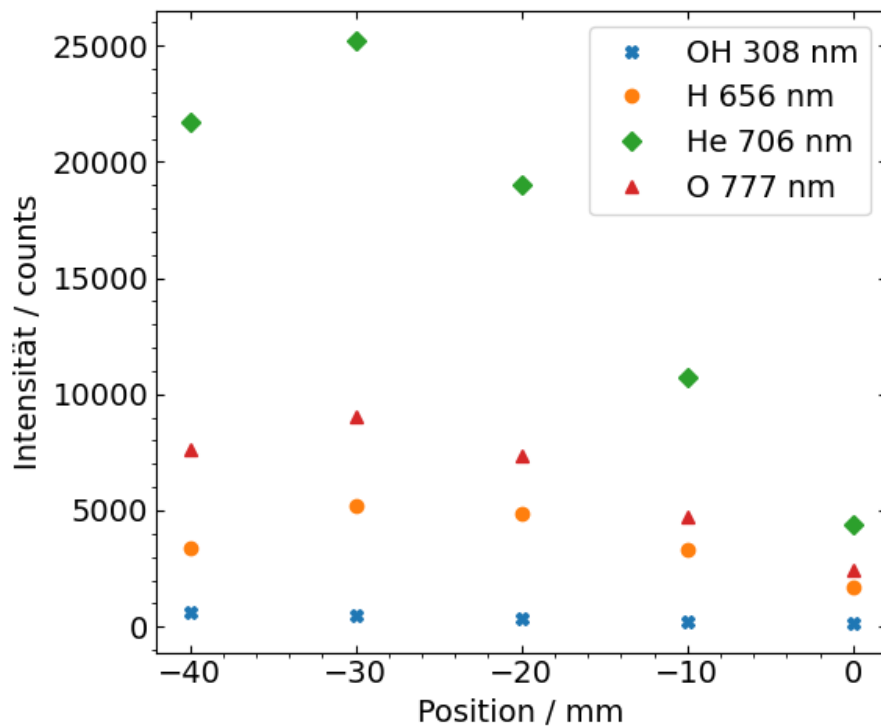


Abbildung 14: Emission in Abhängigkeit der Position bei 6 W und 0 ppm Wasser in der schmalen Kapillare. -40 mm entspricht dem Anfang, 0 mm dem Ende des Entladungskanals.

Leistungsvariation Vergleicht man in Abbildung 15 die Emissionsmaxima zwischen verschiedenen Leistungen, sieht man, dass die Intensität dieser mit der Leistung ansteigt. Der Anstieg resultiert aus der höheren Elektronenenergie, welche die Anregung der Plasmaspezies gleichzeitig erhöht. Vor allem die Helium 706 nm Linie zeigt einen starken Anstieg. Die logarithmische Darstellung zeigt, dass dieser Anstieg auch bei den weniger intensiven Linien zu beobachten ist. Die Hydroxyl Bande steigt etwas weniger an, was auch in vorherigen Arbeiten beobachtet wurde [19].

Die Arbeitsgruppe Golda et al. [9] beobachtete für die Helium Linie einen exponentiellen und für die Sauerstoff Linie einen linearen Anstieg. Diese Beobachtung spiegelt sich hier nur für die Sauerstoff Linie wider. Sie gingen davon aus, dass der lineare Anstieg aus dem linearen Anstieg der Dichte des atomaren Sauerstoffs mit steigender Leistung folgt. Außerdem erklärten sie den exponentiellen Anstieg der Helium Linie mit dem exponentiellen Anstieg der Elektronenanregung [9].

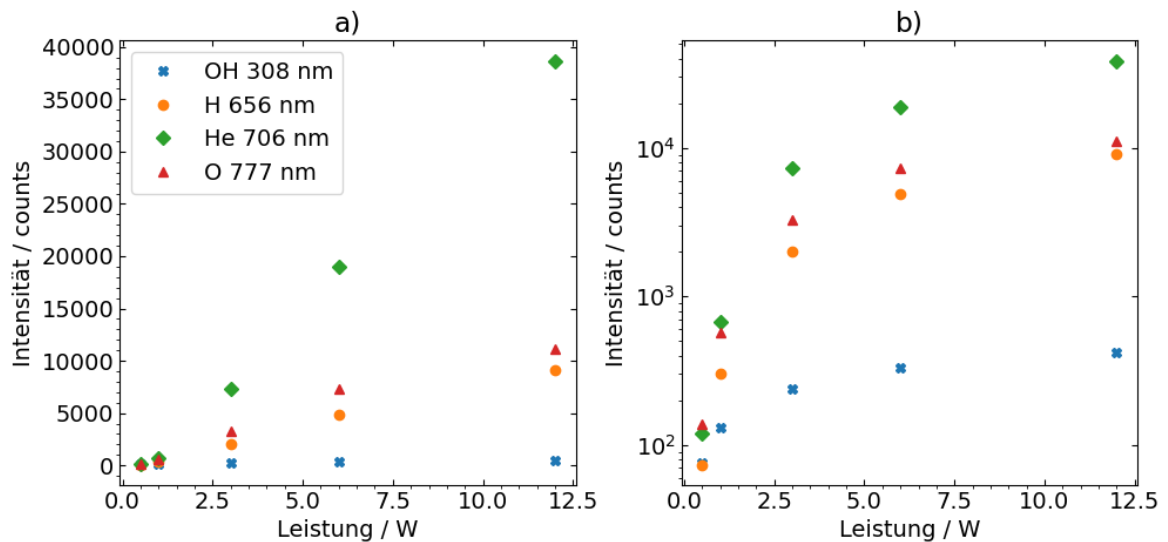


Abbildung 15: a) Emission in Abhängigkeit der Leistung und b) Logarithmus der aufgetragenen Leistungskurven bei 0 ppm Wasserbeimischung für verschiedene Emissionsmaxima.

Vergleich der schmalen und breiten Kapillare Vergleicht man die Spektren der schmalen mit denen der breiten Kapillare, erkennt man keine relevanten Unterschiede (siehe Abbildung 16). Die Intensität ist zwar geringer, jedoch sind die relativen Verhältnisse zwischen den Linien sehr vergleichbar. Auch hier ist die Helium 706 nm Linie am ausgeprägtesten. Daher werden diese Spektren nicht weiter diskutiert.

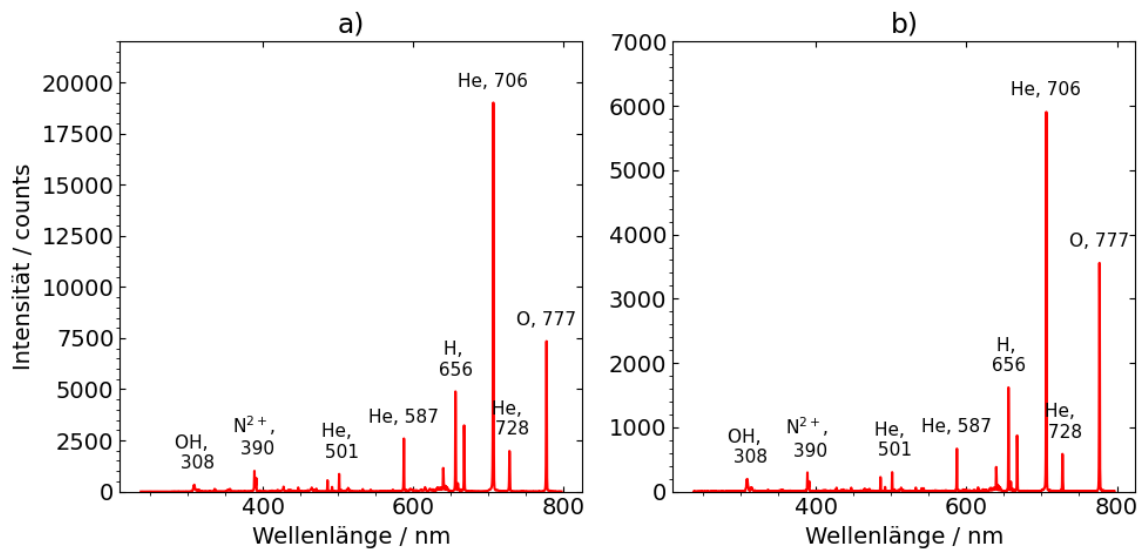


Abbildung 16: Emissionsspektrum der Entladung bei 6 W in a) der schmalen Kapillare und b) der breiten Kapillare.

4.3 Analyse der Anregungsdynamik durch die PROES-Messung

Um die Anregungsdynamik in dem Plasma zeitaufgelöst untersuchen zu können, beobachten wir die Entladung mit dem PROES Verfahren, welches in Unterabschnitt 3.4 eingeführt wurde.

Die folgenden PROES Bilder zeigen auf der vertikalen Achse den Abstand zur Elektrode, an welche die Spannung angelegt ist, und auf der horizontalen Achse die zeitlich aufgelöste Hochfrequenz Periode.

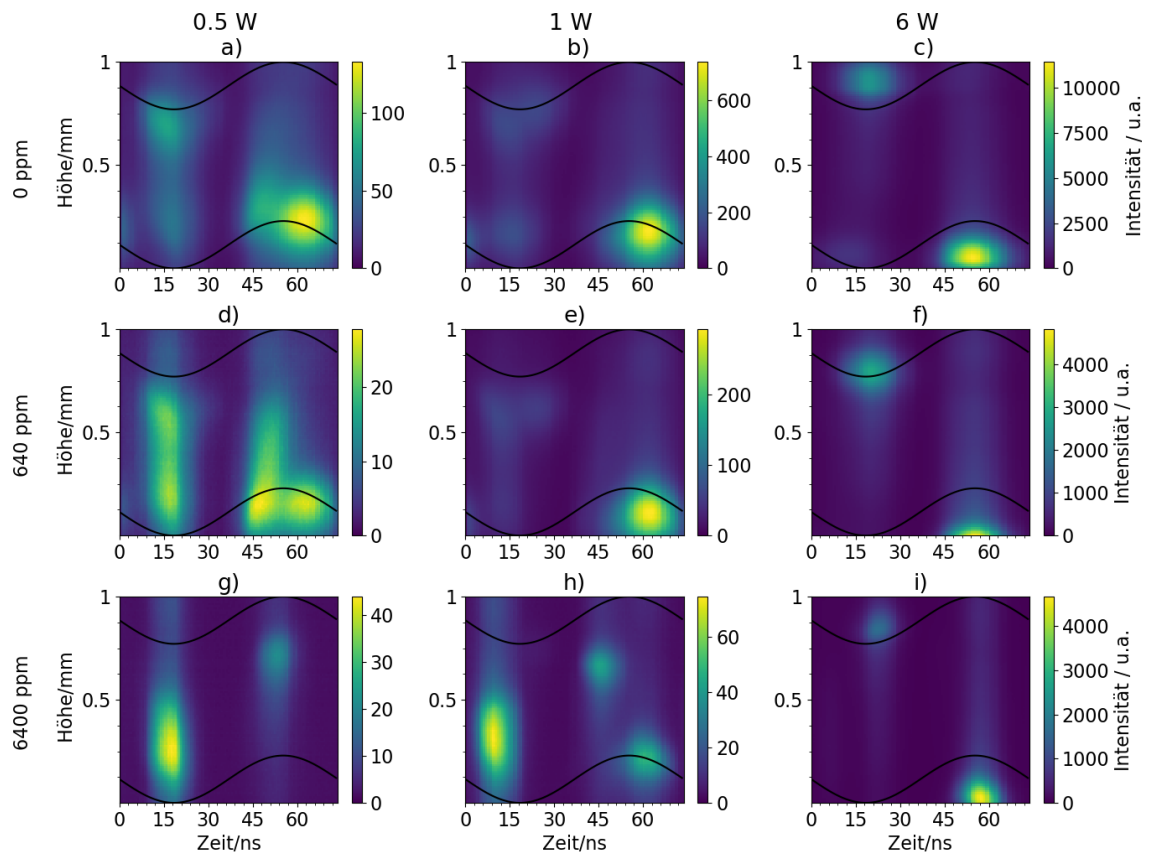


Abbildung 17: Vergleich der PROES Bilder für die Helium 706 nm Linie mit
a) 0,5 W und 0 ppm, b) 1 W und 0 ppm, c) 6 W und 0 ppm
d) 0,5 W und 640 ppm, e) 1 W und 640 ppm, f) 6 W und 640 ppm
g) 0,5 W und 6400 ppm, h) 1 W und 6400 ppm, i) 6 W und 6400 ppm.

Helium Linie Abbildung 17 zeigt die Bilder für die Helium 706 nm Linie für drei verschiedene Leistungen und drei verschiedene Wasserbeimischungen. Zunächst lokalisiert sich die Emission im Bulk des Plasmas für geringe Leistungen. Bei einer Plasmaleistung von 1 W bilden sich drei Emissionsmaxima aus und bei einer höheren Spannung wie in Abbildung 17c), f) und i) dominiert die Emission in der Randschicht.

Obwohl die Anregungsenergie von Helium bei 23 eV (vgl. Tabelle 1) liegt, haben wir

durch den hohen Anteil an Helium eine hohe Intensität bei der Emission. Für steigende Wasserbeimischung wandern die Maxima näher zu den Rändern und entsteht früher in der Zeit (vgl. Abbildung 17). Außerdem wechselt die Emission bei einer Plasmaleistung von 0,5 W bei steigender Wasserbeimischung von dem unteren Ende des Bulks zur oberen Hälfte. Die Asymmetrie der Maxima folgt aus elektrischen Unterschieden der Elektroden, da die Emissionsintensität bei der mit Strom versorgten Elektrode stärker ist als bei der geerdeten. Zuletzt sind die hellen Streifen in vertikaler Richtung auffällig. Diese folgen vermutlich aus Reflektionen an der Kapillarenwand.

Vergleich der schmalen und breiten Kapillare Abbildung 18 zeigt in a) und c) zwei PROES Bilder für die schmale Kapillare und in b) und d) die PROES Bilder für die gleichen Parameter in der breiten Kapillare. Zum einen ist die Intensität in der breiten Kapillare etwas geringer als in der schmalen Kapillare, da die Leistungsdichte wesentlich geringer ist (siehe Unterabschnitt 4.1). Zum anderen sind die Maxima bei der breiten Kapillare nach innen verschoben. Dies liegt an der geometrischen Form der breiten Kapillare (vgl. Abbildung 3), wodurch die Emission optisch verzogen wird. Allerdings werden die Asymmetrien durch elektrische Effekte durch den Einsatz der breiten Elektroden verringert, da diese einfacher zu justieren sind und die Spannung gleichmäßiger verteilt wird. Da sich die PROES Bilder nicht relevant unterscheiden und die der schmalen Kapillare weniger optische Fehler zeigen, wird im Folgenden nur auf die der schmalen Kapillare eingegangen.

Wasserstoff Linie und Hydroxyl Bande Wie in Unterabschnitt 4.2 gezeigt, sind die weiteren dominanten Spezies im Plasma Hydroxyl, Wasserstoff und Sauerstoff. In Abbildung 19 sind die zeitaufgelösten Bilder für die OH 308 nm Kante und die Wasserstoff 656 nm Linie gezeigt. Diese Entladungen verhalten sich sehr ähnlich. Bei keiner Wasserbeimischung und 6 W zeigen sie fast zeitlich konstante Emissionsmaxima in der Randschicht. Dies lässt darauf schließen, dass hier durch die Penning Anregung metastabile Zustände und keine Elektronenentladung vorliegen. Für kleine Leistungen tritt dies durch die Elektronen aus dem OH im Bulk auf. Bei höheren Wasserbeimischungen bilden sich wie auch bei der Helium Linie ein Maximum in der Randschicht aus. Die Anregungsenergie von Wasserstoff liegt bei 12 eV und von OH bei 4 eV (siehe Tabelle 1). Die Dissoziation von Wasser (H_2O) zu Sauerstoff Molekülen benötigt eine Energie von 15,9 eV, während atomarer Wasserstoff aus H_2 Molekülen bei 17,2 eV dissoziiert [4]. Somit lässt sich darauf schließen, dass auch andere Prozesse an der Ionisation der Plasmaspezies beteiligt sind.

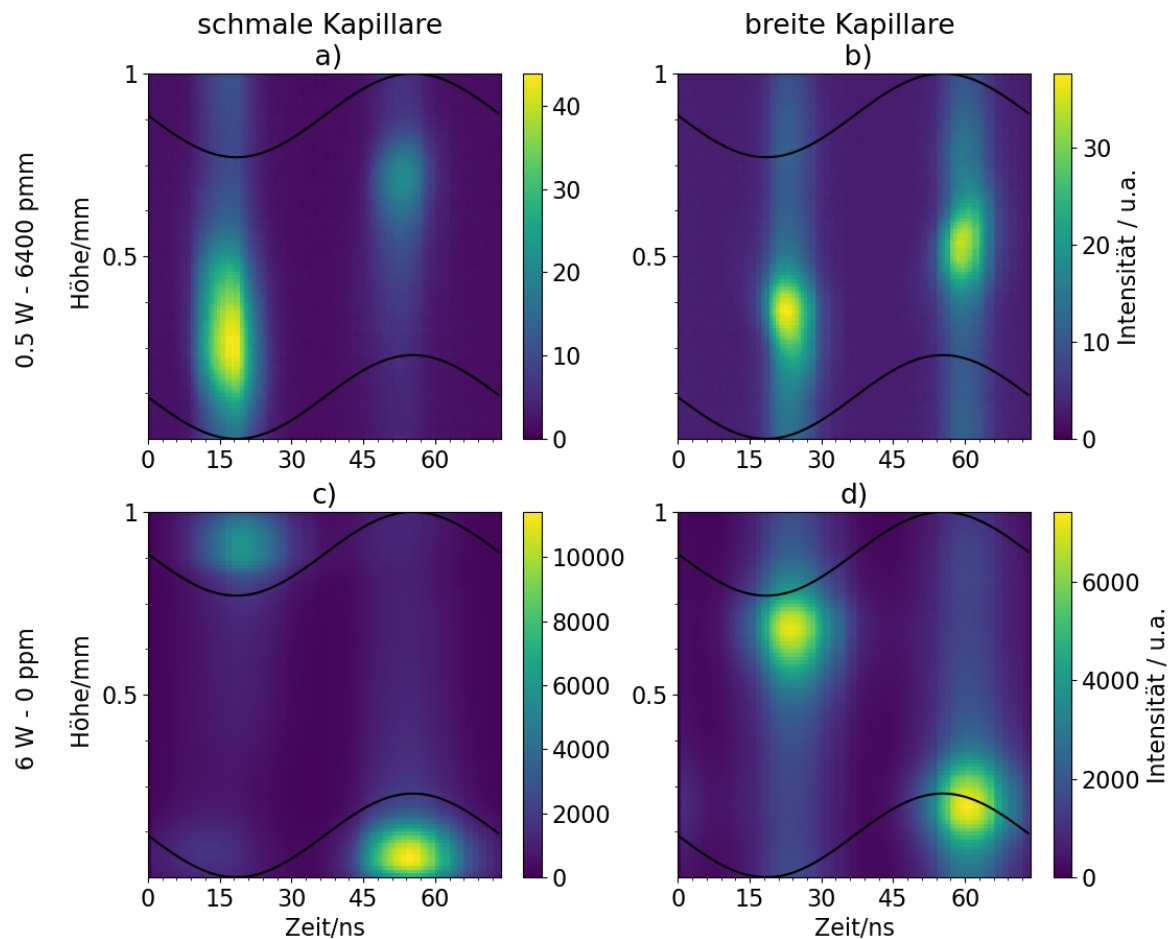


Abbildung 18: Vergleich der PROES Bilder für die Helium 706 nm Linie bei
a) der schmalen Kapillaren, 0.5 W und 6400 ppm,
b) der breiten Kapillaren, 0.5 W und 6400 ppm,
c) der schmalen Kapillaren 6 W und 0 ppm und
d) der breiten Kapillaren, 6 W und 0 ppm Wasser.

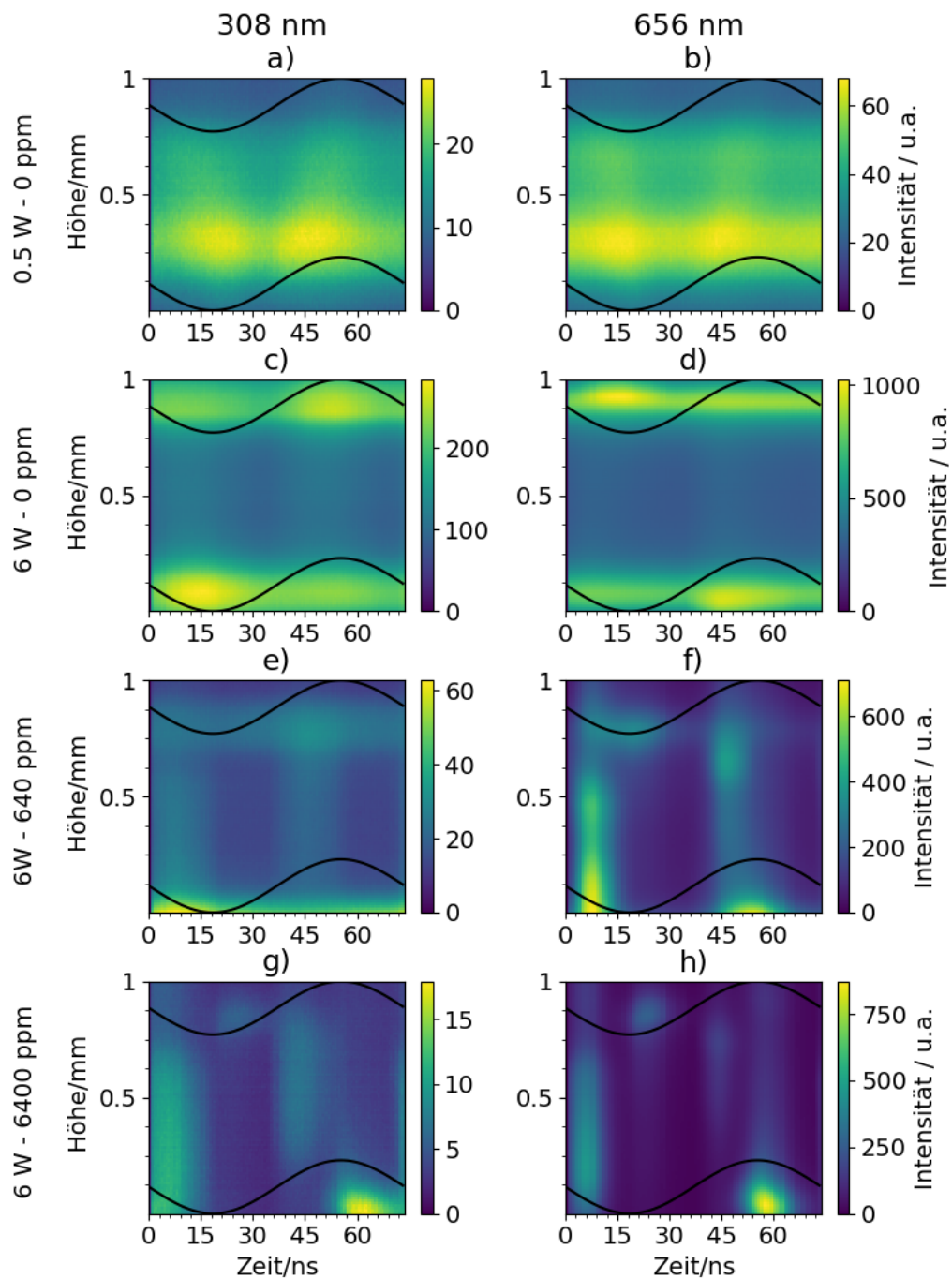


Abbildung 19: Vergleich der PROES Bilder für

- a) die OH 308 nm, b) die H 656 nm Linie mit 0.5 W und 0 ppm
- c) die OH 308 nm, d) die H 656 nm Linie mit 6 W und 0 ppm
- e) die OH 308 nm, f) die H 656 nm Linie mit 6 W und 640 ppm
- g) die OH 308 nm, h) die H 656 nm Linie mit 6 W und 6400 ppm

Sauerstoff-Linien In Abbildung 20 sind die PROES Bilder für die Sauerstoff-Linien (bei 777 nm und 840 nm) dargestellt. Sauerstoff entsteht vermutlich vor allem durch Dissoziation von OH oder O₂. Außerdem kann aus der Dissoziation von Wasser ein weiterer Produktionsweg für Sauerstoff entstehen. Die Linien unterscheiden sich vor allem in der Intensität trotz sehr ähnlicher Anregungsenergien (siehe Tabelle 1) stark. Die 777 nm Linie zeigt eine vierfache Intensität als die 840 nm Linie. Außerdem liegt bei der 777 nm Linie nur eine Bulkemission vor, wobei die 840 nm Linie wie bei den vorherigen Spezies bei keiner Wasserbeimischung die metastabilen Zustände der Sauerstoffmoleküle vermuten lässt. Diese Unterschiede könnten an den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten liegen. Daraus lässt sich schließen, dass die Sauerstoffspezies der 777 nm Linie leichter anzuregen ist, als die der Linie bei 840 nm.

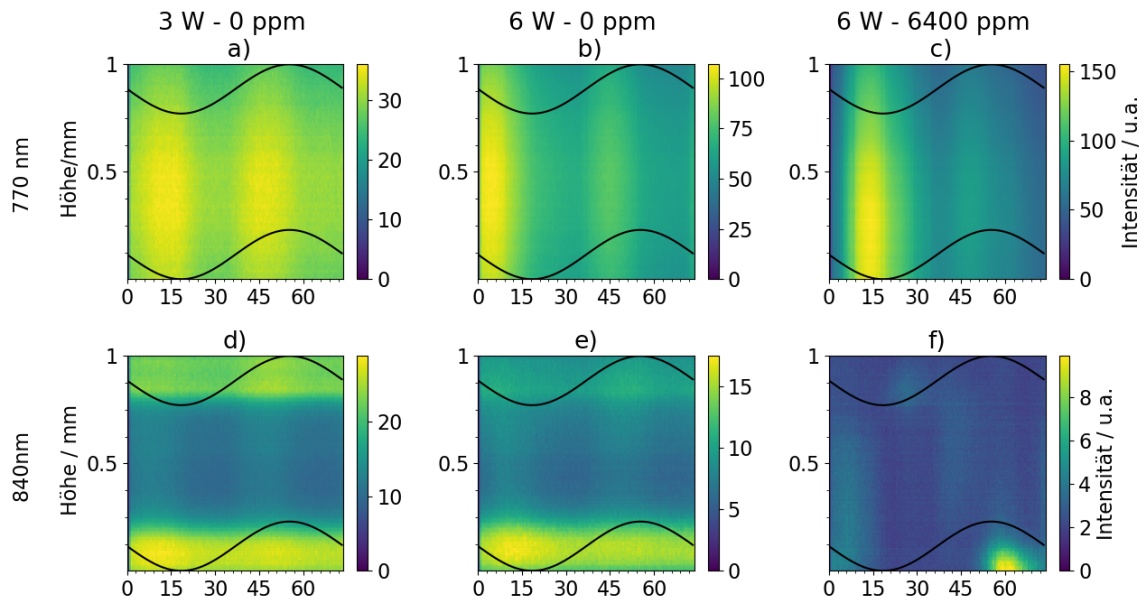


Abbildung 20: Vergleich der PROES Bilder für die O 777 nm Linie mit a) 3 W und 0 ppm, b) 6 W und 0 ppm, c) 6 W und 6400 ppm und die O 840 nm Linie mit d) 3 W und 0 ppm, e) 6 W und 0 ppm, f) 6 W und 6400 ppm

Zusammenfassung Die Messungen aller Linien zeigen eine Intensitätserhöhung durch eine Steigerung der angelegten Leistung. In der Emission verhalten sich die Helium-Linie bei 706 nm, die Wasserstoff-Linie bei 656 nm und die Sauerstoff-Linie bei 840 nm ähnlich zueinander. Die Anregungsenergien erklären die verschieden starke Emission und durch die bereits bekannten Prozesse, wie der Wechsel zwischen den Moden, lassen sich die Beobachtungen erschließen. Das Plasma wird bevorzugt mit einer Leistung von 6 W und einer Wasserbeimischung von 6400 ppm betrieben, da, wie Jess [13] gezeigt hat, unter diesen Parametern der effektivste Zustand erreicht wird. Mit diesen Parameter emittiert das Plasma außer bei der O 777 nm Linie hauptsächlich in der Randschicht.

Vergleich zum COST-Jet Zuletzt lassen sich die PROES Bilder des μ -APPJ mit denen des COST-Jets vergleichen. Winzer et al. [26] führten bereits vergleichbare Untersuchungen im COST-Jet durch. Die räumliche und zeitliche Emission verhält sich bis zu einer Plasmaleistung von 1 W genauso wie beim COST-Jet [26]. Daraus lässt sich schließen, dass die selben Anregungsmechanismen für beide Plasmaquellen gelten. Für höhere Leistungen lässt sich kein Vergleich ziehen, da beim COST Jet für höhere Leistungen Arcing Effekte auftreten und somit keine Messungen möglich sind. Allerdings verhalten sich die Messungen bei einer Plasmaleistung von 6 W (vgl. Abbildung 17) genauso wie bei 1 W, außer dass sich die Maxima näher an der Elektroden befinden. In Abbildung 11 sind die Randschichtdicken über der Leistung mit der Schichtdicke in den PROES Bildern qualitativ vergleichbar. Diese fallen für steigende Leistung ab. Dieser Verlauf ist auch hier zwischen 1 W und 6 W zu beobachten, da sich das untere rechte Maximum in vertikaler Richtung auf einen kleineren Bereich konzentriert.

5 Fazit

In dieser Arbeit wurde die Anregungsdynamik in einem μ -APPJ untersucht. Es wurden sowohl die Auswirkungen der eingekoppelten Plasmaleistung als auch die der Feuchtigkeit des Gases analysiert. Außerdem wurde der Unterschied durch den Querschnitt der Kapillaren ausgearbeitet. Die Ergebnisse dieser Arbeit bieten weitere Optimierungsmöglichkeiten für die Wasserstoffperoxid (H_2O_2) Produktion.

Leistungsmessung und Elektronendichte Die Leistungsmessung hat gezeigt, dass die Plasmaleistung, sobald die nötige Zündspannung angelegt ist, fast linear mit der Spannung steigt. Die breite Kapillare zeigt eine höhere Plasmaleistung für die gleiche angelegte Spannung als die schmale Kapillare. Bei der Elektronendichte ist zu sehen, dass diese bei hohen Spannungen für geringe Wasserkonzentration höher ist, als bei hohen Wasserkonzentrationen. Die Elektronendichten der breiten und schmalen Kapillare verhalten sich sowohl betragsmäßig als auch im Verlauf sehr ähnlich. Die Elektronendichte steigt mit der Leistung an und nimmt bei steigender Wasserbeimischung ab, da die Wassermoleküle vermutlich mit den Elektronen und reaktiven Spezies kollidieren. Die Schichtdicke ist in der breiten Kapillare geringer als in der schmalen. Sie verhalten sich aber bei steigender Leistung vergleichbar. Die Schichtdicke ist knapp über der Zündspannung am größten und nimmt für steigende Leistungen stark ab.

Identifizierung der Spezies aus der OES-Messung Die OES-Messung konnte einen genaueren Einblick in die vorhandenen Spezies in dem Plasma geben. Die dominantesten Linien sind die Helium 706 nm, Wasserstoff 656 nm, Sauerstoff-Linie bei 777 nm und die Hydroxyl Bande bei 308 nm. Die Intensität der Linien steigt mit der eingekoppelten Leistung, da sich vermutlich die Elektronenenergie dadurch erhöht. Mit steigender Wasserbeimischung verlieren die Linien an Intensität. Es ist zu vermuten, dass die Elektronendichte durch die höhere Wasserkonzentration abnimmt. Die Moleküle stoßen sowohl mit den Elektronen als auch mit den angeregten reaktiven Spezies zusammen, sodass es zu einer kleineren Intensität der Emissionslinien kommt. Der stärkste Abfall bei der Sauerstoff-Linie ist ein Hinweis darauf, dass der Sauerstoff mit dem Wasserstoff reagiert. Außerdem wurde beobachtet, dass die Hydroxyl Konzentration bei einer Wasserbeimischung von 640 ppm am höchsten ist. Deshalb ist zu vermuten, dass aus dem Wasser mehr Hydroxyl-Radikale dissoziiert werden. Für höhere Wasserbeimischungen nimmt die Produktion von OH durch Rekombinationen ab. Zuletzt wurde das räumliche Verhalten der Emission innerhalb des Plasmakanals untersucht. Am Anfang des Kanals wurde die höchste Emission beobachtet, während diese am Ende des Kanals stark abnimmt. Der Vergleich zwischen der schmalen und breiten Kapillare zeigt hier, dass

die Verhältnisse der Linien vergleichbar sind und die verschiedenen Kapillaren keine Auswirkung auf die Spezies haben.

Anregungsdynamik durch die PROES-Messung Die phasenaufgelöste Emissionsspektroskopie konnte die Emission mit den Anregungsenergien der Spezies verbinden. Durch die hohe Konzentration an Helium, ist diese Spezies am stärksten zu beobachten. Ab einer Plasmaleistung von 1 W wechselt die Emission bei Helium durch den Modenwechsel zwischen Ω -Mode und γ -Mode von einer Bulkemission zu einer Emission an der Randschicht. Für höhere Leistungen wird diese Randschicht kleiner und positioniert sich näher an den Kapillarenwände. Die metastabilen Zustände des Heliums regen diese Prozesse an. Die Analyse der Sauerstoff-Linien zeigt Unterschiede zwischen den beiden Linien. Die Linie bei 777 nm ist vor allem durch die Bulkemission geprägt, während die Linie bei 840 nm mit der Hydroxyl Bande vergleichbar ist.

Zuletzt sind die wichtigsten Ergebnisse aufgelistet:

- Der verwendete Plasmajet kann mit Leistungen bis zu 10 W betrieben werden.
- Die Dynamiken und Anregungen verhalten sich im μ -APPJ genauso wie im COST-Jet.
- Die Emission des für die H_2O_2 Produktion benötigten Hydroxyls ist bei geringen Wasserbeimischung am größten.
- Das für die H_2O_2 Produktion benötigte Hydroxyl wird bei 6 W vorwiegend in der Randschicht angeregt. Um den Prozess zu optimieren, könnte demnach eine geringere Dicke bei gleichzeitiger Verbreiterung der Kapillaren nützlich sein. Wie gezeigt wurde, führt eine Verbreiterung zu keiner abweichenden Anregung.
- Die breite Kapillare lässt eine gleichmäßigere Entladung zu.

Ausblick Die Ergebnisse dieser Arbeit bieten Ansätze für weitere Untersuchungen des μ -APPJ. Es können Messungen mit Argon als Betriebsgas durchgeführt, weitere Untersuchungsmethoden (LIF, FTIR) angewandt und der Einfluss des Effluenten auf Flüssigkeiten untersucht werden. Die Beobachtungen dieser Arbeit können mit weiteren verglichen und zu Theorien zusammengefasst werden.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen, die zu der Erstellung dieser Arbeit beigetragen haben und mich unterstützt haben, bedanken:

- Jun. Prof. Dr. Judith Golda, die mir die Bachelorarbeit am Lehrstuhl EP2 ermöglicht hat und mit ihrer offenen und herzlichen Art dafür motivieren konnte.
- Steffen Schüttler für die hervorragende Betreuung und wertvolle Unterstützung sowohl für die Arbeit als auch bei Motivationslücken und verzweifelten Momenten.
- Meike Kai für die tolle Zusammenarbeit an dem Projekt und der herausragenden Art, Dinge zu erklären.
- dem gesamten Lehrstuhl EP2 für die Hilfsbereitschaft bei allen Problemen und der tollen Arbeitsatmosphäre.
- Jurek Völp für die ewige Unterstützung bei Programmierproblemen und der Bereitschaft, mich immer aufzuheitern.
- bei meiner Familie, meinen Freunde und meinem Trainer, weil sie mich bei meinem ganzen Studium immer unterstützt haben.
- meinem ehemaligem Physiklehrer Dr. Frank Schümann, der mich für das Studium motiviert hat und mich selbst nach drei Jahren noch in meiner Laufbahn unterstützt.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Becker, D. Haaks und T. Tatarczyk. „The Natural Lifetime of OH and its Quenching by Atomic Oxygen“. In: *Chemical Physics Letters Vol. 25* (1974). DOI: 10.1016/0009-2614(74)85368-6 (siehe S. 6).
- [2] J. Benedikt et al. „Absolute OH and O radical densities in effluent of a He/H₂O micro-scaled atmospheric pressure plasma jet“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2016). DOI: 10.1088/0963-0252/25/4/045013 (siehe S. 6).
- [3] L. Bischoff et al. „Experimental and computational investigations of electron dynamics in micro atmospheric pressure radio-frequency plasma jets operated in He/N₂ mixtures“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aaf35d (siehe S. 5).
- [4] P. Bruggeman und D. C. Schram. „On OH production in water containing atmospheric pressure plasmas“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2010). DOI: 10.1088/0963-0252/19/4/045025 (siehe S. 6, 21, 26).
- [5] S. Emmert. „Atmospheric pressure plasma in dermatology: Ulcus treatment and much more“. In: *Elsevier - Clinical Plasma Medicine* (2012). DOI: 10.1016/j.cpme.2012.11.002. (siehe S. 1).
- [6] J. Golda. „Cross-correlating discharge physics, excitation mechanisms and plasma chemistry to describe the stability of an RF-excited atmospheric pressure argon plasma jet“. Diss. Ruhr-Universität Bochum, Universitätsbibliothek, 2018 (siehe S. 1, 7, 8, 18).
- [7] J. Golda und et al. „Vacuum ultraviolet spectroscopy of cold atmospheric pressure plasma jets“. In: *Plasma Processes and Polymers 17(6)* (2020). DOI: <https://doi.org/10.1002/ppap.201900216> (siehe S. 7).
- [8] J. Golda, J. Held und V. S.-v. d. Gathen. „Comparison of electron heating and energy loss mechanisms in an RF plasma jet operated in argon and helium“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab6c81 (siehe S. 5, 14).
- [9] J. Golda et al. „Concepts and characteristics of the ‘COST Reference Microplasma Jet’“. In: *Journal of Applied Physics* (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/8/084003 (siehe S. 4, 9, 11, 23).
- [10] J. Golda et al. „Dissipated electrical power and electron density in an RF atmospheric pressure helium plasma jet“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab393d (siehe S. 4).

- [11] Y. Gorbanev. „Applications of the COST Plasma Jet: More than a Reference Standard“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53 (2019). DOI: 10.3390/plasma2030023 (siehe S. 6).
- [12] T. Hemke et al. „Ionization by bulk heating of electrons in capacitive radio frequency atmospheric pressure microplasmas“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2013). DOI: 10.1088/0963-0252/22/1/015012 (siehe S. 4, 5).
- [13] E. Jess. „Diagnostik von plasmaerzeugtem Wasserstoffperoxid in Flüssigkeiten“. In: *Ruhr-Universität Bochum* (2022) (siehe S. 1, 6, 12, 30).
- [14] M. Lieberman und A. Lichtenberg. „Principles of plasma discharges and materials processing, 2nd ed.“ In: *Wiley-Interscience, Hoboken, N.J* (2005) (siehe S. 5, 8).
- [15] D. X. Liu et al. „Global model of low-temperature atmospheric-pressure He + H₂O plasmas“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2010). DOI: 10.1088/0963-0252/19/2/025018 (siehe S. 4, 6).
- [16] G.-H. Liu et al. „Experimental investigation of mode transitions in asymmetric capacitively coupled radio-frequency Ne and CF₄ plasmas“. In: *Physics of Plasmas* (2018). DOI: 10.1063/1.5000950 (siehe S. 4, 6, 18).
- [17] J. Manion und et.al. „NIST Standard Reference Database“. In: *NIST chemical kinetics database* (2012) (siehe S. 7).
- [18] E. Marode. „The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane. I. Experimental: Nature of the streamer track“. In: *Journal of Applied Physics* 46.5 (1975), S. 2005–2015. DOI: 10.1063/1.321882 (siehe S. 3).
- [19] P.-V. Pottkämper. „Optische Diagnostik am Hydroxyl Radikal in einem Atmosphärendruckplasma“. In: *Ruhr-Universität Bochum* (2022) (siehe S. 1, 4, 5, 12, 14, 22, 23).
- [20] P. Preissing et al. „Three-dimensional density distributions of NO in the effluent of the COST reference microplasma jet operated in He/N₂/O₂“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/abbd86 (siehe S. 18).
- [21] F. Riedel et al. „Reproducibility of 'COST reference microplasma jets'“. In: *Plasma Sources Science Technology* (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/abad01 (siehe S. 9).
- [22] J. Schlegel, K. J. und V. Boxhammer. „Plasma in cancer treatment“. In: *Elsevier - Clinical Plasma Medicine* (2013). DOI: 10.1016/j.cpme.2013.08.001. (siehe S. 1).
- [23] V. Schulz-von der Gathen et al. „Spatially resolved diagnostics on a microscale atmospheric pressure plasma jet“. In: *Journal of Physics D Applied Physics* (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/19/194004 (siehe S. 5).

-
- [24] K. Tachibana. „Current Status of Microplasma Research“. In: *Transactions on Electrical and Electronic Engineering IEEJ Trans 1: 145–155* (2006). DOI: 10.1002/tee.20031 (siehe S. 3, 12).
- [25] J. L. Walsh et al. „Three distinct modes in a cold atmospheric pressure plasma jet“. In: *Journal of Physics D Applied Physics* (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/7/075201 (siehe S. 3).
- [26] T. Winzer et al. „RF-driven atmospheric-pressure capillary plasma jet in a He/O₂ gas mixture: Multi-diagnostic approach to energy transport“. In: *Journal of Applied Physics* (2022). DOI: 10.1063/5.0110252 (siehe S. 9, 30).
- [27] A. Yayci und et al. „Microscale Atmospheric Pressure Plasma Jet as a Source for Plasma-Driven Biocatalysis“. In: *ChemCatChem* (2020). DOI: 10.1002/cctc.202001225 (siehe S. 1).

A Anhang

Berechnung der Elektronendichte

Berechnung der Plasmaimpedanz:

$$\begin{aligned}\frac{1}{Z_b} &= \frac{1}{R_b} + \frac{1}{iX_b} \\ Z_p &= iX_s + Z_b \\ R_p &= \frac{R_b X_b^2}{R_b^2 + X_b^2} \\ X_p &= \frac{R_b^2 X_b}{R_b^2 + X_b^2} + X_s\end{aligned}$$

Widerstand durch den Plasmabulk und Impedanz der im Plasmabulk eingekoppelten Schicht:

$$\begin{aligned}R_b &= R_p + \frac{R_p^3}{(X_0 - X_p)^2} \\ X_s &= -\frac{R_p^2}{X_0 - X_p} + X_p\end{aligned}$$

Bestimmung der Kapazitäten:

$$\begin{aligned}C &= C_{jet} + C_{par} \\ \frac{1}{C_{jet}} &= \frac{1}{C_{gas}} + \frac{2}{C_{diel}} \\ C_{gas} &= \epsilon_0 \epsilon_{gas} \frac{A}{d_{gas}} \\ C_{diel} &= \epsilon_0 \epsilon_{diel} \frac{A}{d_{diel}}\end{aligned}$$

Berechnung der gesamten Impedanz:

$$\begin{aligned}Z_{par} &= iX_{par} \\ Z_p &= R_p + iX_p + iX_{diel} \\ \frac{1}{Z} &= \frac{1}{Z_p} + \frac{1}{Z_{par}} \\ R &= \frac{R_p X_{par}^2}{R_p^2 + (X_{diel} + X_p + X_{par})^2}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X &= \frac{X_{par}(R_p^2 + (X_{diel} + X_p)(X_{diel} + X_p + X_{par}))}{R_p^2 + (X_{diel} + X_p + X_{par})^2} \\
R_p &= \frac{RX_{par}^2}{R^2 + (X - X_{par})^2} \\
X_p &= -\frac{(R^2 + (X_{diel} + X_{par}) + (X - X_{par})(-X_{diel}X_{par} + X(X_{diel} + X_{par})))}{R^2 + (X - X_{par})^2}
\end{aligned}$$

Schichtdicke:

$$\langle s \rangle = 0,5 \cdot \epsilon_0 \cdot A \cdot \omega \cdot |X_s|$$

Elektronendichte:

$$n_e = \frac{d_{gas} - 2s}{AR_b} \frac{\nu_m m_e}{e^2}$$

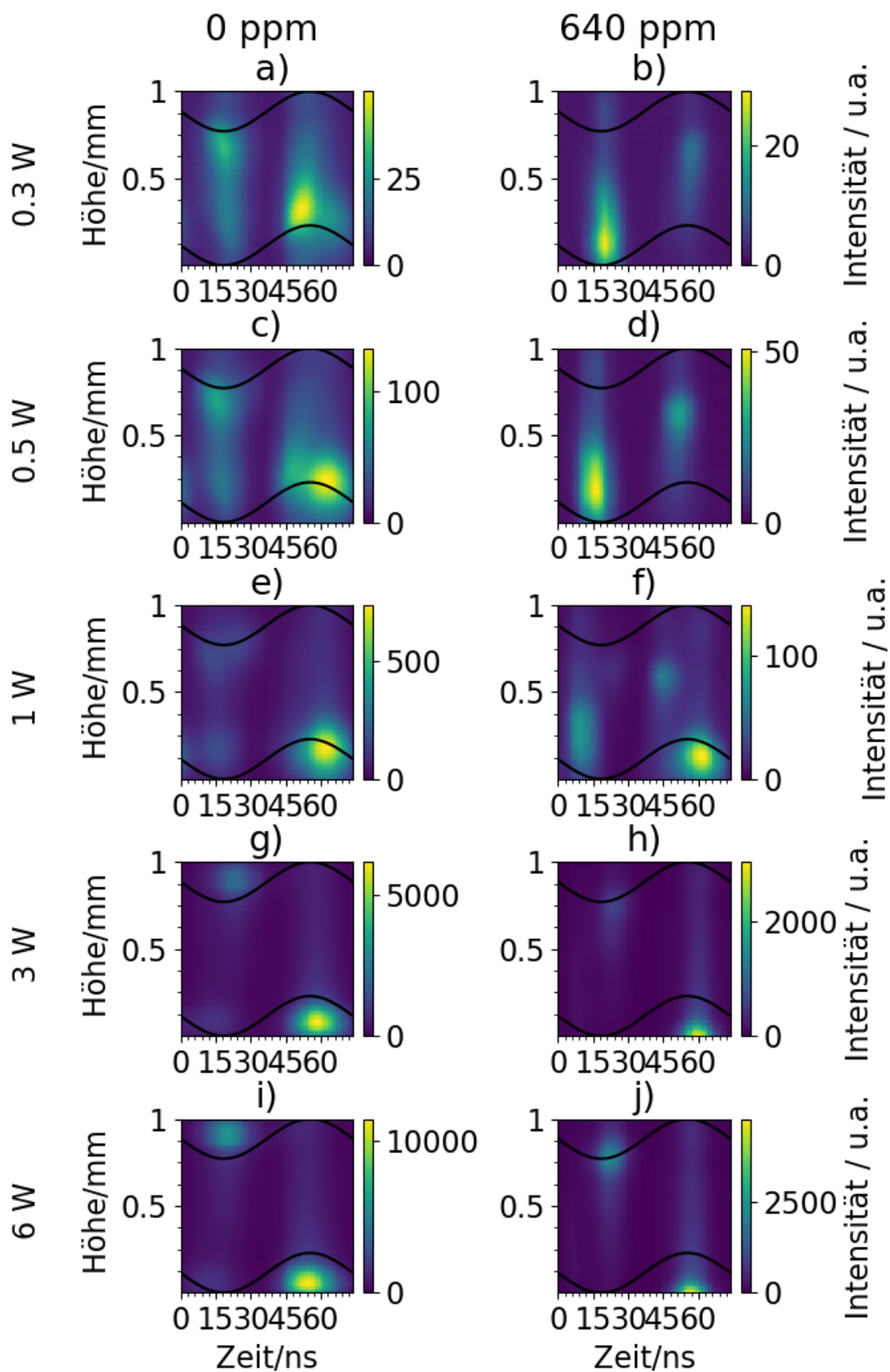


Abbildung 21: PROES Bilder für Helium 706 nm Linie bei 0 ppm (links) und 640 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

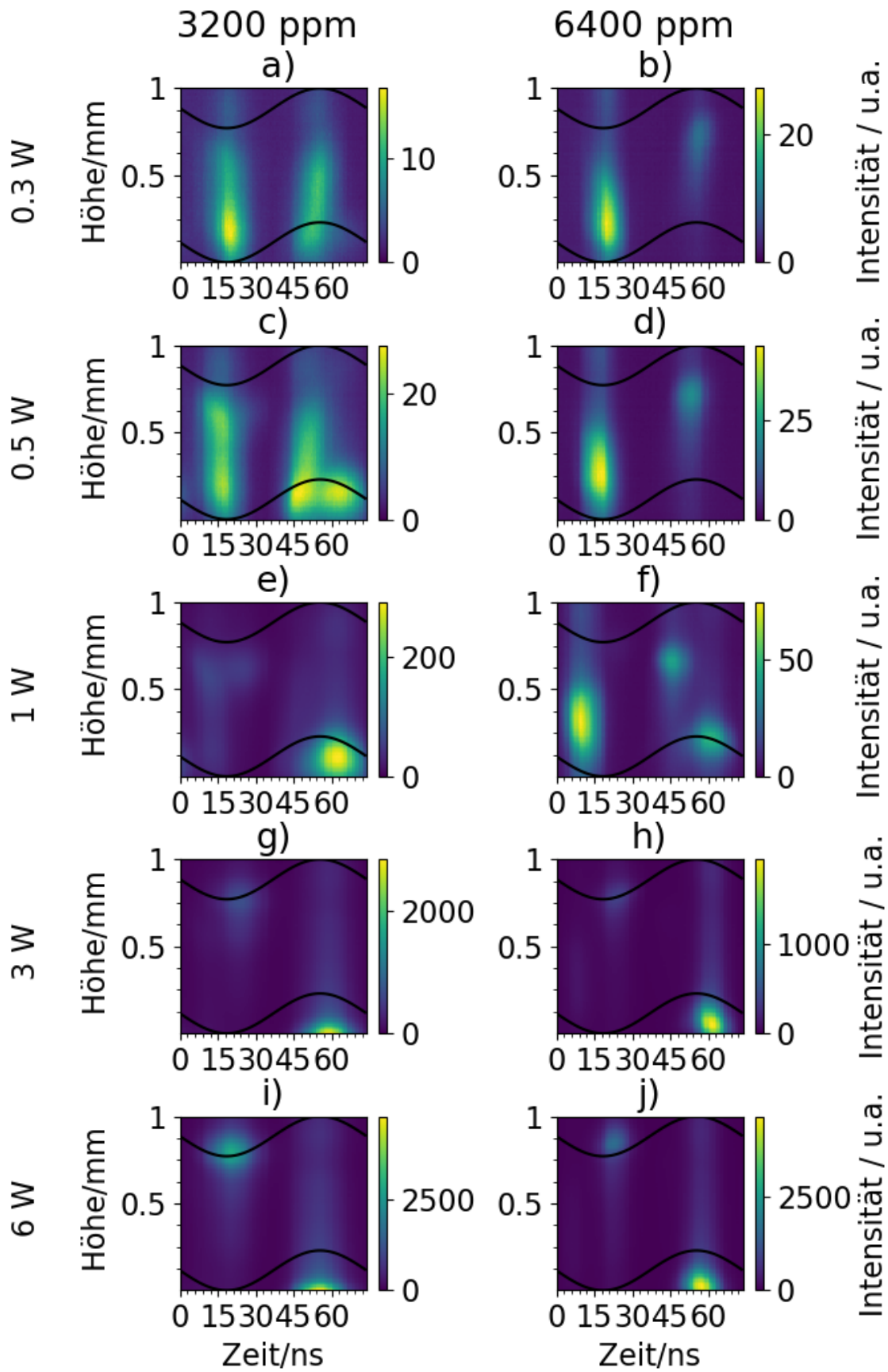


Abbildung 22: PROES Bilder für Helium 706 nm Linie bei 3200 ppm (links) und 6400 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

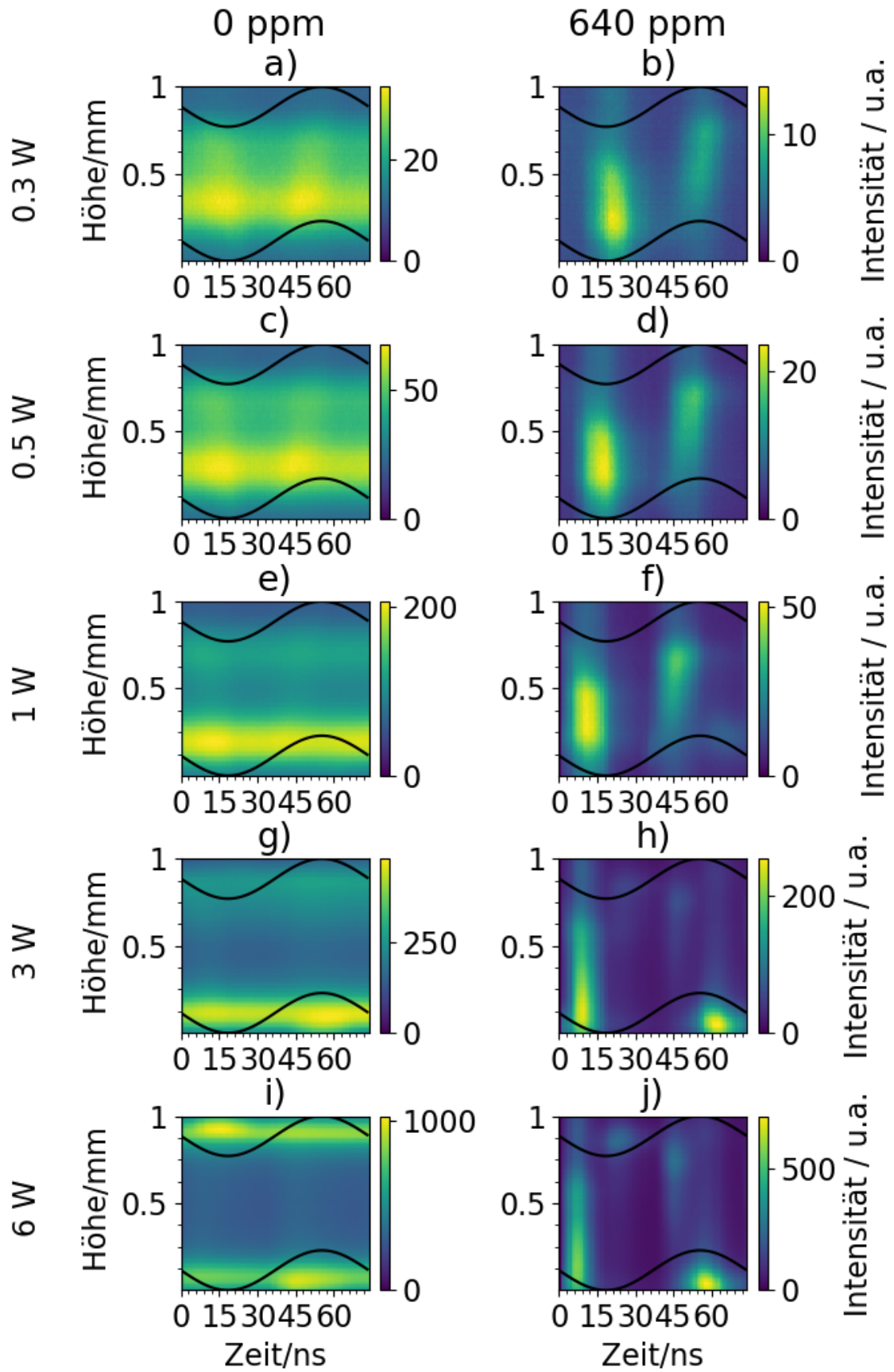


Abbildung 23: PROES Bilder für Wasserstoff 656 nm Linie bei 0 ppm (links) und 640 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

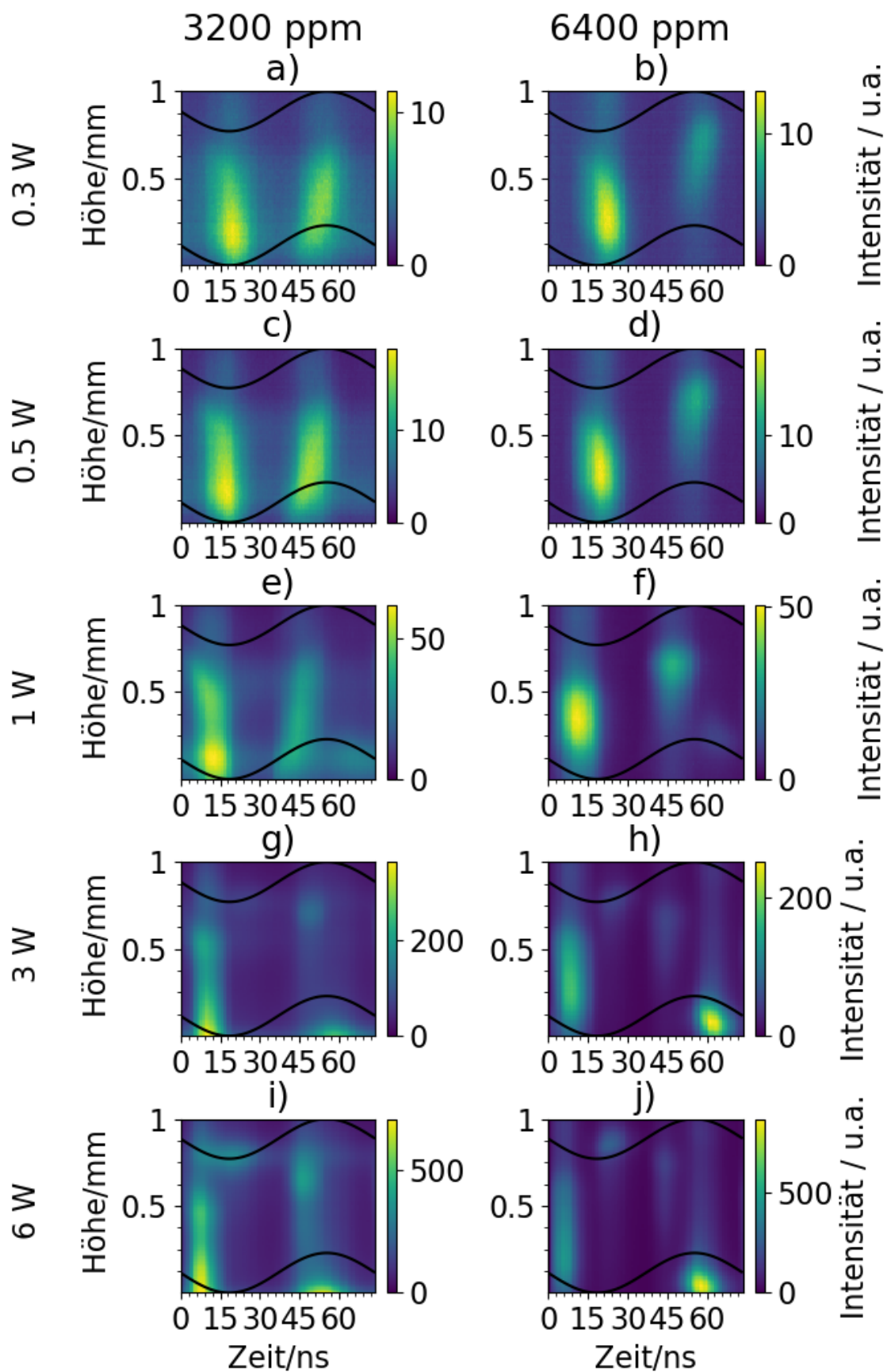


Abbildung 24: PROES Bilder für Wasserstoff 656 nm Linie bei 3200 ppm (links) und 6400 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

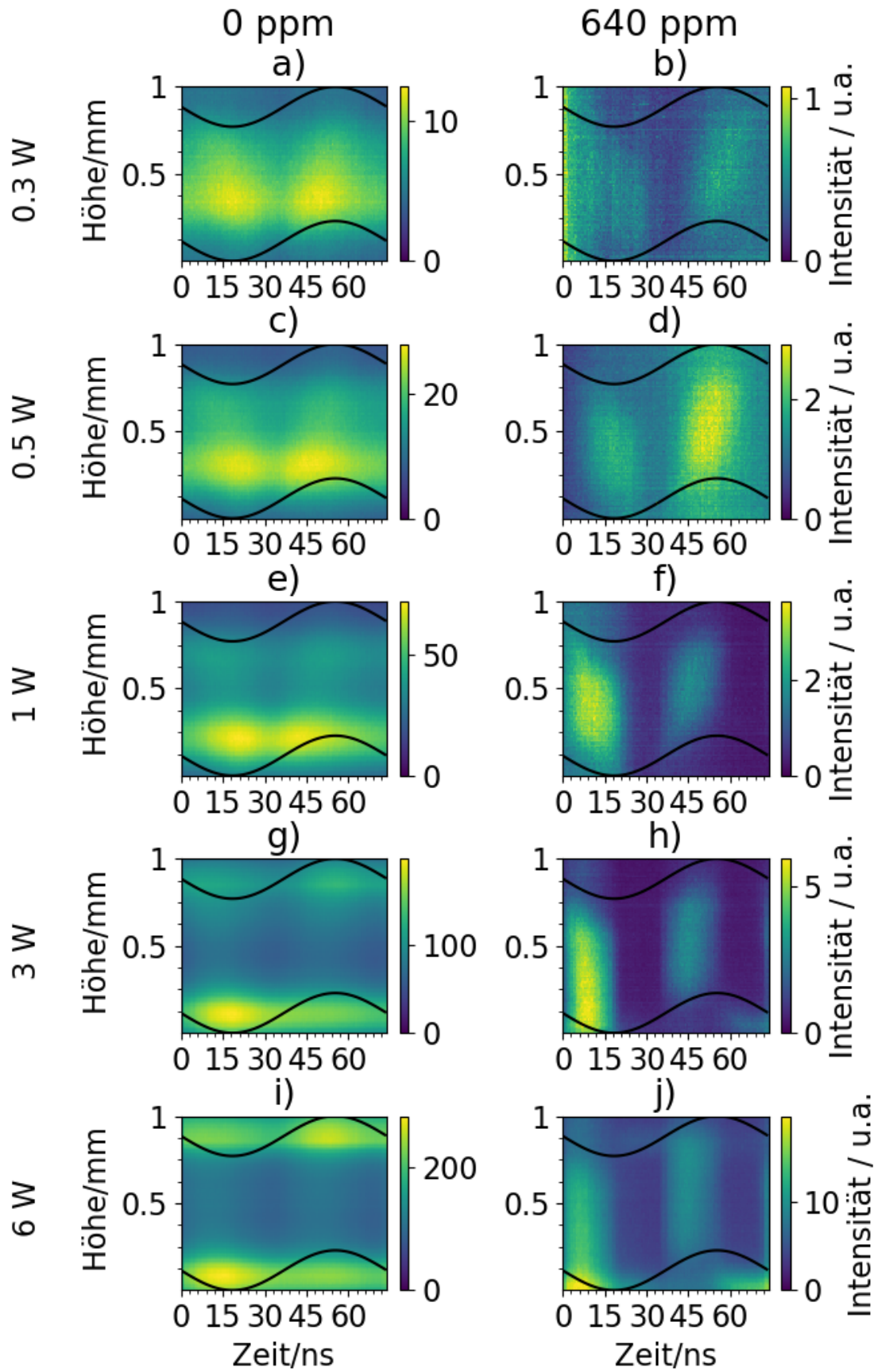


Abbildung 25: PROES Bilder für Hydroxyl 308 nm Bande bei 0 ppm (links) und 640 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

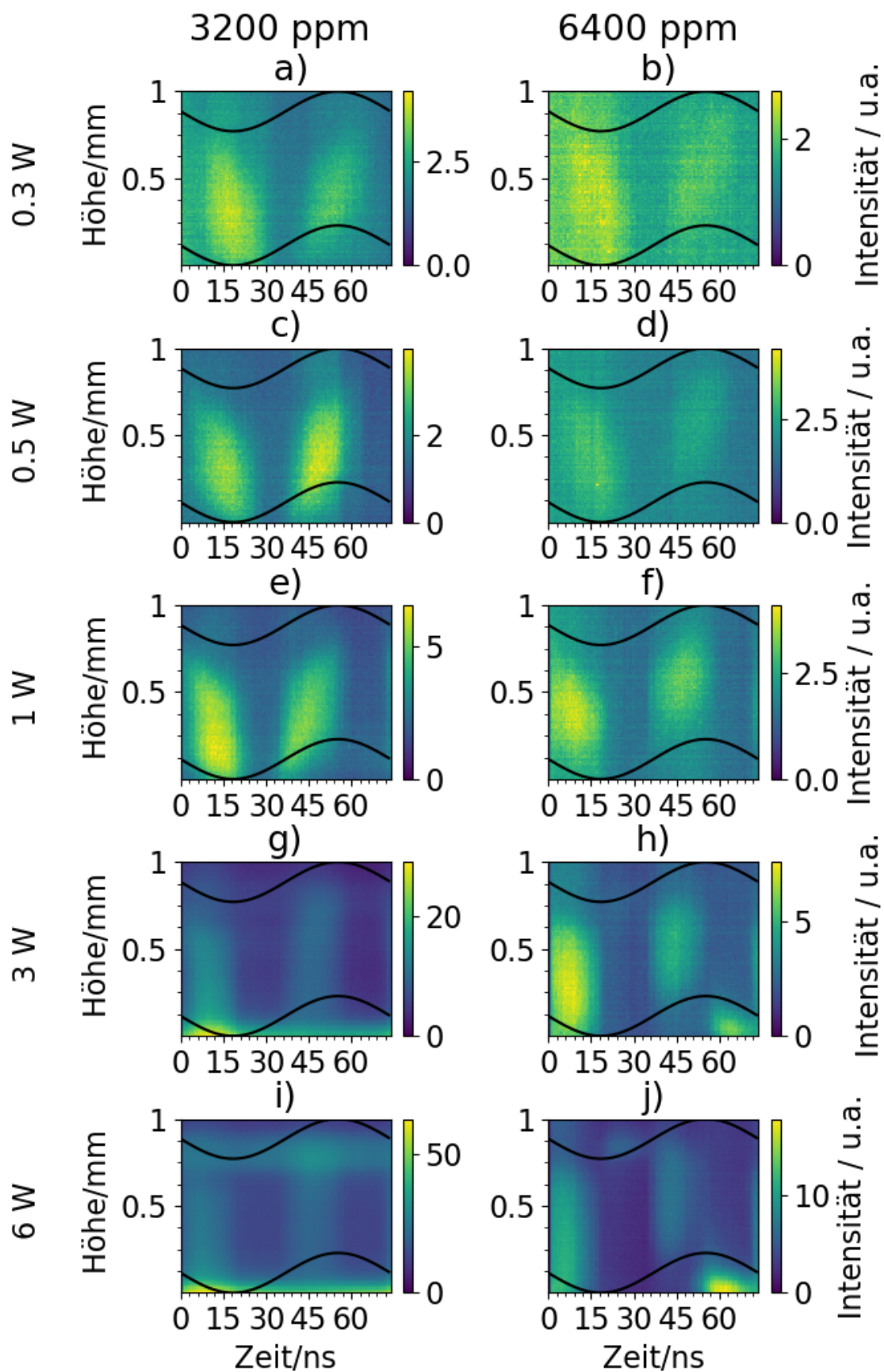


Abbildung 26: PROES Bilder für Hydroxyl 308 nm Bande bei 3200 ppm (links) und 6400 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

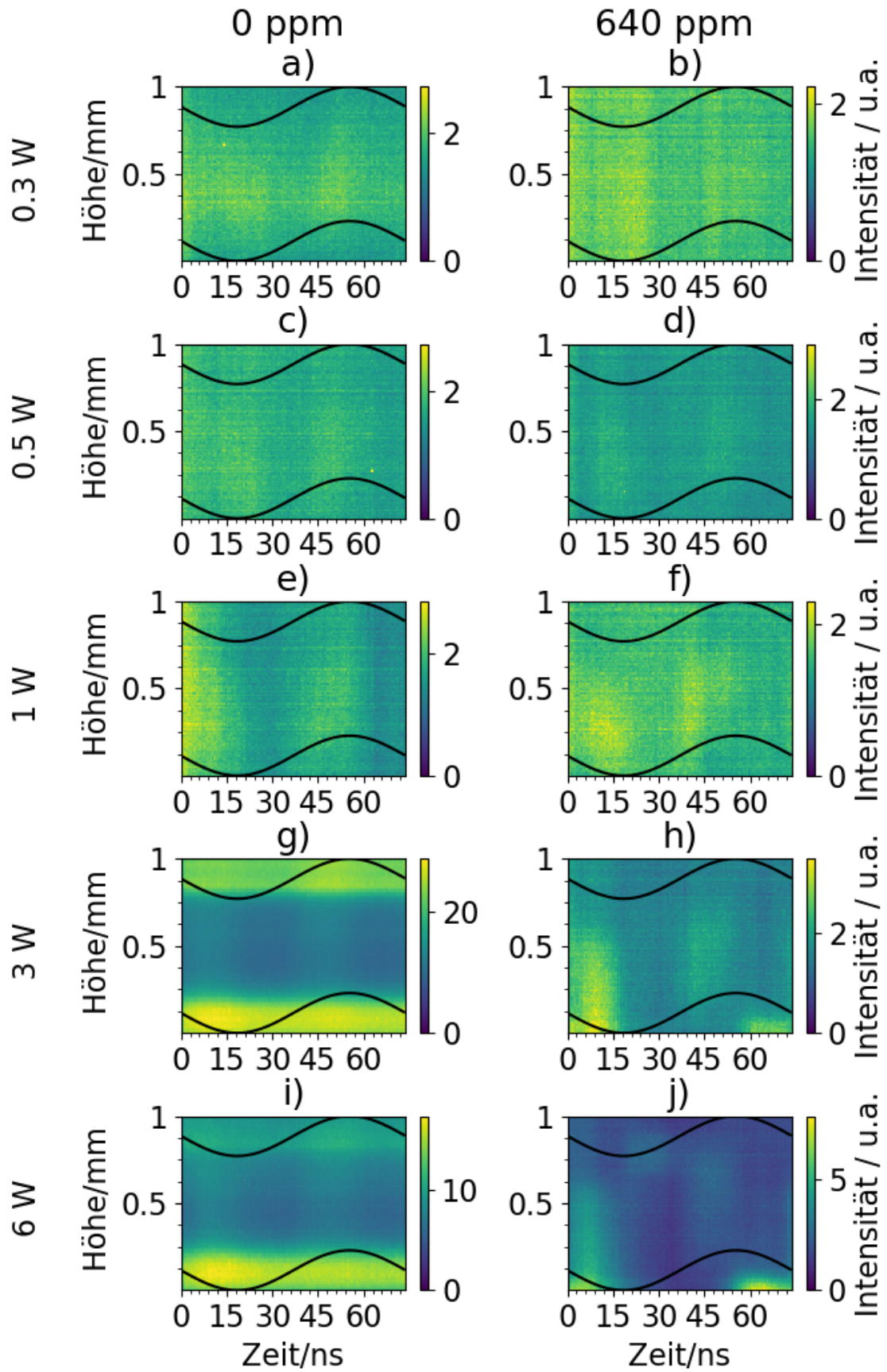


Abbildung 27: PROES Bilder für Sauerstoff 840 nm Linie bei 0 ppm (links) und 640 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

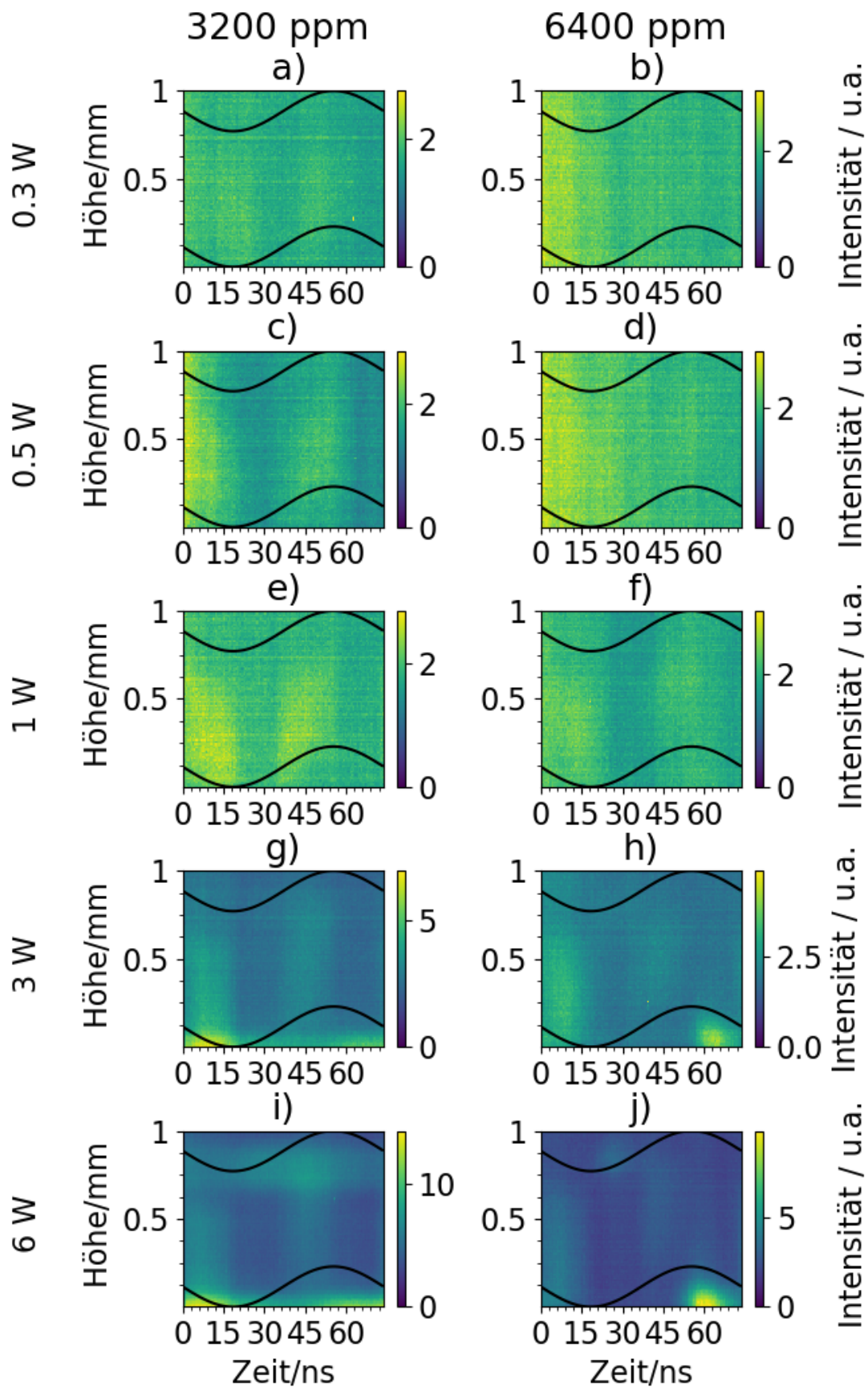


Abbildung 28: PROES Bilder für Sauerstoff 840 nm Linie bei 3200 ppm (links) und 6400 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

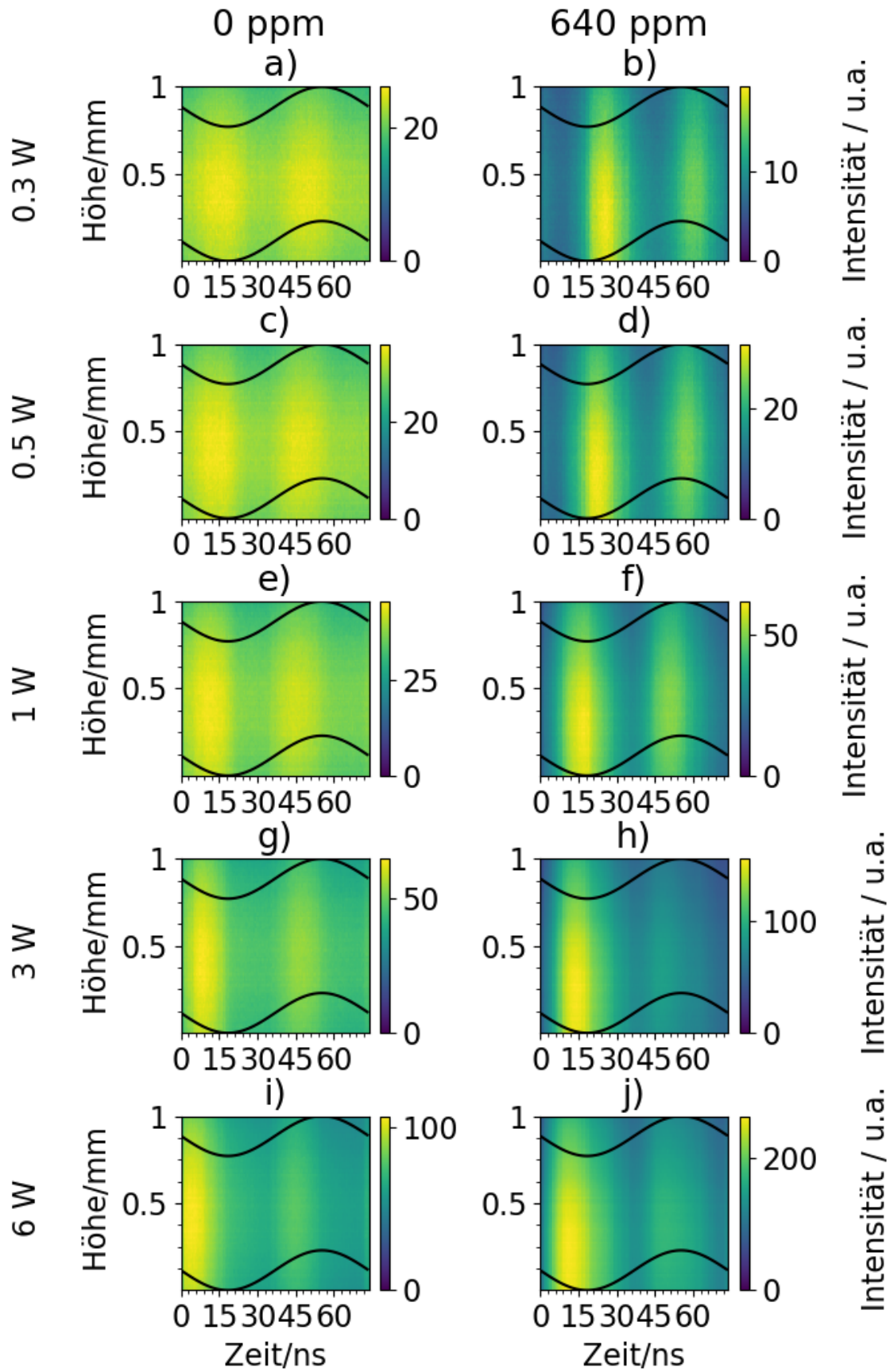


Abbildung 29: PROES Bilder für Sauerstoff 777 nm Bande bei 0 ppm (links) und 640 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)

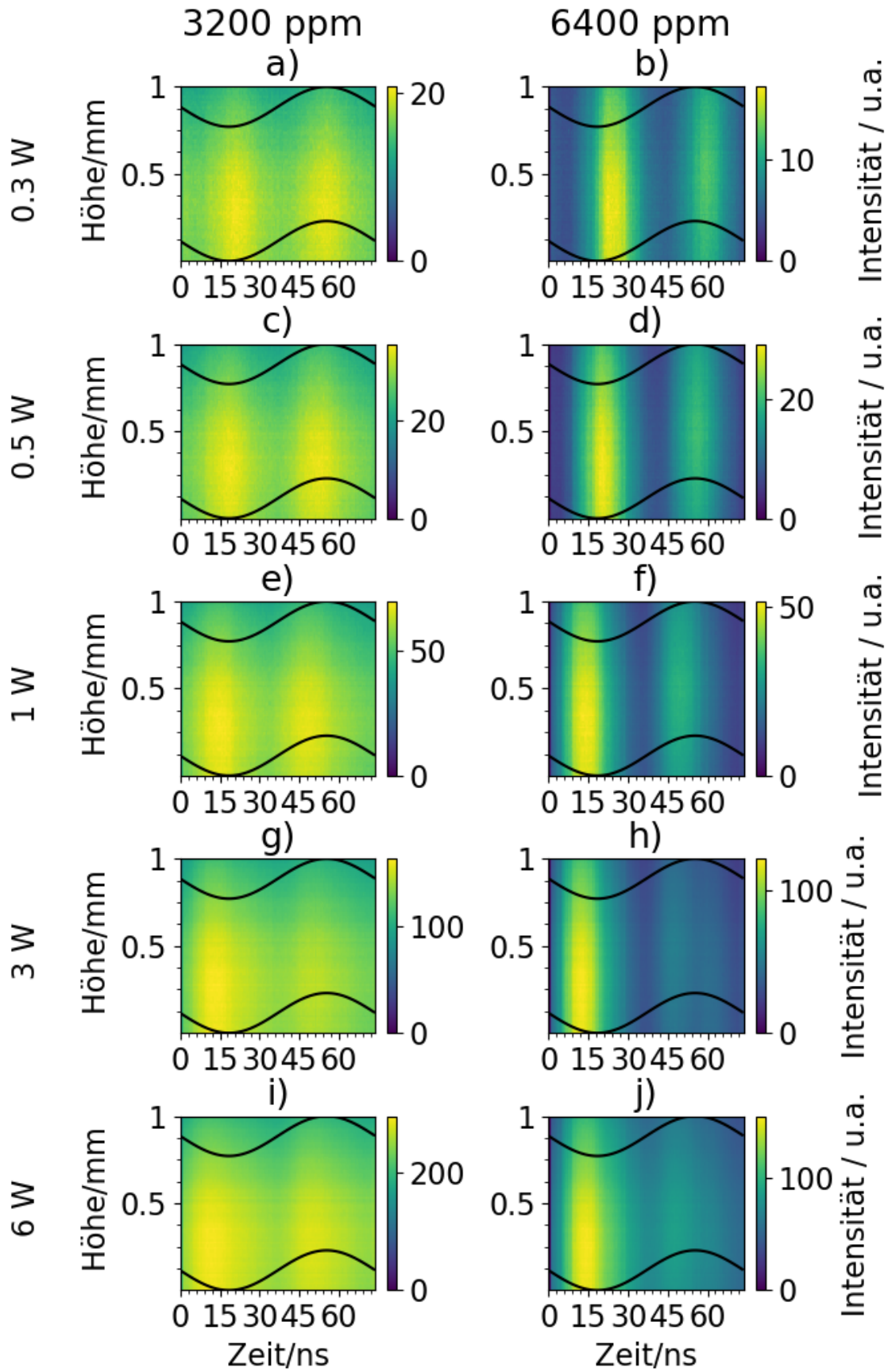


Abbildung 30: PROES Bilder für Sauerstoff 777 nm Bande bei 3200 ppm (links) und 6400 ppm (rechts) mit 0,3 W, 0,5 W, 1 W, 3 W und 6 W (von oben nach unten)