

Zeitaufgelöste Bestimmung der integrierten Elektronen- und  
Neutralgasdichte in einem Wasserstoff-Theta-Pinch-Plasma  
mittels Zweifarben-Interferometrie

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe - Universität

in Frankfurt am Main

von

Philipp Christ

aus Erlenbach am Main

Frankfurt (2022)

(D30)

vom Fachbereich Physik der

Johann Wolfgang Goethe - Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Gutachter: Prof. Dr. Joachim Jacoby  
Prof. Dr. Ulrich Ratzinger

Datum der Disputation: 23.09.2022



# Zusammenfassung

Im Zentrum dieser Arbeit steht die Diagnostik eines Wasserstoff-Theta-Pinch-Plasmas hinsichtlich der integrierten Elektronen- und Neutralgasdichte mittels Zweifarben-Interferometrie. Ein solches Theta-Pinch-Plasma soll als Target eines Ionenstrahls eingesetzt werden, um den Ionenstrahl auf einen höheren Ladungszustand zu bringen (Plasmastrippen). Die integrierte Elektronen- und Neutralgasdichte sind essenzielle Größen, aus welchen sich die Ratenkoeffizienten der Ionisation und Rekombination bei einer Plasma-Ionenstrahl-Wechselwirkung bestimmen lassen. Damit kann die Eignung des Plasmas als Target eines Plasmastrippers direkt abgeleitet werden. Außerdem kann mit diesen beiden Größen erstmals der effektive Ionisationsgrad bestimmt werden, der nicht nur den Ionisationsgrad des Plasmas berücksichtigt, sondern das Verhältnis der integrierten Elektronendichte zur integrierten Neutralgasdichte entlang der gesamten Flugbahn des Ionenstrahls beschreibt.

Ein Theta-Pinch-Plasma ist ein induktiv gezündetes Plasma, welches als Sekundärseite eines Transformators betrachtet werden kann, wobei der Theta-Pinch primärseitig ein schwach gedämpfter Schwingkreis ist. Der Theta-Pinch in diesem Experiment besteht aus einer Kondensatorbank mit einer Kapazität von etwa  $30\ \mu\text{F}$  und auswechselbaren Spulen mit Induktivitäten von etwa  $5,0\ \mu\text{H}$  (zylindrische Spule) beziehungsweise  $7,8\ \mu\text{H}$  (sphärische Spule). Die Resonanzfrequenzen betragen dabei  $13,1\ \text{kHz}$  beziehungsweise  $10,5\ \text{kHz}$ . Als Hochleistungsschalter, um die elektrischen Leistungen im MW-Bereich schalten zu können, wird ein Thyatron verwendet. Innerhalb der jeweils eingesetzten Theta-Pinch-Spule befindet sich ein Rezipient, in welchen Wasserstoff mit einem Druck zwischen  $10\ \text{Pa}$  und  $80\ \text{Pa}$  als Arbeitsgas eingefüllt wird. Das induzierte, azimutale elektrische Feld beschleunigt freie Elektronen im Arbeitsgas, welches durch Stoßionisation in den Plasmazustand gebracht wird. Der azimutale Strom im Plasma erzeugt einen radialen magnetischen Druckgradienten, der das Plasma zum Zentrum treibt und komprimiert. Da in axialer Richtung keine Kompressionskraft wirkt, weicht das Plasma in dieser Richtung der Kompression aus, wodurch es zu einer axialen Expansion des Plasmas kommt. Die Expansion erzeugt eine Ionisationswelle im kalten Restgas und es wird eine lange, hoch ionisierte Plasmasäule gebildet.

Dieser hochdynamische Prozess ist mit einem Mach-Zehnder-Interferometer zeitaufgelöst untersucht worden, wobei der Messstrahl des Interferometers axial entlang der theoretischen Flugbahn des Ionenstrahls geführt worden ist. Das grundlegende Messprinzip beruht darauf, dass das Plasma einen Brechungsindex besitzt, wel-

cher von den Dichten der im Plasma enthaltenen Teilchenspezies abhängt. Da der Brechungsindex eines Wasserstoffplasmas aus zwei Beiträgen besteht, dem Beitrag der freien Elektronen und dem des Neutralgases, wird ein sogenanntes Zweifarben-Interferometer eingesetzt, welches in dieser Arbeit mit zwei kollinearen Lasern mit Wellenlängen von 457 nm beziehungsweise 632,8 nm betrieben worden ist. Um eine von den Laserintensitäten unabhängige Messung zu ermöglichen, wird das heterodyne Verfahren benutzt, bei dem die Referenzstrahlen beider Wellenlängen jeweils mit einem akusto-optischen Modulator um 80 MHz frequenzverschoben werden. An den Detektoren ergibt sich dann jeweils ein bei dieser Frequenz oszillierendes Signal, dessen Phase die Information über die integrierten Dichten enthält. Durch einen Vergleich mit einem stationären Referenzsignal mittels eines I/Q-Demodulators wird die interferometrische Phasenverschiebung extrahiert.

Mit diesem diagnostischen Verfahren sind für beide Experimentversionen die integrierte Elektronen- und Neutralgasdichte sowie der effektive Ionisationsgrad des Theta-Pinch-Plasmas bei Variation des Arbeitsdrucks und der Ladespannung der Kondensatorbank untersucht worden. Da Vibrationen, die durch Erschütterungen bei der Entladung vom Experiment erzeugt werden, die Messung beeinflussen, sind diese durch einen statistischen Ansatz eliminiert worden. Mit der zylindrischen Experimentversion ist eine optimale Kombination aus integrierter Elektronendichte  $\int n_e dl$  und effektivem Ionisationsgrad  $\eta$  von

$$\int n_e dl = (1,45 \pm 0,04) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta = (0,826 \pm 0,022)$$

bei einem Arbeitsdruck von 20 Pa und einer Ladespannung von 16 kV ermittelt worden. Dagegen beträgt die optimale Kombination bei einem Arbeitsdruck von 20 Pa und einer Ladespannung von 18 kV bei Verwendung der sphärischen Experimentversion lediglich

$$\int n_e dl = (1,23 \pm 0,03) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta = (0,699 \pm 0,019) .$$

Des Weiteren ist bei beiden Experimentversionen nachgewiesen worden, dass die integrierte Elektronendichte dem oszillierenden Strom folgend periodische lokale Maxima zeigt, welche zeitlich mit signifikanten Einbrüchen in der integrierten Neutralgasdichte zusammenfallen. Diese Einbrüche werden durch die axiale Expansion des Plasmas und der damit verbundenen Ionisationswelle im Restgas erzeugt.

Neben diesem zentralen Teil dieser Arbeit ist eine lasergestützte polarimetrische Diagnostik durchgeführt worden, mit der die longitudinale Komponente der magne-

tischen Flussdichte der Theta-Pinch-Spulen zeit- und orts aufgelöst bestimmt worden ist. Als Messprinzip ist der Faraday-Effekt eines magneto-optischen Kristalls verwendet worden. Bei dem Kristall handelt es sich um Terbium-Gallium-Granat (TGG), welches einen ausgeprägten Faraday-Effekt zeigt und sich daher besonders gut als magnetischer Sensor eignet.

Vor der polarimetrischen Diagnostik ist der TGG-Kristall bezüglich seiner Verdet-Konstante kalibriert worden. Diese Konstante gibt die Drehung des Polarisationszustands pro Kristalllänge und magnetischer Flussdichte an. Dabei ist ein Wert von  $V = (-149,7 \pm 6,4)$  rad/Tm gemessen worden. In der eigentlichen polarimetrischen Diagnostik ist der TGG-Kristall auf einem Schlitten auf einer Schiene platziert worden, welche entlang der Spulenachse ausgerichtet worden ist. Die orts aufgelöste Messung ist durch einen Seilzug ermöglicht worden, mit dem der Schlitten an unterschiedliche Positionen entlang der Spulenachse gefahren werden konnte. An den jeweiligen Messpunkten ist für beide Experimentversionen die magnetische Flussdichte für verschiedene Ladespannungen zeitaufgelöst bestimmt worden. Als Messverfahren ist dabei das  $\Delta/\Sigma$ -Verfahren eingesetzt worden, mit dem sich eine intensitätsunabhängige Messung erzielen ließ. Um darüber hinaus einen direkten Vergleich mit Simulationen zu ermöglichen, ist jeder Ladespannung eine feste Stromamplitude zugeordnet worden.

Die zeitaufgelösten Ergebnisse zeigen erwartungsgemäß einen exponentiell abfallenden, sinusförmigen Verlauf, da die magnetische Flussdichte proportional zum Strom ist. Allerdings fallen die Messergebnisse gegenüber den Simulationen in der orts aufgelösten Darstellung zu niedrig aus. Bei der zylindrischen Spule betragen die Abweichungen im Spulenzentrum circa 14-16% und bei der sphärischen Spule in etwa 16-18%. Der relative Verlauf entlang der Spulenachse ist allerdings besonders bei der zylindrischen Spule äußerst präzise durch die polarimetrische Messungen erfasst worden. Bei einer Normierung der Messwerte und der simulierten Werte auf den jeweiligen Wert im Zentrum ist innerhalb der Fehler eine völlige Übereinstimmung zwischen den Messwerten und der Simulation für die zylindrische Spule erzielt worden. Als Ursache der negativen Abweichungen wird die Hysterese des TGG-Kristalls diskutiert, die auch zum Teil quantitativ untersucht worden ist. Es zeigt sich insbesondere zu Beginn der Entladung eine zeitliche Verzögerung der gemessenen magnetischen Flussdichte gegenüber dem Strom, die in der Umgebung des Stromnulldurchgangs besonders stark ausgeprägt ist.



# Summary

The main part of this work is the diagnostic of a hydrogen theta-pinch plasma regarding its free electron and neutral gas line density by two-color interferometry. This kind of theta-pinch plasma should function as a target for an ion beam to increase its charge state (plasma stripping). The free electron and neutral gas line density are essential quantities, from which the ionization and recombination rate coefficients of a plasma ion beam interaction can be deduced. As a result, the plasma's suitability as a target for a plasma stripper can be directly evaluated. Moreover, the effective ionization degree can be calculated from these two quantities for the first time. The effective ionization degree includes not only the ionization degree of the plasma, but it provides the relevant relation of the free electron line density to the neutral gas line density along the total ion beam path in the target.

A theta-pinch plasma is an inductively coupled plasma, which can be treated as the secondary of a transformer. The theta-pinch circuit represents the primary and is a weakly damped resonant circuit. The theta-pinch consists of a capacitor bank of about 30  $\mu\text{F}$  inductance and interchangeable coils of about 5.0  $\mu\text{H}$  (cylindrical coil) and 7.8  $\mu\text{H}$  (spherical coil), respectively. The respective resonant frequencies are 13.1 kHz and 10.5 kHz. For switching the high power in MW-range, a thyratron is used. The working gas is filled with pressures between 10 Pa and 80 Pa into a vessel, which is placed inside the particular coil. The induced azimuthal electrical field accelerates free electrons in the working gas, which is brought into plasma state by collisional ionization. The azimuthal plasma current creates a magnetic field gradient, which pushes the plasma to the coils' center and compresses it. As the compression force is only present along the radial direction, the plasma evades the compression force by expanding along the axial direction. Consequently, an ionization wave moves through the cold residual gas, finally creating a highly ionized plasma column.

This highly dynamic process is diagnosed temporally resolved by a Mach-Zehnder-Interferometer, whose probe beam is aligned with the theoretical trajectory of the ion beam through the plasma. In general, the measurements are based on the fact, that a plasma possesses a refractive index, which depends on densities of the plasmas' particle species. As the refractive index of a hydrogen plasma consists only of the free electron and neutral gas contribution, a two-color interferometer can be utilized. In this work, it is run by two collinear wavelengths at 633 nm and 457 nm. To achieve a measurement, which is independent of the laser intensity, the heterodyne

technique is used. In this technique, the reference beams of both wavelengths are frequency-shifted by 80 MHz by an acousto-optic modulator. As a result, the detectors measure a beat signal at that frequency, whose phase contains the information about the line densities. This phase can be extracted by comparing the detector signals with a stationary reference signal by an I/Q-demodulator.

This diagnostic method was used to measure the free electron and neutral gas line density as well as the effective ionization degree in both experiment versions for different working pressures and load voltages. As systematic vibrations coming from the device itself during the discharge affected the data, they were ruled out by a statistic approach. For the cylindrical experiment version, an optimal combination of the free electron line density and the effective ionization degree of

$$\int n_e dl = (1,45 \pm 0,04) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta_{max} = (0,826 \pm 0,022)$$

was detected for a working pressure of 20 Pa and a load voltage of 16 kV. In contrast, the spherical experiment version yielded an optimal combination of only

$$\int n_e dl = (1,23 \pm 0,03) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta_{max} = (0,699 \pm 0,019)$$

at a working pressure of 20 Pa and a load voltage of 18 kV.

Furthermore, it was proved with both experiment versions that the free electron line density exhibits periodic local maxima caused by the periodic current. The maxima coincide with local minima in the neutral gas line density. This behavior is the result of the axial plasma expansion generating the ionization wave in the residual gas.

Besides this main part of this work, a further laser-based, polarimetric diagnostic has been conducted. In this diagnostic, the longitudinal component of the magnetic flux density of the theta-pinch coils was measured temporally and spatially resolved. The diagnostic principle is the Faraday-effect of a magneto-optical crystal. In particular, this crystal is called Terbium Gallium Garnet (TGG) and possesses an enhanced Faraday-effect making it highly suitable as a magnetic sensor.

Prior to the polarimetric diagnostic, the TGG-crystal was calibrated regarding its Verdet-constant, which provides the Faraday-rotation per crystal length and magnetic field. In this calibration, a value of  $V = (-149,7 \pm 6,4) \text{ rad/Tm}$  was found. In the actual polarimetric measurement, the TGG-crystal was placed on a carriage, which itself was mounted on a rail, which was aligned along the coil axis. By using a wire rope hoist, the carriage was moved to different positions along the axis to perform the spatially resolved measurements. At these specific positions, the ma-

gnetic flux density was measured temporally resolved. In this way, the magnetic flux density was estimated for different load voltages for both experiment versions. As diagnostic method, the  $\Delta/\Sigma$ -technique was utilized, which provides a measurement being independent of the laser intensity. Moreover, each load voltage was assigned to a fixed current amplitude to enable a comparison with simulated magnetic flux densities.

As expected, the temporally resolved results show an exponentially decaying, oscillating magnetic flux density, because this quantity is proportional to the current. Nevertheless, the spatially resolved values are generally lower compared to the simulations. For the cylindrical and spherical experiment version, the deviation in the coil center is about 14-16% and 16-18%, respectively. Aside from the absolute values, the relative distribution of the magnetic flux density was captured very accurately along the axis. By normalizing the measurements according to the simulations in the center of the coil, perfect agreement within the given error bars was achieved between the measurements and the simulations. A hysteresis of the TGG-crystal is suspected as the cause for the deviating absolute values. Especially at the beginning of the discharge, a delay between the measured magnetic flux density and the current appeared, which is most pronounced in the vicinity near the zero crossing of the current.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Summary</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2 Plasmaphysikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Plasmaparameter . . . . .	5
2.1.1 Plasmafrequenz . . . . .	5
2.1.2 Debye-Abschirmung . . . . .	5
2.2 Induktive Plasmazündung . . . . .	6
2.2.1 Induktiver Entladungsmechanismus . . . . .	6
2.2.2 Pinch-Effekt . . . . .	7
2.3 Wechselwirkung eines Ionenstrahls mit Gas- und Plasmatagets . . . . .	10
2.3.1 Atomare Prozesse im Gastarget . . . . .	10
2.3.2 Atomare Prozesse im Plasmataget . . . . .	11
<b>3 Wellenoptische Grundlagen</b>	<b>15</b>
3.1 Mathematische Beschreibung elektromagnetischer Strahlung . . . . .	15
3.1.1 Elektromagnetische Strahlung als ebene Welle . . . . .	15
3.1.2 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem transparenten Isolator . . . . .	15
3.1.3 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem Plasma . . . . .	16
3.2 Polarisationszustände . . . . .	17
3.3 Interferenz . . . . .	19
3.3.1 Kohärenz . . . . .	19
3.3.2 Zweistrahl-Interferenz bei gleicher Frequenz . . . . .	20
3.3.3 Zweistrahl-Interferenz bei verschiedener Frequenz . . . . .	21
<b>4 Diagnostische Grundlagen</b>	<b>23</b>
4.1 Polarimetrische Diagnostik . . . . .	23
4.1.1 Faraday-Effekt . . . . .	23
4.1.2 Bestimmung der magnetischen Flussdichte . . . . .	24

4.2	Spektroskopische Plasmadiagnostik . . . . .	24
4.2.1	Strahlungsarten und Plasmaprozesse . . . . .	24
4.2.2	Linienprofile und Verbreiterungsmechanismen . . . . .	26
4.2.3	Bestimmung der Elektronendichte . . . . .	30
4.3	Interferometrische Plasmadiagnostik . . . . .	32
4.3.1	Brechungsindex eines Plasmas . . . . .	32
4.3.2	Bestimmung der integrierten Dichten und des effektiven Ionisationsgrads . . . . .	34
4.3.3	Vibrationen . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Messverfahren</b>	<b>37</b>
5.1	Theta-Pinch . . . . .	37
5.1.1	Aufbau des Theta-Pinch-Experiments . . . . .	37
5.1.2	Transformatorprinzip und Transfereffizienz . . . . .	40
5.2	Polarimeter . . . . .	43
5.2.1	Aufbau des Polarimeters . . . . .	43
5.2.2	Konfiguration zur Kalibrierung des TGG-Kristalls . . . . .	44
5.2.3	Polarimetrisches Messverfahren . . . . .	46
5.3	Interferometer . . . . .	48
5.3.1	Aufbau des Ein- und Zweifarben-Interferometers . . . . .	48
5.3.2	Funktionsweise des akusto-optischen Modulators . . . . .	52
5.3.3	Funktionsweise des I/Q-Demodulators . . . . .	54
5.3.4	Heterodynes Messverfahren . . . . .	55
5.3.5	Rekonstruktion des idealen Messsignals . . . . .	57
5.3.6	Statistische Eliminierung von Vibrationen . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Auswertung</b>	<b>65</b>
6.1	Messergebnisse zum elektrischen Schaltkreis . . . . .	65
6.1.1	Bestimmung der elektrischen Grundparameter des Theta-Pinchs . . . . .	65
6.1.2	Kennlinien des Theta-Pinchs . . . . .	66
6.1.3	Bestimmung des ohmschen Widerstands . . . . .	68
6.1.4	Messergebnisse zur Transfereffizienz und Energieeinkopplung . . . . .	70
6.2	Messergebnisse zur Magnetfeldverteilung der Spulen . . . . .	73
6.2.1	Verdet-Konstante des TGG-Kristalls . . . . .	73
6.2.2	Polarimetrische Ergebnisse . . . . .	74
6.2.3	Hysterese des TGG-Kristalls . . . . .	78

6.3	Messergebnisse zur Plasmadynamik . . . . .	81
6.3.1	Sphärische Experimentversion . . . . .	81
6.3.2	Zylindrische Experimentversion . . . . .	87
6.4	Messergebnisse zu den integrierten Dichten mittels Interferometrie . . .	92
6.4.1	Einfarben-Interferometrie . . . . .	92
6.4.2	Zweifarben-Interferometrie . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>109</b>
7.1	Diskussion der Messergebnisse zum elektrischen Schaltkreis . . . . .	109
7.2	Diskussion der polarimetrischen Messergebnisse . . . . .	110
7.3	Diskussion der Plasmadynamik . . . . .	112
7.4	Diskussion der interferometrischen Messergebnisse . . . . .	115
7.4.1	Diskussion der Einfarben-Interferometrie und der Zweifarben- Interferometrie . . . . .	115
7.4.2	Vergleich der Einfarben-Interferometrie mit der Zweifarben- Interferometrie . . . . .	118
7.4.3	Bewertung der Eignung des erzeugten Plasmas als Target eines Plasmastrippers . . . . .	120
7.4.4	Einordnung der Ergebnisse bisheriger Strahlzeiten mit induk- tiven Plasmatagets anhand der interferometrischen Mess- ergebnisse . . . . .	123
7.4.5	Vorschläge zur Verbesserung des Experiments für den Einsatz als Plasmastripper . . . . .	126
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>132</b>



# 1 Einleitung und Motivation

Die neue Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) hat das Ziel, Ionenstrahlen höchster Intensität und Energie zu erzeugen, die von leichten Antiprotonenstrahlen bis hin zu schweren Uran-Ionenstrahlen reichen. Mit diesen Ionenstrahlen und den damit verbundenen Experimenten soll der fundamentale Aufbau der Materie und ihrer Wechselwirkungen von der mikroskopischen bis hin zur kosmischen Skala untersucht werden [SSS10]. Eine zentrale Komponente für die Erzeugung der entsprechenden Ionenstrahlen bei FAIR ist das neue Schwerionensynchrotron SIS100.

Da in ein Synchrotron ein bereits vorbeschleunigter Ionenstrahl injiziert werden muss, soll die bestehende Beschleunigerinfrastruktur der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), bestehend aus dem Schwerionensynchrotron SIS18 und dem Linearbeschleuniger UNILAC, als Vorbeschleuniger für das SIS100 eingesetzt werden. Der UNILAC befindet am Anfang der Beschleunigerstrecke und wird durch zwei Injektoren, den Hochladungsinjektor (HLI) und den Hochstrominjektor (HSI), mit Ionen versorgt [Rat01, HAB<sup>+</sup>16]. Beim HSI werden die Ionen mit einem niedrigen Ladungszustand, beispielsweise  $U^{4+}$ , aus den jeweiligen Ionenquellen extrahiert und anschließend auf 1,4 MeV/u beschleunigt [Rat01, S. 637]. Danach trifft der Ionenstrahl auf den Gasstripper, dessen Aufgabe es ist, den Ladungszustand der Ionen (Projektile) durch deren Wechselwirkung mit einem neutralen Wasserstoffgas (Target) zu erhöhen, da der Energiezuwachs bei gegebener Beschleunigungsspannung linear mit dem Ladungszustand ansteigt.

Der erzeugte Ladungszustand der Ionen ist dabei das Resultat konkurrierender atomarer Ionisations- und Rekombinationsprozesse im Gastarget, die mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, ausgedrückt durch den Ratenkoeffizienten, ablaufen. Im Gastarget sind diese atomaren Prozesse zum einen der ionisierende Coulomb-Stoß des Projektils mit dem Targetkern und zum anderen die Rekombination durch gebundene Targetelektronen, die beim Zusammenstoß des Projektils mit dem Targetatom auf das Projektil übertragen werden. Der sogenannte Plasmastripper ist nun ein Ansatz, die Rekombinationsrate bei gleichbleibender Ionisationsrate durch die Überführung des Gases in den Plasmazustand abzusenken. Da sich gemäß dem Ionisationsgrad des Plasmas die Anzahl gebundener Elektronen verringert, verschiebt sich das Ionisations- Rekombinationsgleichgewicht zu einem höheren Ladungszustand hin, da der Einfang freier Elektronen grundsätzlich unwahrscheinlicher ist als der Einfang gebundener Elektronen.

In diesem Zusammenhang lässt sich nun definieren, welche Parameter eines potentiellen Plasmatargets diagnostiziert werden müssen, um die Ratenkoeffizienten für die Ionisation und Rekombination zu bestimmen und damit die Eignung des Plasmas als Target eines Plasmastrippers bewerten zu können:

- die integrierte Elektronendichte  $\int n_e dl$
- die integrierte Neutralgasdichte  $\int n_H dl$

Die integrierte Elektronendichte repräsentiert die Anzahl der ionisierenden Coulomb-Stöße mit freien Targetkernen und die Rekombination durch freie Elektronen der Dichte  $n_e$ , wobei ein typischer Wert von um  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  angestrebt wird [PMtV91, S. 2018]. Allerdings können bereits geringere integrierte Elektronendichten ausreichend sein, um einen positiven Effekt auf den Ionisationsgrad des Projektils beobachten zu können. In der Regel wird dabei ein Wert von  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$  als untere Grenze angesehen [ASO92, S. 5961]. Weiterhin wäre eine integrierte Elektronendichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  notwendig, um bei einem  $\text{U}^{4+}$ -Ionenstrahl bei einer kinetischen Energie von 1 MeV/u eine deutliche Ladungszustandserhöhung zu erzielen [She15].

Der zweite Parameter, die integrierte Neutralgasdichte, gibt an, mit wie vielen Neutralgasteilchen der Dichte  $n_H$  das Projektil beim Durchqueren des Plasmatargets wechselwirkt. Dabei wird nicht nur das Plasma berücksichtigt, sondern alle Neutralgasteilchen entlang der Flugbahn des Ionenstrahls. Dies schließt auch Restgas ein, welches sich außerhalb des Plasmas, zum Beispiel im Vakuumsystem, befindet. Die integrierte Neutralgasdichte repräsentiert daher die Anzahl der ionisierenden Coulomb-Stöße mit Neutralgaskernen und die Rekombination durch den Einfang gebundener Elektronen. Im Optimalfall sollte daher die integrierte Neutralgasdichte in einem Plasmatarget verschwinden.

Als potentielle Kandidaten für ein Plasmatarget sind in früheren Experimenten lineare Plasmaentladungen untersucht worden. Dabei sind integrierte Elektronendichten von mehr als  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  und Ionisationsgrade von bis zu 0,95 erreicht worden [HWW<sup>+</sup>90, HDL<sup>+</sup>91, JMW<sup>+</sup>93, JHL<sup>+</sup>95, JBF<sup>+</sup>96]. Allerdings befinden sich bei linearen Plasmen Elektroden im Arbeitsgas, aus denen sich Metallatome bei hohen Strömen herauslösen (Sputtern). Dies verunreinigt einerseits das Plasma mit Metallatomen, die viele gebundene Elektronen tragen, und andererseits verschleifen die Elektroden, wodurch ein Dauerbetrieb verhindert wird.

Ein neuerer Ansatz ist die Erzeugung eines induktiv gezündeten, dichten Plasmatargets mit einem Theta-Pinch [TLBJ12, LXC<sup>+</sup>14, LXB<sup>+</sup>15]. Bei einem Theta-Pinch erfolgt die Plasmazündung ohne Elektroden im Arbeitsgas und es kann eine sta-

---

bile Plasmasäule erreicht werden. Vor der interferometrischen Diagnostik sind an solchen Theta-Pinch-Plasmen, die zum Strippen von Ionenstrahlen eingesetzt werden sollten, nur spektroskopische Diagnostiken durchgeführt worden. Solche Diagnostiken sind nicht geeignet, um die integrierte Elektronendichte sowie den effektiven Ionisationsgrad des Plasmataargets zu bestimmen. Spektroskopisch kann nur die Elektronendichte, also die Anzahl der freien Elektronen pro Volumen, gemessen werden, aus der die integrierte Elektronendichte nicht abgeleitet werden kann, da das Theta-Pinch-Plasma inhomogen ist und sich seine geometrische Ausdehnung zeitlich ändert. Außerdem bleibt Restgas von einer spektroskopischen Bestimmung des Ionisationsgrads unberücksichtigt, da diese nur die Plasmaemissionen betrachtet [CCI<sup>+</sup>21, S. 2].

Zur Vermeidung dieser Nachteile, die bei einer spektroskopischen Diagnostik auftreten, und zur effektiven Diagnostik eines Plasmataargets ist in dieser Arbeit eine interferometrische Diagnostik entwickelt und an einem Theta-Pinch-Plasma durchgeführt worden. Die interferometrische Diagnostik zeichnet sich durch eine hohe Präzision aus, aber auch vor allem dadurch, dass sie intrinsisch eine integrierende Messung entlang des Laserstrahls ausführt, sodass die integrierten Dichten direkt gemessen werden können. Weiterhin ist das heterodyne Messverfahren benutzt worden, wodurch eine intensitätsunabhängige Messung ermöglicht worden ist. Dies ist bei der interferometrischen Messung an einem Plasma erforderlich, da sich die Lichtemission des Plasmas mit der Laserstrahlung am Detektor mischen kann, was eine Messung der integrierten Dichten anhand der Lichtintensität unmöglich macht. Darüber hinaus ist das Interferometer mit zwei Lasern ausgestattet worden, um sowohl die integrierte Elektronendichte als auch die integrierte Neutralgasdichte bestimmen zu können. Eine solche Zweifarben-Interferometrie eines induktiv gezündeten Plasmataargets stellt ein Novum im Rahmen der Plasmastripperforschung dar, da mit ihr erstmals gleichzeitig die integrierte Elektronen- und Neutralgasdichte sowie der effektive Ionisationsgrad ermittelt werden können. Diese Größen sind in dieser Arbeit in Abhängigkeit des Arbeitsdrucks und der Ladespannung des Theta-Pinchs untersucht worden, um daraus die Eigenschaften des Plasmas hinsichtlich seiner Eignung als Strippermedium zu bewerten. Weiterhin sind zwei unterschiedliche Experimentversionen mit unterschiedlichen Betriebsparametern untersucht worden, wobei in der einen Version eine sphärische Spule und in der anderen eine zylindrische Spule verwendet worden ist.





# 2 Plasmaphysikalische Grundlagen

## 2.1 Plasmaparameter

### 2.1.1 Plasmafrequenz

Die Plasmafrequenz bestimmt die Bandbreite, mit der ein Plasma auf eine äußere Störung reagieren kann [Str11, S. 11]. Da die Masse der Elektronen als sehr viel kleiner als die aller Ionen angenommen werden kann, können letztere als statisch betrachtet werden. Daher ist die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe}$  die maßgebliche Größe bei der Betrachtung des Verhaltens eines Plasmas bei einer äußeren Störung. Die Elektronenplasmafrequenz lautet

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2.1)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $n_e$  die Elektronendichte,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $m_e$  die Elektronenmasse ist [Str11, S. 10 ff.].

### 2.1.2 Debye-Abschirmung

Die in einem Plasma vorhandenen freien Elektronen sind in der Lage positiv geladene Ionen effektiv abzuschirmen, da ihre Trajektorien durch elektrostatische Kräfte derart beeinflusst werden, dass sie sich im statistischen Mittel näher an den positiv geladenen Ionen aufhalten. Durch diese dynamische Abschirmung kommt es zu einer exponentiellen Absenkung des Coulomb-Potentials. Wird ein Wasserstoffplasma bestehend aus Protonen und Elektronen betrachtet, lautet das Debye-Potential

$$\Phi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.2)$$

wobei  $r$  der Abstand des Elektrons zum Proton und  $\lambda_D$  die Debye-Länge ist. Diese ist gegeben durch

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}}. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur [Str11, S. 8].

## 2.2 Induktive Plasmazündung

### 2.2.1 Induktiver Entladungsmechanismus

Im Gegensatz zur kapazitiven Entladung erfolgt die induktive Entladung berührungsfrei, da sich keine Elektroden im Arbeitsgas befinden. Dennoch kann die induktive Zündung analog zum kapazitiven Townsend-Mechanismus beschrieben werden. Das heißt, dass bei der induktiven Entladung Startelektronen in einem elektrischen Feld beschleunigt werden und, falls sie dabei die Ionisationsenergie erreichen, mittels Stoßionisation weitere freie Ladungsträger generieren. Das zur Beschleunigung notwendige elektrische Feld wird durch ein magnetisches Wechselfeld induktiv erzeugt. Gemäß dem Townsend-Mechanismus wird die Elektronenvervielfältigung entlang des elektrischen Felds mit

$$\Gamma_e(z) = \Gamma_e(0) \exp\left(\int_0^z \alpha(z') dz'\right) \quad (2.4)$$

beschrieben, wobei  $\Gamma_e(z)$  der Elektronenfluss nach Durchlaufen der Wegstrecke  $z$ ,  $\Gamma_e(0)$  der Anfangselektronenfluss und  $\alpha$  der sogenannte 1. Townsend-Koeffizient ist [LL05, S. 544]. Demnach lässt sich  $\alpha$  als die Anzahl der ionisierenden Stöße pro Längeneinheit interpretieren. Darüber hinaus gilt

$$\alpha = C_1 p \exp\left(-\frac{C_2 p}{E}\right), \quad (2.5)$$

wobei  $p$  der Gasdruck,  $E$  der Betrag des elektrischen Felds sowie  $C_1$  und  $C_2$  gasartspezifische Konstanten sind [Sat62, S. 36].

Da sich bei einer induktiven Entladung die elektrische Feldstärke zeitlich ändert, ist der 1. Townsend-Koeffizient ebenfalls zeitabhängig. Es zeigt sich, dass die Elektronenvervielfältigung nur im sogenannten nicht-adiabatischen Bereich, um den Stromnulldurchgang herum, signifikant ist, während sie im Rest der Stromhalbwellen vernachlässigt werden kann [Sat62, S. 36 ff.]. Da die induzierte elektrische Feldstärke im Bereich des Stromnulldurchgangs nahezu konstant und das Magnetfeld gleichzeitig klein ist, kann  $\alpha$  ebenfalls zeitlich und auch räumlich als konstant angenommen werden. Weiterhin ist die zurückgelegte Wegstrecke der Elektronen während der Beschleunigung vergleichbar mit ihrem Bahnradius  $R$ , sodass sich die Selbsterhaltung der Entladung mit

$$\alpha R \geq 1 \quad (2.6)$$

ausdrücken lässt [Sat62, S. 37].

Mit der Bedingung der Selbsterhaltung nach Gleichung (2.6) und dem Zusammenhang zwischen zeitlicher Magnetfeldänderung und dem elektrischen Feld, folgt das sogenannte induktive Paschen-Gesetz, welches

$$\frac{dB}{dt} = 20 \frac{C_1 p}{R \ln(C_2 p R)} \text{ mT}/\mu\text{s} \quad (2.7)$$

lautet [Sat62, S. 37]. In Abbildung 2.1 sind gemäß Gleichung (2.7) die induktiven Paschen-Kurven für Stickstoff, Wasserstoff und Argon dargestellt. Für deren Berechnung ist ein Radius von  $R = 10 \text{ cm}$  verwendet und die gasartspezifischen Konstanten aus [Sat62, S. 38] entnommen worden.

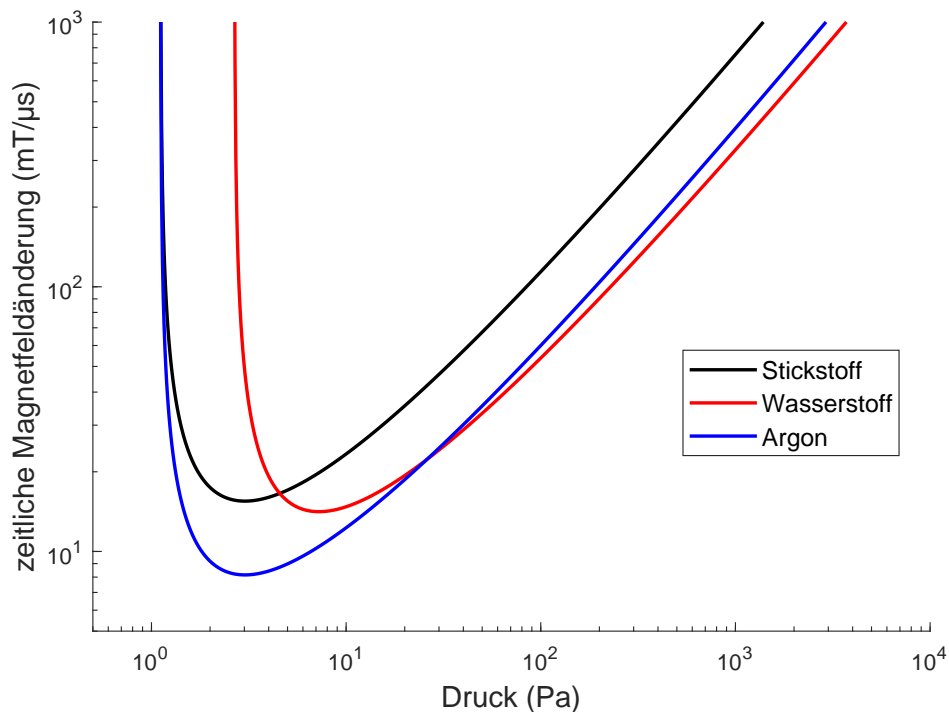


Abbildung 2.1: Induktive Paschen-Kurven für Stickstoff, Wasserstoff und Argon bei einem maximalen Elektronenbahnradius von  $R = 10 \text{ cm}$ .

### 2.2.2 Pinch-Effekt

Der Pinch-Effekt beschreibt, wie ein Plasma, entgegen seinem gaskinetischen Druck, durch interne elektrische Ströme zusammengehalten werden kann. Ursächlich hierfür ist, dass diese internen Ströme selbst oder im Zusammenspiel mit äußeren Strömen magnetische Kräfte erzeugen, die der gaskinetischen Druckgradientenkraft entgegengerichtet sind. Das Auftreten dieser magnetischen Stabilisierungskräfte ergibt

sich aus der Beschreibung des Plasmas als eine Flüssigkeit unter Anwesenheit eines Magnetfelds (Magnetohydrodynamik). Detaillierte Ausführungen finden sich hierzu in [Goe04] und [Sch09]. Die idealen magnetohydrodynamischen Gleichungen lauten nach [Goe04, S. 126]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.8)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \cdot \vec{v} \right) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \vec{v} \quad (2.10)$$

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times \vec{E} = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $\rho$  die Massendichte,  $\vec{v}$  die Geschwindigkeit,  $p$  der gaskinetische Druck,  $\vec{j}$  die Stromdichte,  $\vec{B}$  die magnetische Flussdichte,  $\vec{E}$  das elektrische Feld und  $\gamma$  der Adiabatenkoeffizient. Diese Gleichungen setzen ein ideales Fluid voraus, welches keinen ohmschen Widerstand, keine Viskosität und keinen Wärmestrom besitzt. Des Weiteren werden adiabatisch ablaufende Zustandsänderungen angenommen.

Eine Stabilisierung des gaskinetischen Drucks entspricht einem stationären Zustand, bei dem die totale Zeitableitung der makroskopischen Plasmabewegung verschwindet. Aus Gleichung (2.9) folgt daher

$$\nabla p = \vec{j} \times \vec{B}. \quad (2.14)$$

Einsetzen von Gleichung (2.13) in (2.14) ergibt

$$\nabla p = \mu_0^{-1} \left[ (\vec{B} \cdot \nabla) \cdot \vec{B} - \nabla \left( \frac{B^2}{2} \right) \right]. \quad (2.15)$$

Durch eine weitere Analyse des ersten Terms auf der rechten Seite von Gleichung (2.15) folgt

$$\nabla_{\perp} \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B^2}{\mu_0 R} \vec{e}_R = 0, \quad (2.16)$$

wobei  $R$  der Krümmungsradius des Magnetfelds und  $\vec{e}_R$  der Einheitsvektor ist, der in Richtung des Mittelpunkts des Krümmungskreises zeigt [Str11, S. 66].

Die Größe

$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.17)$$

wird dabei als magnetischer Druck und

$$\vec{F}_m = \frac{B^2}{\mu_0 R} \vec{e}_R \quad (2.18)$$

wird als magnetische Spannkraft bezeichnet. Das Druckgleichgewicht nach Gleichung (2.16) lässt sich durch verschiedene Magnetfeldverteilungen herstellen. Diese werden durch unterschiedlich gerichtete, plasmainterne Ströme erzeugt. Eine davon ist der sogenannte Theta-Pinch.

In einem Theta-Pinch fließt der plasmainterne Strom in azimuthaler Richtung ( $\vartheta$ -Richtung) und wird durch ein äußeres, axiales magnetisches Wechselfeld induziert. Daher ist das gesamte Magnetfeld ausschließlich axial gerichtet ( $R = \infty$ ), sodass der gaskinetische Druck lediglich durch einen magnetischen Druckgradienten stabilisiert wird. Die Druckgleichung lautet hierbei

$$\nabla \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0. \quad (2.19)$$

Der magnetische Druckgradient wird dabei vom plasmainternen diamagnetischen Strom erzeugt, indem dieser ein Magnetfeld erzeugt, das dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet ist. Dadurch wird das Magnetfeld im Plasma makroskopisch abgeschwächt [Che15, S. 191]. In einem ideal leitenden Plasma folgt daraus, dass das Magnetfeld im Zentrum entlang der  $z$ -Achse verschwindet, sodass die magnetische Flussdichte in Gleichung (2.19) dem äußeren Feld entspricht. Weiterhin ergibt sich aus Gleichung (2.19), dass die Summe aus dem gaskinetischen und dem magnetischen Druck konstant ist, das heißt

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \text{const}. \quad (2.20)$$

Da ein Theta-Pinch keine gekrümmten Feldlinien aufweist, kann ein stabiles Gleichgewicht erzeugt werden. Jede Störung, sei es eine Einschnürung oder Auslenkung, erzeugt eine magnetische Spannkraft, die zu einer negativen Rückkopplung führt, sodass das Plasma in die Ursprungslage mit einem rein axial gerichteten Magnetfeld zurückkehrt [Str11, S. 112].

## 2.3 Wechselwirkung eines Ionenstrahls mit Gas- und Plasmatargets

### 2.3.1 Atomare Prozesse im Gastarget

Hohe Ladungszustände erleichtern die Ionenbeschleunigung, da der Ladungszustand linear in die kinetische Energie der Ionen eingeht. Eine gängige Methode, den Ladungszustand zu erhöhen, ist die Wechselwirkung des Ionenstrahls mit einem Gas. Wie beispielhaft in Abbildung 2.2 zu erkennen ist, wird der Gleichgewichtsladungszustand im Gastarget durch die Ionisation durch Coulomb-Stöße mit Targetkernen und durch die dabei auftretende Rekombination mit gebundenen Targetelektronen bestimmt.

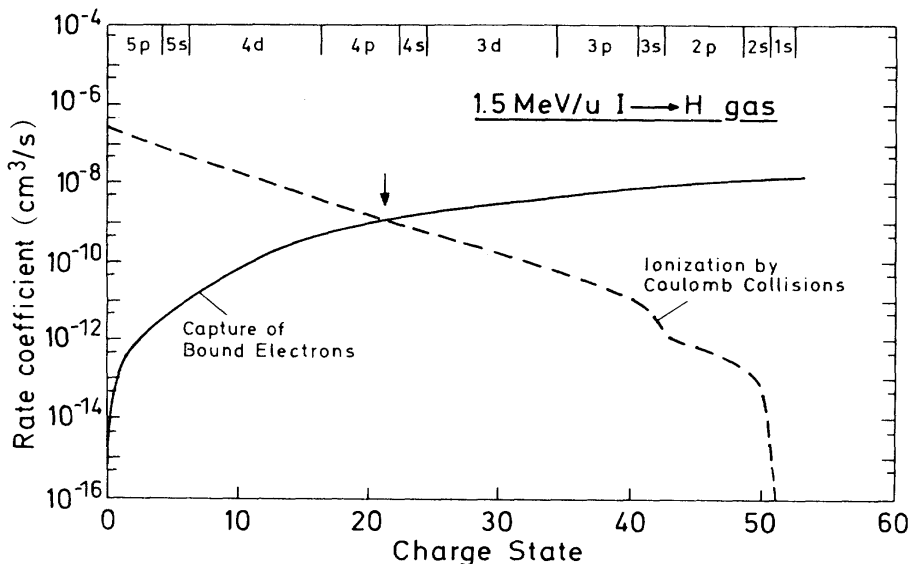


Abbildung 2.2: Ratenkoeffizienten der atomaren Prozesse in Abhängigkeit des Ladungszustands bei der Wechselwirkung eines Iod-Ionenstrahls bei 1,5 MeV/u mit einem neutralen Wasserstoffgas. Der Gleichgewichtsladungszustand ist mit einem Pfeil gekennzeichnet [PMtV91, S. 2018].

Der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation durch die Kollision des Projektils mit dem Targetkern  $\sigma_i$  ist durch

$$\sigma_i = \sum_n N_n \sigma_n = \pi N_n \left( \frac{Z_T e^2}{U_n} \right)^2 G \left( \frac{V_p}{V_n} \right) \quad (2.21)$$

gegeben [DM16, S. 280]. Dabei ist  $N_n$  die Anzahl der Projektilelektronen in der  $n$ -

ten Schale mit der Bindungsenergie  $U_n$ ,  $Z_T$  die (geschirmte) Targetkernladungszahl und  $e$  die Elementarladung. Die Funktion  $G$ , die von der Projektilgeschwindigkeit  $V_p$  und der Elektronengeschwindigkeit auf der  $n$ -ten Schale  $V_n$  abhängt, kann in [DM16, S. 280] nachvollzogen werden, wobei sie für  $V_p = V_n$  maximal wird.

Der Wirkungsquerschnitt der Rekombination mit gebundenen Targetelektronen  $\sigma_{ec}$  besitzt gemäß [TIWS18, S. 46] für  $V_p > V_m$  die Abhängigkeiten

$$\sigma_{ec} \propto \frac{q^5 Z_T^5}{E^{5.5}}, \quad (2.22)$$

wobei  $V_m$  die Orbitalgeschwindigkeit eines Targetelektrons in der  $m$ -ten Schale ist. Des Weiteren sind  $q$  und  $E$  der Ladungszustand beziehungsweise die kinetische Energie der Projektilionen. Für Targetgase, die mehr als ein Elektron tragen, müssen die jeweiligen Wirkungsquerschnitte aller Schalen aufsummiert werden, wobei sich für jede Schale bei  $V_p = V_m$  ein Maximum ergibt. Eine explizite Näherungsformel findet sich in [SSG<sup>+</sup>83, S. 3373]. Die Ratenkoeffizienten für die beschriebenen atomaren Prozesse ergeben sich nach [DM16, S. 280] und [Xu19, S. 11] aus der Multiplikation von Gleichung (2.21) und (2.22) mit der Projektilgeschwindigkeit.

### 2.3.2 Atomare Prozesse im Plasmatarget

Durch das Auftreten von freien Teilchen in einem Plasma werden die atomaren Prozesse, wie in Abbildung 2.3 beispielhaft zu sehen ist, vielfältiger, da neben gebundenen Teilchen auch freie Teilchen an der Wechselwirkung teilnehmen. Wie bei einem Vergleich von Abbildung 2.2 mit Abbildung 2.3 ersichtlich wird, entspricht der Ratenkoeffizient für die Ionisation bis auf kleine Korrekturen dem im Neutralgas, da die kinetische Energie der freien Elektronen in der Regel für eine Ionisation tieferer Schalen nicht ausreichend ist [DM16, S. 281]. Hinsichtlich der Rekombination ist der Einfang gebundener Elektronen gemäß dem Ionisationsgrad des Plasmas abgesenkt und der Gleichgewichtsladungszustand verschiebt sich hin zu einem höheren Wert. Für hohe Ionisationsgrade wird die Strahlungsrekombination gegenüber dem Einfang gebundener Elektronen dominant. Ihr Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{rr}$  ist durch

$$\sigma_{rr} = \left(1 - \frac{N_0}{2n_0^2}\right) \sigma_0 + \sum_{n=n_0+1} \sigma_n \quad (2.23)$$

gegeben. Dabei ist  $n$  die Quantenzahl,  $N$  die Besetzungszahl und der Index 0 beschreibt den Grundzustand [DM16, S. 281].

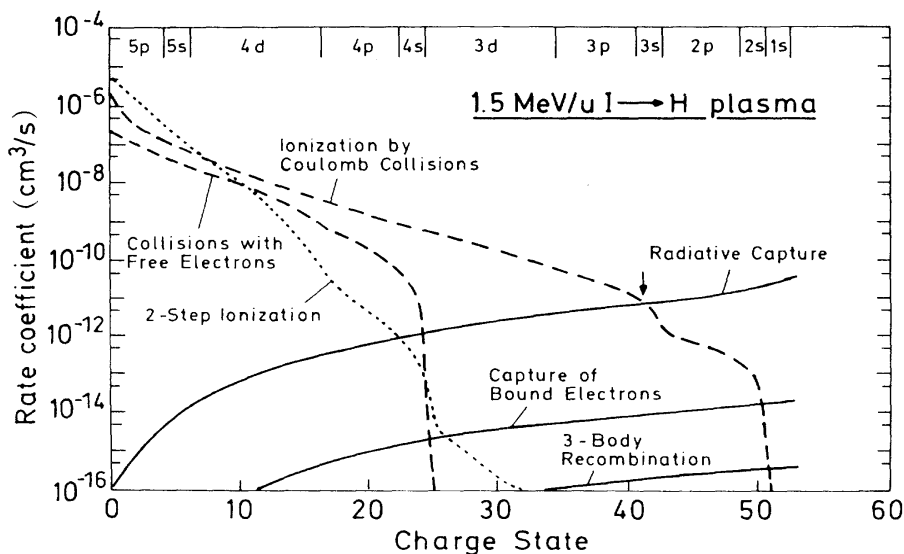


Abbildung 2.3: Ratenkoeffizienten der atomaren Prozesse in Abhängigkeit des Ladungszustands bei der Wechselwirkung eines Iod-Ionenstrahls bei 1,5 MeV/u mit einem vollständig ionisierten Wasserstoffplasma. Der Gleichgewichtsladungszustand ist mit einem Pfeil gekennzeichnet [PMtV91, S. 2018].

Die einzelnen Wirkungsquerschnitte der atomaren Niveaus  $\sigma_n$  lassen sich nach [Spi48, S. 11] mit

$$\sigma_n = 2,1 \cdot 10^{-22} \frac{n E_n^2}{(E_n + E_r) E_r} \quad (2.24)$$

ausdrücken.  $E_n$  ist dabei die Bindungsenergie des  $n$ -ten Niveaus und  $E_r$  die kinetische Energie eines Elektrons mit der Relativgeschwindigkeit zwischen seiner thermischen Geschwindigkeit und der Projektilgeschwindigkeit. Der Ratenkoeffizient der Strahlungsrekombination ergibt sich aus der Multiplikation seines Wirkungsquerschnitts mit der Relativgeschwindigkeit [DM16, S. 281].

Um das Auftreten eines atomaren Prozesses pro Zeit zu beurteilen, muss der Ratenkoeffizient mit der jeweiligen Dichte multipliziert werden. Das Ergebnis ist die atomare Rate  $\kappa$  und das Verhältnis zwischen der Rate des Einfangs gebundener Elektronen und der Rate der Strahlungsrekombination in einem kalten Plasma lautet

$$\frac{\kappa_{ec}}{\kappa_{rr}} \approx 10^9 \frac{n_e}{n_H} \frac{q Z_T^5}{V_r^8}, \quad (2.25)$$

wobei  $n_e$  und  $n_H$  die Elektronen- beziehungsweise die Neutralgasdichte sind und die Relativgeschwindigkeit  $V_r$  in atomaren Einheiten eingesetzt werden muss [TIWS18, S. 138].



Weiterhin ist als atomarer Prozess die dielektronische Rekombination besonders erwähnenswert, da sie gegenüber der Strahlungsrekombination dominant werden und eine Absenkung des Gleichgewichtsladungszustands bewirken kann. Allerdings besitzt sie einen resonanzartigen Charakter und variiert daher in ihrer Stärke, welche von einer mit der Energieverteilung der freien Targetelektronen zusammenpassenden Projektilgeschwindigkeit abhängt [TIWS18, S. 140]. Weitere Detailbetrachtungen finden sich hierzu in [PAV86] und [SAT21].



# 3 Wellenoptische Grundlagen

## 3.1 Mathematische Beschreibung elektromagnetischer Strahlung

### 3.1.1 Elektromagnetische Strahlung als ebene Welle

Die mathematische Grundlage zur Beschreibung elektromagnetischer Strahlung sind die Maxwell-Gleichungen. Aus diesen Gleichungen folgt für den Vakuumfall, also bei Abwesenheit von elektrischen Ladungen und Strömen, die Wellengleichung

$$\Delta \vec{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

wobei  $\vec{E}$  das elektrische Feld,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\epsilon_0$  sowie  $\mu_0$  die elektrische beziehungsweise die magnetische Feldkonstante sind. Eine besonders bedeutende Lösung von Gleichung (3.1) ist die ebene Welle, anhand derer sich Eigenschaften wie Polarisation und Interferenz verdeutlichen lassen. Der elektrische Feldvektor  $\vec{E}$  am Ort  $\vec{r}$  zur Zeit  $t$  einer ebenen Welle lässt sich als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (3.2)$$

schreiben [Mes08, S. 45]. Dabei ist  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\vec{k}$  der Wellenvektor und  $\vec{E}_0$  beschreibt den Betrag sowie die Richtung des elektrischen Felds.

### 3.1.2 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem transparenten Isolator

Bei der Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem transparenten Isolator, von dem angenommen wird, dass er isotrop ist, müssen die elektrische und die magnetische Permeabilität  $\epsilon_r$  und  $\mu_r$  des Mediums in den Maxwell-Gleichungen berücksichtigt werden. Die Materialeigenschaften eines solchen Mediums können allerdings im sogenannten Brechungsindex  $N$  zusammengefasst werden. Der Brechungsindex ist eine komplexe Zahl, deren Realteil die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v$  der elektromagnetischen Strahlung im Medium relativ zur Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  beschreibt und deren Imaginärteil eine Extinktion der elektromagnetischen Strahlung repräsentiert [Dem06, S. 223]. Allerdings kann die Extinktion in transparenten

Medien vernachlässigt werden, sodass nur der Realteil des Brechungsindex mit

$$\operatorname{Re}(N) = N_r = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \frac{c}{v} \quad (3.3)$$

betrachtet werden kann. Daher lautet die ebene Welle aus Gleichung (3.2) in einem solchen Medium

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 \exp(i(\omega N_r z/c - \omega t)), \quad (3.4)$$

wobei eine Ausbreitung entlang der z-Achse angenommen worden ist. Wie zu sehen ist, ist nun im Exponentialterm eine Phasenverschiebung enthalten, die sich bei einem ortsabhängigen Brechungsindex gemäß

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (N_r - 1) dz \quad (3.5)$$

bestimmen lässt [Dem06, S. 223].

### 3.1.3 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem Plasma

Da es sich bei einem Plasma um ein leitendes Medium handelt, muss neben der elektrischen und der magnetischen Permeabilität  $\epsilon_r$  beziehungsweise  $\mu_r$  auch die Plasmaleitfähigkeit  $\sigma$  in den Maxwell-Gleichungen berücksichtigt werden. Dies führt auf die sogenannte Telegraphengleichung

$$\Delta\vec{E} = \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \epsilon\mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.6)$$

wobei  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  und  $\mu = \mu_0 \mu_r$  verwendet worden ist. Die Lösung dieser Gleichung ist eine ebene Welle in der Form

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_0 e^{-(\alpha/2)z} e^{-i(\omega t - k_p z)}, \quad (3.7)$$

die sich, wie hier gewählt, in z-Richtung ausbreitet [Dem06, S. 228]. Dabei ist  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und für die Wellenzahl im Plasma  $k_p$  gilt  $k_p = N_p k$ . Die Größe  $N_p$  ist hierbei der Realteil des Brechungsindex des Plasmas. Der erste Exponentialterm in Gleichung (3.7) gibt dabei die Abnahme der Amplitude an und im zweiten Exponentialterm ist eine Phasenverschiebung analog zu Gleichung (3.5) enthalten [Dem06, S. 223].

Für ein gegebenes Plasma ergibt sich die Besonderheit, dass die Frequenz der elek-

tromagnetischen Strahlung einen Einfluss darauf hat, ob sie durch das Plasma transmittiert wird. Nach [Dem06, S. 229 ff.] kommt es zu einer Transmission der elektromagnetischen Strahlung, wenn ihre Kreisfrequenz mindestens der Plasmafrequenz gemäß Gleichung (2.1) entspricht. Unterhalb dieser Grenze dringt die elektromagnetische Strahlung für eine charakteristische Länge in das Plasma ein, bevor sie reflektiert wird. Für typische Elektronendichten des in dieser Arbeit betrachteten Theta-Pinch-Plasmas im Bereich um  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  beträgt die Plasmafrequenz in etwa  $2\pi \cdot 12,6 \text{ THz}$ . Die Frequenz der langwelligen Grenze des sichtbaren Spektrums von  $700 \text{ nm}$  liegt mit  $428 \text{ THz}$  um ein Vielfaches höher, sodass das Plasma in dieser Arbeit als transparent angenommen werden kann.

## 3.2 Polarisationszustände

Die Polarisation elektromagnetischer Strahlung wird durch die Richtung des elektrischen Feldvektors bestimmt [Dem06, S. 194], wobei zwischen linearer, zirkularer und elliptischer Polarisation unterschieden wird. Da die Polarisation ein zweidimensionales Phänomen ist, treten in ihrer mathematischen Beschreibung immer zwei Basiszustände des elektrischen Feldvektors auf, aus deren Linearkombination alle anderen Polarisationszustände folgen. Solche Basiszustände  $\vec{e}_1$  und  $\vec{e}_2$  sind beispielsweise zwei orthogonale, linear polarisierte Zustände. Da die Koeffizienten dieser Linearkombination, also die Amplituden des elektrischen Felds, komplexe Zahlen sind, muss zusätzlich zum Betrag auch deren Phase berücksichtigt werden. Daher lautet das elektrische Feld am Ort  $\vec{r}$  zum Zeitpunkt  $t$  bei einer allgemeinen Polarisation

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \left( E_1 e^{i\phi_1} \vec{e}_1 + E_2 e^{i\phi_2} \vec{e}_2 \right) \exp \left[ i \left( \vec{k} \vec{r} - \omega t \right) \right]. \quad (3.8)$$

Dabei sind  $E_1$  und  $E_2$  die Amplituden,  $\phi_1$  und  $\phi_2$  die Phasen,  $\vec{k}$  der Wellenvektor und  $\omega$  die Kreisfrequenz des elektrischen Felds.

Graphisch wird Gleichung (3.8) mit der sogenannten Polarisationsellipse veranschaulicht, welche in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Hierbei ist weiterhin auch die Rotation der Halbachsen um den Winkel  $\Psi$  bezüglich eines gewählten Koordinatensystems eingezeichnet. Dieser Winkel lässt sich nach

$$\tan(2\Psi) = \frac{2 E_1 E_2 \cos(\phi)}{E_1^2 - E_2^2} \quad (3.9)$$

aus den Parametern von Gleichung (3.8) errechnen, wobei  $\phi = \phi_2 - \phi_1$  gilt [Gol17, S. 56].

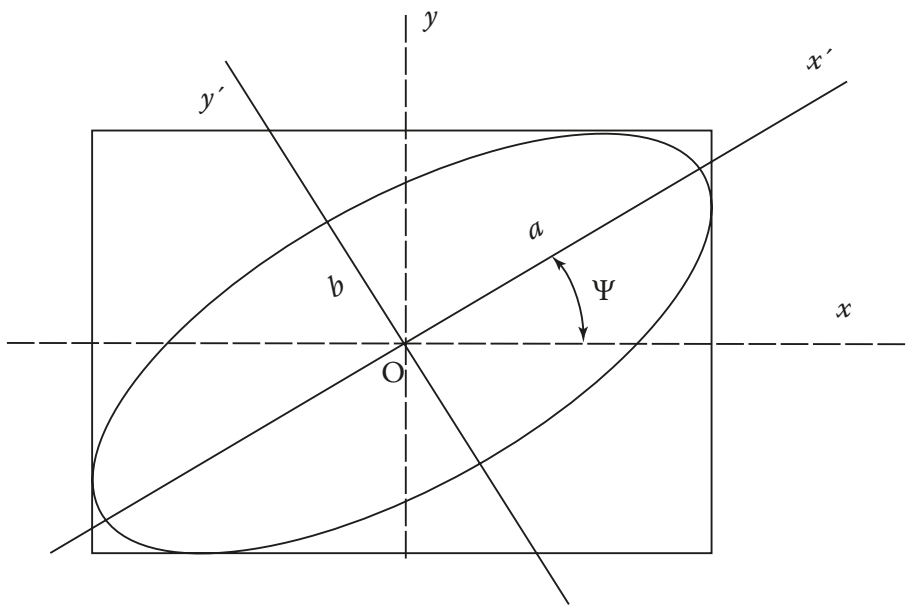


Abbildung 3.1: Polarisationsellipse mit den Halbachsen  $a$  und  $b$ , die um den Winkel  $\Psi$  gegenüber einem Referenzsystem rotiert worden ist [Gol17, S. 55].

Eine weitere, fundamentale Größe zur Beschreibung der Polarisationsellipse ist die sogenannte Elliptizität  $\chi$ , für die

$$\sin(2\chi) = \frac{2E_1E_2 \sin(\phi)}{E_1^2 + E_2^2} \quad (3.10) \quad \tan(\chi) = \frac{\pm b}{a} \quad (3.11)$$

gilt, wobei  $a$  und  $b$  die jeweiligen Halbachsen der Ellipse sind [Gol17, S. 57]. Anhand der Gleichungen (3.10) und (3.11) lässt sich erkennen, dass sich die lineare beziehungsweise die zirkulare Polarisation als Grenzfälle der elliptischen Polarisation mit speziellen Werten für  $E_1$ ,  $E_2$  und  $\phi$  beziehungsweise  $\chi$  ergeben. Beispielsweise gilt:

- lineare Polarisation:  $\chi = n\pi/2$ ,  $n \in \mathbb{Z}$
- zirkulare Polarisation:  $\chi = n\pi \pm \pi/4$ ,  $n \in \mathbb{Z}$

Wie bereits beschrieben worden ist, kann jeder beliebige Polarisationszustand aus der Linearkombination zweier Basiszustände erzeugt werden. Neben zwei orthogonalen, linear polarisierten Zuständen eignen sich ebenfalls die links- und rechts-zirkulare Polarisation, benannt mit  $\vec{e}_+$  und  $\vec{e}_-$ , als Basiszustände, da ihr Skalarprodukt verschwindet. Dies bedeutet, dass die lineare Polarisation eine Linearkombination aus einem links- und rechts-zirkularen Polarisationszustand ist.

## 3.3 Interferenz

### 3.3.1 Kohärenz

Mit dem Begriff Kohärenz wird die Interferenzfähigkeit von Wellen beschrieben [Mes08, S. 180]. Da elektromagnetische Strahlung Welleneigenschaften besitzt, kann sie interferieren, sofern sie kohärent ist. Je nachdem, wie die Interferenz aus den Teilwellen erzeugt werden soll, ist zeitliche oder räumliche Kohärenz notwendig. Beispielsweise werden beim Doppelspaltexperiment Teilwellen überlagert, welche aus zwei Punkten der Originalwelle stammen. Daher ist hierbei räumliche Kohärenz erforderlich. Diese liegt vor, wenn sich die Phasendifferenz der beiden Punkte im Beobachtungszeitraum um höchstens  $2\pi$  ändert [Dem06, S. 300].

In einem anderen Fall können die Teilwellen damit erzeugt werden, dass zwei Kopien der ursprünglichen Welle mit halber Amplitude generiert werden. Eine der Kopien wird zeitlich verzögert und beide Teilwellen werden anschließend wieder überlagert, wie es beispielsweise bei einem Mach-Zehnder-Interferometer der Fall ist. Da eine Teilwelle mit einer zeitlich verzögerten Version von sich selbst interferiert, ist zeitliche Kohärenz notwendig. Die sogenannte Kohärenzzeit repräsentiert dabei die Zeit, in der sich die Phasendifferenz der beiden Teilwellen um höchstens  $2\pi$  ändert [Dem06, S. 299].

Die Kohärenzzeit  $t_K$  der elektromagnetischen Strahlung steht im Zusammenhang mit ihrer spektralen Breite  $\Delta f$  nach

$$t_K = \frac{1}{\Delta f}. \quad (3.12)$$

Das bedeutet, dass zwei Teilwellen monochromatischer Strahlung trotz beliebig langer zeitlicher Verzögerung interferieren könnten. In der Praxis besitzt aber jede Strahlung eine Mindestlinienbreite, die fundamental von der Heisenbergschen Unschärferelation herrührt, sodass sich immer eine endliche Kohärenzzeit ergibt.

Anstelle der Kohärenzzeit wird in der Regel die sogenannte Kohärenzlänge benutzt, weil sie in der Praxis direkt überprüfbar ist. Bei einem Interferometer gibt sie die maximale geometrische Asymmetrie der Wege der beiden Teilwellen an und errechnet sich aus der Kohärenzzeit sowie der Lichtgeschwindigkeit  $c$  nach [Dem06, S. 300] gemäß

$$l_K = ct_K. \quad (3.13)$$

### 3.3.2 Zweistrahl-Interferenz bei gleicher Frequenz

Die Herleitung der Zweistrahl-Interferenz bei gleicher Frequenz nach [Lit04, S. 41 ff.] betrachtet die Superposition von zwei elektrischen Feldern  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$ , deren Wellenvektoren  $\vec{k}$ , Frequenzen  $\omega$  und Polarisierungen identisch sind. Eine vergleichbare Herleitung findet sich ebenso wie für das folgende Kapitel bereits in [Chr17, S. 30 ff.]. Aus den Eigenschaften paralleler Polarisation resultiert, dass die Vektoreigenschaft der Felder ignoriert und nur deren Beträge und Phasen berücksichtigt werden können. Die beiden Gleichungen der elektrischen Felder am Ort  $\vec{r}$  zum Zeitpunkt  $t$  mit den Amplituden  $E_{0i}$  lauten

$$E_1(\vec{r}, t) = E_{01} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \phi_1)} \quad (3.14)$$

$$E_2(\vec{r}, t) = E_{02} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t + \phi_2)}. \quad (3.15)$$

Daraus folgt für das Gesamtfeld  $E(\vec{r}, t)$  bei Interferenz

$$\begin{aligned} E(\vec{r}, t) &= E_1(\vec{r}, t) + E_2(\vec{r}, t) \\ &= (E_{01} e^{i\phi_1} + E_{02} e^{i\phi_2}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Die Intensität  $I$  ist mit der Lichtgeschwindigkeit und der elektrischen Feldkonstante durch

$$\begin{aligned} I &= \frac{c\epsilon_0}{2} |E|^2 = \frac{c\epsilon_0}{2} E E^* \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} \left[ (E_{01} e^{i\phi_1} + E_{02} e^{i\phi_2}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \right] \cdot \left[ (E_{01} e^{-i\phi_1} + E_{02} e^{-i\phi_2}) e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \right] \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} \left( E_{01}^2 + E_{02} E_{01} e^{i(\phi_2 - \phi_1)} + E_{01} E_{02} e^{-i(\phi_2 - \phi_1)} + E_{02}^2 \right) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1) \end{aligned} \quad (3.17)$$

gegeben. Der dritte Summand in Gleichung (3.17) beschreibt die Interferenz als eine phasenabhängige Modifikation der Summe der Einzelintensitäten der überlagerten Felder. Gilt beispielsweise  $\Delta\phi = 2n\pi, n \in \mathbb{Z}$  beziehungsweise  $\Delta\phi = (2m+1)\pi, m \in \mathbb{Z}$  liegt konstruktive beziehungsweise destruktive Interferenz vor.



### 3.3.3 Zweistrahl-Interferenz bei verschiedener Frequenz

Bei der Superposition von zwei elektrischen Feldern  $\vec{E}_1$  und  $\vec{E}_2$  mit identischer Polarisation, aber verschiedenen Frequenzen, lässt sich das Gesamtfeld nach [Hec02, S. 294 ff.] und [Lit04, S. 44] als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{01} e^{i(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t + \phi_1)} + E_{02} e^{i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t + \phi_2)} \quad (3.18)$$

schreiben. Die Intensität ergibt sich mit  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  zu

$$\begin{aligned} I &= \frac{c \epsilon_0}{2} |E|^2 = \frac{c \epsilon_0}{2} E E^* \\ &= \frac{c \epsilon_0}{2} \left( E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{02} E_{01} e^{i((\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{r} - \Delta\omega t + \phi_2 - \phi_1)} + E_{01} E_{02} e^{-i((\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{r} - \Delta\omega t + \phi_2 - \phi_1)} \right) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\left(\vec{k}_2 - \vec{k}_1\right) \vec{r} - \Delta\omega t + \Delta\phi\right). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Falls sich die beiden elektrischen Felder in die gleiche Richtung ausbreiten, das heißt  $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$ , vereinfacht sich Gleichung (3.19) zu

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\omega t - \Delta\phi). \quad (3.20)$$

Die Intensität oszilliert demnach mit der Schwebungsfrequenz  $\Delta\omega$ .



# 4 Diagnostische Grundlagen

## 4.1 Polarimetrische Diagnostik

### 4.1.1 Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt ist ein magneto-optischer Effekt, der eine Drehung des Polarisationszustands einer linear polarisierten Strahlung beim Durchgang durch ein transparentes Medium erzeugt. Die Anwesenheit eines Magnetfelds induziert eine Doppelbrechung im betrachteten Medium, welche sich in unterschiedlichen Propagationsgeschwindigkeiten beziehungsweise unterschiedlichen Brechungsindizes  $N_+$  und  $N_-$  der charakteristischen Polarisationszustände äußert. Diese charakteristischen Polarisationszustände sind hierbei die links- und rechts-zirkulare Polarisation. Aufgrund deren voneinander verschiedenen Brechungsindizes, werden unterschiedliche Phasenverschiebungen  $\Delta\varphi_+$  und  $\Delta\varphi_-$  gemäß Gleichung (3.5) beim Durchgang durch das Medium erzeugt. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich hierzu in [Shi00, S. 138 ff.].

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben worden ist, handelt es sich bei linear polarisierter Strahlung um eine Linearkombination aus einer links- und einer rechts-zirkular polarisierten Strahlung, wobei die Phasendifferenz zwischen diesen beiden Zuständen die Orientierung der linearen Polarisation festlegt. Wie bereits in [Chr17, S. 27] erläutert worden ist, gilt für den Drehwinkel  $\theta$  linearer Polarisation relativ zu einer Referenzachse

$$2\theta = \Delta\varphi_+ - \Delta\varphi_- . \quad (4.1)$$

Mit Gleichung (3.5) folgt

$$\theta = \frac{\pi}{\lambda} (N_+ - N_-) L , \quad (4.2)$$

wobei ein homogenes Medium der Länge  $L$  angenommen worden ist. In diamagnetischen oder paramagnetischen Medien ist der Drehwinkel gemäß

$$\theta = V B L \quad (4.3)$$

direkt proportional zur magnetischen Flussdichte  $B$  und der Länge  $L$  des Mediums [Liu05, S. 298]. Die Proportionalitätskonstante  $V$  wird als Verdet-Konstante bezeichnet. Diese ist im Allgemeinen sowohl wellenlängen- als auch temperaturabhängig [ZT94, S. 1471].

### 4.1.2 Bestimmung der magnetischen Flussdichte

Für die tatsächliche Messung des Faraday-Effekts eignen sich verschiedenen Konfigurationen, die in der Regel aus mehreren, nacheinander geschalteten linearen Polarisatoren bestehen. In einer sehr einfachen Konfiguration wird beispielsweise durch einen ersten Polarisator die Polarisationsrichtung festgelegt, danach kommt es zur Drehung der Polarisation im magneto-optischen Material und ein zweiter Polarisator detektiert die Richtungsänderung der Polarisation durch eine Intensitätsänderung [YTF<sup>+</sup>11, S. 15185]. Ein solcher Aufbau besitzt den Nachteil, dass die Information über den Drehwinkel des Faraday-Effekts in der Intensität der Strahlung, also in der Amplitude des Messsignals, verborgen ist. An gepulsten Magnetfeldern, bei denen elektromagnetisches Rauschen auftritt oder es zu Schwankungen der Laserleistung kommt, ist es vorteilhaft, eine intensitätsunabhängige Messung durchzuführen. Hier bietet sich die sogenannte  $\Delta/\Sigma$ -Methode an. Dabei werden zwei Messsignale erzeugt, indem der Endzustand der Polarisation in zwei linear unabhängige Komponenten aufgespalten wird [PM16, S. 1628]. Die beiden Messsignale  $U_1$  und  $U_2$  lauten dann

$$U_1 = k_1 (1 + \sin(2\theta)) \quad (4.4) \quad U_2 = k_2 (1 - \sin(2\theta)) , \quad (4.5)$$

wobei  $k_i$  Konstanten sind, welche die Intensität beinhalten. Durch geeignete Einstellungen an den Photodetektoren, zum Beispiel durch Änderung der Licht/Strom-Konversion, kann  $k_1 = k_2$  erreicht werden. Durch Umformungen der Gleichungen (4.4) und (4.5) ergibt sich dann der Drehwinkel des Faraday-Effekts zu

$$\theta = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} \right) . \quad (4.6)$$

Nach Bestimmung des Drehwinkels nach Gleichung (4.6) kann mit Gleichungen (4.3) und Kenntnis der Verdet-Konstante sowie der Länge des Mediums die magnetische Flussdichte berechnet werden.

## 4.2 Spektroskopische Plasmadiagnostik

### 4.2.1 Strahlungsarten und Plasmaprozesse

Es existieren drei grundlegende Strahlungsarten, durch die elektromagnetische Strahlung von einem Plasma abgegeben wird. Deren gemeinsame Eigenschaft ist der Übergang eines Elektrons von einem Energiezustand  $E_1$  in einen niederenergetischeren

Zustand  $E_2$  unter Abgabe von Licht. An diesen Übergängen nehmen sowohl gebundene als auch freie Elektronen teil. Tabelle 4.1 fasst die Strahlungsarten in einer Übersicht zusammen.

Übergang	Prozess	Spektrum
frei-frei	Bremsstrahlung	kontinuierlich
frei-gebunden	Strahlungsrekombination	
gebunden-gebunden	spontane Emission	diskret
	spontane Absorption	
	stimulierte Emission	

Tabelle 4.1: Übersicht über die Strahlungsarten eines Plasmas.

Ein gängiger Ansatz in der spektroskopischen Plasmadiagnostik ist die Betrachtung der diskreten Strahlung der spontanen Emission. Für einen Übergang vom Energieniveau  $E_n$  nach  $E_m$  lässt sich die sogenannte Oszillatorstärke  $f_{nm}$  nach [HL06, S. 81] gemäß

$$f_{nm} = \frac{c}{2r_0\omega} A_{nm} = \frac{g_n}{g_m} f_{mn} \quad (4.7)$$

definieren. Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $r_0$  der klassische Elektronenradius im Wasserstoffatom,  $\omega$  die Kreisfrequenz der emittierten Strahlung,  $g_i$  die statistischen Gewichte und  $A_{nm}$  der Einsteinkoeffizient der betrachteten Energieniveaus. Die Zeitskala  $\tau_{nm}$ , auf welcher ein Übergang von Energieniveau  $E_n$  nach  $E_m$  stattfindet, ist gegeben durch

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}}, \quad (4.8)$$

wobei die mittlere Lebensdauer eines Niveaus  $\tau_n$  unter ausschließlicher Berücksichtigung der spontanen Emission

$$\tau_n = \frac{1}{\sum_{m<n} A_{nm}} = \frac{1}{A_n} \quad (4.9)$$

lautet.

Neben den bisher genannten Prozessen existieren weitere sowohl strahlungsartige als auch stoßartige Prozesse, wobei jeder dieser Prozesse einen entsprechenden Umkehrprozess besitzt. Eine Übersicht über die Plasmaprozesse findet sich in Tabelle 4.2. Dabei steht  $A$  für ein beliebiges Atom im Grundzustand mit der Kernladungszahl  $z$  beziehungsweise  $z + 1$ . Ein einfach oder doppelt angeregter Zustand ist mit  $*$  beziehungsweise  $**$  gekennzeichnet. Elektronen sind mit dem Symbol  $e$  repräsentiert, wobei  $'$  ausdrücken soll, dass es sich um ein weiteres Elektron handelt oder sich der

Energiezustand des ursprünglichen Elektrons beziehungsweise des angeregten Zustands verändert hat. Weiterhin ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $f$  die Frequenz der Strahlung.

Prozess		Umkehrprozess
Stoßanregung $A^z + e$	$\longleftrightarrow$	Stoßabregung $A^{z*} + e'$
Stoßionisation $A^z + e$	$\longleftrightarrow$	Stoßrekombination $A^{z+1} + e' + e''$
Photoionisation $A^z + h f$	$\longleftrightarrow$	Strahlungsrekombination $A^{z+1} + e$
spontane Anregung $A^z + h f$	$\longleftrightarrow$	spontane Emission $A^{z*}$
Photoabsorption $A^z + h f + e$	$\longleftrightarrow$	Bremsstrahlung $A^z + e'$
Auger-Effekt $A^{z**}$	$\longleftrightarrow$	dielektronische Rekombination $A^{z*' } + e$

Tabelle 4.2: Übersicht über die Plasmaprozesse und deren Umkehrprozesse.

## 4.2.2 Linienprofile und Verbreiterungsmechanismen

Das Profil der diskreten Linienstrahlung eines atomaren Übergangs entspricht mathematisch in einer idealisierten Beschreibung einer  $\delta$ -Funktion bei einer Wellenlänge  $\lambda_0$ . Allerdings bedingen verschiedene physikalische Gesetzmäßigkeiten eine Linienverbreiterung. Jeder dieser Effekte trägt mit einer charakteristischen Funktion zum Gesamtprofil bei. Diese charakteristischen Funktionen sind in der Regel die Gauß-Funktion  $\mathcal{L}_G$  oder die Lorentz-Funktion  $\mathcal{L}_L$ , welche

$$\mathcal{L}_G = \sqrt{\frac{4 \ln(2)}{\pi}} \frac{1}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \exp\left(-4 \ln(2) \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}^G}\right)^2\right) \quad (4.10)$$

und

$$\mathcal{L}_L = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L}{\pi \left(2(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(2\Delta\lambda_{1/2}^L\right)^2\right)} \quad (4.11)$$

lauten, wobei  $\lambda_0$  die zentrale Wellenlänge,  $\lambda$  die Wellenlänge als veränderliche Variable und  $\Delta\lambda_{1/2}$  die jeweilige volle Halbwertsbreite (FWHM) ist [Kun09, S. 153].

Sollten mehrere Effekte von signifikanter Größe sein, sodass sowohl eine Gauß- als auch eine Lorentz-Funktion zum Gesamtprofil beitragen, kommt es zu einer Faltung der beiden Funktionen, aus der die Voigt-Funktion  $\mathcal{L}_V$  resultiert. Diese lässt sich als

$$\mathcal{L}_V = \frac{2}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\pi^3}} a \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{a^2 + (x-t)^2} dt \quad (4.12)$$

schreiben, wobei

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}^G} 2 \ln(2) \quad (4.13)$$

und

$$a = \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L}{\Delta\lambda_{1/2}^G} \sqrt{\ln(2)} \quad (4.14)$$

gilt. Die Halbwertsbreite der Voigt-Funktion  $\Delta\lambda_{1/2}^V$  wird in der Regel als eine aus den Halbwertsbreiten der Gauß- und Lorentz-Funktion zusammengesetzte Näherungsformel angegeben. Die Formel

$$\Delta\lambda_{1/2}^V \approx \left[ \left( \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L}{2} \right)^2 + \left( \Delta\lambda_{1/2}^G \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{\Delta\lambda_{1/2}^L}{2} \quad (4.15)$$

liefert beispielsweise einen Näherungswert mit einer Genauigkeit von 1% [Kun09, S. 153 ff.].

### Natürliche Linienbreite

Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation  $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$  besitzt gemäß Gleichung (4.9) jeder angeregte Zustand mit einer endlichen Lebensdauer  $\Delta t = 1/A_n$  eine Energieunschärfe  $\Delta E$ . Die Energieunschärfe ist Lorentz-verteilt, wobei die Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_{1/2}$  der Wellenlänge der emittierten Strahlung bei einem Übergang von  $E_n$  nach  $E_m$  mit

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_{nm}^2}{2\pi c} (A_n + A_m) \quad (4.16)$$

gegeben ist [Kun09, S. 155 ff.]. Hierbei ist  $\lambda_{nm}$  die Wellenlänge der emittierten Strahlung,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit und  $A_i$  ist der mittlere Einsteinkoeffizient des betrachteten Niveaus.

### Apparatebreite

Die Diagnostik der Plasmastrahlung macht in der Regel die Verwendung von optischen Systemen wie Spektrometern, Monochromatoren oder Detektoren, beispiels-

weise in Form von Kameras, notwendig. In diesen Systemen können optische Elemente wie Spalte, Gitter oder Linsen enthalten sein. Außerdem können Lichtwellenleiter zum Transport der Strahlung vom Experiment zum eigentlichen Messplatz verwendet werden. Jedes dieser Elemente führt einzeln zu einer Verbreiterung und die Summe ergibt die für das optische System typische Apparatebreite, welche annähernd Gauß-förmig zum Gesamtprofil beiträgt [BNG<sup>+</sup>15, S. 13 ff.].

### Doppler-Breite

Die Bewegung eines Atoms führt aufgrund des Doppler-Effekts zu einer Verschiebung der Wellenlänge seiner emittierten Strahlung, falls die Bewegungsrichtung eine Komponente parallel oder antiparallel zur Emissionsrichtung besitzt. Dabei gibt das resultierende Doppler-Profil die Geschwindigkeitsverteilung in Emissionsrichtung wieder. Sollte die Geschwindigkeitsverteilung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung entsprechen, trägt der Doppler-Effekt mit einer Gauß-Funktion zum Gesamtprofil bei, wobei die entsprechende Halbwertsbreite mit

$$\Delta\lambda_{1/2} = \lambda_{nm} \sqrt{8 \ln(2) \frac{k_B T_a}{m_a c^2}} \quad (4.17)$$

gegeben ist. Dabei ist  $T_a$  und  $m_a$  die Temperatur beziehungsweise die Masse des emittierenden Teilchens [Kun09, S. 156 ff.].

### Stark-Verbreiterung

Der Stark-Effekt beschreibt die Aufspaltung atomarer Energieniveaus durch die Anwesenheit eines elektrischen Felds. In einem Plasma handelt es sich dabei um das elektrische Mikrofeld, welches von Ionen und Elektronen erzeugt wird. Mathematisch ergibt sich die Energieverschiebung der atomaren Niveaus aus der quantenmechanischen Störungstheorie. Die Energiekorrektur 1. Ordnung wird als linearer Stark-Effekt und die Korrektur 2. Ordnung als quadratischer Stark-Effekt bezeichnet. Der lineare Stark-Effekt tritt ausschließlich bei Wasserstoff oder wasserstoffähnlichen Atomen auf, da eine Entartung der Energieniveaus notwendig ist, wohingegen der quadratische Stark-Effekt bei allen Atomen auftritt [Sch07, S. 273]. Eine störungstheoretische Behandlung des Wasserstoffatoms im Zusammenhang des Stark-Effekts findet sich im Detail in [Sch07, S. 205 ff.] oder [Fli18, S. 295 ff.].

Der Übergang vom Stark-Effekt zu einer in einer Formel zusammengefassten Stark-Verbreiterung gestaltet sich relativ komplex, wie anhand der Ausführungen in [Gri64, S. 63 ff.] und [Kun09, S. 158 ff.] zu sehen ist. Grundsätzlich beeinflusst sowohl das



elektrische Feld der Elektronen als auch das der Ionen das resultierende Linienprofil. Der Einfluss der Elektronen wird mit der sogenannten Stoßapproximierung beschrieben. Dabei wird angenommen, dass sich die gegenüber den Atomen/Ionen sehr schnell bewegenden Elektronen auf verschiedenen, festgelegten Bahnen an das emittierende Atom/ion annähern, welches dann auf einer sehr kurzen Zeitskala einem elektrischen Störfeld ausgesetzt ist. Aufgrund dieser kurzen Zeitskala kann die Wechselwirkung als ein Stoß aufgefasst werden. Falls die Stoßparameter zufällig verteilt sind, folgt eine Lorentz-förmige Linienverbreiterung [Kun09, S. 159].

Der Beitrag der Ionen zur Stark-Verbreiterung wird in der sogenannten quasistatischen Näherung beschrieben. Dabei wird lediglich das von den Ionen erzeugte Störfeld betrachtet, das auf das emittierende Teilchen einwirkt und während des Emissionsprozesses als konstant angenommen werden kann [Kun09, S. 161]. In dieser Beschreibung ist die Linienbreite unabhängig von der Elektronentemperatur und die Elektronendichte geht mit einem Exponenten von  $2/3$  ein [Kun09, S. 164]. Unter Berücksichtigung der Verbreiterung aufgrund von Elektronen, der Ion-Ion-Wechselwirkung und der Debye-Abschirmung ergibt sich allerdings sowohl eine Temperaturabhängigkeit als auch eine Abweichung von der exakten  $2/3$ -Abhängigkeit von der Elektronendichte. Nach [Gri64, S. 305] und [Kun09, S. 164] erzeugen diese Korrekturen aber einerseits eine nur schwache Temperaturabhängigkeit und andererseits skaliert die Elektronendichte trotzdem sehr nahe mit einem Exponenten von  $2/3$ . Daher lässt sich die Linienbreite nach [KG68, S. 320] mit

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2,51 \cdot 10^{-10} \alpha(n_e, T_e) n_e^{2/3} \quad (4.18)$$

angeben, wobei  $\alpha$  die reduzierte Wellenlänge sowie  $n_e$  und  $T_e$  die Elektronendichte und -temperatur sind. Der Vorfaktor ist hier so gewählt worden, dass die Linienbreite die Einheit (nm) besitzt, die reduzierte Wellenlänge in ( $\text{\AA}/\text{cgs}$  Feldstärke) und die Elektronendichte in ( $\text{cm}^{-3}$ ) eingesetzt werden müssen. Die reduzierte Wellenlänge ist für die Balmer-Serie für verschiedene Dichte- und Temperaturbereiche in [KG68, S. 322 ff.] tabellarisiert. Die Genauigkeit dieser Linienbreiten wird mit 10% oder besser angegeben.

Bisher haben sich die Ausführungen im Rahmen der quasistatischen Näherung nur auf die Linienbreite bezogen, sodass abschließend noch auf die entsprechende charakteristische Funktion eingegangen werden soll. Im Gegensatz zu allen vorher genannten Verbreiterungsmechanismen lässt sich dem Ionenanteil der Stark-Verbreiterung weder eine Gauß- noch eine Lorentz-Funktion zuordnen. Die Linienform lässt sich nicht mit einem geschlossenen Ausdruck angeben, sondern es ist lediglich eine Dar-

stellung in integraler Form möglich, da ein wesentliches Element des Integrals die Holtsmark-Funktion ist, welche numerisch ausgewertet werden muss [Kun09, S. 161]. Die endgültige Linienform ergibt sich durch Summation aller Übergänge zwischen den durch das Ionenmikrofeld aufgespaltenen Niveaus [Kun09, S. 163].

### 4.2.3 Bestimmung der Elektronendichte

Da die Stark-Verbreiterung von der Elektronendichte abhängig ist, kann sie als diagnostisches Messprinzip eingesetzt werden. Das grundsätzliche Vorgehen ist die Messung der vollen Halbwertsbreite (FWHM) eines bestimmten Strahlungsübergangs und ein Vergleich mit den für diesen Übergang berechneten Halbwertsbreiten in Abhängigkeit der Elektronendichte. Wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben worden ist, ist allerdings die Stark-Verbreiterung auch von der Elektronentemperatur abhängig. Diese zeitgleiche Unbestimmtheit von Elektronendichte und Elektronentemperatur ist ein zentrales Problem der Spektroskopie, wenn nur eine einzige Spektrallinie betrachtet werden soll. Daher muss die Stark-Verbreiterung dieser Linie in einem für die angestrebte Messgenauigkeit verträglichem Maß von der Elektronentemperatur unabhängig sein. Hier bietet sich insbesondere der Balmer-Beta-Übergang des Wasserstoffatoms ( $H_\beta$ ) an. Wie an den Tabellen in [TOAD00, S. 564] zu sehen ist, ist dieser Übergang für Elektronendichten unter  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nahezu unabhängig von der Elektronentemperatur und ansonsten ebenfalls, zum Beispiel im Vergleich zum Balmer-Alpha-Übergang ( $H_\alpha$ ), nur schwach von der Elektronentemperatur abhängig [TOAD00, S. 563]. Die annähernde Temperaturunabhängigkeit dieses Übergangs macht es möglich, die Stark-Verbreiterung in einer kompakten Formel zur Berechnung der Elektronendichte anzugeben. Hier ist insbesondere die Formel nach [FSH<sup>+</sup>88, S. C7-145] zu nennen, welche

$$n_e = 1,03 \cdot 10^{16} \left( \Delta\lambda_{1/2} \right)^{1,488} \quad (4.19)$$

lautet, wobei die Linienbreite in (nm) eingesetzt werden muss und die Elektronendichte die Einheit ( $\text{cm}^{-3}$ ) besitzt. Neuere Berechnungen nach [GGC03, S. 1499] liefern eine Formel, die nur unwesentlich von Gleichung (4.19) abweicht. Die Genauigkeit dieser Formel soll nach [Kun09, S. 166] um oder unter 10 % liegen.

Damit die Stark-Verbreiterung zur Diagnostik der Elektronendichte verwendet werden kann, müssen die anderen Verbreiterungsmechanismen entweder bekannt oder gegenüber der Stark-Verbreiterung vernachlässigbar sein. Typische Doppler-Breiten bei vergleichbaren Experimenten liegen im Bereich von wenigen Nanometern und

verursachen daher lediglich einen Fehler von wenigen Prozent [Xu19, S. 49]. Hinsichtlich der Apparatebreite sind zunächst keine allgemein gültigen Werte angebar, da diese von den verwendeten optischen Systemen abhängt. Allerdings ist sie in der Regel größer als die typische Doppler-Breite und muss herausgerechnet werden [Xu19, S. 48]. Eine gängige Methode zur Bestimmung der Apparatebreite ist die Plasmazündung bei minimalem Energieeintrag und der Betrachtung einer Spektrallinie, die nur den quadratischen Stark-Effekt zeigt. Da der quadratische Stark-Effekt hierbei eine vernachlässigbare Verbreiterung erzeugt, liefert die anschließende Gaußförmige Profilanpassung in guter Näherung die Apparatebreite [Boh19, S. 69].

Die eigentliche Messung der FWHM erfolgt durch einen Voigt-Fit an das Profil der  $H_\beta$ -Linie bei der Verwendung einer festen Apparatebreite. Die aus der Voigt- und Gauß-Breite berechenbare Lorentz-Breite ist diejenige Größe, mit deren Hilfe aus den angesprochenen Tabellen oder Gleichung (4.19) die Elektronendichte bestimmt werden kann. Problematisch an dieser Vorgehensweise ist, dass, wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben worden ist, die Stark-Verbreiterung keinen reinen Lorentz-Anteil besitzt. Der höckerartige Verlauf mit zwei Maxima im zentralen Bereich ist eine intrinsische Eigenschaft der  $H_\beta$ -Linie. Daher kann der Versuch, den höckerartigen Verlauf mit einer Voigt-Funktion anzupassen, zu fehlerhaften Halbwertsbreiten führen. Die Höckerstruktur, welche in Abbildung 4.1 dargestellt ist, eröffnet allerdings einen weiteren diagnostischen Ansatz, da der Höckerabstand eine Funktion der Elektronendichte ist.

Anhand von laser-erzeugten Plasmen in Wasserstoffatmosphäre ist eine empirische Formel bezüglich des Zusammenhangs des Höckerabstands und der Elektronendichte abgeleitet worden. Diese lautet

$$\Delta\lambda_{ps} = 1,32 \left( \frac{n_e}{10^{17}} \right)^{0,61 \pm 0,03}, \quad (4.20)$$

wobei  $\Delta\lambda_{ps}$  die Einheit (nm) und  $n_e$  die Einheit ( $\text{cm}^{-3}$ ) besitzt [SP14, S. 76]. Nach [SP14, S. 76 ff.] ist der Höckerabstand unabhängig von der Selbstabsorption, die eine zusätzliche, scheinbare Verbreiterung erzeugen kann. Allerdings ist die Anwendbarkeit dieser Methode insofern begrenzt, als die Höckerstruktur bei geringen Dichten verschwindet und bei sehr großen Dichten eine Temperaturabhängigkeit zum Tragen kommt [SP14, S. 76].

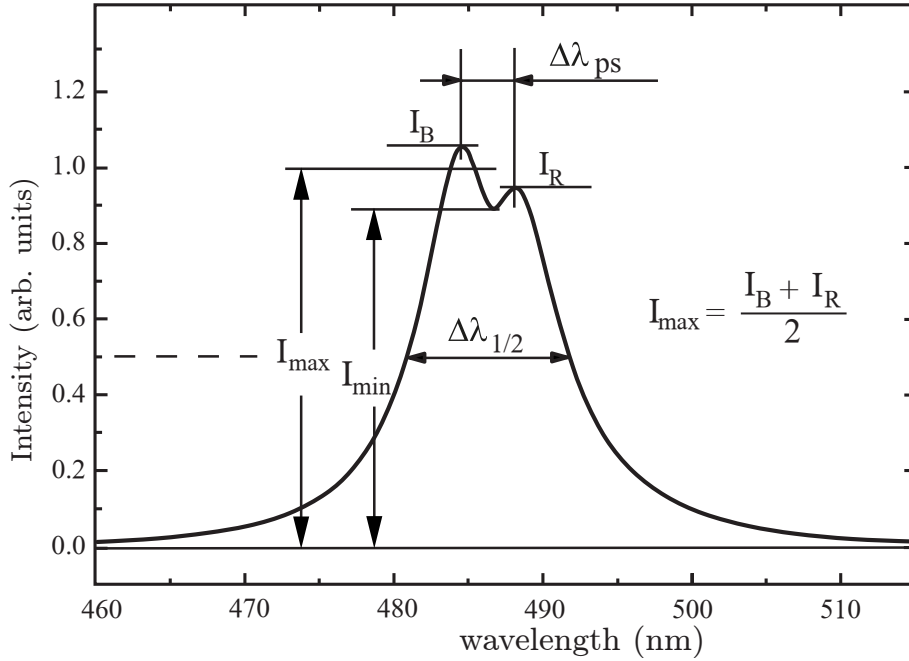


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der  $H_\beta$ -Linie, aus deren Breite  $\Delta\lambda_{1/2}$  und Höckerstruktur  $\Delta\lambda_{ps}$  die Elektronendichte bestimmt werden kann [DČD<sup>+</sup>09, S. 046402-4].

## 4.3 Interferometrische Plasmadiagnostik

### 4.3.1 Brechungsindex eines Plasmas

Der Realteil des Brechungsindex eines Plasmas, welcher von nun an mit  $(N - 1)_p$  bezeichnet wird, setzt sich additiv nach

$$\frac{(N^2 - 1)_p}{(N^2 + 2)_p} = \sum_i \frac{\alpha_i n_i}{3 \epsilon_0} \quad (4.21)$$

aus den Brechungsindizes der im Plasma vorhanden Teilchenspezies  $i$  mit den Dichten  $n_i$  zusammen [GVDC81, S. 102]. Dabei ist  $\alpha_i$  die sogenannte dynamische Polarisierbarkeit der Teilchensorte. Da für Plasmen in sehr guter Näherung  $(N^2 - 1)_p \approx 0$  gilt, führt eine Taylor-Reihe von Gleichung (4.21) mit einem Abbruch nach der 1. Ordnung und  $(N^2 + 2)_p \approx 3$  auf

$$(N - 1)_p = \sum_i (N - 1)_i = \sum_i \frac{\alpha_i n_i}{2 \epsilon_0}, \quad (4.22)$$

was mit der Formel von [AW65, S. 440] identisch ist. Dabei ist  $\alpha_i/2 \epsilon_0$  der spezifische Brechungsindex der betrachteten Spezies und  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante. Die-

se Summe schließt sowohl alle freien Teilchenspezies als auch neutrale Atome und Ionen sowie deren angeregte Zustände mit ein.

Die Angabe eines konkreten Werts des Brechungsindex jeder auftretenden Teilchensorte macht eine genaue Kenntnis über die entsprechende Polarisierbarkeit notwendig. Nach [Lan69, S. 4] lässt sich die dynamische Polarisierbarkeit gemäß

$$\alpha_i = \frac{e^2}{m_e} \sum_{i \neq j} \frac{f_{ij}}{\omega_{ij}^2 - \omega^2} = \begin{cases} \frac{e^2}{m_e} \sum_{i \neq h} \frac{f_{ih}}{\omega_{ih}^2 - \omega^2} & i < h \\ -\frac{e^2}{m_e} \sum_{i \neq k} \frac{g_k}{g_i} \frac{f_{ik}}{\omega_{ik}^2 - \omega^2} & i > k \end{cases} \quad (4.23)$$

berechnen. Dabei ist  $f_{ij}$  die Oszillatorstärke des Übergangs vom Zustand  $i$  nach  $j$ ,  $\omega_{ij}$  die Kreisfrequenz des Übergangs und  $\omega$  die Kreisfrequenz des Lichts, welches mit der Spezies wechselwirkt. Bei Übergängen vom und ins Kontinuum ist Gleichung (4.23) gemäß [Bri71, S. 5] zu erweitern.

Im Fall von freien Elektronen, für die  $\omega_{ij} = 0$  gilt, lautet der Beitrag zum Brechungsindex

$$(N - 1)_e = -\frac{e^2 n_e}{2 m_e \epsilon_0 \omega^2} = -\frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = -4,48 \cdot 10^{-28} \lambda^2 n_e, \quad (4.24)$$

wobei der Vorfaktor die Einheit ( $\text{cm}^3/\text{nm}^2$ ) besitzt,  $\lambda$  die Wellenlänge und  $n_e$  die Dichte der freien Elektronen ist. Protonen und schwerere Atomkerne tragen mit einem Faktor von mindestens 1836 weniger zum Brechungsindex bei und können daher vernachlässigt werden [GVDC81, S. 104]. Handelt es sich im Gegensatz zu freien Elektronen um eine atomare Teilchenspezies, kann für jedes Energieniveaus ein eigenständiger Beitrag zum Brechungsindex berechnet werden. Für Wasserstoff ist in [Ful94, S. 15] die dynamische Polarisierbarkeit für molekularen Wasserstoff sowie für den atomaren Grundzustand und die beiden ersten angeregten Zustände gemäß Gleichung (4.23) bestimmt worden. Diese Daten zeigen, dass der Brechungsindex des atomaren Grundzustands des Wasserstoffs im sichtbaren Bereich quasi-konstant ist, sodass in guter Näherung ein Beitrag von

$$(N - 1)_H = 0,35 \cdot 10^{-23} n_H \quad (4.25)$$

verwendet werden kann. Der Vorfaktor von Gleichung (4.25) besitzt dabei die Einheit ( $\text{cm}^3$ ) und  $n_H$  ist die Dichte des neutralen Wasserstoffs im Grundzustand. Gemäß [HN92, S. 517 ff.] sind Beiträge von angeregten Zuständen, die im Brechungsindex wie freie Elektronen erscheinen, mit einem Fehler von etwa 1,5% im tatsächlichen Signal der freien Elektronen bei einer Zweifarben-Interferometrie vernachlässigbar.

Die dabei beschriebenen Experimente haben eine Bogenentladung bei atmosphärischem Druck untersucht, sodass dabei von einem LTE ausgegangen werden kann und ein maximaler Anteil angeregter Zustände erreicht worden sein sollte. Für geringere Dichten sollte daher der Anteil angeregter Zustände sinken, sodass der Fehler 1,5 % als obere Grenze betrachtet werden kann. Weiterhin ist erwähnenswert, dass die Dissoziation und Assoziation zwischen molekularem und atomarem Wasserstoff nur einen geringen Fehler produziert, da der spezifische Brechungsindex des Wasserstoffmoleküls in etwa doppelt so groß ist wie der des Wasserstoffatoms [Ful94, S. 16].

### 4.3.2 Bestimmung der integrierten Dichten und des effektiven Ionisationsgrads

Die interferometrische Messgröße ist eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  mit

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (N_{mess} - N_{ref}) dl. \quad (4.26)$$

Dabei ist  $\lambda$  die Wellenlänge,  $N_{mess}$  der Brechungsindex des Messobjekts,  $N_{ref}$  der des Referenzobjekts und  $dl$  das Wegelement entlang des Laserstrahls. Die rechte Seite von Gleichung (4.26) beschreibt die sogenannte optische Weglänge, die sich aus dem Produkt des Brechungsindex und der geometrischen Weglänge zusammensetzt. Weiterhin ist ersichtlich, dass es sich bei einer interferometrischen Messung immer um eine integrierende Messung entlang des Laserstrahls handelt.

Falls es sich bei dem Referenzobjekt um Luft beziehungsweise Vakuum mit  $N_{Luft} \approx N_{Vakuum} = 1$  handelt und das Messobjekt ein Plasma ist, folgt aus Gleichung (4.22) und (4.26)

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (N - 1)_p dl = \frac{2\pi}{\lambda} \int \sum_i \frac{\alpha_i n_i}{2\epsilon_0} dl. \quad (4.27)$$

An Gleichung (4.27) ist ersichtlich, dass sich die Beiträge aller Teilchenspezies des Plasmas zur Phasenverschiebung überlagern und nicht sofort individuell extrahiert werden können. Die Lösung dieses Problems ist einerseits die Reduzierung der Summanden von Gleichung (4.27) durch plausible Vernachlässigung von Beiträgen und die Durchführung der Messung mit mehreren Wellenlängen. Wie bereits erwähnt worden ist, können in einem Wasserstoffplasma angeregte Zustände guter Näherung vernachlässigt werden, sodass hierbei Gleichung (4.27) mit freien Elektronen und neutralen Atomen nur zwei Beiträge besitzt. Um daher die integrierte Dichte der freien Elektronen und der neutralen Atome zu bestimmen, muss eine simultane

Messung mit zwei Wellenlängen durchgeführt werden. Dies führt gemäß Gleichung (4.27) auf zwei Gleichungen, in denen die integrierten Dichten die beiden Unbekannten darstellen. Dieses Gleichungssystem lautet

$$\begin{pmatrix} \Delta\varphi_1 \\ \Delta\varphi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\pi/\lambda_1 C_H & 2\pi\lambda_1 C_e \\ 2\pi/\lambda_2 C_H & 2\pi\lambda_2 C_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \int n_H dl \\ \int n_e dl \end{pmatrix}, \quad (4.28)$$

wobei  $n_e$  und  $n_H$  die Elektronendichte beziehungsweise die Neutralgasdichte sind. Unter der Voraussetzung, dass die Wellenlänge in (nm) eingesetzt wird, gilt für die Konstanten  $C_e = -4,48 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2/\text{nm}$  und  $C_H = 3,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \cdot \text{nm}$ . Das Auflösen des Gleichungssystems nach den integrierten Dichten führt auf

$$\int n_e dl = \frac{1}{2\pi C_e} \frac{\Delta\varphi_2 \lambda_2 - \Delta\varphi_1 \lambda_1}{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}, \quad (4.29)$$

$$\int n_H dl = \frac{1}{2\pi C_H} \frac{\Delta\varphi_1 \lambda_2 - \Delta\varphi_2 \lambda_1}{\lambda_2/\lambda_1 - \lambda_1/\lambda_2} \quad (4.30)$$

sodass sich sowohl die integrierte Elektronendichte als auch die integrierte Neutralteilchendichte einzeln aus den beiden Messungen extrahieren lassen. Die Kombination der Gleichungen (4.29) und (4.30) führt auf den effektiven Ionisationsgrad  $\eta$  mit

$$\eta = \frac{\int n_e dl}{\int n_H dl + \int n_e dl}. \quad (4.31)$$

Diese Definition liefert das für die Plasma-Ionenstrahl-Wechselwirkung relevante Verhältnis zwischen der integrierten Elektronen- und Neutralgasdichte. Außerdem berücksichtigt Gleichung (4.31) nicht nur den Ionisationsgrad im Plasma selbst, sondern auch kaltes Restgas, welches spektroskopisch nicht erfasst werden kann.

### 4.3.3 Vibrationen

Vibrationen stellen eine besondere Hürde bei interferometrischen Messungen dar. Interferometrische Diagnostiken sind in der Regel sehr empfindliche Messungen, sodass Vibrationen durch den Kontakt des Experiments mit der Umgebung unweigerlich auf die Messdaten einwirken. Da ein Theta-Pinch-Plasma durch ein gepulstes, hochenergetisches Experiment gezündet wird, werden bei der Entladung Erschütterungen vom Experiment erzeugt, die eine interferometrische Diagnostik erschweren.

Eine Vibration erzeugt eine Änderung  $s$  der relativen geometrischen Weglänge zwi-

schen dem Mess- und Referenzstrahl des Interferometers, sodass eine Vibrationsphasenverschiebung gemäß

$$\Delta\varphi_{vib} = \frac{2\pi s}{\lambda} \quad (4.32)$$

entsteht. Wie zu sehen ist, vergrößert sich die Vibrationsphasenverschiebung durch den Einsatz von kurzen Wellenlängen. Um den Beitrag der Vibrationen von der gemessenen Phasenverschiebung zu separieren, können mehrere Methoden angewendet werden. Zum einen kann, wenn dies die experimentellen Bedingungen erlauben, eine derart große Wellenlänge verwendet werden, dass die Vibrationen vernachlässigbar werden. Zum anderen kann eine Messdauer gewählt werden, die sehr viel kürzer als eine typische Vibrationsperiode ist, sodass die Vibrationen im Messzeitraum als konstant angenommen werden können. Da die interferometrische Phasenverschiebung nur eine Relativmessung zur Anfangsphase ist, hat ein konstanter Anfangswert aufgrund von Vibrationen keinen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf der Messdaten.

Des Weiteren können statistisch zufällig verteilte Vibrationen durch eine ausreichende Statistik und Mittelwertbildung eliminiert werden. Vibrationen, die vom Experiment beim Betrieb erzeugt werden, können ebenfalls durch eine statistische Mittelwertbildung beseitigt werden, falls diese zufällig verteilt sind. Falls diese nicht zufällig verteilt sind oder die Mittelwertbildung keine vollständige Eliminierung der Vibrationen bewirkt, kann die mittlere systematische Vibration durch eine ausreichende Anzahl an Wiederholung ohne ein Plasma bestimmt und vom Mittelwert der Messungen mit einem Plasma subtrahiert werden [CBGC<sup>+</sup>22, S. 5].



# 5 Experimenteller Aufbau und Messverfahren

## 5.1 Theta-Pinch

### 5.1.1 Aufbau des Theta-Pinch-Experiments

Der sphärische Theta-Pinch ist zuvor in ähnlicher Form bereits in verschiedenen Arbeiten beschrieben worden [TJSS10, TLBJ12, LXC<sup>+</sup>14, LXB<sup>+</sup>15, XHL<sup>+</sup>15]. Eine schematische Übersicht über den hier verwendeten Aufbau ist in Abbildung 5.1 gezeigt.

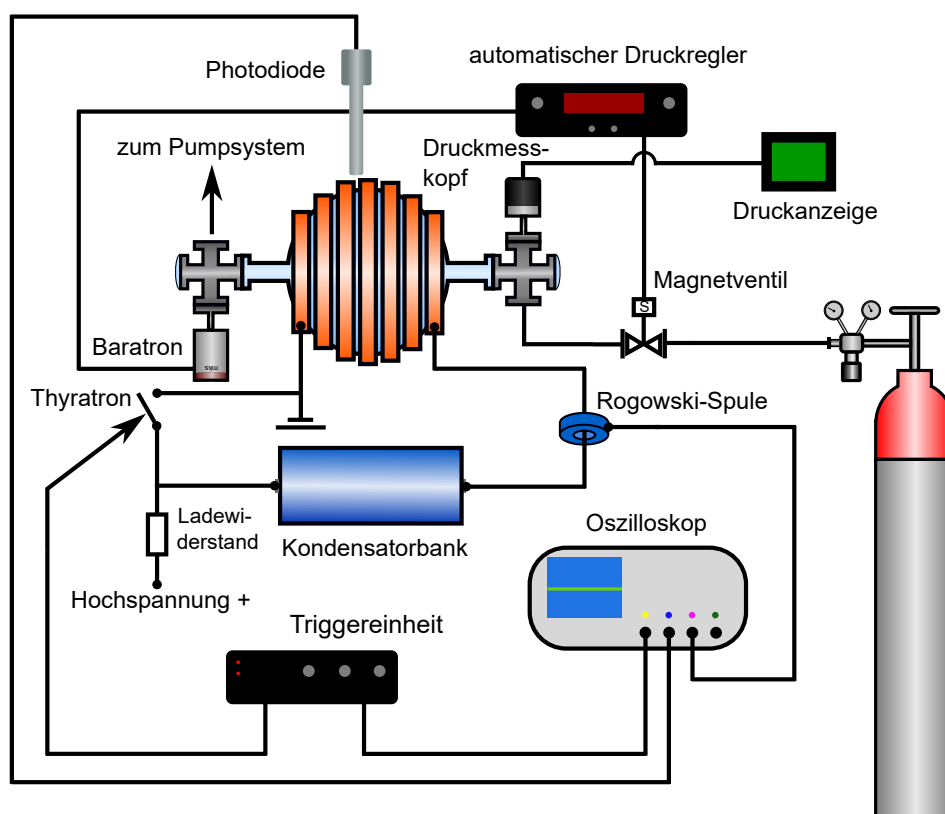


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des sphärischen Theta-Pinch-Experiments. Neben der Kondensatorbank, dem Thyatron und der sphärischen Spule, welche die Hauptkomponenten des Aufbaus darstellen, werden weitere diagnostische Komponenten, wie eine Rogowski-Spule zur Strommessung, eine Photodiode zu Überwachung der Plasmaemission und Druckkontrollsysteme eingesetzt [CCI<sup>+</sup> 21, S. 3].

Dieser Aufbau unterscheidet sich im Wesentlichen von früheren Aufbauten dadurch, dass eine andere Kondensatorbank verwendet worden ist. Im Vergleich zu dem Aufbau in [LXB<sup>+</sup>15] ist die dortige Kapazität von 37,5  $\mu\text{F}$  hier auf 30  $\mu\text{F}$  abgesenkt worden, sodass sich bei einer Induktivität von etwa 7,8  $\mu\text{H}$  die Resonanzfrequenz des Theta-Pinchs von 9,6 kHz auf 10,5 kHz erhöht hat. Darüber hinaus können mit der neuen Kondensatorbank Ladespannungen von bis zu 20 kV eingesetzt werden (zuvor 14 kV), wobei Ströme bis 39 kA erzielt werden können. Die in der Kondensatorbank gespeicherte Energie beträgt dabei 6 kJ. Zum Schalten der hohen Leistungen, die in der Spitze bis etwa 23 MW betragen können, ist ein Thyatron als Schalter verwendet worden.

Die sphärische Spule besitzt eine Länge von 20,0 cm und ist aus sieben Segmenten zusammengesetzt, die in Reihe geschaltet sind [Cis14, S. 33]. Der Durchmesser der Segmente fällt, ausgehend vom zentralen Segment, von 22,0 cm zu beiden Seiten symmetrisch auf 21,5 cm, 19,5 cm und 15,2 cm ab. Jedes Segment besitzt eine Breite von 2,0 cm und der Abstand zwischen zwei benachbarten Segmenten beträgt 1,0 cm. Weiterhin kann die sphärische Spule durch eine rein zylindrische Spule ausgetauscht werden, um zwei unterschiedliche Experimentversionen kreieren zu können. Die zylindrische Spule stammt vom aktuellen PlasmaStripperprototyp [CCM<sup>+</sup>20] und ist nicht-segmentiert, sondern durchgehend gewunden. Sie besitzt sechs Windungen und eine Länge von 30,0 cm. Der wesentlichste Unterschied hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften gegenüber der sphärischen Spule ist ihre niedrigere Induktivität von etwa 5,0  $\mu\text{H}$ . Dadurch ergibt sich eine höhere Experimentfrequenz von 13,1 kHz und es werden bei gleicher Ladespannung höhere Ströme erreicht. Daher ist die Ladespannung bei der zylindrischen Experimentversion auf 16 kV begrenzt worden, um die Strombegrenzung der Kondensatoren nicht zu überschreiten. Damit sinkt die maximal zur Verfügung stehende Energie von 6 kJ auf etwa 3,8 kJ.

Neben den genannten Elementen sind in Abbildung 5.1 weitere Komponenten abgebildet, wie etwa eine Rogowski-Spule zur zeitaufgelösten Strommessung und eine Photodiode, welche die Lichtemission des Plasmas im sichtbaren Bereich überwacht. Diese wird, soweit es der optische Zugang zwischen den Spulenwindungen erlaubt, auf das Zentrum der Spule gerichtet. Das verwendete Arbeitsgas ist Wasserstoff, welches durch ein automatisches Druckkontrollsystem in das Experiment geleitet wird. Der Arbeitsdruck wird mit einem präzisen Baratron gemessen und der Gasfluss wird automatisch für den gewählten Arbeitsdruck mit einem Magnetventil nachgeregelt. Im Vorfeld des Betriebs kann mit einem Fullrange-Druckmesskopf der Minimaldruck zur Kalibrierung des Baratrons im Druckbereich unter  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar ermittelt werden.

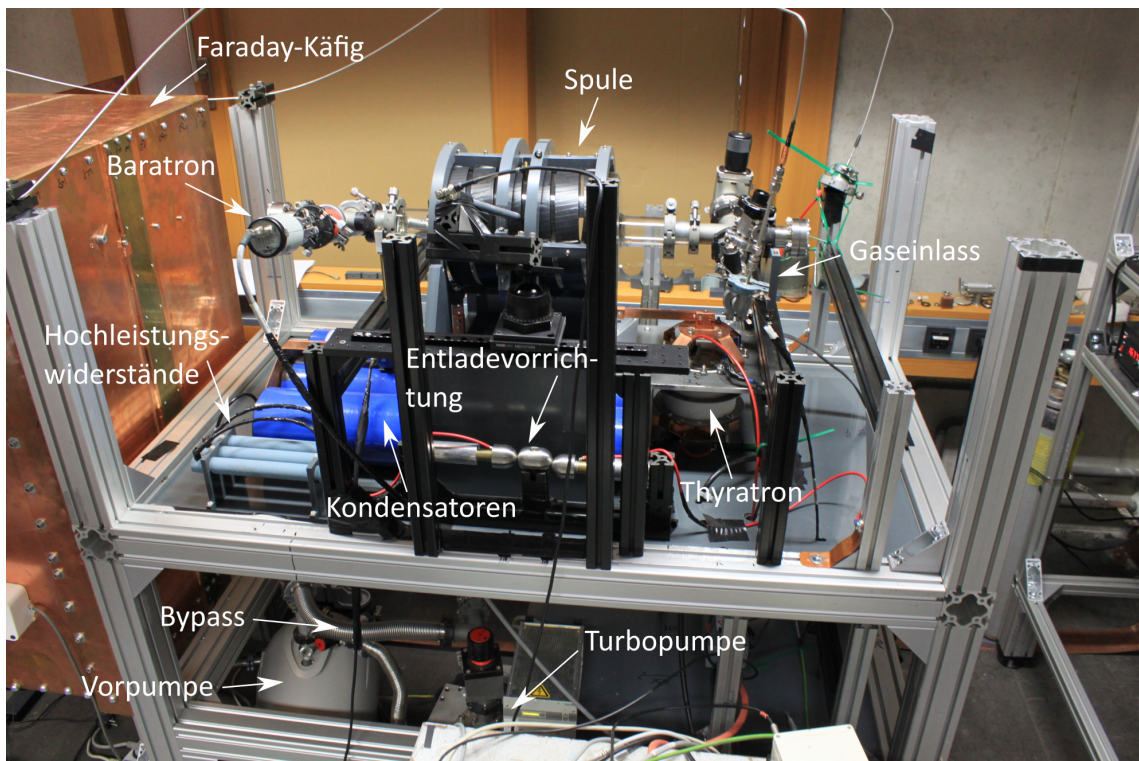


Abbildung 5.2: Fotoaufnahme des Theta-Pinchs, bei der einzelne Komponenten hervorgehoben sind. Weiterhin befindet sich auf der linken Seite des Experiments ein Faraday-Käfig, der für den interferometrischen Aufbau relevant ist.

Der Radius des sphärischen Rezipienten beträgt 11,0 cm, was auf ein Volumen von etwa 5,71 l führt. Hinzu kommt noch das angrenzende Vakuumsystem, sodass das Gesamtvolumen etwa 7,71 l beträgt. Der zylindrische Rezipient besitzt ebenfalls einen Radius von 11,0 cm, sodass hier mit der Länge von 30,0 cm und dem angrenzenden Vakuumsystem ein höheres Gesamtvolumen von etwa 12,31 l vorliegt. Die Gesamtlängen der Vakuumsysteme in axialer Richtung der beiden Experimentversionen betragen 94 cm mit der sphärischen und 100 cm mit der zylindrischen Spule. An den axialen Enden des Experiments ermöglichen Vakuumfenster den optischen Zugang zum Plasma. Der gesamte Aufbau des Theta-Pinchs ist in realer Form in Abbildung 5.2 zu sehen. Gegenüber dem schematischen Aufbau sind hier im unteren Bereich die Vorpumpe sowie ein Teil der Turbopumpe zu sehen. Die Vorpumpe kann wahlweise über einen Bypass das Experiment direkt pumpen, um eine Experimentbelüftung ohne Abschalten der Turbopumpe zu ermöglichen. Weiterhin befindet sich im vorderen Bereich eine Entladevorrichtung, mit der die Kondensatoren über Hochleistungswiderstände entladen oder wahlweise kurzgeschlossen werden können. Außerdem ist

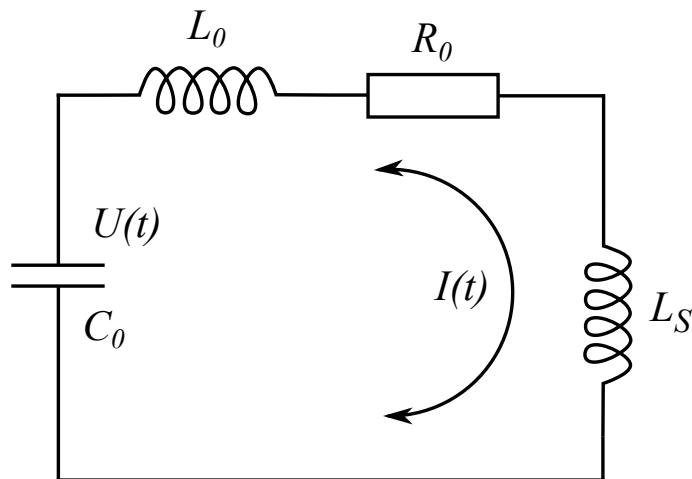


Abbildung 5.3: Ersatzschaltbild des Theta-Pinchs ohne Plasmazündung, wobei die parasitäre Induktivität  $L_0$ , der ohmsche Widerstand  $R_0$ , die Induktivität der Spule  $L_S$  und die Kapazität der Kondensatorbank  $C_0$  einen gedämpften Schwingkreis bilden.

ein Faraday-Käfig zu sehen, der für den interferometrischen Aufbau relevant ist. Da es sich hier, wie bei einem Theta-Pinch allgemein, um einen Schwingkreis handelt, folgt der Stromverlauf einer harmonischen Schwingung. Durch den elektrischen Widerstand des Thyratrons und der stromführenden Metalle kommt es zu einer Dämpfung des Schwingkreises. Da der ohmsche Widerstand klein ist, ist der Schwingkreis unterkritisch gedämpft und es ergibt sich eine Sinusschwingung mit abklingender Amplitude. Das entsprechende Ersatzschaltbild des Aufbaus ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Dabei ist  $C_0$  die Kapazität der Kondensatorbank,  $L_0$  die parasitäre Induktivität der Kondensatorbank und der Zuleitungen,  $R_0$  ist der ohmsche Widerstand des Schaltkreises und  $L_S$  die Induktivität der Theta-Pinch-Spule. Die zeitabhängigen Größen sind die Spannung der Kondensatorbank  $U(t)$  und der Strom  $I(t)$ .

### 5.1.2 Transformatorprinzip und Transfereffizienz

Wenn im Theta-Pinch ein Plasma gezündet wird, ist das Ersatzschaltbild aus Abbildung 5.3 ungültig. Beim Zusammenspiel des Theta-Pinchs mit dem Plasma handelt es sich um einen Transformator, wobei mittels Induktion Energie vom Theta-Pinch-Kreis (Primärkreis) in das Plasma (Sekundärkreis) transferiert wird. Das nun gültige Ersatzschaltbild ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Hier ist verwendet worden, dass eine schwache Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis existiert und das Plasma eine für den Primärkreis effektive Last  $R'_p$  darstellt. Dieser Widerstand ist der sogenannte reflektierte Plasmawiderstand [TJSS10, S. 043501-4]. Für den in Abbildung

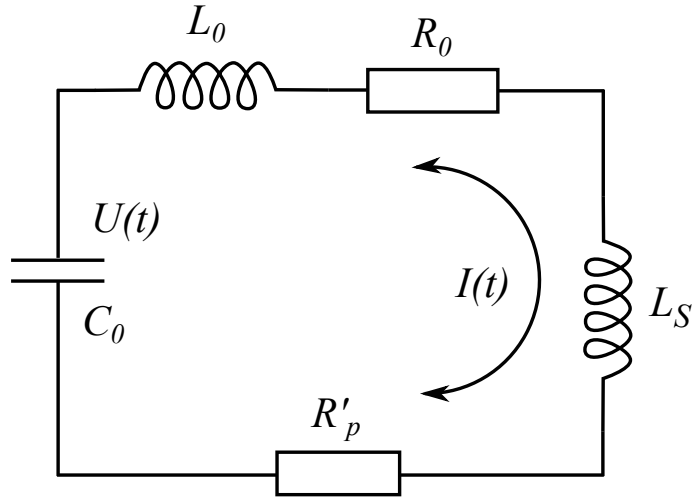


Abbildung 5.4: Ersatzschaltbild des Theta-Pinchs bei Plasmazündung. Hierbei stellt das Plasma eine effektive Last  $R'_p$  für den Schwingkreis dar.

5.4 dargestellten Schaltkreis lautet die Differentialgleichung des Stroms  $I$

$$(L_S + L_0) \frac{dI}{dt} + (R_0 + R'_p) I + \frac{1}{C_0} \int I dt = 0, \quad (5.1)$$

wobei deren Lösung

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{\beta}{2}t} \sin(\omega t) \quad (5.2)$$

ist. Die Parameter  $I_0$ ,  $\beta$  und  $\omega$  sind nach [Sil66, S. 2156] durch

$$I_0 = \frac{U_0}{(L_S + L_0) \omega} \quad (5.3)$$

$$\beta = \frac{R_0 + R'_p}{L_S + L_0} \quad (5.4)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{C_0 (L_S + L_0)}} \quad (5.5)$$

gegeben, wobei  $U_0$  die Ladespannung bei  $t = 0$  ist. Wie an den Gleichungen (5.2) bis (5.5) zu sehen ist, gilt für die maximale zeitliche Stromänderung

$$\left. \frac{dI}{dt} \right|_{t=0} = I_0 \omega = \frac{U_0}{(L_S + L_0)}. \quad (5.6)$$

Das heißt, die maximale zeitliche Stromänderung hängt lediglich von der Ladespannung und der Gesamtinduktivität des Aufbaus ab.

Die Gleichungen (5.2) bis (5.5) sind der Ausgangspunkt verschiedener Modelle zur

Bestimmung der Transfereffizienz. Sie beschreibt, wie viel der zuvor in der Kondensatorbank gespeicherten elektrischen Energie in das Plasma eingekoppelt wird. Für diese Arbeit ist das Stromvergleichsmodell benutzt worden, wobei andere Modelle in [Sil66] und [TJSS10] beschrieben werden. Das Stromvergleichsmodell gemäß [XHL<sup>+</sup>15] soll ohne fehleranfällige Annahmen hinsichtlich der Zerfallskonstanten der Stromkurven sowie des Zünd- und Erlöschungszeitpunkts des Plasmas zur Berechnung der Transfereffizienz auskommen. Die einzige notwendige Annahme innerhalb dieses Modells ist, dass der ohmsche Widerstand bei gegebener Ladespannung unabhängig vom Arbeitsdruck ist. Ist dies gegeben, können Schüsse, bei denen es zu einer Plasmazündung kommt, mit Referenzschüssen im Vakuum bei jeweils der gleichen Ladespannung verglichen werden. Damit lässt sich feststellen, ob die elektrische Energie im Plasma oder im elektrischen Schaltkreis dissipiert worden ist. Die dissipierte Energie ohne eine Plasmazündung ist die gesamte in der Kondensatorbank gespeicherte Energie  $E_c$  mit

$$E_c = R_0 \int_0^{\infty} I^2 dt. \quad (5.7)$$

Erfolgt eine Plasmazündung, lautet die im Plasma dissipierte Energie  $E$

$$E = E_c - R_0 \int_0^{\infty} I'^2 dt. \quad (5.8)$$

Dabei ist  $I$  die Stromkurve ohne und  $I'$  die Stromkurven mit einer Plasmazündung. Mit der Definition der Transfereffizienz  $\eta = E/E_c$  folgt

$$\eta = 1 - \frac{\int_0^{\infty} I'^2 dt}{\int_0^{\infty} I^2 dt}. \quad (5.9)$$

Da die Stromkurven mit einem Oszilloskop aufgezeichnet werden, die eine endliche Abtastrate besitzen, werden die Integrale in Gleichung (5.9) nach

$$\eta = 1 - \frac{\Delta t' \sum_i I'^2(t'_i)}{\Delta t \sum_i I^2(t_i)} \quad (5.10)$$

durch Summen mit den Aufnahmezeitintervallen  $\Delta t'$  und  $\Delta t$  ersetzt.

## 5.2 Polarimeter

### 5.2.1 Aufbau des Polarimeters

Abbildung 5.5 zeigt den schematischen Aufbau des Polarimeters. In diesem Aufbau wird der lineare Polarisationszustand der vom He/Ne-Laser kommenden Strahlung durch eine  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte in einen noch zunächst unbekanntem linearen Polarisationszustand  $\alpha$  gedreht. Dieser sollte in der Nähe von  $45^\circ$  liegen, da dort der

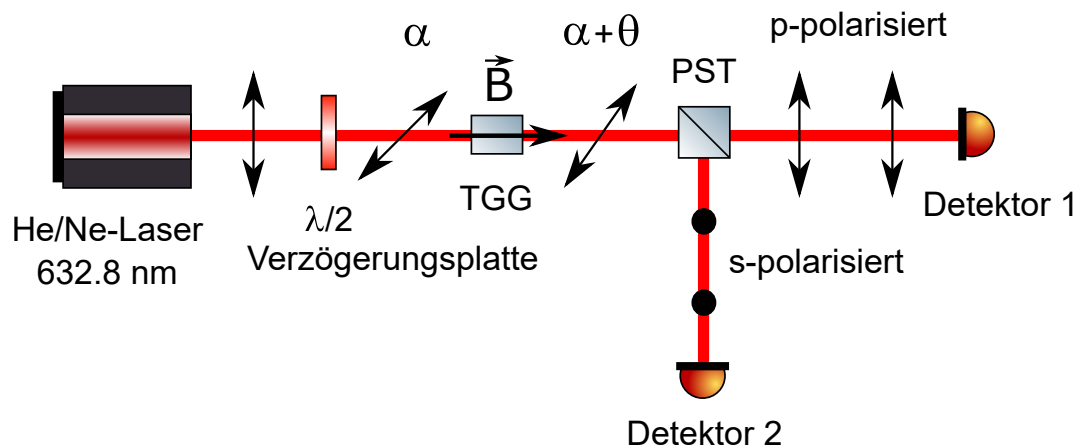


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau des Polarimeters. Die lineare Polarisation des He/Ne-Laser wird durch eine Verzögerungsplatte in einen messempfindlichen Zustand  $\alpha$  gedreht. Aufgrund des Faraday-Effekts des TGG-Kristalls bei Anwesenheit eines Magnetfelds kommt eine zusätzliche Drehung  $\theta$  hinzu, wobei der Endzustand durch einen polarisierenden Strahlteiler (PST) in linear unabhängige s- und p-polarisierte Komponenten zerlegt wird. Diese werden individuell an jeweils einem Detektor gemessen.

Messaufbau die höchste Empfindlichkeit besitzt. Die Referenzachsen werden dabei von einem polarisierenden Strahlteiler (PST) festgelegt. Der Vorteil den Anfangszustand  $\alpha$  nicht direkt in eine  $45^\circ$ -Position zu bringen, liegt in der Vermeidung von Fehlern, da mehrere Polarisatoren nacheinander geschaltet und exakt eingestellt werden müssten, um die  $45^\circ$ -Position zu finden. Der Zustand  $\alpha$  wird später durch die Messsignale vor der Entladung rekonstruiert.

Die Strahlung mit dem linearen Polarisationszustand  $\alpha$  durchläuft anschließend einen TGG-Kristall (Terbium-Gallium-Granat), welcher dem Magnetfeld der Theta-Pinch-Spule ausgesetzt wird und als magneto-optischer Sensor dient. Dabei ändert sich der Polarisationszustand gemäß dem Faraday-Effekt, indem die lineare Polarisation um den Winkel  $\theta$  gedreht wird. TGG erzeugt bei einem gegebenen Magnetfeld



im Vergleich zu herkömmlichen Medien, wie zum Beispiel Glas, eine sehr große Drehung der Polarisationsrichtung [Liu05, S. 299]. Daher eignet sich TGG besonders gut als magneto-optischer Sensor. Der Endzustand der Polarisation ist die Summe aus dem Anfangszustand und dem Faraday-Effekt. Dieser Zustand wird durch den PST in zwei linear unabhängige Komponenten (s- und p-polarisiert) zerlegt, welche mit jeweils einem Detektor gemessen werden.

Um den TGG-Kristall in der Theta-Pinch-Spule platzieren zu können, ist eine Seilbahnkonstruktion verwendet worden, welche in Abbildung 5.6 dargestellt ist. Die Endlager der Seilbahn befinden sich beidseitig der Spule auf optischen Tischen und sind mit einer Schiene verbunden. Auf der Schiene läuft ein Schlitten, auf dem der TGG-Kristall befestigt worden ist. Durch einen Seilzug, einer Kurbel und Rollen zur Übersetzung kann der Schlitten entlang der Spulenachse bewegt werden, sodass die axiale Magnetfeldverteilung auch innerhalb der Spule vermessen werden kann. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich hierzu in [Hep21].

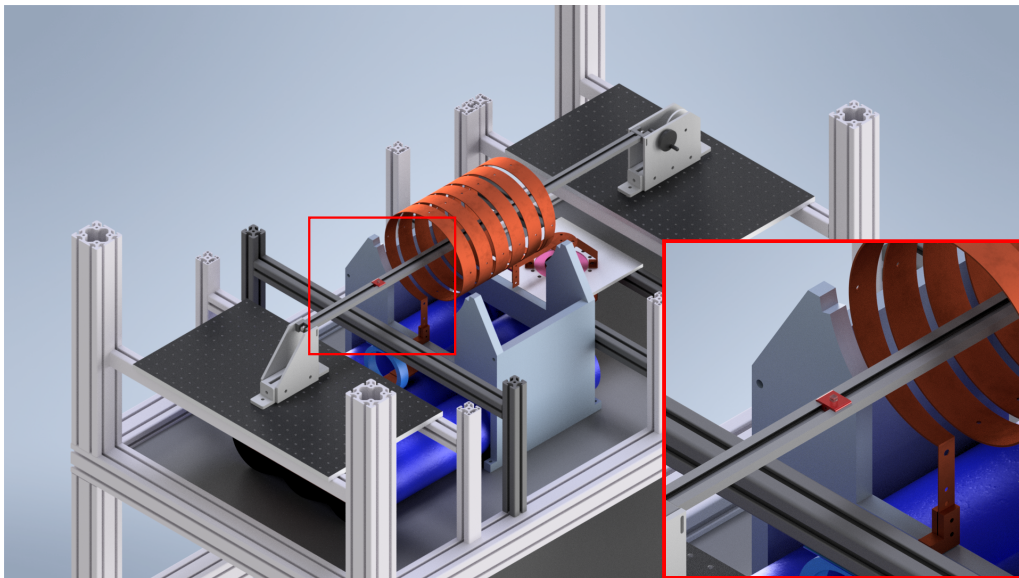


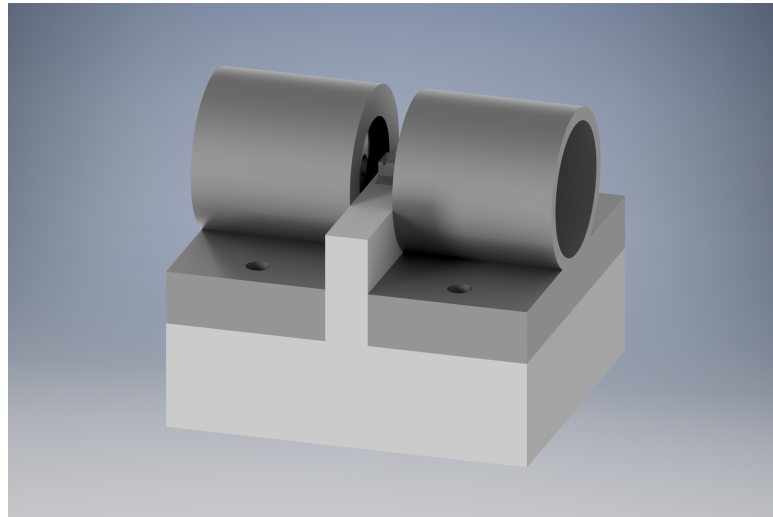
Abbildung 5.6: Am zylindrischen Theta-Pinch eingebaute Seilbahn zur axialen Verschiebung des TGG-Kristalls. In der vergrößerten Ansicht ist der auf einem Schlitten montierte TGG-Kristall zu sehen.

### 5.2.2 Konfiguration zur Kalibrierung des TGG-Kristalls

Um den TGG-Kristall als magneto-optischen Sensor präzise einsetzen zu können, muss im Vorfeld einer Magnetfeldmessung seine Verdet-Konstante bestimmt werden. Untersuchungen an TGG-Kristallen verschiedener Hersteller haben ergeben,



dass es zu Schwankungen der Verdet-Konstante kommen kann und daher die Verwendung eines Literaturwerts ungeeignet ist [SYLM16]. Die Kalibrierung erfolgt, indem der TGG-Kristall einem bekannten Magnetfeld ausgesetzt und die dabei erzeugte Drehung der Polarisationsrichtung aufgrund des Faraday-Effekts gemessen wird. Besonders geeignet für eine Kalibrierung ist ein Helmholtz-Spulenpaar, da das Magnetfeld im Zentrum homogen ist und es sich dort zusätzlich berechnen lässt. Da allerdings ein ausreichend leistungsstarkes Helmholtz-Spulenpaar nicht zur Verfügung gestanden hat, ist für die Kalibrierung des TGG-Kristalls eine Anordnung aus Permanentmagneten gewählt worden. Diese Anordnung ist in Abbildung 5.7 dargestellt.



*Abbildung 5.7: Modell der Kristallhalterung für die Kalibrierung. Zwei Trommeln, welche die Permanentmagnete enthalten, sind beidseitig eines Stegs angeordnet, auf dem der TGG-Kristall platziert worden ist.*

Zu erkennen sind zwei Trommeln, in denen die zylinderförmigen Permanentmagnete gelagert werden, und eine T-förmige Basis, mit welcher der TGG-Kristall auf einem Steg in der richtigen Höhe zwischen den Trommeln platziert wird. Weiterhin besitzen die Permanentmagnete zentrale Bohrungen, durch welche der Laserstrahl hindurch justiert werden kann, sodass das Magnetfeld und der Laserstrahl parallel zueinander verlaufen können.

Für die Kalibrierung ist über die Länge des Kristalls von  $L = (5,44 \pm 0,01)$  mm an fünf symmetrisch verteilten Messpunkten die magnetische Flussdichte mit einem Hall-Sensor bestimmt und gemittelt worden. Mit diesem effektiven Magnetfeld ist mit Gleichung (4.3) die Verdet-Konstante berechnet worden.

### 5.2.3 Polarimetrisches Messverfahren

Im ersten Schritt müssen die Amplituden der beiden Messsignale ohne Anwesenheit eines Magnetfelds bestimmt werden. In der Regel sind die beiden Signalamplituden unterschiedlich, weil die Detektoren unterschiedliche Empfindlichkeiten besitzen. Weiterhin erzeugt der PST eine nicht exakte 50:50-Teilung und die s- und p-polarisierte Komponente werden zu einem gewissen Grad gemischt. Dies führt zu einem Offset in den Detektorsignalen, welcher für die Amplitudenbestimmung berücksichtigt werden muss. Diese vollzieht sich durch manuelles Drehen der  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, sodass die Offsets und Maximalwerte sichtbar werden. Im zweiten Schritt erfolgt die eigentliche Messung bei Anwesenheit des Magnetfelds der Theta-Pinch-Spule. Eine solche Messung ist beispielhaft in Abbildung 5.8 dargestellt. In der Regel wird vor der Weiterverarbeitung der Detektorsignale noch eine Tiefpassfilterung von etwa 15 kHz angewendet, um elektromagnetische Störsignale zu entfernen.

Da die Detektorsignale unterschiedliche Offsets sowie Amplituden besitzen und der Anfangszustand  $\alpha$  unbekannt ist, können die Gleichungen (4.4) und (4.5) nicht direkt verwendet werden. Die Herleitung der nötigen Modifikationen kann dabei in [Hep21, S. 38 ff.] nachvollzogen werden. Diese führt auf

$$\theta = \frac{1}{2} \arccos \left( \frac{\frac{U_1 - U_{1,min}}{d} - (U_2 - U_{2,min})}{\frac{U_1 - U_{1,min}}{d} + (U_2 - U_{2,min})} \right) - \alpha, \quad (5.11)$$

wobei

$$d = \frac{U_{1,max} - U_{1,min}}{U_{2,max} - U_{2,min}} \quad (5.12)$$

gilt. Dabei sind  $U_i$  die Messsignale sowie  $U_{i,min}$  und  $U_{i,max}$  die Offsets beziehungsweise die Maximalwerte. Der Anfangszustand  $\alpha$  kann, wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist, durch die Spannungssignale vor der Entladung, also für  $t < 0$ , bestimmt werden. Nach Erhalt der Faraday-Rotation durch Gleichung (5.11), führt die Anwendung von Gleichung (4.3) auf die magnetische Flussdichte. In Abbildung 5.9 ist diese beispielhaft aus den in Abbildung 5.8 dargestellten Messsignalen berechnet worden. Da für weitere Betrachtungen oft der Maximalwert der magnetischen Flussdichte, welcher sich in der ersten Stromhalbwelle befindet, relevant ist, wird dieser durch eine abschließende Filterung der Daten extrahiert. Als Filter ist ein Savitzky-Golay-Filter verwendet worden, wobei ein Filtergrad von 3 mit 751 Stützstellen eine sehr gute Filterung bewirkt hat, ohne das Maximum erkennbar zu verfälschen.

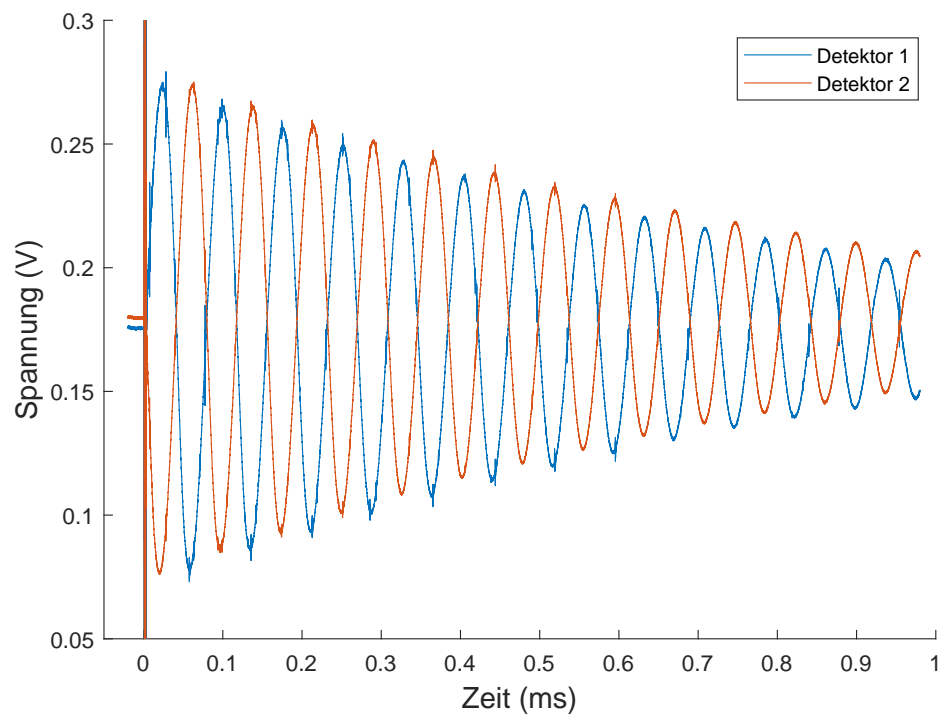


Abbildung 5.8: Zeitlicher Verlauf der polarimetrischen Messsignale (Beispiel).

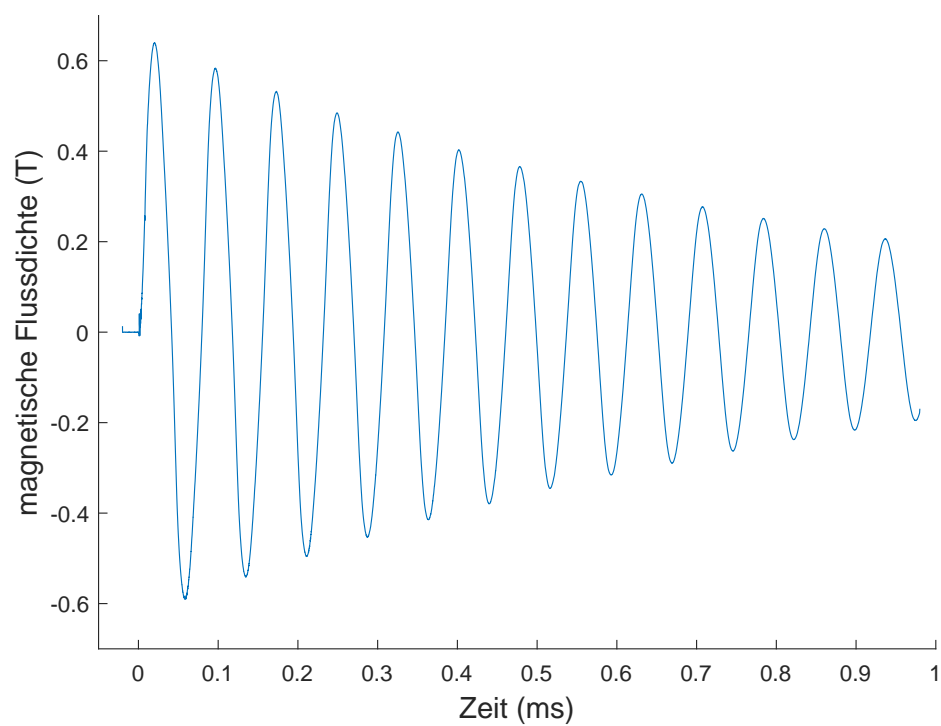


Abbildung 5.9: Zeitlicher Verlauf der magnetischen Flussdichte, die beispielhaft aus den Messsignalen aus Abbildung 5.8 berechnet worden ist.

## 5.3 Interferometer

### 5.3.1 Aufbau des Ein- und Zweifarben-Interferometers

Abbildung 5.10 zeigt schematisch das Einfarben-Interferometers, welches dem Aufbau in [CTUT09, S. 2] gleicht und bereits in [Chr17] sowie [CCI+21] verwendet worden ist.

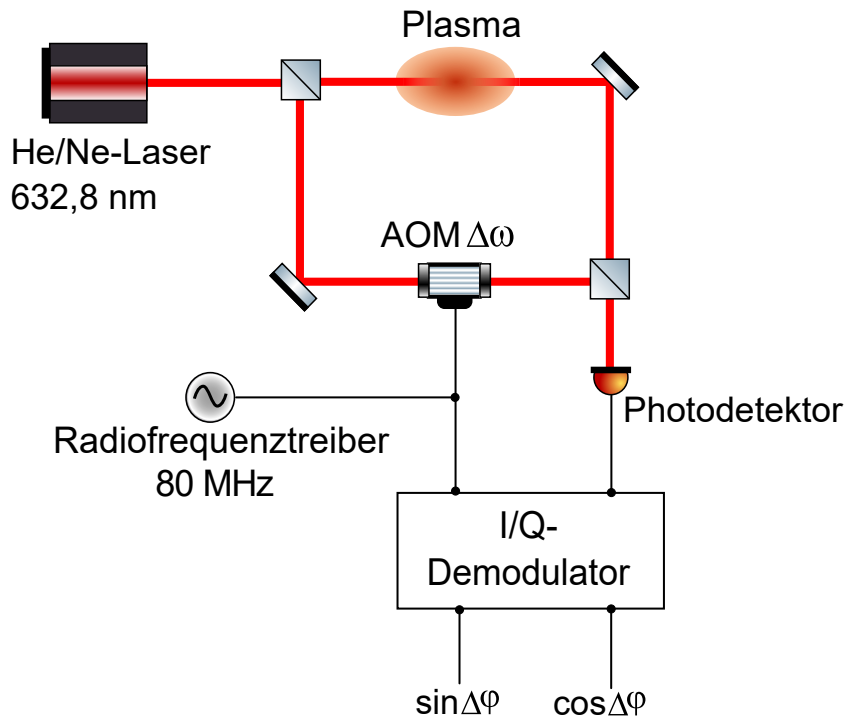


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des Einfarben-Interferometers. Hierbei wird der Messstrahl durch das Plasma geführt und der Referenzstrahl um das Plasma herumgeleitet. Zusätzlich wird der Referenzstrahl mit einem akusto-optischen Modulator frequenzverschoben und die interferometrische Phasenverschiebung mittels eines I/Q-Demodulators extrahiert [CCI+ 21, S. 4].

Wie zu erkennen ist, handelt es sich um ein Mach-Zehnder-Interferometer, das mit einem Helium/Neon-Laser ausgestattet ist. Die Ausgangsleistung des Lasers liegt bei 21,5 mW und seine Strahlung ist linear polarisiert. Wie es für dieses Interferometer typisch ist, wird der Laserstrahl vor dem Messobjekt, welches hier das Plasma ist, aufgeteilt und der Messstrahl durch das Messobjekt geleitet. Der Referenzstrahl wird dagegen um das Plasma herumgeführt und zusätzlich durch einen akusto-optischen Modulator (AOM) frequenzverschoben. Die Frequenzverschiebung liegt gemäß der Treiberfrequenz des AOM bei 80 MHz. Hinter dem Plasma werden beide Teilstrah-

len vereint, um die Interferenz zu erzeugen. Das interferometrische Signal wird mit einem Photodetektor gemessen und zusammen mit einem Teil des Treibersignals in einem I/Q-Demodulator weiterverarbeitet. Mit diesem wird die interferometrische Phasenverschiebung bestimmt, welche gemäß Gleichung (4.27) die relevanten Informationen über das Plasma enthält.

Die Version des Interferometers, bei der zwei Wellenlängen verwendet worden sind, ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

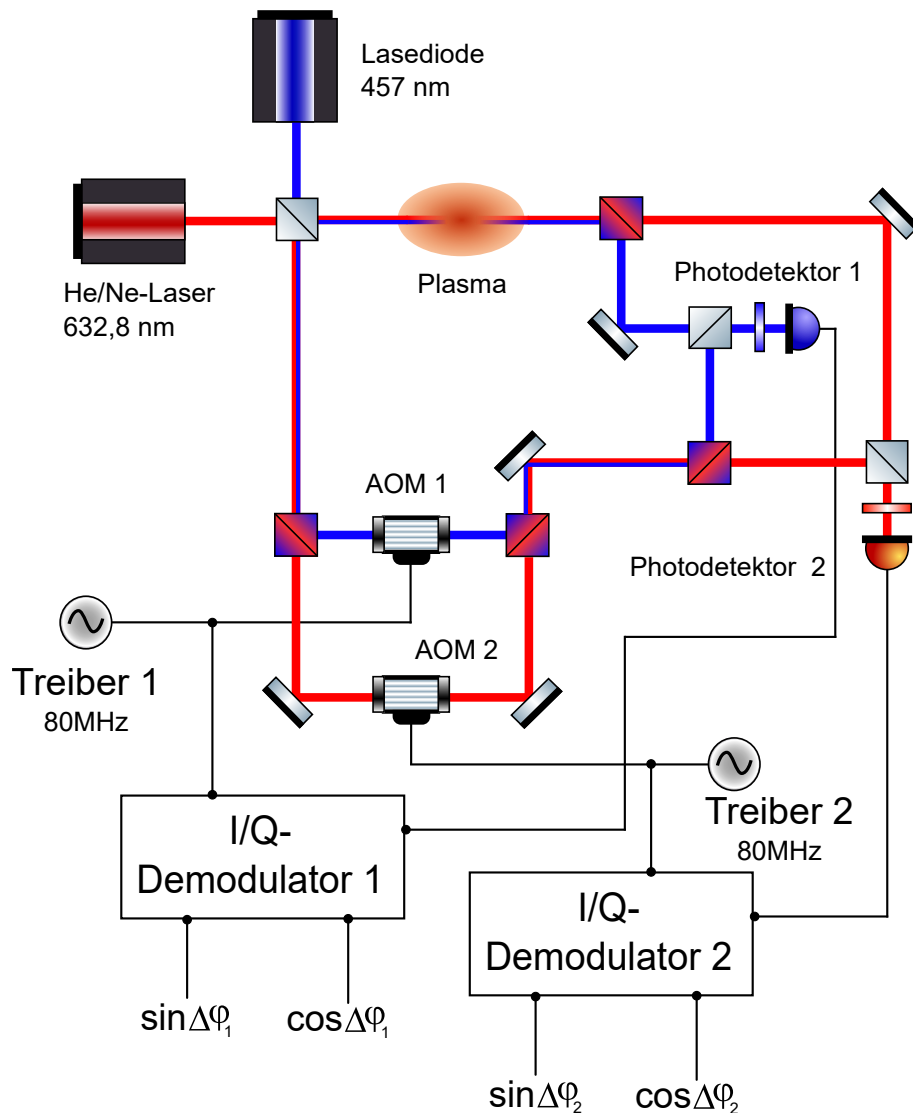


Abbildung 5.11: Schematischer Aufbau des Zweifarben-Interferometers, das analog zum Einfarben-Interferometer mit jeweils verdoppelten Komponenten aufgebaut worden ist. Die beiden Wellenlängen werden zur individuellen Frequenzverschiebung und Justage der Interferenz an geeigneten Stellen mit dichroitischen Spiegeln getrennt oder vereint [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 4].

Dieser Aufbau ist um eine kohärente, linear polarisierte Laserdiode erweitert worden. Die Wellenlänge der Laserdiode liegt bei 457 nm und sie besitzt eine Ausgangsleistung von 30 mW. Des Weiteren sind die wesentlichen Komponenten des Interferometers aus Abbildung 5.10, wie beispielsweise der AOM, der I/Q-Demodulator oder der Detektor, verdoppelt worden. Daher handelt es sich im Prinzip um zwei Interferometer, die in einem einzigen Aufbau kombiniert worden sind. Da die beiden Laserstrahlen an geeigneten Stellen kollinear oder getrennt verlaufen müssen, werden dichroitische Strahlteiler verwendet, um die beiden Wellenlängen zu vereinen oder zu trennen. Dies geschieht beispielsweise vor den AOM, da diese speziell auf eine Wellenlänge angepasst sind. Weiterhin müssen die Wellenlängen vor der Interferenzzeugung getrennt werden, sodass eine individuelle Justage und Erzeugung der Interferenz mit jeder Wellenlänge möglich sind. Vor den Detektoren werden zusätzliche Bandpassfilter für die jeweilige Wellenlänge verwendet, da die Trennung der Wellenlängen in den dichroitischen Strahlteilern nicht perfekt ist und darüber hinaus verhindert wird, dass die Detektoren durch die Lichtemission des Plasmas in eine Sättigung geraten.

Abbildung 5.12 zeigt einen Teil des realen Aufbaus des Interferometers, bei dem die Laserstrahlen zum Theta-Pinch geführt werden. Im hinteren Bereich der Abbildung ist ein Gerüst zu sehen, das mit einer optischen Platte ausgestattet ist, auf welcher der He/Ne-Laser sowie die Laserdiode montiert sind. Weiterhin befinden sich dort bereits erste optische Komponenten, wie der 1. Strahlteiler, an dem die beiden Wellenlängen vereinigt werden und welcher zugleich den Beginn des Interferometers darstellt. Darüber hinaus ist zu erkennen, wie der Messstrahl durch Vakuumfenster in das Experiment hinein und aus dem Experiment herausgeleitet wird. Der Referenzstrahl wird dabei durch einen Spiegel seitlich versetzt an der Spule vorbeigeführt.

Wie mit Hilfe von Abbildung 5.2 zu erkennen ist, treffen beide Strahlen außerhalb des unteren Bildbereichs von Abbildung 5.12 auf einen Faraday-Käfig, in welchen sie durch kleine Öffnungen hineingelangen. Im Faraday-Käfig erfolgt die Trennung der Wellenlängen des Referenzstrahls, sodass die Frequenzverschiebung mit den AOM stattfinden und die Interferenz individuell erzeugt werden kann. Zusätzlich kommen Teleskope oder einzelne Sammellinsen zum Einsatz, die den Strahldurchmesser für die AOM oder die Detektoren auf eine geeignete Größe verringern. Die optischen Komponenten, die im Faraday-Käfig aufgebaut sind, sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Der Faraday-Käfig dient dazu, die elektrischen Komponenten vor den elektromagnetischen Störsignalen, die bei der Entladung erzeugt werden, zu schützen. Zu diesen elektrischen Komponenten zählen die Detektoren, die AOM und deren

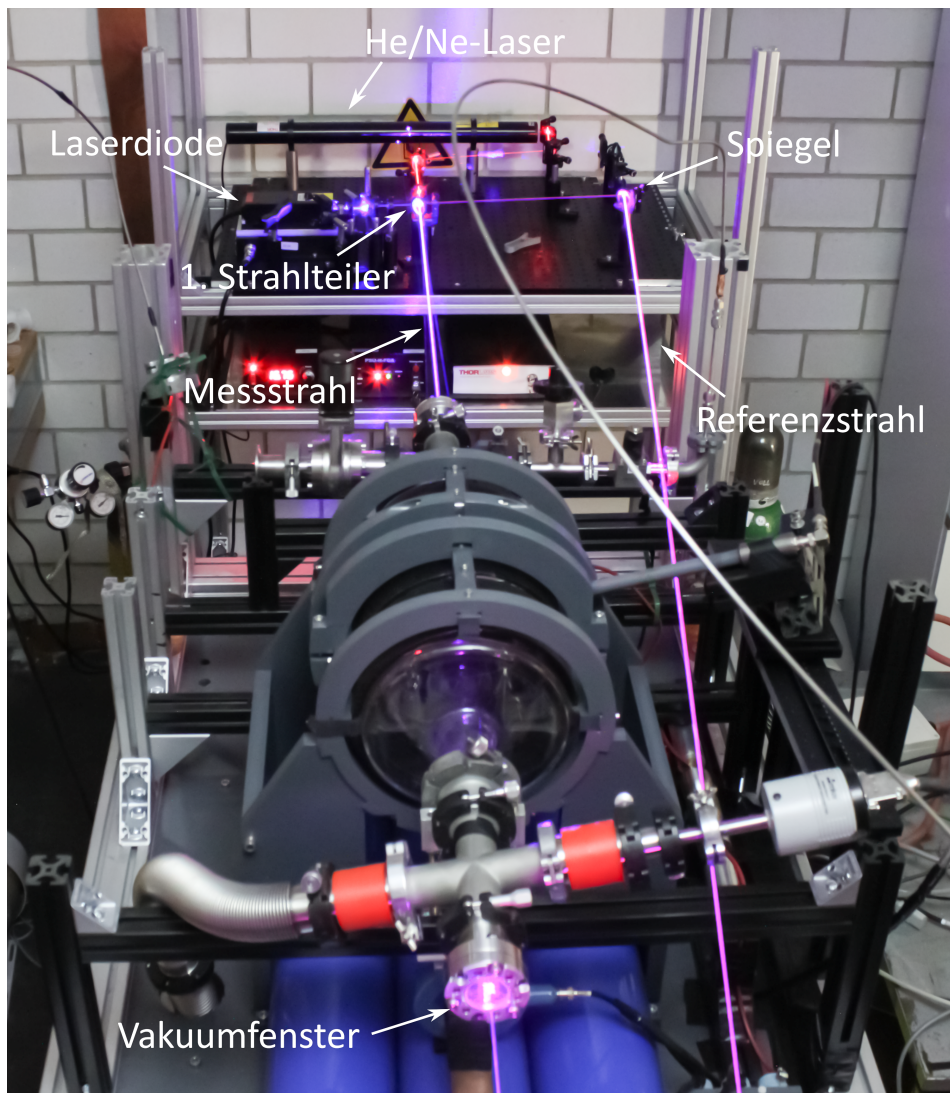


Abbildung 5.12: Fotoaufnahme des Zusammenwirkens des Zweifarbe-Interferometers und des Theta-Pinch-Experiments. Die Laser befinden sich auf einem eigenen Gerüst und werden am 1. Strahlteiler vereinigt. Der Messstrahl wird mittels Vakuumfenster durch das Vakuumsystem des Theta-Pinchs geleitet, während der Referenzstrahl durch einen Spiegel versetzt am Experiment vorbeigeführt wird.

Treiber sowie daran angeschlossene Platinen und die I/Q-Demodulatoren. Letztere sowie die Oszilloskope und eine allgemeine Stromversorgung befinden sich auf zwei weiteren Etagen im Faraday-Käfig unterhalb der in Abbildung 5.13 dargestellten Etage. In die Stromleitung wird vor dem Eintritt in den Faraday-Käfig ein Filter geschaltet, der Teil des Gehäuseschirms ist und eine Antennenwirkung der Kabel verhindert.



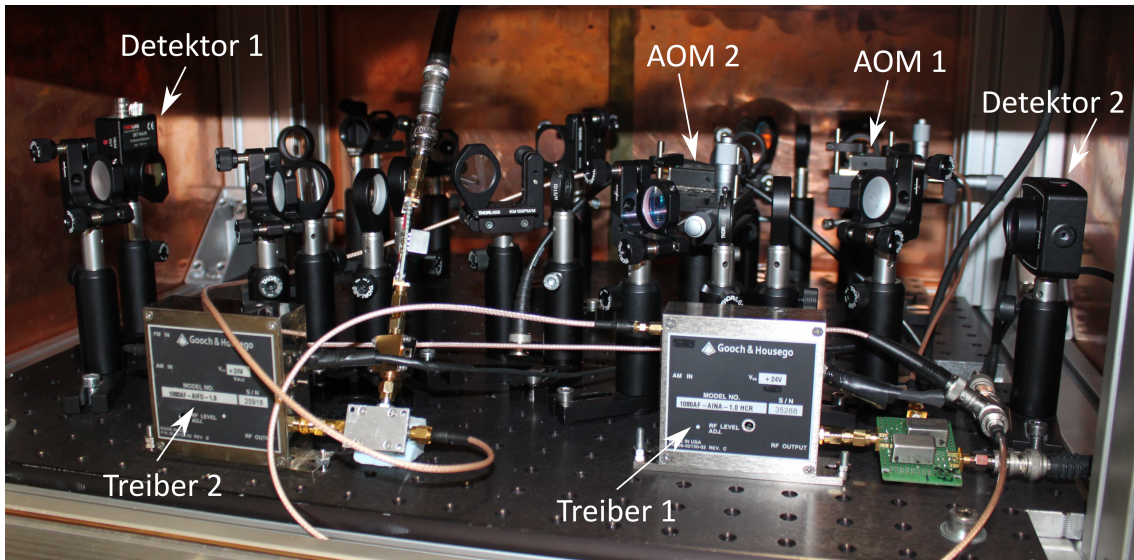


Abbildung 5.13: Fotoaufnahme des Teils des Interferometers, der sich im Faraday-Käfig befindet. Hervorgehoben sind die Detektoren sowie die akusto-optischen Modulatoren und deren Treiber. Daneben sind weitere optische Komponenten zu sehen, die der Strahlführung und der Manipulation des Strahldurchmessers dienen.

### 5.3.2 Funktionsweise des akusto-optischen Modulators

Der AOM wird in diesem Experiment eingesetzt, um durch den akusto-optischen Effekt eine Frequenzverschiebung in dem durch ihn propagierenden Laserstrahl zu erzeugen. Dieser Effekt beruht auf der Beugung des Laserstrahls an einem optischen Gitter. Im AOM befindet sich ein Kristall aus Terbiumdioxid, dessen Brechungsindex durch eine Schallwelle periodisch moduliert wird. Die Schallwelle wird durch eine mechanische Manipulation des Kristalls gebildet, indem ein piezoelektrisches Element, welches am Kristall befestigt ist, mit einem periodischen Signal beeinflusst wird und dadurch die Schallwelle auf den Kristall überträgt.

Grundsätzlich besitzt der akusto-optische Effekt zwei Regimes, welche von der Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung  $\lambda$ , der Wellenlänge der Schallwelle  $\Lambda$  sowie der Länge  $l$  der Wechselwirkungszone des Kristalls abhängen und sich in ihrer Phänomenologie unterscheiden:

Im sogenannten Bragg-Regime gilt nach [Hun09, S. 205]

$$l \gg \frac{\Lambda^2}{\lambda}. \quad (5.13)$$



Die große Länge der Wechselwirkungszone ermöglicht das Auftreten multipler Beugung, sodass effektiv ein ungebeugter Strahl 0. Ordnung und ein gebeugter Strahl 1. Ordnung entstehen. Dabei muss der Laserstrahl nach [Hun09, S. 205] mit dem Bragg-Winkel  $\theta$  gemäß

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (5.14)$$

in das optische Gitter eingestrahlt werden. Nach [PPP17, S. 527 ff.] kann die Beugung anschaulich so verstanden werden, indem ein Photon mit einem Wellenvektor  $\vec{k}$  und einer Kreisfrequenz  $\omega$  mit einem Phonon mit einem Wellenvektor  $\vec{k}_S$  und einer Kreisfrequenz  $\omega_S$  stößt. Bei diesem Vorgang wird sowohl Impuls als auch Energie auf das Photon übertragen. Der neue Wellenvektor und die neue Kreisfrequenz werden dabei mit  $\vec{k}'$  und  $\omega'$  bezeichnet. Gemäß der Impuls- und Energieerhaltung gilt

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{k}_S \quad (5.15) \quad \omega' = \omega \pm \omega_S. \quad (5.16)$$

Die beiden Vorzeichen hängen dabei vom Vorzeichen des Bragg-Winkels ab. Wie hier zu sehen ist, kommt es zu einer Frequenzverschiebung des gebeugten Photons nach dem Doppler-Effekt, da sich die Brechungsindexmodulation mit Schallgeschwindigkeit durch den Kristall bewegt.

Das zweite Regime ist das sogenannte Raman-Nath-Regime, bei dem die Wechselwirkungszone mit

$$l \ll \frac{\Lambda^2}{\lambda} \quad (5.17)$$

kurz ist [Hun09, S. 203]. Daher wirkt der modulierte Brechungsindex des Kristalls wie ein Phasengitter, sodass multiple Beugungsordnungen nach

$$\sin(\theta) = \frac{m\lambda}{\Lambda} \quad (5.18)$$

mit  $m \in \mathbb{Z}$  entstehen [Hun09, S. 203]. Analog zum Bragg-Regime erzeugt der Doppler-Effekt durch das sich bewegende Gitter eine Frequenzverschiebung gemäß

$$\omega' = \omega \pm m\omega_S \quad (5.19)$$

in der  $m$ . Ordnung [Goo05, S. 209]. Der AOM, der für diese Arbeit verwendet worden ist, ist das Modell AOMO 3080-120 von Crystal Technology. Der Kristall besitzt schätzungsweise eine Länge  $l = 2,5$  cm in Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls und das Verhältnis  $\Lambda^2/\lambda$  beträgt ungefähr 0,45 cm. Daher wird der AOM im Bragg-Regime betrieben.

### 5.3.3 Funktionsweise des I/Q-Demodulators

Das Funktionsprinzip eines I/Q-Demodulators zur Ermittlung einer Phasenverschiebung zwischen zwei Signalen ist bereits in [Chr17, S. 44 ff.] beschrieben worden. Im Folgenden findet sich daher nur eine verkürzte Darstellung:

In einem I/Q-Demodulator sind zwei Mischer enthalten, welche die beiden Signale multiplizieren, die vom Treiber des AOM und vom Detektor stammen. In einem dieser Mischer werden die Signale  $U_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$  und  $U_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$  mit den Amplituden  $A_i$ , Kreisfrequenzen  $\omega_i$  und Phasen  $\varphi_i$  multipliziert. Mit den Additionstheoremen lautet das Produkt

$$U_a = \frac{1}{2} A_1 A_2 [\cos((\omega_1 + \omega_2)t + (\varphi_1 + \varphi_2)) + \cos((\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2))] . \quad (5.20)$$

In dem anderen Mischer des I/Q-Demodulators wird in einem Pfad eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  erzeugt, sodass die zu multiplizierenden Signale in diesem Mischer  $U_1 = A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$  und  $U_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$  lauten. Daher ergibt sich für das Produkt

$$U_b = \frac{1}{2} A_1 A_2 [\sin((\omega_1 + \omega_2)t + (\varphi_1 + \varphi_2)) + \sin((\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2))] . \quad (5.21)$$

Da die beiden ursprünglichen Signale identische Kreisfrequenzen besitzen, vereinfachen sich die Gleichungen (5.20) und (5.21) zu

$$U_a = \frac{1}{2} A_1 A_2 [\cos(2\omega t + (\varphi_1 + \varphi_2)) + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (5.22)$$

und

$$U_b = \frac{1}{2} A_1 A_2 [\sin(2\omega t + (\varphi_1 + \varphi_2)) + \sin(\varphi_1 - \varphi_2)] . \quad (5.23)$$

Der hochfrequente Anteil  $2\omega$  kann jeweils durch einen Tiefpassfilter herausgefiltert werden, sodass lediglich Funktionen der gesuchten Phasenverschiebung  $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$  mit

$$U_I = \frac{1}{2} A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi) \quad (5.24)$$

und

$$U_Q = \frac{1}{2} A_1 A_2 \sin(\Delta\varphi) \quad (5.25)$$

übrigbleiben. Der für diese Arbeit verwendete I/Q-Demodulator ist das Modell AD8348 von Analog Devices.

### 5.3.4 Heterodynes Messverfahren

Das Herzstück des Interferometers ist der akusto-optische Modulator, der, wie bereits erörtert worden ist, als Frequenzschieber eingesetzt wird. Physikalisch wird damit die Information über die interferometrische Phasenverschiebung von der Amplitude des Detektorsignals in dessen Phase transferiert, wodurch es möglich ist, eine intensitätsunabhängige Messung durchzuführen. Dieser sogenannte heterodyne Aufbau erhöht die Genauigkeit und die Eindeutigkeit der Messergebnisse. Außerdem macht er die interferometrische Diagnostik eines Plasmas erst möglich, da die Lichtemission des Plasmas eine Amplitudenmessung signifikant stören würde.

Ohne die Verwendung eines AOM ergeben sich nach [Hut05, S. 116 ff.], was bereits in ähnlicher Form in [Chr17, S. 47 ff.] zusammengefasst worden ist, folgende Probleme:

Zur Ermittlung der interferometrischen Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  müsste Gleichung (3.17) herangezogen werden. Das Detektorsignal hätte daher die Form

$$U_{mess} = A + B \cos(\Delta\varphi + \theta) . \quad (5.26)$$

Dabei ist  $\theta$  eine konstante Anfangsphase. Diese ergibt sich durch einen nicht exakt symmetrischen Aufbau des Interferometers sowie durch optische Bauteile, durch die sich der Laserstrahl hindurchbewegt und welche einen Brechungsindex ungleich eins besitzen. Die Anfangsphase erzeugt allerdings nur eine konstante Abweichung, sodass alle Messwerte um diese korrigiert werden können beziehungsweise alle weiteren Messpunkte erfolgen relativ zur Anfangsphase. Daher wird im Folgenden die Anfangsphase in den Gleichungen vernachlässigt. Um nun die Phasenverschiebung präzise bestimmen zu können, müssen die Variablen  $A$  und  $B$  zu jedem Zeitpunkt bekannt sein. Prinzipiell lassen sie sich aus den Intensitäten der beiden Teilstrahlen des Interferometers berechnen, allerdings können ihre Werte durch externe Faktoren beeinflusst werden. Dazu zählen alle Störgrößen, die sich auf die Intensität der Teilstrahlen auswirken können, beispielsweise Schwankungen der Laserleistung, eine Reflexion und Absorption an optischen Bauteilen oder Messobjekten und zusätzliche, für die Messdauer relevante, zeitabhängige Lichtquellen.

Da ein Mach-Zehnder-Interferometer zwei Ausgangsstrahlen besitzt, welche komplementäre Intensitäten aufweisen, können vor einer Messung die Intensitäten der Teilstrahlen kalibriert werden. Allerdings ändern sich die Größen  $A$  und  $B$  bei einer Messung mit einem Plasma zeitlich, da elektromagnetische Störsignale bei der Entladung erzeugt werden und das Plasma Licht emittiert. Dieses Licht kann sich mit dem Laserlicht am Detektor mischen, sodass aus dem Messsignal nicht mehr auf

die Phasenverschiebung geschlossen werden kann. Selbst wenn die Größen  $A$  und  $B$  tatsächlich zu jedem Messzeitpunkt hinreichend genau bekannt wären, träte immer noch eine Uneindeutigkeit in Verbindung mit der Kosinus-Funktion in Gleichung (5.26) auf. A priori lässt nicht ermitteln, ob die Änderung der Phasenverschiebung positiv oder negativ ist, da die Kosinus-Funktion symmetrisch zur Ordinate ist. Außerdem besitzt die Kosinus-Funktion, außer an den Extremwerten, bei einem gegebenen Messwert in einer Periode immer zwei mögliche Werte für die Phasenverschiebung.

Durch die Verwendung eines AOM können diese Probleme verhindert werden. Die Erzeugung der Interferenz aus zwei Teilstrahlen, die eine unterschiedliche Frequenz besitzen, führt gemäß Gleichung (3.19) zu einem Messsignal mit

$$U_{mess} = A + B \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi) . \quad (5.27)$$

Wie angesprochen tritt die interferometrische Phasenverschiebung hier als Phase eines zeitabhängigen, harmonisch schwingenden Signals in Erscheinung. Um die Phase zu extrahieren, muss das Detektorsignal mit einem stationären Referenzsignal verglichen werden, das mit

$$U_{ref} = C + D \cos(\Delta\omega t) \quad (5.28)$$

dieselbe Zeitabhängigkeit aufweist. Dieses Referenzsignal wird vom Treiber des AOM bereitgestellt, indem aus der Verbindungslinie zwischen Treiber und AOM das Signal mit einem ausreichenden Pegel ausgekoppelt wird. Der Vergleich dieser beiden Signale erfolgt im I/Q-Demodulator. Mit beiden Ausgangsspannungen  $U_I$  und  $U_Q$  lässt sich die Phasenverschiebung nach

$$\Delta\varphi = \arctan\left(\frac{U_Q}{U_I}\right) \quad (5.29)$$

berechnen. Da der Arkustangens einen Wertebereich von  $\left]-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right[$  besitzt, kommt es bei ungeraden ganzzahligen Vielfachen der Phasenverschiebung von  $\pi/2$  zu Sprüngen. Unter Beachtung der Vorzeichen von  $U_a$  und  $U_b$  kann nach folgendem Schema der Quadrant, in dem die Phasenverschiebung liegt, eindeutig identifiziert werden:

- $U_a > 0 \wedge U_b > 0$ : Phasenverschiebung liegt im 1. Quadrant
- $U_a < 0 \wedge U_b > 0$ : Phasenverschiebung liegt im 2. Quadrant
- $U_a < 0 \wedge U_b < 0$ : Phasenverschiebung liegt im 3. Quadrant
- $U_a > 0 \wedge U_b < 0$ : Phasenverschiebung liegt im 4. Quadrant

### 5.3.5 Rekonstruktion des idealen Messsignals

Bei Betrachtung der Gleichungen (5.24) und (5.25) wird ersichtlich, dass jeder Messpunkt  $\vec{P}$  mit

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} U_I \\ U_Q \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \cos(\Delta\varphi) \\ \sin(\Delta\varphi) \end{pmatrix} \quad (5.30)$$

auf einem Kreis um den Ursprung liegt. Nur dann ist es möglich, Gleichung (5.29) anzuwenden, um die Phasenverschiebung aus den Ausgangsspannungen des I/Q-Demodulators zu berechnen. Allerdings verhalten sich die Ausgangsspannungen in der Praxis nicht exakt gemäß den Gleichungen (5.24) und (5.25), sondern es treten Abweichungen auf. Beispielsweise führt ein Offset  $c$  in den Ausgangsspannungen zu einer Verschiebung des Kreiscentrums. Darüber hinaus ändert eine nicht exakte Halbierung der Signalpegel in den Leistungsteilern des I/Q-Demodulators, also unterschiedliche Amplituden  $K$ , den Kreis in eine Ellipse. Zusätzlich wird die Ellipse durch Phasenfehler  $\alpha$  gestreckt und um den Halbachsenschnittpunkt rotiert. Abbildung 5.14 veranschaulicht diese Abweichungen graphisch.

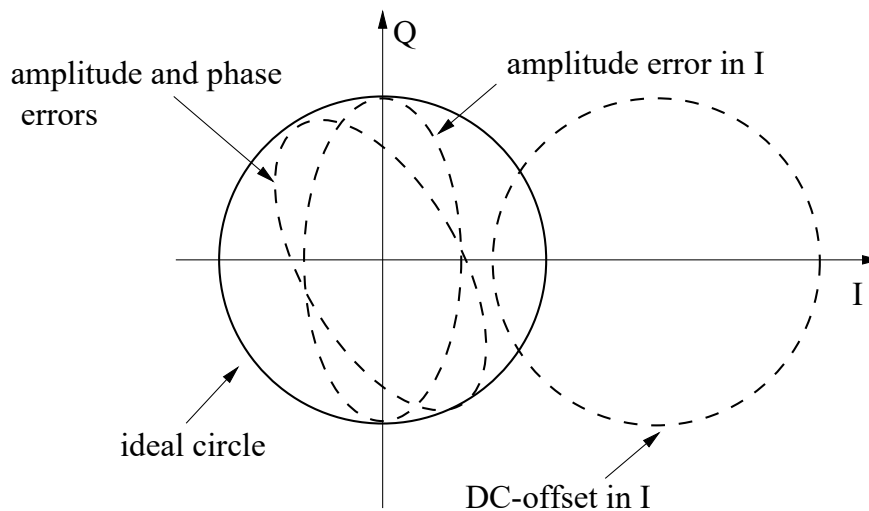


Abbildung 5.14: Auswirkungen der Fehler des I/Q-Demodulators. Eine  $x/y$ -Auftragung der Ausgangsspannungen des I/Q-Demodulators sollte einen Einheitskreis ergeben. Durch einen Offset kommt es zu einer Verschiebung des Kreises, während Amplituden- und Phasenfehler aus dem Kreis eine rotierte Ellipse formen [SL98, S. 1590].

Unter Berücksichtigung dieser Fehler modifizieren sich die Gleichungen (5.24) und (5.25) zu

$$U_I^* = K_I \cdot \cos(\Delta\varphi + \alpha_I) + c_I \quad (5.31)$$

$$U_Q^* = K_Q \cdot \sin(\Delta\varphi + \alpha_Q) + c_Q \quad (5.32)$$

Allerdings sind nicht beide Phasenfehler, sondern nur mit  $\beta = \alpha_Q - \alpha_I$  ihre Differenz relevant, da der Phasenfehler  $\alpha_I$  als konstante Anfangsphase betrachtet und vernachlässigt werden kann. Es bleibt daher nur die Größe  $\beta$  gemäß

$$U_I^* = K_I \cdot \cos(\Delta\varphi) + c_I \quad (5.33)$$

$$U_Q^* = K_Q \cdot \sin(\Delta\varphi + \beta) + c_Q \quad (5.34)$$

in den Gleichungen (5.33) und (5.34) übrig. Die Gleichungen (5.33) und (5.34) können weiterhin in Matrixform als

$$\begin{pmatrix} U_I^* \\ U_Q^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \sin(\beta) & \cos(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_I & 0 \\ 0 & K_Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\Delta\varphi) \\ \sin(\Delta\varphi) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_I \\ c_Q \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

dargestellt werden. Um den relevanten Vektor  $(\cos(\Delta\varphi), \sin(\Delta\varphi))^T$  zu erhalten, müssen die Parameter  $\beta$ ,  $K_I$ ,  $K_Q$ ,  $c_I$  und  $c_Q$  aus den Messdaten durch eine Datenanpassung extrahiert werden. Anschließend können sie eingesetzt und Gleichung (5.35) aufgelöst werden. In der Praxis erfolgt die Rekonstruktion, welche bereits in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 4 ff.] dargestellt ist, wie folgt:

Der I/Q-Demodulator liefert zunächst die Rohdaten, welche in Abbildung 5.15a dargestellt sind. Wie zu erkennen ist, handelt es nicht um einen Einheitskreis, sondern um eine rotierte Ellipse, deren Halbachsenschnittpunkt nicht im Ursprung liegt. Daher kann Gleichung (5.29) nicht angewendet werden. Nach der Durchführung einer Datenanpassung und Invertierung von Gleichung (5.35) mit den gewonnenen Parametern, ergeben sich die korrigierten Daten, welche in Abbildung 5.15b zusammen mit dem Einheitskreis gezeigt sind.

Die Anwendung von Gleichung (5.29) auf diese Daten führt auf die Rohphase, welche in Abbildung 5.15c zu sehen ist. Hier treten die Sprünge in der Phasenverschiebung auf, die durch eine Datenbearbeitung eliminiert werden. Da es sich bei den Daten um diskrete Messpunkte handelt, berechnet ein Programm die Steigungen zwischen allen benachbarten Messpunkten. Ein Sprung ist durch eine betragsmäßig außergewöhnlich große Steigung gekennzeichnet, sodass die jeweiligen Zeitpunkte, an denen die Sprünge auftreten, eindeutig identifiziert werden können. Ist ein Sprung lokalisiert worden und seine Steigung negativ, wird zu allen nachfolgenden Messpunkten  $\pi$  hinzuaddiert. Ist seine Steigung positiv, wird  $\pi$  von den nachfolgenden Messpunkten subtrahiert. Aus dieser Vorgehensweise ergibt sich eine stetig fortgesetzte Phasenverschiebung, sodass, wie in Abbildung 5.15d zu sehen ist, ihre gesamte zeitliche

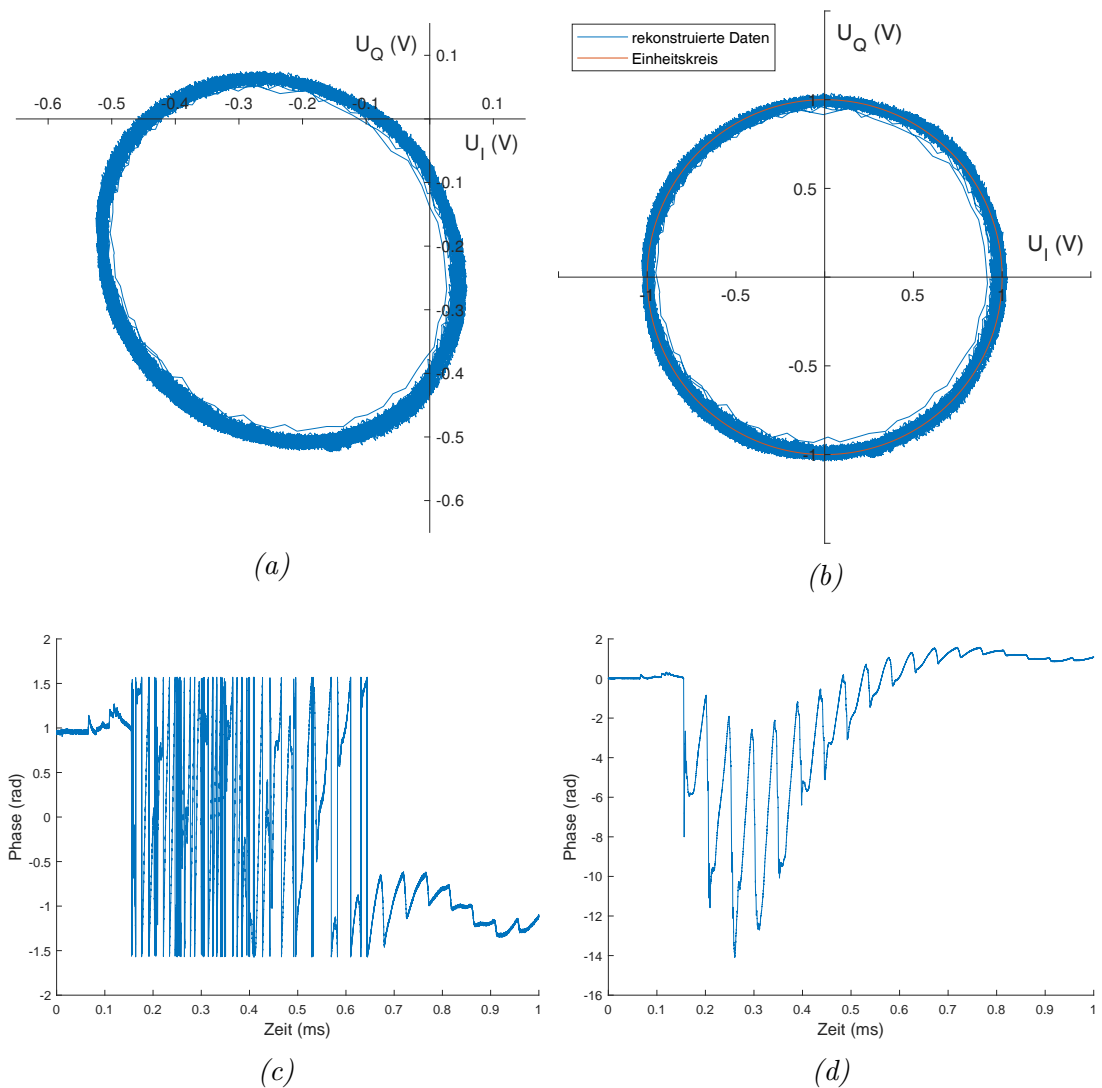


Abbildung 5.15: Rekonstruktion der interferometrischen Phasenverschiebung. Die Rohdaten des I/Q-Demodulators stellen eine verschobene, rotierte Ellipse dar (a), welche durch eine Datenanpassung auf den Einheitskreis transformiert werden (b). Die aus den transformierten Daten errechnete sprunghafte Phasenverschiebung (c) wird durch weitere Bearbeitung der Daten stetig fortgesetzt (d) [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 5].

Entwicklung abgebildet werden kann. Da der zeitliche Verlauf der Phasenverschiebung relativ zum Anfangswert gemessen wird, wird der Anfangswert gleich null gesetzt.

### 5.3.6 Statistische Eliminierung von Vibrationen

Da bei der Zweifarben-Interferometrie auch die integrierte Dichte des Neutralgases gemessen werden soll und dieses gemäß den Gleichungen (4.24) und (4.25) gegenüber

freien Elektronen bei Wellenlängen im sichtbaren Bereich nur einen geringen Beitrag zum Brechungsindex leistet, ist die integrierte Neutralgasdichte besonders anfällig für Vibrationen. Es hat sich in Vakuumschüssen ohne Arbeitsgas gezeigt, dass das Experiment durch die Entladung in Schwingung versetzt wird, sodass die Messdaten Vibrationen enthalten. Die integrierte Neutralgasdichte, welche sich aus der Phasenverschiebung dieser Vibrationen errechnen lässt, bewegt sich in derselben Größenordnung, wie sie aufgrund der tatsächlich vorhandenen Neutralgasteilchen auftreten würde. Daher ist eine einzelne Entladung nicht geeignet, um die integrierten Dichten und den effektiven Ionisationsgrad zu bestimmen, sondern die Vibrationen müssen zunächst eliminiert werden.

Wie in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 6] gezeigt worden ist, sind diese Vibrationen, die bei der Entladung erzeugt werden, für eine einzelne Entladung systematisch, aber bei einer häufigen Entladungswiederholung ist festgestellt worden, dass diese Vibrationen in den ersten 400  $\mu\text{s}$  dennoch statistisch verteilt sind. Die integrierte Elektronen- und Neutralgasdichte, welche aus der Vibrationsphasenverschiebung innerhalb dieser Zeitspanne bestimmt werden können, sind beispielhaft mit ihrem jeweiligen Mittelwert in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellt.

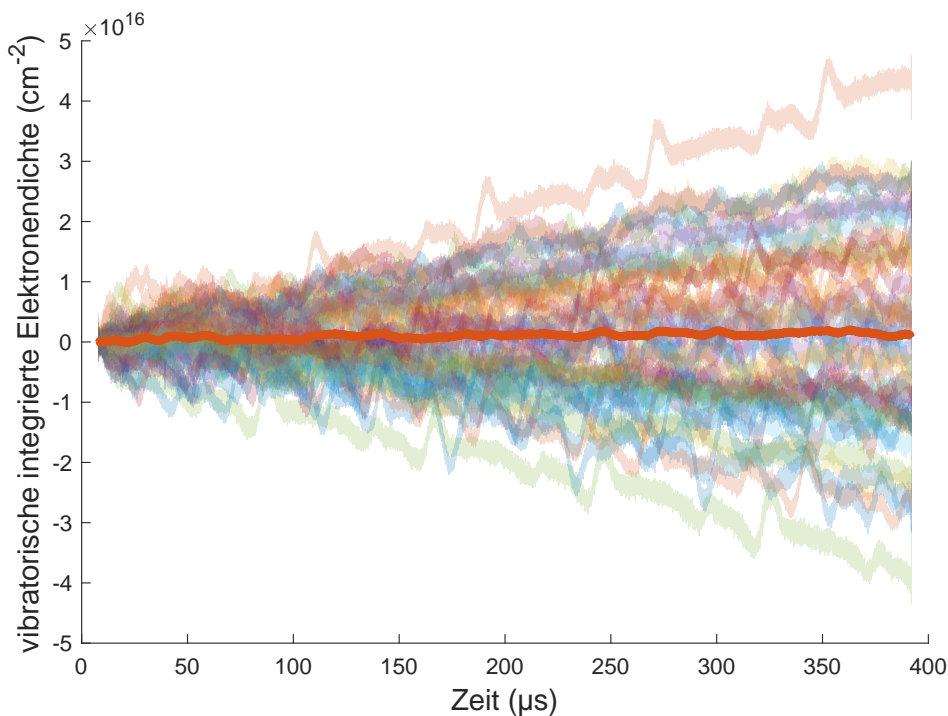


Abbildung 5.16: Mit der Zweifarben-Interferometrie ermittelte, vibratorische integrierte Elektronendichte aus 50 Einzelschüssen (transparent) im Vakuum bei 16 kV und deren Mittelwert (intransparent) [CBGC<sup>+</sup>22, S. 5].



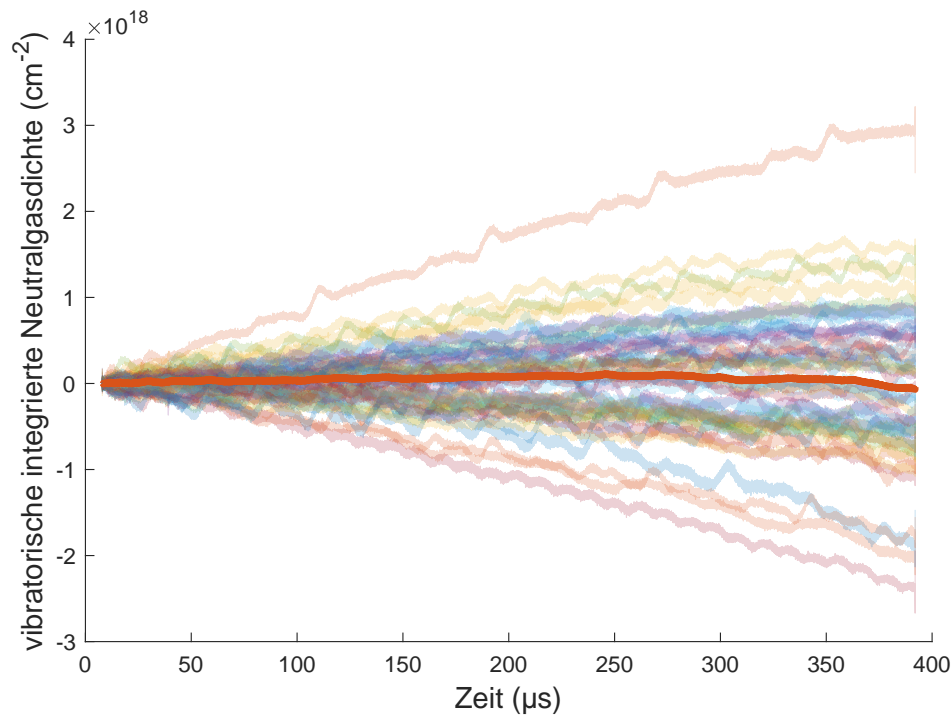


Abbildung 5.17: Mit der Zweifarben-Interferometrie ermittelte, vibratorische integrierte Neutralgasdichte aus 50 Einzelschüssen (transparent) im Vakuum bei 16 kV und deren Mittelwert (intransparent) [CBGC<sup>+</sup>22, S. 5].

Wie zu erkennen ist, erzeugt die Verteilung der Vibrationen einen Mittelwert, der sehr nahe an der Null liegt, sodass von einer zufälligen Verteilung ausgegangen werden kann. Das bedeutet, dass die Effektivität des statistischen Ansatzes vor allem in der Mittelung ausreichend vieler Einzelschüsse liegt. Für die Messungen bei verschiedenen Entladungsbedingungen ist daher jeweils eine 50-fache Wiederholung gewählt worden. Diese Zahl bietet eine noch praktikable Messzeit und gleichzeitig ist festgestellt worden, dass die Änderung des Mittelwerts zwischen einer 40- und 50-fachen Wiederholung gegenüber anderen Fehlern nicht mehr signifikant ist [CBGC<sup>+</sup>22, S. 5]. Zur weiteren, geringfügigen Verbesserung der Messwerte ist angenommen worden, dass die Vibrationen bei Schüssen mit einem Arbeitsgas mit denen im Vakuum vergleichbar sind. Daher ist die mittlere Vibrationsphasenverschiebung, die trotz der Mittelung von 50 Vakuumschüssen übrig geblieben ist, von der mittleren Phasenverschiebung aus 50 Schüssen mit einem Arbeitsgas bei gleicher Ladespannung subtrahiert worden. Dennoch muss festgehalten werden, dass dieser Effekt aufgrund der sehr kleinen mittleren Vibrationsphasenverschiebung gegenüber der reinen Mittelung in den ersten 400 μs nicht signifikant ist [CBGC<sup>+</sup>22, S. 6].

Auch wenn der Einfluss der Vibrationen auf die Messdaten entfernt werden konnte,

beinhaltet der statistische Fehler immer noch die Schwankung der Vibrationen. Es hat sich gezeigt, wie in Abbildung 5.18 zu sehen ist, dass der statistische Fehler aus einem quasi-linearen Untergrund sowie einer periodischen Modulation besteht.

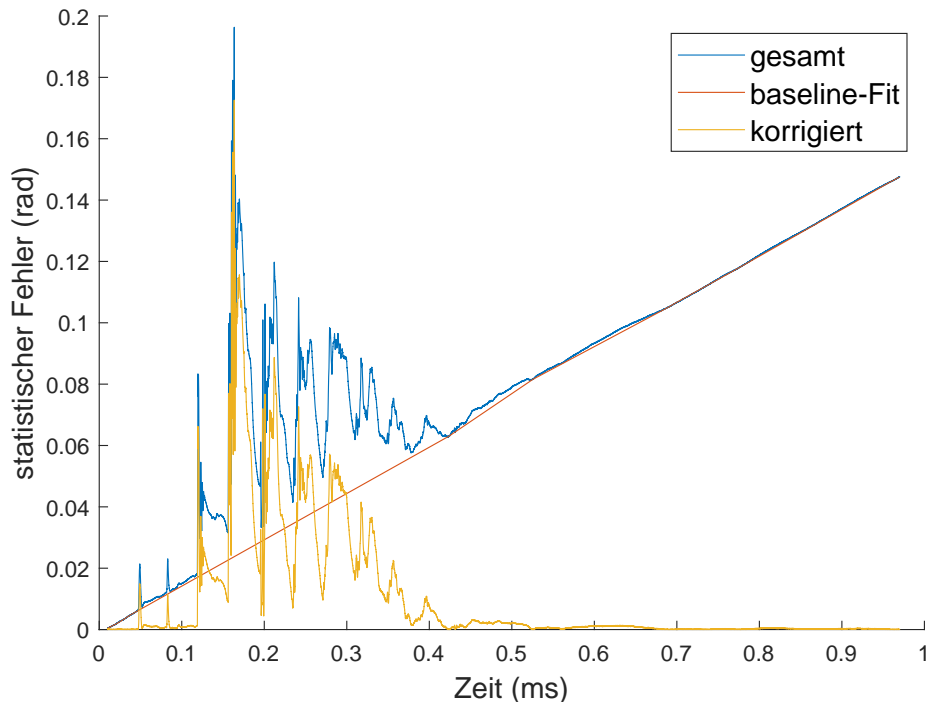


Abbildung 5.18: Beispielhafte Korrektur des statistischen Fehlers der interferometrischen Phasenverschiebung. Der quasi-lineare Untergrund, der den Vibrationen zugeordnet wird, wird vom gesamten statistischen Fehler subtrahiert.

Daher liegt der Schluss nahe, dass der Untergrund von den Vibrationen und die Modulation vom Plasma herrührt. Deshalb wird durch einen baseline-Fit der Untergrund vom gesamten statistischen Fehler subtrahiert, um nur die reine statistische Schwankung des Plasmas zu erhalten. Für Messungen, bei denen der Untergrund wegen zu geringer Messzeit nicht komplett aufgezeichnet worden ist und der baseline-Fit fehlerhaft sein könnte, wird die statische Abweichung der Vibrationen von der statistischen Abweichung der Messungen mit einem Arbeitsgas ohne Fit direkt subtrahiert.

An dieser Stelle stellt sich nun die Frage, wie der korrigierte statische Fehler in die Fehlerfortpflanzung eingeht, wenn aus den Mittelwerten gemäß den Gleichungen (4.29) und (4.30) die integrierte Elektronen- und Neutralgasdichte errechnet werden sollen. Eine wichtige Erkenntnis hierbei ist, dass die Daten beider Wellenlängen nicht unabhängig voneinander sind. Das bedeutet, dass die statistischen Fehler der

Mittelwerte beider Wellenlängen nicht addiert werden dürfen. Auch wenn die integrierten Dichten des Plasmas von Entladung zu Entladung schwanken, registrieren beide Wellenlängen wellenlängengewichtet die gleichen integrierten Dichten. Daher wird eine perfekte Korrelation der Daten beider Wellenlängen angenommen, sodass gemäß den Gleichungen (4.29) und (4.30) die statistischen Fehler wellenlängengewichtet subtrahiert werden müssen, um den statistischen Fehler der entsprechenden integrierten Dichte zu erhalten.



# 6 Ergebnisse und Auswertung

## 6.1 Messergebnisse zum elektrischen Schaltkreis

### 6.1.1 Bestimmung der elektrischen Grundparameter des Theta-Pinchs

Grundsätzlich lässt sich die Kapazität der Kondensatorbank durch die Herstellerangaben der einzelnen Kondensatoren innerhalb der ebenfalls angegebenen Fehlermarge berechnen. Dennoch ist mit Hilfe eines Entladewiderstands  $R$  ein Entladevorgang der Kondensatorbank zur Bestimmung der Gesamtkapazität  $C$  aufgezeichnet worden. Diese entspricht bis auf eine geringe parasitäre Kapazität der stromführenden Leitungen der Kapazität der Kondensatorbank. Als Messgröße ist dabei die Kondensatorspannung verwendet worden. Abbildung 6.1 zeigt die Auftragung der Kondensatorspannung gegen die Zeit.

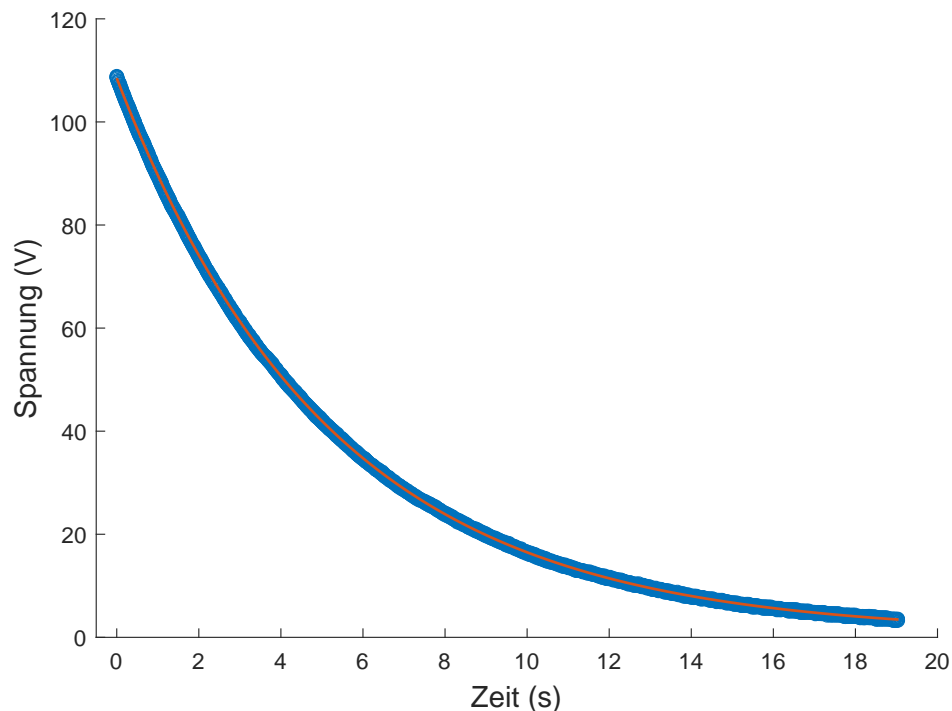


Abbildung 6.1: Zeitlicher Verlauf der Kondensatorspannung bei einer Entladung über einen ohmschen Widerstand. Die in rot gekennzeichnete Kurve ist ein exponentieller Fit der Daten.

Dabei ist eine charakteristischen Zeit  $\tau = (5,2119 \pm 0,0001)$  s aus dem exponentiellen

Fit ermittelt worden. Mit dem Entladewiderstand  $R = (177,4 \pm 2,3) \text{ k}\Omega$  ergibt sich nach

$$C = \frac{\tau}{R} \quad (6.1)$$

eine Gesamtkapazität von

$$C = (29,38 \pm 0,39) \text{ }\mu\text{F}.$$

Aus der freien Schwingung des Theta-Pinchs und durch die Anpassung der Daten mit einer gedämpften Sinusfunktion, ist eine Schwingungsfrequenz von

$$f_s = (10,519 \pm 0,008) \text{ kHz}$$

bei der sphärischen Experimentversion und

$$f_z = (13,124 \pm 0,003) \text{ kHz}$$

bei der zylindrischen Experimentversion ermittelt worden. Mit diesen Werten und der Gesamtkapazität des Systems lassen sich die Gesamtinduktivität bestimmen. Diese haben einen Wert von

$$L_s = (7,75 \pm 0,12) \text{ }\mu\text{H}$$

und

$$L_z = (5,01 \pm 0,07) \text{ }\mu\text{H}$$

bei der sphärischen Experimentversion beziehungsweise der zylindrischen Experimentversion. Der größte Teil dieser Werte lässt sich auf die Induktivitäten der jeweiligen Spulen zurückführen und ein kleiner Teil, geschätzt wenige 100 nH, wird durch die parasitäre Induktivität der Zuleitungen und der Kondensatorbank generiert.

### 6.1.2 Kennlinien des Theta-Pinchs

Die Kennlinien der beiden Versionen des Theta-Pinchs sind in Abbildung 6.2 und 6.3 gezeigt. Dafür ist aus dem zeitlichen Verlauf des Stroms die Amplitude der ersten Halbwelle ausgewählt worden. Die Messwerte stellen dabei Mittelwerte aus dreimaliger Entladungswiederholung dar. Die in rot gekennzeichneten Bereiche sind die theoretischen Werte und ihr Fehlerbereich, welche mit den Größen und deren Fehlern aus Gleichung (5.3) berechnet worden sind.

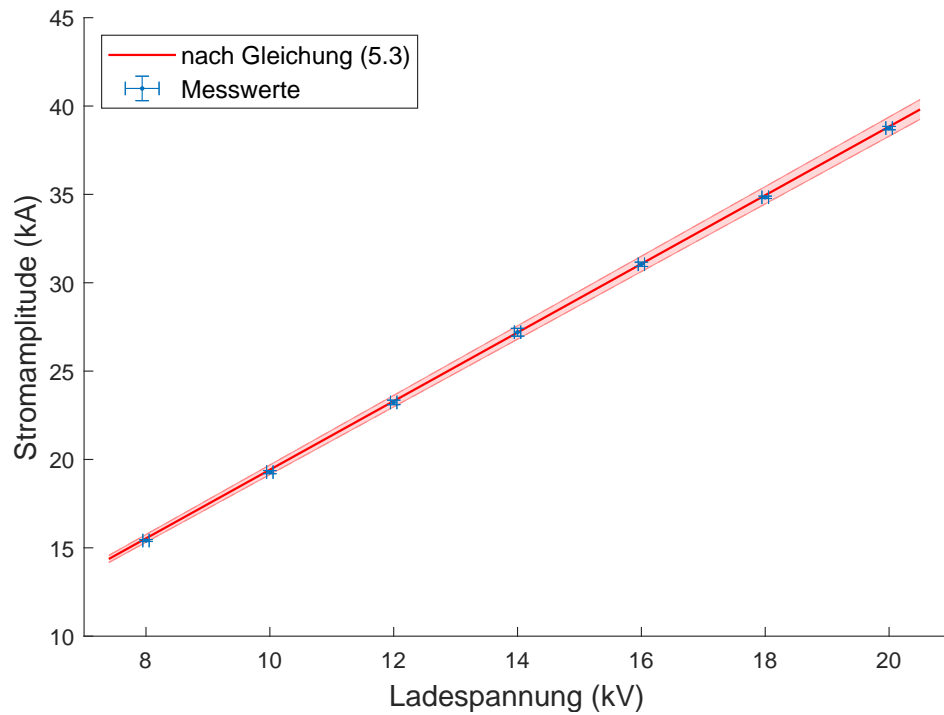


Abbildung 6.2: Kennlinie des Theta-Pinchs bei Verwendung der sphärischen Experimentversion. Die rote Kurve stellt die Erwartungswerte inklusive des Fehlerbereichs dar.

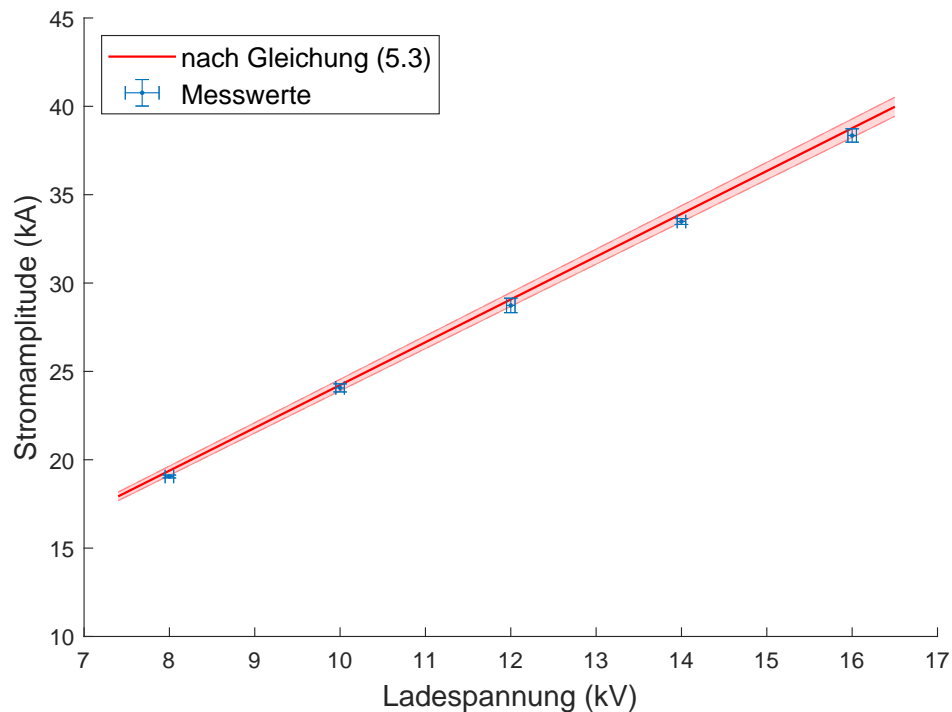


Abbildung 6.3: Kennlinie des Theta-Pinchs bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion. Die rote Kurve stellt die Erwartungswerte inklusive des Fehlerbereichs dar.

Der Fehler der Ladespannung ergibt sich dabei aus der Genauigkeit der Einstellung am Hochspannungsnetzteil. Das entsprechende Datenblatt nennt keinen systematischen Fehler der Anzeige, sondern nur eine Auflösung von 0,1‰ und eine Reproduzierbarkeit von 1‰. Daher wird der Fehler der Anzeige auf 5 Digits beziehungsweise 50 V geschätzt. Der Fehler der Stromamplitude setzt sich aus dem Fit-Fehler der gedämpften Sinusschwingung und den Schwankungen der Stromkurven bei dreimaliger Messwiederholung zusammen.

### 6.1.3 Bestimmung des ohmschen Widerstands

Der ohmsche Widerstand des Theta-Pinchs lässt sich aus der Abklingzeit der gedämpften Sinusschwingung des Stroms bestimmen. Die Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen die damit für beide Experimentversionen berechneten ohmschen Widerstände in Abhängigkeit der Ladespannung. Des Weiteren ist jeweils einen Fit zu sehen, der eine exponentielle Abnahme mit einem Exponenten von  $-6/5$  beschreibt, wie er in [KKB85, S. 1748] hergeleitet worden ist.

Wie zu erkennen ist, stimmt die Abnahme des ohmschen Widerstands beider Experimentversionen mit der Ladespannung mit dem Exponentialgesetz innerhalb der Fehler überein. Bei Verwendung der sphärischen Experimentversion liegen die Werte in einem Bereich von  $(14,5 \pm 0,4) \text{ m}\Omega$  bis  $(18,2 \pm 1,1) \text{ m}\Omega$ , wohingegen bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion Werte im Bereich von  $(12,0 \pm 1,2) \text{ m}\Omega$  bis  $(15,1 \pm 0,4) \text{ m}\Omega$  erzielt worden sind. Die gezeigte exponentielle Abnahme des ohmschen Widerstands wird dabei durch das Thyatron erzeugt. Bei einer höheren Ladespannung fließt ein größerer Strom durch das Thyatron, sodass die Temperatur des schalterinternen Plasmas steigt [KKB85, S. 1748]. Damit erhöht sich der Ionisationsgrad dieses Plasmas, die Leitfähigkeit vergrößert sich beziehungsweise der ohmsche Widerstand sinkt. Der Unterschied in den gezeigten Werten der beiden Experimentversionen von etwa  $3 \text{ m}\Omega$  müsste daher im ohmschen Widerstand der Kupferleitungen der Spulen begründet sein. Beispielsweise besitzt die sphärische Spule durch ihre Segmentierung häufigere Übergänge an Oberflächen, die den geringfügig höheren ohmschen Widerstand erklären können.

Der Fehler des ohmschen Widerstands setzt sich dabei aus einem Fit-Fehler der gedämpften Sinusschwingung und einer statistischen Schwankung durch dreimalige Messwiederholung zusammen.



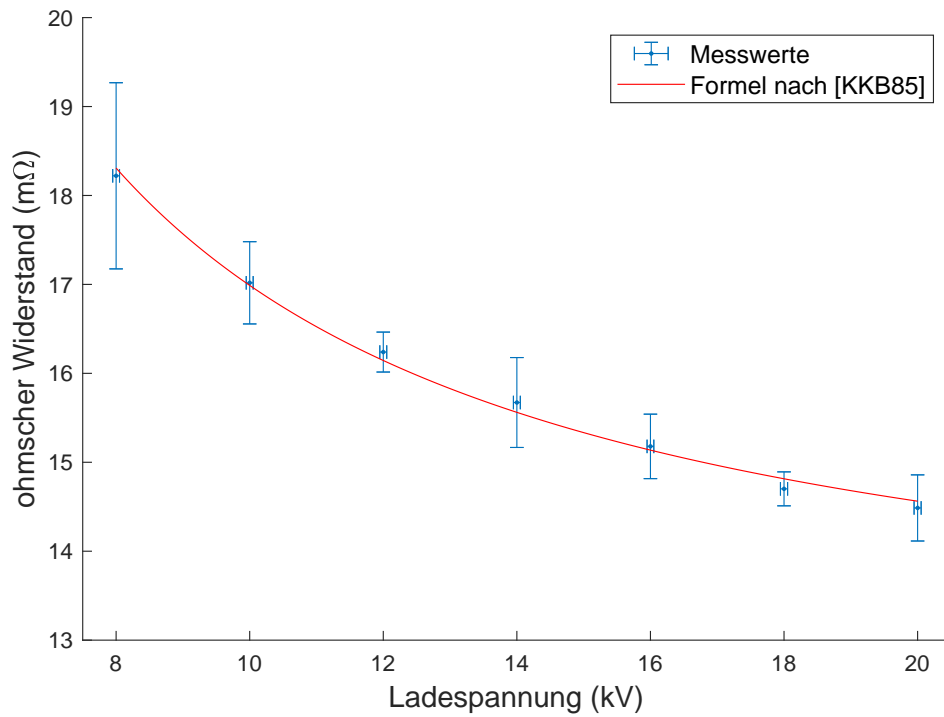


Abbildung 6.4: Ohmscher Widerstand in Abhängigkeit der Ladespannung bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

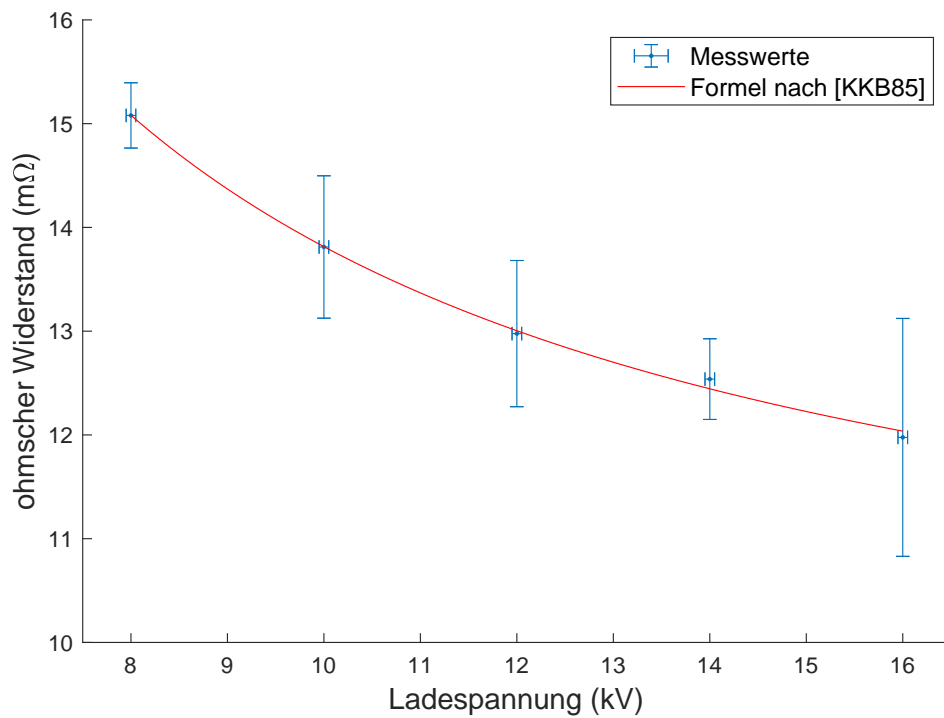


Abbildung 6.5: Ohmscher Widerstand in Abhängigkeit der Ladespannung bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

### 6.1.4 Messergebnisse zur Transfereffizienz und Energieeinkopplung

Abbildung 6.6 zeigt gemäß Kapitel 5.1.2 berechneten Werte der Transfereffizienz und teilweise deren Trendkurven in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

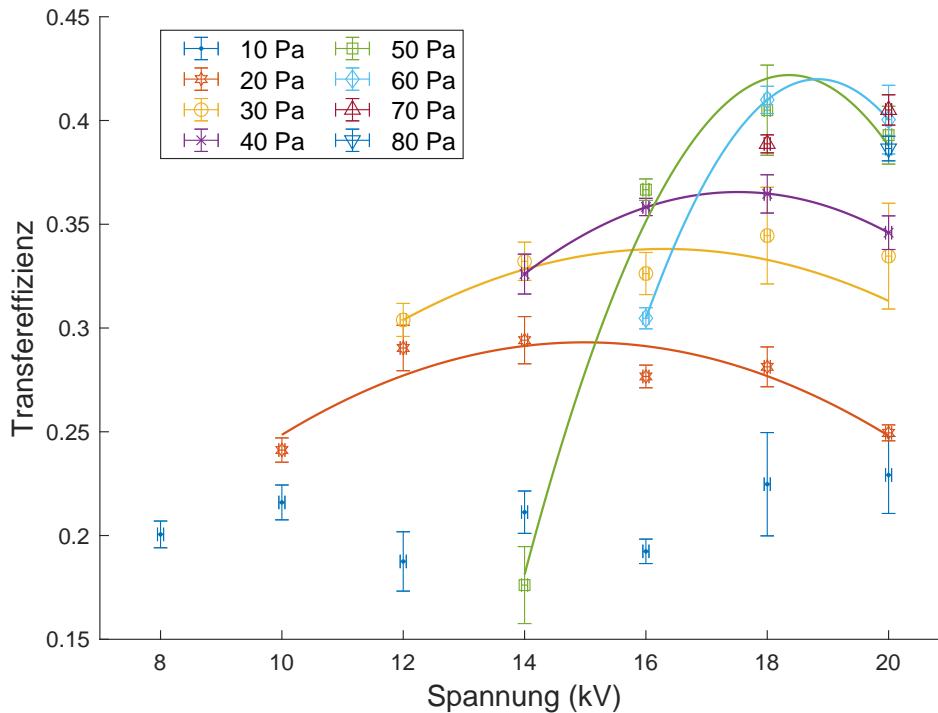


Abbildung 6.6: Transfereffizienz mit teilweise hinzugefügten Trendkurven in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Das Maximum der Transfereffizienz wird in den Messungen bei 60 Pa und 18 kV erreicht und hat einen Wert von

$$\eta_{max} = (0,410 \pm 0,007) .$$

Wie weiterhin zu erkennen ist, kommt es bei festem Arbeitsdruck in der Regel in den Trendkurven zu einem Maximum bei einer für die Transfereffizienz optimalen Ladespannung. Dieses Maximum verschiebt sich mit steigendem Druck zu höheren Spannungen. Die Messreihe bei einem Arbeitsdruck von 10 Pa zeigt allerdings dieses Verhalten nicht, sondern die Transfereffizienz ist quasi-konstant. Bei Arbeitsdrücken über 60 Pa ist die Anzahl der Messwerte nicht ausreichend, um Rückschlüsse auf den Trend zu schließen, wobei auch das gleiche Verhalten zu erwarten ist.

Die bei den jeweiligen Entladungsbedingungen eingekoppelte Energie ist in Abbildung 6.7 zu sehen. Das Maximum liegt bei 70 Pa und 20 kV mit einem Wert von

$$E_{max} = (2,50 \pm 0,10) \text{ kJ}.$$

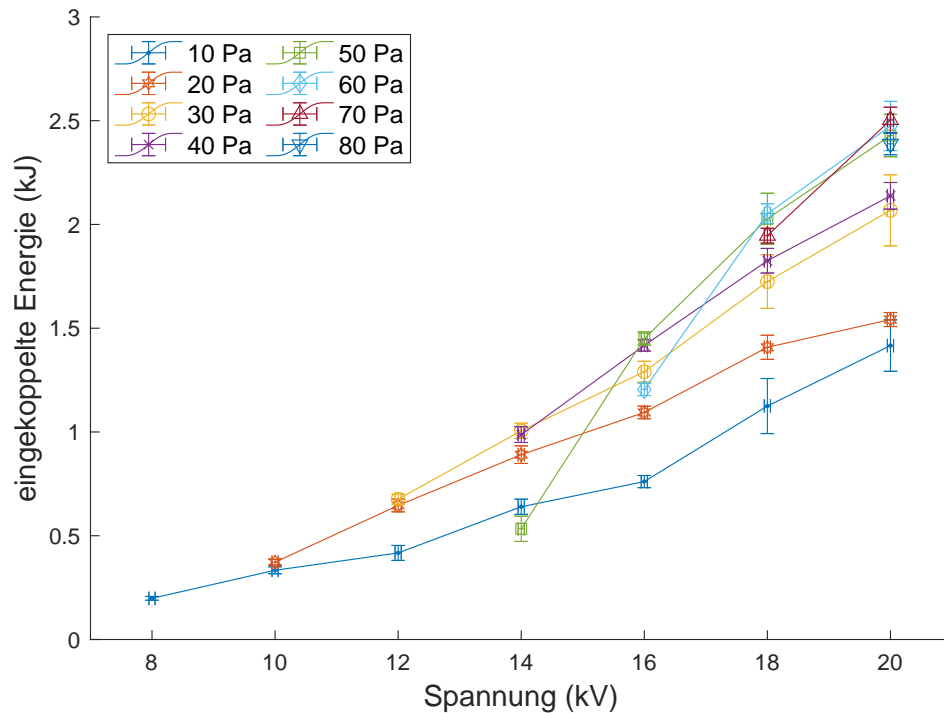


Abbildung 6.7: Einkoppelte Energie in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Für die zylindrische Experimentversion sind die entsprechenden Messergebnisse in den Abbildungen 6.8 und 6.9 dargestellt. Die Maximalwerte der Effizienz und der eingekoppelten Energie werden bei 30 Pa und 16 kV erreicht und betragen

$$\eta_{max} = 0,545 \pm 0,019$$

beziehungsweise

$$E_{max} = (2,09 \pm 0,13) \text{ kJ}.$$

Bei der Transfereffizienz lassen sich hierbei mit Ausnahme der 10 Pa-Messreihe allerdings keine lokalen Maxima in den Trendlinien erkennen, sondern diese sind bei noch höheren Ladespannungen zu erwarten. Allgemein erreicht die zylindrische Experimentversion aber höhere Transfereffizienzen von zumeist 0,4-0,5, während bei der sphärischen Experimentversion die Werte im Bereich von 0,3-0,4 liegen.

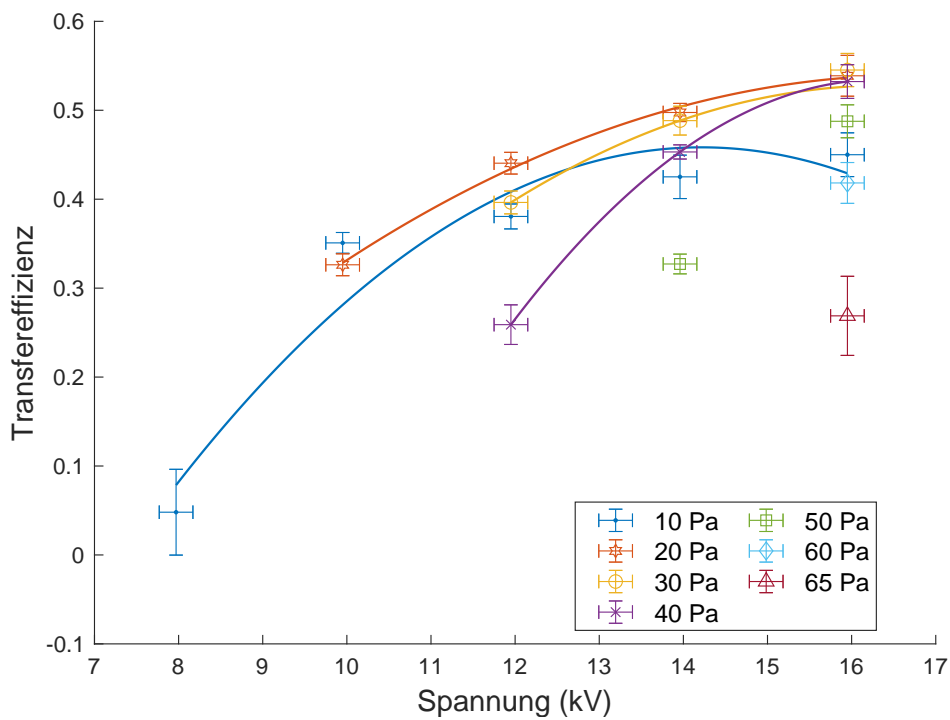


Abbildung 6.8: Transfereffizienz mit teilweise hinzugefügten Trendkurven in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

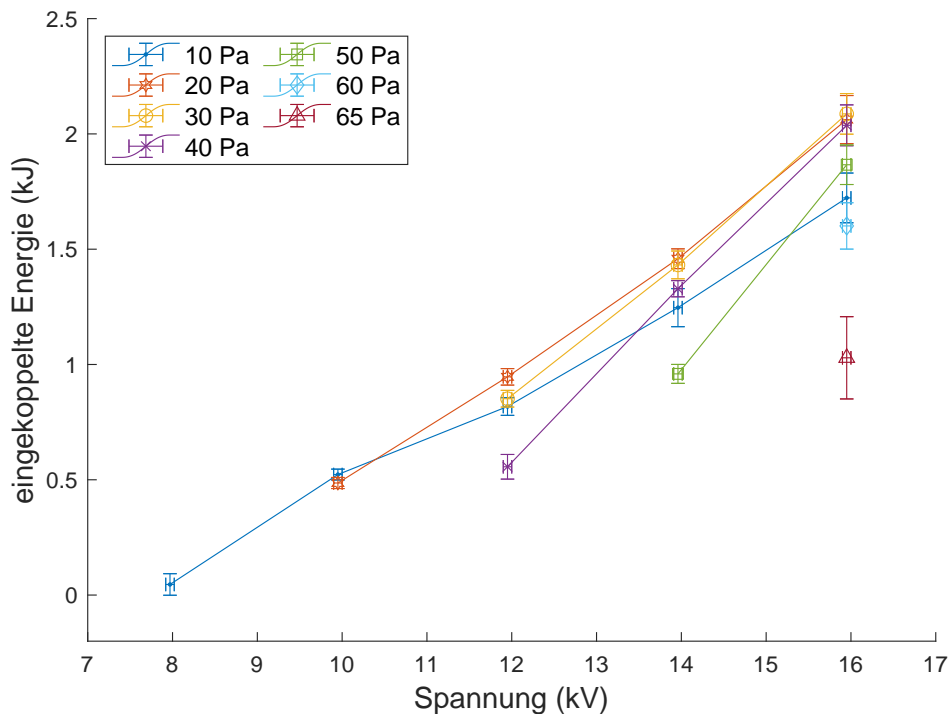


Abbildung 6.9: Einkoppelte Energie in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

Der Messfehler der Transfereffizienz besteht aus einem statistischen Fehler durch dreimalige Wiederholung der Messungen für die jeweilige Kombination aus Arbeitsdruck und Ladespannung sowie aus einem systematischen Fehler, der vom Messfehler des Oszilloskops herrührt. Für den Messfehler der Ladespannung sind 50 V angenommen und der Messfehler des Arbeitsdrucks ist auf 2 % geschätzt worden.

## 6.2 Messergebnisse zur Magnetfeldverteilung der Spulen

### 6.2.1 Verdet-Konstante des TGG-Kristalls

Abbildung 6.10 zeigt die Messergebnisse hinsichtlich der Verdet-Konstante des TGG-Kristalls.

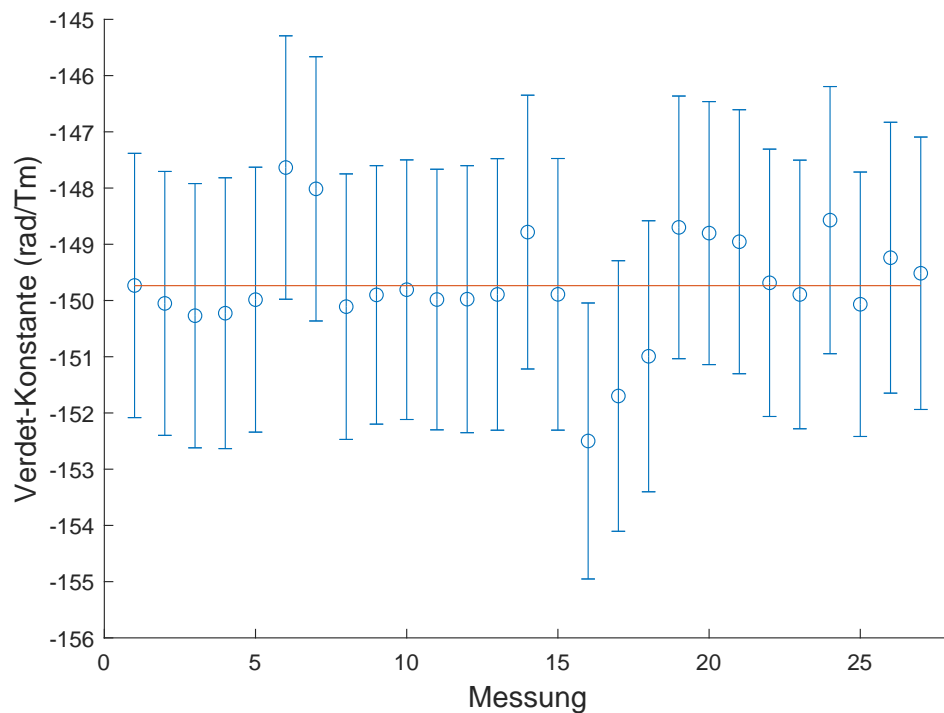


Abbildung 6.10: Einzelergebnisse und Mittelwertbildung zur Bestimmung der Verdet-Konstante des TGG-Kristalls.

Wie zu sehen ist, ist Messung mehrfach wiederholt worden, indem die Verzögerungsplatte aus Abbildung 5.5 jedes Mal neu eingestellt worden ist. Hieraus ergeben sich 27 Messergebnisse, mit denen eine Verdet-Konstante von

$$V = (-149,7 \pm 6,4) \text{ rad/Tm}$$

ermittelt worden ist. Der Fehler der Verdet-Konstante beinhaltet einen statistischen Fehler von  $0,2 \text{ rad/Tm}$  sowie einen systematischen Fehler von  $2,4 \text{ rad/Tm}$ . Des Weiteren ist ein zusätzlicher systematischer Fehler von  $2,5 \%$  des Messwerts hinzugefügt worden, um die Temperaturabhängigkeit der Verdet-Konstante im Fehler zu berücksichtigen. Ein Fehler von  $2,5 \%$  entspricht einer Temperaturänderung von  $\pm 5 \text{ K}$ .

## 6.2.2 Polarimetrische Ergebnisse

Abbildung 6.11 zeigt die orts aufgelösten polarimetrischen Ergebnisse, die bei Verwendung der sphärischen Spule erzielt worden sind.

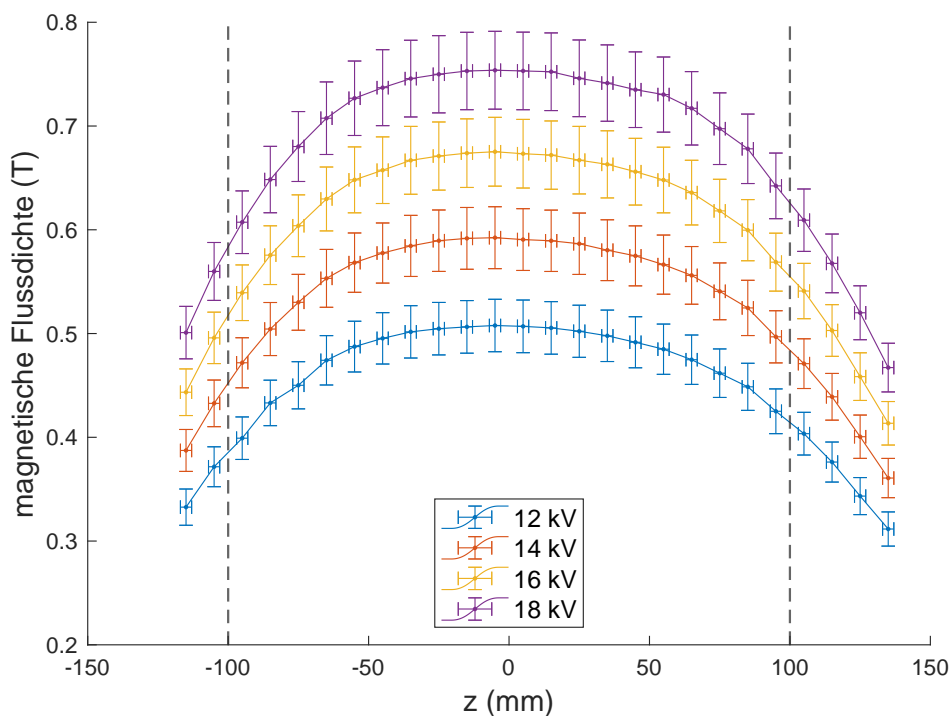


Abbildung 6.11: Verteilung der  $z$ -Komponente der magnetischen Flussdichte entlang der Achse der sphärischen Spule in Abhängigkeit der Ladespannung. Die unterbrochenen Linien markieren die axialen Spulenränder.

Für die Auswertung und Auftragung der Messdaten sind die einzelnen Messpunkte für die jeweilige Ladespannung auf einen festen Stromwert normiert worden. Diese liegen bei  $22,0 \text{ kA}$ ,  $25,6 \text{ kA}$ ,  $29,2 \text{ kA}$  und  $32,9 \text{ kA}$  und ergeben sich aus einem auf die erste Nachkommastelle gerundeten Mittelwert der einzelnen Strommaxima innerhalb einer Messreihe. Wie zu erkennen ist, wird eine maximale magnetische Flussdichte von etwa  $0,75 \text{ T}$  bei einem Strom von  $32,9 \text{ kA}$  im Zentrum der Spule erzielt, wobei es zu einem beidseitigen Abfall der magnetischen Flussdichte kommt. Die Begrenzungen der Spule liegen dabei bei  $z = -100 \text{ mm}$  und  $z = 100 \text{ mm}$ . Diese Daten

und die jeweils verwendeten Stromstärken führen für die sphärische Spule auf eine Proportionalitätskonstante zwischen der magnetischen Flussdichte und dem Strom von

$$\frac{dB}{dI} = 22,5 \text{ mT/kA} .$$

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung z-Komponente magnetische Flussdichte, die von der zylindrischen Spule bei verschiedenen Ladespannungen erzeugt wird.

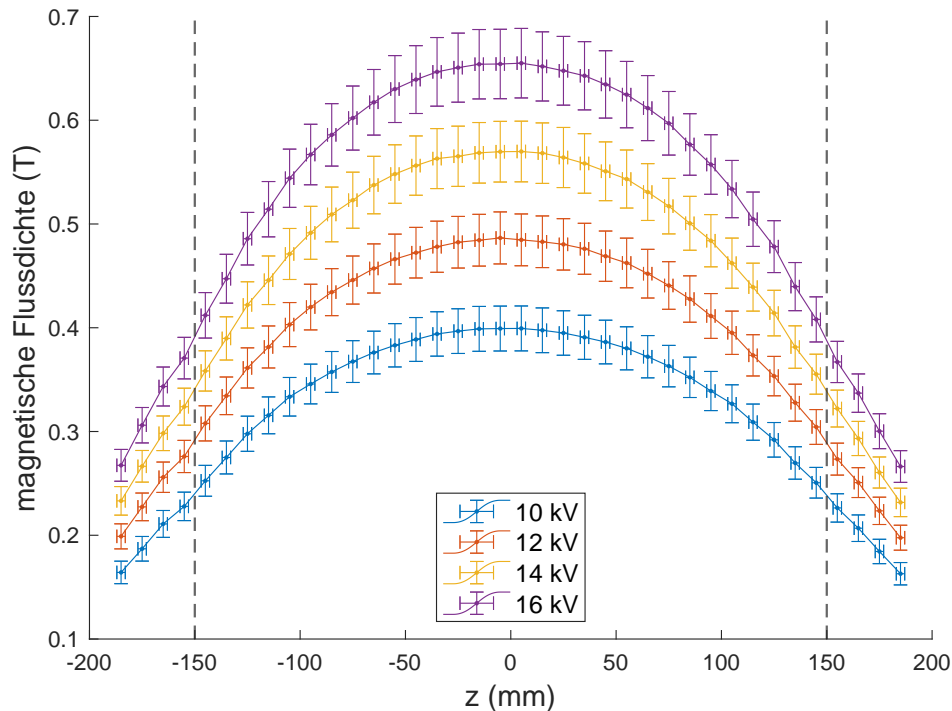


Abbildung 6.12: Verteilung der z-Komponente der magnetischen Flussdichte entlang der Achse der zylindrischen Spule in Abhängigkeit der Ladespannung. Die unterbrochenen Linien markieren die axialen Spulenränder.

Diese ist relativ zu den Messdaten zwischen  $z = -150 \text{ mm}$  und  $z = 150 \text{ mm}$  positioniert. Auch hier sind die Messdaten bei den jeweiligen Ladespannungen auf feste Stromwerte normiert worden. Diese betragen  $23,6 \text{ kA}$ ,  $28,3 \text{ kA}$ ,  $33,0 \text{ kA}$  und  $37,9 \text{ kA}$ . Wie zu erkennen ist, liegt für die maximale Stromstärke von  $37,9 \text{ kA}$  die magnetische Flussdichte im Zentrum der Spule bei etwa  $0,65 \text{ T}$ . Folglich ergibt sich ein niedrigerer Wert für die Proportionalitätskonstante zwischen der magnetischen Flussdichte und dem Strom von

$$\frac{dB}{dI} = 17,6 \text{ mT/kA} .$$

Die gezeigten Fehler der magnetischen Flussdichte setzen sich zusammen aus dem Fehler der Verdet-Konstante, dem Fehler der Kristalllänge sowie einer Ungenau-

igkeit bei der Messung des Drehwinkels der Polarisation. Letztere ergibt sich aus Messfehlern der Spannungen, die vom Oszilloskop registriert werden. Der Fehler der Position ist bei diesen Messungen mit 2 mm angenommen worden.

Beim Vergleich der polarimetrischen Messergebnisse mit Simulationen lassen sich deutliche Abweichungen erkennen. Die Abbildungen 6.13 und 6.14 zeigen die relativen Abweichungen der gemessenen Werte im Zentrum der jeweiligen Spule von den Simulationen. Wie anhand von Abbildung 6.13 zu sehen ist, liegen die Messerwerte für die sphärische Spule im Spulenzentrum dabei um circa 17-18 % niedriger. Außerdem existiert eine enorme Asymmetrie im ortsaufgelösten Verlauf, wobei relativ zum Spulenzentrum für positive Abszissenwerte zu große Werte gemessen worden sind.

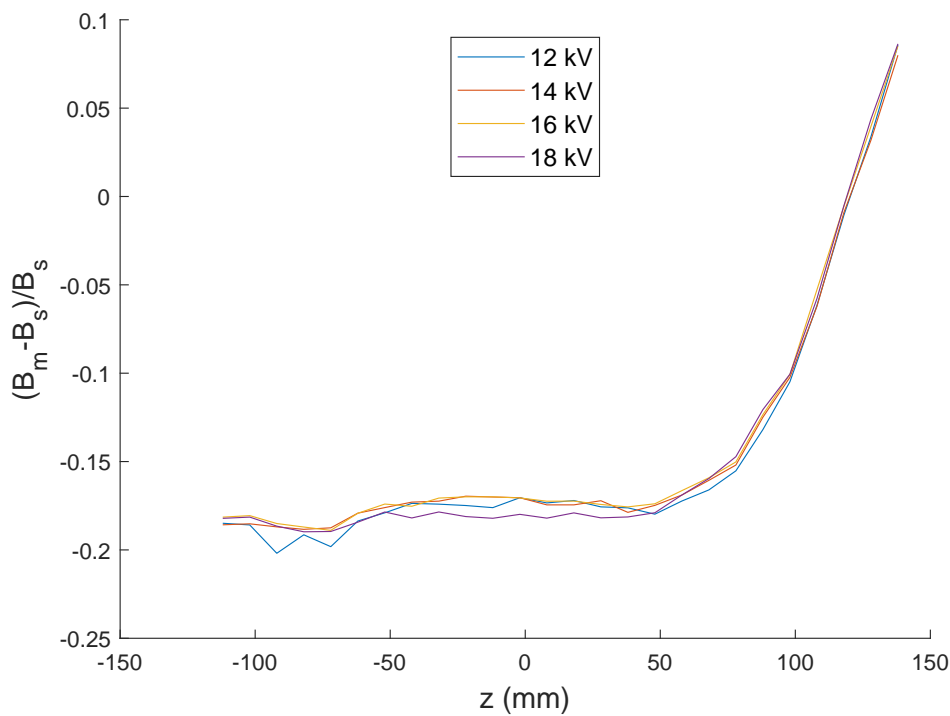


Abbildung 6.13: Relative Abweichung der gemessenen von der simulierten magnetischen Flussdichte für verschiedene Ladespannungen bei Verwendung der sphärischen Spule.

Hinsichtlich der Absolutwerte zeigt sich bei der zylindrischen Spule gemäß Abbildung 6.14 ein ähnliches Bild, wobei die Messwerte um circa 14-16 % geringer ausfallen. Die Asymmetrie des ortsaufgelösten Verlaufs beträgt dagegen nur wenige Prozentpunkte.



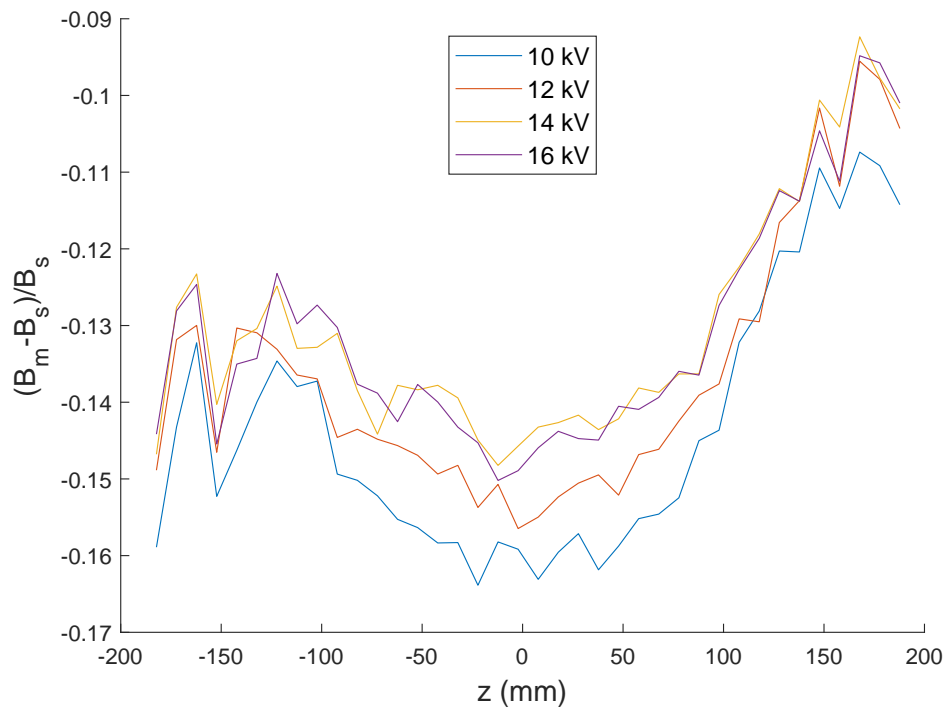


Abbildung 6.14: Relative Abweichung der gemessenen von der simulierten magnetischen Flussdichte für verschiedene Ladespannungen bei Verwendung der zylindrischen Spule.

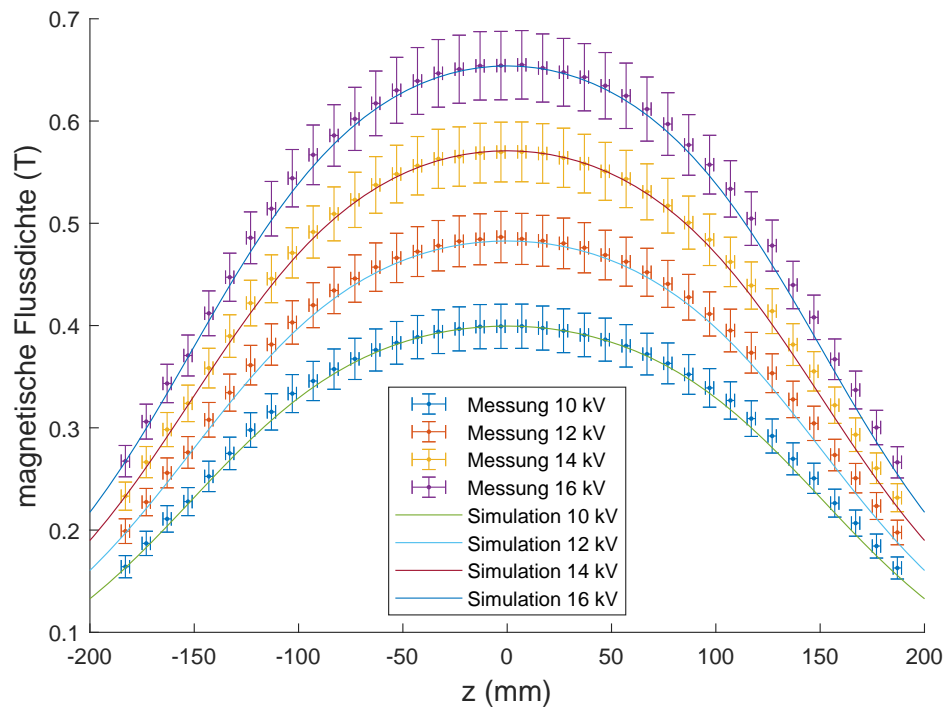


Abbildung 6.15: Vergleich der Verteilung der normierten, gemessenen  $z$ -Komponente der magnetischen Flussdichte mit simulierten Werten für verschiedenen Ladespannungen bei Verwendung der zylindrischen Spule.

Zur Beurteilung der Magnetfeldverteilung, ohne die zu niedrigen Absolutwerte berücksichtigen zu müssen, sind die polarimetrischen Messergebnisse, die mit der zylindrischen Spule erzielt worden sind, mit einem Faktor multipliziert worden, sodass die Messwerte und die Simulationen im Spulenzentrum übereinstimmen. Abbildung 6.15 stellt diese normierten Messergebnisse zusammen mit den Simulationen dar. Wie zu sehen ist, ist die Magnetfeldverteilung und damit die relative Amplitude der Messwerte innerhalb einer Messreihe zueinander sehr gut erfasst worden. Innerhalb der Fehler stimmen die normierten Messwerte mit den Simulationen überein.

### 6.2.3 Hysterese des TGG-Kristalls

Bei der Analyse der polarimetrischen Messergebnisse ist analog zu den Ausführungen in [VDB78] eine Hysterese des TGG-Kristalls festgestellt worden. Abbildung 6.16 zeigt beispielhaft die vertikale Differenz zwischen dem Stromsignal und der gemessenen magnetischen Flussdichte zu Beginn der Entladung. Der Messpunkt befindet sich hierbei im Zentrum der zylindrischen Spule und die Ladespannung beträgt 16 kV. Des Weiteren sind die Kurven mit ihren jeweiligen Maximalwerten normiert worden.

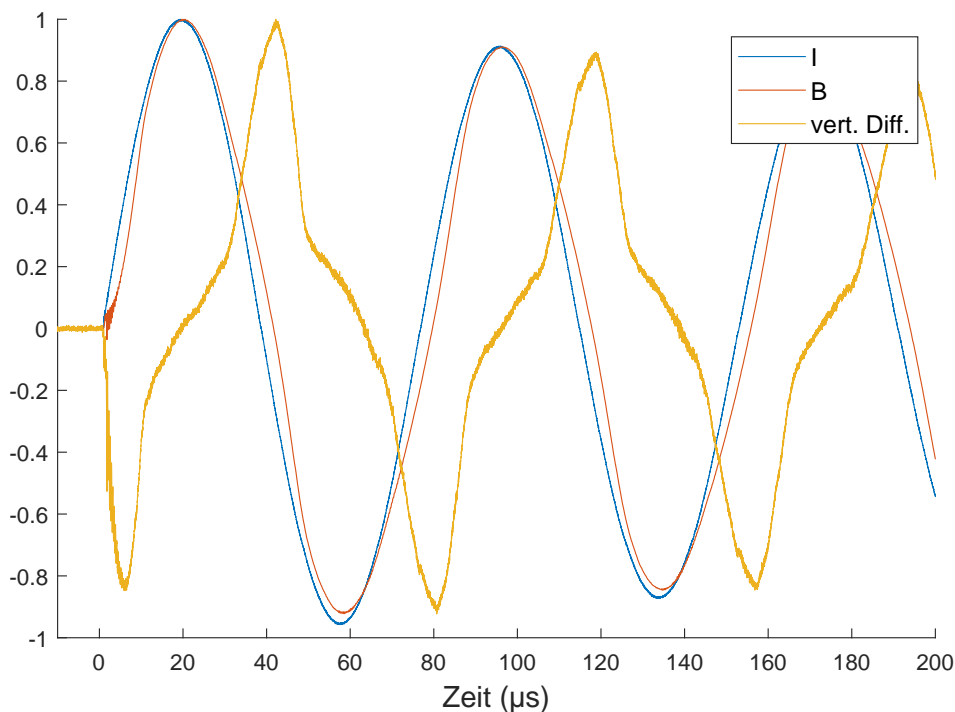


Abbildung 6.16: Zeitlicher Verlauf des normierten Stroms ( $I$ ), der normierten magnetischen Flussdichte ( $B$ ) und ihrer vertikalen Differenz am Anfang der Entladung

Wie zu erkennen ist, ist die Kurve der magnetischen Flussdichte gegenüber dem Strom zeitlich verzögert. Daher wird an den Stromnulldurchgängen immer noch eine magnetische Flussdichte gemessen, als würde der Kristall eine Remanenz aufweisen. Allerdings würde eine reine Verschiebung beziehungsweise eine zeitliche Verzögerung der magnetischen Flussdichte gegenüber dem Strom eine sinusförmige Differenzfunktion ergeben. Wie in Abbildung 6.16 aber zu sehen ist, ist die Differenzfunktion eindeutig nicht sinusförmig, wobei sich lokale Maxima um den Stromnulldurchgang ergeben.

Diese Abweichung von einem sinusförmigen Verlauf der Differenzfunktion verringert sich allerdings für größere Zeiten. Wie in Abbildung 6.17 zu erkennen ist, geht die Differenzfunktion gegen Ende der Entladung in einen sinusförmigen Verlauf über. Das bedeutet, dass ein Hystereseeffekt vorhanden ist, der am Anfang der Entladung eine andere Abweichung (anormaler Effekt) erzeugt, als gegen Ende der Entladung (normaler Effekt).

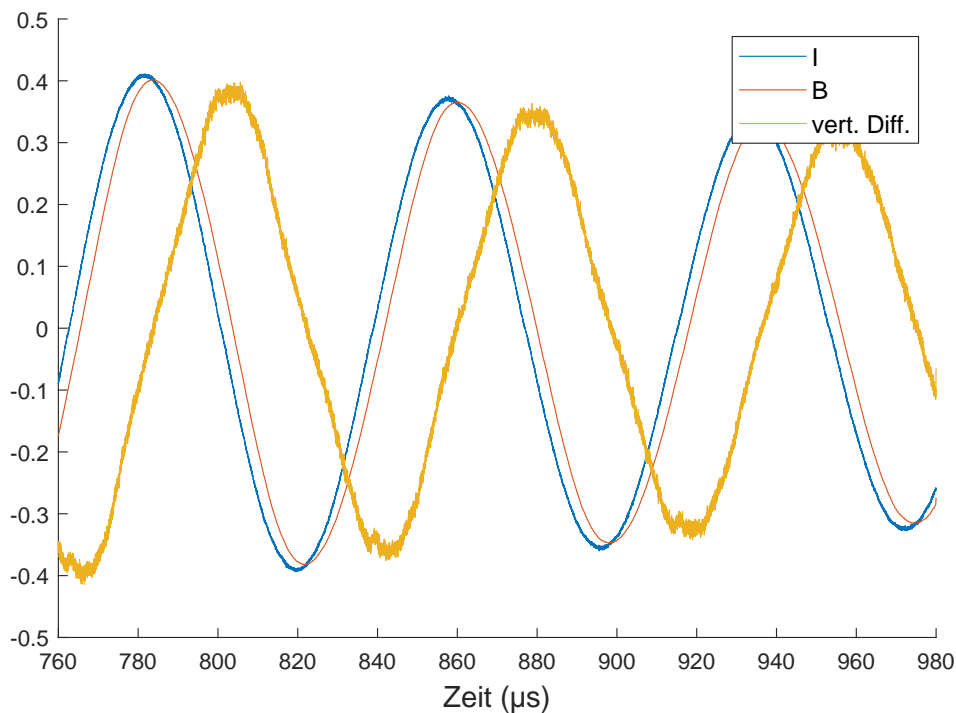


Abbildung 6.17: Zeitlicher Verlauf des normierten Stroms ( $I$ ), der normierten magnetischen Flussdichte ( $B$ ) und ihrer vertikalen Differenz am Ende der Entladung

Um zu beurteilen, ob sich die Hysterese des TGG-Kristalls mit der Ladespannung beziehungsweise der maximalen Stromanstiegszeit sowie dem Messpunkt entlang der Spulenachse verändert, sind in Abbildung 6.18 die absoluten, normierten Remanenzen bei Verwendung der zylindrischen Spule aufgetragen. Dabei spiegelt die

Nummer des Nulldurchgangs den zeitlichen Verlauf wider. Außerdem ist bei ansteigenden Stromflanken der Betrag der negativen, normierten Remanenz verwendet worden.

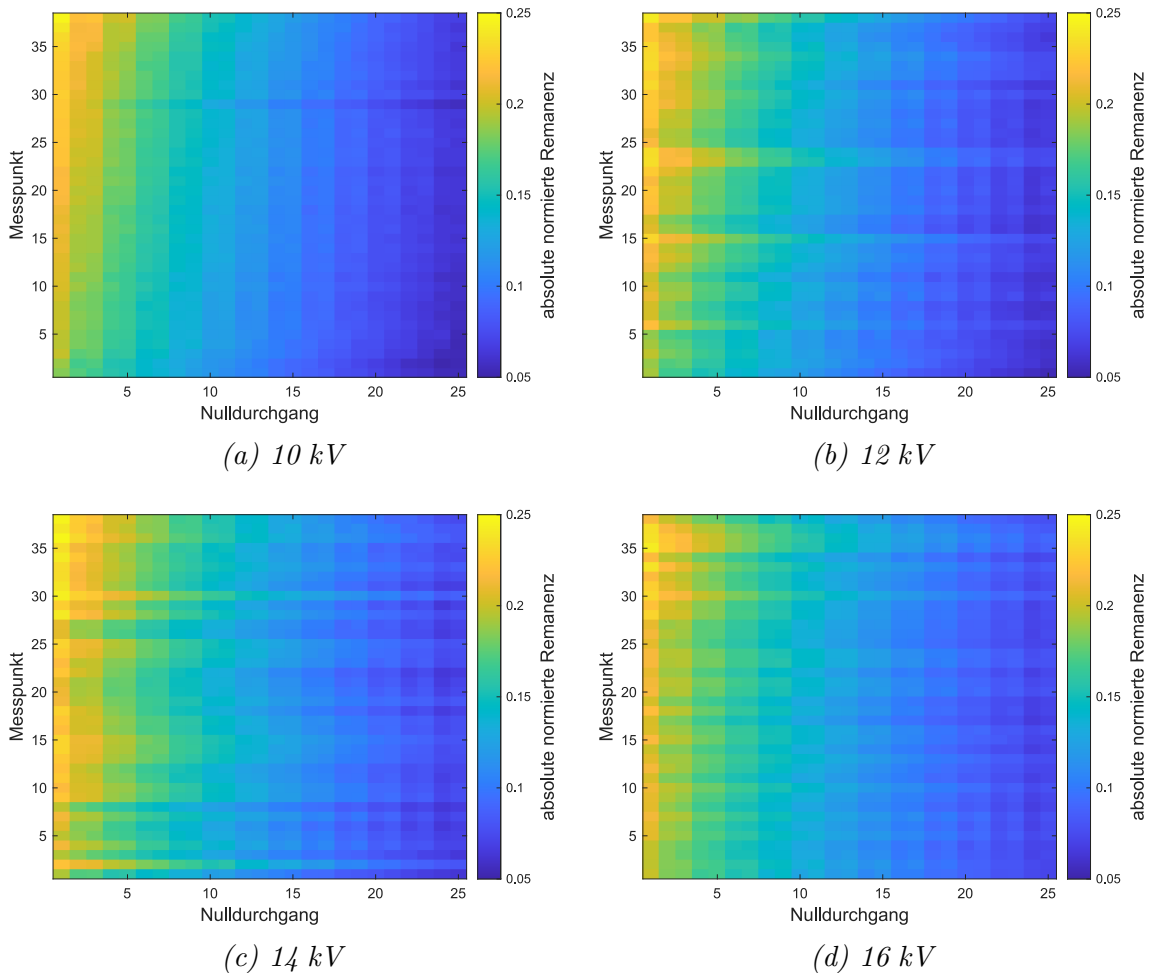


Abbildung 6.18: Absolute normierte Remanenzen in Abhängigkeit der Zeit (Null-durchgang) und der Messposition entlang der z-Achse (Messpunkt) für verschiedene Ladespannungen.

Wie zu sehen ist, liegen die absoluten, normierten Remanenzen für alle Ladespannungen im selben Wertebereich, wodurch der Hystereseeffekt nicht durch die maximale Stromstärke bei der Entladung verändert wird, sodass sich die Remanenz proportional mit dem Strom ändert. Dies wird auch dadurch verdeutlicht, dass die absolute normierte Remanenz bei allen Ladespannungen für größere Zeiten geringer wird. Weiterhin ist eine geringe Asymmetrie entlang der Messposition zu erkennen, die bereits in Abbildung 6.14 festgestellt worden ist.

## 6.3 Messergebnisse zur Plasmadynamik

Die Messergebnisse zur Plasmadynamik sind hilfreich, um die Ergebnisse der am Plasma durchgeführten diagnostischen Untersuchungen zu verstehen und einordnen zu können. Daher wird die Plasmadynamik im Folgenden nur für jeweils eine ausgewählte Kombination hinsichtlich des Arbeitsdrucks und der Ladespannung gezeigt. Die Aufnahmen sind dabei mit einer CCD-Kamera (PCO-Sensicam) mit einer Belichtungszeit von jeweils 500 ns gemacht worden. Jedes Bild entstammt einer separaten Entladung, welche zu einer Serie zusammengesetzt worden sind. Daher können sich quantitative Unterschiede hinsichtlich der Intensität und der Verteilung der Plasmaemission ergeben. Aufgrund dieser Schwankungen werden die Aufnahmen des Plasmas auch nur zu ausgewählten Zeitpunkten und nicht die komplette Serie gezeigt, um eine möglichst konsistente Entwicklung zu präsentieren. Manche der abgebildeten Kameraaufnahmen sind bereits in [CCI<sup>+</sup>21] und [CBGC<sup>+</sup>22] dargestellt worden. Unterstützend wird jeweils das Strom- und Diodensignal gezeigt, welche aus den Einzelentladungen während einer Serie gemittelt worden sind. Darüber hinaus sind die sphärische und die zylindrische Experimentversion separat betrachtet worden, da sie sich hinsichtlich mehrerer Eigenschaften, wie beispielsweise der Spulengeometrie und der elektrischen Parameter, unterscheiden.

### 6.3.1 Sphärische Experimentversion

Abbildung 6.19 veranschaulicht Aufnahmen des Plasmas in Falschfarben-Darstellung zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses in der 4. Stromhalbwellen bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV. Diese Halbwellen sind die diejenigen, in der die tatsächliche Zündung des Plasmas stattfindet. Die gezeigten Aufnahmen stellen dabei charakteristische Plasmaformen in verschiedenen Phasen während der Entladung dar. Zur zeitlichen Einordnung sind die gezeigten Plasmaaufnahmen in Abbildung 6.20 relativ zum Strom- und Diodensignal gezeigt. Wie anhand von Abbildung 6.19 und 6.20 zu erkennen ist, erfolgt die Plasmazündung ringförmig kurz nach dem Stromnulldurchgang am Rand des Rezipienten, wo sich der größte radiale Abstand zur Spulenachse befindet (Abbildung 6.19a). Hier existiert die größte induzierte elektrische Feldstärke, sodass das Gas durch Stoßionisation gezündet werden kann. In das ringförmige Plasma wird weiter Energie aus dem Primärkreis eingekoppelt, sodass der Ionisationsgrad steigt. Dies führt zu einer erhöhten Lichtemission und einem ausgeprägten diamagnetischen Plasmastrom. Dieser diamagnetische Strom erzeugt einen radialen magnetischen Druckgradienten,

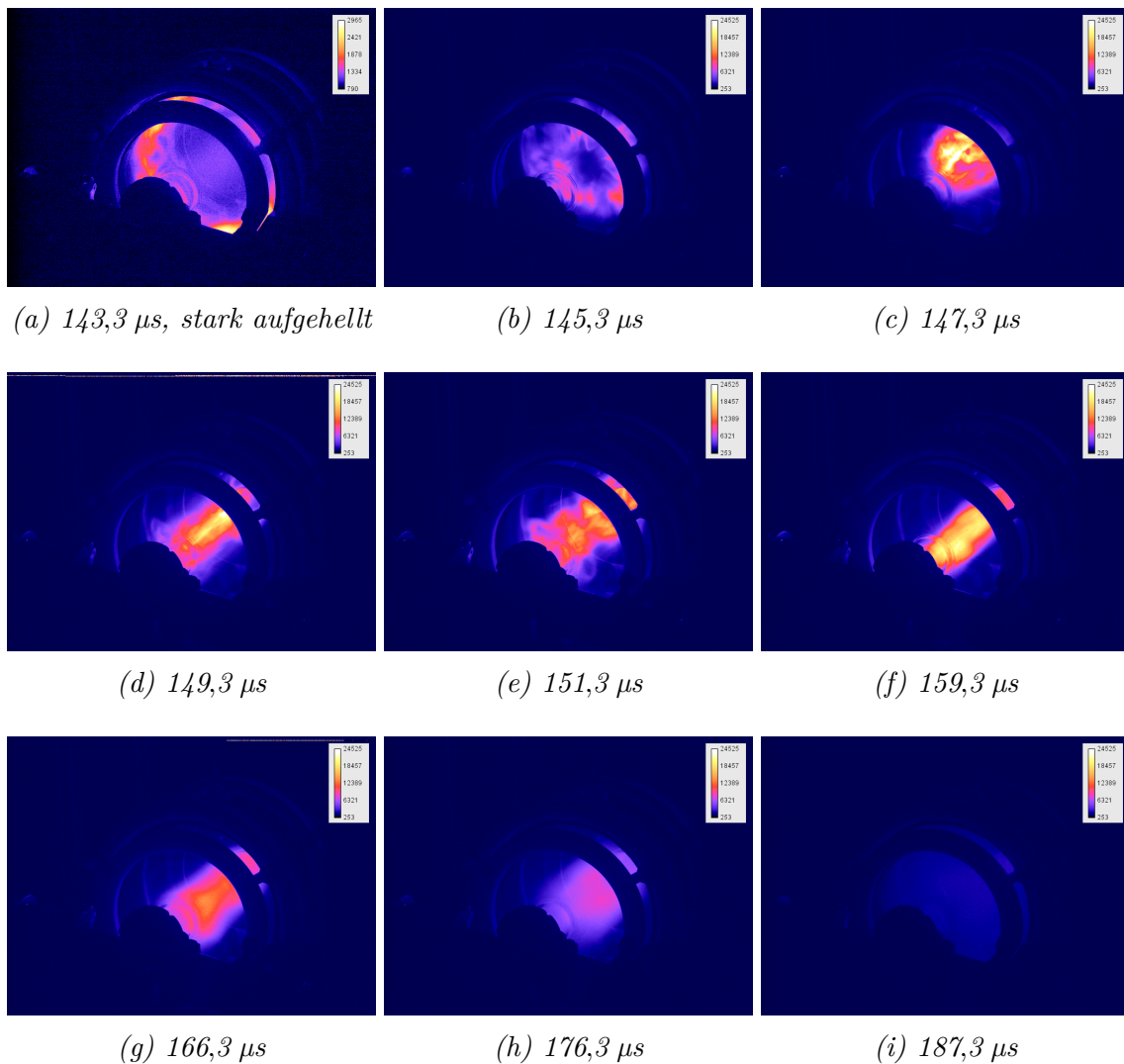


Abbildung 6.19: Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas innerhalb der sphärischen Spule zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 4. Stromhalbwelle bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV.

der das Plasma zum Zentrum der Spule treibt und komprimiert (Abbildung 6.19b). Am Ende der Kompressionsphase bildet sich ein hoch ionisiertes, sphärisches Plasma im Spulenzentrum, das durch ein Maximum im Diodensignal repräsentiert wird (Abbildung 6.19c). Das Plasma weist dabei deutliche Inhomogenitäten hinsichtlich der räumlichen Verteilung der Lichtemission auf, was auf ebenfalls inhomogen verteilte Plasmaparameter schließen lässt.

Die sphärische Plasmaform ist allerdings nicht stabil, da die Kompression nur in radialer Richtung wirkt und das Plasma axial nicht stabilisiert wird. Dies führt zu einer axialen Expansion des Plasmas, die durch eine deutliche abnehmende Plasma-

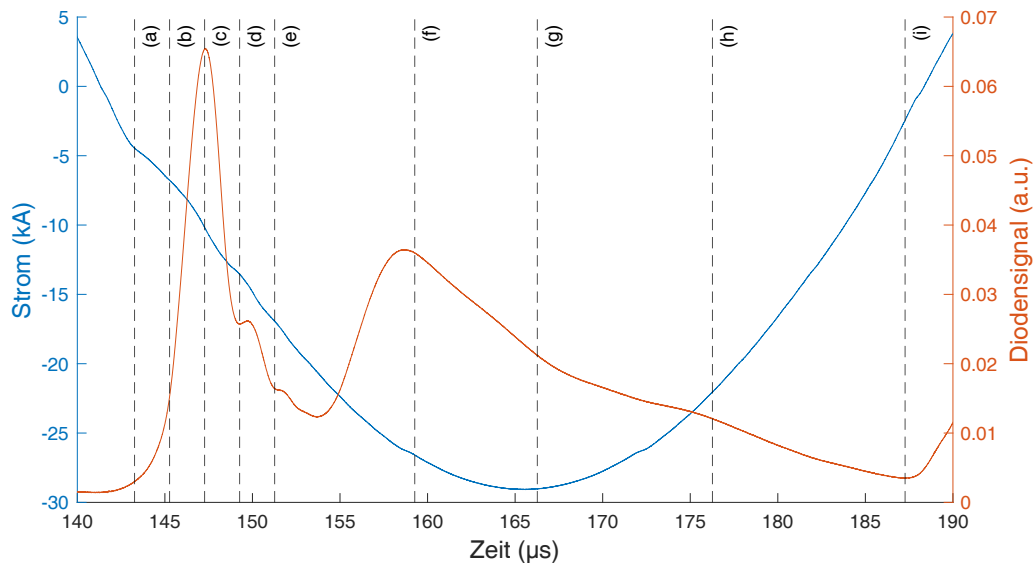


Abbildung 6.20: Zeitlicher Verlauf der 4. Stromhalbwelle und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladesspannung von 18 kV bei Verwendung der sphärischen Experimentversion. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, zu denen die Plasmaaufnahmen aus Abbildung 6.19 und 6.21 gemacht worden sind.

emission gekennzeichnet ist (Abbildung 6.19d). Da der Durchmesser des Plasmas bei der Expansion größer ist als der Durchmesser der Flansche, kollidiert das Plasma mit dem Rezipienten. Dies führt zu einem gewissen Grad zu einem Zerreißen des Plasmas, was sich durch eine unregelmäßige Plasmaform und einer Filamentbildung äußert (Abbildung 6.19e). Da sich zu diesem Zeitpunkt der Strom betragsmäßig immer noch in der ansteigenden Flanke befindet, erhöht sich weiter das äußere Magnetfeld. Durch die diamagnetische Magnetfeldverdrängung im Plasma steigt damit die Kompression weiter an, was zu einer Homogenisierung der Plasmasäule führt. Am Ende dieser Homogenisierungsphase bildet sich eine scharf begrenzte, homogen verdichtete Plasmasäule, die dem lokalen Maximum des Diodensignals vor dem betragsmäßigen Strommaximum zugeordnet werden kann (Abbildung 6.19f).

Da die zeitliche Magnetfeldänderung betragsmäßig in Richtung des Stromextremwerts abnimmt, fehlt ein ausreichender Energieeintrag, sodass der Ionisationsgrad und der magnetische Druckgradient sinken. Dies führt zu einer Abnahme der Lichtemission und zu einer radialen Ausdehnung des Plasmas (Abbildung 6.19g). Nach der Überschreitung des betragsmäßigen Strommaximums setzt sich die Plasmaerlöschung fort, indem der Plasmaradius weiter steigt und das Plasma diffuser wird (Abbildung 6.19h). Der Abschluss der Erlöschung wird mit einem Emissionsminimum unmittelbar vor dem nächsten Stromnulldurchgang erreicht (Abbildung 6.19i).



Um neben diesen Aufnahmen, die das Plasma im Rezipienten betrachtet haben, auch die angrenzenden Vakuumsysteme in die Untersuchung miteinzubeziehen und die Plasmaexpansion genauer zu untersuchen, zeigt Abbildung 6.21 Aufnahmen des Plasmas in Falschfarben-Darstellung in einer Frontalansicht bei den gleichen Entladungsbedingungen.

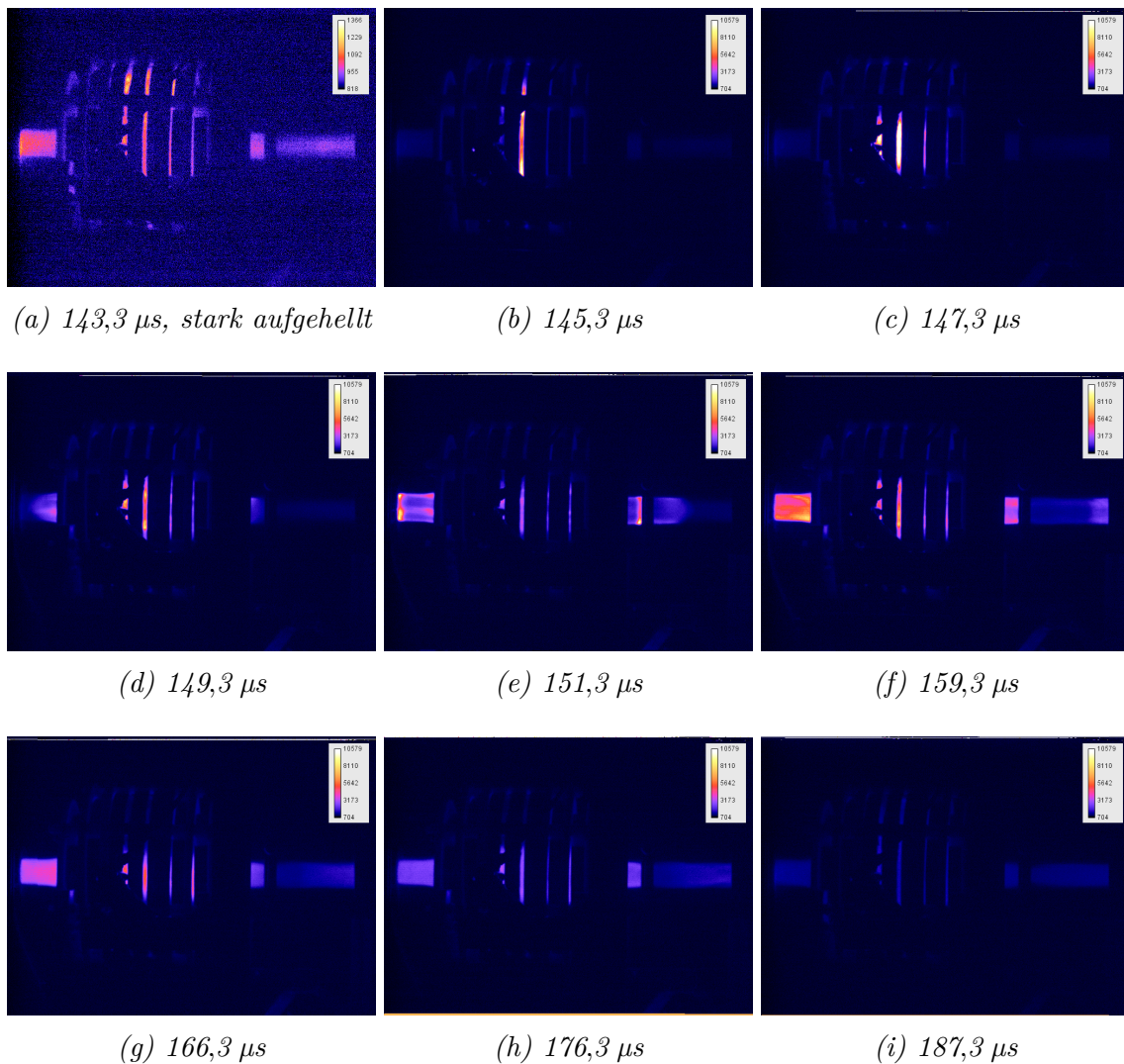


Abbildung 6.21: Frontale Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas in der gesamten sphärischen Experimentversion zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 4. Stromhalbwelle bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV.

Die Plasmazündung und die Kompression (Abbildung 6.21a bis 6.21c) sind in der Frontalansicht ebenfalls erkennbar, auch wenn hier die Spulenwindungen und der Kameraabstand zum Experiment eine detaillierte Betrachtung verhindern. Wie zu sehen ist, beginnt die Plasmaexpansion zwischen Abbildung 6.21c und 6.21d. Ab-



bildung 6.21d zeigt dabei bereits eine deutliche Lichtemission außerhalb der Spule. Das Plasma breitet sich in der Folge weiter aus, was durch die nach außen wandernde Leuchtzone gekennzeichnet ist (Abbildung 6.21e). Dabei wird ein Teil des Plasmas an den Dichtungsringen zwischen den Rezipientenflanschen und den daran anschließenden Vakuumkomponenten gestoppt, da der Durchmesser der Dichtungsstelle geringer ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Ionisationswelle beträgt dabei schätzungsweise  $25 \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Wie weiterhin zu erkennen ist, bildet sich die Plasmasäule, die dem zweiten lokalen Maximum im Diodensignal zugeordnet werden kann, vor allem innerhalb des Rezipienten und seiner Flansche. Dagegen ist die Lichtemission außerhalb dieses Bereichs allgemein vermindert, was auf einen geringeren Ionisationsgrad hindeutet (Abbildung 6.21f). Die Erlöschungsphase (Abbildung 6.21g bis 6.21i) ist in der Frontalansicht ebenfalls gut abgebildet worden. Die bis hierher beschriebene Plasmadynamik ist typisch für die Halbwelle, in der die erstmalige, durchgreifende Zündung stattfindet. In den darauffolgenden Halbwellen ist die Dynamik grundsätzlich vergleichbar, allerdings ergeben sich auch erwähnenswerte Unterschiede. Daher wird in den Abbildungen 6.22 und 6.23 die Plasmadynamik der 5. Halbwelle zu zur 4. Halbwelle vergleichbaren Zeitpunkten dargestellt.

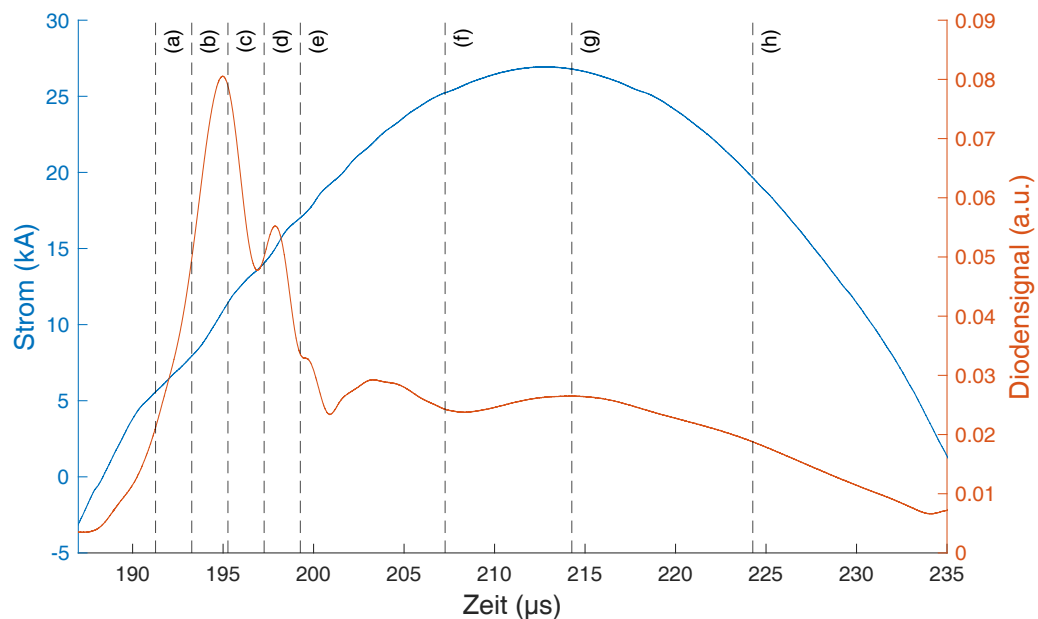


Abbildung 6.22: Zeitlicher Verlauf der 5. Stromhalbwelle und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von  $40 \text{ Pa}$  und einer Ladespannung von  $18 \text{ kV}$  bei Verwendung der sphärischen Experimentversion. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, zu denen die Plasmaaufnahmen aus Abbildung 6.23 gemacht worden sind.

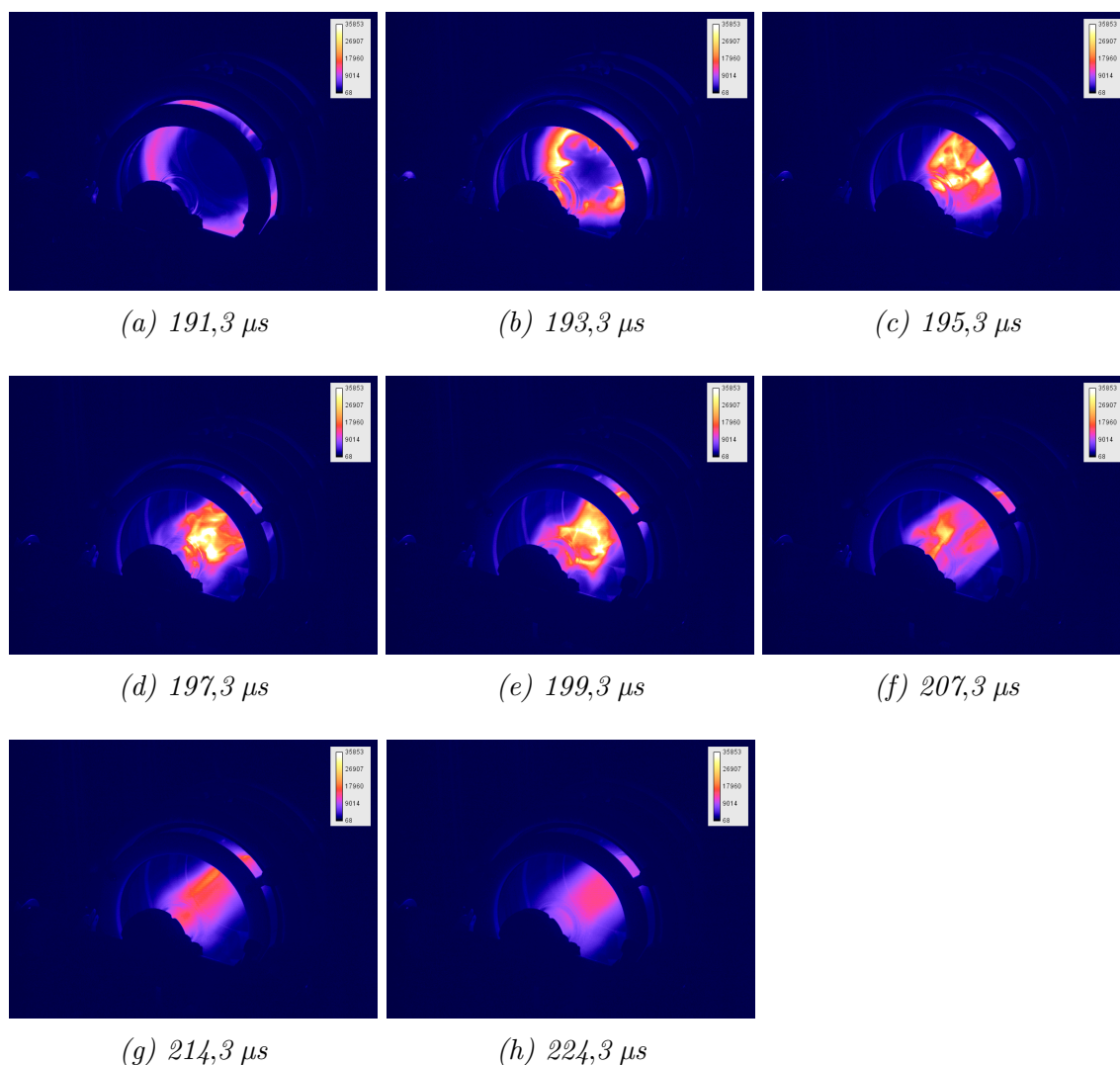


Abbildung 6.23: Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas innerhalb der sphärischen Spule zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 5. Stromhalbwelle bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV.

Wie in Abbildung 6.23a zu erkennen ist, ist die ringförmige Zündung viel deutlicher sichtbar als in der vorherigen Halbwelle, was ebenfalls am zu diesem Zeitpunkt erhöhten Diodensignal in Abbildung 6.22 zu sehen ist. Dies begründet sich darin, dass aus der vorherigen Plasmazündung eine höhere Anzahl an freien Ladungsträgern für die Zündung zur Verfügung steht. In gleicher Weise zeigt die Plasmakontraktion eine erhöhte Lichtemission (Abbildung 6.23b). Das Plasma besitzt in diesem Zeitraum plastisch wirkende Ausstülpungen, die auf eine Rayleigh-Taylor-Instabilität hindeuten können.

Am Ende der Kompressionsphase besitzt das Plasma in dieser Halbwelle ebenfalls eine sphärische Gestalt, allerdings ist der Radius der Sphäre größer (Abbildung 6.23c).

Die Plasmaexpansion und die Kollision mit dem Rezipienten erfolgen analog zur 4. Halbwellen mit abnehmender Lichtemission, allerdings scheint die Kollision die räumliche Inhomogenität der Lichtemission nicht wesentlich zu erhöhen (Abbildung 6.23d und 6.23e). In der Folge kommt es erneut zu einer Homogenisierung des Plasmas, allerdings zeigt sich hier kein ausgeprägtes lokales Maximum im Diodensignal, sondern es wird ein flaches lokales Minimum erreicht (Abbildung 6.23f). Anschließend läuft der Erlöschungsprozess analog zur 4. Halbwellen ab.

### 6.3.2 Zylindrische Experimentversion

Bei der zylindrischen Experimentversion liegt eine gegenüber der sphärischen Experimentversion vergleichbare Plasmadynamik vor. Dennoch sind Unterschiede erkennbar, die in der veränderten Spulengeometrie und den elektrischen Eigenschaften des Aufbaus zu finden sind. Die Abbildungen 6.24 und 6.25 zeigen analog zu Kapitel 6.3.1 das Strom- und Diodensignal zu ausgewählten Zeitpunkten sowie die dazugehörigen Falschfarben-Aufnahmen. Die behandelte 4. Halbwellen ist wiederum die Zündungshalbwellen und es ist ein Arbeitsdruck von 40 Pa sowie eine Ladespannung von 16 kV gewählt worden.

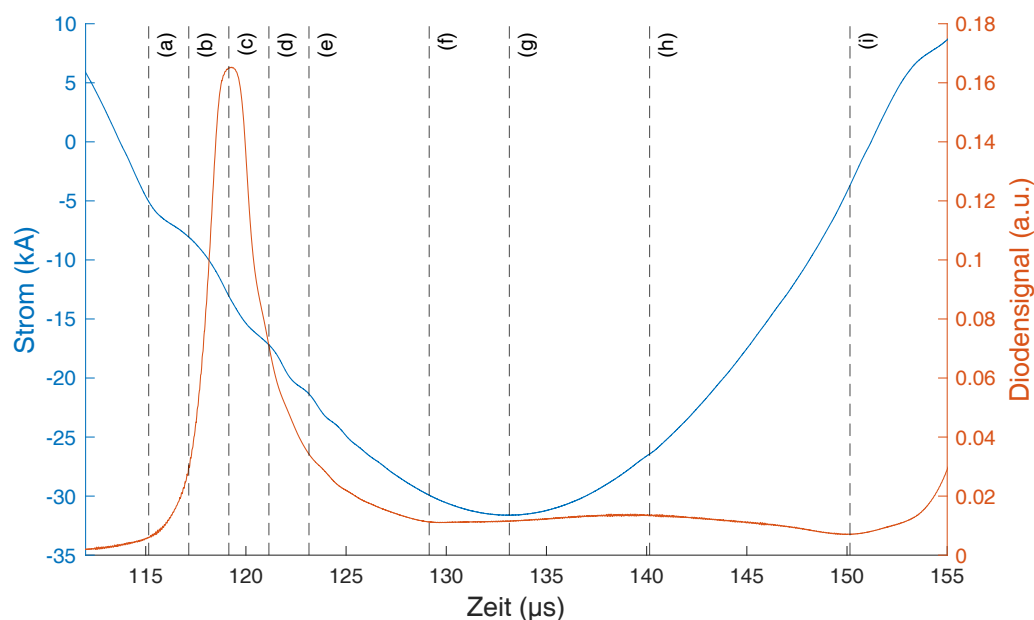


Abbildung 6.24: Zeitlicher Verlauf der 4. Stromhalbwellen und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, zu denen die Plasmaaufnahmen aus Abbildung 6.25 gemacht worden sind.

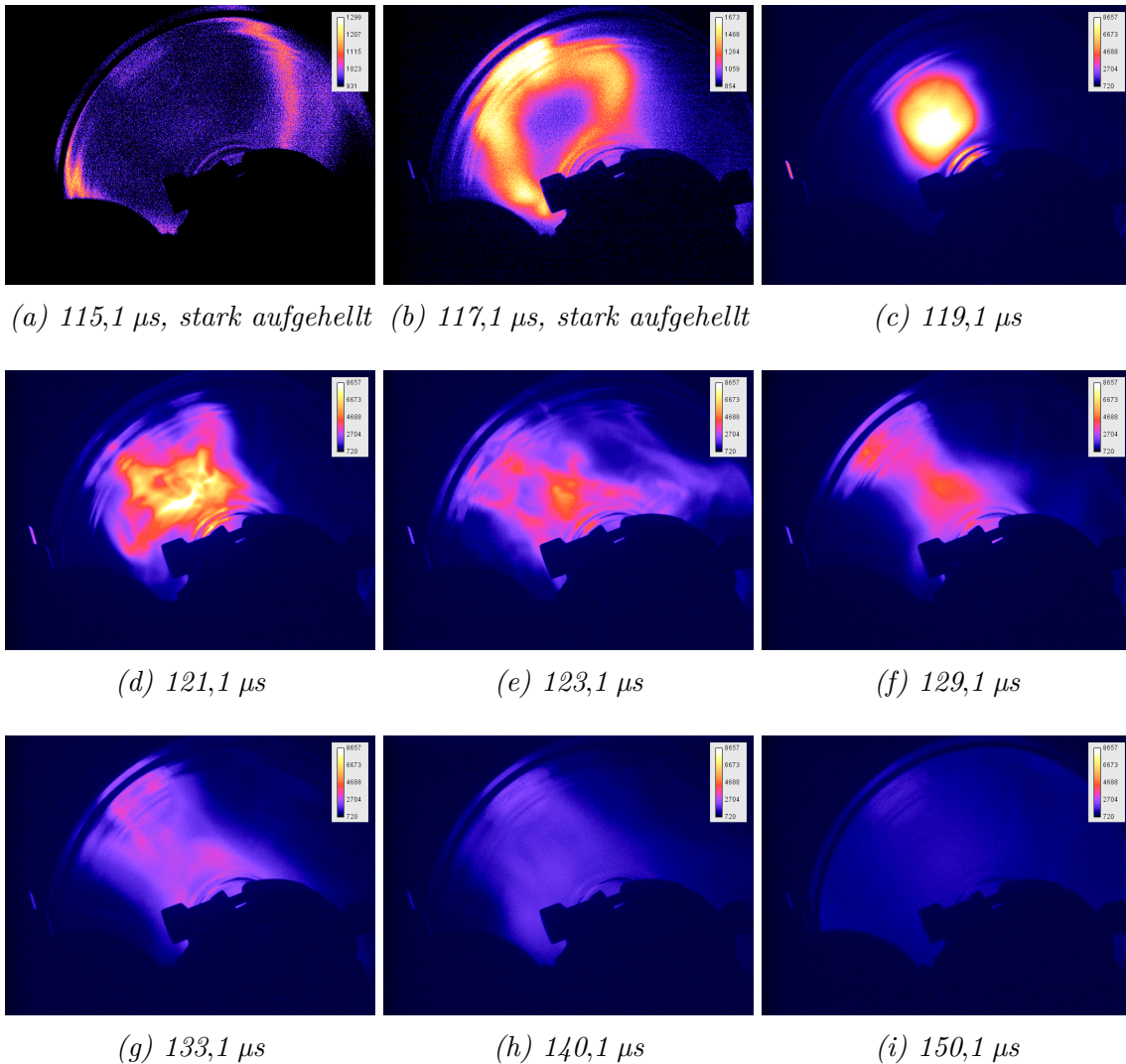


Abbildung 6.25: Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas innerhalb der zylindrischen Spule zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 4. Stromhalbwellen bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV.

Wie zu erkennen ist, erfolgt die Plasmazündung mit der zylindrischen Experimentversion ebenfalls ringförmig kurz nach dem Stromnulldurchgang (Abbildung 6.25a). Die Kontraktion des Plasmarings findet allerdings, zumindest in den Kameraaufnahmen, nur bei sehr geringer Lichtemission statt (Abbildung 6.25b). Das Ergebnis des Kompressionsvorgangs ist eine extrem kleine Plasmasphäre im Zentrum der Spule, deren Lichtemission keine kurzskaligen Inhomogenitäten aufweist (Abbildung 6.25c). Dieser Zeitpunkt kann erneut dem Maximum im Diodensignal zugeordnet werden. Wieder ist diese Plasmaform nicht stabil, sondern das Plasma weicht der radialen Kompression aus und es entwickelt sich ein Plasma mit einer inhomogen verteil-

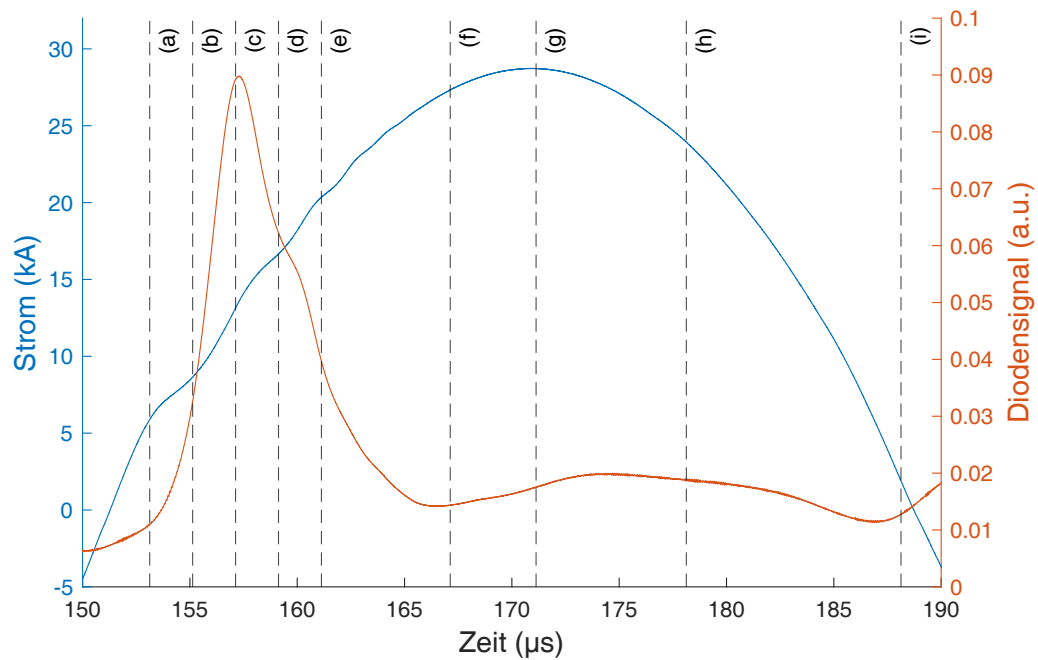


Abbildung 6.26: Zeitlicher Verlauf der 5. Stromhalbwelle und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion. Die vertikalen Linien markieren die Zeitpunkte, zu denen die Plasmaaufnahmen aus Abbildung 6.27 und 6.28 gemacht worden sind.

ten Lichtemission (Abbildung 6.25d). Hierbei sinkt die allgemeine Lichtemission, was ebenfalls im Diodensignal zu sehen ist. Es kommt in der Folge wieder zu einer Expansion und zur Kollision mit dem Rezipienten, wobei die Lichtemission weiter abnimmt und sich Filamente entfernt von der Spulenachse zeigen (Abbildung 6.25e). Die Entwicklung des Plasmas in Richtung des Stromextremwerts ist wieder durch eine Sortierung und Homogenisierung der Plasmasäule gekennzeichnet (Abbildung 6.25f). Im Diodensignal ist hierbei kein ausgeprägtes Maximum erkennbar, sondern die Lichtemission wird allgemein als sehr gering gemessen. Von diesem Zeitpunkt an findet der Erlöschungsprozess des Plasmas mit einem Anwachsen des Plasmaradius und einer diffuser werdenden Lichtemission statt (Abbildung 6.25g bis 6.25i). Das flache lokale Maximum im Diodensignal kann allerdings in den Aufnahmen nicht abgebildet werden.

Wie bei der sphärischen Experimentversion zeigt sich in der nachfolgenden 5. Halbwelle ebenfalls eine etwas unterschiedliche Dynamik, obwohl sie, wie in Abbildung 6.26 zu sehen, in ihrer Grundstruktur mit der 4. Halbwelle vergleichbar ist. Wie anhand von Abbildung 6.27 zu erkennen ist, erfolgt die Zündung wiederum ringförmig (Abbildung 6.27a), allerdings bildet sich kein kontrahierender Ring, sondern er ver-



harrt mit einem großen Durchmesser in der Nähe der Rezipientenwand (Abbildung 6.27b).

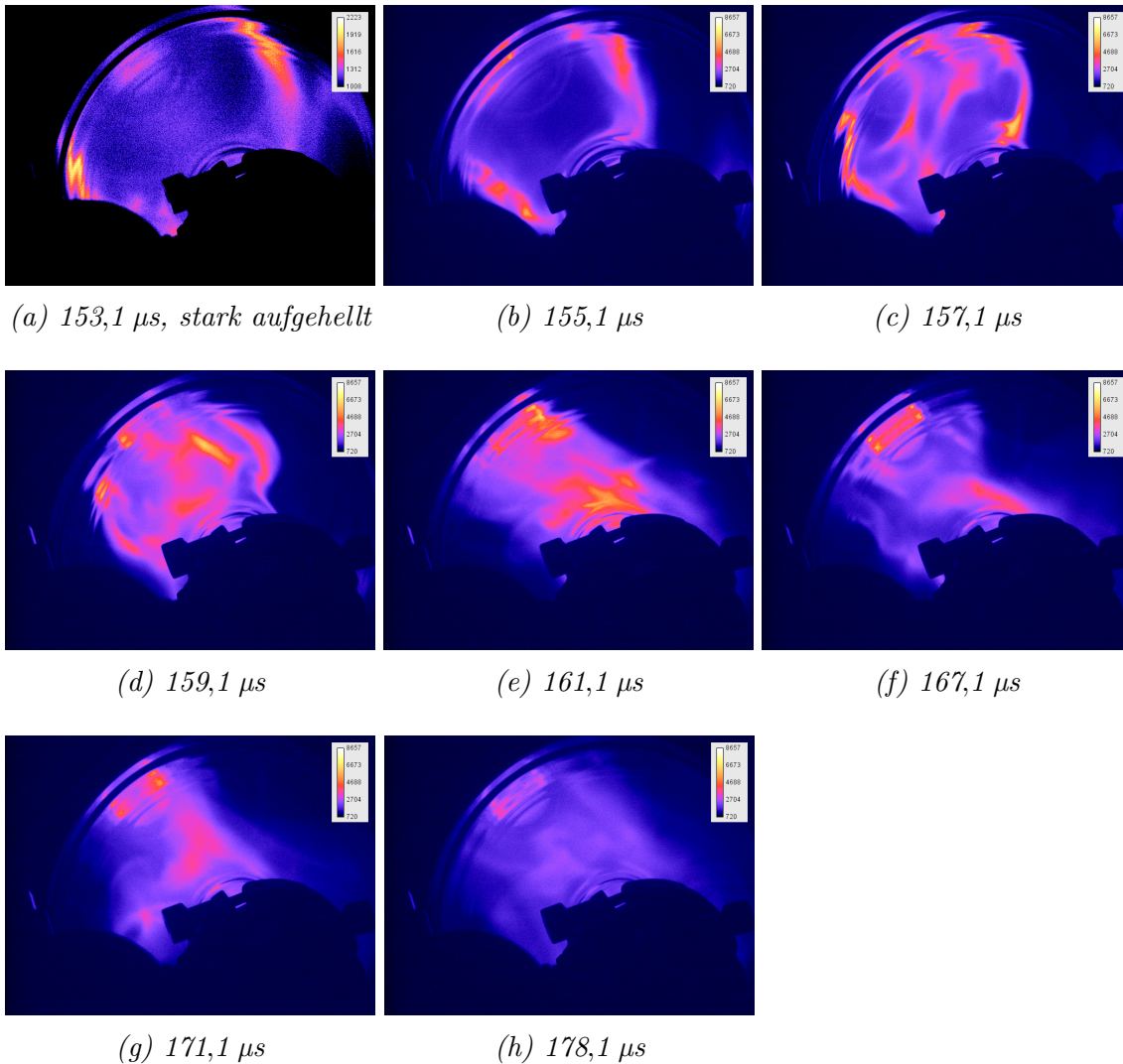


Abbildung 6.27: Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas innerhalb der zylindrischen Spule zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 5. Stromhalbwelle bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV.

Folglich bildet sich kein sphärisches Plasma im Spulenzentrum, sondern das von dem Plasmaring eingeschlossene Volumen geht als gesamtes in den Plasmazustand über (Abbildung 6.27c). Dieses Plasma wird weiter verdichtet (Abbildung 6.27d) und es kommt zu der wie bisher beschriebenen axialen Plasmaexpansion (Abbildung 6.27e und 6.27f). Beim Erlöschungsprozess lassen sich keine besonderen Unterschiede zur 4. Halbwellenform erkennen (Abbildung 6.27g und 6.27h).

Die genannten Abweichungen lassen sich auch besonders gut in der Frontalansicht

nachvollziehen. Wie in Abbildung 6.28 zu sehen ist, erfolgt die Zündung tatsächlich nicht ringförmig, sondern tendenziell eher zylinderförmig, wie es die zylindrische Spulengeometrie suggerieren würde (Abbildung 6.28a).

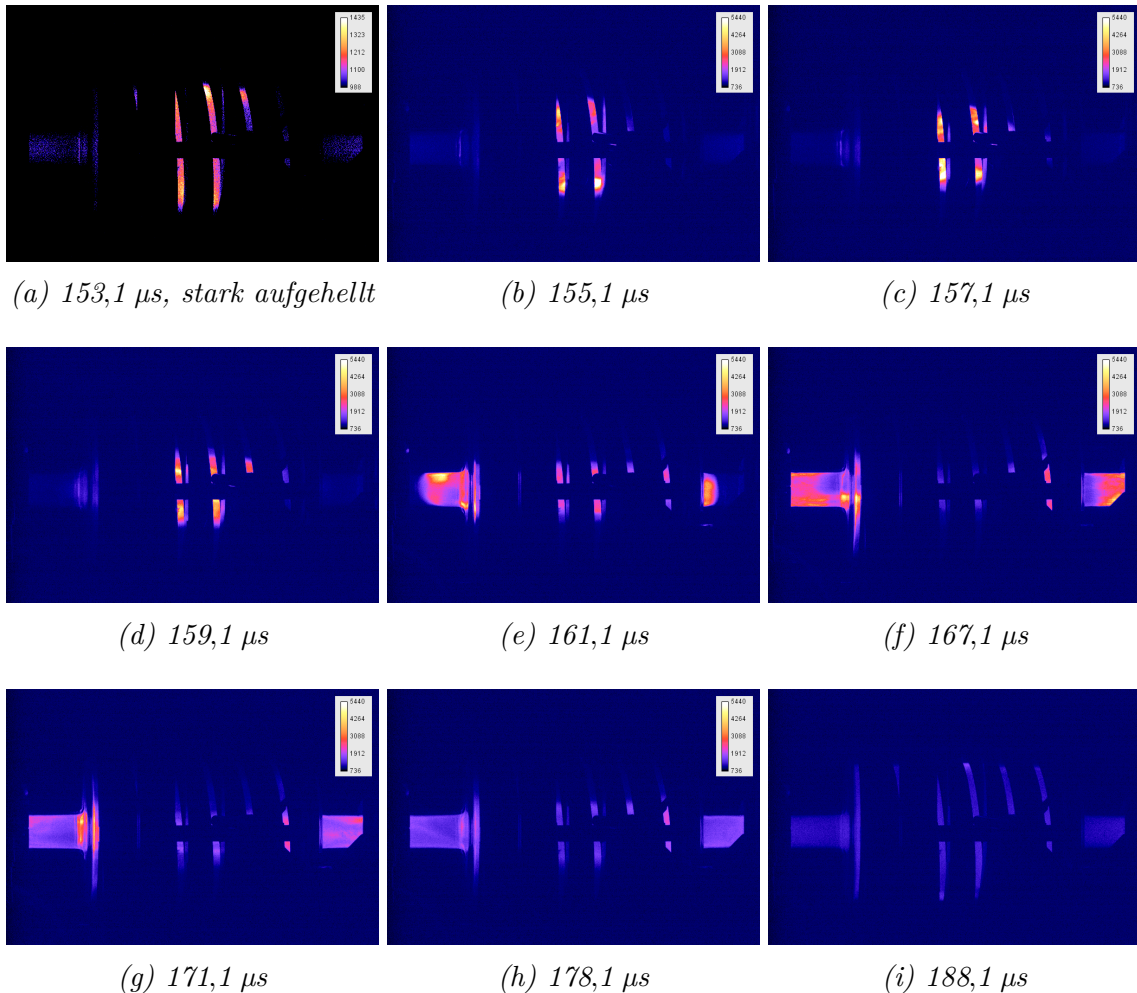


Abbildung 6.28: Frontale Falschfarben-Aufnahmen des Plasmas in der gesamten zylindrischen Experimentversion zu ausgewählten Zeitpunkten nach Beginn des Stromflusses während der 5. Stromhalbwelle bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV.

Wie bereits zuvor festgestellt worden ist, kontrahiert der Plasmazyylinder nicht in ein kompaktes, sphärisches Plasma im Spulenzentrum, sondern die zylindrische Form des Plasmas bleibt bei der Kompression erhalten (Abbildung 6.28b bis 6.28d).

Ab dem Zeitpunkt, an dem Abbildung 6.28d aufgenommen worden ist, kommt es, wie bei der sphärischen Experimentversion, zu einer axialen Expansion des Plasmas durch eine durch das Restgas wandernde Ionisationswelle (Abbildung 6.28e). Es bildet sich wieder eine lange Plasmasäule, wobei das Minimum im Diodensignal in Abbildung 6.26 durch die Frontalaufnahmen veranschaulicht werden kann. Das

Plasma leuchtet hierbei im Spulenzentrum deutlich weniger intensiv als in den Restgasbereichen (Abbildung 6.28f). Außerdem ist hierbei erwähnenswert, dass durch die Plasmaexpansion ein Teil des Plasmas, der mit dem Rezipienten kollidiert, von der Achse weggelenkt wird, da die Expansionsrichtung senkrecht zur seitlichen Rezipientenbegrenzung verläuft. Bei der sphärischen Experimentversion führt dagegen der gekrümmte Rezipient dazu, dass das Plasma nicht radial von der Achse wegelenkt werden kann. Der Erlöschungsprozess ist auch in der Frontalansicht erkennbar (Abbildung 6.28g und 6.28h). Allerdings zeigt Abbildung 6.28i deutlich, wie vor der nächsten Plasmazündung noch ein schwach leuchtendes Restplasma im gesamten Experiment vorhanden ist. Dies begründet, dass das Diodensignal hierbei trotz eines lokalen Minimums immer noch ein deutliches Signal zeigt.

## 6.4 Messergebnisse zu den integrierten Dichten mittels Interferometrie

### 6.4.1 Einfarben-Interferometrie

Für die Einfarben-Interferometrie ist angenommen worden, dass das Plasma lediglich aus freien Elektronen besteht, sodass die Messung mit einer einzigen Wellenlänge bei 632,8 nm durchgeführt werden konnte. Diese Messungen haben auf die Ermittlung der Größenordnung der integrierten Elektronendichte und ihr grundlegendes zeitliches Verhalten mit beiden Experimentversionen abgezielt. Die bei diesen Messungen ermittelten integrierten Elektronendichten sind Abbildung 6.29 beispielhaft präsentiert. Für diese Ergebnisse ist mit der sphärischen Experimentversion ein Arbeitsdruck von 40 Pa bei verschiedenen Ladespannungen untersucht worden. Weiterhin sind jeweils 20 Wiederholung mit den jeweiligen Entladungsbedingungen gemittelt worden, wobei für die Kombination 40 Pa/12 kV nur 4 Wiederholungen gemittelt worden sind, da das Plasma nur gelegentlich gezündet werden konnte.

Die Messdaten in Abbildung 6.29 sind bereits in [CCI<sup>+</sup>21] dargestellt und diskutiert worden. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass sich anhand der Kurven erkennen lässt, dass die integrierte Elektronendichte einen gepulsten Verlauf besitzt, wobei die Einhüllende der Maxima einen zunächst ansteigenden und anschließend einen abfallenden Verlauf zeigt. Daher wird das Maximum der integrierten Elektronendichte zum Teil erst in einer sehr viel späteren Halbwelle nach Beginn der Entladung erreicht. Weiterhin ist in allen gezeigten Kurven eine Verzögerung zwischen dem Beginn des Stromflusses bei  $t \approx 0$  und der Plasmazündung erkennbar.



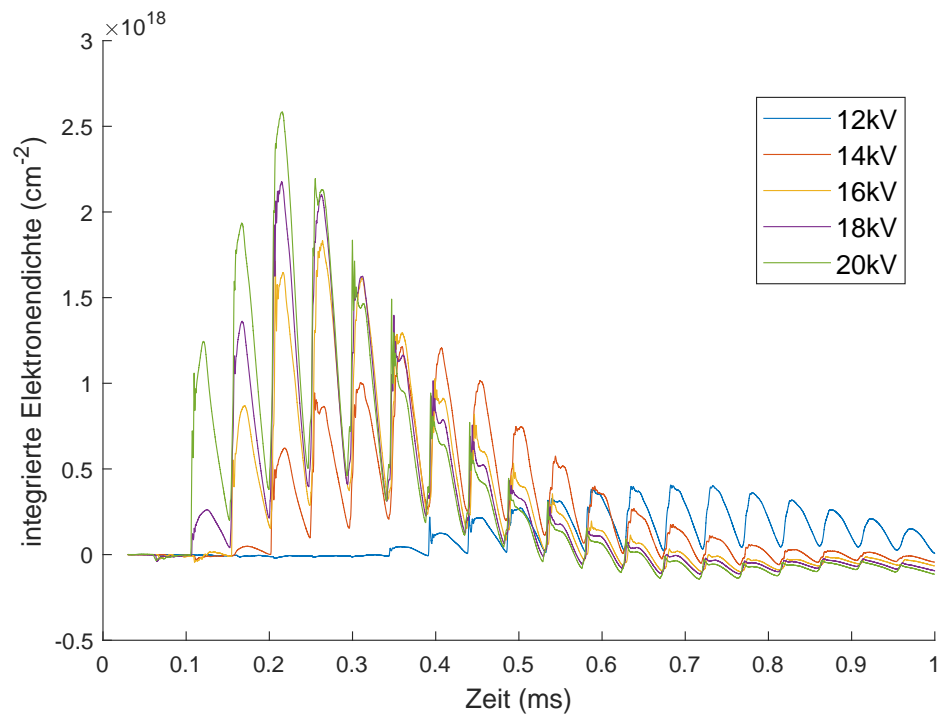


Abbildung 6.29: Zeitlicher Verlauf der integrierten Elektronendichten bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa bei verschiedenen Ladespannungen bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Diese Verzögerung ist am deutlichsten für eine Ladespannung von 12 kV zu sehen, aber bei allen anderen Spannungen ebenfalls sichtbar. Dieses Verhalten ist nochmals in Abbildung 6.30 dargestellt, welche die Kurve für 16 kV in den ersten 500  $\mu\text{s}$  der Entladung im Detail zeigt. Neben der integrierten Elektronendichte ist hierbei auch der Strom sowie das Diodensignal abgebildet. Wie zu sehen ist, kommt es in diesem Beispiel erst in der 5. Halbwellen des Stroms zu einem signifikanten Anstieg der integrierten Elektronendichte. Dies markiert zugleich die Zündung des Plasmas, die ebenfalls durch einen markanten Anstieg im Diodensignal nachweisbar ist. Das Maximum der integrierten Elektronendichte wird allerdings erst in der 8. beziehungsweise 9. Halbwellen erreicht. Weiterhin zeigt das Diodensignal einen Verlauf in den Halbwellen direkt nach der Zündung, wie er bereits in Kapitel 6.3.1 dargestellt worden ist. Es kommt zu zwei lokalen Maxima innerhalb einer Stromhalbwellen, wobei das erste der Zündung und Kompression des Plasmas zuzuordnen werden kann und das zweite während der Homogenisierung der Plasmasäule auftritt. Wie in Abbildung 6.30 zu sehen ist, tritt das Maximum der integrierten Elektronendichte zum Zeitpunkt des zweiten lokalen Maximums im Diodensignal auf, also wenn sich gemäß Kapitel 6.3.1 eine lange Plasmasäule nach der Plasmaexpansion in das Restgas gebildet hat. Dies ist bereits in [CCI<sup>+</sup>21, S. 6 ff.] als Ursache identifiziert worden.

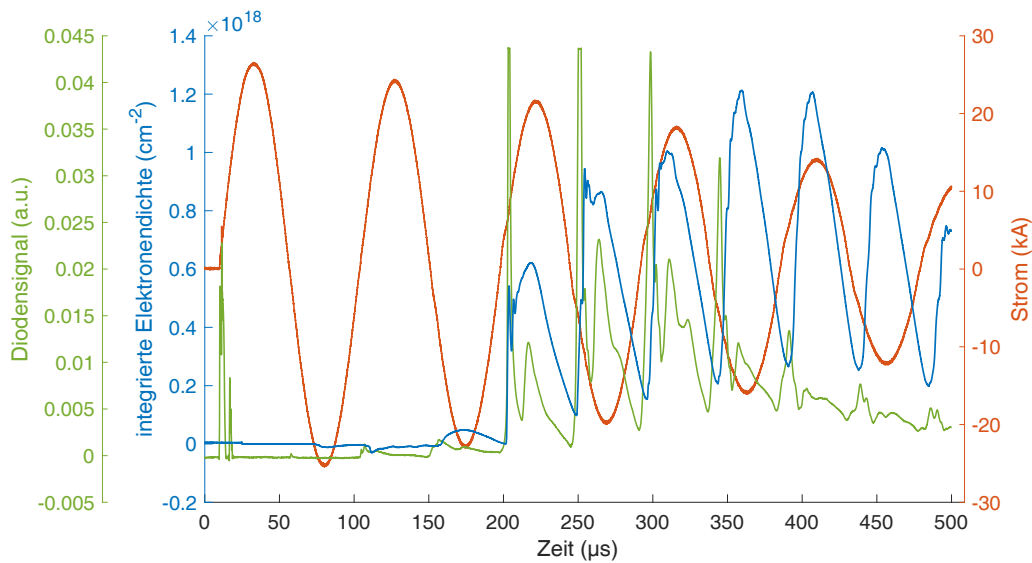


Abbildung 6.30: Zeitlicher Verlauf der integrierten Elektronendichte, des Stroms und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 16 kV bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Eine weitere Auffälligkeit hinsichtlich der gezeigten Daten in Abbildung 6.29 ist, dass in allen Kurven unphysikalische, negative integrierten Elektronendichten auftreten. Dies ist auch in Abbildung 6.30 zwischen 100  $\mu\text{s}$  und 150  $\mu\text{s}$  zu erkennen. Allgemein treten die negativen integrierten Elektronendichten zum einen periodisch vor der Plasmazündung auf und zum anderen erscheinen sie, wie in Abbildung 6.29 zu erkennen ist, wie ein negativer Offset am Ende der Entladung, sodass die jeweilige Kurve als Gesamtes in den negativen Bereich abtaucht.

Die Abbildungen 6.31 und 6.32 stellen die Maximalwerte der integrierten Elektronendichte in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke beider Experimentversionen in der Übersicht dar. Wie zu sehen ist, führt eine Erhöhung der Ladespannung bei festem Arbeitsdruck zu einer höheren integrierten Elektronendichte. Allerdings gibt es Hinweise, dass die integrierte Elektronendichte bei weiterer Vergrößerung der Ladespannung in ein Plateau übergehen könnte. Dies wird von den 20 Pa-Messungen deutlich gezeigt und von den 40 Pa-Messungen angedeutet. Bei höheren Arbeitsdrücken konnte dieses Verhalten aufgrund der Spannungsbegrenzung des elektrischen Systems nicht untersucht werden. Bei der zylindrischen Experimentversion sind ebenfalls wegen der Spannungsbegrenzung weniger Messwerte generiert worden. Allerdings kommt es auch hier zu einem Anstieg der integrierten Elektronendichten bei festem Arbeitsdruck mit der Ladespannung. Durch die geringe Anzahl an Messpunkte ist hierbei auf Trendlinien verzichtet worden.

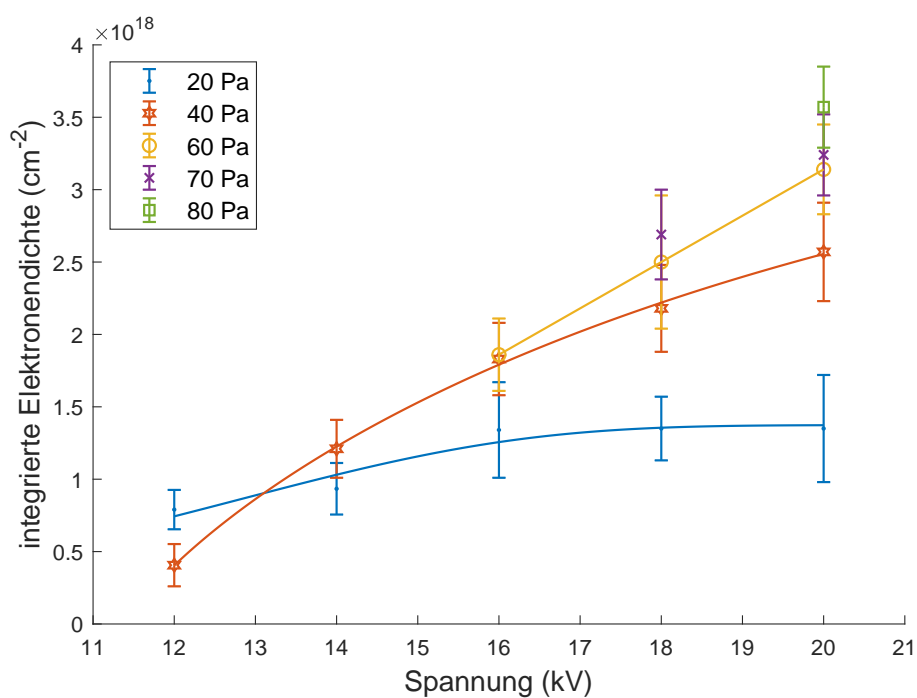


Abbildung 6.31: Maximalwerte der integrierten Elektronendichte in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion [CCI<sup>+</sup> 21, S. 5].

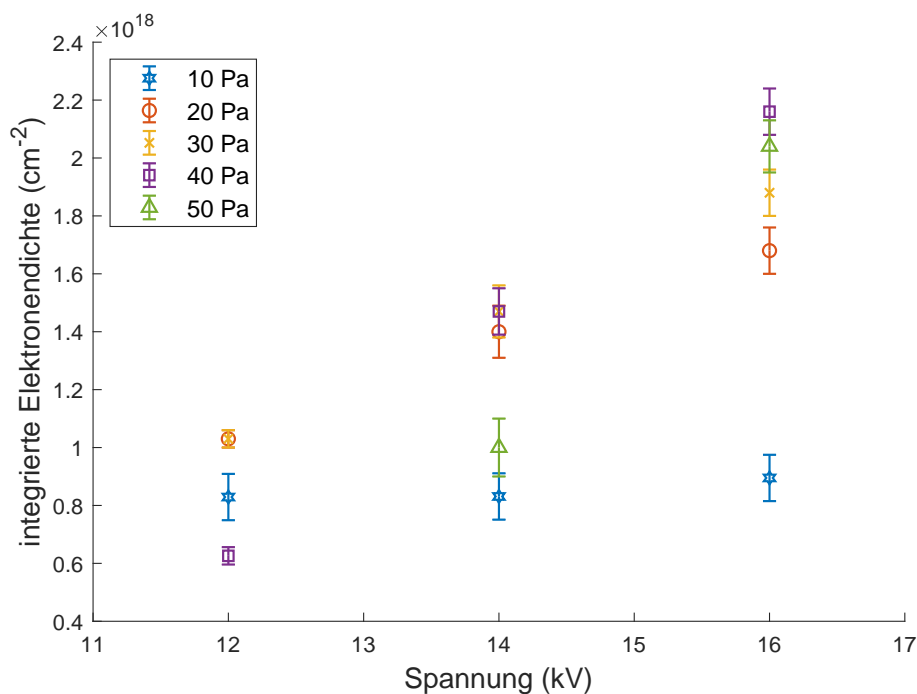


Abbildung 6.32: Maximalwerte der integrierten Elektronendichte in Abhängigkeit der Ladespannung für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

Die in beiden Experimentversionen erzielten Maximalwerte belaufen sich auf

$$\int n_e dl = (3,57 \pm 0,28) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$$

bei der sphärischen Experimentversion und auf

$$\int n_e dl = (2,16 \pm 0,08) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$$

bei der zylindrischen Experimentversion. Die Fehler der gezeigten Messungen ergeben sich aus einem systematischen Fehler, der aus der Ungenauigkeit des elliptischen Fits der Ausgangsspannungen des I/Q-Demodulators herrührt, sowie aus einem statistischen Fehler, der durch die Mittelung der Einzelmessungen erzeugt wird. Zusätzlich ist ein weiterer systematischer Fehler hinzugefügt worden, der durch die Vernachlässigung der Neutralgasatome im Brechungsindex berücksichtigt werden muss. Dabei ist bei der sphärischen Experimentversion gemäß [CCI<sup>+</sup>21, S. 5] pauschal eine Ungenauigkeit in der interferometrischen Phasenverschiebung von 2 rad hinzugefügt worden, wohingegen bei der zylindrischen Experimentversion die jeweilige maximale mittlere Vibrationsphasenverschiebung verwendet worden ist.

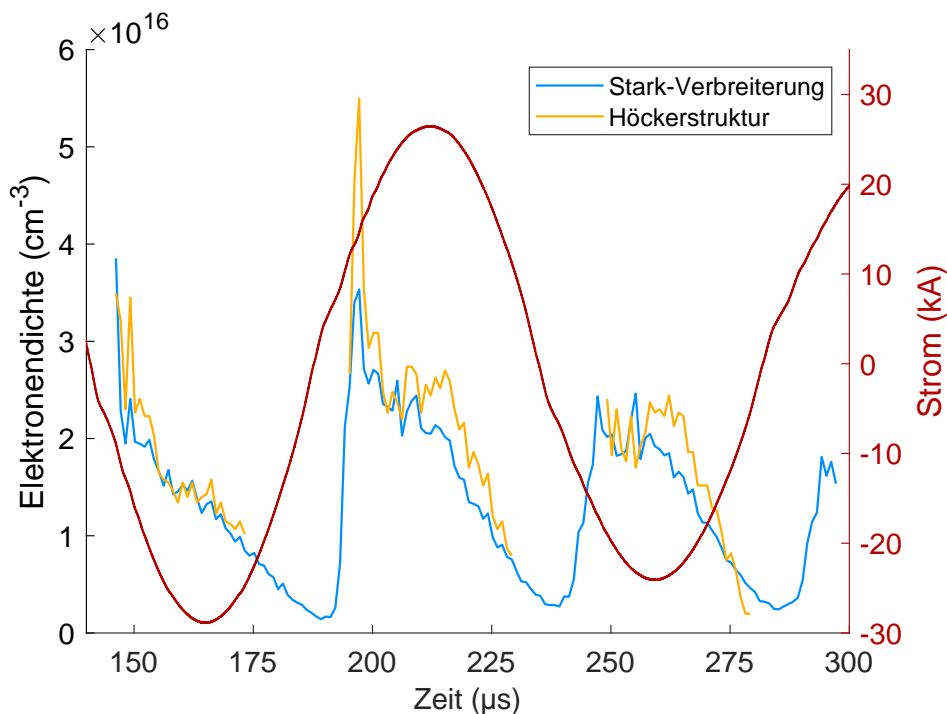


Abbildung 6.33: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte und des Stroms bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Bei der Durchführung der Einfarben-Interferometrie mit der sphärischen Experimentversion ist vergleichend eine spektroskopische Messreihe bei 40 Pa und 18 kV durchgeführt worden, um grundlegende Unterschiede im zeitlichen Verlauf der Elektronendichte und der integrierten Elektronendichte zu erkennen. Der hierfür verwendete spektroskopische Aufbau ist in [CCI<sup>+</sup>21, S. 4] beschrieben worden. Abbildung 6.33 veranschaulicht die erzielten spektroskopischen Messergebnisse. Die spektroskopischen Untersuchungen sind anhand der  $H_\beta$ -Linie mit zwei unabhängigen Messmethoden durchgeführt worden. Wie zu erkennen ist, ist dies zum einen die traditionelle Messung der Stark-Verbreiterung der  $H_\beta$ -Linie und zum anderen die Betrachtung ihrer Höckerstruktur. Für das Erstellen eines zeitlichen Verlaufs der spektroskopischen Ergebnisse ist die  $H_\beta$ -Linie im gezeigten Zeitfenster in Einzelschüssen in einem Abstand von 1,0  $\mu\text{s}$  und einer Belichtungszeit von 500 ns aufgenommen worden. Eine dabei typischerweise gemessene  $H_\beta$ -Linie, die eine ausgeprägte Höckerstruktur zeigt, ist in Abbildung 6.34 dargestellt.

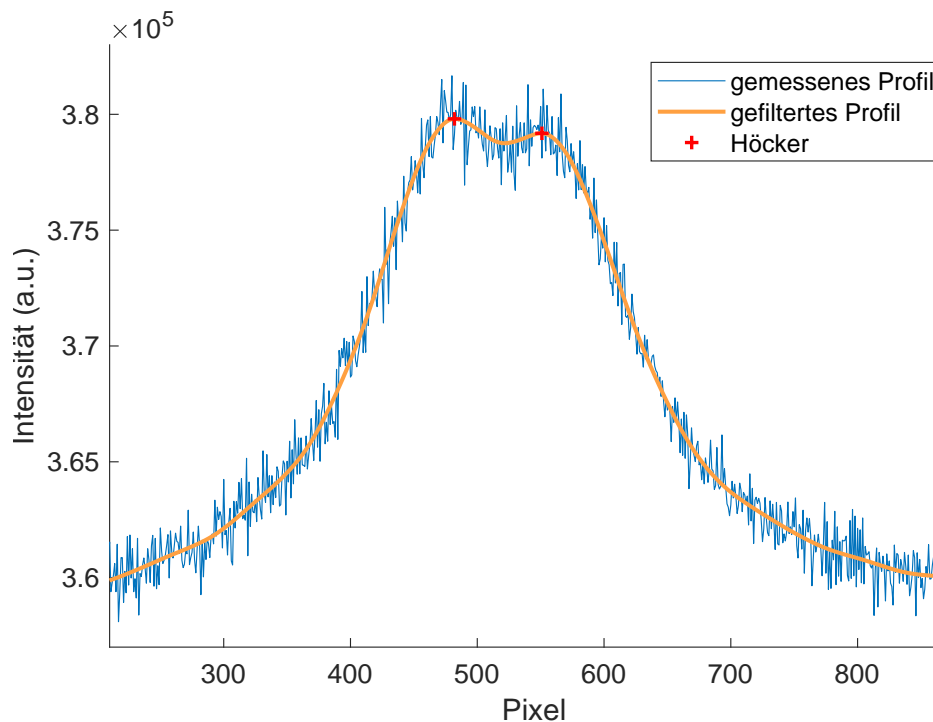


Abbildung 6.34: Profil der  $H_\beta$ -Linie bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 18 kV bei Verwendung der sphärischen Experimentversion. Das Profil ist 170,2  $\mu\text{s}$  nach Beginn der Entladung gemessen und zur Ermittlung der Höckerpositionen gefiltert worden [CCI<sup>+</sup> 21, S. 6].

Um die Höckerpositionen beziehungsweise den für die Bestimmung der Elektronendichte benötigten Höckerabstand präzise zu bestimmen, ist das verrauschte Profil

mittels Filter geglättet worden. Bei diesen handelt es sich um einen Wavelet-Denoise-Filter bei Level 5 sowie um einen Savitzky-Golay-Filter der Ordnung 3 mit 81 Stützstellen.

Wie in Abbildung 6.33 zu sehen ist, zeigen beide spektroskopischen Ansätze größtenteils eine gute Übereinstimmung. Beginnend an einem lokalen Dichteminimum am Ende der Erlöschungsphase beziehungsweise am Beginn der Zündungsphase kommt es während der Zündungsphase zu einem steilen Anstieg der Elektronendichte. Hier kann die Höckerstruktur noch nicht ausgewertet werden, da sie wegen einer zu geringen Elektronendichte nicht vorhanden ist. Beim Übergang in die Kompressionsphase steigt die Elektronendichte kontinuierlich an, wobei das Maximum am Ende der Kompressionsphase erreicht wird. Hier zeigen sich beispielsweise bei circa  $200 \mu\text{s}$  die größten Unterschiede zwischen den beiden spektroskopischen Ansätzen. In der Expansionsphase sinkt die Elektronendichte zunächst rapide und später langsam in Richtung eines lokalen Minimums am Ende der Erlöschungsphase ab.

Diese spektroskopischen Messungen sind mit der interferometrischen Messung verglichen worden. Abbildung 6.35 zeigt die anhand der jeweiligen Stromkurven synchronisierten Messergebnisse.

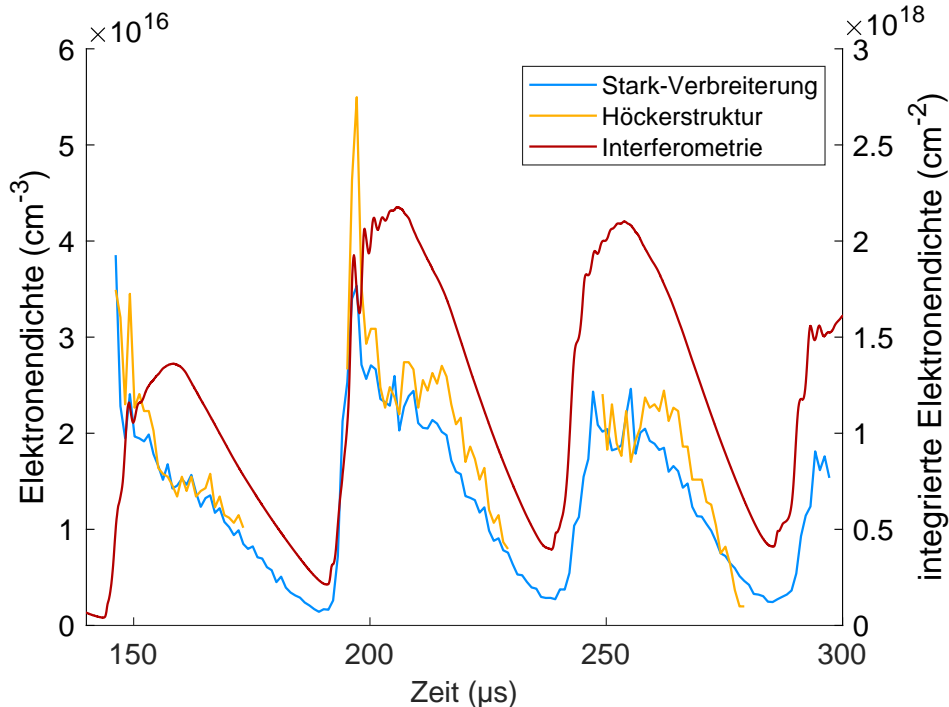


Abbildung 6.35: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte und der integrierte Elektronendichte bei einem Arbeitsdruck von  $40 \text{ Pa}$  und einer Ladespannung von  $18 \text{ kV}$  bei Verwendung der sphärischen Experimentversion [CCI<sup>+</sup> 21, S. 6].

Durch die Synchronisation lässt sich erkennen, dass die Elektronendichte und die integrierte Elektronendichte im Wesentlichen in Phase verlaufen. Allerdings wird das Maximum der Elektronendichte am Ende der Kompressionsphase erreicht, wobei die integrierte Elektronendichte dagegen dort nur ein lokales Maximum zeigt. Während die Elektronendichte danach wieder rapide absinkt, steigt die integrierte Elektronendichte weiter an und bildet ein Maximum, das etwa um  $10\ \mu\text{s}$  gegenüber dem Maximum der Elektronendichte verspätet ist und in der Nähe des Stromextremwerts lokalisiert ist [CCI<sup>+</sup>21, S. 6].

### 6.4.2 Zweifarben-Interferometrie

Bei der Zweifarben-Interferometrie sind die integrierte Elektronendichte und die integrierte Neutralgasdichte, aus welchen sich der effektive Ionisationsgrad berechnet lässt, in Abhängigkeit des Arbeitsdrucks und der Ladespannung untersucht worden. Die Messungen sind dabei für die zylindrische Experimentversion in einem Arbeitsdruckbereich von 10 - 50 Pa in 10 Pa-Schritten für die drei höchsten Ladespannungen 12 kV, 14 kV und 16 kV durchgeführt worden. Bei der sphärischen Experimentversion sind die genannten physikalischen Größen vergleichend für 20 Pa, 30 Pa und 40 Pa für Ladespannungen von 16 kV und 18 kV untersucht worden. Da der zeitliche Verlauf der integrierten Neutralgasdichte relativ zu einem Anfangswert erfolgt, ist es notwendig gewesen, neben der eigentlichen interferometrischen Messung, den Arbeitsdruck und die Temperatur des Wasserstoffgases in die Auswertung direkt einfließen zu lassen. Zur Temperaturmessung ist ein digitales Thermometer verwendet worden, dessen Messfühler am Gaseinlassflansch des Vakuumsystems befestigt worden ist. Die Genauigkeit des Thermometers beträgt 1,5 K. Mit der idealen Gasgleichung und unter Verdoppelung des Arbeitsdrucks zur Berücksichtigung der Moleküldissoziation, ist die Anfangsdichte eines theoretischen, monoatomaren Wasserstoffgases bestimmt worden. Durch die Multiplikation der Anfangsgasdichte mit der Wegstrecke des Lasers im jeweiligen Experiment ist der Anfangswert der integrierte Neutralgasdichte errechnet worden.

Abbildung 6.36 zeigt ein typisches Ergebnis der Zweifarben-Interferometrie, welches mit der zylindrischen Experimentversion bei einem Arbeitsdruck von 30 Pa und einer Ladespannung von 16 kV erzielt worden ist. Bei anderen Entladungsbedingungen haben die abgebildeten Größen mit beiden Experimentversionen einen vergleichbaren zeitlichen Verlauf. Anhand von Abbildung 6.36 ist bereits in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 5 ff.] das zeitliche Verhalten der integrierten Dichten sowie des effektiven Ionisationsgrad beschrieben und diskutiert worden. Hinsichtlich der integrierten Elektronendichte lässt

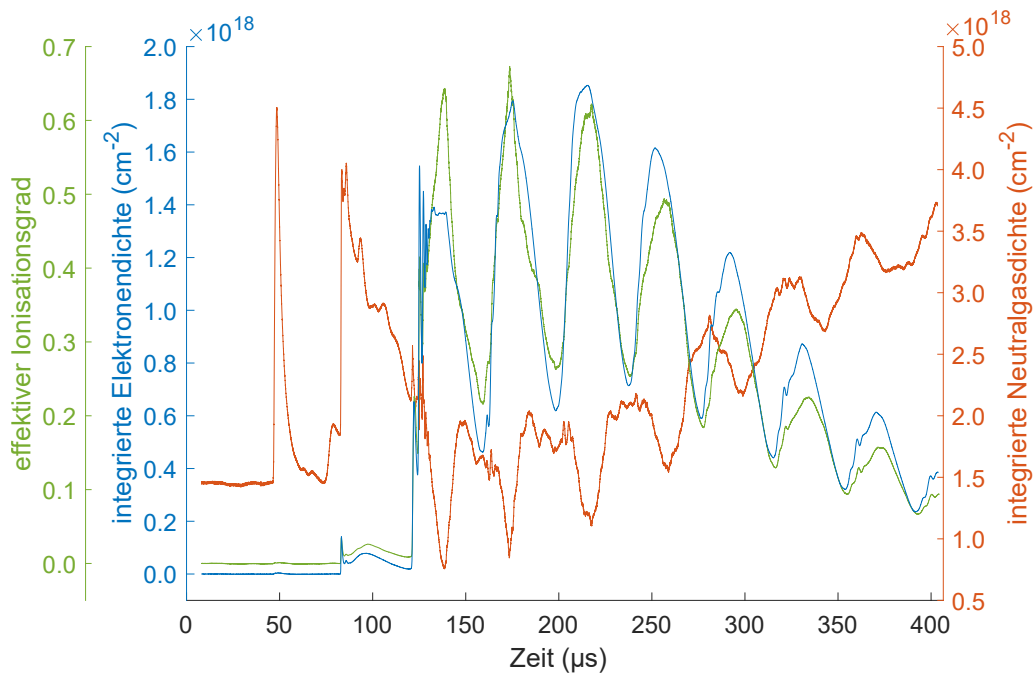


Abbildung 6.36: Zeitlicher Verlauf der integrierten Elektronendichte, der integrierten Neutralgasdichte und des effektiven Ionisationsgrads bei einem Arbeitsdruck von 30 Pa und einer Ladesspannung von 16 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 6].

sich prinzipiell derselbe Verlauf wie in der Einfarben-Interferometrie erkennen, da der Brechungsindex bei Anwesenheit des Plasmas von den Elektronen dominiert ist und die Zweifarben-Interferometrie lediglich zu etwas anderen Absolutwerten führt. Die Maximalwerte der integrierten Elektronendichte liegen wie bei der Einfarben-Interferometrie im Bereich von wenigen  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Weiterhin sind in der Zweifarben-Interferometrie negative integrierte Elektronendichten nicht mehr aufgetreten beziehungsweise ihre Größenordnung ist gegenüber anderen Fehlern vernachlässigbar. Die zweite Wellenlänge hat den Beitrag des Neutralgases in der integrierten Elektronendichte korrigiert und die Statistik die Vibrationen eliminiert.

Bei der Betrachtung der integrierten Neutralgasdichte ist zu sehen, dass es vor der Plasmazündung zu einer gewissen Dynamik kommt. Es treten spitzenartige Anstiege auf, die ein Vielfaches des Anfangswerts der integrierten Neutralgasdichte betragen. Diese Anstiege repräsentieren die negativen Ausschläge der integrierten Elektronendichte vor der Plasmazündung aus der Einfarben-Interferometrie. Um diese Dynamik der integrierten Neutralgasdichte besser zeitlich einordnen zu können, zeigt Abbildung 6.37 die integrierte Neutralgasdichte zusammen mit dem Strom und dem Diodensignal. Wie zu sehen ist, markiert ein markantes Diodensignal zwischen 100 µs und 150 µs analog zu Abbildung 6.30 die durchgreifende Zündung des Plasmas. In



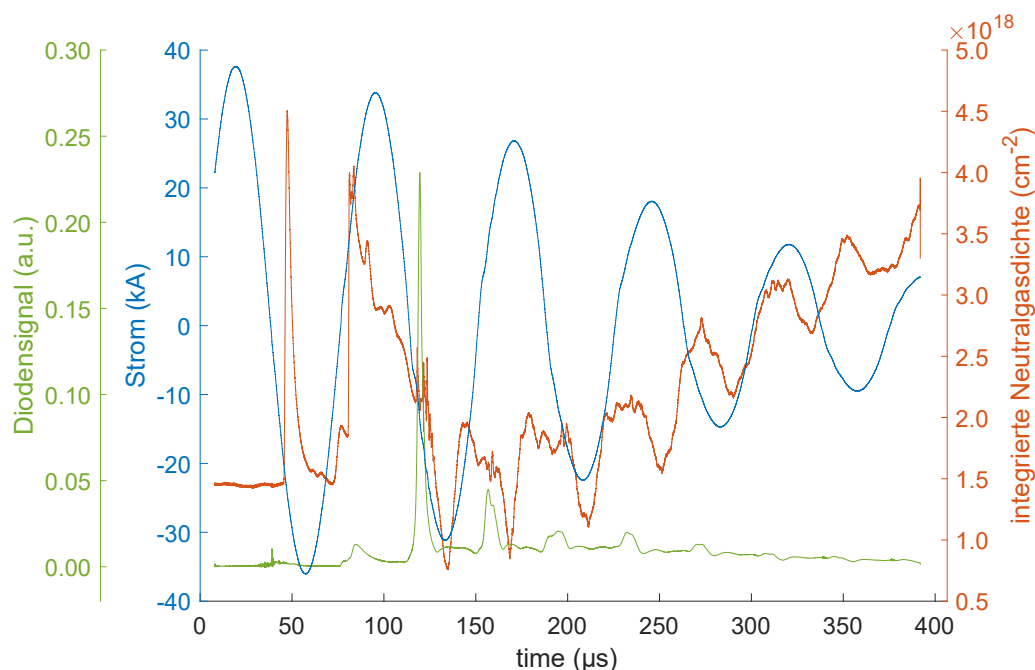


Abbildung 6.37: Zeitlicher Verlauf des Stroms, der integrierten Neutralgasdichte und des Diodensignals bei einem Arbeitsdruck von 30 Pa und einer Ladenspannung von 16 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

den davorliegenden Stromhalbwellen wird ebenfalls analog zu Abbildung 6.30 ein schwaches Diodensignal in der Nähe des Stromnulldurchgangs registriert. Zu diesen Zeitpunkten treten die Anstiege der integrierten Neutralgasdichte auf. Nach der Plasmazündung ändert sich allerdings die Dynamik, wobei nun signifikante, periodische Einbrüche in der integrierten Neutralgasdichte sichtbar sind.

Wie in Abbildung 6.36 gezeigt wird, fallen diese, zumindest in den ersten Halbwellen nach der Zündung, zeitlich mit den Maxima der integrierten Elektronendichte in der Nähe der Stromextremwerte zusammen. Für späte Stromhalbwellen verschieben sie sich allerdings hinter den Stromextremwert, während die Maxima der integrierten Elektronendichte ihre zeitliche Lage kaum ändern. Als weitere Besonderheit lässt sich erkennen, dass die integrierte Neutralgasdichte ab circa 200  $\mu\text{s}$  allgemein ansteigt, wobei die Einbrüche als Modulation erhalten bleiben. Dieser allgemeine Anstieg konnte bei allen Entladungsbedingungen beobachtet werden und beginnt in der Regel 2 bis 3 Halbwellen nach der Plasmazündung.

Hinsichtlich des effektiven Ionisationsgrads ist in Abbildung 6.36 zu sehen, dass dieser größtenteils in Phase mit der integrierten Elektronendichte verläuft. In den ersten beiden Halbwellen nach der Zündung treten die jeweiligen Maxima gleichzeitig auf, während es im Fortgang der Entladung zu einer geringfügigen Verschiebung

kommt. Dadurch dass sich die integrierte Neutralgasdichte relativ zur integrierten Elektronendichte im Laufe der Entladung verspätet, tritt das Maximum des effektiven Ionisationsgrads ebenfalls verspätet auf. Die Form der Spitzenregionen des effektiven Ionisationsgrads wird dabei durch den Verlauf der Einbrüche in der integrierten Neutralgasdichte bestimmt. Da nach dem Durchlauf der Ionisationswelle durch das Restgas prompt wieder Rekombination einsetzt, da außerhalb der Spule kein signifikanter Energieeintrag in das Plasma herrscht, besitzen die Einbrüche in diesem Zeitbereich sehr steile Flanken. Es kommt zu einem schnellen Abfall und zu einem ebenso schnellen Anstieg der integrierten Neutralgasdichte. Daher sind die Spitzenregionen des effektiven Ionisationsgrads ebenfalls scharf zulaufend mit schnellen Anstiegs- und Abfallszeiten. Allgemein fallen die Einbrüche der integrierten Neutralgasdichte, wie auch in Abbildung 6.36 gezeigt wird, zum Teil deutlich unter  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ . Daraus ergeben sich effektive Ionisationsgrade von über 0,5, wobei der Maximalwert in Abbildung 6.36 bei 0,67 liegt.

In den Abbildungen 6.38 und 6.39 finden sich die optimalen Kombinationen aus effektivem Ionisationsgrad und integrierter Elektronendichte für alle Entladungsbedingungen für beide Experimentversionen in einer Übersicht gezeigt.

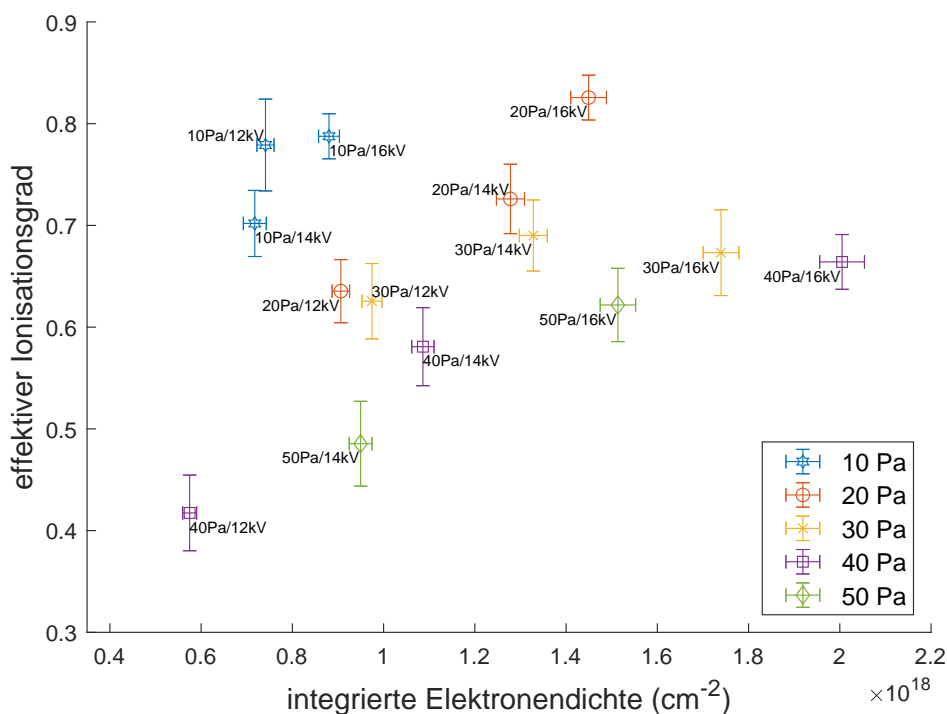


Abbildung 6.38: Optimale Kombinationen aus effektivem Ionisationsgrad und integrierter Elektronendichte für verschiedene Arbeitsdrücke und Ladespannungen bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 7].

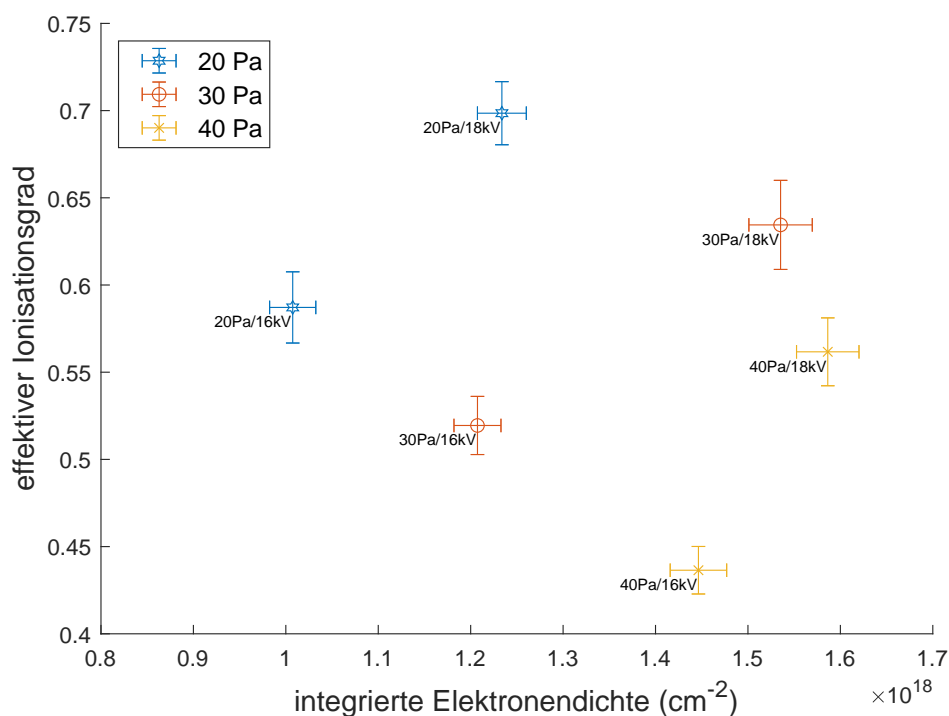


Abbildung 6.39: Optimale Kombinationen aus effektivem Ionisationsgrad und integrierter Elektronendichte für verschiedene Arbeitsdrücke und Ladesspannungen bei Verwendung der sphärischen Experimentversion [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 7].

Primär ist dabei für die jeweiligen Entladungsbedingungen der maximale effektive Ionisationsgrad und die gleichzeitig auftretende integrierte Elektronendichte ausgewählt worden. Zumeist liegt bei dieser Auswahl auch die maximale integrierte Elektronendichte vor. Aufgrund des Anstiegs der integrierten Neutralgasdichte zu späteren Zeiten, bei der die Einbrüche nur als Modulation erhalten bleiben, kann es allerdings vorkommen, dass beide Maximalwerte zu unterschiedlichen Zeitpunkten erreicht werden. In einem solchen Fall ist die gesamte Entladung individuell betrachtet worden. Dabei ist nur dann das Wertepaar mit der höheren integrierten Elektronendichte verwendet worden, falls der entsprechende effektive Ionisationsgrad nur zwei Prozentpunkte unter dem Maximalwert gelegen hat. Die optimale Kombination aus der integrierten Elektronendichte und dem effektiven Ionisationsgrad beträgt dabei

$$\int n_e dl = (1,45 \pm 0,04) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta_{max} = (0,826 \pm 0,022)$$

für die zylindrische Experimentversion und ist bei einem Arbeitsdruck von 20 Pa und einer Ladesspannung von 16 kV erreicht worden. Dagegen liegt die optimale Kombi-

nation für die sphärische Experimentversion bei

$$\int n_e dl = (1,23 \pm 0,03) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ bei } \eta_{max} = (0,699 \pm 0,019)$$

und ist bei einem Arbeitsdruck von 20 Pa und einer Ladespannung von 18 kV erzielt worden.

Weiterhin ist ersichtlich, dass eine Erhöhung der Ladespannung bei festem Arbeitsdruck grundsätzlich eine Erhöhung beider Parameter bewirkt. Eine Ausnahme bilden allerdings hier die Messungen bei 10 Pa und 30 Pa. Bei ersterer liegt der Mittelwert der Messung bei einer Ladespannung von 12 kV sowohl bei der integrierten Elektronendichte also auch beim effektiven Ionisationsgrad höher als mit einer Ladespannung von 14 kV. Allerdings stimmen beide Mittelwerte innerhalb ihrer Fehler hinsichtlich beider Parameter überein. Bei der 30 Pa-Messung steigt dagegen die integrierte Elektronendichte deutlich mit der Ladespannung an, wohingegen sich hinsichtlich des effektiven Ionisationsgrads innerhalb der Fehler kein Unterschied in der Messreihe zeigt.

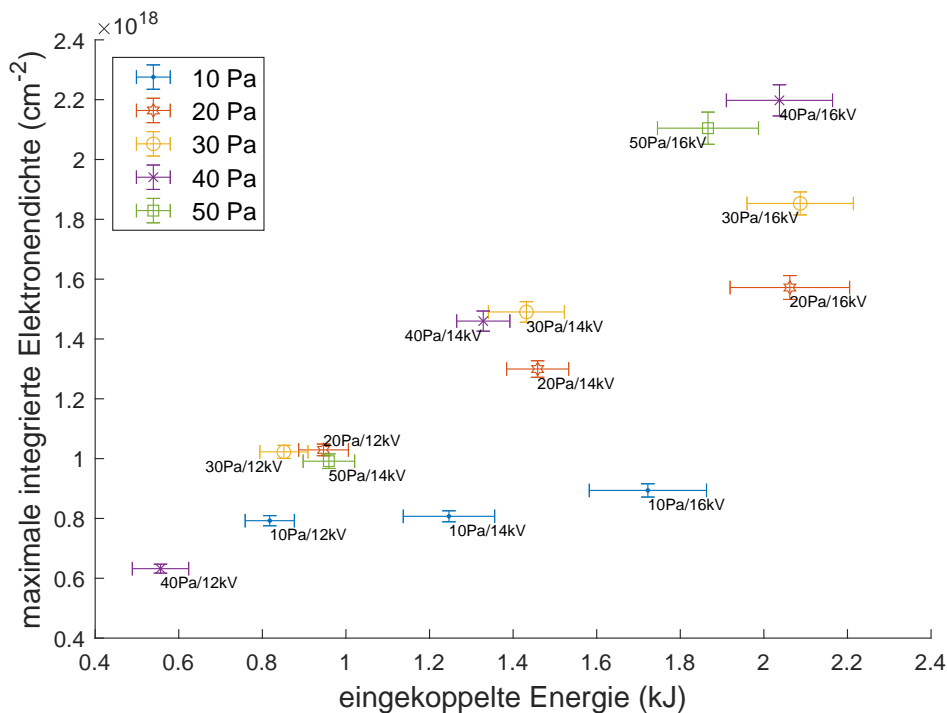


Abbildung 6.40: Maximale integrierte Elektronendichte in Abhängigkeit der eingekoppelten Energie für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

In den Abbildungen 6.40 bis 6.43 sind die Maximalwerte der integrierten Elektronendichte und des effektiven Ionisationsgrads in Abhängigkeit von der in das Plasma

eingekoppelten Energie aufgetragen worden. Diese Darstellungen sind zweckmäßig, da eine höhere Ladespannung zwar mehr Primärenergie in der Kondensatorbank bereitstellt, diese aber gemäß den Messergebnissen zur Transfereffizienz und Energieeinkopplung bei verschiedenen Entladungsbedingungen nicht gleichermaßen in das Plasma eingekoppelt wird. Bei Betrachtung der Messungen in den Abbildungen 6.40 und 6.41 wird ersichtlich, dass bei festem Arbeitsdruck die integrierte Elektronendichte mit der eingekoppelten Energie ansteigt. Bei einer ähnlichen eingekoppelten Energie führt die Erhöhung des Arbeitsdrucks in der Regel nochmal zu einer Steigerung der integrierten Elektronendichte, wobei sich bei einem bestimmten Arbeitsdruck ein Optimum zu zeigen scheint. Hierbei liegt wohl ein optimales Verhältnis zwischen der Teilchenzahl und der zur Ionisation zur Verfügung stehenden Energie vor. Auch hier lässt sich wieder erkennen, dass bei der 10 Pa-Messung mit der zylindrischen Experimentversion die maximale integrierte Elektronendichte mit der eingekoppelten Energie quasi nicht gesteigert werden kann. Bei der sphärischen Experimentversion lässt sich dagegen für alle Arbeitsdrücke ein Anstieg der maximalen integrierten Elektronendichte mit der eingekoppelten Energie feststellen.

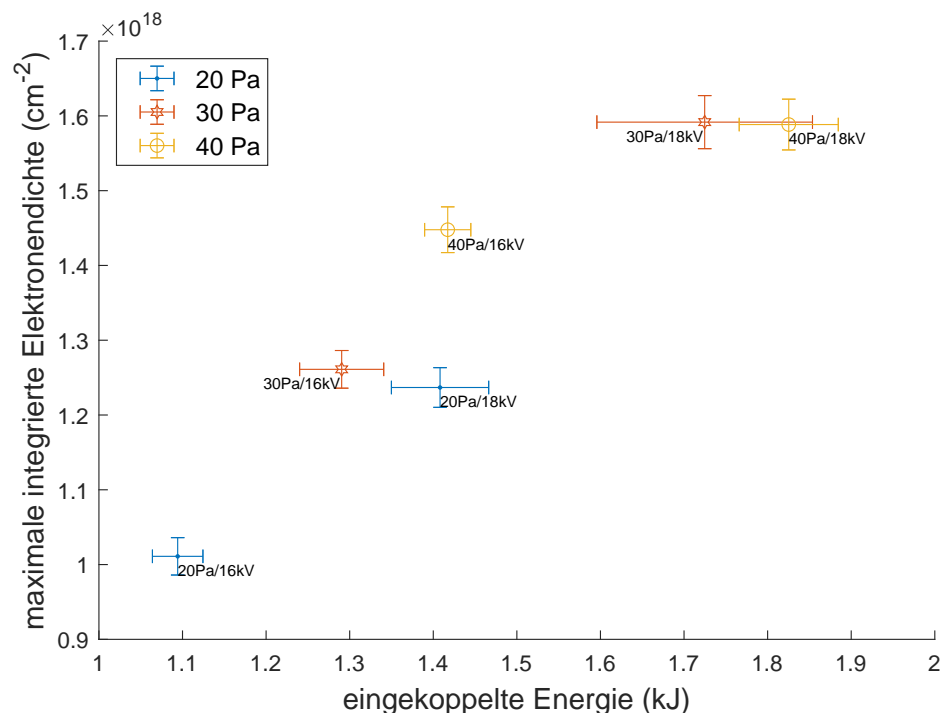


Abbildung 6.41: Maximale integrierte Elektronendichte in Abhängigkeit der eingekoppelten Energie für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Im Gegensatz dazu sind die Gesetzmäßigkeiten beim effektiven Ionisationsgrad bei der zylindrischen Experimentversion nicht eindeutig. Es gibt zwar, wie in Abbildung

6.42 zu sehen ist, die grundlegende Tendenz, dass der effektive Ionisationsgrad mit der eingekoppelten Energie ansteigt, allerdings lassen sich bei festem Arbeitsdruck wieder Ausnahmen erkennen. Vor allem bei der 10 Pa-Messung zeigt sich ein ungewöhnlich hoher Wert bei der 12 kV-Messung, obwohl hierbei die eingekoppelte Energie bei diesem Arbeitsdruck signifikant am geringsten ist. Weiterhin lässt sich wieder bei der 30 Pa-Messung innerhalb der Fehler kein Einfluss der eingekoppelten Energie auf den effektiven Ionisationsgrad identifizieren. Dagegen zeigt sich bei der sphärischen Experimentversion, wie in Abbildung 6.43 zu sehen ist, dass es für einen festen Arbeitsdruck immer zu einem Anstieg des effektiven Ionisationsgrads mit der eingekoppelten Energie kommt. Demgegenüber sinkt der effektive Ionisationsgrad bei Erhöhung des Arbeitsdrucks, auch wenn die eingekoppelte Energie bei den jeweiligen Arbeitsdrücken einen ähnlichen oder sogar höheren Wert besitzt. Beispielsweise verringert sie sich für eine feste Ladespannung von 16 kV ausgehend von 20 Pa bis hin zu 40 Pa, obgleich die eingekoppelte Energie mit zunehmendem Arbeitsdruck dabei kontinuierlich anwächst. Weiterhin liefert die Messung bei 20 Pa und 18 kV einen weit höheren effektiven Ionisationsgrad als bei 40 Pa und 16 kV, obwohl bei diesen Entladungsbedingungen die eingekoppelten Energien sehr gut übereinstimmen.

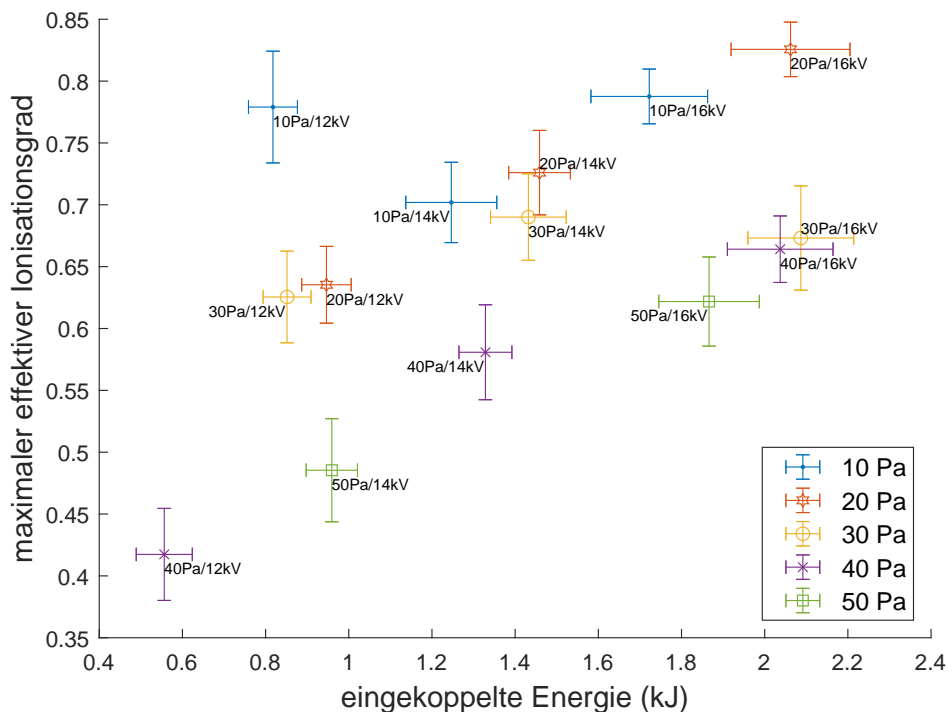


Abbildung 6.42: Maximaler effektiver Ionisationsgrad in Abhängigkeit der eingekoppelten Energie für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

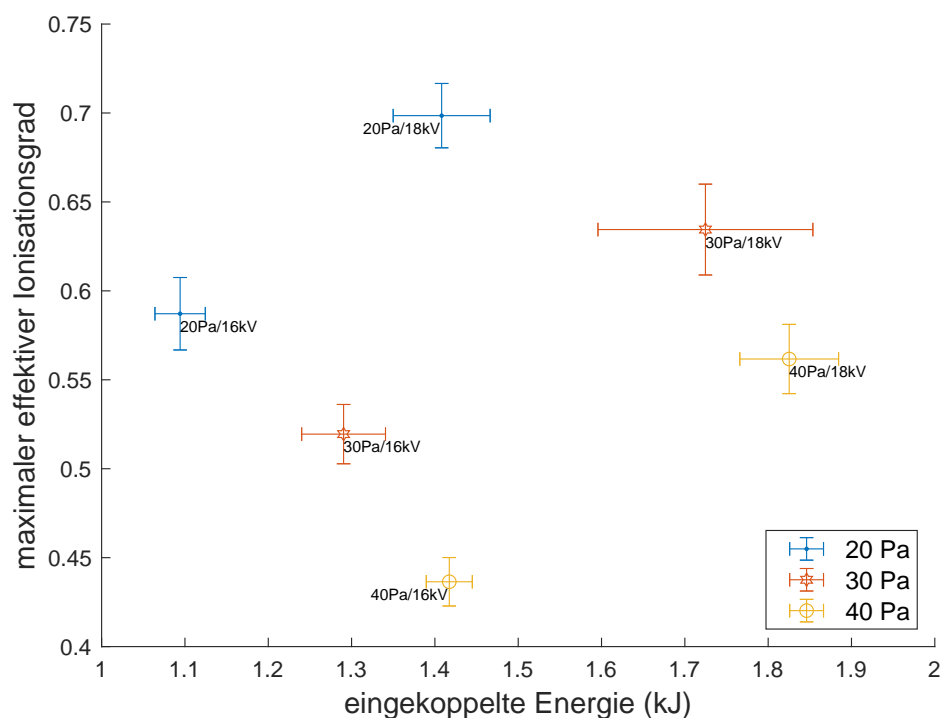


Abbildung 6.43: Maximaler effektiver Ionisationsgrad in Abhängigkeit der eingekoppelten Energie für verschiedene Arbeitsdrücke bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

Ähnlich wie bei der Einfarb-Interferometrie setzen sich die gezeigten Fehler der Messpunkte in der Zweifarben-Interferometrie aus verschiedenen Einzelfehlern zusammen. Bei den integrierten Dichten ergibt sich zum einen ein statistischer Fehler, da eine Messung festem Arbeitsdruck und fester Ladespannung 50-mal wiederholt worden ist. Dessen Größenordnung liegt bei  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$ . Zum anderen kommt ein über 50 Messungen gemittelter systematischer Fehler in der Größenordnung von  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  hinzu, der von den Fehlern der Ausgangsspannungen des I/Q-Demodulators beziehungsweise des elliptischen Fits dieser Spannungen herrührt. Bei der integrierten Elektronendichte ist ein zusätzlicher Fehler von 1,5 % dazuaddiert worden, um den Beitrag angeregter Zustände im Brechungsindex einer Zweifarben-Interferometrie zu berücksichtigen. Die Experimentlänge ist bei beiden Versionen auf 1 cm genau vermessen und der Fehler des Arbeitsdrucks wieder auf 2 % geschätzt worden. Der Fehler des Drucks sowie der Fehler des Thermometers von bis zu 2 K gehen dabei in den Fehler der integrierten Neutralgasdichte zur Berechnung des Anfangswerts ein. Der Fehler des effektiven Ionisationsgrads ist nach der Größtfehlermethode aus den Gesamtfehlern der integrierten Elektronen- und Neutralgasdichte berechnet worden [CBGC<sup>+</sup>22, S. 7].





# 7 Diskussion und Ausblick

## 7.1 Diskussion der Messergebnisse zum elektrischen Schaltkreis

Hinsichtlich der grundlegenden elektrischen Größen des Experiments haben sich, wenn überhaupt, nur geringe Abweichungen von den jeweiligen Erwartungen ergeben. Beispielsweise stimmt die ermittelte Kapazität der Kondensatorbank von  $C = (29,38 \pm 0,39) \mu\text{F}$  mit dem herstellerseitig angegebenen Wert von  $(30,0 \pm 1,5) \mu\text{F}$  überein. Die Induktivitäten  $L_s = (7,75 \pm 0,12) \mu\text{H}$  und  $L_z = (5,01 \pm 0,07) \mu\text{H}$  der sphärischen beziehungsweise der zylindrischen Spule weichen geringfügig von den Werten in [LXB<sup>+</sup>15] und [CCM<sup>+</sup>20] ab, die mit  $7,3 \mu\text{H}$  beziehungsweise  $5,6 \mu\text{H}$  angegeben sind. Wie ersichtlich ist, liegt die maximale Abweichung lediglich bei etwas mehr als 10%. Dies liegt sehr wahrscheinlich daran, dass in den jeweiligen Experimenten unterschiedlich lange Anschlüsse der Spule an die Kondensatorbank verwendet worden sind. Die typische Größenordnung der parasitären Induktivität eines solchen Anschlusses liegt bei wenigen 100 nH, wodurch eine Schwankung von 10% hervorgerufen werden kann.

Des Weiteren sind die theoretischen Kennlinien des Experiments durch die Messungen gut abgebildet worden, indem alle Messpunkte innerhalb des theoretischen Fehlerbereichs liegen. Tendenziell liegen die Messpunkte der zylindrischen Experimentversion etwas dezentraler im theoretischen Bereich als die der sphärischen Experimentversion. Die Ursache ist vermutlich, dass zwischen der Aufnahme der beiden Kennlinien ein Kondensator wegen eines Defekts ausgetauscht werden musste, sodass sich die Kapazität der Kondensatorbank geringfügig geändert hat.

Der ohmsche Widerstand des Schalters ist bisher nur bei Verwendung eines Thyristorstacks untersucht worden, wobei Werte um  $15 \text{ m}\Omega$  gemessen worden sind [XHL<sup>+</sup>15, S. 3]. Die hier erzielten Ergebnisse mit einem Thyatron als Schalter liegen ebenfalls in dieser Größenordnung. Allerdings zeigt sich hier eine exponentielle Abnahme des ohmschen Widerstands mit der Ladespannung, wohingegen beim Thyristorstack eine Ladespannungsunabhängigkeit festgestellt worden ist. Die exponentielle Abnahme der Daten steht in Einklang mit der in [KKB85, S. 1748] hergeleiteten Theorie. Dort sind zwar laser-getriggerte Funkenschalter untersucht worden, aber der grundlegende Zündungsmechanismus durch ein schalterinternes Plasma ist vergleichbar.

Beim Vergleich der Transfereffizienzen ist auffällig, dass mit der zylindrischen Expe-

rimentversion einerseits höhere Werte erreicht worden sind, aber andererseits dort bei Steigerung der Ladespannung noch höhere Werte erwartbar sind. Bei der sphärischen Experimentversion scheint dagegen der mögliche Wertebereich der Transfereffizienz fast vollständig ausgenutzt worden zu sein. Außer bei den höchsten Arbeitsdrücken von 70 Pa und 80 Pa zeigt die Transfereffizienz bei einer Ladespannung von 20 kV bereits wieder eine absteigende Tendenz. Grundsätzlich ist beim Verlauf der Transfereffizienz in Abhängigkeit der Ladespannung für einen gegebenen Arbeitsdruck ein lokales Maximum zu erwarten. Dies liegt daran, dass bei der durch den Arbeitsdruck gegebenen mittleren freien Weglänge eines Elektrons ein optimal beschleunigendes elektrisches Feld existiert, sodass dieses Elektron nach dem Durchlaufen der mittleren freien Weglänge gerade eine ausreichende kinetische Energie für die Stoßionisation besitzt. Ist der Arbeitsdruck zu gering, steigt die Induktivität des Plasmas, sodass es zu höheren Verlusten im Primärkreis kommt. Ist der Arbeitsdruck zu hoch, steigt der Plasmawiderstand, sodass sich die Abklingzeit erhöht [LXC<sup>+</sup>14, S. 1167]. Bei der sphärischen Experimentversion sind diese lokalen Maxima gut sichtbar, während bei der zylindrischen Experimentversion die lokalen Maxima noch außerhalb des verwendeten Ladespannungsbereichs liegen. Die Ursache für die höhere Effizienz der zylindrischen Experimentversion ist dabei in elektrischen Eigenschaften des Schaltkreises zu finden. Gemäß [TLBJ12, S. 033505-6] hat die Frequenz einen Einfluss auf die Transfereffizienz, da sie die Güte des Primärkreises beeinflusst, welche mit den Größen aus Kapitel 5.1.2 als

$$Q = \frac{\omega L_0}{R_0} \quad (7.1)$$

definiert ist. Wie zu sehen ist, bedingt eine höhere Frequenz bei gegebenen  $L_0$  und  $R_0$  eine höhere Güte, sodass die Transfereffizienz steigt.

## 7.2 Diskussion der polarimetrischen Messergebnisse

Hinsichtlich der polarimetrischen Messergebnisse existiert eine deutliche Diskrepanz zwischen den gemessenen und simulierten Absolutwerten der magnetischen Flussdichte. Der Grund ist nicht direkt ersichtlich, da zunächst zwei Ursachen infrage kommen. Zum einen könnte die Verdet-Konstante falsch bestimmt worden sein. Allerdings zeigen die Daten aus [SYLM16], dass die in diesem Experiment ermittelte Verdet-Konstante sehr gut mit jenen Werten übereinstimmt. In Abbildung 7.1 sind die Verdet-Konstanten von TGG-Kristallen und TGG-Keramiken verschiedener Hersteller temperaturabhängig für eine Wellenlänge von 632,8 nm gezeigt. Der ebenfalls

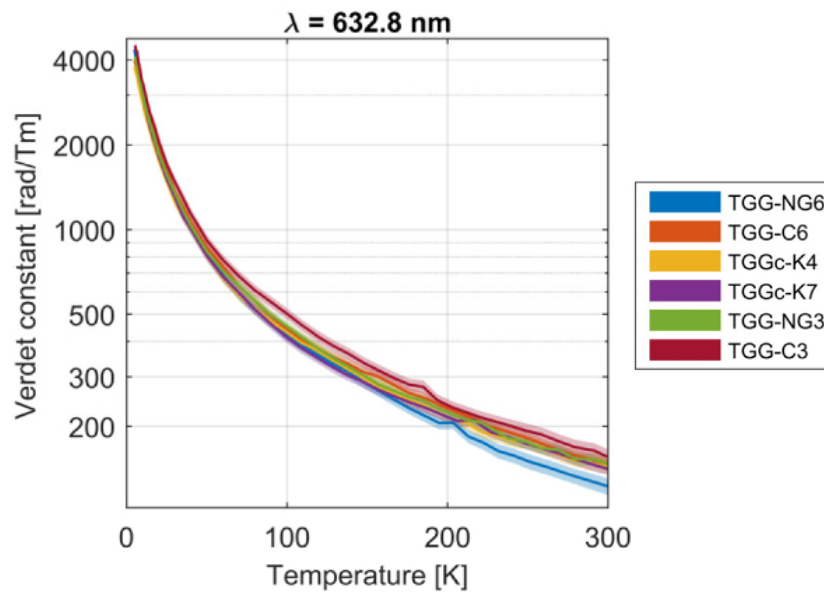


Abbildung 7.1: Verdet-Konstanten verschiedener TGG-Kristalle und TGG-Keramiken in Abhängigkeit der Temperatur für eine Wellenlänge von 632,8 nm [SYLM16, S. 3689]

von Catech stammende TGG-Kristall C6, der in seiner Länge von 6 mm in etwa mit dem hier betrachteten TGG-Kristall übereinstimmt, besitzt nach Auswertung der Kurven in Abbildung 7.1 bei circa 296 K einen Wert von  $V_{C6} = -148,9 \text{ rad/Tm}$ . Der Streubereich der Verdet-Konstanten aller gezeigten Kristalle und Keramiken bei 296 K reicht von  $-125 \text{ rad/Tm}$  bis  $-160 \text{ rad/Tm}$ , wobei der niedrigste Verlauf (TGG-NG6) eine deutlichere Abweichung von allen anderen Kurven zeigt. Um die in den Abbildungen 6.13 und 6.14 gezeigten prozentualen Abweichungen der magnetischen Flussdichte im Spulenzentrum von den simulierten Werten rein durch eine fehlerhafte Verdet-Konstante zu erzeugen, müsste diese ebenfalls um die genannten Prozentwerte niedriger liegen. Dies würde dann auf eine Verdet-Konstante von circa  $-125 \text{ rad/Tm}$  führen. Dieser Wert liegt noch im, aber bereits am unteren Ende des genannten Streubereichs.

Eine weitere Erklärung für die negativen Abweichungen ist die Hysterese des TGG-Kristalls. Bereits in [VDB78] sind Hystereseeffekte beobachtet worden, wobei sich jenes Experiment von dem hier beschriebenen Experiment hinsichtlich der Betriebsfrequenz und der magnetischen Feldstärke unterscheidet. Daher ist die Vergleichbarkeit der Experimente hinsichtlich der Hysterese fraglich. Die Hysterese wird in [VDB78, S. L497] mit einer zeitlichen Verschiebung des polarimetrischen Messsignals relativ zum Stromsignal in Verbindung gebracht, dennoch ist eine Absenkung der

Amplitude nicht beobachtet worden.

Allerdings würde eine reine Verschiebung beziehungsweise eine zeitliche Verzögerung der magnetischen Flussdichte gegenüber dem Strom eine sinusförmige Differenzfunktion ergeben. Wie in Abbildung 6.16 aber zu sehen ist, ist die Differenzfunktion eindeutig nicht sinusförmig, wobei sich lokale Maxima um den Stromnulldurchgang ergeben. Die nachgewiesene Hysterese des TGG-Kristalls kann für die Abweichung zwischen den Messungen und den Simulationen verantwortlich sein. Dennoch sollte eine erneute dynamische Kalibrierung des TGG-Kristalls an einem gepulsten Helmholtz-Feld durchgeführt werden, um einen noch unbekanntem systematischen Fehler in der Verdet-Konstante auszuschließen.

Die festgestellte Asymmetrie im Gradienten der magnetischen Flussdichte, die vor allem bei der sphärischen Spule auftritt, liegt in einer fehlerhaften Kristallführung. Genau entlang der Symmetrieachse der Spule liegt der größte Gradient vor, sodass relativ zum Spulenzentrum zu groß gemessene Werte darauf hindeuten, dass der Kristall die z-Achse bei diesen Messpunkten verlassen hat. Mit der zylindrischen Spule konnte allerdings nachgewiesen werden, dass die polarimetrische Messung geeignet ist, um die Magnetfeldverteilung präzise zu bestimmen. Die normierten Messwerte zeigen hier eine vollständige Übereinstimmung mit den simulierten Werten.

### 7.3 Diskussion der Plasmadynamik

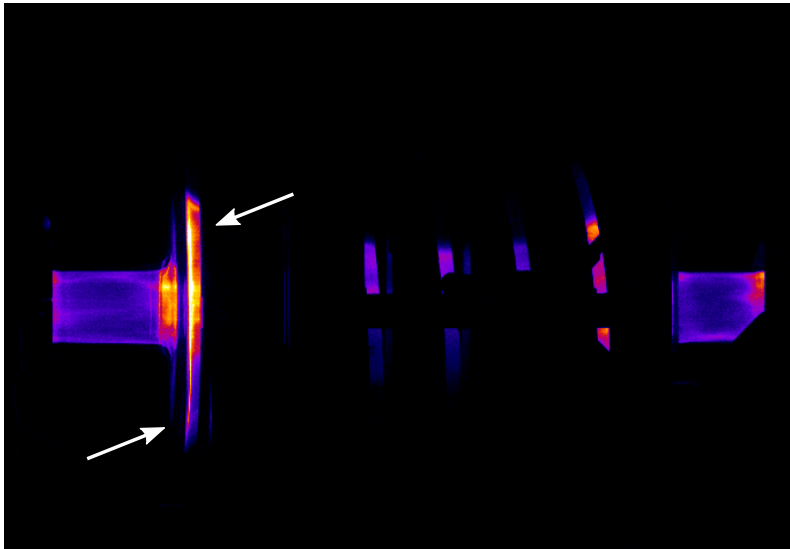
Die Untersuchung der Plasmadynamik ermöglicht es, andere diagnostische Messungen besser zu verstehen, da die räumliche Verteilung des Plasmas im Experiment zeitaufgelöst nachvollzogen werden kann. Somit konnte der zeitliche Verlauf der integrierten Neutralgasdichte, die erstmalig im Rahmen dieser Arbeit in einem Theta-Pinch-Plasma gemessen worden ist, verstanden und die Einbrüche in ihrem Verlauf durch das expandierende Plasma entlang der Achse des Experiments erklärt werden [CBGC<sup>+</sup>22, S. 6]. Weiterhin konnten mit Hilfe der Plasmadynamik die zu unterschiedlichen Zeitpunkten auftretenden Maximalwerte der Elektronendichte und der integrierten Elektronendichte begründet werden [CCI<sup>+</sup>21, S. 6 ff.].

Darüber hinaus bilden die Messergebnisse der Untersuchung der Plasmadynamik die gängige Theorie der induktiven Plasmazündung gemäß [Sat62] konsistent ab. Es konnte gezeigt werden, dass das Plasma ringförmig entlang des induktiv erzeugten elektrischen Wirbelfelds gezündet wird. Bei der sphärischen Experimentversion ist dies immer der Fall, da der sphärische Rezipient den Ort der Zündung vorgibt. Durch den sphärischen Aufbau der Spule und des Rezipienten ergibt sich ein natürlicher Zündungsort dort, wo der Abstand der Rezipientenwand senkrecht zur

Spulenachse maximal ist, da die induzierte elektrische Feldstärke mit dem Abstand zur Spulenachse anwächst [Sil66, S. 2160]. Dagegen liegt bei der zylindrischen Experimentversion kein im mechanischen Aufbau definierter Ort zur Zündung vor, da der Abstand der Rezipientenwand senkrecht zur Spulenachse konstant ist. Wie aber in Kapitel 6.3.2 gezeigt werden konnte, zündet die zylindrische Experimentversion das Plasma, zumindest in der Zündungshalbwelle, annähernd ringförmig in der Nähe des Spulenzentrums, auch wenn der genaue Ort in der schrägen Ansicht in Abbildung 6.25 nicht exakt einsehbar ist. Eine Erklärung hierfür wäre, dass das Magnetfeld, welches gemäß [Sil66, S. 2160] ebenfalls in die induzierte elektrische Feldstärke miteingeht, genau im Zentrum an der Rezipientenwand maximal ist. Allerdings ist der Gradient des Magnetfelds entlang der Rezipientenwand sehr klein, was in der Folge die zylinderförmige, axial verbreiterte Plasmazündung in der nächsten Halbwelle erklären würde, da ausreichend viele freie Ladungsträger entlang der gesamten Rezipientenwand zur Verfügung stehen sollten.

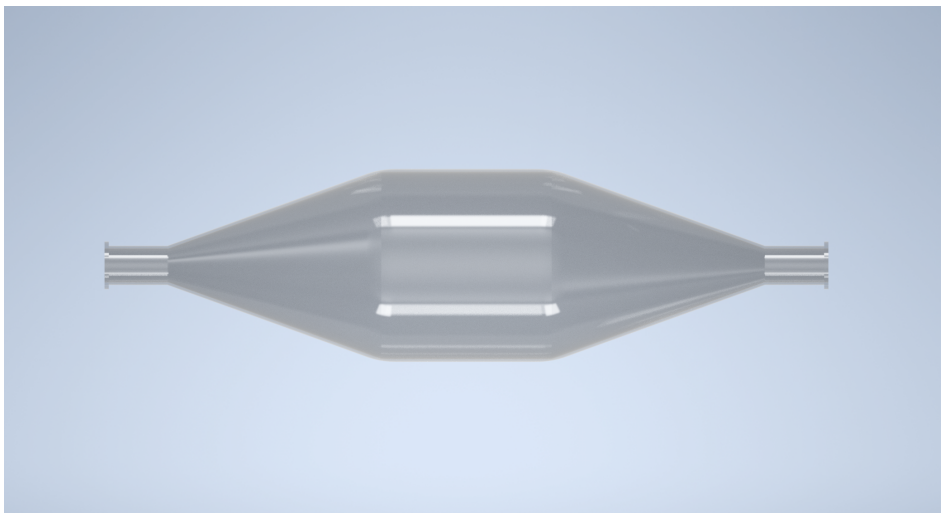
Weiterhin ist mit beiden Experimentversionen festgestellt worden, dass das Plasma am Ende der Kompressionsphase in der Zündungshalbwelle in der Regel eine sphärische Form einnimmt. Dagegen kommt es in der nachfolgenden Halbwelle zu Abweichungen von dieser sphärischen Gestalt. Dies ist vor allem mit der zylindrischen Experimentversion beobachtet worden, wobei in der Zündungshalbwelle ein überaus sphärisch konzentriertes Plasma im Spulenzentrum erzeugt worden ist. Dagegen konnte in der folgenden Halbwelle keine Plasmakonzentration im Zentrum der Spule festgestellt werden, da das an der Rezipientenwand gezündete Plasma nicht durchgreifend zum Zentrum kontrahiert ist. Das Plasma hat dagegen ein eher zylindrisches, zum Spulenzentrum annähernd symmetrisches Volumen ausgefüllt.

Durch die plasmadynamischen Untersuchungen ist außerdem die axiale Expansion aufgezeichnet worden, die bereits in früheren Versionen registriert worden ist [Xu19, S. 41 ff.]. Bei der zylindrischen Experimentversion scheint allerdings die Plasmaexpansion durch die Rezipientenform beeinträchtigt zu werden. Bevor das Plasma expandiert, besitzt es in der Regel einen Durchmesser, der größer als der Durchmesser der Rezipientenflansche ist. Dadurch kollidiert das Plasma mit dem Rezipienten, wobei räumliche Inhomogenitäten im Plasma erzeugt werden. Dies ist bei beiden Experimentversionen der Fall, allerdings lenkt das zylindrische Gefäß das Plasma, wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist, von der Achse radial weg. Dadurch steht dieser Teil des Plasmas nicht für die Ionisationswelle im Restgas zur Verfügung, sodass die Ionisation des Restgases geringer ausfallen dürfte.



*Abbildung 7.2: Beeinträchtigung der Plasmaexpansion durch die Wand des zylindrischen Rezipienten. Das Plasma kollidiert mit der Rezipientenwand und wird nicht entlang der Achse zum Restgas geführt, sondern in radialer Richtung weg von der Achse gelenkt (Pfeile).*

Daher sollte in Folgeexperimenten untersucht werden, ob beispielsweise ein trichterförmiger Rezipient bei gleichen Randbedingungen eine höhere Ionisation des Restgases erzeugen würde. Ein solcher Rezipient ist schematisch in Abbildung 7.3 dargestellt.



*Abbildung 7.3: Schematische Darstellung eines trichterförmigen Rezipienten.*

Wie zu sehen ist, läuft der Rezipient nach einem zentralen, zylindrischen Abschnitt beidseitig nach außen hin trichterförmig zu. Natürlich müsste weiterhin untersucht werden, welche geometrischen Eigenschaften, zum Beispiel hinsichtlich des Trichter-

winkels, optimal sind. Im Allgemeinen begründet sich dieser Ansatz in den Untersuchungen von [MBF<sup>+</sup>19], bei denen eine erhebliche Steigerung der Dichte durch eine trichterförmige Plasmakompression erzielt werden konnte.

## 7.4 Diskussion der interferometrischen Messergebnisse

### 7.4.1 Diskussion der Einfarben-Interferometrie und der Zweifarben-Interferometrie

Die Zweifarben-Interferometrie eröffnet durch die gleichzeitige Messung der integrierten Elektronendichte, der integrierten Neutralgasdichte und des effektiven Ionisationsgrads neue Einblicke in die Dynamik des Theta-Pinch-Plasmas. Hinsichtlich der Elektronen ist mit der interferometrischen Diagnostik das periodische, vom periodischen Strom vorgegebene Ansteigen und Abfallen der integrierten Elektronendichte nachgewiesen worden, wie es gemäß vorherigen spektroskopischen Dichtemessungen an ähnlichen Experimenten erwartbar gewesen ist. Besonders erwähnenswert ist allerdings, dass bereits mit der Einfarben-Interferometrie festgestellt werden konnte, dass innerhalb einer Stromhalbwellenperiode die höchste integrierte Elektronendichte in der Regel nicht zu dem Zeitpunkt gemessen worden ist, an dem die höchste Volumendichte auftritt. Sowohl bei der zylindrischen als auch bei der sphärischen Experimentversion ist die höchste integrierte Elektronendichte in der Nähe des Stromextremwerts ( $\varphi \approx 74^\circ$ ) ermittelt worden. Dagegen hat eine spektroskopische Dichtemessung einen Maximalwert kurz nach dem Stromnulldurchgang gezeigt ( $\varphi \approx 36^\circ$ ), auch wenn hierbei nur eine einzige Kombination aus Arbeitsdruck und Ladespannung untersucht worden ist. Allerdings haben umfangreichere spektroskopische Untersuchungen an einem ähnlichen Plasma ebenfalls die maximale Elektronendichte in diesem Zeitpunkt festgestellt [CCM<sup>+</sup>20, S. 18].

Wie bereits in [CCI<sup>+</sup>21, S. 6] dargelegt worden ist, ist der zeitliche Versatz der Maximalwerte beider Messgrößen darin begründet, dass zwar die Volumendichte am Ende der Kompressionsphase maximal ist, das Plasma aber geometrisch nur auf das Innere der Spule begrenzt ist. Am Ende der Homogenisierungsphase ist die Volumendichte zwar bereits abgesunken, allerdings wird der Dichteabfall durch die geometrische Länge des expandierten Plasmas kompensiert, sodass sich eine maximale integrierte Elektronendichte einstellt. Daher ist mit der interferometrischen Diagnostik nachgewiesen worden, dass das zeitliche Verhalten der Volumendichte aus einer spektro-

skopischen Diagnostik in der Regel nicht geeignet ist, um den optimalen Zeitpunkt für die Plasma-Ionenstrahl-Wechselwirkung innerhalb der Theta-Pinch-Entladung zu bestimmen. Der zeitliche Abstand zwischen höchster Volumendichte und höchster integrierter Dichte bei Verwendung der sphärischen Experimentversion liegt in etwa bei  $10 \mu\text{s}$  ( $\Delta\varphi \approx 28^\circ$ ) [CCI<sup>+</sup>21, S. 6].

Weitere Effekte, wie beispielsweise die Abhängigkeit der maximalen integrierten Elektronendichte von der eingekoppelten Energie, stehen im Einklang mit den Ergebnissen der Einfarben-Interferometrie und sind in [CCI<sup>+</sup>21, S. 5] bereits diskutiert worden. Grundsätzlich lässt sich festhalten, dass die maximale integrierte Elektronendichte mit der eingekoppelten Energie ansteigt, wobei mit höheren Arbeitsdrücken bei ähnlichen eingekoppelten Energien tendenziell höhere integrierte Elektronendichten erreicht werden. Auch wenn die Abhängigkeit von der eingekoppelten Energie recht eindeutig ist, muss hierbei erwähnt werden, dass die Maximalwerte der integrierten Elektronendichte Momentanwerte sind, während die eingekoppelte Energie eine Aussage über die gesamte Entladung darstellt.

Von besonderer Bedeutung in der Zweifarben-Interferometrie ist die Messung der integrierten Neutralgasdichte. Nicht nur, dass durch diese Größe der für die Plasma-Ionenstrahl-Wechselwirkung relevante effektive Ionisationsgrad bestimmbar wird, sondern diese Größe selbst wird in interferometrischen Diagnostiken sehr selten ermittelt. Meist wird den freien Elektronen eine wichtigere Rolle in der Diagnostik zugeschrieben, allerdings existieren einzelne Messungen, die eine integrierte Neutralgasdichte bestimmt haben [KBG<sup>+</sup>13, PBA<sup>+</sup>14]. Allerdings sind diese Messungen nicht mit einem Theta-Pinch-Plasma durchgeführt worden, sodass keine vergleichbaren Messungen hinsichtlich der integrierten Neutralgasdichte verfügbar sind.

Wie an den Ergebnissen der Zweifarben-Interferometrie aus Kapitel 6.4 zu sehen ist, zeigt die integrierte Neutralgasdichte bereits vor der Plasmazündung eine gewisse Dynamik. Es kommt dabei zu einzelnen oder periodischen Anstiegen bis die Zündung des Plasmas erfolgt ist. Wie in Abbildung 6.37 gezeigt worden ist, registriert die Diode in den betreffenden Zeitbereichen, in denen die Anstiege der Neutralgasdichte auftreten, ein schwaches Lichtsignal. Durch die Existenz dortigen Lichtsignals liegt der Schluss nahe, dass bereits eine gewisse, wenn auch geringe, Anzahl an freien Ladungsträgern erzeugt worden ist. Dies steht im Einklang mit der in [Sat62, S. 38] beschriebenen notwendigen Erzeugung einer kritischen Menge an freien Elektronen, um eine vollständige induktive Plasmazündung zu initiieren. Wie in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 8] dargelegt worden ist, sollten daher die Anstiege der integrierten Neutralgasdichte durch unzureichende Zündungen begründet sein, bei denen das Plasma aufgrund eines zu kleinen magnetischen Druckgradienten nicht vollständig



zum Zentrum der Spule kontrahiert, sondern nur auf das Restgas drückt. Die dabei entstehende Dichtefluktuations wandert nach innen und wird auf der Achse vom Interferometer registriert. Da dieser Effekt zuvor noch in keiner anderen Messung beobachtet worden ist, aber offenbar neue Einblicke in die Dynamik eines Theta-Pinch-Plasmas bieten könnte, sollte dieses Verhalten in Folgeexperimenten genauer untersucht werden.

Eine weitere Auffälligkeit im zeitlichen Verlauf der integrierten Neutralgasdichte ist, dass es nach der Plasmazündung nicht mehr zu einem Anstieg kommt, sondern sich markante Einbrüche in der integrierten Neutralgasdichte zeigen. Diese sind ebenfalls in Abbildung 6.37 zu sehen. Wie in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 8] erläutert worden ist, werden diese Einbrüche durch eine Ionisationswelle verursacht, die durch die axiale Expansion des Plasmas erzeugt wird und durch das Restgas wandert. Da die magnetische Druckgradientenkraft nur in radialer Richtung wirkt, weicht das Plasma axial der Kompression aus und ionisiert dabei das Restgas. Die beobachtete Verspätung dieser Einbrüche gegenüber dem Strom bei späten Halbwellen begründet sich wahrscheinlich darin, dass die Expansionsgeschwindigkeit im Laufe der Entladung mit sinkender Kompressionskraft abnimmt. Daher bewegt sich die Ionisationswelle langsamer durch das Restgas und der Minimalwert wird gegenüber frühen Stromhalbwellen später erreicht.

Der in Abbildung 6.37 beobachtete, zwischen 150  $\mu\text{s}$  und 200  $\mu\text{s}$  beginnende, allgemeine Anstieg der integrierten Neutralgasdichte tritt grundsätzlich bei allen Messungen der Zweifarben-Interferometrie auf. Ein Temperatureffekt kann für diesen Anstieg nicht ursächlich sein, da die Teilchenzahl während des Entladungszeitraums als konstant angenommen werden kann. Daher käme es zwar zu einer Druckerhöhung, aber zu keiner Beeinflussung des Brechungsindex. Zur Erhöhung der Neutralgasdichte müssen daher die vorhandenen Gasteilchen entlang der Achse konzentriert werden. Wie dies vonstattengeht und wie dabei die Neutralgasdichte entlang der Achse verteilt ist, bleibt zunächst unklar.

Hinsichtlich des effektiven Ionisationsgrads ist festzuhalten, dass sich durch die Kombination der beiden integrierten Dichten gemäß Gleichung (4.31) ein zeitlicher Verlauf ergibt, der Eigenschaften beider Größen beinhaltet. Daher verläuft der effektive Ionisationsgrad weitestgehend in Phase mit der integrierten Elektronendichte, wobei die Form der Einbrüche in der integrierten Neutralgasdichte die Form der Spitzenregion des effektiven Ionisationsgrads beeinflusst. Häufig besitzen die Einbrüche sehr steile Flanken und sie sind zeitlich nur auf wenige Mikrosekunden beschränkt, da nach dem Durchwandern der Ionisationswelle sofort wieder Rekombination im Restgas einsetzt. Daher zeigen sich in den Spitzenregionen des effektiven Ionisationsgrads

ebenfalls diese steilen Flanken. Darüber hinaus ist die Abhängigkeit des effektiven Ionisationsgrads von der eingekoppelten Energie, vor allem bei der zylindrischen Experimentversion, nicht immer klar. Auch wenn sich die Tendenz erkennen lässt, dass der maximale effektive Ionisationsgrad mit der eingekoppelten Energie ansteigt, können die Unregelmäßigkeiten, die bei der 10 Pa- und 30 Pa-Messreihe auftreten, wieder darin begründet sein, dass die Maximalwerte des effektiven Ionisationsgrads Momentanwerte sind, während die eingekoppelte Energie für die gesamte Entladung gilt.

#### **7.4.2 Vergleich der Einfarben-Interferometrie mit der Zweifarben-Interferometrie**

In der Einfarben-Interferometrie ist angenommen worden, dass der Brechungsindex lediglich aus dem Beitrag der freien Elektronen besteht. Daher stellt sich die Frage, ob diese Annahme ausreichend ist, um beispielsweise den Maximalwert der integrierten Elektronendichte mit einer ausreichenden Genauigkeit zu bestimmen. Besonders deutlich treten in den Messungen der Einfarben-Interferometrie negative Dichten hervor. Wie in [CCI<sup>+</sup>21, S. 4 ff.] bereits erläutert worden ist, liegt dies an der Vernachlässigung des Neutralgases im Brechungsindex und an nicht eliminierten Vibrationen. Wie anhand der Ergebnisse der Zweifarben-Interferometrie zu sehen ist, kommt es bereits vor der Plasmazündung zu einem dynamischen Verhalten des Neutralgases, bei dem sich scharfe Anstiege zeigen. Weil hier wenige oder teilweise noch gar keine freien Elektronen erzeugt worden sind, besteht der Brechungsindex in diesem Zeitbereich nahezu nur aus dem Beitrag des Neutralgases. Da der Beitrag der freien Elektronen und des Neutralgases, wie an den Gleichungen (4.24) und (4.25) erkennbar ist, unterschiedliche Vorzeichen besitzen, erscheinen die Anstiege der Neutralgasdichte als negative integrierte Elektronendichten in der Einfarben-Interferometrie.

Beim Vergleich der maximalen integrierten Elektronendichten bei der zylindrischen Experimentversion zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Messergebnisse. Die relativen Abweichungen der Einfarben-Interferometrie von der Zweifarben-Interferometrie sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Wie zu sehen ist, stimmen die beiden interferometrischen Ansätze innerhalb von 10 % überein. Obwohl bei der Einfarben-Interferometrie nur 20 Wiederholungen für die Mittelung verwendet worden sind, ist festzuhalten, dass diese Anzahl offenbar ausreichend ist, um die maximale integrierte Elektronendichte innerhalb von 10 % korrekt zu bestimmen. Dieser Wert stellt bei vielen Plasmadiagnostiken eine ausreichende Genauigkeit dar.

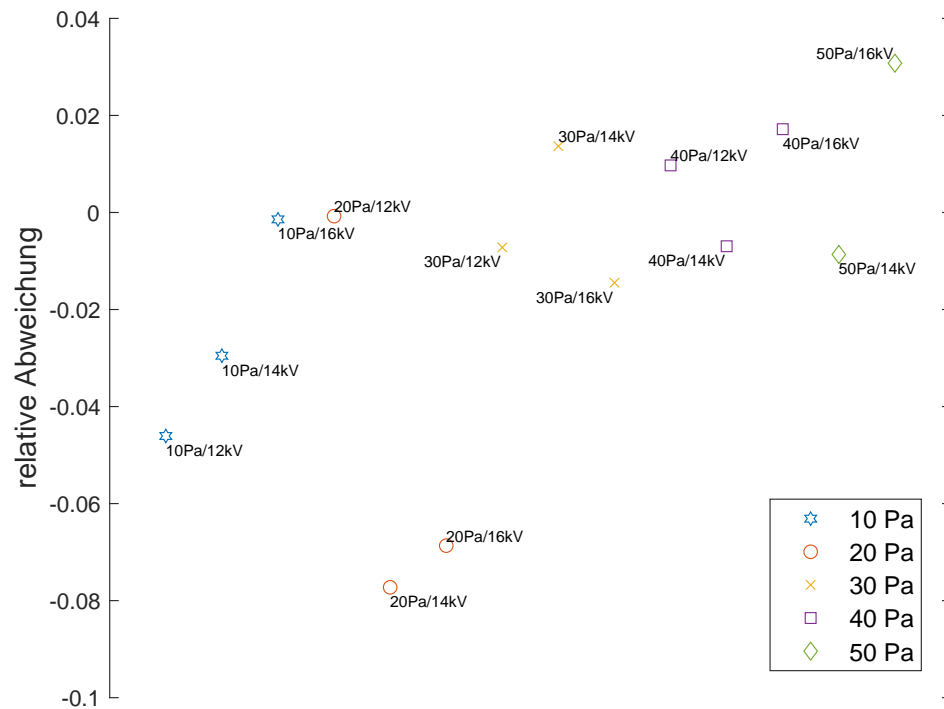


Abbildung 7.4: Relative Abweichungen der maximalen integrierten Elektronendichte der Einfarben-Interferometrie von der Zweifarben-Interferometrie bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion.

Beispielsweise beträgt der Fehler der spektroskopischen Dichtediagnostik mittels der  $H_{\beta}$ -Line aufgrund der zugrunde liegenden Theorie ebenfalls circa 10% [FSH<sup>+</sup>88, S. C7-145]. Dagegen kommt es bei der sphärischen Experimentversion, wie in Abbildung 7.5 gezeigt wird, zu deutlich höheren Abweichungen von fast 40%. Ursächlich hierfür ist, dass die zu vergleichenden Messwerte nicht in direkter zeitlicher Nähe erfolgt sind. Daher ist beispielsweise eine abweichende Strahlführung verwendet worden. Da außerdem nur der Druck gemessen wird, kann auch eine andere Umgebungstemperatur dazu führen, dass Messungen verglichen werden, bei denen das Gas anfangs aus einer unterschiedlichen Teilchenzahl bestanden hat. All diese Faktoren können kumulativ dazu beitragen, die deutlich höheren relativen Abweichungen gegenüber der zylindrischen Experimentversion zu verursachen. Ein niedrigerer effektiver Ionisationsgrad, wie er bei Verwendung der sphärischen gegenüber der zylindrischen Experimentversion festgestellt worden ist, sowie die Vibrationen sollten keinen großen Einfluss auf die relativen Abweichungen haben. Der Brechungsindex ist in den Zeitbereichen höchster integrierter Elektronendichte vom Beitrag der Elektronen dominiert, sodass die Anwesenheit von Neutralgas oder Vibrationen den Brechungsindex nur geringfügig beeinflussen.

Da der Vergleich bei der zylindrischen Experimentversion nur geringe Abweichungen

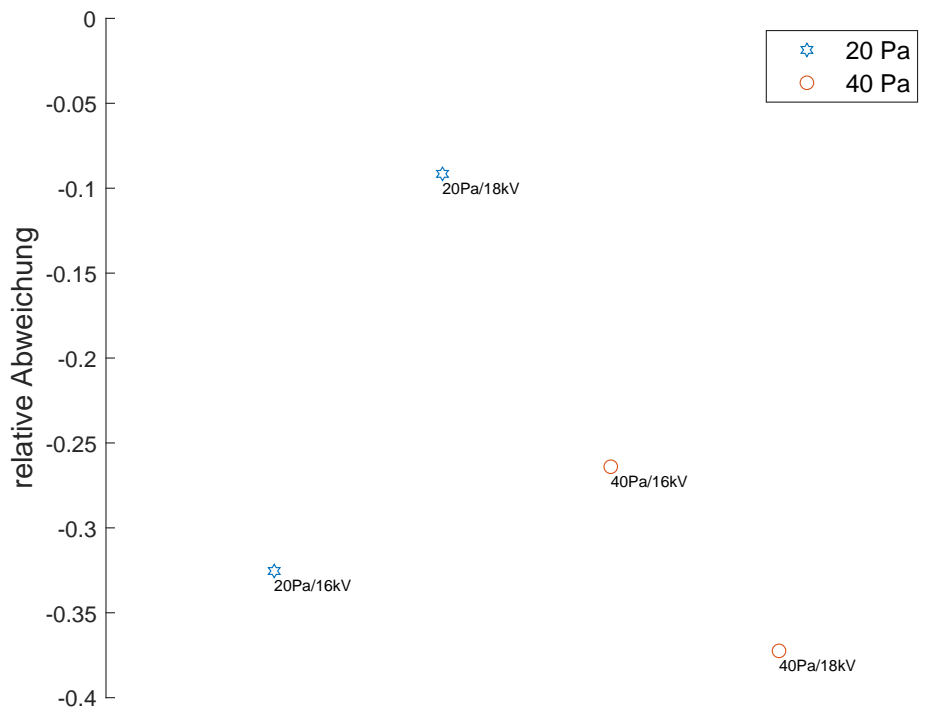


Abbildung 7.5: Relative Abweichungen der maximalen integrierten Elektronendichte der Einfarben-Interferometrie von der Zweifarben-Interferometrie bei Verwendung der sphärischen Experimentversion.

geliefert hat, liegt der Schluss nahe, dass der Einsatz einer einzigen Wellenlänge im sichtbaren Bereich bei einem ausreichend ionisierten Plasma trotz Erschütterungen, die bei der Entladung erzeugt werden, geeignet ist, um die integrierte Elektronendichte mit einer zur Spektroskopie vergleichbaren Genauigkeit zu bestimmen.

### 7.4.3 Bewertung der Eignung des erzeugten Plasmas als Target eines Plasmastrippers

Damit ein bestimmtes Plasma als effektives Target eines Plasmastrippers fungieren kann, muss es hinsichtlich der integrierten Elektronen- und Neutralgasdichte beziehungsweise des effektiven Ionisationsgrads ausreichende Werte aufweisen. Wie in Kapitel 1 ausgeführt worden ist, ist eine integrierte Elektronendichte von mindestens  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$  notwendig, um beim Strippen von langsamen, schweren Ionenstrahlen eine Erhöhung des Ladungszustands zu erreichen [ASO92, S. 5961]. Dieser Wert wird daher als untere Grenze des für das Plasmastricken relevanten Bereichs angesehen. Durch die interferometrischen Messungen am hier betrachteten Theta-Pinch-Plasma ist bestätigt worden, dass das Plasma diese Grenze erreicht beziehungsweise überschritten hat. Allerdings ist ein Wert von  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , der gemäß

[PMtV91, S. 2018] als Zielwert angesehen werden kann, deutlich verfehlt worden. Gemäß den Berechnungen von [She15] wäre allerdings bereits eine integrierte Elektronendichte von  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  für die Wechselwirkung mit einem  $\text{U}^{4+}$ -Ionenstrahl bei  $1 \text{ MeV/u}$  ausreichend, um den Ladungszustand signifikant anzuheben. Dies scheint durchaus durch eine weitere Erhöhung der in das Plasma eingekoppelten Energie umsetzbar zu sein. Unter Berücksichtigung all dieser Faktoren lässt sich sagen, dass die gemessene integrierte Elektronendichte von  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$  ein bereits durchaus geeigneter Wert hinsichtlich der Ladungszustandserhöhung bei einer Plasma-Ionenstrahl-Wechselwirkung sein kann, aber eine Steigerung von mindestens einer Größenordnung notwendig ist, um den positiven Effekt eines Plasmatargets gegenüber einem Neutralgasatarget auf den Ladungszustand noch weiter ausnutzen zu können.

Hinsichtlich des effektiven Ionisationsgrads zeigt Abbildung 7.6 gemäß Gleichung (2.25) in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Ionenstrahls und dessen Ladungszustand den notwendigen effektiven Ionisationsgrad, damit der Einfang gebundener Elektronen gegenüber dem Einfang freier Elektronen bei der Wechselwirkung mit einem kalten Plasma auf  $10\%$  abgesenkt werden würde. Wie zu erkennen ist, sind dafür insbesondere bei langsamen Ionenstrahlen effektive Ionisationsgrade notwendig, die sehr nahe bei eins liegen. Dies begründet sich darin, dass der Wirkungsquerschnitt des Einfangs gebundener Elektronen bei langsameren Ionenstrahlen gemäß Kapitel 2.3.1 ansteigt, da sich die Ionengeschwindigkeit der Bohrschen Bahngeschwindigkeit im Wasserstoffatom annähert. Daher kann das Target bei schnellen Ionenstrahlen im Verhältnis zu langsamen Ionenstrahlen eine höhere Anzahl an Neutralgasatomen aufweisen, um dasselbe Verhältnis der Raten zu erreichen. Der Effekt wird weiterhin durch einen geringen Ladungszustand begünstigt, sodass der Einfang gebundener Elektronen bei schnellen Ionenstrahlen von  $6\text{--}8 \text{ MeV/u}$  bei Ladungszuständen von beispielsweise unter  $10$ , mit effektiven Ionisationsgraden von wenigen  $10\%$  ausreichend unterdrückt werden kann. Das bedeutet, dass bei schnellen, niedrig geladenen Ionenstrahlen der Unterschied zwischen einem Gas- und einem Plasmastripper hinsichtlich der beiden genannten Raten verschwindet. Daher kann ein Plasmastripper seine Vorteile bezüglich der Ladungszustandserhöhung nur bei langsamen Ionenstrahlen zeigen. Am UNILAC der GSI beispielsweise beträgt die kinetische Energie vor dem Eintritt in den Gasstripper lediglich  $1,4 \text{ MeV/u}$ , allerdings müsste dann ein nahezu vollständig ionisiertes Plasmatarget verwendet werden.

Abbildung 7.7 veranschaulicht daher bei einer kinetischen Energie von  $1,4 \text{ MeV/u}$  und  $3,6 \text{ MeV/u}$ , welcher effektive Ionisationsgrad notwendig ist, um bei einem gegebenen Ladungszustand die beschriebene Absenkung des Einfangs gebundener Elektronen zu erreichen.

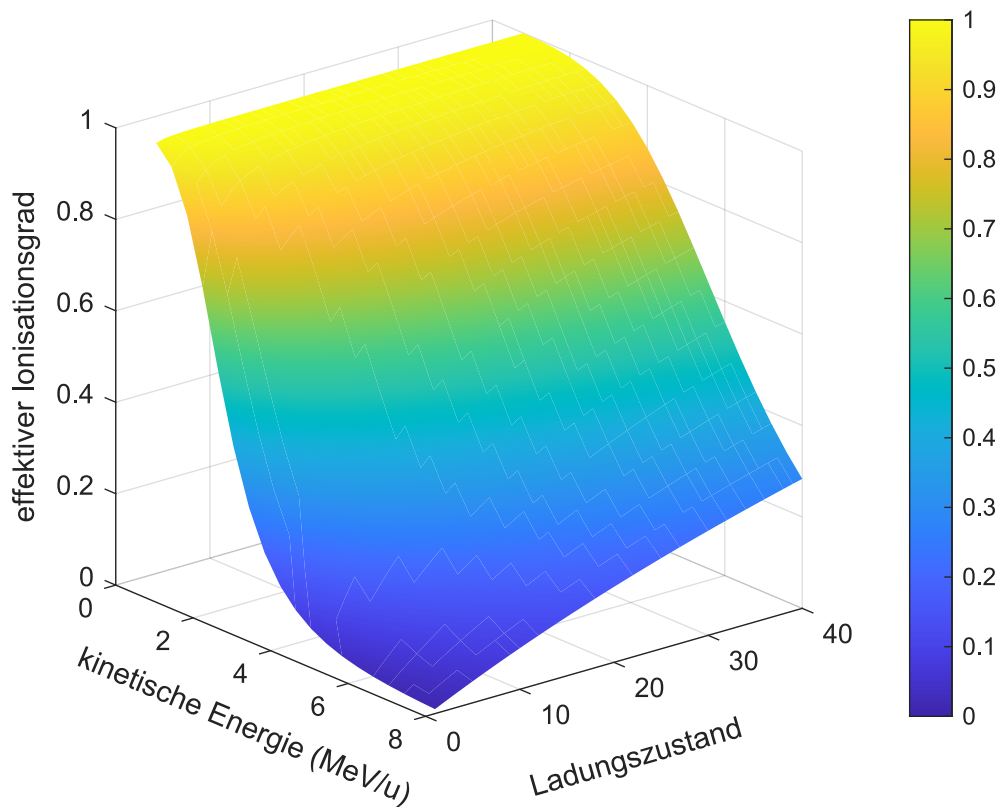


Abbildung 7.6: Notwendiger effektiver Ionisationsgrad, um in Abhängigkeit der kinetischen Energie und des Ladungszustands des Ionenstrahls die Rate des Einfangs gebundener Elektronen auf 10 % der Rate des Einfangs freier Elektronen in einem kalten Wasserstoffplasma abzusenken [CBGC<sup>+</sup> 22, S. 10].

Wie zu erkennen ist, ist ein Target mit einem effektiven Ionisationsgrad von circa 0,8 geeignet, um bei einer kinetischen Energie von 3,6 MeV/u mit Ionenstrahlen mit einem Ladungszustand von bis zu etwa 20 zu wechselwirken. Da allerdings der Ladungszustand bei der Wechselwirkung ansteigt beziehungsweise sich eine Verteilung von verschiedenen, höheren Ladungszuständen ergibt, muss der Ladungszustand des Ionenstrahls vor der Wechselwirkung unterhalb dieser Grenze liegen. Dagegen ist dieser effektive Ionisationsgrad bei 1,4 MeV/u für eine Wechselwirkung für alle Ladungszustände unzureichend und es wäre von einem erheblichen Einfluss des Einfangs gebundener Elektronen auf den Ladungszustand auszugehen.

Da allerdings die berechneten Kurven nur Relativwerte zwischen den beiden genannten Raten beschreiben, muss im Einzelfall anhand der Ionenstrahlparameter geprüft werden, wie hoch die Absolutwerte dieser Raten tatsächlich sind. Daraus ließe sich abschließend ableiten, ob der Einsatz eines Plasmatargets bei einem gegebenen effektiven Ionisationsgrad gegenüber einem Neutralgastarget im Vorteil wäre.

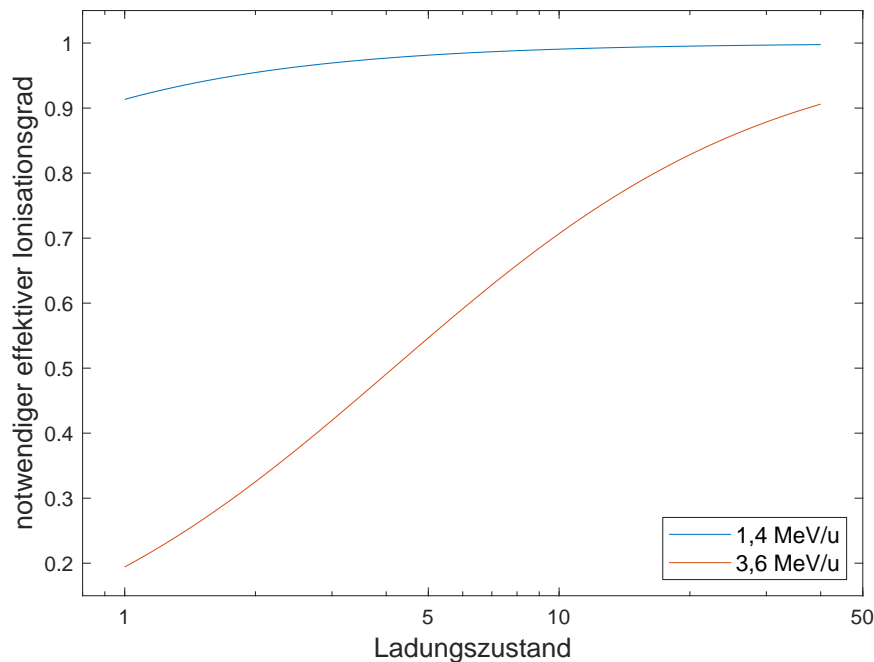
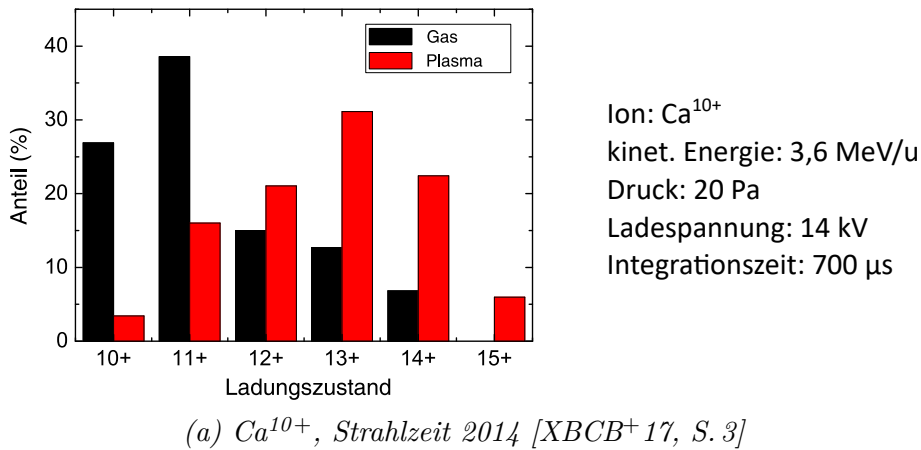


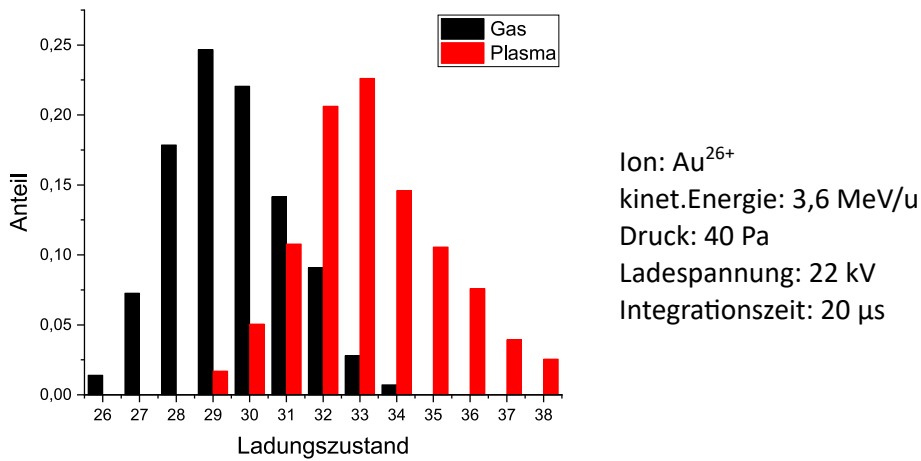
Abbildung 7.7: Notwendiger effektiver Ionisationsgrad, um in Abhängigkeit des Ladungszustands bei einer kinetischen Energie von 1,4 MeV/u und 3,6 MeV/u die Rate des Einfangs gebundener Elektronen auf 10 % der Rate des Einfangs freier Elektronen abzusenken.

#### 7.4.4 Einordnung der Ergebnisse bisheriger Strahlzeiten mit induktiven Plasmatargets anhand der interferometrischen Messergebnisse

Typische Ionenstrahlen, mit denen induktive Plasmastripperprototypen in 2014 und 2019 getestet worden sind, sind  $\text{Ca}^{10+}$ - oder  $\text{Au}^{26+}$ -Ionenstrahlen bei einer kinetischen Energie von jeweils 3,6 MeV/u [Xu19, CCM<sup>+</sup>20]. Mit der Annahme eines, wie in dieser Arbeit gemessenen, maximalen effektiven Ionisationsgrads von 0,83 liefert eine jeweilige Berechnung, dass die Rate des Einfangs gebundener Elektronen auf 5 % beziehungsweise 13 % der Rate des Einfangs freier Elektronen unterdrückt worden wäre. Die integrierte Elektronendichte sollte dabei in der Spitze in einer ähnlichen Größenordnung gelegen haben, wie sie in diesem Experiment gemessen worden ist. Die Ergebnisse hinsichtlich der in diesen Strahlzeiten erzeugten Ladungszustände sind in einer Übersicht in Abbildung 7.8 dargestellt. Die verwendete Messmethode besteht dabei aus der Separierung der Ladungszustände des Ionenstrahls nach dem Target mittels eines Dipolmagneten und einem Szintillator als Sensor. Die Ionenstrahlen regen den Szintillator zum Leuchten an, was mit einer iCCD-Kamera detektiert werden kann.



(a) Ca<sup>10+</sup>, Strahlzeit 2014 [XBCB<sup>+</sup> 17, S. 3]



(b) Au<sup>26+</sup>, Strahlzeit 2019 [CCM<sup>+</sup> 20, S. 18]

Abbildung 7.8: Vergleich der gemessenen Ladungszustände nach dem Durchgang durch ein neutrales Wasserstoffgas und ein Wasserstoff-Theta-Pinch-Plasma für Ca<sup>10+</sup>- und Au<sup>26+</sup>-Ionenstrahlen aus Strahlzeiten in 2014 und 2019.

Auch wenn sich die einzelnen Experimente, die zu diesen Messergebnissen geführt haben, im Detail unterscheiden, kann bei beiden Messreihen nur ein geringer bis Anstieg des Ladungszustands höchster Intensität festgestellt werden. Gemäß den Ergebnissen in Abbildung 7.8a steigt der Ladungszustand mit der höchsten Intensität bei den Plasmamessungen bei der Verwendung des Ca<sup>10+</sup>-Ionenstrahls im Vergleich zur Neutralgasmessung lediglich von 11 auf 13 an. Die geringe Erhöhung des Ladungszustands lässt sich damit erklären, dass, wie in [Xu19, S. 69] beschrieben worden ist, die Messung der Ladungszustände über die gesamte Plasmaentladung von 700  $\mu$ s integriert erfolgt ist. Die für das Strippen optimalen Plasmaparameter treten, ähnlich wie im Experiment dieser Arbeit, allerdings bereits wenige Halbwellen nach der Zündung auf. Durch die schlechte Ionenstrahltransmission zu Beginn



der Entladung, treffen daher keine Ionen auf den Szintillator, welche mit einem dichten Plasmatarget wechselgewirkt haben. Lediglich an den Stromnulldurchgängen kommt es zu einer Transmission, sodass die Ionen zu diesen Zeitpunkten im Wesentlichen mit Neutralgas wechselwirken. Gegen Ende der Entladung kommt es dagegen auch zur Transmission während der gesamten Stromhalbwelle, allerdings sind hierbei die Plasmaparameter für das Strippen deutlich schlechter, sodass hier von keinem signifikanten Einfluss des Plasmas auf den Ionenstrahl ausgegangen werden kann. Der dennoch festgestellte, geringe Anstieg der Ladungszustände könnte sich darin begründen, dass, wie mit der interferometrischen Diagnostik in dieser Arbeit festgestellt worden ist, die integrierte Neutralgasdichte im Laufe der Entladung ansteigt. Eine größere integrierte Neutralgasdichte erhöht die Anzahl der Coulomb-Stöße mit Targetkernen, sodass ein Anstieg des Ladungszustands erzielt wird.

Bei den Messungen aus 2019 ist es trotz einer neuen Spulengeometrie ebenfalls zu einer schlechten Ionenstrahltransmission zu Beginn der Entladung gekommen [CCM<sup>+</sup>20, S. 19]. Daher ist der Ionenstrahl gegenüber der Entladung um circa 800  $\mu\text{s}$  verzögert worden, sodass in einer derart späten Halbwellen auch eine Transmission entfernt vom Stromnulldurchgang erzielt werden konnte. Dabei ist mit einer Integrationszeit der Kamera von 20  $\mu\text{s}$ , wie in Abbildung 7.8b zu sehen ist, ein Anstieg des intensivsten Ladungszustands von 29 auf 33 registriert worden. Allerdings ist hierbei davon auszugehen, dass diese Erhöhung des Ladungszustands ebenfalls durch eine größere integrierte Neutralgasdichte und nicht durch die Anwesenheit eines Plasmas begründet ist. Die Argumentation gestaltet sich wie folgt:

Gemäß den Berechnungen von [She15] liegt der Gleichgewichtsladungszustand eines Au-Ionenstrahls mit einer kinetischen Energie von 3,6 MeV/u bei der Wechselwirkung mit neutralem Wasserstoffgas der Dichte  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei etwa 44. Dieser Wert wird bei einer bestimmten integrierten Neutralgasdichte beziehungsweise nach einer bestimmten Länge im homogenen Neutralgastarget erreicht. Weiterhin zeigt sich ebenfalls anhand der Berechnungen von [She15], dass bei Ladungszuständen weit unterhalb dieses Gleichgewichtswerts der Ratenkoeffizient der Ionisation mehrere Größenordnungen über dem der Rekombination liegt. Das heißt, bei einem Ladungszustand von 26 bestimmt in sehr guter Näherung lediglich die Ionisation die Änderung des Ladungszustands.

Bei der Wechselwirkung des Ionenstrahls mit einem Plasmatarget lässt sich die Ionisationswahrscheinlichkeit sowohl aus der integrierten Elektronendichte als auch aus der integrierten Neutralgasdichte ableiten. Erstere repräsentiert die Coulomb-Stöße mit freien Protonen und letztere die mit Neutralgaskernen. Für ein Plasmatarget

sollte der Schwerpunkt allerdings auf den freien Teilchen liegen, da nur dann der Einfang gebundener Elektronen effektiv unterdrückt und der Vorteil des Plasmas gegenüber Neutralgas als Stripper ausgenutzt werden kann. Dennoch bewirkt weit unterhalb des Gleichgewichtsladungszustands sowohl eine Erhöhung der integrierten Elektronendichte als auch eine Erhöhung der integrierten Neutralgasdichte eine Steigerung des Ladungszustands.

Bei spektroskopischen Untersuchungen am in der Strahlzeit 2019 eingesetzten Experiment hat sich gezeigt, dass bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa, was einer Dichte von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  entspricht, circa 800  $\mu\text{s}$  nach Beginn der Entladung die Elektronendichte teilweise deutlich unter  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  liegt. Das bedeutet, dass nicht häufigere Coulomb-Stöße mit freien Protonen das Anwachsen der Ladungszustände bewirken können, sondern häufigere Coulomb-Stöße mit Neutralgaskernen. Dieses Verhalten würde sich daher mit den interferometrischen Ergebnissen dieser Arbeit hinsichtlich des Anwachsens der integrierten Neutralgasdichte zu späten Zeiten in der Entladung decken. Somit lassen sich die Ergebnisse der beiden Messreihen in Abbildung 7.8b eher als zwei Messreihen mit Neutralgastargets bei unterschiedlichen integrierten Neutralgasdichten interpretieren und zeigen nicht den Vergleich zwischen einem Neutralgas- und einem Plasmataarget.

### 7.4.5 Vorschläge zur Verbesserung des Experiments für den Einsatz als PlasmaStripper

Der Entwicklungsweg des Plasmastrippers ist bisher immer eine Steigerung der Entladungsenergie und des Magnetfelds gewesen, wodurch eine bessere Ionisation und Kompression des Plasmas angestrebt worden sind. Allerdings scheint ein Punkt erreicht zu sein, an dem eine weitere Steigerung der Entladungsenergie und des Magnetfelds in einem wie bisher konzipierten Aufbau nicht zielführend ist, da dies die Experimenthaltbarkeit und vor allem die Ionenstrahltransmission negativ beeinflusst. Die in der Regel schlechte Ionenstrahltransmission ist eine ungelöste Problematik bei der Verwendung eines induktiv gezündeten Plasmataargets, da ein solches Experiment, zumindest so, wie es bisher konzipiert worden ist, den Ionenstrahl unweigerlich einem Magnetfeld aussetzt. Beim Durchlauf durch ein Solenoidfeld, wie es hier durch die Theta-Pinch-Spule erzeugt wird, kommt es daher zu einer Fokussierung des Ionenstrahls [Hin08, S. 146]. Gemäß [Roy99, S. 11] lässt sich die Brennweite  $f$  eines Solenoids in der Form einer dünnen Sammellinse nach

$$f^{-1} = \int \left( \frac{qB}{2p} \right)^2 dl \quad (7.2)$$

berechnen. Dabei sind  $q$  und  $p$  die Ladung beziehungsweise der Impuls der Ionen und  $B$  ist die magnetische Flussdichte. Integriert wird hierbei mit dem Wegelement  $dl$  entlang der Spulenachse. Mit den polarimetrischen Messergebnissen der zylindrischen Spule, die 2019 in der Strahlzeit mit dem Plasmastripper eingesetzt worden ist, und einer Skalierung auf die verwendete Stromstärke von 70 kA, ergibt sich eine Brennweite von etwa 24 cm relativ zum Spulenzentrum. Die Blenden des differentiellen Pumpsystems liegen allerdings bei 35 cm, 55 cm und 75 cm, sodass sich der Ionenstrahl an diesen Positionen bereits aufgeweitet hat. Unter der Annahme eines Ionenstrahldurchmessers von 4 mm (Blendendurchmesser) im Spulenzentrum, ergibt eine einfache Berechnung nach der geometrischen Optik Ionenstrahldurchmesser von 1,8 mm, 5,6 mm und 8,5 mm an den Blendenpositionen. Das bedeutet, dass es gemäß dieser abschätzenden Berechnung Hinweise darauf gibt, dass der Ionenstrahl nach dem Durchgang durch den Plasmastripper am Blendensystem der differentiellen Pumpstufe abgeschnitten wird. Allerdings müsste für eine exaktere Berechnung auch die feldabschwächende Wirkung des diagnetischen Plasmas miteinbezogen werden, die sich ohne Weiteres nicht sofort abschätzen lässt.

Des Weiteren ist neben den absoluten Werten der Plasmaparameter auch die Dauer relevant, für die diese Werte aufrechterhalten werden können. Beispielsweise müsste das Plasmarget für eine konkrete Anwendung bei FAIR eine ausreichende integrierte Elektronendichte sowie einen ausreichenden effektiven Ionisationsgrad für mindestens 70  $\mu$ s aufweisen, da dies der Länge des Makrobunchs des Ionenstrahls entspricht und ein homogenes Strippen angestrebt wird [Gut06]. Wie an den interferometrischen Ergebnissen ersichtlich geworden ist, wird dieses Ziel bei weitem nicht erreicht, sondern alle relevanten Plasmaparameter verhalten sich gepulst und die präsentierten Referenzwerte werden nur in der Spitze erreicht.

Daher ist ein neues Konzept notwendig, um diese Probleme zu lösen. Einerseits muss die zur Verfügung stehende Energie effektiver für die Ionisation und Kompression genutzt werden, um die erforderliche Verbesserung der Plasmaparameter zu erreichen. Andererseits muss die Entladedauer durch ein pulsformendes Netzwerk verlängert werden. Des Weiteren müssen ionen-optische Simulationen durchgeführt werden, um die schlechte Ionenstrahltransmission genau zu verstehen und um von dort ausgehend, eine optimale Spulengeometrie zu finden, die eine erhebliche Verbesserung der Ionenstrahltransmission verspricht.

Hinsichtlich der Plasmaparameter und des pulsformenden Netzwerks sollte ein Auf-

bau getestet werden, der im Forschungsfeld der Field-Reversed-Configurations (FRC) eingesetzt wird und nur leicht abgewandelt werden müsste. Wie bereits in [CBGC<sup>+</sup>22, S. 11] beschrieben worden ist, soll der neue Aufbau aus zwei Kondensatorbänken bestehen, die in einem zeitlichen Abstand gezündet werden. Des Weiteren kann ein zusätzlicher Schalter eingesetzt werden, der die Spule kurzschließt, sodass die Entladungsdauer beeinflusst werden kann [DKCM74, QS81, TIW<sup>+</sup>03, LLZ<sup>+</sup>17, LZS20]. Abbildung 7.9 zeigt einen elektrischen Aufbau, wie er für ein neues Plasmatarget verwendet werden könnte.

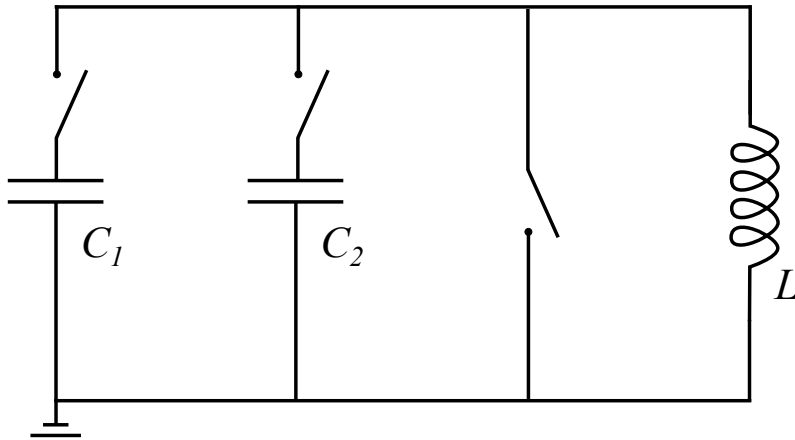


Abbildung 7.9: Vorgeschlagener elektrischer Aufbau für ein neues Plasmatarget. Der bestehende elektrische Kreis wird dabei um eine zweite Kondensatorbank  $C_2$  sowie durch einen zusätzlichen Schalter, der die Spule kurzschließen kann, erweitert [CBGC<sup>+</sup>22, S. 11].

Die erste Bank ( $C_1$ ) soll das Plasma zünden und bereits hoch ionisieren. Hier kann auch ein mit der Experimenthaltbarkeit verträglicher, maximaler Strom verwendet werden, da zu diesem Zeitpunkt noch keine Wechselwirkung mit einem Ionenstrahl stattfinden soll. Da bereits ein hoch ionisiertes Plasma existiert, kann bei der Entladung der zweiten Bank ( $C_2$ ) deren Energie effektiver in das Plasma eingekoppelt werden, da keine Energie für die Erzeugung von für die Plasmazündung notwendigen freien Elektronen verloren geht. Damit sollte der Energieeintrag in das Plasma trotz herabgesetztem Strom der zweiten Bank insgesamt erhöht werden, sodass die Plasmaparameter verbessert werden und die Ionenstrahltransmission begünstigt wird.

Der zweite Ansatz, den dieser Aufbau verfolgt, ist, die Oszillation des Schwingkreises zu beeinflussen. Dies wird durch einen dritten Schalter erreicht, der zum gewählten Zeitpunkt die Spule kurzschließt. Als Zeitpunkt käme beispielsweise ein Stromex-

tremwert infrage, da der Strom dann mit der Zeitkonstante  $\tau$  gemäß

$$\tau = \frac{L}{R_0}, \quad (7.3)$$

langsam exponentiell abfällt. Hierbei ist  $L$  die Induktivität der Spule und  $R_0$  der ohmsche Widerstand.

Allerdings haben erste Messungen mit dem in Kapitel 5.1 beschriebenen Aufbau, der um den Kurzschlusschalter erweitert worden ist, gezeigt, dass ein Stromextremwert nicht der optimale Zeitpunkt für den Kurzschluss ist. Zwar konnte bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 14 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion, wie in Abbildung 7.10 zu sehen ist, die Sinusschwingung in einen langsamen exponentiellen Abfall überführt werden, aber die integrierte Elektronendichte folgt der Stromkurve nicht.

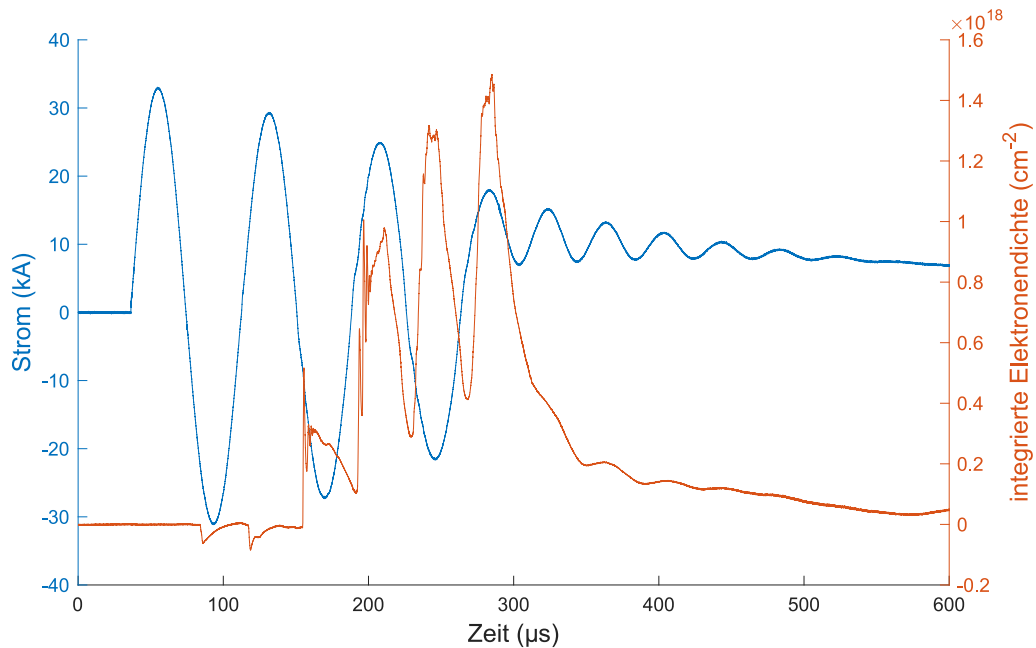


Abbildung 7.10: Zeitlicher Verlauf des Stroms und der integrierten Elektronendichte für einen Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 14 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion bei einem Kurzschluss am Strommaximum.

Sie fällt gleichermaßen rapide ab, wie in den vorherigen Halbwellen, bei denen noch die reine Sinusschwingung vorliegt. Offenbar wird der Abfall der integrierten Elektronendichte allgemein durch den verminderten Energieeintrag ausgelöst, wenn sich die Stromkurve vom Nulldurchgang entfernt und sich dem Stromextremwert nähert. Daher erzeugt der Kurzschluss am Stromextremwert zwar eine verlängerte Stromkurve,

aber es wird keine zusätzliche Energie eingekoppelt. Deshalb kann ein Kurzschluss zu diesem Zeitpunkt die Plasmaparameter nicht länger aufrechterhalten.

Dennoch liefern diese ersten Messungen wichtige Erkenntnisse zu dem in Abbildung 7.9 dargestellten Aufbau. Denn bei einem Kurzschlusszeitpunkt am Stromnulldurchgang zeigt sich, dass, obwohl keine magnetische Energie in der Spule vorhanden ist, der Strom nicht verschwindet. Durch die zusätzliche Induktivität der Kurzschlussleitung kommt es zu einer neuen Schwingung bei einer höheren Frequenz  $f_s$  nach [MW68, S. 6] gemäß

$$f_s \approx f \sqrt{\frac{L_S}{L_K}}, \quad (7.4)$$

wobei  $L_S$  die Induktivität der Spule,  $L_K$  die Induktivität der Kurzschlussleitung und  $f$  die ursprüngliche Frequenz des Schwingkreises ist. Diese Frequenz ist ebenfalls in Abbildung 7.10 im exponentiellen Verlauf erkennbar.

Mit dem Kurzschlusszeitpunkt am Stromnulldurchgang konnte in einer Messung bei einem Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 14 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion, wie in Abbildung 7.11 zu sehen ist, die integrierte Elektronendichte für 43  $\mu\text{s}$  nahezu konstant gehalten werden.

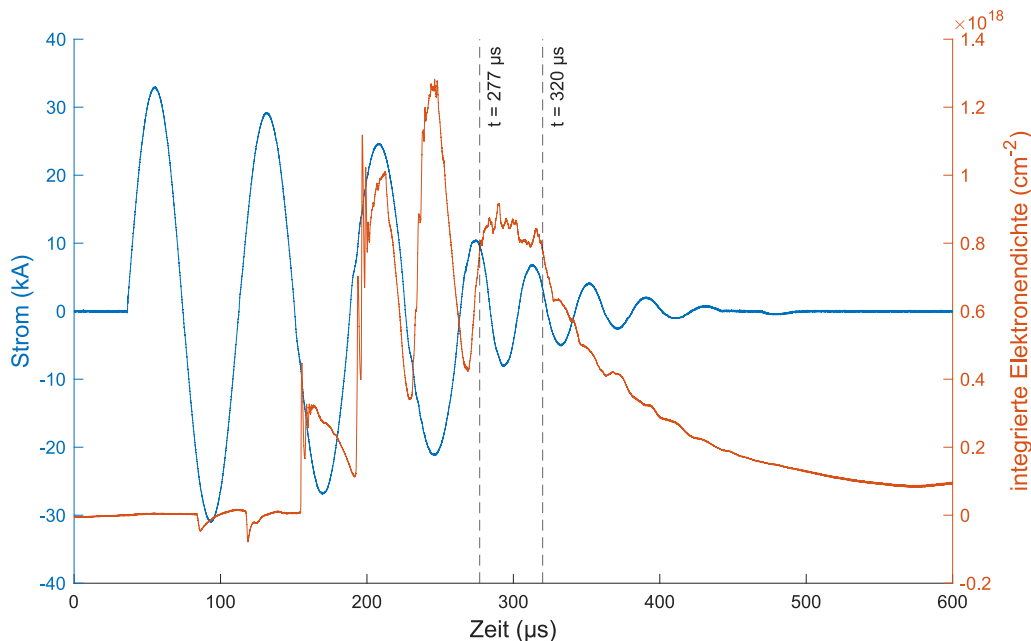


Abbildung 7.11: Zeitlicher Verlauf des Stroms und der integrierten Elektronendichte für einen Arbeitsdruck von 40 Pa und einer Ladespannung von 14 kV bei Verwendung der zylindrischen Experimentversion bei einem Kurzschluss am Stromnulldurchgang. Die vertikalen, unterbrochenen Linien begrenzen den nahezu konstanten Bereich der integrierten Elektronendichte.

Weiterhin konnte dieser nahezu konstante Bereich durch den Kurzschluss bei einer geringeren Amplitude im Vergleich zur ursprünglichen Schwingung erreicht werden. Das bedeutet, dass ein Aufbau mit sequentiellen Entladungen und/oder einem Kurzschluss die integrierte Elektronendichte für längere Zeit trotz geringerer Amplitude aufrechterhalten kann, was sich auch positiv auf die Ionenstrahltransmission auswirken würde. Daher unterstreichen diese ersten Messungen, dass ein Plasmatareget, welches mit einem Aufbau gemäß Abbildung 7.9 erzeugt werden würde, für das Plasmastricken besser geeignet wäre, als eines, welches mit einem gewöhnlichen Theta-Pinch kreiert wird.





# Literaturverzeichnis

- [ASO92] G. D. Alton, R. A. Sparrow, and R. E. Olson. Plasma as a high-charge-state projectile stripping medium. *Physical Review A*, 45(8):5957–5963, 1992.
- [AW65] R. A. Alpher and D. R. White. Optical Interferometry. In R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Editoren, *Plasma Diagnostic Techniques*. Academic Press, 1965.
- [BNG<sup>+</sup>15] Thierry Belmonte, Cédric Noël, Thomas Gries, Julien Martin, and Gérard Henrion. Theoretical background of optical emission spectroscopy for analysis of atmospheric pressure plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 24(6):064003, 2015.
- [Boh19] Bernhard Bohlender. *Entwicklung und plasmaphysikalische Untersuchung eines Plasmafensters zur Erzeugung hoher Druckunterschiede*. Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt, 2019.
- [Bri71] M. P. F. Bristow. AN EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE POLARIZABILITY FOR SINGLY IONIZED ARGON. Technischer Bericht, Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, 1971.
- [CBGC<sup>+</sup>22] P. Christ, Y. Bonilla Guzmán, C. Cistakov, M. Iberler, L. Laghchioua, and J. Jacoby. Time-resolved measurement of the free electron and neutral gas line density in a hydrogen theta-pinch plasma target by two-color interferometry. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 55(18):185204, 2022.
- [CCI<sup>+</sup>21] P. Christ, K. Cistakov, M. Iberler, L. Laghchioua, D. Mann, O. Rosmej, S. Savin, and J. Jacoby. Measurement of the free electron line density in a spherical theta-pinch plasma target by single wavelength interferometry. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 54(28):285203, 2021.
- [CCM<sup>+</sup>20] K. Cistakov, P. Christ, L. Manganelli, R. Gavrilin, A. Khurchiev, S. Savin, M. Iberler, and J. Jacoby. Study on a dense theta pinch plasma for ion beam stripping application for FAIR. *Recent Contributions to Physics*, 75(4), 2020.

- [Che15] Francis Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing, 2015.
- [Chr17] Philipp Christ. Aufbau und Test eines heterodynem Interferometers zur zeitaufgelösten Bestimmung der Elektronendichte an einem Plasmastripper. Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt, 2017.
- [Cis14] Konstantin Cistakov. Verbesserung und Optimierung des Strahltransports eines Plasmastripper Experiments. Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt, 2014.
- [CTUT09] Joon-Young Choi, Nobuhiko Takano, Keiichiro Urabe, and Kunihide Tachibana. Measurement of electron density in atmospheric pressure small-scale plasmas using CO<sub>2</sub>-laser heterodyne interferometry. *Plasma Sources Science and Technology*, 18(3):035013, 2009.
- [DČD<sup>+</sup>09] S. Djurović, M. Ćirišan, A. V. Demura, G. V. Demchenko, D. Nikolić, M. A. Gigosos, and M. Á. González. Measurements of H<sub>β</sub> Stark central asymmetry and its analysis through standard theory and computer simulations. *Physical Review E*, 79(4), 2009.
- [Dem06] Demtröder, Wolfgang. *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*. Springer, Berlin, 2006.
- [DKCM74] J. E. Draley, R. A. Krakowski, T. A. Coultas, and V. A. Maroni. Engineering design study of a reference theta-pinch reactor (RTPR): environmental impact study. Technischer Bericht, Argonne National Laboratory and Los Alamos Scientific Laboratory, 1974.
- [DM16] Claude Deutsch and Gilles Maynard. Ion stopping in dense plasmas: A basic physics approach. *Matter and Radiation at Extremes*, 1(6):277–307, 2016.
- [Fli18] Torsten Fließbach. *Quantenmechanik*. Springer-Verlag GmbH, 2018.
- [FSH<sup>+</sup>88] C. FLEURIER, A. SANBA, D. HONG., J. MATHIAS, and J. C. PELLICER. PLASMA DIAGNOSTICS IN THE HEAVY ION BEAM-DENSE PLASMA INTERACTION EXPERIMENT AT ORSAY. *Le Journal de Physique Colloques*, 49(C7):C7–141–C7–149, 1988.

- [Ful94] Stephen F. Fulghum. Multi-beam laser interferometer for plasma density measurements in a Plasma Erosion Opening Switch (PEOS). Technischer Bericht, Science Research Lab., Inc., 1994.
- [GGC03] Marco A. Gigosos, Manuel A. Gonzalez, and Valentin Cardenoso. Computer simulated Balmer-alpha, -beta and -gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 58(8):1489–1504, 2003.
- [Goe04] J. P. Goedbloed. *Principles of magnetohydrodynamics: with applications to laboratory and astrophysical plasmas*. Cambridge University Press, Cambridge, UK New York, 2004.
- [Gol17] Dennis H. Goldstein. *Polarized Light*. Taylor & Francis Ltd., 2017.
- [Goo05] Joseph Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts & Co, Englewood, Colo., 2005.
- [Gri64] Hans R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1964.
- [Gut06] H. Gutbrod, Editor. *FAIR Baseline Technical Report, Volume 2 Accelerator and Scientific Infrastructure*. GSI, Darmstadt, 2006.
- [GVDC81] J. Glasser, O. Vallee, B. Dubreuil, and J. Chapelle. Contribution of excited atoms to the index of refraction of a plasma. *Physica 111C*, 111(1):102–106, 1981.
- [HAB<sup>+</sup>16] Manuel Heilmann, A. Adonin, Winfried Barth, Christoph Düllmann, Ralph Hollinger, Egon Jäger, Paul Scharrer, W. Vinzenz, and Hartmut Vormann. HIGH CURRENT PROTON AND CARBON BEAM OPERATION VIA STRIPPING OF A MOLECULAR BEAM AT GSI UNILAC. In *Proceedings of IPAC2016, Busan, Korea*, Seite 1390–1393. 7th International Particle Accelerator Conference, Busan (Korea), 2016.
- [HDL<sup>+</sup>91] Dieter H. H. Hoffmann, K.-G. Dietrich, W. Laux, E. Boggasch, K. Mahrt-Olt, H. Wahl, A. A. Golubev, and V. P. Dubenkov. Interaction of heavy ions with hot ionized matter. In *Atomic Physics of Highly Charged Ions*, Seite 105–109. Springer Berlin Heidelberg, 1991.
- [Hec02] Eugene Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, Amsterdam, 2002.

- [Hep21] Felix Heppner. Entwicklung einer lasergestützten Messmethode zur Bestimmung des orts- und zeitaufgelösten Magnetfeldverlaufs einer Theta-Pinch Spule mithilfe des magnetooptischen Faraday-Effekts. Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt, 2021.
- [Hin08] Frank Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [HL06] Wendell T. Hill and Chi H. Lee. *Light-Matter Interaction - Atoms and Molecules in External Fields and Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, New York, 2006.
- [HN92] V. Helbig and K.-P. Nick. Influence of Excited Atoms on the Plasma Refractivity. *Contributions to Plasma Physics*, 32(5):515–521, 1992.
- [Hun09] Robert G. Hunsperger. *Integrated Optics*. Springer New York, 2009.
- [Hut05] I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2005.
- [HWW<sup>+</sup>90] D. H. H. Hoffmann, K. Weyrich, H. Wahl, D. Gardés, R. Bimbot, and C. Fleurier. Energy loss of heavy ions in a plasma target. *Physical Review A*, 42(4):2313–2321, 1990.
- [JBF<sup>+</sup>96] J. Jacoby, Ch. Bickes, H.-P. Flierl, D. H. H. Hoffmann, M. Dornick, K. Weyrich, C. Stöckl, and H. Wetzler. Interaction of heavy ions with plasmas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 115(1-4):7–13, 1996.
- [JHL<sup>+</sup>95] J. Jacoby, D. H. H. Hoffmann, W. Laux, R. W. Müller, H. Wahl, K. Weyrich, E. Boggasch, B. Heimrich, C. Stöckl, H. Wetzler, and S. Miyamoto. Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma. *Physical Review Letters*, 74(9):1550–1553, 1995.
- [JMW<sup>+</sup>93] J. Jacoby, S. Miyamoto, K. Weyrich, E. Boggasch, K.-G. Dietrich, B. Heimrich, D. H. H. Hoffmann, W. Laux, A. Tauschwitz, and H. Wahl. Energy loss and charge state measurements of heavy ions passing a hydrogen plasma. In *AIP Conference Proceedings*. AIP, 1993.
- [KBG<sup>+</sup>13] A. P. Kuznetsov, O. A. Byalkovskii, R. O. Gavrilin, A. A. Golubev, K. L. Gubskii, I. V. Rudskoi, S. M. Savin, V. I. Turtikov, and A. V.

- Khudomyasov. Measurements of the electron density and degree of plasma ionization in a plasma target based on a linear electric discharge in hydrogen. *Plasma Physics Reports*, 39(3):248–254, 2013.
- [KG68] P. Kepple and Hans R. Griem. Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ , and  $H\delta$ . *Phys. Rev.*, 173:317–325, 1968.
- [KKB85] M. J. Kushner, W. D. Kimura, and S. R. Byron. Arc resistance of laser-triggered spark gaps. *Journal of Applied Physics*, 58(5):1744–1751, 1985.
- [Kun09] Hans-Joachim Kunze. *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer Science & Business Media, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [Lan69] R. B. Lancashire. Refractive index computation for free electrons and neutral atoms in cesium plasma at helium neon laser wavelengths. Technischer Bericht, NASA Lewis Research Center, Cleveland, OH, United States, 1969.
- [Lit04] Gerd Litfin. *Technische Optik in der Praxis*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2004.
- [Liu05] Jia-ming Liu. *Photonic devices*. Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2005.
- [LL05] Michael A. Liebermann and Allan J. Lichtenberg. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. John Wiley & Sons, New York, 2005.
- [LLZ<sup>+</sup>17] Munan Lin, Ming Liu, Guanghui Zhu, Yanpeng Wang, Peiyun Shi, and Xuan Sun. A high voltage pulse generator based on silicon-controlled rectifier for field-reversed configuration experiment. *Review of Scientific Instruments*, 88(8):083507, 2017.
- [LXB<sup>+</sup>15] G. Loisch, G. Xu, A. Blazevic, B. Cihodariu-Ionita, and J. Jacoby. Hydrogen plasma dynamics in the spherical theta pinch plasma target for heavy ion stripping. *Physics of Plasmas*, 22(5):053502, 2015.
- [LXC<sup>+</sup>14] Gregor Loisch, Ge Xu, Konstantin Cistakov, Andreas Fedjuschenko, Marcus Iberler, Ying Liu, Tim Rienecker, Andreas Schonlein, Florian

- Senzel, Jorg Wiechula, and Joachim Jacoby. Review of the State-of-the-Art Development of the Spherical Theta Pinch Plasma Source. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 42(5):1163–1172, 2014.
- [LZZS20] M. Lin, X. Zhan, H. Zhou, and X. Sun. High-voltage and high-current crowbar system based on pseudospark switches: from system design to verification. *Journal of Instrumentation*, 15(03):P03029–P03029, 2020.
- [MBF<sup>+</sup>19] T. Manegold, C. Benzing, S. Faik, M. Iberler, A. Michel, P. Tavana, J. Wiechula, and J. Jacoby. Compression of an accelerated plasma cloud in a cone. *Physics of Plasmas*, 26(3):033512, 2019.
- [Mes08] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2008.
- [MW68] E. Mark and H. Wedler. CROWBAR SYSTEM IN ISAR I. Technischer Bericht, IPP Garching, 1968.
- [PA<sub>t</sub>V86] Th. Peter, R. Arnold, and J. Meyer ter Vehn. Influence of Dielectronic Recombination on Fast Heavy-Ion Charge States in a Plasma. *Physical Review Letters*, 57(15):1859–1862, 1986.
- [PBA<sup>+</sup>14] Guillaume Point, Yohann Brelet, Leonid Arantchouk, Jérôme Carbonnel, Bernard Prade, André Mysyrowicz, and Aurélien Houard. Two-color interferometer for the study of laser filamentation triggered electric discharges in air. *Review of Scientific Instruments*, 85(12):123101, 2014.
- [PM16] Slobodan Petricevic and Pedja Mihailovic. Compensation of verdet constant temperature dependence by crystal core temperature measurement. *Sensors*, 16(10):1627, 2016.
- [PM<sub>t</sub>V91] Thomas Peter and Jürgen Meyer ter Vehn. Energy loss of heavy ions in dense plasma. II. Nonequilibrium charge states and stopping powers. *Physical Review A*, 43(4):2015–2030, 1991.
- [PPP17] Frank L. Pedrotti, Leno M. Pedrotti, and Leno S. Pedrotti. *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2017.
- [QS81] W. E. Quinn and R. E. Siemon. Linear magnetic fusion systems. In E. Teller, Editor, *Fusion, Magnetic Confinement Part B*, Band 1, Seite 5. Academic Press, 1981.

- [Rat01] U. Ratzinger. Commissioning of the new GSI high current linac and HIF related RF linac aspects. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 464(1-3):636–645, may 2001.
- [Roy99] P. Royer. Solenoidal Optics. Technischer Bericht, CERN, Geneva, 1999.
- [Sat62] M. Sato. Particle Acceleration and Breakdown Conditions in an Alternating Magnetic Field. *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 23(1):22–46, 1962.
- [SAT21] V. P. Shevelko, S. N. Andreev, and Inga Yu. Tolstikhina. Charge-state dynamics of heavy-ion beams penetrating a hydrogen plasma. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 502:37–45, 2021.
- [Sch07] Franz Schwabl. *Quantenmechanik (QM I)*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [Sch09] Dalton D. Schnack. *Lectures In Magnetohydrodynamics*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009.
- [She15] V. Shevelko. Persönliche Kommunikation, 2015.
- [Shi00] K. Shinagawa. *Magneto-Optics*. Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [Sil66] P. A. Silberg. Some Efficiency Measurements of the Theta-Pinch. *Journal of Applied Physics*, 37(5):2155–2161, 1966.
- [SL98] S. Sabah and R. Lorenz. Design and calibration of IQ-mixers. In *6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98)*, Seite 1589–1591, 1998.
- [SP14] David Surmick and Christian Parigger. Empirical Formulae for Electron Density Diagnostics from  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  Line Profiles. *International Review of Atomic and Molecular Physics*, 5:73, 2014.
- [Spi48] Jr. Spitzer, Lyman. The Temperature of Interstellar Matter. I. *Astrophysical Journal*, 107:6, 1948.
- [SSG<sup>+</sup>83] A. S. Schlachter, J. W. Stearns, W. G. Graham, K. H. Berkner, R. V. Pyle, and J. A. Tanis. Electron capture for fast highly charged ions

- in gas targets: An empirical scaling rule. *Phys. Rev. A*, 27:3372–3374, 1983.
- [SSS10] C. Sturm, B. Sharkov, and H. Stöcker. 1, 2, 3 ... FAIR ! *Nuclear Physics A*, 834(1-4):682c–687c, 2010.
- [Str11] Ulrich Stroth. *Plasmaphysik - Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2011.
- [SYLM16] Ondřej Slezák, Ryo Yasuhara, Antonio Lucianetti, and Tomáš Mocek. Temperature-wavelength dependence of terbium gallium garnet ceramics verdet constant. *Optical Materials Express*, 6(11):3683, 2016.
- [TIW<sup>+</sup>03] J. M. Taccetti, T. P. Intrator, G. A. Wurden, S. Y. Zhang, R. Aragonéz, P. N. Assmus, C. M. Bass, C. Carey, S. A. deVries, W. J. Fienup, I. Furno, S. C. Hsu, M. P. Kozar, M. C. Langner, J. Liang, R. J. Maqueda, R. A. Martinez, P. G. Sanchez, K. F. Schoenberg, K. J. Scott, R. E. Siemon, E. M. Tejero, E. H. Trask, M. Tuszewski, W. J. Waganaar, C. Grabowski, E. L. Ruden, J. H. Degnan, T. Cavazos, D. G. Gale, and W. Sommars. FRX-L: A field-reversed configuration plasma injector for magnetized target fusion. *Review of Scientific Instruments*, 74(10):4314–4323, 2003.
- [TIWS18] Inga Tolstikhina, Makoto Imai, Nicolas Winckler, and Viacheslav Shevelko. *Basic Atomic Interactions of Accelerated Heavy Ions in Matter*. Springer International Publishing, 2018.
- [TJSS10] C. Teske, J. Jacoby, F. Senzel, and W. Schweizer. Energy transfer efficiency of a spherical theta pinch. *Physics of Plasmas*, 17(4):043501, 2010.
- [TLBJ12] C. Teske, Y. Liu, S. Blaes, and J. Jacoby. Electron density and plasma dynamics of a spherical theta pinch. *Physics of Plasmas*, 19(3):033505, 2012.
- [TOAD00] J. E. Touma, E. A. Oks, S. Alexiou, and A. Derevianko. Review of the advanced generalized theory for Stark broadening of hydrogen lines in plasmas with tables. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 65(1):543 – 571, 2000.



- [VDB78] A. B. Villaverde, D. A. Donatti, and D. G. Boziniš. Terbium gallium garnet verdet constant measurements with pulsed magnetic field. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 11(12):L495–L498, 1978.
- [XBCB<sup>+</sup>17] Ge Xu, M. D. Barriga-Carrasco, A. Blazevič, B. Borovkov, D. Casas, K. Cistakov, R. Gavrilin, M. Iberler, J. Jacoby, G. Loisch, R. Morales, R. Mäder, S.-X. Qin, T. Rienecker, O. Rosmej, S. Savin, A. Schönlein, K. Weyrich, J. Wiechula, J. Wieser, G. Q. Xiao, and Y. T. Zhao. Determination of Hydrogen Density by Swift Heavy Ions. *Phys. Rev. Lett.*, 119:204801, 2017.
- [XHL<sup>+</sup>15] G. Xu, C. Hock, G. Loisch, G. Xiao, J. Jacoby, K. Weyrich, Y. Li, and Y. Zhao. New model of calculating the energy transfer efficiency for the spherical theta-pinch device. *Physics of Plasmas*, 22(5):052703, 2015.
- [Xu19] Ge Xu. *Charge states and energy loss of heavy ions after passing an inductively coupled plasma target*. Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt, 2019.
- [YTF<sup>+</sup>11] H. Yoshida, K. Tsubakimoto, Y. Fujimoto, K. Mikami, H. Fujita, N. Miyanaga, H. Nozawa, H. Yagi, T. Yanagitani, Y. Nagata, and H. Kinoshita. Optical properties and faraday effect of ceramic terbium gallium garnet for a room temperature faraday rotator. *Optics Express*, 19(16):15181, 2011.
- [ZT94] S. H. Zaidi and R. P. Tatam. Faraday-effect magnetometry: compensation for the temperature-dependent Verdet constant. *Measurement Science and Technology*, 5(12):1471–1479, 1994.