

Ole Waldmann

**Untersuchung der Transportphänomene magnetisierter Plasmen in
der Umgebung materieller Limiter**

**IPP 13/14
Juli, 2009**

Untersuchung der Transportphänomene
magnetisierter Plasmen in der Umgebung
materieller Limiter

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Humboldt-Universität zu Berlin

von

Herr Dipl.-Phys. Ole Waldmann
geboren am 08.04.1978 in Aurich

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:
Prof. Dr. Dr. h.c. Christoph Marksches

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:
Prof. Dr. Lutz-Helmut Schön

Gutachter:

1. Prof. Dr. Gerd Fußmann
2. Prof. Dr. Uwe Schumacher
3. Dr. habil. Dirk Naujoks

eingereicht am: 2.2.2009
Tag der mündlichen Prüfung: 2.6.2009

Abstract

The transport phenomena of magnetized plasmas in the vicinity of a material limiter have been investigated. The investigations were carried out at the linear plasma generator PSI-2 with electrical and optical diagnostics.

The perpendicular diffusion coefficient for a linear geometry was determined as $D_{\perp} \approx 5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ with a magnetic field dependence of $1/B$. The dominant process of the radial transport is therefore anomalous. By consideration of volume ionization the radial density profile can be consistently described.

The shaft of a Langmuir probe acts as a particle sink and reduces electron density. This was investigated using two Langmuir probes in different geometrical configurations. The reduction can be explained in terms of a global particle model.

On immersing a limiter into a streaming, magnetized plasma a distinct shadow region is observed by the naked eye downstream of the target. In addition, for some plasma conditions the region upstream of the target becomes brighter forming the so-called *inverse shadow*. Both observations can be explained by the strong dependence of the emissivity on electron temperature. This is confirmed experimentally by Langmuir probes and optical spectroscopy. Spatially resolved measurements reveal short scale lengths for a decrease of electron density in front of and an increase behind a material limiter. These lengths do not clearly scale with the ion gyroradius.

Spatially resolved Langmuir probe measurements taken in front of a limiter at oblique incidence are presented. For hydrogen and deuterium plasmas the model of Chodura [Cho82] describes the density profile quite well.

In a stationary arc discharge fluctuations in the discharge voltage and the floating potential of the neutralizer plate are found. The fluctuations produce suprathermal electrons with energies much higher than the energy, which corresponds to the average discharge voltage. These electrons are blocked by material limiters thus they cannot exist in the shadow region.

A limited plasma produces turbulent spatial structures which penetrate into the shadow region. These structures can be detected with photomultipliers and also as a fluctuation in the ion saturation current of a Langmuir probe. They can enhance perpendicular transport into the plasma shadow.

Zusammenfassung

Es wurden die Transportphänomene magnetisierter Plasmen in der Umgebung materieller Limiter untersucht. Die Untersuchungen wurden am linearen Plasma-generator PSI-2 unter Verwendung von elektrischen und optischen Diagnostiken durchgeführt.

Der Senkrechtdiffusionskoeffizient in einer linearen Anlage wurde mit $D_{\perp} \approx 5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und einer $1/B$ -Abhängigkeit bestimmt. Der dominierende Prozess des Radialtransportes ist turbulenter Natur. Unter Berücksichtigung der Volumenionisation kann das radiale Dichteprofil des Plasmas konsistent beschrieben werden.

Der Schaft einer Langmuirsonde wirkt in einem magnetisierten Plasma als Teilchensenke und reduziert die Elektronendichte. Dieses wurde mit zwei Langmuirsonden in verschiedenen geometrischen Konfigurationen untersucht. Es wird eine globale Teilchenbilanz vorgestellt, die diese Reduktion beschreibt.

Bringt man einen Limiter in ein strömendes magnetisiertes Plasma ein, so bildet sich hinter diesem ein Schatten aus, der mit dem bloßen Auge beobachtet werden kann. Vor dem Limiter zeigt sich für einige Plasmaregime eine hellere Zone, der sogenannte *inverse Schatten*. Beide sind durch die starke Abhängigkeit der Emissivität von der Elektronentemperatur zu erklären. Ortsaufgelöste Messungen mit Langmuirsonden und optischer Spektroskopie bestätigen dieses experimentell und zeigen kurze Skalenlängen der Elektronendichte für den Abfall vor und den Wiederanstieg hinter einem Limiter. Die Längen zeigen keine klare Skalierung mit dem Ionengyrationsradius.

Es werden ortsaufgelöste Messungen der Plasmaparameter mit einer Langmuirsonde vor einem Limiter unter schrägem Einfall vorgestellt. In Wasserstoff- und Deuteriumplasmen lässt sich der Dichteverlauf mit dem Modell von Chodura [Cho82] gut beschreiben.

In einer stationären Bogenentladung sind Fluktuationen in der Entladungsspannung und im Floatingpotential der Neutralisatorplatte zu finden. Diese Fluktuationen erzeugen suprathemische Elektronen mit Energien weit oberhalb der Energien, die der gemittelten Entladungsspannung entsprechen. Diese werden von materiellen Limitern geblockt und tauchen somit nicht in deren Plasmaschatten auf. Durch das Einbringen von Limitern werden turbulente räumliche Strukturen erzeugt, die in das Schattengebiet eindringen. Diese sind sowohl optisch mit Photomultipliern als auch als Fluktuation des Ionensättigungsstromes einer Langmuirsonde nachweisbar. Die Strukturen können den Quertransport in den Plasmaschatten verstärken.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Plasmagenerator PSI-2	5
2.1	Aufbau	5
2.2	Beeinflussung der Plasmaproduktion durch die Experimente	7
3	Diagnostiken und Limiter	9
3.1	Langmuirsonde	9
3.1.1	Elektronentemperatur	11
3.1.2	Nichtsättigung des Ionenstromes	12
3.1.3	Elektronendichte und Sondenfläche	14
3.1.4	Verkipfung der Sonde	15
3.1.5	Vergleich Einzel- und Doppelsondenmessung	17
3.2	Tunnelsonde	19
3.3	Massenspektrometer für magnetisierte Plasmen	21
3.4	Optische Spektroskopie	23
3.5	Photomultiplier	24
3.6	Verwendete Limiter	27
4	Anomale Diffusion in einer linearen Anlage	29
4.1	Experimentelle Untersuchung	31
4.2	Diffusion im Falle einer ausgedehnten Plasmaquelle	34
4.3	Diffusion mit Quell- und Verlustterm	38
4.4	Ergebnisse	42
5	Der Einfluss des Sondenschaftes	45
5.1	Globale Teilchenbilanz	47
5.2	Experimentelle Ergebnisse	49
5.3	Rekonstruktion der Dichteprofile	52

6	Untersuchungen stationärer Phänomene	55
6.1	Voruntersuchungen zu Sichtbarkeit und Plasmaschatten	55
6.2	Sondenmessungen in unmittelbarer Umgebung eines Limiters	60
6.2.1	Überprüfung des Einflusses der Verkippung	61
6.2.2	Zweidimensional orts aufgelöste Langmuirsondenmessungen	62
6.3	Spektroskopische Messungen in unmittelbarer Umgebung eines Limiters	72
6.4	Messungen vor einem Limiter unter schrägem Einfall	82
6.4.1	Schicht vor einem Limiter	84
6.4.2	Korrektur der axialen Position	88
6.4.3	Experimentelle Ergebnisse	90
6.5	Tunnelsonde	98
6.5.1	Abnahme der Dichte innerhalb der Sonde	99
6.5.2	Magnetfeldvariation	100
7	Untersuchungen schneller Phänomene	105
7.1	Suprathermische Elektronen	105
7.1.1	Spannungskennlinien	106
7.1.2	Erhöhung der Neutralgasdichte	111
7.1.3	Suprathermische Elektronen hinter materiellen Limitern	116
7.1.4	Ionisation mit suprathermischen Elektronen	119
7.1.5	Erzeugung der suprathermischen Elektronen	120
7.2	Photomultiplermessungen	122
7.2.1	Auswahl der Ereignisse	123
7.2.2	Kollektive Bewegung	124
7.2.3	Einzelbewegung	128
7.2.4	Zeitliche Struktur	131
7.2.5	Vergleich mit Fluktuationsmessung einer Einzelsonde	132
8	Zusammenfassung	135
A	Korrektur der Temperaturmessung	139
B	Ermittlung spektroskopischer Absolutwerte	143
	Literaturverzeichnis	147
	Abbildungsverzeichnis	163
	Tabellenverzeichnis	167

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung und das Verständnis des Verhaltens eines Plasmas in der Nähe eines Festkörpers ist entscheidend für verschiedene Gebiete der Plasmaphysik. Diese umfassen insbesondere Teilgebiete der Plasmatechnologie (*Niedertemperaturplasma*), magnetisch eingeschlossene Plasmen zum Zwecke der kontrollierten Kernfusion (*Hochtemperaturplasma*) und invasive Plasmadiagnostiken.

Die Plasmatechnologie lässt sich in zwei Untergebiete einteilen [LL05]. Zum einen werden Plasmen zur Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung (Licht, Röntgenstrahlung, etc.) verwendet und zum anderen finden sie ihre Verwendung in der Materialbearbeitung (Sterilisation, Ätz- und Beschichtungsverfahren, etc.). Beim zuerst genannten spielt die Wechselwirkung zwischen einem Festkörper und dem Plasma eine untergeordnete und teilweise unerwünschte Rolle. Als Beispiel seien Kühlungseffekte des Plasmas durch Energie übertragende Stöße mit einem ihn umgebenden Festkörper genannt. Bei der Materialbehandlung ist die Wirkung des Plasmas auf den zu behandelnden Gegenstand von entscheidender und erwünschter Bedeutung. Man möchte das Plasma örtlich gezielt mit exakt definierten Plasma-parametern einsetzen. Andererseits beeinflusst der Kontakt mit dem Material das Plasma selbst, dieses ist ein unerwünschter Effekt. Neben der Wirkung der plasmaseitigen Effekte eines ionisierten Gases (Strahlung, thermische Effekte, Stöße) wird häufig ein reaktives Molekülgas eingesetzt, das einen Effekt auf den Werkstoff ausübt, z.B. bei Ätzverfahren in der Halbleiterindustrie. Man spricht dann von einem reaktiven Plasma. Ein solches Plasma zu diagnostizieren ist extrem schwierig. Dieses ist einerseits dadurch bedingt, dass die reaktiven Plasmen invasive Diagnostiken (siehe nächster Absatz) genau wie den Werkstoff zersetzen können. Andererseits ist die Komposition dieses Plasmas durch das Auftreten von molekularen Verbindungen zwischen dem Plasma und dem Werkstoff sehr komplex, so dass optische Diagnostiken nur unzureichend genau sind. Insbesondere in den letzten Jahren gab es daher Bestrebungen, die Erkenntnisse, die an nicht-reaktiven Plasmen (z.B. Edelgasplasmen) gewonnen wurden, mithilfe von Simulationen auf

die reaktiven Gase zu übertragen [Eco00].

Auf dem Gebiet der invasiven Diagnostik ist die Wechselwirkung zwischen einem Gegenstand, entweder der Diagnostik oder der Ummantelung einer Diagnostik, und dem ihn umgebenden Plasma von entscheidender Bedeutung. Die Diagnostik soll eine Aussage über die Plasmaparameter des ungestörten Plasmas liefern, dieses ist direkt jedoch nicht möglich, da die Diagnostik selbst eine Störung des Plasmas darstellt. Man verwendet sie trotzdem, da sie entweder Messgrößen erfasst, die mit nicht-invasiven Diagnostiken nur schwer oder gar nicht zu ermitteln sind, oder aufgrund ihrer Vorteile bezüglich der Zeit- und/oder Ortsauflösung gegenüber nicht-invasiven Diagnostiken. Neben der Minimierung des Einflusses der Diagnostik ist eine weitere Bestrebung, den Einfluss auf das Plasma quantitativ zu bestimmen, um diesen Einfluss zu korrigieren. Die wohl am häufigsten verwendete invasive Diagnostik in der Plasmaphysik ist die Langmuirsonde [LMS26, CTT75, DRR02], aber auch andere invasive Diagnostiken, wie orts aufgelöste Massenspektrometer werden in Plasmen eingesetzt [Mat89].

In einer Welt, deren Energiehunger stetig bei gleichzeitiger Verknappung der Rohstoffe zur Energieerzeugung wächst, muss über neue Möglichkeiten der Energiegewinnung nachgedacht werden. Für einen zukünftigen stabilen Grundlastbeitrag, der unabhängig von ungleich verteilten Rohstoffen ist, bietet sich die kontrollierte Kernfusion an. An den damit zusammenhängenden wissenschaftlichen und technologischen Fragen wird an vielen Standorten weltweit geforscht. Insbesondere sei hier die Entscheidung zur Realisierung des ITER-Projektes im Sommer 2005 erwähnt. Das Fusionsexperiment ITER basiert auf dem magnetischen Einschluss von Plasmen. Hierbei nutzt man die Beeinflussung eines Plasmas durch externe Magnetfelder aus. Ein Plasma kann sich entlang eines Magnetfeldes praktisch ungestört bewegen. Der Transport quer zum Magnetfeld ist wesentlich kleiner. Neben der Plasma-Wand-Wechselwirkung ist die Größe des radialen Transport entscheidend für einen zukünftigen Fusionsreaktor [BAR06]. Dieses wird im Folgenden erläutert.

In einfacher Näherung lässt sich für einen Körper das Verhältnis von Energiespeicherung zu Energieverlust durch Abstrahlung durch das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche ausdrücken. Bei dem simpelsten dreidimensionalen Körper, der Kugel, skaliert das Volumen mit r^3 und die Oberfläche mit r^2 , wenn r der Radius der Kugel ist. Somit wächst das Verhältnis der Energiespeicherung zum Energieverlust durch Strahlung proportional mit r . In grober Näherung gilt dieses Verhältnis auch für kompliziertere Topologien. Neben den Strahlungsverlusten, die somit von der Größe des Körpers abhängen, treten zusätzliche Verluste durch den Radialtransport auf.

Der Quertransport zum Magnetfeld in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma ist von der inversen Stärke des Magnetfeldes B abhängig. Der mit Hilfe der

klassischen Diffusion berechnete Diffusionskoeffizient [Tay61] zeigt dabei eine Abhängigkeit in der Form $1/B^2$. Jedoch zeigte sich insbesondere in den toroidalen Anordnungen ein wesentlich größerer Diffusionskoeffizient, man spricht von *anomaler Diffusion*. Hierbei zeigte Bohm [Boh49] zuerst eine Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von $1/B$ mit einem empirischen Vorfaktor, so dass im Allgemeinen heute von der *Bohm-Diffusion* gesprochen wird. Ein Grund für einen erhöhten Diffusionskoeffizienten in einer toroidalen Anlage ist in der Krümmung des Magnetfeldes zu sehen. In diesem Zusammenhang sei der *Pfirsch-Schlüter-Strom* [PS62] erwähnt. Auf den Einfluss der Krümmung wird noch einmal im Verlauf dieser Einleitung eingegangen werden.

In einer Fusionsanlage treten materielle Limiter an den verschiedensten Stellen und in vielen Varianten und Größen auf. Diese sind die bereits erwähnten invasiven Diagnostiken, Heizungen bzw. die Antennen für Wellenheizungen, geschlitzte Wandmaterialien und auch die explizit so genannten *Limiter*. Diese Limiter dienen zur Begrenzung des Plasmas und zur Entnahme der Energie und Teilchen aus dem Fusionsplasma. Es werden Limiter in heutigen (z.B. im JET [LSS⁺05], ASDEX Upgrade [NDG⁺02] und Tore Supra [SL00]) und in zukünftigen (ITER [CSI⁺02]) toroidalen Plasmaanlagen eingesetzt. Im ITER sind Limiter in der „start-up“- und in der „shut-down“-Phase zur Begrenzung des Plasmas vorgesehen. Im Schatten dieser Limiter sind häufig Sonden angebracht [LL86, GBC⁺00], die einerseits das Plasma im Schatten eines Limiters diagnostizieren sollen, andererseits versucht man auch, aus den so gewonnenen Daten, Rückschlüsse auf das ungestörte Plasma zu ziehen. Man kann erkennen, dass die Betrachtung des Plasmatransportes in der Umgebung materieller Limiter eng mit der des Quertransportes verzahnt ist und eine Untersuchung dementsprechend beides berücksichtigen muss.

Wegen ihrer besseren Zugänglichkeit und der, im Vergleich zu einer toroidalen Anordnung, einfacheren Topologie werden viele Experimente zu Fragestellungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung, des Plasmatransportes und der Plasmadiagnostik in der Fusionsforschung an linearen Anlagen durchgeführt [BBD⁺94, FBB⁺06, ACY⁺03, CWC⁺06]. Dabei ist das Bestreben, in den linearen Anlagen Plasmen zu erzeugen, deren Parameter möglichst denen der Plasmarandschicht eines Fusionsplasmas gleichen. Aufgrund der linearen Anordnung sind die Magnetfeldlinien nicht gekrümmt, so dass eine Krümmungsdrift nicht stattfinden kann. Dies erlaubt es, Untersuchungen anzustellen, deren Ergebnisse Aufschluss geben, ob solche Krümmungseffekte eine Rolle spielen oder ob andere Ursachen vorliegen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt strukturiert. Dieser Einleitung schließt sich eine Beschreibung des linearen Plasmagenerators PSI-2 an, an dem die experimentellen Ergebnisse gewonnen wurden. Das Kapitel 3 behandelt die verwendeten Limiter und Diagnostiken mit den zugehörigen Theorien. Dem folgt das Kapitel 4, das die anomale Diffusion in einer linearen Anlage behandelt. Der aus älteren Arbeiten

bekannte Widerspruch zwischen einer Konservierung des Elektronendichteprofiles in der sichtbaren Plasmasäule bei gleichzeitig erhöhter Dichte im Außenbereich, wird hier mit einem Modell, welches die Volumenionisation als weitere Plasmaquelle berücksichtigt, aufgelöst.

In Kapitel 5 wird der Schaft einer Langmuirsonde als materieller Limiter aufgefasst. Sein Einfluss auf die Messung der Plasmaparameter wird mit Hilfe einer weiteren Langmuirsonde untersucht. In diesem Kapitel wird ein Modell entwickelt, welches den Sondschaft als Teilchensenke beschreibt und somit die Reduktion der Elektronendichte bei der Messung mit einer Langmuirsonde beschreiben kann. Das Kapitel 6 behandelt die Untersuchung der stationären Transportphänomene in der Umgebung materieller Limiter. Hierbei wird im Vergleich zur Störung mit den Langmuirsonden ein wesentlich größerer Eingriff in das Plasma vorgenommen. Insbesondere werden zwei unterschiedliche Limiter benutzt, die die Rotationssymmetrie des Plasmas erhalten bzw. brechen. In diesem Kapitel wird unabhängig von Kapitel 4 der Nachweis einer anomalen Diffusion, dieses Mal in Zusammenhang mit einem Limiter erbracht. Abgerundet werden die Experimente durch die Verkipfung des Limiters zum Magnetfeld und der Untersuchung des schrägen Einfalls. Die experimentellen Ergebnisse sind sowohl mit invasiven als auch nicht-invasiven Diagnostiken gewonnen worden.

Das Kapitel 7 widmet sich den Phänomenen, die sich auf sehr kurzen Zeitskalen abspielen. Es werden suprathermische Elektronen beobachtet, und es wird gezeigt, dass diese auch in einer stationären Bogenentladung produziert werden. Diese suprathermischen Elektronen können Ionen und Atome anregen und somit einen starken Einfluss auf die Emission eines Plasmas nehmen. Eine Untersuchung eines durch einen Limiter begrenzten Plasmas zeigt, dass diese Elektronen nicht in dessen Plasmaschatten zu finden sind. Die zweite Hälfte des Kapitels widmet sich der räumlichen Beobachtung von schnellen Strukturen in der direkten Umgebung eines Limiters. Es wird in der Literatur angenommen, dass ein Teil des erhöhten Quertransportes durch Turbulenzen hervorgerufen wird [Car05]. In anderen Anlagen, sowohl toroidalen als auch linearen, wurden diese Beobachtungen mithilfe von schnellen Kameras durchgeführt. In dieser Arbeit werden hierfür Photomultiplier eingesetzt, die eine noch schnellere Beobachtung dieser Phänomene gestatten.

Im abschließenden Kapitel werden die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst, in den Kontext der aktuellen Forschung eingeordnet und bewertet.

Kapitel 2

Der Plasmagenerator PSI-2

2.1 Aufbau

Der Plasmagenerator PSI-2 [KF04] ist eine lineare Plasmaanlage, die mittels einer Hochstrombogenentladung ein stationäres Plasma erzeugt, vgl. Abb. 2.1. Der Entladungsstrom wird dabei vorgegeben, zumeist in einem Bereich von $I_{AK} = 20 \dots 400$ A. In der Zeit, in der diese Arbeit angefertigt wurde, standen bis zu 1000 A zur Verfügung. Einzelheiten zur Stromversorgung sind in Kapitel 7.1 und den darin enthaltenen Referenzen zu finden.

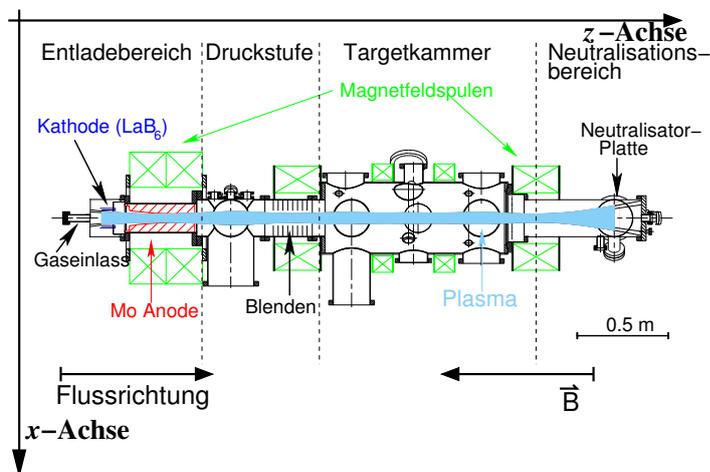


Abbildung 2.1: Plasmagenerator PSI-2

Der Gaseinlass befindet sich direkt hinter einer geheizten, zylindrischen Kathode aus Lanthanhexaborid (LaB_6), der eine ebenfalls zylindersymmetrische Molybdänanode folgt. Für eine stabile Entladung ist im Entladungsbereich ein relativ hoher Neutralgasdruck erforderlich [Rot95], während in der Targetkammer ein niedriger

Neutralgasdruck wünschenswert ist, da hier divertorähnliche Bedingungen erzeugt werden sollen [BBD⁺94]. Deshalb, und um die Beeinflussung der Entladung durch Experimente in der Targetkammer möglichst gering zu halten, folgt dem Entladungsbereich zuerst eine differentiell gepumpte Druckstufe, die über ein Blenden-system mit der Targetkammer verbunden ist, vgl. Abb. 2.1. Nach Passieren der Anode ist das Plasma stromfrei und wird nur mittels Druckgradient weiter getrieben.

Der Targetkammerbereich hat eine axiale Ausdehnung von 1,5 m und einen Wanddurchmesser $d_w = 400$ mm, der wesentlich größer als der Durchmesser der Plasmasäule $d_{\text{Plasma}} \approx 160$ mm ist, um die Wechselwirkung zwischen beiden möglichst klein zu halten. Nach Durchqueren der Targetkammer erreicht das Plasma den Neutralisationsbereich, wo es auf einer gekühlten, floatenden Neutralisatorplatte rekombiniert, und das Neutralgas dann abgepumpt wird. Der Abstand zwischen der Kathode und der Neutralisatorplatte beträgt 2,66 m.

Axial eingeschlossen wird das Plasma durch sechs Magnetfeldspulen, die sich über den gesamten PSI-2 verteilen. Das berechnete Magnetfeld für eine typische Konfiguration ist in Abb. 2.2 dargestellt, basierend auf den Rechnungen von Klose [Klo00]. In der Abbildung sind die Gegenstände (Kathode, Anode, Spulen, Neutralisatorplatte) rot eingezeichnet. In den Spulen ist der sie durchfließende Strom eingetragen. Zusätzlich ist der Verlauf zweier Feldlinien gezeigt, einerseits die Feldlinie, die das Innere der Kathode gerade noch berührt, und andererseits diejenige, die das Äußere der Kathode berührt und sich an das Innere der Anode anschmiegt.

Als Arbeitsgase wurden im Rahmen dieser Arbeit Wasserstoff, Deuterium, Helium und Argon verwendet. Dieses sollte vor allem den Einfluss des 'Ionengyrationsradius' auf die Transportphänomene klären. Die Anordnung der Entladungsregion erzwingt ein Hohlprofil in Elektronendichte und -temperatur [Wal05]. Der Bereich inner- und außerhalb der Feldlinien zwischen Kathode und Anode wird mittels Diffusion ausgefüllt. Auf diesen Prozess wird im Kapitel 4 genauer eingegangen. Typische Plasmaparameter werden in der Tabelle 2.1 aufgelistet.

Der Hallparameter bildet das Verhältnis der Gyrationfrequenz $\omega_{c,a/b} = \frac{q_{a,b}B}{m_{a,b}}$ zur Stoßfrequenz ν_{ab} , wobei a und b für Teilchensorten, Elektronen bzw. Ionen, stehen. Er ist somit ein Maß zur Charakterisierung der Stärke der Bindung an das Magnetfeld. Der Gyrationradius $r_{g,a}$ ist das Verhältnis aus thermischer Geschwindigkeit $v_{th,a} = \sqrt{k_B T_a / m_a}$ und Gyrationfrequenz $\omega_{c,a}$.

Neben den in Kap. 3 vorgestellten Diagnostiken existieren noch weitere Diagnostiken, auf die in dieser Arbeit nicht näher eingegangen wird. Einerseits gibt es Diagnostiken, die sich mit dem Neutralgas befassen. Das sind zum einen Druckmessgeräte zur Bestimmung des Neutralgasdrucks in allen Teilbereichen des Plasmagenerators PSI-2, zum anderen existiert ein Quadrupolmassenspektrometer (QMS) zur Analyse des Neutralgases in der Targetkammer. Andererseits gibt es elektrische

Parameter	Symbol	
Elektronendichte	n_e	$10^{16} \dots 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Elektronentemperatur	$T_e(\text{H,D})$	$5 \dots 20 \text{ eV}$
Elektronentemperatur	$T_e(\text{He,Ar})$	$1 \dots 10 \text{ eV}$
Ionentemperatur	T_i	$(0,4 \dots 0,7) \cdot T_e$
Neutralgasdruck	p_0	$10^{-3} \dots 10^{-1} \text{ Pa}$
Magnetische Feldstärke	B	$0,1 \text{ T}$
Hallparameter	β	$e^- : 150, \text{ Ionen: } 0,02 \dots 10$
Elektronengyrationsradius	$r_{g,e}$	$\approx 10^{-5} \text{ m}$
Ionengyrationsradius	$r_{g,i}(\text{H} \dots \text{Ar})$	$\approx (5 \dots 20) \cdot 10^{-3} \text{ m}$

Tabelle 2.1: Typische Plasmaparameter des PSI-2.

Messungen bezüglich der Parameter der Entladung und der Floatingpotentiale der Neutralisatorplatte und eventueller ins Plasma gebrachter Objekte.

2.2 Beeinflussung der Plasmaproduktion durch die Experimente

Im Rahmen dieser Arbeit sind teilweise starke Eingriffe in das Plasma in Form von Limitern getätigt worden. Um eine Vergleichbarkeit mit den ungestörten Plasmen zu erreichen, ist es wichtig, die Parameter der Entladung in Abhängigkeit dieses Eingriffes zu untersuchen.

In meiner Diplomarbeit [Wal05] habe ich bereits gezeigt, dass das Einbringen von Limitern in die Targetkammer die Verhältnisse im Entladungsbereich (Druck und Entladungsspannung) kaum verändert.

In Tabelle 2.2 sind diese Werte in erweiterter Form aufgeführt. Die erwähnten Limiter werden in Kapitel 3.6 vorgestellt. Obwohl mit diesen beiden Limitern sehr stark in das Plasma eingegriffen wird, ändern sich die Entladungsparameter nur minimal, und eine Vergleichbarkeit ist gegeben.

Gas	Art des Limiters	U_{AK}	P_{AK}
H	Halbmaske	+15 ... 20%	-2 ... 5%
	Lochmaske	+15 ... 20%	-2 ... 5%
He	Lochmaske	+10 ... 15%	-10 ... 15%
	Halbmaske	+10 ... 13%	-10 ... 15%
Ar	Lochmaske	+5 ... 10%	-5 ... 10%
	Halbmaske	+5 ... 10%	-5 ... 10%

Tabelle 2.2: Beeinflussung der Entladungsparameter durch eingebrachte Limiter.

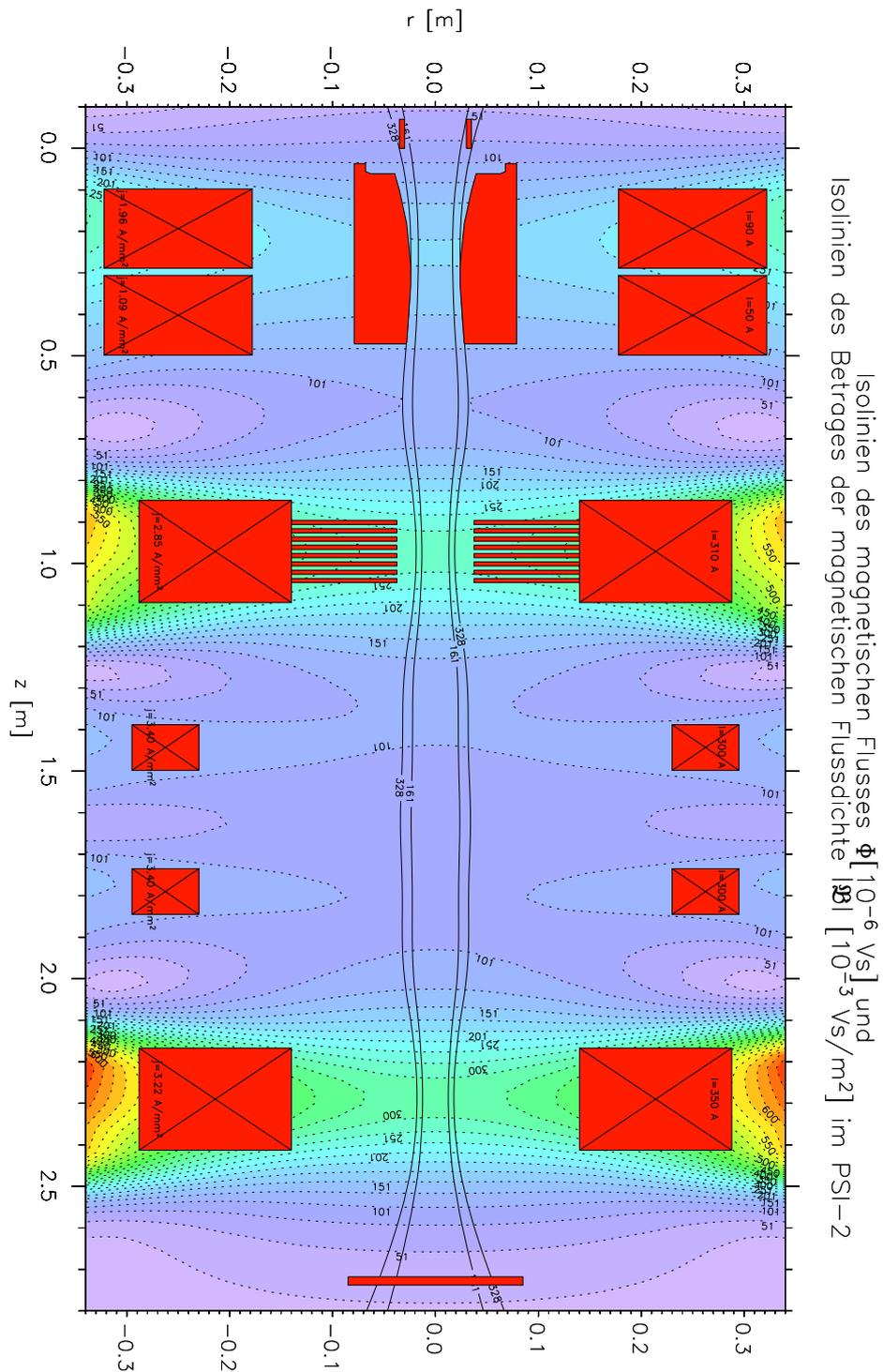


Abbildung 2.2: Typische Magnetfeldkonfiguration des Plasmagenerators PSI-2, basierend auf [Klo00].

Kapitel 3

Verwendete Diagnostiken und Limiter

In diesem Kapitel werden die Diagnostiken und die Limiter vorgestellt, mit denen die in dieser Arbeit dokumentierten Ergebnisse erhalten worden sind. Neben Rechnungen und Herleitungen werden auch erste Ergebnisse gezeigt, die für das Verständnis der jeweiligen Diagnostik wichtig sind.

3.1 Langmuirsonde

Es werden ausschließlich Langmuirsonden mit zylindrischen Messspitzen eingesetzt [RDGH92]. Die Abmessungen der Sondenspitzen (h Höhe, d Durchmesser) betragen zumeist $h = d = 1,5$ mm bzw. $h = 1,5$ mm, $d = 1$ mm, es wurden aber auch größere Sondenspitzen ($h = d = 8$ mm) verwendet (vgl. Kap. 3.1.3).

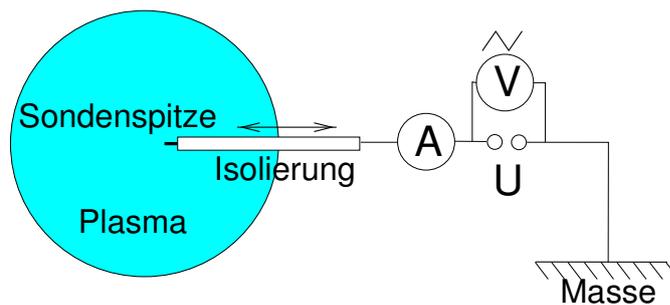


Abbildung 3.1: Skizze des Langmuirsondenaufbaus.

Die Zuleitungen dieser Sondenspitzen sind von einem Keramikstab umgeben, der einen Durchmesser von $D = 8$ mm bzw. $D = 2$ mm aufweist. Die Sonde ist auf einen radial verfahrbaren Manipulator montiert. Im normalen Betrieb fährt dieser

Manipulator mit einer konstanten Geschwindigkeit, während die Stromversorgung Dreiecksspannungssignale erzeugt. Gleichzeitig wird mit einem Transientenrekorder (*Nicolet Vision*) der Strom und über einen Messwiderstand (wählbar zwischen $R = 0,1\ \Omega$, $R = 1,0\ \Omega$ und $R = 10,0\ \Omega$) die Spannung mit einer Abtastrate von 20 kHz aufgenommen, vgl. Abb. 3.1. Der gesamte Ablauf ist automatisiert, so dass anschließend die Kennlinien der entsprechenden radialen Position zugeordnet und ausgewertet werden können. Typischerweise ergab dieses einen radialen Abstand von $\Delta r \approx 0,5\ \text{mm}$ zwischen zwei Messpunkten.

Die Herleitung der Auswertung der Strom-Spannungskennlinie einer zylindrischen Langmuirsonde im Plasmagenerator PSI-2 wurde bereits in meiner Diplomarbeit [Wal05] dargestellt und ist dieser, oder anderen Arbeiten (z.B. [Klo00, DRR02]) zu entnehmen. Die Gleichung zur Beschreibung der idealen Kennlinie lautet dann wie folgt:

$$I(U) = \begin{cases} I_{\text{sat},i} \left(1 - \exp\left(\frac{e(U-U_{\text{fl}})}{k_{\text{B}}T_e}\right) \right) & U \leq U_{\text{pl}} \\ I_{\text{sat},e} \left(1 - \exp\left(\frac{-e(U-U_{\text{fl}})}{k_{\text{B}}T_e}\right) \right) & U \geq U_{\text{pl}} \end{cases}, \quad (3.1)$$

hier ist k_{B} die Boltzmannkonstante, e die Elementarladung, $I_{\text{sat},i}$ der Ionen- und $I_{\text{sat},e}$ der Elektronensättigungsstrom, U_{fl} das Floating- und U_{pl} das Plasmapotential. Die Theorie geht dabei von einem stoßfreien Plasma in direkter Umgebung der Sonde aus. Hier möchte ich nur die Gleichungen angeben, die letztendlich zur Verwendung kommen

$$\frac{k_{\text{B}}T_e}{e} = \frac{(-I_{\text{sat},i})}{\left. \frac{dI}{dU} \right|_{U=U_{\text{fl}}}} \quad (3.2)$$

$$n_e = \frac{-I_{\text{sat},i}}{A_i e \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T_e}{m_i}}} \quad (3.3)$$

$$U_{\text{pl}} = U_{\text{fl}} + \ln\left(-\frac{I_{\text{sat},e}}{I_{\text{sat},i}}\right) \frac{k_{\text{B}}T_e}{e} \quad (3.4)$$

$$U_{\text{pl}} = U_{\text{fl}} + \ln\left(\frac{1}{a} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}\right) \frac{k_{\text{B}}T_e}{e}. \quad (3.5)$$

Dabei sind $a = \frac{A_i}{A_e}$ das Verhältnis der Aufsammelflächen der Ionen und Elektronen und m_e bzw. m_i die Elektronen- bzw. Ionenmasse. Somit wird die Elektronentemperatur T_e aus dem exponentiellen Anstieg der Strom-Spannungskennlinie, das Plasmapotential U_{pl} aus T_e und dem Floatingpotential U_{fl} , und die Elektronendichte n_e aus dem Ionensättigungsstrom $I_{\text{sat},i}$ ermittelt. Da die Ionen im PSI-2 nur schwach magnetisiert sind und der Ionengyrationsradius größer als der Radius der Sondenspitze ist, vgl. Tab. 2.1, geht als Aufsammelfläche der Ionen die gesamte Oberfläche der Sondenspitze $A_i = \pi dh + \pi d^2/4$ ein. Die Ionentemperatur T_i

kann mit Langmuirsonden nicht direkt bestimmt werden. Aus anderen Messungen ([MKPF00, WMF07, Jen02, Lun08]) ist bekannt, dass sie im PSI-2 ungefähr die Hälfte der Elektronentemperatur annimmt, $T_i \approx (0,4 \dots 0,7) \cdot T_e$.

Unter normalen Bedingungen sättigen die Ionenströme im PSI-2 sehr gut, wohingegen die Elektronenströme nicht immer sättigen. Hinzu kommt, dass für hohe Elektronenströme der Wärmeeintrag in die Sondenspitze teilweise so groß ist, dass diese zu glühen beginnt. Um eine dadurch bedingte Elektronenemission zu unterdrücken und eine Verlängerung der Lebenszeit einer Sondenspitze zu erreichen, wird in einem solchen Fall die angelegte positive Spannung verringert, da die Auswertung der Kennlinie nicht auf der Kenntnis des Elektronensättigungsstromes basiert. Bei sehr dünnen Plasmen sättigt der Ionenstrom ebenfalls nicht. Dieser Fall der Nicht-Sättigung des Ionenstromes wird weiter unten genauer betrachtet, vgl. Kap. 3.1.2.

Es sei darauf hingewiesen, dass Sondenmessungen eine invasive Diagnostik sind. Im Rahmen dieser Arbeit habe ich mich mit dem Einfluss des Schaftes einer Langmuirsonde auf die Messung der Parameter beschäftigt (vgl. Kap. 5). Hierbei stellt der Schaft der Sonde den Spezialfall eines kleinen Limiters dar. Im Vorgriff auf das Ergebnis soll nicht unerwähnt bleiben, dass die Sonde einen Einfluss auf die globale Elektronendichte hat, während die Elektronentemperatur praktisch unbeeinflusst bleibt.

3.1.1 Elektronentemperatur

In den meisten Messungen wurde zunächst das Floatingpotential U_{fl} und der Ionen-sättigungsstrom $I_{sat,i}$ bestimmt, um damit und aus der Steigung der Kennlinie die Elektronentemperatur T_e zu bestimmen, siehe Gl. (3.2). Mit diesem Wissen wurden dann das Plasmapotential U_{pl} und die Elektronendichte n_e ermittelt.

Angeregt durch Messungen, bei denen der Ionenstrom nicht sättigte (vgl. Abschnitt 3.1.2) möchte ich in diesem Abschnitt den umgekehrten Weg präsentieren, in dem zuerst die beiden Potentiale U_{fl} und U_{pl} bestimmt werden, und im Umkehrschluss T_e .

In einer idealen Sondenkennlinie, Gl. (3.1), wäre das Plasmapotential U_{pl} direkt aus dem Knick in der Kennlinie bzw. aus der Unstetigkeitsstelle der ersten Ableitung abzulesen. Eine experimentell aufgenommene Kennlinie hat keinen klar ausgeprägten Knick und damit auch keine Unstetigkeitsstelle in der ersten Ableitung, sondern dort ein Maximum, was eine Nullstelle in der zweiten Ableitung bedeutet. Dieses ist durch die Anwendung eines gleitenden Durchschnitts auf eine theoretische Kennlinie simuliert worden. Das Ergebnis findet sich in Abb. 3.2.

U_{pl} lässt sich somit aus dem Maximum der ersten bzw. der Nullstelle der zweiten Ableitung ablesen [Klo00], siehe Abb. 3.3. Gl. (3.5) kann nach T_e umgestellt

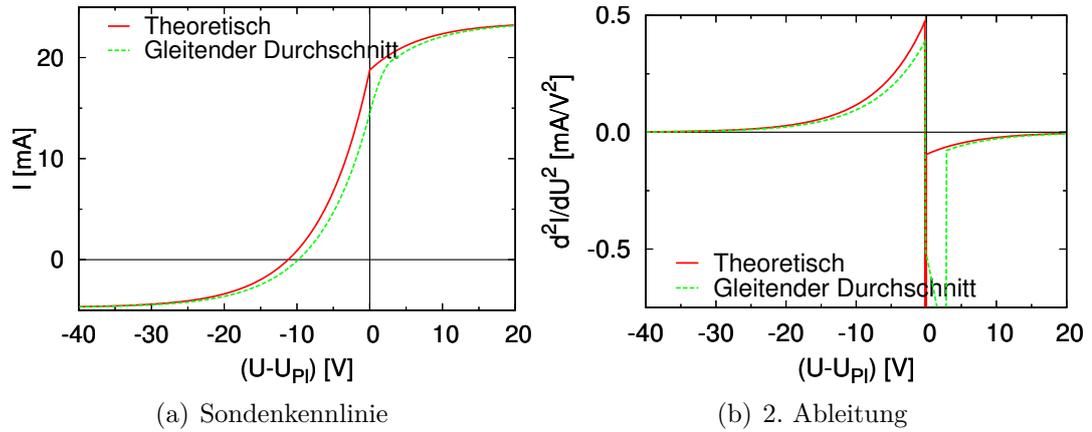


Abbildung 3.2: Theoretische Sondenkennlinie. **Ungeglättet** und als **gleitender Durchschnitt**.

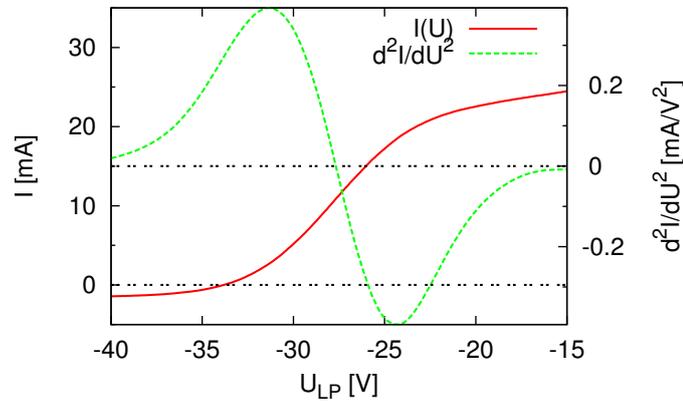


Abbildung 3.3: Eine gemittelte, experimentell aufgenommene Sondenkennlinie in einem Wasserstoffplasma mit ihrer zweiten Ableitung.

werden, und man kann die Temperatur aus den beiden Potentialen bestimmen

$$\frac{k_B T_e}{e} = \frac{U_{pl} - U_{fl}}{\ln\left(\frac{1}{a} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}\right)}. \quad (3.6)$$

Die so bestimmte Elektronentemperatur kann verifiziert werden, indem sie als Basis für den Fit der theoretischen Sondenkennlinie an die gemessene dient.

3.1.2 Nichtsättigung des Ionenstromes

Das Problem der Nichtsättigung der Sondenkennlinie taucht immer wieder auf (vgl. [DRR02] und die darin enthaltenen Referenzen). Als Grund ist die Vergrößerung

der Aufsammelfläche mit steigender Vorspannung zu nennen. Steinbrüchel et al. [Ste90, KS99, NS01] haben basierend auf Laframboise et al. [LR76] gezeigt, dass dieses durch das Verhältnis des Sondenradius' r_p zur Debyelänge

$$\lambda_{\text{Deb}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (3.7)$$

klassifiziert werden kann. In [Ste90] ist die Korrekturformel (3.10) für den Ionensättigungsstrom zu finden

$$I(U) = I_{\text{sat},i} \cdot i_i \quad (3.8)$$

$$= en_i A \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_i}} i_i \quad (3.9)$$

$$i_i = a(-X)^b, \quad (3.10)$$

$$\text{mit } X = \frac{e(U - U_{\text{pl}})}{k_B T_e}. \quad (3.11)$$

Hierbei ist U die angelegte Spannung, und a und b sind dimensionslose Parameter, die weiter unten angegeben werden. Diese Korrekturformel ist insbesondere für den Ionensättigungsstrom eine gute Näherung. Mausbach [Mau97] hat die Formel verallgemeinert, so dass auch der nichtsättigende Elektronensättigungsstrom herangezogen werden kann. In dieser Arbeit werden aber jegliche Sondenkennlinienauswertungen auf den Ionensättigungsstrom gestützt, so dass die Gl. (3.10) Anwendung findet.

Bei einigen meiner Messungen mit der dünnen Sonde ($r_p = 0,5 \text{ mm}$) in Plasmen geringer Dichte wurde keine Sättigung des Ionenstromes erlangt. Für das Verhältnis des Sondenradius zur Debyelänge ergibt sich in diesem Parameterbereich:

$$\frac{r_p}{\lambda_{\text{Deb}}} = \frac{0,75}{7437} \sqrt{\frac{n_e}{T_e}} \quad (3.12)$$

$$\approx 10 \dots 20. \quad (3.13)$$

Aus den oben erwähnten Publikationen folgt dann $a = 1,15$ und $b = 0,35$. Mit diesen Parametern kann eine Korrektur zur Bestimmung des Ionensättigungsstromes vorgenommen werden. Dieses wird in Abb. 3.4 beispielhaft für eine Kennlinie in einem Heliumplasma präsentiert. Wie man erkennen kann, wird die nichtsättigende Kennlinie von der Gl. (3.8) gut wiedergegeben.

Wird eine nichtsättigende Kennlinie fälschlicherweise als sättigend angesehen, so hat dieses direkte Konsequenzen für die Bestimmung der Elektronendichte. Die Gl. (3.8) lässt sich verkürzt wie folgt schreiben:

$$I_{\text{sat},i} = \frac{I_i}{a(-X)^b}, \quad (3.14)$$

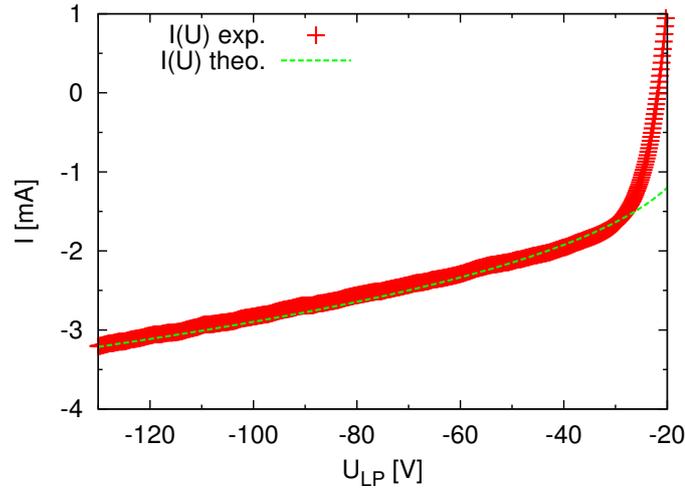


Abbildung 3.4: Nichtsättigende gemittelte Langmuirsondenkennlinie in einem Heliumplasma ($n_e = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$) mit theoretischer Funktion Gl. (3.8).

wobei $I_{\text{sat},i}$ der reale Ionensättigungsstrom und I_i der gemessene ist. Nimmt man nun keine Korrektur des gemessenen Ionensättigungsstromes vor und setzt $I_{\text{sat},i} = I_i$, so überschätzt man $I_{\text{sat},i}$, da $a(-X)^b > 1$ für alle $U \ll U_{\text{pl}}$ ist. Durch die Proportionalität der Dichte zum Ionensättigungsstrom, vgl. Gl. (3.3), wird auch diese überschätzt.

3.1.3 Elektronendichte und Sondenfläche

Aus zwei Gründen bedarf es möglichst kleiner Sondenspitzen. Erstens möchte man eine gute Ortsauflösung erreichen, eine Sondenspitze „integriert“ aber die zu messenden Parameter über den Bereich ihrer Ausdehnung. Zweitens möchte man die Störung des Plasmas durch die Sonde gering halten, und diese ist direkt mit der Größe der Sonde bzw. ihres Schaftes verbunden, vgl. Kap. 5.

Im Falle kleinerer Dichten wird bei gleich bleibender Sondenfläche der Ionensättigungsstrom immer kleiner, vgl. Gl. (3.3). Es kann versucht werden, mit einer entsprechenden Messtechnik (Auflösungsvermögen und Wahl des Messwiderstandes), ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erzielen. Die oben präsentierte Korrektur des Ionensättigungsstromes stößt jedoch bei zu kleinen Strömen an ihre Grenze. Um eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses zu erreichen, kann die Sondenspitze und damit die Aufsammelfläche vergrößert werden. Eine Sondenspitze mit einer sehr großen Aufsammelfläche, Durchmesser und Höhe der Spitze betragen 8 mm, wurde im Rahmen dieser Arbeit für den Außenbereich des Plasmas eingesetzt. Möchte man mit zwei verschiedenen Sondengrößen den Innen- und Außenbereich des Plasmas getrennt diagnostizieren, so empfiehlt es

sich, einen Übergang mit beiden Sonden zu messen, um einen Vergleich beider Sonden zu ermöglichen.

3.1.4 Verkipfung der Sonde

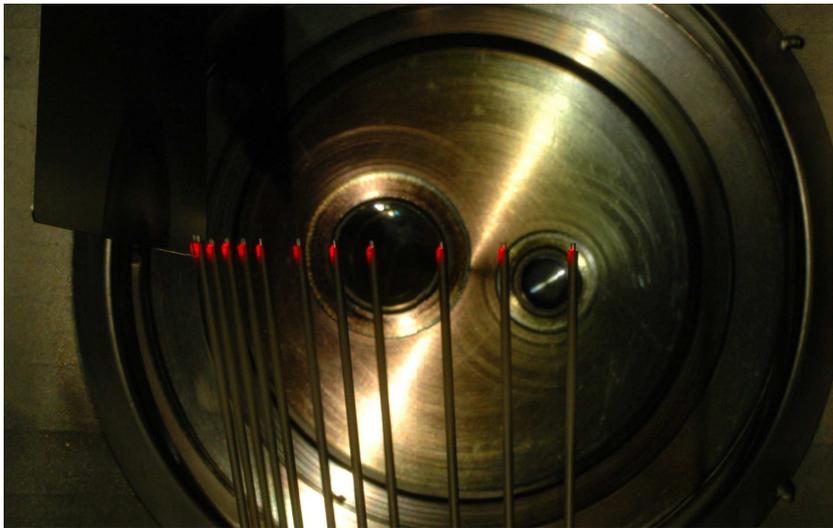


Abbildung 3.5: Mehrfachbelichtung einer Sonde an 12 Positionen (Erklärung siehe Text).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine axiale Positionierung der Langmuirsonde mittels einer überlagerten Verkipfung und einer Radialbewegung erzielt. Diese Notwendigkeit ergab sich einerseits aus der Nichtverfügbarkeit eines axialen Manipulators am Plasmagenerator PSI-2, andererseits wäre mit einer axialen Sonde keine Messung direkt vor und hinter einem Limiter möglich gewesen. Ein axialer Manipulator hätte entweder durch den heißen Anoden-Kathoden-Raum bis zur Targetkammer reichen müssen, Länge ungefähr 1,6 m, oder von der anderen Seite durch die Neutralisatorplatte, die in der Tat eine mittige Bohrung aufweist, zum Limiter geführt werden müssen, Länge ungefähr 0,7 m. Dann wären aber jeweils nur Messungen vor oder hinter dem Limiter auf einer Achse möglich gewesen. Die verkippbare Sonde hingegen konnte sowohl vor als auch hinter dem Limiter an verschiedene Axial- und Radialpositionen platziert werden.

Die Abb. 3.5 zeigt eine Aufnahme in der Targetkammer, wobei sich der Entladungsbereich links und der Neutralisationsbereich rechts vom Betrachter befindet. Dem Betrachter gegenüber liegt ein Flansch, dessen zwei Vertiefungen als dunkle Kreise zu erkennen sind. Auf der linken Seite des Photos ist die Halbmaske zu erkennen. Durch die Kathode ist ein roter Laserstrahl auf der optischen Achse

eingekoppelt, dessen obere Hälfte von der Halbmaske abgeschnitten wird. Die untere Hälfte des Laserstrahls trifft auf den Übergang vom Sondenschaft zur Sondenspitze. Nun wurde die Sonde elffach tangential verkippt, radial verfahren und photographiert. Durch die Markierung der optischen Achse mit dem roten Laserstrahl lässt sich erkennen, dass die resultierende Bewegung der Sondenspitze eine rein axiale Bewegung ist. Dieses Prinzip wurde für Messungen vor und hinter den Limitern angewandt.

Betrachtet man nun die Aufsammelfläche der Sonde, so ergibt sich für die Ionenaufsammelfläche keine Veränderung, wenn man annimmt, dass hierfür die gesamte Sondenoberfläche zur Verfügung steht. Die wesentlich stärker ans Magnetfeld gebundenen Elektronen erfahren nicht die gesamte Sondenoberfläche als Aufsammelfläche, sondern nur eine Projektion der Sondenfläche in einer Ebene senkrecht zu den Magnetfeldlinien [Klo00]. Die Elektronenaufsammelfläche für die verkippte Sonde wird mit Hilfe einer geometrischen Betrachtung in der Abb. 3.6 bestimmt.

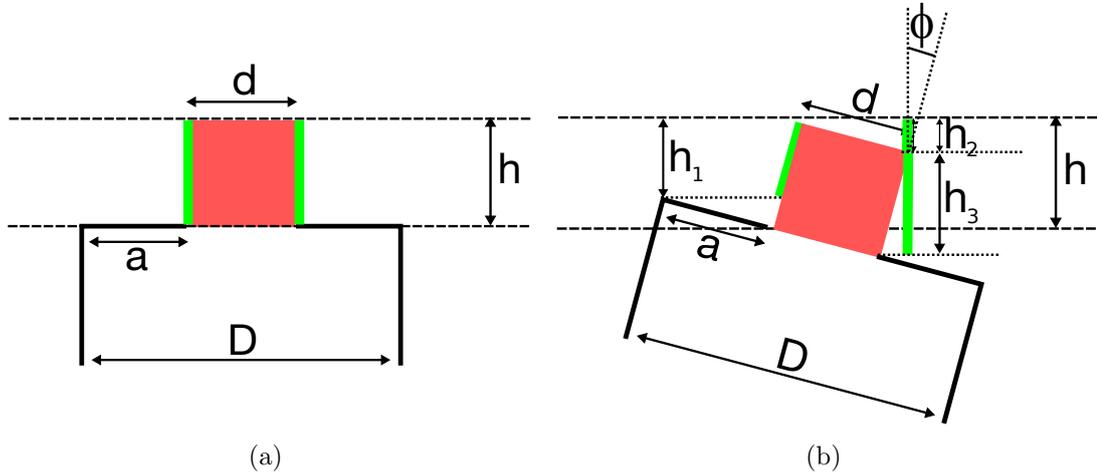


Abbildung 3.6: Veränderung der Elektronenaufsammelfläche bei Verkipfung einer Langmuirsonde.

Für die Projektion der Aufsammelfläche der nicht verkippten Sonde gilt $A_{90^\circ} = 2hd$, für diejenige der verkippten $A_\phi = (h_1 + h_2 + h_3) d$ mit

$$h_1 = \cos(\phi)h - \tan(\phi)a \quad (3.15)$$

$$h_2 = \sin(\phi)d \quad (3.16)$$

$$h_3 = \cos(\phi)h \quad (3.17)$$

$$A_\phi = (2h \cos(\phi) + d \sin(\phi) - a \tan(\phi)) d \quad (3.18)$$

$$\frac{A_\phi}{A_{90^\circ}} = \frac{2h \cos(\phi) + d \sin(\phi) - a \tan(\phi)}{2h} \quad (3.19)$$

Es wurde eine Sonde eingesetzt, deren Spitze eine Höhe $h = 1,5$ mm und einen Durchmesser $d = 1$ mm hat. Die Dicke der Ummantelung betrug $a = \frac{D-d}{2} = 0,5$ mm bei einem Schaftdurchmesser $D = 2$ mm. Der maximale Neigungswinkel war in diesen Experimenten ca. $22,5^\circ$. Mit Gl. (3.19) ergibt sich eine maximale Veränderung der Aufsammelfläche von $\frac{A_\phi}{A_{90^\circ}} - 1 \approx -2\%$ (vgl. Abb. 3.7) und ist somit vernachlässigbar. Dieses wird experimentell in Kap. 6.2.1 überprüft.

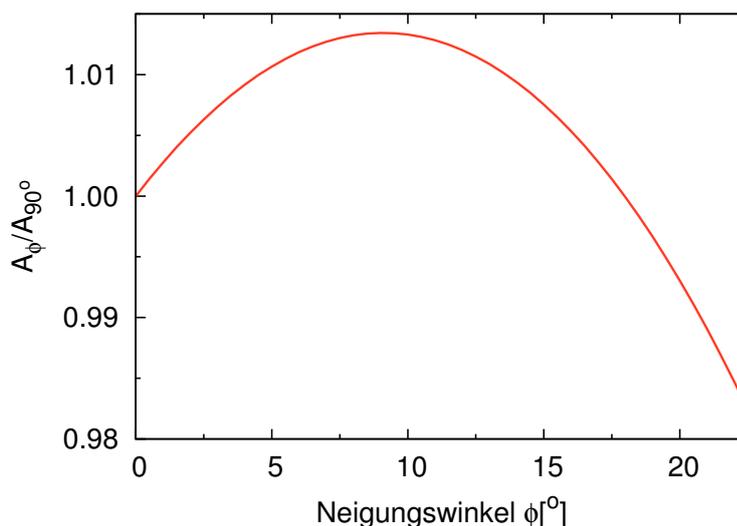
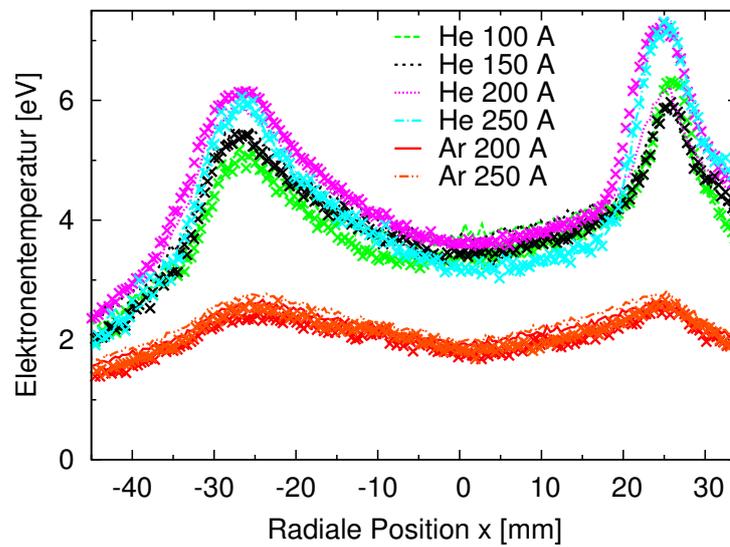


Abbildung 3.7: Verhältnis der Aufsammelflächen über den Neigungswinkel ϕ .

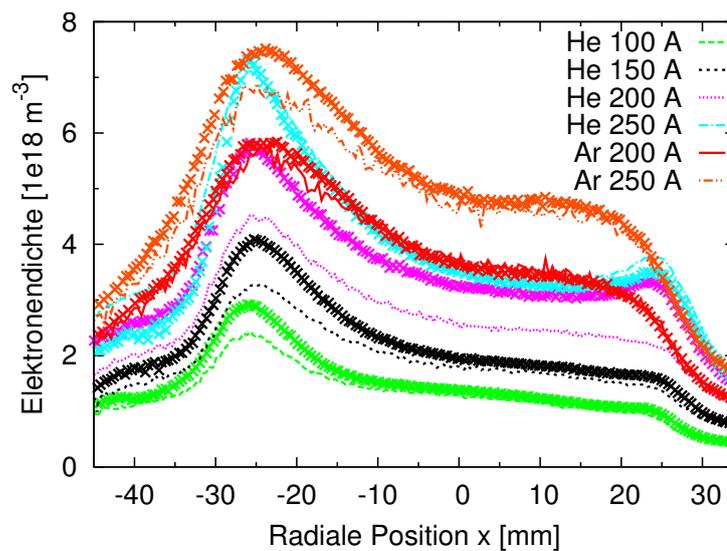
3.1.5 Vergleich Einzel- und Doppelsondenmessung

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Langmuirsondenmessungen sind allesamt mit Einzelsonden aufgenommen worden.

Zur Validierung der Einzelsondenmessungen wurden auch Doppelsondenmessungen durchgeführt. In Abb. 3.8 sind die radialen Sondenprofile der Elektronentemperatur und -dichte in Helium und Argon dargestellt. Auffällig ist die sehr gute Übereinstimmung der Einzel- und Doppelsondenmessung der Elektronentemperatur. Hier sind kaum Unterschiede feststellbar. Tendenziell ist die mit der Doppelsonde gemessene Temperatur leicht höher. Die mit der Einzelsonde gemessenen Dichten sind durchschnittlich um ca. 5% höher als diejenigen, die mit der Doppelsonde gemessen wurden. Die Asymmetrie des Hohlprofils in der Elektronendichte erscheint sowohl in der Einzel- als auch in der Doppelsondenmessung, vgl. auch Kap. 5. Hierbei fällt auf, dass mit wachsender Störung die Messungen mit der Doppelsonde sich denen mit der Einzelsonde angleichen. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen Einzel- und Doppelsondenmessung wurden weitere Doppelsondenmessungen nicht vorgenommen.



(a) Elektronentemperatur



(b) Elektronendichte

Abbildung 3.8: Messungen mit Einzel- und Doppelsonde in Helium und Argon. Die Einzelsondenmessungen sind mit Linien wiedergegeben, die Doppelsondenmessungen mit Kreuzen. Die mit beiden Sondenmethoden gemessenen Parameter stimmen gut überein und sind graphisch teilweise kaum zu trennen.

3.2 Tunnelsonde

Basierend auf der Arbeit mit ebenen Limitern am PSI-2 [Wal05], die in Abschnitt 3.6 vorgestellt werden, wurde ein weiterer Limiter in zylindrischer Geometrie angefertigt. Aus Gründen, die im Folgenden ausgeführt werden, wird dieser Limiter als Tunnelsonde bezeichnet. Im Gegensatz zu existierenden Tunnelsonden, auf die im nächsten Absatz eingegangen wird, wurde bei dieser Sonde durchaus das Ziel verfolgt, das Plasma zu beeinflussen und zu formen.

Die erste Idee zu einer Sonde, die aufgrund ihrer geometrischen Eigenschaften nur Ionen messen sollte, ist von Katsumata [KO67] vorgeschlagen worden. In den letzten Jahren ist die Entwicklung einer Tunnelsonde experimentell insbesondere am CASTOR Tokamak in Prag, Tschechische Republik, unternommen worden. Der theoretische Teil ist hierbei in einer französisch-belgisch-tschechischen Kooperation mittels eines PIC-Codes vorangetrieben worden [GDP02, BSA⁺04, GPS⁺05, AKP⁺08]. Deren Tunnelsonde besitzt eine Platte am Ende, so dass das Plasma nicht hindurchströmt, sondern terminiert wird.

In meinem Fall besteht der Limiter aus einer Wolframblende, die das gesamte Plasma erfasst. In dieser Blende befindet sich eine Bohrung mit einem Innendurchmesser von 35 mm. Daran angeschlossen sind drei durch Keramiken, Breite je 2 mm, isolierte Molybdänringe desselben Durchmessers, mit einer Breite von je 10 mm, vgl. Abb. 3.9. Die Tunnelsonde besitzt keine Endplatte, so dass das Plasma sie passieren kann.

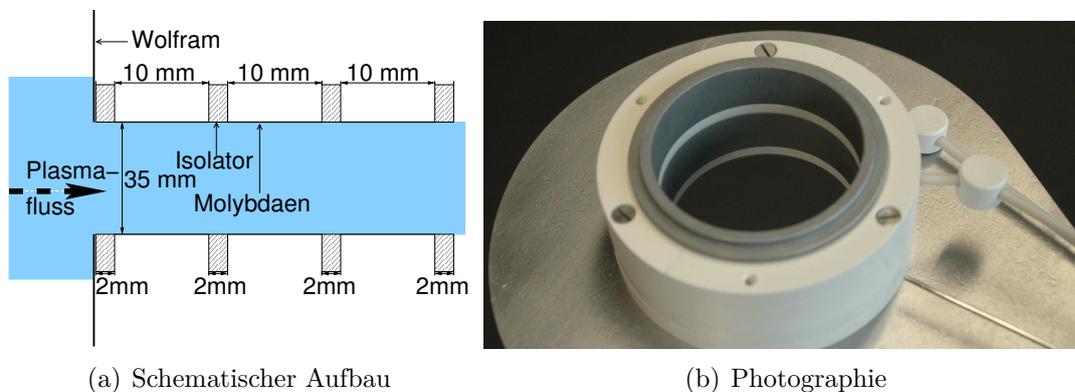


Abbildung 3.9: Tunnelsonde. Für die Photographie ist das abschließende Keramik-Element entfernt worden, um einen Blick auf die Molybdänringe zu gewähren.

Die drei Molybdänringe sind einzeln elektrisch kontaktiert, so dass dort eine Spannung angelegt bzw. gemessen werden kann. Jeder Ring ist somit als elektrische Sonde ansprechbar. Im Schatten des Wolframlimiters befand sich ein Thermoelement (Typ K [CGB⁺93]), um die Neutralgastemperatur zu ermitteln. Diese

Thermoelemente sind eigentlich nicht für die Temperaturmessung im Hochvakuum ausgelegt. Im Anhang A wird eine Rechnung präsentiert, mit der die nötige Korrektur vorgenommen werden kann.

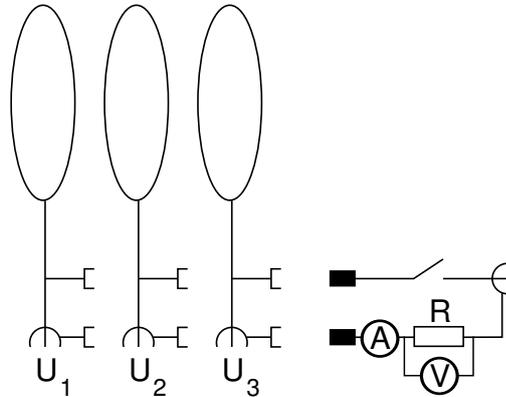


Abbildung 3.10: Schaltbild der Tunnelsonde.

Zur Aufnahme der Sondenkennlinien wurde zu einem Zeitpunkt jeweils nur ein Flächenelement vorgespannt. Dieses geschah mit einer bipolaren Spannungsversorgung (*KEPCO BOP 200-1M*). Gleichzeitig wurden die Spannungen aller Elemente und der entsprechende Strom eines Elementes gemessen (Abb. 3.10).

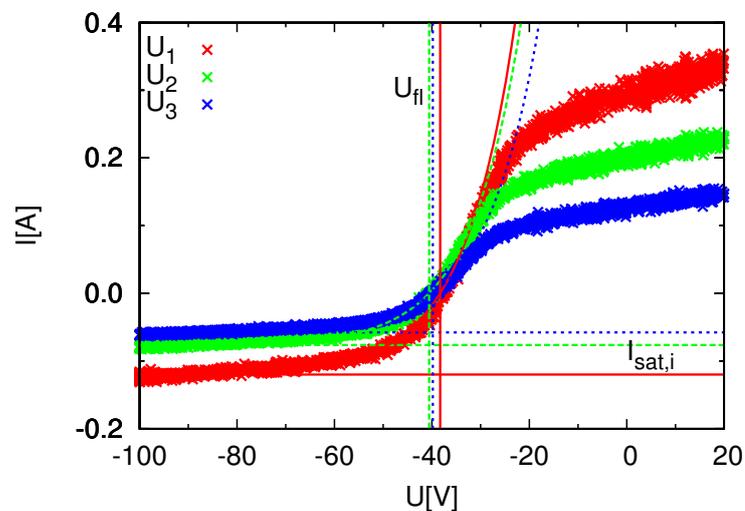


Abbildung 3.11: Strom-Spannungskennlinien der Tunnelsonde in einem Wasserstoffplasma. Zusätzlich eingezeichnet sind die entsprechenden Floatingpotentiale, Ionensättigungsströme und Fits.

In Abb. 3.11 sind Kennlinien aller drei Segmente für eine Beispielentladung in Wasserstoff wiedergegeben. Man kann erkennen, dass die Kennlinien für alle Segmente

ähnlich jedoch mit unterschiedlichen Sättigungsströmen verlaufen. Es findet eine Reduktion des Sättigungstromes bei weiter hinten liegenden Segmenten statt.

3.3 Massenspektrometer für magnetisierte Plasmen

Das Wissen über mehrfach geladene Ionen spielt eine große Rolle in der Verifizierung bzw. Falsifizierung von Stoß-Strahlungsmodellen und für das Verständnis von Ionisationsprozessen. Die direkte Messung der verschiedenen Ionensorten und ihrer unterschiedlichen Ionisationsstufen in einem Plasma ist schwierig.

Mit den bereits vorgestellten Langmuirsonden ist eine Selektion der Ionen bzw. der Ionisationsstufen eines Elementes unmöglich. Möchte man diese spektroskopisch auflösen, so ist häufig das Problem gegeben, dass einerseits genügend Energie zur Mehrfachionisation in einem Plasma vorhanden ist, andererseits jedoch die Energie nicht ausreicht, um die mehrfach ionisierten Teilchen zur Strahlung anzuregen.

Ein alternativer Weg, um Ionen massen- und ladungsaufgelöst zu diagnostizieren, ist die Massenspektrometrie der Ionen in einem Plasma. Während in dem am Plasmagenerator PSI-2 fest installierten Quadrupolmassenspektrometer, vgl. Kap. 2, nur neutrale Teilchen nachgewiesen werden können, gibt es zwei Konzepte, die Ionen eines Plasmas direkt nachzuweisen. Einerseits mit einer angelegten Hochfrequenz wie im *Omegatron* [HADL01] und andererseits die Trennung mittels überlagertem E -Feld, realisiert sowohl im *Plasma Ion Mass Spectrometer (PIMS)* [Mat89] als auch im *Mass Spectrometer for Magnetized Plasmas (MSMP-02)* [VKK⁺99]. Alle drei Massenspektrometer nutzen das intrinsische Magnetfeld einer Plasmaanlage aus. Auf das in dieser Arbeit verwendete MSMP-02 möchte ich im Folgenden eingehen [WVF07].

Da das MSMP-02 kein eigenes Magnetfeld verwendet, gibt es keine Störung des Magnetfeldes des PSI-2, jedoch ist somit der Parameterbereich des Magnetfeldes eingeschränkt. Ebenfalls ist die Ortswahl nicht völlig frei, da es ein möglichst homogenes Magnetfeld benötigt. Deshalb wurde es jeweils nur in der mittleren Ebene der Targetkammer (vgl. Abb. 2.1 und 2.2) eingesetzt.

In einem wassergekühlten Messkopf befinden sich ein Kollektor und eine Hallsonde. Außen ist eine Langmuirsonde angebracht (Abb. 3.12). Der Messkopf kann radial mit einem Manipulator in dem Plasma verfahren werden. Dadurch ist es möglich, radiale Profile der Ionen bzw. ihrer Ionisationsstufen zu gewinnen. Aufgrund des hohen Energieeintrages in den Messkopf kann für Entladungen mit hohen Energien nur der Randbereich, bei moderaten Entladungsleistungen jedoch das halbe Plasma vermessen werden.

Typische Ionengyrationsradien in Edelgasplasmen im PSI-2 liegen im Bereich von

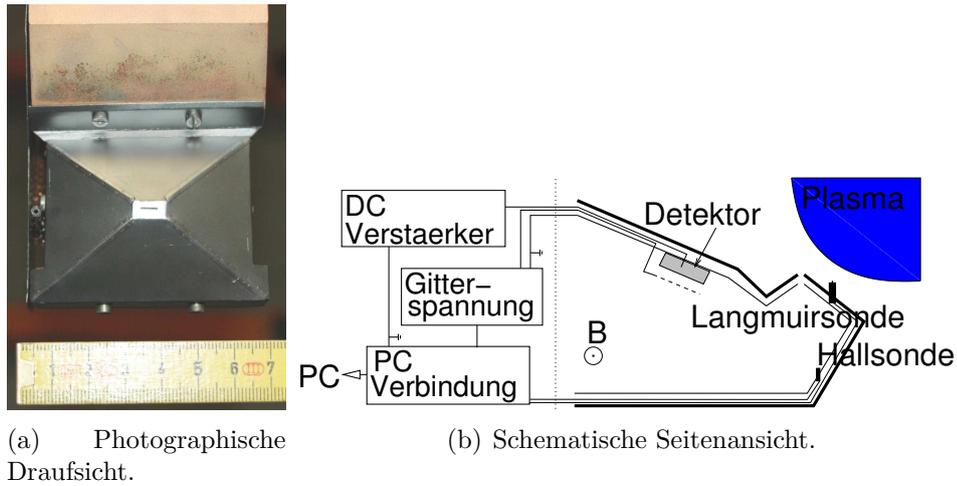


Abbildung 3.12: Kopf des Massenspektrometers MSMP-02.

1 cm, vgl. Tab. 2.1. Nachdem die Ionen den Eingangsschlitz ($8 \times 0,2 \text{ mm}^2$) des Messkopfes passiert haben, werden sie vom zwischen der äußeren und inneren Schale angelegten elektrischen Feld beschleunigt und somit abgelenkt (vgl. Abb. 3.12). Durch diese Beschleunigung ändert sich die Energie des entsprechenden Ions und damit sein Gyrationradius r_g .

$$\frac{M}{2} v_{\perp}^2 = q(U - U_{\text{pl}}) \quad (3.20)$$

$$r_g = \frac{M v_{\perp}}{qB} \quad (3.21)$$

$$r_g = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{M}{q}} \sqrt{2(U - U_{\text{pl}})} \quad (3.22)$$

$$\Rightarrow \left(\frac{M}{Z} \right)_i = \frac{r^2 \cdot e}{2} \cdot \frac{B^2}{U_i - U_{\text{pl}}} \quad (3.23)$$

mit dem Plasmapotential am Eintrittsspalt U_{pl} , der angelegten Spannung U , dem Detektorradius r , der Elementarladung e , der Magnetfeldstärke B , der Masse M , der Geschwindigkeit v und der Ladung Z des entsprechenden Ions. Der Index i zeigt an, dass es sich um Größen handelt, die dem i -ten Peak eines Spektrums (vgl. Abb. 3.13) zugehörig sind. Das Spektrum erhält man durch Variation der angelegten Spannung U und gleichzeitiger Aufnahme des Kollektorstromes I . Mit der Hallsonde kann die Magnetfeldstärke B und mit der Langmuirsonde das Plasmapotential U_{pl} gemessen werden.

Das Spektrum der Abb. 3.13 ist in einem Plasma aus Helium und Wasserstoff gemessen worden. Es sind drei Peaks zu erkennen. Direkt zuordnen kann man die

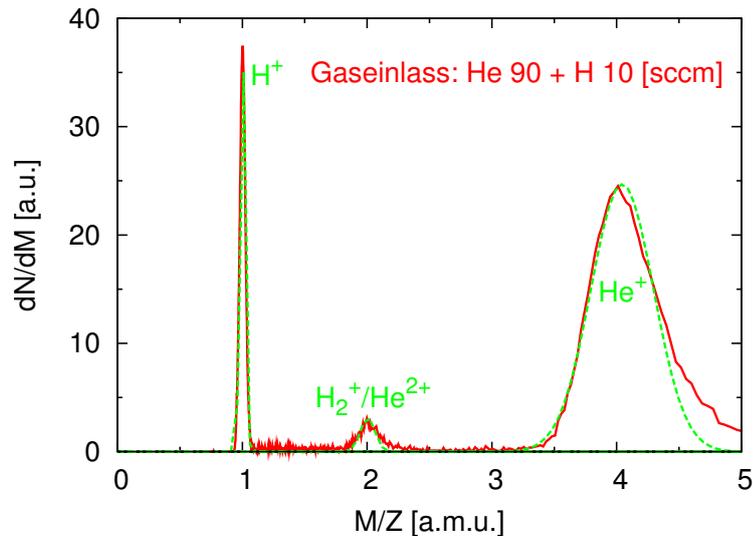


Abbildung 3.13: Beispielspektrum des MSMP-02 (siehe auch Text). Rot eingezeichnet sind die Messwerte, in grün entsprechende Fitkurven mit einer Gauß-Verteilung.

Peaks der Massenzahl 1 und 4. Hierbei handelt es sich um einfach ionisierten Wasserstoff bzw. einfach ionisiertes Helium. Der Peak der Massenzahl 2 kann sowohl durch zweifach ionisiertes Helium als auch durch einfach ionisierte Wasserstoffmoleküle hervorgerufen werden. Dieses kann nicht aufgelöst werden. Experimentell zeigte sich eine Auflösung des Massen-Ladungs-Verhältnisses von $\frac{\Delta M}{M} = 2 \dots 6\%$ im relevanten Bereich von $M = 1$ bis 40 a.m.u..

3.4 Optische Spektroskopie

Zur optischen Spektroskopie wurde ein *Acton Research Corporation SpectraPro-750* eingesetzt. Dieses ist ein Czerny-Turner Spektrometer (u.a. [Hec05]) mit einer fokalen Länge von 0,7 m. Benutzt wurde ein Gitter mit 300 Linien/mm bei 500 nm. Der CCD-Chip des Spektrometers besaß $256 \cdot 1024$ Pixel.

Der optische Aufbau bildete mit einer Linse acht Sehstrahlen auf acht Lichtleiter ab, die mit dem Eingangsspalt des Spektrometers verbunden waren, vgl. Abb. 3.14. Die Sehstrahlen standen senkrecht zum Plasma. Die acht Lichtleiter sind in einer Halterung eingefasst, durch die ein Verhältnis von Sehstrahlabstand b zu Sehstrahldurchmesser a von ungefähr 2:1 vorgegeben ist, vgl. Abb. 3.15. Der gesamte Aufbau Linse und Lichtleiter ließ sich in zwei Richtungen mittels Linearversteller bewegen, so dass zweidimensionale Aufnahmen der Spektren möglich waren. Hierbei wurde darauf geachtet, dass sich bei axialer Verschiebung mehrere Kanäle

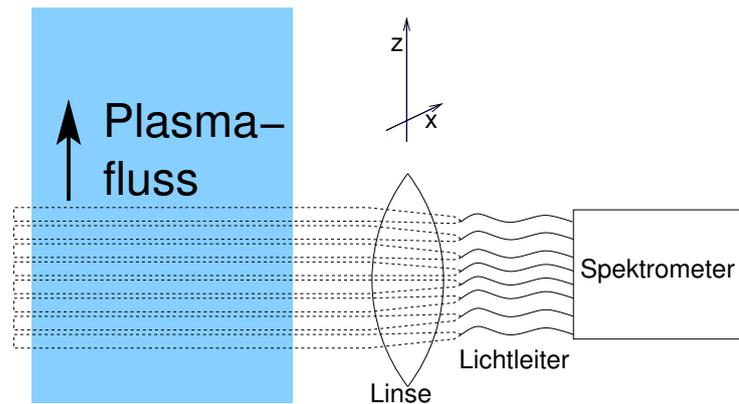


Abbildung 3.14: Draufsicht der Anordnung der acht Kanäle. Die Linse und die Lichtleiter sind auf einen Linearversteller montiert.

überlagerten, um den Anschluss mehrerer Messungen zu gewährleisten.

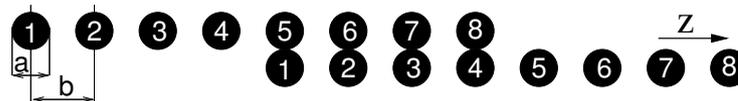


Abbildung 3.15: Abstand und Überlagerung der acht Sehstrahlen.

Die Intensitäten der Spektren wurden mit Hilfe eines Leuchtnormals auf absolute Einheiten kalibriert, vgl. Anhang B. Dadurch war die Vergleichbarkeit der acht Kanäle und der nicht simultan aufgenommenen Spektren gewährleistet. Es wurden Spektrallinien des jeweiligen Arbeitsgases aufgenommen. Für Argon waren dies Spektrallinien der ersten Ionisationsstufe, für Wasserstoff und Helium wurden atomare Spektrallinien detektiert.

3.5 Photomultiplier

Um eine hohe zeitliche Auflösung zu erhalten, wurden in dieser Arbeit Photovervielfacher benutzt. Sprachlich wird in dieser Arbeit dafür der gängigere Begriff des *Photomultipliers* benutzt. Benutzt wurde eine Photomultiplerröhre (PMT, engl. *photomultiplier tube*) in einer Multi-Anodenanordnung (Hamamatsu H6568-01 [Ham97]). Diese PMT besteht aus einer Photokathode, einer Dynodenanordnung und einer sechzehnkanaligen Anode (vgl. Abb. 3.16). Der Gesamtaufbau ist kompakt gehalten, damit die Störung durch ein äußeres Magnetfeld so gering wie möglich ist.

Der Photokathode liegt ein Gitter mit 16 Öffnungen auf, die in einem 4×4 Muster angeordnet sind. Durch die räumliche Anordnung und Formgebung der Dynoden,

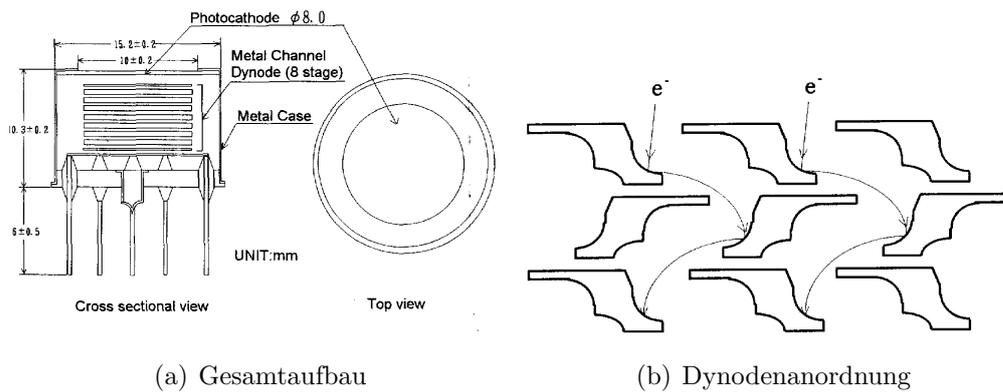


Abbildung 3.16: Schematische Abbildung der PMT Hamamatsu H6568-01 [KHA⁺94].

vgl. Abb. 3.16b, wird jeder Kanal auf eine Anode abgebildet. Die Kanäle besitzen unterschiedliche Empfindlichkeiten. Dieses ist in Abb. 3.17 dargestellt, wobei die Grauwerte der Intensität des jeweiligen Kanals entsprechen. Der *cross-talk* für benachbarte Kanäle ist mit $< 1\%$ sehr gering [KKP⁺97].

81	82	82	80
43	25	28	65
70	29	25	63
100	80	80	84

Abbildung 3.17: Empfindlichkeit des H6568-01. Der Grauwert entspricht der Empfindlichkeit.

Ähnlich wie bei der mehrkanaligen Spektroskopie wird auch hier rechtwinklig zum Plasma eine optische Abbildung mittels Linse vorgenommen. Zum Einsatz kamen zwei Linsen mit den Abbildungsverhältnissen $1 : 1,4$ bzw. $1 : 2,6$. Zwischen Linse und Photomultiplier wurde jeweils ein Graufilter zur Abschwächung des Signals und ein schmalbandiger Linienfilter (vgl. Tab. 3.1) zur Selektion einer Atom- bzw. Ionenlinie gesetzt.

Zur Datenaufnahme standen drei schnelle Oszilloskope (Tektronix TDS 540A, 744A, 754C (500 MHz, 2 GS/s)) mit je vier Kanälen zur Verfügung. Die Triggerung geschah extern. Hierzu wurde ein Kanal des Photomultipliers an ein viertes Oszilloskop angeschlossen (Tektronix 2440), an diesem die Triggerschwelle eingestellt,

Element	Wellenlänge
H	656 nm
He I	589 nm
Ar II	435 nm

Tabelle 3.1: Verwendete Spektrallinien und -filter.

und ein Stufensignal erzeugt, welches die anderen drei Oszilloskope zeitgleich erreichte, vgl. Abb. 3.18. Ebenfalls wurden Experimente mit einer Triggerung mittels Spitzen der Anoden-Kathodenspannung, vgl. Kap. 7.1, vorgenommen.

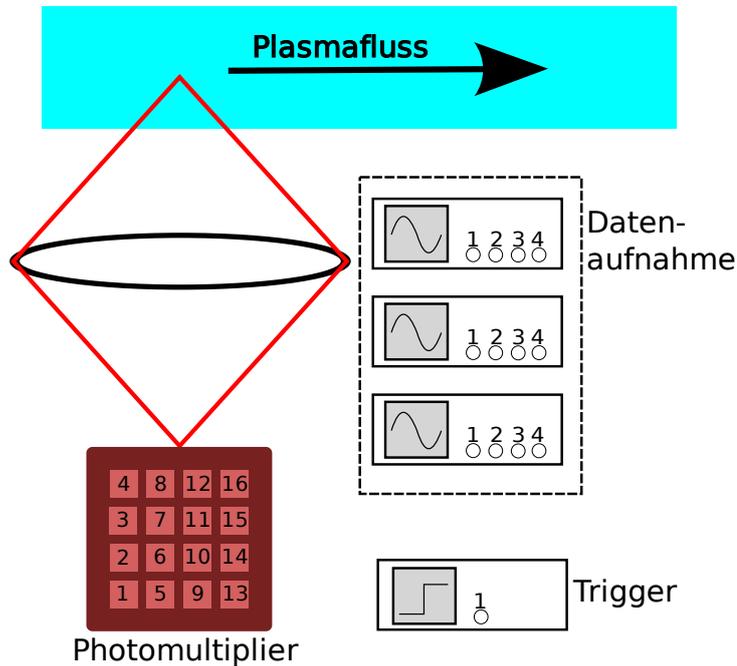


Abbildung 3.18: Aufbau des Photomultipliers mit den drei Oszilloskopen zur Datenaufnahme und einem Oszilloskop zur Triggerung.

Die drei Oszilloskope waren per GPIB an einen Computer angeschlossen. Die Steuerung und Datenarchivierung geschah mittels selbst geschriebener Perl bzw. C-Programme.

Ausgekoppelt waren die zwölf Kanäle im Wechselspannungsmodus (AC), da die Grundsignale sehr groß waren, bei nur kleinen Änderungen. So konnte für die Fluktuationen, die von Interesse waren, ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden.

Bei der Ankopplung im Wechselspannungsmodus muss das Problem der Grenzfrequenz $f_{\text{crit}} = \frac{1}{2\pi C_c R_t}$ mit C_c als dem Kopplungskondensator, und R_t als Abschluss-

widerstand betrachtet werden [Mey89]. Für die von mir verwendeten Oszilloskope ergab sich eine Grenzfrequenz von $f_{\text{crit}} \approx 10 \text{ Hz}$ ($C_c = 0,016 \mu\text{F}$, $R_t = 1 \text{ M}\Omega$). Neben dieser theoretischen Betrachtung wurden auch experimentelle Untersuchungen zum Problem der Grenzfrequenz durchgeführt. Hierfür wurden mit einem Funktionsgenerator Rechteck- und Sinussignale unterschiedlicher Frequenzen erzeugt und mit einem Oszilloskop gemessen.

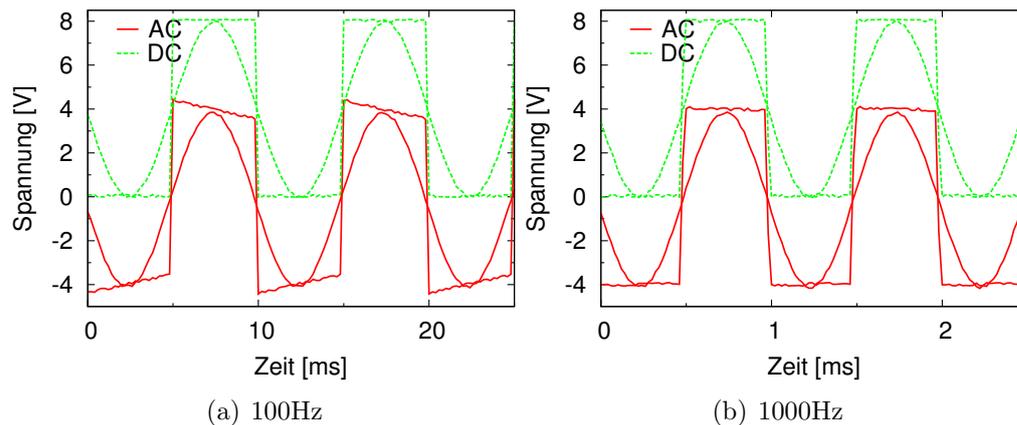


Abbildung 3.19: Rechteck- und Sinussignale mit DC- bzw. AC-Kopplung.

Wie man in Abb. 3.19 erkennen kann, bilden sich bei niedrigen Frequenzen ($f < 100 \text{ Hz}$) sogenannte „Dachschrägen“ bei dem Rechtecksignal aus. Das Sinussignal ist leicht phasenverschoben. Als Vergleich ist das Gleichspannungssignal (DC) ebenfalls in der Abbildung dargestellt. Geht man zu höheren Frequenzen ($f > 1 \text{ kHz}$) so verschwinden die Dachschrägen und die Phasenverschiebung. Da nur höherfrequente Signale betrachtet werden, ist eine Wechselspannungskopplung möglich.

3.6 Verwendete Limiter

Neben der bereits vorgestellten Tunnelsonde (Kap. 3.2) und dem Betrachten des Sondenschaftes als kleinen Limiter (Kap. 5) wurden zwei weitere Limiter (*Halb- und Lochmaske*) in dieser Arbeit verwendet. Diese bestanden aus Wolfram und wurden jeweils floatend ins Plasma eingebracht.

Das Ziel bei der Halbmaske ist es, die Hälfte des Plasmas auszublenden und mit dieser Maske einen Bruch der Rotationssymmetrie zu erzielen, vgl. Abb. 3.20. Im Normalfall wurde sie so eingesetzt, dass ihre untere Kante bis zur Mitte des Plasmas reichte und dadurch die Hälfte des Plasmas blockiert wurde. Ihre Abmessungen erlaubten es jedoch auch, sie als Limiter für das ganze Plasma einzusetzen.

Beim Einsatz als Limiter für die gesamte Plasmasäule wurde die Halbmaske mit einer Drehdurchführung in den Plasmagenerator PSI-2 eingebracht, so dass ein Winkel zwischen der Limiternormalen und den Magnetfeldlinien eingestellt werden konnte. Dieses ermöglichte Untersuchungen zum schrägen Einfall in Kap. 6.4.



Abbildung 3.20: Halbmaske. Kantenlänge 120 bzw. 80 mm. Die halbkreisähnliche Struktur auf der Maske ist durch Auswirkungen des Plasmas entstanden.

Bei der Lochmaske war das Bestreben, die Rotationssymmetrie des Plasmas zu erhalten und den äußeren dichteren und heißeren Teil des Plasmas auszublenden, vgl. Abb. 3.21. Sie wurde stets rechtwinklig und zentral in das Plasma eingebracht.



Abbildung 3.21: Lochmaske. Innerer Durchmesser 35 mm, äußerer Durchmesser 100 mm.

Kapitel 4

Anomale Diffusion in einer linearen Plasmaanlage

Um die Transportphänomene in der Umgebung materieller Limiter zu verstehen, muss zuerst der Transport, bzw. der Transportkoeffizient, in der Anlage ohne Limiter untersucht werden [WMF07]. Der Quertransport in magnetisierten Plasmen ist von großer Bedeutung für den magnetischen Einschluss von Plasmen, so dass es Beiträge zu diesem Gebiet seit Beginn der Erforschung des magnetischen Einschlusses gibt.

Die sogenannte *klassische Diffusion* wurde von Taylor [Tay61] theoretisch behandelt. Er zeigte, dass mit den ineffektiven Elektronen-Ionen-Stößen nur ein sehr kleiner Diffusionskoeffizient $D_{\perp}^{\text{klass}} = r_{g,e}^2 \nu_{ei} \sim n_e B^{-2}$ verbunden ist. Dieser Diffusionskoeffizient ist für Elektronen und Ionen gleich ($r_{g,e}^2 \nu_{ei} = r_{g,i}^2 \nu_{ie}$) und erzeugt somit einen ambipolaren Fluss und kein elektrisches Feld. Hierbei sind ν_{ab} die Stoßfrequenzen und $r_{g,a}$ die Gyrationradien der Teilchen a,b. Diese klassische Diffusion ($D_{\perp}^{\text{klass}} \approx 0,001 \dots 0,1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) konnte experimentell jedoch nur in den Q-Maschinen [DR61] (vom engl. *quiescent*=ruhig) gefunden werden. Viele andere Plasmaanlagen, insbesondere die toroidalen (Tokamaks und Stellaratoren) wiesen viel größere Diffusionskoeffizienten auf ($D_{\perp} \approx 1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$).

Fluktuierende elektrische Felder als Ursache für den erhöhten Transport, der fortan mit *anomaler Diffusion* bezeichnet wurde, wurden als erstes von Bohm [Boh49] behandelt. Er zeigte, dass in diesem Fall die Diffusion nur vom Kehrwert des Magnetfeldes ($1/B$) abhängt und somit wesentlich größer als im Falle der klassischen Diffusion ist. Er kam auf einen empirischen Vorfaktor $1/16$ und somit auf den, nach ihm benannten, Diffusionskoeffizienten $D_{\perp}^{\text{Bohm}} = k_B T / (16eB)$, der viele Beobachtungen erklären konnte. Spitzer [Spi60] griff diese Idee analytisch auf. Der Koeffizient wird in vielen Lehrbüchern behandelt, z.B. in [Che84]. Jedoch ist der anomale und turbulente Transport bis heute sowohl in toroidalen als auch in linearen Anordnungen immer noch nicht voll verstanden. Dementsprechend zahlreich

sind die dazu veröffentlichten theoretischen und experimentellen Arbeiten (u.a. [WCM⁺90, CW94, NPR96, AKD⁺01, KS03, Rog05]).

Frühere Veröffentlichungen [FBKK00] postulierten einen klassischen Transport für den Plasmagenerator PSI-2. Dieses wurde durch das im gesamten PSI-2 konservierte Hohlprofil motiviert. Unter der Annahme, dass die Plasmaproduktion nur im Entladungsbereich stattfindet und in der Anlage das Plasma nur transportiert wird, darf zur Erhaltung des Hohlprofils ein senkrechter Diffusionskoeffizient von $D_{\perp} = 0,04 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ nicht überschritten werden. Dieser Koeffizient läge im Bereich der klassischen Diffusion. Die Beobachtung, dass ins Plasma eingebrachte materielle Limiter einen Plasmaschatten produzieren, der sich durch die gesamte Anlage zieht, ließen einen ähnlichen Schluss zu. Folgeuntersuchungen im Plasmaschatten hinter materiellen Limitern [WKF06] und im Außenbereich des PSI-2 [WBF06] zeigten jedoch, dass die Plasmadichte im Plasmaschatten und außerhalb der sichtbaren Plasmasäule nur langsam abfällt (vgl. Abb. 4.1). Die Abb. 4.1 illustriert den Einfluss der radialen Diffusion auf das Dichteprofil. Am Ende des Kapitels wird erneut ein Dichteprofil gezeigt, dann jedoch mit einem theoretischen Profil, welches im Folgenden entwickelt wird, vgl. Abb. 4.6. Daher sei für die theoretischen Profile der Abb. 4.1 auf weiter unten im Texte stehende Gleichungen (4.7) mit $q = 0$ bzw. (6.46) verwiesen.

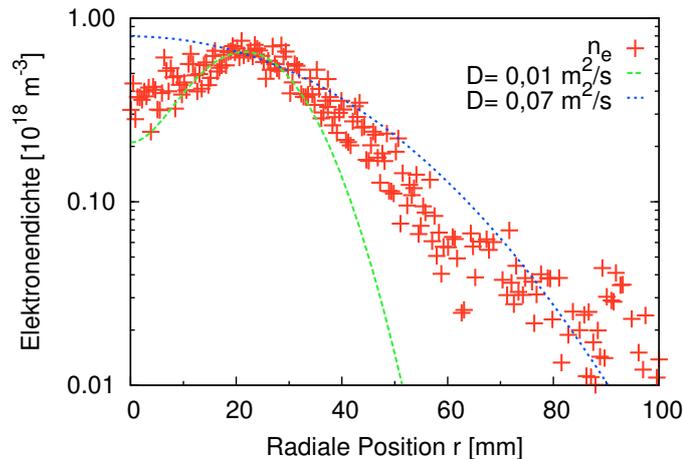


Abbildung 4.1: Radiales Dichteprofil in einem Argonplasma. Zusätzlich eingezeichnet sind theoretische Profile mit klassischem Diffusionskoeffizienten.

Ein Diffusionskoeffizient von $D_{\perp} = 0,01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ beschreibt das konservierte Hohlprofil recht gut, sagt jedoch eine wesentlich geringere Dichte für den Außenbereich vorher. Bei einem höheren Diffusionskoeffizienten von $D_{\perp} = 0,07 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ist das langsame Abklingen der Dichte im Außenbereich grob beschrieben, jedoch wäre dann das Hohlprofil bereits nicht mehr erkennbar. Der Befund, dass die Diffusion in den Außenbereich sehr stark ist, während innerhalb der sichtbaren Plas-

masäule weiterhin klassische Diffusion vorherrschen soll, führt zu Widersprüchen. Infolgedessen wird in diesem Kapitel die Volumenionisation in Betracht gezogen [WMF07]. Es wird sich zeigen, dass ein großer Anteil des Plasmas in der gesamten Anlage durch diesen Prozess erzeugt wird. In Verbindung mit einer anomalen Diffusion sind dann sowohl das konservierte Hohlprofil als auch die hohe Elektronendichte im Außenbereich konsistent zu erklären.

4.1 Experimentelle Untersuchung

Die direkte Messung des Diffusionskoeffizienten wäre grundsätzlich möglich. Nach der Definition des diffusiven Flusses

$$\vec{\Gamma} = -D \nabla n \quad (4.1)$$

muss nur die Flussdichte Γ und der Dichtegradient ∇n gemessen werden, um daraus den Diffusionskoeffizienten direkt abzuleiten. Der Dichtegradient ist im Gegensatz zur Flussdichte experimentell relativ einfach zu bestimmen. Die Flussdichte kann z.B. mittels Laser induzierter Fluoreszenz (LIF) und des Dopplereffektes bestimmt werden. Die Verschiebung der Ionenverteilungsfunktion $\langle v \rangle = D|\nabla n|/n$ ist jedoch meistens kleiner als die Detektionsschwelle [Lun08], da die durchschnittliche Geschwindigkeit in der Größenordnung von 1 % der thermischen liegt. Zusätzlich erschwerend ist die Tatsache, dass diese Messungen nicht für Wasserstoff durchgeführt werden können.

Eine weitere Möglichkeit der direkten Bestimmung von D_{\perp} wurde von Brotánková [BMA⁺08] vorgeschlagen. Eine *ball-pen probe* misst ein Fluktuationsspektrum und über dessen Abfalllänge kann auf den Diffusionskoeffizienten geschlossen werden. Die Unsicherheit dieses Messverfahrens ist zum jetzigen Zeitpunkt unbekannt, aber vermutlich hoch.

Somit wird im Folgenden auf eine indirekte Methode unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n(\vec{r},t)}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}(\vec{r},t) = q(\vec{r},t) \quad (4.2)$$

zurückgegriffen, mit dem Fluss $\vec{\Gamma}$ und der Quellstärke q . Im stationären Fall, wie im PSI-2, reicht das radiale Profil der Elektronendichte alleine nicht aus, um die Senkrechtdiffusion zu bestimmen, da ebenfalls Informationen über die Teilchenquellen und die Paralleldiffusion im Profil stecken. Es wird gezeigt werden, dass sich die Quellen auf eine dünne Zylinderschale beschränken. Dadurch kann eine analytische Lösung des Problems gefunden werden.

In Abb. 4.2 wurde zur Verdeutlichung des Hohlprofils und zum Vergleich mit der

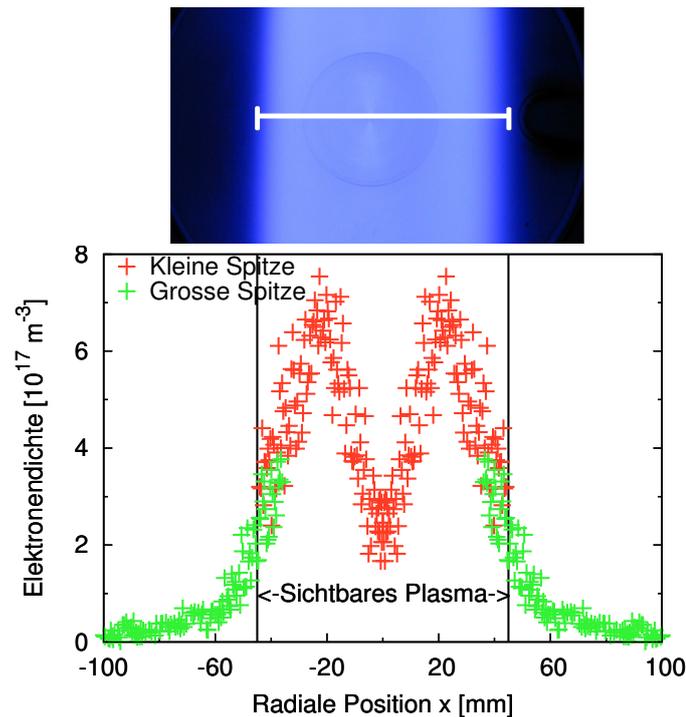


Abbildung 4.2: Photographische Aufnahme und Dichteprofil eines Argonplasmas. Das Profil wurde mit zwei Langmuirsonden aufgenommen, die unterschiedlich große Spitzen besitzen. Zum besseren Vergleich von Photo und Messung sind Markierungen angebracht, und das Profil ist an der Mittelachse ($x = 0$) gespiegelt worden.

Photographie die Dichtemessung an der Mittelachse gespiegelt. Im darüberstehenden Photo ist eine Markierung angebracht, die sich auch im Profil wiederfindet, um einen Vergleich zwischen der sichtbaren Plasmasäule und dem gemessenen Profil zu ermöglichen. Für die Untersuchungen im Innen- und Außenbereich des PSI-2 wurden Sonden mit unterschiedlich großer Aufsammelfläche verwendet, vgl. Abschnitt 3.1.3. Gekennzeichnet sind sie durch den Begriff kleine bzw. große Spitze. Im überlappenden Bereich der Messungen mit beiden Sondenspitzen ($r \approx 40$ mm) lässt sich die sehr gute Übereinstimmung der beiden Sonden erkennen. Auch in den folgenden Messungen wurden beide Sonden eingesetzt. Um die Lesbarkeit der Abbildungen zu erhöhen, wird graphisch nicht mehr zwischen kleiner und großer Sonde unterschieden.

Der exponentielle Abfall außerhalb der Säule ist am besten in halblogarithmischer Darstellung zu erkennen, vgl. Abb. 4.3. Bei einer Entfernung, die dem doppelten Radius der sichtbaren Plasmasäule entspricht, ist die Plasmadichte gerade einmal um eine Größenordnung gegenüber der Dichte am Rand abgefallen. In Abb. 4.3

sind die Dichteprofile für ein Wasserstoff- und ein Argonplasma abgebildet, wobei man erkennen kann, dass deren Verlauf ähnlich ist, und insbesondere das langsame Abklingen der Dichte im Außenbereich in beiden Plasmen auftritt. Die quantitative Abfalllänge im Außenbereich ist jedoch abhängig von der Art des Gases.

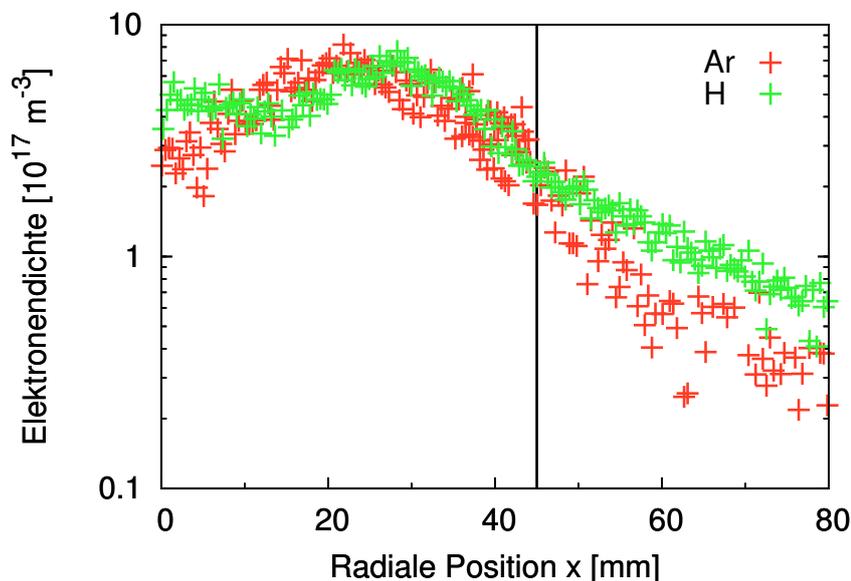


Abbildung 4.3: Halblogarithmische Dichteprofile in Argon und Wasserstoff.

Neben den Messungen der Elektronendichte und -temperatur mit den Langmuirsonden ist die Messung der Neutralteilchendichte für die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten entscheidend. Die direkte Messung der Neutralteilchendichte ist mit großen Schwierigkeiten verbunden und wurde im Rahmen einer weiteren Dissertation [Bau09] am Plasmagenerator PSI-2 untersucht. Zum jetzigen Zeitpunkt liegen die Ergebnisse noch nicht vor, daher werden alternative Bestimmungsmöglichkeiten diskutiert.

Bei Kenntnis des Neutralgasdruckes und der Neutralgastemperatur ist die Bestimmung der globalen Neutralteilchendichte aus dem idealen Gasgesetz

$$n = \frac{p}{k_B T} \quad (4.3)$$

möglich.

Der Neutralgasdruck der Targetkammer des PSI-2 wird mit einem „Viscovac“-Druckmessgerät gemessen, welches auf der Viskosität des vorhandenen Restgases beruht [Umr97]. Das Druckmessgerät ist weit vom Plasma entfernt, so dass dort Raumtemperatur angesetzt werden kann ($T_{\text{H}_2} \approx 300 \text{ K}$). Für typische Plasmaparameter im Wasserstoff erhält man als Druck des Neutralgases $p_{\text{H}_2} \approx 0,050 \text{ Pa}$ und

somit

$$n_{\text{H}_2} = \frac{p_{\text{H}_2}}{k_{\text{B}}T_{\text{H}_2}} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}. \quad (4.4)$$

Schwieriger ist es, auf die Dichte des atomaren Wasserstoffs im Plasmagebiet zu schließen. Es wurden Messungen mit Thermoelementen in der Nähe des Plasmas durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass diese falsche Werte anzeigen und einer entsprechenden Korrektur bedürfen (vgl. Anhang A). Die korrigierten Temperaturen ($T_{\text{H}} \approx 18000 \text{ K}$ bei $T_{\text{tc}} \approx 540 \text{ K}$ und $p_{\text{H}_2} = 0,064 \text{ Pa}$, vgl. Gl. (A.14)) lagen jedoch weit oberhalb einer realistisch anzunehmenden Temperatur. Dieses ist durch die hohe Empfindlichkeit der Temperaturbestimmung in diesem Druck- und Temperaturbereich zu erklären. Geht man von einem Fehler von 5% in den jeweiligen Messungen aus, so lässt die Fehlerspanne Temperaturen von $T_{\text{H}} \approx 12450 \dots 34800 \text{ K}$ zu. In Anhang A wird deutlich, dass die Korrektur nur bis zu einer Neutralgastemperatur von $T_{\text{H}} \approx 600 \text{ K}$ tolerierbare Fehler erzeugt. Daher greife ich zur Bestimmung der Neutralteilchendichte auf spektroskopische Messungen von Meyer zurück [MKPF00, WMF07]. Dieser hat die Temperatur des neutralen Wasserstoffs zu $T_{\text{H}} \approx 1800 \text{ K}$ bestimmt. Zusätzlich konnte Meyer auch zeigen, dass auch im Wasserstoff die in Argon gezeigte Beziehung $T_{\text{i}} \approx \frac{1}{2}T_{\text{e}}$ gilt [Jen02]. Die Messmethoden und entsprechende Profile sind den angegebenen Zitaten zu entnehmen. Um den Zusammenhang zwischen der atomaren und der molekularen Dichte zu bestimmen, ist eine Betrachtung der Ionisations- bzw. Dissoziationslängen nötig. Diese liegen im Plasmagenerator PSI-2 bei $\lambda_{\text{ion}} = 2,4 \text{ m}$ bzw. $\lambda_{\text{diss}} = 0,16 \text{ m}$. Die Dissoziation findet somit auf einer viel kleineren Längenskala statt, wohingegen die Atome das Plasma sehr häufig passieren können, ohne zu ionisieren. Dieses führt zu einer homogenen atomaren Dichte, die unter der Annahme, dass der Druck in der Targetkammer überall gleich ist, abgeschätzt werden kann:

$$n_{\text{H}} = n_{\text{H}_2} \cdot (T_{\text{H}_2}/T_{\text{H}}) = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}. \quad (4.5)$$

4.2 Diffusion im Falle einer ausgedehnten Plasmaquelle

In Abb. 4.4 ist das Dichteprofil einer Wasserstoffentladung in halblogarithmischer Darstellung aufgetragen. Zusätzlich ist ein Fit des exponentiellen Abfalls ($\sim \exp(-r/\lambda)$) des Außenbereichs eingezeichnet, wobei die charakteristische Abfalllänge $\lambda = 31 \text{ mm}$ beträgt. Um zu verdeutlichen, wo der projizierte Bereich der Feldlinien liegt, die die Kathode direkt mit der Anode verbinden, vgl. Abb. 2.2, ist dieser in grau eingezeichnet.

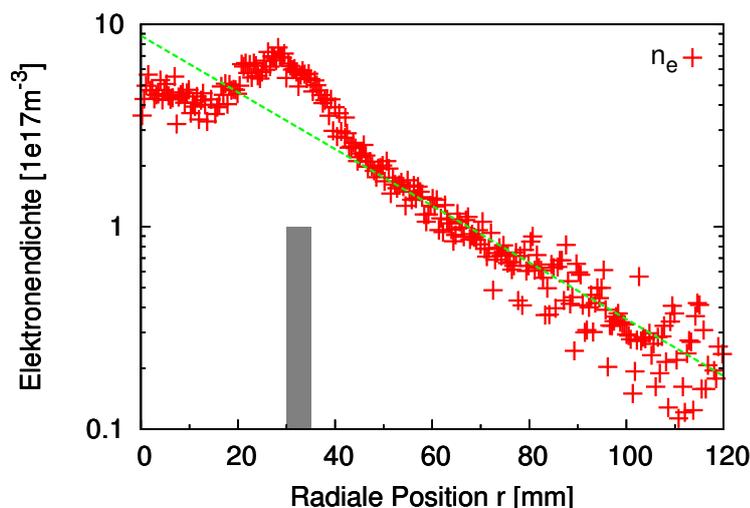


Abbildung 4.4: Halblogarithmisches Profil der Elektronendichte in Wasserstoff mit einem exponentiellen Abfall: $n_e \sim \exp(-r/\lambda)$ mit $\lambda = 31$ mm. Die Projektion der Kathode ist grau eingezeichnet.

Die relativ große charakteristische Abfalllänge λ bewirkt, dass

$$n_e(r = 100 \text{ mm}) = 0,05 \cdot n_e(r = 30 \text{ mm}) \quad (4.6)$$

gilt. Bei genauerer Betrachtung kann man der Abb. 4.4 entnehmen, dass es zwei Bereiche gibt, die unterschiedlich große Abfalllängen aufweisen. Der erste Bereich wäre von $r = 35 \dots 45$ mm mit $\lambda = 10$ mm, dort schließt sich der eben besprochene langsamere Abfall an, auf den im Folgenden eingegangen wird.

Ein Großteil des Plasmas, das in der Entladungsregion produziert wird, geht sofort mittels Rekombination an der Anode verloren [Fuc98]. Der Teil, der die Anode passiert, kann mit Hilfe von Stößen mit dem vorhandenen Neutralgas dieses ionisieren und somit eine weitere Quelle der Plasmaproduktion in der gesamten Plasmasäule des PSI-2 darstellen. Hierbei stellt die parallele Wärmeleitfähigkeit der Elektronen einen wichtigen Mechanismus bereit und ermöglicht eine hohe Elektronentemperatur entlang den Magnetfeldlinien, die direkt mit der Kathode verbunden sind. Eine Erhöhung der Elektronentemperatur zieht direkt eine Erhöhung der Ionisationsquellstärke nach. Somit erhält man ein radiales Profil der Ionisationsquellstärke. Wird als Ansatz für die Quelle ein dünner Zylinder $r_0 - \Delta/2 \leq r_0 \leq r_0 + \Delta/2$ unendlicher Länge gewählt, so erhält man für die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} + q = 0, \quad (4.7)$$

mit der Quellstärke $q = n_e n_H \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle = n_e \nu_{\text{ion}}$. In die Ionisationsfrequenz ν_{ion} geht die Neutralendichte n_H und der Ionisationsratenkoeffizient $S(T_e) = \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle$ ein.

Auf eine Länge und die Zeit bezogen, produziert die Quelle

$$\dot{N}_e = \int_0^\infty q \, 2\pi r \, dr = n_e(r_0) \nu_{\text{ion}}(r_0) 2\pi r_0 \Delta \quad (4.8)$$

Elektronen und Ionen. In Abb. 4.5 ist die Ionisationsquellstärke $q \sim n_e S_{\text{ion}}(T_e)$ mit $T_{e,\text{max}} = 10,5 \text{ eV}$ und $S_{\text{max}} = 5,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ nach [Lot68] gezeigt.

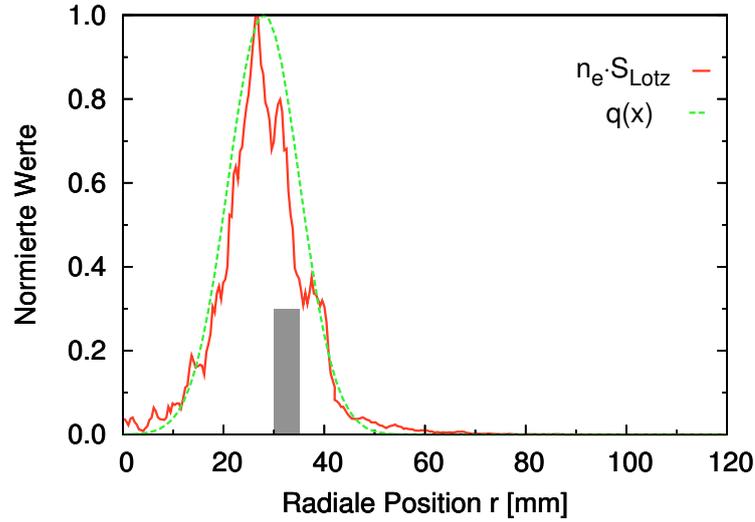


Abbildung 4.5: Normiertes radiales Profil der Quellstärke q und der Näherung $\hat{q} = \exp\left(-((r - r_0)/\Delta)^2\right)$. Die Projektion der Kathode ist grau eingezeichnet.

Die Näherungsfunktion $\hat{q} = \exp\left(-((r - r_0)/\Delta)^2\right)$ ist eine Gaußfunktion um $r_0 = 28 \text{ mm}$ mit der Halbwertsbreite $\Delta = 10 \text{ mm}$. Mit $T_e(r_0) \approx 10,5 \text{ eV}$ und $n_H \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ erhält man $\nu_{\text{ion}}(r_0) = 1,4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, welches in Gl. (4.8) eingesetzt zu $\dot{N}_e = 0,44 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ führt.

Das Produkt aus Verweilzeit und Ionisationsfrequenz $\tau \cdot \nu_{\text{ion}}$ ist ein Maß für die Verstärkung des Plasmas in der stromfreien Region mittels Ionisation. Für $\tau = 0,26 \text{ ms}$ (vgl. Gl. (4.42)) erhält man einen Verstärkungsfaktor $\tau \cdot \nu_{\text{ion}}$ von 4.

Zur analytischen Lösung kann die Näherungsfunktion sogar noch stärker vereinfacht durch eine Diracfunktion ersetzt werden, $q = n_e(r_0) \nu_{\text{ion}}(r_0) \Delta \delta(r - r_0)$. Eingesetzt in Gl. (4.7) und unter der Annahme einer konstanten Senkrechtdiffusion D_\perp erhält man:

$$n_e = \begin{cases} n_e(0) & r \leq r_0 \\ n_e(0) - \frac{\dot{N}_e}{2\pi D_\perp} \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) & r > r_0 \end{cases} \quad (4.9)$$

Da $\ln r$ eine stetig wachsende Funktion ist, wird n_e negativ für Werte, die größer sind als ein kritischer Radius r_c . Dieser Widerspruch lässt sich unter Berücksichtigung der absorbierenden Wände bei einem endlichen Radius $n_e(r_w) = 0$ beheben.

Damit ergibt sich für Gl. (4.9)

$$n_e = n_e(0) \begin{cases} 1 & r \leq r_0 \\ 1 - \frac{\ln(r/r_0)}{\ln(r_w/r_0)} & r_0 < r \leq r_w \end{cases}. \quad (4.10)$$

Der Gesamtfluss Φ , der die Quellregion verlässt, muss unter stationären Bedingungen die folgende Gleichung erfüllen

$$\Phi = -2\pi r_0 D_{\perp} \left. \frac{dn_e}{dr} \right|_{r=r_0} = 2\pi D_{\perp} \frac{n_e(0)}{\ln(r_w/r_0)} \quad (4.11)$$

und gleich groß der Produktionsrate \dot{N}_e aus Gl. (4.8) sein. Da $n_e(r_0) = n_e(0)$, fällt die Elektronendichte des Quellenradius heraus, und man erhält

$$D_{\perp} = \nu_{\text{ion}}(r_0) r_0 \Delta \ln(r_w/r_0). \quad (4.12)$$

Eine alternative Ableitung durch Gleichsetzen der zweiten Zeilen in den jeweiligen Gl. (4.9) und (4.10) ist möglich. Mit den bereits genannten Werten erhält man einen Senkrechtdiffusionskoeffizienten von $D_{\perp} = 17,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Experimentell habe ich neben dem Wandradius $r_w = 200 \text{ mm}$, $r_0 = 28 \text{ mm}$ und $r_{1/10} = 78 \text{ mm}$ als den Radius, bei dem die Dichte auf ein Zehntel der Maximaldichte gefallen ist, ermittelt. Setzt man diese Werte in Gl. (4.7) ein

$$\frac{n_e(r_{1/10})}{n_e(r_0)} = 1 - \frac{\ln(r_{1/10}/r_0)}{\ln(r_w/r_0)} = 1 - \frac{\ln(78/28)}{\ln(200/28)} \quad (4.13)$$

$$\frac{n_e(r_{1/10})}{n_e(r_0)} = 0,48, \quad (4.14)$$

so erhält man ein wesentlich höheres Dichteverhältnis als das gemessene Dichteverhältnis von 1/10. Somit können Verluste in paralleler Richtung zum Abfall des Dichteprofiles nicht vernachlässigt werden. Dieses wird im nächsten Abschnitt aufgegriffen.

Neben dem Verlauf des Dichteprofiles wäre eine Information über die Absolutdichte eine entscheidende Größe. Eine direkte Angabe ist schwierig, da sie von der in der Targetkammer zur Verfügung stehenden Leistung abhängt. Diese ist wiederum ein Teil der Eingangsleistung P , deren größter Teil an der Anode deponiert wird. Ein weiterer Teil verschwindet an der Neutralisatorplatte und nur ein Anteil von $\eta = 5 \dots 10\%$ steht in der Targetkammer zur Anregung, Ionisation und Heizung zur Verfügung [Fuc98]. Da dieser Anteil nicht direkt mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann, wird im nächsten Abschnitt ein alternativer Ansatz verfolgt.

4.3 Diffusion mit Quell- und Verlustterm

Im letzten Abschnitt zeigte sich, dass nur mit radialer Diffusion alleine die Dichteprofile nicht korrekt beschrieben werden können. In diesem Abschnitt werden zwei Ansätze präsentiert, die neben den radialen Verlusten auch Parallelverluste in Betracht ziehen. Am Ende wird sich zeigen, dass beide Ansätze ähnliche Ergebnisse liefern, jedoch unterschiedliche funktionale Zusammenhänge zwischen der Neutralteilchendichte und dem Diffusionskoeffizienten aufzeigen. Da die Messung der Neutralteilchendichte mit großen Unsicherheiten behaftet ist, liefern die beiden Ansätze eine gute Möglichkeit, die Unsicherheit zu verringern. Ein Fehler in der Messung der Neutralteilchendichte würde in beiden Ansätzen unterschiedliche Folgen für den Diffusionskoeffizienten haben.

Im ersten Ansatz wird $-\partial_z \Gamma_{\parallel}$ durch einen Verlustterm $-\nu_{\text{verl}} n_e$ ersetzt. Diesen Ansatz findet man häufig bei der Beschreibung des Teilchentransportes in der Abschältschicht (*scrape-off layer*) von toroidalen Anlagen (vgl. [Sta00] und die darin enthaltenen Referenzen).

Der zweite Ansatz ist durch die Konstanz der Elektronentemperatur in axialer Richtung im PSI-2 motiviert. Dieses ist sowohl experimentell mit Sondenmessungen [WKF06] als auch in numerischen Rechnungen [KF04] gezeigt worden. Unter dieser Annahme kann die parallele Flussdichte $\Gamma_{\parallel} = u_{\parallel} n_e$ in einen diffusiven Term $-D_{\parallel} \partial_z n_e$ umgewandelt werden.

Ansatz mit Verlustfrequenz

Mit der Ionengeschwindigkeit $\bar{v}_i = \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}}$ und der Annahme, dass die Ladungsaustauschstöße dominieren, gilt für die mittlere freie Weglänge für Impulsübertragungsstöße zwischen Ionen und Neutralteilchen

$$\lambda_i \approx \frac{\bar{v}_i}{n_H \langle \sigma_{i0}^{\text{cx}} v_i \rangle} \approx (n_H \sigma_{i0}^{\text{cx}})^{-1}. \quad (4.15)$$

Ist diese viel länger als die Plasmasäule, so können diese Stöße im Vergleich zu den Stößen an der Neutralisatorplatte vernachlässigt werden. Daraus ergibt sich für die stationäre Kontinuitätsgleichung:

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} + (\nu_{\text{ion}} - \nu_{\text{verl}}) n_e. \quad (4.16)$$

Die Verlustfrequenz ν_{verl} lässt sich ermitteln, indem die Verluste der Ionen an der Neutralisatorplatte über das Volumen verteilt werden. Das ergibt:

$$\nu_{\text{verl}} = 1/\tau_{\parallel} = \Gamma_{\text{NP}} dA / (n_e L dA), \quad (4.17)$$

wobei sich die infinitesimale Fläche $dA = 2\pi r dr$ herauskürzt. Γ_{NP} ist die Teilchenflussdichte an der Oberfläche der Neutralisatorplatte, diese gleicht der Ionensättigungsflussdichte $\Gamma_s = 0,5 n_e c_s$, mit c_s als der Ionenschallgeschwindigkeit. Dieses führt auf:

$$\nu_{\text{verl}} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{k_B(T_e + T_i)}{m_i}}. \quad (4.18)$$

In Gl. (4.16) lässt sich erkennen, dass man, wie im vorigen Kapitel 4.2 nur Informationen über das Profil aber nicht über den Absolutwert der Elektronendichte erhalten kann. Dieses liegt an der Unabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten und der Ionisations- bzw. Verlustfrequenz von der Elektronendichte. Der Absolutwert ließe sich weiterhin nur über die Energiebilanzgleichung berechnen.

Bleibt man aber bei einer Bestimmung des Dichteprofiles und versucht, Gl. (4.16) mit dem Ansatz einer δ -Funktion als Quellterm, konstantem D_{\perp} und ν_{verl} zu lösen, so führt das auf

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial n_e}{\partial r} - k^2 n_e = -\frac{\nu_{\text{ion}} n_e \Delta}{D_{\perp}} \delta(r - r_0) \quad (4.19)$$

mit $k = \sqrt{\nu_{\text{verl}}/D_{\perp}}$. Mit Hilfe von modifizierten Besselfunktionen $I_0(r)$ und $K_0(r)$, die die folgenden Bedingungen erfüllen

$$x \ll 1: \quad I_0(x) = 1 \quad K_0(x) = -\ln(x/2) + 0,577 \dots \quad (4.20)$$

$$x \gg 1: \quad I_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} \exp(x) \quad K_0(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp(-x) \quad (4.21)$$

und dem „Verschieben der Wände“ ins Unendliche erreicht man

$$n_e(r) = A \begin{cases} I_0(kr)K_0(kr_0) & r \leq r_0 \\ I_0(kr_0)K_0(kr) & r \geq r_0 \end{cases}. \quad (4.22)$$

Der Vorfaktor A lässt sich durch Integration von Gl. (4.19) über einen infinitesimalen Bereich $r_0 - \epsilon \leq r \leq r_0 + \epsilon$ und unter Berücksichtigung der Wronskibeziehung $K'_0(x)I_0(x) - K_0(x)I'_0(x) = -1/x$ zu

$$A = \nu_{\text{ion}}(r_0) n_e(r_0) r_0 \Delta / D_{\perp}. \quad (4.23)$$

bestimmen. Dieses kann in Gl. (4.22) eingesetzt werden. Setzt man dann noch $r = r_0$, so fällt die Dichte in der Quellregion heraus, und man erhält eine Gleichung für den Diffusionskoeffizienten, die der Gl. (4.12) ähnelt

$$D_{\perp} = \nu_{\text{ion}}(r_0) r_0 \Delta I_0(kr_0)K_0(kr_0). \quad (4.24)$$

Die Zahlenwerte, die bereits mehrfach in diesem Kapitel erwähnt worden sind, und der Ansatz $k = 36 \text{ m}^{-1}$ liefern $x_0 = kr_0 = 1,04$ und $I_0(x_0) K(x_0) = 0,51$ und für den Diffusionskoeffizienten

$$D_{\perp}^{(a)} = 3,6 \cdot 10^{-4} \nu_{\text{ion}} = 5,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (4.25)$$

Um später die unterschiedlich hergeleiteten Diffusionskoeffizienten zu vergleichen, werden alle Lösungen mit Kleinbuchstaben indiziert.

Der allgemeine Ansatz mit dem nicht genäherten Quellenprofil (vgl. Abb. 4.5) wird in [WMF07] gezeigt. Dort ist dann auch zu erkennen, dass die Näherung (4.24) berechtigt war.

Mit den Gleichungen (4.23) und (4.24) lässt sich die Elektronendichte (4.22) wie folgt ausdrücken

$$n_e(r) = n_e(r_0) \begin{cases} I_0(kr)/I_0(kr_0) & r \leq r_0 \\ K_0(kr)/K_0(kr_0) & r > r_0 \end{cases}. \quad (4.26)$$

Diese Funktion ist, im Gegensatz zu ihrer Ableitung, kontinuierlich am Ort der Quelle r_0 . Ebenso erfüllt sie die Bedingung des Hohlprofils der Dichte. Sie kann über den Parameter k an ein gemessenes Dichteprofil angepasst werden. Über den Parameter k lässt sich dann der Senkrecht-diffusionskoeffizient

$$D_{\perp}^{(b)} = \nu_{\text{verl}}/k^2 \quad (4.27)$$

bestimmen. Im Gegensatz zur Gl. (4.24), die eine Bilanz zwischen Quellstärke und Flüssen aufstellte, stellt diese Gleichung eine Bilanz zwischen Senkrecht- und Parallelverlusten in der stromfreien Region auf.

Ansatz für Verluste mittels paralleler Diffusion

Bei diesem Ansatz wird die parallele Flussdichte in einen diffusiven Term überführt. Dazu betrachtet man zunächst die Parallelkomponenten der Impulsgleichungen für Elektronen und Ionen

$$0 = -\frac{\partial p_e}{\partial z} - en_e E_z \quad (4.28)$$

$$0 = -\frac{\partial p_i}{\partial z} + en_i E_z - m_i \nu_{\text{tot}} n_i u_{\parallel} \quad (4.29)$$

mit p_a als dem Druck der Teilchensorte a und $\nu_{\text{tot}} = \nu_{10}^{\text{el}} + \nu_{10}^{\text{cx}} + \nu_{\text{ion}}$ als der Gesamtimpulsübertragungsfrequenz der Ionen, die sich aus Anteilen bezüglich der elastischen und Ladungsaustauschstößen mit den Neutralen und der Ionisationsfrequenz zusammensetzt. Ein analoger Term für die Elektronen kann aufgrund ihrer geringen

Masse vernachlässigt werden. Ebenfalls vernachlässigt sind Trägheitsterme. Werden die Gl. (4.28) und (4.29) für beide Teilchensorten unter der Annahme der Quasineutralität und konstanter Temperaturen addiert, so verschwindet das elektrische Feld, und man erhält

$$k_B(T_e + T_i)\partial_z n = -m_i \nu_{\text{tot}} \Gamma_{\parallel} \quad (4.30)$$

$$\Gamma_{\parallel} = -D_{\parallel} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (4.31)$$

$$\text{mit } D_{\parallel} = \frac{k_B(T_i + T_e)}{m_i \nu_{\text{tot}}} \quad (4.32)$$

$$D_{\parallel} = \frac{k_B(T_i + T_e)}{m_i n_H (\langle \sigma_{i0}^{\text{el}} + \sigma_{i0}^{\text{cx}} \rangle v_i + \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle)}. \quad (4.33)$$

Bleibt man beim Beispiel des Wasserstoffs, so lässt sich festhalten, dass Ladungsaustauschstöße viel häufiger als elastische bzw. Ionisationsstöße geschehen, und man kann Gl. (4.33) zu

$$D_{\parallel} = \lambda_i \sqrt{\frac{\pi k_B T_i}{8m_i}} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad (4.34)$$

vereinfachen, mit der mittleren freien Weglänge λ_i aus Gl. (4.15). Dies ergibt für die Kontinuitätsgleichung

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{\perp} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} D_{\parallel} \frac{\partial n_e}{\partial z} + \nu_{\text{ion}} n_e. \quad (4.35)$$

Mit konstanten Diffusionskoeffizienten und der erneuten Näherung des Quellterms durch eine δ -Funktion sieht die Lösung wie folgt aus

$$n_e(r, z) = n_e(r_0) \cos(k_{\parallel} z) \cdot \begin{cases} I_0(k_{\perp} r)/I_0(k_{\perp} r_0) & r \leq r_0 \\ K_0(k_{\perp} r)/K_0(k_{\perp} r_0) & r > r_0 \end{cases}. \quad (4.36)$$

Im Vergleich mit der Lösung aus dem ersten Ansatz (Gl. (4.26)) fällt auf, dass die radialen Anteile gleich sind. k_{\perp} entspricht k , nur k_{\parallel} ist neu hinzugekommen. Der Zusammenhang zeigt sich folgendermaßen

$$k_{\perp}^2 D_{\perp}^{(c)} = k_{\parallel}^2 D_{\parallel}, \quad (4.37)$$

ebenso in den Flussdichten $\nabla_{\perp} \cdot \Gamma_{\perp} + \nabla_{\parallel} \cdot \Gamma_{\parallel} = 0$. Vergleicht man den soeben gewonnenen Senkrechtdiffusionskoeffizienten $D_{\perp}^{(c)}$ mit $D_{\perp}^{(b)}$ aus Gl. (4.27), so ergibt sich

$$\frac{D_{\perp}^{(c)}}{D_{\perp}^{(b)}} = D_{\parallel} \frac{2Lk_{\parallel}^2}{c_s} \approx \frac{\pi^{5/2}}{9\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{T_e}{T_i}} \frac{\lambda_i}{L} = 2,4 \frac{\lambda_i}{L}. \quad (4.38)$$

k_{\parallel} kann auf zwei Arten bestimmt werden. Das Einsetzen der Randbedingung $n_e(L) = n_e(0)/2$ führt auf $k_{\parallel} = \pi/3L$. Dann wird mit $\lambda_i \approx 1$ m und $L = 2,6$ m das Verhältnis der beiden Diffusionskoeffizienten in Gl. (4.38) gleich eins.

Auch das Bohmkriterium ($u_{\parallel} = c_s$ für $z = L$, z.B. [Rie91]) liefert einen Wert für k_{\parallel} . Die Parallelgeschwindigkeit ergibt sich aus $u_{\parallel} = -D_{\parallel} \partial_z (\ln n_e)$ zu

$$u_{\parallel} = D_{\parallel} k_{\parallel} \tan(k_{\parallel} z) . \quad (4.39)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit L und definiert die dimensionslose Variable $\zeta = k_{\parallel} L$, so erhält man

$$a \zeta = \cot \zeta \quad \text{mit } a = \frac{D_{\parallel}}{L c_s} . \quad (4.40)$$

Mit ζ lässt sich Gl. (4.37) wie folgt schreiben

$$D_{\perp}^{(c)} = \frac{c_s}{L k_{\perp}^2} \zeta \cot \zeta = 2D_{\perp}^{(b)} \zeta \cot \zeta . \quad (4.41)$$

Die Funktion $f(\zeta) = \zeta \cot \zeta$ (mit den expliziten Werten $f(0) = 1$ und $f(\frac{\pi}{2}) = 0$) ist stetig fallend mit wachsendem ζ . Somit lässt sich erkennen, dass Gl. (4.37) die Verallgemeinerung der Gl. (4.24) unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit den Neutralen ist.

Die Verweilzeit eines Teilchens, welches an der Stelle z ($\tau(z) = \int_z^L u_{\parallel}^{-1} dz$) startet, lässt sich nun auch abschätzen

$$\tau(z) = \frac{L^2}{D_{\parallel}} \zeta^{-2} \ln \left(\frac{\sin(\zeta)}{\sin(\zeta z/L)} \right) . \quad (4.42)$$

4.4 Ergebnisse

Greift man auf die experimentellen Ergebnisse der Abb. 4.4 zurück und wendet auf diese Gl. (4.36) an, so erhält man $k_{\perp} = 36 \text{ m}^{-1}$. Die gute Übereinstimmung zwischen Theorie, mit dem Ansatz der δ -Funktion, und Experiment wird in Abb. 4.6 dargestellt. Die Berücksichtigung der wahren Quellfunktion führt zu keinem besseren Ergebnis. Aus k_{\perp} kann unter erneuter Vernachlässigung der elastischen Stöße λ_i (Gl. (4.15)) bestimmt werden. Mit $n_H = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und $\sigma_{cx} \approx 5,0 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$ [JLP⁺87] folgt $\lambda_i = 1,0$ m. Somit gilt $\lambda_i < L$, und der Senkrechtdiffusionskoeffizient berechnet sich nach Gl. (4.37). Es werden dabei folgende Werte eingesetzt: $T_e = 5 \text{ eV}$ und $T_i = 3 \text{ eV}$ (mittlere Temperaturen), $D_{\parallel} = 2,85 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $c_s = 2,8 \cdot 10^4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (Gl. (4.34)). Damit folgt für die zu errechnenden Größen $\zeta = 1,15$ und $f(\zeta) = 0,52$ (Gl. (4.40)), $k_{\parallel} = \zeta/L = 0,44 \text{ m}^{-1}$, $u_{\parallel} = 5950 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (Gl. (4.39)) bzw. die Machzahl $M = u_{\parallel}/c_s = 0,21$, und die Verweilzeit der Teilchen, die die Anode

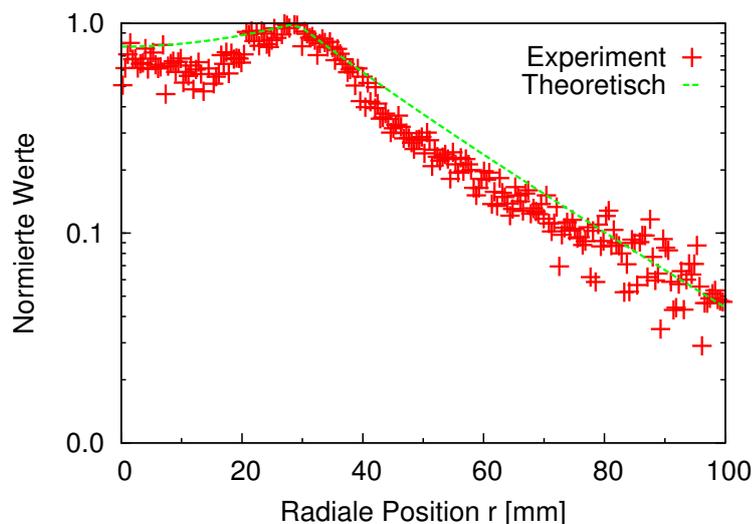


Abbildung 4.6: Experimentelles und theoretisches Dichteprofil. Als Quellterm wurde eine δ -Funktion eingesetzt.

verlassen, beträgt $\tau = 0,26$ ms (Gl. (4.42)).

Mit diesen Werten kann man den Senkrechtdiffusionskoeffizient mit den unterschiedlichen Ansätzen ausrechnen und erhält die Werte der Tab. 4.1. Während alle drei vorgestellten Ansätze ungefähr denselben Wert $D_{\perp} \approx 5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ liefern, ergibt die Bohmdiffusion nur den halben Wert.

Ansatz	Gleichung	$D_{\perp} [\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$
Quellstärke	(4.24)	5,0
Verlustfrequenz	(4.27)	4,9
Parallele Diffusion	(4.37)	4,3
Bohmdiffusion	$\frac{k_B(T_e+T_i)/2}{16eB}$	2,5

Tabelle 4.1: Der Senkrechtdiffusionskoeffizient D_{\perp} bestimmt durch die vorgestellten Ansätze. Zum Vergleich ist die Bohmdiffusion angegeben.

Bereits erwähnt wurde, dass die Neutralteilchendichte der größte Unsicherheitsfaktor ist, und die Bestimmung ebendieser im Fokus weiterer Arbeiten am Plasma-generator PSI-2 steht [Bau09]. Daher sei noch einmal explizit darauf hingewiesen, dass die funktionale Abhängigkeit $D_{\perp}(n_H)$ in den drei präsentierten Ansätzen nicht überall dieselbe ist. Beim Ansatz über die Quellstärke gilt $D_{\perp} \sim n_H$, da $D_{\perp} \sim \nu_{\text{ion}}$, wohingegen bei den beiden alternativen Konzepten $D_{\perp} \sim D_{\parallel}^{-1} \sim 1/n_H$ gilt. Da man in allen drei Fällen ein ähnliches Ergebnis gewinnt, erhöht dieses das Vertrauen in die Werte der Neutralteilchendichte und somit in die des Senkrechtdiffusionskoeffizienten. Zur weiteren Überprüfung des anomalen Diffusionskoeffizienten

böte es sich an, die Neutralteilchendichte gezielt über einen größeren Bereich zu variieren.

In Abschnitt 6.5 wird die funktionale Abhängigkeit des Senkrechtdiffusionskoeffizienten von der Magnetfeldstärke untersucht. Im Vorgriff auf diese Untersuchung sei erwähnt, dass sich ein Zusammenhang von $D_{\perp} \sim \frac{1}{B}$ zeigt, der mit der Theorie der anomalen Diffusion übereinstimmt.

In diesem Kapitel ist zwar kein Mechanismus zur Erklärung des stark anomalen Transports in einem magnetisierten Plasma in linearer Geometrie diskutiert worden, jedoch konnte gezeigt werden, dass ein anomaler Transport vorliegt. Durch Berücksichtigung der Volumenionisation kann sowohl das konservierte Hohlprofil als auch der langsame Abfall im Außenbereich des Plasmas im Plasmagenerator PSI-2 beschrieben werden. Bei der Betrachtung der Transportphänomene in der Umgebung materieller Limiter ist dieser erhöhte Transport stets zu beachten.

Kapitel 5

Der Einfluss des Sondenschaftes auf die Messung der Plasmaparameter

In diesem Kapitel werden systematische Untersuchungen des Einflusses des Sondenschaftes auf die Messung der Plasmaparameter und eine globale Teilchenbilanz vorgestellt, welche die Absenkung der Elektronendichte in einem magnetisierten Plasma erklärt [WF08].

Häufig werden die Plasmaparameter mittels Sonden ermittelt (vgl. [SS70, Che82, DRR02] mit darin enthaltenen Referenzen). Die Sonden mit der größten Verbreitung sind die Langmuirsonden [LMS26], die als Einzel-, Doppel- oder Tripelsonde Anwendung finden, vgl. Kap. 3.1. Auch in dieser Arbeit sind viele Plasmaparameter mit Einzelsonden gewonnen worden.

Ein Nachteil der Sonden ist, dass es sich bei ihnen um eine invasive Diagnostik handelt und somit die Messung selbst einen Einfluss auf die Plasmaparameter hat. Es gibt bereits einige Arbeiten zum Einfluss der Sondenspitze, ihrer Geometrie und insbesondere der angelegten Spannung auf ein Plasma (z.B. [Sta85, WL01, BTKW06]). Der Schaft einer Langmuirsonde agiert jedoch wie ein kleiner Limiter und beeinflusst das ihn umgebende Plasma. Bisher haben sich nur Breslin et al. [BE77] mit diesem Einfluss in einem unmagnetisierten Plasma beschäftigt. Die anderen genannten Autoren sahen den Einfluss der Potentialstörung durch eine angelegte Spannung als dominierend gegenüber dem Einfluss des Schaftes an.

Um den Einfluss des Sondenschaftes einer Langmuirsonde zu bestimmen, wurden von mir zwei Langmuirsonden gleichzeitig eingesetzt. Eine Sonde wurde jeweils als aktiv messende Sonde betrieben, während die andere eine passive Störung darstellte.

Dieses geschah in zwei unterschiedlichen räumlichen Anordnungen in der Targetkammer des PSI-2, vgl. Abb. 5.1. Während bei der einen (C_z) beide Sonden unter

demselben azimutalen Winkel, aber axial getrennt ($\Delta z = 13 \text{ cm}$) eingebaut wurden, wurde bei der zweiten (C_θ) kein axialer Abstand jedoch ein azimutaler Winkel von 50° zwischen den beiden Sonden gewählt. Diese beiden Konfigurationen helfen, den generellen Effekt von geometrischen Einflüssen zu trennen. Es wurden jeweils ortsfeste Messungen mit variierender Position der störenden Sonde und radiale Profile bei ortsfester Störung aufgenommen. Um einen eventuellen Einfluss des Ionengyrationsradius zu erkennen, fanden die Messungen in Wasserstoff, Helium und Argon statt.

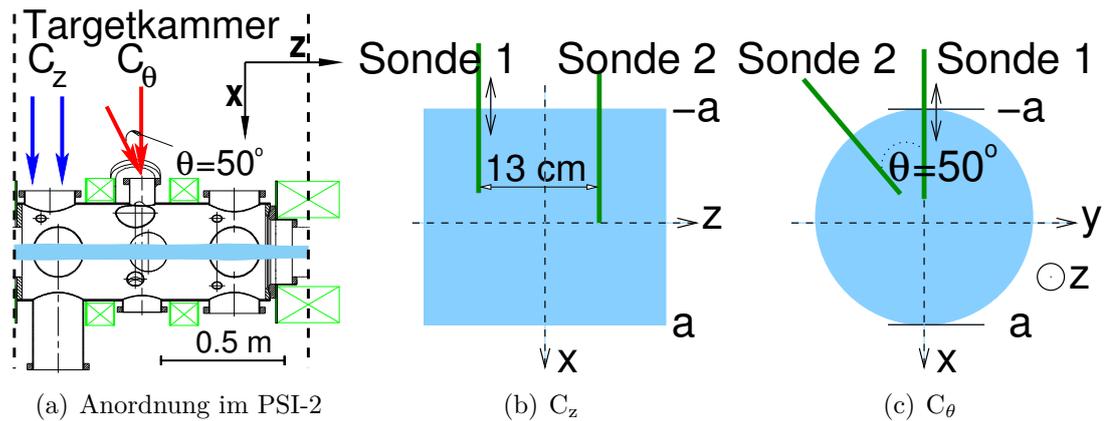


Abbildung 5.1: Die beiden räumlichen Sondenkonfigurationen C_z und C_θ .

Eingesetzt wurden Langmuirsonden mit unterschiedlichen Schaftdicken, vgl. Abb. 5.2. Einerseits Sonden ($LS_{\text{gro\ss}}$) mit zwei Sondenspitzen ($h = d = 1,5 \text{ mm}$), eingebettet in einen Keramikschaft mit einem Durchmesser von $D = 8 \text{ mm}$. Andererseits eine Sonde (LS_{klein}) mit nur einer Sondenspitze ($h = d = 1 \text{ mm}$) eingebettet in einer Keramik mit einem Durchmesser von $D = 2 \text{ mm}$. Beide Sonden wurden dabei als Einzelsonden betrieben.

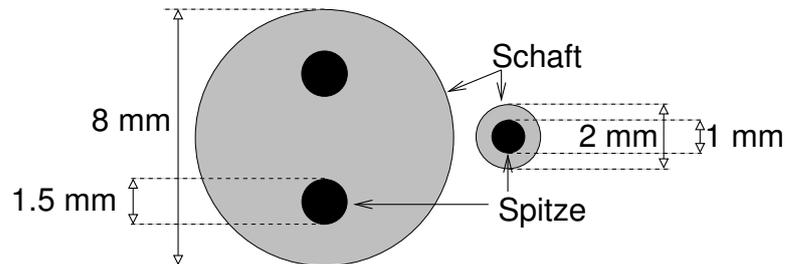


Abbildung 5.2: Maße der beiden Sonden. Die links abgebildete wird mit $LS_{\text{gro\ss}}$ und die rechte mit LS_{klein} bezeichnet.

5.1 Globale Teilchenbilanz

Im quellen- und senkenfreien Fall kann die Gesamtzahl einer Teilchensorte (N) in einem Volumen V nur durch einen Zu- bzw. Abfluss von Teilchen verändert werden

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \int_V \frac{\partial n}{\partial t} dV. \quad (5.1)$$

Ist A die Oberfläche des Volumens V und $\vec{\Gamma} = n \cdot \vec{v}$ die Flussdichte, so kann Gl. (5.1) mit dem Gauß'schen Integralsatz umgeformt werden

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \oint_A \vec{\Gamma} \cdot d\vec{A} = - \int_V \nabla \cdot \Gamma dV. \quad (5.2)$$

Da diese Herleitung für jegliche Volumina gilt, muss die integrale Beziehung auch differentiell gelten, und es folgt die Flusserhaltung

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma = 0, \quad (5.3)$$

die noch um Teilchenzu- und -abflüsse, Φ_{zu} bzw. Φ_{ab} , ergänzt werden kann

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma = \frac{\Phi_{\text{zu}} - \Phi_{\text{ab}}}{V}. \quad (5.4)$$

Im folgenden betrachte ich eine zylindrische Plasmasäule (Radius a , Länge L) welche radial durch ein Magnetfeld eingeschlossen wird. Ein Verlust quer zum Magnetfeld wird ebenso wie die Volumenrekombination und -ionisation vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist durch die Zielsetzung dieses Modells begründet. Das Modell stellt einen Vergleich zwischen zwei Situationen her. Ein durch einen Limiter, in diesem Fall der Schaft einer Langmuirsonde, gestörtes Plasma wird mit einem ungestörten verglichen. Die vernachlässigten Terme sind in beiden Fällen ähnlich groß und heben sich dann gegenseitig auf. Zur Vereinfachung der Rechnung werden sie direkt am Anfang vernachlässigt.

Das Plasma nährt sich somit aus einem Zufluss Φ_{zu} , in diesem Fall von der linken Seite, und verliert Teilchen durch den Abfluss Φ_{ab} , der hier rechts angesetzt worden ist, vgl. Abb. 5.3a.

Für den ungestörten Fall lässt sich die Teilchenbilanz wie folgt ausdrücken:

$$\dot{N}_{\text{ion}} + \Phi_{\text{zu}} = \Phi_{\text{ab}} = \int_0^a \Gamma(r) 2\pi r dr \quad (5.5)$$

wobei die Teilchenflussdichte durch $\Gamma = 0.5 n_e \sqrt{k(T_e + T_i)/m_i}$ gegeben ist.

Wird nun eine Sonde in diese Plasmasäule eingeführt, so agiert ihre Schaftoberfläche als weitere Teilchensenke (vgl. Abb. 5.3b), und ein Verlustterm Φ_{verl} muss

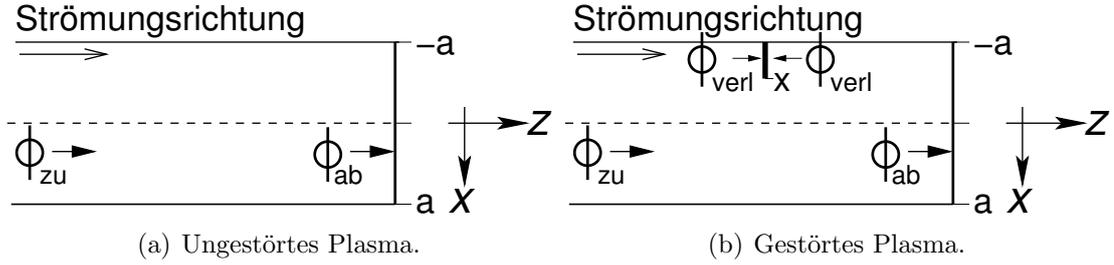


Abbildung 5.3: Modell der globalen Teilchenbilanz.

zur rechten Seite der Gl. (5.5) hinzugefügt werden. Unter der Annahme, dass die Sonde ihren Ursprung bei negativen x -Werten hat und die Spitze bis zu einem Punkt $x = x_1$ eingeführt wird, folgt:

$$\Phi_{\text{verl}} = 2D \int_{-a}^{x_1} \Gamma(|\xi|) d\xi, \quad (5.6)$$

mit D als dem Sondenschaftdurchmesser und unter der Annahme, dass die Teilchenflüsse auf die Sonde aus negativer und positiver z -Richtung gleich sind. Für ein langsam strömendes Plasma ist diese Annahme gerechtfertigt.

Hat die Sonde keinen Einfluss auf den Zufluss und die Ionisation, so bleibt die linke Seite der Gl. (5.5) konstant. Es folgt die Beziehung $\Phi_{\text{ab}}^{\text{ungest}} = \Phi_{\text{ab}}^{\text{gest}} + \Phi_{\text{verl}}$ bzw. in ausgeschriebener Form:

$$\int_0^a \Gamma^{\text{ungest}}(r) 2\pi r dr = \int_0^a \Gamma^{\text{gest}}(r) 2\pi r dr + 2D \int_{-a}^{x_1} \Gamma^{\text{gest}}(|\xi|) d\xi, \quad (5.7)$$

wobei sich die Indices *ungest* und *gest* auf den ungestörten bzw. den gestörten Fall beziehen.

Vorausgreifend kann darauf verwiesen werden, dass im nächsten Abschnitt gezeigt wird, dass sowohl die Temperaturen als auch das normierte Dichteprofil nicht durch die Anwesenheit der Sonde verändert werden. Somit lassen sich die Flussdichten in der folgenden Weise schreiben:

$$\Gamma^{\text{ungest}} = \Gamma_0^{\text{ungest}} \gamma(r) \quad (5.8)$$

$$\Gamma^{\text{gest}} = \Gamma_0^{\text{gest}} \gamma(r) \quad (5.9)$$

wobei das radiale Profil in der folgenden Art normiert wird:

$$\gamma(r) = \frac{n_e \sqrt{(T_e + T_i)}}{n_{e0} \sqrt{(T_{e0} + T_{i0})}} \quad \text{mit } 0 \leq \gamma(r) \leq \gamma(r_0) = 1 \quad (5.10)$$

Für das Verhältnis der maximalen Flussdichten $\Gamma_0^{\text{gest}}/\Gamma_0^{\text{ungest}}$ in Gl. (5.7) gilt, dass diese mit dem Verhältnis der Dichtemaxima $n_0^{\text{gest}}/n_0^{\text{ungest}}$ in beiden Fällen übereinstimmt. Allerdings ist das Verhältnis \tilde{n}_0 abhängig von der Sondenposition x_1 .

$$\tilde{n}_0(x_1) := n_0^{\text{gest}}/n_0^{\text{ungest}} = \frac{\int_0^a \gamma(r)rdr}{\int_0^a \gamma(r)rdr + \frac{D}{\pi} \int_{-a}^{x_1} \gamma(|\xi|)d\xi} \quad (5.11)$$

Werden zwei Sonden in das Plasma eingeführt, so kann das Ergebnis leicht erweitert werden:

$$\tilde{n}_0(x_1, x_2) = \frac{\int_0^a \gamma(r)rdr}{\int_0^a \gamma(r)rdr + \frac{D_1}{\pi} \int_{-a}^{x_1} \gamma(|\xi|)d\xi + \frac{D_2}{\pi} \int_{-a}^{x_2} \gamma(|\xi|)d\xi}. \quad (5.12)$$

Die theoretischen Dichteprofile werden durch Gl. (4.22) beschrieben, bzw. durch [WMF07].

5.2 Experimentelle Ergebnisse

In Abb. 5.4 wird mit einer Sonde das komplette radiale Profil eines Argonplasmas diagnostiziert, wobei der Startpunkt der Sonde bei großen negativen x -Werten liegt. Die zweite Sonde wird jeweils an eine feste Position x_2 gesetzt, um dort als Störung zu dienen. Die Anordnung der beiden Sonden zueinander entspricht dabei der Konfiguration C_θ . In der Abb. 5.4 sind die Dichte- und Temperaturprofile dargestellt. Man kann erkennen, dass die Gesamtdichte bei wachsender Störung x_2 abnimmt, hingegen bleibt die Elektronentemperatur nahezu unbeeinflusst.

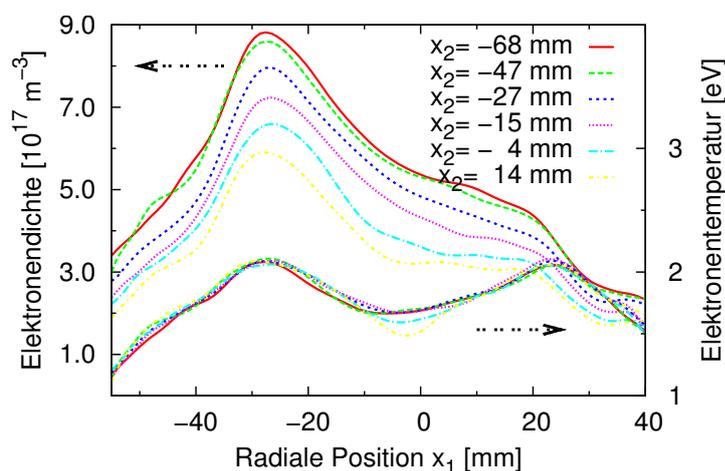


Abbildung 5.4: Radiale Profile der Elektronendichte und -temperatur in Argon ($D_1 = D_2 = 8$ mm) mit der zweiten Sonde als Störung an der Position x_2 .

Normiert man die Elektronendichten für die unterschiedlichen Störungen (Abb. 5.5), so sieht man, dass sich das Dichteprofil kaum verändert. Im Vergleich der beiden Abb. 5.4 und 5.5 erkennt man, dass man es vor allem mit einer globalen Abnahme der Elektronendichte, bei einer gleichzeitigen geringen Beeinflussung der lokalen Elektronendichte zu tun hat. Die Elektronentemperatur bleibt fast unverändert.

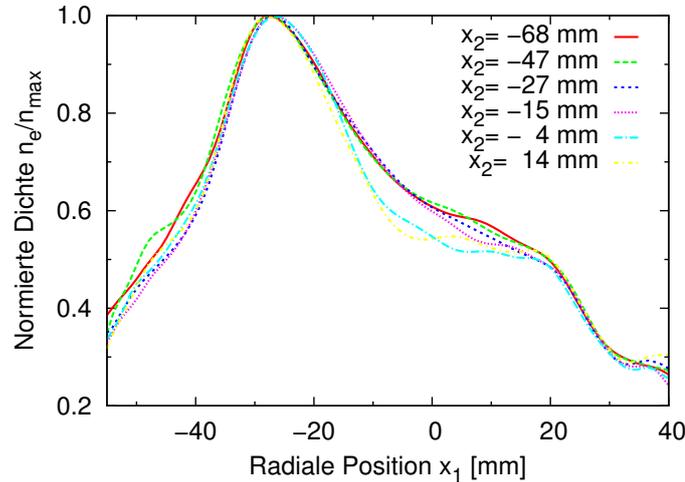


Abbildung 5.5: Radiale Profile der Elektronendichte und -temperatur in Argon ($D_1 = D_2 = 8$ mm) mit der zweiten Sonde als Störung an fester Position x_2 .

Neben diesen Beobachtungen, die direkt mit der Störung zusammenhängen, ist es weiterhin auffällig, dass das in der Elektronentemperatur gut wiedergegebene Hohlprofil in der Elektronendichte nicht zu finden ist. Im Abschnitt 5.3 über die Rekonstruktion des Dichteprofiles wird dieses Problem behandelt.

In Abb. 5.6 ist die Elektronendichte und -temperatur mit einer Sonde aufgenommen, die fest in der Mitte des Plasmas stand. Die zweite Sonde wurde passiv durchs Plasma gefahren, dabei standen beide Sonden in Konfiguration C_θ zueinander. Beide Sonden waren mit einem dicken Keramikstab ($D = 8$ mm) ummantelt. Für die normierte Darstellung werden die gestörten Plasmaparameter durch die ungestörten geteilt. Man kann erkennen, dass mit wachsender Störung der zweiten Sonde die Dichte bei gleichbleibender Elektronentemperatur absinkt. Zusätzlich ist die Elektronendichte nach Gl. (5.11) eingezeichnet. Es sei noch angemerkt, dass die Ergebnisse unabhängig davon waren, ob die Messung bei zunehmender oder abnehmender Störung stattfand. Die Reduktion der Elektronendichte durch den Einfluss des Sondenschaftes wird von dem Modell sehr gut vorhergesagt.

In Abb. 5.7 sind Elektronendichten in zwei verschiedenen Arbeitsgasen (H, Ar) dargestellt. Die Sonden standen in der Konfiguration C_z zueinander. Es wurden beide Schaftdicken als störende Sonden eingesetzt, und die Verläufe sind nach der

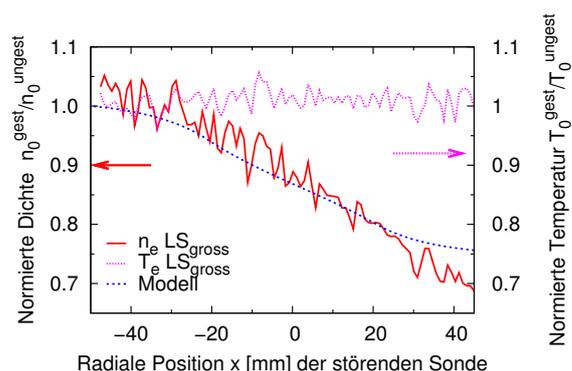


Abbildung 5.6: Die zentrale Elektronendichte und -temperatur in einem Argonplasma in der Konfiguration C_θ ($D_1 = D_2 = 8$ mm). Die zweite Sonde fährt als Störung durch das Plasma. Das Ergebnis der globalen Teilchenbilanz Gl. (5.11) ist blau eingezeichnet.

störenden Sonde ($LS_{\text{groß}}$ bzw. LS_{klein}) benannt.

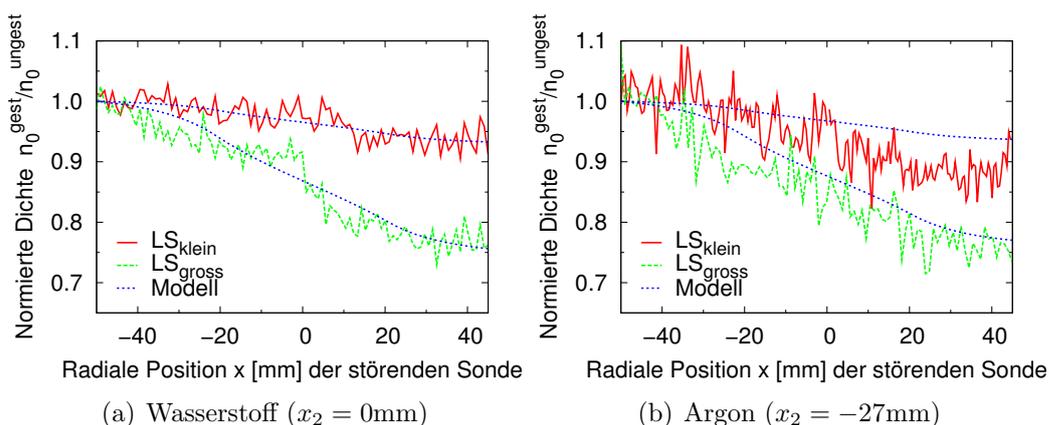


Abbildung 5.7: Die zentrale Elektronendichte in Wasserstoff und Argon in der Konfiguration C_z . Die zweite Sonde fährt als Störung durch das Plasma. Die Bezeichnung der Sonde ($LS_{\text{groß}}$, LS_{klein}) bezieht sich auf die störende Sonde. Das Ergebnis der globalen Teilchenbilanz Gl. (5.11) ist blau eingezeichnet.

Es wird deutlich, dass die Wahl des Arbeitsgases und somit des Ionengyrationsradius' keinen Einfluss auf die Reduktion der Elektronendichte hat. Die Elektronendichte nimmt im Fall des dicken Sondenschaftes ($LS_{\text{groß}}$) um 25% ab, wohingegen sie im Fall des dünnen Schaftes um 6% abnimmt. Vergleicht man diese Ergebnisse mit der Abb. 5.6, so zeigt sich kein Einfluss der geometrischen Konfiguration. Diese Ergebnisse und deren gute Übereinstimmung mit der globalen Teilchenbilanz

begründen noch einmal die Wahl der Annahmen für die Teilchenbilanz.

5.3 Rekonstruktion der Dichteprofile

Die starke Asymmetrie der radialen Dichteprofile wirft die Frage auf, ob diese durch die Messung oder durch den Plasmagenerator bedingt ist. Die Symmetrie der Profile des Floatingpotentials und der Elektronentemperatur sowie die schnelle Rotation der Plasmasäule, vgl. Kap. 7.2 und [MKPF00], lassen vermuten, dass die „wahren“ Dichteprofile auch symmetrisch sind. Um dieses zu klären, wurden Profile mit zwei gegenüberliegenden baugleichen Langmuirsonden aufgenommen. Das Ergebnis im Falle eines Heliumplasmas ist in der Abb. 5.8 dargestellt. Hierbei

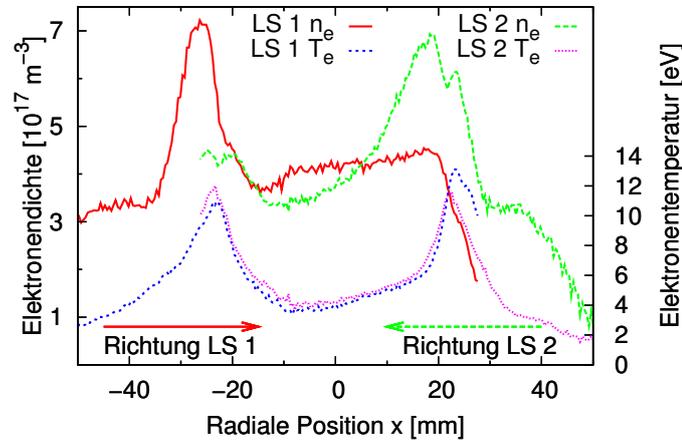


Abbildung 5.8: Radiale Profile in einem Heliumplasma. Eine Sonde (LS1) startete bei großen negativen x -Werten, die zweite (LS2) bei großen positiven x -Werten.

wird deutlich, dass nicht das radiale Dichteprofil unsymmetrisch ist, sondern nur unsymmetrisch durch die Langmuirsonden wiedergegeben wird.

Die gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Vorhersage der globalen Teilchenbilanz gibt Anlass, einen Schritt weiter zu denken und den Versuch zu unternehmen, die Korrektur auf die gesamten radialen Profile anzuwenden. Hierbei wird die Gl. (5.11) invertiert und auf die gemessenen Profile angewandt, vgl. Abb. 5.9.

Die Korrektur mit dem Schaftdurchmesser ($D = 8$ mm) ergibt kein symmetrisches Dichteprofil. Erst ein künstliches, und vor allem unphysikalisches, Vergrößern des Durchmessers in der Korrekturformel um den Faktor 4 ($D = 32$ mm) lässt das Profil symmetrisch erscheinen, wobei dann der innere Teil des Hohlprofils aufgefüllt wird.

Leider zeigt sich hierbei, dass die Korrektur der Dichte in der Rekonstruktion des

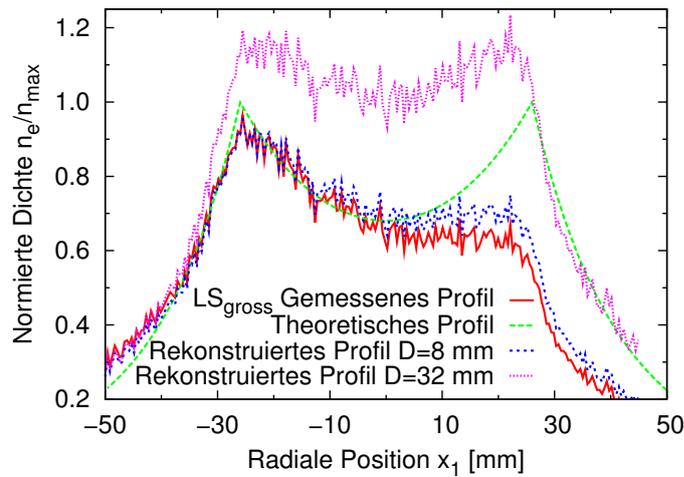


Abbildung 5.9: Radiales Dichteprofil in Argon gemessen mit LS_{gross} . Das Profil wurde mit der globalen Teilchenbilanz korrigiert, mit $D = 8\text{mm}$ und $D = 32\text{mm}$ als Schaftdurchmesser. Zum Vergleich ist das theoretische Profil eingezeichnet.

Gesamtprofil versagt, sobald die Sonde, die in diesem Fall Messung und Störung in Einem ist, die Plasmamitte überschreitet.

Dieses lässt die Vermutung aufkommen, dass der stark anomale Transport und insbesondere die Rotation in dem Modell nicht vernachlässigt werden kann. Leider ist eine Erweiterung des Modells, das diese starke Verzerrung des Profils erklären würde, im Rahmen dieser Arbeit nicht gelungen.

Kapitel 6

Untersuchungen stationärer Phänomene

In dem folgendem Kapitel werden stationäre Phänomene untersucht. Nach der einleitenden Voruntersuchung bezüglich der Plasmaschatten werden Messungen mit Langmuirsonden und spektroskopische Messungen in direkter Nähe eines Limiters präsentiert. Dem schließt sich eine Untersuchung des Einflusses des Winkels zwischen Limiter und Magnetfeld an. Zum Abschluss wird ein axial ausgedehnter Limiter eingesetzt, um den funktionalen Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Diffusionskoeffizienten in einer linearen Anlage zu bestimmen.

6.1 Voruntersuchungen zu Sichtbarkeit und Plasmaschatten

Die Thematik der Plasmaschatten stand im Fokus meiner Diplomarbeit [Wal05]. In diesem Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen den beiden Plasmaparametern Elektronentemperatur bzw. -dichte und der Sichtbarkeit des Plasmas und somit auch des Schattens erläutert.

Der augenscheinlich ausgeprägte Plasmaschatten im Sichtbaren (Abb. 6.1) steht in einem starken Widerspruch zu der nur geringen Abweichung der Plasmaparameter des ungestörten Bereiches von denen des Schattenbereiches (Abb. 6.2). In Abb. 6.1 erkennt man sehr deutlich die scharfe Grenze und lange Reichweite des Plasmaschattens. Dieses gilt sowohl bei einer Störung durch einen kleinen Limiter (Schaft einer Langmuirsonde) als auch bei Störung durch einen großen Limiter (Halbmaske). Bei einigen Regimes erscheint der Schatten dem bloßem Auge etwas diffus, dieses ließ sich jedoch nicht auf einer Photographie wiedergeben. Ihre scharf ausgeprägte Grenze zum sichtbaren Plasma verbunden mit einer langen Reichweite ließen zunächst einen geringen Senkrechttransport vermuten. Dieses stellte sich,

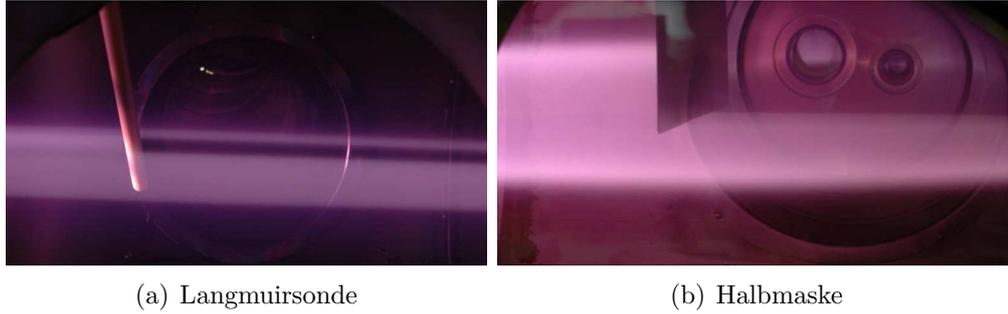


Abbildung 6.1: Photographische Aufnahmen von Plasmaschatten in Wasserstoffplasma. Das Plasma strömt jeweils von links nach rechts.

wie bereits in Kap. 4 erwähnt, als unzutreffend heraus. Vielmehr zeigt sich, dass der entscheidende Parameter für die deutliche Sichtbarkeit des Plasmaschattens die Elektronentemperatur ist.

In der Abb. 6.2 ist der Schattenbereich, der den positiven x -Halbraum bedeckt, grau unterlegt. Die Messungen wurden mit einer Langmuirsonde in einem axialen Abstand von $\Delta z = 408$ mm zur Halbmaske aufgenommen. Es fällt auf, dass die Temperatur sich nur leicht ändert, während die Dichte um einen Faktor 10 bei fast unveränderter Profilform einbricht. Die geglättete Kurve der Emissivität ist mit Gl. (6.3) berechnet worden.

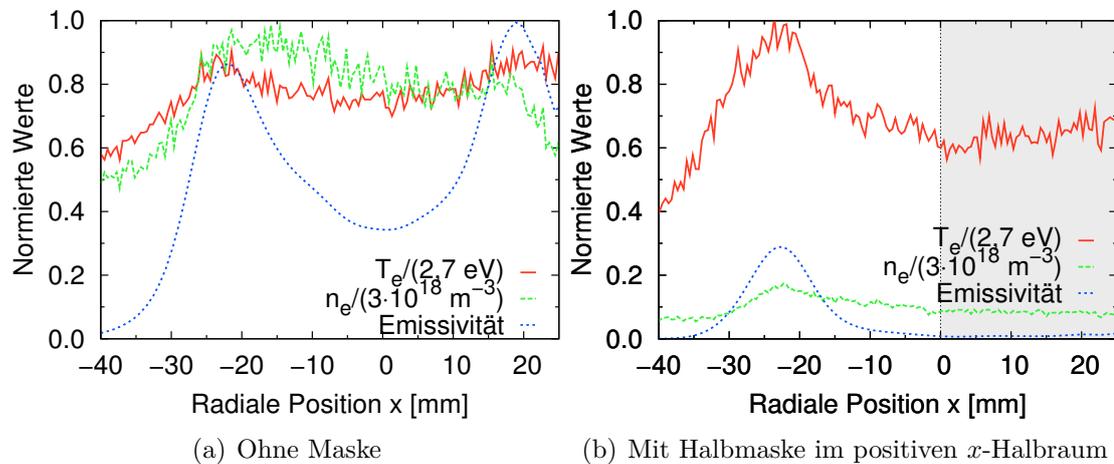


Abbildung 6.2: Normierte Werte von n_e , T_e und der Emissivität in einem Argonplasma. Die Messung im limitierten Plasma fand in einem axialen Abstand $\Delta z = 408$ mm hinter der Halbmaske statt.

Mit dem in [Wal05] eingeführten Dreiniveausystem, vgl. Abb. 6.3, kann der Unterschied in der Sichtbarkeit in beiden Bereichen erklärt werden. Dieses System

basiert auf einer von Seaton und van Regemorter hergeleiteten Beziehung, die den Stoßvorgang als einen induzierten Strahlungsübergang behandelt [Fus02]. In der Abb. 6.3 ist 0 der Grundzustand, i der angeregte Zustand, k der Endzustand nach der spontanen Emission $i \rightarrow k$, und k' stellt alle anderen möglichen Endzustände dar. Im Folgenden ist χ_{0i} der Anregungskoeffizient vom Grundzustand in den angeregten Zustand i , A_{ik} ist der Einsteinkoeffizient der spontanen Emission $i \rightarrow k$, $E_{z,i}$ ist die Anregungsenergie des Zustandes i des Ions mit der Ladung z aus dem Grundzustand und I_{ik} ist die Intensität der dem Übergang $i \rightarrow k$ zugehörigen Spektrallinie. Gl. (6.1) beschreibt das Gleichgewicht zwischen An- und Abregung.

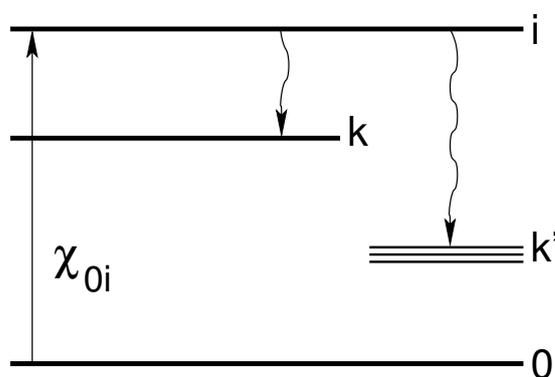


Abbildung 6.3: Dreiniveausystem der An- und Abregung (Strahlung).

$$n_0 n_e \chi_{0i} = n_i \sum_{k' < i} A_{ik'} \quad \text{mit } \chi_{0i} = \exp\left(-\frac{E_{z,i}}{k_B T_e}\right) \quad (6.1)$$

$$n_i = \frac{n_0 n_e \chi_{0i}}{\sum_{k' < i} A_{ik'}} \quad (6.2)$$

$$I_{ik} = \frac{h\nu}{4\pi} A_{ik} n_i \sim n_e \exp\left(-\frac{E_{z,i}}{k_B T_e}\right). \quad (6.3)$$

Die Intensität ist nur linear von der Elektronendichte, aber exponentiell von der Elektronentemperatur abhängig. Die Anregungsenergien der sichtbaren Linien ($E_{z,i}$) sind ungefähr um einen Faktor 5 größer als die Elektronentemperaturen im Plasmagenerator PSI-2. Daher ergibt sich ein sehr starker Anstieg der Intensität einer Spektrallinie bei geringer Erhöhung der Elektronentemperatur. Dieses ist am Beispiel der stärksten Spektrallinie des einfach ionisierten Argons ($4p^4 D_{7/2} \rightarrow 4s^4 P_{5/2}$, $E_{z,i} = 19,49$ eV, $\lambda = 434,81$ nm) in der Abb. 6.4 gezeigt. Angewandt auf die Parameter der Abb. 6.2 zeigt sich, dass ein Anstieg der Elektronentemperatur von $T_e = 2$ eV auf 3 eV die Intensität um einen Faktor 10 steigert.

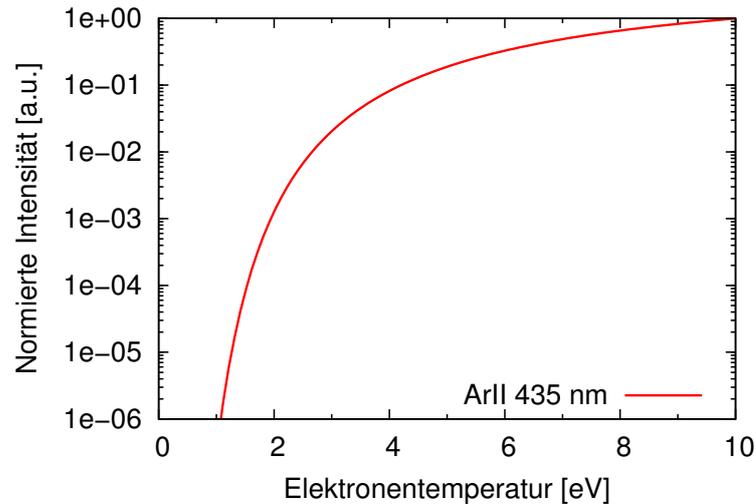


Abbildung 6.4: Intensität einer Ar II-Linie (434,8 nm) in Abhängigkeit von T_e .

Die starke Temperaturabhängigkeit der Emission veranlasste eine Untersuchung nach dem Beitrag der suprathemischen Elektronen in Kapitel 7.1. Hiermit sind Elektronen gemeint, die wesentlich höhere Energien als die thermischen Elektronen tragen. Im Vorgriff sei bereits erwähnt, dass suprathemische Elektronen in der Entladung des PSI-2 erzeugt werden und die Anlage nahezu stoßfrei durchqueren. Im Bereich des Plasmaschattens konnten sie jedoch nicht nachgewiesen werden. Dementsprechend kommen sie als mögliche Quelle zur optischen Anregung im Schattenbereich nicht in Betracht.

Bei einigen Entladungen bildet sich vor einem Limiter eine Zone erhöhter Emission aus, der sogenannte *inverse Schatten*. In Abb. 6.5 erkennt man die Erhöhung der Elektronentemperatur und der Emission vor der Halbmaske. Die Erhöhung der Temperatur vor einem Limiter lässt sich durch eine einfache Überlegung erklären. Ist der Energiequertransport gering, so erhöht sich bei Verkürzung der Plasmasäule und gleichbleibender Entladungsleistung die Energiedichte und damit die Temperatur.

Trotz der geringen Änderung der Plasmamparameter sind sowohl der inverse, vgl. Abb. 6.5, als auch der gewöhnliche Schatten, vgl. Abb. 6.2, mit den experimentellen Daten erklärbar.

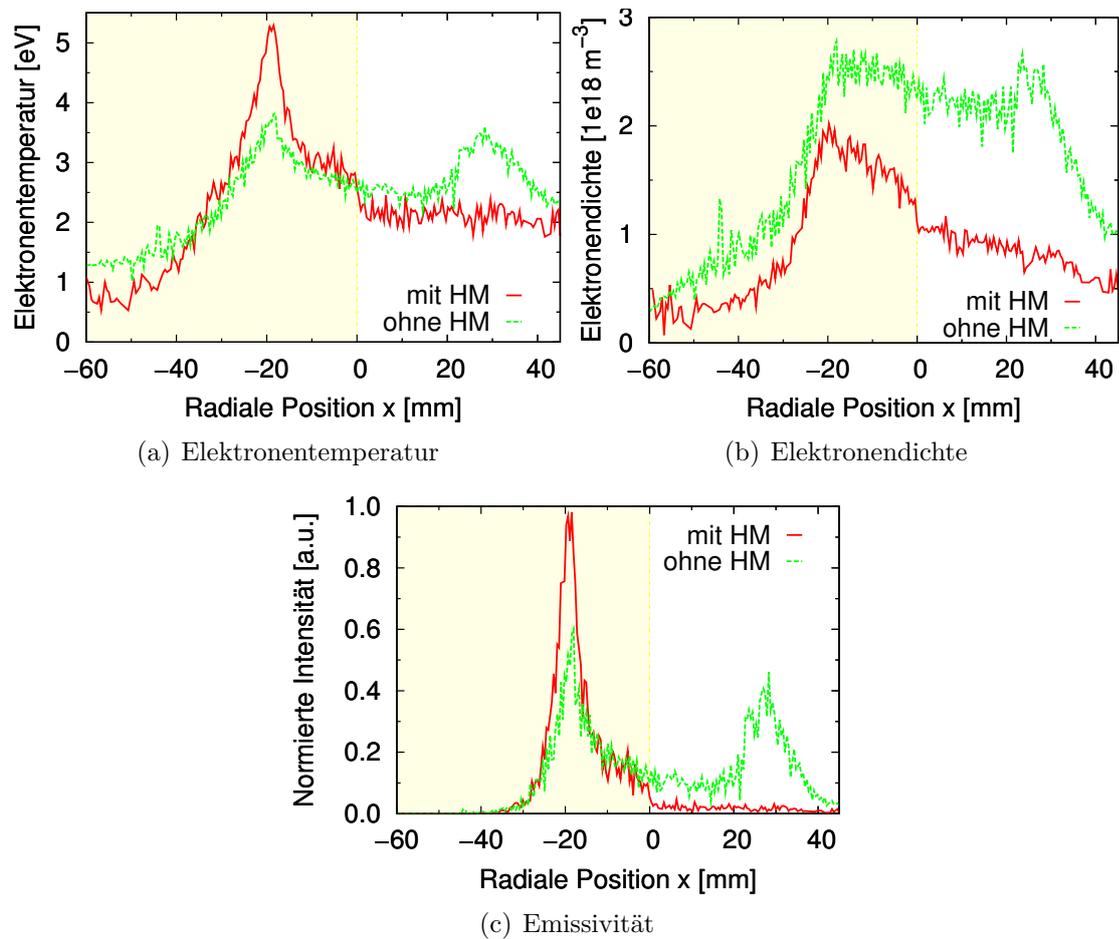


Abbildung 6.5: Radiale Sondenprofile vor der Halbmaske (rote Linien), die den negativen x -Halbraum bedeckt und gelb markiert ist, $\Delta z = 0,13 \text{ m}$. Zum Vergleich sind Profile in einem ungestörten Plasma (grüne Linien) eingezeichnet.

6.2 Sondenmessungen in unmittelbarer Umgebung eines Limiters

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse präsentiert, die in unmittelbarer Umgebung eines Limiters mit einer Langmuirsonde aufgenommen wurden. Um den Einfluss des Gyrationradius zu untersuchen, wurden die Experimente in Wasserstoff, Helium und Argon durchgeführt. Das in Kap. 6.1 eingeführte Dreiniveausystem findet Anwendung, um den Vergleich mit den in Kap. 6.3 präsentierten spektroskopischen Messungen zu ermöglichen.

Zur Erläuterung möchte ich kurz Ergebnisse aus meiner Diplomarbeit [Wal05] wiederholen. Diese zeigen, dass in einem größeren Abstand zu einem Limiter vor allem ein globaler und weniger ein lokaler Einfluss beobachtet werden kann.

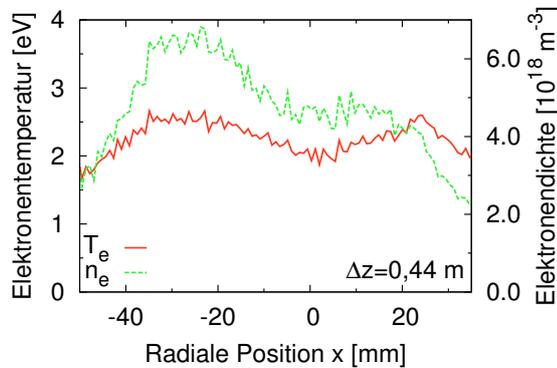


Abbildung 6.6: n_e - und T_e -Profile in einem ungestörten Argonplasma.

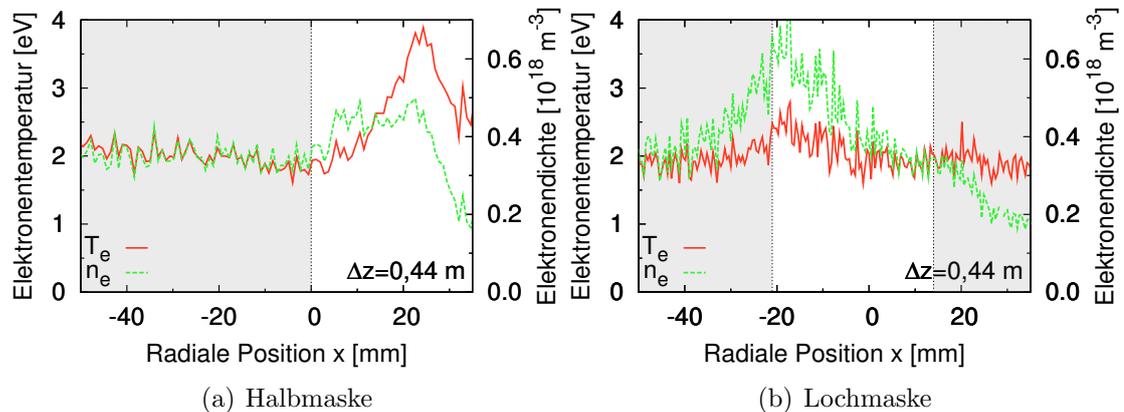


Abbildung 6.7: n_e - und T_e -Profile in einem Abstand von $\Delta z = 0,44$ m hinter Limitern in einem Argonplasma. Der Plasmaschatten ist jeweils grau markiert.

Die Profile der Abb. 6.6 und 6.7 sind in einem Argonplasma bei einer festen axialen Position aufgenommen worden. Die Abb. 6.6 zeigt ein ungestörtes Plasma. In

Abb. 6.7 werden Profile hinter einem Limiter (Halbmaske (a) bzw. Lochmaske (b)) gezeigt. Der Bereich des Plasmaschattens ist jeweils grau markiert. Beim Vergleich der drei Messungen erkennt man, dass die Dichte der gesamten Plasmasäule hinter beiden Limitern um einen Faktor 10 fällt, wohingegen der Unterschied zwischen Plasmaschatten und dem Bereich des ungestörten Plasmas gering ausfällt. Der Unterschied in der Elektronentemperatur zwischen dem Schattengebiet und dem ungestörten Bereich ist hingegen deutlicher und bereits in Kap. 6.1 als die Ursache des Plasmaschattens identifiziert worden.

In der Diplomarbeit sind diese Untersuchungen noch bezüglich des Ionengyrationsradius', eines weiteren Limiters und des Abstandes zum Limiter erweitert worden. Es zeigte sich, dass diese Faktoren nur einen geringen Einfluss besitzen. Die unterschiedlichen Abstände zum Limiter waren jedoch allesamt groß, mindestens $\Delta z = 64$ mm. Die Erkenntnis eines hohen Diffusionskoeffizienten aus Kap. 4 veranlassten eine Untersuchung in direkter Nähe eines materiellen Limiters zur Überprüfung eines lokalen Effektes. Die starke Annäherung an den Limiter geschah durch die Verkippung einer Langmuirsonde, vgl. Kap. 3.1.4.

6.2.1 Überprüfung des Einflusses der Verkippung

In Kap. 3.1.4 wurden Überlegungen zum Einfluss der Verkippung einer Sonde zum Magnetfeld präsentiert. Durch eine Verkippung verändert sich die effektive Sondenfläche, die in die Bestimmung der Elektronendichte eingeht. Dieser Einfluss, der als gering prognostiziert worden ist, wird experimentell untersucht.

Es wurden an zwei Experimentiertagen Messreihen zum Einfluss des Winkels der Verkippung der Langmuirsonde auf die Messung der Plasmaparameter in einem ungestörten Wasserstoffplasma aufgenommen. Zwischen den beiden Experimentiertagen musste der Plasmagenerator PSI-2 belüftet werden, um die Langmuirsonde im Flansch zu versetzen. Der Winkel wird so gezählt, dass ein positiver Wert einer Verkippung in Richtung Neutralisatorplatte entspricht, wohingegen ein negativer Wert eine Verkippung in Richtung der Kathode bedeutet.

Die Ergebnisse weichen nur gering voneinander ab, vgl. Abb. 6.8. Dieses gilt insbesondere für den inneren Bereich des Plasmas ($r \leq 22$ mm), der in diesem Kapitel aufgrund der Positionierung der Limiter der interessante ist. Ebenfalls gibt es bei den Messungen unter gleichem Winkel an den unterschiedlichen Messtagen keine nennenswerte Abweichung.

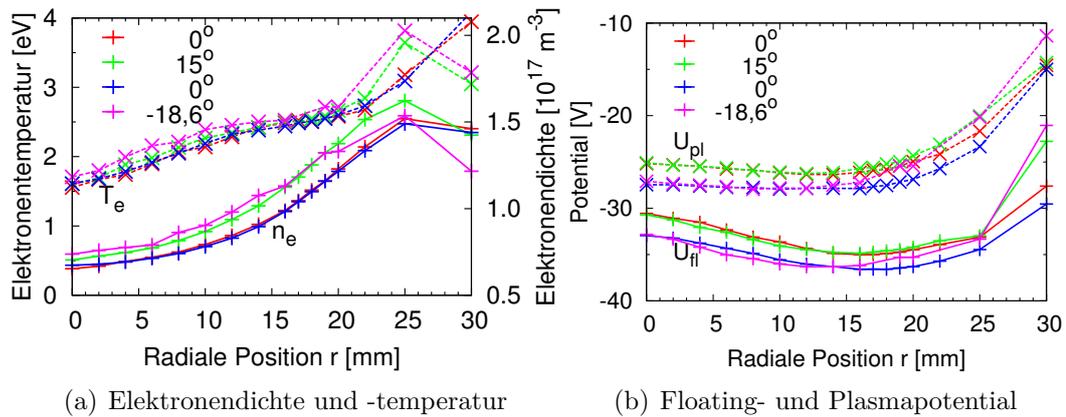


Abbildung 6.8: Einfluss der Verkippung der Langmuirsonde in einem Wasserstoffplasma. Der Winkel wird positiv zur Neutralisatorplatte gezählt. Die beiden 0° -Messungen sind an unterschiedlichen Messtagen aufgenommen worden.

6.2.2 Zweidimensional ortsaufgelöste Langmuirsondenmessungen

Die Limiter werden floatend in die Targetkammer des Plasmagenerators eingebracht. Die Langmuirsonde ist an einem gegenüberliegenden Port montiert und kann sowohl radial verfahren als auch in axialer Richtung verkippbar werden, vgl. Abb. 6.9.

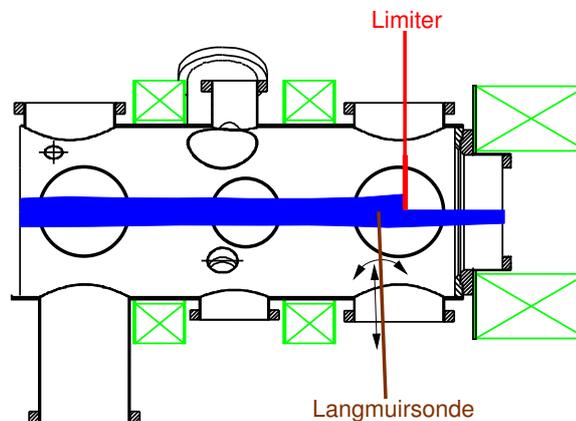


Abbildung 6.9: Skizze des Versuchsaufbaus in der Targetkammer des PSI-2. Die Langmuirsonde ist verkippbar und radial verfahrbar.

Aus der Überlagerung dieser beiden Verstellmöglichkeiten resultiert eine axiale Gesamtbewegung, vgl. Kap. 3.1.4. Durch die Größe der Vorrichtung zur Winklereinstellung der Langmuirsonde und dem gewünschten nur geringen axialen Versatz

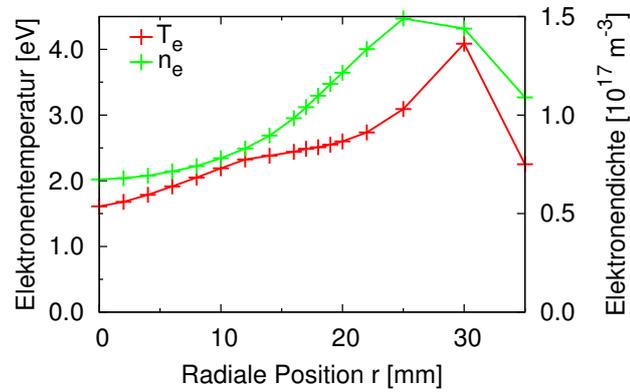
zwischen Limiter und Langmuirsonde konnte dieser Aufbau nur in der dritten Targetebene realisiert werden. Der Abstand der Langmuirsonde zur Plasmamitte war aufgrund der Vorrichtung zur Winkeleinstellung und der örtlichen Begebenheiten groß. Gleichzeitig ist die Länge der Langmuirsonde begrenzt; einerseits durch die Abnahme der Stabilität der Sonde mit wachsender Länge, andererseits durch die Zugänglichkeit des Ports. Dieser Port ließ nur Einbauten bis zu einer gewissen Länge zu. Durch die Längenbegrenzung konnte die Langmuirsonde nicht beliebig tief in das Plasma gefahren werden.

Die Winkelverstellung deckte nur einen begrenzten Bereich ab, somit konnte nicht die gesamte Umgebung des Limiters an einem Messtag diagnostiziert werden. Um eine Vergleichbarkeit der Experimentiertage zu erreichen, wurden die Messbereiche so gelegt, dass es örtliche Überschneidungen gab, die dann einen Anschluss gewährten. Zusätzlich wurde jedes Mal ein radiales Profil des ungestörten Plasmas, vgl. Abb. 6.10, aufgenommen und verglichen. Die Rasterung der Messpunkte wurde an die Problemstellung angepasst. In dem Bereich, in dem die stärkste Änderung der Plasmaparameter erwartet wurde, wurden die Punkte am engsten zusammengelegt. Hier fanden Messungen im Abstand von 1 mm statt. In den Gebieten, in denen nur eine geringe Änderung der Parameter zu erwarten war, wurden die Messpunkte in entsprechend geringerer Dichte gesetzt.

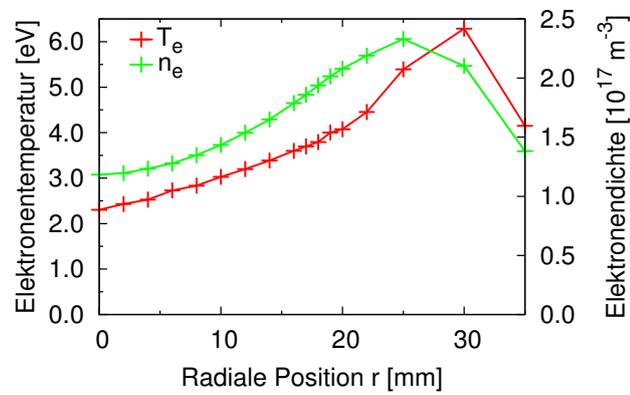
Die hier verwendeten Plasmen sind etwas weniger energiereich als die gezeigten Plasmen aus der Diplomarbeit. Dies ist durch die benötigte lange Verweilzeit der Langmuirsonde an einem Ort zur Aufnahme der Kennlinien begründet. Die Winkelverstellung konnte nicht motorisiert werden, und musste somit vom Experimentator per Hand durchgeführt werden, was zu einer langsameren Bewegung der Sonde im Gegensatz zu den üblichen Radialprofilen führte. Bei heißeren und dichteren Plasmen setzte ein Glühen der Sonde ein und ließ die Kennlinien unbrauchbar werden. Die geringere Entladungsleistung beeinflusst sowohl die Elektronentemperatur als auch die -dichte.

Bevor die in zwei Dimensionen orts aufgelösten Messungen in der unmittelbaren Umgebung materieller Limiter gezeigt werden, werden radiale Profile ungestörter Plasmen in der Abb. 6.10 dargestellt. Die gezeigten Werte sind die Vergleichswerte des ungestörten Plasmas für die folgenden Untersuchungen von limitierten Plasmen.

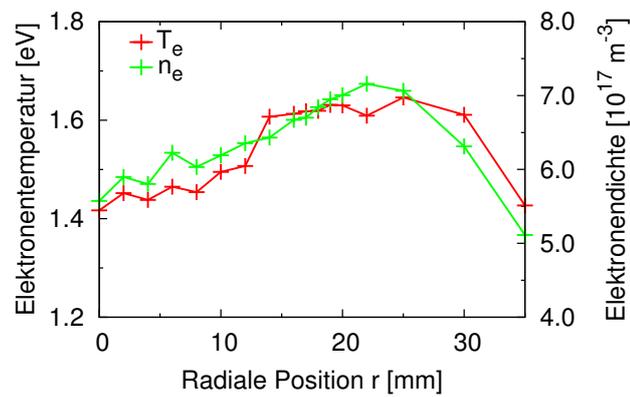
In allen drei Gasen ist das Hohlprofil der Plasmasäule erkennbar. Helium und Wasserstoff haben hierbei ähnliche Elektronentemperaturen und -dichten, wohingegen Argon eine höhere Elektronendichte bei geringerer -temperatur aufweist.



(a) Wasserstoff



(b) Helium



(c) Argon

Abbildung 6.10: n_e - und T_e -Profile in ungestörten Plasmen.

Zunächst werden die Elektronendichten und -temperaturen von Plasmen präsentiert, welche durch eine Halbmaske, vgl. Kap. 3.6, limitiert werden. Die Maske verdeckt dabei den positiven x -Halbraum. Die axiale Koordinate wird dergestalt verschoben, dass sich die Maske bei $z = 0$ mm befindet. Um die Position der Maske zeichnerisch klar hervorzuheben, wird die Maske durch einen schwarzen Strich, der Übergang im ungestörten Plasma durch einen weißen Strich markiert. Das Plasma strömt von negativen zu positiven z -Werten.

Im Folgenden werden Abbildungen in Falschfarben präsentiert. Die Reihenfolge der Graphiken ist stets Wasserstoff, Helium und Argon, um einen eventuellen Einfluss des Ionengrationsradius' aufzuzeigen. Die Abbildungen der linken Seite repräsentieren jeweils die Elektronentemperatur, die der rechten die -dichte. Die Farbskala wurde jeweils so angepasst, dass ein möglichst großer Kontrast zutage tritt. Die Dichteverläufe hinter den Limitern werden dann jeweils noch in Axialprofilen gezeigt, um die Abfalllängen zu verdeutlichen.

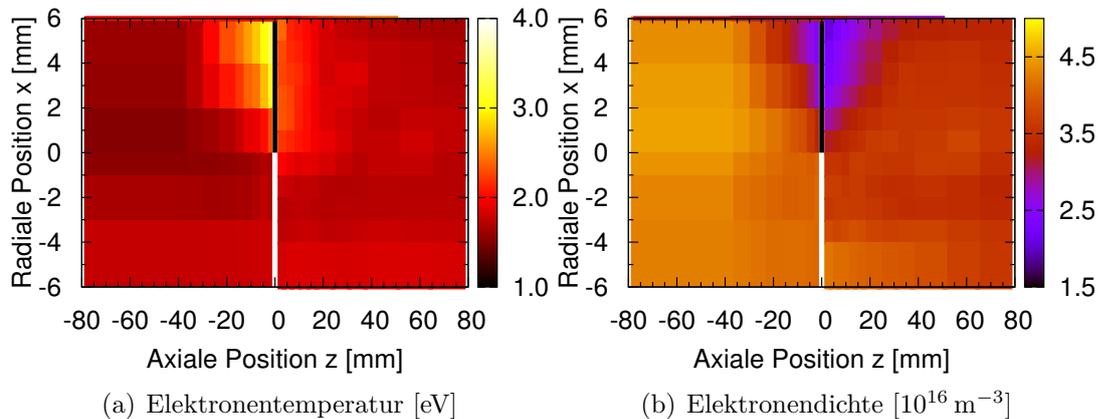


Abbildung 6.11: Wasserstoffplasma mit Halbmaske bei $z = 0$, $x \geq 0$ mm.

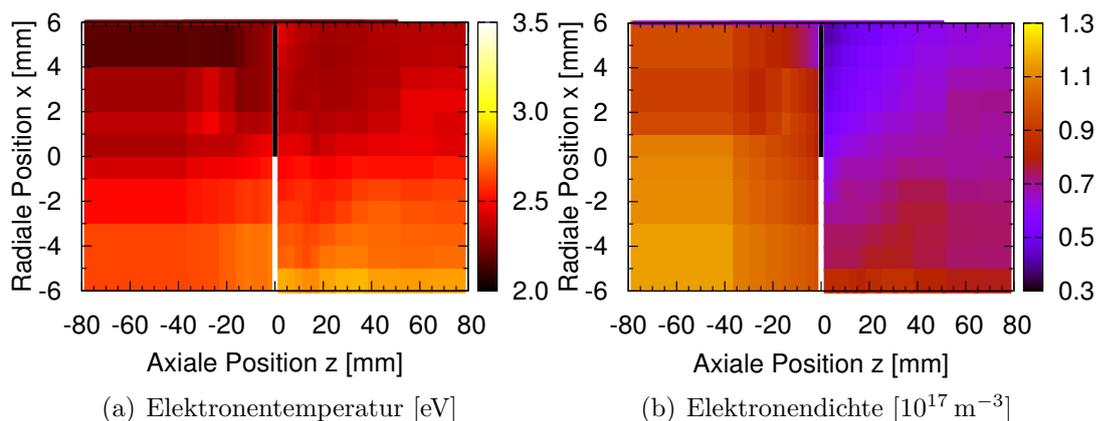


Abbildung 6.12: Heliumplasma mit Halbmaske bei $z = 0$, $x \geq 0$ mm.

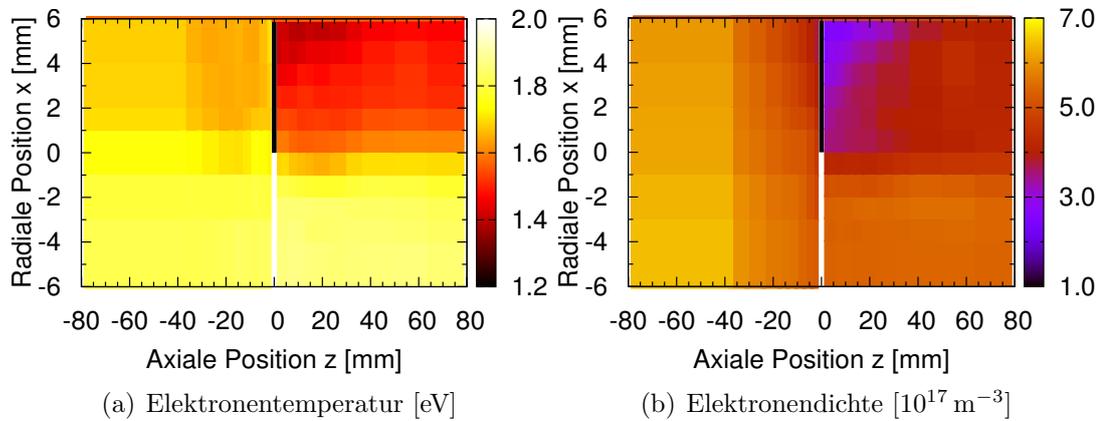


Abbildung 6.13: Argonplasma mit Halbmaske bei $z = 0$, $x \geq 0$ mm.

Das Plasma strömt im Falle von Wasserstoff und Argon im ungestörten Bereich ohne lokale Beeinflussung, vgl. Abb. 6.11 und 6.13. Im Falle des Heliums ist die Dichte hinter der Halbmaske auch im ungestörten Bereich reduziert, vgl. Abb. 6.12. Die Dichte ist in allen drei Gasen um einen Faktor 2...3 reduziert. Dieser ist kleiner als der in einem größeren Abstand in der gesamten Plasmasäule gefundene Faktor 10, vgl. Abb. 6.7. Aufgrund der hohen Querdiffusion steigt die Dichte im Schattengebiet rasch wieder an, vgl. Abb. 6.14.

Betrachtet man die Abfalllängen quantitativ (Abb. 6.14), so ergibt sich eine Abfalllänge im Wasserstoff von ca. 30 mm, im Helium hat sie ungefähr die Länge der Messstrecke (ca. 78 mm), und für Argon erreicht die Dichte im Schatten nach 80 mm noch nicht den Wert des ungestörten Bereiches. Es gibt jedoch im Argon noch eine zweite kürzere Abfalllänge von ca. 37 mm, nach der der Bereich im Schatten eine konstante Dichte angenommen hat. Die radiale Abhängigkeit zeigt eine erwartete geringere Dichte mit größerem Abstand vom ungestörten Plasma.

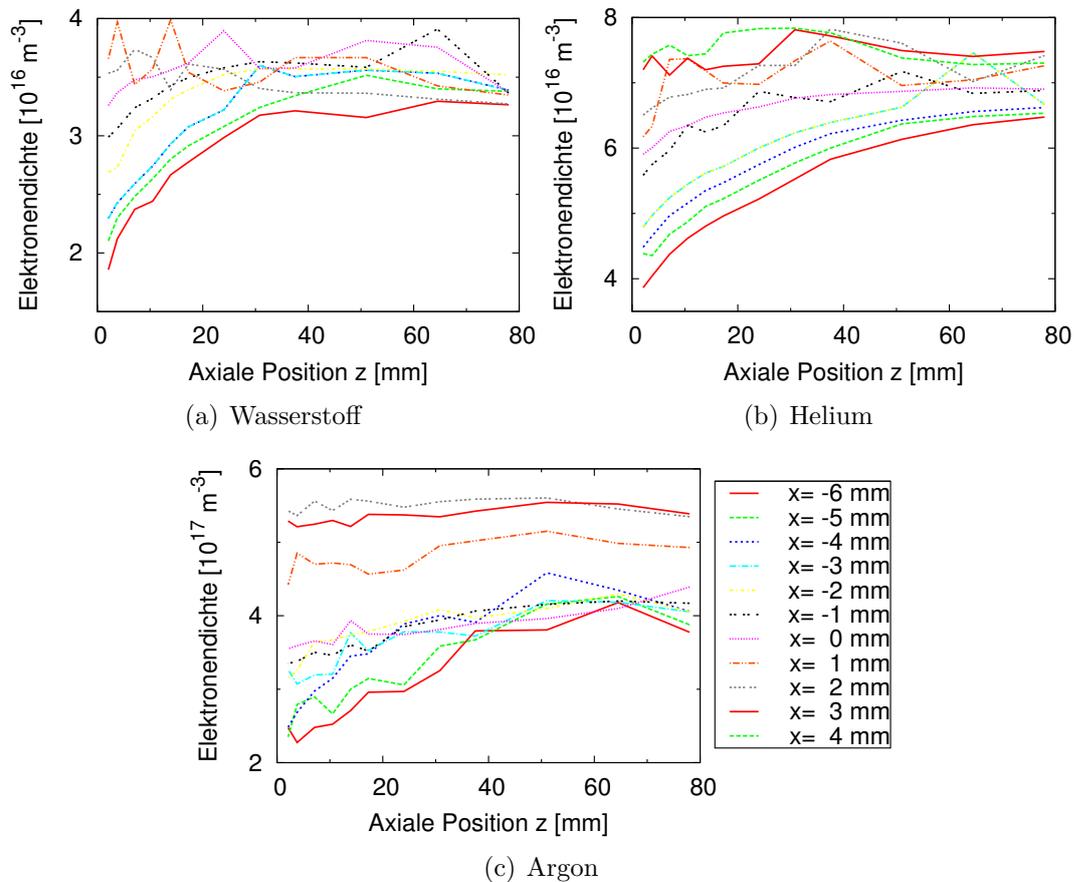


Abbildung 6.14: Axiale n_e -Profile im Schatten der Halbmaske. Die Legende gilt für alle drei Teilabbildungen.

Wendet man auf diese Daten das Dreiniveausystem Gl. (6.3) an, so kann man die Intensität einer ausgewählten Spektrallinie rekonstruieren. Für die Abb. 6.15 wurde jeweils eine intensive Linie des entsprechenden Gases ausgewählt [RJK⁺07], die auch spektroskopisch im folgenden Abschnitt 6.3 diagnostiziert wird.

In der Rekonstruktion kann man den Bereich des Plasmaschattens im Argon und Helium sehr gut erkennen. Durch die starke Überhöhung der Sichtbarkeit im inversen Schatten im Wasserstoff wird die Schattengrenze hier nicht deutlich sichtbar, vgl. Abb. 6.15.

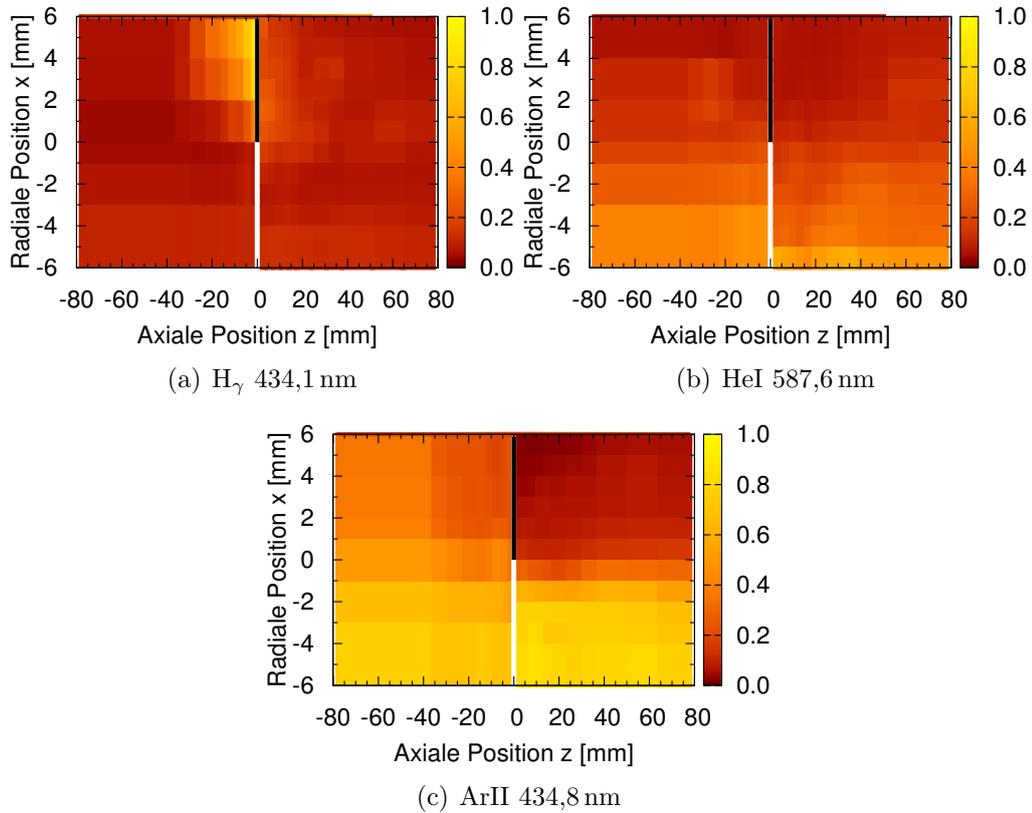


Abbildung 6.15: Rekonstruktion der Intensität sichtbarer Linien in einem Plasma mit Halbmaske.

Um den Einfluss der Rotation der Plasmasäule auf das Auffüllen der Dichte im Schattenbereich zu untersuchen, wurden ergänzende Messungen mit der rotations-symmetrischen Lochmaske, vgl. Kap. 3.6, durchgeführt. Diese wurde zentral in das Plasma eingebracht, so dass ihre Öffnung den Bereich $-17,5 \text{ mm} < x < 17,5 \text{ mm}$ durchlässt. Durch die Rotationssymmetrie der Maske konnte ein größerer radialer Bereich des Schattens im Gegensatz zur Halbmaske diagnostiziert werden. Für die deutliche Sichtbarkeit des inversen Schattens ist es wichtig zu erwähnen, dass in diesem Fall auch der heiße Bereich des Plasmas erfasst werden konnte, vgl. Abb. 6.10. Die Beobachtungen im Falle der Lochmaske, Abb. 6.16-6.18, stimmen in erster Näherung mit denen der Halbmaske, Abb. 6.11-6.13, überein. Jedoch ist in diesem Fall die Dichte im gesamten Bereich hinter der Maske reduziert gegenüber dem Bereich vor der Maske. Dieses war für die Halbmaske nur beim Helium zu beobachten. Auch findet eine stärkere Reduktion der Dichte statt, ihre Größenordnung erreicht für die beiden leichteren Gase fast den in der Diplomarbeit genannten Faktor 10.

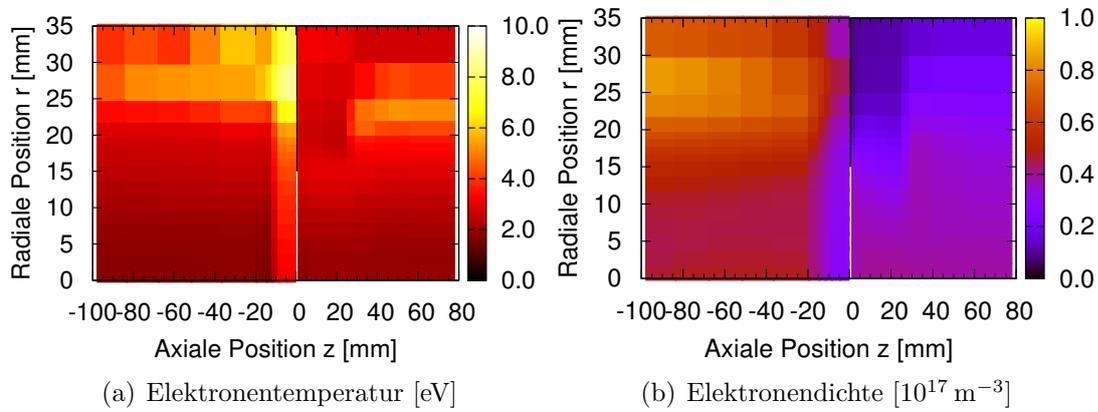


Abbildung 6.16: Wasserstoffplasma mit Lochmaske bei $z = 0$, $x \geq 17,5$ mm.

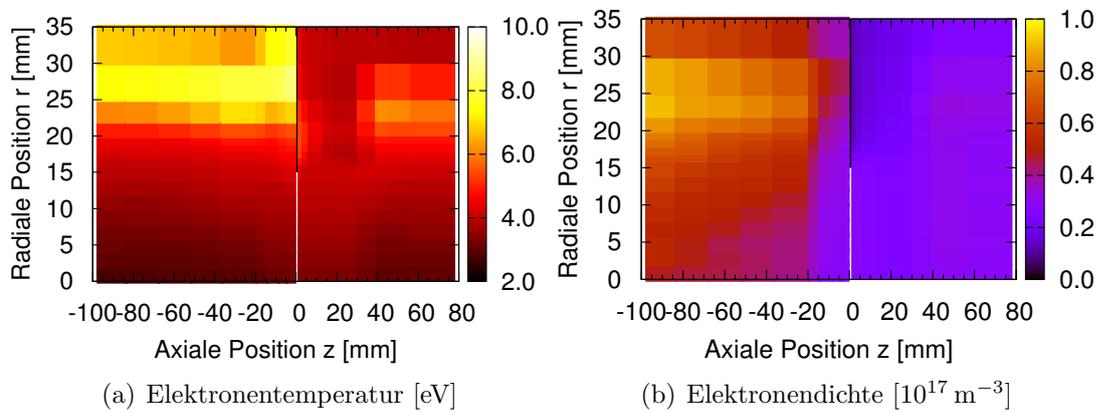


Abbildung 6.17: Heliumplasma mit Lochmaske bei $z = 0$, $x \geq 17,5$ mm.

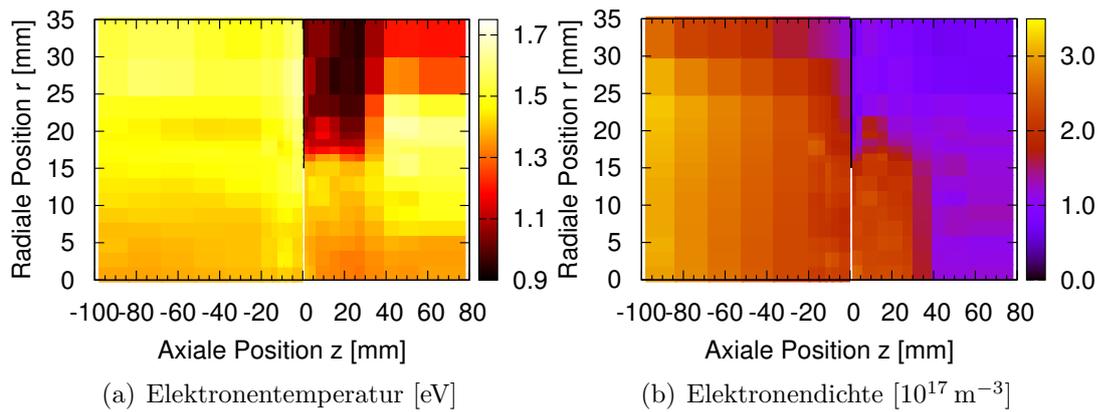


Abbildung 6.18: Argonplasma mit Lochmaske bei $z = 0$, $x \geq 17,5$ mm.

Die Abfallängen sind auch im Falle der Lochmaske sehr kurz, vgl. Abb. 6.19. Die Dichte in der gesamten Säule ist hinter der Lochmaske reduziert. Diese reduzierte Dichte erreicht im Wasserstoff nach ca. 8 mm und im Helium nach 20 mm einen konstanten Wert. Im Argon sind die Messungen direkt an der Lochmaske mit großen Schwankungen behaftet, so dass einige Messpunkte nicht ausgewertet wurden und eine saubere Auswertung der Abfallänge nicht vorgenommen werden konnte. Vergleicht man jetzt die gemessenen Abfallängen in Wasserstoff und Helium für beide Masken, so erkennt man, dass die Abfallänge im Helium jeweils um einen Faktor 2,5 größer ist. Jedoch halte ich es aufgrund der vorliegenden Datenbasis nicht für gerechtfertigt, hieraus einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Abfallänge und dem Ionengyrationsradius abzuleiten. Gerade der Vergleich mit Argon, so weit er denn möglich ist, lässt eine hohe gasartunabhängige Querdiffusion erkennen.

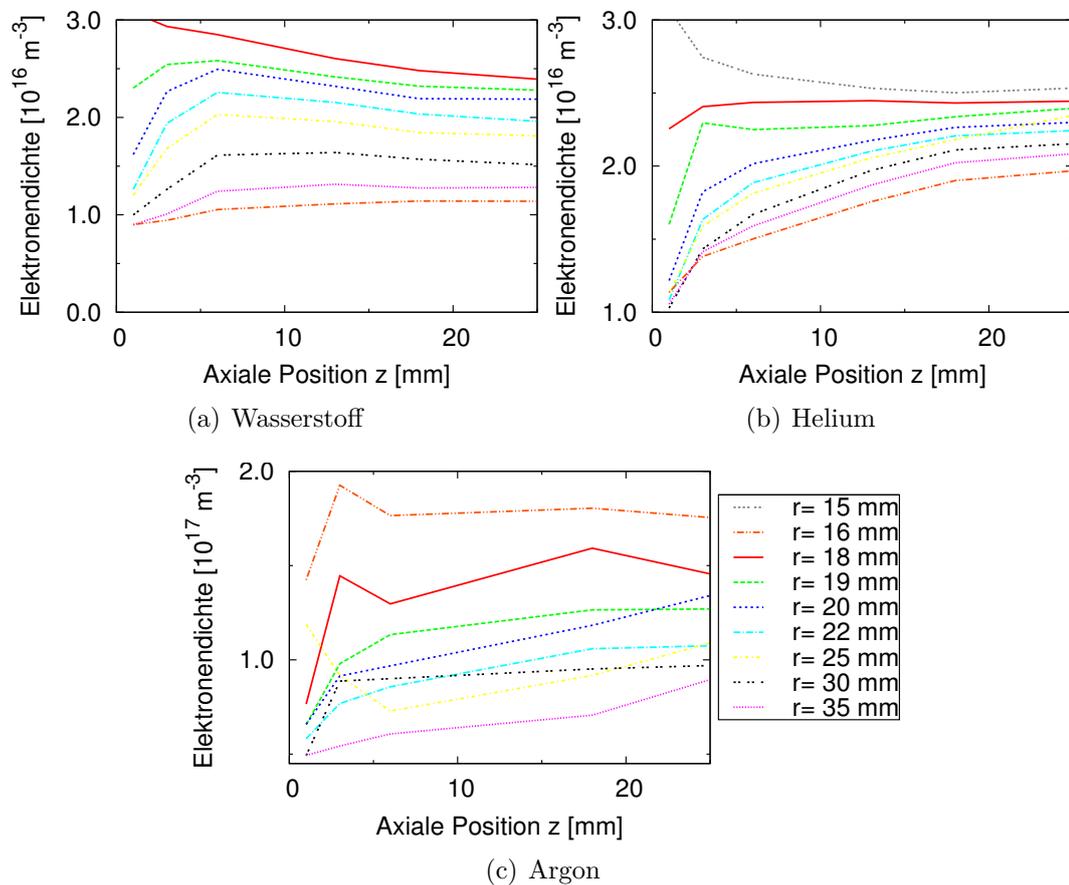


Abbildung 6.19: Axiale n_e -Profile im Schatten der Lochmaske.

Die Rekonstruktion der Sichtbarkeit, Abb. 6.20, deckt sich mit Beobachtungen mit

dem bloßen Auge, wo sich vor einem Limiter in einigen Fällen, insbesondere im Wasserstoff, ein inverser Schatten mit einer erhöhten Emissivität ausbildet. Da in diesem Fall das Beobachtungsgebiet auch den hochenergetischen Teil des Plasmas $25 \text{ mm} \leq r \leq 30 \text{ mm}$ erfasst, ist die Ausbildung des inversen Schattens im Bereich vor dem Limiter sehr gut zu erkennen. Der inverse Schatten wird vor allem durch die Erhöhung der Elektronentemperatur vor dem Limiter erzeugt.

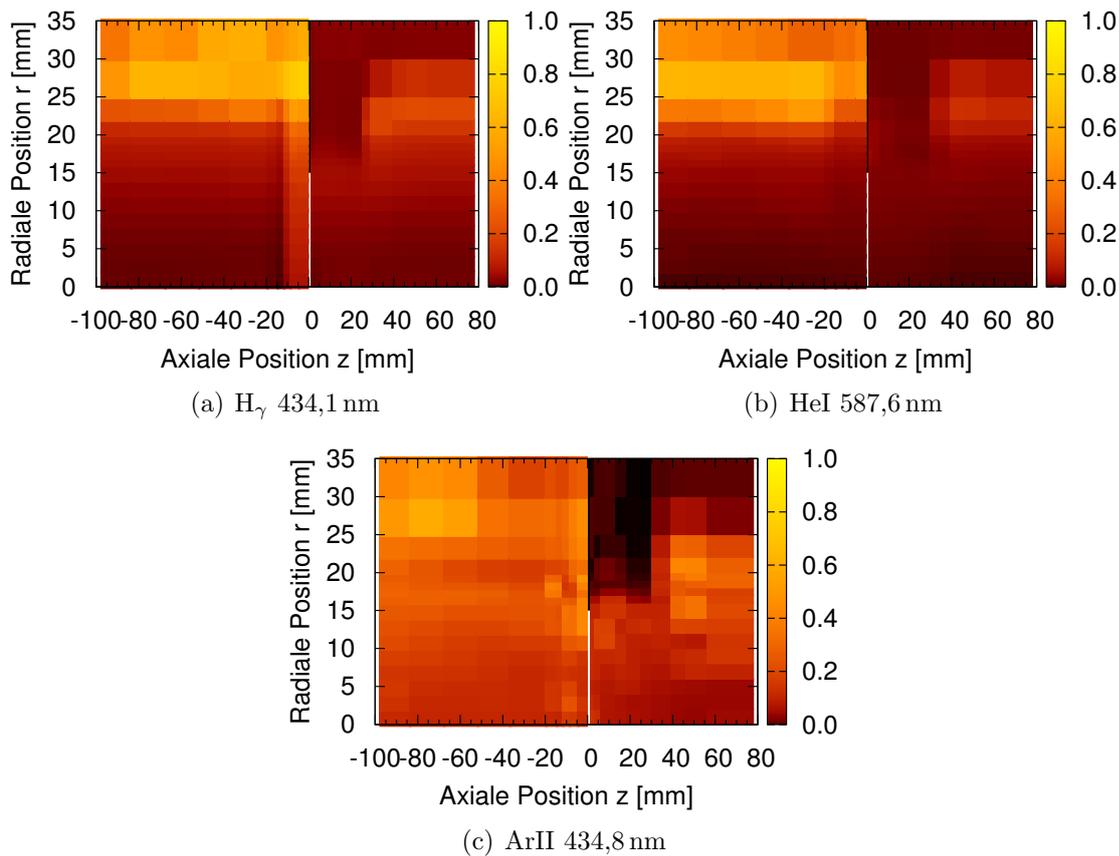


Abbildung 6.20: Rekonstruktion der Intensität sichtbarer Linien in einem Plasma mit Lochmaske.

Mir sind aus der Literatur keine Messungen oder Simulationen bekannt, die sowohl vor als auch hinter einem materiellen Limiter in derartiger Nähe durchgeführt worden sind. Insbesondere sind die orts aufgelösten Messungen vor einem Limiter ein Novum. Erwähnenswert ist, dass Sheehan et al. [SBM97] Messungen hinter einem Limiter in einem Bariumplasma einer Q-Maschine durchgeführt haben, bei denen sie eine Erhöhung der Plasmaturbulenzen durch Zugabe von SF_6 erreichten. Sie haben einen erhöhten Quertransport in den Schattenbereich gegenüber der theoretischen Erwartung festgestellt. Interessanterweise war dieses unabhängig vom

eingestellten Turbulenzgrad des Plasmas.

Durch die starke Annäherung an die Limiter konnten die sehr kurzen Abfalllängen in einem Plasma nachgewiesen werden. Die Verwendung der beiden Limiter, die einerseits die Rotationssymmetrie erhalten (Lochmaske) und andererseits brechen (Halbmaske), erlaubten es, den Einfluss der Maskengeometrie auf die Abfalllängen aufzuzeigen; für die Lochmaske ist die Abfalllänge des Dichteanstieges hinter einem Limiter wesentlich kürzer als diejenige der Halbmaske. Jedoch weist die Dichte im Schatten der Lochmaske geringere Werte als die Dichte im Schatten der Halbmaske auf. Die Rekonstruktion der Emission zeigt direkt die Entstehung des konventionellen und des inversen Plasmaschattens und wird am Ende des folgenden Abschnittes zur spektroskopischen Untersuchung erneut aufgegriffen.

6.3 Spektroskopische Messungen in unmittelbarer Umgebung eines Limiters

Die mit bloßen Auge so deutlich zu erkennenden Plasmaschatten, vgl. Kap. 6.1, motivierten zu einer quantitativen optischen Untersuchung. Diese wurde mittels einer örtlich aufgelösten Spektroskopie durchgeführt, vgl. Kap. 3.4. Meinem Kenntnisstand zufolge sind dies die ersten zweidimensionalen spektroskopischen Untersuchungen in der Umgebung eines Limiters.

Die Limiter wurden in die erste Ebene der Targetkammer platziert, vgl. Abb. 6.21. Senkrecht zum Limiter stand der spektroskopische Aufbau.

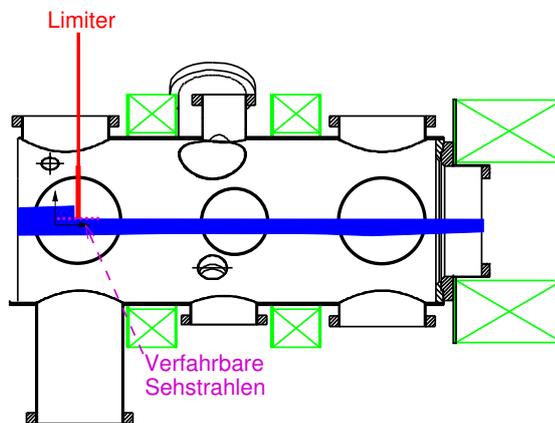


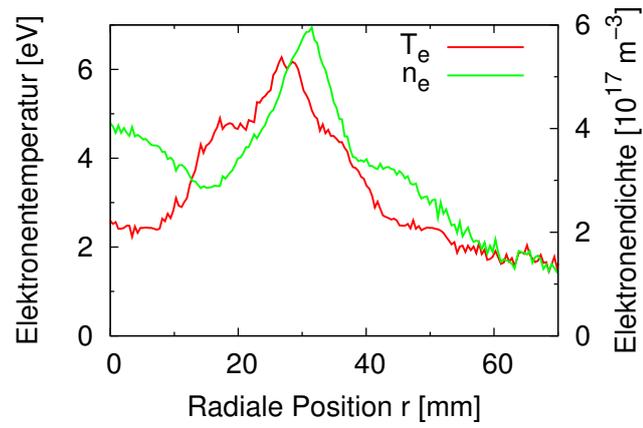
Abbildung 6.21: Skizze des Versuchsaufbaus in der Targetkammer des PSI-2. Der optische Aufbau ist in zwei Richtungen verfahrbar.

Wie schon bei den Langmuirsondenmessungen konnte nicht der gesamte Bereich der Umgebung eines Limiters ohne Umbau am Plasmagenerator PSI-2 untersucht

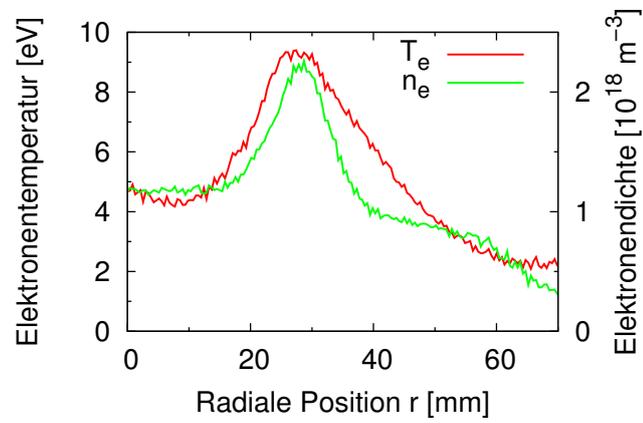
werden. Bei diesen Umbauten wurde die Position des Limiters im Flansch verändert. Durch den optischen Aufbau hatten die Sehstrahlen einen Durchmesser von 3,2 mm bei einem Abstand von 7,2 mm. Mittels eines Leuchtnormals wurden alle Intensitäten absolut kalibriert, vgl. Kap. B. Es wurde jeweils das Plasma in der Umgebung eines Limiters und zum Vergleich das Plasma ohne Limiter diagnostiziert. Erneut werden die Ergebnisse in der Reihenfolge steigender Massen des Gases gezeigt, um eine eventuelle Abhängigkeit vom Gyrationradius der Ionen zu erkennen. Im Anschluss an die spektroskopischen Messungen werden die Abfalllängen der Intensität im Plasmaschatten mit den Ergebnissen der Langmuirsonde verglichen.

Um eine ausreichende Intensität zu erhalten, mussten die Plasmen wesentlich energiereicher sein als diejenigen aus dem vorherigen Abschnitt 6.2. Die mittels Langmuirsonden aufgenommenen radialen Profile der drei Gasarten finden sich in Abb. 6.22, welche mit Abb. 6.10 zu vergleichen ist. Die Elektronentemperatur ist in allen Gasen um einen Faktor 1,5 höher. Die Elektronendichte des Wasserstoffs und Argons ist um einen Faktor 3...4 erhöht, wohingegen die Dichte im Helium um einen Faktor 10 gesteigert wurde.

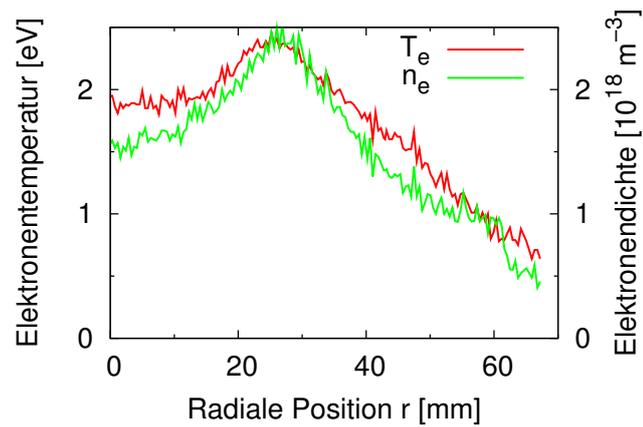
Die spektroskopisch gewonnenen Intensitäten werden in Falschfarben dargestellt, wobei die Skala der Intensität so gewählt wurde, dass ein maximaler Kontrast vorliegt. Die Achse ist verschoben, so dass die Limiter jeweils bei $z = 0$ mm stehen. Diese werden graphisch durch einen schwarzen Strich in den Abbildungen kenntlich gemacht. Auf den weißen Strich wurde im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt verzichtet, da aufgrund der geringeren Auflösung die Masken bereits so deutlich genug zu erkennen sind.



(a) Wasserstoff



(b) Helium



(c) Argon

Abbildung 6.22: n_e - und T_e -Profile in ungestörten Plasmen.

Zunächst werden die Messungen mit der Halbmaske präsentiert, Abb. 6.23-6.25. Die Intensitäten im Argon differierten an den unterschiedlichen Messtagen leicht, sowohl für das ungestörte als auch für das limitierte Plasma. Die Ursache für diesen Intensitätsunterschied konnte leider nicht geklärt werden. Die Messungen werden daher in Abb. 6.25 getrennt präsentiert. Zwischen den Messungen vor und hinter der Maske im Helium gab es einen radialen Versatz, der erst nachträglich erkannt wurde. Somit fehlen die Messungen im Bereich $x \leq -30$ mm vor der Maske, Abb. 6.24.

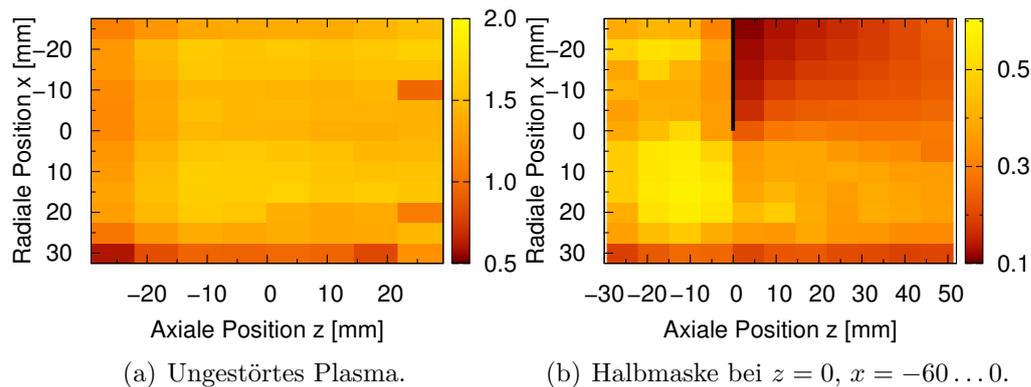


Abbildung 6.23: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der H_γ -Linie (434,1 nm) in einem Wasserstoffplasma mit Halbmaske. Intensität [$10^{14}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$].

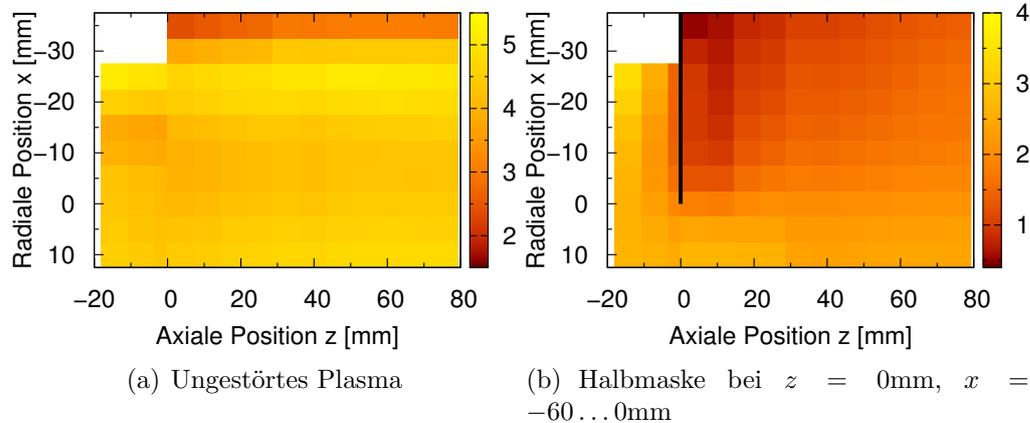


Abbildung 6.24: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der HeI-Linie (706,5 nm) in einem Heliumplasma mit Halbmaske. Intensität [$10^{14}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$].

In allen drei Gasen lässt sich im ungestörten Plasma das Hohlprofil der Plasmasäule gut erkennen. Im Bereich $r \approx 25$ mm wird die höchste Intensität beobachtet. Dies stimmt mit den Langmuirsondenmessungen überein, vgl. Abb. 6.22, die in diesem Bereich den Maximalwert der Elektronentemperatur und -dichte diagnos-

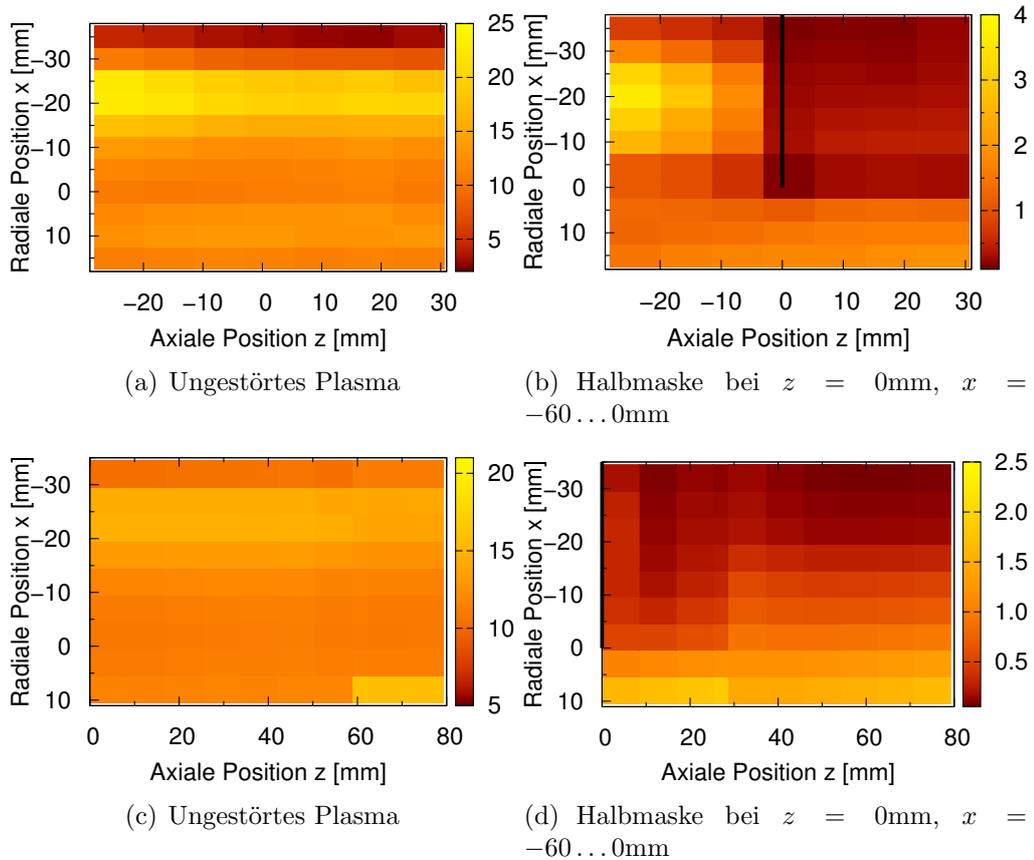


Abbildung 6.25: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der ArII-Linie (484,78 nm) in einem Argonplasma mit Halbmaske, Intensität [$10^{14}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$]. Die unteren beiden Abbildungen betrachten nur den Bereich hinter dem Limiter.

tizieren.

Im limitierten Plasma sind die Intensitäten im Plasmaschatten wesentlich geringer als im ungestörten Bereich. Vor der Maske bildet sich im hochenergetischen Bereich des Plasmas ein inverser Schatten aus, der am besten im Wasserstoff (Abb. 6.23) und Argon (Abb. 6.25) zu erkennen ist. Die Intensitäten des ungestörten Bereiches vor und hinter der Halbmaske differieren leicht. Auch der ungestörte Bereich weist eine leicht erniedrigte Intensität für axiale Positionen hinter der Halbmaske auf. In allen drei Gasen ist eine langsam steigende Intensität im Plasmaschatten mit zunehmendem axialen Abstand vom Limiter zu erkennen.

Beim Betrachten der Intensitätsverläufe, Abb. 6.26, fällt auf, dass in den beiden leichten Gasen keine Sättigung der Intensität sowohl im Schatten- als auch im ungestörten Bereich auftritt. Ansonsten ist die Tendenz in allen Gasen, dass zunächst ein schneller Anstieg der Intensität hinter der Halbmaske auftritt, gefolgt

von einem langsameren Anstieg. Die Intensität im Argon sättigt schneller, jedoch erreicht die Intensität des Schattengebietes nicht diejenige, die im ungestörten Plasma beobachtet wird. Der Intensitätsunterschied zwischen Schatten und gestörtem Bereich ist im Argon wesentlich größer als in den beiden leichteren Gasen.

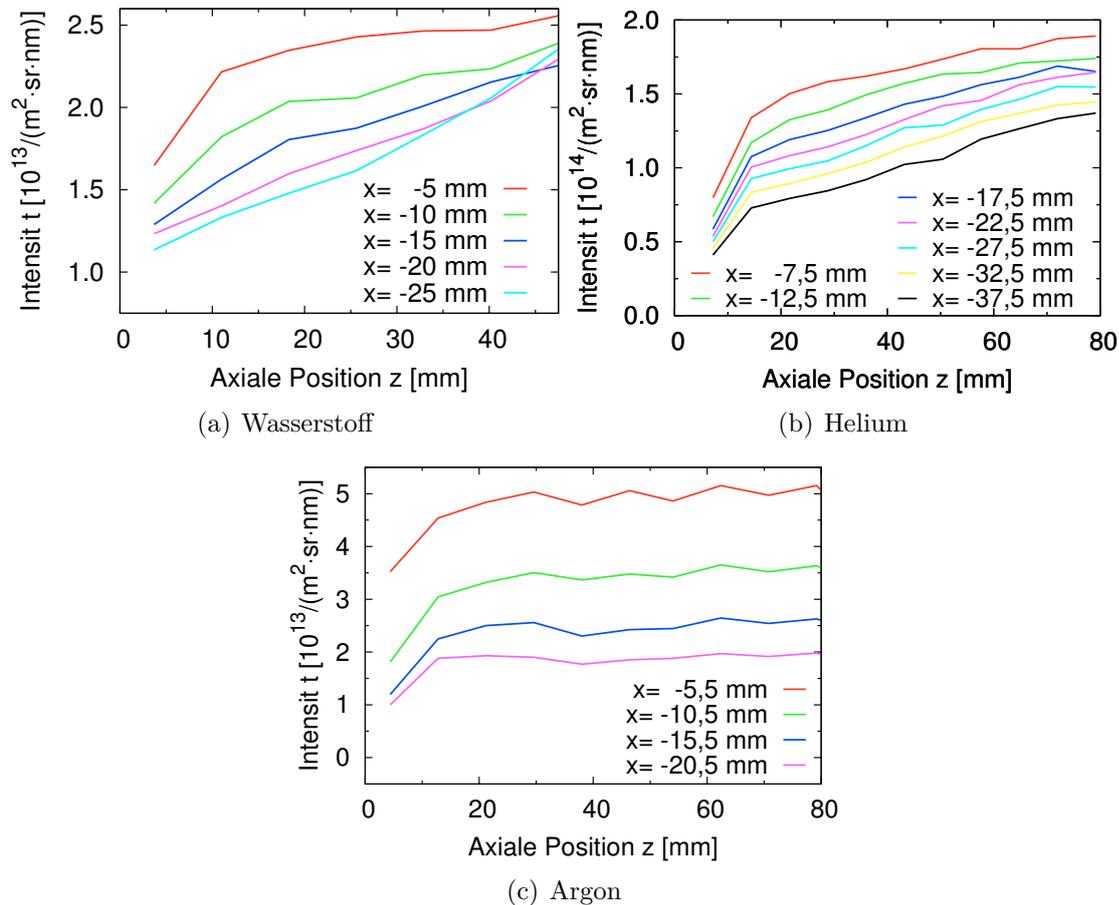


Abbildung 6.26: Intensitätsverläufe hinter der Halbmaske.

Für weitere Experimente wurde die Lochmaske zentral in das Plasma eingebracht, so dass ihre Öffnung den Bereich $-17,5 \text{ mm} < x < 17,5 \text{ mm}$ durchlässt. Bei den Wasserstoffmessungen ergeben sich große Intensitätsunterschiede vor und hinter der Lochmaske, Abb. 6.27, so dass der Bereich hinter der Lochmaske noch einmal gesondert mit angepasster Intensitätsskala gezeigt wird, Abb. 6.27c. Auffällig ist der große Intensitätsunterschied vor und hinter der Lochmaske. Erst in der Teilabbildung mit der angepassten Intensitätsskala ist das Durchströmen des Plasmas deutlich zu erkennen. Die Intensität hinter der Lochmaske im ungestörten Plasma nimmt rasch ab. Die Messungen für Helium, Abb. 6.28, und Argon, Abb. 6.29, zei-

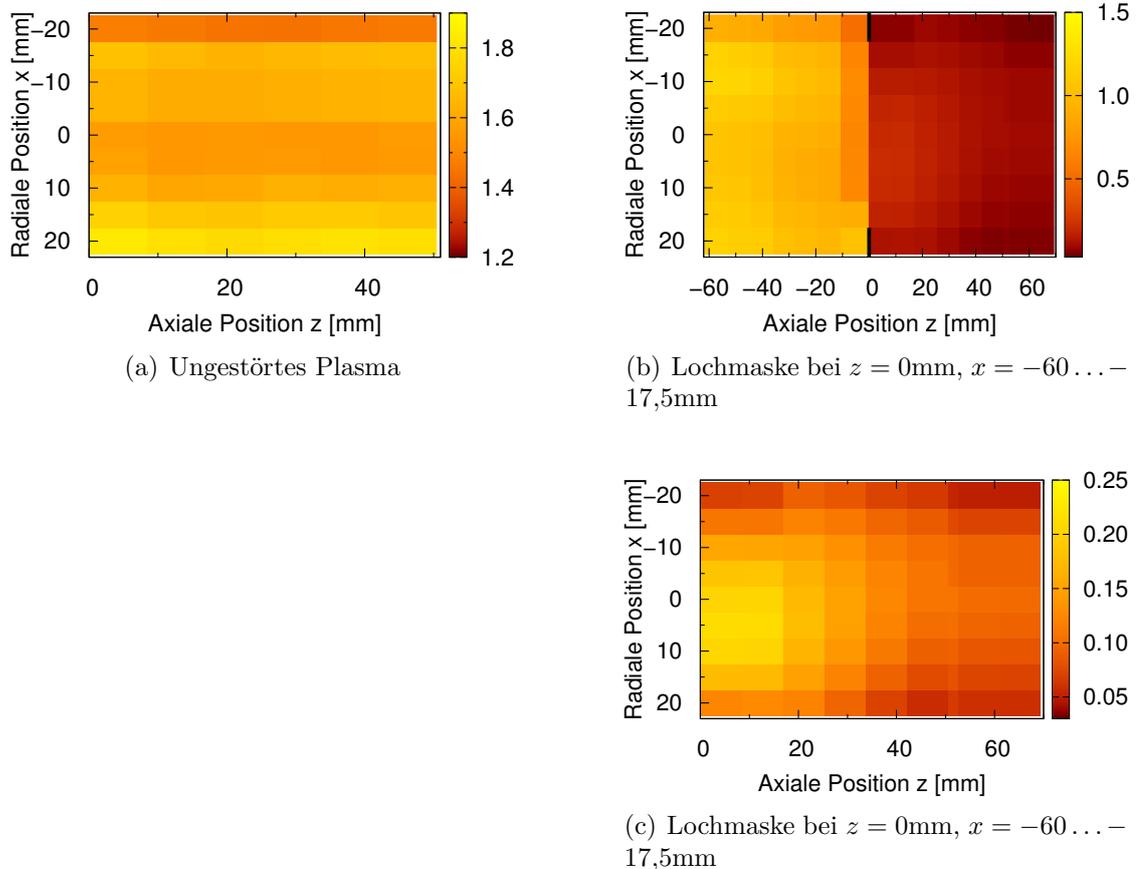


Abbildung 6.27: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der H_γ -Linie in einem Wasserstoffplasma mit Lochmaske, Intensität [$10^{14}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})$]. Die Teilabbildung (c) ist eine Reproduktion des Schattenbereiches aus (b) mit angepasster Intensitätsskala.

gen ein ähnliches Verhalten. Um einen größeren Teil des Schattens zu beobachten, wurde der Messbereich radial angepasst. Beim Argon wurde zusätzlich eine radial zentrierte Beobachtung vorgenommen. Hier gab es leichte Abweichungen zur nicht zentrierten Beobachtung, vgl. Abb. 6.29b und 6.29c, die nicht erklärbar waren. Wie man aber erkennen kann, ist die qualitative Übereinstimmung gegeben. Im Helium, Abb. 6.28, ist wie im Wasserstoff der starke Intensitätsunterschied des gestörten Plasmas vor und hinter der Lochmaske zu erkennen. Die Messungen im Helium haben leider nur kurze Abstände hinter der Lochmaske erfasst, so dass über den weiteren Verlauf im Schatten keine konkrete Aussage gemacht werden kann. Das Verhalten des durchströmenden Argonplasmas gleicht dem des Wasserstoffs. Auch hier nimmt die Intensität mit wachsendem axialen Abstand zur Lochmaske ab.

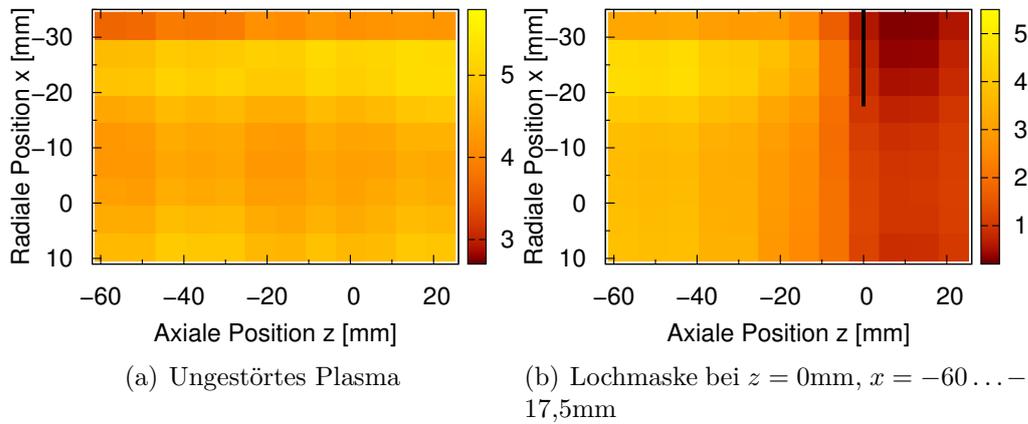


Abbildung 6.28: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der HeI-Linie (706,5 nm) in einem Heliumplasma mit Lochmaske, Intensität $[10^{14}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})]$.

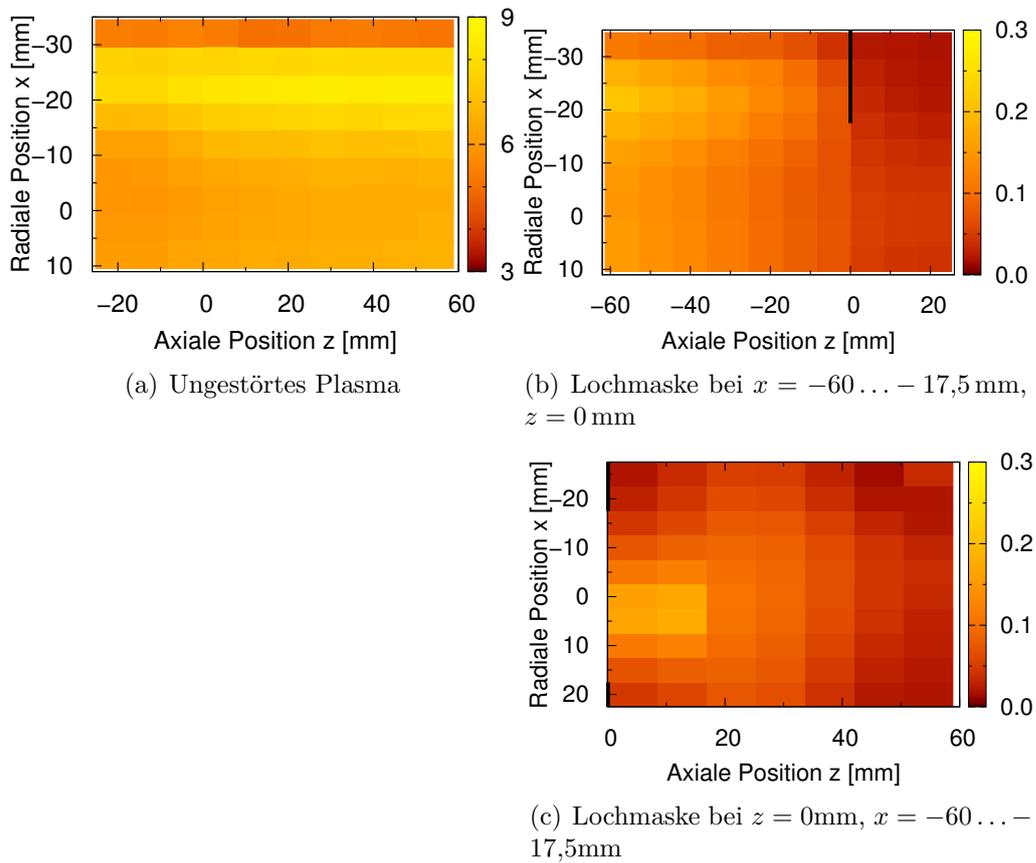


Abbildung 6.29: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der ArII-Linie (484,78 nm) in einem Argonplasma mit Lochmaske, Intensität $[10^{13}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{nm})]$.

Die Intensitätsverläufe hinter einer Lochmaske haben typischerweise zunächst einen Anstieg und danach einen flachen Abfall, vgl. 6.30. Dies gilt sowohl im Schatten der Maske als auch im ungestörten Plasmabereich. Das Plasma wird mit einer sehr hohen Querdiffusion in den Schattenbereich transportiert und verliert durch die Verteilung auf ein größeres Volumen an örtlicher Intensität. Da im Gegensatz zur Halbmaske kein weiterer Transport mittels Rotation der Plasmasäule in dieses Gebiet stattfinden kann, ist der Abfall sehr deutlich sichtbar. Wie oben erwähnt, war der axiale Bereich für die Messungen im Helium zu knapp gefasst, um den vollen Verlauf darzustellen. Die Verlaufsgraphik entfällt deshalb.

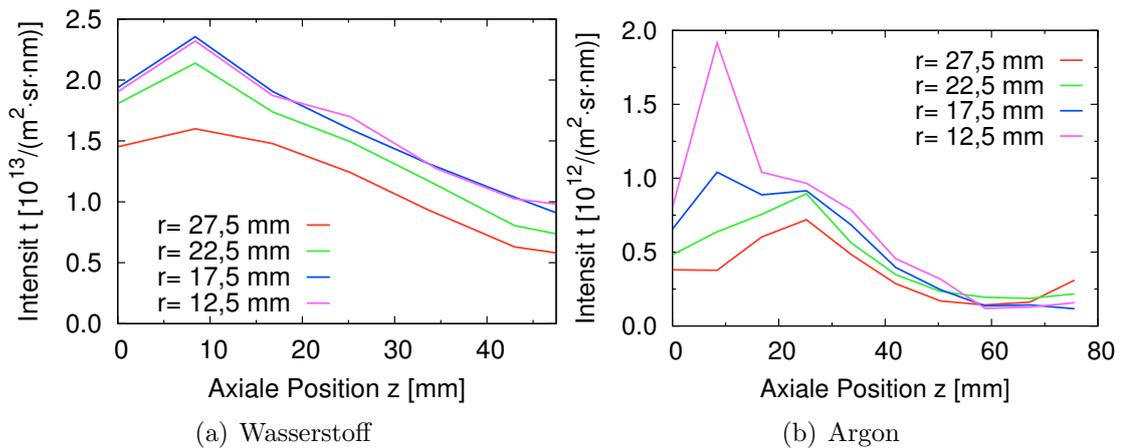


Abbildung 6.30: Intensitätsverläufe hinter der Lochmaske.

Zum Abschluss der spektroskopischen Untersuchung gilt es, einen Vergleich mit den im vorhergehenden Abschnitt gewonnenen Langmuirsondendaten zu ziehen. Bei den Langmuirsondenmessungen war die hohe Ortsauflösung entscheidend, während die Spektroskopie einen größeren Überblick geliefert hat. Es sei noch einmal daran erinnert, dass der Abstand der Sehstrahlen 7,2 mm betrug. Die Langmuirsonde hingegen hatte nur eine geringe Eintauchtiefe in den Schatten, vgl. Kap. 6.2. Dadurch ist ein Vergleich nur für sehr wenige Kurven möglich.

In Abb. 6.31 sind die Verläufe der Dichte hinter der Halbmaske und Lochmaske in der Nähe der jeweiligen Maskenkante aufgezeichnet. Für die Langmuirsonde wurden die Dichteprofile und für die Spektroskopie die Intensitätsprofile in Wasserstoff und Helium normiert. Auffällig ist die hohe Übereinstimmung der beiden Verläufe bei der Halbmaske und die Abweichung im Falle der Lochmaske. Es böte sich an, diesen Vergleich in Zukunft zu intensivieren. An dieser Stelle kann somit nur das Fazit gezogen werden, dass für die wenigen vergleichbaren Kurven der Verlauf bei der Halbmaske ähnlich ist. Bei der Lochmaske ergeben sich keine signifikanten Übereinstimmungen, weder für Wasserstoff noch für Argon. Auch der Versuch, statt der Elektronendichte die rekonstruierte Sichtbarkeit mit der spektroskopisch

ermittelten Intensität zu vergleichen, ergab keine Übereinstimmung. Ein Grund für die große Abweichung könnte die Veränderung des Verhaltens der Plasmen mit den Plasmaparametern sein. Diese waren, wie eingangs dieses Abschnittes erwähnt, im Falle der Langmuirsondenmessungen anders als im Falle der Plasmen, die für die Spektroskopie verwendet wurden.

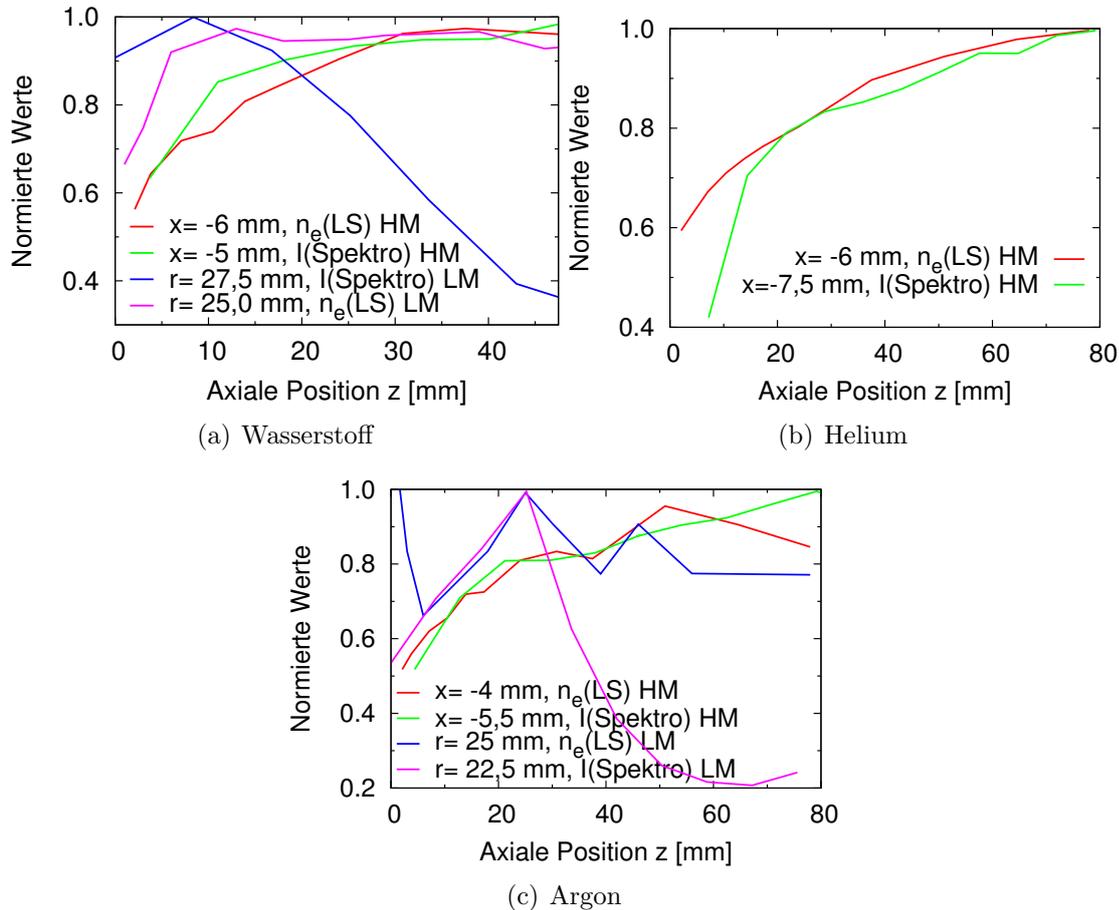


Abbildung 6.31: Vergleich des Intensitätsverlaufes hinter den Limitern mit dem Dichteverlauf gemessen mit Langmuirsonden.

Die spektroskopisch gewonnenen Daten zeigen einen nicht-systematischen Einfluss des Ionengyrationsradius. Die Abfalllängen skalieren nicht mit dem Gyrationradius. Jedoch zeigen alle drei untersuchten Gase ein ähnliches Verhalten mit einer hohen Querdiffusion und kurzen Abfalllängen in der unmittelbaren Umgebung materieller Limiter. Bei der Halbmaske wird im Vergleich zur rotationssymmetrischen Lochmaske zusätzliches Plasma durch die Rotation der Plasmasäule transportiert, so dass die Intensität des Plasmas im Schatten nur ansteigt und keinen Abfall erleidet. Im Fall der rotationssymmetrischen Lochmaske fällt die Intensität mit

wachsendem axialen Abstand zum Limiter in der gesamten Plasmasäule ab. Der konventionelle und der inverse Schatten können auch spektroskopisch in Übereinstimmung mit den Langmuirsondenmessungen nachgewiesen werden.

6.4 Messungen vor einem Limiter unter schrägem Einfall

In den bisherigen Abschnitten dieser Arbeit waren die Limiter stets senkrecht zum Magnetfeld des Plasmagenerators PSI-2 eingebracht. In diesem Abschnitt liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung des örtlichen Verlaufs der Plasmaparameter vor einem Limiter, und insbesondere deren Beeinflussung durch den Winkel zwischen Limiternormalen und dem Magnetfeld. Die Untersuchungen wurden mit einer verkippten Langmuirsonde vorgenommen, vgl. Kap. 3.1.4.

In bestehenden und zukünftigen toroidalen Anordnungen werden Divertorplatten häufig nicht senkrecht zum Plasma eingebaut, um eine größere Kontaktfläche zu ermöglichen [JTA⁺00, GHH⁺04]. Dieses soll die eintreffende Energie auf eine größere Fläche verteilen, um eine geringere Energiedichte zu erreichen. Damit wird die Materialbelastung und damit die Schädigung des Materials durch den hohen Energieeintrag vermieden beziehungsweise vermindert. Dieses erhöht die Lebensdauer der Materialien und somit die Wirtschaftlichkeit eines Fusionsreaktors entscheidend [MCS⁺05].

Trifft ein Plasma unter schrägem Einfall auf eine Wand, so hat das auch direkten Einfluss auf die Plasmaparameter. Chodura [Cho82] hat für den stoß- und quellenfreien Fall gezeigt, dass sich hierbei zusätzlich zur Schicht und Vorschicht eine sogenannte *magnetische Vorschicht* ausbildet, vgl. Kap. 6.4.1. Auf Choduras Artikel basieren eine große Anzahl weiterer theoretischer Arbeiten [DBB87, SPE92, Rie94, WC97, Ahe97, Ahe99, Hut96, VM01], wohingegen die experimentellen Arbeiten [MKGH92, KHDC95, SASC02, TOS⁺00, LWF08] sehr überschaubar sind. Die drei erstgenannten experimentellen Arbeiten sind in Plasmaanlagen mit einem sehr kleinen Magnetfeld ($B = 0,01$ T) entstanden. Am PSI-2 hat Koch [Koc04] den Einfluss des Winkels auf die Energie- und Teilchenflüsse auf ein Target bestimmt. Das damit zusammenhängende Erosions- und Abscheideverhalten wurde auch von Parks et al. [PL94] und Devaux et al. [DM08] untersucht.

Bisher gab es Sondenuntersuchungen vor Limitern, die unter einem Winkel zu einem Magnetfeld stehen, nur bezüglich des Potentials und der Temperatur [SASC02, TOS⁺00], wobei nur die Potentialmessungen orts aufgelöst waren; die Bestimmung der Elektronentemperatur geschah an einem festen Ort. Die hier präsentierten orts aufgelösten Messungen der Elektronendichte und -temperatur vor einem Limiter unter schrägem Einfall unter divertorähnlichen Bedingungen stellen ein Novum

dar.

Neben den Langmuirsondenmessungen sind zeitgleich Messungen mit Laser induzierter Fluoreszenz (LIF) in Argon durchgeführt worden [LWF08, Lun08]. LIF kann an den Ionen des Wasserstoffs bzw. Deuteriums nicht eingesetzt werden. Diese beiden für die Fusionsforschung so wichtigen Gase konnten nur mit den Langmuirsonden untersucht werden. Die mit den Langmuirsonden gewonnenen Ergebnisse geben einerseits direkte Informationen über das Verhalten von Wasserstoffplasma vor einem Limiter unter schrägem Einfall, andererseits stellt der gleichzeitige Einsatz der beiden Messmethoden in Argon eine Möglichkeit dar, die dort mit Hilfe von LIF erhaltenen Ergebnisse auf die Wasserstoffisotope zu übertragen.

Für die Messungen in diesem Abschnitt wird die Halbmaske so eingesetzt, dass der gesamte Plasmastrahl auf sie trifft. Der Winkel zum Magnetfeld des PSI-2 kann über eine Drehdurchführung eingestellt werden. Die Aufhängung geschah floatend. Die Drehachse war nicht in der Ebene des Limiters, somit veränderte sich der axiale Abstand der Langmuirsonde zum Limiter bei einer Drehung desselben. Dieses wird weiter unten (Kap. 6.4.2) betrachtet. Die Langmuirsonde ist an einem gegenüberliegenden Port montiert und kann sowohl radial verfahren als auch in axialer Richtung verkippt werden, vgl. Abb. 6.32. Aus der Überlagerung dieser beiden Verstellmöglichkeiten resultiert eine axiale Gesamtbewegung, vgl. Kap. 3.1.4. Zusätzlich wurden radiale Profile mit der Langmuirsonde in einem Abstand von 78 mm zum Limiter aufgenommen.

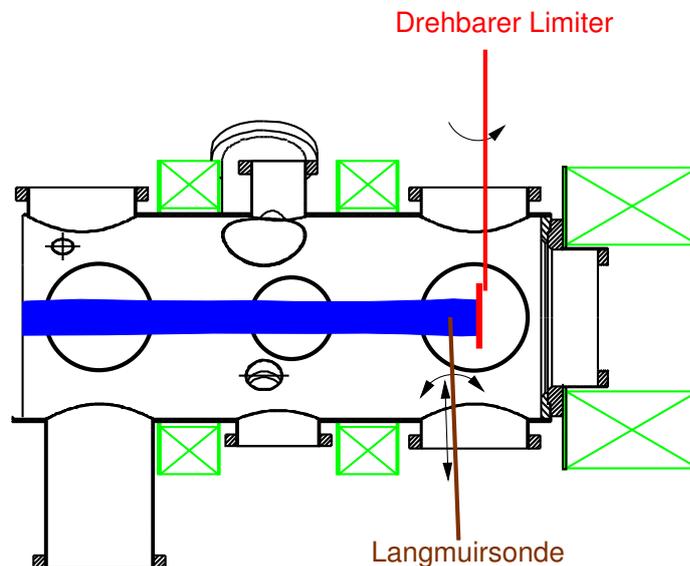


Abbildung 6.32: Skizze des Versuchsaufbaus in der Targetkammer des PSI-2. Der Limiter ist winkelverstellbar. Die Langmuirsonde ist verkipptbar und radial verfahrbar.

6.4.1 Schicht vor einem Limiter

Bevor der allgemeine Fall des Einfalls eines magnetisierten Plasmas auf einem Limiter unter einem beliebigen Winkel erläutert wird, möchte ich kurz auf den Spezialfall des senkrechten Einfalls eingehen. Anhand dessen wird hier das Schichtmodell skizziert, welches sich vor einem in ein Plasma eingebrachten Gegenstand ausbildet.

Bringt man einen Limiter in ein Plasma ein, so wird dieser sowohl von neutralen, als auch von geladenen Teilchen (Elektronen und Ionen) getroffen. Bei vergleichbaren Temperaturen der beiden geladenen Spezies haben die Elektronen aufgrund ihrer kleineren Masse eine höhere Geschwindigkeit und treffen somit vor den Ionen auf den Limiter. Dieser wird hierdurch negativ vorgespannt, verdrängt weitere anströmende Elektronen und zieht die Ionen an. Sind die Ströme im Gleichgewicht (Ambipolarität), ist das Potential des Limiters das Floatingpotential (U_{fl}). Dieses unterscheidet sich vom Plasmapotential (U_{pl}), vgl. auch Kap. 3.1. Durch die Debyeabschirmung kann eine solche Potentialstörung nur auf einem kleinen Gebiet wirken, typischerweise liegt die Größe der Störung im Bereich einiger Debyelängen, vgl. Gl. (3.7), man spricht hier von der sogenannten *Schicht*. Dieses Thema ist Gegenstand vieler Veröffentlichungen, z.B. [Rie91, Che84], und ist auch in meiner Diplomarbeit zu finden [Wal05].

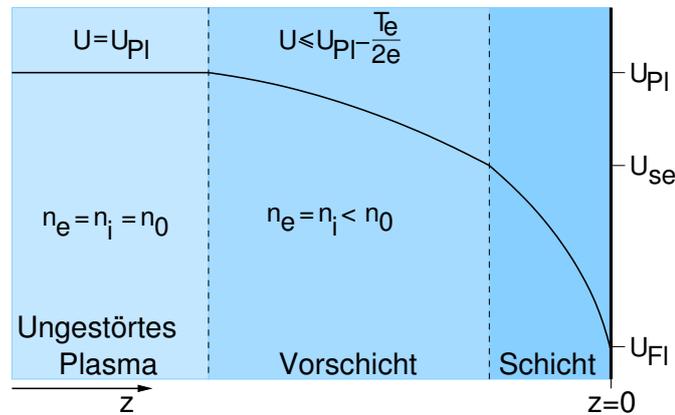


Abbildung 6.33: Schichtmodell und Potentiale für einen Limiter bei $z = 0$.

Unter der Annahme einer kleinen Schicht im Vergleich zum Limiter kann eine eindimensionale Betrachtung herangezogen werden. Die Schichtkante ist gerade so definiert, dass sie den Übergang der Quasineutralität ($n_e \approx n_i$) in den Bereich darstellt, in dem die Quasineutralität nicht mehr gilt. Dadurch ergibt sich ein Potential an der Schichtkante (U_{se}), welches sich sowohl von U_{fl} als auch von U_{pl} unterscheidet, vgl. Abb. 6.33.

Aufgrund der Erhaltung der Energie setzt eine Beschleunigung der zunächst kalten

Ionen ($T_i = 0$) ein

$$\frac{1}{2}m_i v^2 = \frac{1}{2}m_i v_{se}^2 - e(U(z) - U_{se}) \quad (6.4)$$

$$v(z) = \sqrt{v_{se}^2 - \frac{2e(U(z) - U_{se})}{m_i}}, \quad (6.5)$$

wobei e die Elementarladung ist, $U(z)$ das der Position z zugehörige Potential und v_{se} die Geschwindigkeit an der Schichtkante.

Die Flussserhaltung, Gl. (5.3), und der Ansatz einer nur geringen Abweichung von einer Boltzmannverteilung für die Elektronen führt zu einer gleichzeitigen Verarmung in der sogenannten *Vorschicht*. Mit n_0 als Dichte des ungestörten Plasmas:

$$\Gamma_{se} = \Gamma(z) \Rightarrow n_{se} v_{se} = n_i(z) v(z) \quad (6.6)$$

$$n_i(z) = n_{se} \left(\sqrt{1 - \frac{2e(U(z) - U_{se})}{m v_{se}^2}} \right)^{-1} \quad (6.7)$$

$$n_e(z) = n_0 \exp\left(\frac{e(U(z) - U_{pl})}{k_B T_e}\right) = n_{se} \exp\left(\frac{e(U(z) - U_{se})}{k_B T_e}\right). \quad (6.8)$$

Mit Hilfe der Poissongleichung (6.9) folgt:

$$\begin{aligned} -\varepsilon_0 \frac{d^2 U}{dz^2} n = \rho &= e(n_i - n_e) \quad (6.9) \\ -\varepsilon_0 \frac{d^2 U}{dz^2} &= e n_0 \left(- \left(\sqrt{1 - \frac{2e(U(z) - U_{pl})}{m v_{se}^2}} \right)^{-1} + \exp\left(\frac{e(U(z) - U_{pl})}{k_B T_e}\right) \right). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Diese auf den ersten Blick umständliche Gleichung kann zur besseren Lesbarkeit transformiert werden, vgl. [Che84]. Hierbei wird dann auch die sogenannte *Machzahl* M eingeführt. Sie gibt das Verhältnis der Geschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit wieder.

$$\chi := \frac{-e(U(z) - U_{pl})}{k_B T_e} \quad (6.11)$$

$$\zeta := \frac{z}{\lambda_{Deb}} = z \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e}} \quad (6.12)$$

$$M := \frac{v}{(k_B T_e / m)^{1/2}} \quad (6.13)$$

$$(6.10) \Rightarrow \frac{d^2 \chi}{d\zeta^2} = \left(1 + \frac{2\chi}{M^2}\right)^{-1/2} - \exp(-\chi) \quad (6.14)$$

Hier können beide Seiten durch eine Multiplikation mit der ersten Ableitung von χ integriert und die beiden Terme auf der rechten Seite in eine Reihe nach Taylor entwickelt werden. Es ergibt sich die folgende Ungleichung:

$$\frac{1}{2}\chi^2 \left(-\frac{1}{M^2} + 1 \right) > 0. \quad (6.15)$$

Somit muss die Machzahl absolut größer als 1 sein, was bedeutet, dass die Strömungsgeschwindigkeit an der Schichtkante Schall- bzw. Überschallgeschwindigkeit erreicht. Diese Bedingung wird als Bohmkriterium [Boh49] bezeichnet und wurde kürzlich am Plasmagenerator PSI-2 für den allgemeinen Fall $T_i > 0$ experimentell bestätigt [LFW08]:

$$v_{se} \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}}. \quad (6.16)$$

Bei einem exakt erfüllten Bohmkriterium an der Schichtkante ($M = 1$) ist auch eine Bedingung an die Größe der bereits erwähnten Beschleunigung in der Vorschicht gegeben. Die Einflüssigkeitsgleichung (6.17) in Kombination mit der idealen Gasgleichung (6.18) führt auf eine Funktion der Dichte von der Machzahl, Gl. (6.20).

$$0 = \frac{d}{dz} (m_i n v^2 + p) \quad (6.17)$$

$$p = n k_B (T_e + T_i) \quad (6.18)$$

$$\Rightarrow 0 = \frac{d}{dz} (m_i (n M^2 c_s^2 + n c_s^2)) = \frac{d}{dz} (n M^2 + 1) \quad (6.19)$$

$$\Rightarrow n(M) = \frac{n_0}{M^2 + 1} \quad (6.20)$$

Das Verhältnis der Dichte an der Schichtkante zur ungestörten Dichte, lässt sich durch die Gl. (6.20) und (6.8) beschreiben. Daraus lässt sich dann eine Beziehung zwischen Schicht- und Plasmapotential ableiten.

$$n_{se} = \frac{1}{2} n_0 \quad (6.21)$$

$$\frac{n_{se}}{n_0} = \exp\left(\frac{e(U_{se} - U_{pl})}{k_B T_e}\right) \quad (6.22)$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{e(U_{se} - U_{pl})}{k_B T_e}. \quad (6.23)$$

$$U_{se} = U_{pl} - \ln(2) \frac{k_B T_e}{e} \quad (6.24)$$

Findet der Einfall nicht unter senkrechtem Winkel statt, so bleibt der Übergang vom ungestörten Plasma zur Vorschicht erhalten. Nun schließt sich an die Vorschicht aber die magnetische Vorschicht an, vgl. Abb. 6.34, die auch als *Chodura*

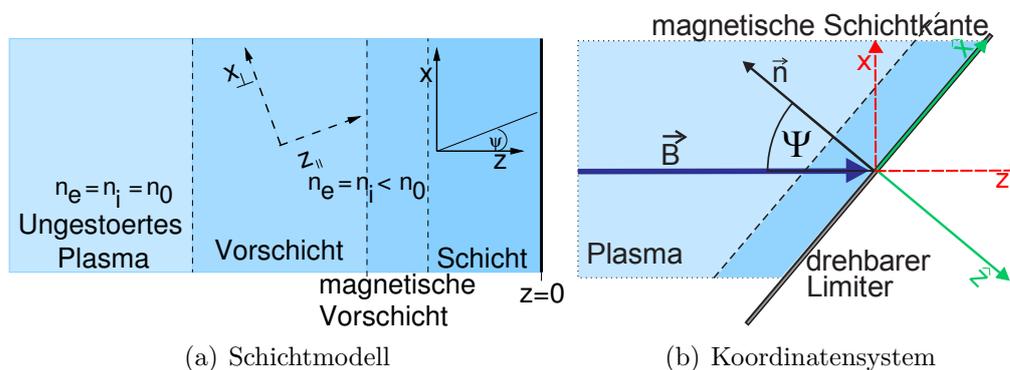


Abbildung 6.34: Magnetische Vorschicht.

layer bezeichnet wird.

In der magnetischen Vorschicht hat das elektrische Feld schon einen so starken Einfluss, dass die Ionen abgelenkt werden, die Elektronen sich aber noch wie in der Vorschicht verhalten. Die Größe dieser magnetischen Vorschicht hängt vom Ionengyrationsradius und von der Stärke und dem Winkel des Magnetfelds zur Flächennormalen des Limiters ab, vgl. Gl. (6.32). Der magnetischen Vorschicht schliesst sich die elektrostatische Schicht, die aus dem senkrechten Einfall bekannt ist, an. Wir können neben dem Laborkoordinatensystem (vgl. Kap. 2) noch ein mitgedrehtes Koordinatensystem (vgl. Abb. 6.34) definieren, welches folgende Transformationsmatrix besitzt und deren Komponenten durch ein $\hat{\cdot}$ gekennzeichnet sind:

$$\hat{x} = \cos(\psi)x + \sin(\psi)z \quad (6.25)$$

$$\hat{y} = y \quad (6.26)$$

$$\hat{z} = \sin(\psi)x + \cos(\psi)z \quad (6.27)$$

Damit ergibt sich für das Magnetfeld im gedrehten Koordinatensystem

$$\hat{\vec{B}} = B \cdot \begin{pmatrix} \sin(\psi) \\ 0 \\ \cos(\psi) \end{pmatrix}. \quad (6.28)$$

Für die Modellierung des Dichteverlaufs dient das von Chodura entwickelte Modell. Daher sei angemerkt, dass die x -Koordinate bei Chodura in meinem System der \hat{z} -Koordinate entspricht. Die zu lösende Gleichung, Gl. (16) aus [Cho82] lautet somit:

$$\left(u_{\hat{z}}^2 - c_s\right) \frac{\partial^2 u_{\hat{z}}}{\partial \hat{z}^2} + \frac{u_{\hat{z}}^2 + c_s^2}{u_{\hat{z}}} \frac{\partial u_{\hat{z}}}{\partial \hat{z}} + \hat{\Omega}^2 u_{\hat{z}} + \frac{\Omega_x c_s}{u_{\hat{z}}} = \text{const..} \quad (6.29)$$

Mit $\hat{\Omega} = \frac{e}{m_i} \hat{B}$ und $c_s = \sqrt{\frac{k_B(T_e+T_i)}{m_i}}$. Zusammen mit der stationären Kontinuitätsgleichung

$$n \cdot v = \Gamma = \text{const.}, \quad (6.30)$$

vgl. Gl. (4.2), lässt sich neben der Geschwindigkeit auch die Dichte bestimmen. Im weiteren Verlauf werden die theoretischen Profile jeweils im Laborsystem (z.B. $n(z)$) dargestellt. Die Größe der magnetischen Vorschicht kann mit [Cho82] im gedrehten Koordinatensystem bzw. im Laborsystem

$$\hat{\lambda}_{\text{mag}} = \sqrt{6} \left(\frac{c_s}{|\Omega|} \cdot \frac{|\Omega|}{c_s} \right) \sin(\psi) \quad (6.31)$$

$$\lambda_{\text{mag}} = \sqrt{6} \left(\frac{c_s}{|\Omega|} \right) \tan(\psi), \quad (6.32)$$

abgeschätzt werden.

6.4.2 Korrektur der axialen Position

Da der Limiter nicht exakt in der Drehachse der Durchführung montiert werden konnte, veränderte sich je nach Winkel der axiale Abstand zwischen der Langmuirsonde und dem Limiter bereits ohne Verkippung der Langmuirsonde. Diese Veränderung wurde gemessen (vgl. Abb. 6.35) und in die Bestimmung des axialen Abstandes einbezogen, vgl. Abb. 6.36.

Für die photographischen Aufnahmen der Abb. 6.35 wurde von der linken Seite (Kathodenseite des PSI-2) rotes Licht mit einem Laser auf der optischen Achse eingestrahlt. Dieses trifft die Sondenspitze ganz links im Bild. Der Teil des Lichtstrahls, der nicht die Spitze trifft, wird dann auf dem Limiter sichtbar, mittlerer Teil des Bildes. Man kann sehen, dass der Auftreffpunkt des Lasers auf dem Limiter mit zunehmenden Drehwinkel zur Sonde hin verschoben wird. Der Kreis auf dem Limiter, der insbesondere auf dem untersten Photo gut zu erkennen ist, ist durch Einwirkung des Plasmas auf den Limiter entstanden (Hohlprofil des PSI-2). Eine ähnliche Erscheinung war bereits bei der Abb. 3.20 zu erkennen.

Als axialer Abstand wird bei den axialen Profilen der Abstand zwischen der Sonde und dem Schnittpunkt der optischen Achse mit dem Limiter angegeben.

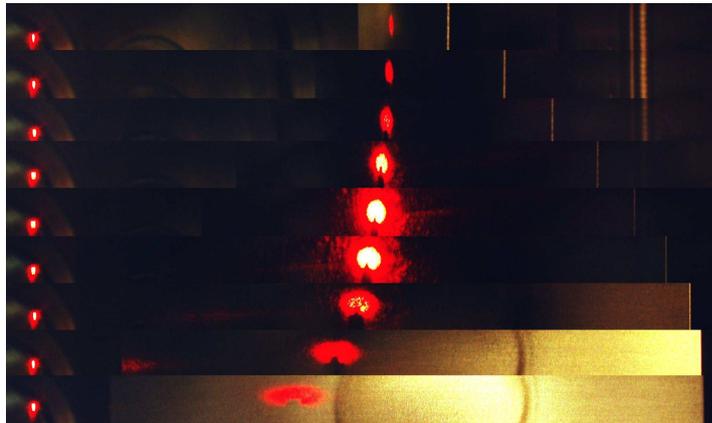


Abbildung 6.35: Aufnahmen einer Sonde vor einem Limiter, der zur Achse verdreht wurde. Von links strahlt ein roter Laser auf der Achse. Winkel von oben nach unten: 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , 80° . Man sieht links im Bild die Spitze der Langmuirsonde vom roten Laser erleuchtet und links den Auftreffpunkt auf dem Limiter. Die Photokamera stand leicht versetzt zum Limiter, um auch die 0° Aufnahme zu ermöglichen.

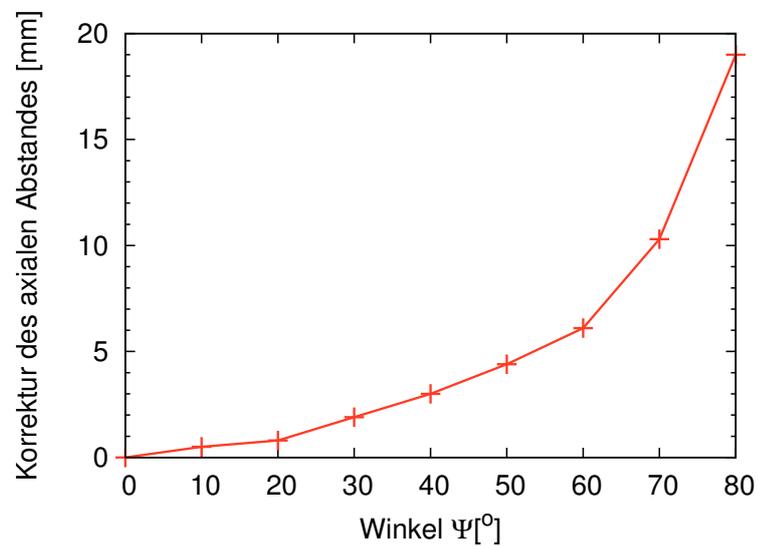


Abbildung 6.36: Korrektur der axialen Position in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Limiters.

6.4.3 Experimentelle Ergebnisse

Floatingpotential des Limiters

Das Floatingpotential eines Objektes ist abhängig vom Einfallswinkel des Plasmas. Dieses wurde von Koch et al. [KBF03] gezeigt. Sie haben eine empirische Formel angegeben, die für einen großen Winkelbereich stimmt, und die hier kurz wieder gegeben wird. Für sehr große Winkel, nahe 90° , ist diese Gleichung nicht mehr gültig, da dann kaum noch Elektronen die Limiteroberfläche erreichen. Aufgrund der großen Ionengyrationsradien bleibt der Beitrag der Ionen jedoch endlich. Dieses führt dazu, dass das Floatingpotential in das Plasmapotential übergeht [Koc04]. Für das Floatingpotential liegt ein ambipolarer Fluß vor

$$j_{\text{sat},i}(U_{\text{fl}}) + j_{\text{sat},e}(U_{\text{fl}}) = 0, \quad (6.33)$$

mit den jeweiligen Ionen- (i) bzw. Elektronensättigungsstromdichten (e) $j_{\text{sat}, i, e}$. Für Spannungen kleiner als das Plasmapotential ($U < U_{\text{pl}}$) gilt:

$$j_i(U) = j_{\text{sat},i} \quad \text{und} \quad j_e(U) = j_{\text{sat},e} \exp\left(\frac{eU}{k_{\text{B}}T_e}\right) \quad (6.34)$$

$$\Rightarrow \frac{eU_{\text{fl}}}{k_{\text{B}}T_e} = \ln\left(\frac{j_{\text{sat},i}(\psi)}{j_{\text{sat},e}(\psi)}\right), \quad (6.35)$$

mit dem Einfallswinkel ψ . Unter der Annahme eines einfachen Ansatzes [MFM⁺90] hängen die Sättigungsströme in Form einer Kosinusabhängigkeit vom Winkel des eintreffenden Plasmas ab:

$$j_{\text{sat}, i, e}(\psi) = j_{\text{sat}, i, e}(0^\circ) (\beta_{i, e} + (1 - \beta_{i, e}) \cos \psi). \quad (6.36)$$

Um eine bessere Vergleichbarkeit der drei Gase zu gewähren, wähle ich eine leicht andere Darstellungsweise als Koch et al., indem ich die Differenz des Floatingpotentials normiere $\left(\frac{U_{\text{fl}}(\psi) - U_{\text{fl}}(0^\circ)}{U_{\text{fl}}(0^\circ)}\right)$. Dieses Verhältnis kann man aus Gl. (6.35) und Gl. (6.36) ableiten:

$$\frac{U_{\text{fl}}(\psi) - U_{\text{fl}}(0^\circ)}{U_{\text{fl}}(0^\circ)} = \frac{1}{U_{\text{fl}}(0^\circ)} \frac{k_{\text{B}}T_e}{e} \ln\left(\frac{\beta_e + (1 - \beta_e) \cos(\psi)}{\beta_i + (1 - \beta_i) \cos(\psi)}\right). \quad (6.37)$$

In Abb. 6.37 sind die gemessenen Werte mit denen aus der empirisch gewonnenen Theorie, Gl. (6.37), aufgetragen. Für die Theorie habe ich folgende Werte angesetzt: $\beta_e = 0,002$ für alle Gase, $\beta_i = 0,06$ für Wasserstoff, $\beta_i = 0,11$ für Deuterium und $\beta_i = 0,1$ für Argon.

Wie man erkennen kann, stimmt der Verlauf von experimentellen und theoretischen Werten bis zu einem Winkel von 70° relativ gut überein.

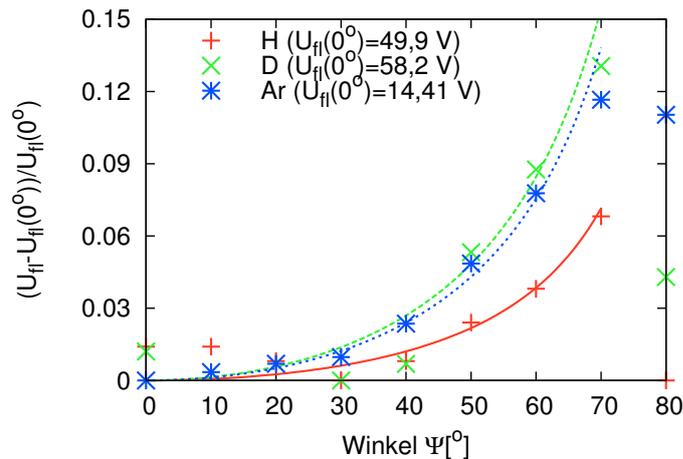


Abbildung 6.37: Floatingpotential des verdrehbaren Limiters. Vergleich der experimentellen Werte (Kreuze) mit empirischer Theorie (Linien). Die Übereinstimmung ist relativ gut.

Radiale Profile vor dem Limiter

Zunächst werden Profile gezeigt, die in einem Abstand $\Delta z = 78$ mm für den Fall des senkrechten Einfalls vor einem drehbaren Limiter aufgenommen wurden, Abb. 6.38-6.41. Es sei erwähnt, dass für diese Messungen die Axialkorrektur nicht vorgenommen werden konnte, vgl. Abb. 6.36, da die Position des radialen Profils durch die Position der Langmuirsonde fest vorgegeben war.

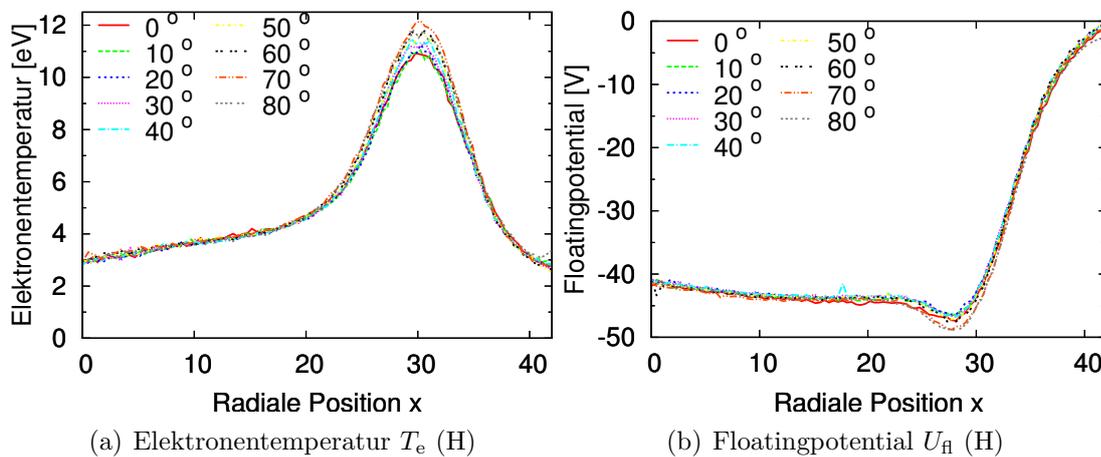


Abbildung 6.38: Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (H), Abstand $\Delta z = 78$ mm

Eine Winkelunabhängigkeit bzw. nur eine sehr geringe Winkelabhängigkeit des

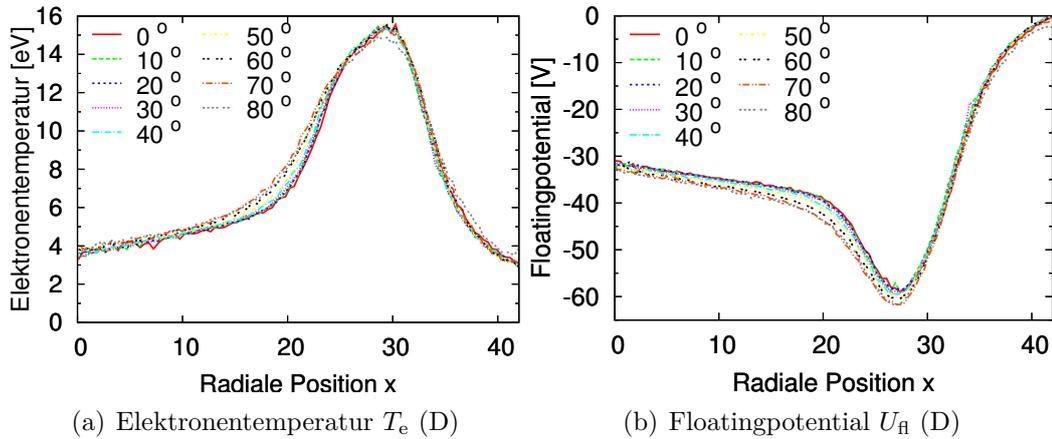


Abbildung 6.39: Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (D), Abstand $\Delta z = 78$ mm

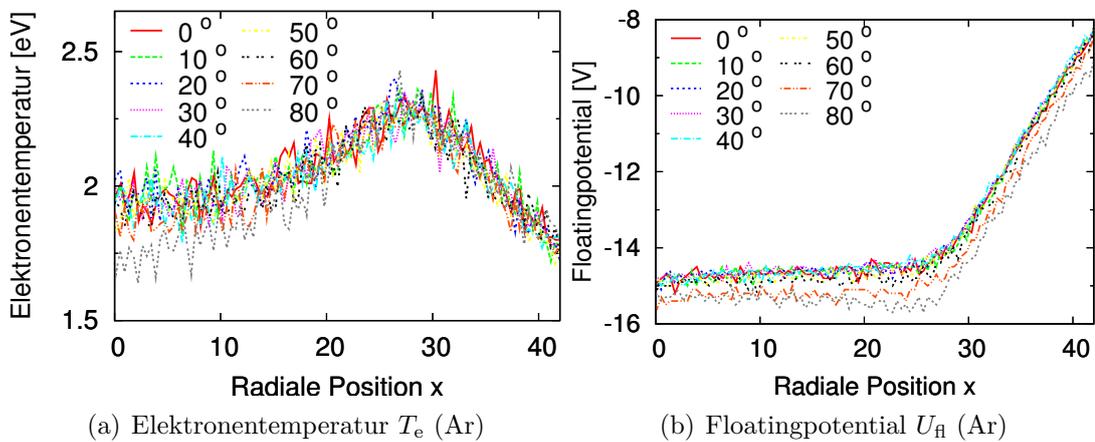


Abbildung 6.40: Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (Ar), Abstand $\Delta z = 78$ mm

Temperatur- und Potentialprofil ist in beiden Wasserstoffisotopen gegeben (Abb. 6.38 und 6.39), Argon zeigt hingegen Abweichungen für große Winkel (Abb. 6.40), dieses wird im Folgenden durch die Größe der magnetischen Vorsicht erklärt. Die Temperaturmessung des Argons sieht im Vergleich zu den beiden Wasserstoffisotopen relativ stark verrauscht aus. Dazu sei angemerkt, dass die Elektronentemperatur im Argon wesentlich niedriger ist. Bei den Langmuirsondenmessungen ist der absolute Fehler wesentlich größer als der statistische Fehler, dieses wird an diesem Beispiel sehr anschaulich.

Der Einfluss auf die Elektronendichte ist wesentlich stärker und in allen drei Gasen von einer vergleichbaren Größenordnung, vgl. Abb. 6.41. Die Elektronendichte sinkt mit größerem Winkel. Diese Ergebnisse werden im Folgenden auch durch die

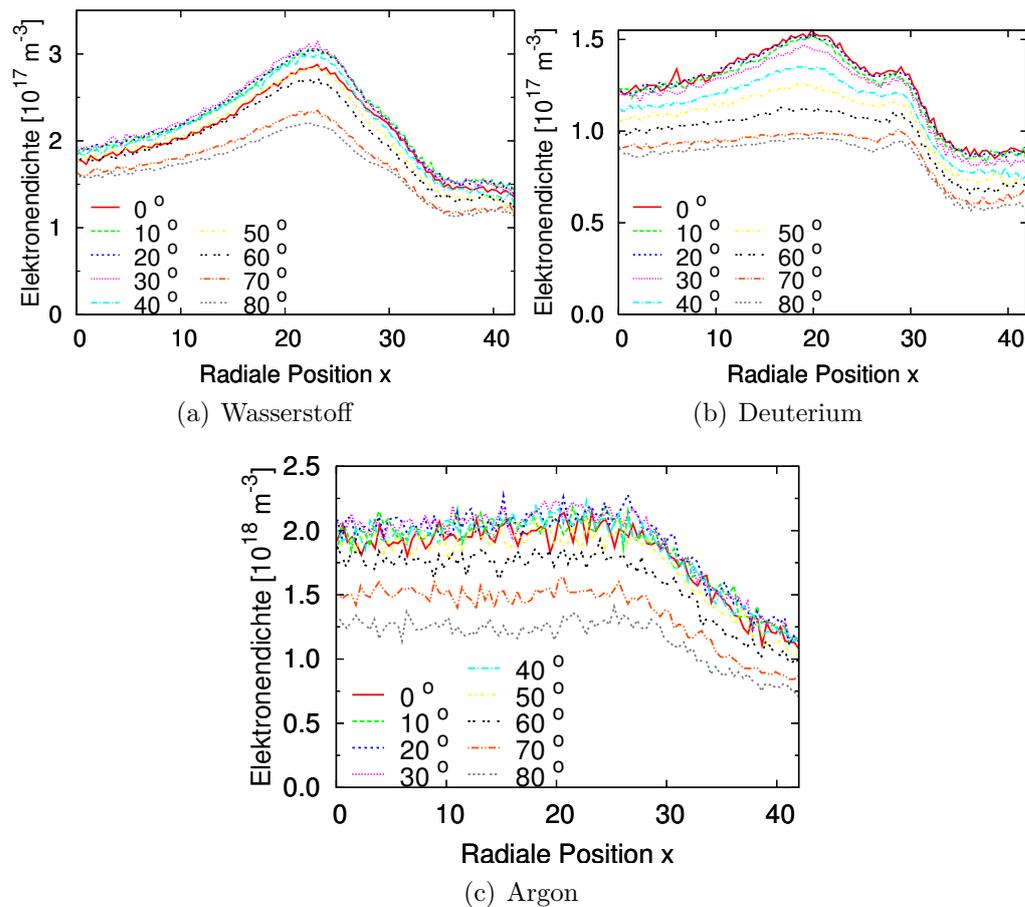


Abbildung 6.41: Radiale Profile der Elektronendichte vor einem drehbaren Limiter, Abstand $\Delta z = 78 \text{ mm}$

axialen Profilmessungen verifiziert.

Mit der gemessenen Elektronentemperatur kann die Größe der magnetischen Vorschicht nach Gl. (6.32) berechnet werden, vgl. Abb. 6.42. Man kann erkennen, dass der Abstand der Sonde im Argon kleiner als die magnetische Vorschicht für große Winkel ist. Hiermit sind auch die größeren Abweichungen der Argonmessungen für die radialen Profile zu erklären. Durch das Verdrehen des Limiters wird die relative Position der Sonde in der magnetischen Vorschicht verändert. Die Messungen in den beiden Wasserstoffisotopen sind weit außerhalb der magnetischen Vorschicht. Dort ist die Abhängigkeit der Plasmaparameter vom axialen Abstand gering, und somit hat die Veränderung des axialen Abstandes durch die Verdrehung des Limiters, vgl. Abb. 6.36, nur eine geringe Bedeutung.

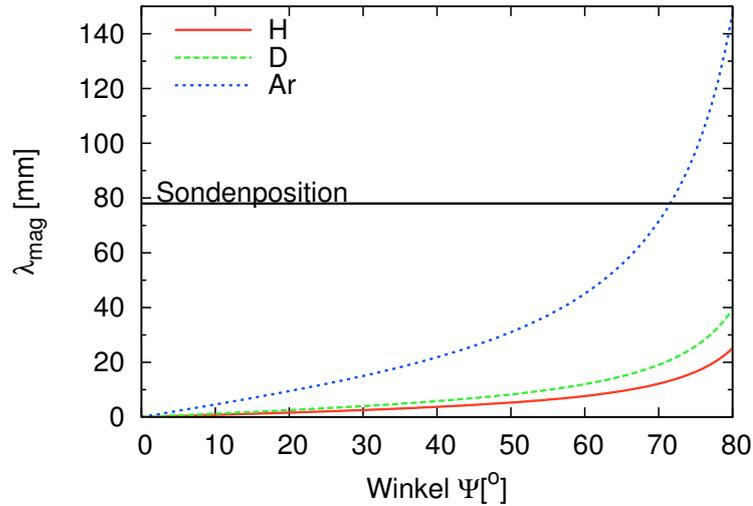


Abbildung 6.42: Größe der magnetischen Vorsicht λ_{mag} in Abhängigkeit vom Winkel. Zum Vergleich sei angegeben, dass der Ionengyrationsradius $r_{g,i} = 5 \dots 20$ mm und die Debyelänge $\lambda_{\text{Deb}} \approx 10 \mu\text{m}$ betragen.

Axiale Profile vor dem Limiter

In den letzten Messungen dieses Abschnittes wird der axiale Verlauf der Plasma-parameter vor einem Limiter unter schrägem Einfall untersucht. Dabei werden die Daten mit dem Choduramodell verglichen, Gl. (6.29) bzw. [Cho82]. Die Messungen wurden jeweils auf der Achse des Plasmagenerators durchgeführt, um den Einfluss der Randeffekte der Plasmasäule zu minimieren. Der Potentialverlauf stimmt hierbei kaum mit den Modellvorhersagen überein, vgl. Abb. 6.43, während der Dichte- und Temperaturverlauf dem Modell entspricht, vgl. Abb. 6.44.

Die Dichte nimmt mit Annäherung an den Limiter ab, während die Temperatur ansteigt. Dasselbe gilt auch für eine Vergrößerung des Winkels zwischen Magnetfeld und Flächennormalen, vgl. Abb. 6.44. Der Dichteverlauf in beiden Wasserstoffisotopen wird hierbei in grober Näherung durch das Choduramodell beschrieben. Es sei angemerkt, dass das Choduramodell nur den stoß- und quellenfreien Fall in Betracht zieht. Die Stoßfreiheit ist im PSI-2 sicher nicht gegeben, so dass eine exakte Theorie die Stöße miteinbeziehen sollte. Dieses ist auch schon teilweise von Lunt [Lun08] geschehen. Er fand durch eine Erweiterung des Choduramodells um Stöße eine grobe Übereinstimmung im Argon. Die schlechte Übereinstimmung zwischen Modell und Theorie für den Dichteverlauf des Argons hat neben der Nichtbeachtung der Stöße in einem Plasma eine weitere Ursache. Dieses liegt in der Annahme des kleinen Ionengyrationsradius gegenüber den geometrischen Abmessungen, um eine echt dreidimensionale Rechnung zu vereinfachen. Der Durchmesser der Plasmasäule beträgt ca. 80 mm (vgl. Abb. 6.40 bzw. 6.41), die Außenmaße des Limiters

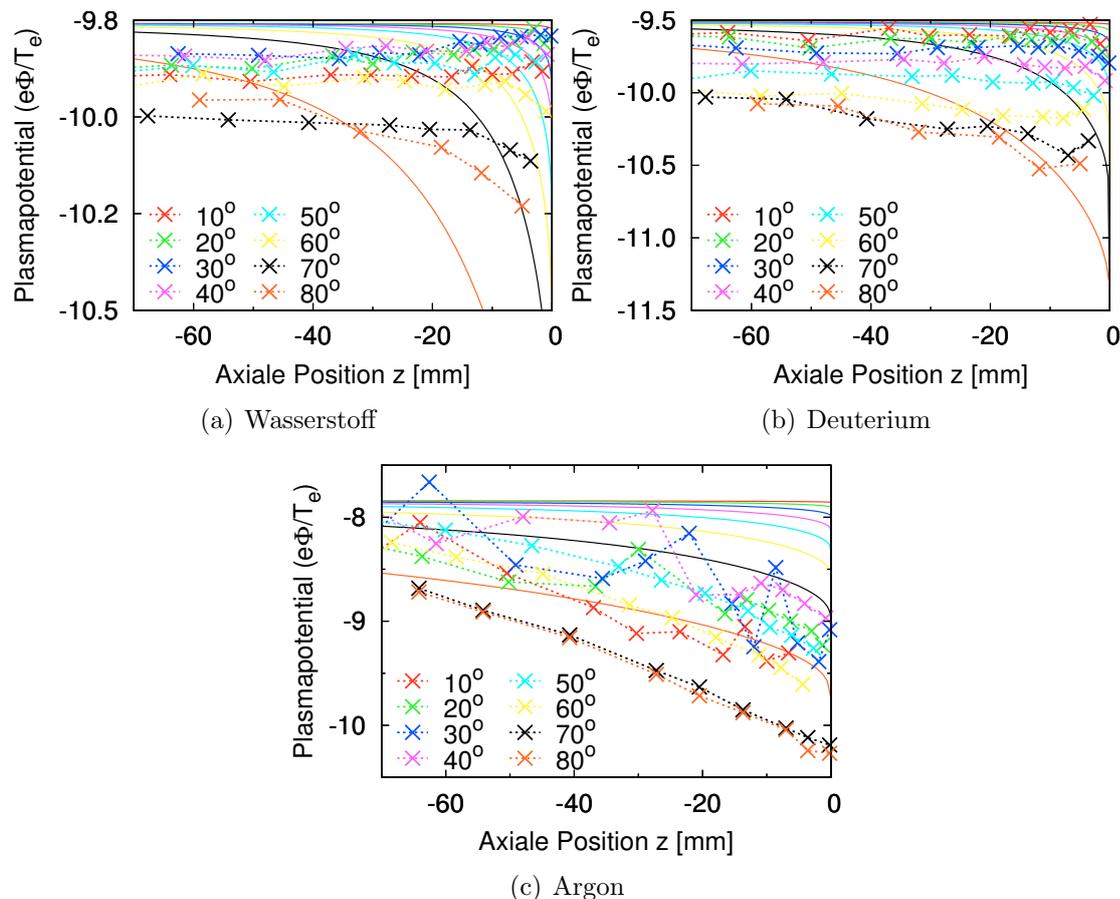


Abbildung 6.43: Axiales Profil des Plasmapotentials vor einem verdrehbaren Limiter ($z = 0$ mm) mit Choduramodell (durchgezogene Linien).

betragen 130 mm bzw. 80 mm. Der Ionengyrationsradius

$$r_{gi}(\text{Ar}) = \sqrt{\frac{2m_i T_i}{eB^2}} \approx 10 \text{ mm} \quad (6.38)$$

ist für die hier vorzufindenden Parameter nicht viel kleiner als die Plasmasäule. Damit ist der gewählte Ansatz sicherlich zu einfach und dies erklärt die Abweichungen im Falle von Argon, vgl. [TOS⁺00]. Ein Modell zu entwickeln, das diese Effekte mit einbezieht, liegt jedoch außerhalb der Fragestellung dieser Arbeit. Nur sehr grob wird der Verlauf der axialen Potentialprofile vorhergesagt, vgl. Abb. 6.43. Der Grund ist unklar. Es könnte mit der schwierigen Messung der Elektronentemperatur zusammenhängen, die direkte Auswirkung auf die Potentialmessung hat. Die Messungen dieses Abschnittes zeigen eine deutliche Beeinflussung der Plasmaparameter durch den Winkel, unter dem ein magnetisiertes Plasma auf einen

Limiter trifft. Dieses findet sich insbesondere in denen für die Fusion wichtigen Wasserstoffisotopen wieder. Es konnte unter divertorähnlichen Bedingungen eine Bestätigung des Choduramodells für den schrägen Einfall gefunden werden. Die daraus folgende Konsequenz eines heißeren und dünneren Plasmas sollte beim Einbau von schräg gestellten Divertorkacheln und schrägen Limitern beachtet werden.

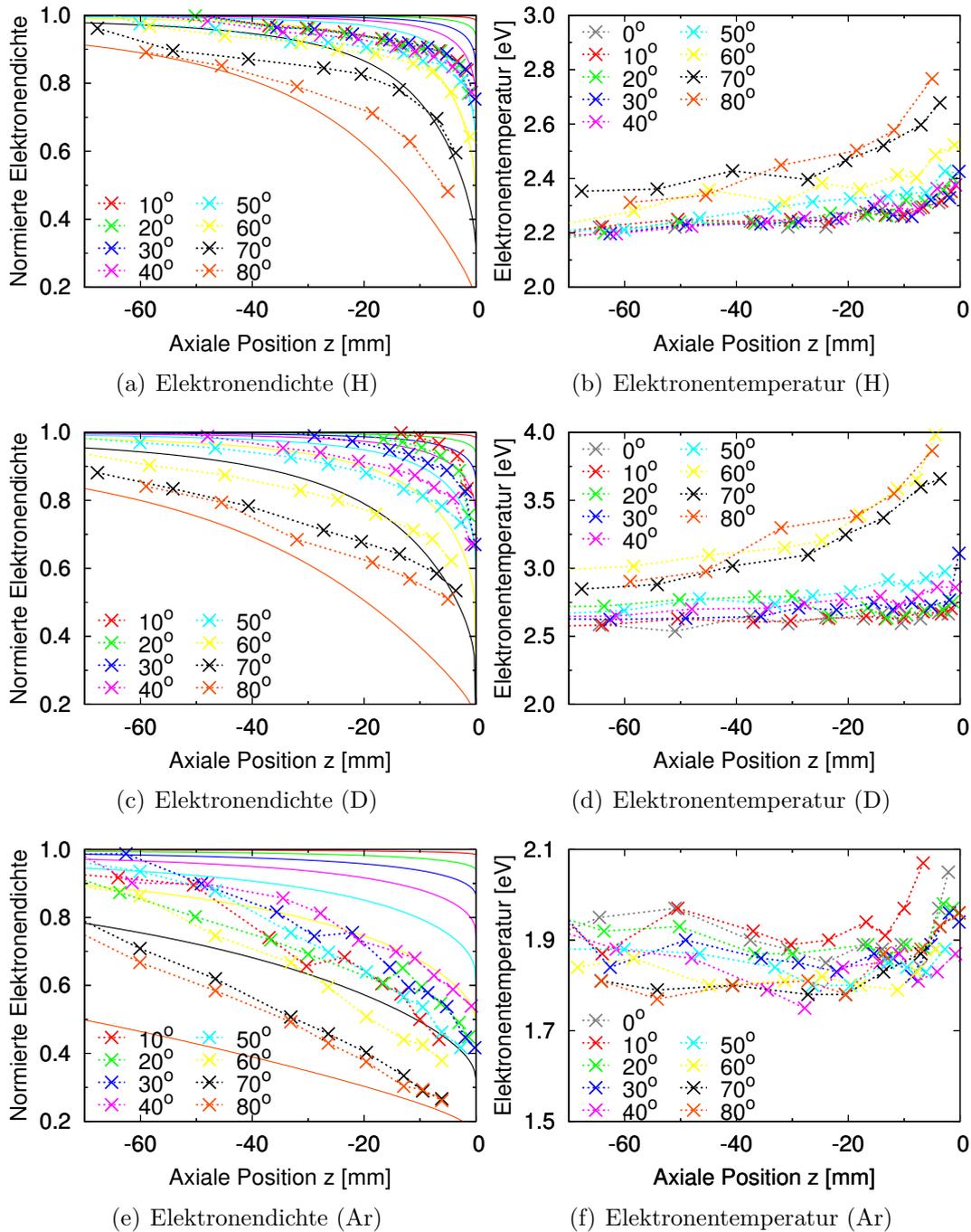


Abbildung 6.44: Axiale Profile vor einem verdrehbaren Limiter ($z = 0$ mm) in H, D und Ar. Normierte Elektronendichte nach dem Choduramodel (durchgezogene Linien). Die gestrichelten Linien sind Verbindungslinien der Messpunkte zur Erhöhung der Lesbarkeit.

6.5 Tunnelsonde

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse präsentiert, die mit der Tunnelsonde erhalten worden sind, vgl. Kap. 3.2. Das sind zum einem Ergebnisse, die direkt mit den Sondenflächen innerhalb des Tunnels gewonnen wurden, andererseits sind es Langmuirsondenmessungen, die hinter der Tunnelsonde stattfanden. Hierbei funktionierte die Tunnelsonde als ausgedehnter Limiter. Beim letzterem wurde eine Magnetfeldvariation durchgeführt, um einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Magnetfeldstärke und dem Diffusionskoeffizienten zu erhalten.

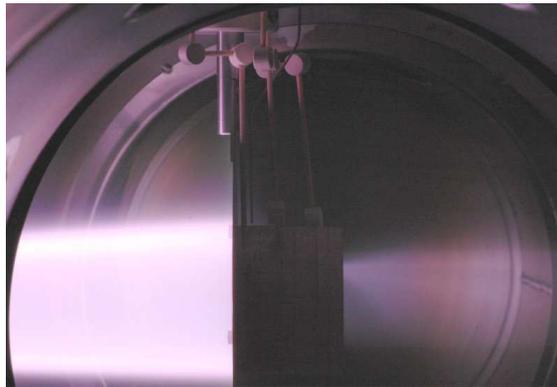


Abbildung 6.45: Photo der Tunnelsonde in einem Wasserstoffplasma.

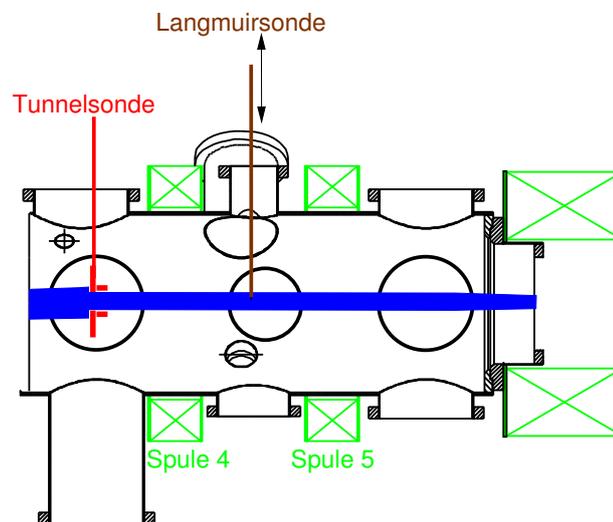


Abbildung 6.46: Skizze des Versuchsaufbaus in der Targetkammer des PSI-2. Die Langmuirsonde ist radial verfahrbar.

Die Abb. 6.45 ist eine photographische Aufnahme der Tunnelsonde in einem Wasserstoffplasma. Das Plasma strömt dabei von links nach rechts. Gut zu erkennen ist, dass der heißere und dichtere Außenbereich des Plasmas durch die Tunnelsonde blockiert wird. Vom technischen Aufbau lassen sich die Abschirmung der Durchführungen im oberen Bereich, das Thermoelement direkt hinter der Blende und die Modularität der einzelnen Elemente erkennen. Der schematische Aufbau des Experimentes in der Targetkammer ist in Abb. 6.46 zu finden.

6.5.1 Abnahme der Dichte innerhalb der Sonde

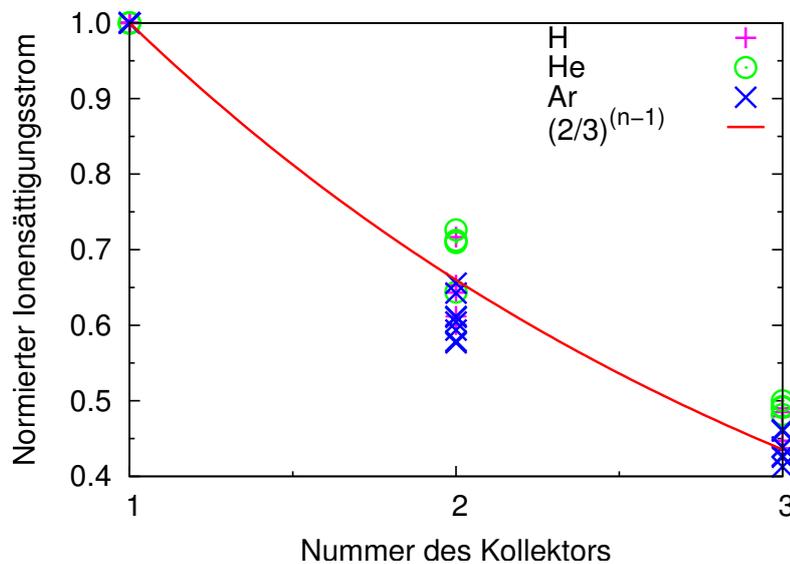


Abbildung 6.47: Abnahme des Ionensättigungsstromes innerhalb der Tunnelsonde.

Um zu einer qualitativen Aussage über die Abnahme des Ionensättigungsstromes und somit der Dichte innerhalb der Tunnelsonde zu gelangen, wurden Entladungen mit unterschiedlichen Gasarten, Entladungsströmen und Gasflüssen durchgeführt. Für diesen Vergleich waren alle drei Kollektoren an der Tunnelsonde montiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.47 wiedergegeben. Auffällig ist, dass pro Segment der Absolutwert des Stromes um ungefähr $1/3$ fällt, dieses gilt insbesondere für die Wasserstoff- und Argonentladungen, die Heliumentladungen liegen zumeist etwas über diesem Trend. Überraschend hierbei ist die Unabhängigkeit vom Ionengyrationsradius. Da dieser bei Argon im cm-Bereich und bei Wasserstoff im mm-Bereich liegt, vgl. Tab. 2.1, war zu erwarten, dass die Abnahme stark unterschiedlich sein müsste. Im Vorgriff sei bereits erwähnt, dass die Dichte hinter der Tunnelsonde um einen Faktor 10, unabhängig von der Gasart, reduziert wird. Diese Reduktion ist bereits bei den nicht ausgedehnten Limitern aufgetreten [Wal05].

6.5.2 Magnetfeldvariation

Für einige Untersuchungen wurde der Spulenstrom in den beiden Spulen 4 und 5 gleichermaßen geändert, vgl. Abb. 2.2. Die radialen Profile wurde mit einer Langmuirsonde in der zweiten Targetebene und somit genau zwischen den beiden eben erwähnten Spulen aufgenommen, vgl. Abb. 6.46. In Tabelle 6.1 sind die Spulenströme, das zugehörige Magnetfeld an der radialen Position $r = 0$, und die Radien der beiden Verbindungsfeldlinien von der Kathode beziehungsweise von der Anode, vgl. Abb. 2.2, aufgeführt.

$I_{4/5}$ [A]	$B(r = 0)$ [mT]	$r_{\text{Ka,max}}$ [mm]	$r_{\text{An,max}}$ [mm]	$\frac{1}{2} \cdot (r_{\text{Ka,max}} + r_{\text{An,max}})$ [mm]
100	43	33	44	38
150	54	29	38	34
200	66	27	35	32
250	77	25	33	29
300	88	23	30	27
350	100	21	28	25

Tabelle 6.1: Magnetfeldvariation in der zweiten Targetebene. Angegeben ist der Spulenstrom für die Spulen der zweiten Targetebene, das Magnetfeld und die radiale Position der Verbindungsfeldlinien zur Kathode bzw. Anode.

In der Abb. 6.48 sind radiale Profile der Elektronendichte und -temperatur in Wasserstoff aufgetragen. Um eine höhere Übersichtlichkeit zu gewährleisten, sind nicht beide Radien der Verbindungsfeldlinien ($r_{\text{Ka,max}}$) und ($r_{\text{An,max}}$) sondern der mittlere Radius der beiden Verbindungsfeldlinien ($\frac{1}{2} \cdot (r_{\text{Ka,max}} + r_{\text{An,max}})$) eingezeichnet. Die Breite zwischen den beiden Verbindungsfeldlinien beträgt jeweils ungefähr 9 mm, vgl. Tab. 6.1. Man kann sehr gut erkennen, dass die Maxima der Elektronendichte und der Temperatur in der Nähe des mittleren Radius liegen, wobei die maximale Temperatur bei kleineren Radien als die maximale Elektronendichte liegt.

Führt man in der Targetebene 1 die Tunnelsonde ein, so wird das Plasma im Bereich $-17,5 \text{ mm} < x < 17,5 \text{ mm}$ durchgelassen. In dieser Versuchsreihe wurde die Tunnelsonde mit zwei Segmenten ausgestattet, der Abstand zwischen der Tunnelsonde und der Langmuirsonde betrug 408 mm für den Anfang, bzw. 382 mm für das Ende der Tunnelsonde.

Die gesamte Elektronendichte hinter der Tunnelsonde fällt um einen Faktor 10, die Temperatur im Außenbereich nimmt stark ab, vgl. Abb. 6.49. Die Zunahme im extremen Außenbereich ist eher der schwierigen Bestimmung in diesem Bereich als einem echten Anstieg zuzuschreiben. Bei kleinen Sättigungsströmen sind kleine Anstiege, aus denen sich die Elektronentemperatur bestimmt, schwer zu ermitteln, vgl. Kap. 3.1. Da für die folgende Bestimmung des funktionalen Zusam-

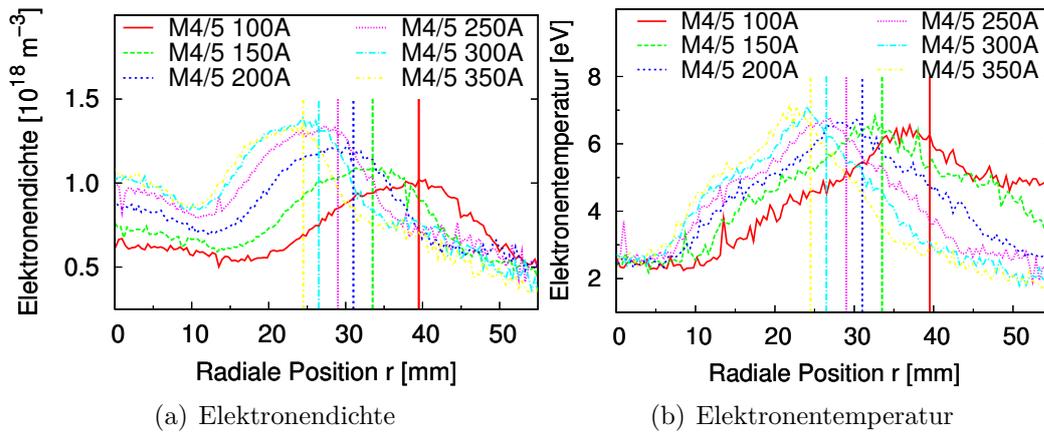
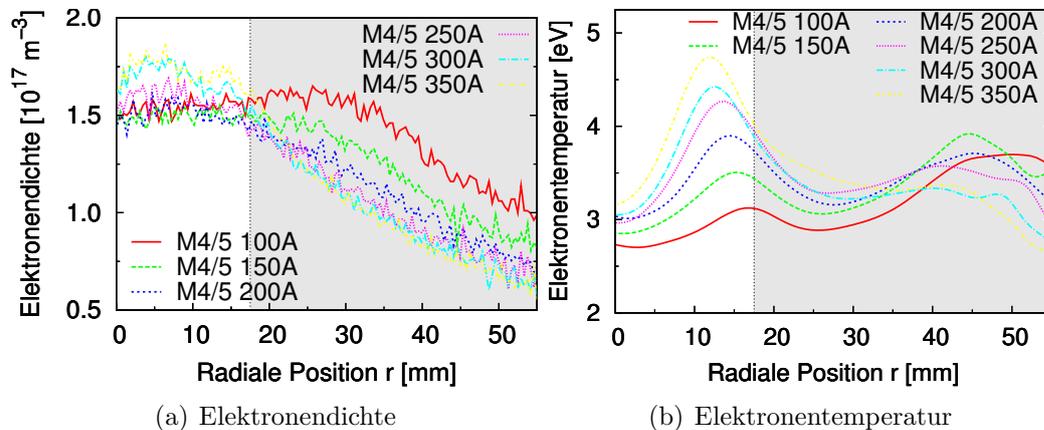


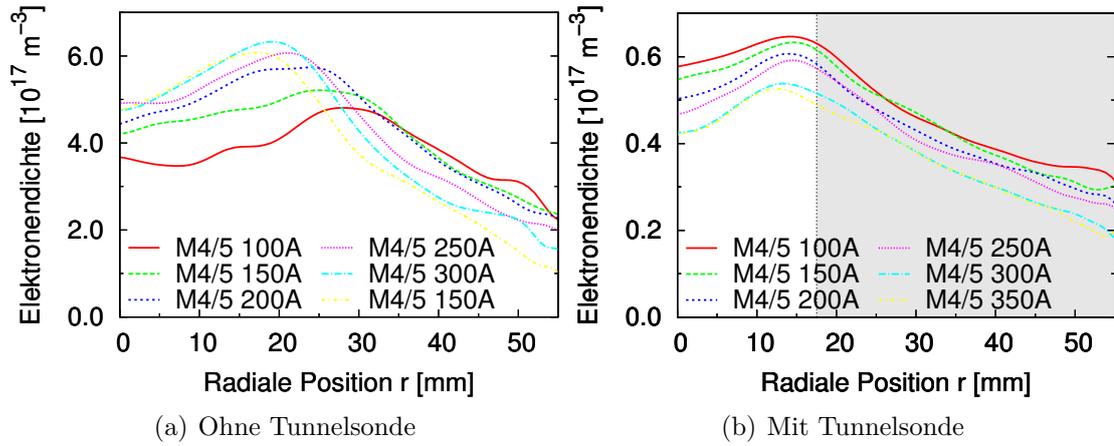
Abbildung 6.48: Magnetfeldvariation ohne Tunnelsonde im Wasserstoff.

Abbildung 6.49: Magnetfeldvariation mit Tunnelsonde im Wasserstoff ($\Delta z = 382$ mm).

menhanges zwischen Diffusionskoeffizienten und magnetischer Feldstärke nur die Elektronendichte interessant ist, wird auf eine eingehende Betrachtung der Elektronentemperatur verzichtet.

Bei den Experimenten in Argon zeigt sich ein ähnliches Bild wie in Wasserstoff, vgl. Abb. 6.49 und 6.50. Erneut ist eine Reduktion der gesamten Dichte um einen Faktor 10 zu verzeichnen.

Ein ausgeprägtes Maximum der Dichte und der Elektronentemperatur ist im Schatten der Tunnelsonde nicht zu finden. Somit ist die lokal verankerte Volumenionisation, vgl. Kap. 4, stark unterdrückt. Man kann das ausströmende Plasma wie ein Plasma ohne Quellen behandeln, z.B. [Miy05]. Hierbei gelten folgende Rand-

Abbildung 6.50: Elektronendichte im Argon ($\Delta z = 382$ mm).

bedingungen, wenn a der Radius der Öffnung der Tunnelsonde bei $z = 0$ ist:

$$z = 0, r < a \rightarrow \frac{\partial n}{\partial r} = 0, \quad (6.39)$$

$$z = 0, r \geq a \rightarrow n = 0. \quad (6.40)$$

Die allgemeine Diffusionsgleichung

$$\nabla \cdot (D_{\perp} \nabla n(\vec{r}, t)) = \frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) \quad (6.41)$$

lässt sich unter Berücksichtigung der Zylindersymmetrie in

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial n}{\partial t} = 0 \quad (6.42)$$

umwandeln. Diese wird dann durch folgende Gleichung gelöst:

$$n(r, \theta, t) = N \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{\exp\left(-\frac{r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \theta_0}{4D_{\perp} t}\right)}{4\pi D_{\perp} t} d\rho d\theta_0 \quad (6.43)$$

$$\text{mit } N = \int_0^{\infty} n(r, t) 2\pi r dr \quad \text{und } t = \frac{z}{u} \quad (6.44)$$

$$n(r, z) = \frac{N}{4\pi \frac{D_{\perp}}{u} z} \int_0^a \exp\left(-\frac{r^2 + \rho^2}{4 \frac{D_{\perp}}{u} z}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(\exp \frac{2r\rho \cos \theta_0}{4 \frac{D_{\perp}}{u} z}\right) d\theta_0 d\rho \quad (6.45)$$

$$n(r, \zeta) = \frac{N}{4\pi \zeta} \int_0^a \exp\left(-\frac{r^2 + \rho^2}{4\zeta}\right) \cdot I_0\left(\frac{r\rho}{2\zeta}\right) d\rho \quad \text{mit } \zeta = \frac{D_{\perp}}{u} z. \quad (6.46)$$

I_0 ist die modifizierte Besselfunktion ($I_0(x) = J_0(ix)$), N die Anzahl der durchströmenden Elektronen pro Länge und $\zeta = D_{\perp} t = \frac{D_{\perp}}{u} z$ der Fitparameter zur

Anpassung an die gemessenen Profile.

Die Gl. (6.46) ist in Abb. 6.51 dargestellt. Die axiale Position wird durch $\zeta = \frac{D_{\perp}}{u}z$ beschrieben, wobei ζ die Einheit einer Fläche hat. Hier gehen die Senkrechtdiffusion und die inverse Strömungsgeschwindigkeit u ein. Das durchströmende und senkrecht zum Magnetfeld diffundierende Plasma lässt sich gut erkennen.

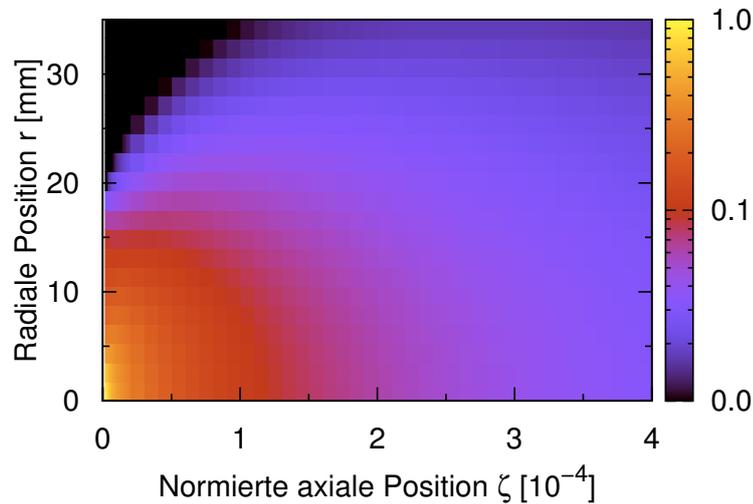


Abbildung 6.51: Normierte simulierte Elektronendichte \tilde{n}_e . Das Ende der Tunnelsonde ist bei $\zeta = \frac{D_{\perp}}{u}z = 0$ mit einer Öffnung für $r < 17,5$ mm.

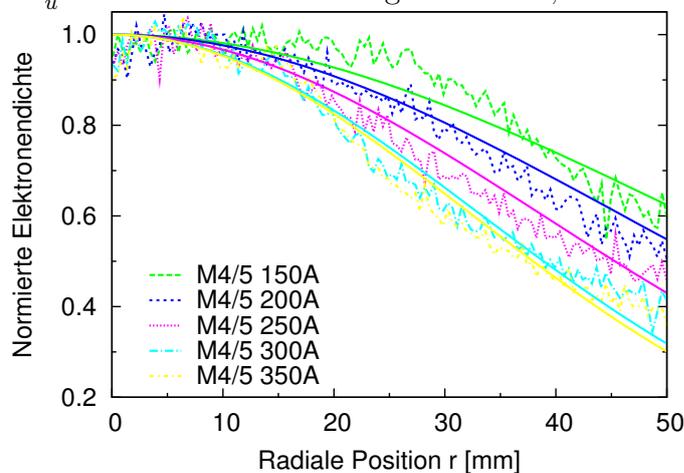


Abbildung 6.52: Normierte (gestrichelt) Elektronendichte und der theoretische Verlauf nach Gl. (6.46) im Wasserstoff mit Tunnelsonde ($\Delta z = 382$ mm).

Radiale Profile der Elektronendichte n_e in Abhängigkeit vom Senkrechtdiffusionskoeffizienten D_{\perp} können für eine Strömungsgeschwindigkeit u bei einer festen axialen Position $z = 382$ mm aus der Gl. (6.46) bestimmt werden. Wendet man dieses

auf die bei der Magnetfeldvariation im durch die Tunnelsonde limitierten Wasserstoff gewonnenen Daten, Abb. 6.49, an, so ist eine grobe Übereinstimmung zu erkennen, vgl. Abb. 6.52.

Interessant wird diese Näherung dadurch, dass sie uns einen funktionalen Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und dem Diffusionskoeffizienten verdeutlicht. Unter der Annahme, dass die Strömungsgeschwindigkeit proportional zur Magnetfeldstärke ist ($u = w \cdot B$) [KBR01, SBK⁺01], ist der Fitparameter $\zeta = \frac{D_{\perp}}{u} z = \frac{z}{w} D_{\perp} B$ durch eine Änderung von D_{\perp} auf die durch verschiedene Magnetfeldstärke verursachten Dichteprofile anzupassen.

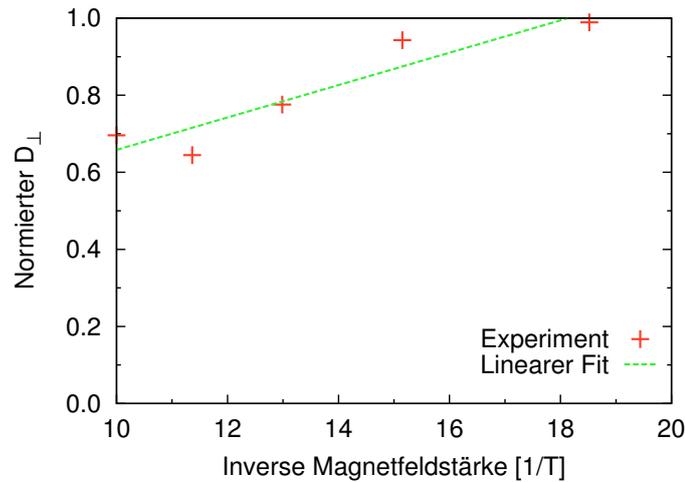


Abbildung 6.53: Der normierte Diffusionskoeffizient über der inversen Magnetfeldstärke. Deutlich wird hierbei die geringe Abhängigkeit.

Anhand des funktionalen Zusammenhanges kann zwischen der klassischen Diffusion ($D \sim 1/B^2$) und der anomalen Diffusion ($D \sim 1/B$) unterschieden werden, vgl. Kap. 4. In Abb. 6.53 wird gezeigt, dass der Zusammenhang zwischen der inversen Magnetfeldstärke und dem Diffusionskoeffizienten höchstens linear ist. Im Rahmen des Fehlers ist sogar eine geringere Abhängigkeit möglich. Hierdurch konnte unabhängig von der Betrachtung der Volumenionisation gezeigt werden, dass der anomale Transport im Plasmagenerator PSI-2 eine dominierende Rolle spielt.

Kapitel 7

Untersuchungen schneller Phänomene

7.1 Suprathermische Elektronen

Dieser Abschnitt widmet sich den suprathermischen Elektronen, beziehungsweise dem Mechanismus, wie diese in der stationären Entladung des PSI-2 erzeugt werden. Zuerst werden die suprathermischen Elektronen im Allgemeinen betrachtet. Anschließend ihre Bedeutung und ihr Zusammenspiel mit den materiellen Limitern beleuchtet. Als Abschluss wird ein möglicher Produktionsprozess der suprathermischen Elektronen vorgestellt.

Suprathermische Elektronen in stationären Entladungen wurden in der Vergangenheit selten in den Fokus einer Untersuchung gestellt. Es gab jedoch direkte experimentelle Hinweise auf suprathermische Elektronen in einer Hohlkathodenentladung [CLI97, Ezu08]. In der linearen Plasmaanlage NAGDIS gab es Widersprüche zwischen Experiment und Theorie bezüglich der Elektronentemperatur. Diese Widersprüche würden sich auflösen, und die experimentellen mit den theoretischen Ergebnissen übereinstimmen, sollte es suprathermische Elektronen in der Anlage geben [OET⁺98, HWN⁺01]. Über eine experimentelle Untersuchung, ob suprathermische Elektronen auftreten, wurde jedoch nicht berichtet.

Der Plasmagenerator PSI-2 ist mit dem Ziel, eine stabil brennende Entladung zu gewährleisten, konstruiert worden. Zur Stabilisierung der stationären Bogenentladung (vgl. Kap. 2) ist ein Reihenwiderstand ($R = 1 \Omega$) in den Entladungskreislauf integriert. Trotz der Stationarität der Entladung finden wir jederzeit in allen Plasmaregimen und Parametern kurze Spitzen in der Entladungsspannung [WF06]. Diese Spannungsspitzen treten aperiodisch auf und sind signifikant höher als die zeitlich gemittelte Entladungsspannung. Die Spitzen finden sich leicht zeitversetzt im Floatingpotential der Neutralisatorplatte wieder. In Wasserstoffplasmen sind

sie besonders ausgeprägt, aber auch in Edelgasplasmen lassen sie sich finden. Betrachtet wird zuerst die Wiederholfrequenz der Ereignisse. In einer Wasserstoffentladung betrug die gemittelte Entladungsspannung $\langle U_{AK} \rangle = -73 \text{ V}$. Die zeitaufgelöste Entladungsspannung wurde mit einem Digitaloszilloskop (Tektronix TDS 754C (500 MHz, 2 GS/s)) aufgenommen. Dabei wurden sukzessive die Triggerschwelle erhöht und die zugehörigen Ereignisse gezählt. Diese Ereignisse sind in Abb. 7.1 über der Schwellenspannung aufgetragen. Es gibt eine Sättigung der Ereignisse bei ungefähr 60 Hz, wobei dieses einer Spannung von $U_{AK} \approx 1,7 \cdot \langle U_{AK} \rangle$ entspricht. Für Absolutwerte größer als 135 V zeigt sich ein exponentielles Abklingen der Anzahl der Ereignisse mit der Spannung. Es werden somit Ereignisse gefunden, die weit höhere Spannungen vorweisen als die zeitlich gemittelte Entladungsspannung.

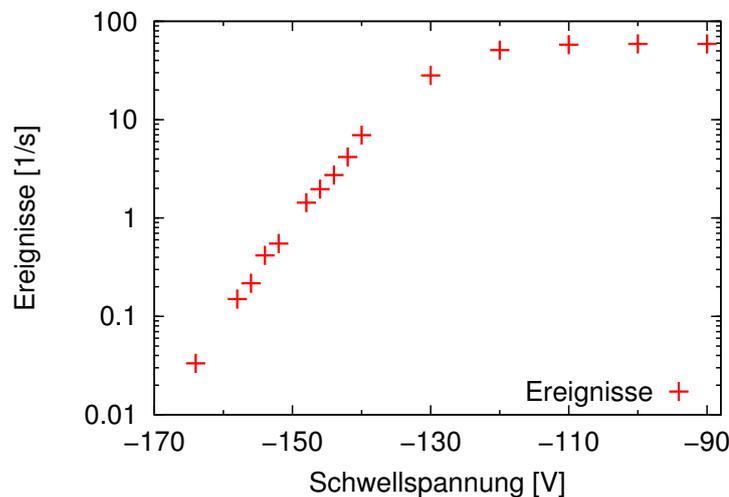


Abbildung 7.1: Wiederholfrequenz der Ereignisse suprathemischer Elektronen in einer Wasserstoffentladung mit $\langle U_{AK} \rangle = -73 \text{ V}$ in einer halblogarithmischen Darstellung.

7.1.1 Spannungskennlinien

Als Stromversorgung für die Entladung finden mehrere Netzgeräte EA-PS 9072-120 der EA-Elektro-Automatik [EA 98] Verwendung. Diese garantieren für einen großen Lastbereich (10...90%) eine Ausregelzeit, die kleiner als 1 ms ist. Sollte sich, aus welchen Gründen auch immer, der Plasmawiderstand ändern, so regelt die Versorgung die Spannung nach, um den Gesamtstrom konstant zu halten. Messungen haben gezeigt, dass die Zeitkonstante der Versorgung viel kleiner ist, als die vom Hersteller garantierte. Die Reaktionszeiten lagen dabei jeweils unter einer

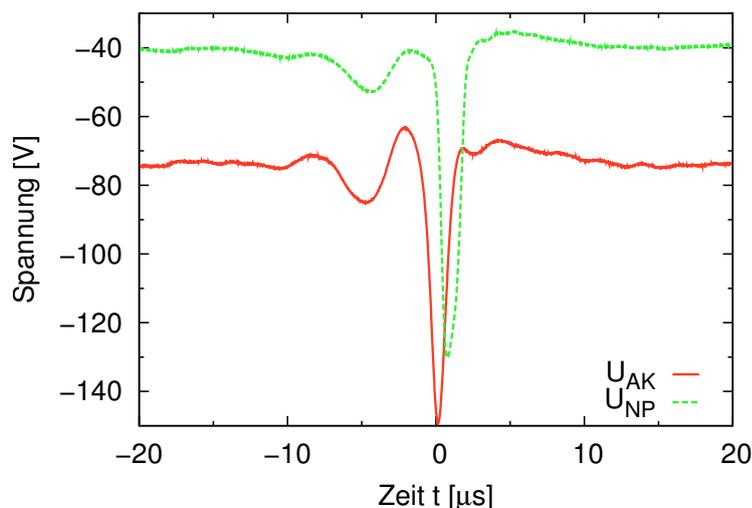


Abbildung 7.2: Zeitlicher Verlauf der Entladungs- (U_{AK}) und der Neutralisatorplattenspannung (U_{np}) in einer Wasserstoffentladung.

Mikrosekunde, vgl. Abb. 7.2.

Der zeitliche Verlauf ist jeweils so, dass die Entladungsspannung innerhalb einer Mikrosekunde um einen Faktor zwei ansteigt, im Wasserstoff typischerweise von -70 V auf -140 V , vgl. Abb. 7.2. Die gleiche Struktur findet sich mit einer Verzögerung von $0,5\text{ }\mu\text{s}$ in der Spannung der Neutralisatorplatte U_{np} wieder. Im Falle des Argons beträgt die Zeitverzögerung $1\text{ }\mu\text{s}$, vgl. Abb. 7.3. Vor dem eigentlichen Ereignis ist stets ein „precursor“ in der Entladungsspannung zu finden, dieser precursor ist bisher unverstanden. In der Abb. 7.2 tritt der precursor $4\text{ }\mu\text{s}$ vor dem eigentlichen Ereignis auf.

Mit einer ortsfesten Langmuirsonde im Plasma kann der zeitliche Verlauf auch in deren Floatingpotential gemessen werden (Abb. 7.3). Ein radiales Profil wird weiter unten in Abschnitt 7.1.3 präsentiert. Schon bei der Messung mit einer Langmuirsonde an einer Position ist erkennbar, dass die Erhöhung der Spannung durch das Plasma übertragen wird.

Mit der gemessenen Zeit τ und der Länge der Plasmasäule ($l = 2,66\text{ m}$) kann die Geschwindigkeit der Informationsübertragung berechnet werden. Zum Vergleich wird die theoretische Geschwindigkeit eines suprathermischen Elektrons berechnet, welches mit der Spitzenspannung im Anoden-Kathoden-Bereich beschleunigt wird und dann stoßfrei zur Neutralisatorplatte fliegt. Für Wasserstoff erhält man

$$v_{\text{meas}} = \frac{l}{\tau} = 5,5 \pm 0,2 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (7.1)$$

$$v_{\text{theo}} = \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \sqrt{U_{AK}} = 7,3 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \quad (7.2)$$

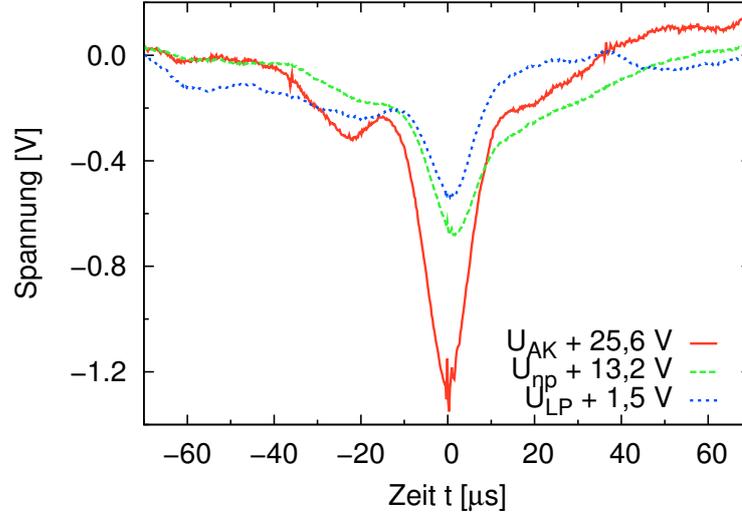


Abbildung 7.3: Zeitlicher Verlauf der Entladungsspannung ($U_{AK} - \langle U_{AK} \rangle$), der Neutralisatorplattenspannung ($U_{np} - \langle U_{np} \rangle$) und des Floatingpotentials einer Langmuirsonde ($U_{fl} - \langle U_{fl} \rangle$) in einer Argonentladung.

und für Argon

$$v_{\text{meas}} = 2,7 \pm 0,1 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (7.3)$$

$$v_{\text{theo}} = 3,1 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (7.4)$$

Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den theoretischen Werten für suprathemische Elektronen ist gut. Die kurze Zeitdifferenz zwischen den Ereignissen in beiden Spannungsverläufen lässt sich nur mittels suprathemischer Elektronen erklären, die im Kathoden-Anoden-Raum entstehen und dann stoßfrei zur Neutralisatorplatte fliegen. Die Stoßfreiheit kann anhand der mittleren freien Weglänge (λ_{mfw} siehe z.B. [Che84]) abgeschätzt werden.

$$\lambda_{\text{mfw}} = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2}{\pi e^4 \ln(\Lambda)} \cdot \frac{v^4}{n_e} \quad (7.5)$$

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad \text{Thermische Elektronen mit Maxwell-Verteilung} \quad (7.6)$$

$$v_{\text{st}} = \sqrt{\frac{2eU_{AK}}{m_e}} \quad \text{Suprathemische Elektronen} \quad (7.7)$$

$$\lambda_{\text{th}} \sim T_e^2 / n_e \quad (7.8)$$

$$\lambda_{\text{st}} \sim U_{AK}^2 / n_e \quad (7.9)$$

Der Index th steht für die thermischen Elektronen, während der Index st die suprathermischen kennzeichnet. $\ln(\Lambda)$ ist der Coulomblogarithmus, der für Plasmen im Plasmagenerator typischerweise 10 ist [Che84]. Mit $T_{e,th} \approx 10$ eV, $n_e \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) folgt aus Gl. (7.5) ff.

$$\lambda_{th} \approx 0,1 \text{ m} \quad (7.10)$$

$$\lambda_{st} \approx 120 \text{ m}. \quad (7.11)$$

Die mittlere freie Weglänge der suprathermischen Elektronen ist somit, im Gegensatz zu den thermischen, um ein Vielfaches größer als der Plasmagenerator PSI-2. Dieses begründet die Annahme der Stoßfreiheit.

Die Neutralisatorplatte besteht aus einer durchgängigen Scheibe leitenden Materials (Wolfram). Somit waren orts aufgelöste Messungen der Potentialschwankungen auf der Neutralisatorplatte nicht möglich. Während meiner Promotionszeit ist jedoch die Konstruktion einer segmentierten Neutralisatorplatte im Rahmen einer Diplomarbeit [Mei08] angeregt und umgesetzt worden. Mittels dieser segmentierten Neutralisatorplatte sollen orts aufgelöste Potentialfluktuationen im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [Lan09] vermessen werden. Diese Messungen erscheinen insbesondere unter Berücksichtigung der Ergebnisse, die mit Langmuirsonden (vgl. Abb. 7.9) erhalten worden sind, vielversprechend für die Lokalisierung und für das Verständnis der Struktur der Potentialfluktuationen zu sein.

Im Rahmen einer orts aufgelösten Messung an der Neutralisatorplatte wäre es interessant, sich gleichzeitig die Entladungsregion mit hoher Zeitaufösung anzuschauen. Die Untersuchungen von Klose [Klo00] zeigen eine Modenstruktur im Plasma, die sich schon im Entladungsbereich ausbildet. Dieses wäre durch eine inhomogen brennende Entladung möglich. Eine eventuell auftretende Periodizität könnte dann mit der Messung an der segmentierten Neutralisatorplatte korreliert werden. Die suprathermischen Elektronen haben eine wesentlich höhere Energie als die thermischen und sind daher für die Anregung, und insbesondere für die Mehrfachionisation, eminent wichtig.

Anzahl und Dichte der suprathermischen Elektronen

Um die Anzahl der suprathermischen Elektronen in einem Ereignis abzuschätzen, wird die Kapazität der Neutralisatorplatte bestimmt. Hierbei wird die Neutralisatorplatte als Scheibe idealisiert, deren Kapazität analytisch bestimmt werden kann

[Smy68]. Der Radius der Neutralisatorplatte beträgt $r_{\text{np}} = 85$ mm.

$$C_{\text{np}} = 8r_{\text{np}}\varepsilon_0 \quad (7.12)$$

$$\text{und } Q = CU \quad (7.13)$$

$$Q_{\text{st}} = C_{\text{np}}U_{\text{st}} = 8r_{\text{np}}\varepsilon_0U_{\text{st}} \quad (7.14)$$

$$Q_{\text{st}} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ C} \quad (7.15)$$

$$N_{\text{st}} = \frac{Q_{\text{st}}}{e} \quad (7.16)$$

$$N_{\text{st}} = 3 \cdot 10^9 \quad (7.17)$$

Wobei $U_{\text{st}} = U_{\text{peak}} - \langle U_{\text{np}} \rangle$ die Spannungsdifferenz der suprathemischen Elektroden zur gemittelten Spannung der Neutralisatorplatte und e die Elementarladung sind. Pro Ereignis werden ungefähr $3 \cdot 10^9$ suprathemische Elektronen ausgelöst. Für eine weitergehende Untersuchung sollte eine Messung des Ionensättigungstromes der Neutralisatorplatte und eine zeitaufgelöste Messung des Entladungsstromes und des Stromes der Neutralisatorplatte stattfinden. Dann kann man den Strom der suprathemischen Elektronen mit

$$I(t) = I_{\text{st}}(t) + I_e(t) + I_i(t) \quad (7.18)$$

$$\Rightarrow I_{\text{st}}(t) = C\dot{U} - I_{\text{sat},i} \left(1 - \exp\left(\frac{e(U - U_{\text{fl}})}{k_{\text{B}}T_e}\right) \right) \quad (7.19)$$

bestimmen. Eine derartige Messung geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus und wurde somit nicht vorgenommen.

Zur Bestimmung der Dichte betrachtet man die Flussgleichung:

$$\Gamma_{\text{st}} = v_{\text{st}}n_{\text{st}} = \frac{j_{\text{st}}}{e} = \frac{Q_{\text{st}}}{A\tau_{\text{st}}e} \quad (7.20)$$

$$n_{\text{st}} = \frac{C_{\text{np}} \cdot U_{\text{np}}}{Av_{\text{st}}\tau_{\text{st}}e} = \frac{C_{\text{np}} \cdot U_{\text{np}}}{ALe}, \quad (7.21)$$

wobei A ein dünner Kreisring ist, auf dem sich die suprathemischen Elektronen verteilen, vgl. Abschnitt 7.1.3. Dieser Kreisring ist die Projektion der Kathoden-Anodenfeldlinien und hat auf der Neutralisatorplatte einen Außenradius von $r_a = 55$ mm und einen Innenradius von $r_i = 40$ mm. Nun sollte noch beachtet werden, dass es sich um ein gepulstes Ereignis handelt. Ein Wichtungsfaktor $\tau_{\text{st}}f$ wird eingeführt, in den die zeitliche Dauer und die Häufigkeit des Ereignisses eingeht. Es folgt:

$$n'_{\text{st}} = n_{\text{st}} \cdot \tau_{\text{st}}f \quad (7.22)$$

$$n'_{\text{st}} = \frac{C_{\text{np}} \cdot U_{\text{np}}}{ALe} \cdot \tau_{\text{st}}f. \quad (7.23)$$

Bei einer Frequenz der Ereignisse von 1 Hz erhält man:

$$n'_{\text{st}} = 2,8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3} \quad (7.24)$$

und somit einen kleinen Anteil im Vergleich zur thermischen Elektronendichte von ca. $n_e = 10^{17} \dots 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

7.1.2 Erhöhung der Neutralgasdichte

Bevor der Fokus wieder auf die Wechselwirkung des Plasmas beziehungsweise der suprathemischen Elektronen mit den materiellen Limitern gelegt wird, wird ein kurzes, ergänzendes Experiment zur Neutralteilchendichte präsentiert.

Zusätzlich zu einer Wasserstoffentladung wurde neutraler Wasserstoff durch ein Ventil in die Targetkammer (vgl. Abb. 2.1) eingelassen, um dort die Neutralteilchendichte zu erhöhen. Der Fluss im Entladungsbereich betrug $\Phi = 100 \text{ sccm}$, das zusätzliche Gas hatte einen Maximalfluss von $\Phi = 175 \text{ sccm}$. Dieses zusätzliche Gas hatte wenig Einfluss auf die Entladungsspannung U_{AK} und den Druck im Entladungsbereich p_{AK} . Der Neutralgasdruck in der Targetkammer p_{TK} , stieg erwartungsgemäß mit dem zusätzlichen Gas während sich das Potential der Neutralisatorplatte U_{np} verringerte, vgl. Abb. 7.4.

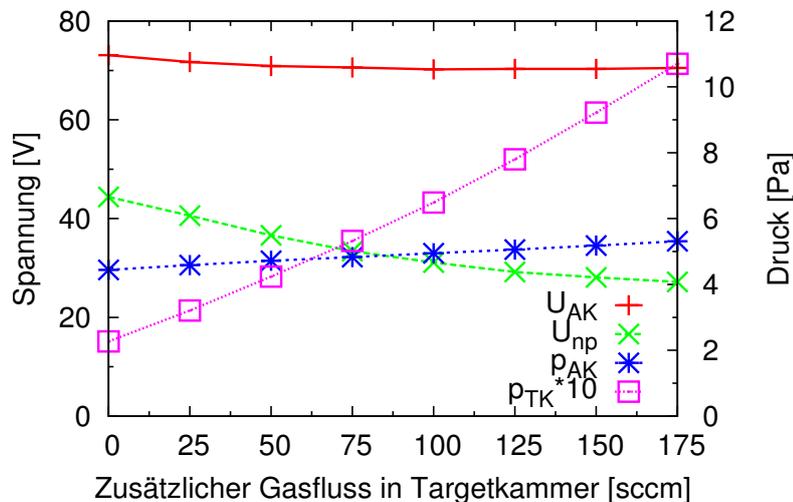


Abbildung 7.4: Parameter einer Wasserstoffentladung ($\Phi_{\text{Entladung}} = 100 \text{ sccm}$) in Abhängigkeit von zusätzlichem in die Targetkammer eingelassenem Wasserstoff.

Zur Bestimmung der Plasmaparameter wurden radiale Sondenprofile aufgenommen. Das zusätzliche Gas kühlt das Plasma in der Targetkammer ab, was zu einer Reduktion der Volumenionisation führt, vgl. Kap. 4. Dadurch verringert sich auch die Elektronendichte in der Targetkammer, vgl. Abb. 7.5.

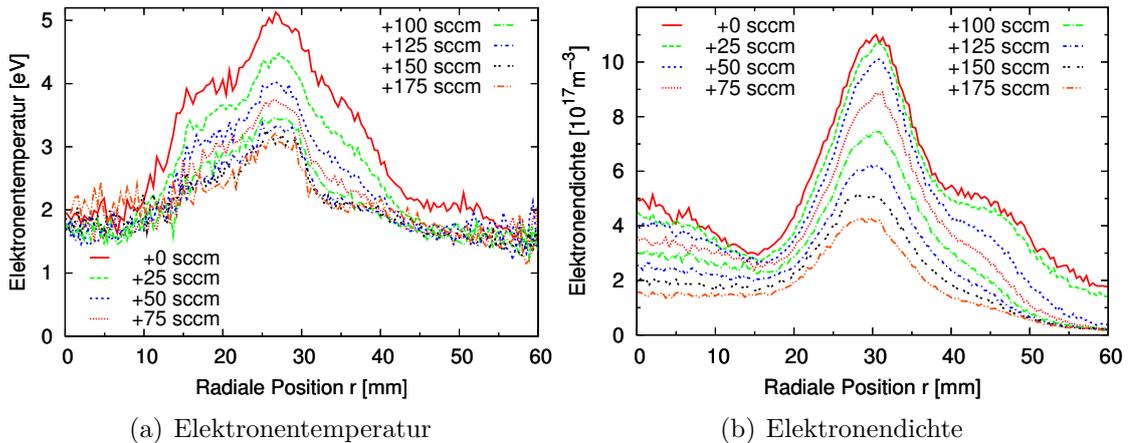


Abbildung 7.5: Radiale Langmuirsondenprofile in der Targetkammer einer Wasserstoffentladung in Abhängigkeit von zusätzlich in die Targetkammer eingelassenem Wasserstoff. Der Fluss im Entladungsbereich betrug stets $\Phi = 100$ sccm.

Wie der Abb. 7.6 zu entnehmen ist, wurden die suprathemischen Elektronen hierdurch abgebremst. Die Flugzeit τ für die zusätzlichen Flüsse $\Phi = 0$ sccm, $\Phi = 125$ sccm und $\Phi = 175$ sccm beträgt 470 ns, 640 ns und 730 ns, und der Peak in der Neutralisatorplatte verbreitert sich etwas zu größeren Zeiten. Gleichzeitig nimmt die Fläche des Peaks ab. Der Ansatz der Stoßfreiheit scheint bei einem derartigen Eingriff nicht mehr gegeben zu sein. Die Stöße der suprathemischen Elektronen mit dem Neutralgas müssen berücksichtigt werden [Fus09]. Bevor dieses geschieht, möchte ich noch eine Anmerkung zum Absolutwert der Spannungen machen. Für bestimmte Plasmabedingungen ist der Absolutwert des Floatingpotentials der Neutralisatorplatte größer als der Absolutwert der Entladungsspannung, vgl. Abb. 7.6 und 7.10a. Eine mögliche Erklärung sind Stöße der suprathemischen Elektronen untereinander, wobei ein Stoßpartner eine höhere Energie davonträgt. Da der Wirkungsquerschnitt für Streuung der Elektronen am Neutralgas mit steigender Energie sinkt [YSH⁺08], hat ein höherenergetisches Elektron eine größere Wahrscheinlichkeit, die Neutralisatorplatte zu erreichen. Eine systematische Untersuchung dieses Sachverhaltes wurde aus Zeitgründen in dieser Arbeit nicht unternommen.

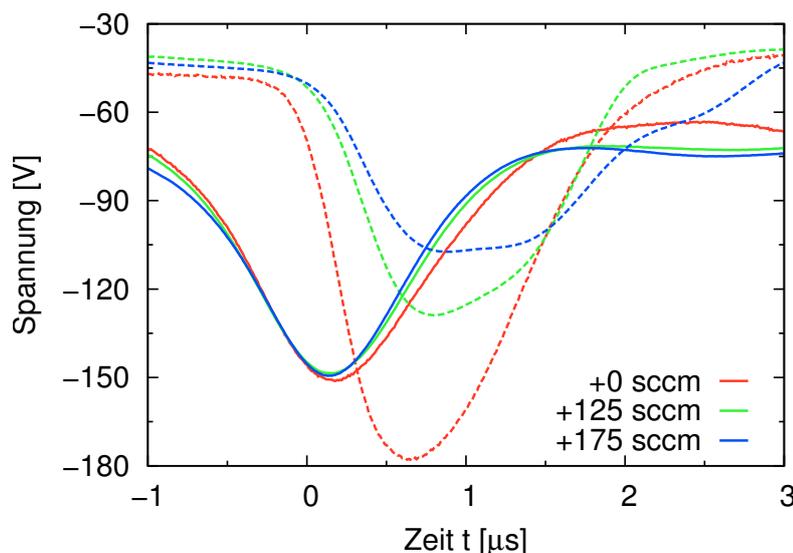


Abbildung 7.6: Zeitliche Verläufe der Entladungsspannung (U_{AK} , durchgezogene Linien) und des Floatingpotentials der Neutralisatorplatte (U_{np} , gestrichelte Linien) bei zusätzlich eingelassenem Gas in die Targetkammer. Sowohl das Gas der Entladung als auch das zusätzlich eingelassene war Wasserstoff.

Die Dichte des molekularen Wasserstoffes n_{H_2} kann mit der Erhaltung der Teilchenzahl

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - \frac{N}{\tau_{\text{pump}}} \quad (7.25)$$

bestimmt werden. Hierbei ist Φ der Fluss des einströmenden Gases, τ_{pump} die durch die Abpumprate bedingte Teilcheneinschlusszeit. Für Methan ist die Teilcheneinschlusszeit mit 90 ms bestimmt worden [FBB⁺06]. Um die Saugleistung für Wasserstoffmoleküle zu bestimmen, setze ich an, dass die Pumpzeit abhängig ist von der inversen Saugleistung der Turbomolekularpumpen und diese von der Wurzel der inversen Masse des Gases, welches abgepumpt wird [Umr97]:

$$\tau_{\text{pump}} \sim \frac{1}{S} \quad (7.26)$$

$$\tau_{\text{pump},H_2} \sim \frac{S_{CH_4}}{S_{H_2}} \cdot \tau_{\text{pump},CH_4} \quad (7.27)$$

$$\frac{S_{CH_4}}{S_{H_2}} = \sqrt{\frac{M_{H_2}}{M_{CH_4}}} = \sqrt{\frac{16}{2}} \quad (7.28)$$

$$\frac{S_{CH_4}}{S_{H_2}} = 2\sqrt{2}. \quad (7.29)$$

Dieses ergibt für Wasserstoff:

$$\tau_{\text{pump}} = 255 \text{ ms.} \quad (7.30)$$

Bei einem Zufluss von $\Phi = 125 \text{ sccm} = 5,6 \cdot 10^{19} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ bzw. $\Phi = 175 \text{ sccm} = 7,8 \cdot 10^{19} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$ und einem Volumen der Plasmagenerators von $V = 0,33 \text{ m}^3$ ergibt sich eine stationäre molekulare Dichte von

$$n_{\text{H}_2}(\Phi = 125 \text{ sccm}) \approx 4,3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \quad (7.31)$$

$$n_{\text{H}_2}(\Phi = 175 \text{ sccm}) \approx 6,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}. \quad (7.32)$$

Aufgrund der Polarisierung der Wasserstoffmoleküle erfahren die suprathermischen Elektronen eine elastische Streuung. Für Energien $E \approx 160 \text{ eV}$ beträgt der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{el}} = 5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ [YSH+08]. Damit kann die freie Weglänge zu $\lambda(\Phi = 125 \text{ sccm}) = \frac{1}{\sigma_{\text{el}} n_{\text{H}_2}} \approx 4,7 \text{ m}$ bzw. $\lambda(\Phi = 175 \text{ sccm}) \approx 3,4 \text{ m}$ abgeschätzt werden. Diese Länge ist von derselben Größenordnung wie die Länge der Plasmasäule L . Dieses zeigt, dass es erforderlich ist, die elastischen Stöße zu berücksichtigen. Quantitativ lässt sich das Ganze besser durch die elastische Stoßfrequenz

$$\nu_{\text{el}} = n_{\text{H}_2} \sigma_{\text{el}} v \quad (7.33)$$

bestimmen.

Die elastische Streuung bewirkt eine Diffusion im Geschwindigkeitsraum. Aufgrund des großen Massenunterschiedes ($m_e \ll m_{\text{H}_2}$) bleibt der Betrag des Geschwindigkeitsvektors unverändert. Die Streuung der Teilchen kann, in Anlehnung an die Fokker-Planck-Gleichung, durch

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla_v \cdot \vec{\Gamma}_v = \nabla_v \cdot (D_{\text{el}} \nabla_v f) \quad (7.34)$$

beschrieben werden, wobei ∇_v der Gradient im Geschwindigkeitsraum ist. Die Streuung ist jedoch lediglich eine Winkelstreuung aus der ursprünglichen z -Richtung, damit vereinfacht sich die rechte Seite, und man erhält mit $\cos \theta = v_z/v$ in Kugelkoordinaten die Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D_{\text{el}} (\nabla_v^2 f)_\theta = \frac{D_{\text{el}}}{v^2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right). \quad (7.35)$$

Mit den Ersetzungen $\cos \theta = \mu$ und $\frac{D_{\text{el}}}{v^2} = \nu_{\text{el}}$ folgt

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nu_{\text{el}} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu}. \quad (7.36)$$

Gl. (7.36) wird durch

$$f(\mu, t) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l P_l(\mu) \exp(-l(l+1)\nu_{\text{el}}t) \quad (7.37)$$

gelöst, wobei P_l das Legendre-Polynom vom Grade l ist. Die Koeffizienten a_l gilt es, durch die Randbedingung zum Zeitpunkt $t = 0$, zu bestimmen. Ich wähle eine Delta-Funktion in z -Richtung für den Zeitpunkt $t = 0$, $f(\mu, 0) = \delta(\mu - 1)$. Zusätzlich geht die vollständige Orthogonalität der Legendre-Polynome und die Identität $P_l(1) = 1$ ein:

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2n+1} \delta_{nm} \quad (7.38)$$

$$\text{und} \quad \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(y) P_n(x) = \delta(y-x) \quad (7.39)$$

$$\delta(\mu - 1) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l P_l(\mu) \quad (7.40)$$

$$\text{und} \quad \delta(\mu - 1) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(1) P_l(\mu) \quad (7.41)$$

$$\Rightarrow a_l = \frac{2l+1}{2}. \quad (7.42)$$

Damit folgt für Gl. (7.37):

$$f(\mu, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(l + \frac{1}{2}\right) P_l(\mu) \exp(-l(l+1)\nu_{\text{el}}t) \quad (7.43)$$

Für $\nu_{\text{el}}t > 1$ reduziert sich die Summe in Gl. (7.43) auf den Term $l = 0$, und es gilt

$$f(\mu, \nu_{\text{el}}t > 1) \approx \frac{1}{2}. \quad (7.44)$$

Um den Anteil der Elektronen zu bestimmen, die die Neutralisatorplatte erreichen, wird über den Streuwinkel $\theta < \pi/2$ integriert:

$$n_{\text{np}} = \int_0^{\pi/2} f(\theta, t) \sin \theta d\theta = \int_0^1 f(\mu, t) d\mu = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(l+1/2)\sqrt{\pi} \exp(-l(l+1)\nu_{\text{el}}t)}{2\Gamma(1-l/2)\Gamma(3/2-l/2)}. \quad (7.45)$$

Für den stoßfreien Fall ($\nu_{\text{el}} = 0$) ergibt dieses $n_{\text{np}} = 1$ und im isotropen Fall $\nu_{\text{el}}t > 1$ folgt $n_{\text{np}} = 1/2$. Dieses stimmt mit den Beobachtungen in Abb. 7.6 grob überein.

Um die Neutraldichte nach Gl. (7.33) zu bestimmen, wird die mittlere Geschwindigkeit in z -Richtung $\langle v_z \rangle = v \langle \mu \rangle$ benötigt. Mit $\mu = P_1(\mu)$ und der Orthogonalitätsbeziehung Gl. (7.38) folgt

$$\langle \mu \rangle = \int_{-1}^1 f(\mu, t) \mu d\mu = \exp(-2\nu_{\text{el}} t). \quad (7.46)$$

In der Zeit t legen die Elektronen im Mittel die Strecke

$$\langle z \rangle = \int_0^t \langle v_z \rangle dt = v \int_0^t \langle \mu \rangle dt = \frac{v}{2\nu_{\text{el}}} (1 - \exp(-2\nu_{\text{el}} t)) \quad (7.47)$$

zurück. Setzt man $\langle z \rangle = L$ ein und $t_0 = L/v$ für den Fall ohne zusätzlichen Gaseinlass, so erhält man

$$\langle t \rangle = -\frac{1}{2\nu_{\text{el}}} \ln \left(1 - \frac{2\nu_{\text{el}} L}{v} \right) = \frac{L}{v} + \nu_{\text{el}} \left(\frac{L}{v} \right)^2 + \dots = t_0 (1 + \nu_{\text{el}} t_0 + \dots) \quad (7.48)$$

Aus der Abb. 7.6 ergibt sich $t_0 = 470$ ns, $t(\Phi = 125$ sccm) = 640 ns bzw. $\nu_{\text{el}}(\Phi = 125$ sccm) = $7,7 \cdot 10^5$ s $^{-1}$ und $t(\Phi = 175$ sccm) = 730 ns bzw. $\nu_{\text{el}}(\Phi = 175$ sccm) = $1,2 \cdot 10^5$ s $^{-1}$. Mit einer Geschwindigkeit von $v(E = 160$ eV) = $7 \cdot 10^6$ m/s erhält man

$$n_{\text{H}_2}(\Phi = 125 \text{ sccm}) = 2,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \quad (7.49)$$

$$\text{bzw. } n_{\text{H}_2}(\Phi = 175 \text{ sccm}) = 3,4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}. \quad (7.50)$$

Die Dichten, die durch die Behandlung der Streuung am molekularen Wasserstoff ermittelt wurden, sind mit den Abschätzungen der molekularen Dichte, Gl. (7.31) bzw. (7.32) vergleichbar.

7.1.3 Suprathermische Elektronen hinter materiellen Limitern

Um den Einfluss eines Limiters auf die suprathermischen Elektronen zu untersuchen, sind Messungen im Schatten eines Limiters durchgeführt worden.

Mit einer Langmuirsonde wurden Fluktuationen des Floatingpotentials ($U_{\text{fl}} - \langle U_{\text{fl}} \rangle$) an mehreren radialen Positionen gemessen. Dieses geschah sowohl im ungestörten, vgl. Abb. 7.8, als auch im durch eine Halbmaske limitierten Plasma, vgl. Abb. 7.9. Getriggert wurde auf die suprathermischen Elektronen in der Entladungsspannung U_{AK} . Bevor die Floatingpotentialfluktuationen präsentiert werden, wird verdeutlicht, dass der Verlauf und Absolutwert der Entladungsspannung für alle Messungen identisch war. In Abb. 7.7 finden sich die Verläufe aller Entladungsspannungen wieder, die den Messungen aus Abb. 7.8 und 7.9 entsprechen. Dabei wird deutlich,

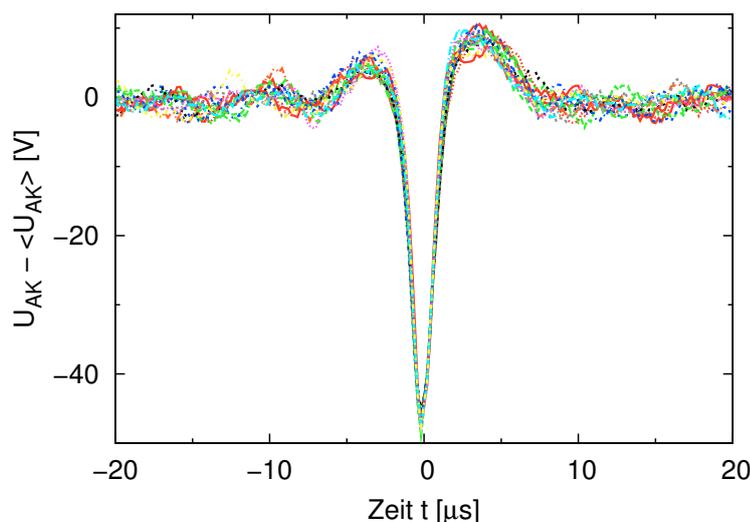


Abbildung 7.7: U_{AK} für alle Messungen in Abb. 7.8 und 7.9.

dass der Limiter, wie erwartet, keinen Einfluss auf die Produktion der suprathermischen Elektronen besitzt. Aufgrund der Ähnlichkeit und der Vielzahl der Verläufe wird von einer Beschriftung der einzelnen Verläufe abgesehen.

Die Messungen der Fluktuationen im Floatingpotential einer Langmuirsonde zeigen im ungestörten Plasma zwei deutliche Peaks für die radialen Positionen $x = -24$ mm und $x = 27$ mm, vgl. Abb. 7.9. Diese beiden Messungen liegen im Bereich der projizierten Feldlinien, die direkt die Kathode treffen, vgl. Kap. 2. Im restlichen Plasmagebiet gibt es nur schwache Fluktuationen des Floatingpotentials der Langmuirsonde. Die suprathermischen Elektronen sind somit nur in einem kleinen Kreisring des Plasmas zu finden.

Für die Messung im Schatten der Halbmaske war diese in der ersten Ebene der Targetkammer montiert und bedeckte den negativen x -Halbraum. Der Abstand zwischen der Halbmaske und der Langmuirsonde in der dritten Targetkammer-ebene betrug $\Delta z = 752$ mm. Die starken Fluktuationen des Floatingpotentials verschwinden an der radialen Position $x = -24$ mm im Schatten der Halbmaske, vgl. Abb. 7.9. In der Abbildung ist der Schatten der Halbmaske grau eingezeichnet. Im ungestörten Teil des Plasmas tauchen sie weiterhin an der radialen Position $x = 27$ mm auf. Der Limiter blockiert die suprathermischen Elektronen, die dann im Plasmaschatten nicht existent sind.

Die Lochmaske, deren Öffnung einen Radius von $r = 17,5$ mm aufweist, blockiert den Bereich der suprathermischen Elektronen vollständig. Dieses wird global durch das Floatingpotential der Neutralisatorplatte untersucht. Für den Fall des ungestörten Wasserstoffplasmas, Abb. 7.10a, erhält man den aus Abb. 7.2 bekannten Spannungsverlauf der Entladung und des Floatingpotentials der Neutralisatorplat-

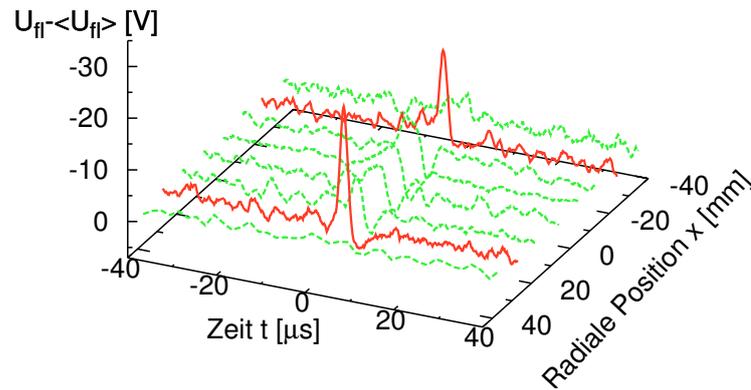


Abbildung 7.8: Radial aufgelöste Fluktuationen des Floatingpotentials U_{fi} einer Langmuirsonde in einem ungestörten Wasserstoffplasma. Stark erhöhte Signale treten bei $x = 27 \text{ mm}$ und $x = -24 \text{ mm}$ auf.

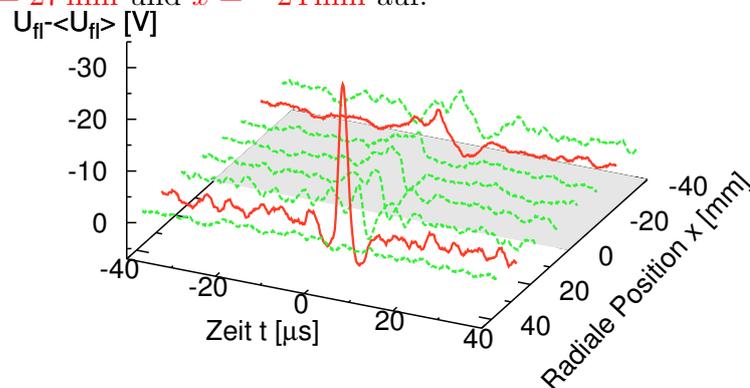


Abbildung 7.9: Radial aufgelöste Fluktuationen des Floatingpotentials U_{fi} einer Langmuirsonde in einem limitierten Wasserstoffplasma. Halbmaske von $x = -60 \dots 0 \text{ mm}$ (grau eingezeichnet) und $\Delta z = 752 \text{ mm}$ vor der Langmuirsonde.

te. Mit zentral eingebrachter Lochmaske verschwindet der Peak des Floatingpotentials der Neutralisatorplatte fast vollständig, stattdessen findet man einen Anstieg des Floatingpotentials der Lochmaske, vgl. Abb. 7.10b. Aufgrund der kürzeren Strecke zwischen Entladungsregion und Limiter tritt dieser zeitlich etwas früher als der Peak des Floatingpotentials der Neutralisatorplatte auf.

Aus den Untersuchungen mit beiden Masken lässt sich ein abschließendes Fazit ziehen. Die suprathermischen Elektronen werden ausschließlich in der Entladungsregion erzeugt, und können hinter einem materiellen Limiter nicht nachgewiesen werden. Die Experimente mit den Limitern haben gezeigt, dass sie radial nur auf einem schmalen Kreisring auftreten. Dieser Kreisring ist die Projektion der Feldlinien von der Kathode und Anode.

Durch die Abhängigkeit der Emissivität eines Plasmas von der Elektronentempe-

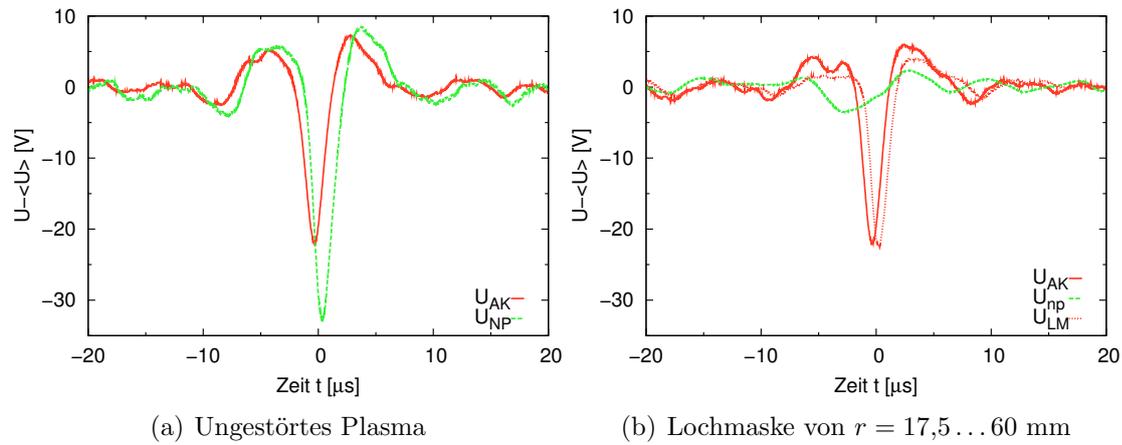


Abbildung 7.10: Fluktuationen der U_{AK} , U_{target} und U_{np} in einem Wasserstoffplasma.

ratur, vgl. Kap. 6.1, kann die Nichtexistenz der suprathemischen Elektronen den Unterschied in der Sichtbarkeit zwischen Plasma und Plasmaschatten erhöhen.

7.1.4 Ionisation mit suprathemischen Elektronen

Eine wichtige Frage für die Ionisation im Volumen eines Plasmas (vgl. Kap. 4) ist der Anteil der suprathemischen Elektronen an der Ionisation im Vergleich zu den thermischen Elektronen.

$$\frac{dn_e}{dt} = \underbrace{n_e n_n \langle \sigma_j(v_e) v_e \rangle}_{\text{thermische}} + \underbrace{n_{st} n_n \langle \sigma_j(v_{st}) v_{st} \rangle \cdot \tau_{st} f}_{\text{suprathemische}} \quad (7.51)$$

$$= n_n (n_e S(T_e) + n'_{st} S(T_{st})) \quad (7.52)$$

$$\Rightarrow R = \frac{n'_{st} S(T_{st})}{n_e S(T_e)} \quad (7.53)$$

Annahme Argon: $T_e = 3 \text{ eV}$, $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Dann folgt in Gl. (7.53):

$$R = 2,1 \cdot 10^{-9}. \quad (7.54)$$

Daher ist für die Ionisationsquellstärke der Anteil der suprathemischen Elektronen unerheblich. Aufgrund ihrer hohen Energie spielen sie jedoch eine wichtige Rolle für die Mehrfachionisation.

Mit dem Massenspektrometer für magnetisierte Plasmen MSMP-02 (Kap. 3.3) wurden radiale Profile der Ionisationsstufen des Argons aufgenommen. Dabei fanden sich ein- und zweifach ionisierte Argonionen. In Abb. 7.11 wird das Verhältnis

der zweifach geladenen Argonionen zum Gesamtanteil der Argonionen dargestellt. Gleichzeitig sind die Elektronendichte und die Elektronentemperatur, ermittelt mit einer Langmuirsonde, aufgetragen. Der größte Anteil der zweifach ionisierten Argonionen wurde in dem heißen und dichten Kreisring des Plasmas gefunden (Abb. 7.11), in dem auch die suprathemischen Elektronen gefunden wurden.

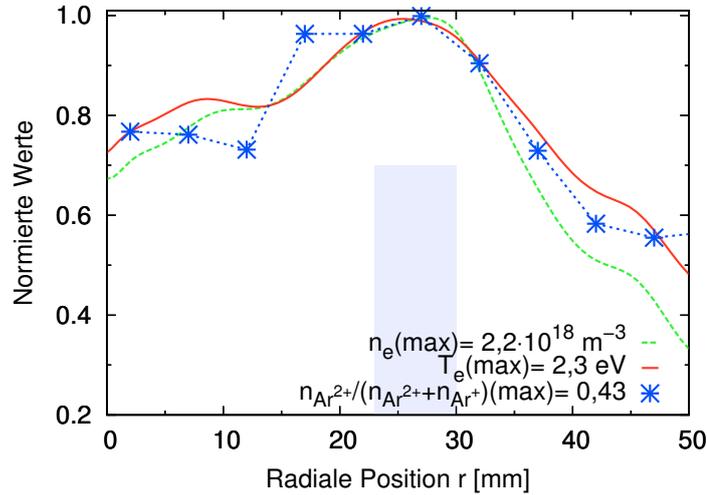


Abbildung 7.11: Radiale Profile der n_e , T_e und des Verhältnisses von Ar^{2+} zu Ar^+ . In hellblau ist die Projektion der Kathodenfeldlinien eingezeichnet, die mit dem Kreisring der suprathemischen Elektronen übereinstimmt.

7.1.5 Erzeugung der suprathemischen Elektronen

Der Bereich, in dem die suprathemischen Elektronen im Plasma auftreten, ist ein sehr schmaler Kreisring. Dieser entspricht der Projektion der Feldlinien, die die Kathode treffen. Um einen möglichen Prozess zur Produktion der suprathemischen Elektronen zu finden, wird im Folgenden der Anoden-Kathoden-Raum, vgl. Abb. 7.12, betrachtet.

So lange das elektrische Feld vor einer geheizten Kathode positiv ist, emittiert sie Elektronen. Verschwindet dieses Feld, tritt eine Begrenzung der Raumladung ein und der Strom, der gezogen werden kann, ist durch das Child-Langmuir-Gesetz begrenzt [Chi11]. Eine geheizte Kathode emittiert Elektronen mit

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_e}} \frac{U_{\text{AK}}^{3/2}}{L^2}, \quad (7.55)$$

wobei L die charakteristische Abfalllänge des Potentials von $-U_{\text{AK}}$ auf 0 ist. Unter Plasmabedingungen entspricht dieses der elektrostatischen Schicht, welche eine

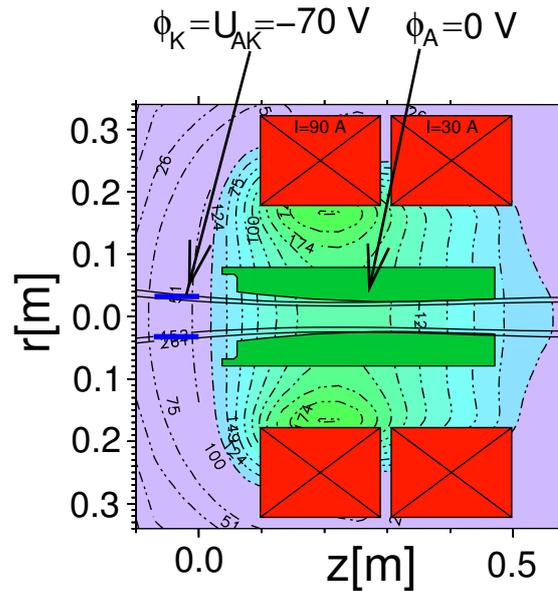


Abbildung 7.12: Entladungsregion (vgl. Abb. 2.2) mit blau eingezeichneter Kathode und grün eingezeichneter Anode. Die Spulen sind rot eingezeichnet.

Ausdehnung von mehreren Debyelängen ($\lambda_{\text{Deb}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}$) vorweist, womit die folgende Beziehung erreicht wird:

$$j \sim U_{\text{AK}}^{3/2} n_e / T_e. \quad (7.56)$$

Der exakte Grund für das Auftreten der Spannungsspitzen und des precursors ist im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt worden. Jedoch könnten Dichtefluktuationen vor der Kathode ein Grund sein. Das folgende Szenario ist eine mögliche Erklärung:

- Ein plötzliches Absinken der Elektronendichte in der elektrostatischen Schicht der Länge $L \approx 4\lambda_{\text{Deb}} \approx 30 \mu\text{m}$ reduziert den Strom, der gezogen wird.
- Dieses führt zu einem weiteren Absinken der Ionisation in der direkt benachbarten Entladungsregion, was eine weitere Absenkung der Elektronendichte zur Folge hat.
- Dieses erzeugt eine Instabilität, die ein weiteres „quenchen“ der Entladung verursacht.
- Die Kontrolle des Versorgungssystems setzt ein, um das quenchen des Stromes zu verhindern. Dieses geschieht mittels Spannungserhöhung.
- Würde sich dabei die Länge L der Schicht um einen Faktor 1,68 vergrößern, so würde sich die Spannung verdoppeln.

7.2 Photomultiplermessungen

Die Beobachtung der Umgebung eines materiellen Limiters auf einer sehr kurzen Zeitskala kann Informationen darüber liefern, ob es intermittierende Prozesse gibt, die für den erhöhten Transport in die Schattenregion hinter einem Limiter verantwortlich sind [WB09].

Antar et al. [AKD⁺01] erklären den starken radialen Transport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen mittels eines konvektiven Prozesses. Diesen finden sie experimentell sowohl in toroidalen als auch in linearen Anlagen [ACY⁺03]. Dabei wurden die Ergebnisse mit Langmuirsonden und schnellen Kameras erhalten [AYT07].

An anderen linearen Anlagen wurden auch Untersuchungen bezüglich intermittierender Transportprozesse vorgenommen [NPR96, Car06, WGK06]. Weitere Arbeiten, auch an linearen Anlagen, sind in dem Übersichtsartikel zu Turbulenzen am Rand toroidaler Maschinen [ZBG⁺07] zu finden. Insbesondere [Car06] ist im Rahmen dieser Arbeit interessant, da dort auch gezielt Limiter im Plasma eingesetzt worden sind. Die verwendeten Plasmen sind jedoch nicht stationär (10 ms Pulsdauer) und unterliegen keiner Rotation. Übereinstimmend zu den Ergebnissen am Plasmagenerator PSI-2, vgl. Kap. 6, wird eine nicht vernachlässigbare Dichte hinter einem Limiter gemessen. Die Messungen wurden mit stark negativ vorgespannten Langmuirsonden vorgenommen. In nicht regelmäßigen Abständen gibt es ein erhöhtes Signal, welches sich in einem Array nach außen bewegt und ein erniedrigtes Signal, welches sich nach innen bewegt. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Strukturen bewegen, wird mit mindestens $1000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ angegeben.

Neben den oben erwähnten direkten Beobachtungen des Plasmas mit schnellen Kameras wurden auch Experimente mit zusätzlichem Gaseinlass durchgeführt [MWS⁺03]. Meinem Kenntnisstand zufolge fanden diese Experimente nur an toroidalen Anlagen statt.

Der Vorteil einer optischen Messung liegt in ihrer Nicht-Invasivität. Ein Nachteil der schnellen Kameras ist, dass sie zwar sehr kurze Belichtungszeiten aufweisen ($t \approx 1 \mu\text{s}$), jedoch zwischen den einzelnen Bildern typischerweise eine Auslesezeit von $t \approx 10 \mu\text{s}$ haben. In den Ergebnissen dieses Kapitels wird deutlich, dass bei einer Beobachtung mit einer solch langen Auslesezeit bestimmte Prozesse in der Umgebung materieller Limiter im PSI-2 nicht aufgelöst werden könnten.

Die Messungen, die im Folgenden präsentiert werden, wurden mit einem Multi-Anoden-Photomultiplier aufgenommen, vgl. Kap. 3.5. Diese Technik hat sich in anderen Teilbereichen der Physik bereits bewährt [SCM⁺02, KKP⁺97, ABB⁺02]. Meinem Kenntnisstand nach fanden sie bisher keine Anwendung in der Diagnostik von Transportphänomenen in Plasmen. Zur Beobachtung von Randschichtplasmen im NSTX fanden zwei Zeilen von Photomultiplern Anwendung, welche ein rechtwinkliges Kreuz bildeten [AZC⁺07]. Eine solche Anordnung kann jedoch nur

sehr eingeschränkt die räumliche Struktur eines uns interessierenden Ereignisses wiedergeben.

7.2.1 Auswahl der Ereignisse

Wie bereits im Kap. 3.5 erwähnt, wurde bei allen hier präsentierten Aufnahmen die Wechselspannung aufgezeichnet. Dabei wurde auf Ereignisse mit erhöhter und erniedrigter Intensität getriggert. Die Schwellenspannung wurde jeweils so gewählt, dass nur prägnante Ereignisse gezählt werden, vgl. Abb. 7.13, diese traten dann noch mehrfach pro Sekunde auf.

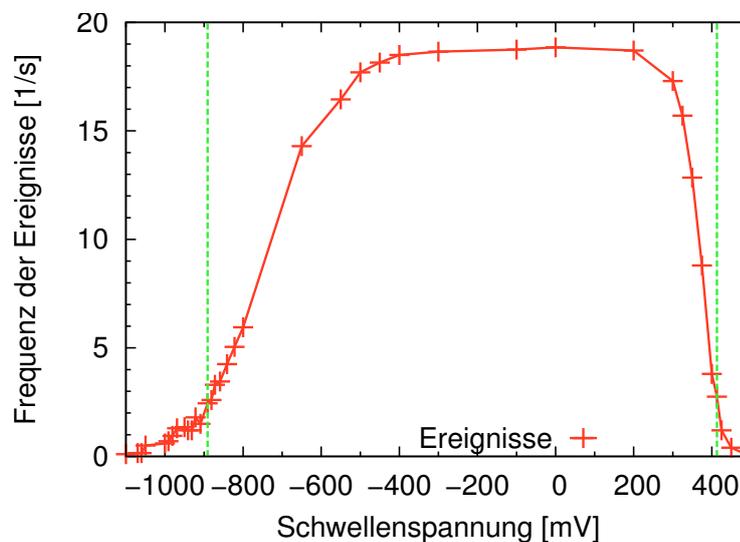


Abbildung 7.13: Ereignisse über Schwellenspannung.

Die Auswahl der Ereignisse ist ein in der Literatur bekanntes Problem bei nur selten auftauchenden Ereignissen (z.B. [PT89, BTGP06, TDF⁺08]). Das Problem ist hierbei, eine Schwellenbedingung zu definieren, die einerseits niedrig genug ist, um die gewünschten Ereignisse aufzuzeichnen, andererseits aber möglichst wenig falsche Ereignisse aufzeichnet. Typischerweise wird dann viel Vorwissen in die Messung gesteckt, um die erwarteten Ereignisse zu finden.

Auch in dieser Arbeit wird dieses Problem nicht voll zufriedenstellend gelöst. Einerseits war die einfache Schwellenbedingung dazu geeignet, interessante Ereignisse zu finden, jedoch wurden auch viele Ereignisse aufgezeichnet, die im Rahmen dieser Arbeit nicht interessierten. Aus Zeitgründen wurde keine bessere Schwellenbedingung definiert. In der Betrachtung des zeitlichen Verlaufs wird gezeigt, dass dieser prägnant mit steilem Anstieg und langsamen Abfall verläuft, vgl. Kap. 7.2.4. Dieses ist jedoch erst im Rahmen der späteren Auswertung der Messwerte

zutage getreten. Eventuell ließe sich eine gezieltere Auswahl der Ereignisse über eine derart definierte Bedingung erreichen, vgl. Kap. 7.2.5.

Bei der Auswertung der Beobachtungen konnten zwei Fälle unterschieden werden, auf die in den nächsten beiden Abschnitten eingegangen wird. Bei den kollektiven Bewegungen wurden jeweils 50 Ereignisse gemittelt, wohingegen bei den Einzelergebnissen ein Ereignis gemessen wurde, von dem die gemittelte Messung abgezogen wurde.

7.2.2 Kollektive Bewegung

Zunächst werden Bewegungen betrachtet, bei denen sich das Plasma als Gesamtensemble bewegt. Dieses lässt sich sowohl mit als auch ohne Limiter beobachten. Der Aufbau und die optische Abbildung entsprach bei den nun folgenden Messungen den Beschreibungen im Kap. 3.5.

Argon ohne Limiter

Auffällig in Abb. 7.14 ist das sukzessive Ansprechen der einzelnen Zeilen. Die Elemente einer einzelnen Zeile sprechen dabei jeweils nahezu zeitgleich an. Dieses wirkt wie eine Rotation der Plasmasäule, wobei ein Teil eine erhöhte Intensität besitzt. Der Rotationssinn der Plasmasäule [Lun08] stimmt dabei mit der Reihenfolge des Ansprechens der Zeilen überein.

Klose [Klo00] hat eine rotierende fünfzählige Struktur in einem Kryptonplasma im Plasmagenerator PSI-2 beobachtet mit jeweiligen erhöhten Intensitäten beim Radius $r_m = 27,6$ mm und einer Rotationsfrequenz von $f_{\text{rot}} = 12$ kHz. Diese ist mit der Geschwindigkeit der Intensitätserhöhung v zu vergleichen.

Der Zeilenabstand beträgt $l = 6$ mm. Sie sprechen nach jeweils $t = 1,2$ μs an.

$$v = \frac{l}{t} \approx \frac{6 \text{ mm}}{1,2 \mu\text{s}} = 5000 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (7.57)$$

$$f_{\text{rot}} = \frac{v}{2\pi r} = 29 \text{ kHz}. \quad (7.58)$$

Vergleicht man diese beiden Rotationsfrequenzen, so fällt auf, dass sie in grober Näherung unter Beachtung der $1/m_i$ -Abhängigkeit übereinstimmen

$$\frac{(f_{\text{rot}} \cdot m_i)|_{\text{Ar}}}{(f_{\text{rot}} \cdot m_i)|_{\text{Kr}}} = 1,15. \quad (7.59)$$

Dieses unterstreicht die Vermutung, dass die kollektive Bewegung eine Rotation der Plasmasäule ist.

Bei der Beobachtung der erniedrigten Intensität ist ein zeilenweises Ansprechen

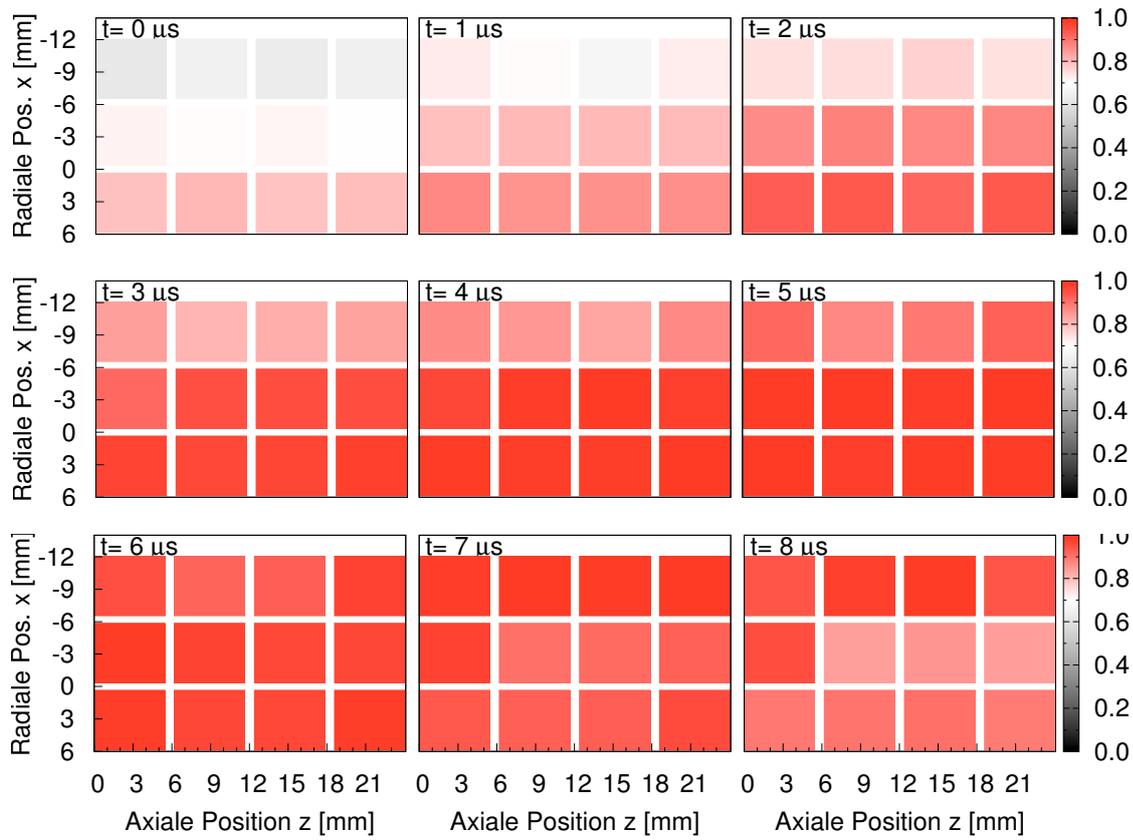


Abbildung 7.14: Argon ohne Limiter. Rotation erhöhter Intensität bei gemittelter Messung.

erkennbar, welches umgekehrt zur Beobachtung bei der erhöhten Intensität stattfindet, vgl. Abb. 7.15.

Durch die größere Signaltbreite ist eine exakte Geschwindigkeitsbestimmung hier jedoch nicht möglich und wird nicht durchgeführt.

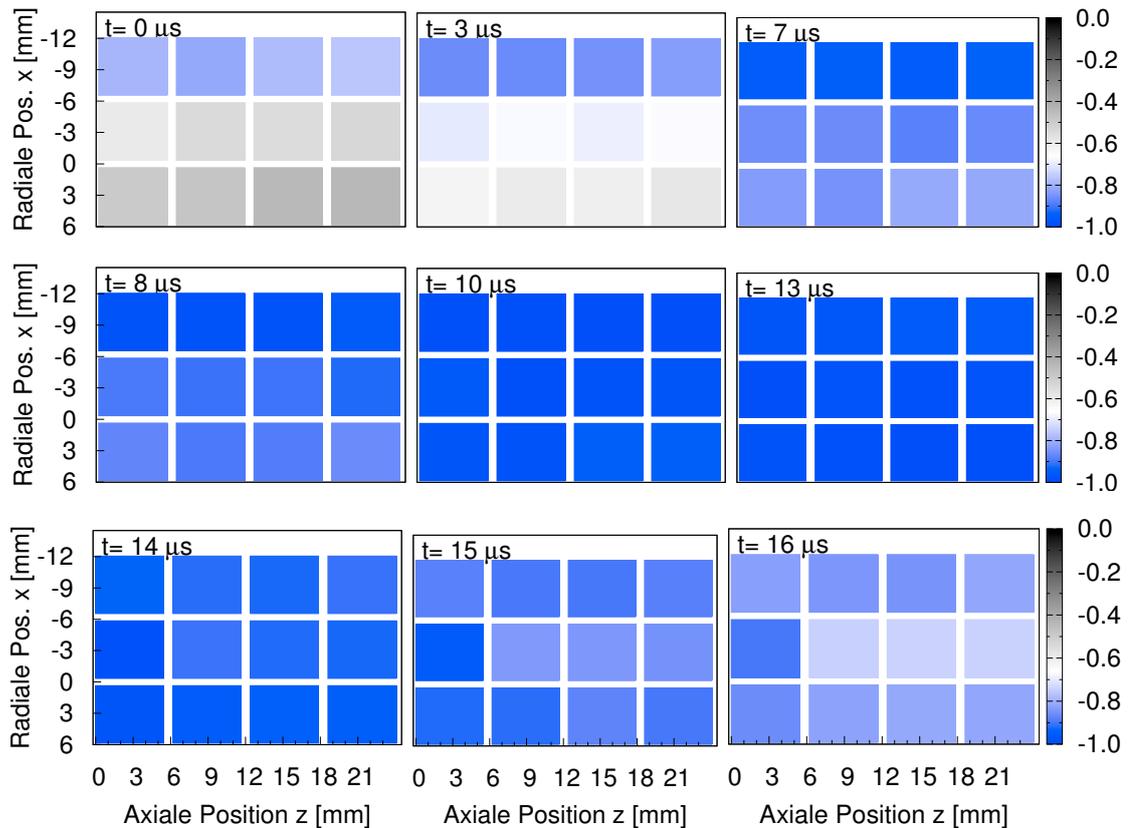


Abbildung 7.15: Argon ohne Limiter. Rotation niedriger Intensität bei gemittelter Messung.

Argon mit Halbmaske

Auch im Falle des limitierten Plasmas ist eine Kollektivbewegung der Plasmasäule zu beobachten. Für die Messung, die in Abb. 7.16 präsentiert wird, nimmt die Halbmaske den positiven x -Halbraum ein und ist in der Graphik grün markiert. Die axiale Koordinate z ist so gewählt, dass die Maske bei $z = 0$ steht. Vergleicht man die Abb. 7.16 und 7.14, so zeigt sich die gleiche kollektive Bewegung. Eine Ausnahme ist die Photomultiplier-Spalte direkt hinter der Halbmaske, die etwas zeitversetzt zu den anderen Spalten reagiert.

Die Kollektivbewegung des Plasmas, die mit den Photomultipliern beobachtet werden kann, wird von einem eingesetzten Limiter nicht unterbunden.

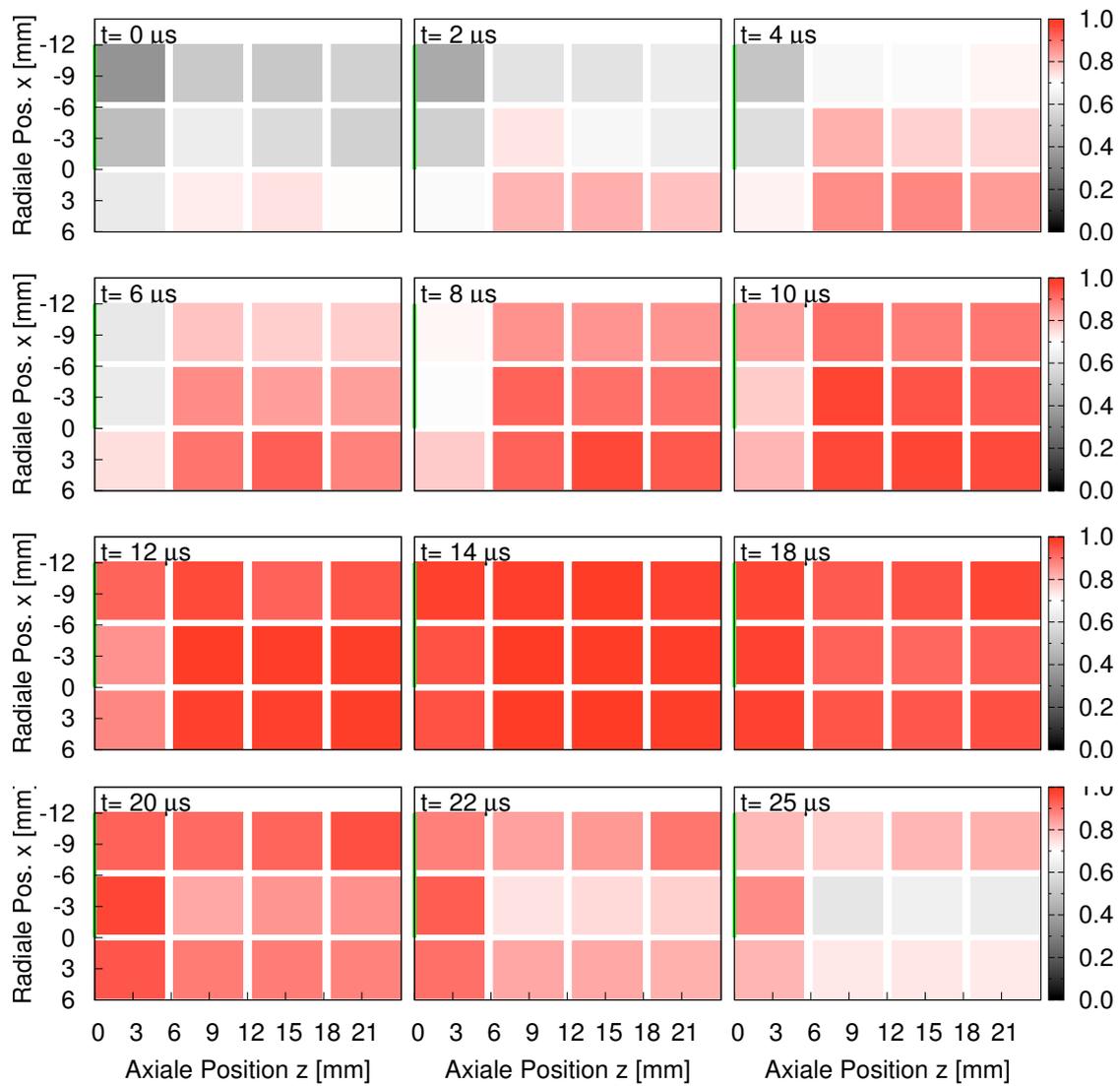


Abbildung 7.16: Argon mit Halbmaske (positiver x -Halbraum bei $z = 0$ mm. Rotation erhöhter Intensität bei gemittelter Messung.

7.2.3 Einzelbewegung

Neben der Kollektivbewegung, die sowohl ohne als auch mit Limiter gefunden wurde, tritt im Falle mit Limiter noch ein strukturell unterschiedliches Verhalten auf. Hier treten stochastische Einzelbewegungen auf, die sich in den Schattenbereich des Limiters bewegen. Aufgrund ihres stochastischen Auftretens werden diese Messungen hier als Einzelmessungen präsentiert, was wiederum ein verschlechtertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bedeutet.

Helium mit Lochmaske

Als erstes wird die Lochmaske (vgl. Kap. 3.6) in einem Heliumplasma eingesetzt. Die Achsen der Abb. 7.17 sind so gelegt, dass die Öffnung ($r = 17,5$ mm) der Lochmaske bei $z = x = 0$ mm zentriert ist.

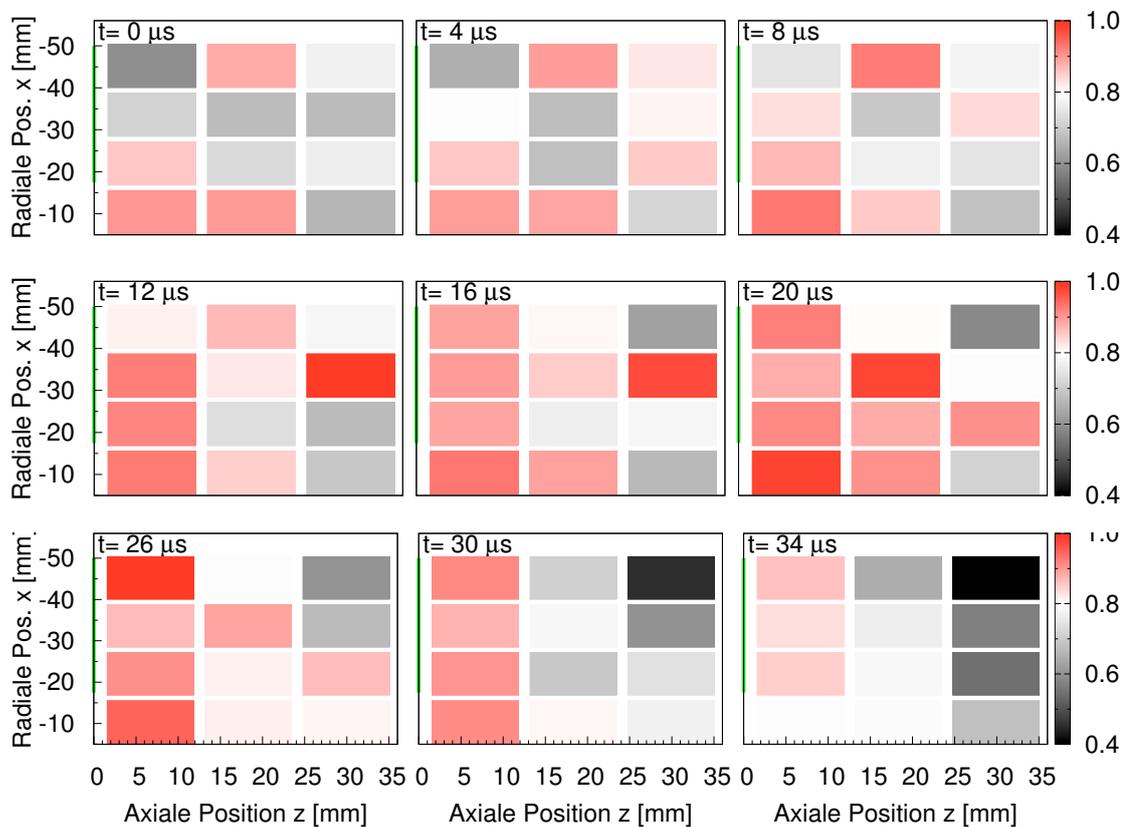


Abbildung 7.17: Heliumplasma mit Lochmaske. Die grün markierte Maske beginnt bei $x = 17,5$ mm, $z = 0$ mm. Einzelmessung.

Wie bereits erwähnt, ist das Signal etwas verrauscht, aber die Bewegung einer

einzelnen Zelle, die sich direkt hinter der Lochmaske radial nach außen bewegt, ist zu erkennen. Insbesondere ist der Unterschied zum zeilenweisen Ansprechen bei der Kollektivbewegung augenscheinlich.

Argon mit Halbmaske

Deutlicher wird die Bewegung bei dem nächsten Beispiel. Hierbei wird die Halbmaske in einem Argonplasma eingesetzt. Sie belegt hierbei bei der axialen Position $z = 0$ mm den negativen x -Halbraum.

In Abb. 7.18 lässt sich bei $t = 0 \mu\text{s}$ beobachten, wie eine erhöhte Intensität in einem Element innerhalb der ungestörten Plasmasäule auftritt ($x = 3$ mm, $z = 9$ mm). Dieses Ereignis bewegt sich in den Schattenbereich des Limiters und schwächt sich nach $15 \mu\text{s}$ ab. Zeitgleich erscheint eine Erhöhung des Signals in der ersten Photomultiplierpalte hinter der Halbmaske ($x = -15$ mm, $z = 3$ mm). Diese Struktur bewegt sich in Richtung des Bereiches des ungestörten Plasmas. Dieses kann so interpretiert werden, dass ein konvektiver Transport in einer Spiralbewegung in den Schattenraum stattfindet.

Ein derartiges Ereignis kann jedoch nur selten beobachtet werden. Dieses spricht entweder dafür, dass es nur selten auftritt, oder dafür, dass die oben geschilderte Triggerschwellenmethode nur bedingt geeignet ist, entscheidende Ereignisse herauszufiltern.

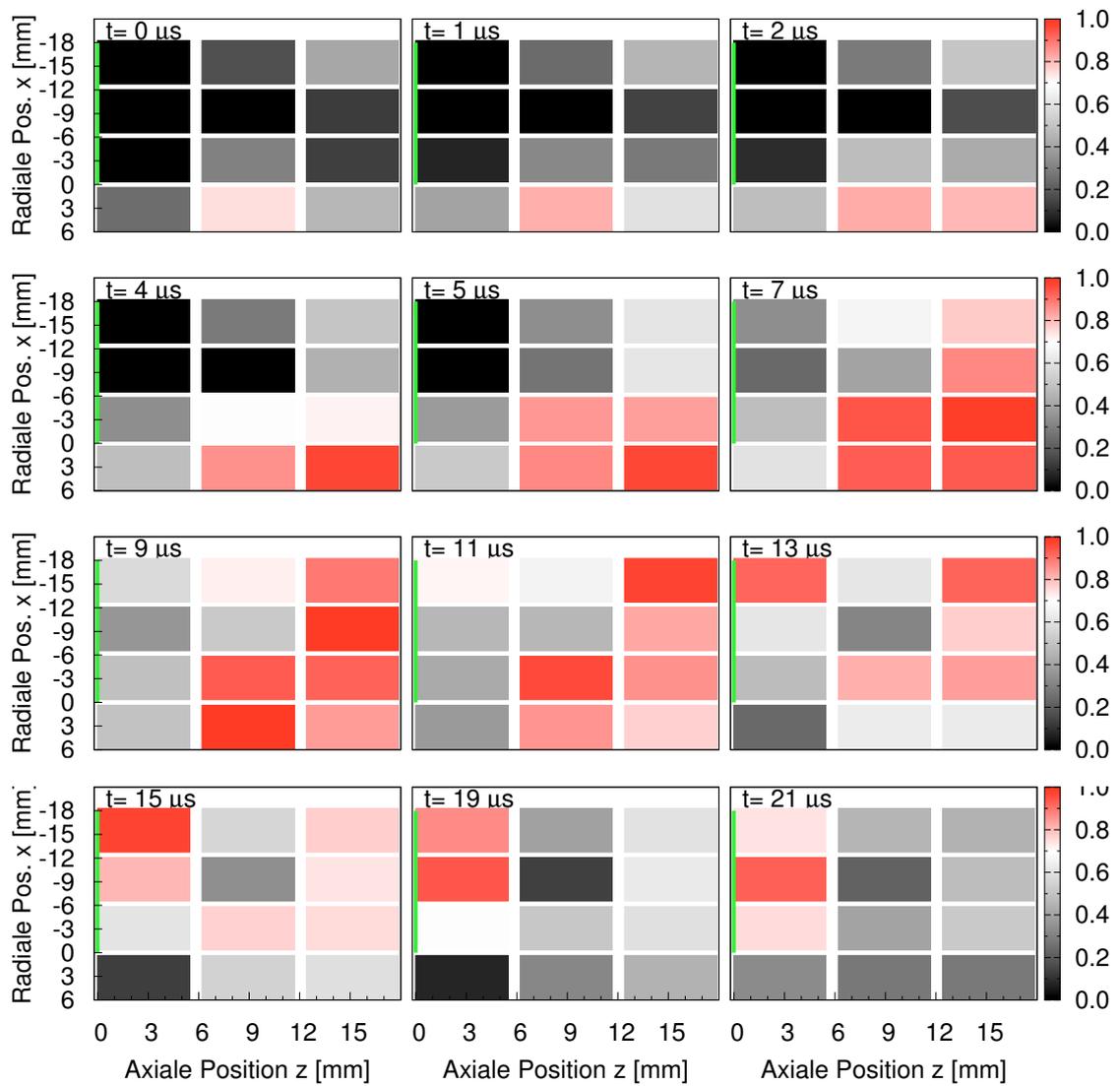


Abbildung 7.18: Argon mit Halbmaske (negativer x -Halbraum bei $z=0$). Die Position der Maske ist grün markiert. Einzelmessung.

7.2.4 Zeitliche Struktur

Beim Betrachten der Zeitstruktur eines Elements des Photomultipliers kann das Verhältnis zwischen Anstiegs- und Abfallzeit klassifiziert werden, vgl. Abb. 7.19.

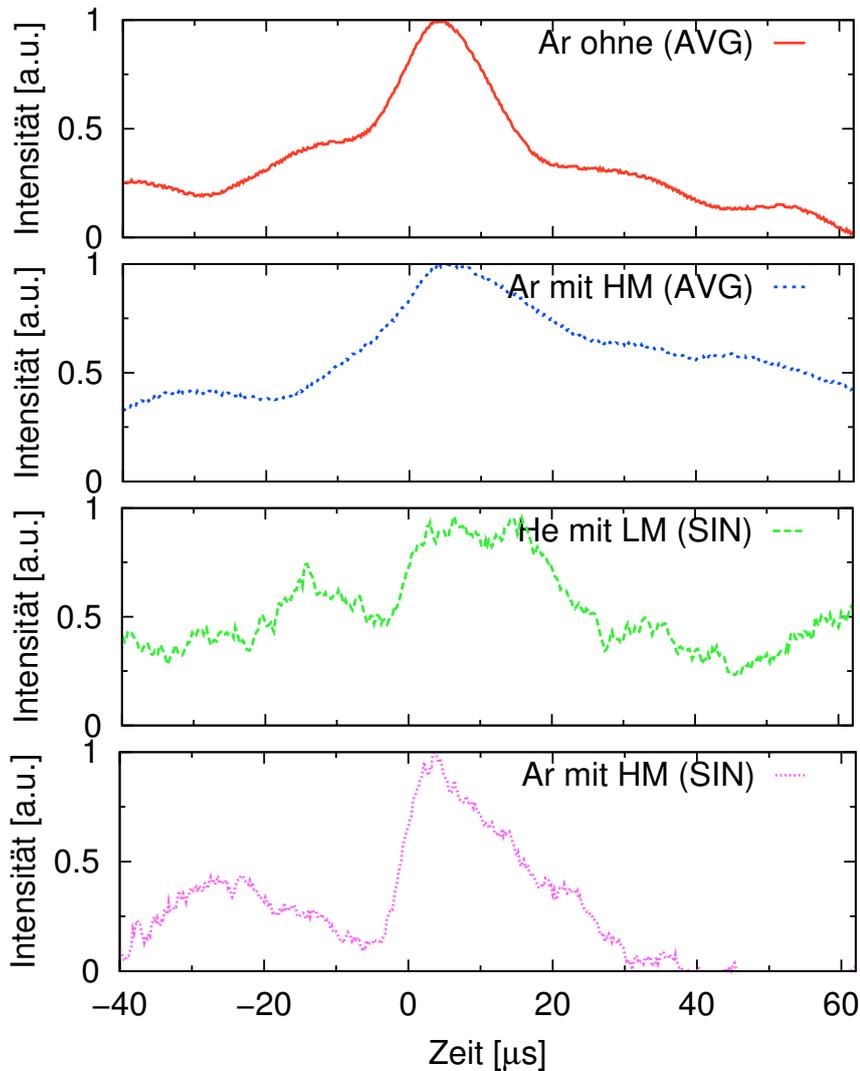


Abbildung 7.19: Zeitlicher Verlauf der Ereignisse. Mit AVG sind die kollektiven Ereignisse, mit SIN die Einzelereignisse, mit HM ist die Halbmaske und mit LM die Lochmaske bezeichnet.

Insbesondere das Einzelereignis, welches im Argon mit der Halbmaske beobachtet worden ist, fällt durch einen raschen Anstieg mit langer Abfallzeit auf. In Tabelle 7.1 sind die Ereignisse zusammengefasst. Als Vergleich ist ein Wert aus [ACY⁺03] gegeben, welcher den zeitlichen Verlauf des Ionensättigungsstromes eines mittels

Langmuirsonden beobachteten Ereignisses in der linearen Plasmaanlage PISCES angibt.

	Ar_{ohne} (AVG)	Ar_{HM} (AVG)	He_{LM}	Ar_{HM} (SIN)	[ACY+03]
$t_{\text{Anstieg}}/t_{\text{Abfall}}$	0,9	0,4	0,3	0,2	0,2

Tabelle 7.1: Verhältnis der Anstiegszeit (t_{Anstieg}) zur Abfallzeit (t_{Abfall}).

Auch andere Gruppen (z.B. [MDF⁺06, TDF⁺08]) sehen intermittierende Zeitstrukturen, welche sie dem konvektiven Transport zuordnen. Bei den in diesem Kapitel beobachteten Ereignissen ist es wichtig zu beachten, dass die Elektronentemperatur viel stärker als die Elektronendichte auf die Sichtbarkeit einwirkt, vgl. Kap. 6.1. Ob die gemessenen Fluktuationen die Ursachen für den erhöhten Teilchentransport in den Schattenbereich jenseits eines Limiters sind, ist mit diesen Messungen alleine nicht zu klären. Es empfiehlt sich, diese Ereignisse mit Sondenarrays zu kombinieren, um mögliche Korrelationen zwischen Erhöhungen der Sichtbarkeit und Fluktuationen auf dem Ionensättigungsstrom zu ergründen. Dieses war aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich. Die Voruntersuchungen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

7.2.5 Vergleich mit Fluktuationsmessung einer Einzelsonde

Hierzu wurde eine Einzelsonde negativ vorgespannt und diese dann auf mehrere radiale Positionen verfahren. So konnte im Gegensatz zu einer Messung mit einem Sondenarray zwar keine gleichzeitige örtliche und zeitliche Auflösung erreicht werden, aber der zeitliche Verlauf der Fluktuationen im Sondersignal wird im Folgenden gezeigt und diskutiert.

In Abb. 7.20 sind zwei Zeitverläufe des Ionensättigungsstromes einer Einzelsonde im Kernbereich eines Argonplasmas aufgetragen. Es ist einerseits ein ungestörtes Plasma und andererseits ein durch eine Halbmaske limitiertes Plasma untersucht worden. Die Halbmaske verdeckt den gesamten negativen x -Halbraum. Die Langmuirsonde wurde hinter der Sonde (axialer Abstand $\Delta z = 408$ mm) eingesetzt. Die Verläufe sehen im gesamten Plasmaquerschnitt sehr ähnlich aus; abgebildet werden sie für die axiale Position ($x = 1$ mm). Das qualitative Verhalten mit eingesetzter Halbmaske ändert sich stark. Es dominieren dann unregelmäßige steile Anstiege, mit langsamen Abfällen.

Auf diese Zeitverläufe wird ein „Conditional Averaging“ [FBL⁺95, BTGP06] angewandt. Die Bedingungen zur Mittelung sind wie folgt:

- Stromsignal größer als ein definierter Schwellenwert,

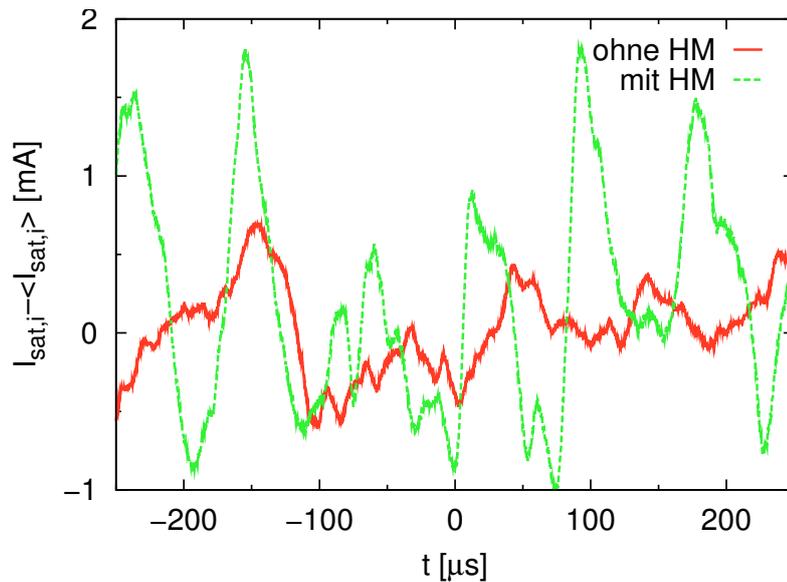


Abbildung 7.20: Zeitlicher Verlauf des Ionensättigungsstromes in Argon. Gemessen wurde an der Schattengrenze der Halbmaske ($\Delta x = 1 \text{ mm}$, $\Delta z = 408 \text{ mm}$).

- eine steigende Flanke,
- ein Mindestmaß an Steilheit der Flanke,
- zwei Mittelungszeiträume dürfen sich nicht überschneiden.

Es werden somit nur Bedingungen bezüglich des Signalanstiegs formuliert. Im Falle der Messung ohne Limiter gingen alle eventuellen Ereignisse im Rauschen unter, beziehungsweise konnte kein signifikantes Ereignis herausgefiltert werden. Für die Messung mit der Halbmaske wurden an allen radialen Positionen Ereignisse ermittelt, vgl. Abb. 7.21.

Die Ergebnisse ähneln den Verläufen, die weiter oben bei der Messung mit dem Photomultiplier im Falle der Halbmaske präsentiert worden sind, vgl. Abb. 7.19. In beiden Fällen folgt einem schnellen Anstieg ein langsamer Abfall, auch quantitativ stimmen die Zeiten überein. Dies zeigt, dass die beobachteten intermittierenden Strukturen wahrscheinlich Teilchenstrukturen, sogenannte *blobs*, sind und eine mögliche Ursache für den erhöhten Teilchentransport in den Schattenbereich eines Limiters darstellen. Wie bereits oben erwähnt wurde, ist dieser Abschnitt als Voruntersuchung und Abrundung der optischen Messung zu sehen und ersetzt keineswegs die angesprochene Kombination des Photomultipliers mit einem Sondenarray. Diese Sondenmessungen sind nicht gleichzeitig mit den Photomultiplermessungen durchgeführt worden. Der axiale Abstand der Sonde zum Limiter war relativ groß und wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, sind die Abfalllängen in der

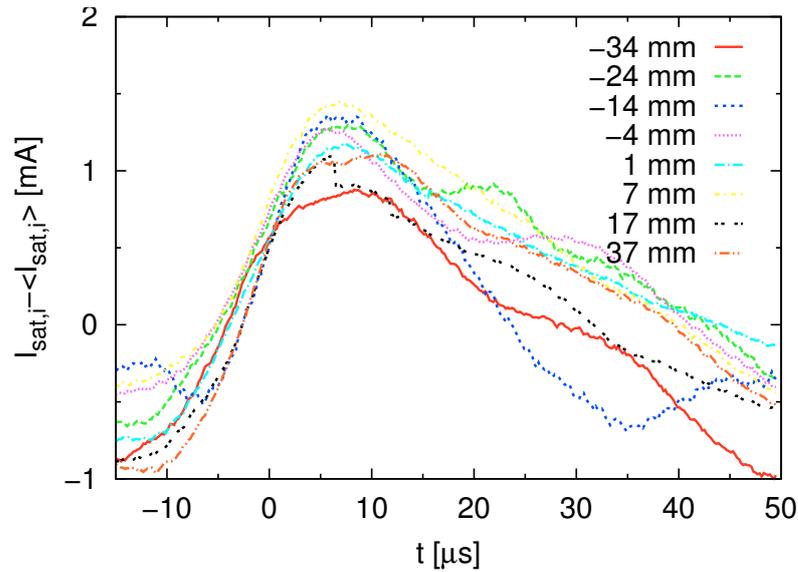


Abbildung 7.21: Verlauf des Ionensättigungsstromes von Einzelereignissen in Argon, die durch *Conditional Averaging* gemittelt wurden.

Umgebung eines Limiters viel kleiner. In diesem großen axialen Abstand gab es keine radiale Abhängigkeit des zeitlichen Verlaufes des Ionensättigungsstromes. Die Beobachtung der unmittelbaren Umgebung eines materiellen Limiters mit einem Multi-Anodenphotomultiplier hat zwei zu trennende Transportphänomene aufgedeckt. Einerseits gibt es eine Kollektivbewegung der gesamten Plasmasäule, die bereits im Fall ohne Limiter zu beobachten ist. Diese Kollektivbewegung konnte als Rotation der Plasmasäule identifiziert werden. Mit Limiter lassen sich Einzelbewegungen erkennen, bei denen sich räumliche Strukturen auf kurzen Zeitskalen vom ungestörten Teil des Plasmas in den Plasmaschatten bewegen. Der qualitative zeitliche Verlauf des letztgenannten Ereignisses kann auch im Ionensättigungsstrom einer Langmuirsonde gefunden werden. Sowohl die kollektive als auch die Einzelbewegungen finden auf einer Zeitskala statt, die unter der Auslesezeit der schnellen Kameras ($t \approx 10 \mu\text{s}$) liegt. Sie wären mit einer schnellen Kameras nicht zu erfassen. Die beobachteten turbulenten Strukturen können möglicherweise für den erhöhten Transport in das Schattengebiet hinter einem Limiter verantwortlich sein.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit sind die Transportphänomene magnetisierter Plasmen in der Umgebung materieller Limiter untersucht worden.

Die experimentellen Ergebnisse wurden am linearen Plasmagenerator PSI-2 gewonnen. Dieser zeichnet sich durch Plasmaparameter aus, die denen der Randschicht eines Fusionsplasmas ähneln.

Die Untersuchungen gliederten sich in zwei Teilbereiche. Einerseits wurden Grundlagenuntersuchungen zum Transport in einer linearen Anlage und zum Einfluss invasiver Diagnostiken auf ein Plasma durchgeführt. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse flossen in die Untersuchung der Umgebung materieller Limiter ein.

Es konnte erstmals das konservierte Hohlprofil des Plasmas in Verbindung mit dem langsamen Abfall im Außenbereich in einer linearen Geometrie konsistent beschrieben werden. Der bisher nicht berücksichtigte Prozess der Volumenionisation ging entscheidend in die Modellbeschreibung ein. Die Volumenionisation findet dabei auf einem schmalen Kreisring statt, der durch die Entladungsgeometrie vorgegeben wird. Durch die Modellierung konnte ein anomaler Diffusionskoeffizient des Radialtransports ($D_{\perp} \approx 5 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$) ermittelt werden. Die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der Magnetfeldstärke konnte experimentell mit $D_{\perp} \sim \frac{1}{B}$ bestimmt werden. Dies stimmt mit der Theorie zur anomalen Diffusion [Spi60] überein.

Der Nachweis von suprathemischen Elektronen, die in einer stationären Bogenentladung erzeugt werden, konnte durch Untersuchungen der Entladungsspannung und des Floatingpotentials der Neutralisatorplatte, die die Plasmasäule terminiert, geführt werden. Durch ergänzende Untersuchungen der Fluktuationen des Floatingpotentials einer radial verfahrbaren Langmuirsonde konnte der Bereich, in dem suprathemische Elektronen in der Plasmasäule auftreten, auf einen schmalen Kreisring festgelegt werden. Dieser Kreisring entspricht der Projektion der Feldlinien, die die Kathode direkt berühren und ist damit identisch mit der lokalisierten Quelle der Volumenionisation. Andere Autoren haben in Hohlkathoden-

entladungen und linearen Anlagen bereits suprathermische Elektronen vermutet [CLI97, Ezu08, OET⁺98, HWN⁺01], jedoch konnten diese bisher nicht experimentell nachgewiesen werden. Die suprathermischen Elektronen werden von eingesetzten materiellen Limitern blockiert und können hinter einem Limiter nicht nachgewiesen werden. Um das Phänomen der suprathermischen Elektronen besser zu untersuchen, sollten zukünftige Experimente neben der Entladungsspannung und dem Floatingpotential der Neutralisatorplatte auch die entsprechenden Ströme messen. Mit der segmentierten Neutralisatorplatte [Lan09] könnte, insbesondere bei gleichzeitiger Messung mit einer Langmuirsonde, neben der radialen Abhängigkeit auch eine Winkelabhängigkeit der suprathermischen Elektronen untersucht werden.

In dieser Arbeit wurde erstmals der Einfluss des Schaftes einer Langmuirsonde auf die Messung der Plasmaparameter eines magnetisierten Plasmas untersucht. Der Schaft dient dem Plasma als Teilchensenke und reduziert die Elektronendichte in einem Plasma. Die Elektronentemperatur bleibt dabei unberührt. Der experimentelle Nachweis gelang mit zwei Langmuirsonden. Eine wurde zur aktiven Messung genutzt, während die zweite eine passive Störung darstellte. Die Reduktion der Elektronendichte war sowohl von der geometrischen Anordnung der beiden Sonden zueinander als auch vom Ionengyrationsradius unabhängig. Die Abhängigkeit bestand nur von der Größe der Kontaktfläche des Plasmas zur Sonde. Unter Berücksichtigung der globalen Teilchenbilanz konnte ein Modell zur Beschreibung der Reduktion entwickelt werden. Die Asymmetrie des Gesamtdichteprofiles kann leider nicht beschrieben werden. Jedoch ist es mit diesem Modell möglich, von der gemessenen gestörten Dichte auf die ungestörte Dichte zu schließen.

Beim Einbringen großer materieller Limiter in ein Plasma bildet sich in Strömungsrichtung ein Gebiet niedriger Intensität, der Plasmaschatten, und in der Gegenrichtung ein Gebiet erhöhter Intensität, der inverse Schatten, aus. Die Intensitätsunterschiede sind durch die empfindliche Abhängigkeit der Emission von der Elektronentemperatur zu erklären. Eine systematische Untersuchung der unmittelbaren Umgebung eines Limiters war bisher in der Literatur weder experimentell noch theoretisch bekannt. Insbesondere die gleichzeitige Analyse der Gebiete vor und hinter einem Limiter stellen ein Novum dar. Die experimentellen Befunde der Langmuirsonden und der optischen Spektroskopie stehen dabei größtenteils im Einklang. Leichte Abweichungen ergaben sich bei der Untersuchung mit der rotationssymmetrischen Lochmaske. Die Abfalllängen in der Umgebung eines materiellen Limiters sind kurz. Es gab keine eindeutige Skalierung dieser Längen mit dem Ionengyrationsradius.

Eine Untersuchung des Einflusses des Winkels zwischen der Limiternormalen und den Magnetfeldlinien konnte die Vorhersagen des Choduramodells [Cho82] zum Dichteverlauf eines Plasmas unter schrägem Einfall experimentell bestätigen. Hier-

zu wurden erstmalig orts aufgelöste axiale Messungen der Elektronendichte vor einem verkippten Limiter unternommen. Die Untersuchungen fanden in den für die Kernfusion relevanten Gasen Wasserstoff und Deuterium und in Argon statt. Die Argonmessungen wurden durch Untersuchungen der Strömungsgeschwindigkeit mit laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) ergänzt [LWF08]. Der Vergleich der drei Gase ermöglicht es, die durch LIF gewonnenen Daten auf die beiden Wasserstoffisotope zu übertragen.

Der gefundene anomale Senkrecht diffusionskoeffizient lässt einen turbulenten Transport im Plasmagenerator PSI-2 vermuten. Zur Untersuchung schneller Ereignisse in der Umgebung materieller Limiter wurde ein Multi-Anodenphotomultiplier und eine radial verfahrbare, negativ vorgespannte Langmuirsonde eingesetzt. Die Photomultiplier vermochten im Vergleich zu verfügbaren schnellen Kameras [ZBG⁺07] die zeitliche Auflösung beträchtlich zu steigern, bei gleichzeitiger Verringerung der örtlichen Auflösung. Aufgrund der Steigerung der zeitlichen Auflösung konnten zwei verschiedene Transportphänomene beobachtet werden. Es wurde eine Kollektivbewegung des Plasmas gefunden, die sowohl mit als auch ohne Limiter auftrat. Diese Bewegung konnte in Übereinstimmung mit der Literatur [MKPF00, Klo00] der Rotation der Plasmasäule zugeordnet werden. Bei limitierten Plasmen traten ergänzend Einzelbewegungen auf. Diese Strukturen besitzen eine Vorzugsrichtung vom ungestörten Plasma in den Plasmaschatten. Ihr zeitlicher Verlauf fand sich auch in dem Ionensättigungsstrom der Langmuirsonde wieder und entspricht den Beobachtungen anderer Gruppen [ACY⁺03]. Es bietet sich an, diese Messungen durch zeitgleiche Messungen der Fluktuationen mit einem Sondenarray und einem Multi-Anodenphotomultiplier zu vertiefen. Die vorliegenden Ergebnisse geben Anlass zu der Annahme, dass die schnellen räumlichen Strukturen eine mögliche Ursache für den erhöhten Radialtransport in das Schattengebiet materieller Limiter sind.

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass eine Beschreibung des Transportes magnetisierter Plasmen als ungestörten Paralleltransport mit geringem Radialtransport häufig nicht ausreicht. Dieses gilt insbesondere für die Umgebung materieller Limiter, die von einem starken Quertransport geprägt ist.

Anhang A

Korrektur der Temperaturmessung eines Thermoelementes bei niedrigen Neutralgasdrücken

Die direkte Messung der Neutralgasdichte in einem Plasma ist schwierig [Bau09]. Wesentlich einfacher lässt sich der Neutralgasdruck messen. Mit dem Ansatz der idealen Gasgleichung (4.3) kann bei Kenntnis der Neutralgastemperatur die Dichte abgeleitet werden. Jedoch ist die Messung der Temperatur des Neutralgases bei niedrigen Drücken mittels Thermoelement eine nicht triviale Angelegenheit. Durch den geringen Druck nimmt die Stoßrate ab, und man kann nicht mehr davon ausgehen, dass sich das Thermoelement im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Neutralgas befindet. Die vom Thermoelement ermittelte Temperatur T_{tc} ist dann nicht gleich der Temperatur des Neutralgases T_n . In diesem Kapitel wird gezeigt, wie und mit welchen weiteren Messgrößen, man einen Zusammenhang zwischen der gemessenen Temperatur T_{tc} und der Temperatur des Neutralgases T_n erstellen kann.

Zum Einsatz kam in dieser Arbeit ein Thermoelement vom Typ K (siehe [CGB⁺93]), in welchem zwei verschweißte Drähte (Ni-Cr bzw. Ni-Al) den Messkopf bilden. Der Schutzmantel mit einem Durchmesser von $d_{inc} = 1,0\text{ mm}$ und einer Dicke von $s_{inc} = 0,1\text{ mm}$ dieses Thermoelementes besteht aus Inconel, welches eine hitzebeständige Chrom-Nickel-Stahllegierung ist. Durch Kontaktierung des Thermoelementmantels mit dem Gefäß des Plasmagenerators ist neben der elektrischen Erdung auch die Temperatur an dieser Stelle auf die Temperatur des Gefäßes T_w festgelegt.

Man kann das Problem des Energieeintrages und der Abstrahlung somit für zwei Gebiete getrennt betrachten. Das Gebiet I umfasst dabei den Bereich innerhalb

des Gefäßes ($0 \leq x \leq L_1$), wobei $L_1 = 100$ mm beträgt und sich der Messpunkt bei $x = 0$ mm befindet. Das Gebiet II umfasst die Messleitung, die außerhalb des Gefäßes ($L_1 < x \leq L$) liegt und somit nicht mehr geheizt wird. Die Gesamtlänge L der Anordnung beträgt 250 mm (siehe Abb. A.1).

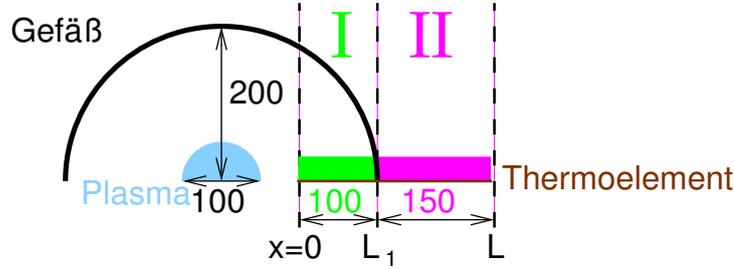


Abbildung A.1: Das Thermoelement im Plasmagenerator PSI-2.

Die Energietransportgleichung lässt sich wie folgt schreiben [Fus07]:

$$\text{I } (0 \leq x \leq L_1) : \quad \Delta V c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta A (\Gamma_{\text{heiz}} - \Gamma_{\text{strahl}}) - \Delta V \frac{\partial}{\partial x} \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\text{II } (L_1 \leq x \leq L) : \quad \Delta V c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = -\Delta V \frac{\partial}{\partial x} \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (\text{A.2})$$

mit dem Flächen- bzw. Volumenelement $\Delta A = \pi d_{\text{Inc}} \Delta x$ und $\Delta V = s_{\text{Inc}} \Delta A$. Desweiteren verwendet man c , ρ und κ als die spezifische Wärme, Dichte und Wärmeleitfähigkeit der Inconel-Abschirmung. Der erste Term der rechten Seite der Gleichung (A.1) bilanziert die Wärmeströme, die über die Oberfläche zu- bzw. abfließen. Der Wärmeeintrag geschieht durch das Neutralgas. Wobei die auftreffenden Teilchen dem Thermoelement eine mittlere Energie von $2k_{\text{B}}T_{\text{n}}$ zuführen und die thermalisierten, wegfliegenden Teilchen im Mittel eine Energie von $2k_{\text{B}}T_{\text{tc}}$ abführen. Zusammen ergibt sich ein Nettoheizfluss:

$$\Gamma_{\text{heiz}} = \Gamma_{\text{n}} 2k_{\text{B}} (T_{\text{n}} - T_{\text{tc}}) = n_{\text{n}} \sqrt{\frac{2k_{\text{B}}T_{\text{n}}}{m}} 2k_{\text{B}} (T_{\text{n}} - T_{\text{tc}}). \quad (\text{A.3})$$

Betrachtet man hier die Atome und Moleküle des Wasserstoffs, so erhält man:

$$n_{\text{n}} = n_{\text{H}} + n_{\text{H}_2} \quad (\text{A.4})$$

$$m = (n_{\text{H}}m_{\text{H}} + n_{\text{H}_2}m_{\text{H}_2})/n_{\text{n}} \approx 1,5m_{\text{H}} \quad (\text{A.5})$$

mit $m_{\text{H}} = m_{\text{P}}$.

Mittels Stefan-Boltzmannsgesetz lassen sich auch die Strahlungsverluste

$$\Gamma_{\text{strahl}} = \epsilon \sigma (T_{\text{tc}}^4 - T_{\text{w}}^4) \quad (\text{A.6})$$

bilanzieren, mit dem Emissionsgrad ϵ des Inconels, der in Beziehung zu dessen Reflektionsgrad steht $\epsilon = 1 - \rho \approx 0,4$. Zusätzlich geht die Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ ein. Gleichsetzen der Gl. (A.1) und (A.2) an der Stelle $x = L$ liefert:

$$0 = \Gamma_{\text{heiz}} - \Gamma_{\text{strahl}}. \quad (\text{A.7})$$

In Gl. (A.7) können die Gl. (A.3) und (A.6) eingesetzt werden.

$$n_n \sqrt{\frac{2k_B T_n}{m}} 2k_B (T_n - T_{\text{tc}}) = \epsilon \sigma (T_{\text{tc}}^4 - T_w^4) \quad (\text{A.8})$$

$$T_{\text{tc}}^4 - T_w^4 = \frac{2k_B n_n}{\epsilon \sigma} \sqrt{\frac{2k_B T_n}{m}} (T_n - T_{\text{tc}}) \quad (\text{A.9})$$

Mit der idealen Gasgleichung (4.3) und der Annahme, dass die Wasserstoffmoleküle die Temperatur der Wand tragen ($T_w = T_{\text{H}_2}$) folgt:

$$n_n = n_{\text{H}_2} \frac{T_w}{T_n} = \frac{p_{\text{H}_2}}{k_B T_w} \frac{T_w}{T_n} = \frac{p_{\text{H}_2}}{k_B T_n}. \quad (\text{A.10})$$

Mit Gl. (A.10) lässt sich (A.9) zu

$$T_{\text{tc}}^4 - T_w^4 = \frac{2p_{\text{H}_2}}{\epsilon \sigma T_n} \sqrt{\frac{2k_B T_n}{m}} (T_n - T_{\text{tc}}) \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{(T_n - T_{\text{tc}})}{\sqrt{T_n}} = \underbrace{\frac{\epsilon \sigma}{p_{\text{H}_2}} \sqrt{\frac{m}{8k_B}}}_{=g} (T_{\text{tc}}^4 - T_w^4) \quad (\text{A.12})$$

umformen.

$$g = 1,08 \cdot 10^{-10} \frac{(T_{\text{tc}}^4 - T_w^4)}{p_{\text{H}_2}} \quad (\text{A.13})$$

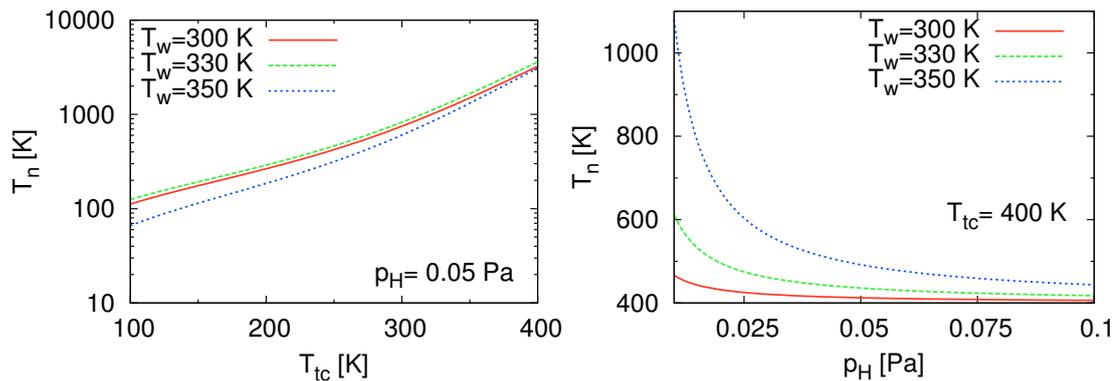
$$\Rightarrow T_n = T_{\text{tc}} + \frac{g}{2} \left(g \pm \sqrt{g^2 + 4T_{\text{tc}}} \right)$$

Aus physikalischen Gründen schenke ich nur dem positiven Vorzeichen Beachtung, und erhalte:

$$\boxed{T_n = T_{\text{tc}} + \frac{g}{2} \left(g + \sqrt{g^2 + 4T_{\text{tc}}} \right)}. \quad (\text{A.14})$$

Die Gleichung (A.14) ist eine Korrekturformel für die Messung der Temperatur eines Gases bei niedrigem Druck mittels Thermoelement. Stellt man die Korrekturformel (A.14) graphisch dar, so kann man dieses für verschiedene Temperaturen

des Thermoelementes T_{tc} bzw. für verschiedene Neutralgasdrücke p_{H_2} untersuchen, beide Zusammenhänge wurden in Abb. A.2 aufgetragen. Als Erinnerung sei darauf hingewiesen, dass der Neutralgasdruck p_{H_2} in der Targetkammer des Plasmagenerators PSI-2 im Bereich von $5 \cdot 10^{-2}$ Pa bei einer Wandtemperatur von $T_w = 300$ K liegt. In diesem Parameterbereich ist die Funktion noch sehr stabil bezüglich kleiner Änderungen.



(a) T_n in Abhängigkeit von der gemessenen Temperatur T_{tc} (b) T_n in Abhängigkeit vom Neutralgasdruck p_{H_2}

Abbildung A.2: Die durch ein Thermoelement ermittelte Neutralgastemperatur T_n in verschiedenen Abhängigkeiten.

Klar zu erkennen ist, dass bei noch kleineren Neutralgasdrücken die Messung der Neutralgastemperatur sehr empfindlich auf die Wandtemperatur reagiert. Bei zu hohen Neutralgastemperaturen ist die Korrektur extrem empfindlich auf die Temperatur des Thermoelementes, so dass hier keine verlässliche Korrektur der Temperatur vorgenommen werden kann.

Anhang B

Ermittlung von Absolutwerten der spektroskopischen Intensitäten

In diesem Abschnitt werden die Schritte erläutert, mit denen aus den Intensitätswerten eines CCD-Chips ein absoluter Photonfluss bestimmt werden kann.

In Abb. B.2 wird der Ablauf der einzelnen Schritte verdeutlicht. Hierfür wird zu jeder Spektrometereinstellung (Wellenlängenbereich, Gitter) ein entsprechendes Spektrum eines geeichten Leuchtnormals aufgenommen. In meiner Arbeit war dieses Leuchtnormal eine Ulbrichtkugel *USS-1200* der Firma *Labsphere*. Sowohl das Messspektrum als auch das Leuchtnormalenspektrum müssen bezüglich ihrer Belichtungszeit und der Akkumulationen des Spektrometers normiert werden. Anschließend lassen sich mit Hilfe des Leuchtnormalenspektrums und der Radianzfunktion des Leuchtnormals (vgl. Abb. B.1) die absoluten Intensitätswerte des Messspektrums errechnen.

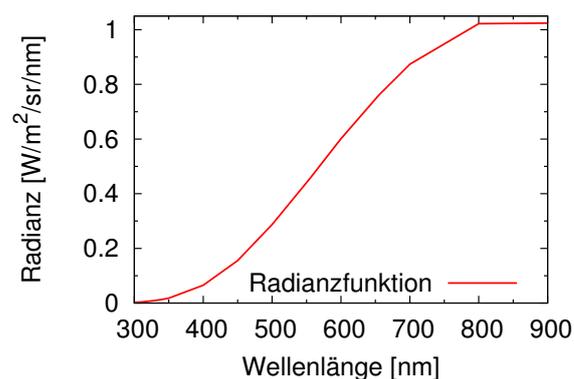


Abbildung B.1: Radianzfunktion der Ulbrichtkugel Labsphere USS-1200.

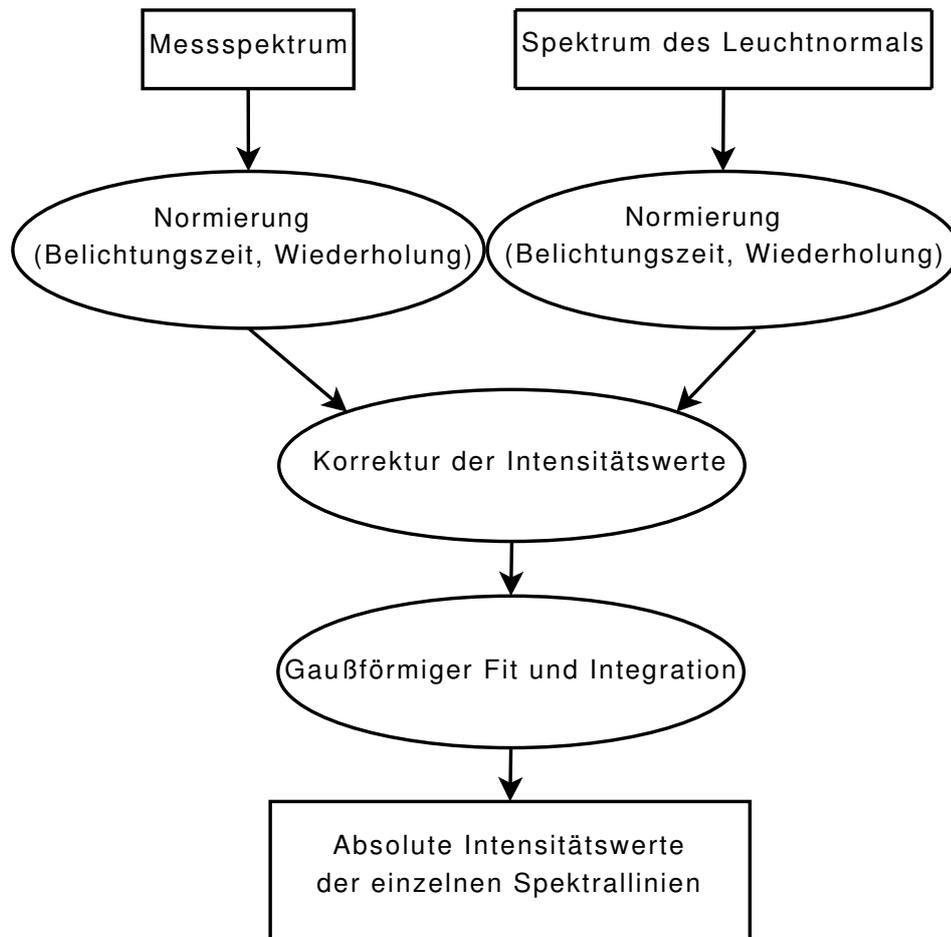


Abbildung B.2: Flussdiagramm zur Absolutwertbestimmung eines Spektrums.

Die Normierung mit dem Leuchtnormal ist insbesondere für die mehrkanalige Spektroskopie wichtig, um die Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Kanäle zu gewährleisten. Die verschiedenen Lichtleiter haben nicht alle die gleiche Transmission und auch die Sensitivität des CCD-Chips ist nicht überall dieselbe. Aus diesem Grund ist darauf zu achten, dass die Bedingungen zur Aufnahme des Spektrums des Leuchtnormals (Abstand, Winkel, Kanal, usw.) denen des Messspektrums gleichen.

Danksagung

*Die Tempel, die heiligen, stehen jeden Tag, aber nicht an jedem Tag
begegnet uns ein Mensch.*

Max Frisch - Bin oder die Reise nach Peking

Eine Arbeit, wie die vorliegende, fertig zu stellen, erfordert mehr als eine Person. Mein Dank gebührt Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Im Folgenden möchte ich die Namen derjenigen nennen, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Zuerst ist mein Betreuer und Doktorvater Herr Prof. Fußmann zu nennen. Ihm verdanke ich sowohl die Einführung in das faszinierende Gebiet der Plasmaphysik als auch die Vergabe des Themas der vorliegenden Arbeit. In der langjährigen Zusammenarbeit war er mir immer ein sehr interessierter Diskussionspartner und verlässlicher Ideengeber.

Ein fast ebenso langer Wegbegleiter in der Plasmaphysik war für mich Herr Dr. Bohmeyer. Die intensiven Diskussionen mit ihm, sein großes Interesse an meiner Arbeit, sein gutes Gespür für experimentelle Techniken und die damit verbundene Unterstützung werden mir stets in Erinnerung bleiben.

Es war ein gutes Gefühl, die feinmechanischen Aufbauten in guten Händen zu wissen. Ohne Herrn Mettchen, seinem Geschick und dem Willen auch spontan vorgetragene Wünsche möglichst präzise zu erfüllen, wäre eine Realisierung der Aufbauten nicht möglich gewesen.

Alle Probleme bezüglich der Elektronik und damit eng verbunden vieler Messtechniken fielen in das Gebiet von Herrn Mans. Dieser wusste stets eine Lösung, und stand mit Rat und Tat zur Seite. Darüberhinaus fand ich seine Fähigkeit, aus meinen teilweise unpräzisen Angaben bezüglich vorhandener Gerätschaften, das richtige Gerät zu finden, jedes Mal aufs Neue faszinierend.

Allen Mitdoktoranden und Mitdiplomanden gilt der Dank für anregende Diskussionen und das "gegenseitige Aufpassen" während der Experimente. Hier seien explizit Frau Dr. Frances Allen, Frau Mandy Baudach, Herr Dr. Bernd Koch und Herr Dr. Tilmann Lunt genannt, und dieses nicht nur aufgrund der Tatsache, dass sie diejenigen waren, die die längste Zeit mit mir gemeinsam gearbeitet haben.

Ein Dank geht an die Firma BESTEC GmbH, Berlin-Adlershof, und hier insbesondere an Herrn Nikolaj Koborov, und an das MEPHI-Institut, Moskau, für die Unterstützung und die Zusammenarbeit mit dem Massenspektrometer für magnetisierte Plasmen MSMP-02.

Die schriftliche Form sähe anders als die jetzt vorliegende aus, wäre nicht die intensive Korrektur von Frau Ulrike Schinagl gewesen. Dass sie trotz Fachfremdheit auch einen Formelfehler aufgedeckt hat, soll nicht unerwähnt bleiben.

Der abschließende Dank gebührt allen Nicht-Genannten und somit den weiteren Kollegen, meiner Familie und meinen Freunden; ohne deren Unterstützung und deren Geduld wäre dies alles nicht möglich gewesen.

Danke.

Literaturverzeichnis

- [ABB⁺02] ALBRECHT, E. ; BAKER, J. ; BARBER, G. ; BIBBY, J. ; CALVI, M. ; CHARLES, M. ; DUANE, A. ; EASO, S. ; EISENHARDT, S. ; EKLUND, L. ; FRENCH, M. ; GIBSON, V. ; HALLEY, A. ; HALSALL, R. ; HARNEN, N. ; JOHN, M. J. ; KATVARS, S. G. ; LIBBY, J. ; MUHEIM, F. ; PAGANONI, M. ; PETROLINI, A. ; PLAYFER, S. ; PRICE, D. ; RADMACKER, J. ; SMALE, N. ; TOPP-JORGENSEN, S. ; WEBSDALE, D. ; WILKINSON, G. ; WOTTON, S. A.: Performance of a cluster of multi-anode photomultipliers equipped with lenses for use in a prototype RICH detector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 488 (2002), S. 110–130
- [ACY⁺03] ANTAR, G. Y. ; COUNSELL, G. ; YU, Y. ; LABOMBARD, B. ; DEVYNCK, P.: Universality of intermittent convective transport in the scrape-off layer of magnetically confined devices. In: *Physics of Plasmas* 10 (2003), Nr. 2, S. 419–428
- [Ahe97] AHEDO, E.: Structure of the plasma-wall interaction in an oblique magnetic field. In: *Physics of Plasmas* 4 (1997), Nr. 12, S. 4419–4430
- [Ahe99] AHEDO, E.: Plasma-wall interaction in an oblique magnetic field: Model of the space-charge sheath for large potentials and small Debye lengths. In: *Physics of Plasmas* 6 (1999), Nr. 11, S. 4200–4207
- [AKD⁺01] ANTAR, G. Y. ; KRASHENINNIKOV, S. I. ; DEVYNCK, P. ; DOERNER, R. P. ; HOLLMANN, E. M. ; BOEDO, J. A. ; LUCKHARDT, S. C. ; CONN, R. W.: Experimental Evidence of Intermittent Convection in the Edge of Magnetic Confinement Devices. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 6, S. 065001–1
- [AKP⁺08] ADÁMEK, J. ; KOCAN, M. ; PANEK, R. ; GUNN, J. P. ; MARTINES, E. ; STÖCKEL, J. ; IONITA, C. ; POPA, G. ; COSTIN, C. ; BROTKANKOVA, J. ; SCHRITTWIESER, R. ; VAN OOST, G.: Simultaneous Measurements

- of Ion Temperature by Segmented Tunnel and Katsumata Probe. In: *Contributions to Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 5–7, S. 395–399
- [AYT07] ANTAR, G. Y. ; YU, J. H. ; TYNAN, G.: The origin of convective structures in the scrape-off layer of linear magnetic fusion devices investigated by fast imaging. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), S. 022301
- [AZC⁺07] AGOSTINI, M. ; ZWEBEN, S. J. ; CAVAZZANA, R. ; SCARIN, P. ; SERIANNI, G. ; MAQUEDA, R. J. ; STOTLER, D. P.: Study of statistical properties of edge turbulence in the National Spherical Torus Experiment with the gas puff imaging diagnostic. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), Nr. 10, S. 102305
- [BAR06] BROOKS, J. N. ; ALLAIN, J. P. ; ROGNLIEN, T. D.: Erosion/redeposition analysis of the ITER first wall with convective and non-convective plasma transport. In: *Physics of Plasmas* 13 (2006), S. 122502
- [Bau09] BAUDACH, M.: *Analyse der infolge von Plasma-Wand-Wechselwirkung entstehenden Kohlenwasserstoff-Verbindungen*. Berlin, Humboldt Universität zu Berlin, Dissertation, 2009. – Noch unveröffentlicht.
- [BBD⁺94] BEHRENDT, H. ; BOHMEYER, W. ; DIETRICH, L. ; FUSSMANN, G. ; GREUNER, H. ; GROTE, H. ; KAMMEYER, M. ; KORNEJEV, P. ; PASCH, E.: Development and test of edge plasma diagnostics at the PSI-1 plasma generator. In: *21st EPS Conference on Plasma Physics, June 1994* Bd. 18B. Montpellier/France : European Physical Society, June 1994, S. P.III–1328
- [BE77] BRESLIN, A. C. ; EMELEUS, K. G.: Disturbance of a plasma by the stem of a probe. In: *International Journal of Electronics*, 42 (1977), Nr. 5, S. 433–442
- [BMA⁺08] BROTÁNKOVÁ, J. ; MARTINES, E. ; ADÁMEK, J. ; STÖCKEL, J. ; POPA, G. ; COSTIN, C. ; IONITA, C. ; SCHRITTWIESER, R. ; VAN OOST, G.: Novel Technique for Direct Measurement of the Plasma Diffusion Coefficient in Magnetized Plasma. In: *Contributions to Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 5–7, S. 418–423
- [Boh49] *Kapitel 3*. In: BOHM, D.: *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*. New York : McGraw-Hill, 1949. – Edited by A. Guthrie and R. Wakerling

- [BSA⁺04] BALAN, P. ; SCHRITTWIESER, R. ; ADAMEK, J. ; BARINA, O. ; BEULE, P. D. ; DURAN, I. ; GUNN, J. P. ; HRACH, R. ; HRON, M. ; LONITA, C. ; MARTINES, E. ; PANEK, R. ; STOCKEL, J. ; VAN DEN BERGE, G. ; VAN OOST, G. ; VAN ROMPUY, T. ; VICHER, M.: Measurements of the parallel and perpendicular ion temperatures by means of an ion-sensitive segmented tunnel probe. In: *Contributions To Plasma Physics* 44 (2004), S. 683–688
- [BTGP06] BLOCK, D. ; TELIBAN, I. ; GREINER, F. ; PIEL, A.: Prospects and limitations of conditional averaging. In: *Physica Scripta* T122 (2006), S. 25–33
- [BTKW06] BRANDT, C. ; TESTRICH, H. ; KOZAKOV, R. ; WILKEMANY, C.: Investigation of the disturbance of a Langmuir probe and its influence on measurement results. In: *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), S. 023504
- [Car05] CARRERAS, B. A.: Plasma edge cross-field transport: experiment and theory. In: *Journal of Nuclear Materials* 337-339 (2005), S. 315–321
- [Car06] CARTER, T. A.: Intermittent turbulence and turbulent structures in a linear magnetized plasma. In: *Physics of Plasmas* 13 (2006), S. 010701
- [CGB⁺93] CROARKIN, M. C. ; GUTHRIE, W. F. ; BURNS, G. W. ; KAESER, M. ; STROUSE, G. F.: *Temperature-Electromotive Force Reference Functions and Tables for the Letter-Designated Thermocouple Types Based on the ITS-90*. NIST Monograph 175. Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology, 1993 <http://srdata.nist.gov/its90/main/>
- [Che82] CHERRINGTON, B. E.: The use of electrostatic probes for plasma diagnostics—A review. In: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 2 (1982), Nr. 2, S. 113–140
- [Che84] CHEN, F. F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Plenum Press, N. Y., London, 1984
- [Chi11] CHILD, C. D.: Discharge From Hot CaO. In: *Physical Review (Series I)* 32 (1911), S. 493–511
- [Cho82] CHODURA, R.: Plasma–wall transition in an oblique magnetic field. In: *Physics of Fluids* 25 (1982), Nr. 9, S. 1628–1633

- [CLI97] CONDE, L. ; LEON, L. ; IBANEZ, L. F.: Electron transport properties of stationary plasma clouds generated with hollow cathode discharges. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 25 (1997), Nr. 4, S. 548–552
- [CSI⁺02] CARDELL, A. ; SKLADNOV, K. ; IOKI, K. ; PACHER, H. ; STREBKOV, Y. ; DAENNER, W.: Design and manufacturing of the ITER limiter. In: *Fusion Engineering and Design* 61–62 (2002), S. 111–116
- [CTT75] CHUNG, P. M. ; TALBOT, L. ; TOURYAN, K. J.: *Electric probes in stationary and flowing plasmas: theory and application*. New York/USA : Springer-Verlag New York Inc., 1975
- [CW94] CONNER, J. W. ; WILSON, H. R.: Survey of theories of anomalous transport. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 36 (1994), S. 719–795
- [CWC⁺06] CHUNG, K.-S. ; WOO, H.-J. ; CHOI, G.-S. ; DO, J.-J. ; SEO, Y.-J. ; YOU, H.-J.: Electric Probe Systems for Diversified Plasma Simulator (DiPS). In: *Contributions to Plasma Physics* 46 (2006), Nr. 5–6, S. 354–360
- [DBB87] DEWALD, A. B. ; BAILEY, A. W. ; BROOKS, J. N.: Trajectories of charged particles traversing a plasma sheath in an oblique magnetic field. In: *Physics of Fluids* 30 (1987), Nr. 1, S. 267–269
- [DM08] DEVAUX, S. ; MANFREDI, G.: Magnetized plasma-wall transition–consequences for wall sputtering and erosion. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 50 (2008), Nr. 2, S. 025009
- [DR61] D’ANGELO, N. ; RYNN, N.: Diffusion and recombination of a highly ionized cold plasma in a magnetic field. In: *Physics of Fluids* 4 (1961), Nr. 10, S. 1303–1306
- [DRR02] DEMIDOV, V. I. ; RAYNSKAIA, S. V. ; RYPDAL, K.: Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument. In: *Review of Scientific Instruments* 73 (2002), Nr. 10, S. 3409–3439
- [EA 98] EA – ELEKTRO-AUTOMATIK (Hrsg.): *Bedienungsanleitung Labornetzgerät EA-PS 9072-120 S02*. 1st. Viersen/Germany: EA – Elektro-Automatik, 1998
- [Eco00] ECONOMOU, D. J.: Modeling and simulation of plasma etching reactors for microelectronics. In: *Thin Solid Films* 365 (2000), Nr. 2, S. 348–367

- [Ezu08] EZUMI, N.: Influence of Highly Energetic Electrons on Probe Measurements in A Hot Cathode Arc Discharge Plasma. In: *Contributions to Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 5–7, S. 435–439
- [FBB⁺06] FUSSMANN, G. ; BAUDACH, M. ; BOHMEYER, W. ; KOCH, B. ; KRENZ, G. ; MARKIN, A. ; NAUJOKS, D. ; LUNT, T. ; WALDMANN, O. ; WELZEL, S.: Studies of Hydrocarbon Formation and Redeposition in ITER-Relevant Divertor Chamber Conditions / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und Humboldt Universität zu Berlin. 2006 (Technology Task TW4–TPP–TRIDEP). – Forschungsbericht. – EFDA-Report
- [FBKK00] FUSSMANN, G. ; BOHMEYER, W. ; KLOSE, S. ; KORNEJEV, P.: Measurements of Parallel and Perpendicular Diffusion Coefficients in a Linear Plasma Device. In: *11th Int. Congr. On Plasma Physics: ICPP 2000, Quebec/Canada* 3 (2000), S. 744–747
- [FBL⁺95] FILIPPAS, A. V. ; BENGSTON, Roger D. ; LI, G.-X. ; MEIER, Mark ; RITZ, Ch. P. ; POWERS, E. J.: Conditional analysis of floating potential fluctuations at the edge of the Texas Experimental Tokamak Upgrade (TEXT-U). In: *Physics of Plasmas* 2 (1995), Nr. 3, S. 839–845
- [Fuc98] FUCHS, T.: *Bestimmung des Energiehaushaltes und des Leistungseintrages in Targets am Plasmagenerator PSI-1*. Berlin, Humboldt Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 1998
- [Fus01] FUSSMANN, G.: *Einführung in die Plasmaphysik*. Humboldt Universität zu Berlin : Skriptum zur Vorlesung, 2001
- [Fus02] FUSSMANN, G.: *Plasmaphysik und Fusionsforschung 2*. Humboldt Universität zu Berlin : Skriptum zur Vorlesung, 2002
- [Fus07] Private Kommunikation
- [Fus09] Private Kommunikation
- [GBC⁺00] GUNN, J. P. ; BUCALOSSI, J. ; COSTANZO, L. ; GRISOLIA, C. ; GHENDRIH, A. Ph. G. Ph. Grosman ; LOARER, T. ; MARTIN, G. ; MONIER-GARBET, D. P. M. P. Moulin ; PASCAL, J. Y. ; SAINT-LAURENT, F.: Improvement of density control by feedback on Langmuir probe signals in Tore Supra ergodic divertor experiments. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 42 (2000), Nr. 5, S. 557–568

- [GDP02] GUNN, J. P. ; DEVYNCK, P. ; PASCAL, J.-Y.: A DC probe diagnostics for fast electron temperature measurements in tokamak edge plasmas. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 52 (2002), Nr. 10, S. 1107–1114
- [GHH⁺04] GADELMEIER, F. ; HERRMANN, A. ; HILDEBRANDT, D. ; MCCORMICK, K. ; NAUJOKS, D. ; GRIGULL, P. ; HIRSCH, M. ; KLINGER, T.: Stationary and transient heat load in the island divertor of W7-AS. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 46 (2004), Nr. 5, S. 711–721
- [GPS⁺05] GUNN, J. P. ; PANEK, R. ; STOCKEL, J. ; VAN OOST, G. ; VAN ROMPUY, T.: Simultaneous measurements of fluctuations of ion current, electron temperature, and floating potential with a tunnel probe. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 55 (2005), S. 255–263
- [HADL01] HOLLMANN, E. M. ; ANTAR, G. Y. ; DOERNER, R. P. ; LUCKHARDT, S. C.: Omegatron mass spectrometer for analysis of ion concentrations in hydrogenic plasmas. In: *Review of Scientific Instruments* 72 (2001), Nr. 1, S. 623–626
- [Ham97] HAMAMATSU: *H6568-01*. 1st. Japan, 1997
- [Hec05] HECHT, E.: *Optik*. 4th. München : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005
- [Hut87] HUTCHINSON, I. H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge : Press Syndicate of the University of Cambridge, 1987
- [Hut96] HUTCHINSON, I. H.: The magnetic presheath boundary condition with ExB drifts. In: *Physics of Plasmas* 3 (1996), Nr. 1, S. 6–7
- [HWN⁺01] HOLLMANN, E. M. ; WHYTE, D. G. ; NISHIJIMA, D. ; OHNO, N. ; UESUGI, Y. ; EZUMI, N.: Evidence for the importance of radial transport in plasma detachment in the Nagoya University Divertor Simulator (NAGDIS-II). In: *Physics of Plasmas* 8 (2001), S. 3314–3320
- [Jen02] JENSEN, O.: Measurements of ion temperature and flow velocity in a plasma with a linear magnetic field configuration. In: *Contributions to Plasma Physics* 42 (2002), Nr. 5, S. 526–536
- [JLP⁺87] JANEV, R. ; LANGER, W. ; POST, D. ; EVANS, J. R. ; KENNET, H.: *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross-sections and Rate Coefficients*. Berlin : Springer-Verlag, 1987

- [JTA⁺00] JANESCHITZ, G. ; TIVEY, R. ; ANTIPENKOV, A. ; BARABASH, V. ; CHIOCCHIO, S. ; FEDERICI, G. ; HEIDL, H. ; IBBOTT, C. ; MARTIN, E.: Overview of the divertor design and its integration into RTO/RC-ITER. In: *Fusion Engineering and Design* 49–50 (2000), S. 107–117
- [KBF03] KOCH, B. ; BOHMEYER, W. ; FUSSMANN, G.: Angular dependence of the floating potential in a magnetized plasma. In: *Journal of Nuclear Materials* 313–316 (2003), S. 1114–1118
- [KBR01] KISS'OVSKI, Zh. ; BOHMEYER, W. ; REINER, H.-D.: Measurements of Flow Velocity in the Plasma Generator PSI-2. In: *Contributions to Plasma Physics* 41 (2001), Nr. 5, S. 517–523
- [KF04] KASTELEWICZ, H. ; FUSSMANN, G.: Plasma modelling for the PSI linear plasma device. In: *Contributions to Plasma Physics* 44 (2004), Nr. 4, S. 352–360
- [KHA⁺94] KYUSHIMA, H. ; HASEGAWA, Y. ; ATSUMI, A. ; NAGURA, K. ; YOKOTA, H. ; ITO, M. ; TAKEUCHI, J. ; OBA, K. ; MATSUURA, H. ; SUZUKI, S.: Photomultiplier tube of new dynode configuration. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), Nr. 4, S. 725–729
- [KHDC95] KIM, G.-H. ; HERSHKOWITZ, N. ; DIEBOLD, D. A. ; CHO, M.-H.: Magnetic and collisional effects on presheaths. In: *Physics of Plasmas* 2 (1995), Nr. 8, S. 3222–3233
- [KKP⁺97] KRIZAN, P. ; KORPAR, S. ; PESTOTNIK, R. ; STARIC, M. ; STANOVNIK, A. ; MICHEL, E. ; OEHSER, C. ; SCHMIDT-PARZEFALL, W. ; SCHWARZ, A. ; HAMACHER, T. ; BROEMMELSIEK, D. ; PYRLIK, J.: Tests of a multianode PMT for the HERA-B RICH. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 394 (1997), S. 27–34
- [Kl00] KLOSE, S.: *Untersuchung der Driftinstabilität an der rotierenden magnetisierten Plasmasäule des PSI-1 im Falle eines Plasmahohlprofils und großer endlicher Ionengyroradieneffekte*. Berlin, Humboldt Universität, Dissertation, 2000
- [KO67] KATSUMATA, I. ; OKAZAKI, M.: Ion sensitive probe – A new diagnostic method for plasma in magnetic fields. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 6 (1967), S. 123–124

- [Koc04] KOCH, B.: *Angular Resolved Measurements of Particle and Energy Fluxes to Surfaces in Magnetized Plasmas*. Berlin, Humboldt Universität zu Berlin, Dissertation, 2004
- [KS99] KARAMCHETI, A. ; STEINBRÜCHEL, Ch.: Parametrization of Laframboise's results for spherical and cylindrical Langmuir probes. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 17 (1999), Nr. 5, S. 3051–3056
- [KS03] KRASHENINNIKOV, S. I. ; SMOLYAKOV, A. I.: On neutral wind and blob motion in linear devices. In: *Physics of Plasmas* 10 (2003), Nr. 7, S. 3020–3021
- [Lan09] LANGOWSKI, M.: *Plasmauntersuchungen mit einer segmentierten Neutralisatorplatte*. Berlin, Humboldt Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 2009. – Noch unveröffentlicht.
- [LFW08] LUNT, T. ; FUSSMANN, G. ; WALDMANN, O.: Experimental Investigation of the Plasma-Wall Transition. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), Nr. 17, S. 175004
- [LL86] LABOMBARD, B. ; LIPSCHULTZ, B.: DENSEPACK: An array of Langmuir probes in the limiter shadow plasma of the Alcator C tokamak fusion experiment. In: *Review of Scientific Instruments* 57 (1986), Nr. 10, S. 2415–2424
- [LL05] LIEBERMAN, M. A. ; LICHTENBERG, A. J.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. 2nd. New York, USA : John Wiley and Sons, Inc., 2005
- [LMS26] LANGMUIR, I. ; MOTT-SMITH, H. M.: The theory of collectors in gaseous discharges. In: *Physical Review* 28 (1926), S. 727–763
- [Lot68] LOTZ, W.: Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from Hydrogen to Calcium. In: *Zeitschrift für Physik A* 216 (1968), Nr. 3, S. 241–247
- [LR76] LAFRAMBOISE, J. G. ; RUBINSTEIN, J.: Theory of a cylindrical probe in a collisionless magnetoplasma. In: *Physics of Fluids* 19 (1976), Nr. 12, S. 1900–1908
- [LSS⁺05] LOARTE, A. ; SAIBENE, G. ; SARTORI, R. ; CAMPBELL, D. J. ; LOMAS, P. J. ; MATTHEWS, G. F.: A new look at JET operation with Be as plasma facing material. In: *Journal of Nuclear Materials* 337–339 (2005), S. 816–820

- [Lun08] LUNT, T.: *Experimental Investigation of the Plasma-Wall Transition*. Berlin, Humboldt Universität, Dissertation, 2008
- [LWF08] LUNT, T. ; WALDMANN, O. ; FUSSMANN, G.: Laser induced fluorescence measurements in an argon plasma in front of a tungsten target under oblique incidence. In: *35th EPS Conference on Plasma Physics, 9 June - 13 June 2008*. Crete/Greece : European Physical Society, June 2008, S. P5.002
- [Mat89] MATTHEWS, G. F.: Plasma ion mass-spectrometry in the boundary of the DITE tokamak. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 31 (1989), Nr. 5, S. 841–853
- [Mau97] MAUSBACH, M.: Parametrization of the Laframboise theory for cylindrical Langmuir probe analysis. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 15 (1997), Nr. 6, S. 2923–2929
- [MCS⁺05] MAISONNIER, D. ; COOK, I. ; SARDAIN, P. ; ANDREANI, R. ; DI, L. P. ; FORREST, R. ; GIANCARLI, L. ; HERMSMEYER, S. ; NORAJITRA, P. ; TAYLOR, N. ; WARD, D.: A Conceptual Study of Commercial Fusion Power Plants / EFDA (European Fusion Development Agreement). 2005 (EFDA-RP-RE-5.0). – Forschungsbericht. – 38 S. – Final Report of the European Fusion Power Plant Conceptual Study (PPCS)
- [MDF⁺06] MÜLLER, S. H. ; DIALLO, A. ; FASOLI, A. ; FURNO, I. ; LABIT, B. ; PLYUSHCHEV, G. ; PODESTA, M. ; POLI, F. M.: Probabilistic analysis of turbulent structures from two-dimensional plasma imaging. In: *Physics of Plasmas* 13 (2006), S. 100701
- [Mei08] MEISSNER, A.: *Segmentierte Neutralisatorplatte für den Plasmagenerator PSI-2*. Frankfurt am Main, Fachhochschule Frankfurt am Main, Diplomarbeit, 2008
- [Mey89] MEYER, G.: *Oszilloskope*. 1st. Heidelberg : Hüthig, 1989
- [MFM⁺90] MATTHEWS, G. F. ; FIELDING, S. J. ; MCCRACKEN, G. M. ; PITCHER, C. S. ; STANGEBY, P. C. ; ULRICKSON, M.: Investigation of the fluxes to a surface at grazing angles of incidence in the tokamak boundary. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 32 (1990), Nr. 14, S. 1301–1320
- [Miy05] MIYAMOTO, K.: *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion*. Berlin : Springer, 2005

- [MKGH92] MEYER, J. A. ; KIM, G.-H. ; GOECKNER, M. J. ; HERSHKOWITZ, N.: Measurements of the presheath in an electron cyclotron resonance etching device. In: *Plasma Sources Science and Technology* 1 (1992), Nr. 3, S. 147–150
- [MKPF00] MEYER, H. ; KLOSE, S. ; PASCH, E. ; FUSSMANN, G.: Plasma rotation in a plasma generator. In: *Physical Review E* 61 (2000), Nr. 4, S. 4347–4356
- [MWS⁺03] MAQUEDA, R. J. ; WURDEN, G. A. ; STOTLER, D. P. ; ZWEBEN, S. J. ; LABOMBARD, B. ; TERRY, J. L. ; LOWRANCE, J. L. ; MASTROCOLA, V. J. ; RENDA, G. F. ; D’IPPOLITO, D. A. ; MYRA, J. R. ; NISHINO, N.: Gas puff imaging of edge turbulence. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 3, S. 2020–2026
- [NDG⁺02] NEU, R. ; DUX, R. ; GEIER, A. ; KALLENBACH, A. ; PUGNO, R. ; ROHDE, V. ; BOLSHUKHIN, D. ; FUCHS, J. C. ; GEHRE, O. ; GRUBER, O. ; HOBIRK, J. ; KAUFMANN, M. ; KRIEGER, K. ; LAUX, M. ; MAGGI, C. ; MURMANN, H. ; NEUHAUSER, J. ; RYTER, F. ; SIPS, A. C. ; STÄBLER, A. ; STOBER, J. ; SUTTROP, W. ; ZOHN, H.: Impurity behaviour in the ASDEX Upgrade divertor tokamak with large area tungsten walls. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 44 (2002), Nr. 6, S. 811–826
- [NPR96] NIELSEN, A. H. ; PECSELI, H. L. ; RASMUSSEN, J. J.: Turbulent transport in low-beta plasmas. In: *Physics of Plasmas* 3 (1996), Nr. 5, S. 1530–1544
- [NS01] NARASIMHAN, G. ; STEINBRÜCHEL, Ch.: Analysis of Langmuir probe data: Analytical parametrization, and the importance of the end effect. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 19 (2001), Nr. 1, S. 376–378
- [OET⁺98] OHNO, N. ; EZUMI, N. ; TAKAMURA, S. ; KRASHENINNIKOV, S. I. ; PIGAROV, A.Yu.: Experimental evidence of molecular activated recombination in detached recombining plasmas. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), S. 818–821
- [PL94] PARKS, P. B. ; LIPPMANN, S. I.: Effect of magnetic field on the distribution of ions striking a planar target. In: *Physics of Plasmas* 1 (1994), Nr. 12, S. 3883–3889
- [PS62] PFIRSCH, D. ; SCHLÜTER, A.: Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit auf das Gleichgewichtsverhalten von Plasmen niedrigen Drucks

- in Stellaratoren / Max-Planck Institut für Physik und Astrophysik, München. 1962 (MPI/PA/7/62). – Forschungsbericht. – IPP-Report
- [PT89] PÉCSELI, H. L. ; TRULSEN, J.: A statistical analysis of numerically simulated plasma turbulence. In: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 1 (1989), Nr. 8, S. 1616–1636
- [RDGH92] ROGERS, J. H. ; DE GROOT, J. S. ; HWANG, D. Q.: Validating cylindrical Langmuir probe techniques. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992), Nr. 1, S. 31–36
- [Rie91] RIEMANN, K.-U.: The Bohm criterion and sheath formation. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 24 (1991), S. 493–518
- [Rie94] RIEMANN, K.-U.: Theory of the collisional presheath in an oblique magnetic field. In: *Physics of Plasmas* 1 (1994), S. 552–558
- [RJK⁺07] RALCHENKO, Yu. ; JOU, F.-C. ; KELLEHER, D. E. ; KRAMIDA, A. E. ; MUSGROVE, A. ; READER, J. ; WIESE, W. L. ; OLSEN, K.: *NIST Atomic Spectra Database (Version 3.1.0)*. Online. <http://physics.nist.gov/asd>. Version: 3.1.0, 2007
- [Rog05] ROGNLIEN, T. D.: Understanding of edge plasmas in magnetic fusion energy devices. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47 (2005), S. A283–A295
- [Rot95] ROTH, J. R.: *Industrial Plasma Engineering, Vol. 1: Principles*. 1st. Taylor & Francis, 1995
- [SASC02] SINGHA, B. ; A. SARMA, A. ; CHUTIA, J.: Experimental observation of sheath and magnetic presheath over an oblique metallic plate in the presence of a magnetic field. In: *Physics of Plasmas* 9 (2002), Nr. 2, S. 683–690
- [SBK⁺01] SUN, X. ; BOIVIN, R. F. ; KEESEE, A. ; KLINE, J. ; SCIME, E. ; SPANGLER, R. ; WOEHMAN, M.: Flow Measurement in a Helicon Plasma Source. In: *43rd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics October 29 - November 2, 2001 Long Beach, California*. Long Beach, Ca./USA : American Physical Society, October 2001, S. 1. – CM1.006
- [SBM97] SHEEHAN, D. P. ; BOWLES, J. ; MCWILLIAMS, R.: Ion acceleration and anomalous transport in the near wake of a plasma limiter. In: *Physics of Plasmas* 4 (1997), Nr. 9, S. 3177–3186

- [SCM⁺02] SOARES, A. J. ; CULLUM, I. ; MILLER, D. J. ; ROYLE, G. J. ; SPELLER, R. D. ; THOMAS, J.: Photon counting with the Hamamatsu H6568 multi-anode photomultiplier. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 477 (2002), S. 77–81
- [SL00] SAINT-LAURENT, F.: Steady state operation and control experiments on Tore Supra. In: *Nuclear Fusion* 40 (2000), Nr. 6, S. 1047–1055
- [Smy68] SMYTHE, W. R.: *Static and Dynamic Electricity*. 3rd. New York : McGraw-Hill Book Company, 1968
- [SPE92] STANGEBY, P. C. ; PITCHER, C. S. ; ELDER, J. D.: The nature of plasma fluxes to surfaces nearly tangential to the magnetic field. In: *Nuclear Fusion* 32 (1992), Nr. 12, S. 2079–2089
- [Spi60] SPITZER, L. J.: Particle Diffusion across a Magnetic Field. In: *Physics of Fluids* 3 (1960), Nr. 4, S. 659–661
- [SS70] SWIFT, J. D. ; SCHWAR, M. J.: *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*. 1st. London : Iliffe Books Ltd., 1970
- [Sta85] STANGEBY, P. C.: Large probes in tokamak scrape-off plasmas. Analytic model for the collisionless scrape-off plasma. In: *Physics of Fluids* 28 (1985), Nr. 2, S. 644–651
- [Sta00] STANGEBY, P. C.: *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*. 1st. London : Institute of Physics Publishing, 2000 (Plasma Physics Series)
- [Ste90] STEINBRUECHEL, C.: A new method for analyzing Langmuir probe data and the determination of ion densities and etch yields in an etching plasma. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 8 (1990), Nr. 3, S. 1663–1667
- [Tay61] TAYLOR, J. B.: Diffusion of plasma across a magnetic field. In: *Physical Review Letters* 6 (1961), Nr. 6, S. 262–263
- [TDF⁺08] THEILER, C. ; DIALLO, A. ; FASOLI, A. ; FURNO, I. ; LABIT, B. ; PODESTÀ, M. ; POLI, F. M. ; RICCI, P.: The role of the density gradient on intermittent cross-field transport events in a simple magnetized toroidal plasma. In: *Physics Plasmas* 15 (2008), S. 042303

- [TOS⁺00] TONEGAWA, A. ; ONO, M. ; SUGIMOTO, T. ; KAWAMURA, K. ; TAKAYAMA, K. ; WATANABE, T. ; OHYABU, N.: Magnetic presheath structure in the sheet plasma with radial electric field. In: *27th EPS Conference on Plasma Physics, 12 - 26 June 2000, ECA Vol.24B* Bd. 24B. Budapest/Rumania : European Physical Society, June 2000, S. 744–747
- [Umr97] UMRATH, W.: *Grundlagen der Vakuumtechnik*. Köln : Leybold Vakuum GmbH, 1997
- [VKK⁺99] VIZGALOV, I. V. ; KOBOROV, N. N. ; KURNAEV, V. A. ; NOSOVSKII, V. V. ; SARYCHEV, D. V. ; TRIFONOV, N. N. ; VAITONIS, V. V. ; GRIDNEVA, E. A. ; MOZGRIN, D. V.: A built-in mass spectrometer for analyzing plasma parameters in facilities with a longitudinal magnetic field. In: *Instruments Experimental Techniques* 42 (1999), Nr. 5, S. 718–721
- [VM01] VALSAQUE, F. ; MANFREDI, G.: Numerical study of plasma-wall transition in an oblique magnetic field. In: *Journal of Nuclear Materials* 290–293 (2001), S. 763–767
- [Wal05] WALDMANN, O.: *Plasma Shadows in Magnetised Plasmas*. Berlin, Humboldt Universität, Diplomarbeit, 2005
- [WB08] WALDMANN, O. ; BOHMEYER, W.: Multi-anode photomultiplier tube as a tool for spatio-temporal measurements in a plasma. In: *International Congress on Plasma Physics 2008*. Fukuoka/Japan : Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, September 2008, S. 1–5. – Talk
- [WB09] WALDMANN, O. ; BOHMEYER, W.: Multi-anode photomultiplier tube as a tool for spatio-temporal measurements in a plasma. In: *Journal of Plasma and Fusion Research SERIES* (2009). – Angenommen zur Veröffentlichung.
- [WBF06] WALDMANN, O. ; BAUDACH, M. ; FUSSMANN, G.: Parasitäres Plasma im Plasmagenerator PSI-2. In: *Verhandl. DPG (VI)* Bd. 41. Augsburg/Germany : Deutsche Physikalische Gesellschaft, March 2006, S. P4.38. – Poster
- [WC97] WEINLICH, M. ; CARLSON, A.: Flush mounted Langmuir probes in an oblique magnetic field. In: *Physics of Plasmas* 4 (1997), Nr. 6, S. 2151–2160

- [WCM⁺90] WOOTTON, A. J. ; CARRERAS, B. A. ; MATSUMOTO, H. ; MCGUIRE, K. ; PEEBLES, W. A. ; RITZ, Ch.P. ; TERRY, P. W. ; ZWEBEN, S. J.: Fluctuations and anomalous transport in tokamaks. In: *Physics of Fluids B 2* (1990), Nr. 12, S. 2879–2893
- [WF06] WALDMANN, O. ; FUSSMANN, G.: Spontaneous generation of suprathermal electron beams in a stationary magnetic arc discharge. In: *33rd EPS Conference on Plasma Physics, 19 June - 23 June 2006, ECA Vol.30I* Bd. 33. Roma/Italy : European Physical Society, June 2006, S. P–1.049
- [WF07] WALDMANN, O. ; FUSSMANN, G.: Influence of the Langmuir probe shaft on measuring plasma parameters. In: *7th International Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas*. Prague/Czech Republic : Wiley-VCH, Berlin, July 2007, S. 534–539. – Talk
- [WF08] WALDMANN, O. ; FUSSMANN, G.: Influence of the Langmuir probe shaft on measuring plasma parameters. In: *Contributions to Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 5–7, S. 534–539
- [WGK06] WINDISCH, T. ; GRULKE, O. ; KLINGER, T.: Radial propagation of structures in drift wave turbulence. In: *Physics of Plasmas* 13 (2006), S. 122303
- [WKF06] WALDMANN, O. ; KOCH, B. ; FUSSMANN, G.: Langmuir Probe Measurements in Plasma Shadows. In: *AIP Conference Proceedings* 812 (2006), September, S. 443–446
- [WL01] WINSLOW, D. L. ; LABOMBARD, B.: Floating Potentials in the Vicinity of Biased Flush-Mounted Probes. In: *Contributions to Plasma Physics* 41 (2001), Nr. 5, S. 504–509
- [WMF07] WALDMANN, O. ; MEYER, H. ; FUSSMANN, G.: Anomalous diffusion in a linear plasma generator. In: *Contributions to Plasma Physics* 47 (2007), Nr. 10, S. 692–702
- [WVF07] WALDMANN, O. ; VIZGALOV, I. ; FUSSMANN, G.: Massenspektromettermessungen in magnetisierten Plasmen. In: *Verhandl. DPG (VI)* Bd. 42. Düsseldorf/Germany : Deutsche Physikalische Gesellschaft, March 2007, S. P7.4. – Poster
- [YSH⁺08] YOON, J.-S. ; SONG, M.-Y. ; HAN, J.-M. ; HWANG, S.H. ; CHANG, W.-S. ; LEE, B. ; ITIKAWA, Y.: Cross Sections for Electron Collisions

with Hydrogen Molecules. In: *Journal of Physical Chemistry Reference Data* 37 (2008), Nr. 2, S. 913–931

- [ZBG⁺07] ZWEBEN, S. J. ; BOEDO, J. A. ; GRULKE, O. ; HIDALGO, C. ; LABOMBARD, B. ; MAQUEDA, R. J. ; SCARIN, P. ; TERRY, J. L.: Edge turbulence measurements in toroidal fusion devices. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49 (2007), Nr. 7, S. S1–S23

Abbildungsverzeichnis

2.1	Plasmagenerator PSI-2	5
2.2	Magnetfeldkonfiguration PSI-2	8
3.1	Skizze des Langmuirsondenaufbaus.	9
3.2	Theoretische Sondenkennlinie	12
3.3	Gemittelte Sondenkennlinie mit zweiter Ableitung.	12
3.4	Nichtsättigende Langmuirkennlinie.	14
3.5	Mehrfachbelichtung einer Sonde.	15
3.6	Veränderung der Elektronenaufsammlfläche bei Verkipfung einer Langmuirsonde.	16
3.7	Verhältnis der Aufsammlflächen über den Neigungswinkel ϕ	17
3.8	Vergleich Einzel- und Doppelsonde.	18
3.9	Tunnelsonde	19
3.10	Schaltbild der Tunnelsonde.	20
3.11	Strom-Spannungskennlinien der Tunnelsonde.	20
3.12	Kopf des Massenspektrometers MSMP-02.	22
3.13	Beispielspektrum des MSMP-02 mit Gaußfits.	23
3.14	Aufbau der mehrkanaligen Spektroskopie.	24
3.15	Überlagerung der Sehstrahlen.	24
3.16	Schematische Abbildung der PMT Hamamatsu H6568-01 [KHA ⁺ 94].	25
3.17	Empfindlichkeit des H6568-01	25
3.18	Photomultiplieraufbau	26
3.19	Rechteck- und Sinussignale mit unterschiedlicher Ankopplung.	27
3.20	Halbmaske	28
3.21	Lochmaske	28
4.1	Dichteprofil in Ar mit klassischer Diffusion.	30
4.2	Photo und n_e -Profil eines Argonplasmas.	32
4.3	Halblogarithmische Dichteprofile in Argon und Wasserstoff.	33
4.4	Halblogarithmisches n_e -Profil in Wasserstoff.	35
4.5	Radiales Profil der Quellstärke	36

4.6	Experimentelles und theoretisches Dichteprofil.	43
5.1	Die beiden räumlichen Sondenkonfigurationen C_z und C_θ	46
5.2	Maße der beiden Sonden.	46
5.3	Modell der globalen Teilchenbilanz.	48
5.4	Radiale Sondenprofile in Argon.	49
5.5	Radiale Sondenprofile in Argon.	50
5.6	Die zentrale Elektronendichte und -temperatur in einem Argonplasma mit Störung und Modell.	51
5.7	Die Elektronendichten mit verschiedenen Störungen und Modell.	51
5.8	Radiale Profile in einem Heliumplasma.	52
5.9	Radiales Dichteprofil (experimentell und theoretisch) in Argon.	53
6.1	Photo eines Plasmaschattens.	56
6.2	Emissivität in einem Argonplasma.	56
6.3	Dreineiveausystem der An- und Abregung (Strahlung).	57
6.4	Intensität einer Ar II-Linie in Abhängigkeit von T_e	58
6.5	Radiale Sondenprofile vor der Halbmaske	59
6.6	Radiale Sondenprofile in Argon (ungestört).	60
6.7	Radiale Sondenprofile in Argon (limitiert).	60
6.8	Einfluss der Verkippung der Langmuirsonde (H).	62
6.9	Skizze der verkippbaren Langmuirsonde vor einem Limiter.	62
6.10	Radiale Sondenprofile in ungestörten Plasmen.	64
6.11	Wasserstoffplasma mit Halbmaske bei $z = 0, x \geq 0$ mm.	65
6.12	Heliumplasma mit Halbmaske bei $z = 0, x \geq 0$ mm.	65
6.13	Argonplasma mit Halbmaske bei $z = 0, x \geq 0$ mm.	66
6.14	Axiale n_e -Profile im Schatten der Halbmaske.	67
6.15	Rekonstruktion der Intensität sichtbarer Linien in einem Plasma mit Halbmaske.	68
6.16	Wasserstoffplasma mit Lochmaske bei $z = 0, x \geq 17,5$ mm.	69
6.17	Heliumplasma mit Lochmaske bei $z = 0, x \geq 17,5$ mm.	69
6.18	Argonplasma mit Lochmaske bei $z = 0, x \geq 17,5$ mm.	69
6.19	Axiale n_e -Profile im Schatten der Lochmaske.	70
6.20	Rekonstruktion der Intensität sichtbarer Linien in einem Plasma mit Lochmaske.	71
6.21	Skizze der verkippbaren Spektroskopie an einem Limiter.	72
6.22	Radiale Sondenprofile in ungestörten Plasmen.	74
6.23	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Wasserstoffplasma mit Halbmaske.	75
6.24	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Heliumplasma mit Halbmaske.	75

6.25	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Argonplasma mit Halbmaske.	76
6.26	Intensitätsverläufe hinter der Halbmaske.	77
6.27	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Wasserstoffplasma mit Lochmaske.	78
6.28	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Heliumplasma mit Lochmaske.	79
6.29	Zweidimensionale Intensitätsverteilung in einem Argonplasma mit Lochmaske.	79
6.30	Intensitätsverläufe hinter der Lochmaske.	80
6.31	Vergleich der spektroskopischen Intensität hinter Limitern mit der durch Langmuirsonden bestimmten Dichte.	81
6.32	Skizze der verkippbaren Langmuirsonde vor einem drehbaren Limiter.	83
6.33	Schichtmodell.	84
6.34	Magnetische Vorschicht.	87
6.35	Photo einer Langmuirsonde vor einem verdrehbaren Limiter.	89
6.36	Korrektur des axialen Abstandes.	89
6.37	U_{fl} des verdrehbaren Limiters (Experiment und Theorie).	91
6.38	Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (H).	91
6.39	Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (D).	92
6.40	Radiale Profile vor einem drehbaren Limiter (Ar).	92
6.41	Radiale n_e -Profile vor einem drehbaren Limiter.	93
6.42	Größe der magnetischen Vorschicht.	94
6.43	Axiales U_{pl} -Profil vor einem drehbaren Limiter mit Choduramodell.	95
6.44	Axiale Profile vor einem drehbaren Limiter nach Choduramodell.	97
6.45	Photo der Tunnelsonde in einem Wasserstoffplasma.	98
6.46	Skizze der Tunnelsonde.	98
6.47	Abnahme des Ionensättigungsstromes innerhalb der Tunnelsonde.	99
6.48	Magnetfeldvariation ohne Tunnelsonde im Wasserstoff.	101
6.49	Magnetfeldvariation mit Tunnelsonde im Wasserstoff ($\Delta z = 382$ mm).	101
6.50	Elektronendichte im Argon ($\Delta z = 382$ mm).	102
6.51	Normierte Elektronendichte und Simulationsergebnisse im Wasserstoff mit Tunnelsonde.	103
6.52	Normierte Elektronendichte und Simulationsergebnisse im Wasserstoff mit Tunnelsonde.	103
6.53	Der normierte Diffusionskoeffizient über der inversen Magnetfeldstärke.	104
7.1	Wiederholfrequenz suprathemischer Elektronen.	106
7.2	Zeitlicher Verlauf der Spannungen und Potentiale in einer Wasserstoffentladung.	107

7.3	Zeitlicher Verlauf der Spannungen und Potentiale in einer Argonladung.	108
7.4	Parameter bei zusätzlich eingelassenem Wasserstoff.	111
7.5	Radiale Langmuirsondenprofile bei zusätzlich eingelassenem Wasserstoff.	112
7.6	Zeitliche Spannungsverläufe bei unterschiedlichen Neutralgasdrücken.	113
7.7	U_{AK} für Abb. 7.8 und 7.9.	117
7.8	Fluktuationen des Floatingpotentials einer Langmuirsonde in einem ungestörten Plasma.	118
7.9	Fluktuationen des Floatingpotentials einer Langmuirsonde in einem limitierten Plasma.	118
7.10	Fluktuationen der U_{AK} , U_{target} und U_{np} in einem Wasserstoffplasma.	119
7.11	Radiale Profile der n_e , T_e und des Verhältnisses von Ar^{2+} zu Ar^+	120
7.12	Entladungsregion	121
7.13	Ereignisse über Schwellenspannung.	123
7.14	Argon ohne Limiter. Rotation erhöhter Intensität bei gemittelter Messung.	125
7.15	Argon ohne Limiter. Rotation niedriger Intensität bei gemittelter Messung.	126
7.16	Argon mit Halbmaske. Rotation erhöhter Intensität bei gemittelter Messung.	127
7.17	Heliumplasma mit Lochmaske. Einzelmessung.	128
7.18	Argon mit Halbmaske. Einzelmessung.	130
7.19	Zeitlicher Verlauf der Ereignisse.	131
7.20	Verlauf des Ionensättigungsstromes in Argon.	133
7.21	Verlauf des Ionensättigungsstromes von Einzelereignissen in Argon, die durch <i>Conditional Averaging</i> gemittelt wurden.	134
A.1	Das Thermoelement im Plasmagenerator PSI-2.	140
A.2	Neutralgastemperatur T_n und Thermoelement.	142
B.1	Radianzfunktion der Ulbrichtkugel Labsphere USS-1200.	143
B.2	Flussdiagramm zur Absolutwertbestimmung eines Spektrums.	144

Tabellenverzeichnis

2.1	Plasmaparameter des PSI-2.	7
2.2	Beeinflussung der Entladungsparameter durch Limiter.	7
3.1	Verwendete Spektrallinien und -filter.	26
4.1	Die Senkrechtdiffusionskoeffizienten	43
6.1	Magnetfeldvariation in der zweiten Targetebene.	100
7.1	Verhältnis der Anstiegszeit zur Abfallzeit.	132

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben.

Ole Waldmann
Berlin, den 2. Februar 2009