

Profile der Plasmaparameter und Dichte negativer Wasserstoffionen mittels Laserdetachmentmessungen in HF-angeregten Ionenquellen

Sina Christ-Koch

Angaben zur Veröffentlichung / Publication details:

Christ-Koch, Sina. 2008. "Profile der Plasmaparameter und Dichte negativer Wasserstoffionen mittels Laserdetachmentmessungen in HF-angeregten Ionenquellen." Augsburg: Universität Augsburg.

Nutzungsbedingungen / Terms of use:

licgercopyright

Dieses Dokument wird unter folgenden Bedingungen zur Verfügung gestellt: / This document is made available under these conditions:

Deutsches Urheberrecht

Weitere Informationen finden Sie unter: / For more information see:

<https://www.uni-augsburg.de/de/organisation/bibliothek/publizieren-zitieren-archivieren/publiz/>



Profile der Plasmaparameter und Dichte negativer Wasserstoffionen mittels Laserdetachmentmessungen in HF-angeregten Ionenquellen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
an der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Augsburg

vorgelegt von
Sina Christ-Koch
am 20. Dezember 2007

Erstgutachterin:	Priv.-Doz. Dr. Ursel Fantz
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Bernd Stritzker

Tag der mündlichen Prüfung: 06.03.2008

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	III
Bildverzeichnis	VI
Tabellenverzeichnis	VII
Symbolverzeichnis	VIII
1 Einleitung	1
2 Kontrollierte Kernfusion durch magnetischen Einschluss	3
2.1 Technische Realisierung	4
2.1.1 Der Tokamak	4
2.1.2 Der Stellarator	5
2.2 Plasmaheizung	6
2.2.1 Ohmsche Heizung	6
2.2.2 Hochfrequenzheizung	6
2.2.3 Neutralteilchenheizung (NBI)	7
2.2.4 Heizung durch Fusion	7
2.3 Stand der Technik	8
3 Ionenquellen für die NBI	10
3.1 Anforderungen	10
3.2 Plasmaerzeugung	11
3.2.1 Bogenquellen	11
3.2.2 Hochfrequenzquellen	11
3.3 Erzeugung und Vernichtung negativer Ionen	12
3.3.1 Volumenprozess	12
3.3.2 Oberflächenprozess	13
3.3.3 Zerstörung negativer Wasserstoffionen	14
3.4 Charakterisierung eines Niedertemperaturplasmas	16
3.4.1 Grundlegende Eigenschaften und Plasmaparameter	16
3.4.2 Plasmagleichgewichte	22
3.4.3 Plasmen in NBI-Ionenquellen	24
4 Ionenquellen des IPP für die ITER Neutralteilchenheizung	29
4.1 BATMAN	30
4.2 RADI	37
5 Diagnostiken	40
5.1 Messverfahren zur Bestimmung von Plasmaparametern	40

5.1.1	Elektrostatische Sonden	40
5.1.2	Optische Emissionsspektroskopie	54
5.2	Messverfahren zur Bestimmung der Dichte negativer Ionen	58
5.2.1	Laserdetachment	58
5.2.2	Cavity–Ringdown–Spektroskopie	63
5.2.3	Optische Emissionsspektroskopie	64
6	Messaufbau und Signalauswertung	65
6.1	Experimentelle Rahmenbedingungen	65
6.2	Elektrostatische Sonden	65
6.2.1	Langmuirsonde	66
6.2.2	Janussonde	70
6.2.3	Boyd–Twiddy–Methode	71
6.3	Optische Emissionsspektroskopie	72
6.4	Laserdetachment	72
6.5	Cavity–Ringdown–Spektroskopie	77
6.6	Fehlerabschätzung	79
6.6.1	Langmuirsondenmessungen	79
6.6.2	Laserdetachmentmessungen	82
7	Ergebnisse und Diskussion	84
7.1	Bestimmung der Plasmaparameter	84
7.1.1	Kennlinien der Langmuirsonden	84
7.1.2	Zeitlicher Verlauf der Parameter	89
7.1.3	Abhängigkeit von der HF-Leistung und vom Quelledruck	93
7.1.4	Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Magnetfeld	98
7.1.5	Einfluss der Gittervorspannung (Bias)	113
7.2	Ortsaufgelöste Bestimmung der Dichte negativer Ionen	121
7.2.1	Signale des Laserdetachments	122
7.2.2	Ortsaufgelöste Messungen	127
8	Zusammenfassung und Ausblick	135
A	Anhang	140
A.1	Die Werte der modifizierten Besselfunktion	140
A.2	Die Hill-Funktion	140
	Literaturverzeichnis	141

Abbildungsverzeichnis

2.1	Fusionsreaktion mit Deuterium (^2D) und Tritium (^3T).	4
2.2	Schematischer Aufbau eines TOKAMAK.	5
2.3	Schematische Darstellung eines Stellarators.	6
2.4	Schema einer Neutralteilchenheizung.	8
3.1	Neutralisationseffizienz für Deuteriumionen [1]	10
3.2	Ratenkoeffizienten für die H^- -Zerstörung	15
3.3	Wirkungsquerschnitt des Photodetachmenprozesses	17
3.4	Randschichtprofile in einem Zwei-Komponenten-Plasma	20
3.5	Randschicht in einem Drei-Komponenten-Plasma	27
4.1	Schematischer Aufbau der Ionenquelle am Teststand BATMAN. . .	31
4.2	Typischer zeitlicher Verlauf einer Entladung an BATMAN	32
4.3	Schematischer Aufbau des Gittersystems	34
4.4	Elektrisches Schaltbild der Gittervorspannung (Bias)	35
4.5	Abmessungen des Plasmagitters und der Biasplatte an BATMAN .	37
4.6	Bezeichnung der Diagnostischen Zugänge an BATMAN	38
4.7	Bezeichnungen und Abmessungen am Dummygitter an RADi . . .	39
5.1	Schematischer Aufbau einer elektrostatischen Sonde am Experiment.	41
5.2	Einteilung einer typischen Strom-Spannungs-Kennlinie	42
5.3	Zweite Ableitung und EEVF einer Strom-Spannungs-Kennlinie. . .	45
5.4	Beispiel einer Doppelsondenkennlinie.	48
5.5	Wirkungsquerschnitt und resultierende Ratenkoeffizienten	56
5.6	Betriebspunkt der Langmuirsonde beim Laserdetachment	59
5.7	Prinzipieller Aufbau des Laserdetachment-Verfahrens	59
5.8	Ideales, theoretisches Detachmentsignal	60
6.1	Detailaufbau der Sondenspitze der Langmuirsonde.	66
6.2	Schaltbild der passiven Kompensation für die Langmuirsonden . . .	67
6.3	Bildschirmansicht der Plasmameter-Software	69
6.4	Aufbau und Einbau der Janussonde	71
6.5	Zeitlicher Verlauf der Intensität einer H_α -Linie an BATMAN.	73
6.6	Elektrisches Schaltbild der Laserdetachmentmessung.	74
6.7	Flussdiagramm der Ansteuerung für die Laserdetachmentmessungen.	76
6.8	Auswertung des durch HF gestörten Laserdetachment-Signals . . .	77
6.9	Beispielsignale der Cavity-Ringdown-Spektroskopie	78
7.1	Langmuirsonden-Kennlinien mit und ohne Cäsium an BATMAN . .	85
7.2	Typische Kennlinien einer Langmuirsondenmessung an RADi	87
7.3	Zeitverläufe der Plasmameterparameter	90

7.4	Einfluss der Sonde auf die extrahierten Ströme	91
7.5	Abhängigkeit des Plasmapotentials und der Elektronentemperatur von Leistung und Druck	94
7.6	Abhängigkeit der Dichten von Leistung und Druck	95
7.7	Extrahierte Stromdichten in Abhängigkeit der HF-Leistung für un- terschiedliche Quellendrücke	96
7.8	Magnetische Flussdichte in z-Richtung an BATMAN und RADI . .	100
7.9	Magnetische Flussdichte in horizontaler Ebene an BATMAN und RADI	100
7.10	Kennlinien mit und ohne Magnetfeld	101
7.11	Einfluss des Magnetfeldes an RADI	102
7.12	Profile der Plasmamparameter und des Magnetfeldes an RADI	103
7.13	Magnetfeld mit verstärkend und schwächend angebrachten Filter- stangen	106
7.14	Einfluss der Filterstangen auf die Plasmamparameter	108
7.15	Einfluss der Filterstangen auf die Profile der Plasmamparameter . . .	109
7.16	Magnetfeld mit Confinementmagneten	111
7.17	Einfluss der Confinementmagnete auf die Profile der Plasmamparameter	112
7.18	Biasscan an BATMAN	114
7.19	Veranschaulichung des Einflusses der Gittervorspannung	115
7.20	Janussondenmessungen in Abhängigkeit der Biasspannung	117
7.21	Ortsprofile in Abhängigkeit von Biasspannungen	118
7.22	Plasmasymmetrie als Funktion des Bias	119
7.23	Laserleistungsscan und Signal bei ausgasender Sonde	122
7.24	Typisches Laserdetachmentsignal nach Abzug der HF-Störungen . .	123
7.25	Korrelation der Sondenströme des Laserdetachments mit den ent- sprechenden extrahierten Strömen	124
7.26	Korrelation der Dichte negativer Ionen mit extrahiertem Ionenstrom	125
7.27	Vergleich der Dichte negativer Ionen verschiedener Messverfahren .	126
7.28	Profil des Dichteverhältnisses n_{H-}/n_e	128
7.29	Profile der Elektronendichte und Dichte negativer Ionen	129
7.30	Dichteverhältnisprofile in Abhängigkeit der HF-Leistung	130
7.31	Dichteverhältnisprofile in Abhängigkeit der Biasströme	132

Tabellenverzeichnis

4.1	Vergleich der Quellenparameter von ITER und den IPP-Testständen	30
4.2	typische Plasmaparameter vor dem Plasmagitter an BATMAN . . .	36
5.1	Gegebene Parameter für ein typisches Plasma	52
5.2	Resultierende Kenngrößen in einem typischen Plasma	52
6.1	Zusammenstellung der Messungenauigkeiten	83

Symbolverzeichnis

Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit	$2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
e	Elementarladung	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
ε_0	Dielektrizitätskonstante	$8.85 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$
h	Planckkonstante	$6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
k	Boltzmannkonstante	$1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
m_e	Elektronenmasse	$9.106 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
π	Kreiszahl	3.1415

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	m^2
B	beliebiges Atom oder Molekül	
B	magnetische Flussdichte	T
e	Elektron	
E	Energie	J
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke	V/m
H	Wasserstoff	
D	Deuterium	
D	Diffusionskoeffizient	m/s
d	Durchmesser	m
$\vec{g}$	Erdschwerebeschleunigung	m/s^2
I	Strom	A
j	Stromdichte	A/m^2
L_ν	Strahldichte	$1/\text{m}^3\text{Hz}$
l	Länge	m
m	Masse	kg
n	Dichte	$1/\text{m}^3$
p	Druck	Pa
P	Leistung	kW
q	Ladung	As
r	Radius	m
T	Temperatur	K, eV
U	Spannung	V
v	Geschwindigkeit	m/s
v''	Grad der Vibrationsanregung	
X	Ratenkoeffizient	m^3/s

α	Ionisationsgrad	
ϵ	Intensität	Photonen/(m ³ s)
Φ	Potential	V
λ	Länge	m
Λ	Debyelogarithmus	
μ	Beweglichkeit	m ² /(Vs)
σ	Wirkungsquerschnitt	m ²
τ	Zeit	s
ν	Frequenz	Hz
ω	Gyrationsfrequenz	Hz

Hoch- und tiefgestellte Indizes

+	positiv
−	negativ
⊥	senkrecht
	parallel
*	angeregt
<i>a</i>	ambipolar
<i>acc</i>	Beschleunigung
<i>c</i>	Stoß-
<i>cal</i>	kalorimetrisch
<i>d</i>	Drift
<i>D</i>	Debye
<i>e</i>	Elektron
<i>E</i>	Energie
<i>elec</i>	Elektronen (extrahiert)
<i>ex</i>	Extraktion
<i>fl</i>	floating
<i>i</i>	Ion (positiv)
<i>ion</i>	Ionen (extrahiert)
<i>krit</i>	kritisch
<i>n</i>	Neutralteilchen
<i>p</i>	Plasma
<i>PG</i>	Plasmagitter
<i>s</i>	Sonde
zentr	Zentrum

Abkürzungen

ABR	Allen–Boyd–Reynolds
BRL	Bernstein–Rabinowitz–Laframboise

CCD	C harge- C ouple- D evice
ECRH	E lectron C yclotron R esonance H eating
EEVF	E lektronen E nergie V erteilungs F unktion
HF	H och- F requenz
ICRH	I on C yclotron R esonance H eating
IPP	I nstitut für P lasma P hysik
ITER	zukünftiges Fusionsexperiment, <i>lat.</i> : der Weg
NBI	N eutral B eam I njection
OML	O rbital- M otion- L imit
PM	P lasmameter
RLS	R aumladungsschicht

1 Einleitung

Fusionskraftwerke stellen eine Option dar, den wachsenden Strombedarf der Weltbevölkerung zu decken, ohne dabei Treibhausgase oder radioaktiven Abfall in großen Mengen zu produzieren. Weitere Vorteile ergeben sich durch die nahezu unbegrenzt vorhandenen Rohstoffe, gute Umweltverträglichkeit und ein hohes Sicherheitsniveau, so dass die Fusion als Alternative zu bisherigen Grundlasttechnologien zu sehen ist. Die Energiegewinnung geschieht dabei, ähnlich den Prozessen in der Sonne, durch die Fusion von Wasserstoffisotopen, die dafür auf ca. 15 Mio. °C erhitzt werden müssen. Es liegt somit ein Plasma vor, welches mit Hilfe von Magnetfeldern in einem ringförmigen Gefäß eingeschlossen werden muss.

Eine wichtige Möglichkeit der Plasmaaufheizung basiert dabei auf dem Einschuss schneller, neutraler Teilchen, die ihre Energie über Stöße an das Fusionsplasma abgeben (Neutralteilchenheizung). Kernstück dieser Neutralteilchenheizungen sind dabei Plasmaquellen zur Erzeugung von Ionen, welche nach der Extraktion und Beschleunigung neutralisiert werden. Dabei ist die Produktion von positiven Ionen sehr effizient, weshalb an den bestehenden Fusionsexperimenten vornehmlich Neutralteilchenheizungen auf Basis positiver Ionen im Einsatz sind. Für die nächste Generation der Fusionsexperimente, wie dem im Bau befindlichen Fusionsexperiment ITER (*lat.*: der Weg), muss jedoch auf die Produktion negativer Ionen übergegangen werden. Die dafür benötigten Quellen, die hohe Stromdichten negativer Ionen aus einer großen Quelle (ca. $1 \times 2 \text{ m}^2$) für lange Zeit (eine Stunde) liefern sollen, befinden sich noch in Entwicklung. Hohe Anforderungen stellen dabei vor allem die Bedingungen an die räumliche und zeitliche Homogenität der Ionenstromdichte.

Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP), Garching, werden seit einigen Jahren erfolgreich Ionenquellen zur Erzeugung negativer Wasserstoffionen für die Neutralteilchenheizung an ITER entwickelt. Besonderes Merkmal dieser Quellen ist die Plasmaerzeugung durch induktive Leistungseinkopplung. Das Entwicklungsprogramm dieser HF-Quellen teilt sich auf drei Teststände mit jeweils anderen Forschungsschwerpunkten auf, um die Anforderungen für die ITER Neutralteilchenheizung zu erfüllen: An BATMAN konnte bereits gezeigt werden, dass das Prinzip einer HF-angeregten Quelle die geforderten Ionenstromdichten bei vorgegebenen Quellenparametern für kurze Zeit (vier Sekunden) und für kleine Extraktionsflächen (ca. $0.3 \times 0.6 \text{ m}^2$) liefern kann. Der Teststand ist eine zentrale Komponente im Entwicklungsprogramm, da hier Untersuchungen zur Vertiefung des physikalischen Verständnisses der Vorgänge im Plasma durchgeführt werden können. An MANITU soll die Langpulstauglichkeit (eine Stunde) der HF-Quelle untersucht werden. An RADI, dessen Gitterfläche die vierfache Größe der Gitterfläche von BATMAN und der halb so groß ist wie die geplante Ionenquelle für ITER, soll das modulare Konzept der HF-Quelle für große Flächen getestet werden. Insbesondere sollen hier Untersuchungen zur Homogenität des Plasmas, welches durch mehrere induktiv gekoppelte Entladungen erzeugt wird, durchgeführt werden. Dieser Test-

stand ist lediglich ein Quellenteststand, d. h. es steht keine Extraktion der Ionen zur Verfügung.

Für die Quellenentwicklung und -optimierung ist die Diagnostik der Plasmaparameter im Extraktionsbereich von entscheidender Bedeutung. Nur dadurch lassen sich zum einen die komplexen Vorgänge in der Quelle verstehen und können zum anderen Eingangswerte für Computermodelle gewonnen werden. An RADI, an dem keine Extraktion der Ionen möglich ist, ist die Plasmadiagnostik unerlässlich zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit der Quelle. Insbesondere von Interesse sind dabei ortsauflösende Messungen, um über die Korrelation der Plasmahomogenität mit der Homogenität des Ionenstrahls die für ITER geforderte homogene Verteilung nachweisen zu können.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit konzentrieren sich auf das Verständnis der Vorgänge im Plasma, durchgeführt an BATMAN, sowie auf Messungen zur Homogenität des Plasmas in einer großen Quelle, durchgeführt an RADI. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei ortsauflösende Messverfahren zur Bestimmung von Plasmaparametern eingesetzt: Langmuirsonden und das Laserdetachment-Verfahren. Messungen mit Langmuirsonden erlauben neben der Bestimmung der Potentiale im Plasma Aussagen über die Elektronentemperatur sowie über die Dichten von Elektronen und positiven Ionen. Das Laserdetachment-Verfahren ermöglicht die orts aufgelöste Bestimmung negativer Ionen unter Verwendung der mit der Langmuirsonde gemessenen Elektronendichte.

Das an BATMAN vorhandene System der Langmuirsonde wurde verwendet, um Abhängigkeiten der Plasmaparameter von extern veränderbaren Quellenparametern zu untersuchen. Für den Einsatz an RADI musste ein zusätzliches Langmuirsondensystem an die dortigen Bedingungen angepasst werden. Die mit den Langmuirsonden durchgeführten Messungen dienen der Veranschaulichung und dem Verständnis grundlegender Vorgänge im Plasma und ermöglichen Aussagen über die Profilverläufe und somit über die Homogenität von Plasmaparametern.

Das Laserdetachment-System wurde aufgebaut und in Betrieb genommen, um erstmals eine orts aufgelöste Messung der negativen Ionen zu ermöglichen. Dieses Standardverfahren musste dabei an die besonderen Bedingungen der HF-Ionenquelle adaptiert werden. Insbesondere die Existenz von HF- und Magnetfeldern, sowie ein hoher Anteil an negativen Ionen in einer Quelle auf Hochspannung stellen hohe Anforderungen an den Messaufbau und die Signalauswertung. Es wurden erste Abhängigkeiten der Dichtepprofile negativer Ionen sowie die Abhängigkeit des Absolutwertes von verschiedenen Quellenparametern untersucht und mit anderen Diagnostikmethoden verglichen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und angewandten Diagnostikverfahren ermöglichen ein tiefgreifendes Verständnis der Vorgänge im Plasma einer Ionenquelle als Kernstück einer Neutralteilchenheizung für ITER, so dass eine zielgerichtete Optimierung der Quellen möglich ist.

2 Kontrollierte Kernfusion durch magnetischen Einschluss

Der weltweite Energiebedarf wird in den nächsten Jahrzehnten aufgrund steigender Bevölkerungszahlen und fortschreitender Industrialisierung drastisch ansteigen. Die große Herausforderung der Zukunft wird es sein, diesen Energiebedarf zu decken, ohne dabei Klimaveränderungen, z.B. durch weiter steigenden Kohlendioxidausstoß, zu verursachen. Die bisherigen Technologien, mit denen Energie für den Menschen nutzbar gemacht wird, sind vor allem die Verbrennung fossiler Brennstoffe und die Nutzung von Energie aus Kernspaltungsprozessen. Nur ein kleiner Anteil der Energie wird zur Zeit aus erneuerbaren Energien wie Wind- oder Sonnenenergie gewonnen. Die beiden Haupttechnologien haben dabei jeweils entscheidende Nachteile: Bei der Verbrennung fossiler Brennstoffe werden große Mengen an Treibhausgasen freigesetzt und bei der Kernspaltung wird eine erhebliche Menge radioaktiver Abfall produziert. Für beide Methoden gilt, dass die benötigten Brennstoffe nur noch für einige hundert Jahre zur Verfügung stehen werden. Zieht man in Betracht, dass ein Großteil der Vorräte in politisch instabilen Regionen vorkommen, könnte es schon früher schwierig werden, die benötigten Brennstoffmengen zu fördern. Die erneuerbaren Energien dagegen bieten wahrscheinlich nicht das Potential, den wachsenden Energiebedarf zu einem großen Teil decken zu können.

Ein vielversprechender Ansatz zur Lösung dieses Problems ist die Kernfusion, bei der leichte Atomkerne miteinander verschmolzen werden. Das Produkt ist leichter als die Summe der Ausgangsprodukte, wodurch nach Einsteins Formel $E = mc^2$ Energie freigesetzt wird. In der Sonne findet dieser Verschmelzungsprozess mit Hilfe der Gravitation statt, wobei vier Wasserstoffatome in einer mehrstufigen Reaktion zu einem Heliumkern fusionieren. Dieser Prozess läuft allerdings sehr langsam ab, so dass dessen Anwendung auf der Erde unrentabel ist. Stattdessen bedient man sich einer weiteren Fusionsreaktion, bei der Deuterium (schwerer Wasserstoff) und Tritium (superschwerer Wasserstoff) als Brennstoff dienen, da für diesen Prozess die Reaktionsrate hoch ist [2]. Die entsprechende Fusionsreaktion ist in Bild 2.1 dargestellt. Damit die Kerne miteinander verschmelzen können, müssen zunächst die Elektronenhüllen vom Kern abgelöst sein, was schon bei einigen hundert Grad Celsius der Fall ist [3]. Ein ionisiertes Gas, in dem sich die positiv geladenen Atomkerne unabhängig von den negativ geladenen Elektronen bewegen, wird **Plasma** genannt. Damit die positiv geladenen Deuterium- und Tritiumkerne genügend Energie haben, um entgegen ihrer elektrischen Abstoßung zu fusionieren, müssen allerdings Temperaturen von über 100 Millionen Grad Celsius erreicht werden. Wie ist es aber nun möglich, solch heiße Plasmen in einem Gefäß zu halten?

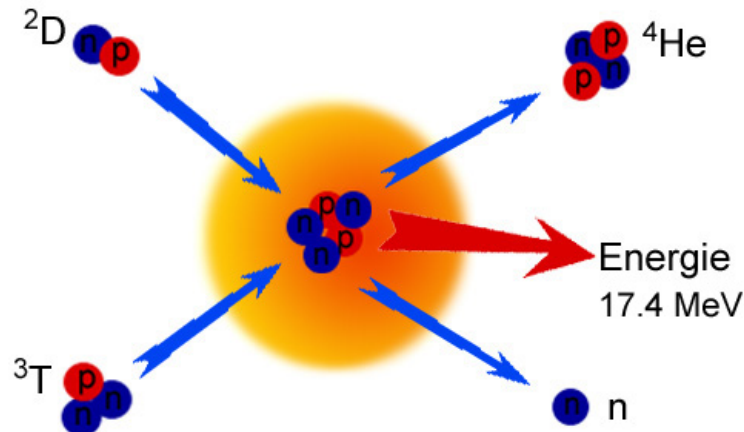


Abbildung 2.1: Fusionsreaktion mit Deuterium (^2D) und Tritium (^3T).

2.1 Technische Realisierung

Elektrisch geladene Teilchen (negativ geladene Elektronen und positiv geladene Atomkerne) lassen sich durch Magnetfelder beeinflussen. Aus der chaotischen Bewegung der einzelnen Teilchen ohne Magnetfeld wird beim Anlegen eines Magnetfeldes eine geordnete Bewegung, da die Teilchen um die Magnetfeldlinien kreisen. Damit sind die Teilchen quasi an die Magnetfeldlinien gebunden, und können sich hauptsächlich entlang dieser bewegen. Senkrecht zu den Feldlinien können sich die Teilchen nur dann bewegen, wenn sie durch einen Stoß mit einem anderen Teilchen von ihrer Feldlinie gestoßen werden. Um Endverluste zu vermeiden, bietet sich eine toroidale Anordnung der Feldlinien an. Allerdings ergibt sich dabei noch eine Drift der Teilchen an die Außenwand, die eine Verdrillung der Feldlinien erfordert. In dieser Anordnung können nun die heißen Plasmateilchen von der Wand fern gehalten werden, so dass diese keinen Schaden durch die hohen Temperaturen nimmt. Somit macht der magnetische Einschluss des Plasmas es nun möglich, sehr hohe Plasmatemperaturen zu erreichen, so dass eine Fusionsreaktion stattfinden kann. Es werden dabei in der Praxis zwei Möglichkeiten zur Verdrillung der Feldlinien angewandt:

2.1.1 Der Tokamak

Durch das ringförmige Plasmagefäß, in dem das Plasma mit sogenannten Toroidal-feldspulen magnetisch eingeschlossen ist, ergibt sich ein Magnetfeld, welches über den Torusquerschnitt inhomogen ist: auf der Innenseite des Torus ist es stärker als auf der Außenseite. Dies hat zu Folge, dass die Teilchen zur Außenseite des Torus driften können, wo sie in Kontakt mit den Wänden kommen können. Um die nötige Verdrillung der Magnetfeldlinien zu erreichen, induziert ein Transformator auf der Symmetrieachse des Torus einen Strom im Plasma, das dabei als Sekundärwicklung

fungiert. Der Plasmastrom wiederum erzeugt ein poloidales Magnetfeld, das sich in der gewünschten Weise mit dem toroidalen Magnetfeld überlagert. Diese Anordnung, in Abbildung 2.2 zu sehen, wird TOKAMAK genannt. Das Tokamakprinzip

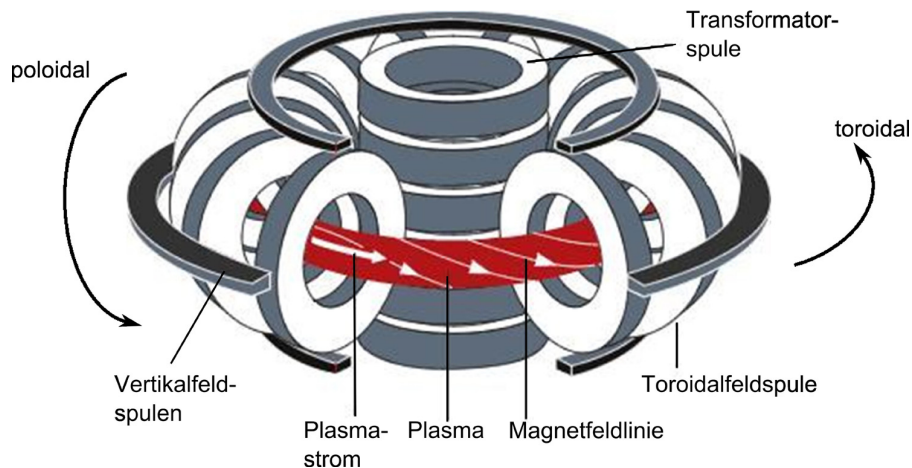


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau eines TOKAMAK.

ist das zur Zeit am weitesten entwickelte Konzept zur Realisierung der Kernfusion. So wird auch der nächste Schritt in Richtung eines kommerziellen Fusionskraftwerkes mit einer Tokamak-Anlage gemacht. Der internationale Thermonukleareaktor ITER (*lat.*: der Weg) soll zeigen, dass es technisch möglich ist, Energie in relevanten Mengen aus der Fusion zu gewinnen. Ein Nachteil dieses Prinzips ergibt sich aus der Verwendung des Transformators. Nur eine **Stromänderung** in der Transformatorspule hat einen induzierten Strom im Plasma zur Folge. Daraus ergibt sich, dass die Anlage immer nur pulswise betrieben werden kann, bzw. aufwändige Verfahren verwendet werden müssen, um einen Strom im Plasma zu treiben (Stromtrieb). Eine weitere Möglichkeit des magnetischen Einschlusses, die das Problem des Pulsbetriebes umgeht, ist das sogenannte Stellaratorprinzip.

2.1.2 Der Stellarator

Das Magnetfeld des Stellarators wird allein von äußeren Magneten erzeugt. Dabei sind die Spulen so konzipiert, dass das verdrillte Magnetfeld entsteht. Damit ist kein Plasmastrom zur Erzeugung des Magnetfeldes nötig, und der Stellarator kann von vornherein im Dauerbetrieb arbeiten.

Die erste Generation der Stellaratoren bestand aus zweierlei Magneten: ebene Spulen, die das Plasma in einem Ring einschließen (Toroidalfeldspulen, wie beim Tokamak) sowie helikal um den Torus gewundene Spulen, die die Feldlinien verdrillen (siehe Abbildung 2.3(a)). Die zweite Generation der Stellaratoren verbindet diese beiden Spulenarten zu toroidalen Spulen mit komplexer Geometrie, wie sie in Abbildung 2.3(b) zu sehen ist. Die Entwicklung dieser Stellaratoren war allerdings erst durch gestiegene Rechenleistungen der Großrechner möglich.

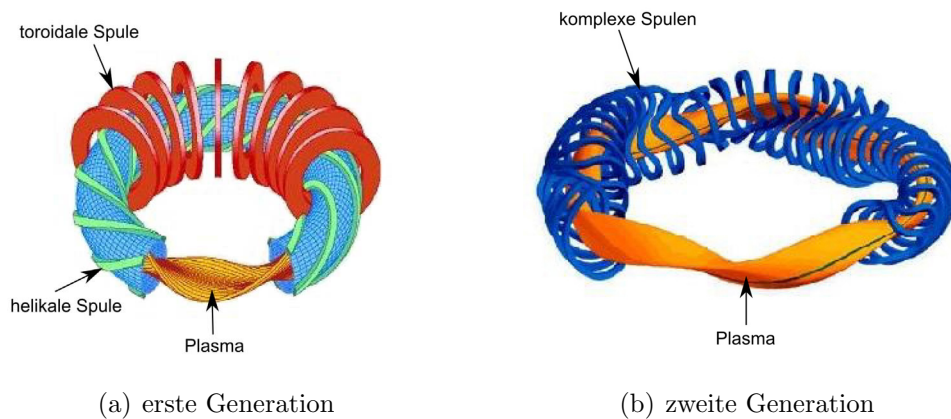


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Stellarators.

2.2 Plasmaheizung

Um eine Fusionsreaktion in Gang zu bringen, muss das magnetisch eingeschlossene Plasma auf mehr als 100 Millionen Grad aufgeheizt werden. Dazu gibt es verschiedene Heizmethoden, die in den nächsten Abschnitten beschrieben werden.

2.2.1 Ohmsche Heizung

Im Tokamak wird mit Hilfe des Transformators ein Strom im Plasma getrieben. Durch den Eigenwiderstand des Plasmas heizt sich dieses auf bis zu 15 Millionen Grad auf. Da der Widerstand mit steigender Temperatur abnimmt, ist eine weitere Aufheizung auf die benötigten 100 Millionen Grad nicht möglich. Mit dieser Methode können typischerweise Leistungen von einigen Megawatt in das Plasma eingebracht werden. Im Stellarator ist diese Heizmethode nicht anwendbar, da dort kein Plasmastrom existiert.

2.2.2 Hochfrequenzheizung

Durch den Einschluss der Plasmateilchen in einem Magnetfeld sind diese an die Magnetfeldlinien gebunden, d.h. die Teilchen bewegen sich in Kreisbahnen an den Feldlinien entlang. Diese Bewegung wird Gyration genannt und kann mit dem Gyrationradius bzw. der Gyrationfrequenz charakterisiert werden. Werden nun elektromagnetische Wellen eingestrahlt, deren Frequenz mit der Gyrationfrequenz der Teilchen übereinstimmt, so nehmen die Teilchen Energie der Welle auf, d.h. sie werden aufgeheizt. Dabei wird zwischen drei verschiedenen Anregungen unterschieden:

- **Ionenzyklotronresonanzheizung (ICRH)**

Die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung ist bei der ICRH auf die Gyrationfrequenz der Ionen abgestimmt und liegt bei 20 bis 100 Megahertz.

Typischerweise liefern diese Heizungen bei heutigen Anlagen bis zu 10 MW Heizleistung.

- **Elektronenzyklotronresonanzheizung (ECRH)**

Bei dieser Heizmethode ist die Frequenz der elektromagnetischen Wellen auf die Gyrationfrequenz der Elektronen im Plasma abgestimmt. Der Frequenzbereich liegt zwischen 30 und 170 Gigahertz, typische Heizleistungen bei heutigen Anlagen liegen im Bereich von einigen Megawatt.

- **untere Hybridfrequenzheizung**

In diesem Fall wechselwirkt die elektromagnetische Welle mit kollektiven Plasmaschwingungen, die sowohl die Ionen als auch die Elektronen ausführen. Die Frequenz hierfür liegt im Bereich von 1 bis 8 Gigahertz. Die ins Plasma eingebrachte Leistung liegt heutzutage typischerweise in der Größenordnung von 10 MW.

2.2.3 Neutralteilchenheizung (NBI)

Eine weitere Möglichkeit, das Fusionsplasma zu heizen, ist mittels hochenergetischer, neutraler Teilchen (*engl.*: **N**eutral **B**eam **I**njection). Ein Schema der Neutralteilchenheizung ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Für die Neutralteilchenheizung werden dafür Wasserstoff- oder Deuteriumteilchen benutzt, um keine Verunreinigungen in das Plasma zu leiten. In einer Plasmaquelle werden Wasserstoff- oder Deuteriumionen erzeugt, die dann durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden. Da geladene Teilchen wegen des Magnetfeldkäfigs nicht bis in die Mitte des Fusionsplasmas im Torus vordringen können, müssen die erzeugten Ionen neutralisiert werden. Dazu werden die Ionen durch einen mit Gas gefüllten Neutralisator geschickt, in dem durch Ladungsaustausch die schnellen Ionen ihr zusätzliches Elektron verlieren. Der Anteil nicht neutralisierter Teilchen wird mit Hilfe eines Magneten in einen „Ionensumpf“ abgelenkt. Die schnellen Neutrale werden in das Fusionsplasma eingeschossen. Dort fungieren sie als energiereicher Brennstoffnachschub, indem sie im Plasma ionisiert werden und über Stöße ihre Energie an andere Plasmateilchen abgeben. Wird der Neutralteilchenstrahl tangential in den Torus geleitet, kann der Plasmastrom im Torus verstärkt werden (Stromtrieb). Damit ist es möglich, die Pulszeit eines Tokamaks zu verlängern. Die Neutralteilchenheizungen liefern bei allen größeren Fusionsexperimenten den Hauptanteil der benötigten Heizleistung. Die Heizleistungen der Neutralteilchenheizungen liegen typischerweise in einem Bereich von 10 MW.

2.2.4 Heizung durch Fusion

Finden genügend Fusionsreaktionen statt, um mit den entstehenden Helium-Teilchen das Plasma heiß zu halten, dann spricht man von einem gezündeten Plasma. In diesem Stadium kann die Energiezufuhr von außen abgestellt werden. Je nach Bedarf bleiben die verschiedenen Heizmethoden dennoch in Betrieb: so werden

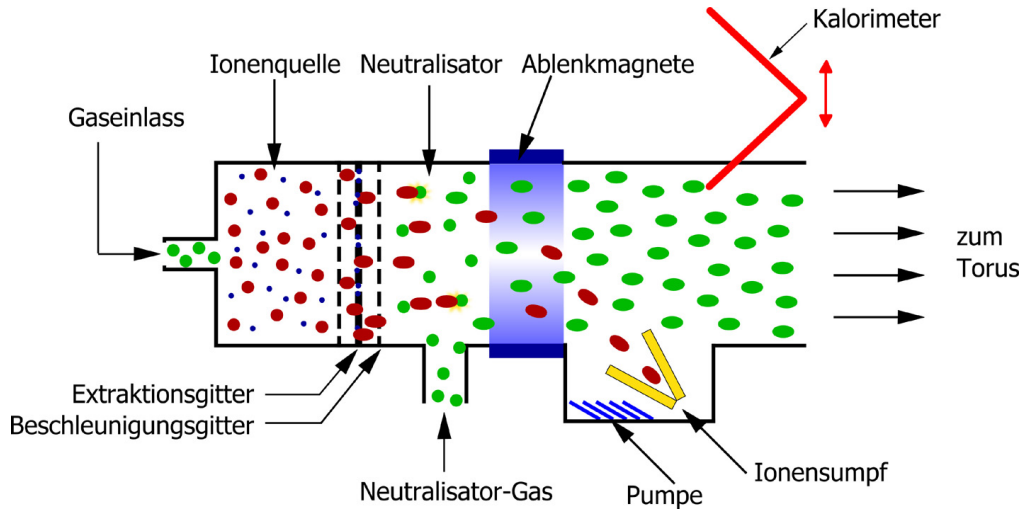


Abbildung 2.4: Schema einer Neutralteilchenheizung.

z. B. sowohl die Neutralteilchenheizung als auch die Hochfrequenzheizung für den Stromtrieb im Tokamak benötigt. Die bei der Fusionsreaktion erzeugten Neutronen, die aufgrund ihrer elektrischen Neutralität nicht im Plasma gehalten werden können, geben ihre Energie an Kühlmittel in den Wänden ab. Mit Hilfe des Kühlmittels wird dann eine Dampfturbine betrieben, die die Wärmeenergie in elektrische Energie umwandelt.

2.3 Stand der Technik

Um das Plasma zum Zünden zu bringen, müssen neben der hohen Temperatur noch zwei weitere Parameter beachtet werden: zum einen müssen genügend viele Teilchen vorhanden sein, die fusionieren können, d. h. es muss eine hohe Teilchendichte vorherrschen. Zum anderen muss die von außen eingebrachte bzw. durch Fusion entstandene Energie lange genug im Plasma bleiben, d. h. die Energieeinschlusszeit muss groß genug sein. Um keine extern eingebrachte Energie zu benötigen, muss also die Fusionsleistung größer als die Verlustleistung sein. Mit dem Lawson-Kriterium lassen sich die drei oben genannten Parameter mit der Schwellenbedingung zur Zündung beschreiben. Demnach gilt für das Produkt aus der Plasmatemperatur T , der Teilchendichte n und der Energieeinschlusszeit τ_E [2]:

$$nT\tau_E > 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s} \quad (2.1)$$

Dabei sind aufgrund des Wirkungsquerschnittes der Stoßreaktion die Bereiche der Dichte und der Temperatur vorgegeben. Sie liegen bei $n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und $T \approx 10 - 20 \text{ keV}$, und werden von den bestehenden Fusionsanlagen erreicht. Für eine Zündung muss somit unter idealen Bedingungen eine Energieeinschlusszeit von $\tau_E \approx 1 - 3 \text{ s}$ erreicht werden. Dabei werden allerdings Parameterprofile des Plasmas oder Verunreinigungen vernachlässigt.

Der bisherige „Rekord“ wurde von JET (*engl*: **J**oint **E**uropean **T**orus, England) mit einer Energieeinschlusszeit von $\tau_E = 1$ s erreicht, wobei 60% der eingebrachten Energie wiedergewonnen werden konnte [4], [5]. Der geplante Fusionsreaktor ITER soll die zehnfache Energie liefern, die zur Heizung verwendet wird. Er wird die doppelte Größe von JET (radial) haben und soll aufgrund seiner Größe und somit eines besseren Oberflächen-Volumen-Verhältnisses eine Energieeinschlusszeit von $\tau_E \approx 2 - 4$ s erreichen [6].

3 Ionenquellen für die NBI

Wie schon in der Einleitung erläutert, ist die Neutralteilchenheizung (NBI) eine wichtige Heizmethode, um das Fusionsplasma auf die geforderte Temperatur aufzuheizen und den geforderten Stromtrieb zu liefern. Im folgenden Kapitel sollen die Funktionsweise und die Charakterisierung von Ionenquellen für die Neutralteilchenheizung dargestellt werden.

3.1 Anforderungen

Die benötigten Ionenquellen für Neutralteilchenheizungen müssen hohe Anforderungen erfüllen. Für die zur Zeit im Betrieb befindlichen Fusionsexperimente liefern die Neutralteilchenheizungen Leistungen im Bereich von 10 – 20 MW. Bei den verwendeten Beschleunigungsspannungen von bis zu 100 keV und Neutralisationseffizienzen von 20 – 50% für positive Wasserstoffionen werden also Ionenströme bis zu 100 A benötigt. Zur Produktion dieser Ionenströme sind leistungstarke Quellen im Einsatz, die Stromdichten bis zu 2500 A/m² liefern und mit Leistungen von einigen 100 kW zur Plasmaerzeugung betrieben werden [7], [8], [9].

Für ITER muss die Neutralteilchenheizung pro Beamline 17 MW Heizleistung bei einer Strahlenergie von 1 MeV für eine Stunde liefern. Da bei einer Teilchenenergie von 1 MeV die Neutralisationseffizienz für positive Ionen praktisch Null ist [1], wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, muss auf Quellen übergegangen werden, die auf der

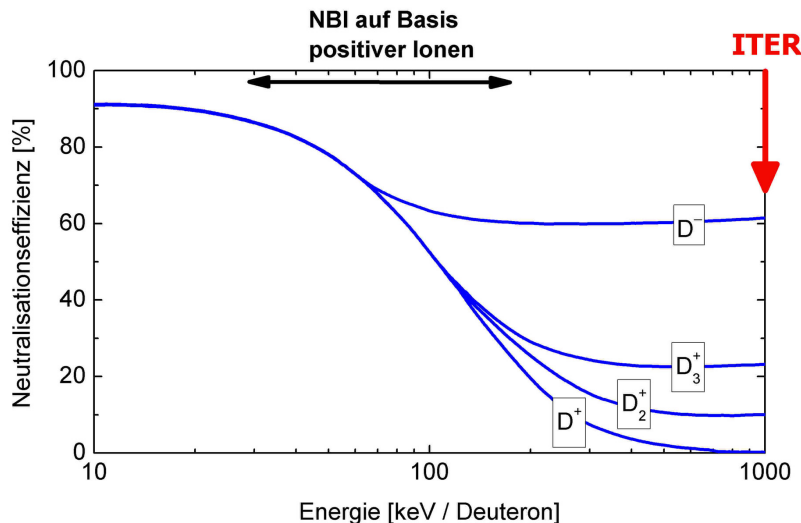


Abbildung 3.1: Neutralisationseffizienz für Deuteriumionen [1]

Basis negativer Ionen funktionieren.

Allerdings ist die erreichte Stromdichte bei diesen Quellen um den Faktor 10 geringer [10], so dass wesentlich größere Quellen benötigt werden. Für ITER werden aus Quellen der Größe $\sim 0.8 \text{ m} \times \sim 1.6 \text{ m}$ ein Strom von $> 40 \text{ A}$ aus negativen Deuteriumionen (D^-) benötigt, was einer Stromdichte von ca. 200 A/m^2 entspricht. Dieser Gesamtstrom ist notwendig, da Verluste bei der Neutralisation (die Neutralisationseffizienz negativer Ionen liegt bei ca. 60%, siehe Abbildung 3.1), sowie beim Durchlaufen des Schachts zum Torus und an weiteren Komponenten auftreten. Da neben den negativen Ionen zwangsläufig auch Elektronen ko-extrahiert werden, muss für diese ein Ablensystem vorgesehen werden. Um die Leistungsdichte der abgelenkten Elektronen auf den Elektronensumpf in einem technisch handhabbaren Bereich zu halten, muss der Anteil ko-extrahierter Elektronen möglichst gering gehalten werden ($j_e/j_{H^-} < 1$). Eine weitere Anforderung ist ein niedriger Arbeitsdruck (0.3 Pa), um die Verluste im Extraktionssystem durch Stöße der Ionen mit dem Hintergrundgas („Stripping“) möglichst gering zu halten.

3.2 Plasmaerzeugung

Für die Erzeugung von Ionen für die Neutralteilchenheizung werden Plasmaentladungen benötigt. Dabei sind zwei Prinzipien zur Plasmaerzeugung im Einsatz:

3.2.1 Bogenquellen

Bei den Bogenquellen wird zwischen zylindrischen Elektroden (Kathode), den sogenannte Filamenten, und der Gefäßwand (Anode) ein Lichtbogen gezündet. Die Kathode wird dabei so stark erhitzt, dass Elektronen thermisch emittiert werden. Diese werden im elektrischen Feld des Lichtbogens beschleunigt und ionisieren die Gasteilchen, so dass ein Plasma entsteht [11]. Diese Plasmaquellen sind seit den Anfängen der Neutralteilchenheizung im Einsatz und liefern zuverlässig die benötigten positiven Ionen [7], [8]. Ein Nachteil dieser Quellen ist allerdings, dass das Filamentmaterial (meistens Wolfram) aufgrund der hohen Temperaturen im Laufe der Zeit abdampft und sich in der Quelle verteilt. Damit werden zum einen die Eigenschaften des Plasmas und der Oberflächen verändert, was einen stabilen Dauerbetrieb der Quellen schwierig macht. Zum anderen müssen die Filamente in gewissen Zeitabständen ausgetauscht werden, was zu Ausfallzeiten der Quelle führt.

3.2.2 Hochfrequenzquellen

Bei den Hochfrequenzquellen sind zwei Arten der Einkopplung möglich:

Bei der **kapazitiven Entladung** wird eine Wechselspannung zwischen zwei parallelen Platten angelegt. Einzelne, in jedem Gas vorkommende freie Elektronen reagieren auf das elektrische Wechselfeld, nehmen Energie auf und ionisieren weitere Teilchen, so dass ein Plasma entsteht.

Bei der **induktiven Entladung** wird das Plasma durch ein magnetisches Wechselfeld erzeugt, welches bei Anlegen einer Wechselspannung an eine Spule entsteht. Dabei gibt es wiederum zwei Möglichkeiten der Spulenanordnung: planar oder zylindrisch. Der große Vorteil dieser Einkopplung besteht darin, dass die Spule außerhalb des Plasmagefäßes angebracht werden kann, so dass kein Kontakt zum Plasma besteht. Damit ergeben sich wesentlich längere Lebensdauern und eine vereinfachte Wartung der Quellen. Das Institut für Plasmaphysik (IPP) in Garching ist das einzige, an dem HF-Quellen auf Basis positiver Ionen für Neutralteilchenheizungen im Einsatz sind.

Sowohl in den Bogen-, als auch bei den induktiv betriebenen Hochfrequenzquellen lassen sich hohe Dichten an positiven Ionen mit angemessenem technischen Aufwand realisieren. Durch die Ionisierung des Gases entstehen positive Ionen, deren Anteil sich durch Variation verschiedener Parameter wie z.B. Druck oder eingekoppelte Leistung beeinflussen lässt.

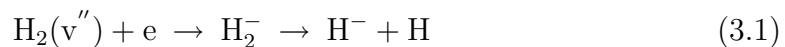
Für die nächste Generation der Fusionsexperimente müssen die Teilchen nun auf sehr hohe Energien (ITER: 1 MeV für Deuteriumteilchen) beschleunigt werden, um bis in die Mitte des Torus vordringen zu können und den benötigten Stromtrieb liefern zu können. Bei diesen hohen Energien ist die Neutralisationseffizienz für positive Teilchen aber praktisch Null, wie in Abbildung 3.1 schon gezeigt wurde. somit muss auf Quellen übergegangen werden, die auf der Produktion negativer Ionen basieren, um auch noch bei den geforderten hohen Energien eine Neutralisationseffizienz von 60 % zu erreichen [1]. Die Produktion negativer Ionen (H^- , D^-) ist allerdings wesentlich komplizierter als die positiver Ionen.

3.3 Erzeugung und Vernichtung negativer Ionen

Bei der Erzeugung negativer Ionen gibt es zwei grundsätzliche Mechanismen, die am Beispiel von Wasserstoff erläutert werden. Dieselben Prozesse gelten prinzipiell auch für Deuterium, wobei der besseren Lesbarkeit wegen im Folgenden nur Wasserstoff dargestellt wird.

3.3.1 Volumenprozess

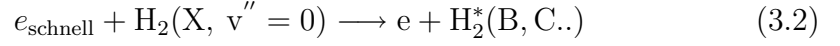
Beim sogenannten Volumenprozess werden die negativen Wasserstoffionen im Plasmavolumen erzeugt. Dabei werden vibratorisch hochangeregten Wasserstoffmoleküle ($H_2(v'')$) durch dissoziative Anlagerung eines energiearmen Elektrons (einige eV) in ein negatives Wasserstoffion und ein neutrales Wasserstoffatom aufgespalten [12].



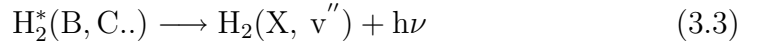
Die für diesen Prozess benötigten vibratorisch hochangeregten Wasserstoffmoleküle (für Wasserstoff gilt $H_2(v'' \geq 5)$ [13], für Deuterium gilt $D_2(v'' \geq 8)$ [13]) entstehen

hauptsächlich durch folgenden, zweistufigen Prozess [14]:

1. Hochenergetische Elektronen stoßen mit Molekülen im Grundzustand $H_2(X)$, wodurch die Moleküle in einen der niederangeregten elektronischen Singulett-Zustände $H_2^*(B, C..)$ angehoben werden:



2. Aus diesem angeregten elektronischen Singulett-Zustand kann durch Strahlungszerrfall ein vibratorisch angeregtes Molekül im Grundzustand $H_2(X, v'')$ entstehen:



Dieser Prozess ist v. a. für hochenergetische Elektronen effizient. Für die Produktion der negativen Ionen werden allerdings energiearme Elektronen benötigt (siehe Gleichung 3.1).

Zur Produktion hoher Dichten negativer Ionen aus dem Volumenprozess sind somit hohe Dichten energiereicher Elektronen nötig, die Moleküle im Grundzustand anregen können. Um viele Moleküle im Grundzustand zu haben, wird wiederum ein hoher Druck benötigt. In einem zweiten Prozess müssen dann die angeregten Moleküle mit kalten Elektronen stoßen, um negative Ionen zu erzeugen. Eine hohe Produktionsrate ergibt sich in diesem Prozess wiederum bei hohem Gesamtdruck und hoher Elektronendichte. Diese Voraussetzungen zur optimalen Produktion negativer Ionen widersprechen allerdings den Anforderungen der Ionenquelle für eine Neutralteilchenheizung für ITER: Dort wird neben einem geringen Arbeitsdruck (0.3 Pa) auch ein geringer Anteil an ko-extrahierten Elektronen gefordert ($j_e/j_{H^-} < 1$) und somit eine geringe Elektronendichte im Plasma benötigt. Deshalb muss auf einen anderen Prozess zur Erzeugung negativer Ionen übergegangen werden.

3.3.2 Oberflächenprozess

Beim Oberflächenprozess entsteht das negative Wasserstoffion durch Stöße positiver Ionen oder neutraler Atome mit einer Oberfläche, die eine geringe Austrittsarbeit aufweist.



Für diesen Prozess bedarf es also eines Plasmas mit hohem Dissoziationsgrad, um viele neutrale Atome zu erhalten, bzw. eines Plasmas mit hohem Ionisationsgrad, um viele positive Ionen zu erhalten. Des weiteren muss eine Oberfläche mit niedriger Austrittsarbeit vorhanden sein, die sich zum Beispiel beim Bedampfen von Metalloberflächen mit einer dünnen Schicht Cäsium ergibt. Mit dem Oberflächenprozess lassen sich bei $p = 0.3$ Pa bis zu zehn mal mehr negative Ionen bei gleichzeitig weniger Elektronen erzeugen als bei einer vergleichbaren Plasmaentladung mit Volumenprozess [15], [16]. Zieht man noch die Bedingung eines geringen extrahierten

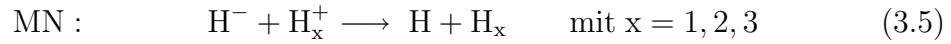
Elektronenstroms für die Neutralteilchenquelle für ITER mit in Betracht, so wird deutlich, dass nur Quellen, die auf Basis des Oberflächenprozesses arbeiten, in Frage kommen.

3.3.3 Zerstörung negativer Wasserstoffionen

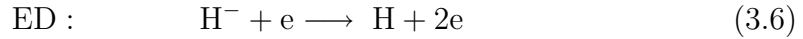
Da das zusätzliche Elektron am Wasserstoffatom nur schwach mit einer Affinität von 0.75 eV gebunden ist [17], kann es leicht abgelöst werden. Dies ist für die Neutralisationseffizienz von Vorteil, allerdings ergibt sich daraus auch eine hohe, ungewollte Zerstörungsrate vor der Beschleunigung der Ionen. Somit ist eine Produktion der negativen Ionen nahe der Extraktion, und damit über den Oberflächenprozess, von Vorteil.

Es gibt eine Vielzahl an Zerstörungsprozessen, wobei die drei wichtigsten für Niederdruckplasmen im Folgenden beschrieben werden:

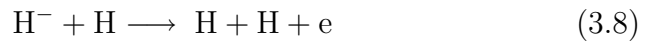
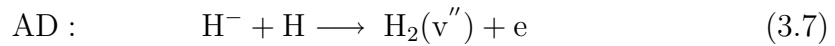
Bei der gegenseitigen Neutralisation (*engl.*: Mutual Neutralisation, MN) stößt das negative Ion mit einem positiven, und es entstehen zwei Neutrale:



Bei der Elektronenabstreifung wird bei einem Stoß des negativen Ions mit einem Elektron das zusätzliche Elektron des negativen Ions abgelöst (*engl.*: Electron Detachment, ED):



Bei der assoziativen Anlagerung entsteht nach dem Stoß eines negativen Ions mit einem neutralen Atom ein vibrationsangeregtes Molekül und ein Elektron (*engl.*: Associative Detachment, AD)



Die Ratenkoeffizienten, die die Zahl der Reaktionen pro Zeiteinheit und Dichte der beteiligten Teilchen angeben, sind für diese drei dominanten H^- -Zerstörungsprozesse in Abbildung 3.2 zu sehen, wobei der Ratenkoeffizient der assoziativen Anlagerung die Summe der beiden möglichen Prozesse darstellt [18]. Da der Ratenkoeffizient für die Elektronenabstreifung abhängig von der Geschwindigkeit des stoßenden Elektrons ist, ist diese Kurve über der unteren x-Achse aufgetragen, die die Elektronentemperatur angibt. Für die Reaktion der gegenseitigen Neutralisation und der assoziativen Anlagerung ergibt sich eine Abhängigkeit von der Temperatur des stoßenden Ions bzw. Neutralteilchens, so dass diese Kurven über der oberen x-Achse aufgetragen sind, die die Ionen- bzw. Neutralteilchentemperatur angibt.

Die Stoßrate, also die absolute Anzahl der Stoßprozesse pro Sekunde und Volumeneinheit, ergibt sich aus der Multiplikation des Ratenkoeffizienten mit den Dichten

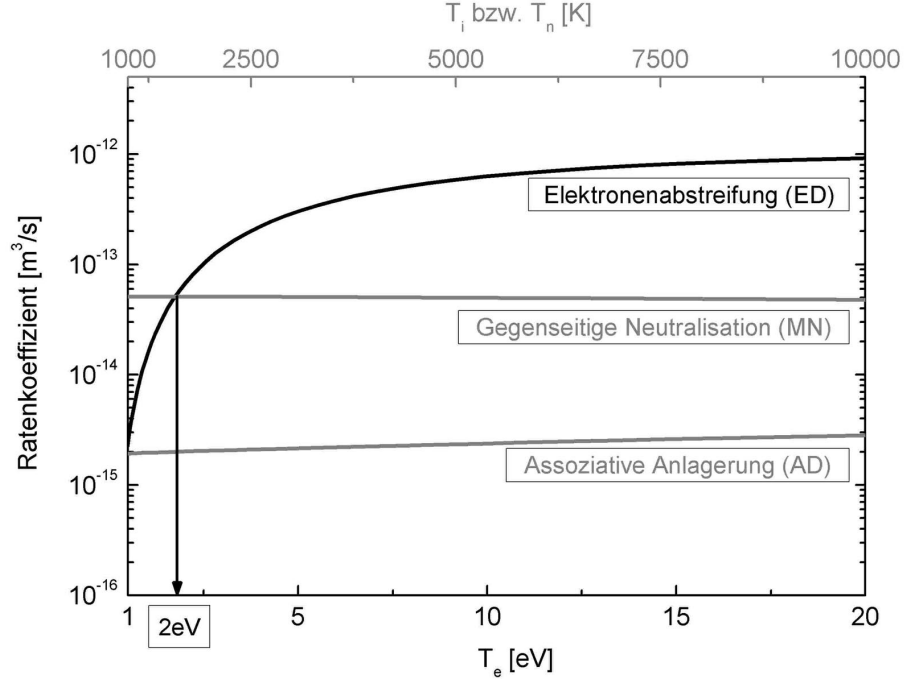


Abbildung 3.2: Ratenkoeffizienten für die H^- -Zerstörung durch die drei dominanten Zerstörungsprozesse [18].

der Stoßpartner. Wenn man von einer geringen Dichte an negativen Ionen ausgeht, dann ist die Dichte der Elektronen vergleichbar mit der der positiven Ionen, so dass die Rate für die Elektronenabstreifung ungefähr der der gegenseitigen Neutralisation entspricht. Dies ist in Ionenquellen zur Erzeugung negativer Ionen sicherlich nicht der Fall, so dass dort die Rate der gegenseitigen Neutralisation größer wird. Im Falle der assoziativen Anlagerung hängt die absolute Anzahl an Stößen von der Neutralteilchendichte ab. Da diese um einige Größenordnungen größer sein kann als die Dichte der Elektronen bzw. positiven Ionen, kann die Rate für diesen Prozess die der Elektronenabstreifung und der gegenseitigen Neutralisation sogar übersteigen.

Um die Zerstörungsprozesse nun zu minimieren und hinsichtlich des Oberflächenprozesses zu optimieren, könnten im Fall der gegenseitigen Neutralisation und der assoziativen Anlagerung die Dichten der Stoßpartner (H_x^+ , H) verringert werden. Damit wird allerdings auch die Anzahl der Teilchen reduziert, mit denen negative Ionen beim Oberflächenprozess erzeugt werden (siehe Gleichung 3.4). Im Falle der Elektronenabstreifung würde ebenfalls eine Reduktion der Elektronendichte zu einer verminderten Rate führen. Allerdings ist die Elektronendichte über die Quasineutralität des Plasmas direkt mit der positiven Ladungsdichte gekoppelt. Somit führt eine Reduktion der Elektronendichte direkt zu weniger positiven Ionen, wel-

che wiederum für die Produktion der negativen Ionen über den Oberflächenprozess benötigt werden. Nun ist der Ratenkoeffizient der Elektronenabstreifung für kleine Elektronentemperaturen stark von dieser abhängig. Somit bietet die Elektronentemperatur eine Möglichkeit, die Zerstörung negativer Ionen zu minimieren: bei Elektronentemperaturen unter 2 eV wird der Zerstörungsprozess durch Elektronenabstreifung kleiner als der der gegenseitigen Neutralisation.

Es bleibt noch ein Widerspruch bei der Anwendung des Oberflächenprozesses: Für eine hohe Produktionsrate an negativen Ionen bedarf es eines hohen Dissoziations- bzw. Ionisationsgrades. Für beide Fälle werden energiereiche Teilchen benötigt, was im Widerspruch zu den kalten Elektronen steht, die für eine geringe Zerstörungsrate benötigt werden. Die Lösung dieses Widerspruchs ist ein zweistufiger Prozess, in dem zunächst bei einer hochenergetischen Entladung die benötigten Ionen und Atome generiert werden. Durch ein magnetisches Filterfeld können dann die heißen Elektronen am Erreichen des zweiten Bereichs gehindert werden, so dass die dort vorhandenen kalten Elektronen eine minimierte Zerstörungsrate garantieren.

Ein weiterer Zerstörungsprozess kann mit Hilfe von Photonen induziert werden. Da das zusätzliche Elektron nur schwach gebunden ist, reichen schon Wellenlängen unter $1.6 \mu\text{m}$ aus, um das Elektron durch den Photodetachmentprozess (PD) abzulösen:



Dieser Prozess wird vor allem für die Diagnostik negativer Ionen benutzt, indem mit Hilfe eines Lasers die negativen Ionen gezielt vernichtet werden. In Abbildung 3.3 ist der Wirkungsquerschnitt des Photodetachmentprozesses als Funktion der Wellenlänge zu sehen. Für die Grundfrequenz eines Nd:YAG-Lasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-21} \text{m}^2$ [19], [20].

3.4 Charakterisierung eines Niedertemperaturplasmas

Zur allgemeinen Beschreibung von Plasmen und ihrer Einordnung gibt es vielfältige Parameter. Die wichtigsten Eigenschaften und Parameter eines Plasmas werden in diesem Abschnitt erläutert. Zudem werden Besonderheiten der in dieser Arbeit untersuchten Plasmen aufgezeigt.

3.4.1 Grundlegende Eigenschaften und Plasmaparameter

Quasineutralität

In einem Plasma sind neutrale Atome und Moleküle in positive Atomkerne und negative Elektronen aufgespalten, die sich unabhängig voneinander bewegen können. Eine wichtige Eigenschaft des Plasmas ist dabei die Quasineutralität, d.h. es müssen immer gleich viele positive wie negative Ladungen vorhanden sein. Versucht man die

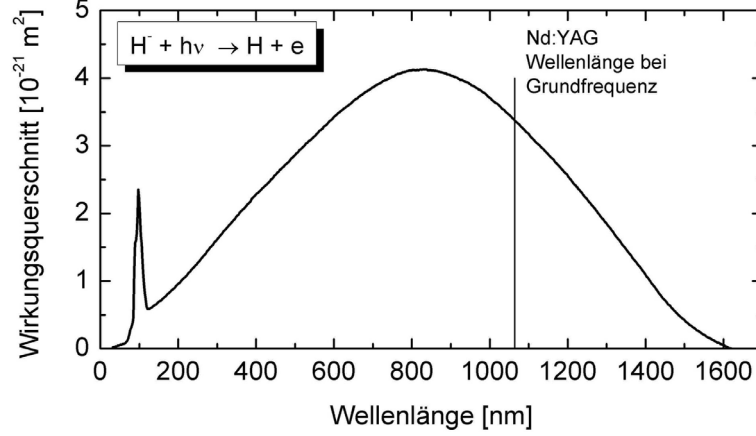


Abbildung 3.3: Wirkungsquerschnitt des Photodetachmenprozesses als Funktion der Wellenlänge [21].

Ladungen zu trennen, so wirken Coulombkräfte dieser Kraft entgegen und gewährleisten so Quasineutralität auf größeren Längenskalen.

Elektrische Felder werden dabei vom Plasma abgeschirmt. Um eine Ladung herum werden gleichnamige Ladungen abgestoßen, ungleichnamige Ladungen werden angezogen. Es entsteht somit ein Gebiet, in dem die Quasineutralität verletzt wird. Der Radius, in dem diese Abschirmung stattfindet, wird **Debye-Länge** λ_D genannt und ist definiert als [22]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e}}. \quad (3.10)$$

Dabei ist ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, k die Boltzmannkonstante, T_e die Elektronentemperatur, e die Elementarladung und n_e die Elektronendichte. Die statische Abschirmung eines elektrischen Feldes kann also mit der Debye-Länge beschrieben werden. Bei der dynamischen Abschirmung stellt sich nun die Frage, bis zu welchen Frequenzen ein elektrisches Feld abgeschirmt werden kann. Für die Kompensation dynamischer Störungen sind meist die Elektronen zuständig, da deren Beweglichkeit aufgrund der geringeren Masse größer ist als die der Ionen. Daraus ergibt sich die Frage, bis zu welcher Frequenz die Elektronen einer Änderung des elektrischen Feldes praktisch instantan folgen können. Diese Grenzfrequenz wird **Plasmafrequenz** ω_p genannt und ist definiert als [22]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (3.11)$$

mit der Elektronenmasse m_e . Störungen unterhalb der Plasmafrequenz können abgeschirmt werden, die eingestrahelte Welle wird reflektiert. Oberhalb der Plasma-

frequenz können die Elektronen den Störungen nicht mehr folgen, die eingestrahlte Welle kann das Plasma durchdringen.

Dichte

Die Dichte ist für jede Spezies im Plasma separat zu definieren. Für ein Zwei-Komponenten Plasma (nur Elektronen und positive Ionen) aus einer Teilchensorte, die nur einfach ionisiert werden kann (z. B. Wasserstoff) ergibt sich aus der Quasineutralität, dass $n_i = n_e$ sein muss. Dabei bezeichnet n_i die Dichte der positiven Ionen und n_e die Dichte der Elektronen. Für nicht vollständig ionisierte Plasmen gibt es zusätzlich noch eine Neutralteilchendichte n_n . Aus dem Verhältnis der Neutralteilchendichte und der Dichte der ionisierten Teilchen lässt sich dann der Ionisationsgrad α bestimmen [3].

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (3.12)$$

In einem Plasma mit niedrigem Ionisationsgrad darf der Einfluss des neutralen Hintergrundgases nicht mehr vernachlässigt werden. Ab einem Ionisationsgrad von $\alpha > 0.1$ wird von einem hochionisierten Plasma gesprochen [23]. Über die Korrelation von Dichte und Druck mit $p = \sum n k T$ kann auch mit Hilfe des Drucks eine Einteilung der Plasmen vorgenommen werden. So nennt man Plasmen, die bei Drücken weit unter dem Atmosphärendruck betrieben werden, Niederdruckplasmen [22].

Temperatur

Den Teilchen im Plasma kann eine Temperatur zugeordnet werden, wenn deren Geschwindigkeitsverteilung einer Maxwellverteilung entspricht:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (3.13)$$

Dabei wird die Geschwindigkeit des Teilchens mit v bezeichnet, T ist die Temperatur und m die Teilchenmasse. Die mittlere Geschwindigkeit aller Teilchen lässt sich daraus zu

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (3.14)$$

berechnen.

Trägt man die Geschwindigkeitsverteilung halblogarithmisch auf, so kann aus der Steigung die mittlere Energie bestimmt werden, aus der dann mit der Umrechnung $\bar{E} = 3/2 kT$ die Temperatur ermittelt werden kann. Die Temperaturen werden in der Plasmaphysik typischerweise über die Energie in Elektronenvolt (eV) angegeben, wobei gilt: $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J} \hat{=} 11605 \text{ K}$. Die Temperatur der verschiedenen Plasmateilchen eröffnet eine weitere Möglichkeit der Einteilung von Plasmen. So werden Plasmen, in denen alle Teilchen dieselbe Temperatur haben, als Plasmen

im thermischen Gleichgewicht bezeichnet.

Als Niedertemperaturplasmen werden Plasmen bezeichnet, für die T_e im Bereich von einigen eV liegt.

Potentiale

Plasmen sind durch zwei unterschiedliche Potentiale, dem Floatingpotential Φ_{fl} und dem Plasmapotential Φ_p , charakterisiert. Das Floatingpotential ist das Potential, das sich an einem isolierten metallischen Körper einstellt, der in das Plasma eingebracht wird: Zunächst fließen beim Einbringen des Körpers in das Plasma hauptsächlich die beweglicheren, da leichteren Elektronen auf den Körper, so dass sich dieser negativ auflädt. Dadurch wird der Elektronenstrom verringert und der Strom positiver Ladungsträger verstärkt, bis der Gesamtstrom auf den Körper null wird und $I_e = I_i$ gilt. Somit laden sich alle metallischen Oberflächen, die im Kontakt mit dem Plasma sind, negativ gegenüber dem Potential des Plasmas auf. Umgekehrt bedeutet dies, dass das Plasmapotential positiv gegenüber dem Floatingpotential ist. Die Beziehung zwischen Plasma- und Floatingpotential ist für ein Zwei-Komponenten-Plasma allgemein gegeben durch [22]

$$\Phi_p - \Phi_{fl} = \frac{kT_e}{e} \cdot \ln \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}, \quad (3.15)$$

was im Falle für Wasserstoffplasmen aus 100% H^+ die Näherung $\Phi_p - \Phi_{fl} \approx 2.8 \cdot T_e$ mit T_e in eV ergibt. Der Absolutwert der Potentiale ist abhängig von der Referenz, zu der diese betrachtet werden, und kann im Allgemeinen nicht vorhergesagt werden. Allein die **Differenz** aus den beiden Potentialen ist durch das Plasma bestimmt. Der Bereich zwischen dem ungestörten Plasmapotential und der Wand wird Raumladungsschicht oder Randschicht genannt und misst typischerweise einige Debye-Längen. Der Verlauf des Potentials von der Wand bis zum ungestörten Plasma sowie der Verlauf der Dichten in einem Zwei-Komponenten-Plasma (Elektronen und positive Ionen) sind in Abbildung 3.4 dargestellt [24]. Das Potential der Wand wurde dabei zu $\Phi_{fl} = 0$ V festgelegt.

Stoßzeiten

Je nach Dichte, Masse und Temperatur der Teilchen im Plasma stoßen diese unterschiedlich oft miteinander. Eine charakteristische Größe, um dies zu beschreiben, ist die Stoßzeit. Die wichtigsten Stöße in einem Plasma sind dabei Coulombstöße, d. h. Stöße zwischen geladenen Teilchen. Diese Stoßzeit beschreibt nun allerdings nicht die Zeit zwischen zwei Stößen, sondern die Zeit, bis ein Teilchen um 90° umgelenkt wurde.

Für die Betrachtung von Elektron–Elektron–Stößen bei einer Maxwellverteilung ergibt sich [25]

$$\text{Elektron–Elektron–Stoß:} \quad \tau_{ee} = \frac{12\pi\sqrt{\pi m_e} (kT_e)^{3/2}}{e^4 n_e \ln \Lambda} \quad (3.16)$$

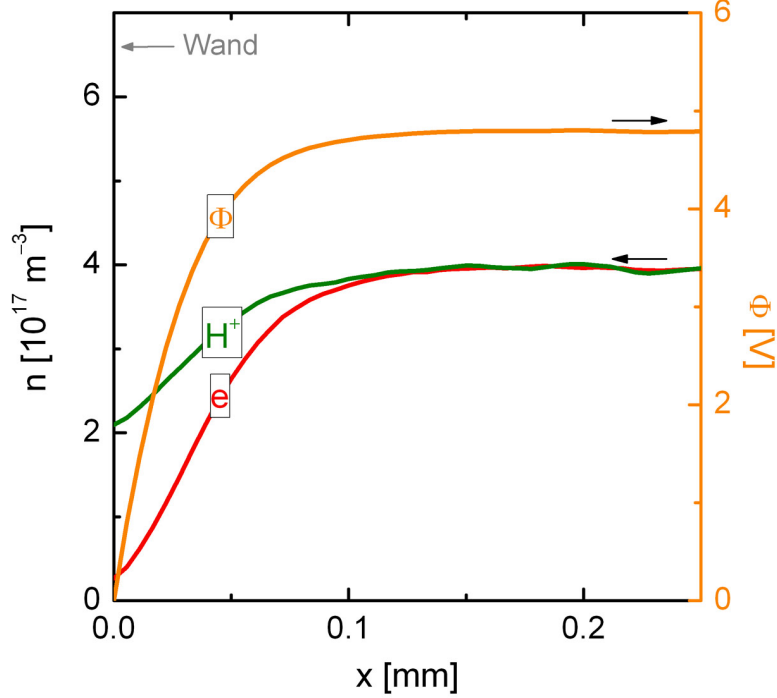


Abbildung 3.4: Randschichtprofile des Potentials sowie der Dichten in einem Zwei-Komponenten-Plasma aus H^+ und Elektronen. Das Floatingpotential wurde zu $\Phi_{fl} = 0 \text{ V}$ festgelegt [24].

mit dem Coulomblogarithmus Λ

$$\Lambda = 12\pi \frac{(\varepsilon_0 k T_e)^{3/2}}{e^3 \sqrt{n_e}} \quad (3.17)$$

Für Ion–Ion–Stöße und eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich analog zu 3.16 [25]:

$$\text{Ion–Ion–Stoß:} \quad \tau_{ii} = \tau_{ee} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{n_e}{n_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (3.18)$$

Für die Stoßzeit eines Elektronen-Ionen-Stoßes ergibt sich (wiederum für eine Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen) [25]:

$$\text{Elektron–Ion–Stoß:} \quad \tau_{ei} = \tau_{ee} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{2\varepsilon_0^2 \frac{n_e}{n_i}} \quad (3.19)$$

Für den umgekehrten Prozeß, in dem ein Ion ein Elektron stößt, gilt:

$$\text{Ion–Elektron–Stoß:} \quad \tau_{ie} = \tau_{ei} \cdot \frac{m_i}{m_e} \quad (3.20)$$

Dies bedeutet, dass ein Ion im Vergleich zu Elektronen um das Massenverhältnis länger braucht, um durch Stöße 90° abgelenkt zu werden.

Für Stöße mit Neutralen gilt allgemein:

$$\text{Neutralteilchenstoß:} \quad \tau_{\text{xn}} = \frac{1}{n_{\text{n}} \langle \sigma_{\text{xn}} \cdot v_{\text{x}} \rangle} \quad (3.21)$$

wobei x für Ionen und Elektronen steht. Bei den Neutralteilchenstößen gibt es eine Vielzahl an möglichen Reaktionen. Neben den elastischen Stößen gibt es auch inelastische, wie zum Beispiel Anregung (elektronisch, bei Molekülen zusätzlich rotatorisch und vibratorisch) oder Ionisation. Für die Stoßzeit mit Neutralteilchen müssen also strenggenommen die Ratenkoeffizienten $\langle \sigma_{\text{xn}} \cdot v_{\text{x}} \rangle$ aller Reaktionen summiert werden. Nach Chen [26] kann der Gesamtwirkungsquerschnitt für Elektron–Neutralteilchen–Stöße mit dem der elastischen Stöße angenähert werden, da die Wirkungsquerschnitte für die inelastischen Stöße generell kleiner sind. Ist die Stoßfrequenz der Neutralteilchenstöße größer als die der Elektron–Ion–Stöße, so dominieren die Neutralteilchenstöße im Plasma, andernfalls dominieren die Elektron–Ion–Stöße.

Multipliziert man die Stoßzeiten mit der mittleren Geschwindigkeit der Teilchen, so erhält man die **mittlere freie Weglänge** $\lambda = \tau \cdot \bar{v}$.

Diffusion

Die Diffusion ist der im Plasma vorherrschende Transportprozess, solange die mittleren freien Weglängen der Teilchen kleiner sind als die Abmessungen des Plasmagefäßes. Sie beschreibt die resultierende Bewegung der Teilchen aufgrund stochastischer Bewegungen der Teilchen in einem Dichtegradientenfeld. Die Größe zur Beschreibung der Diffusion wird Diffusionskoeffizient D genannt. Er ergibt sich für nichtmagnetisierte Plasmen aus der mittleren freien Weglänge λ sowie der Stoßfrequenz ν_c zu [22]:

$$D = \lambda^2 \cdot \nu_c = \frac{kT}{m\nu_c} \quad (3.22)$$

wobei ν_c die Stoßfrequenz des dominierenden Stoßprozesses ist. Nach dieser Formel würden sich unterschiedliche Diffusionskoeffizienten für Ionen und Elektronen ergeben und damit unterschiedliche Teilchenflüsse in einem betrachteten Volumen. Dies würde zur Verletzung der Quasineutralität führen, die wiederum die Diffusion der Elektronen verlangsamt und die der Ionen erhöht. Somit resultiert eine Diffusion, die als ambipolare Diffusion D_a bezeichnet wird. Der entsprechende Diffusionskoeffizient ergibt sich mit den Beweglichkeiten $\mu = |q|/(m\nu_c)$ [22] zu

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \quad (3.23)$$

was zu

$$D_a = D_e \cdot \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \quad (3.24)$$

zu vereinfachen ist.

Sind nun Magnetfelder vorhanden, so muss zwischen der Diffusion entlang und quer zu den Feldlinien unterschieden werden. Für die Diffusion entlang der Feldlinien gilt weiterhin Gleichung 3.24. Die Diffusion senkrecht zu den Feldlinien ist allerdings stark vermindert, da die Teilchen auf ihren Gyrationen festgehalten werden und sich erst durch Stöße mit anderen Teilchen quer zu den Feldlinien bewegen können. Es gilt:

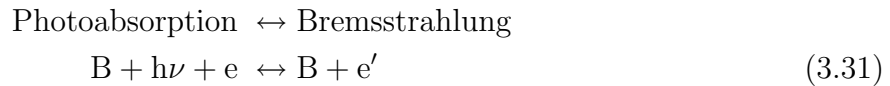
$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu_c}\right)^2} = \frac{D_{\parallel}}{1 + \left(\frac{qB}{m\nu_c}\right)^2} \quad (3.25)$$

Für die ambipolare Diffusion quer zum Magnetfeld ergibt sich analog zu 3.24:

$$D_{\perp, a} = D_{\perp, e} \cdot \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) \quad (3.26)$$

3.4.2 Plasmagleichgewichte

In einem Plasma gibt es eine Vielzahl von Prozessen, die verschiedene elektronische Niveaus von Atomen und Molekülen an- und abregen können. Bei Molekülen können zusätzlich vibratorische und rotatorische Zustände angeregt werden. Die wichtigsten Prozesse zur Anregung der elektronischen Niveaus sind nachfolgend aufgeführt, wobei B für ein beliebiges Atom oder Molekül steht. Ein ionisiertes Atom oder Molekül ist mit B^+ bezeichnet, ein angeregtes mit B^* . Ein e steht für ein Elektron und ein Photon wird mit $h\nu$ bezeichnet:



Je nachdem, wie diese Prozesse zueinander im Verhältnis stehen, ergeben sich verschiedene Modelle, mit denen die Besetzungen der elektronischen Niveaus berechnet werden können.

3.4.2.1 Thermodynamisches Gleichgewicht

Sind alle eben genannten Prozesse mit ihrer jeweiligen Umkehrreaktion im Gleichgewicht, dann haben alle Teilchen die selbe Temperatur. Man spricht von einem thermodynamischen Gleichgewicht. In diesem Fall ist das System durch wenige thermodynamische Variablen charakterisiert, und Kenntnis der einzelnen Vorgänge (3.27- 3.31) ist nicht notwendig. So bestimmt allein die Temperatur die Gleichgewichte von Teilchen und Strahlung.

Die Geschwindigkeit der Teilchen ist gegeben durch die **Maxwellverteilung**, wie in Gleichung 3.13 angegeben.

Die Besetzung der Energieniveaus eines Atoms ist gegeben durch die **Boltzmannbesetzung**

$$\frac{n_k}{n_l} = \frac{g_k}{g_l} \cdot \exp\left(-\frac{E_k - E_l}{kT}\right), \quad (3.32)$$

wobei k, l verschiedene Zustände bezeichnen, n die Besetzungsdichte der Zustände, g deren statistisches Gewicht und E die Energie der Zustände.

Die Strahldichte der emittierten elektromagnetischen Strahlung pro Fläche, Frequenz und Raumwinkel ergibt sich nach der **Planck'schen Schwarzkörperstrahlung** zu

$$L_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.33)$$

mit der Planckkonstanten h , der Frequenz ν und der Lichtgeschwindigkeit c .

Die Teilchenzahl in unterschiedlichen Ionisationsstufen lässt sich aus der **Saha-Gleichung** berechnen:

$$\frac{n_e n_{Z+1}}{n_Z} = 2 \cdot \frac{Q_{Z+1}}{Q_Z} \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(\frac{E_{Z+1} - E_Z}{kT}\right) \quad (3.34)$$

Dabei bezeichnet Z die Ionisationsstufe, Q steht anstelle des statistischen Gewichts für die Zustandssummen der einzelnen Ionisationsstufen und $E_{Z+1} - E_Z$ ist die Energiedifferenz, die benötigt wird, um die nächsthöhere Ionisationsstufe zu erreichen. Der Druck kann über die Summe der Partialdrücke berechnet werden:

$$p = (n_e + n_i + n_0)kT \quad (3.35)$$

In der Praxis sind diese Voraussetzungen fast nie erfüllt, da generell Temperatur- und Druckgradienten auftreten. Ist die Gradientenlänge allerdings groß gegenüber der freien Weglänge der Teilchen und Photonen, so kann man in diesem Bereich von nahezu konstanter Temperatur und konstantem Druck ausgehen. Man spricht vom **lokalen thermodynamischen Gleichgewicht** (LTG). So kann z. B. das Sonneninnere mit einem LTG beschrieben werden. In diesem Regime ist die Stoßrate der Teilchen noch groß genug, so dass die Maxwellverteilung, die Boltzmannbesetzung und die Saha-Gleichung ihre Gültigkeit behalten. Allerdings sind die Prozesse, bei denen Photonen beteiligt sind, nicht mehr im Gleichgewicht mit ihrem Umkehrprozess, da die Photonen zumeist eine große freie Weglänge haben. Somit ist die Planck'sche Strahlungsformel nicht mehr anwendbar.

3.4.2.2 Nichtgleichgewichtsplasmen

In Nichtgleichgewichtsplasmen finden nicht genügend Stöße zur Energieübertragung zwischen den verschiedenen Teilchensorten statt, so dass sich für Elektronen, Ionen und Neutralteilchen unterschiedliche Temperaturen einstellen. Die Anregungsprozesse durch Photonen können vernachlässigt werden, da die freien Weglängen der Photonen sehr groß sind. Somit sind die einzelnen Prozesse der elektronischen Anregung nun nicht mehr im Gleichgewicht mit ihren Umkehrreaktionen, so dass alle Prozesse einzeln betrachtet werden müssen. Des weiteren können Prozesse wichtig werden, die in Plasmen im thermodynamischen Gleichgewicht nicht beachtet werden müssen. Dazu gehören z. B. Ladungsaustauschstöße, Abregung durch Schwer- teilchenstöße oder auch Dissoziation von Molekülen. Die Anzahl der zu beachtenden Reaktionen nimmt vor allem dann zu, wenn in einem Plasma verschiedene Atom- bzw. Molekülsorten vorhanden sind, die sich in vielfältiger Weise zu neuen Verbindungen vereinigen können.

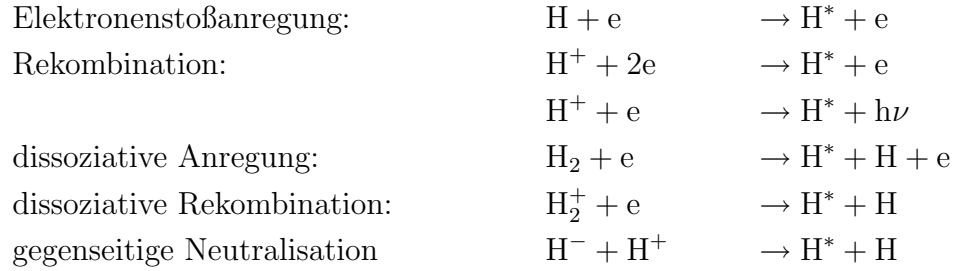
Betrachtet man ein Plasma mit relativ geringer Elektronendichte ($n_e \lesssim 10^{17} \text{ m}^{-3}$), ergibt sich, dass die Besetzungsdichte angeregter Zustände ($n(p)$) wesentlich geringer ist als die Dichte der Teilchen im Grundzustand. Da die Wahrscheinlichkeit für abregende Stöße vom Produkt dieser beiden geringen Dichten ($n_e, n(p)$) abhängt, kann diese gegenüber der Wahrscheinlichkeit der spontanen Emission vernachlässigt werden. Somit ist der einzig relevante anregende Prozess die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand, der mit der spontanen Emission als abregender Prozess bilanziert werden muss, um die Besetzungsdichte der angeregten Zustände zu bestimmen. Diese Vereinfachung wurde zur Beschreibung der Sonnenkorona entwickelt, und das daraus resultierende Modell wird deshalb **Koronamodell** genannt. Da die Elektronendichte der meisten Plasmen oberhalb der Grenze des Gültigkeitsbereiches des Koronamodells liegt ($n_e \gtrsim 10^{17} \text{ m}^{-3}$), können diese nicht mit dem Koronamodell beschrieben werden. Es müssen somit Modelle verwendet werden, die alle im Plasma relevanten Reaktionen berücksichtigen. Solche Modelle werden **Stoß–Strahlungs–Modelle** genannt, und werden zur Berechnung der Besetzungsdichten eingesetzt, wenn die Plasmen zu hohe Dichten haben, um das Koronamodell anwenden zu können ($n_e \gtrsim 10^{17} \text{ m}^{-3}$), aber zu geringe Dichten für ein thermodynamisches Gleichgewicht ($n_e \lesssim 10^{24} \text{ m}^{-3}$). Die Stoß–Strahlungs–Modelle stellen für jeden Zustand eines Atoms oder Moleküls eine Ratengleichung auf, die alle an- und abregenden Prozesse bilanziert. Es ergibt sich ein gekoppeltes System von gewöhnlichen Differentialgleichungen, das sich im stationären Fall zu einem linearen Gleichungssystem vereinfacht.

3.4.3 Plasmen in NBI-Ionenquellen

Bei den untersuchten Plasmen in einer HF-angeregten Ionenquelle für die ITER-NBI handelt es sich um Niederdruckplasmen, mit typischen Drücken von $p \approx 0.3\text{--}0.5 \text{ Pa}$, Elektronendichten im Bereich von $n_e \approx 10^{16}\text{--}10^{18} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperaturen von $T_e \approx 1\text{--}8 \text{ eV}$ [27], [28]. Die Quellen werden entweder mit Was-

serstoff oder Deuterium betrieben, wobei bei Verwendung des Oberflächenprozesses zur Erzeugung negativer Ionen auch Cäsium im Plasma vorhanden ist. Somit besteht das Spektrum der im Plasma vorhandenen Teilchen aus neutralem, atomarem und molekularem Wasserstoff (H , H_2), aus einfach positiv ionisierten Wasserstoffatomen bzw. -molekülen (H^+ , H_2^+ , H_3^+), negativen Wasserstoffionen (H^-), aus verschiedenen ionisierten Cäsiumteilchen (Cs , Cs^+ , Cs_2^+ , Cs^{2+} , ...) und selbstverständlich Elektronen. Dasselbe gilt entsprechend für den Betrieb mit Deuterium. Typische Werte für die untersuchten Plasmen sind am Ende des Abschnitts 4.1 gegeben.

Die Berechnung der Besetzungsdichten der einzelnen angeregten Zustände des atomaren Wasserstoffes muss in diesem Fall über ein Stoß-Strahlungs-Modell erfolgen. Das dafür verwendete Modell Yacora¹ [29] wird verwendet, um die Abhängigkeit der Besetzungsdichten von den als konstant betrachteten Teilchendichten von H , H_2 , H^+ , H_2^+ und H^- zu bestimmen. Diese Teilchensorten können über folgende Reaktionen zur Besetzung der angeregten Zustände des Atoms beitragen:



Aufgrund technischer und physikalischer Optimierungen bezüglich der Ausbeute negativer Ionen ergeben sich weitere Besonderheiten, deren Kenngrößen bzw. Einfluss auf das Plasma im Folgenden beschrieben werden.

3.4.3.1 Plasmen im Magnetfeld

Die geladenen Teilchen im Plasma lassen sich durch Magnetfelder beeinflussen. Die wichtigste Größe dabei ist der Gyrationradius r_L , der sich aus dem Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft und Zentrifugalkraft zu

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (3.36)$$

ergibt. Dabei bezeichnet q die Ladung des Teilchens und $v_{\perp} = \sqrt{2kT_e/m_e}$ den Geschwindigkeitsanteil des Teilchens senkrecht zur magnetischen Flussdichte $\vec{B}$. Daraus lässt sich die Gyrationfrequenz ω_L zu

$$\omega_L = \frac{qB}{m} \quad (3.37)$$

bestimmen. Da sich sowohl die Masse als auch die Geschwindigkeit von Elektronen und Ionen unterscheiden, muss der Einfluss des Magnetfeldes auf die verschiedenen

¹Yet Another Collisional Radiative Model

Teilchensorten separat ermittelt werden. Wenn die Stoßfrequenz der Teilchen kleiner ist als die Gyrationfrequenz, spricht man von magnetisierten Teilchen. Diese Teilchen stoßen erst nach mehreren Gyrationen, so dass sie quasi auf den Magnetfeldlinien gefangen sind.

Neben der Lorentzkraft können noch weitere Kräfte auftreten, so dass die dadurch verursachte Bewegung der Gyrationenbewegung überlagert wird. Das Führungszentrum dieser überlagerten Bewegung befindet sich jeweils an der Stelle

$$\vec{r}_{\text{zentr}} = \vec{r} + \frac{m}{qB^2} \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.38)$$

und bewegt sich mit der Geschwindigkeit

$$\vec{v}_{\text{zentr}} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_d = \vec{v}_{\parallel} + \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2}. \quad (3.39)$$

Die Bewegung des Führungszentrums teilt sich somit in eine Parallelbewegung mit $\vec{v}_{\parallel}$ und eine Driftbewegung mit $\vec{v}_d$ auf. Die Kraft für die Driftbewegung kann dabei verschiedene Ursachen haben. Einige Driften sind nachfolgend aufgeführt:

$$\vec{E} \times \vec{B}\text{-Drift:} \quad \vec{F} = q\vec{E} \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.40)$$

$$\text{Gradient-}B\text{-Drift:} \quad \vec{F} = -\mu\nabla B \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_d = -\frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3} \nabla B \times \vec{B} \quad (3.41)$$

$$\text{Krümmungsdrift:} \quad \vec{F} = -m\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_d = -\frac{mv_{\parallel}^2}{qB^3} \nabla B \times \vec{B} \quad (3.42)$$

$$\text{Diamagnetische Drift :} \quad \vec{F} = -\frac{\nabla p}{n} \quad \Rightarrow \quad \vec{v}_d = -\frac{\nabla p \times \vec{B}}{nqB^2} \quad (3.43)$$

Die beiden Gradienten-Driften (∇B und ∇p) bewirken eine Ladungstrennung, während bei der $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift Elektronen und Ionen in die gleiche Richtung driften. Die Gravitationsdrift und die Polarisationsdrift sind in Plasmen für die NBI nicht von Bedeutung und werden deshalb hier nicht genauer angegeben.

3.4.3.2 Einfluss negativer Ionen und von Cäsium im Plasma

Die Untersuchungen des Plasmas in dieser Arbeit fanden an einer Ionenquelle zur Erzeugung negativer Wasserstoffionen für eine zukünftige Neutralteilchenheizung statt. Dabei handelt es sich um Niedertemperatur-Niederdruckplasmen aus Wasserstoff oder Deuterium mit einem hohen Anteil negativer Ionen. Die Erzeugung der negativen Ionen geschieht dabei mit dem Oberflächenprozess, für den Cäsium auf einer Oberfläche benötigt wird (siehe Abschnitt 3.3.2). Damit ergeben sich zwei Komponenten, die das Plasma kennzeichnen: der Anteil an negativen Ionen kann nicht mehr vernachlässigt werden, und der Einfluss der Cäsium-Atome und Cäsium-Ionen auf das Plasma muss berücksichtigt werden. Welche Auswirkungen diese beiden Spezies auf das Plasma haben, wird in diesem Abschnitt beschrieben.

Einfluss negativer Ionen

Sind negative Ionen im Plasma vorhanden, so wird die negative Ladung auch von schwereren Ionen getragen, so dass sich die Beweglichkeit der negativen Ladungsträger insgesamt verringert. Dies hat direkte Auswirkungen auf die Potentiale im Plasma, da sich nun die Wand nicht mehr so stark negativ gegenüber dem Plasma auflädt. Oder andersherum: Wenn das Floatingpotential von außen bestimmt wird (festgelegtes Potential der Wand), dann ist das Plasmapotential mit negativen Ionen niedriger als ohne negative Ionen. Dies kann in Abbildung 3.5, im Vergleich der rechten mit der linken Hälfte, gesehen werden. Bei der Rechnung, die dieser Abbil-

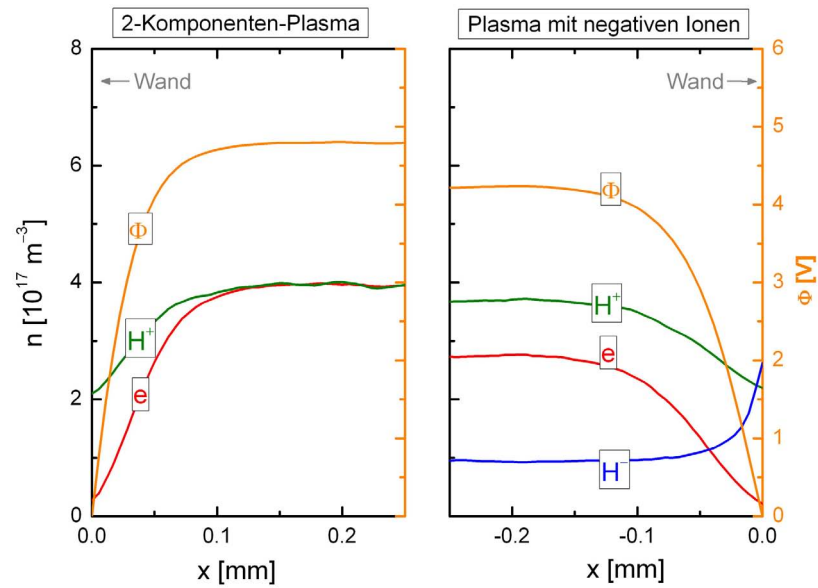


Abbildung 3.5: Berechnete Randschichtprofile des Potentials und der Dichten in einem Drei-Komponenten-Plasma aus H^+ , H^- und Elektronen [24].

dung zugrunde liegt [24], wurde das Wandpotential auf $\Phi_{fl} = 0V$ festgelegt, und die negativen Ionen werden an der Oberfläche der Wand gebildet, so dass die Dichte der negativen Ionen von der Wand zum Plasma hin abnimmt. Die Elektronendichte verringert sich im Vergleich zum Fall ohne negative Ionen, da die negative Ladung jetzt auch von Ionen getragen wird.

Für diese Rechnung wurden eine typische Elektronentemperatur von $T_e = 2eV$ und eine typische Ionentemperatur von $T_i = 0.8eV$ angenommen. Die Teilchenzuflüsse wurden so gewählt, dass sich eine Dichte von $n_i \approx 4 \cdot 10^{17}m^{-3}$ einstellt. Im Falle der Rechnung mit negativen Ionen wurde die Dichte der negativen Ionen auf $1/3$ der Elektronendichte gesetzt.

Des weiteren müssen sämtliche Stoßprozesse mit negativen Ionen in Betracht gezogen werden. Diese Effekte haben zum Beispiel einen Einfluss auf die Besetzungsdichten des atomaren Wasserstoffs, so dass bei der Interpretation von Balmerlinien

in der Optischen Emissionsspektroskopie dieser Einfluss beachtet werden muss (siehe [30]).

Einfluss von Cäsium

Da Cäsium zu den Alkalimetallen gehört und nur ein Valenzelektron besitzt, ist das Cäsiumatom leicht zu ionisieren, so dass 97 % des im Plasmavolumen vorhandenen atomaren Cäsiums 1-fach ionisiert ist. Der Anteil an zweifach ionisierten Cs-Ionen kann vernachlässigt werden, da die Schwellenergie zur Erzeugung der zweiten Ionisationstufe bei 23 eV liegt. Aufgrund seiner hohen atomaren Masse von $m_{\text{Cs}} = 133 \text{ u}$ ist ein Cäsium-Teilchen wesentlich schwerer als die anderen Teilchen in einem Wasserstoff- oder Deuteriumplasma, was einen großen Einfluss auf die mittlere Ionenmasse hat. Schon eine Cäsiumionendichte von $n_{\text{Cs}^+} = 1\% n_e$ bei einer Elektronendichte von $n_e = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ erhöht die mittlere Ionenmasse von $\bar{m}_i = 1 \text{ u}$ für reinen, einfach ionisierten Wasserstoff auf $\bar{m}_i = 2.32 \text{ u}$. Bei einem Anteil von 10% der Elektronendichte ergibt sich schon eine mittlere Ionenmasse von $\bar{m}_i = 14.2 \text{ u}$. Hinzu kommt ein möglicher Einfluss von ionisierten Cäsiummolekülen. Allerdings ist dieser Einfluss nicht quantitativ erfassbar, da nicht bekannt ist, wieviele Cs-Moleküle sich im Plasma bilden. Eine Untersuchung dieser Frage ist mit Hilfe der OES nicht möglich, da es für molekulares Cäsium nur Absorptionslinien, nicht aber Emissionslinien gibt [31]. Messungen der Cavity-Ringdown-Spektroskopie lassen darauf schliessen, dass sich Cs-Moleküle im Plasma befinden, eine quantitative Aussage ist aber auch hier nicht möglich [32]. Da die Ionisierungsenergie von Cs_2 bei nur $\sim 3.7 \text{ eV}$ liegt [33], ist davon auszugehen, dass der Großteil der Cäsiummoleküle als Ionen vorliegt. Diese unbekannte Größe stellt einen systematischen Fehler bei der Berechnung der mittleren Ionenmasse dar, die z. B. für die Auswertung von Langmuirsondenmessungen benötigt wird, und bedarf weiterer Untersuchungen.

4 Ionenquellen des IPP für die ITER Neutralteilchenheizung

Wie schon in Kapitel 2.2.3 und 3 beschrieben, sind Neutralteilchenheizungen wichtig für die Heizung und den Stromtrieb von Fusionsplasmen. Für die nächste Generation der Fusionsreaktoren auf dem Weg zu einem kommerziellen Energielieferanten werden große und leistungsstarke Neutralteilchenheizungen benötigt. Über die Dauer von einer Stunde müssen die dafür benötigten Ionenquellen einen Strom von 40 A aus negativen Deuteriumionen liefern. Dabei wird eine Stromdichte von 200 A/m^2 zugrunde gelegt. Die Ionenquelle muss bei einem niedrigen Druck (0.3 Pa) arbeiten und ein Verhältnis der ko-extrahierten Elektronen von $j_e/j_{H^-} < 1$ aufweisen.

Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching, wo diese Arbeit durchgeführt wurde, wird schon seit einigen Jahren an der Entwicklung der Ionenquellen für die NBI gearbeitet. Einen Überblick darüber gibt [16], die neuesten Ergebnisse sind in [34] zu finden.

Von Beginn an verfolgte das Institut das Konzept einer HF-Entladung anstelle einer Bogenentladung (siehe 3.2) zur Erzeugung des Plasmas, da sich dadurch Vorteile bezüglich der Lebensdauer und der Wartung der Quellen ergeben (siehe Abschnitt 3.2). Inzwischen gilt dieses Konzept als Referenzkonzept für die Neutralteilchenquelle an ITER. Zur Erzeugung negativer Ionen wird das Prinzip des Oberflächenprozesses genutzt (siehe 3.3). Das Institut verfügt über drei Teststände, die unterschiedliche Aspekte der Quellenentwicklung fokussieren.

Der erste Teststand, BATMAN (**B**avarian **T**est **M**achine for **N**egative **I**ons), zeigt die Funktionsfähigkeit und Zuverlässigkeit einer HF-Quelle mit Oberflächenprozess bei reproduzierbaren, geforderten Parametern. Die Quelle hat $1/8$ der Größe, die die ITER-Ionenquelle haben wird, und erbringt die geforderten Stromdichten bei den entsprechenden Parametern für kurze Zeit (4 s) verlässlich.

Der zweite Teststand MANITU (**M**ulti **A**mpere **N**egative **I**on **T**est **U**nit) hat eine etwas größere Extraktionsfläche als BATMAN und soll die Langpulstauglichkeit (eine Stunde) des Konzeptes beweisen. An diesem Teststand kann zudem der Zusammenhang zwischen Plasma- und Ionenstrahlhomogenität ermittelt werden.

Der dritte und jüngste Teststand, RADI (aufgebaut mit Teilen eines früheren **R**adialinjektors) hat die halbe Größe der ITER-Ionenquelle und soll das modulare Konzept einer HF-angeregten Quelle auf einer großen Fläche zeigen. Es steht an diesem Teststand allerdings keine Extraktion zur Verfügung.

Tabelle 4.1 zeigt einen Vergleich der für ITER geforderten Parameter einer Ionenquelle sowie die erreichten Parameter an den Testständen des IPP. Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigten Untersuchungen fanden an den Testständen BATMAN und RADI statt, weshalb diese im Folgenden genauer beschrieben werden.

Tabelle 4.1: Vergleich der Quellenparameter von ITER und den IPP-Testständen

	ITER	BATMAN	MANITU	RADI
Stromdichte [A/m^2]	200 (D^-) 300 (H^-)	230 (D^-) 330 (H^-)	120 (D^-) 150 (H^-)	- -
Quellendruck [Pa]	0.3	0.3	0.3-0.4	0.3
Verhältnis j_e/j_{H^-}	<1 (D^-) <0.5 (H^-)	<1 (D^-) <0.5 (H^-)	1.5-2 (D^-) <1 (H^-)	- -
Extraktionsspannung [kV]	9	9	9	-
Pulsdauer [s]	3600	<4	200 (D^-) 3600 (H^-)	<10
Quellengröße [m^2]	0.9×1.8	0.32×0.59	0.32×0.59	0.8×0.8
Extraktionsfläche [m^2]	0.2	0.007	0.019	(0.1)
Homogenität [%]	± 10	-	-	<10 für reines Plasma

4.1 BATMAN

Der Teststand besteht aus einer Ionenquelle inklusive Extraktionssystem, einem Kalorimeter zur Messung des extrahierten Ionenstroms sowie peripheren Komponenten wie eine Vakuumkammer, in die die Ionen extrahiert werden und daran angeschlossene Vakuumpumpen, Wasserzuleitungen und Energieversorgungen. Er ist umgeben von einem sogenannten HF-Käfig, der die Ausbreitung der HF-Strahlung in den Steuerungs- und Kontrollbereich des Teststandes verhindert. Es wird im Weiteren hauptsächlich auf den Aufbau der Quelle eingegangen.

Die Quelle lässt sich zunächst in drei Bereiche einteilen: den Bereich der Plasmaerzeugung, der Plasmaexpansion und der Extraktion über ein dreistufiges Gittersystem. Ein horizontaler Querschnitt durch die Quelle ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Prinzip der Quelle

Das Plasma (Wasserstoff oder Deuterium) wird durch eine induktiv gekoppelte Hochfrequenzentladung im Driver, einem Aluminiumoxidzylinder mit Durchmes-

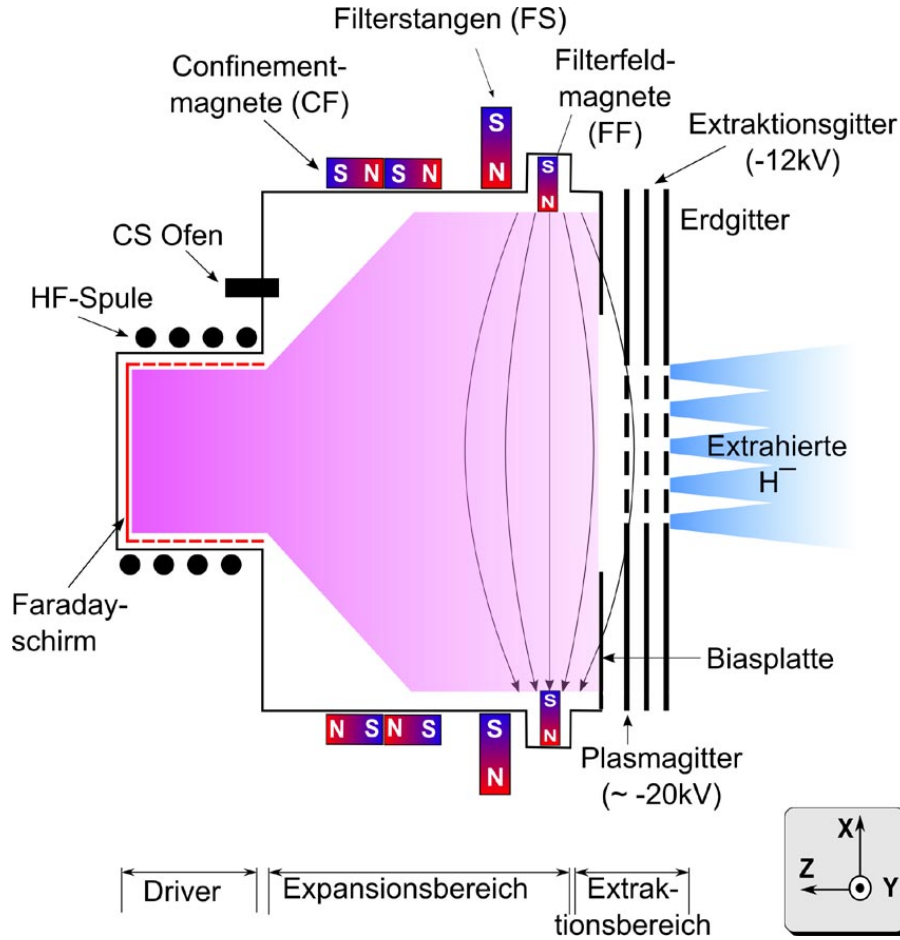


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Ionenquelle am Teststand BATMAN.

ser $d = 24$ cm und Länge $l = 14$ cm, produziert. Die Einkopplung der HF-Leistung (typischerweise $40 - 100$ kW) geschieht über eine Spule mit sechs Windungen, die bei einer Frequenz von ungefähr einem Megahertz, ± 50 kHz, für bis zu zehn Sekunden betrieben wird. Die HF-Generatoren sind frei schwingend, d. h. die Frequenz der HF kann sich im Bereich um die gewünschte Frequenz von einem Megahertz frei einstellen. Im Inneren des Aluminiumoxidzylinders ist ein geschlitzter, wassergekühlter Faradayschirm angebracht, der das Wandmaterial vor Erosion durch das Plasma schützt, dadurch aber die kapazitive Einkopplung verhindert. Um die Zündung des Plasmas zu gewährleisten, wird zu Beginn des Pulses zum einen ein erhöhter Gasdruck benötigt, der durch einen Gaspuff (ca. $t = 1$ s) erzeugt wird, zum anderen wird ein Starterfilament benötigt, welches Elektronen emittiert. Der zeitliche Verlauf einer Plasmaentladung kann anhand des Drucks in der Quelle verdeutlicht werden. In Abbildung 4.2 sind ein typischer Zeitverlauf des Drucks sowie die gemessenen Signale der HF-Leistung P_{HF} und der Extraktionsspannung U_{ex} zu sehen. Der Einbruch des Drucksignals bei Anschalten der HF ist durch Störungen des Messsignal aufgrund der HF zu erklären, da zu Beginn des Zündens der HF-

Schwingkreis nicht angepasst ist. Während des zur Zündung notwendigen Gaspuffs wird die HF eingeschaltet. Die Extraktion wird erst dann eingeschaltet, wenn der Druck in der Quelle stabil ist, typischerweise 1 – 2 s nach Anschalten der HF. Nach der Extraktion folgt eine kurze HF-Phase (500 ms) die vor allem von der Optischen Emissionsspektroskopie (siehe Abschnitt 5.1.2) für einen zusätzlichen Messwert ohne Einfluss der Extraktion verwendet wird. Das Gasventil wird erst nach Abschalten der HF geschlossen, so dass eine ungestörte Druckmessung garantiert werden kann.

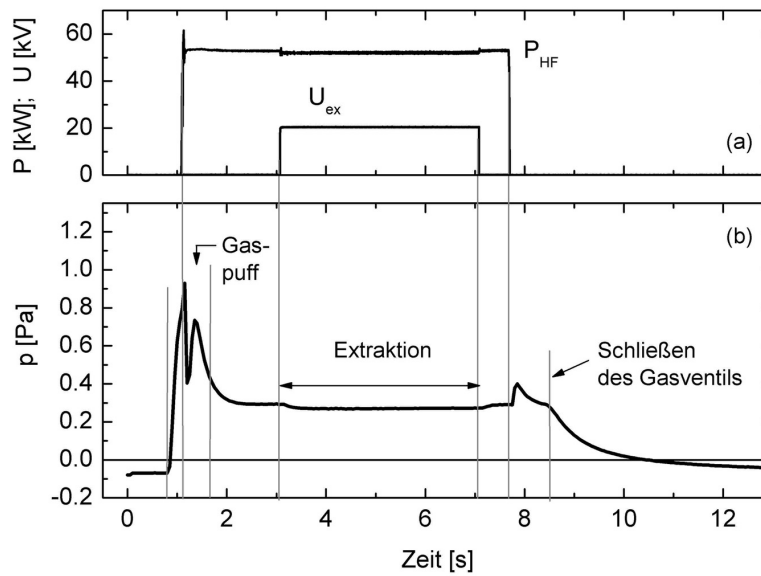


Abbildung 4.2: Typischer zeitlicher Verlauf einer Entladung an BATMAN. Gezeigt sind die Verläufe der HF-Leistung und der Extraktionsspannung (a) sowie der Druck in der Quelle (b).

Vom Driver aus expandiert das Plasma in ein rechteckiges Volumen mit einer Breite von 32 cm, einer Höhe von 59 cm und einer Tiefe von 23 cm, das von den Gittern des Extraktionsbereiches abgeschlossen wird. Das für den Oberflächenprozess benötigte Cäsium wird über einen heizbaren Ofen in das Expansionsvolumen verdampft, so dass es sich idealerweise in einer dünnen homogenen Schicht auf die Gitteroberfläche absetzen kann. Um kalte Stellen im Gefäß und damit Cäsium-Senken zu vermeiden, können die Wände des Expansionsgefäßes auf bis zu 40 °C erwärmt werden. Das Plasmagitter wird auf einer Temperatur von 150 °C gehalten, d. h. während der Entladung wärmt es sich durch das Plasma auf, in den Pulspausen wird es geheizt. Die Temperatur von 150 °C ergab sich aus experimentellen Ergebnissen [10] und der Bedingung, dass die Gittertemperatur während der Extraktionsphase konstant gehalten werden soll, um eine konstante Austrittsarbeit der Oberfläche

zu gewährleisten.

Magnetisches Filterfeld

Um die Zerstörungsrate der negativen Ionen möglichst gering zu halten, muss die Elektronentemperatur vor dem Gittersystem möglichst unter 2 eV gehalten werden (siehe Abschnitt 3.3.3). Dies wird mit Hilfe eines magnetischen Filterfeldes ermöglicht, welches durch CoSm-Permanentmagnete erzeugt wird und in der Mitte der Quelle ($x = 0$, siehe Abbildung 4.5) eine magnetische Flussdichte von $B \approx 7 \text{ mT} = 70 \text{ G}$ hat. Sehr heiße und damit sehr schnelle Elektronen aus dem Driver werden vom Magnetfeld wieder in Richtung Driver umgelenkt. Etwas kältere Elektronen werden vom Magnetfeld eingefangen. Kalte Elektronen benötigen vergleichsweise lange, um eine Gyration zu vollführen, so dass die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes während einer Gyration relativ groß ist. Aufgrund dieser Stöße können kalte Elektronen durch das Magnetfeld diffundieren, während die heißen Elektronen abgelenkt oder auf den Feldlinien eingefangen werden. Das Filterfeld kann durch das Anbringen von zusätzlichen Filterstangen an der Außenseite der Quelle verstärkt oder geschwächt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, an den Seitenwänden der Quelle Confinementmagnete anzubringen. Je nachdem, wie die letzte Magnetreihe vor dem Gitter orientiert ist, spricht man wiederum von stärkend oder schwächend angebrachten Confinementmagneten.

Extraktion

Das Extraktionssystem, zu sehen in Abbildung 4.3, besteht aus drei Gittern: dem Plasmagitter, auf dessen Oberfläche die negativen Ionen erzeugt werden, dem Extraktionsgitter, das durch Magnete zwischen den Extraktionslöchern die ko-extrahierten Elektronen auf das Gitter ablenkt und das Erdgitter, welches auf Erdpotential liegt. Um die Ionen aus der Quelle zu extrahieren, wird zwischen dem Plasma- und dem Beschleunigungsgitter die Extraktionsspannung U_{ex} angelegt. Diese ist aufgrund der Leistungsdeposition der ko-extrahierten Elektronen auf $\sim 10 \text{ kV}$ begrenzt. Um eine Aufweitung des Strahls aufgrund der Raumladung zu verhindern, muss eine Nachbeschleunigung mit der Beschleunigungsspannung U_{acc} stattfinden. An BATMAN stehen dafür weitere $5 - 10 \text{ kV}$ zur Verfügung, die zwischen Extraktionsgitter und Erdgitter angelegt werden. Die negativen Ionen werden dabei zum Erdpotential hin beschleunigt, d. h. die gesamte Quelle liegt auf einem Potential von -20 kV . Die benötigte Hochspannung wird über einen Spannungsteiler auf die beiden Spannungen U_{ex} und U_{acc} aufgeteilt. Dieser Spannungsteiler ist auf 4 s Betrieb ausgelegt, so dass die Extraktionszeit an BATMAN auf 4 s begrenzt ist. Nach einer dreiminütigen Pause ist das System dann wieder einsatzfähig. Die Extraktionsfläche beträgt insgesamt $\sim 74 \text{ cm}^2$, aufgeteilt auf 132 Löcher mit einem Durchmesser von 8 mm, die sich auf einer Fläche von ca. $12 \times 28 \text{ cm}^2$ befinden, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Die Extraktionsöffnungen im Plasmagitter sind zudem angeschrägt, so dass sich eine größere Oberfläche zur Produktion negativer Ionen ergibt.

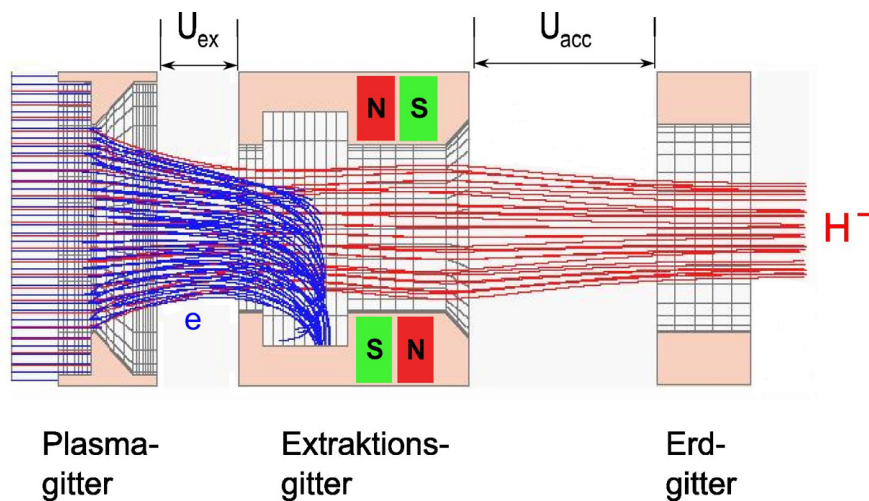


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des 3-stufigen Gittersystems zur Extraktion der negativen Ionen sowie berechnete Trajektorien der extrahierten Elektronen und negativen Ionen [35]

Gittervorspannung (Bias)

Durch Anlegen einer Bias-Spannung kann das Plasmagitter positiv gegenüber dem Quellenkörper vorgespannt werden. Dadurch wird der Anteil an ko-extrahierten Elektronen verringert, wie Messungen zeigen (siehe Abschnitt 7.1.5). Eine negative Spannung kann aufgrund einer Diode zwischen Gitter und Quelle nicht angelegt werden. Die Diode sperrt den Elektronenfluss, der in der Gegenrichtung der technischen Stromrichtung definiert ist, von der Platte zum Gitter, was im elektrischen Schaltbild in Abbildung 4.4 gezeigt ist. Der Effekt des Bias kann durch das Anbringen einer Biasplatte 1 cm über dem Plasmagitter noch verstärkt werden [16]. Die Biasplatte ist mit dem Quellenkörper verbunden und verdeckt das Plasmagitter bis auf den Bereich der Extraktionslöcher. Somit wird das Verhältnis von vorgespannter Fläche zu Quellenfläche verkleinert, und der Einfluss des Bias beschränkt sich auf den Bereich der Extraktionslöcher. Aus Abbildung 4.5 können die Abmessungen der Biasplatte und des Plasmagitters entnommen werden.

Deuteriumbetrieb

Wird die Quelle mit Deuterium betrieben, ergibt sich bei der Extraktion der Ionen eine Besonderheit: schnelle, extrahierte Deuteriumionen können mit Deuteriumteilchen, die im Kalorimeter implantiert sind, fusionieren. Dabei können Neutronen entstehen [2], was zu einer Strahlenbelastung von anwesenden Personen führen kann. Aus diesem Grund wird bei Deuteriumbetrieb die gesamte Anlage ferngesteuert, und es darf sich keine Person in der Halle des Teststandes aufhalten. Somit müssen sämtliche Steuerungen und Diagnostiken extern gesteuert werden können.

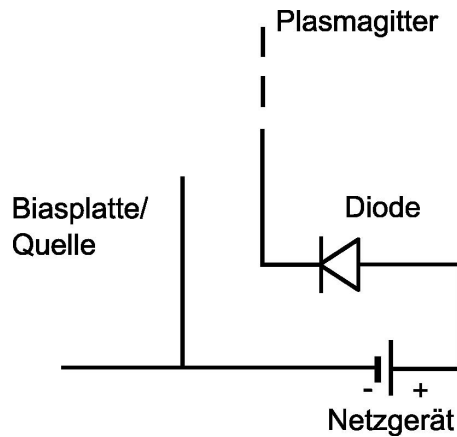


Abbildung 4.4: Elektrisches Schaltbild der Gittervorspannung (Bias)

Messung der Quellenparameter

Die wichtigsten Parameter der Quelle werden bei jeder Entladung aufgezeichnet und vom Steuerungssystem gespeichert. Dazu gehören neben den Eingabeparametern wie dem Betriebsgas, Druck, eingekoppelte Leistung, Temperatur des Cäsiumofens und angelegte Biasspannung auch die sich einstellenden Ausgabeparameter wie der Biasstrom und die Ströme der extrahierten Ionen und Elektronen. Der Strom der negativen Ionen wird dabei auf zwei unterschiedliche Weisen gemessen: der Strom aller extrahierter negativer Ionen, d.h. die Summe der Ströme auf dem Erdgitter, der Wand des Vakuumgefäßes und dem 1.5 m hinter dem Gittersystem angebrachten Kalorimeter ergeben den Ionenstrom I_{ion} . Der Anteil dieses Stroms, der auf dem Kalorimeter auftrifft, wird mit I_{cal} bezeichnet. Das Kalorimeter besteht aus einer wassergekühlten Kupferplatte, in die thermisch isolierte Thermoelemente eingebaut sind. Der Strom lässt sich zum einen über die Erwärmung des Wassers berechnen, das durch die Kupferplatten zur Kühlung fließt. Zum anderen kann aus den Temperaturen an den Thermoelementen ein Strahlprofil errechnet werden, aus dem sich wiederum der Gesamtstrom auf das Kalorimeter ermitteln lässt. Bei der Angabe des kalorimetrisch gemessenen Ionenstroms I_{cal} wird meist die Messung durch die Thermoelemente herangezogen. Mit der Extraktionsfläche normiert ergibt sich daraus die Stromdichte $j_{\text{H-}}$. Im Vergleich zum elektrisch gemessenen Gesamtionenstrom I_{ion} ist der kalorimetrisch gemessene der relevante Wert, da nur dieser Anteil in einer Neutralteilchenheizung als Strom für die Heizung zur Verfügung steht. Der kalorimetrisch gemessene Ionenstrom stellt dabei nur eine untere Grenze dar, da bei der Auswertung davon ausgegangen wird, dass alle Ionen mit der Gesamtspannung beschleunigt wurden. Dies lässt außer acht, dass einige Ionen zwischen Plasmagitter und Extraktionsgitter durch Restgasmoleküle zerstört werden können (stripping). Da zudem am Teststand maximal eine Gesamtspannung von 20 kV bereitsteht, ist nicht immer eine optimale Strahloptik zu erreichen, so dass bei schlechter Strahloptik nicht der gesamte Strahl auf das Kalorimeter trifft. Der Strom der extrahierten Elektronen ergibt sich aus dem Strom auf das Extrakti-

onsgitter, in der Annahme, dass dort nur Elektronen auftreffen und dass alle Elektronen auf dieses Gitter abgelenkt werden. Erstere Annahme kann experimentell nicht nachgewiesen werden, allerdings sind die Ionenverluste auf dem Erdgitter bei guter Strahloptik gering, so dass davon auszugehen ist, dass auch die Verluste auf dem Extraktionsgitter gering sind. Dies wird zudem von Beam-Code-Rechnungen bestätigt [35]. Für die zweite Annahme wurden Versuche in Helium gemacht, bei denen kaum negative Ionen entstehen. Die Messungen dabei zeigten, dass 99 % der Elektronen auf das Extraktionsgitter abgelenkt werden, ohne dort Sekundärelektronen auszulösen [16]. Der Anteil ko-extrahierter Elektronen wird aus dem Verhältnis des extrahierten Elektronenstroms zum Gesamtstrom der extrahierten Ionen, also I_{ion} , gebildet.

Neben der Aufzeichnung dieser Parameter sind eine Vielzahl an Plasmadiagnostiken im Einsatz, die in den folgenden Kapiteln näher beschrieben werden. Um für diese Diagnostiken optimalen Zugang zum Plasma zu haben, ist in der Ebene des Filterfeldes ein Diagnostikflansch mit insgesamt 14 Zugängen eingebaut. Die Positionen dieser Ports und deren Bezeichnung kann aus Abbildung 4.6 entnommen werden. Es muss dabei prinzipiell zwischen den „nahen“ und „fernen“ Ports unterschieden werden. Das Zentrum der nahen Ports hat einen Abstand von 1 cm zur Oberfläche des Plasmagitters, während es bei den fernen Ports 3 cm sind. Der erste Buchstabe in der Bezeichnung der Zugänge bezeichnet die Richtung der Sichtstrahlen. Alle horizontalen Zugänge beginnen somit mit einem X, die vertikalen mit einem Y. Der zweite Buchstabe ermöglicht eine Unterscheidung der Seite, so steht ein L für links, ein R für rechts, B für unten (*engl.* bottom) und ein T für oben (*engl.* top). Die folgende Zahl nummeriert die Zugänge im Uhrzeigersinn. Die nahen Ports haben zusätzlich noch ein kleines n angehängt.

Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über typische Plasmaparameter, die sich an BATMAN nahe des Gitters ergeben:

Tabelle 4.2: typische Plasmaparameter vor dem Plasmagitter an BATMAN

Druck	$p = 0.3 - 0.5 \text{ Pa}$
Elektronendichte	$n_e = 5 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Ionendichte (positiv)	$n_i = 5 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Dichte negativer Ionen	$n_{\text{H}^-} = 10^{15} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Neutralteilchendichte	$n_n = 2 - 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Elektronentemperatur	$T_e \approx 2 \text{ eV}$
Schwerteilchentemperatur	$T_i = T_{\text{H}^-} = T_{\text{H}} \approx 1 \text{ eV}$
	$T_{\text{H}_2} \approx 0.1 \text{ eV}$

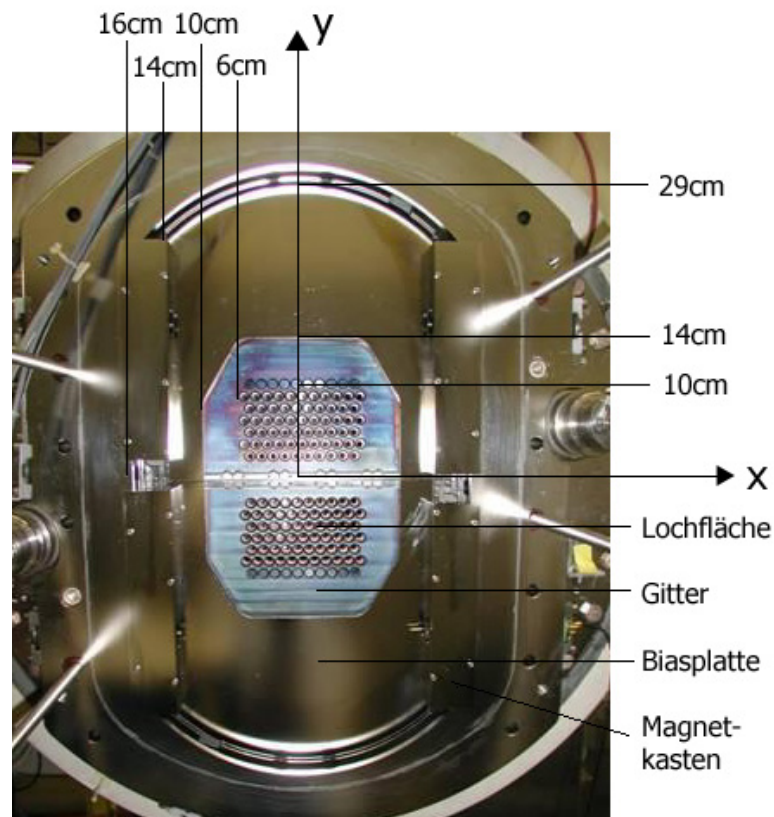


Abbildung 4.5: Abmessungen des Plasmagitters und der Biasplatte am Teststand BATMAN

4.2 RADI

Mit dem Teststand RADI ist am IPP der nächste Schritt hin zu einer großen Quelle für die Neutralteilchenheizung für ITER gemacht. Die Quelle hat die halbe Höhe (0.8 m) und dieselbe Breite (0.76 m), wie die ITER-Quelle haben wird. Die Quelle hat prinzipiell den selben Aufbau wie BATMAN und in Strömungsrichtung des Plasmas auch dieselben Dimensionen. Die Gitterfläche ist allerdings vierfach größer. Dabei ist die Versorgung solch einer großen Gitterfläche mit Plasma nun nicht mehr mit einem Driver zu gewährleisten. Es werden deshalb an RADI vier Driver zur induktiven Plasmaerzeugung verwendet, wobei die jeweils horizontal nebeneinander angebrachten Spulen von einem HF-Generator betrieben werden. Dabei stellt sich die Frage, wie das Plasmagitter von den vier Drivern homogen mit Plasma versorgt werden kann, und wie sich die Spulen gegenseitig beeinflussen. Der Teststand verfügt über keine Hochspannungsversorgung, so dass keine Extraktion der Ionen möglich ist. Anstelle des Gittersystems ist ein geschlitztes „Dummy“-Gitter eingebaut, um den Strömungswiderstand des Systems von ITER zu simulieren. Das Magnetfeld für das Filterfeld kann aufgrund der Größe der Quelle über die Breite nicht mehr mit Permanentmagneten aufgebaut werden. Es wird deshalb Strom bis

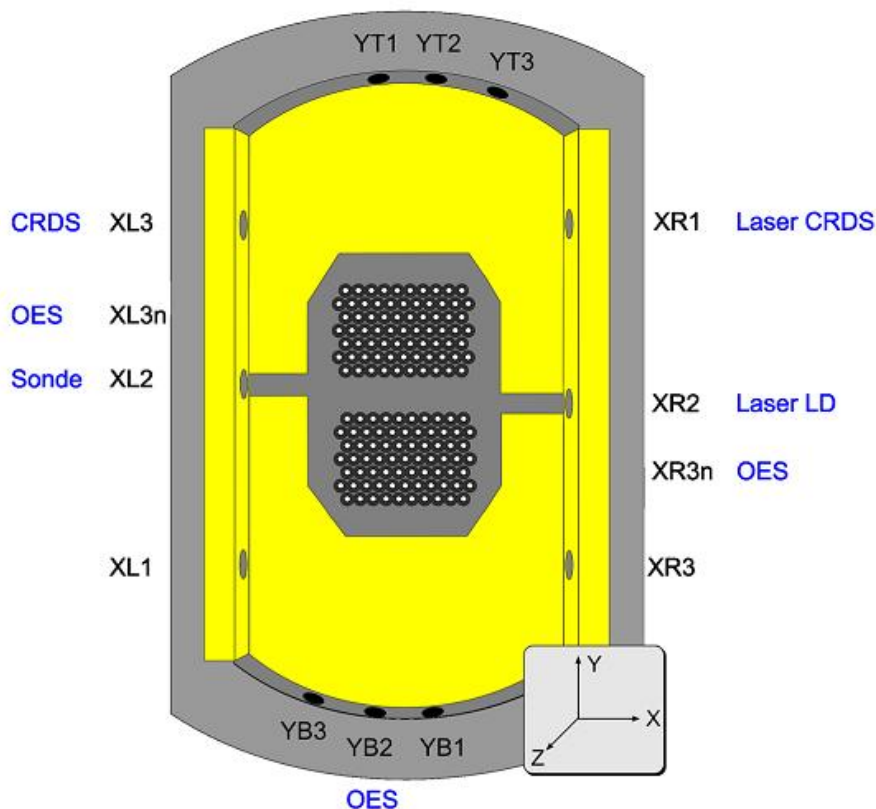


Abbildung 4.6: Bezeichnung der Diagnostischen Zugänge an BATMAN

zu $I_{PG} = 5$ kA vertikal durch das Plasmagitter geleitet, so dass sich ein homogenes Magnetfeld in horizontaler Richtung ausbildet. Bei $I_{PG} = 5$ kA wird eine magnetische Flussdichte von $B = 4$ mT = 40 G erreicht. In Abbildung 4.7 können die Abmessungen und die vorhandenen optischen Zugänge betrachtet werden, die Magnetfelder sind in Abschnitt 7.1.4 graphisch dargestellt. Da keine Extraktion der Ionen möglich ist, fehlt ein wichtiger Nachweis zur Leistungsfähigkeit der Quelle. Um trotzdem Aussagen über die wahrscheinliche Produktion von negativen Ionen machen zu können, bedarf es detaillierter Diagnostik der Plasmaparameter. Ist die Korrelation von Plasmaparametern und extrahierten Strömen aus den anderen Testständen bekannt [32], so kann aus den Plasmaparametern an RADI eine Aussage über die Güte der Quelle gemacht werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt an RADI ist die Plasmaerzeugung durch mehrere Driver. Dies lässt die Frage aufkommen, wie homogen das Plasma vor dem Gitter verteilt ist. Um diese Frage zu klären, müssen orts aufgelöste Messungen der Plasmaparameter durchgeführt werden.

Im Zeitraum, in dem diese Arbeit entstand, wurde RADI nur ohne Cäsium, d. h. ohne nennenswerte Produktion negativer Ionen, betrieben. Es standen zudem maximal $P = 80$ kW HF-Leistung pro Generator zur Verfügung, die sich noch jeweils auf zwei Driver aufteilen, so dass pro Driver geringere Leistungen als an BATMAN

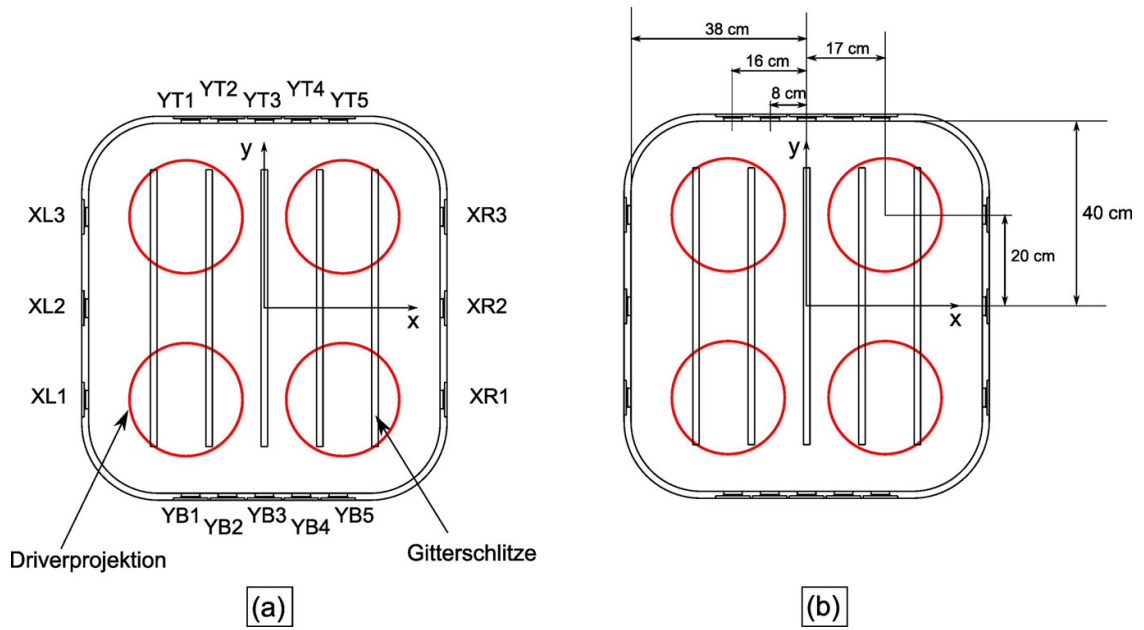


Abbildung 4.7: Bezeichnung der optischen Zugänge an RADI (a) sowie wichtige Abmessungen des Dummygitters (b)

zur Verfügung stehen. Es muss allerdings in diesem Zusammenhang das veränderte Verhältnis von Volumen zur Oberfläche betrachtet werden, das an RADI weit geringere Plasmaverluste bedingt.

5 Diagnostiken

Um die Vorgänge rund um die Produktion und Vernichtung negativer Ionen verstehen und optimieren zu können, ist eine genaue Kenntniss der Vorgänge im Plasma und der Plasmaparameter nötig. Dafür werden diverse Diagnostiken benötigt. Es stehen an den Testständen der Neutralteilcheninjektion eine Vielzahl an Methoden zur Verfügung, die jeweils Vor- und Nachteile besitzen. Grundsätzlich sind alle Diagnostiken in invasive und nicht-invasive Diagnostiken einzuteilen. Die nicht-invasiven Methoden haben keinen Einfluss auf das zu messende Signal, d. h. das Plasma wird nicht gestört. Meistens liefern diese Methoden dann allerdings nur sichtstrahlintegrierte Ergebnisse, keine Ortsprofile der Parameter in Richtung des Sichtstrahls. Zu beachten bei der Auswahl von Diagnostiken sind auch immer die Randbedingungen, unter denen die Diagnostik angewandt werden soll. Ein wichtiger Punkt spielt dabei der zur Verfügung stehende Platz, aber auch ob die Messungen durch Anwesenheit von Teststandskomponenten gestört werden könnten. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Komplexität der Diagnostik— sowohl beim Aufbau des Systems als auch bei der Interpretation der gewonnenen Daten.

Für die Diagnostik der wichtigsten Parameter in der Quelle (Potentiale, Dichten, Temperaturen) wurden die in den nächsten Abschnitten beschriebenen Diagnostiken angewandt. Dieses Kapitel beschreibt, für welche Parameter die einzelnen Diagnostiken angewandt werden, deren Prinzip, Vor- und Nachteile und welche Probleme bei der Anwendung an den Testständen BATMAN und RADI auftreten könnten.

Der Aufbau der einzelnen Diagnostiken sowie spezifische Daten sind in Kapitel 6 zu finden.

5.1 Messverfahren zur Bestimmung von Plasmaparametern

Unter Plasmaparametern sind in diesem Falle die Potentiale im Plasma, die Dichten von Elektronen, positiven Ionen und Neutralteilchen sowie die Elektronentemperatur zu verstehen. Zwei in dieser Arbeit verwendete Methoden zur Bestimmung der Plasmaparameter werden im Folgenden beschrieben.

5.1.1 Elektrostatische Sonden

Die Methode der elektrostatischen Sonden ist eine der ältesten und heute am häufigsten benutzte Methode zur Diagnostik von Niedertemperaturplasmen. Unter elektrostatischen Sonden versteht man im Allgemeinen eine Sonde, die aus einer oder mehreren Elektroden besteht, an die eine Spannungsrampe angelegt wird.

Aus der charakteristischen Strom-Spannungs-Kurve lassen sich dann verschiedene Plasmaparameter bestimmen.

5.1.1.1 Langmuirsonde

I. Langmuir und H.-M. Mott-Smith [36] beschrieben 1924 als erste diese Variante der elektrostatischen Sonden. Bei dieser Sondenform, die auch Einzelsonde genannt wird und die am weitesten verbreitete Sondenform ist, kann die Elektrode zylindrisch, sphärisch oder planar sein. Sie ist über eine Spannungsquelle mit einer großflächigen Referenzelektrode verbunden, die meist die Wand des Plasmagefäßes ist. Durch Anlegen einer Spannungsrampe an die Sondenspitze ergibt sich eine Strom-Spannungs-Kennlinie, die von den geometrischen Maßen der Spitze (bei zylindrischen Sonden Länge l_s und Radius r_s) sowie Plasmaparametern (Potentiale, Dichten, Temperaturen, Massen) abhängig ist. Die Methode der elektrostatischen Sonden fällt unter die invasiven Methoden, da durch das Absaugen von Ladungsträgern aus dem Plasma dieses verändert wird. Zudem wird allein schon durch das Einbringen der Sonde in das Plasma dieses verändert, da die Sonde wie eine zusätzliche Wand fungiert. Es ist deshalb von entscheidender Bedeutung, die Sonde so klein wie möglich zu machen, um die Störungen möglichst gering zu halten. Die geringste Störung verursachen zylindrische Sonden, die aus einem dünnen Draht, geführt in einem isolierenden Keramikröhrchen, hergestellt werden können. Der schematische Aufbau einer Sonde und der Einbau in ein Plasmagefäß ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

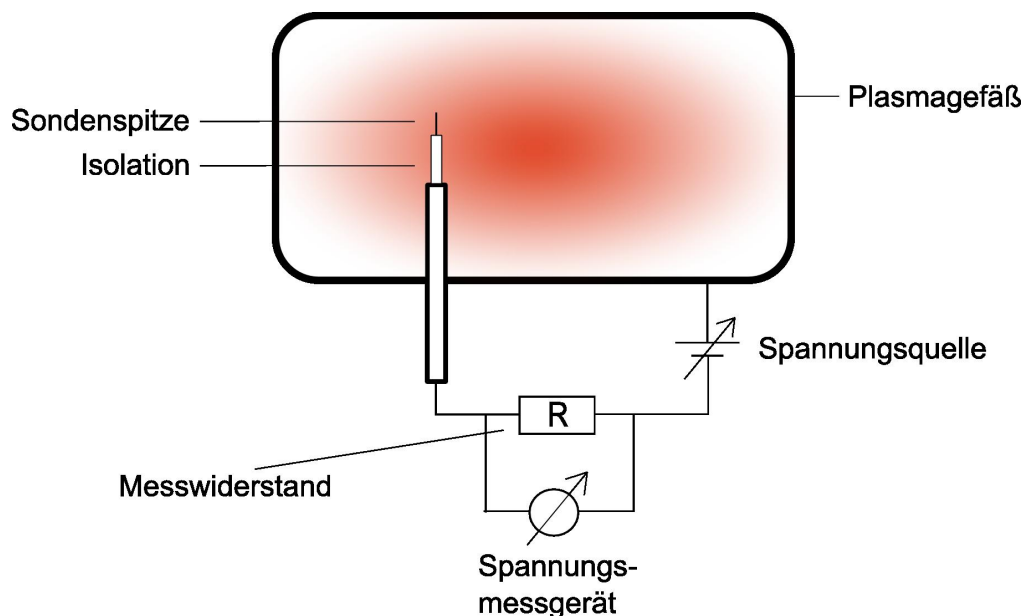


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau einer elektrostatischen Sonde am Experiment.

Eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie einer zylindrischen Sonde, wie sie in Ab-

bildung 5.2 zu sehen ist, kann in drei Bereiche eingeteilt werden, wobei die Grenzen der Einteilung fließend sind.

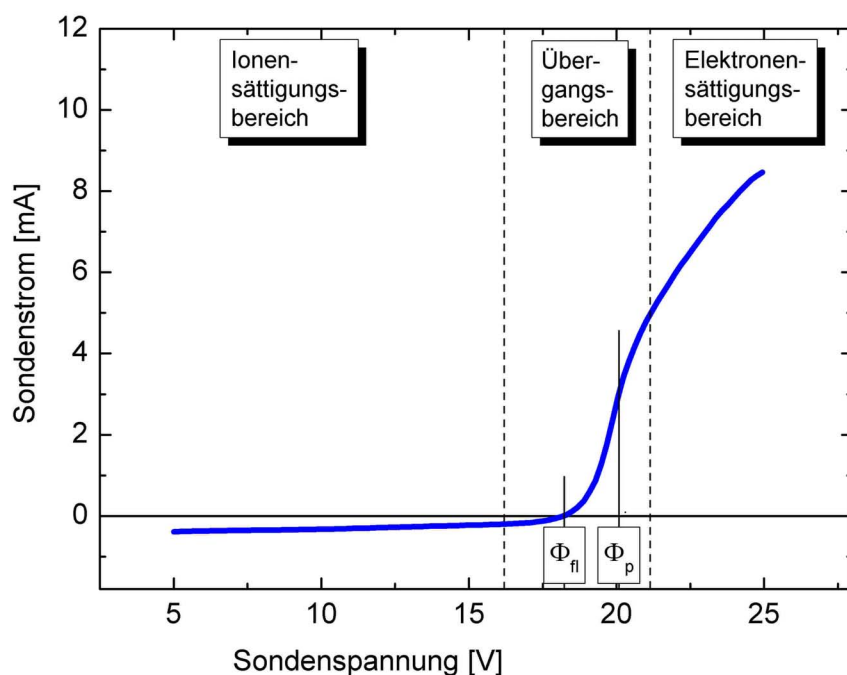


Abbildung 5.2: Einteilung einer typischen Strom-Spannungs-Kennlinie einer zylindrischen Langmuirsonde (aufgenommen in einer Entladung an BATMAN).

Wird eine Spannung U_s an der Sondenspitze angelegt, die negativ gegenüber dem Plasmapotential ist, so fließen nur positive Ionen auf die Sonde, der Bereich wird Ionensättigungsbereich genannt. Wird die Spannung langsam erhöht, können zunächst schnelle Elektronen, dann auch langsamere, das abstoßende Potential überwinden und tragen zum Gesamtstrom auf die Sonde bei. Dieser Bereich wird Übergangsbereich genannt. Wird die Spannung über das Plasmapotential hinaus weiter erhöht, so fließen nur noch Elektronen auf die Sondenspitze. Man spricht vom Elektronensättigungsbereich. Der Verlauf der Kennlinie in diesem Bereich ist im Falle einer zylindrischen Sonde nicht konstant, da sich die ausbildende Raumladungsschicht um die Sondenspitze mit steigender Spannung vergrößert. Damit vergrößert sich die effektive Sondenfläche und es können mehr Elektronen die Sondenspitze erreichen, so dass der Strom ansteigt [37].

Aus der Kennlinie können nun folgende Plasmaparameter ermittelt werden:

Potentiale

Das Floatingpotential Φ_f ist der am einfachsten zu bestimmende Parameter aus der Kennlinie. Als Floatingpotential ist diejenige angelegte Spannung definiert, bei der sich der Elektronen- und Ionenstrom gegenseitig aufheben und $I = 0$ ist (siehe Abbildung 5.2).

Das Plasmapotential Φ_p ist am Wendepunkt der Kennlinie definiert, also beim Nulldurchgang der zweiten Ableitung. Ist die aufgenommene Kennlinie zu verrauscht, um eine zweite Ableitung bilden zu können, kann auch der Kreuzungspunkt der linearen Fits des Übergangsbereichs und des Elektronensättigungsbereichs zur Bestimmung des Plasmapotentials herangezogen werden. Die Differenz zwischen Plasma- und Floatingpotential ist bei einem Niedertemperatur-Wasserstoffplasma $\approx 2.8 \cdot T_e$ (siehe Gleichung 3.15).

Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur kann aus der Kennlinie auf verschiedene Arten ermittelt werden:

- Der Ionenstrom im Ionensättigungsbereich (siehe Abbildung 5.2) wird bis zum Plasmapotential linear extrapoliert und vom Gesamtstrom abgezogen. Übrig bleibt der sogenannte Elektronenanlaufstrom. Wird dieser nun logarithmisch über der angelegten Spannung aufgetragen, so ergibt sich bei einer Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten eine Gerade, aus deren Steigung die Temperatur ermittelt werden kann. Es gilt dabei [38], [39]:

$$d(\ln I_e)/dU = e/(kT_e) \quad (5.1)$$

- Die Steigung der Elektronen-Energie-Verteilungs-Funktion (EEVF) $f(E)$ ergibt die Elektronentemperatur (siehe nächster Abschnitt).
- Aus dem Integral der Energieverteilungsfunktion lässt sich ebenfalls die Temperatur ermitteln:

$$\langle E_e \rangle = \frac{3}{2}kT_e = \frac{\int e(\Phi_p - U_s) f(E) dU_s}{\int f(E) dU_s} \quad (5.2)$$

Diese Methode ist meist ungenau, da die Energieverteilungsfunktion im höher-energetischen Bereich oft verrauscht ist.

Elektronen-Energie-Verteilungsfunktion (EEVF)

Die Elektronen-Energie-Verteilungsfunktion beschreibt, wieviele Teilchen welche Energie haben. Dabei sind in der Literatur zwei Definitionen zu finden: Zum einen die EEDF, (*engl.*: electron energy distribution function), und zum anderen die EEPF (*engl.*: electron energy probability function). Im Deutschen wird meist nur von

EEVF, der Elektronen–Energie–Verteilungsfunktion gesprochen. Dabei gilt folgender Zusammenhang:

$$\text{EEDF} = \sqrt{E} \text{EVPF} =: \sqrt{E} \text{EEVF} \quad (5.3)$$

Dabei kann die EEVF auf zwei verschiedene Arten ermittelt werden: Aus der zweiten Ableitung der Kennlinie kann die EEVF indirekt gewonnen werden. Mit der sogenannten Boyd–Twiddy–Methode [40] kann die EEVF auch direkt gemessen werden.

- **Indirekte Bestimmung:** Trägt man die zweite Ableitung der Strom–Spannungs–Kennlinie über der angelegten Spannung auf, so ergibt sich typischerweise ein Verlauf wie in Abbildung 5.3(a). Der Nulldurchgang der Funktion definiert dabei das Plasmapotential. Trägt man die Werte von diesem Punkt aus nach links logarithmisch über der Spannungsdifferenz von angelegter Spannung und Plasmapotential auf (siehe 5.3(b)), so erhält man die EEVF als Funktion der Elektronenenergie. Die Steigung dieser Funktion ergibt die Elektronentemperatur in eV.
- **Direkte Bestimmung:** Mit der Boyd–Twiddy–Methode [40] kann die EEVF direkt gemessen werden. Dabei wird die Spannungsrampe (DC-Anteil) mit einer rechteckmodulierten Sinusschwingung (AC-Anteil) überlagert. Der bei der Modulationsfrequenz gemessene Strom liefert dann direkt die EEVF. Da die Modulationsfrequenz frei gewählt werden kann, kann diese Methode auch dann eine EEVF liefern, wenn dies aufgrund von Störungen mit der indirekten Methode nicht möglich ist. Zudem kann die EEVF zumeist bis in höhere Energiebereiche messen, da das Signal–Rausch–Verhältnis bei geeigneter Wahl der Modulationsfrequenz besser ist. Es handelt sich dabei allerdings aufgrund der benötigten Mittelungen um eine langsamere Messmethode als die Standardmethode der Langmuirsonde.

Die Verteilungsfunktion wird gewöhnlich normiert, so dass gilt: $\int_0^\infty \text{EEDF} \, dE := 1$. Für den Fall einer idealen planaren Sonde hat die Kennlinie am Plasmapotential einen Knick, und der Elektronensättigungsstrom ist konstant. In diesem Fall ist die EEVF von $E = 0$ eV an eine Gerade. Bei zylindrischen Sonden, die eine stetige, differenzierbare Kennlinie zur Folge haben, ergibt sich ein Maximum in der EEVF, bevor diese linear abfällt (vgl. Abbildung 5.3(b)). Je größer die Glättung der Kennlinie bzw. der Ableitungen ist, desto größer ist der Energiebereich vor dem linearen Abfall der EEVF.

Eine weitere Charakteristik von Verteilungsfunktionen ist die Dynamik, d. h. über wieviele Größenordnungen (in $[\text{eV}^{-3/2}]$) sich der lineare Teil der Verteilungsfunktion erstreckt. In Abbildung 5.3(b) sind dies ca. 2 Dekaden, was als kleiner Bereich zu betrachten ist (typisch sind ca. 3 Dekaden). Die Dynamik der EEVF ist vor allem durch das Signal–Rausch–Verhältnis bestimmt, was sich z. B. durch die Anzahl der Mittelungen optimieren lässt. In Plasmen mit großen Störungen (z. B. durch Hochfrequenz, siehe Abschnitt 5.1.1.3) ist diese Dynamik allerdings vermindert.

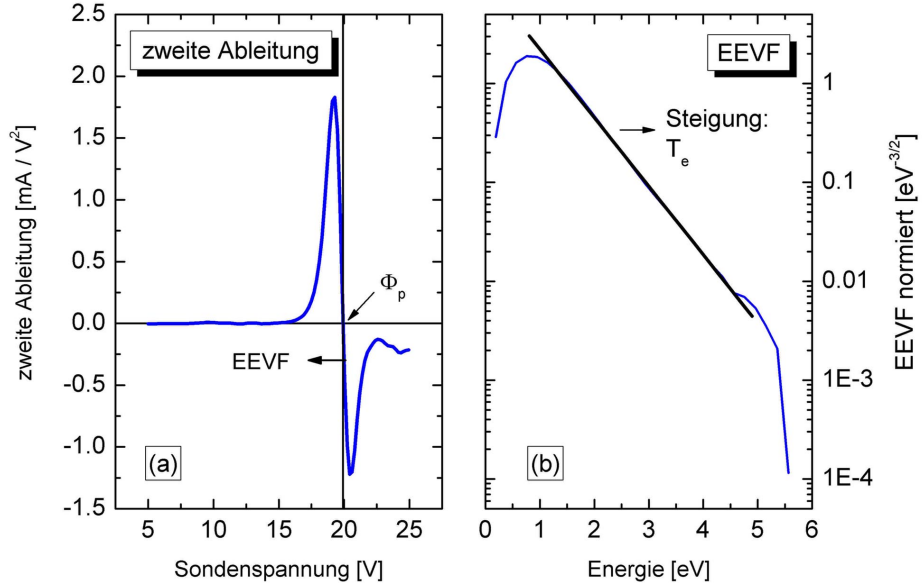


Abbildung 5.3: Zweite Ableitung und EEVF einer Strom-Spannungs-Kennlinie.

Elektronendichte

Der reine Elektronenstrom im Elektronensättigungsbereich $I_{\text{e,sat}}$ auf die Sonde kann beschrieben werden mit

$$I_{\text{e,sat}} = \frac{1}{4} n_e e \bar{v}_e A_{\text{eff}} \quad (5.4)$$

Dabei ist A_{eff} die effektive Sondenfläche. Alle Elektronen am Rand der effektiven Sondenfläche tragen zum Strom bei. Die effektive Sondenfläche ist damit mit der Fläche der Raumladungsschicht (RLS) um die Sondenspitze gleichzusetzen. Da sich diese mit steigender angelegter Spannung vergrößert, ist eine Auswertung über diese Beziehung kompliziert, da die Größe der RLS meistens unbekannt ist. Betrachtet man diese Relation allerdings am Plasmapotential, so ist keine Raumladungsschicht vorhanden, und der Strom, der bei $U_s = \Phi_p$ fließt, kann zusammen mit der Fläche der Sondenspitze direkt zur Berechnung der Elektronendichte herangezogen werden:

$$n_e = \frac{I(\Phi_p)}{r_s l_s e} \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \quad (5.5)$$

Eine zweite Möglichkeit, die Elektronendichte zu bestimmen, ergibt sich aus dem Integral der unnormierten EEVF. Allerdings stellt sich hier das Problem, dass die EEVF im hochenergetischen Bereich sehr oft verrauscht ist bzw. nicht weit genug bekannt ist (siehe oben), und somit die Berechnung des Integrals fehlerbehaftet ist.

Ionendichte

Zur Berechnung des Ionenstroms, der bei einer gegebenen Ionendichte auf eine Sondenspitze der Länge l_s mit dem Radius r_s fließt, gibt es eine Vielfalt an Theorien. Sie basieren alle auf den drei grundsätzlichen Modellvorstellungen, die im Folgenden beschrieben werden. Eine wichtige Voraussetzung für diese drei grundsätzlichen Theorien ist eine stoßfreie Raumladungsschicht, das heißt die freie Weglänge der Ionen muss größer sein als die Dicke der Raumladungsschicht r_{RLS} . Die Berechnung der freien Weglänge der Ionen ergibt sich aus Gleichung 3.18, die Dicke der Raumladungsschicht lässt sich nach [26] aus

$$r_{\text{RLS}} = \left[\frac{2}{3} \left(\frac{2eU}{kT_e} \right)^{3/4} + 5 \right] \lambda_D \quad (5.6)$$

berechnen.

- **OML**

Die **O**rbital-**M**otion-**L**imited-Theorie war die erste, nach der Ionenströme auf eine Sondenspitze berechnet wurden. Es wird dabei davon ausgegangen, dass die Ionen im Unendlichen eine Geschwindigkeit v_∞ haben und das Potential der Sondenspitze von dieser stetig bis ins Unendliche abfällt, so dass eine unendliche Raumladungsschicht besteht [26]. Nähert sich ein Ion der Elektrode, so wird es von dieser angezogen und von seiner Bahn abgelenkt. Es vollführt eine „orbital motion“, eine kreisförmige Bewegung. Diese Theorie ist für sehr große Raumladungsschichten gültig, was nur in sehr dünnen Plasmen gegeben ist. Das Gültigkeitskriterium nach [41] für diese Theorie ist mit $r_s/\lambda_D < 3$ angegeben, und kann durchaus für Laborplasmen zutreffen. Die Theorie überschätzt jedoch im Allgemeinen die Ionendichte. Der Ionenstrom berechnet sich nach [39] aus:

$$I_i = n_i e A \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (5.7)$$

- **ABR**

Die von **A**llen, **B**oyds und **R**eynolds entwickelte Theorie der Ionenströme auf eine Sonde geht von kalten Ionen ($T_i = 0$) aus, so dass diese senkrecht auf die Sonde fliegen und es keine orbitalen Bewegungen gibt. Mathematisch gesehen löst die ABR-Theorie die Poisson-Gleichung für den Potentialverlauf von der Elektrode bis ins Unendliche. Es wird dabei die Ausbildung eines Absorptionsradius beachtet, innerhalb dessen alle Teilchen die Sonde erreichen. Dies führt zu einem niedrigeren Ionenstrom als nach der OML-Theorie. Die Vernachlässigung des Drehimpulses hat aber einen stärkeren Effekt als die Beachtung eines Absorptionsradius, so dass die ABR-Theorie die Ionendichten unterschätzt. Die Lösungen zu dieser Theorie sind analytisch nicht mehr

zu beschreiben, so dass die Kurvenschar für den Ionenstrom parametrisiert werden muss (siehe [42]). Eine Parametrisierung nach [43] ergibt:

$$I_{i_{\text{ABR}}} = 2\sqrt{\pi} n_i e r_s l_s \sqrt{\frac{2\pi k T_e \cdot 11600}{m_i}} \cdot \left[0.45 + 0.57 \left(\frac{r_s}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e \cdot 11600}{e^2 n_i}}} \right)^{\frac{-3.34}{4}} \cdot \sqrt{\frac{2 |\Phi_p - \Phi_{i_{\text{sat}}}|}{T_e}} \right] \quad (5.8)$$

Dabei ist $\Phi_{i_{\text{sat}}} = 10 \cdot T_e$ mit T_e in eV. Wird die Temperatur in eV eingegeben, und alle anderen Daten in SI-Einheiten, dann ergibt sich der Ionensättigungsstrom in A. Ein Problem bei dieser Formel ergibt sich, wenn man sie nach der Dichte auflösen will: sie taucht in der eckigen Klammer unter der Wurzel ein zweites mal auf. Durch Iteration der Ionendichte kann der theoretische Ionenstrom an den gemessenen angepasst werden.

- **BRL**

Die von **B**ernstein und **R**abinowitz entwickelte und von **L**angmuir erweiterte Theorie beachtet bei der Berechnung der Ionenströme die Ausbildung einer Raumladungsschicht und orbitale Bewegungen. Die Ionen werden dabei als maxwellverteilt angenommen. Für die Berechnung des Ionenstroms ist wie bei der ABR-Theorie eine Parametrisierung nötig, die folgende Formel ergibt [43]

$$I_{i_{\text{BRL}}} = n_i e r_s l_s \sqrt{\frac{2\pi k T_e \cdot 11600}{m_i}} \cdot 0.94 \cdot \left[1 + 1.54 \left(\frac{r_s}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e \cdot 11600}{e^2 n_i}}} \right)^{\frac{-3}{4}} \cdot \sqrt{\frac{2 |\Phi_p - \Phi_{i_{\text{sat}}}|}{T_e}} \right] \quad (5.9)$$

Die BRL-Theorie ergibt eine gute Übereinstimmung zum Experiment bei vollionisierten Plasmen, nicht aber bei teilionisierten [26]. Die Ionendichte kann wie bei der ABR-Theorie nur iterativ bestimmt werden.

Für die in Abbildung 5.2 gezeigte Kennlinie ergeben sich nach den eben beschriebenen Auswertemethoden folgende Dichten:

$$\begin{aligned} n_e &= 1.6 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} \\ n_{i_{\text{OML}}} &= 4.0 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} \\ n_{i_{\text{ABR}}} &= 9.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3} \\ n_{i_{\text{BRL}}} &= 1.6 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

Einfluss der Gaszusammensetzung

Zur Auswertung der Ionendichte ist die Kenntnis der mittleren Ionenmasse nötig. In einem Plasma, in dem nur eine Gassorte vorkommt, ergibt sich die mittlere Ionenmasse dabei aus der Zusammensetzung der Atome und Moleküle. Am Beispiel von Wasserstoffplasmen ergibt sich die mittlere Ionenmasse aus den Anteilen an H^+ , H_2^+ , und H_3^+ . Sind weitere Ionen im Plasma zu erwarten, muss deren Einfluss auf die mittlere Ionenmasse beachtet werden.

5.1.1.2 Doppelsonden

Eine ebenfalls häufig vorkommende Variante der elektrostatischen Sonden sind sogenannte Doppelsonden. Sie bestehen aus zwei gleich großen Elektroden, die sich in einem Abstand von einigen mm zueinander befinden. Die Spannungsrampe wird zwischen den beiden Elektroden angelegt, so dass sich eine symmetrische Kennlinie ergibt, wie sie in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Da der Strom auf den Sondenkreislauf

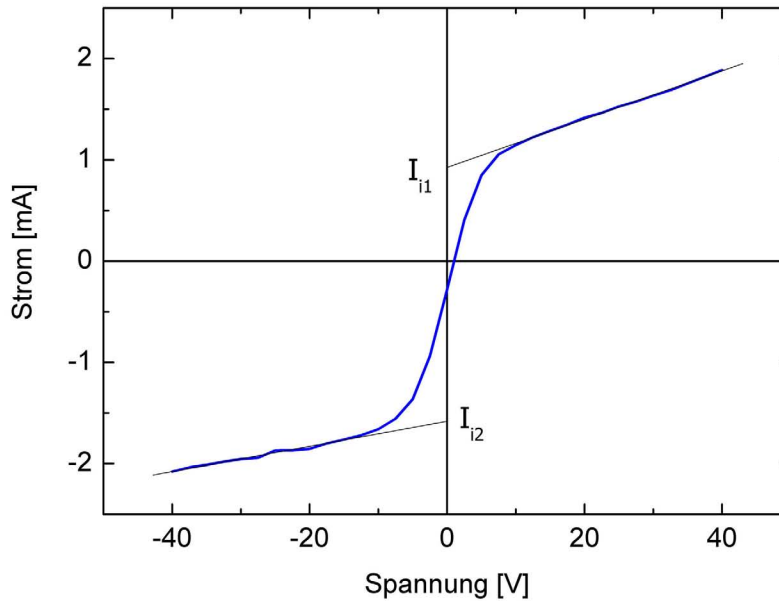


Abbildung 5.4: Beispiel einer Doppelsondenkennlinie.

jeweils durch die trägen Ionen bestimmt ist, kommt es zu keinem Elektronensättigungsstrom, sondern beide Äste zeigen den Ionensättigungsstrom. Aus der Steigung durch den Nullpunkt kann bei einer Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten die Elektronentemperatur bestimmt werden. Dabei gilt:

$$T_e = \frac{I_{i1} \cdot I_{i2}}{I_{i1} + I_{i2}} \frac{e}{k} \left(\frac{dI}{dU} \Big|_{U=0} \right)^{-1} \quad (5.10)$$

Die Ionendichte ergibt sich aus

$$n_i = \frac{\bar{I}_i}{e A i_i} \sqrt{\frac{2\pi m_i}{k T_e}}, \quad (5.11)$$

die bei einem Plasma ohne negative Ionen mit der Elektronendichte gleichgesetzt werden kann. Dabei ist $\bar{I}_i$ der Mittelwert aus den beiden Sättigungsströmen I_{i1} und I_{i2} und i_i ein Korrekturfaktor, der in [44] zu finden ist und je nach Verhältnis von r_s/λ_D und normiertem Sondenpotential zwischen 1 und 10 liegt. Idealerweise geht die Kennlinie durch den Nullpunkt. Sie kann allerdings auch nach oben oder unten verschoben sein, was durch ein strömendes Plasma oder unterschiedliche Sondenflächen hervorgerufen werden kann.

Ist zwischen den beiden Drähten eine Isolation angebracht, so spricht man, in Anlehnung an die griechische Gottheit des Ein- und Ausgangs, die mit zwei Gesichtern dargestellt wird, von einer Janussonde. Mit dieser Abwandlung der Doppelsonde ist es möglich, die Machzahl der Strömung zu messen, wenn die Verbindungsachse der beiden Elektroden parallel zur Strömungsrichtung verläuft. Nach [45] ergibt sich die Machzahl M aus

$$M \equiv \frac{v}{c_s} = \ln \left(\frac{I_{i1}}{I_{i2}} \right) \cdot \frac{1}{2.22} \quad (5.12)$$

Dabei bezeichnet v die Geschwindigkeit des betrachteten Teilchens und c_s die adiabate Ionenschallgeschwindigkeit mit $c_s = \sqrt{k (T_e + 5/3 T_i) / m_i}$ [25].

5.1.1.3 Sondenmessungen an BATMAN und RADI

Bei der Anwendung elektrostatischer Sonden an den HF-Quellen für die NBI ergeben sich einige Besonderheiten, die beachtet werden müssen. Die wichtigsten und deren Einfluss auf die Anwendung werden im Folgenden beschrieben. Die verwendeten Methoden zur Messung und Signalauswertung sind in Kapitel 6.2 zu finden.

Sonden in HF-Plasmen

Sollen elektrostatische Sonden in HF-Plasmen zum Einsatz kommen, muss zunächst geklärt werden, wie groß der Einfluss der Hochfrequenz auf das Plasma ist. Dabei ist der wichtigste Einfluss die Oszillation des Plasmapotentials. Diese ist für Einzelsonden weitaus kritischer als für Doppelsonden, da der Abstand der beiden Elektroden im Fall der Einzelsonden wesentlich größer ist. Es wird deshalb im Folgenden von der Verwendung von Einzelsonden ausgegangen.

Um den Einfluss der Oszillation abzuschätzen, ist die Amplitude der Oszillation das wichtigste Maß. Ist diese kleiner als $0.5 T_e$, kann die Störung vernachlässigt werden [46]. Ist dies nicht der Fall, verschiebt sich die Strom–Spannungs–Kennlinie der Einzelsonde in horizontaler Richtung, so dass ein zu kleines Plasmapotential gemessen wird. Die Differenz des gemessenen zum korrekten Plasmapotential $\Delta\Phi_p$

ergibt sich nach [39] zu

$$\Delta\Phi_p = -\frac{kT_e}{e} \cdot \ln \left[\mathcal{J} \left(\frac{ea_0}{kT_e} \right) \right] \quad (5.13)$$

mit der Störungsamplitude a_0 und der modifizierten Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung $\mathcal{J}(x)$, deren Werte im Anhang zu finden sind. Dies hat keinen Einfluss auf die Auswertung der Temperatur, wie in [47] gezeigt wird. Ebenfalls hat eine horizontale Verschiebung der Kennlinie keinen Einfluss auf die Auswertung der Dichte.

Um den Einfluss der Oszillationen zu minimieren, kann eine Kompensationselektrode benutzt werden, wie sie in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Diese wird kurz hinter der Sondenspitze angebracht und ist wesentlich größer als die Sondenspitze. Sie floated im Plasma, d. h. sie ist an kein Potential angeschlossen und folgt somit den Potentialänderungen des Plasmas. Über eine passive Kopplung der Sondenspitze mit der Referenzelektrode folgt auch die Sondenspitze den Oszillationen, so dass die Spannung immer gegenüber dem aktuellen Plasmapotential angelegt wird. Details der verwendeten Kompensation werden in 6.2.1 beschrieben.

Trotz der Verwendung von Kompensationselektroden kann die Störung der HF die Kennlinie überlagern. Auch wenn die Kennlinie auf den ersten Blick sehr glatt erscheint, sind vor allem bei kleinen Strömen (Ionensättigungsbereich) kleinste Störungen von Bedeutung, da sich diese bei der 2. Ableitung und damit bei der Dynamik der EEVF verstärkt bemerkbar machen.

Sonden in Plasmen mit negativen Ionen

Sind negative Ionen im Plasma in nicht unerheblichen Maße vorhanden, so wird die Quasineutralität gegenüber den positiven Ionen sowohl von den Elektronen als auch von den negativen Ionen aufrecht erhalten. Somit wird zum einen die Elektronendichte verringert, und zum anderen ist die Beweglichkeit der negativen Ladungsträger insgesamt geringer. Beide Effekte führen dazu, dass der Elektronensättigungsstrom auf die Sonde verringert wird. Bei der Auswertung der Elektronendichte aus dem Strom am Plasmapotential ist der Einfluss jedoch gering, da die beweglicheren Elektronen den Strom auf die Sondenspitze dominieren. Laut [48] ergibt sich in der zweiten Ableitung der Kennlinie ein Peak direkt unterhalb des Plasmapotentials, aus dessen Höhe die negative Ionendichte bestimmt werden kann. Dieser Peak kann allerdings nur bei sehr rauscharmen Kennlinien detektiert werden. Bei Kennlinien, die in einer HF-Entladung aufgenommen wurden, verschwindet er im Rauschen.

Sonden im Magnetfeld

Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Messung mit Langmuirsonden lässt sich im Falle einer stoßfreien Raumladungsschicht nach [49] in vier Kategorien einteilen, die vom Faktor $\beta = r_s/r_{L,e}$, der das Verhältnis von Sondenradius zu Gyrationradius angibt, abhängig sind:

- $\beta < 1$: Schwaches Magnetfeld, der Einfluss auf die Sondenkennlinie kann vernachlässigt werden
- $\beta \approx 1$: Weiterhin schwaches Magnetfeld, kleine Korrekturen können nötig werden.
- $\beta > 1$: Starkes Magnetfeld, es sind nur noch Teile der Kennlinie auswertbar
- $\beta \gg 1$: Sehr starkes Magnetfeld, es ist keine Interpretation der Kennlinie mehr möglich

Ist von einem Einfluss des Magnetfeldes auf die Sonde auszugehen, ergibt sich zudem noch eine Abhängigkeit von der Orientierung der Sonde. Ist die Sonde parallel zu den Magnetfeldlinien ausgerichtet, so können der Draht und seine Halterung die Elektronen abschatten. Dies kann im Fall eines sehr kleinen Gyrationradius gegenüber dem Sondendrahtradius ($r_{L,e} \ll r_s$) zu stark verringertem Elektronensättigungsstrom führen, aus dem keine Dichtebestimmung mehr möglich ist [11]. Ist die Sonde senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet, so ist dieser Abschattungseffekt wesentlich geringer. Allerdings wird das Plasma insgesamt mehr gestört, da die Sonde mehrere Feldlinien kreuzt, und so insgesamt einen größeren Einfluss auf das Plasma hat.

Einfluss der Ionenmasse

Für die untersuchten Plasmen wird von einer Wasserstoff-Ionenzusammensetzung von 40% H^+ , 40% H_2^+ und 20% H_3^+ ausgegangen. Diese Verhältnisse ergaben sich aus Messreihen an Quellen für positive Ionen [50], die für die typischen Parameter an unseren Quellen (Leistung, Druck) extrapoliert wurden. Damit ergibt sich für reine Wasserstoffplasmen eine mittlere Ionenmasse von $\bar{m}_i = 1.8$ u. Geht man zudem von einer Cäsium-Ionendichte von maximal 1% [51] im Plasmavolumen aus, so erhöht sich die mittlere Ionenmasse auf $\bar{m}_i = 3.1$ u. Da der Cäsiumanteil und die exakte Ionenzusammensetzung der Wasserstoffionen nicht bekannt ist, wird standardmäßig mit einer mittleren Ionendichte von $\bar{m}_i = 1.8$ u gerechnet. Die Erhöhung der mittleren Ionenmasse durch Cäsium wird vernachlässigt, da die OES nur relative Cäsiumionendichten messen kann und somit die mittlere Ionenmasse nicht bestimmt werden kann. Der Fehler durch die Vernachlässigung dieses Einflusses ist in Kapitel 6.6 abgeschätzt.

Typische Plasmaparameter im Kontext elektrostatischer Sonden

Die verschiedenen Kenngrößen eines Plasmas (siehe Kapitel 3.4.1), die mit einer Langmuirsonde gemessen wurden, sollen für ein typisches Plasma, wie es an BAT-MAN vor dem Plasmagitter vorzufinden ist, in Zusammenhang gebracht werden. Für diese Zusammenstellung relevanter Größen werden die negativen Ionen vernachlässigt, da sie nur einen unwesentlichen Einfluss auf die Parameter haben, die für eine Charakterisierung des Plasmas notwendig sind.

Folgende Daten in Tabelle 5.1 sollen dabei für ein Plasma ohne negative Ionen vor

dem Extraktionsgitter als gegeben angesehen werden:

Tabelle 5.1: Typische Plasmaparameter für ein Plasma ohne negative Ionen vor dem Gitter an BATMAN.

	Allgemein	Elektronen	positive Ionen
Quelle	$p = 0.3 \text{ Pa}$ $n_n = 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $f_{\text{HF}} = 1 \text{ MHz}$ $B_{\text{zentr}} = 7 \text{ mT}$	$n_e = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ $T_e = 2 \text{ eV}$	$n_i = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ $T_i = 1 \text{ eV}$
Sonde	$r_s = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ $l_s = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$		

Daraus ergeben sich die in Tabelle 5.2 gezeigten Kenngrößen, aus denen sich dann die Anwendbarkeit der Sondentheorie und der Einfluss des Magnetfeldes bestimmen lassen:

Tabelle 5.2: Resultierende Kenngrößen in einem typischen Plasma vor dem Plasmagitter am Teststand BATMAN.

Allgemein	Elektronen	Ionen
$r_s = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ $\lambda_D = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ $r_s/\lambda_D = 0.8$ Ambipolare Diffusionskoeffizienten $D_{a,\parallel} = 90 \text{ m/s}$ $D_{a,\perp} = 0.7 \text{ m/s}$ Raumladungsschicht um Sonde (20 V): $r_{\text{RLS}} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$	Plasmafrequenz: $\omega_{p,e} = 2 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ Freie Weglängen: $\lambda_{en} = 0.3 \text{ m}$ $\lambda_{ei} = 0.8 \text{ m}$ Stoßfrequenzen: $\nu_{en} = 3 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ $\nu_{ei} = 1 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ Gyration: $r_{L,e} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ $\omega_{L,e} = 2 \cdot 10^8 \text{ Hz}$	$\omega_{p,i} = 4 \cdot 10^8 \text{ Hz}$ $\lambda_i = \lambda_{ii} = 0.3 \text{ m}$ $\nu_{ii} = 6 \cdot 10^4 \text{ Hz}$ $r_{L,i} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ $\omega_{L,i} = 1 \cdot 10^5 \text{ Hz}$

Die Kenngrößen wurden nach den Formeln in Kapitel 3.4 berechnet. Für die Be-

rechnung der Stöße von Elektronen und Neutralen wurde dabei der Wirkungsquerschnitt der elastischen Stöße von Elektronen mit Wasserstoffmolekülen herangezogen [52], der ähnlich dem der elastischen Stöße für Elektronen mit atomaren Wasserstoffneutralen ist [53]. Die inelastischen Stöße wurden vernachlässigt, da deren Wirkungsquerschnitt wesentlich geringer als der für die elastischen ist. [26] [24]. Nach Tabelle 5.2 ergibt sich also, dass bei den Elektronenstößen die Stöße mit den Neutralteilchen dominierend sind, bei den Ionen hingegen die Ion–Ion–Stöße. Mit diesen Werten ergeben sich dann diese Folgen:

$$r_s \approx \lambda_D < r_{\text{RLS}} < r_{\text{L,e}} < r_{\text{L,i}} < \lambda_i \approx \lambda_e \quad (5.14)$$

$$\nu_i \leq \omega_{\text{L,i}} < \omega_{\text{p,i}} \quad (5.15)$$

$$\nu_e \leq \omega_{\text{L,e}} < \omega_{\text{p,e}} \quad (5.16)$$

Daraus ergeben sich wiederum folgende Einteilungen :

- $\lambda_e, \lambda_i > r_{\text{RLS}}$: Die freie Weglänge der Ionen und Elektronen ist deutlich größer als die Ausdehnung der Raumladungsschicht. Somit ist von einer stoßfreien Raumladungsschicht auszugehen, für die die Standard–Sondentheorien gültig sind.
- $\omega_{\text{L,e}} > \nu_e$: Die Gyrationfrequenz der Elektronen übersteigt die Stoßfrequenz. Damit bezeichnet man die Elektronen als magnetisiert, d. h. sie stoßen erst nach einigen Gyrationen.
- $\omega_{\text{L,i}} \geq \nu_i$: Bei den Ionen ist die Gyrationfrequenz nur etwas größer als die Stoßfrequenz, so dass die Ionen nur schwach magnetisiert sind.
- $r_s < r_{\text{L,e}}$: Der Sondenradius ist kleiner als der Gyrationradius der Elektronen, so dass — trotz der Magnetisierung der Teilchen — von einem schwachen Magnetfeld ausgegangen werden darf, das keine Korrekturen bei der Auswertung der Sondenkennlinien bedarf.

5.1.1.4 Vor- und Nachteile elektrostatischer Sonden

Der Vorteil elektrostatischer Sonden liegt in der Vielzahl der Plasmaparameter, die aus der Kennlinie ermittelt werden können. Der mechanische und elektrische Aufbau ist nach der Grundidee der Anwendung einfach. Kompliziert wird die Anwendung der elektrostatischen Sonden bei Plasmen in Hochfrequenzentladungen, Plasmen mit Magnetfeldern oder hochionisierten Plasmen. Dann gelten die Standard–Auswertemethoden nicht mehr und die Auswertung der Plasmaparameter bedarf besonderer Sorgfalt. Ein weiterer Nachteil der Methode ist der Eingriff in das Plasma selbst, d. h. es muss darauf geachtet werden, dass die Messung das Plasma möglichst wenig stört.

Da bei Doppelsonden die Spannung zwischen den beiden, nah aneinander liegenden Elektroden angelegt wird, sind Doppelsondenkennlinien für gewöhnlich weniger von Plasmastörungen beeinträchtigt. Allerdings kann mit Doppelsonden keine EEVF

aufgenommen werden, so dass eine Temperaturbestimmung nur möglich ist, wenn tatsächlich eine Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten gemessen wurde. Zudem kann aus Doppelsondenkennlinien nur die Dichte der positiven Ionen bestimmt werden, nicht aber die der Elektronen.

5.1.2 Optische Emissionsspektroskopie

Die Optische Emissionsspektroskopie (OES) ist eine einfache und zuverlässige Methode, um Plasmen zu diagnostizieren. Es handelt sich dabei um eine nicht-invasive Methode, die sichtstrahlintegrierte Parameter liefert. Die OES misst die spektrale Intensitätsverteilung der aus dem betrachteten Volumen emittierten Strahlung im sichtbaren Bereich ($\approx 300 - 800 \text{ nm}$). Jeder Übergang in einem Atom oder Molekül sendet Photonen mit charakteristischen Wellenlängen aus, so dass vorhandene Spezies und deren Ionisationsstufen im Plasma bestimmt werden können. Aus der Intensität dieser emittierten Strahlung lassen sich zudem für die verschiedenen Spezies thermodynamische Größen wie Temperaturen und Dichten ermitteln.

Die Intensität ϵ der emittierten Strahlung für einen Übergang $p \rightarrow k$ ergibt sich dabei aus der Besetzungsdichte des Zustandes p und dem entsprechenden Einsteinkoeffizienten A_{pk} , der die Wahrscheinlichkeit der Abregung durch spontane Emission wiedergibt:

$$\epsilon_{pk} = n(p)A_{pk} \quad (5.17)$$

Die Dichte des angeregten Zustandes kann aus dem jeweils gültigen Besetzungsmodell (Thermodynamisches Gleichgewicht, Koronamodell oder Stoß-Strahlungsmodell, siehe Abschnitt 3.4.2) bestimmt werden. Mit deren Hilfe können dann Rückschlüsse auf die Dichten der einzelnen Atome oder Moleküle gezogen werden. Die vom Plasma emittierte Strahlung wird per Glasfaser oder anderen optischen Komponenten zu einem Spektrometer geführt. Dort wird sie durch ein optisches Gitter oder ein Prisma in Spektren zerlegt und über Photomultiplier oder CCD-Chips (*engl.*: Charge Coupled Device) detektiert.

5.1.2.1 Spektroskopie an BATMAN und RADI

Für das Niederdruck-Niedertemperaturplasma der Ionenquellen muss ein Stoß-Strahlungsmodell zur Berechnung der Besetzungsdichten eingesetzt werden. Das dafür verwendete Programm Yacora wurde schon in Abschnitt 3.4.3 beschrieben. Da die Anregung der Wasserstoffteilchen hauptsächlich durch Elektronenstöße mit den Spezies H_0 , H^+ , H_2 , H_2^+ geschieht, ergibt sich die Linienstrahlung zu

$$\epsilon_{pk} = \sum_i n_i n_e X_{pk}^{eff}(T_e, n_e, n_i \dots). \quad (5.18)$$

Dabei bezeichnet der Summationsindex i die vier oben genannten Teilchensorten und X^{eff} den dazugehörigen effektiven Ratenkoeffizienten. Dieser gibt für den entsprechenden Prozess die Rate der Strahlungsübergänge in Abhängigkeit der Dichten der beteiligten Stoßpartner und der Elektronentemperatur an und ergibt sich

aus Berechnungen des Stoß-Strahlungs-Modells. Können die negativen Ionen im Plasma nicht mehr vernachlässigt werden, muss der Prozess der gegenseitigen Neutralisation ebenfalls beachtet werden. Die Linienstrahlung ergibt sich dann zu:

$$\epsilon_{pk} = \sum_i n_i n_e X_{pk}^{eff}(T_e, n_e, n_i \dots) + n_{H^+} n_{H^-} X_{pk}^{eff}(T_e, n_{H^+}, n_{H^-} \dots) \quad (5.19)$$

Zur Bestimmung der Plasmaparameter werden die Balmerlinien des atomaren Wasserstoffs und die Fulcher-Banden des Wasserstoffmoleküls betrachtet. Mit Kenntnis der effektiven Ratenkoeffizienten, des Drucks in der Quelle und der Temperatur der Neutrale lassen sich daraus die Dichte der Neutralteilchen (H_0), der neutralen Moleküle (H_2), der Summe der positiven Ionen H_x^+ , der Elektronen, der negativen Ionen (H^-) sowie die Elektronentemperatur bestimmen. Die Details der Auswertung sind aus [30] ersichtlich.

Zudem wird mit Hilfe der Spektroskopie die Dichte des im Plasma vorhandenen atomaren Cäsiums ermittelt. Dazu wird die Spektrallinie des neutralen Cäsiums bei $\lambda = 852 \text{ nm}$ betrachtet. Typischerweise ergeben sich Dichten von $n_{Cs} \approx 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Eine Korrelation dieser Dichte mit den extrahierten Ionenströmen gibt Aufschluss über die Konditionierung der Quelle, so dass man die Temperatur des Cäsiumofens bezüglich der gewünschten Verdampfungsrate anpassen kann. Die Spektrallinien des einfach ionisierten Cäsiumions bei $\lambda = 460.3 \text{ nm}$ und $\lambda = 522.7 \text{ nm}$ liegen ebenfalls im betrachteten Wellenlängenbereich. Eine quantitative Auswertung dieser ist allerdings nicht möglich, da die entsprechenden Ratenkoeffizienten nicht vorhanden sind [28]. Eine Abschätzung ergab, dass das Verhältnis von einfach ionisierten Cäsiumionen zu neutralen Cäsiumatomen ca. 30 beträgt. Damit ergibt sich die Dichte der einfach ionisierten Cäsiumionen zu $n_{Cs^+} \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Die Dichte kann bis auf 1% der Elektronendichte ansteigen.

Die bei den Sonden beschriebenen Besonderheiten bei Messungen an den Testständen BATMAN und RAD1 sind für die Spektroskopie weitestgehend ohne Konsequenz: Da die Signale rein optisch übertragen werden, und die Messwerte über einige 10 ms integriert werden, hat die Hochfrequenz keinen Einfluss auf die Messung. Ebenso ergibt sich kein Einfluss des Magnetfeldes, da die gemessene Strahlung davon ebenfalls unbeeinflusst bleibt. Negative Ionen stellen zunächst keine Einschränkung für die Anwendung der Spektroskopie dar. Ihr Einfluss muss allerdings bei der Auswertung beachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Spektroskopie zum Vergleich der gemessenen Elektronendichte, Elektronentemperatur und Dichte negativer Ionen herangezogen. Bei der Auswertung der Elektronentemperatur ist dabei der unterschiedliche Empfindlichkeitsbereich der Langmuirsonden und der OES zu beachten (vgl. Abbildung 5.5): Die Langmuirsonde ermittelt die Temperatur direkt aus der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen (siehe Abbildung 5.5(a) und Abschnitt 5.1.1.1). Die Auswertung der OES beruht auf dem mit dem Stoß-Strahlungs-Modell berechneten effektiven Ratenkoeffizienten. In die Berechnung dessen geht als Eingabeparameter der Ratenkoeffizient ein, der sich aus der Faltung des Wirkungsquerschnittes mit der Geschwindigkeitsverteilung ergibt ($X = \langle \sigma \cdot v \rangle$). Da der Wirkungs-

querschnitt der betrachteten Elektronenstoßanregung eine Schwellenergie von über 10 eV hat (siehe Abbildung 5.5(a)), ergibt sich für sehr geringe Elektronentemperaturen ein kleiner effektiver Ratenkoeffizient, da es kaum Elektronen gibt, die die Schwellenergie zur Anregung übersteigen (schraffierter Bereich in Abbildung 5.5a)). Es ergibt sich also eine starke Abhängigkeit des effektiven Ratenkoeffizienten von der Temperatur wie in Abbildung 5.5(b) zu sehen ist. So ergibt sich für eine Temperatur von $T_e = 1.5$ eV ein um fast drei Dekaden niedrigerer effektiver Ratenkoeffizient als für eine Temperatur von $T_e = 4.5$ eV. Wie aus Gleichung 5.18 hervorgeht, ist die emittierte Strahlung linear vom effektiven Ratenkoeffizienten abhängig. Somit ergeben sich für kleinere Temperaturen geringere Strahlungsinintensitäten, die bei der Auswertung größere Unsicherheiten aufweisen.

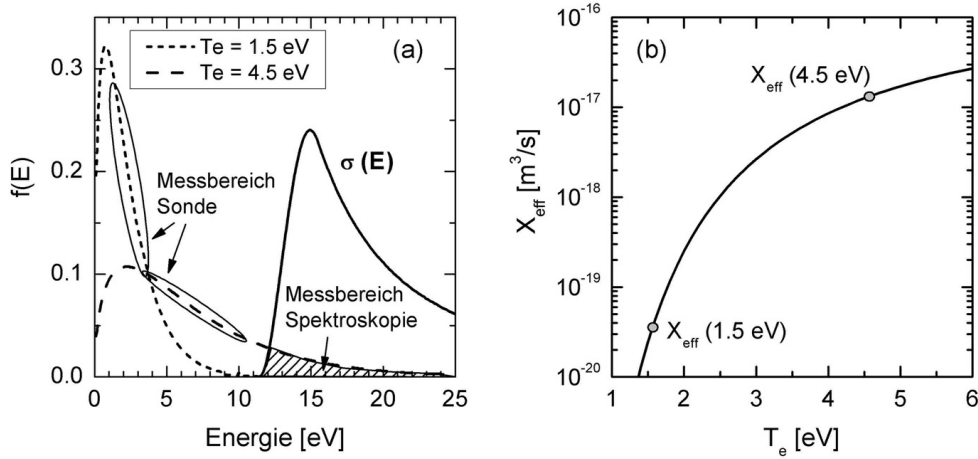


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitt der Elektronenstoßanregung sowie EEVF (a) und resultierende effektive Ratenkoeffizienten (b) für Wasserstoff.

Für geringe Elektronentemperaturen im Plasma können aufgrund der genannten Unterschiede der Messverfahren unterschiedliche Temperaturen ermittelt werden. So liegen die mit der OES ermittelten Temperaturen in den untersuchten Plasmen typischerweise im Bereich von 1 bis 3 eV, während die mit der Langmuirsonde ermittelten Temperaturen im Bereich von 0.5 bis 2 eV liegen.

Der Aufbau der OES an den Testständen und die verwendeten Komponenten werden in Kapitel 6.3 beschrieben.

5.1.2.2 Vor- und Nachteile der Spektroskopie

Zum Aufbau der Spektroskopie als Plasmadiagnostik benötigt man nur wenige Komponenten (Spektrometer, Lichtleiter, Fokussierungsoptik), die zudem einfach und mit geringem Platzaufwand am Experiment angebracht werden können. Wei-

tere Vorteile ergeben sich zum einen aus der Tatsache, dass es sich um ein nicht-invasives Messverfahren handelt. Zum anderen geschieht die Übertragung des Signals per Lichtleiter, so dass das Spektrometer außerhalb störender elektromagnetischer Felder aufgebaut werden kann. Des weiteren bietet die Spektroskopie eine Bestimmung der Parameter in zeitlich guter Auflösung (100 ms).

Die Schwierigkeit bei der Anwendung der Spektroskopie liegt in der Auswertung der Daten. Zunächst muss das Spektrometer kalibriert und die aufgenommenen Spektren mit den daraus gewonnenen Empfindlichkeitskurven korrigiert werden, um Aussagen über die tatsächlich emittierte Strahlung machen und mehrere Sichtlinien miteinander vergleichen zu können. Zur Auswertung von Dichten und der Elektronentemperatur ist, wie oben beschrieben, ein Stoß-Strahlungs-Modell nötig, welches die Besetzungsdichten der einzelnen Elektronen-Niveaus in Abhängigkeit von Temperaturen und Dichten der vorhandenen Teilchen berechnet. Die Genauigkeit der Auswertung hängt dabei wesentlich von der Genauigkeit des Modells ab, d. h. von der Anzahl der betrachteten Prozesse und der Genauigkeit der verwendeten Wirkungsquerschnitte und Übergangswahrscheinlichkeiten [54]. Ein weiterer Nachteil der Spektroskopie ist, dass Parameter nur linienintegriert gemessen werden können. Somit können keine Aussagen über Profile in Richtung des Sichtstrahls gemessen werden. Bei mehreren Sichtstrahlen ist eine Tomographie möglich.

5.2 Messverfahren zur Bestimmung der Dichte negativer Ionen

Die Diagnostik negativer Ionen unterscheidet sich von der Diagnostik der Plasma-parameter dahingehend, dass die Verfahren nicht unbedingt zu Standarddiagnostiken zählen. Im Folgenden werden drei Verfahren zur Messung der Dichte negativer Wasserstoffionen beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen.

5.2.1 Laserdetachment

Mit dem Laserdetachment-Verfahren ist es möglich, die Dichte negativer Ionen orts aufgelöst zu bestimmen. Das Verfahren beruht auf dem Photodetachmentprozess, bei dem ein Photon mit hinreichender Energie das zusätzliche Elektron ablöst:



Die frei werdenden Elektronen werden mit einer Langmuirsonde aufgenommen, die mit einer konstanten Spannung im Elektronensättigungsbereich betrieben wird (siehe Abbildung 5.6). Der schematische Aufbau eines Laserdetachmentsystems am Experiment ist in Abbildung 5.7 zu sehen.

Der zeitliche Verlauf eines idealen Signals ist in Abbildung 5.8 zu sehen und ist wie folgt zu erklären: Durch das Ablösen der Elektronen von den negativen Ionen erhöht sich die Beweglichkeit der negativen Ladungsträger insgesamt, so dass sich der Strom auf die Sonde erhöht, der vor dem Laserpuls durch den Elektronensättigungsstrom gegeben ist. Der Stromhub ist dabei proportional zur Dichte der negativen Ionen und bleibt einige Zeit (typischerweise einige μs) erhöht. Durch die Zerstörung der negativen Ionen und durch das Absaugen der entstandenen Elektronen entsteht im Laserstrahlvolumen ein Mangel an negativen Ladungsträgern, der nur durch die trägen Teilchen kompensiert werden kann: negative Ionen müssen von außen in das Strahlvolumen hinein diffundieren, oder positive Ionen aus dem Strahlvolumen heraus. Diese kurzzeitige Verletzung der Quasineutralität führt dazu, dass der Strom auf die Sondenspitze nach dem Hub unter den Anfangswert absinkt, bevor er sich wieder dem Ausgangswert annähert. Dieser Überschwinger ist dabei hauptsächlich von der Beweglichkeit der Ionen und somit von deren Temperatur abhängig [21]. Vor dem Laserpuls zieht die Sonde also einen Strom, der von der Elektronendichte abhängig ist. Kurz nach dem Laserpuls stehen mehr Elektronen zur Verfügung, die zum Strom auf die Sonde beitragen können, so dass es einen erhöhten Strom auf die Sonde gibt. Es ist zu beachten, dass die Gesamtladungsträgerdichte der negativen Teilchen durch den Laserpuls nicht geändert wurde — es ändert sich nur die Beweglichkeit der negativen Ladungsträger. Aus dem Verhältnis des Stromhubs (ΔI) zum Strom vor dem Laserpuls (I_{e0}) lässt sich dann das Verhältnis der Dichte der negativen Ionen (n_{H^-}) zur Elektronendichte (n_e) ermitteln:

$$\frac{\Delta I}{I_{e0}} = \frac{n_{\text{H}^-}}{n_e} \quad (5.21)$$

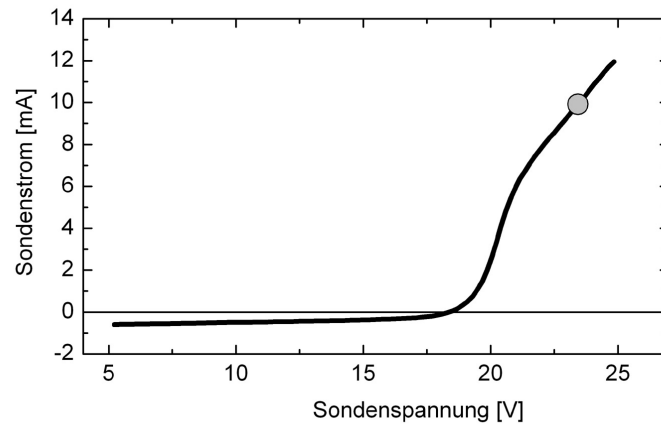


Abbildung 5.6: Betriebspunkt der Langmuirsonde für das Laserdetachment-Verfahren. Die angelegte Spannung wird so gewählt, dass die Sonde im Elektronensättigungsbereich betrieben wird.

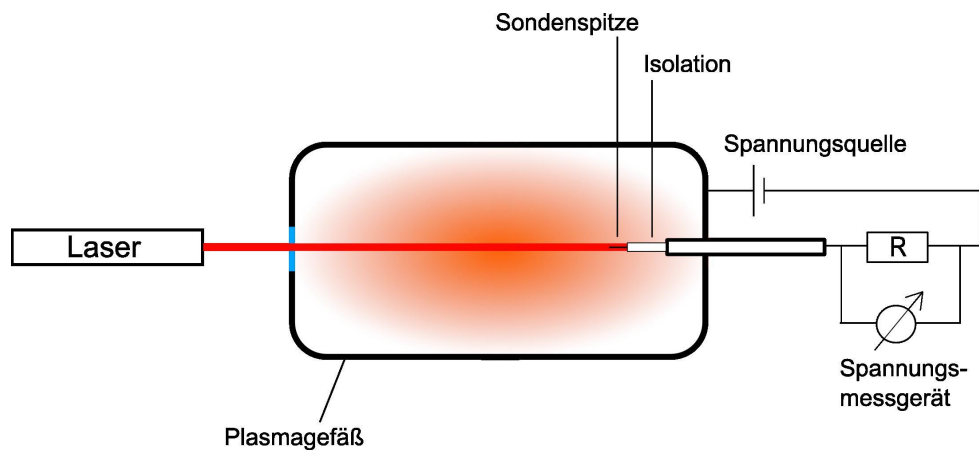


Abbildung 5.7: Prinzipieller Aufbau des Laserdetachment-Verfahrens
Prinzipieller Aufbau des Laserdetachment-Verfahrens am Experiment

Diese Gleichung ist gültig, wenn folgende Bedingungen erfüllt sein:

- **Wahl der Laserwellenlänge:** Die Laserwellenlänge und damit die Photonenenergie muss so gewählt werden, dass das zusätzliche Elektron abgelöst werden kann, es aber zu keiner Ionisierung anderer Plasmateilchen kommt. Im Falle von Wasserstoff ist das Elektron nur mit einer geringen Affinität von 0.75 eV an das Atom gebunden. Damit können Wellenlängen unterhalb 1600 nm ein negatives Wasserstoffion zerstören. Photonen dieser Energie sind allerdings nicht in der Lage, ein Wasserstoffatom oder -molekül zu ionisieren. Der Wirkungsquerschnitt für das Ablösen des zusätzlichen Elektrons eines

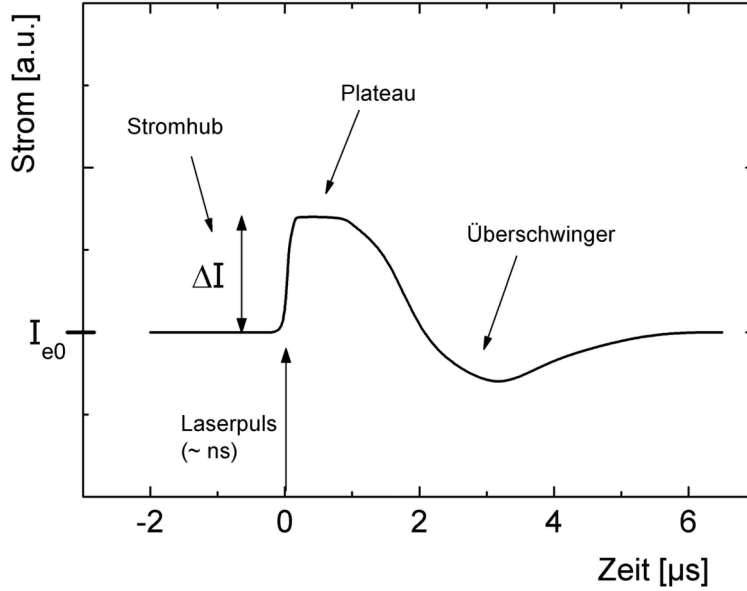


Abbildung 5.8: Ideales, theoretisches Detachmentsignal

negativen Wasserstoffions liegt für die Grundfrequenz eines Nd:YAG-Lasers (1064 nm) bei $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ [19], [20], wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

- **Laserstrahlenergiedichte:** Die Energiedichte des Laserstrahls muss hoch genug sein, damit alle negativen Ionen im Strahlvolumen zerstört werden. Der Anteil zerstörter Ionen $\Delta n_{\text{H}^-}/n_{\text{H}^-}$ ergibt sich aus [21]

$$\frac{\Delta n_{\text{H}^-}}{n_{\text{H}^-}} = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{h\nu} \frac{E}{A}\right). \quad (5.22)$$

Dabei ist σ der Wirkungsquerschnitt des Detachmentprozesses, $h\nu$ die Energie des Photons und E/A die Laserstrahlenergie pro Strahlfläche (Laserstrahlenergiedichte). Für einen Nd:YAG-Laser würden somit bei einer Laserstrahlenergiedichte von $E/A = 245 \text{ J/m}^2$ der Anteil von 99%, bei $E/A = 367 \text{ J/m}^2$ der Anteil von 99.9% der negativen Ionen zerstört werden. Kann die Energiedichte nicht direkt gemessen werden, bringt folgendes Verfahren Klarheit: die Laserleistung wird schrittweise erhöht, und der Stromhub über der Laserenergie aufgetragen. Die entstehende Kurve zeigt eine Sättigung, aus der der benötigte Laserleistung abgelesen werden kann.

Bei diesem Punkt ist darauf zu achten, dass der Laserstrahl keine Komponenten des Messaufbaus aufheizt. So kann z. B. die Keramikisolation der Langmuirsonde durch zu hohe Energiedichten des Laserstrahls aufgeheizt werden, was unter Umständen zum Ausgasen der Keramik führen kann. Dieses Gas

wird instantan im Plasma ionisiert, so dass es zu einer Verfälschung des Messergebnisses kommt.

- **Wahl der Sondenspannung:** Es muss sichergestellt sein, dass alle zusätzlich entstandenen Elektronen von der Sonde eingefangen werden. Dies ist dann erreicht, wenn die Sonde im Elektronensättigungsbereich arbeitet, d. h. wenn die Sondenspannung über dem Plasmapotential liegt. Die Spannung sollte dabei nicht zu hoch gewählt werden, um den Strom auf die Sonde zu begrenzen und so ein Aufheizen des Sondendrahtes zu verhindern.
- **Auswertung des Stromhubes:** Um den Stromhub auswerten zu können, sollte dieser ein Plateau ausbilden. Die Länge des Plateaus ist dabei abhängig vom Durchmesser des Laserstrahls. Um überhaupt einen Hub der korrekten Höhe zu bekommen, muss der Laserstrahldurchmesser größer sein als der effektive Sondenradius, der durch $r_{s,\text{eff}} = r_s + i \cdot r_{\text{RLS}}$ mit dem Korrekturfaktor i zwischen 2 und 3, angenähert werden kann [55].

Sind all diese Bedingungen erfüllt, dann kann mit dem Verhältnis aus Gleichung 5.21 und der Kenntnis der Elektronendichte die absolute Dichte der negativen Ionen bestimmt werden. Um eine orts aufgelöste Messung zu erhalten, muss die Elektronendichte ebenfalls orts aufgelöst gemessen werden. Dabei bietet sich die Messung mit der Langmuirsonde an, da die Sonde für das Laserdetachment-Verfahren ohnehin benötigt wird.

Der Laserstrahl kann senkrecht oder ko-axial auf die Sondenspitze gerichtet sein. Im Falle der senkrechten Ausrichtung besteht der Vorteil, dass keine weiteren Teile der Sonde vom Laserstrahl getroffen werden. Für eine orts aufgelöste Messung muss der Laserstrahl ko-axial zur Sondenachse angebracht werden, da Sonden meist nur in axialer Richtung verfahrbar sind.

5.2.1.1 Laserdetachment an BATMAN

Die Anwendung des Laserdetachment-Verfahrens an HF-Quellen führt zu ähnlichen Besonderheiten wie bei der Anwendung der Langmuirsonde:

Laserdetachment in HF-Plasmen

Bei der Anwendung des Laserdetachment-Verfahrens an HF-Plasmen ergeben sich, je nach Anregungsfrequenz, Schwierigkeiten mit Störungen auf dem Messsignal. Dies gilt vor allem dann, wenn die Periodendauer der Anregung in der selben Größenordnung liegt wie das Laserdetachmentsignal, was bei der an BATMAN verwendeten Anregungsfrequenz von 1 MHz gegeben ist. In diesem Fall ist es nicht möglich, die Störungen über einen Bandfilter zu eliminieren. Zur Minimierung der Störungsamplitude kann die Spannung an die Sondenspitze gegen die Kompensationselektrode angelegt werden, die sich kurz hinter der Sondenspitze befindet und wesentlich größer ist als diese (siehe Kapitel 5.1.1). Dabei ist darauf zu achten, dass sich das Potential der Kompensationselektrode gegenüber der Gefäßwand

nicht verändert, wenn durch einen Laserpuls ein höherer Strom auf die Sondenspitze fließt.

Laserdetachment in Magnetfeld

Ähnlich wie bei der Langmuirsonde kann ein vorhandenes Magnetfeld Einfluss auf die Messung haben. Da für die Messung allerdings nur Elektronen benötigt werden, die jeweils dieselben Bedingungen vorfinden, ist davon auszugehen, dass das Magnetfeld keinen Einfluss auf die Messung des Stromverhältnisses hat. Erst bei der Auswertung der absoluten Dichte muss beachtet werden, dass die negativen Ionen im Gegensatz zu den Elektronen als nicht magnetisiert zu betrachten sind. Dies hat einen Einfluss auf den Abschattungseffekt der Sonde, der sich vor allem auf die magnetisierten Elektronen auswirkt. Somit wird die Dichte der negativen Ionen eher überschätzt. Der Abschattungseffekt ist vor allem bei einer senkrecht zu den Magnetfeldlinien angebrachten Sonde von Relevanz.

5.2.1.2 Vor- und Nachteile des Laserdetachment-Verfahrens

Das Laserdetachment-Verfahren ist das geeignetste Verfahren, Dichten negativer Ionen mit guter örtlicher Auflösung (im cm-Bereich) zu messen. Messungen mit einem Massenspektrometer sind bei vorhandenen Magnetfeldern sowie instabilen negativen Ionen wie negativer Wasserstoffionen schwierig, die Detektion mit der Cavity-Ringdown-Spektroskopie liefert nur sichtstrahlintegrierte Werte und die Anwendung der Mikrowelleninterferometrie in Zusammenhang mit dem Photodetachmentprozess ist durch die Geometrie der Plasmaquelle limitiert [56]. Der experimentelle Aufwand des Aufbaus ist zumeist vertretbar, da zusätzlich zu einer meist schon vorhandenen Langmuirsonde nur ein Laserstrahl coaxial zu dieser justiert werden muss. Die benötigte Elektronik beinhaltet ebenfalls nichts außergewöhnliches, ein Widerstand zur Strommessung genügt. Ebenso ist die Auswertung der Messsignale unkompliziert, solange die oben genannten Bedingungen erfüllt wurden.

Der größte Nachteil des Verfahrens besteht darin, dass es sich um ein invasives Verfahren handelt. Es muss somit eine möglichst kleine Sonde zum Einsatz kommen, um die Störungen durch das Einbringen der Sonde zu minimieren. Für kleine Dichten negativer Ionen ist das Verfahren nur bedingt empfehlenswert, da dann das Verhältnis von Stromhub zu Grundstrom sehr klein wird. In diesem Fall muss der AC-Anteil des Signals, also nur der Stromhub, getrennt gemessen und verstärkt werden. Dies wird erschwert, wenn große elektrische Störfelder, wie sie bei HF-angeregten Plasmen entstehen können, vorhanden sind. In diesem Fall wird das Signal-Rausch-Verhältnis sehr klein, da die Messung der elektrischen Signale durch die Störfelder überlagert werden kann. Es sollte deshalb eine passive Kompensation der HF verwendet werden. Der Störeinfluss der HF spielt dann auch bei der Auswertung der Signale eine Rolle, d. h. es müssen geeignete Verfahren zur Eliminierung der HF-Störungen gefunden werden. Dies ist besonders dann von Bedeutung, wenn

die Frequenz der Störung ähnlich der Frequenz des Messsignals ist, wie dies der Fall an den untersuchten Plasmen ist.

5.2.2 Cavity–Ringdown–Spektroskopie

Mit der Cavity–Ringdown–Spektroskopie können absolute Dichten negativer Ionen sichtstrahlintegriert bestimmt werden. Wie beim Laserdetachment–Verfahren wird auch hier der Photodetachmentprozess ausgenutzt (siehe Gleichung 5.20), allerdings wird in diesem Fall die Absorption des Laserlichtes gemessen. Dabei wird das Laserlicht in einen Resonator eingekoppelt, dessen Spiegel hochreflektiv sind (Reflektivität $R > 99.99\%$). Die Abklingzeiten eines leeren Resonators (τ_0) wird dann mit der Abklingzeit des mit Plasma gefüllten Resonators (τ') verglichen. Dabei reagiert der Resonator sehr empfindlich auf die zusätzliche Dämpfung des Lichtes durch das Plasma. Aus

$$n = \frac{1}{\sigma c} \cdot \frac{d}{l_p} \cdot \left(\frac{1}{\tau'} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (5.23)$$

kann dann die Dichte der negativen Ionen bestimmt werden. Es werden zur Auswertung nur der Abstand der beiden Spiegel d , die Plasmalänge l_p , der Wirkungsquerschnitt des Photodetachmentprozesses σ und die Lichtgeschwindigkeit c benötigt. Für die Wahl der Laserwellenlänge gelten dieselben Bedingungen wie für das Laserdetachment–Verfahren: die Photonen müssen die zusätzlichen Elektronen ablösen können, es darf aber keine weitere Absorption stattfinden, um die Dichte der negativen Ionen korrekt zu bestimmen.

Eine detailliertere Beschreibung der Anwendung der Cavity–Ringdown–Spektroskopie an den HF-Quellen ist in [32] zu finden.

5.2.2.1 Cavity–Ringdown–Spektroskopie an BATMAN und RADI

Da sich nur optische Komponenten an der Quelle befinden und auch das Signal rein optisch ist, ergeben sich keine Probleme bei der Anwendung der Cavity–Ringdown–Spektroskopie an HF-Quellen oder in Magnetfeldern.

Es können sich allerdings mechanische Schwierigkeiten bezüglich einer stabilen Justierung bei der Anwendung an großen Quellen ergeben.

5.2.2.2 Vor- und Nachteile der Cavity–Ringdown–Spektroskopie

Das Verfahren bietet die Möglichkeit, absolute Dichten von negativen Ionen sichtstrahlintegriert zu bestimmen. Der Aufbau ist dabei relativ einfach, da nur wenige optische Komponenten benötigt werden. Die Verwendung von ausschließlich optischen Komponenten in der Nähe des Experiments ist ein großer Vorteil, da externe Störungen wie z. B. elektro-magnetische Felder nicht in die Signalleitungen einkoppeln können. Ein Nachteil des Verfahrens ist, dass nur sichtstrahlintegrierte Dichten gemessen werden können. Zudem kann die Justierung der hochreflektiven Spiegel

einige Zeit in Anspruch nehmen. Bei der Anwendung an großen Quellen muss darauf geachtet werden, dass z.B. durch thermische Ausdehnung die Justierung der Spiegel nicht verloren geht. Zudem wird der Aufbau mit steigender Größe vibrationsempfindlicher, so dass eine geeignete Konstruktion benötigt wird. Bei kurzen Laserpulsen und großen Spiegelabständen kann es zu dem sogenannten „mode-beating“ kommen, wenn mehrere Resonatormoden anschwingen [57]. Diese müssen mit geeigneten Optiken oder leichter manueller Dejustierung vermindert werden [32]. Ein weiteres Problem stellen die hochempfindlichen Spiegel dar, die in reaktiven oder beschichtenden Plasmen vor dem Verlust ihrer Reflektivität geschützt werden müssen.

5.2.3 Optische Emissionsspektroskopie

Das Prinzip der OES sowie die Anwendung und Vor- und Nachteile wurden in Abschnitt 5.1.2 bereits erläutert.

Sind negative Ionen in nicht zu vernachlässigender Dichte im Plasma vorhanden, müssen bei der Verwendung von Stoß-Strahlungs-Modellen die relevanten Prozesse der negativen Ionen mit beachtet werden. Da die negativen Ionen hauptsächlich einen Einfluss auf die Besetzung des ersten angeregten Zustandes haben, ist eine Auswertung der Dichte negativer Ionen über das Linienverhältnis von H_α/H_β möglich. Details der Auswertung sind in [30] zu finden.

6 Messaufbau und Signalauswertung

Es werden zunächst die experimentellen Rahmenbedingungen erläutert, unter denen die in Kapitel 5 beschriebenen Diagnostiken an den Testständen zum Einsatz kamen. Alle dort beschriebenen Diagnostiken kamen an BATMAN zum Einsatz, die Langmuirsonde und die OES zusätzlich auch an RADI. Darauf folgend wird der Aufbau und die Signalauswertung der Diagnostiken an den Testständen beschrieben.

Der Fokus liegt dabei auf den Messverfahren der Langmuirsonde sowie des Laserdetachments, die im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich angewandt wurden. Die anderen Messverfahren dienen hier vorrangig der Verifikation bzw. dem Vergleich der Messwerte.

6.1 Experimentelle Rahmenbedingungen

Da es sich bei den Testständen um komplexe Großexperimente handelt, die von diversen Subsystemen wie z. B. der Hochspannungsversorgung, Titanverdampferpumpen, großen Kühlwasseranlagen usw. abhängig sind, konnten nicht alle gewünschten Messreihen durchgeführt werden. Zum einen werden für den Betrieb des Teststandes und der Diagnostik mehrere Personen benötigt (typischerweise eine Person zum Betrieb des Teststandes und eine Person pro Diagnostik). Zum anderen kam es bei größeren Umbauten an der Quelle (z. B. Ein- oder Ausbau der Biasplatte, Wechsel der Titanverdampferstäbe...) zu längeren Stillständen der Teststände. Bei einer Demontage der Quelle werden die inneren Flächen durch die Umgebungsluft kontaminiert, so dass die Cäsium-Konditionierung der Oberflächen verloren geht. Bis sich diese wieder in optimalem Zustand befindet, muss die Quelle ein bis zwei Wochen konditioniert werden. In dieser Phase unterliegen die Quellenparameter stetigen Veränderungen, so dass keine systematischen Parameterreihen untersucht werden können.

Der Teststand RADI wurde während der Zeit, in der diese Arbeit entstand, aufgebaut und in Betrieb genommen. In der folgenden Phase der Inbetriebnahme war kein dauerhaft stabiler Quellenbetrieb möglich, so dass es nur wenige reproduzierbare Entladungen gab, an denen systematische Messreihen möglich waren. Die gezeigten Messergebnisse zeigen somit erste Trends, die das grundsätzliche Verhalten des Plasma in dieser großen Quelle widerspiegeln.

6.2 Elektrostatische Sonden

Zur Diagnostik der Plasmaparameter mit elektrostatischen Sonden sind an den Testständen mehrere Sonden in unterschiedlicher Ausführung im Einsatz. Den Standard bildet dabei die Langmuirsonde, wie sie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben ist.

Darüberhinaus ist noch eine Sonde mit Janus-Kopf im Einsatz (siehe Abschnitt 5.1.1.2). Bei dieser Konstruktion sind vier flache Elektroden im Quadrat angebracht. Beide Sondenarten können zudem mit der Boyd–Twiddy–Methode (siehe Abschnitt 5.1.1.1) betrieben werden.

6.2.1 Langmuirsonde

Es stehen für die Teststände der NBI vier Langmuirsonden zur Verfügung. Die beiden Standardmodelle haben einen Hub von 22 bzw. 24 cm. Für den Einsatz an RADI wurden Sonden mit einem größeren Hub benötigt. Neben einigen mechanischen Verbesserungen haben diese Sonden den Vorteil eines Hubes von 50 cm.

Die verwendeten Langmuirsonden besitzen alle eine zylindrische Spitze aus Wolframdraht mit einem Radius von $r_s = 25 \mu\text{m}$ und einer Länge von $l_s = 5 \text{ mm}$. Der schematische Aufbau der Sondenspitze sowie ein Foto der Sondenspitze ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Zur Kompensation der Schwingungen des Plasmapotentials durch die Hochfrequenz sind alle Sonden mit einer Kompensationselektrode ausgestattet. Diese befindet sich, abgetrennt von der Spitze durch ein Keramikröhrchen, 1 cm hinter dieser. Sie hat einen Durchmesser von $r = 8 \text{ mm}$ und eine Oberfläche von ca. $A \approx 300 \text{ cm}^2$, womit diese Fläche um mehr als den Faktor 1000 größer ist als die Fläche der Sondenspitze. Die Durchführung der Sondenspitze und der Kompensationselektrode bis zum hinteren Ende der Sonde wirkt dabei wie ein Koaxialkabel, wobei die entstehende Kapazität bei der Auslegung der Messelektronik beachtet werden muss.

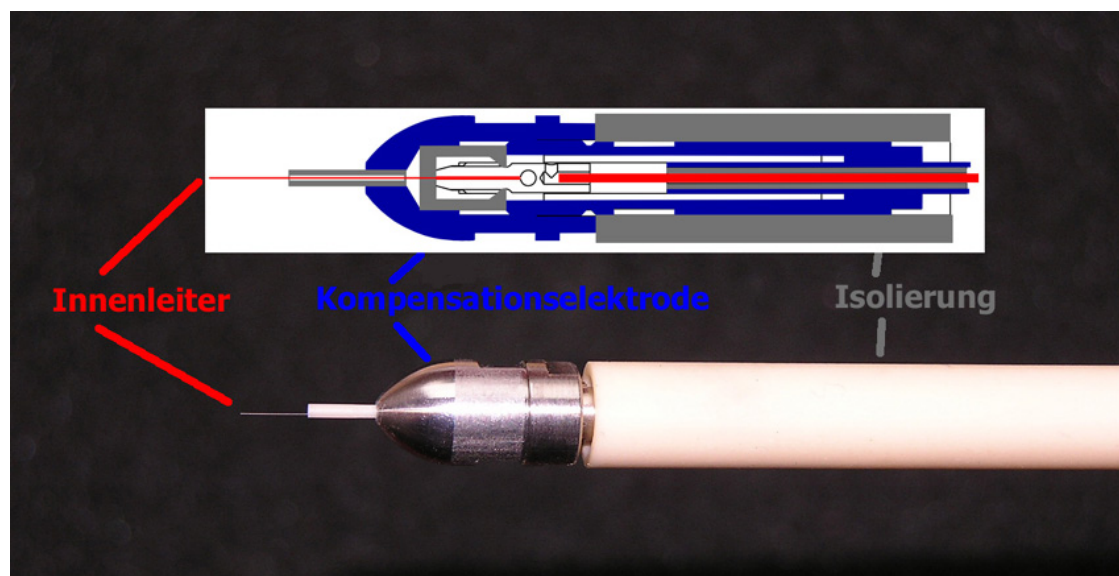


Abbildung 6.1: Detailaufbau der Sondenspitze der Langmuirsonde.

Alle Sonden können über einen Schrittmotor bewegt werden, so dass orts aufgelöste Messungen möglich sind. Die Langmuirsonden wurden grundsätzlich parallel zum Plasmagitter betrieben. Am Teststand BATMAN kamen die Sonden vor allem in

den beiden Zugängen XL2 (zentrale Horizontale) und YT1 (vertikal) zum Einsatz (siehe Abbildung 4.6). Je nachdem, welche Sonde an welchem Zugang zum Einsatz kam, konnten Profile bis über die Mitte hinaus gemessen werden. In horizontaler Richtung beträgt der Abstand vom Flansch bis zur Mitte der Quelle 25.8 cm, vom Zugang YT1 aus sind es 35.8 cm. Da die Sondenspitzen in ihrer Ausgangsposition einige cm in die Quelle hineinragen, können alle Sonden in horizontaler Richtung bis über die Mitte hinaus messen, in vertikaler Richtung können dies nur die beiden für RADI konstruierten Sonden.

An RADI können die Sonden in allen horizontalen Ports sowie in den Ports YT1 bis YT4 angebracht werden und reichen in beiden Richtungen bis über die Mitte der Quelle.

Die Spannung an der Sondenspitze wird gegen die Gefäßwand angelegt, die Kompensationselektrode floated im Plasma. Die Sondenspitze ist über einen Kompensationstransformator mit der Kompensationselektrode gekoppelt, so dass die Schwingungen des Plasmapotentials eliminiert werden. Die elektrische Schaltung dieser passiven Kompensation ist in Abbildung 6.2 zu sehen.

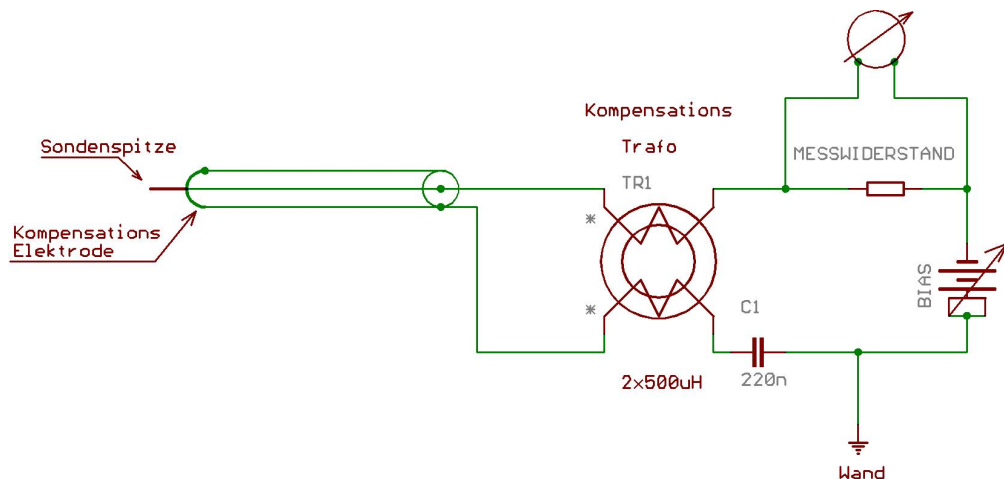


Abbildung 6.2: Elektrisches Schaltbild der passiven Kompensation für die Langmuirsonden.

Die Steuerung der Sonde geschieht über das PlasmaMeter (PM), das in einer Zusammenarbeit mit der Universität Charkov, Ukraine¹ entwickelt wurde. Das PM wird in der Nähe der Plasmaquelle untergebracht, allerdings möglichst weit entfernt von der HF-Spule. Das Kabel zur Sonde ist doppelt geschirmt (Triax-Kabel). Der Innenleiter geht auf die Sondenspitze, der innere Schirm liegt auf Quellenpotential. Der äußere Schirm, der einzig die Einkopplung der HF auf das Kabel verhindern soll, ist nur auf der Sonden­seite mit dem Quellenpotential verbunden. Der Datenaustausch zwischen dem außerhalb des HF-Käfigs stehenden Computer und dem PM geschieht über eine Lichtleiter-USB-Verbindung, so dass mit diesem Aufbau auch unter Hochspannung, d. h. während der Extraktion, gemessen werden

¹Kontakt: Prof. V. Dudin, University of Charkov, Ukraine

kann. Die Motorsteuerung für den Schrittmotor ist ebenfalls direkt am Experiment untergebracht und kann ebenfalls über die Sondensoftware gesteuert werden. Das Programm zur Auswertung und Steuerung der Sonde ist dabei sehr flexibel gehalten. Im Folgenden werden die Parameter der Software beschrieben:

- **Kalibrierung:** Aufgrund von Ungenauigkeiten der im PM eingebauten Kondensatoren und Widerstände durch Toleranzgrenzen muss das PM vor dem ersten Einsatz kalibriert werden. Um diese auszugleichen, wird zunächst die ausgegebene Spannung überprüft, und mit Hilfe eines Parameters zur Nullpunktverschiebung und eines Parameters zur Linearität korrigiert. Zur Messung des Sondenstroms kann zwischen sieben verschiedenen Strombereichen gewählt werden. Für jeden dieser Bereiche muss ebenfalls die Nullpunktverschiebung und die Linearität angepasst und in die Software eingegeben werden.
- **Aufnahme:** Für die Aufnahme der Kennlinie müssen die Anfangs- und Endspannung eingegeben werden, sowie die gewünschte Schrittgröße. Die minimale Schrittgröße beträgt dabei $\Delta U = 0.003 \text{ V}$. Jeder Spannungspunkt kann beliebig oft gemittelt werden, wobei eine größere Anzahl an Mittelungen die Messzeit für eine Kennlinie erheblich verlängert. Pro Spannungspunkt benötigt das Programm $200 \mu\text{s}$ zur Messung. Je nach zu erwartender Elektronendichte und gewählter Sondenspannung ist der Strommessbereich einzustellen. Dabei können folgende Messbereiche gewählt werden: $1 \mu\text{A}$, $10 \mu\text{A}$, $100 \mu\text{A}$, 1 mA , 10 mA , 100 mA , 300 mA . Der maximal erlaubte Strom beträgt 300 mA . Es sollte allerdings darauf geachtet werden, dass der eingestellte Messbereich nur bis ca. 80% ausgenutzt ist, denn darüber kann es zu Sättigungseffekten kommen. Die Aufnahme kann entweder per Hand, oder durch einen externen Triggerpuls gestartet werden. Ist die Option „continuous measurement“ aktiviert, wird bei jedem externen Trigger eine neue Messung gestartet und die Nummer im Dateinamen automatisch um eins erhöht. Es können einzelne Kennlinien aufgenommen werden, oder mehrere hintereinander. Für einen Positionsscan müssen Start- und Endposition sowie die Schrittweite des Motors eingegeben werden. Es kann aber auch die Schrittweite Null gewählt werden, und dafür eine Anzahl an zu messenden Kennlinien eingegeben werden. Damit werden mehrere Kennlinien an einer Stelle gemessen, so dass man einen zeitlichen Verlauf messen kann („time trace“). Für eine typische Mittelung von 10 Messpunkten, einem Spannungsbereich von $U_s \approx 30 \text{ V}$ und einer Kennlinienauflösung von $\Delta U_s = 0.1 \text{ V}$ können während der 4 s Extraktion an BATMAN ca. 10 Messpunkte gemessen werden. Bei einer Messung vom Rand der Quelle bis zum Endpunkt der Sonde ergibt das eine räumliche Auflösung von ca. $\Delta x \approx 2 \text{ cm}$. In Abbildung 6.3 ist die Bildschirmanzeige des Programms zu sehen. Im mit (a) bezeichneten Fenster werden die ausgewerteten Parameter gezeigt, die auch per Hand veränderbar sind. Fenster (b) zeigt die gemessene Kennlinie sowie die aus den Parametern in Fenster (a) berechnete Kennlinie vom

Ionensättigungsbereich bis zum Plasmapotential. Fenster (c) zeigt die zweite Ableitung der Kennlinie. In Fenster (d) kann zwischen der Darstellung der EEDF und der EEPF (siehe Abschnitt 5.1.1.1), und zudem einer linearen oder logarithmischen Auftragung gewählt werden. Fenster (e) zeigt eine gespiegelte Auftragung der zweiten Ableitung, aus der die Elektronentemperatur ermittelt wird.

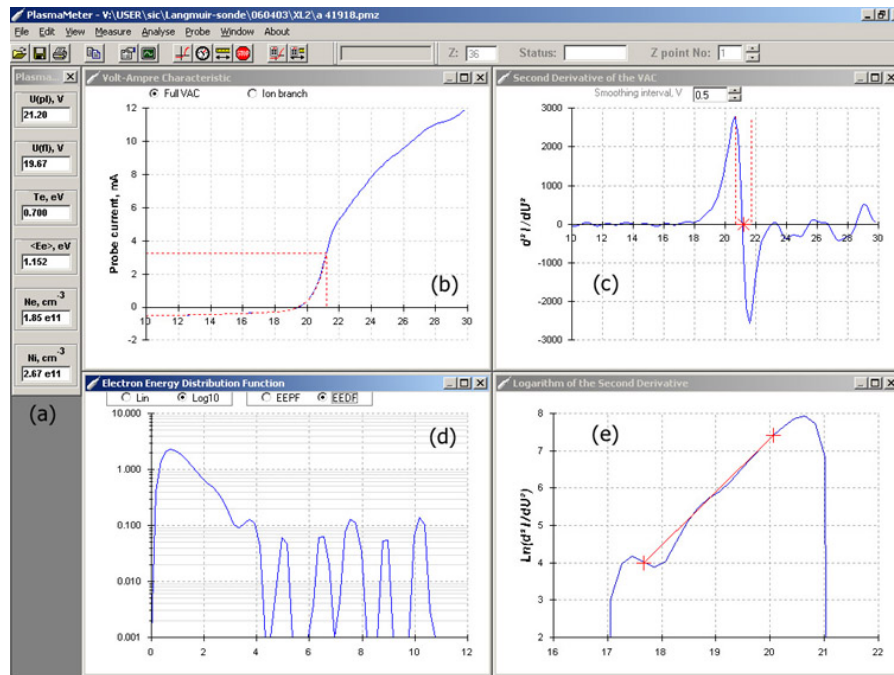


Abbildung 6.3: Bildschirmansicht der Plasmameter-Software

- Auswertung:** Das Programm bietet eine automatische Auswertung aller Parameter an (vgl. Abschnitt 5.1.1). Das Floatingpotential wird mit dem Nulldurchgang der Kennlinie definiert, das Plasmapotential mit dem Nulldurchgang der zweiten Ableitung. Die Elektronentemperatur wird aus der Steigung der EEVF berechnet, die Elektronendichte wird aus dem Strom am Plasmapotential bestimmt. Für die Auswertung der Dichte positiver Ionen muss die mittlere Ionenmasse angegeben werden. Des weiteren kann zwischen der Auswertung nach ABR oder BRL-Theorie entschieden werden, wobei die Auswertung nach der Ionendichte nach der BRL-Theorie für die untersuchten Plasmen ohne negative Ionen die bessere Übereinstimmung mit der Elektronendichte zeigt. Somit wird die BRL-Theorie als Standard der Auswertung benutzt. Für beide Ionentheorien muss eine Definition für den Ionensättigungsstrom angegeben werden. Standardmäßig wird dafür der Strom bei $\Phi_p - 10 \cdot T_e$ mit T_e in eV genommen. Das Programm zeigt die ausgewerteten Daten an, sowie die Kennlinie, die zweite Ableitung, die EEVF und den Graphen, aus dem die Temperatur bestimmt wird (etwas andere Auf-

tragung der EEVF). Aus den ausgewerteten Daten berechnet das Programm eine Kennlinie bis zum Plasmapotential, die in den Graphen der gemessenen Kennlinie eingezeichnet ist. Somit kann der Anwender die ausgewerteten Daten überprüfen und gegebenenfalls per Hand anpassen. Sind die Kennlinien von Rauschen überlagert, kann das Programm die Kurven glätten. Dabei muss der Spannungsbereich, über den gemittelt werden soll, angegeben werden. Typischerweise reichen Glättungen über $0.5 - 0.7 \text{ V}$ aus, um aus der 2. Ableitung das Plasmapotential ablesen zu können.

- **Sonstiges:** Besteht der Verdacht, die Sondenspitze könnte verdreckt sein, kann diese vor jeder Messung oder einmalig durch Aufheizen gereinigt werden. Dazu muss angegeben werden, auf welcher Spannung die Sonde wie lange betrieben werden soll. Typische Werte dafür sind $U = -80 \text{ V}$, $t = 1 \text{ s}$. Zwischen zwei Spannungsrampen wird die Sonde für einige ms auf die „park voltage“ gesetzt. Diese Park-Spannung sollte auf den niedrigsten Wert der Spannungsrampe gesetzt werden, damit der Verstärker vor der ersten Spannungsrampe genügend Zeit hat, die gewünschte Startspannung zu liefern. Das Programm beinhaltet zudem eine Oszillographenfunktion: Die Sonde wird dabei auf die Park-Spannung gesetzt. Mit diesem Programm ist es z. B. möglich, Oszillationen im Plasma zu vermessen. Es besteht auch die Möglichkeit, sich direkt eine Spektrum-Analyse anzeigen zu lassen.

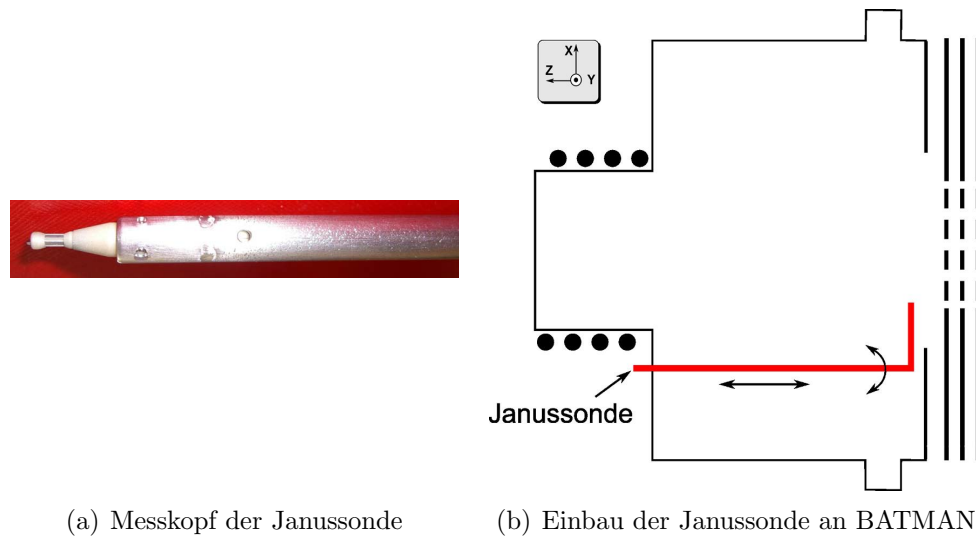
Wird die Sonde an BATMAN bei Deuteriumbetrieb und Extraktion betrieben, muss dies ferngesteuert geschehen (siehe Abschnitt 4.1). Dazu wird auf dem Messcomputer in der Teststandshalle ein RealVNC-Server² installiert, so dass der gesamte Computer und damit die PM-Software von einem anderen Computer aus bedient werden kann.

6.2.2 Janussonde

Die Janussonde ist eine besondere Art der Doppelsonde, mit einem Sondenkopf, in dem vier planare Elektroden mit einer Fläche von 3 mm^2 im Quadrat angeordnet sind (siehe Abschnitt 5.1.1.2). Die Elektroden sind dabei gegenseitig durch einen Keramikquader isoliert, wie in Abbildung 6.4(a) zu sehen ist. Diese Sonde kam im Rahmen dieser Arbeit nur an BATMAN zum Einsatz.

Der Sondenkopf ist auf einem 15 cm langen, L-förmigen Arm angebracht. Wird dieser in der Rückplatte des Expansionsgefäßes installiert (siehe Abbildung 6.4(b)), so können durch Drehung des Armes radiale Verläufe mit einer Auflösung von 10° vermessen werden. Die Sonde kann zudem in axialer Richtung mit einer Auflösung von $\Delta x = 0.5 \text{ cm}$ bewegt werden. Beide Bewegungen können allerdings nur per Hand gesteuert werden. Um also Profile zu messen, werden mehrere Plasmaentladungen benötigt, für die wiederum konstante Quellenparameter gewährleistet werden müssen.

²VNC: Virtual Network Computing, *<http://www.realvnc.com/index.html>



(a) Messkopf der Janussonde

(b) Einbau der Janussonde an BATMAN

Abbildung 6.4: Fotografie des Messkopfes der Janussonde (a) sowie schematische Zeichnung des Einbaus der Janussonde an BATMAN (b)

Da die Position der Janussonde nur per Hand geändert werden kann, ist ein Betrieb in Deuterium bei Extraktion sehr zeitaufwändig, da für jeden Puls die Halle verlassen werden muss. Es wurde deshalb nur in Wasserstoffentladungen gemessen. Zudem konnten nur Untersuchungen ohne Extraktion der Ionen durchgeführt werden, da keine Signalübertragung per Lichtleiter aus dem Hochspannungsbereich zur Verfügung stand.

6.2.3 Boyd–Twiddy–Methode

Die Boyd–Twiddy–Methode beschreibt eine Möglichkeit, über die Modulation der Spannungsrampe direkt die EEVF zu messen, wie in Abschnitt 5.1.1.1 beschrieben ist. Dafür wird eine Ansteuerung verwendet, die im Rahmen einer Zusammenarbeit mit der UKAEA/ EURATOM Fusion Association, Großbritannien³ zur Verfügung gestellt wurde. Das Verfahren konnte in dieser Messkampagne nicht bei Extraktion betrieben werden.

Die Kennlinie wird typischerweise mit Spannungsschritten von $\Delta U = 0.5 - 1$ V aufgenommen, wobei typischerweise ca. 100 Spannungspunkte gemessen werden. Jeder Spannungspunkt wird ca. 5 ms lang gehalten, so dass je nach der Frequenz der Modulation über mehrere Perioden gemittelt wird. Die aus dem DC-Anteil des Messsignals erhaltene Kennlinie kann nach den Standardverfahren ausgewertet werden. Die Temperatur erhält man allerdings direkt aus dem AC-Anteil des Signals.

Für die Auswertung der Dichten wurden nur die einfachsten Formeln verwendet

³Kontakt: B. Crowley, UKAEA/EURATOM Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, Oxon OX14 3DB, Großbritannien

(siehe Gleichung 5.4 für den Elektronenstrom und 5.7 für den Ionenstrom). Somit ist diese Auswertung nur für eine Abschätzung der absoluten Dichten geeignet. Allerdings können zeitliche oder räumliche Verläufe der Dichten durchaus wiedergegeben werden.

6.3 Optische Emissionsspektroskopie

Für die drei Teststände BATMAN, MANITU und RADI stehen mehrere Spektrometer zur Verfügung, die je nach Bedarf eingesetzt werden. Zwei Modelle, die intern mit S1 und S2 bezeichnet werden, sind standardmässig an BATMAN im Einsatz. Zudem stehen zwei 3-Kanal Spektrometer (S3a und S3b), sowie ein weiteres Einkanal-Spektrometer (S4) zur Verfügung, welches hauptsächlich an MANITU zum Einsatz kommt. Die beiden 3-Kanal Spektrometer sind hauptsächlich für den Einsatz an RADI vorgesehen, werden aber je nach Bedarf auch an den anderen Testständen eingesetzt. Bei den Spektrometern handelt es sich jeweils um Übersichtspektrometer der Firma Ocean Optics, mit einem Detektorbereich von 200 – 870 nm. Die maximal mögliche Auflösung beträgt damit bei 2048 Pixeln 0.35 nm. Es können maximal 1000 Spektren pro Sekunde aufgenommen werden. Typischerweise wird mit Belichtungszeiten zwischen 20 und 100 ms gearbeitet.

Die Lichtwellenleiter, über die das Messsignal an das Spektrometer geleitet wird, können an speziell angefertigte Optikköpfe auf den Fenstern der Ports angeschraubt werden. In den Optikköpfen befindet sich eine Kollimatorlinse, die das Plasma-leuchten auf die Eingangsebene des Lichtleiters fokussiert. Der Kern der Lichtleiter besteht aus Quarz und hat einen Durchmesser von $d = 400 \mu\text{m}$.

Im Wellenlängenbereich des Spektrometers befinden sich die Spektrallinien der H_α , H_β und H_γ -Übergänge sowie die Cäsiumlinie bei $\lambda = 852\text{nm}$. Aus den Zeitverläufen einer Entladung werden zwei Intensitäten dieser Linien ermittelt: Ein Wert aus der Zeit der Extraktion, und der zweite Wert für das Plasma ohne Extraktion. Zur Veranschaulichung ist ein zeitlicher Verlauf einer Entladung an BATMAN in Abbildung 6.5 zu sehen. Für den Wert während der Extraktion wird die zweite Hälfte des Signals in der Extraktionsphase gemittelt, für den Wert der HF-Phase wird über den hinteren Bereich des Signals im HF-Nachlauf (siehe Abbildung 4.2) gemittelt. Mit Hilfe des Stoß-Strahlungs-Modell Yacora können dann die Plasmaparameter der Elektronen-, Neutralteilchen-, negative Ionen- und molekularen Wasserstoffdichte sowie die Elektronentemperatur bestimmt werden. Für die genaue Erklärung der Auswertung sei auf [30] verwiesen.

Im Deuteriumbetrieb kann auch die Software der Spektrometer über die RealVNC-Software von einem anderen Computer aus bedient werden.

6.4 Laserdetachment

Das Laserdetachment-Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit an BATMAN aufgebaut und in Betrieb genommen.

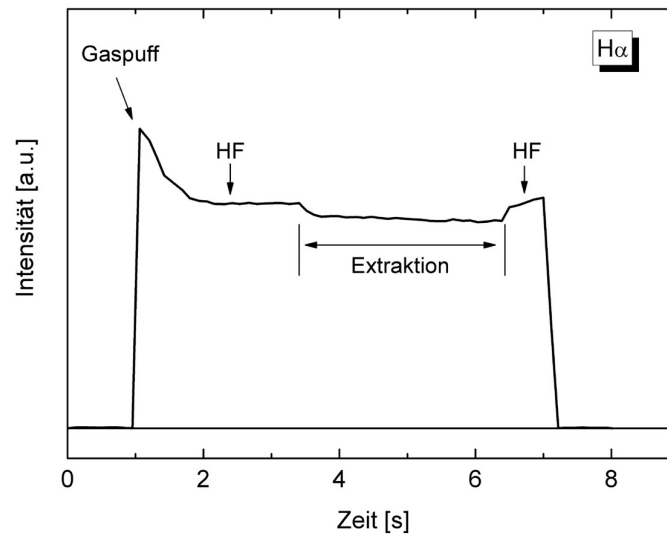


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf der Intensität einer H_{α} -Linie an BATMAN.

Der verwendete Laser (Spitlight 300) ist ein Nd:YAG-Laser der Firma Innolas mit einer maximalen Pulsenergie von 300 mJ bei $\lambda = 1064$ nm. Der Puls hat eine Dauer von 7 ns, einen Ausgangsdurchmesser von 6.5 mm mit einer Strahldivergenz von < 0.5 mrad (Herstellerangaben). Die Ausgabe des Laserstrahls wird über einen Güteschalter kontrolliert, so dass die ausgegebene Strahlenergie durch die Zeitverzögerung zwischen Anschalten der Blitzlampe und Öffnen des Güteschalters geregelt werden kann. Beide Vorgänge können sowohl intern als auch extern getriggert werden. Die Strahlenergie kann zudem noch über die angelegte Lampenspannung oder die Öffnung des Güteschalters (holdoff) gesteuert werden, wobei die Regelung über die Verzögerungszeit am stabilsten ist und die geringsten Verluste der Strahlqualität mit sich bringt.

Der Laserstrahl muss koaxial zur Langmuirsonde justiert werden, um orts aufgelöste Messungen zu ermöglichen. Erschwert wird diese Justierung durch die Tatsache, dass die Sonde in einem Winkel von 3° zur Horizontalen eingebaut ist. Da das Licht des Nd:YAG-Lasers im unsichtbaren Wellenlängenbereich liegt, wird zur Justierung ein HeNe-Laser verwendet. Dieser muss zunächst koaxial zum eigentlichen Laserstrahl justiert werden. Am einfachsten ist die Justierung der Umklenkspiegel, die den Laserstrahl in die Quelle leiten, wenn der Quellenkörper abgebaut ist, so dass nur noch das Gittersystem und der Diagnostikflansch bestehen bleiben, und freier Zugang zur Sonde möglich ist. Während Konditionierungsphasen der Quelle ist dies aber nicht möglich, so dass der Laserstrahl allein anhand optischen Zugangs durch andere Fenster justiert werden muss. Am hilfreichsten dabei ist das Fenster, welches zentral in der Rückplatte des Drivers angebracht ist und einen Blick senkrecht auf das Gitter und die davor angebrachte Sonde ermöglicht. Aller-

dings ist der Sichtbereich auf das Gitter von diesem Fenster aus auf ca. ± 5 cm der Gittermitte beschränkt. Für die vertikale Justierung bis an Startposition der Sonde muss das selbe Fenster verwendet werden, durch das der Laserstrahl in die Quelle geleitet wird. Für die Justierung des Laserstrahls in horizontaler Richtung werden die Fenster an der Oberseite des Diagnostikflansches (v. a. Port YT1) zu Hilfe genommen, wodurch die Justierung bis zur Startposition der Sonde verifiziert werden kann. Die Justierung -sowohl des Justierlaserstrahls auf den Nd:YAG-Laserstrahl, als auch auf die Sonde- müssen vor jeder Messung kontrolliert werden.

Das elektrische Messsignal wird mit einer Langmuirsonde aufgenommen, wie sie in Abschnitt 6.2 beschrieben ist. Die Sonde ist für das Laserdetachment-Verfahren immer im Port XL2 angebracht. Die verwendete Elektronik unterscheidet sich von der für die Messungen mit der Langmuirsonde. Im Gegensatz zur Langmuirsonde wird die Spannung beim Laserdetachment zwischen der Sondenspitze und der Kompensationselektrode angelegt. Da die Kompensationselektrode auf Floatingpotential liegt, muss nur die Differenz zum Plasmapotential an die Sondenspitze angelegt werden, um in den Elektronensättigungsbereich zu gelangen. Eine Kontrollmöglichkeit dazu ist der Vergleich der Ströme auf die Sonde im Laserdetachmentaufbau und im Langmuirsondenaufbau. Wird die Sondenspitze im Laserdetachmentaufbau mit der Spannung U_s betrieben, muss die dann fließende Stromstärke die gleiche sein, wie die der Langmuirsonde bei der Sondenspannung $\Phi_{fl} + U_s$. Typischerweise wird für die Laserdetachmentmessung eine Sondenspannung von $U_s = 20$ V angelegt.

Die beiden zu messenden Signale (I_{e0} und ΔI) werden getrennt gemessen, und über zwei getrennte Lichtleiterübertragungsstrecken aus dem Sicherheitsbereich des Teststandes (HF-Käfig) hinaus geführt. Der Strom vor dem Laserpuls, I_{e0} , wird als Spannungsabfall über den in Abbildung 6.6 mit R2 bezeichneten Widerstand gemessen. Der Stromhub ΔI wird nur als Wechselstromanteil gemessen, weshalb der

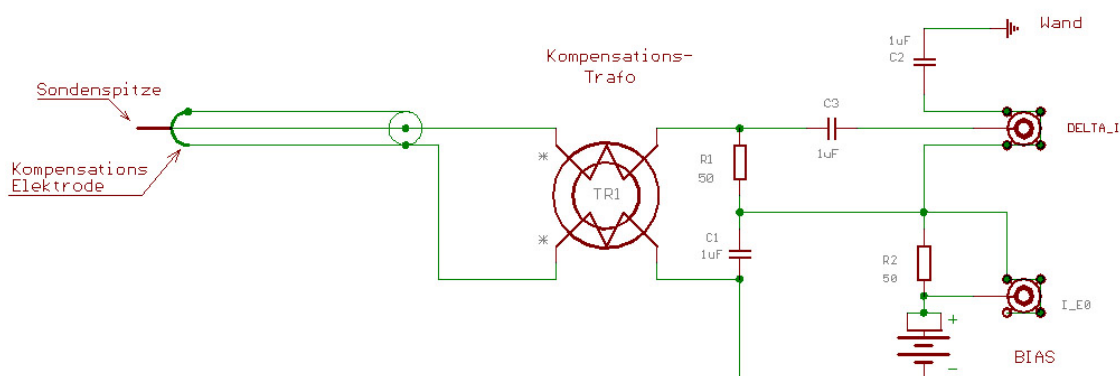


Abbildung 6.6: Elektrisches Schaltbild der Laserdetachmentmessung.

mit C3 bezeichnete Kondensator in der Messleitung für das Stromhubsignal eingebaut ist. Der Messwiderstand für dieses Signal setzt sich aus dem mit R1 bezeichneten Widerstand, sowie einem parallel geschalteten 50 Ω -Widerstand im Eingang

der Lichtleiterübertragungsstrecke zusammen, so dass sich der Messwiderstand zu $R_{\Delta I} = 25 \, \Omega$ ergibt. Die Lichtleiterübertragungsstrecke für das Hubsignal ist eine schnelle Übertragungsstrecke mit einer Anstiegszeit von $\Delta t = 400 \, \text{ns}$ und einer Verstärkung von $G = 2$. Für den Strom vor dem Laserpuls wird eine langsame Übertragungsstrecke ohne Verstärkung verwendet. Beide Signale werden außerhalb des HF-Käfigs mit einem Oszillographen aufgezeichnet. Sollen mehrere Laserpulse gemittelt werden, geschieht dies direkt im Oszillographen. Für den Wert des Stroms vor dem Laserpuls wird vom Oszillographen der Mittelwert des Stromes über der gesamten Aufnahmezeit ermittelt.

Für die Steuerung des Laserdetachment-Verfahrens wurde ein LabVIEW-Programm geschrieben, welches die Trigger für den Laser und den Oszillographen ausgibt, die Messsignale vom Oszillographen ausliest und speichert, sowie den Motor steuert. Zudem können mit Hilfe dieses Programms die Einstellungen des Oszillographen angepasst werden. Ein Flussdiagramm der Signalwege ist in Abbildung 6.7 zu sehen.

Um reproduzierbare Signale zu erhalten, wird der Trigger an den Güteschalter des Lasers in Phase zur HF-Oszillation des Senders ausgegeben. Dies geschieht in einer sogenannten Triggerbox, die vom LabVIEW-Programm eine Triggerfreigabe bekommt, während der sie mit bis zu 10 Hz Triggerpulse an die Blitzlampe ausgibt. Zudem werden Triggerpulse mit der an der Triggerbox eingestellten Verzögerungszeit zwischen Blitzlampe und Güteschalter in Phase zur HF für den Güteschalter ausgegeben. Die Verzögerungszeit weist somit einen Fehler von $1 \, \mu\text{s}$ auf, was sich aber praktisch nicht auf die Laserleistung auswirkt. Die maximale Laserleistung ergibt sich bei $\Delta t = 220 \, \mu\text{s}$, die Hälfte der Laserstrahlenergie erhält man mit Verzögerungszeiten von ca. $\Delta t = 280 \, \mu\text{s}$. Der Triggerpuls von der Triggerbox an den Güteschalter wird zudem als Triggerpuls für den Oszillographen verwendet, der damit seine Aufnahme startet und die folgenden Pulse mittelt (bei entsprechender Einstellung).

Zur Auswertung des Stromhubes wird das Signal in Microsoft[®]-Excel eingelesen. Da die Oszillationen des Plasmapotentials und damit die Störungen auf dem Stromsignal periodisch auftreten wie in Abbildung 6.8(a) zu sehen ist, wird mit einem Excel-Makro eine HF-Schwingung vor dem Stromhub ermittelt. Diese wird dann periodisch vom Gesamtsignal subtrahiert, so dass die Störungen durch Plasmapotentialoszillationen eliminiert werden. Aus diesem Differenzsignal kann dann der Stromhub ausgewertet werden, wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist. Um eine reproduzierbare Auswertung zu gewährleisten, wird der Stromhub mit einem Hill-Fit (siehe Anhang A.2) angenähert, der die Höhe des Plateaus ausgibt.

Die Aufnahme eines Messpunktes dauert, je nach Anzahl der Mittelungen, bis zu zwei Sekunden. Dabei wird bei einer 8-fachen Mittelung und einer Frequenz von 10 Hz des Lasers knapp eine Sekunde benötigt, um die acht Signale zu erhalten. Eine weitere Sekunde benötigt die Übertragung des Signals vom Oszillographen zum Computer über eine Netzwerkverbindung. Da die Extraktionsphase an BATMAN auf 4 s beschränkt ist, können maximal zwei Messpunkte pro Entladung aufgenommen werden, so dass keine zeitlich aufgelösten Messungen mit dem

Laserdetachment-Verfahren möglich sind. Sollen nun Ortsprofile gemessen werden, sind mehrere Entladungen notwendig, zumal für die Messung eines Ortsprofils zusätzlich drei Messungen an einer Position gemittelt werden.

Dies ist nur dann möglich, wenn die Quelle stabil läuft, d. h. wenn die Parameter der extrahierten Ströme und des Plasmas vor dem Extraktionssgitter über mehrere Entladungen konstant bleiben. Dies ist meist nur der Fall, wenn die Quelle entweder ganz ohne Cäsium betrieben wird, oder wenn die Quelle optimal konditioniert ist. Im ersten Fall sind im Plasma entsprechend wenige negative Ionen vorhanden, so dass eine Messung aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses schwierig ist. Somit sind Profilmessungen praktisch nur bei einer optimal konditionierten Quelle möglich.

Für den Betrieb in Deuterium kann die gesamte Steuerung des Messverfahrens über die RealVNC-Software von einem anderen Computer aus betrieben werden.

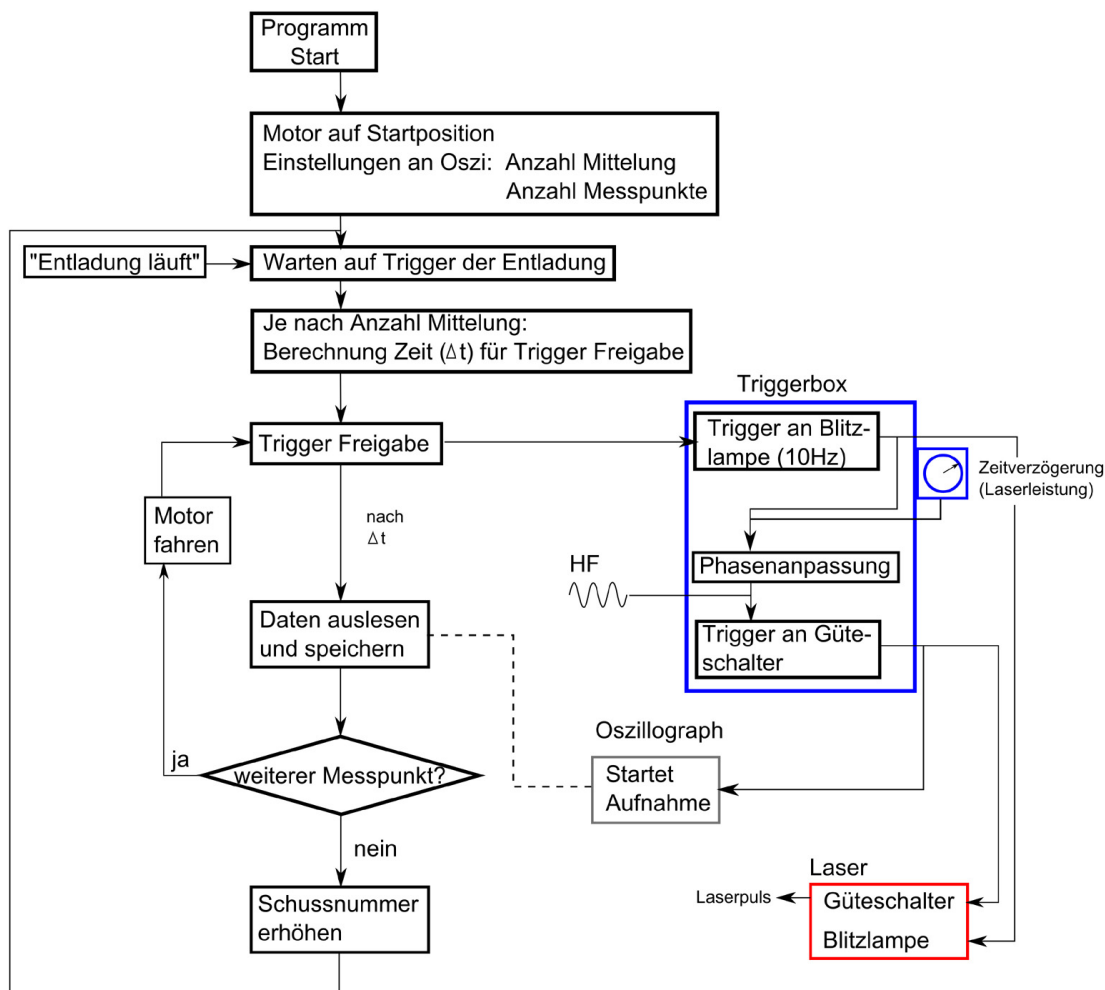
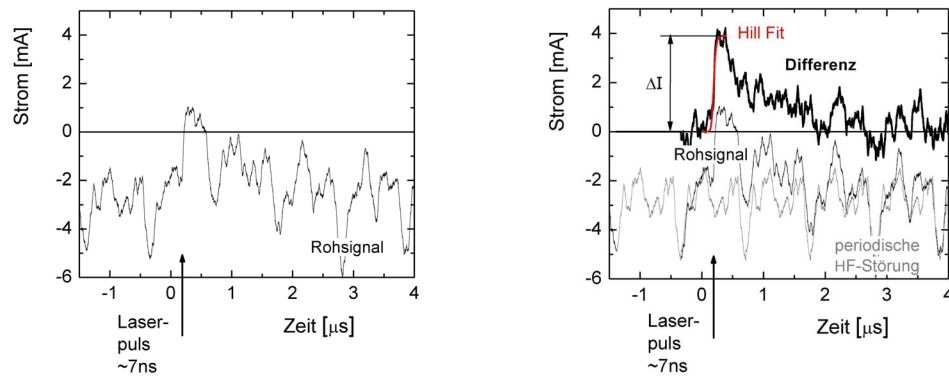


Abbildung 6.7: Flussdiagramm der Ansteuerung für die Laserdetachmentmessungen.



(a) Laserdetachment Rohsignal

(b) Ermittlung des Differenzsignals

Abbildung 6.8: Die periodische Störung wird vom gesamten Messsignal abgezogen, so dass durch einen Hill-Fit der Stromhub ermittelt werden kann.

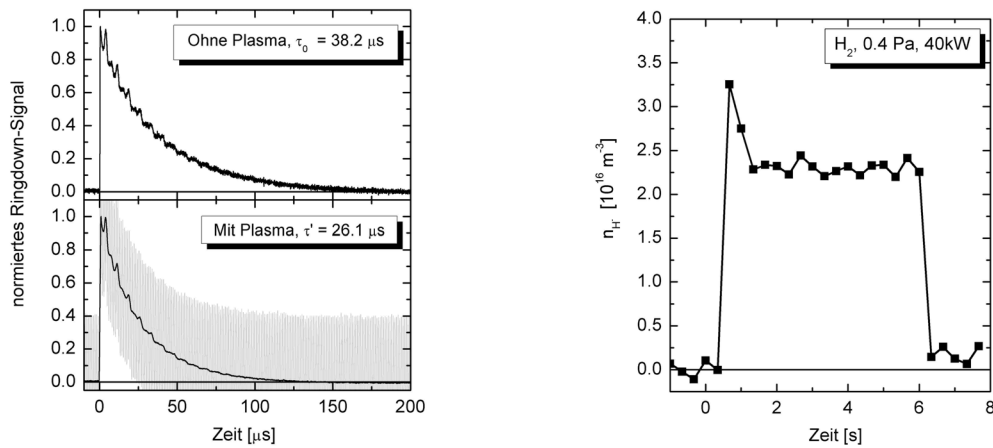
Die Einstellungen des Oszillographen können direkt über die Netzwerkverbindung oder über das LabVIEW-Programm angepasst werden.

6.5 Cavity–Ringdown–Spektroskopie

Die Cavity–Ringdown–Spektroskopie ist in der oberen Hälfte der Quelle angebracht, an den beiden Ports XL4 und XR1. Die beiden hochreflektiven Spiegel sind über ein Distanzrohr am Quellenkörper montiert. In diesem Distanzrohr befindet sich zudem ein Ventil, mit dem die Spiegel gegen Verschmutzung durch Cäsiumdampf geschützt sind, wenn sie nicht im Einsatz sind. Der Laserstrahl wird durch den Spiegel am Port XR1 in den Resonator eingekoppelt, das abklingende Signal wird hinter dem Spiegel an Port XL4 über einen Lichtleiter in eine HF-abgeschirmte Kammer geleitet. Dort wird das Signal verstärkt, über eine Fotodiode in ein elektrisches Signal umgewandelt und mit einer Messkarte im Computer gespeichert. Ein Programm rechnet aus dem Ringdown-Signal die Abklingzeit aus und speichert diese in einer Textdatei. Typischerweise werden Aufnahmen mit einer Frequenz von 4 Hz gemacht, wobei jeweils eine Sekunde vor und nach der Plasmaentladung auch gemessen wird. Der Wert vor der Plasmaentladung gibt die Abklingzeit des leeren Resonators, die Aufnahmen nach der Entladung dienen zur Kontrolle, ob die anfängliche Abklingzeit wieder erreicht wird. Somit können zeitlich aufgelöst aber räumlich sichtstrahlintegrierte Dichten von negativen Ionen gemessen werden.

Die Entladungen des Lasers werden intern getriggert. Wird ein Starttrigger von der Steuerung der Entladung ausgegeben, so schaltet sich der Laser betriebsbereit und gibt mit zuvor eingestellter Frequenz (typischerweise 4 Hz) Laserpulse aus. Da die

Abklingzeiten wesentlich länger als eine HF-Oszillation sind, wird keine Anpassung an die Phase der HF benötigt. Auftretende Schwingungen im Plasma werden bei der Auswertung der Abklingzeit gemittelt. Ein typisches Abklingsignal ist in Abbildung 6.9(a) zu sehen, die ausgewertete Dichte über eine Entladung in Abbildung 6.9(b) [32].



(a) Abklingsignale der Cavity-Ringdown-Spektroskopie mit und ohne Plasma

(b) Zeitaufgelöste H^- -Dichte aus der Cavity-Ringdown-Spektroskopie an BATMAN

Abbildung 6.9: Rohsignale und ausgewertete Dichte negativer Ionen der Cavity-Ringdown-Spektroskopie [32].

6.6 Fehlerabschätzung

Bei der Fehlerabschätzung sind zunächst zwei verschiedene Fehlerarten zu differenzieren: die statistischen Fehler rühren von Ungenauigkeiten des Messaufbaus oder Ungenauigkeiten in der Auswertung. Diese Fehler können quantifiziert werden, und ergänzen den Messwert um einen Unsicherheitsbetrag. Im Unterschied dazu sind systematische Fehler zu sehen, die auf prinzipielle Fehler im Aufbau oder in der Messung zurückzuführen sind, und nicht quantifiziert werden können. Im Folgenden werden zunächst die Ungenauigkeiten aufgrund des Messverfahrens bzw. der Auswertung gezeigt, anschließend werden systematische Fehler diskutiert. Es werden dabei nur die Fehler des Messverfahrens der Langmuirsonde und des Laserdetachments betrachtet, da diese Hauptgegenstand dieser Arbeit sind.

In den Graphen des Ergebniskapitels ist jeweils nur ein Messwert des jeweiligen Parameters mit dem Fehlerbereich gekennzeichnet, um eine übersichtliche Darstellung der Messwerte zu erhalten.

6.6.1 Langmuirsondenmessungen

Fehler bei der Auswertung der Kennlinie

Das Floatingpotential wird aus dem Nulldurchgang der Kennlinie bestimmt, wobei das Programm den Spannungswert als Floatingpotential bestimmt, bei dem der Strom zum ersten mal positiv ist. Damit ist der Fehler des Floatingpotentials von der Schrittweite der Spannungspunkte abhängig. Typischerweise liegt die Schrittweite ΔU zwischen 0.1 und 0.2 V. Somit ist das Floatingpotential mit einem Fehler zwischen $\Delta\Phi_f = +0.1$ und $+0.2$ V anzugeben.

Ähnliches gilt für das Plasmapotential, welches aus dem Nulldurchgang der zweiten Ableitung ermittelt wird. Das Programm wählt standardmäßig den Spannungswert, bei dem die zweite Ableitung kleiner als Null wird. Durch Anpassen des Plasmapotential per Hand kann auch der Messpunkt vor dem Nulldurchgang gewählt werden, so dass sich der Fehler des Plasmapotentials mit $\Delta\Phi_p = \pm 0.1$ bis ± 0.2 V angeben lässt. Das Glätten der Kennlinie im Programm (vgl. Abschnitt 6.2.1) hat bei den angegebenen Schrittweiten und typischem Glättungsbereich von 0 bis 0.7 V keinen Einfluss auf das ermittelte Plasmapotential.

Die Elektronentemperatur wird vom Programm aus der Steigung der EEVF bestimmt. Allerdings ist diese oft sehr verrauscht, so dass sich bei der routinemäßigen Auswertung große Fehler ergeben. Zumeist wird die Temperatur per Hand angepasst, so dass die berechnete Kennlinie möglichst genau mit der gemessenen übereinstimmt. Der Fehler der Elektronentemperatur ergibt sich somit aus der Differenz des minimalen und maximalen Wertes, mit dem die berechnete Kurve der gemessenen Kurve angepasst werden kann. Da die Kennlinien, die an RADI aufgenommen wurden, deutlich verrauschter sind als die an BATMAN aufgenommenen (siehe Abschnitt 7.1.1), ergeben sich für die Elektronentemperatur und die Dichten unterschiedliche Unsicherheiten. An BATMAN ergeben sich typischerweise Abweichungen von $\Delta T_e = \pm 0.1$ eV, an RADI $\Delta T_e = \pm 0.2$ eV.

Der Fehler bei der Bestimmung der Elektronendichte ergibt sich mit dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus Gleichung 5.4. Dabei müssen die Unsicherheiten des gemessenen Stroms am Plasmapotential, des Radius des Sondendrahtes, der Drahtlänge sowie der Elektronentemperatur beachtet werden. Die Unsicherheit des Stroms am Plasmapotential ergibt sich aus der Differenz der Ströme beim Spannungswert unter- und oberhalb des Nulldurchgangs der zweiten Ableitung. Die Unsicherheit des Drahtradius ergibt sich zu $\Delta r_s = \pm 3\%$. Die Länge des Sondendrahtes hat eine Unsicherheit von $\Delta l_s = 0.1\text{ mm}$, die der Elektronentemperatur ergibt sich wie oben beschrieben. Den größten Einfluss auf die Unsicherheit der Elektronendichte hat die Unsicherheit des Stroms und damit die Unsicherheit des Plasmapotentials. Bei durchgeführter Kalibrierung des Plasmameters können verbleibende Unsicherheiten vernachlässigt werden. Typischerweise ergibt sich die Unsicherheit für die Elektronendichte zu $\Delta n_e = \pm 15\%$ für Kennlinien von BATMAN, und zu $\Delta n_e = \pm 20\%$ für Kennlinien von RADI.

Die Unsicherheit der Dichte der positiven Ionen ist ungleich schwieriger zu bestimmen. Zum einen wird die Dichte iterativ bestimmt, wie in Abschnitt 5.1.1.1 beschrieben ist, und es nicht möglich, die Gleichung vollständig nach der Ionendichte aufzulösen (siehe Gleichung 5.8 und 5.9). Zum anderen ist es äußerst kompliziert, das totale Differential dieser Gleichung zu bilden. Zur Abschätzung der Unsicherheit wurde deswegen ein anderes Verfahren gewählt: Für jede Variable, die mit einer Unsicherheit behaftet ist, wird mit dem Minimal- und dem Maximalwert die resultierende minimale und maximale Ionendichte berechnet. Summiert man die Quadrate dieser Unsicherheiten für die Ionendichte auf und zieht die Wurzel, so ergibt sich der wahrscheinliche Fehler. Mit diesem Verfahren kann die Bildung des totalen Differentials umgangen werden, allerdings bleibt das Problem der nicht vollständig nach n_i aufgelösten Gleichung. Um diese Unsicherheit miteinzubeziehen, wurde für die gesamte Wurzel, in der n_i steht (siehe Gleichung 5.8 bzw. 5.9), ein Fehler angenommen. Die Wurzel beschreibt dabei die Debye-Länge, wie aus Gleichung 3.10 hervorgeht. Wird die Debye-Länge nun für eine untere Ionendichte sowie eine obere Ionendichte ausgerechnet, ergibt sich wiederum ein Fehler für die Ionendichte aufgrund einer Ungenauigkeit in der Debye-Länge. Es können nun zunächst typische Abweichungen der Debye-Länge angenommen werden ($\Delta \lambda_D = 2 \cdot 10^{-6}\text{ m}$), im weiteren Verlauf kann dann der Gesamtfehler für die Ionendichte iterativ bestimmt werden. Weitere Einflussgrößen auf die Ionendichte sind der Ionensättigungsstrom, der sowohl vom Plasmapotential als auch von der Elektronentemperatur abhängt ($I_{\text{isat}} = I(\Phi_p - 10 \cdot T_e)$), die Abmessungen der Sondenspitze (r_s, l_s), die Elektronentemperatur und die Ionenmasse. Den größten Einfluss auf die Unsicherheit der Ionendichte hat dabei die mittlere Ionenmasse. Für ein Plasma ohne Cäsium wurde die mittlere Ionenmasse zu $\bar{m}_i = 1.8\text{ u}$ ermittelt (siehe Abschnitt 5.1.1.3). Diese Ionenmasse ist mit einer Unsicherheit von $\pm 0.2\text{ u}$ behaftet, während sich im Falle eines Plasmas mit Cäsium eine Unsicherheit von $+1.3\text{ u}$ und -0.2 u ergibt, da sich die Unsicherheit aufgrund des Cäsiums nur auf eine *Erhöhung* der mittleren Ionenmasse bezieht. Bei Kennlinien, die an BATMAN aufgenommen wurden, ergeben sich im reinen Wasserstoffplasma Unsicherheiten der Ionendichte von $\Delta n_i = \pm 20\%$, bei Da-

ten aus einer Entladung mit Cäsium ergeben sich Unsicherheiten von $\Delta n_i = \pm 50\%$. An RADI wurden nur Messungen ohne Cäsium durchgeführt, wobei sich hier die Unsicherheit zu $\Delta n_i = \pm 30\%$ ergibt.

Die Fehler der Sondenmessung sind in Tabelle 6.1 am Ende des Kapitels zusammengefasst.

Systematische Fehler der Languirsonde

Fehler durch Einfluss des Magnetfeldes

Wie in Abschnitt 5.1.1.3 beschrieben, kann der Einfluss des Magnetfeldes auf die Kennlinien vernachlässigt und die Standard-Sondentheorie zur Auswertung herangezogen werden. Damit ergeben sich keine direkten Unsicherheiten aufgrund vom Ideal abweichender Kennlinien. Es muss allerdings beachtet werden, dass die Sonde selber eine Wand im Plasma darstellt, und dieses stört. Der Einfluss ist bei einer senkrecht zum Magnetfeld orientierten Sonde sicherlich größer als bei einer parallel zum Magnetfeld orientierten. Durch den Abschattungseffekt werden zu geringe Dichten gemessen.

Fehler durch Einfluss negativer Ionen

Obwohl die negativen Ionen nicht als Minderheitenspezies im Plasma betrachtet werden dürfen (siehe Ergebnisse der Laserdetachmentmessungen, Kapitel 7.2), wird davon ausgegangen, dass die Auswertung der Elektronendichte durch den Strom am Plasmapotential gültig ist. Es wird dabei davon ausgegangen, dass der Strom am Plasmapotential von den beweglichen Elektronen gestellt wird, und die trägen negativen Ionen praktisch keine Rolle spielen. Dies ist in erster Näherung vertretbar, korrekterweise ist der Strom am Plasmapotential aber aus

$$I_e = n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} + n_{H^-} \sqrt{\frac{kT_{H^-}}{2\pi m_i}} \quad (6.1)$$

zu bestimmen. Angenommen, die Dichte der negativen Ionen hat dieselbe Größenordnung wie die der Elektronen, dann ergibt sich der Anteil des zusätzlichen Stroms aus der Wurzel des Massenverhältnisses, multipliziert mit dem Verhältnis der Temperaturen. Das Massenverhältnis ist bekannt, es beträgt $m_i/m_e \approx 1800$. Es ist dagegen völlig unbekannt, welche Temperaturen die negativen Ionen besitzen. Bei einer angenommenen Temperatur der negativen Ionen von $T_{H^-} = 1$ eV und $T_e = 2$ eV ergäbe sich eine Erhöhung des Elektronenstroms um $\approx 2\%$.

Fehler durch unbekannte Ionenmasse

Zum einen ist, wie schon beim statistischen Fehler beschrieben, der Einfluss des Cäsiums auf die Ionenmasse unbekannt. Wird die Ionenmasse standardmäßig mit $m_i = 1.8$ u angenommen, so wird sie bei vorhandenem Cäsium unterschätzt, und somit wird die Ionendichte unterschätzt. Hinzu kommt, dass die genaue Zusammensetzung der unterschiedlichen positiven Wasserstoffionen (H^+ , H_2^+ , H_3^+) nicht bekannt ist, und zudem von Quellenparametern wie dem Druck oder der HF-Leistung

abhängt. Die Abschätzung der Ungenauigkeit hierzu (siehe oben) beruht auf Extrapolationen von gemessenen Zusammensetzungen bei höheren Drücken als den in den beschriebenen Quellen verwendeten und bei kleineren Leistungen [50].

Fehler durch Variation des Sondendrahtdurchmessers

Bei einer Stichprobe wurde der Durchmesser des Drahtes, der als Sondespitze verwendet wird, zu $r_s = 40\mu\text{m}$ bestimmt, statt der spezifizierten $50\mu\text{m}$. Sollte der verwendete Draht tatsächlich solch hohe Durchmesserschwankungen aufweisen, würde die Dichte um bis zu 30% zu hoch bestimmt werden. Dieser Fehler kann in Zukunft durch Messen des Durchmessers vor dem Einbau des Drahtes vermieden werden. Zu beachten ist allerdings, dass für die Messung im Mikrometerbereich geeignete Messverfahren zu verwenden sind.

6.6.2 Laserdetachmentmessungen

Die Auswertung der Detachmentsignale ist nur dann möglich, wenn einige Bedingungen erfüllt sind. Darunter sind (siehe Abschnitt 5.2.1):

- Es dürfen keine anderen Teilchen als die zu messenden ionisiert werden
- Alle negative Ionen müssen zerstört werden
- Alle entstandenen Elektronen müssen von der Sonde eingefangen werden
- Es muss das Plateau erkennbar sein, d. h. der Laserstrahldurchmesser muss größer sein als der Durchmesser der Raumladungsschicht um die Sondespitze

Sind diese Bedingungen erfüllt, kann das Verhältnis von Stromhub zu Grundstrom ausgewertet werden.

6.6.2.1 Fehler beim Auswerten des Dichteverhältnisses

Bei der in dieser Arbeit angewandten Übertragung der Signale per Lichtleiter muss gesichert sein, dass bei der Umwandlung der Signale keine zusätzlichen Fehler auftreten, d. h. die Übertragungsstrecke muss korrekt eingestellt sein.

Der Fehler im Grundstrom (I_{e0}) ergibt sich dann aus der Oszillation des Plasmopotentials, und liegt typischerweise bei $\Delta I_{e0} = \pm 5\%$.

Der Fehler des Stromhubes ΔI ergibt sich aus dem verbleibenden Rauschen nach Abzug der HF-Störung. Dieser liegt typischerweise unter 10%.

Damit ergibt sich der Fehler des Verhältnisses aus der Gausschen Fehlerfortpflanzung zu typischerweise $\Delta(I_{e0}/\Delta I) = 11\%$.

6.6.2.2 Fehler beim Auswerten der Dichte negativer Ionen

Um den Absolutwert der Dichte negativer Ionen zu erhalten, muss das gemessene Stromverhältnis mit der Elektronendichte multipliziert werden. Die Elektronendichte aus Langmuirsondenkennlinien hat dabei, wie oben beschrieben, eine Ungenauigkeit von

$\Delta n_e = \pm 15\%$. Die Ungenauigkeit der absoluten Dichte negativer Ionen ergibt sich nun wiederum aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz und es gilt: $\Delta n_{H^-} = 20\%$.

Die Unsicherheiten der Detachmentauswertung sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Systematische Fehler des Laserdetachments

Ionisierung weiterer Teilchen

Wie oben angegeben, wird davon ausgegangen, dass keine weiteren Teilchen außer den negativen Ionen durch den Laserstrahl ionisiert werden. Bei der verwendeten Laserwellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$, was einer Photonenenergie von ca. 1.2 eV entspricht, können allerdings angeregte Wasserstoffatome bzw. -moleküle durchaus ionisiert werden. Ist dies der Fall, wird der Stromhub überschätzt und somit auch die Dichte negativer Ionen.

Tabelle 6.1: Zusammenstellung der Unsicherheiten bei der Auswertung von Langmuirsonden- und Laserdetachmentmessungen

Messgröße	Unsicherheit
Langmuirsonde BATMAN:	
Φ_{fl}	+0.1 bis +0.2 V
Φ_p	± 0.1 bis ± 0.2 V
T_e	$\pm 0.1 \text{ eV}$
n_e	15 %
n_i ohne Cäsium	20 %
n_i mit Cäsium	-20 % bis +50 %
Langmuirsonde RADI:	
Φ_{fl}	+0.1 bis +0.2 V
Φ_p	± 0.1 bis ± 0.2 V
T_e	$\pm 0.2 \text{ eV}$
n_e	20 %
n_i ohne Cäsium	30 %
Laserdetachment BATMAN:	
I_{e0}	5 %
ΔI	10 %
n_{H^-}/n_e	11 %
n_{H^-}	20 %

7 Ergebnisse und Diskussion

Bei der Präsentation der Messergebnisse wird der Schwerpunkt auf die Messungen mit der Langmuirsonde für die Plasmaparameter und dem Laserdetachment für die Dichte der negativen Ionen gelegt. Die anderen, in Kapitel 5 beschriebenen Diagnostiken dienen der Ergänzung und Validierung dieser beiden Messverfahren.

Es liegen dabei ausführlichere Messungen mit der Langmuirsonde als mit dem Laserdetachment-Verfahren vor, da diese schon während des Aufbaus des Laserdetachmentsystems betrieben werden konnten. Eine genaue Kenntnis des Langmuirsondensystems ist dabei für die Anwendung des Laserdetachmentsystems unablässig, da zum einen die selbe Sonde verwendet wird, und zudem die Elektronendichte aus den Langmuirsondenmessungen zur Ermittlung der Dichte negativer Ionen benötigt wird.

Wie schon in Abschnitt 6.1 beschrieben, handelt es sich bei den Testständen um komplexe Anlagen, an denen nur eingeschränkt systematische Untersuchungen möglich waren. An RADI ergaben sich zusätzliche Verzögerungen bei der Inbetriebnahme aufgrund technischer Schwierigkeiten.

7.1 Bestimmung der Plasmaparameter

7.1.1 Kennlinien der Langmuirsonden

BATMAN

In Abbildung 7.1 sind zwei Kennlinien zu sehen, die am Teststand BATMAN aufgenommen wurden. Es wurden dabei jeweils 10 Messungen eines Spannungswertes gemittelt. Beide Kennlinien wurden mit derselben Sonde im Port YT1 (vertikale Richtung, oberer linker Port, siehe Abbildung 4.6), 6 cm entfernt vom oberen Rand der Quelle aufgenommen. Die beiden Wasserstoffentladungen, bei denen die Kennlinien aufgenommen wurden, liefen unter vergleichbaren Bedingungen ab, allerdings einmal mit und einmal ohne Cäsium in der Quelle. Die Entladung ohne Cäsium und damit mit nur wenigen negativen Ionen im Plasma, wurde bei einem Quellendruck von $p = 0.5$ Pa und einer HF-Leistung von $P = 65$ kW gefahren, die Entladung mit Cäsium bei $p = 0.46$ Pa und $P = 70$ kW. Beide Kennlinien weisen Potentiale (Φ_p , Φ_{fl}) deutlich über Null Volt auf, wobei klar zu erkennen ist, dass die Kennlinie, die im Plasma mit Cäsium aufgenommen wurde, deutlich zu niedrigeren Potentialen gegenüber der Kennlinie aus der Entladung ohne Cäsium verschoben ist. Die Ionensättigungsströme bei $\Phi_p - 10 \cdot T_e$ sind dabei vergleichbar: für die Kennlinie ohne Cäsium ergibt sich ein Ionensättigungsstrom von -0.42 mA, für die Kennlinie mit Cäsium ein Ionensättigungsstrom von -0.48 mA. Im Gegensatz dazu zeigen die Ströme am Plasmapotential unterschiedliche Werte: Im Falle ohne Cäsium fließen am Plasmapotential 4.1 mA, bei der Entladung mit Cäsium

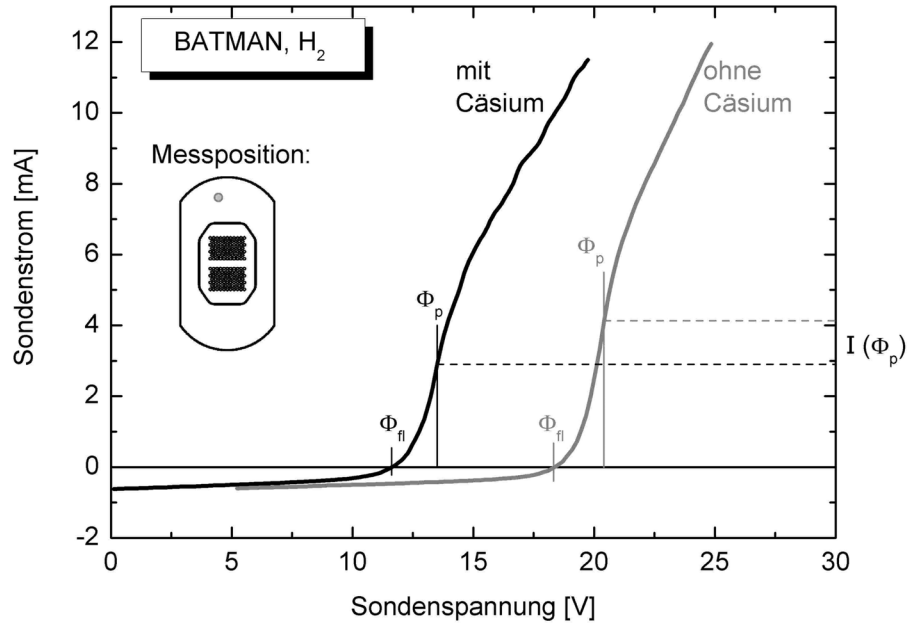


Abbildung 7.1: Kennlinien der Langmuirsonde, aufgenommen an BATMAN, bei Wasserstoffentladungen mit Cäsium ($P = 70 \text{ kW}$, $p = 0.46 \text{ Pa}$) und ohne Cäsium ($P = 65 \text{ kW}$, $p = 0.5 \text{ Pa}$) im Plasma, jeweils an der Position $y = 23.2 \text{ cm}$ (siehe Abbildung 4.5).

nur 2.9 mA , was 70% des Wertes ohne Cäsium entspricht.

Trotz der Mittelung über nur 10 Messungen sind die Kennlinien sehr glatt, und es gibt keine Störung durch die HF. Somit ist gesichert, dass die passive Kompensation, wie sie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben ist, wie gewünscht funktioniert, und die Potentiale nicht aufgrund zu großer Störungen zu niedrig bestimmt werden (vgl. Gleichung 5.13).

Da die Spannungsrampe zwischen der Gefäßwand und der Sondenspitze angelegt wird, erwartet man ein Floatingpotential knapp über Null Volt, nicht aber wie gemessen von über 10 V . Die hohen gemessenen Potentiale lassen sich durch die Zweiteilung der Quelle in Driver und Expansionsgefäß erklären: Da die Wände dieser beiden Teile sowie der Faradayschirm leitend miteinander verbunden sind, stellt sich das Floatingpotential dieser gemeinsamen Wand entsprechend der Plasmen im Driver *und* vor dem Gitter ein. Da im Driver wesentlich höhere Temperaturen herrschen (bis zu 15 eV , siehe [43]), ergibt sich dort eine hohe Differenz zwischen Floating- und Plasmapotential, im Gegensatz zum Plasma vor dem Gitter, welches aufgrund des magnetischen Filterfeldes eine niedrige Elektronentemperatur von $T_e < 2 \text{ eV}$ aufweist (siehe folgende Abschnitte). Da zudem das Plasmapoten-

tial vom Driver zum Gitter hin konstant bleibt (siehe Abbildung 7.20), wird das Floatingpotential vor dem Gitter zu hohen Werten gezwungen.

Befindet sich Cäsium und damit ein nicht mehr zu vernachlässigender Anteil negativer Ionen in der Quelle, ändert sich sowohl die mittlere Masse der negativen Ladungsträger durch die negativen Wasserstoffionen, als auch die mittlere Masse der positiven Ionen durch die schweren Cäsiumionen. Damit verändern sich die Beweglichkeiten der Ladungsträger und damit die Potentiale im Plasma. Dies führt in diesem Fall zu einer Verschiebung der Potentiale hin zu kleineren Werten. Zudem bewirken die negativen Ionen eine Reduktion der Elektronendichte im Bereich vor dem Plasmagitter, was am Strom am Plasmapotential Φ_p zu erkennen ist: Im Plasma mit negativen Ionen fließt hier weniger Strom, wie in Abbildung 7.1 gezeigt ist. Eine Auswertung der Kennlinien bestätigt diesen Zusammenhang: für fast gleiche Elektronentemperaturen (0.7 eV ohne Cs, 0.8 eV mit Cs), ergibt sich für den Fall mit Cäsium eine Verringerung der Dichte um 30%.

Prinzipiell müsste es also durch diesen Effekt möglich sein, die Dichte der negativen Ionen aus der Differenz der Elektronendichte und der Dichte der positiven Ionen zu ermitteln [48]. Das setzt zunächst voraus, dass für den Fall ohne negative Ionen die gemessene Elektronendichte gleich der Dichte der positiven Ionen ist. Bei der Auswertung der Ionendichte mit der BRL-Theorie und einer gewählten Ionenmasse von $m_i = 1.8 \text{ u}$ stimmen diese beiden Dichten bei Messungen in Entladungen ohne Cäsium an BATMAN meist gut überein (siehe Abschnitt Ionendichte in 5.1.1). Sind negative Ionen im Plasma enthalten, so ergeben sich Unsicherheiten bei der Auswertung der Dichten (siehe Abschnitt 6.6.1), die nicht quantifiziert werden können: Zum Strom, der am Plasmapotential auf die Sonde fließt, und aus dem die Elektronendichte bestimmt wird, trägt nun noch ein Stromanteil negativer Ionen bei (siehe Gleichung 6.1). Dieser ist aufgrund der unbekannten Dichte und Temperatur der negativen Ionen nicht bestimmbar.

Bei der Auswertung der Dichte positiver Ionen muss der Einfluss der schweren Cäsiumteilchen beachtet werden. Da auch hierzu nicht genau bekannt ist, wie hoch die Dichte der positiv geladenen Cäsiumteilchen (Atome und Moleküle) ist (siehe Abschnitt 5.1.2), ergibt sich auch hier ein nicht quantifizierbarer Fehler. Hinzu kommt auch hier noch die unbekannte Abhängigkeit der Zusammensetzung der positiven Wasserstoffionen für unterschiedliche Plasmaparameter wie z. B. Druck oder HF-Leistung.

In einigen Fällen stimmte die Dichte der negativen Ionen, die aus der Differenz der Elektronendichte und der Dichte positiver Ionen bestimmt worden ist, gut mit Messungen der CRDS, des Laserdetachments und der OES überein, in anderen Fällen überhaupt nicht. Es konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abschliessend geklärt werden, unter welchen Bedingungen (z. B. Leistung, Druck, Bias...) dieses Verfahren anwendbar ist.

RADI

In Abbildung 7.2 sind Kennlinien der Langmuirsonde gezeigt, die an RADI gemessen wurden. Beide Kennlinien wurden bei ähnlichen Parametern aufgenommen, allerdings waren im einen Fall alle vier Driver im Einsatz und im anderen Fall nur die beiden unteren. Es handelte sich in beiden Fällen um Deuteriumentladungen bei einem Druck von $p = 0.45$ Pa bzw. $p = 0.3$ Pa und HF-Leistungen von je 80 kW pro Driverpaar bzw. 70 kW im unteren Driverpaar. In beiden Fällen floss durch das Plasmagitter ein Strom von $I_{PG} = 5$ kA, was einer magnetischen Flussdichte von ca. $B = 40$ G in einem Abstand von 2 cm vor dem Gitter entspricht. Die Sonden wurden im Port YT1 bzw. YT5 betrieben, jeweils 8 cm bzw. 9.6 cm unterhalb der Mittenachse mit einer Mittelung von 10 bzw. 18 Werten pro Spannungspunkt.

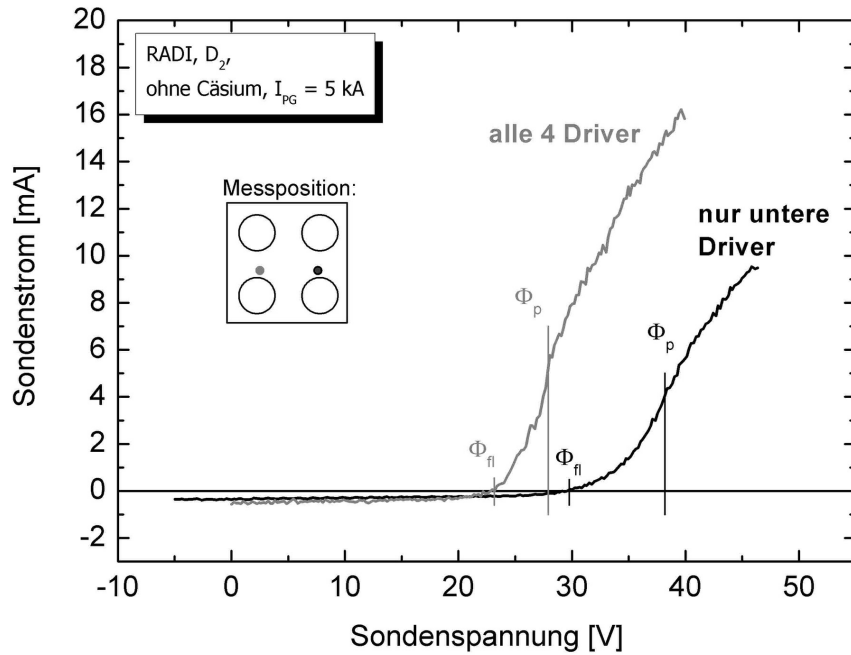


Abbildung 7.2: Typische Kennlinien einer Langmuirsondenmessung an RADI mit $I_{PG} = 5$ kA. Gemessen an Position $y = -8$ cm (alle vier Driver) bzw. $y = -9.6$ cm (nur oberes Driverpaar)

Beide Kennlinien sind von deutlich mehr Rauschen überlagert als die Kennlinien von BATMAN (vgl. Abbildung 7.1). Die Störungsamplitude ist dabei nicht so hoch, als dass man die passive Kompensation als unzureichend bezeichnen müsste, und somit die Auswertung ungültig wäre. Aber dennoch ist der Unterschied der Kennlinien der beiden Teststände deutlich zu erkennen. Die naheliegendste Erklärung für die Störungen wäre die Überlagerung der Oszillationen durch die

Verwendung mehrerer Driver. Bei Messungen mit einer Quelle mit zwei Drivern an BATMAN ergaben sich allerdings genauso glatte Kurven wie beim Betrieb mit einem Driver. Eine bekannte Störungsquelle, deren Herkunft bisher nicht geklärt ist, ist eine 50 Hz-Schwingung, die im Messsystem von RADI zu finden ist. Diese Schwingungen können mit der Oszillographenfunktion des PlasmaMeters (siehe Abschnitt 6.2.1) im Frequenzspektrum dargestellt werden. Der Einfluss dieser Störung ist allerdings gering, es sind noch zusätzliche Störungen mit Frequenzen zwischen 100 Hz und 2 kHz zu messen. Diese Störungen sind u. a. abhängig von der Anpassung des Schwingkreises der HF-Sender. Zudem ist der Einfluss der Störung auf die Kennlinien davon abhängig, wie viele Driver in Betrieb sind. In Abbildung 7.2 ist deutlich zu erkennen, dass die Störungen bei Betrieb von nur zwei Drivern geringer sind. Selbst wenn die verringerte Rauschamplitude durch die höhere Mittelung (18 statt 10 Mittelungen) bei der Messung mit zwei betriebenen Drivern beachtet wird, ist diese Kurve weit weniger verrauscht als die Messung bei vier betriebenen Drivern. Eine Ursache für die größeren Störungen bei vier betriebenen Drivern ist sicherlich die Überlagerung der zwei unterschiedlichen Frequenzen der beiden freischwingenden HF-Generatoren (jeweils $1 \text{ MHz} \pm 50 \text{ kHz}$). Diese Oszillationen mit unterschiedlicher Frequenz können im Plasma interferieren, so dass die Oszillation des Plasmapotentials an der Sondenspitze unterschiedlich zu der Oszillation an der Kompensationselektrode sein kann.

Die unterschiedlichen Potentiale ergeben sich direkt aus der Anzahl der betriebenen Driver. Da die Faradayschirme und die Seitenwände leitend miteinander verbunden sind, ergeben sich unterschiedliche Teilchenflüsse auf die Wand, je nachdem, wieviele Driver betrieben werden. Bei nur zwei betriebenen Drivern lädt sich die Wand weniger negativ auf, so dass das Floatingpotential im Gegensatz zu vier betriebenen Drivern größer ist.

Bei der Auswertung der Kennlinien ergibt sich an RADI immer eine große Differenz zwischen Elektronen- und Ionendichten. So liegt die Dichte der positiven Ionen meist um einen Faktor 10 unter der Elektronendichte. Dabei sind die gemessenen Dichten der positiven Ionen als fehlerhaft zu betrachten, da die Dichten der Elektronen mit Messungen der OES recht gut übereinstimmen. Die Ursache für diese Diskrepanz konnte nicht geklärt werden. Dabei kann eine fehlerhaft angenommene mittlere Ionenmasse ausgeschlossen werden, da für eine Übereinstimmung der Dichten eine mittlere Ionenmasse von $0.3 u$ angenommen werden müsste. Ebenso zeigt sich diese Diskrepanz unabhängig vom Magnetfeld. Eine mögliche Ursache könnte in der langen Signalübertragungsstrecke liegen, die dann vor allem einen Fehler bei den geringen Ionenströmen zur Folge hätte. Die Verläufe der beiden Dichten, sowohl über den Ort, als auch über andere Parameter (z. B. Magnetfeld) zeigen dabei gleiche Tendenzen, so dass für den Absolutwert der Dichte die Elektronendichte herangezogen wird, für Profilverläufe oder Abhängigkeiten oftmals auch die Dichte der positiven Ionen.

Sowohl die an BATMAN als auch die an RADI aufgenommenen Kennlinien zeigen nur eine geringe Störung durch die HF-Oszillationen des Plasmas. Zudem wur-

de in Abschnitt 5.1.1.3 gezeigt, dass die freie Weglänge der Elektronen und Ionen groß gegenüber der Dicke der Raumladungsschicht ist, und dass das Magnetfeld keinen Einfluss auf die Kennlinie selbst hat. Somit können die Kennlinien nach der Standardtheorie ausgewertet werden (siehe Abschnitt 5.1.1.1). Es ist allerdings zu beachten, dass die Sonde in den vorhandenen Magnetfeldern Abschattungseffekte zur Folge haben kann, die dann zu einer unterschätzten Dichte führen, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird. Zudem ist die an RADI gemessene Dichte der positiven Ionen fehlerhaft und liefert um den Faktor 10 zu geringe Werte.

7.1.2 Zeitlicher Verlauf der Parameter

In diesem Abschnitt wird zum einen der zeitliche Verlauf der mit der Langmuirsonde gemessenen Parameter während einer Entladung gezeigt, sowie der Einfluss der Sonde auf die extrahierten Ströme. Da an RADI keine Extraktion der Ionen möglich ist, werden hier nur Ergebnisse von BATMAN gezeigt.

Plasmaparameter

In Abbildung 7.3 ist der zeitliche Verlauf der mit der Langmuirsonde gemessenen Plasmaparameter ((a): Plasmapotential, (b): Elektronentemperatur, Dichte der Elektronen (c) und positiven Ionen (d)) zu sehen. Die Sonde war in Port XL2 angebracht und nahm die Messdaten an Position $x = -6$ cm, also am linken Rand der Lochfläche, auf. Die Wasserstoff-Entladung wurde mit einer HF-Leistung von $P = 50$ kW bei einem Quelldruck von $p = 0.35$ Pa gefahren, wobei die Quelle ohne Cäsium und damit bei geringer Dichte negativer Ionen betrieben wurde.

Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen den Phasen mit und ohne Extraktion zu erkennen, wobei die Extraktionsphase grau hinterlegt ist. In der Startphase der Entladung zeigen sich unstetige Verläufe der Plasmaparameter, wohingegen diese während der Extraktionsphase sowie dem HF-Nachlauf (vgl. Abbildung 4.2) konstant bleiben.

Das Plasmapotential sowie die Temperatur sind während der Extraktion höher als im reinen HF-Betrieb, während die Dichten mit der Extraktion verringert werden. Der unstetige Verlauf in der HF-Phase vor Anschalten der Extraktion ist auf den Gaspuff zurückzuführen. Die Parameteränderungen beim An- bzw. Abschalten der Extraktionsspannung können folgendermaßen erklärt werden: Durch das Anlegen der Extraktionsspannung an das Gittersystem wird ein elektrisches Feld erzeugt, welches die negativ geladenen Teilchen aus dem Plasma extrahiert. Damit sinkt die Elektronendichte mit Anschalten der Extraktionsspannung ab. Da die Quasineutralität im Plasma gewährleistet werden muss, muss die Dichte der positiven Ladungsträger gleichermaßen absinken.

Durch das Anlegen der Extraktionsspannung erhöhen sich die Teilchenflüsse auf das Gitter, so dass sich ein geringeres Plasmapotential einstellt. Dieser Einfluss wird durch erhöhte Biasströme und eine sinkende Biasspannung bestätigt. Der geringe Anstieg der Elektronentemperatur um $\Delta T_e \approx 0.2$ eV bei Anschalten der Extrakti-

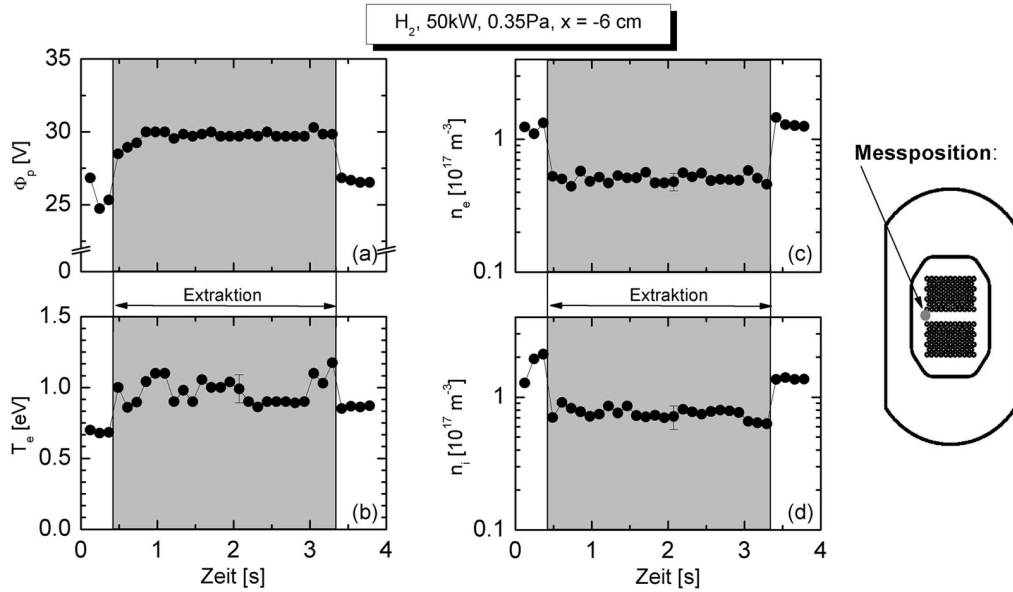


Abbildung 7.3: Zeitverläufe der Plasmaparameter, gemessen in einer Wasserstoffentladung an BATMAN, mit einer HF-Leistung von $P = 50$ kW und einem Quelldruck von $p = 0.35$ Pa bei geringer Dichte negativer Ionen an der Position $x = -6$ cm. Der grau hinterlegte Bereich kennzeichnet die angelegte Extraktionsspannung.

on lässt sich ebenfalls mit der Verminderung der Elektronendichte vor dem Gitter erklären: Durch den entstehenden Dichtegradienten und das gestiegene Plasmapotential vor dem Gitter wird die Diffusion durch das magnetische Filterfeld verstärkt, so dass auch heißere Elektronen dieses überwinden können.

Einfluss auf die extrahierten Ströme

In Abbildung 7.4 ist der Einfluss der Sonde auf die Extraktion der Elektronen und negativen Ionen zu sehen. Die Sonde war in diesem Fall in y -Richtung eingebaut, so dass sie senkrecht zu den magnetischen Feldlinien orientiert war. Die Deuteriumentladungen wurden mit $P = 50$ kW und $p = 0.37$ Pa in einer mäßig gut konditionierten Quelle ($j_e/j_{H^-} = 1.5$, $j_{H^-} = 15$ mA/cm² für die Entladung ohne Sonde) gefahren. Die in schwarz dargestellten zeitlichen Verläufe der extrahierten Ströme (Elektronen in (a), negative Ionen in (b)) wurden ohne Sonde aufgenommen und sind somit als Referenz anzusehen. Der in rot dargestellte Zeitverlauf entspricht einer Entladung, während der die Sonde an der Position $y = -15$ cm fixiert war, aber keine Kennlinien aufgenommen hat. Der in blau dargestellte Zeitverlauf zeigt den Einfluss einer Sonde, die an Position $y = -15$ cm fixiert war, und während der gesamten Entladung kontinuierlich Kennlinien aufgenommen hat („time trace“).

Die in grün dargestellten Zeitverläufe entsprechen einer Entladung, in der die Sonde in acht Schritten von oben ($y = +12$ cm) nach unten ($y = -15$ cm) durch die Quelle gefahren wurde („Ortsscan“). Die grauen senkrechten, gestrichelten Linien geben dabei ungefähr den Startzeitpunkt einer neuen Messung an.

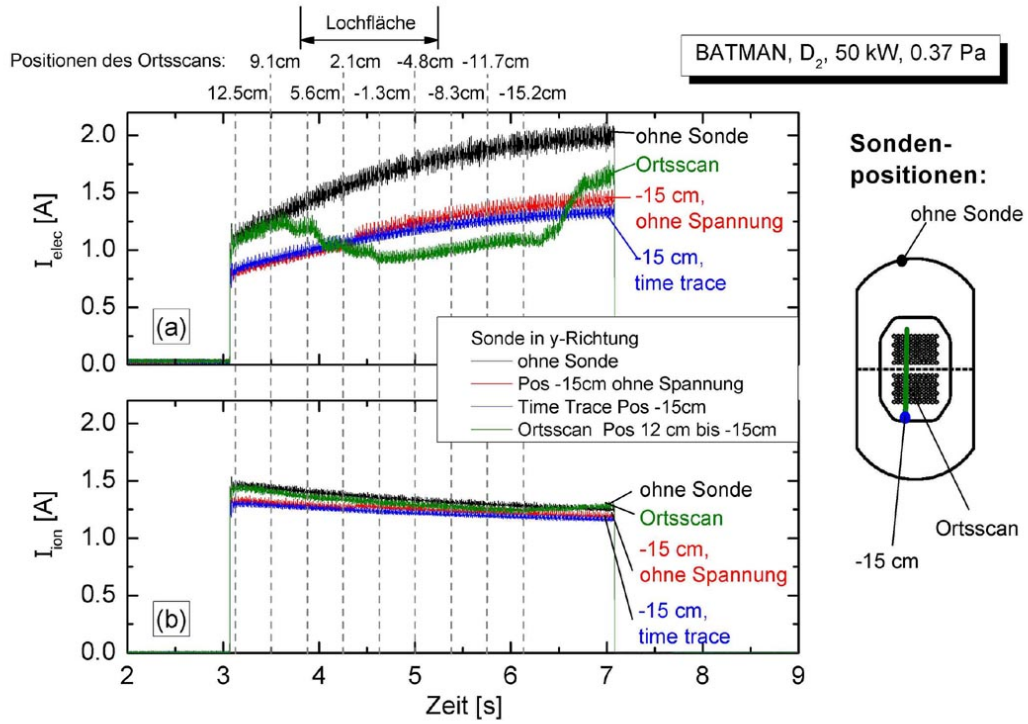


Abbildung 7.4: Einfluss einer senkrecht zum Magnetfeld (y-Richtung) orientierten Langmuirsonde auf die extrahierten Ströme der Elektronen (a) und negativen Ionen (b). „Ohne Sonde“: Sonde am obersten Rand der Quelle positioniert, Kurve ist als Referenz zu betrachten. „Ortsscan“: Sonde wird von oben nach unten bewegt, nimmt dabei Kennlinien auf. „-15 cm ohne Spannung“: Sonde ist am untersten Rand des Gitters positioniert, es werden keine Kennlinien aufgenommen. „time trace“: Sonde ebenfalls an Position -15 cm, bei kontinuierlicher Kennlinienaufnahme.

Die mäßige Konditionierung der Quelle ist zum einen an den extrahierten Strömen zu erkennen: eine gut konditionierte Quelle liefert negative Ionenströme um ca. 1.8 A und, in diesem Fall wurden nur ca. 1.3 A extrahiert. Zudem ist der Anteil der ko-extrahierten Elektronen mit einem Verhältnis von $j_e/j_{H^-} = 1.5$ nicht optimal (gut konditioniert: $j_e/j_{H^-} < 1$). Ein Indiz für eine nicht schlechte Konditionierung ist zudem der Anstieg des Elektronenstroms während des Pulses sowie der leichte Abfall der Ionendichte. Bei Entladungen einer gut konditionierten Quelle sind dagegen stabile Verläufe zu beobachten. Dieser Effekt ist auf die Cäsiumbedeckung

der Oberflächen zurückzuführen, wobei die genauen Mechanismen noch unbekannt sind.

Es ist aus Abbildung 7.4(a) deutlich zu erkennen, dass der extrahierte Elektronenstrom durch das Einbringen einer Sonde senkrecht zu den Magnetfeldlinien deutlich gesenkt werden kann, während dies kaum einen Einfluss auf den Strom der extrahierten Ionen hat (7.4(b)). Aus dem Verlauf der Ströme bei der Messung des Ortsscans ist zu sehen, dass die Sonde vor allem dann einen Einfluss hat, wenn sie sich über der Lochfläche des Gitters ($-6\text{ cm} < y < +6\text{ cm}$) befindet: bis Position $y \approx +9\text{ cm}$ ist der extrahierte Elektronenstrom gleich dem Elektronenstrom ohne Sonde. Ist die Sonde über der Mitte des Gitters hinweg, hat dies keinen erhöhten Einfluss mehr auf die extrahierte Elektronendichte. Wird die Sonde an der Endposition des Ortsscans positioniert ($y = -15\text{ cm}$), so ergeben sich ähnlich niedrige Extraktionsströme wie beim Ortsscan, wenn die Sonde über die Mitte hinaus in die Quelle hineinragt. Wird die Sonde aus dem Plasma herausgezogen (vgl. Ortsscan ab $t = 6.5\text{ s}$), so steigt der extrahierte Elektronenstrom wieder an. Wird die Sonde ins Plasma eingebracht, ohne dass Kennlinien aufgenommen werden, d. h. ohne dass eine Spannung an der Sondenspitze anliegt, ergibt sich eine deutliche Verringerung des extrahierten Elektronenstroms gegenüber des Falles ohne Sonde. Die Verringerung ist nur unwesentlich größer, wenn die Sonde kontinuierlich Kennlinien an dieser Position aufnimmt (time trace).

Im Gegensatz zu den stark beeinflussten Elektronenströmen sind die Ströme der extrahierten Ionen für alle Sondenpositionen nur schwach beeinflusst.

Dies bestätigt, dass sich die Dynamik der Produktion negativer Ionen im Bereich zwischen dem Gitter und der in $z = 3\text{ cm}$ davon entfernt angebrachten Sonde abspielt. Dies ist verständlich, wenn man bedenkt, dass die negativen Ionen eine relativ kurze Überlebensstrecke haben (wenige cm, siehe Kapitel 7.2.1.1). Der Unterschied zwischen den minimalen Elektronenströmen des Ortsscans und der Verläufe, an denen die Sonde bei $y = -15\text{ cm}$ fixiert war, ist auf unterschiedliche Bedingungen in der Quelle zurückzuführen, da diese in der Konditionierungsphase nicht über mehrere Entladungen hinweg konstant sind.

Diese Beeinflussung der extrahierten Elektronenströme ist allerdings nur dann so stark gegeben, wenn die Sonde in y-Richtung eingebaut ist, und senkrecht zum Magnetfeld orientiert ist. Im Falle einer parallel zum Magnetfeld angebrachten Sonde ist keine Beeinflussung der extrahierten Elektronenströme festzustellen, da in diesem Fall die Sonde nur wenige magnetische Feldlinien kreuzt und somit weniger Elektronen durch diese zusätzlich eingebrachte Wand beeinflusst werden.

Somit ist für eine in y-Richtung angebrachte Sonde nicht mehr davon auszugehen, dass diese keinen Einfluss auf das zu untersuchende Plasma hat. Vor allem bei Ortsprofilen in y-Richtung muss beachtet werden, dass die gemessene Elektronendichte abnehmen wird, je weiter die Sonde ins Plasma hineinragt. Da in x-Richtung kein Einfluss auf die extrahierten Ströme festgestellt werden kann, wird davon ausgegangen, dass der Einfluss einer parallel zum Magnetfeld betriebenen Sonde auf das zu untersuchende Plasma vernachlässigbar ist.

Das Einbringen einer vorgespannten Sonde senkrecht zum Magnetfeld, die einen

Einfluss auf die extrahierten Elektronen, kaum aber auf die extrahierten Ionen hat, könnte neben der Verwendung von magnetischen Filtern und eines vorgespannten Gitters (Bias) als weiteres Hilfsmittel zur Reduktion der ko-extrahierten Elektronen verwendet werden. Dadurch würde die auf dem Beschleunigungsgitter deponierte Energie durch die extrahierten Elektronen vermindert, so dass z. B. durch höhere HF-Leistung ein höherer Ionenstrom erzielt werden könnte. Es stellt sich dabei die Frage, ob der Effekt noch verstärkt werden kann, wenn nicht nur an die Sondenspitze, sondern an die gesamte Sonde eine positive Spannung angelegt wird. Um dieses Prinzip im Langpulsbetrieb zu testen, wurde am Teststand MANITU ein „Elektronenfänger“ eingebaut. Dieser besteht aus einem wassergekühlten, u-förmigen Kupferstab, der senkrecht zu den Magnetfeldlinien in einem Abstand von ca. 1 bis 3 cm zum Gitter montiert ist, und positiv gegenüber der Quellenwand vorgespannt werden kann. Erste Versuche im Kurzpulsbetrieb zeigten positive Resultate, wobei es noch Optimierungsmöglichkeiten gibt. So ist z. B. zu untersuchen, welcher Abstand zum Gitter optimal ist, wie weit der Elektronenfänger in die Quelle ragen soll oder welche Spannung angelegt werden muss, um den extrahierten Elektronenstrom zu minimieren, bei gleichzeitig möglichst unbeeinflusstem Ionenstrom.

Mit Hilfe der Langmuirsonde können Plasmaparameter mit einer zeitlich guten Auflösung (100 – 200 ms) gemessen werden. Damit konnte der Einfluss der Extraktion auf das Plasma in einem Abstand von 3 cm vor dem Gitter untersucht werden. Es zeigte sich, dass die Extraktion nicht nur die Randschicht des Plasmas am Gitter, sondern das Plasma bis in den Bereich des Filterfeldes hinein beeinflusst, indem die negativ geladenen Teilchen aus dem Plasma gesogen werden. Somit sinkt die Dichte der Elektronen, und aus Gründen der Quasineutralität auch die der positiven Ionen. Gleichzeitig steigen die Potentiale sowie die Elektronentemperatur bei Einschalten der Extraktion.

Allerdings beeinflusst die Sonde wiederum die Werte der extrahierten Elektronenströme, wenn sie senkrecht zu den Magnetfeldlinien (also in y-Richtung) orientiert ist. In diesem Fall stellt die Sonde eine zusätzliche Wand im Plasma dar, welche die Elektronendichte verringert, so dass der extrahierte Elektronenstrom sinkt. Der Einfluss auf den extrahierten Ionenstrom ist dabei vernachlässigbar, so dass sich hiermit die Möglichkeit einer gezielten Reduktion der extrahierten Elektronen ergibt. Um diese Methode auf die Einsatzmöglichkeit im Langpulsbetrieb zu testen, wurde am Teststand MANITU ein sogenannter Elektronenfänger eingebaut, der aus einem gekühlten Kupferrohr besteht, das gegenüber dem Quellenpotential positiv vorgespannt werden kann.

7.1.3 Abhängigkeit der Plasmaparameter von der HF-Leistung und vom Quellendruck

Die Ergebnisse zur Abhängigkeit der Plasmaparameter von der HF-Leistung und vom Quellendruck werden anhand von Messungen an BATMAN gezeigt. Für den Teststand RADI ergeben sich prinzipiell dieselben Abhängigkeiten.

BATMAN

Die Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen die mit der Langmuirsonde ermittelten Plasmaparameter in der Mitte des Gitters ($x = y = 0$ cm) sowie die aus der OES ermittelte Elektronendichte für unterschiedliche Quellendrücke, aufgetragen über der HF-Leistung. In Abbildung 7.5 sind die Graphen für das Plasmapotential Φ_p sowie der Elektronentemperatur T_e zu sehen, in Abbildung 7.6 die Dichten der Elektronen n_e , gemessen mit der Langmuirsonde (volle Symbole) und der OES (offene Symbole) sowie der positiven Ionen n_i . Die Quelle war mäßig gut konditioniert und lieferte Ionenstromdichten zwischen 9 mA/cm^2 und 18 mA/cm^2 wie Abbildung 7.7 zeigt, wobei die Stromdichte mit steigendem Druck und steigender Leistung zunimmt. Der Elektronenanteil j_e/j_H lag zwischen 0.3 und 1, wobei dieser mit steigender Leistung zunimmt und mit steigendem Druck sinkt. In Abbildung 7.7 ist dies an den gezeigten Stromdichten der extrahierten Ionen im Vergleich zu den extrahierten Elektronenströmen zu erkennen. Die extrahierte Elektronenstromdichte steigt mit steigender HF-Leistung, während sie mit steigendem Druck sinkt.

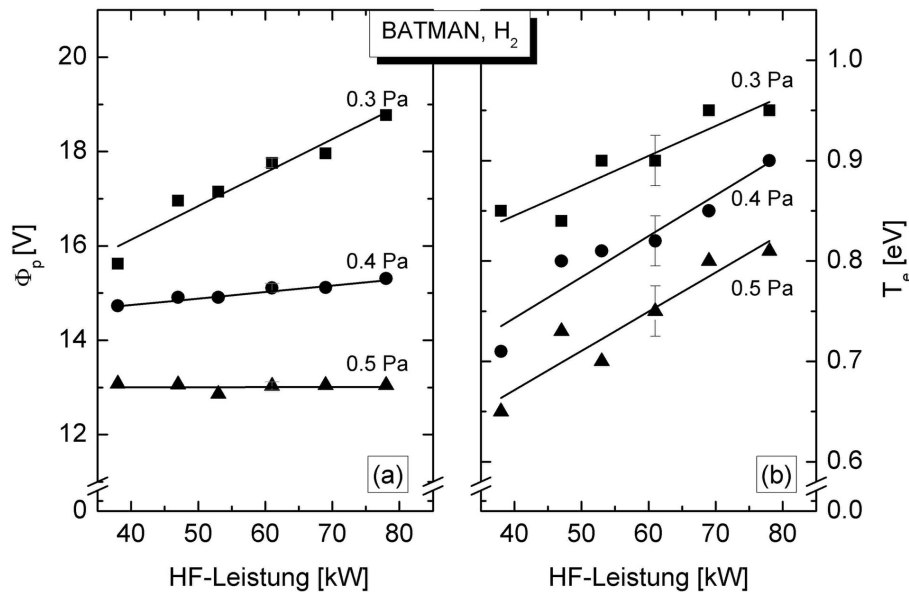


Abbildung 7.5: Abhängigkeit des Plasmapotentials (a) und der Elektronentemperatur (b) von der HF-Leistung für drei unterschiedliche Drücke an BATMAN

Die Plasmaparameter zeigen folgende Abhängigkeiten von der HF-Leistung und vom Quellendruck:

- Das Plasmapotential bleibt bei einem Druck von $p = 0.5 \text{ Pa}$ konstant über

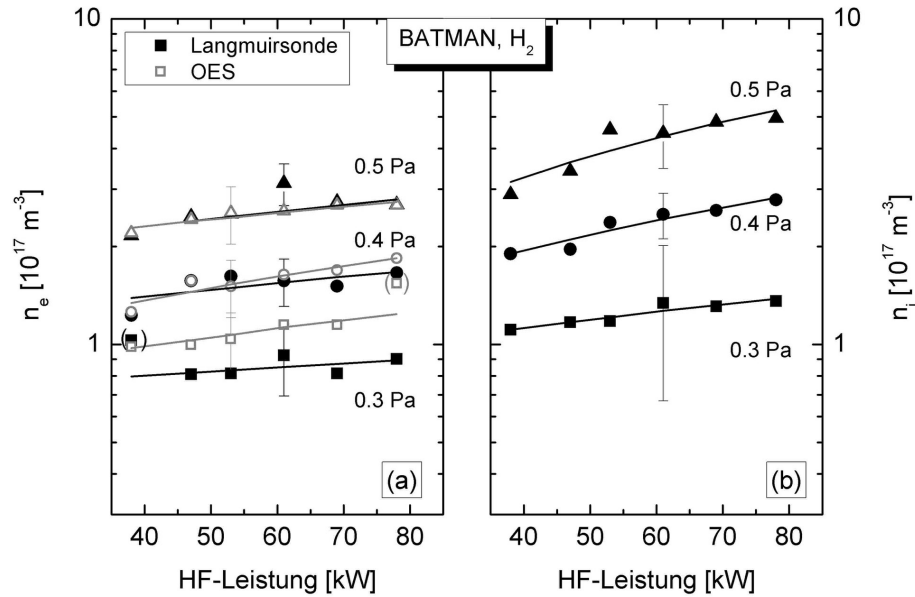


Abbildung 7.6: (a): Elektronendichte, gemessen mit der Langmuirsonde im Zentrum des Gitters (volle Symbole) und der OES an Port XR3n (offene Symbole) und (b): Dichte positiver Ionen gemessen mit der Langmuirsonde an BATMAN, in Abhängigkeit der HF-Leistung für drei unterschiedliche Drücke

der HF-Leistung, während es für die niedrigeren Drücke mit steigender HF-Leistung steigt. Bei einem Druck von $p = 0.3 \text{ Pa}$ steigt das Plasmapotential um ca. 18 % bei einer Leistungssteigerung von 40 auf 80 kW. Bei einem Druck von $p = 0.4 \text{ Pa}$ beträgt der Anstieg im selben Bereich nur noch 4 %. Insgesamt steigt das Plasmapotential mit sinkendem Druck.

- Die Temperatur der Elektronen hingegen steigt für alle Drücke praktisch in gleichem Maße mit steigender HF-Leistung an, wobei sie mit steigendem Druck abnimmt.
- Sowohl die Elektronen- als auch die Ionendichte steigt proportional zum Druck. Es zeigt sich ein größerer Anstieg mit steigender HF-Leistung für höhere Drücke. Dabei zeigen die Elektronendichten, die mit der OES gemessen wurden, für kleine Drücke zu höheren Absolutwerten als die Messung der Langmuirsonde, zum anderen etwas steilere Abhängigkeiten von der HF-Leistung. Für die eingezeichneten Regressionsgeraden wurde bei der Messreihe mit 0.3 Pa im Falle der Langmuirsonde der Messpunkt bei 38 kW, im Falle der OES der Messpunkt bei 78 kW nicht beachtet. Zwar liegen beide Messpunkte jeweils noch innerhalb des Fehlerbereichs der anderen Messpunkte,

es ist allerdings nicht klar, warum sie diese Abweichung zeigen. Die Dichte der positiven Ionen, gemessen mit der Langmuirsonde, zeigt ebenfalls einen Anstieg mit steigender HF-Leistung, wobei sie die Elektronendichte, die mit der Langmuirsonde gemessen wurde, stets übersteigt.

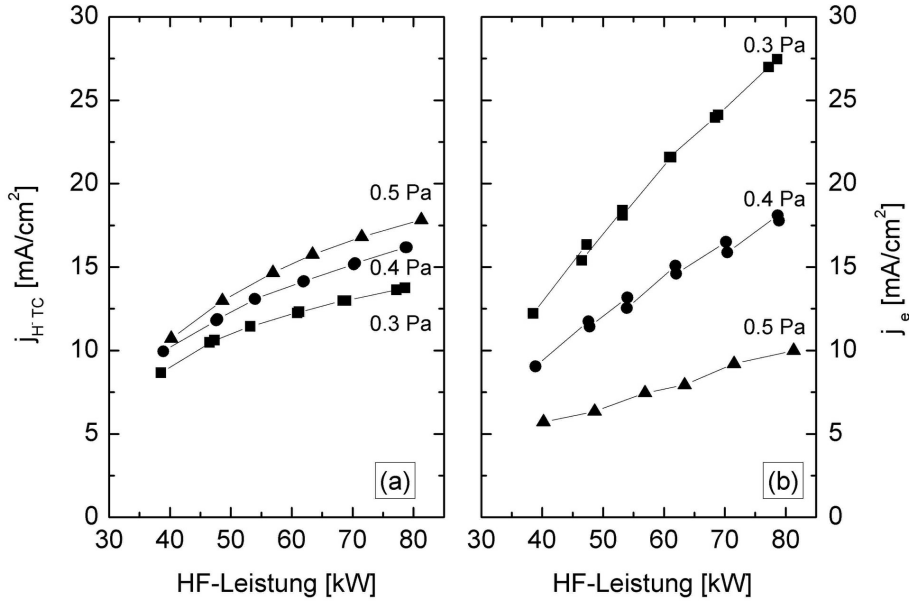


Abbildung 7.7: Extrahierte Ionenstromdichte j_{H-} (a) und Elektronenstromdichte j_e (b) in Abhängigkeit der HF-Leistung für unterschiedliche Quelldrücke zu den Daten aus Abbildung 7.5 und 7.6

Um die Verläufe der Plasmaparameter über der HF-Leistung zu erklären, müssen die Vorgänge in der gesamten Quelle, d. h. inklusive des Drivers, beachtet werden: Eine erhöhte Leistungseinkopplung im Driver kann zwei Effekte zur Folge haben: einerseits einen höheren Dissoziations- und Ionisationsgrad, andererseits die Abgabe der zusätzliche Energie direkt an die Teilchen, was sich in einer Temperaturerhöhung zeigen würde. Langmuirsondenmessungen im Driver zeigten, dass durch eine Leistungssteigerung die Elektronentemperatur angehoben wird, während die Elektronendichte konstant bleibt [43]. Somit ist der Anstieg der Temperatur vor dem Gitter erklärbar.

Der Anstieg der Dichte vor dem Gitter könnte darauf zurückzuführen sein, dass sich aufgrund des erhöhten Ionisationsgrades ein erhöhter Elektronenstrom auf den Faradayschirm [58] ergibt, der wiederum einen erhöhten Ionenstrom aus dem Driver in das Expansionsgefäß ergibt, da die Quasineutralität gewährleistet bleiben muss. Spektroskopische Messungen bestätigen einen höheren Dissoziationsgrad am Gitter mit steigender HF-Leistung [59]. Allerdings ist bei der Dichte zu beachten,

dass die Elektronendichte (gemessen mit der Langmuirsonde) im Gegensatz zur Dichte der positiven Ionen kaum mit steigender HF-Leistung ansteigt. Dieser Verlauf könnte auf die Produktion negativer Ionen mittels des Oberflächeneffektes zurückzuführen sein: Durch den gestiegenen Dissoziationsgrad stehen mehr Wasserstoffatome zur Verfügung, die negative Ionen erzeugen können. Somit steigt mit steigender HF-Leistung die gemessene Differenz zwischen der Elektronendichte und der Dichte positiver Ionen, die allerdings nur ein Indiz für die Dichte negativer Ionen ist (siehe Abschnitt 7.1.1, „BATMAN“).

Die Differenz der gemessenen Elektronendichten aus der Langmuirsondenmessung und der OES könnte zum einen auf die unterschiedliche Ausbreitung des Plasmas zurückzuführen sein, die bei kleinerem Druck homogener ist. Es könnten dabei Unterschiede zwischen der lokalen Messung der Langmuirsonde und der sichstrahlintegrierten Messung der OES auftreten. Zum anderen könnte die Differenz auf die sich unterschiedlich einstellenden Potentiale zurückzuführen sein, die mit steigendem Druck geringer sind, was wiederum einen Einfluss auf die Drift im Plasma haben könnte. Wie in Abbildung 7.22 gezeigt wird, hat die an BATMAN auftretende Drift eine Verschiebung des Plasmas nach oben zur Folge. Somit ist der verwendete Sichtstrahl der OES (XR3n, d. h. in der unteren Gitterhälfte) sehr empfindlich auf Veränderungen des Plasmas bezüglich der unterschiedlichen Ausbreitung durch verschiedene Drücke oder veränderte Driften. Somit ergeben sich für den Fall des hohen Druckes, der aufgrund der niedrigen Potentiale wohl eine geringe Drift zur Folge hat, eine gute Übereinstimmung mit den Langmuirsondenmessungen.

Der Anstieg des Plasmapotentials mit der HF-Leistung ist nicht allein auf den Anstieg der Temperatur und damit auf einen Anstieg der Differenz von Floating- und Plasmapotential zurückzuführen, da sich das Floatingpotential ebenfalls mit steigender HF-Leistung erhöht. Die Erhöhung des Floatingpotentials vor dem Gitter kann dabei auf die steigende Temperatur im Driver zurückgeführt werden: Dort steigt die Differenz zwischen Floating- und Plasmapotential an. Da der Faradayschirm und die Wand der gesamten Quelle elektrisch verbunden sind, und das Plasmapotential vom Driver zum Gitter hin konstant bleibt (siehe Abbildung 7.20), wird das Floatingpotential vor dem Gitter auf positive Werte gezogen. Je höher die Temperatur im Driver wird, umso höher wird das Floatingpotential vor dem Gitter, und damit auch das Plasmapotential.

Die Abhängigkeit der Parameter vom Druck lässt sich wie folgt erklären: Wird der Druck erhöht, so können mehr Teilchen ionisiert werden, so dass die Dichte der Ladungsträger mit steigendem Druck steigt. Im Widerspruch dazu steht die Messung des extrahierten Elektronenstroms, die eine Reduktion mit steigendem Druck aufzeigt. Es muss allerdings beachtet werden, dass die Sonde in einem Abstand von $z = 3\text{ cm}$ zum Gitter misst. Insbesondere im Zwischenraum von Gitter bis zu dieser Sichtlinie spielen sich die Vorgänge rund um die Produktion und Zerstörung der negativen Ionen ab (siehe Abschnitt 3.3). Besonders zu beachten ist hierbei, dass die negativen Ionen auf der Gitteroberfläche produziert werden, während die Elektronen aus dem Plasmavolumen Richtung Driver kommen (vgl. Abbildung 3.5).

Hinzu kommt die Tatsache, dass sich die Sondenmessungen auf einen Punkt in der Mitte des Gitters beziehen, während die extrahierten Ströme die Summe über der gesamten Gitterfläche darstellt. So kann es durchaus gegenläufige Abhängigkeiten der extrahierten Stromdichte und der gemessenen Elektronendichte in der Ebene des Filterflansches geben.

Die steigende Differenz zwischen der mit der Langmuirsonde gemessenen Dichte der positiven Ionen und der Elektronendichte mit steigendem Druck deutet auf eine erhöhte Produktion negativer Ionen hin. Dies bestätigt die Messung des extrahierten Ionenstroms, der mit steigendem Druck ansteigt, wie in Abbildung 7.7(a) zu sehen ist.

Da nach der Messung der Dichten im Plasma diese mit steigendem Druck ansteigen, steht somit für jedes Teilchen weniger Energie zur Verfügung, was sich in einer Verminderung der Elektronentemperatur mit steigendem Druck zeigt.

Der Abfall des Plasmapotentials mit steigendem Druck ist wiederum nicht nur auf die sinkende Temperatur zurückzuführen, da auch das Floatingpotential mit steigendem Druck sinkt. Dieser Effekt könnte auf die Temperatur im Driver zurückzuführen sein, die durch den höheren Druck sinkt. Somit vermindert sich das Rand-schichtpotential, und damit auch die Potentiale vor dem Gitter.

Die globalen Parameter der extrahierten Ströme zeigen, dass eine hohe HF-Leistung und ein hoher Quellendruck bessere Ergebnisse bezüglich der Ausbeute an negativen Ionen liefern. Allerdings hat eine steigende HF-Leistung auch eine Erhöhung der extrahierten Elektronenströme zur Folge, die auf das Beschleunigungsgitter abgelenkt werden, von welchem dann die deponierte Leistung durch Kühlung abtransportiert werden muss. Somit muss hier ein Kompromiss aus möglichst hohen Ionenströmen und handhabbarer Leistungsdeposition der Elektronen auf dem Extraktionsgitter gefunden werden.

Weiterhin ergibt sich für den Betrieb der Quelle eine höhere Ausbeute von negativen Ionen bei gleichzeitig weniger extrahiertem Elektronenstrom für höhere Drücke. Allerdings ist für ITER der Quellendruck mit $p = 0.3$ Pa vorgegeben, der sich aus einem Kompromiss zwischen erreichbarer Ionenstromdichte und tolerierbaren Strippingverlusten durch Hintergrundgas (25% bei 0.3 Pa) im Beschleunigersystem ergibt [6].

Somit ist die Erhöhung der HF-Leistung zur Steigerung des extrahierten Ionenstroms durch die Leistungsdeposition der Elektronen begrenzt, der Quellendruck durch tolerierbare Strippingverluste. Deshalb werden weitere Möglichkeiten zur Steigerung der Ionenausbeute benötigt. Es werden im Folgenden weitere Parameter aufgezeigt, mit denen die extrahierten Ströme beeinflusst werden können, und welche Mechanismen im Plasma dafür verantwortlich sind.

7.1.4 Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Magnetfeld

Die Variation des Magnetfeldes stellt eine komplexe Einflussnahme auf das Plasma dar, da die Magnetfelder nicht nur lokal einen Einfluss auf das Plasma haben,

sondern dieses in der gesamten Quelle beeinflussen. Dabei ist zu beachten, dass die magnetischen Filterfelder an BATMAN und RADI grundsätzlich verschiedener Art sind, wie schon in Kapitel 4 beschrieben wurde:

An RADI wird das magnetische Filterfeld mit Hilfe eines Stroms durch das Plasmagitter erzeugt. Je nach Stromstärke kann die Feldstärke des Filterfeldes linear verändert werden.

An BATMAN kommen zur Erzeugung des Filterfeldes innerhalb der Quelle angebrachte Permanentmagnete zum Einsatz, das durch äußere, zusätzliche Magnetstangen verstärkt oder geschwächt werden kann. Zudem können an BATMAN noch Confinementmagnete angebracht werden, wie sie in Abbildung 4.1 zu sehen sind.

Dadurch ergeben sich an den beiden Testständen zwei sehr unterschiedliche Magnetfeldkonfigurationen, wie in den Abbildungen 7.8 und 7.9 zu sehen ist. Abbildung 7.8 zeigt die x-Komponente der magnetischen Flussdichte in z-Richtung (vom Gitter zum Driver) für zwei verschiedene Plasmagitter-Ströme an RADI und für zwei Filterfeldkonfigurationen an BATMAN [35]. In Abbildung 7.9 ist die x-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Ebene $y = 0$ cm für BATMAN mit reinem Filterfeld und für RADI mit einem Plasmagitterstrom von $I_{PG} = 4$ kA (ITER Referenzwert [6]) gezeigt [35].

Es ist aus Abbildung 7.8 deutlich zu erkennen, dass das Filterfeld an RADI sehr viel weiter in Richtung des Drivers (z-Richtung) reicht, als das durch die Permanentmagnete erzeugte Feld an BATMAN. Des weiteren ergibt sich für das Filterfeld an RADI eine recht homogene Verteilung parallel zum Gitter (x-Richtung), wie in Abbildung 7.9 zu sehen ist, während das Filterfeld an BATMAN ein magnetisches Spiegelfeld in x-Richtung in der Ebene des Filterflansches darstellt und eine inhomogene Verteilung sowohl in x-Richtung (parallel zum Gitter) als auch in z-Richtung (senkrecht zum Gitter) aufweist.

An RADI ergibt sich in der Messebene der Sonde ($z = 2$ cm) eine maximale magnetische Flussdichte von $B = 40$ G für den an RADI maximalen Gitterstrom von $I_{PG} = 5$ kA [35]. An BATMAN erreicht das reine Filterfeld in der Mitte der Quelle ($x = y = 0$ cm) und in einem Abstand von $z = 3$ cm vom Gitter eine magnetische Flussdichte von $B = 70$ G [35].

Der Einfluss dieser von Grund auf verschiedenen, weitreichenden und sehr komplexen Magnetfelder auf die Parameter des Plasmas ist noch nicht vollständig verstanden. Da, wie schon in Abschnitt 6.1 beschrieben, nicht immer alle Parameterabhängigkeiten wie gewünscht gemessen werden konnten, sind im Folgenden nur einzelne Magnetfeldabhängigkeiten gezeigt. Ein Vergleich der verschiedenen Messungen ist aufgrund der unterschiedlichen Ausgangsbedingungen (Konditionierung, HF-Leistung, Quellendruck usw.) nur sehr schwierig möglich.

RADI

Der große Vorteil an RADI bezüglich der Untersuchung des Magnetfeldes ist die Möglichkeit, dieses ganz abzuschalten, bzw. die lineare Veränderung der Magnet-

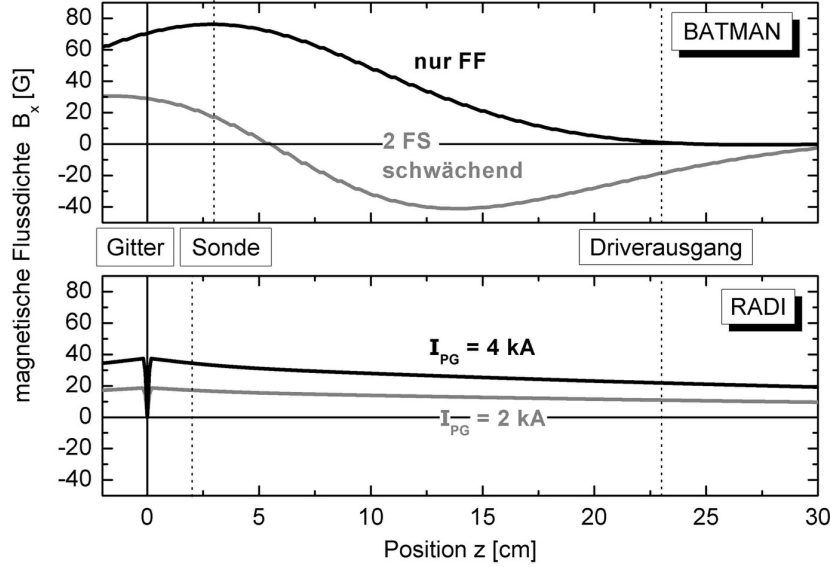


Abbildung 7.8: Profile der x-Komponente der magnetischen Flussdichte an RAD und an BATMAN in z -Richtung für verschiedene Magnetfeldkonfigurationen: BATMAN: Vergleich zwischen reinem Filterfeld (nur FF) und mit zwei Stangen geschwächtem Filterfeld (2 FS schwächend). RAD: Magnetische Flussdichte für zwei Plasmagitterströme I_{PG} . [35].

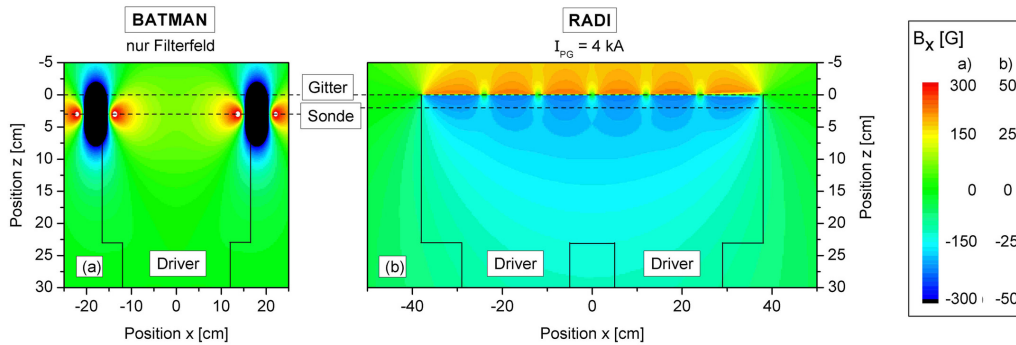


Abbildung 7.9: Magnetische Flussdichte B_x in der Ebene $y = 0$ für BATMAN (nur Filterfeld) und RAD ($I_{PG} = 4 \text{ kA}$). Es ist die unterschiedliche Farbskalierung der beiden Graphen zu beachten! [35]

feldstärke. Dabei ist der Einfluss des Magnetfeldes direkt an den Kennlinien erkennbar: In Abbildung 7.10 sind die geglätteten Kennlinien einer Entladung mit $B = 40\text{ G}$ (graue Kennlinie) und einer Entladung ohne Magnetfeld (schwarze Kennlinie) zu sehen. Während das Plasmapotential in beiden Fällen keine größeren Unterschiede aufweist ($\Delta\Phi_p \sim 1\text{ V}$), ist das Floatingpotential der Kennlinie ohne Magnetfeld deutlich geringer ($\Delta\Phi_{fl} \sim 10\text{ V}$). Ebenso lässt sich aus der Steigung der Kennlinie zwischen dem Floating- und dem Plasmapotential eine Einordnung der Temperatur vornehmen: Je steiler die Kennlinie in diesem Bereich ist, umso kälter sind die Elektronen, d.h. mit magnetischem Filterfeld ergibt sich eine geringere Elektronentemperatur.

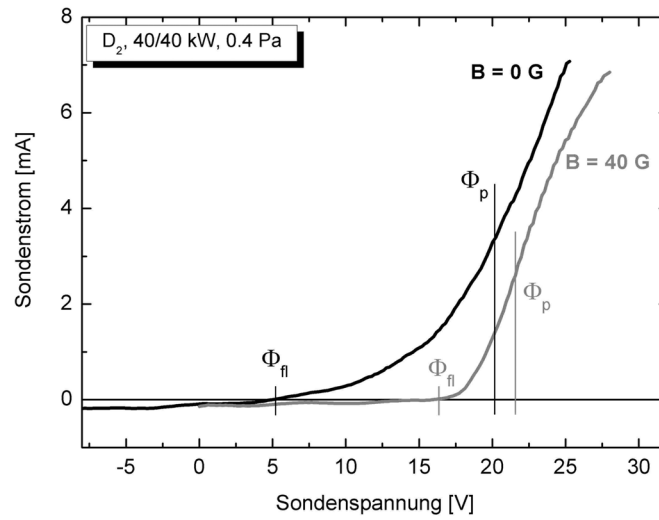


Abbildung 7.10: Unterschied der Kennlinien mit und ohne Filterfeld an einer D_2 -Entladung an RADI mit $P = 40/40\text{ kW}$ und $p = 0.4\text{ Pa}$, ohne angelegte Biasspannung.

Der Einfluss des Magnetfeldes auf die Absolutwerte der Plasmaparameter an Position $x = y = 0\text{ cm}$ ist in Abbildung 7.11 zu sehen. Die Deuteriumentladung wurde mit Leistungen von jeweils 40 kW pro Driverpaar bei einem Druck von $p = 0.4\text{ Pa}$ gefahren. Es ergeben sich folgende Abhängigkeiten von der magnetischen Flussdichte:

Das Plasmapotential kann als konstant betrachtet werden, während das Floatingpotential bis zu einer magnetischen Flussdichte von ca. 25 G zunimmt, und dann konstant verläuft. Die Elektronentemperatur sinkt mit steigender magnetischer Flussdichte, ab $B = 25\text{ G}$ nähert sich die Temperatur einem konstanten Wert von $T_e = 1.4\text{ eV}$ an. Die Elektronendichte bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit konstant.

Der Verlauf der Plasmaparameter mit steigender magnetischer Flussdichte lässt

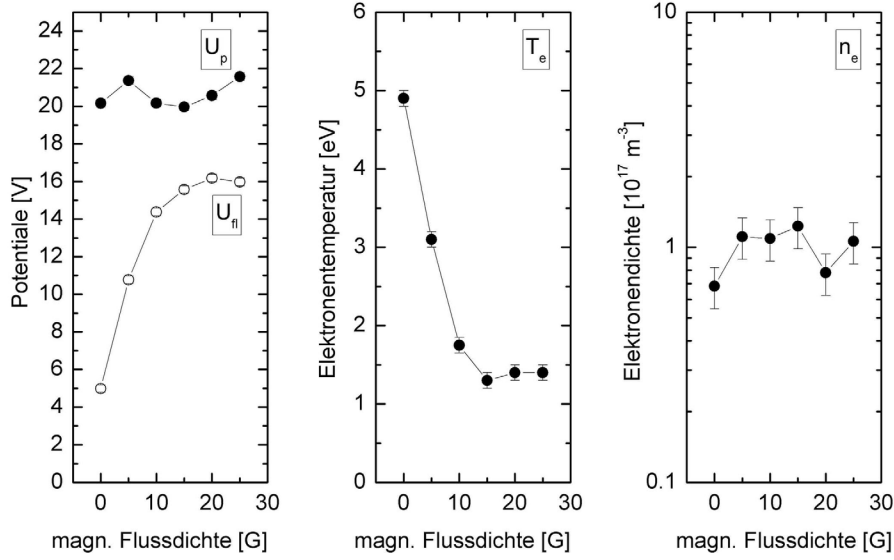


Abbildung 7.11: Einfluss des Magnetfeldes auf die Plasmaparameter an RADI in einer Deuteriumentladung mit $P = 40/40 \text{ kW}$ und $p = 0.4 \text{ Pa}$ im Zentrum des Plasmagitters ($x = y = 0 \text{ cm}$)

sich am einfachsten über die Temperatur erklären: Durch das Magnetfeld wird die Beweglichkeit der heißen Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien je nach Magnetfeldstärke behindert. Bewegungen quer zu den Feldlinien sind mit steigender Magnetfeldstärke hauptsächlich aufgrund von Stößen möglich (Diffusion, siehe Abschnitt 3.4.1). Dabei spielen Stöße mit Neutralteilchen und Coulombstöße die wichtigste Rolle (siehe Tabelle 5.2), wobei die Stoßfrequenz reziprok zur Geschwindigkeit und damit zur Temperatur der Teilchen ist. Somit stoßen kalte Elektronen wesentlich häufiger als heiße, und können besser quer zum Magnetfeld diffundieren. Je stärker das Magnetfeld ist, desto eher kann es heiße Elektronen aufhalten, so dass die Elektronentemperatur vor dem Gitter absinkt. Die Filterwirkung des magnetischen Filters ist dabei durch die Energieabhängigkeit des Coulombquerschnittes begrenzt (vergleiche Abschnitt 3.4.1), so dass sich die Temperatur nicht beliebig vermindern lässt. Im hier vorliegenden Fall kann die Temperatur bis auf $T_e \approx 1 \text{ eV}$ abgesenkt werden. Spektroskopische Messungen zeigen einen der Elektronentemperatur vergleichbaren Verlauf der H_β -Strahlung über steigender magnetischer Flussdichte. Da die H_β -Strahlung sowohl von der Elektronentemperatur als auch von der Elektronendichte abhängt (siehe Abschnitt 5.1.2), bestätigt dies die Messung der Langmuirsonde, nach der die Dichte konstant bleibt. Da die Temperatur maßgeblich die Potentialdifferenz der Randschicht bestimmt (siehe Gleichung 3.15), verringert sich die Differenz von Plasma- und Floatingpotential entsprechend der Elektronentemperatur. Das Plasmapotential bleibt vor dem Gitter unabhängig von

der Stärke des Filterfeldes, da sich die Plasmadichte vor dem Gitter nicht ändert.

Der Einfluss des Magnetfeldes auf die horizontalen Profile der Plasmaparameter ist in Abbildung 7.12 gezeigt. Die Ortsprofile in x-Richtung des Floatingpoten-

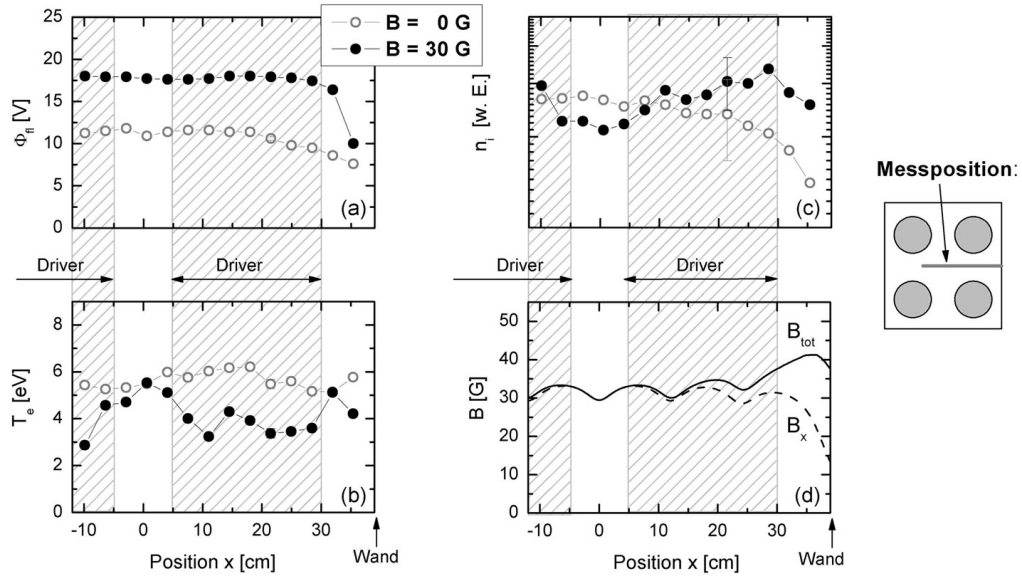


Abbildung 7.12: Profile der Plasmaparameter (a-c) mit und ohne Magnetfeld an RADI, aufgenommen mit der Boyd-Twiddy-Methode in einer Deuteriumentladung mit $P = 40$ kW pro Driverpaar, $p = 0.3$ Pa und $U_b = 0$ V, sowie Profil der magnetischen Flussdichte (x-Komponente und Gesamtflussdichte) für $I_{PG} = 4$ kA (d).

tials (a), der Elektronentemperatur (b) und der Dichte positiver Ionen (c) sind für eine Deuterium-Entladung mit $P = 40/40$ kW bei einem Quellendruck von $p = 0.3$ Pa für zwei unterschiedliche Filterfeldstärken gezeigt. Des weiteren sind die x-Komponente der magnetischen Flussdichte sowie die Gesamtflussdichte für einen Gitterstrom von $I_{PG} = 4$ kA gezeigt (d). Die Sonde war im Port XR2 angebracht, d. h. horizontal zwischen den beiden Drivern, und wurde mit der Boyd-Twiddy-Methode betrieben. Da diese Methode verhältnismäßig langsam misst, wurden für diese Profilmessung mehrere Entladungen benötigt. Zur Orientierung im Diagramm ist die Projektion der Driver eingezeichnet, wobei zu beachten ist, dass die Sonde in vertikaler Richtung *zwischen* der Projektion der beiden Driverpaare misst. Der Einfluss des Filterfeldes auf die Absolutwerte der Parameter ist konsistent mit den Ergebnissen, die in Abbildung 7.11 gezeigt wurden: Das Floatingpotential steigt mit steigender Magnetfeldstärke, während die Elektronentemperatur (bis auf die Bereiche in Projektion der Driverzwischenräume) abgesenkt wird und die Dichte

nahezu konstant bleibt.

Für die horizontalen Profile ergeben sich folgende Verläufe: Das Floatingpotential kann als konstant über der Position bis $x \approx 30$ cm betrachtet werden, wobei sich ein stärkerer Abfall zur Wand hin bei erhöhtem Magnetfeld ergibt. Die Verläufe der Temperatur und der Dichte weisen allerdings Unterschiede auf: Die Elektrentemperatur zeigt für den Fall ohne Magnetfeld einen flachen Verlauf, während die Temperatur im Falle eines existierenden Magnetfeldes Maxima zwischen den Drivern aufweist, was im Widerspruch zu der in Abbildung 7.11 gezeigten Messung steht. Bei der Dichte zeigt sich eine leichte Erhöhung zum Rand hin für den Fall mit Magnetfeld. Auf die Angabe des Absolutwertes dieser Dichten wurde verzichtet, da die Kennlinien aus den Boyd-Twiddy-Messungen nur nach einer einfachen OML-Theorie ausgewertet werden (siehe Abschnitt 6.2.3).

Das flache Profil des Floatingpotentials spricht dafür, dass das Magnetfeld homogen über dem Messbereich ist. Dies trifft auf die x-Komponente des magnetischen Filterfeldes zu, die erst ab $x = 35$ cm zur Wand hin abfällt. Betrachtet man dagegen die gesamte Flussdichte B_{tot} , so steigt deren Wert von ca. $x = 30$ cm zur Wand hin an.

Ohne Magnetfeld ist davon auszugehen, dass das Plasma frei beweglich ist und sich bei kleinem Druck ($0.3 - 0.4$ Pa) gleichmässig vor dem Gitter verteilt. Allerdings muss die Überlagerung des Plasmas aus mehreren Drivern beachtet werden. So misst die Optische Emissionsspektroskopie für ein Plasma ohne Magnetfeld erhöhte Dichten zwischen den Drivern, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung, was mit den Dichtemessungen der Langmuirsonde nicht übereinstimmt: Wie in Abbildung 7.12 zu sehen ist, zeigt sich keine Dichteerhöhung im Bereich zwischen den Drivern für den Fall ohne Magnetfeld. Dieser Unterschied konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden, so dass weitere systematische Untersuchungen notwendig sind. Bei einem Vergleich dieser beiden Messverfahren ist immer der Unterschied einer lokalen Messung mit der Langmuirsonde gegenüber einer sichtstrahlintegrierten Messung der OES zu beachten.

Für den Fall mit Magnetfeld ist der Teilchentransport quer zu den Feldlinien behindert. Dies könnte zur Folge haben, dass sich in Projektion der horizontalen Driverpaare eine höhere Plasmadichte einstellt als vertikal zwischen den Drivern. In diesem Fall müsste die mit der Langmuirsonde gemessene Dichte in der zentralen Horizontalen mit Magnetfeld geringer sein als ohne. Dies wird aber nicht bestätigt: Wie in Abbildung 7.11 zu sehen ist, bleibt die Dichte zwischen den beiden Drivern konstant mit steigender magnetischer Flussdichte, und auch in Abbildung 7.12 ist die Dichte der positiven Ionen mit Magnetfeld nicht geringer als ohne.

Allerdings zeigt sich eine Änderung des Dichteprofiles: während das Profil für den Fall ohne Magnetfeld kontinuierlich von der Mitte der Quelle zum Rand hin abfällt, steigt das Profil der Dichte mit Magnetfeld bis Position $x = +30$ cm um den Faktor zwei an, um dann zum Rand hin ebenfalls abzufallen. Diese Anhäufung der Ladungsträger am Rand der Quelle könnte auf das verstärkte Spiegelfeld zurückzuführen sein, (siehe Abbildung 7.12, B_{tot}) welches die Ladungsträger am Rand anhäuft. Dies geschieht in erster Linie mit den Elektronen, da die Ionen aufgrund

ihrer hohen Masse als nicht magnetisiert zu betrachten sind. Aus Gründen der Quasineutralität muss bei einer erhöhten Elektronendichte aber auch eine erhöhte Dichte positiver Ladungsträger vorhanden sein.

Der Anstieg der Temperatur im Bereich zwischen den Drivern bei vorhandenem Filterfeld ist nicht verstanden. Allerdings konnte dieser Anstieg auch nicht reproduzierbar gemessen werden, so dass die Vermutung nahe liegt, dass sich während der Entladungen für diese Messreihe geringfügige Änderungen in der Quelle ergaben. Diese Änderungen hatten dabei keinen Einfluss auf die Potentiale im Plasma, und so vermutlich auch nicht auf die Dichten.

Bei der Auslegung und Konstruktion von RADI ergab sich die Frage, ob das durch den Gitterstrom erzeugte Magnetfeld zur Reduktion der Elektronentemperatur ausreicht, da sowohl der Absolutwert als auch das Längenintegral der Feldstärke ($\int B dl$) kleiner ist als der vergleichbare Wert an BATMAN (siehe Abbildung 7.8). Die Sondenmessungen zeigen, dass die Temperatur an RADI nicht auf dieselben Werte reduziert werden kann wie an BATMAN (siehe nächster Abschnitt): An RADI kann die Temperatur auf ca. 1 – 1.5 eV reduziert werden, an BATMAN bis auf 0.5 eV. Da die Elektronentemperatur in diesem Bereich einen sehr großen Einfluss auf die Zerstörungsrate durch Elektronenabstreifung hat (siehe Abschnitt 3.3.3), ist eine möglichst geringe Elektronentemperatur wünschenswert. Dieser Prozess verliert allerdings mit steigender Dichte der negativen Ionen an Einfluss, so dass bei Betrieb von RADI mit Cäsium Messungen der Dichte negativer Ionen zeigen müssen, ob eine Reduktion der Elektronentemperatur auf $T_e \approx 1.5 \text{ eV}$ ausreicht, um die geforderten Stromdichten an negativen Ionen zu erreichen. Wie in Abbildung 7.25 zu sehen ist und aus weiteren Korrelationsmessungen an BATMAN schon bekannt ist [32], muss im Plasma eine Dichte negativer Ionen von ca. $1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ vorliegen, um die geforderten Ionenströme extrahieren zu können.

Hinsichtlich der Profile der Parameter ist eine Homogenität der extrahierten negativen Ionen von 10% für ITER gefordert. Es ist dabei davon auszugehen, dass eine homogene Dichte negativer Ionen vor dem Gitter nur erreicht werden kann, wenn neben einer homogenen Cäsiumbeschichtung auch die Plasmaparameter vor dem Gitter homogen sind. Untersuchungen zu dieser Korrelation sind am Teststand MANITU im Rahmen einer Diplomarbeit in Arbeit [60]. Bei der Konstruktion der Neutralteilchenquelle für ITER ist somit darauf geachtet worden, dass die Wände mindestens einen Abstand von ca. 10 cm zum Rand der Extraktionsfläche haben, da sich die Plasmaparameter bis zu diesem Bereich als annähernd konstant über der Position zeigen. Es wurde zudem der Durchmesser der Driver erhöht, um einen Dichteabfall über dem Extraktionsbereich zur Wand hin zu verhindern. Es muss allerdings der Einfluss der Überlagerung des Plasmas aus mehreren Drivern genauer untersucht werden, um den optimalen Abstand der Driver zueinander festlegen zu können.

BATMAN

An BATMAN stehen, wie schon in Abschnitt 4.1 beschrieben, mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, das von den innenliegenden Permanentmagneten im Diagnostikflansch erzeugte Filterfeld zu verändern. So können ein oder zwei Filterstangen (FS) und die Confinementmagnete (CF) schwächend oder stärkend angebracht werden. Außerdem können die Filterstangen und Confinementmagnete in jeder beliebigen Kombination angebracht werden. Dabei ergeben sich allerdings komplexe Magnetfeldkonfigurationen, so dass quantitative Aussagen bezüglich des Einflusses auf die Plasmaparameter nicht gemacht werden können. Für die im Folgenden gezeigten Ergebnisse werden deshalb stets nur die Daten miteinander verglichen, die unter gleichen Voraussetzungen, d. h. bei gleichen Quellenparametern aufgenommen wurde. Dies trifft nur jeweils auf die Daten in einem Graphen zu.

Einfluss des Filterfeldes

Wie beschrieben kann das Filterfeld in der Ebene des Diagnostikflansches ($z = 3$ cm) durch äußerlich angebrachte Filterstangen verstärkt oder geschwächt werden. Wird das Filterfeld mit zwei Filterstangen verstärkt, so ergibt sich die x-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Mitte der Quelle ($x = y = 0$ cm) und an Position der Sonde ($z = 3$ cm) zu $B_x = 135$ G. Wird es mit zwei Stangen geschwächt, ergibt sich B_x zu 17 G. Da die Filterstangen aber nicht in der selben Ebene vor dem Gitter angebracht werden, wie die innenliegenden Permanentmagnete ($z = 11$ cm statt $z = 3$ cm), ergeben sich zusätzlich zur Stärkung bzw. Schwächung des Filterfeldes Veränderungen der Magnetfeldkonfiguration, wie sie in Abbildung 7.13 zu sehen sind.

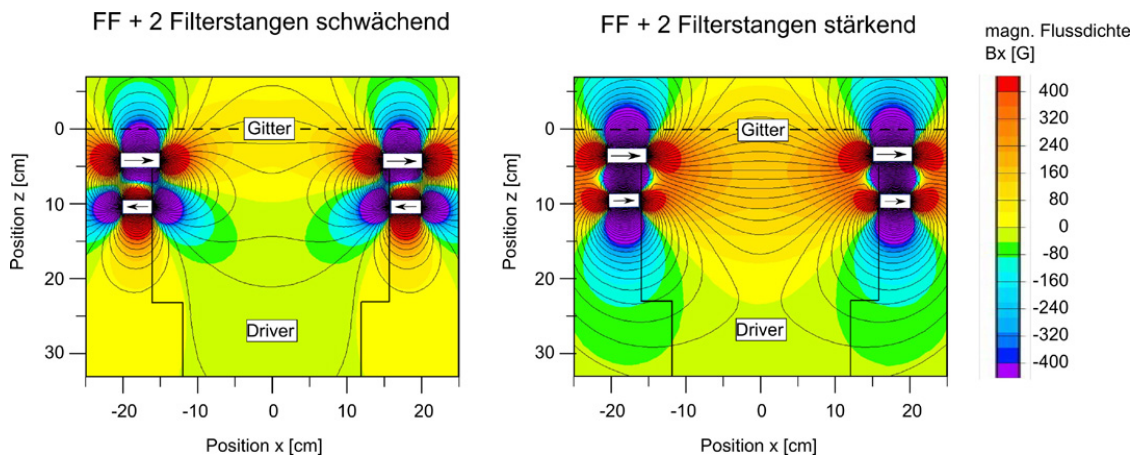


Abbildung 7.13: x-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Ebene $y = 0$ cm für ein Filterfeld, das mit zwei zusätzlichen Filterstangen geschwächt bzw. verstärkt wird. [35]

So wird im Falle der schwächend angebrachten Filterstangen zusätzlich ein Confinementfeld zwischen dem Diagnostikflansch und den Filterstangen aufgebaut, welches

durch die hohen Gradienten ein weiteres magnetisches Spiegelfeld darstellt. Das ursprüngliche Filterfeld vor dem Plasmagitter wird dabei wie gewünscht geschwächt. Durch diese Konfiguration herrscht in der Mitte der Quelle ($-5 \text{ cm} < x < 5 \text{ cm}$) ein nahezu feldfreier Raum mit steilen Gradienten zur Seitenwand hin. Durch das entstehende Confinementfeld ist zudem der Fluss der Teilchen an die Seitenwand in diesem Bereich stark behindert.

Werden die Filterstangen stärkend angebracht, so wird das Filterfeld wie gewünscht verstärkt. Allerdings wird der Effekt des magnetischen Spiegels in horizontaler Richtung vermindert, da das Verhältnis der maximalen zur minimalen magnetischen Flussdichte abnimmt (vgl. Abbildung 7.15(d)). Dieser Effekt ist auf das versetzte Anbringen der Filterstangen zurückzuführen, wodurch in der Ebene des Diagnostikflansches die magnetische Flussdichte in der Mitte der Quelle erhöht wird, am Rand aber vermindert wird. In dieser Konfiguration ist also vor allem der Fluss der Teilchen senkrecht zum Gitter behindert, während er gegenüber den schwächend angebrachten Filterstangen zur Seitenwand hin begünstigt wird.

Der Einfluss eines mit zwei Filterstangen verstärkten bzw. geschwächten Filterfeldes auf die Absolutwerte der Plasmaparameter in der Mitte der Quelle ($x = y = 0 \text{ cm}$) ist in Abbildung 7.14 zu sehen. Diese beiden Magnetfeldkonfigurationen wurden für Wasserstoffentladungen bei $P = 50 \text{ kW}$, $p = 0.44 \text{ Pa}$ und $I_b = 0 \text{ A}$ miteinander verglichen, wobei sich für die extrahierten Stromdichten folgende Werte ergaben: Mit geschwächtem Filterfeld wurde eine Ionenstromdichte von $j_{H^-} = 8.2 \text{ mA/cm}^2$ erreicht, bei einem Elektronen zu Ionenverhältnis von $j_e/j_{H^-} = 6$. Im Falle des verstärkten Filterfeldes ergab sich eine verringerte Stromdichte von $j_{H^-} = 2.6 \text{ mA/cm}^2$ bei verbessertem Verhältnis von $j_e/j_{H^-} = 1.5$. Diese Konfigurationen stellen dabei die maximale Veränderung der Filterfeldstärke dar, die nicht den Standardkonfigurationen der Quelle entsprechen. Diese sind für den Betrieb mit Wasserstoff eine schwächend angebrachte Filterstange und für den Betrieb mit Deuterium stärkend angebrachte Confinementmagnete, wie im Folgenden aufgezeigt wird.

Sowohl das Plasma-, als auch das Floatingpotential sinken mit erhöhtem Magnetfeld und auch die Elektronentemperatur ist bei höherem Magnetfeld deutlich kleiner. Die Dichten steigen an dieser Position mit steigender Feldstärke an, was gegenläufig zu den extrahierten Stromdichten der Elektronen ist.

Wie schon in Abbildung 7.13 gezeigt, wird die magnetische Flussdichte an der Position der Sonde ($z = 3 \text{ cm}$) für stärkend angebrachte Filterstangen deutlich erhöht und hat zudem eine weitere Ausdehnung in Richtung des Drivers (positive z -Werte). Somit ist eindeutig, dass die Filterwirkung mit stärkend angebrachten Filterstangen verstärkt wird, und folglich die Temperatur weiter abgesenkt werden kann, da die heißen Elektronen effektiver gefiltert werden können. Allerdings hat ein stärkeres Magnetfeld ebenso einen vermindernden Einfluss auf die extrahierten Ströme der negativen Ionen, der allerdings geringer ist, als der Einfluss auf die Elektronenströme.

Da die Flüsse der Ladungsträger auf die Wand durch die Magnetfelder verändert werden, ergibt sich ein Einfluss auf die Potentiale des Plasmas. So ist anzunehmen,

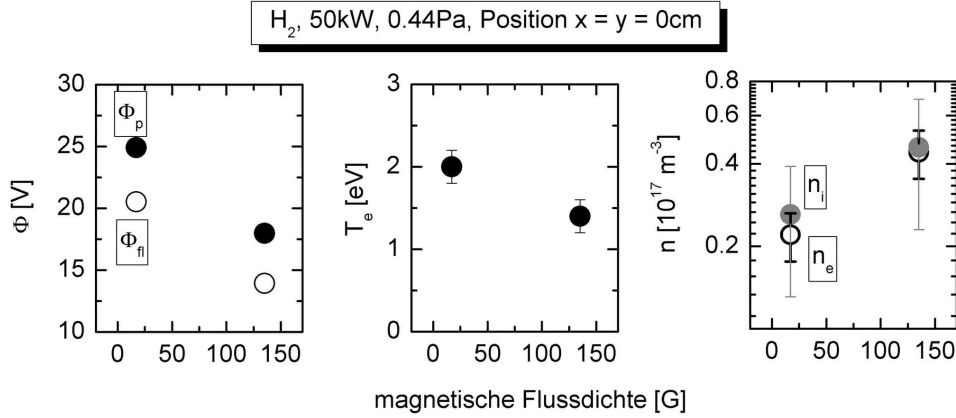


Abbildung 7.14: Einfluss der stärkend bzw. schwächend angebrachten Filterstangen auf die Absolutwerte der Plasmamaparameter bei $x = 0\text{ cm}$ und $I_b = 0\text{ A}$.

dass im Falle des verstärkten Filterfeldes die Flüsse auf die Seitenwand in Gitternähe erhöht sind gegenüber dem Fall des geschwächten Filterfeldes. Insgesamt muss der Fluss der Teilchen gleich bleiben, es ergibt sich aber eine veränderte Verteilung der Flüsse. Durch den erhöhten Fluss der Ladungsträger auf die Seitenwand im Bereich des Gitters bei verstärktem Magnetfeld ergeben sich absinkende Potentiale mit steigender Filterfeldstärke. Allerdings sind bei dem verstärkten Feld die Teilchen gerade im Bereich vor dem Gitter auf den Magnetfeldlinien eingefangen, so dass die Dichte in diesem Bereich höher ist als für das geschwächte Filterfeld. Die beschriebenen Abhängigkeiten stehen jedoch teilweise in Widerspruch zu den an RADI gemessenen Abhängigkeiten von der magnetischen Flussdichte. So hat diese an RADI weder einen Einfluss auf das Plasmapotential, noch verändern sich die Dichten. Bei einem Vergleich der beiden Teststände muss allerdings beachtet werden, dass es sich um zwei grundverschiedene Magnetfeldkonfigurationen handelt. Im Falle des Magnetfeldes an BATMAN ergeben sich große Gradienten der magnetischen Flussdichte in z-Richtung, die zudem massiv durch das Anbringen von Filterstangen geändert werden (siehe Abbildung 7.8). Diese unterschiedlichen Gradienten der magnetischen Flussdichte könnten einen Einfluss auf Dichtegradienten im Plasma haben. So könnten sich bei größeren Gradienten der magnetischen Flussdichte auch größere Gradienten der Elektronendichte ergeben. Hierzu würden detaillierte Untersuchungen der Plasmamaparameter in z-Richtung (also senkrecht zum Gitter) mehr Aufschluss geben.

Der Einfluss eines verstärkten Filterfeldes auf die Profile der Plasmamaparameter kann in Abbildung 7.15 gesehen werden. Für eine Deuteriumentladung mit $P = 70\text{ kW}$, $p = 0.58\text{ Pa}$ wurden die Profile für ein mit einer Filterstange verstärktes Filterfeld mit den Profilen im reinen Filterfeld verglichen. Ein Betrieb der Quelle

mit schwächend angebrachter Filterstange ist mit Deuterium unter hohen HF-Leistungen aufgrund der sich ergebenden hohen Elektronenströme nicht möglich. Es ist zu beachten, dass der Unterschied der beiden Feldstärken nicht so groß ist,

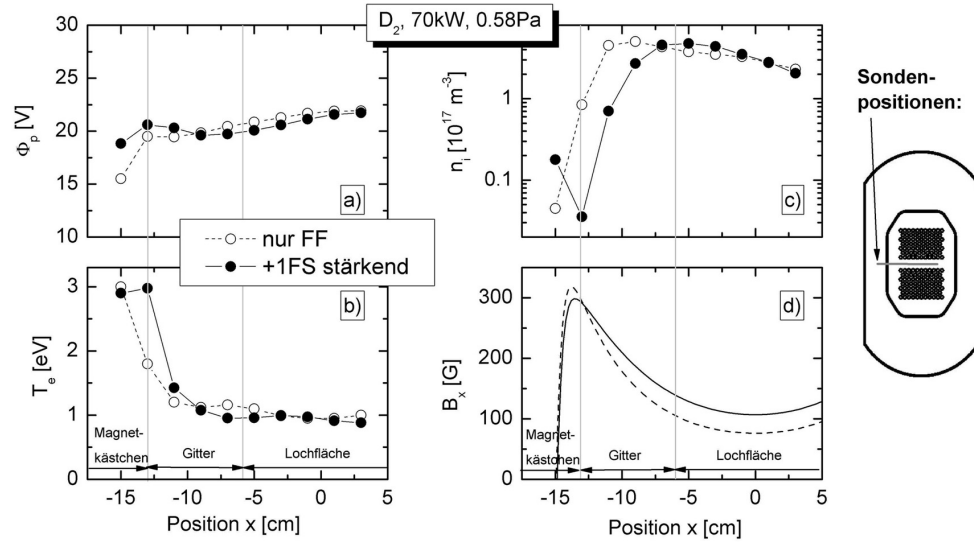


Abbildung 7.15: Profile der Plasmaparameter (a-c) für ein reines (offene Symbole) und ein mit einer Filterstange verstärktes (gefüllte Symbole) Filterfeld, sowie Profil der magnetischen Flussdichte (d)

wie in den Abbildungen 7.13 und 7.14. Für das reine Filterfeld ergibt sich an der Position $x = y = 0$ cm eine magnetische Flussdichte von $B_x \approx 75$ G, für das mit einer Stange verstärkte Filterfeld an der selben Position ergibt sich eine magnetische Flussdichte von $B_x \approx 110$ G. Die Verläufe der magnetischen Flussdichte in horizontaler Richtung bei $y = 0$ und einem Abstand von $z = 3$ cm zum Gitter sind in Abbildung 7.15(d) gezeigt.

Das Plasmapotential (7.15(a)) zeigt von der Mitte der Quelle bis zur Position $x = -7$ cm für beide Fälle ein gleiches Profil, wobei der Absolutwert – analog zu Abbildung 7.14 – für das verstärkte Magnetfeld etwas geringer ist. Am Rand dagegen zeigt sich ein deutlich erhöhtes Potential im Falle des verstärkten Magnetfeldes.

Bei der Elektronentemperatur (7.15(b)) kann von der Mitte bis zur Position $x = -9$ cm kein Unterschied festgestellt werden, im Randbereich zeigt sich wiederum eine erhöhte Temperatur für das verstärkte Filterfeld, wobei sich für den äußersten Messpunkt bei $x = -15$ cm die Temperaturen wieder angleichen.

Bei der Dichte der positiven Ionen (7.15(c)) ist der Verlauf ähnlich: von der Mitte bis zu Position $x = -7$ cm zeigt sich kaum ein Unterschied der beiden Fälle, im Randbereich hingegen ist die Dichte für den Fall des verstärkten Filterfeldes eindeutig verringert, wobei sich hier am äußersten Messpunkt der Verlauf umkehrt.

Der extrahierte Ionenstrom verringerte sich durch Anbringen der Filterstange von 11.9 mA/cm^2 auf 7.5 mA/cm^2 , wobei sich der Anteil der Elektronen von 1.5 auf 0.3 verminderte.

Der flachere Potentialverlauf am Rand der Quelle ist auf den dortigen Magnetfeldgradienten zurückzuführen, der im Falle eines verstärkten Filterfeldes ab Position $x = -8 \text{ cm}$ geringer ist, als beim reinen Filterfeld. Somit ist der Fluss der Ladungsträger auf die Seitenwand im Falle des verstärkten Filterfeldes gegenüber dem reinen Filterfeld erhöht, wodurch sich geringere Potentialgradienten ausbilden und der Potentialverlauf am Rand der Quelle flacher ist. Dieser Effekt lässt sich durch das versetzte Anbringen der Filterstangen erklären, die in z-Richtung mit einem Abstand von ca. 8 cm vom Diagnostikflansch angebracht sind. Die Feldstärke des Filterfeldes mit verstärkender Stange übersteigt die des reinen Filterfeldes nur bis zum Rand der Magnetkästchens, d.h. am Rand ist die magnetische Flussdichte geringer. Der erhöhte Teilchenfluss auf die Wand bei stärkend angebrachten Filterstangen führt zu einer Verminderung der Dichte am Rand der Quelle ($x < -9 \text{ cm}$), wie in Abbildung 7.15 zu sehen ist.

Die Erhöhung der Temperatur im Randbereich könnte die Folge mehrerer Effekte sein: da das verstärkte Filterfeld in z-Richtung weitreichender ist, könnten heiße Elektronen aus dem Driver direkt auf Feldlinien gelenkt werden, die zu den Magneten und damit an den Rand der Quelle führen. Es könnte sich aber auch um einen Effekt des verminderten magnetischen Spiegels handeln. Heiße Elektronen werden erst bei höheren Feldstärken, und somit weiter am Rand gespiegelt, als kältere. Da das Spiegelfeld für das verstärkte Filterfeld vermindert ist, können die heißen Elektronen weiter an den Rand gelangen, so dass sich dort eine erhöhte Elektronentemperatur ergibt.

Die Abweichungen im Profilverlauf der Elektronentemperatur und der Ionendichte am äußersten Messpunktes ist auf lokale Effekte zurückzuführen, da sich dieser Messpunkt vertikal zwischen den Magnetkästchen befindet (vgl. Abbildung 4.5).

Mit Hilfe der Filterstangen kann die Stärke des magnetischen Filters wie erwartet gestärkt oder geschwächt werden. Dies hat zunächst den gewünschten Einfluss auf die Elektronentemperatur vor dem Gitter. Durch das versetzte Anbringen der Filterstangen und der dadurch veränderten Magnetfeldkonfiguration ergeben sich veränderte Flüsse an die Wände, was zu Veränderungen der Potentiale und Dichten führt. Vor allem hat dies einen Einfluss auf die Dichteprofile. Der steile Abfall der Dichte wird von $x = -11 \text{ cm}$ auf $x = -9 \text{ cm}$ weiter in die Quelle hinein verschoben. Aus dieser Sicht ist ein möglichst geringer Teilchenfluss auf die Wand, wie er sich bei stärkerem Magnetfeldgradienten, also schwächend angebrachten Filterstangen, ergibt, wünschenswert.

Allerdings hat ein verstärktes Filterfeld den Vorteil, den Anteil der ko-extrahierten Elektronen deutlich zu reduzieren. Es wird zwar auch der Strom der extrahierten negativen Ionen vermindert, allerdings weniger stark als der der Elektronen. Somit muss ein Kompromiss zwischen möglichst homogenem Profil über der Ex-

traktionsfläche und möglichst hohem extrahiertem Ionenstrom bei vertretbarem Elektronenanteil gefunden werden. Für Wasserstoffentladungen kann als Standardkonfiguration das Filterfeld mit einer Filterstange geschwächt werden, da der Anteil der Elektronen dann immer noch unter 1 ist, und somit mehr negative Ionen extrahiert werden können. Für den Betrieb mit Deuterium, bei dem sich grundsätzlich ein um den Faktor 4-5 höherer Anteil an extrahierten Elektronen ergibt [10], ist dies nicht möglich.

Einfluss des Confinementfilters

Werden die Confinementfilter an den Seitenwänden der Quelle angebracht, so wird der Einschluss des Plasma sowohl im schwächenden als auch im stärkenden Fall verstärkt. Allerdings reicht das Confinementfeld im Falle der stärkenden Anbringung weiter in die Mitte der Quelle, als wenn die Confinementmagnete schwächend angebracht werden, wie in Abbildung 7.16 gesehen werden kann [35]. Dies bedeutet, dass der Fluss der Ladungsträger auf die Seitenwände im Falle der stärkend angebrachten Confinementmagnete stärker behindert ist, als im Falle der schwächend angebrachten. Der Einfluss auf die magnetische Flussdichte in der Ebene $z = 3$ ist hingegen sehr gering, wie in Abbildung 7.17(d) zu sehen ist.

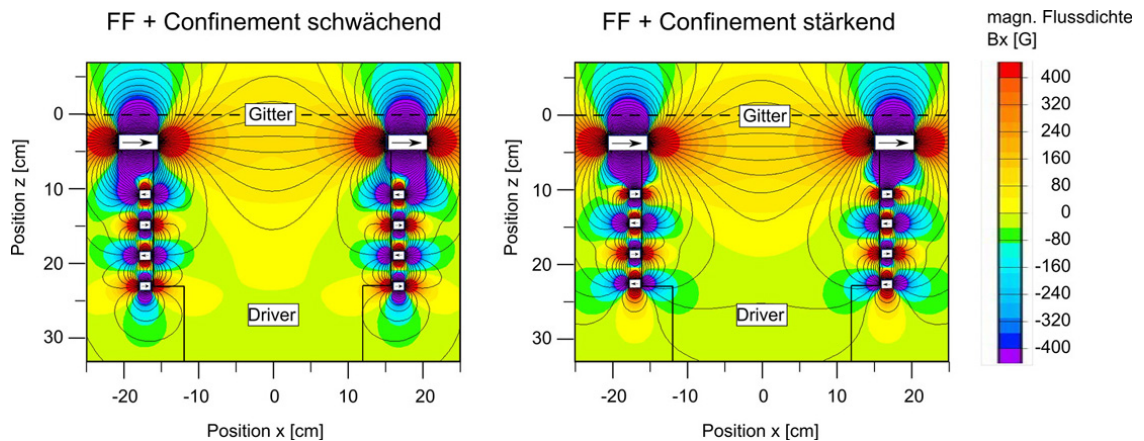


Abbildung 7.16: x-Komponente der magnetischen Flussdichte für ein mit Confinementmagneten geschwächtes bzw. verstärktes Filterfeld in der Ebene $y = 0$. [35]

Abbildung 7.17 zeigt die Profile der Plasmamparameter für zwei Deuteriumentladungen mit $P = 70$ kW und $p = 0.43$ Pa, mit stärkend (entspricht der Standardkonfiguration für Deuteriumbetrieb, siehe weiter unten) und mit schwächend angebrachten Confinementmagneten. Die Quelle wurde aus technischen Gründen bei dieser Messreihe ohne Extraktion betrieben, so dass für diese Messungen keine Daten der extrahierten Stromwerte vorliegen. Es zeigt sich allerdings allgemein, dass stärkend angebrachte Confinementmagnete eine Reduktion der Elektronen zur Folge haben, was vor allem für den Betrieb mit Deuterium bedeutend ist, da dabei der Elektronenanteil stets höher ist als bei Wasserstoffentladungen [10].

Für die Magnetfeldkonfiguration mit schwächend und stärkend angebrachten Confinementmagneten ergeben sich folgende Verläufe der Plasmaparameter:

Die magnetische Flussdichte entlang des Messweges der Sonde ($z = 3$) zeigt kaum einen Unterschied zwischen stärkend und schwächend angebrachten Confinementmagneten (vgl. Abbildung 7.17(d)). Trotzdem ist ein deutlicher Anstieg des Plasmapotentials zu erkennen (7.17(a)), wobei sich ein am Rand steiler abfallendes Profil für den Fall der stärkend angebrachten Confinementmagnete ergibt. Die Temperatur kann über der Extraktionsfläche als gleich angesehen werden, wobei sich ein deutlicherer Anstieg zum Rand hin für den Fall der schwächend angebrachten Magnete ergibt (7.17(b)). Die Dichte der Ladungsträger verringert sich mit stärkerem Confinementfeld, wobei im Profil wiederum kaum ein Unterschied zu erkennen ist (7.17(c)).

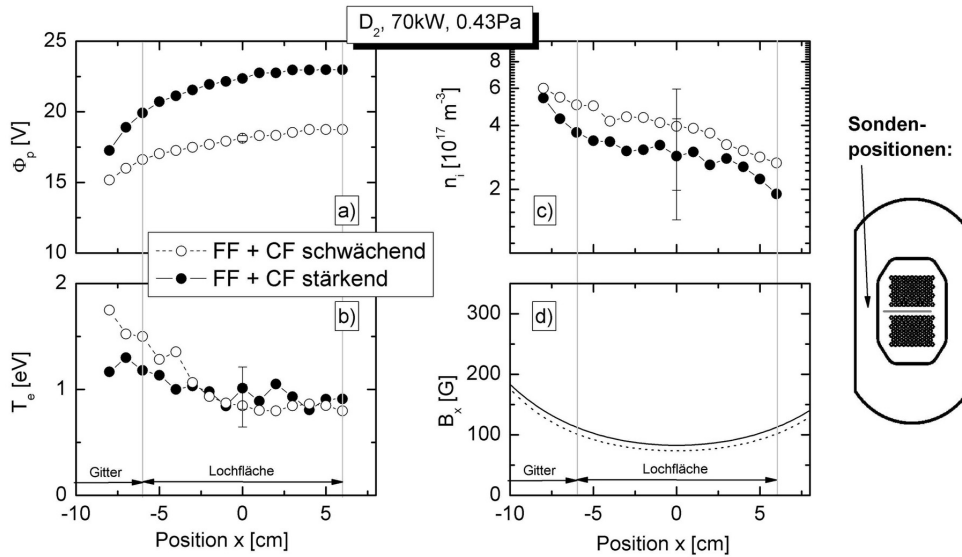


Abbildung 7.17: Profile der Plasmaparameter in x-Richtung (a-c) für eine Entladung mit schwächend und stärkend angebrachten Confinementmagneten, sowie Verlauf der magnetischen Flussdichte B_x (d).

Der Anstieg des Plasmapotentials mit verstärkt angebrachten Confinementmagneten lässt sich durch den verringerten Fluss der Ladungsträger auf die Seitenwand erklären, wie es sich entsprechend bei schwächend angebrachten Filterstangen ergibt (siehe Abbildung 7.14). Dies führt zu einem erhöhtem Potentialgradienten zur Wand hin, was im steileren Abfall des Potentials bei verstärkt angebrachtem Confinement in Abbildung 7.17(a) zu sehen ist.

Die Filterwirkung bezüglich der Reduktion der Elektronentemperatur vor dem Gitter ist in der Mitte der Quelle für beide Fälle in etwa gleich, so dass auch die gemessenen Temperaturen in der Mitte der Quelle ähnliche Werte zeigen (siehe 7.17(b)). Erst zum Rand hin zeigt sich ein erhöhter Anstieg der Temperatur für

das geschwächte Confinementfeld. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, dass im Falle der schwächend angebrachten Confinementmagnete das Plasma nicht so gut eingeschlossen werden kann, so dass mehr heiße Elektronen bis zum Rand des Filterfeldes vordringen können.

Bei einem verbesserten Einschluss der Teilchen durch ein verstärktes Confinementfeld würde man zunächst eine erhöhte Elektronendichte erwarten. Allerdings muss beachtet werden, dass der Fluss der Teilchen auf die Seitenwand nahe des Drivers mit verstärktem Confinement größer ist als mit geschwächtem. Somit werden heiße Elektronen aus dem Driver bei stärkend angebrachtem Confinementfeld nahe des Drivers an die Wand gelenkt, was einerseits einen Anstieg des Plasmapotentials zur Folge hat, und andererseits eine Verminderung der Elektronendichte am Gitter.

Der Einbau der Confinementmagnete wird vor allem bei Deuteriumentladungen verwendet, da sich dadurch eine Reduktion der ko-extrahierten Elektronen ergibt. Bei Wasserstoffentladungen kann darauf verzichtet werden, da der Anteil der Elektronen sogar mit schwächend angebrachter Filterstange noch unter dem von ITER geforderten Anteil von eins liegt, und somit die Leistungdeposition der Elektronen handhabbar ist.

Die Reduktion des extrahierten Elektronenstroms mit stärkend angebrachtem Confinementfeld ist konsistent mit der Beobachtung einer sinkenden Elektronendichte. Dies ist gegensätzlich zu der beobachteten Erhöhung der Elektronendichte mit stärkend angebrachten Filterstangen. Es sind beim Vergleich der Veränderungen des Magnetfeldes mit Filterstangen und Confinementmagnete dabei der unterschiedliche Einfluss auf das gesamte Plasma zu betrachten: Während die Filterstangen hauptsächlich einen Einfluss auf das Magnetfeld in der Ebene des Filterflansches haben, ist der Einfluss der Confinementmagnete in dieser Ebene sehr gering. Allerdings ergeben sich durch die Confinementmagnete veränderte Teilchenflüsse auf die Seitenwände, die für die gezeigten Parameterabhängigkeiten verantwortlich sind.

7.1.5 Einfluss der Gittervorspannung (Bias)

Um den Anteil der ko-extrahierten Elektronen zu verringern, wird das Plasmagitter positiv gegenüber dem Quellenkörper vorgespannt. Da die Vorspannung, die im folgenden Bias genannt wird, eine Potentialdifferenz im Plasma vor dem Gitter bewirken soll, darf die vorgespannte Fläche nicht zu groß im Vergleich zur gesamten Fläche des Quellenkörpers sein. Es wurde deswegen eine Biasplatte eingebaut, die das Plasmagitter abdeckt und nur den Bereich der Extraktionsöffnungen frei lässt (siehe Abbildung 4.5). Durch die elektrische Verbindung der Biasplatte mit dem Quellenkörper wird das Flächenverhältnis von Quellenwand zu vorgespannter Gitterfläche erhöht, da die Biasplatte das Potential des Gitters bis auf den Bereich um die Extraktionsöffnungen abschirmt. Die Biasplatte beeinflusst das Plasma zudem dadurch, dass sie mit einem Abstand von 1 cm zum Gitter angebracht ist, wie schon in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde.

Die Untersuchungen zum Einfluss des Bias auf die Plasmaparameter wurden nur an BATMAN durchgeführt, da dies an RADi aus technischen Gründen nicht möglich war.

BATMAN

Um den Einfluss des Bias auf die Plasmaparameter zu verstehen, wurden das Plasmapotential Φ_p , die sich einstellende Biasspannung U_b , der fließende Biasstrom I_b sowie die extrahierten Ströme von Ionen I_{ion} und Elektronen I_{elec} als Funktion der eingestellten Biasspannung U_{bset} gemessen. Diese Biasscans haben typischerweise Verläufe, wie sie in Abbildung 7.18 zu sehen sind: wird keine Biasspannung vorgegeben, ist das Plasmapotential am Ort der Sonde ($z = 3$ cm, $x = y = 0$ cm) einige Volt, in diesem Fall stellte sich ein Plasmapotential von $\Phi_p = 12$ V ein. Obwohl die

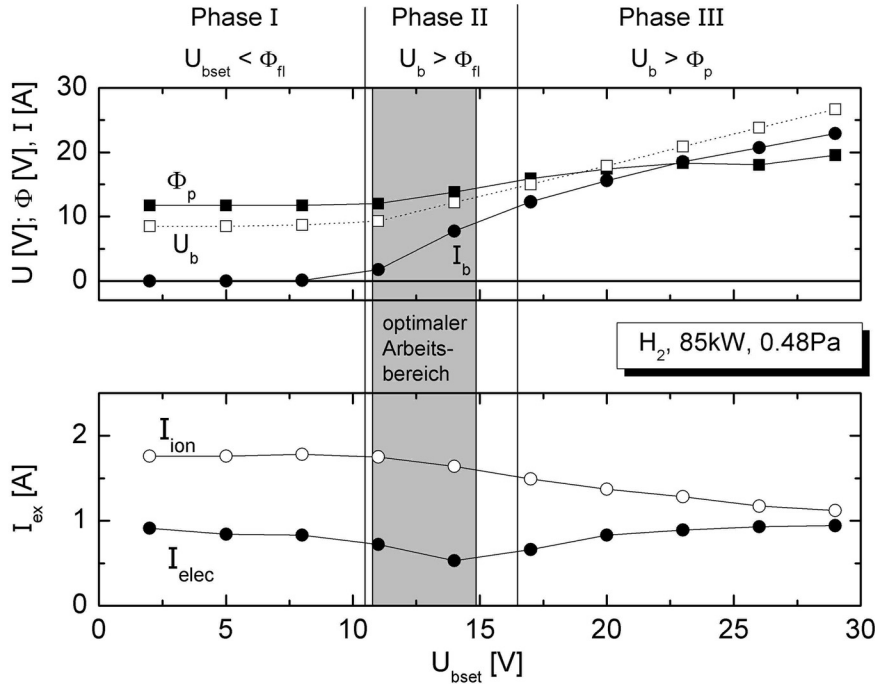


Abbildung 7.18: Biasscan an BATMAN, gemessen in einer Wasserstoffentladung mit 50kW HF-Leistung und einem Druck von 0.48Pa. Aufgetragen sind das Plasmapotential Φ_p , die Biasspannung U_b , der Biasstrom I_b sowie die extrahierten Ströme der Ionen I_{ion} und Elektronen I_{elec} über der vorgegebenen Biasspannung U_{bset} .

Biasspannung mit $U_{bset} = 0$ V vorgegeben wird, stellte sich diese auf einen Wert um die 9 V ein, da die Diode im Stromkreis des Bias den Elektronenfluss von der Quelle zum Gitter sperrt (siehe Abschnitt 4.1) und das Gitter somit auf Floatingpotential liegt. Entsprechend der Konditionierung zum Zeitpunkt der Messung wird

ein gewisser Ionen- und Elektronenstrom extrahiert, der in der Abbildung mit I_{ion} und I_{elec} bezeichnet ist. Dieser Zustand ändert sich nicht, solange die eingestellte Biasspannung unterhalb des Floatingpotentials des Gitters, welches sich ohne Biasspannung ausbildet, bleibt. Dieser Bereich ist in Abbildung 7.18 mit $U_{\text{bset}} < \Phi_{\text{fl}}$ bzw. Phase I bezeichnet.

Wird die vorgegebene Biasspannung über den Anfangswert des Floatingpotentials am Gitter erhöht, so erhöht sich zum einen das Plasmapotential, und zum anderen nimmt die Biasspannung den eingestellten Wert an. Ebenso ist in dieser Phase II ein Anstieg des Biasstroms I_b zu erkennen, da nun im Stromkreis ein Biasstrom fließen kann. Die beiden Extraktionsströme nehmen in dieser Phase ab, wobei der Strom der Elektronen stärker reduziert wird als der der negativen Ionen.

Erhöht man die vorgegebene Biasspannung weiter, so kann das Plasmapotential diesem Anstieg nicht mehr folgen, und es steigt langsamer als die Biasspannung. Dabei kann die Biasspannung das Plasmapotential auch übertreffen. Auch der Anstieg des Biasstroms verringert sich in dieser Phase, die in Abbildung 7.18 mit $U_b > \Phi_p$ bzw. Phase III bezeichnet ist. Die Extraktionsströme zeigen in dieser Phase gegensätzliche Verläufe: während der extrahierte Ionenstrom weiterhin abnimmt, steigt der Elektronenstrom wieder an.

Diese Verläufe über steigender Biasspannung konnten nur in gut konditionierten Quellen in dieser Form beobachtet werden. Für geringe Dichten an negativen Ionen ergeben sich insgesamt höhere Potentiale im Plasma (siehe Abschnitt 7.1.1), so dass die zur Verfügung stehenden 30 V für die Gittervorspannung nicht ausreichen, um in die Phase III eines Biasscans zu gelangen.

Der Einfluss der drei beschriebenen Phasen eines Biasscans auf die Randschicht des Plasmas am Gitter ist in Abbildung 7.19 verdeutlicht und lässt sich wie folgt erklären: Wird keine Biasspannung angelegt, lädt sich das Plasmagitter auf sein

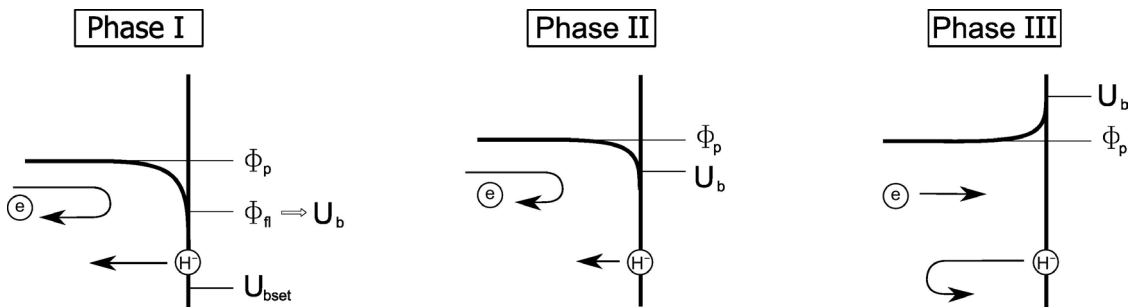


Abbildung 7.19: Veranschaulichung des Einflusses der Gittervorspannung auf die Randschicht des Plasmas vor dem Gitter

Floatingpotential auf. Dieses ist dabei ein anderes als das des Quellenkörpers, der vom Driver bis kurz vor das Gitter reicht. Es fließt aufgrund der eingebauten Diode kein Biasstrom I_b zwischen dem Gitter und dem Quellenkörper. Die Spannung, die zwischen dem Plasmagitter und dem Quellenkörper anliegt, ist dann die gemessene Biasspannung U_b . Solange die angelegte Biasspannung U_{bset} unterhalb des Floatingpotentials des Gitters ohne Bias bleibt, ändert sich an diesem Zustand nichts. Wird

nun eine Biasspannung angelegt, die sich dem Plasmapotential nähert, so versucht das Plasma, die Teilchenflüsse auf die Wände konstant zu halten, und erhöht das Plasmapotential. Allerdings wird sich die Randschicht nicht in gleichem Maße ausbilden können wie ohne Bias, d. h. sie wird eine kleinere Potentialdifferenz haben. Damit werden die Ströme der Ladungsträger auf das Gitter verändert, und zwar so, dass nun mehr negative Ladungsträger auf dieses gelangen. Dadurch fließt ein Biasstrom, und die extrahierten Ströme der negativen Ionen und Elektronen nehmen ab, da nun ein Teil davon auf das Gitter fließt. Da dieser Effekt die beweglichen Elektronen stärker beeinflusst als die trägen Ionen, sinkt der Strom der extrahierten Elektronen mehr als der der Ionen. Im gezeigten Fall ergibt sich eine maximale Reduktion des Elektronenstroms um $\sim 36\%$ bei gleichzeitiger Reduktion der Ionen um $\sim 8\%$. Zudem ist zu beachten, dass die negativen Ionen auf der Gitteroberfläche erzeugt werden, und diese bei einer verminderten Potentialdifferenz zwischen Wand- und Plasmapotential schwieriger verlassen können. Wird die angelegte Biasspannung weiter erhöht, kann das Plasma diesem Anstieg des Wandpotentials nicht mehr folgen, so dass die Biasspannung das Plasmapotential übersteigt. In diesem Fall wird die Potentialdifferenz der Randschicht sogar umgekehrt. Der Strom der extrahierten Elektronen nimmt in diesem Bereich nun wieder zu, was damit zu erklären ist, dass das Gitterpotential nun das Plasmapotential übersteigt, und somit mehr Elektronen angezogen werden, die dann extrahiert werden können. Dieser Effekt ist allerdings nur bei eingebauter Biasplatte zu beachten. Ist keine Biasplatte installiert, sättigt der Elektronenstrom in Phase III. Im Falle der negativen Ionen, die in dieser dritten Phase weiter absinken, stellt sich die Situation etwas anders dar: Da die negativen Ionen an der Oberfläche entstehen, können sie nun zunehmend weniger die negative Potentialdifferenz vom Gitter zum Plasma überwinden, so dass auch weniger negative Ionen extrahiert werden können.

Der ideale Arbeitspunkt für die Ionenquellen bezüglich des Bias ist somit so zu wählen, dass der extrahierte Elektronenstrom möglichst stark reduziert wird, der Strom der negativen Ionen dabei aber möglichst wenig. Aus Abbildung 7.18 ist zu erkennen, dass dieser Punkt zu Beginn der Phase II zu finden ist. Somit wird für den Standardbetrieb eine Biasspannung gewählt, die knapp oberhalb des Floatingpotentials für die Entladung ohne Bias liegt.

Die angelegte Gittervorspannung hat über den Einfluss auf die Randschicht hinaus bis zu einem Abstand von $z \approx 5$ cm senkrecht zum Gitter einen Einfluss auf die Potentiale im Plasma, wie bei Messungen mit der Janussonde (siehe Abbildung 7.20) gezeigt werden konnte.

Es wurden dabei Ortsprofile in z -Richtung, also vom Gitter in Richtung Driver, aufgenommen, wobei eine der seitlich angebrachten Elektroden als Einzelsonde geschaltet wurde. Für zwei unterschiedliche Biasspannungen wurden die Ortsprofile der Plasmaparameter gemessen. Die Biasspannung wurde dabei so gewählt, dass sie im einen Fall unterhalb des Floatingpotentials ohne Bias („ohne Bias“), und im anderen Fall oberhalb des sich einstellenden Plasmapotentials („mit Bias“) ist. Es

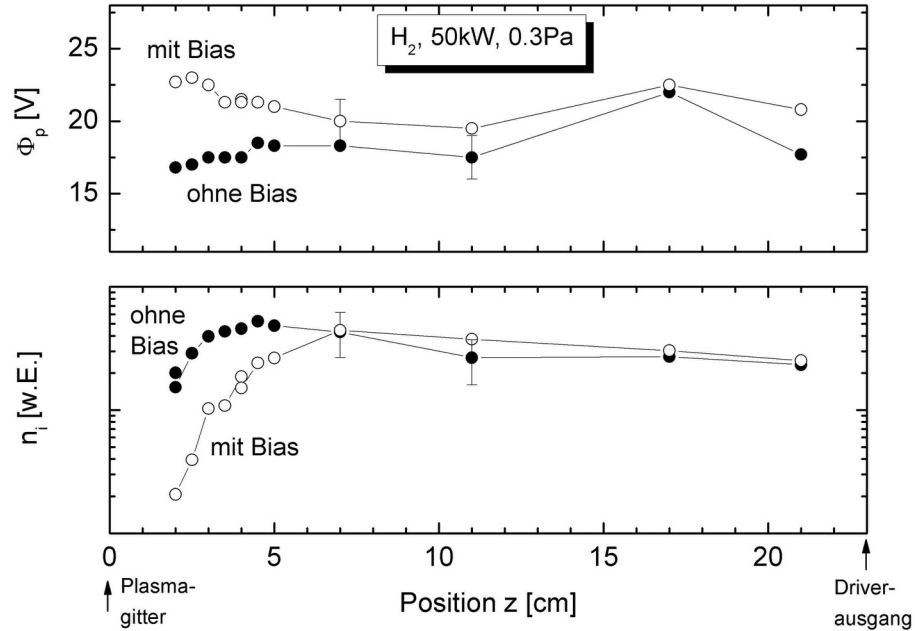


Abbildung 7.20: Janussondenmessungen, aufgenommen mit der Boyd–Twiddy–Methode, in z -Richtung in Abhängigkeit der Biasspannung, gemessen an einer Wasserstoffentladung mit 50kW HF-Leistung und einem Druck von 0.3 Pa an BATMAN

stellten sich dabei Biasspannungen von $U_b = 15$ V bzw. $U_b = 25$ V bei Biasströmen von $I_b = 0$ A und $I_b = 6$ A ein. Somit sind die beiden Fälle der Phase I und III eines Biasscans zuzuordnen. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Plasmapotential mit höherem Bias insgesamt steigt, insbesondere aber im Bereich der ersten 5 cm vor dem Gitter ansteigt, während es ohne angelegter Biasspannung zum Gitter hin abfällt. Bei der Dichte positiver Ionen ist deutlich zu erkennen, dass diese bei höherer Biasspannung in den ersten Zentimetern vor dem Gitter stark reduziert ist. Ab ungefähr 5 cm Abstand vom Gitter bis hin zum Driver bleibt das Plasmapotential praktisch konstant und die Dichte der positiven Ionen zeigt einen leichten Abfall, wobei sie für beide Biasspannungen in diesem Bereich als gleich angesehen werden kann. Auf die Angabe der absoluten Ionendichte wurde verzichtet, da die Messungen mit der planaren Elektrode der Janussonde, wie schon in Abschnitt 6.2.3 beschrieben, nur mit einer einfachen Theorie ausgewertet wurde. Diese Messungen bestätigen also die obigen Erklärungen, wonach sich die Randschicht und damit auch die weitreichendere Grenzsicht bei hohen Biasspannungen umkehrt (siehe Abbildung 7.19), und mehr Elektronen in Richtung des Gitters gelenkt werden, wodurch die Ladungsträgerdichte dann vor dem Gitter absinkt. Dieser Effekt kann ebenfalls in Abbildung 7.21 gesehen werden, in der für mehre-

re Biasspannungen die Ortsprofile der Dichte positiver Ionen in x-Richtung, also parallel zum Gitter, gezeigt sind. Die gezeigten Profile stammen aus der selben Messreihe wie die Daten in Abbildung 7.18. Für die vorgegebenen Biasspannungen, die Phase I entsprechen (0 – 9 V), sind die Profile identisch. Je höher die eingestellte Biasspannung ist, umso mehr verringert sich die Dichte der positiven Ionen, die sich in Quasineutralität zu den negativen Ladungsträgern befinden. Es ist ebenfalls zu beobachten, dass sich die Position, an denen sich die Profile mit Biasspannung von den Profilen ohne Biasspannung ablösen, für höhere Biasspannungen weiter an den Rand verschiebt. Je größer also die Biasspannung ist, umso größer ist ihr Einfluss auf das Plasma, so dass dieser immer weiter an den Rand der Extraktionsfläche reicht. Es zeigt sich, dass sich für den idealen Arbeitspunkt der Biasspannung noch homogene Dichteprofile in horizontaler Richtung ergeben. Der geringe stetige Abfall der Ionendichte für die Profile ohne Bias ab Position $x = 6$ cm bis über die Quellenmitte hinaus ist auf den Einfluss der Sonde auf das Plasma selbst zurückzuführen.

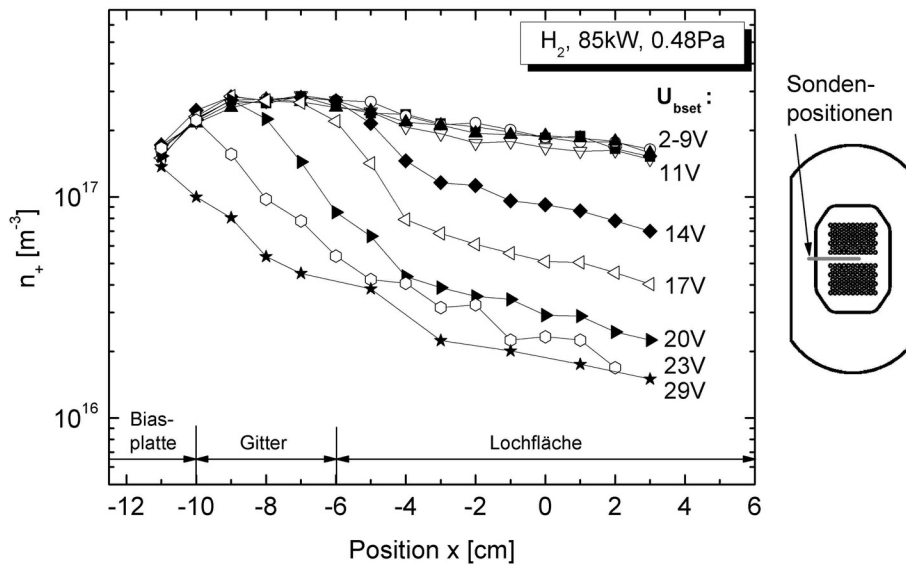


Abbildung 7.21: Ortsprofile in x-Richtung der positiven Ionendichte für verschiedene Biasspannungen (set-Werte)

Wie gezeigt, ändert das Anlegen einer Gittervorspannung die Potentialverhältnisse in der Quelle deutlich. Im Zusammenspiel mit dem Magnetfeld haben die entstehenden elektrischen Felder eine vertikale Drift des Plasmas zur Folge, die mit Hilfe zweier Sichtlinien (XL3n in der oberen und XR3n in der unteren Quellenhälfte) der Optischen Emissionsspektroskopie in vertikaler Richtung sichtbar gemacht werden

kann. Trägt man, wie in Abbildung 7.22 gezeigt, das Verhältnis der absoluten H_β -Strahlung des oberen zum unteren Sichtstrahl über der vorgegebenen Biasspannung auf, so erkennt man, dass sich dieses Verhältnis mit steigender Biasspannung dem idealen Wert 1 annähert. Zu beachten ist, dass sich die absolute Strahlung der H_β -Linie sowohl aus der Elektronendichte als auch aus der Elektronentemperatur ergibt. Da eine weiterführende Auswertung aber kaum einen Einfluss der Temperatur erkennen lässt, wird die Erhöhung der H_β -Intensität hauptsächlich auf eine Erhöhung der Dichte zurückgeführt. Bei der Betrachtung der Symmetrie wird noch zwischen dem Symmetriefaktor während („Extraktion“) und nach der Extraktion („nur HF“) unterschieden, wobei zu erkennen ist, dass die Symmetrie während der Extraktion für kleine Biasspannungen schlechter ist, als während der reinen HF-Phase. Die gezeigten Symmetriewerte gehören zu dem Datensatz des in Abbildung 7.18 gezeigten Biasscans. Es lässt sich erkennen, dass sich die Symmetriewerte während und nach der Extraktion ab Phase II des Biasscans angleichen.

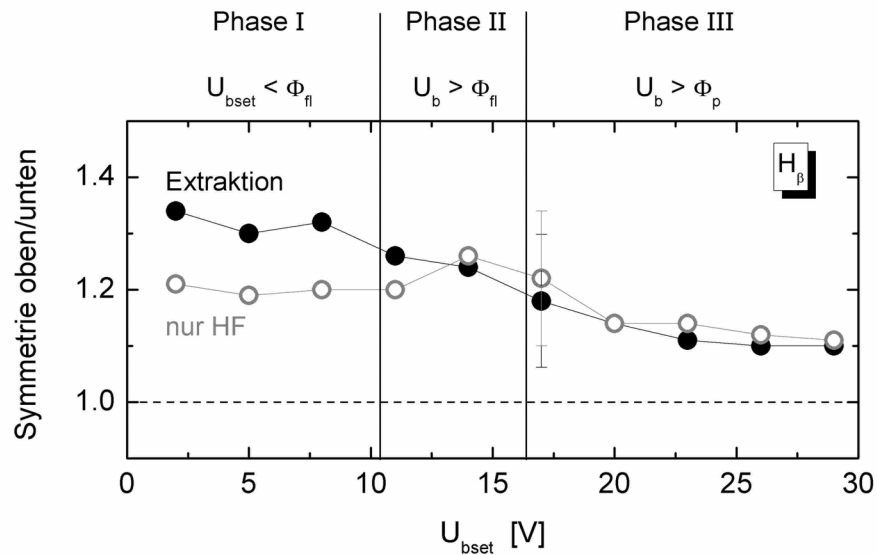


Abbildung 7.22: Symmetrie des Plasmas aus dem Verhältnis der H_β -Intensität oben (XL3n) zu unten (XR3n) in Abhängigkeit der angelegten Biasspannung

Bei kleinen Biasspannungen ist also das gesamte Plasma nach oben verschoben, wobei die Asymmetrie während der Extraktionsphase größer ist als während der reinen HF-Phase am Ende des Pulses. Diese Asymmetrie wird durch eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift verursacht, wobei noch nicht abschließend geklärt ist, welches $\vec{E}$ -Feld für diese Drift verantwortlich ist. Verschiedene Ansätze zur Herkunft des elektrischen Feldes sind in [61] diskutiert. Es ist allerdings eindeutig, dass dieses durch Anlegen der Extraktionsspannung verstärkt wird, und mit steigender Biasspannung verringert

wird. Zudem haben die Messungen mit der Janussonde gezeigt, dass sich die Grenzschicht des Plasmas vor dem Gitter durch Anlegen einer Biasspannung grundlegend verändert, was Auswirkungen auf elektrische Felder zwischen Gitter und Plasma hat.

Die Drift kann bei den Messungen der Langmuirsonde nicht beobachtet werden, da hierfür nur die zentrale Sichtline bei $y = 0$ cm zur Verfügung steht, die sich immer im Maximum des Plasmas befindet.

Mit Hilfe der mit der Langmuirsonde gemessenen Potentiale bei Variation der Gittervorspannung konnte die optimale Gittervorspannung für den Betrieb der Quellen festgelegt werden. Diese liegt knapp oberhalb des Floatingpotentials für das Plasma ohne angelegter Gittervorspannung. Da die Langmuirsonde die einzige Messmethode ist, die die Potentiale im Plasma messen kann, war diese für das Verständnis der Vorgänge mit Bias essentiell. Zudem kann mit der Langmuirsonde als einzig ortsauflösendes Messverfahren bestätigt werden, dass die Dichteprofile für kleine Gittervorspannungen weitestgehend konstant über der Gitterfläche bleiben.

Die Messungen der Janussonde bestätigten die Vermutung, dass elektrische Potentiale zwischen Gitter und Plasma einen Einfluss auf die Drift des Plasmas haben, welche sich durch Anlegen einer Biasspannung vermindern lassen. Es wurde ebenfalls deutlich, dass sich der Einfluss des Bias bei eingebauter Biasplatte nicht nur auf die Randschicht des Plasmas beschränkt, sondern bis ca. 5 cm vor dem Gitter einen Einfluss auf das Plasma ausübt. Damit erstreckt sich der Einfluss der Gittervorspannung bis in den Bereich des Filterfeldes hinein, so dass zurecht der Extraktionsbereich der Quelle als Bereich zwischen Filterfeld und Gitter definiert werden kann, wie dies in Abbildung 4.1 gezeigt ist.

7.2 Ortsaufgelöste Bestimmung der Dichte negativer Ionen

Das Laserdetachment-Verfahren bietet als einziges Verfahren die Möglichkeit, orts-aufgelöst die Dichte negativer Ionen zu bestimmen. Der Aufbau des Systems so-wie erste Messungen wurden bisher nur an BATMAN durchgeführt, da durch die verzögerte Inbetriebnahme des Teststandes RADI dort keine Messungen möglich waren.

Um aus dem Verhältnis der gemessenen Ströme vor und nach dem Laserpuls das Dichteverhältnis bestimmen zu können, müssen die in Abschnitt 5.2.1 beschriebe-nen Bedingungen erfüllt sein:

- **Justierung des Laserstrahls:** Die Justierung des Laserstrahls (Vorgehen in Abschnitt 5.2.1 beschrieben) wurde vor jeder Messreihe erneut geprüft. Dazu wurde der HeNe-Justierlaser verwendet, der koaxial zum Laserstrahl verläuft, wobei auch dies regelmäßig kontrolliert worden ist.
- **Durchmesser des Laserstrahls:** Der Laserstrahldurchmesser muss groß gegenüber der Raumladungsschicht des Sondendrahtes sein, um ein Plateau des Signals zu erhalten. Bacal gibt in [21] einen minimalen Laserstrahldurch-messer von 2 mm für eine Sonde mit Drahtdurchmesser von 0.5 mm an. Der hier verwendete Laserstrahl hat am Ausgang des Lasers einen Durchmesser von 6.5 mm (Herstellerangabe) und weitet sich bis zur Sonde noch auf. Somit ist der Laserstrahldurchmesser genügend groß gegenüber der Raumladungs-schicht sein, die sich um den Sondendraht mit Durchmesser 0.05 mm bildet.
- **Ausreichende Laserstrahlenergiedichte:** Die Energiedichte des Laser-strahls muss hoch genug sein, um alle negativen Ionen zerstören zu können. Der Laserstrahldurchmesser am Ort der Sonde ist nicht exakt bekannt, da am Institut kein Laserstrahlprofilmessgerät zur Verfügung steht, und die Mes-sung mit Thermopapier ungenau ist. Um die minimale Laserenergie, und damit die Verzögerungszeit zwischen dem Flashlampentrigger und dem Q-switch-Trigger zu erhalten, wurde eine Messreihe mit variabler Laserleistung durchgeführt. Wie in Abbildung 7.23(a) zu sehen ist, wird dabei der Strom-hub über der Laserleistung aufgetragen, und mit der theoretischen Kurve nach Gleichung 5.22 verglichen. Dabei diente der Laserstrahldurchmesser als Parameter zur Anpassung der theoretischen Kurve an die Messkurve. Die Laserstrahlenergie darf allerdings auch nicht zu hoch sein, da sonst Kom-ponenten der Sonde erhitzt werden können, bis diese ausgasen. Die zusätz-lichen Gasteilchen werden im Plasma ionisiert, so dass sich lokal die Plas-madichte erhöht und ein falsches Messergebnis die Folge ist. Der Übergang von „normalem“ Signal zum Signal einer ausgasenden Sonde ist dabei sehr abrupt, und deutlich zu detektieren. Ein Beispielsignal, wie es sich bei zu hoher Laserleistung ergibt, ist in Abbildung 7.23(b) zu sehen.

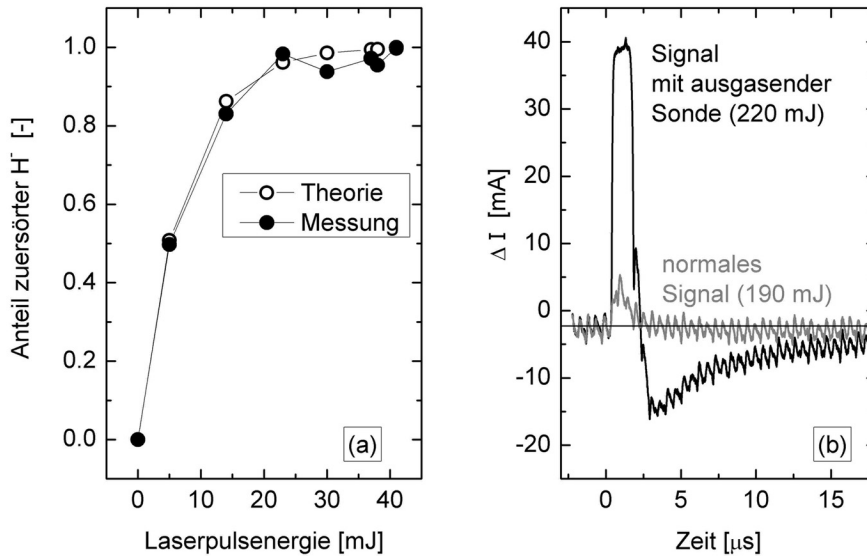


Abbildung 7.23: (a) Scan der Laserleistung: der Anteil zerstörter negativer Ionen sättigt. (b) Beispielsignal eines Stromhubes bei Ausgasen der Sonde, im Vergleich dazu „normales“ Signal

- **Ausreichend hohe Sondenspannung:** Damit sichergestellt ist, dass auch alle abgelösten Elektronen die Sonde erreichen, muss die Sonde ausreichend positiv gegenüber dem Plasmapotential vorgespannt sein, die Sonde muss also im Elektronensättigungsbereich messen. Der Sondendraht wird beim verwendeten Aufbau gegenüber der Referenzelektrode vorgespannt, die sich auf Floatingpotential befindet. Da die Elektronentemperatur in der Messebene des Laserdetachment-Verfahrens (3 cm Abstand zum Gitter) gering ist (ca. 2 eV) ergibt sich eine geringe Differenz zwischen Floating- und Plasmapotential (< 5 V). Somit genügen Spannungen im Bereich von 20 V, um das Plasmapotential ausreichend zu übersteigen.

Mit der Erfüllung der eben beschriebenen Bedingungen ist gesichert, dass alle notwendigen Voraussetzungen für eine gültige Auswertung des Laserdetachmentsignals erfüllt sind.

7.2.1 Signale des Laserdetachments

In Abbildung 7.24 wird ein typisches Laserdetachmentsignal gezeigt, wie es sich nach Abzug der Störungen durch die HF ergibt (siehe Abschnitt 5.2.1.1). Die Signalform *nach* dem Plateau entspricht dabei nicht der idealen Form nach Abbildung 5.8, insbesondere was den Überschwinger betrifft. Die Höhe des Überschwingers ist

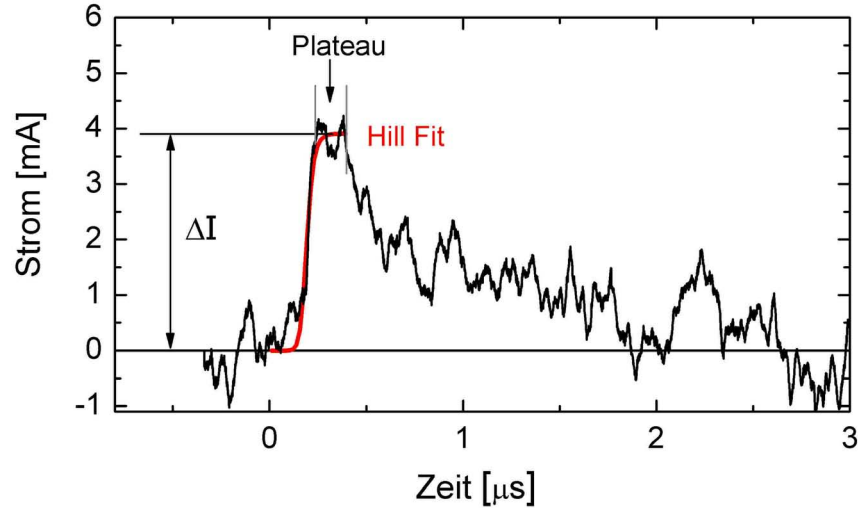


Abbildung 7.24: Typisches Laserdetachmentsignal nach Abzug der HF-Störungen

dabei nach [21] vor allem von der Temperatur der positiven Ionen abhängig, die die Beweglichkeit der Ionen bestimmt. Die in [21] gezeigten Untersuchungen wurden allerdings ohne externes Magnetfeld durchgeführt, welches ebenfalls einen Einfluss auf die Beweglichkeit der Teilchen haben kann: Die behinderte Beweglichkeit der Ladungsträger quer zum Magnetfeld verhindert einen raschen Ausgleich des Mangels an negativen Ladungsträgern im Laserstrahlvolumen, so dass der Überschwinger im Signal verschwinden könnte und statt dessen ein exponentieller Abfall des Stroms auf den Anfangswert I_{e0} zu beobachten ist. Die Signalform nach dem Plateau ist dabei für die Auswertung der Dichte negativer Ionen zweitrangig, solange man davon ausgehen kann, dass die Höhe des Plateaus der Dichte der negativen Ionen entspricht und die Auswertung nach Gleichung 5.21 gültig ist. Der Signalverlauf nach dem Plateau könnte aber wichtige Hinweise zum Ladungsträgertransport in der Quelle liefern. Aus diesem Grund ist ein Particle-In-Cell-Code in Entwicklung [62], [24], mit dem der Einfluss von Magnetfeldern, Iontemperatur usw. auf die Signalform untersucht werden soll. In diesem Zusammenhang wären Messungen am Teststand RADI von besonderem Interesse gewesen, da dort ein Betrieb auch ohne äußere Magnetfelder problemlos möglich ist.

Je nach Konditionierung der Quelle, Messposition und angelegter Biasspannung wurden Werte für n_{H-}/n_e von 0.2 bis 3 gemessen. Die gemessenen Dichteverhältnisse bestätigen somit die Annahme, dass bei guter Konditionierung der Quelle die negativen Ionen nicht mehr als Minderheit betrachtet werden dürfen.

7.2.1.1 Korrelation der Laserdetachmentssignale mit anderen Messverfahren

Die ersten Messungen mit dem Laserdetachment-Verfahren zeigen sowohl eindeutige Korrelationen mit den aus der Quelle extrahierten Strömen der Elektronen und negativen Ionen, als auch vergleichbare Absolutdichten zu Messungen der OES und Cavity-Ringdown-Spektroskopie.

Da der Grundstrom I_{e0} der Dichte der Elektronen im Plasma entspricht, und der Hubstrom ΔI der Dichte der negativen Ionen, sollten diese beiden Einzelsignale mit den jeweils aus der Quelle extrahierten Ströme korrelieren. Somit sollte der Grundstrom I_{e0} mit dem extrahierten Elektronenstrom I_{elec} korrelieren, der Hubstrom ΔI mit dem extrahierten Ionenstrom I_{ion} . Die Korrelation dieser vier Signale in einer Messreihe mit variierender Gittervorspannung U_b ist in Abbildung 7.25 zu sehen. Die Daten sind über der gemessenen Biasspannung aufgetragen und wurden für

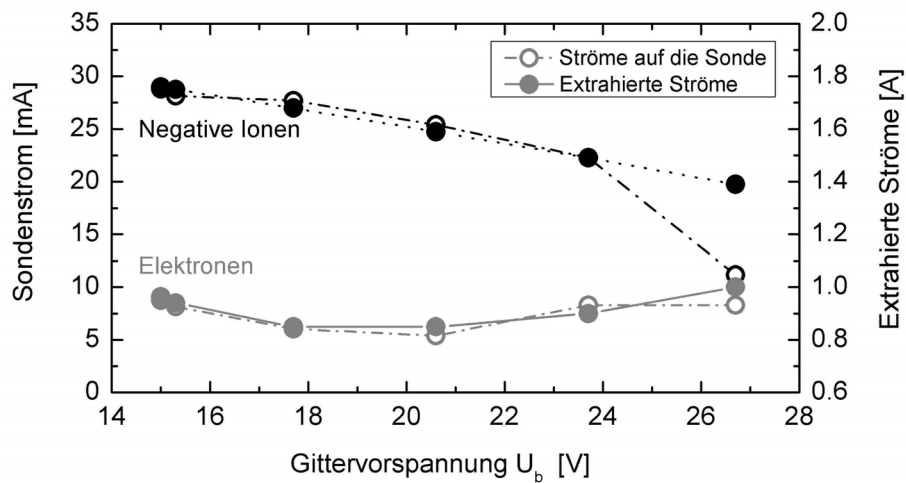


Abbildung 7.25: Korrelation der Sondenströme des Laserdetachments mit den entsprechenden extrahierten Strömen

Deuteriumentladungen mit $P = 50$ kW und $p = 0.39$ Pa gemessen. Die Quelle war gut konditioniert, so dass der Anteil der ko-extrahierten Elektronen zwischen 0.75 und 0.9 lag.

Sowohl der Strom vor dem Laserpuls als auch der Hubstrom auf die Sondenspitze zeigen den gleichen Verlauf über der Gittervorspannung wie die entsprechenden extrahierten Ströme. Einzig für die Gittervorspannung von 26.7 V ergibt sich eine deutliche Abweichung des Hubstroms vom extrahierten Ionenstrom, der allerdings nicht verstanden ist.

Über diesen Zusammenhang hinaus sollte die aus dem Laserdetachment-Verfahren ermittelte Dichte negativer Ionen mit dem extrahierten Ionenstrom korrelieren. Die Verläufe dieser beiden Messsignale über der gemessenen Biasspannung während

Deuteriumentladungen mit $P = 53 \text{ kW}$, $p = 0.39 \text{ Pa}$ und stärkend angebrachtem Confinementfeld sind in Abbildung 7.26 zu sehen. Die Sonde befand sich für diese Messung bei $x = y = 0 \text{ cm}$, also in der Mitte der Quelle. Bis auf den ersten Messpunkt bei $U_b = 13 \text{ V}$ zeigen die Messwerte den selben Verlauf über der gemessenen Biasspannung, wobei zu beachten ist, dass der Ionenstrom I_{ion} um den Faktor 1.3 sinkt, während die gemessene Dichte n_{H^-} um den Faktor 3.6 verringert wird. Die Abweichung des ersten Messpunktes ist dabei auf einen lokalen Effekt im Plasma zurückzuführen der keinen Einfluss auf die extrahierte Ionendichte hatte, da spektroskopische Messungen den Verlauf des Laserdetachmentsignals bestätigen.

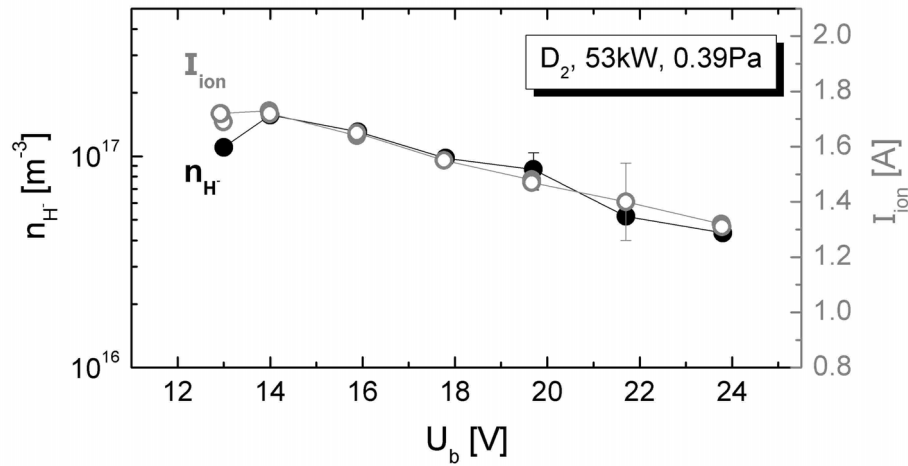


Abbildung 7.26: Vergleich der mit dem Laserdetachment gemessenen Dichte negativer Ionen mit der extrahierten Stromdichte für Deuteriumentladungen mit $P = 53 \text{ kW}$ und $p = 0.39 \text{ Pa}$ in einer gut konditionierten Quelle mit einem Elektronen-zu-Ionenverhältnis zwischen 0.75 und 0.9

Die Messreihe zeigt, dass es einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Dichte negativer Ionen im Plasma und der extrahierten Stromdichte der Ionen gibt. Allerdings ergibt sich ein deutlicher Unterschied im Faktor der Verminderung bei steigendem Bias für die beiden gemessenen Signale. Dieser Unterschied ist auf die unterschiedliche Messposition zurückzuführen, da die Sonde in 3 cm Abstand zum Gitter misst, während die Ionen, die auf dem Gitter produziert werden, direkt von dort extrahiert werden. Die Abfalllänge der Dichte negativer Ionen für die gegebenen Parameter der Entladung lässt sich auf ca. 1 cm abschätzen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die Dichte der negativen Ionen lokal in der Mitte der Quelle gemessen wurde, während der extrahierte Ionenstrom die Summe des Ionenstroms über der gesamten Extraktionsfläche darstellt. Somit kann die Abfalllänge an einer anderen Stelle des Gitters wiederum eine andere sein.

Ein Vergleich der absoluten Dichte negativer Ionen aus dem Laserdetachment-Verfahren mit Dichten aus anderen Messverfahren ist in Abbildung 7.27 gezeigt. Aufgetragen sind die gemessenen Dichten des Laserdetachment-Verfahrens, der Cavity-Ringdown-Spektroskopie sowie der Optischen Emissionsspektroskopie über der gemessenen Biasspannung.

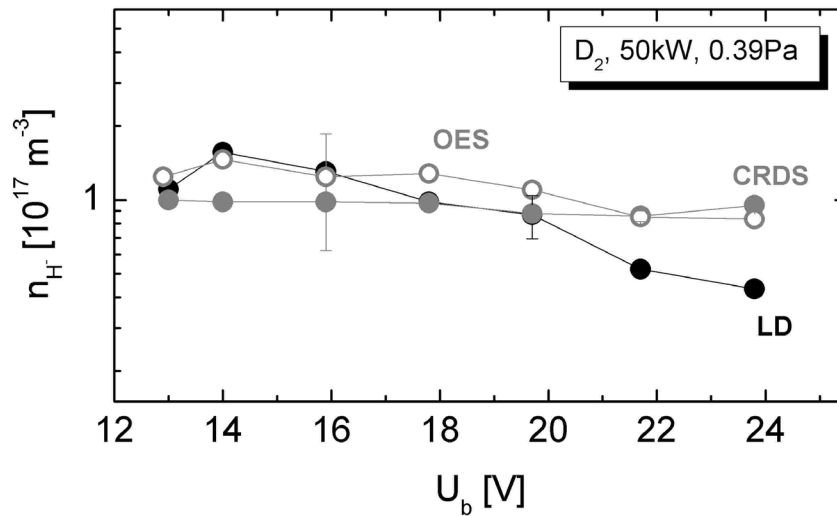


Abbildung 7.27: Vergleich der Dichte negativer Ionen aus verschiedenen Messverfahren, aufgetragen über der gemessenen Biasspannung

Die gezeigten Messwerte aus den drei Verfahren stimmen trotz der unterschiedlichen Methoden und Messorte gut überein, und zeigen eine maximale Abweichung um den Faktor 2. So misst das Laserdetachment-Verfahren eine maximale Dichteverminderung über der angelegten Biasspannung um ca. den Faktor 3.6 (zwischen $U_b = 15 \text{ V}$ und $U_b = 25 \text{ V}$), während die OES im selben Spannungsbereich eine Verminderung um den Faktor 1.7 misst, und die Cavity-Ringdown-Spektroskopie keine Verminderung der Ionendichte zeigt.

Der unterschiedliche Verlauf der Dichten über der Biasspannung ist auf die unterschiedlichen Sichtlinien zurückzuführen (siehe auch Abbildung 4.6): Die Sonde für die Laserdetachmentmessungen ist an der Position $x = y = 0 \text{ cm}$ (Port XL2) angebracht, und damit in der Mitte der Quelle. Die Cavity-Ringdown-Spektroskopie verwendet den horizontalen Sichtstrahl des Ports XL3, der einen vertikalen Abstand von $y = 15 \text{ cm}$ von der Mitte der Quelle hat und zudem über der Biasplatte verläuft. Die Optische Emissionsspektroskopie benutzte in diesem Fall den Sichtstrahl vertikal durch die Quelle (Port YB1), der teilweise über der Biasplatte und teilweise über dem Gitter verläuft. Alle Sichtstrahlen haben dabei den gleichen Abstand von

$z = 3$ cm senkrecht zum Gitter.

Da die Sonde genau über der Mitte des Extraktionsgitters misst, ist der Einfluss der Biasspannung dort am höchsten. Der Sichtstrahl der Cavity-Ringdown-Spektroskopie verläuft komplett über der Biasplatte, die das Potential des vorgespannten Plasmagitters abschirmt. Somit ist kein Einfluss des Bias auf die gemessenen Ionendichten zu erkennen. Da der Sichtstrahl der Optischen Emissionsspektroskopie in vertikaler Richtung sowohl über der Biasplatte als auch über dem vorgespannte Gitter verläuft, ist der Einfluss des Bias auf die gemessenen Dichten der negativen Ionen im Falle der Messung mit der OES vermindert, aber doch zu erkennen.

Diese unterschiedlich starken Abhängigkeiten von der Gittervorspannung zeigen, dass diese parallel zum Gitter in der Ebene des Diagnostikflansches nur einen lokalen Einfluss auf das Plasma hat, der sich auf den Bereich der Gitterfläche beschränkt, wie auch schon die gemessenen Dichteverläufe der Langmuirsondenmessungen zeigten (siehe Abbildung 7.21).

Im Gegensatz zur Cavity-Ringdown-Spektroskopie und der Optischen Emissionsspektroskopie hat das Laserdetachment-Verfahren den Vorteil, orts aufgelöste Messungen entlang der Sichtlinie zu ermöglichen. Wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, werden dafür allerdings mehrere Entladungen benötigt, wobei stabile Plasmaparameter über diese Entladungen hinweg erforderlich sind. Im folgenden Abschnitt werden erste Profile des Dichteverhältnisses sowie der Dichte negativer Ionen gezeigt. Weitere systematische Messreihen waren aufgrund der beschränkt zur Verfügung stehenden Experimentierzeit nicht möglich (siehe Abschnitt 6.1).

7.2.2 Orts aufgelöste Messungen

Das Laserdetachment-Verfahren liefert aus den beiden gemessenen Stromsignalen ΔI und I_{e0} zunächst nur das Verhältnis der Dichte der negativen Ionen zur Dichte der Elektronen. Solch ein Profil des Dichteverhältnisses ist in Abbildung 7.28 zu sehen. Es wurde in einer Wasserstoffentladung mit $P = 55$ kW und $p = 0.44$ Pa aufgenommen. Die angelegte Biasspannung (14 V) war knapp oberhalb des Plasmapotentials ohne Bias. Für jede Messposition wurden drei Aufnahmen gemittelt. Das Profil zeigt einen symmetrischen Verlauf bezüglich der Quellenmitte, wobei das Dichteverhältnis vom Rand der Lochfläche bis zur Mitte des Gitters ansteigt. Über der Gitterfläche ohne Löcher steigt das Dichteverhältnis zum Rand der Quelle hin ebenfalls an. Das minimale Verhältnis bei $x = -6$ cm entspricht dabei 70% des maximalen Dichteverhältnisses an Position $x = 0$ cm.

Das gemessene Profil des Dichteverhältnisses ergibt sich aus dem Zusammenspiel der Produktion und Zerstörung negativer Ionen sowie dem Einfluss externer elektrischer oder magnetischer Felder. Dabei spielen für ersteres vor allem Quellenparameter wie Druck oder Leistung eine Rolle, da diese einen Einfluss auf die Teilchendichten und -temperaturen im Plasma haben, die die Erzeugungs- und Vernichtungsrate der negativen Ionen mitbestimmen. Zudem spielt die Cäsiumbe-

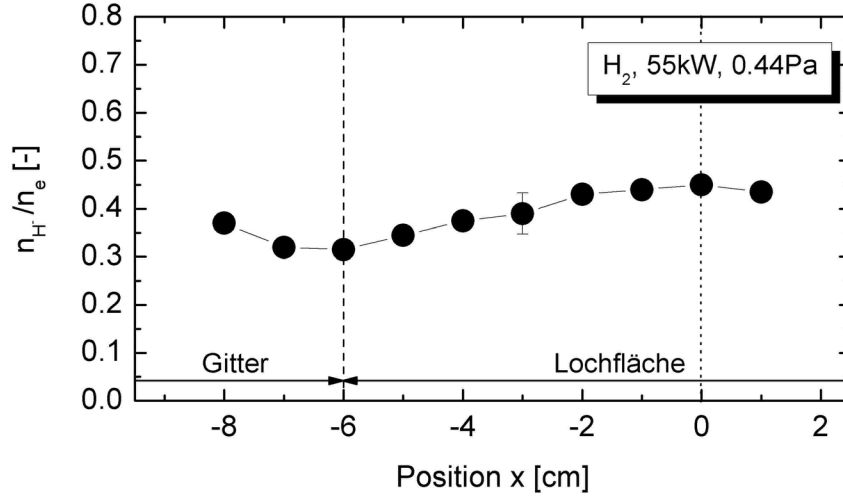


Abbildung 7.28: Profil des Dichteverhältnisses n_{H^-}/n_e

schichtung der Gitteroberfläche eine entscheidende Rolle, die die Austrittsarbeit der Oberfläche bestimmt. Die elektrischen und magnetischen Felder im Plasma vor dem Gitter haben vor allem einen Einfluss auf die beweglichen Elektronen und somit auf das Profil der Elektronendichte, wie am Beispiel der Gittervorspannung in Abbildung 7.18 zu sehen ist. Das beschriebene Profil könnte somit als Überlagerung einer hohen Ionenproduktion in der Mitte der Quelle aufgrund eines hohen Teichenflusses aus dem Driver, sowie einer verminderten Elektronendichte zur Mitte der Quelle hin aufgrund des Bias gedeutet werden. Um diesen Dichteverlauf und dessen Abhängigkeiten von verschiedenen Quellenparametern abschließend erklären zu können, sind allerdings systematische Messreihen notwendig.

Betrachtet man die Extremwerte des Profils in Bezug auf den Mittelwert der Messpunkte, so ergibt sich für das gezeigte Dichteverhältnisprofil eine maximale Abweichung von 18%. Diese Abweichung darf allerdings nicht direkt in Zusammenhang mit der von ITER geforderten Homogenität von 10% des Ionenstrahls gebracht werden, da hierfür das Profil der absoluten Ionendichte betrachtet werden muss, wie es in Abbildung 7.29 zu sehen ist.

Das Profil der Dichte negativer Ionen erhält man aus der Multiplikation des Dichteverhältnisprofils mit dem Profil der Elektronendichte aus Langmuirsondenmessungen. Somit ist zur Ermittlung des Profils der negativen Ionen die Anwendung zweier unterschiedlicher Verfahren nötig, was einen hohen technischen und zeitlichen Aufwand zur Folge hat.

Die beiden Profile der absoluten Dichten (n_e und n_{H^-}) zu dem Verhältnisprofil aus Abbildung 7.28 sind in Abbildung 7.29 zu sehen.

Der Dichteverlauf der Elektronen zeigt einen stetigen Abfall zur Quellenmitte hin.

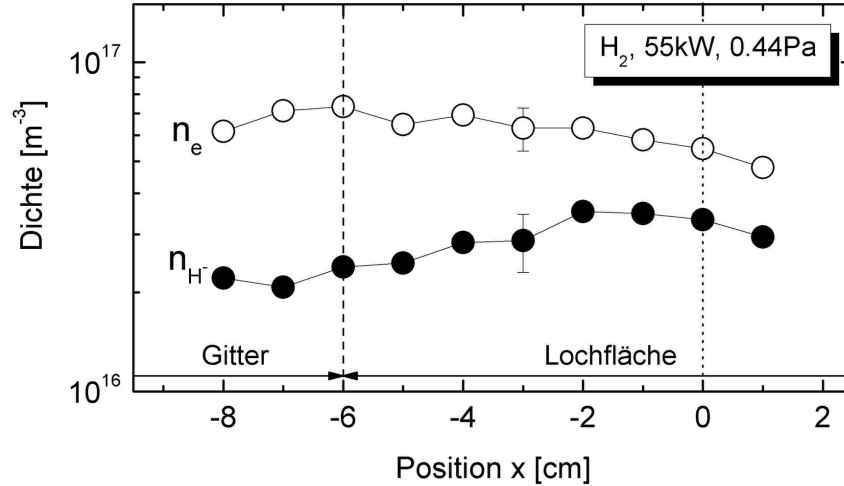


Abbildung 7.29: Profile der Elektronendichte und der berechneten absoluten Dichte negativer Ionen

Im Gegensatz dazu zeigt der Dichteverlauf der negativen Ionen einen Anstieg vom Rand der Quelle bis $x = -2$ cm, und fällt danach leicht ab.

Die Abnahme der Elektronendichte zur Mitte der Quelle hin ist auf den Einfluss der Gittervorspannung ($U_{bset} = 14$ V, $I_b = 6.5$ A) auf das Plasma zurückzuführen, der in Abschnitt 7.1.5 schon gezeigt wurde. Der Verlauf des Profils der Dichte negativer Ionen ergibt sich wie schon beschrieben aus dem Zusammenspiel mehrerer Faktoren. Für eine eindeutige Interpretation dieses Profils wären orts aufgelöste Messverfahren zur Messung der Dichte von positiven Ionen, Neutralteilchen oder der Austrittsarbeit der Oberfläche von großer Bedeutung. Die Dichte der positiven Ionen kann dabei mit der Langmuirsonde orts aufgelöst ermittelt werden. Für die Messung der Austrittsarbeit sind Voruntersuchungen an der Universität Augsburg im Gange. Eine orts aufgelöste Messung von Neutralteilchendichten ist nicht möglich.

Bei der Betrachtung der Homogenität über der Lochfläche ergibt sich eine maximale Abweichung der Dichte negativer Ionen vom Mittelwert von 20%. Dies entspräche der doppelten erlaubten Abweichung nach den Vorgaben von ITER. Zu beachten hierbei ist, dass es sich bei BATMAN um eine verhältnismäßig kleine Quelle handelt, bei der Randeffekte einen großen Einfluss auf das Plasma haben. Direkte Rückschlüsse aus diesen Messungen für große Quellen wie RADI sind daher schwierig. Da zudem der Zusammenhang zwischen dem lokalen Dichteprofil im Plasma und dem Profil des Ionenstrahls nicht bekannt ist, sind Aussagen über die absolute Homogenität des Ionenstrahls aufgrund dieser Messungen schwierig zu treffen. Es

können allerdings Tendenzen ermittelt werden, die Abhängigkeiten von äußeren Parametern wie z. B. der HF-Leistung oder unterschiedlichem Bias widergeben. Die dazu durchgeführten Messungen wurden in Deuteriumentladungen einer gut konditionierten Quelle aufgenommen, wobei die Confinementmagnete stärkend angebracht waren.

Einfluss der HF-Leistung

Abbildung 7.30 zeigt den Einfluss der HF-Leistung auf das Dichteverhältnisprofil (a) sowie das Profil des Hubstroms ΔI (b). Es wurden bei einem Druck von $p = 0.5$ Pa und einem Biasstrom von $I_b = 3$ A die Profile bei $P = 40$ kW und $P = 85$ kW miteinander verglichen. Die Biasspannung ergab sich dabei zu $U_b = 12.5$ V bzw. $U_b = 14.5$ V, die extrahierten Ionenstromdichten ergaben sich dabei zu $j_{H^-} \approx 14$ mA/cm² bzw. $j_{H^-} \approx 23$ mA/cm² bei einem Verhältnis der extrahierten Ströme von $j_e/j_{H^-} \approx 0.3$ bzw. $j_e/j_{H^-} \approx 0.7$.

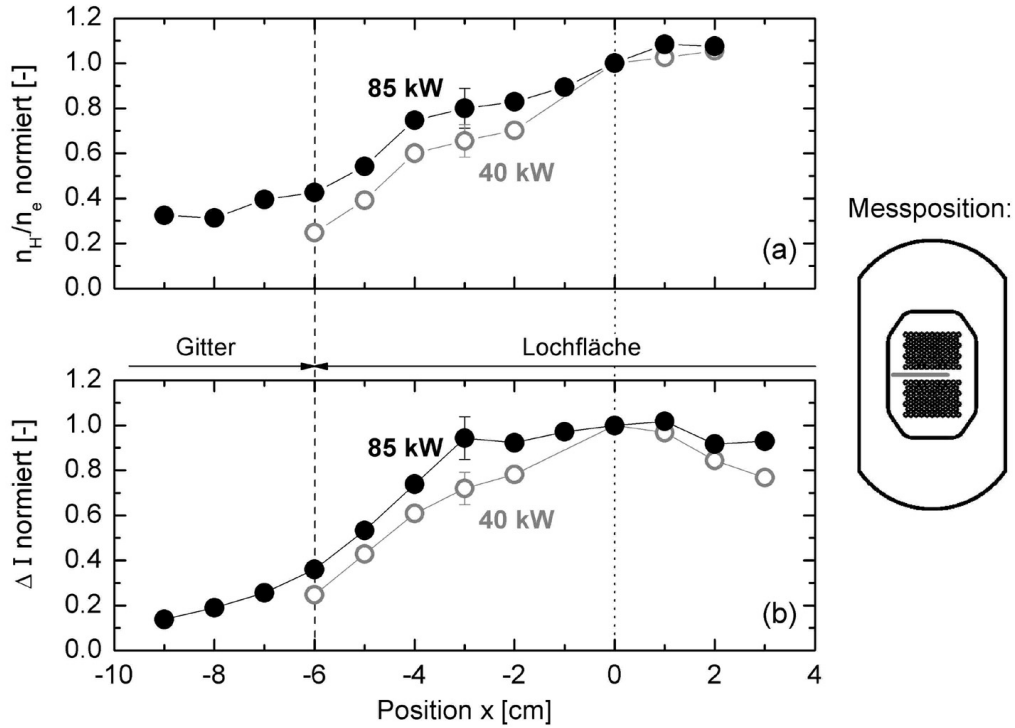


Abbildung 7.30: Vergleich der bei $x = 0$ cm auf eins normierten Profile des Dichteverhältnisses und des Stromhubes ΔI für unterschiedliche HF-Leistungen in einer Deuteriumentladung bei $p = 0.5$ Pa. (a): Profile des Dichteverhältnisses n_{H^-}/n_e , (b): Profile des Hubstroms ΔI

Es zeigt sich bei der Normierung der Profile ein breiteres Profil für höhere HF-

Leistung, d. h. der Faktor zwischen dem Dichteverhältnis in der Mitte der Quelle zum Randbereich ist für den Fall der höheren HF-Leistung kleiner. In beiden Fällen sind die Profile nicht symmetrisch zur Mitte der Quelle. Dies ist wiederum auf den Biasstrom zurückzuführen, der sich vor allem auf eine Verminderung der Elektronendichte über der Gittermitte auswirkt (siehe Abbildung 7.18). Der Hubstrom ΔI , der der Dichte der negativen Ionen entspricht, ist über der Mitte der Lochfläche durchaus symmetrisch, wie in Abbildung 7.30(b) zu sehen ist. Für den Hubstrom ergibt sich für $P = 85$ kW im Rahmen der Fehler ein konstanter Wert für den Bereich von $x = -3$ cm bis $x = 3$ cm. Idealerweise sollte das Profil über der gesamten Lochfläche, also bis $x = -6$ cm, konstant bleiben. Es zeigt sich jedoch ein Abfall auf 36% des Plateauwertes. Für das Profil bei $P = 40$ kW zeigt sich ein noch stärkerer Abfall sowie kein eindeutiges Plateau.

Das breitere Profil mit steigender HF-Leistung könnte auf die bessere Ausbreitung des Plasmas aufgrund höherer Elektronendichte und höherer Teilchenenergien zurückführen sein, wie sie bei steigender HF-Leistung mit der Langmuirsonde gemessen wurden (siehe Abbildung 7.5).

Der Abfall des Hubstroms und damit der Dichte der negativen Ionen um mehr als 70% ist nicht mit den Homogenitätsanforderungen (10%) für ITER vereinbar. Allerdings ist zu beachten, dass die Dichte der negativen Ionen in diesem Fall in einem Abstand von 3 cm zum Gitter gemessen wird. Es stellt sich somit die Frage, inwieweit ein Profilverlauf in diesem Abstand zum Gitter mit dem Profilverlauf der extrahierten Ionen korreliert werden darf. Zu beachten ist in diesem Zusammenhang auch der Unterschied der Magnetfeldprofile direkt am Gitter und in 3 cm Abstand dazu, die sich aufgrund der Erzeugung des Filterfeldes durch Permanentmagnete deutlich unterscheiden, wie in Abbildung 7.9 gesehen werden kann. Es wird deshalb im weiteren nicht auf die absoluten Abweichungen der Profile eingegangen, da dazu erst die Korrelation dieser lokalen Profile im Plasma mit Profilen des Ionenstrahls, wie sie z. B. aus Messungen der Dopplerspektroskopie erhalten werden können [63], bekannt sein müssen.

Einfluss der Gittervorspannung (Bias)

Der Einfluss des Biasstroms bzw. der Biasspannung auf das Dichteverhältnisprofil (a) und das Profil des Hubstroms (b) ist in Abbildung 7.31 gezeigt. Die Deuteriumentladungen wurden mit einer HF-Leistung von $P = 85$ kW und einem Quelldruck von $p = 0.5$ Pa gefahren. Die Messungen fanden an zwei aufeinander folgenden Tagen statt, wobei im einen Fall ein Biasstrom von $I_b = 1.5$ A vorgegeben war, im anderen Fall von 3 A. Es stellten sich dazu ähnliche Biasspannungen ein: 14.3 V bei $I_b = 3$ A und 13.5 V bei $I_b = 1.5$ A. Die extrahierten Ströme waren ebenfalls ähnlich, $j_{H-} = 23$ A bzw. $j_{H-} = 21$ A bei jeweils $j_e/j_{H-} = 0.8$.

Es zeigt sich, dass das normierte Profil des Dichteverhältnisses für den kleineren Biasstrom etwas flacher ist als für den höheren. Beim Profil des Hubstroms kann kein Unterschied festgestellt werden, so dass der Schluss nahe liegt, dass das Bias vor allem einen Einfluss auf die Elektronendichte hat, wie auch die extrahierten Ströme in Abbildung 7.18 zeigen. Es ist aus Abschnitt 7.1.5 schon bekannt, dass

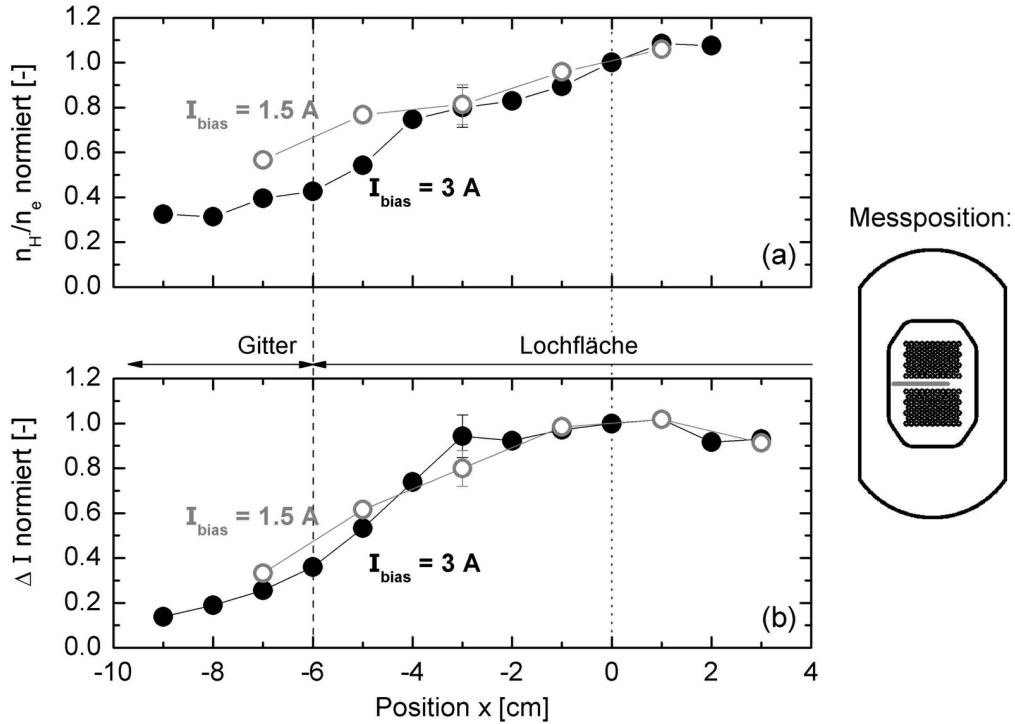


Abbildung 7.31: Vergleich der Profile des Dichteverhältnisses für unterschiedliche Biasströme bei einer Deuteriumentladung mit $P = 85$ kW und $p = 0.5$ Pa. (a): Profile des Dichteverhältnisses n_{H-}/n_e , (b): Profile des Hubstroms ΔI

der Einfluss des Bias auf die Elektronendichte umso weiter an den Rand der Quelle reicht, je höher die angelegte Biasspannung ist. Somit hat eine kleinere Biasspannung bzw. ein kleinerer Biasstrom ein homogeneres Profil des Dichteverhältnisses zur Folge. Die Aussagen hierzu sind für die gezeigten Profile allerdings nur als Tendenz zu bewerten, da der Unterschied des Biasstroms und der sich einstellenden Biasspannung zu gering ist, um allgemeine Aussagen treffen zu können.

Die Frage, die sich bei der Interpretation der gezeigten Dichteverhältnissprofile ergibt, ist die Bedeutung des Dichteverhältnissprofils selbst. Dieses kann nur bedingt zur Erklärung von Phänomenen wie Bias, Magnetfeld o. ä. herangezogen werden. Dazu sind sicherlich die absoluten Dichten der negativen Ionen geeigneter. Die gezeigten Profile des Hubstroms, der der Dichte der negativen Ionen entspricht, sind innerhalb einer Messreihe, d. h. bei gleichen Parametern wie z. B. SONDENSspannung, durch-

aus aussagekräftig bezüglich der räumlichen Verteilung negativer Ionen. Ebenso können die normierten Profile zu Vergleichen herangezogen werden. Um die Absolutwerte zu vergleichen, muss aber die Dichte der negativen Ionen ausgewertet werden. Zur Bestimmung dieser wird neben der Messung der Verhältnisprofile mit dem Laserdetachment-Verfahren die Messung der Elektronendichte mit der Langmuirsonde benötigt, was den Messaufwand erhöht. Die Daten der Elektronendichte wurden für die gezeigten Profilmessungen aus betriebstechnischen Gründen nicht aufgenommen, so dass zu den gezeigten Dichteverhältnissen keine Auswertung der absoluten Dichte der negativen Ionen möglich ist.

Es konnte gezeigt werden, dass das Laserdetachment-Verfahren erfolgreich unter den gegebenen schwierigen Bedingungen am Teststand BATMAN in Betrieb genommen wurde. Der Einfluss der Hochfrequenz, die zur Erzeugung des Plasmas verwendet wird, konnte durch die geeignete Verwendung der Kompensationselektrode minimiert werden. Der verbleibende Einfluss auf das Messsignal konnte mit geeigneten Auswertemethoden so reduziert werden, dass eine Auswertung möglich ist. Zudem sind durch die Verwendung von Lichtleiterübertragungsstrecken auch Messungen während der Ionenextraktion, d. h. unter Hochspannung, möglich.

Werden die aufgenommenen Dichteverhältnisse mit dem Elektronendichteprofil aus Langmuirsondenmessungen multipliziert, so lässt sich der Absolutwert der Dichte negativer Ionen ermitteln. Dieser Wert zeigt eine eindeutige Korrelation mit der extrahierten Stromdichte. Zudem zeigen sichtstrahlintegrierte Messungen der Dichte negativer Ionen (Cavity-Ringdown-Spektroskopie und OES) vergleichbare Absolutwerte.

Erstmals konnten mit dem Laserdetachment-Verfahren an HF-Quellen orts aufgelöste Profile der Dichte negativer Ionen gemessen werden. Die gezeigten ersten Messungen ergeben Abhängigkeiten des Dichteverhältnisprofils (n_e/n_H^-) von der HF-Leistung und der Gittervorspannung. Die vergleichsweise langsame Messung erfordert für Profilmessungen stabile Plasmaentladungen über einen längeren Zeitraum hinweg, was während der Konditionierungsphase der Quelle nicht gegeben ist. Somit sind systematische Messungen nur bei gut konditionierter Quelle möglich. Idealerweise sollte die Dichte der negativen Ionen über der Extraktionsfläche konstant sein, um einen homogenen Ionenstrahl zu erhalten. Bei den gezeigten Messungen konnte eine homogene Verteilung allerdings nur im Bereich von maximal $x = -3$ cm bis $x = +3$ cm ermittelt werden. Der sich daran anschließende Abfall der Dichte zum Rand der Lochfläche hin ($x = -6$ cm) beträgt bis zu 75% (siehe 7.30(b)), was unvereinbar mit der von ITER geforderten Homogenität von 10% [6] ist. Allerdings darf die Homogenität der Dichte negativer Ionen, gemessen in einem Abstand von $z = 3$ cm zum Gitter, nicht direkt auf die Homogenität des Ionenstrahls übertragen werden. Da die Ionen an der Gitteroberfläche erzeugt werden und die Dichte eine Abfalllänge von wenigen cm hat, kann das Profil unmittelbar am Gitter ein anderes sein als am Messort der Sonde. So zeigt zum Beispiel das Profil der magnetischen Flussdichte in der Ebene des Filterflansches eine nahezu ho-

homogene Verteilung über der Mitte der Lochfläche mit steilen Gradienten zum Rand hin. Im Gegensatz dazu sind die Gradienten der magnetischen Flussdichte in der Gitterebene (vgl. Abschnitt 7.1.4) sehr viel geringer, wodurch sich in der Ebene des Filterflansches und des Gitters unterschiedliche Gradienten der Teilchendichten ergeben können. Um Aussagen über die Korrelation der beiden Dichteprofile machen zu können, müssten deshalb Messungen des Laserdetachments mit ortsauflösenden Messverfahren im Ionenstrahl (z. B. Dopplerspektroskopie [63]) verglichen werden. Am Teststand RADI, an dem keine Extraktion der Ionen möglich ist, und somit keine Ionenstrahldiagnostik zur Verfügung steht, bleibt nur die Messung der Dichteprofile im Plasma, um Aussagen über die Homogenität treffen zu können. Somit ist dort das Laserdetachment-Verfahren das einzige, das orts aufgelöste Dichten negativer Ionen bestimmen kann. Da die Messzugänge an RADI näher am Gitter sind, ergibt sich dort die Möglichkeit von Messungen in einem Abstand von $z = 2\text{ cm}$ zum Gitter, so dass hiermit eher eine Voraussage des Ionenstrahlprofils aufgrund des gemessenen Dichteprofiles vor dem Gitter getätigt werden kann. Hinzu kommt, dass das durch den Gitterstrom erzeugte Magnetfeldprofil nahe am Gitter und einige cm davon entfernt annähernd identisch ist (vgl. Abbildung 7.9), so dass davon auszugehen ist, dass für große, ITER-relevante Quellen wie RADI eine Korrelation der Dichteprofile im Plasma und im extrahierten Ionenstrahl besser ist, und somit das Laserdetachment-Verfahren wesentlich zur weiteren Optimierung beitragen kann.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Zukünftige Anlagen zur Kernfusion für Forschung und Energiegewinnung sind auf leistungsstarke Neutralteilchenheizungen auf Basis negativer Ionen angewiesen. Ziel dieser Arbeit war die orts aufgelöste Messung verschiedener Plasmaparameter in einer HF-angeregten Ionenquelle für Neutralteilchenheizungen, um damit wichtige Erkenntnisse zur Optimierung dieser Anlagen zu gewinnen.

An die benötigten Ionenquellen werden hohe Anforderungen gestellt: neben einer hohen extrahierten Stromdichte ($> 200 \text{ A/m}^2 \text{ D}^-$ bzw. $> 300 \text{ A/m}^2 \text{ H}^-$) aus einer großflächigen Quelle ($0.9 \times 1.8 \text{ m}^2$) für lange Zeit (3600 s) muss der Anteil der koextrahierten Elektronen gering sein ($j_e/j_{\text{D}^-} < 1$ für D^- bzw. $j_e/j_{\text{H}^-} < 0.5$ für H^-). Der extrahierte Ionenstrom muss dabei sowohl zeitlich als auch räumlich homogen sein. Zudem ist der Druck in der Quelle mit 0.3 Pa vorgegeben.

Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP), Garching, werden seit einigen Jahren erfolgreich HF-Ionenquellen für die Neutralteilchenheizung an ITER entwickelt, wobei die geringe Austrittsarbeit einer mit Cäsium beschichteten Metalloberfläche für die Produktion von negativen Ionen genutzt wird. Drei Teststände mit unterschiedlichen Forschungsschwerpunkten stehen hierzu zur Verfügung: BATMAN dient nach erfolgreicher Demonstration des Prinzips der HF-Quelle vor allem der Vertiefung des Verständnisses der Vorgänge im Plasma. An MANITU soll die Langpulstauglichkeit und an RADI das modulare Konzept der induktiven Einkopplung an einer großen Quelle gezeigt werden.

Für die Entwicklung und Optimierung dieser Ionenquellen ist die Plasmadiagnostik dabei vor allem im Extraktionsbereich der Quelle essentiell. Sie ermöglicht, Vorgänge im Plasma aufzuzeigen und zu verstehen. An RADI ist sie aufgrund der fehlenden Extraktionsmöglichkeit zudem notwendig, um Aussagen über die Leistungsfähigkeit der Quelle machen zu können.

Die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden zum einen am Teststand BATMAN durchgeführt, um das Verständnis der Vorgänge im Plasma zu vertiefen. Zum anderen wurden am Teststand RADI Messungen zur Homogenität von Plasmaparametern durchgeführt, da sich hier im Besonderen die Frage der Überlagerung des in mehreren Driven produzierten Plasmas ergibt.

Zur orts aufgelösten Bestimmung der Plasmaparameter wurden dabei zwei Messverfahren verwendet: Mit der Methode der Langmuirsonde wurden Potentiale, die Elektronentemperatur sowie die Dichte von Elektronen und positiven Ionen gemessen. Mit dem Laserdetachment-Verfahren wurde die Dichte negativer Ionen bestimmt, wobei dafür die Elektronendichte aus Langmuirsondenmessungen benötigt wird.

Für den Teststand BATMAN wurde ein bereits vorhandenes Langmuirsondensystem verwendet, während für den Teststand RADI aufgrund der besonderen Bedingungen durch die Größe der Quelle ein neu konstruiertes System in Betrieb genommen werden musste.

Das Laserdetachment-Verfahren wurde am Teststand BATMAN aufgebaut und in Betrieb genommen. Dabei stellen insbesondere die Existenz von HF- und Magnetfeldern, sowie ein hoher Anteil an negativen Ionen in einer Quelle auf Hochspannung hohe Anforderungen an den Messaufbau und die Signalauswertung. An RADI wurde das Laserdetachment-Verfahren aufgebaut, kam aber aufgrund von Verzögerungen bei der Inbetriebnahme von RADI dort noch nicht zur Anwendung. Die Messungen erfolgten – mit Ausnahme der Janussondenmessungen – mit einer horizontal und parallel zum Plasmagitter angebrachten Sonde, die an BATMAN einen Abstand von 3 cm zum Gitter hat, an RADI 2 cm.

Durch die verwendete passive Kompensation bei den Messungen mit der Langmuirsonde können, ungeachtet der Plasmaoszillationen durch die HF-Anregung, sehr rauscharme Kennlinien aufgenommen werden. An RADI sind trotz der zusätzlichen Interferenz von Plasmaschwingungen aufgrund der zwei frei schwingenden HF-Oszillatoren schnelle, ortsauflösende Messungen möglich. Somit lassen sich Überlagerungseffekte des Plasmas aufgrund der Erzeugung in mehreren Drivern aufzeigen, wodurch eine Optimierung des Driverabstandes möglich ist. Dabei konnte bei den bisherigen Messungen weder eine Anhäufung noch eine Verminderung der Dichte in Projektion der Driverzwischenräume festgestellt werden. Die Auswertung der Dichte positiver Ionen aus den an RADI aufgenommenen Kennlinien liefert bis dato allerdings um den Faktor 10 zu geringe Dichten, während die Elektronendichte gut mit Messungen der Optischen Emissionsspektroskopie (OES) übereinstimmt. Der Ursprung dieser Diskrepanz konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. An BATMAN kann mit Hilfe der Langmuirsondenmessungen der Einfluss des Cäsiums sowie der negativen Ionen auf das Plasma hervorragend aufgezeigt werden. Zum einen vermindern sich die Potentiale im Plasma durch die veränderten mittleren Massen und der damit verbundenen veränderten Beweglichkeit der Ladungsträger um ca. 5 – 10 V. Zum anderen wird die Elektronendichte aufgrund der Verdrängung durch negative Ionen gesenkt. Typische Elektronendichten liegen dabei je nach weiteren Quellenparametern im Bereich von $5 \cdot 10^{16}$ bis $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. RADI wurde während der Zeit, in der diese Arbeit entstand, ohne Cäsium betrieben, so dass von einer geringen Dichte negativer Ionen auszugehen ist. Die HF-Generatoren konnten bisher jeweils nur mit maximal der an BATMAN verwendeten HF-Leistung betrieben werden, wobei sich diese Leistung auf je zwei Driver aufteilt. Aufgrund des besseren Verhältnisses von Plasmavolumen zu Oberfläche ergeben sich an RADI hingegen geringere Plasmaverluste, so dass auch mit diesen vergleichsweise geringen Leistungen Elektronendichten im Bereich von $1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$, also vergleichbar der an BATMAN, erreicht werden können.

Die schnelle Messung der Langmuirsonde erlaubt es an BATMAN zudem, den Einfluss der Extraktion auf das Plasma sichtbar zu machen. Durch die veränderten elektrischen Felder bei Anlegen der Extraktionsspannung werden die Potentiale im Plasma angehoben, während sich die Dichten der Ladungsträger aufgrund der Extraktion der negativen Ionen und Elektronen vermindern.

Allerdings ist auch der umgekehrte Prozess, nämlich die Beeinflussung des Plasmas

durch die Sonde zu beobachten: Ist die Sonde senkrecht zum horizontal ausgerichteten Magnetfeld orientiert, so zeigt sich eine deutliche Reduktion des extrahierten Elektronenstroms, während der Strom der negativen Ionen durch die in 3 cm zum Gitter angebrachte Sonde nicht beeinflusst wird. Dieser Effekt könnte zur gezielten Reduktion des ko-extrahierten Elektronenstroms verwendet werden. Ein an MANITU installierter „Elektronenfänger“ soll diese Möglichkeit unter Langpulsbedingungen testen.

Ist die Sonde dagegen parallel zum Magnetfeld angebracht, so zeigt sich keine Beeinflussung der extrahierten Ströme.

Bei der Entwicklung der Ionenquellen für die Neutralteilchenheizung an ITER ist eine Steigerung der extrahierten Ionendichte bei gleichzeitiger Einhaltung der vorgegebenen Bedingungen vorrangig. Die naheliegendste und einfachste Möglichkeit, die extrahierten Ströme zu beeinflussen, stellt die Variation der HF-Leistung und des Drucks dar. Eine erhöhte HF-Leistung hat dabei eine Erhöhung sowohl der extrahierten Ionen als auch der extrahierten Elektronen zur Folge, während ein erhöhter Druck einen erhöhten Ionenstrom bei gleichzeitig vermindertem Elektronenanteil zur Folge hat. Beide Parameter eignen sich allerdings nicht unbegrenzt zur Leistungssteigerung der Quelle, da die HF-Leistung durch die Leistungsdeposition der ko-extrahierten Elektronen begrenzt wird und der Quelldruck für ITER auf 0.3 Pa festgesetzt ist. Somit bedarf es der Änderung weiterer Parameter, um den Strom der extrahierten Ionen zu erhöhen.

Eine Möglichkeit dazu bieten die zur Reduktion der Elektronentemperatur benötigten Magnetfelder. Die an den Testständen BATMAN und RADI unterschiedlichen Varianten zur Erzeugung des magnetischen Filterfeldes zeigen dabei teilweise unterschiedliche Einflüsse auf das Plasma. Sowohl im Fall des durch Permanentmagneten erzeugten Filterfeldes an BATMAN, als auch des durch einen Gitterstrom erzeugten Filterfeldes an RADI konnten die Sondenmessungen eine Reduktion der Elektronentemperatur auf unter 2 eV zeigen. Die resultierende minimale Elektronentemperatur ist dabei an RADI etwas höher als an BATMAN (1 – 1.5 eV statt 0.5 eV), wobei die noch unterschiedlichen Bedingungen bezüglich Cäsiumkonditionierung und bis dato verfügbarer HF-Leistung zu beachten sind. Der daraus folgende quantitative Einfluss auf die Zerstörungsrate der negativen Ionen muss durch Messungen der Dichte negativer Ionen noch ermittelt werden.

An BATMAN zeigt sich zudem ein Einfluss verschiedener Magnetfeldkonfigurationen auf die Elektronendichte, während an RADI keine Abhängigkeit der Dichte von der Magnetfeldstärke beobachtet werden konnte. Durch systematische Messreihen an BATMAN konnte der komplexe Einfluss der Magnetfelder und deren Gradienten auf das Plasma aufgezeigt werden. Zum vollständigen Verständnis der Vorgänge im Plasma im Zusammenhang mit verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen sind allerdings weitere systematische Untersuchungen notwendig.

Eine zentrale Möglichkeit zur Reduktion des ko-extrahierten Elektronenstroms stellt das Anlegen einer Vorspannung an das Plasmagitter dar. Durch ortsauflösen-

de Messungen der Langmuirsonde sowie der Janussonde konnte gezeigt werden, dass sich der Einfluss der Gittervorspannung in horizontaler Richtung auf den Bereich über dem Gitter beschränkt, der nicht von der Biasplatte abgedeckt wird, während in Richtung senkrecht zum Gitter ein Einfluss über mehrere Zentimeter gemessen werden konnte. Durch die Bestimmung der Potentiale im Plasma bei variierender Gittervorspannung war es möglich, die Vorgänge im Extraktionsbereich der Quelle bei Anlegen der Gittervorspannung zu verdeutlichen, sowie den optimalen Betriebspunkt der Quelle bezüglich der Gittervorspannung festzulegen. Demnach ist die optimale Gittervorspannung knapp oberhalb des Floatingpotentials des Gitters ohne angelegte Vorspannung zu legen, so dass sich der Strom der extrahierten Elektronen deutlich verringert, der der negativen Ionen aber dadurch nur wenig vermindert wird.

Mit der Inbetriebnahme des Laserdetachment-Verfahrens an BATMAN war es erstmals möglich, die Dichte negativer Ionen in einer HF-angeregten Ionenquelle orts aufgelöst zu bestimmen. Der Einfluss der HF konnte dabei durch die Verwendung einer Kompensationselektrode sowie einem geeigneten Auswerteverfahren minimiert werden. Zudem ermöglicht die Steuerung des Triggers in Phase zur HF-Oszillation des Senders eine reproduzierbare Messwertaufnahme. Messungen unter Hochspannung sind aufgrund der verwendeten Lichtleiterübertragungsstrecken ebenso möglich wie der ferngesteuerte Betrieb bei Deuteriumentladungen aufgrund der Möglichkeit, mit dem entwickelten Steuerungsprogramm die Einstellungen des Oszillographen zur Messwertaufnahme anzupassen.

Die gemessene Signalform zeigt das zur Auswertung des Dichteverhältnisses benötigte Plateau, weicht aber im anschließenden Zeitverlauf von der Signalform, wie sie in anderen Quellen gemessen wurde, ab. Aus dieser abweichenden Signalform können Rückschlüsse auf den Ladungsträgertransport im Plasma gezogen werden, der aufgrund des Magnetfeldes, sowie des hohen Anteils an negativen Ionen, gegenüber den Vergleichsmessungen verändert ist. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang anstehende Messungen am Teststand RADI, da dort auch Entladungen ohne Magnetfeld problemlos möglich sind.

Erste Messungen mit dem Laserdetachment-Verfahren zeigen eindeutige Korrelationen mit den extrahierten Strömen. Die unterschiedliche Abhängigkeit der gemessenen Dichte und des extrahierten Ionenstroms über der angelegten Gittervorspannung kann auf die sehr geringe Abfalllänge der Dichte negativer Ionen von ca. 1 cm zurückgeführt werden.

Für das Verhältnis der Dichte negativer Ionen zur Elektronendichte wurden Werte zwischen 0.2 und 3 gemessen, was die Annahme bestätigt, dass die negativen Ionen nicht als Minderheit im Plasma zu betrachten sind. Somit müssen sie zur Beschreibung der Vorgänge in der Quelle beachtet werden, was z. B. einen Einfluss auf die Auswertung der emissionsspektroskopischen Messungen hat.

Der gemessene Absolutwert der Dichte negativer Ionen ist mit den Werten aus der OES und der Cavity-Ringdown-Spektroskopie im Rahmen der jeweiligen Messfehler in Einklang zu bringen. Es zeigen sich für die Abhängigkeit von der Gitter-

vorspannung allerdings unterschiedliche Verläufe, die auf die Verwendung verschiedener Sichtlinien zurückzuführen sind. Dabei bestätigt sich die Annahme aus den Sondenmessungen, dass sich der Einfluss der Gittervorspannung auf das Plasma in der Ebene des Filterflansches auf den Bereich des Gitters beschränkt, der nicht von der Biasplatte abgedeckt wird.

Der große Vorteil des Laserdetachment-Verfahrens gegenüber der OES und der Cavity-Ringdown-Spektroskopie ist die ortsauflösende Messung. Dabei handelt es sich bei dem entwickelten System allerdings um ein langsames Messverfahren, so dass Profilmessungen nur über mehrere Entladungen hinweg und damit nur bei konstanten Quellen- und Plasmaparametern möglich sind.

Erste Profilmessungen zeigen eine erhöhte Dichte negativer Ionen in der Mitte der Quelle, mit teilweise steilem Abfall zum Rand hin. Es konnten erste Abhängigkeiten des Profils von der HF-Leistung und der angelegten Gittervorspannung gezeigt werden. So ergeben sich homogenere Profile für höhere HF-Leistungen und geringe Gittervorspannungen, was im Konsens zu den optimalen Betriebsbedingungen der Quelle ist.

Mit den in dieser Arbeit angewandten Diagnostikverfahren konnte das Verständnis der Vorgänge in einer Ionenquelle zur Erzeugung negativer Ionen wesentlich verbessert werden. So wurden erstmals systematisch die Einflüsse verschiedener Magnetfeldkonfigurationen auf die Plasmaparameter untersucht. Dabei wurde deutlich, dass die Magnetfelder das gesamte Plasma in der Quelle auf komplexe Art beeinflussen. Es konnte zudem der Einfluss der Gittervorspannung zur Reduktion der ko-extrahierten Elektronen auf das Plasma verstanden und quantifiziert werden, so dass der optimale Betriebspunkt zum Betrieb der Quelle festgelegt werden konnte. Eine weitere Option, den Anteil der ko-extrahierten Elektronen zu reduzieren, ergab sich aus der beobachteten Beeinflussung des extrahierten Elektronenstroms durch eine senkrecht zum Magnetfeld orientierte Sonde. Auf Grund dessen wurden erste Untersuchungen mit einem „Elektronenfänger“ im Langpulsbetrieb durchgeführt. Es konnte zudem erstmals orts aufgelöst die Dichte negativer Ionen bestimmt werden, so dass Aussagen zur Dichteverteilung in horizontaler Richtung möglich sind. Dies ist insbesondere bei der weiteren Entwicklung der Ionenquellen hinsichtlich großer Flächen von Interesse. Am Teststand RADI steht keine Extraktion der Ionen zur Verfügung, so dass das aufgebaute Laserdetachment-Verfahren als einziges die Möglichkeit bietet, orts aufgelöst die Dichte negativer Ionen zu bestimmen. Somit können Fragen bezüglich der konstruktiven Optimierung des Quellenaufbaus, wie z. B. des Abstands der Driver oder des Abstands der Extraktionsfläche vom Rand der Quelle, sowie der physikalischen Optimierung bezüglich der Ausbeute an negativen Ionen, direkt über die orts aufgelöste Diagnostik negativer Ionen beantwortet werden. Für diesen wichtigen Zwischenschritt in Richtung einer Neutralteilchenheizung für ITER stehen die benötigten Messverfahren somit zur Verfügung.

A Anhang

A.1 Die Werte der modifizierten Besselfunktion

x	$\mathcal{J}$
0.0	1.0000
0.2	1.0100
0.4	1.0404
0.6	1.0920
0.8	1.1665
1.0	1.2664
1.2	1.3937
1.4	1.5534
1.6	1.7500
1.8	1.9896
2.0	2.2796
2.2	2.6291
2.4	3.0493
2.6	3.5533
2.8	4.1573
3.0	4.8808

A.2 Die Hill-Funktion

Die Hill-Funktion ist gegeben durch

$$f(y) = y_{\max} \cdot \frac{x^n}{k^n + x^n} \quad (\text{A.1})$$

wobei $y_{\max}$ beim Anlegen der Hill-Kurve an das Hubsignal der Laserdetachmentmessung die gesuchte Höhe des Hubes angibt. Die freien Parameter k und n beschreiben die Steigung der Kurve, sowie den Startpunkt des Anstiegs.

Literaturverzeichnis

- [1] BERKNER, K.H. ; PYLE, R.V. ; STEARNS, J.W.: Intense, mixed-energy hydrogen beams for CTR injection. In: *Nuc. Fus.* 15 (1975), Nr. 2, S. 249
- [2] MCCracken, G. ; STOTT, P.: *Fusion- the energy of the universe*. London : Elsevier Academic Press, 2005
- [3] ARTSIMOWITSCH, L. ; SAGDEJEW, R.: *Plasmaphysik für Physiker*. Stuttgart : B. G. Teubner Verlag Stuttgart, 1983
- [4] EFDA. *JET- Joint European Torus*. <http://www.jet.efda.org/pages/jet/history/chronology.html>. 2007
- [5] WESSON, J.: The Science of JET / JET Joint Undertaking. 2000. – Forschungsbericht. <http://www.jet.efda.org/documents/books/wesson.pdf>
- [6] ITER Technical Basis / International Atomic Energy Agency (IAEA). 2001. – Forschungsbericht. <http://www.iter.org/>; November 11, 2007
- [7] STREIBL, B. ; LANG, P. ; LEUTERER, F. ; NOTREDAEME, J. ; STÄBLER, A.: Chapter 2.: Machine Design, Fueling and Heating in ASDEX UPGRADE. In: *Fusion Sci. Techn.* 44 (2003), Nr. 3, S. 578
- [8] CIRIC, D. ; BROWN, D. ; CHALLIS, C.: Overview of the JET neutral beam enhancement project. In: *Fusion Eng. Des.* 82 (2007), Nr. 5-14, S. 610
- [9] KURIYAMA, M. ; AKINO, N. ; EBISAWA, N.: Operation and development on the positive-ion based neutral beam injection system for JT-60 and JT-60U. In: *Fusion Sci. Techn.* 42 (2002), Nr. 2,3, S. 424
- [10] SPETH, E.: Neutral beam heating of fusion plasmas. In: *Rep. Prog. Phys.* 52 52 (1989), Jan., Nr. 1, S. 57
- [11] JANZEN, G.: *Plasmatechnik*. Heidelberg : Huethig, 1992
- [12] BACAL, M. ; HATAYAMA, A. ; PETERS, J.: Volume Production Negative Hydrogen Ion Sources. In: *IEEE Trans. Pl. Sci.* 33 (2005), Nr. 6, S. 1845
- [13] WÜNDERLICH, D. ; FANTZ, U.: Anwendung und Erweiterung eines Stoß-Strahlungsmodells für H₂ und H / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. 2001 (IPP 10/18). – Forschungsbericht
- [14] BACAL, M.: Physics aspects of negative ion sources. In: *Nucl. Fusion* 46 (2006), Nr. 6, S. S250

- [15] LEE, B. ; SEIDL, M.: Surface production of H^- ions by hyperthermal hydrogen atoms. In: *Appl. Phys. L.* 61 (1992), Nr. 24, S. 2857
- [16] E. SPETH, et. a.: Overview of the RF source development programme at IPP Garching. In: *Nuc. Fus.* 46 (2006), Nr. 12, S. 220
- [17] LIDE, D.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 88th Edition (Crc Handbook of Chemistry and Physics)*. CRC-press, June 2002. – ISBN 0849304881
- [18] JANEV, R. ; LANGER, W. ; EVANS, J. ; POST, D.: *Elementary Processes in Hydrogen–Helium Plasmas*. Berlin : Springer, 1987
- [19] BROAD, J. ; REINHARDT, W.: One- and two-electron photoejection from H^- : A multichannel J -matrix calculation. In: *Phys. Rev. A* 14 (1976), Nr. 6, S. 2159
- [20] BELL, K. ; KINGSTON, A.: The bound-free absorption coefficient of the negative hydrogen ion. In: *Proc. Phys. soc.* 90 (1967), Nr. 4, S. 895
- [21] BACAL, M.: Photodetachment diagnostic technique for measuring negative ion densities and temperatures in plasmas. In: *Rev. Sci. Inst.* 71 (2000), Nr. 11, S. 3981
- [22] LIEBERMANN, M. ; LICHTENBERG, A.: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York : John Wiley and Sons, Inc., 1994
- [23] BROWN, I. (Hrsg.): *The physics and Technology of Ion Sources*. Weinheim : Wiley-VCH Verlag, 2003
- [24] WÜNDERLICH, D. *Berechnungen von Plasmarandschichten*. Private Korrespondenz. Juli 2007
- [25] ANDERS, A.: *A Formulary for Plasma Physics*. Berlin : Akademie-Verlag, 1990
- [26] CHEN, F. ; CHANG, J.: *Lecture Notes on Principles of Plasma Processing*. New York : Kluwer Academic/Plenum Publ., 2003
- [27] FANTZ, U. ; FRANZEN, P. ; KRAUS, W. ; BERGER, M. ; CHRIST-KOCH, S. ; FRÖSCHLE, M. ; GUTSER, R. ; HEINEMANN, B. ; MARTENS, C. ; MCNEELY, P. ; RIEDL, R. ; SPETH, E. ; WÜNDERLICH, D.: Negative ion RF sources for ITER NBI: status of the development and recent achievements. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 49 (2007), Dec, Nr. 12B, S. B563
- [28] FANTZ, U. ; FALTER, H. ; FRANZEN, P. ; WÜNDERLICH, D. ; BERGER, M. ; LORENZ, A. ; KRAUS, W. ; MCNEELY, P. ; RIEDL, R. ; SPETH, E.: Spectroscopy- a powerful diagnostic tool in source development. In: *Nuc. Fusion* 46 (2006), June, Nr. 6, S. S297

-
- [29] WÜNDERLICH, D.: *Berechnung von Teilchendichten für die Diagnostik an Niedertemperaturplasmen*. Aachen, Diss., 2005
- [30] FANTZ, U. ; WÜNDERLICH, D.: A novel diagnostic technique for $H^-(D^-)$ densities in negative hydrogen ion sources. In: *New J. Phys.* 8 (2006), Nr. 12, S. 301
- [31] PEARSE, R. ; GAYDON, A.: *The identification of molecular spectra*. New York : John Wiley and Sons, Inc., 1976
- [32] BERGER, M.: *Cavity-Ringdown-Spektroskopie an Wasserstoff-Niederdruckplasmen*, Universität Augsburg, Diss., 2006
- [33] HUBER, K. ; HERZBERG, G.: IV. Constants of diatomic molecules. In: HERZBERG, G. (Hrsg.): *Molecular Spectra and Molecular Structure*. New York, USA : Van Nostrand Reinhold Company, 1979, Kapitel IV
- [34] FRANZEN, P. ; FALTER, H.D. ; FANTZ, U. ; KRAUS, W. ; BERGER, M. ; CHRIST-KOCH, S.: Progress of the development of the IPP RF negative ion source for the ITER neutral beam system. In: *Nuc. Fus.* 47 (2007), Nr. 4, S. 264
- [35] GUTSER, R. ; WÜNDERLICH, D. ; FANTZ, U. ; FRANZEN, P.: Rechnungen zur Extraktion negativer Wasserstoffionen aus einem HF-Plasma / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. 2007. – Forschungsbericht
- [36] LANGMUIR, I. ; MOTT-SMITH, H.M.: Studies of electric discharges in gases at low pressures. In: *General Electric Review* 27 (1924), Nr. 12, S. 1
- [37] MOTT-SMITH, H.M. ; LANGMUIR, I.: The theory of collectors in gaseous discharges. In: *Phys. Rev.* 28 (1926), Nr. 4, S. 727
- [38] SCHOTT, L. ; LOCHTE-HOLTGREVEN, W. (Hrsg.): *Plasma Diagnostics*. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968
- [39] SWIFT, J. ; SCHWAR, M.: *Electrical probes for Plasma diagnostics*. Iliffe Books Ltd., London, 1970
- [40] BOYD, R. ; TWIDDY, N.: Electron energy distributions in Plasmas. I. In: *Proc. Roy. Soc. London, Series A* 250 (1959), Feb, Nr. 1260, S. 53
- [41] KOPICZYNSKI, T. ; ZAKRZEWSKI, Z.: Effect of collisions on positive ion collection by a cylindrical Langmuir probe. In: *Plasma Phys.* 16 (1974), Nr. 12, S. 1195
- [42] CHEN, F.: Langmuir probe analysis for high density plasmas. In: *Phys. Pl.* 8 (2001), Juni, Nr. 6, S. 3029
- [43] DUDIN, S. ; MCNEELY, P. ; CHRIST-KOCH, S. ; FANTZ, U.: In: *to be published*

- [44] CHEN, F.: *Langmuir probe diagnostics*. Juni 2003. – Mini-course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting, Jeju, Korea
- [45] HUTCHINSON, I.: A fluid theory of ion collection by probes in strong magnetic fields with plasma flow. In: *Phys. Fluids* 30 (1987), Nr. 12, S. 3777
- [46] GODYACK, V. ; PIEJAK, R. ; ALEXANDROVICH, B.: Measurements of electron energy distribution in low-pressure RF discharges. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 1 (1992), Nr. 1, S. 36
- [47] GARSCADDEN, A. ; EMELEUS, K.: Notes on the effect of noise on Langmuir probe Characteristics. In: *Proc. Phys. Soc.* 79 (1962), Nr. 3, S. 535
- [48] AMEMIYA, H.: Plasmas with negative ions— probe measurements and charge equilibrium. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 23 (1990), Nr. 8, S. 999
- [49] HIPPLER, R. ; PFAU, S. ; SCHMIDT, M. ; SCHOENBACH, K.H.: *Low Temperature Plasma Physics*. Berlin : Wiley–VCH, 2001
- [50] FRANZEN, P.: Spectroscopic Determination of the Species distribution of the ASDEX Upgrade Neutral Beam Injection System / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. 1998 (4/278). – Forschungsbericht
- [51] FANTZ, U. ; FALTER, H. ; FRANZEN, P. ; SPETH, E. ; HEMSWORTH, R. ; BOILSON, D. ; KRYLOV, A.: Plasma Diagnostic Tools for Optimising Negative Hydrogen Ion Sources. In: *Proceedings of 11th International Conference on Ion Sources* Bd. 77. Caen, France : Rev. Sci. Inst., 2006, S. 03A516
- [52] ENGELAHRDT, A. ; PHELPS, A.: Elastic and inelastic Collision Cross Sections in Hydrogen and Deuterium from Transport Coefficients. In: *Phys. Rev.* 131 (1963), Nr. 5, S. 2115
- [53] BRAY, I. ; KONOVALOV, D. ; MCCARTHY, I.: Coupled-channel optical calculation of electron-hydrogen scattering: Elastic scattering from 0.5 to 30 eV. In: *Phys. Rev. A* 43 (1991), Nr. 11, S. 8578
- [54] FANTZ, U.: Basics of plasma spectroscopy. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 15 (2006), Nov., Nr. 4, S. S137
- [55] BACAL, M.: Plasma diagnostics in negative ion sources. In: *Plasma Sources Sci. Technol.* 2 (1993), Nr. 3, S. 190
- [56] DIAS, F. ; TATAROVA, E. ; CRESPO, H. ; FERREIRA, C.: A laser photodetachment technique for the measurement of H^- in a high frequency travelling wave discharge. In: *Rev. Sci. Inst.* 72 (2001), Nr. 3, S. 1680
- [57] ZALICKI, P. ; ZARE, R.: Cavity ring-down spectroscopy for quantitative absorption measurements. In: *J. Chem. Phys.* 102 (1995), Nr. 7, S. 2708

-
- [58] FALTER, H. *Variation der Vorspannung des Plasmagitters und des Faradayschirms an BATMAN*. Interner Bericht. Juli 2007
 - [59] FANTZ, U. *Auswertung spektroskopischer Messdaten*. Private Korrespondenz. Juli 2007
 - [60] ZACHARIAS, T.: *Ortsaufgelöste Divergenzmessungen an einem negativen Wasserstoffionenstrahl*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diplomarbeit
 - [61] HILBERT, S.: *Messungen zur Plasmahomogenität großer HF angeregter Ionenquellen*, Universität Augsburg, Diplomarbeit, 2006
 - [62] WÜNDERLICH, D. ; GUTSER, R. ; FANTZ, U.: Influence of Magnetic Fields and Biasing on the Plasma of a RF Driven Negative Ion Source. In: *AIP Conf. Proc.* 925 (2007), S. 46
 - [63] LORENZ, A. ; FANTZ, U. ; FRANZEN, P.: Ortsaufgelöste $H\alpha$ Dopplerspektroskopie an einem Wasserstoffstrahl aus einer negativen Ionenquelle / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. 2006. – Forschungsbericht

Danksagung

Eine Arbeit wie diese entsteht nicht allein. Ich möchte mich ganz besonders bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- **Priv. Doz. Dr. Ursel Fantz** für die Vergabe und hervorragende Betreuung dieser Arbeit und stets hilfreiche Diskussionen
- **Prof. Dr. Bernd Stritzker** für die Übernahme des Zweitgutachtens
- Dem gesamten **NNBI-Team** für den Betrieb der Quellen, das gute Arbeitsklima und stetige Bereitschaft zur Diskussion
- **Jürgen Steinberger** für unendlich geduldige Wartung der Sonden
- **Peter Turba** und **Martin Kammerloher** für äußerst große Hilfe in allen elektrotechnischen Fragen
- **Paul McNeely** als verlässliche Quelle bei Sondenfragen
- **Markus Berger** für die hervorragende Zusammenarbeit beim Aufbau der Laserdiagnostiken
- **Stephan Dietrich** für das Betreiben der Boyd-Twiddy-Methode
- Meinem Mann Andreas sowie meinen Eltern für die große Unterstützung im Hintergrund

Lebenslauf

Name: Sina Christ-Koch
Geboren: 02.06.1979 in Tübingen
Familienstand: verheiratet

1985 bis 1989: Besuch der Schönbuchgrundschule in Dettenhausen

1989 bis 1998: Besuch der Geschwister-Scholl-Schule in Tübingen

1998: Erwerb der allgemeinen Hochschulreife

1998-2004: Studium der Luft-und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart

2004: Abschluss des Studiums als Dipl.-Ing. der Luft-und Raumfahrttechnik

2005-2007: Doktorandin am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching