

# Laser–Streu–Diagnostik im Vergleich mit Emissionsspektroskopie an einem Freistrahplasma

Von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktors der  
Ingenieurwissenschaften (Dr.–Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von  
Detlef Schinköth  
aus Hannover

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Schumacher  
Mitberichter: Prof. Dr. J. H. Werner

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Januar 2001

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart  
2001



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Das Experiment — Der Plasmawindkanal PWK2</b>	<b>11</b>
2.1	Der Plasmawindkanal . . . . .	11
2.2	Die Plasmaquelle . . . . .	13
2.3	Die experimentellen Bedingungen . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Licht–Streuung</b>	<b>16</b>
3.1	Grundlagen der Streuung elektromagnetischer Strahlung . . . . .	16
3.1.1	Mie–Streuung . . . . .	17
3.1.2	Rayleigh–Streuung . . . . .	19
3.1.3	Thomson–Streuung . . . . .	20
3.2	Aufbau des Streuexperimentes am Plasmawindkanal . . . . .	25
3.3	Datenerfassung und –auswertung der Streuexperimente . . . . .	31
3.3.1	Datenaufnahme . . . . .	31
3.3.2	Auswertung der Thomson–Streudaten . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Thomson–Streuung am Plasmafreistrah</b>	<b>36</b>
4.1	Kalibration der Messung durch Rayleigh–Streuung . . . . .	36
4.1.1	Die Vermeidung von Mie–Streuung . . . . .	37
4.1.2	Behandlung und Messung von Falschlicht . . . . .	39
4.2	Resonanz–Streuung und nah-resonante Rayleigh–Streuung . . . . .	40
4.3	Beeinflussung des Plasmas durch den Laser . . . . .	42
4.4	Ergebnisse der Thomson–Streuung . . . . .	44
4.4.1	Temperatur und Dichte auf der Strahlachse . . . . .	44
4.4.2	Radiale Elektronendichte– und Elektronentemperaturprofile	47
4.4.3	Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Brennerstrom . . . . .	49
4.4.4	Einzelmessungen im Bereich vor der Anode . . . . .	51

<b>5</b>	<b>Spektroskopie am Plasmawindkanal</b>	<b>57</b>
5.1	Modelle zur Beschreibung von Plasmen . . . . .	57
5.1.1	Thermisches Gleichgewicht (TE) . . . . .	57
5.1.2	Lokales Thermisches Gleichgewicht (LTE) . . . . .	60
5.1.3	Partielles Lokales Thermisches Gleichgewicht (PLTE) . . .	61
5.1.4	Koronamodell . . . . .	61
5.1.5	Stoßstrahlungsmodell . . . . .	62
5.2	Spektroskopische Temperatur- und Dichtebestimmung . . . . .	63
5.2.1	Temperaturbestimmung aus Intensitätsverhältnissen von Linien . . . . .	64
5.2.2	Temperatur- und Dichtemessung aus Emissionskoeffizienten	65
5.2.3	Bestimmung der Plasmaparameter aus Linienverbreiterung	66
5.2.4	Berechnung von lokalen Emissionskoeffizienten . . . . .	69
5.3	Aufbau der Spektroskopie am Plasmawindkanal . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Ergebnisse der Spektroskopie</b>	<b>75</b>
6.1	Ergebnisse aus der Verbreiterung von Spektrallinien . . . . .	75
6.2	Bestimmung der Temperatur und Dichte aus Emissionskoeffizienten	77
6.3	Unterstützende Messungen und Gleichgewichtsmodellierungen . .	79
<b>7</b>	<b>Vergleich der Ergebnisse von Thomson-Streuung und Spektroskopie</b>	<b>83</b>
7.1	Gasttemperaturen und Elektronendichten aus Linienbreiten . . . .	83
7.2	Elektronendichte und Elektronentemperatur aus emissionsspektroskopischen Messungen . . . . .	85
7.3	Thomson-Streuung und Spektroskopie am Ort der Probe . . . . .	89
7.4	Beurteilung der beiden Verfahren . . . . .	91
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Linien des Stickstoffs und des Sauerstoffs bei Resonanzstreuung</b>	<b>95</b>
<b>B</b>	<b>Zur Temperatur- und Dichtebestimmung verwendete Linien</b>	<b>98</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>

## Abstract

The development of heat protection materials and protective coatings for those materials have a large significance in manned space missions. They protect the shuttle entering a dense atmosphere with high velocities from the plasma arising in front of the vehicle.

The quality of such materials and coatings is rated by their erosion behaviour. Time resolved erosion is evaluated by measuring the radiation intensities of spectral lines of erosion products. For the interpretation of these intensities a very good knowledge of the fundamental plasma parameters electron density and electron temperature is needed.

In this work both the electron density and the electron temperature are determined in a free burning plasma jet using laser–Thomson scattering. Prevailing works with this method in plasma jets were done in a pressure range from 1000 hPa down to 100 hPa. For the first time the fundamental plasma parameters are determined with this method, using a two–dimensional intensified CCD–camera, at a pressure of 10 hPa occurring at re–entry at a height of 80 km. The plasma parameters are determined radially resolved at various axial positions from the plasma source to the probe position at about 60 cm distance from the source.

At a position near the plasma source, where high densities occur allowing emission spectroscopy, the electron density and electron temperature are determined by measuring Stark–effect broadening and line emission coefficients of atomic and ionic spectral lines, too. The results of these measurements are compared with the results obtained by laser–Thomson scattering.

Furthermore the influence of geometric fluctuations of the plasma jet on the results are discussed, using measurements with a fast single line CCD–camera and Thomson scattering with a single laser pulse.

## Zusammenfassung

In der bemannten Weltraumfahrt kommt der Entwicklung von Hitzeschutzmaterialien und Hitzeschutzschichten eine besondere Bedeutung zu. Sie schützen das mit hoher Geschwindigkeit in eine dichte Atmosphäre eindringende Raumfahrzeug vor dem sich dabei ausbildenden Plasma.

Die Qualität solcher Materialien und Schutzschichten wird durch ihr Erosionsverhalten beurteilt. Die zeitliche Erosion wird durch die Messung der Strahlungsintensität von Spektrallinien der Erosionsprodukte bestimmt. Um diese Messungen zu interpretieren und die Qualität der entwickelten Materialien und Schutzschichten zu beurteilen, ist die genaue Kenntnis der fundamentalen Plasmaparameter Elektronendichte und Elektronentemperatur notwendig.

In dieser Arbeit werden Elektronendichte und Elektronentemperatur an einem Freistrahplasma durch das Verfahren der Laser-Thomson-Streuung bestimmt.

In bisherigen Arbeiten wurde die Thomson-Streuung an solchen Plasmen in einem Druckbereich von 1000 hPa bis hinunter zu 100 hPa eingesetzt. Erstmals werden hiermit Elektronendichten und Elektronentemperaturen an einem Freistrahplasma bei einem Druck von 10 hPa, wie er bei einem Wiedereintritt in 80 km Höhe auftritt, bestimmt.

Die Plasmaparameter werden vom Ort der Plasmaquelle bis zur Probenposition in etwa 60 cm Entfernung von der Quelle an verschiedenen axialen Position radial aufgelöst gemessen.

Am Ort der Plasmaquelle, wo eine Elektronendichte vorliegt, die die Anwendung von emissionsspektroskopischen Verfahren erlaubt, werden die Plasmaparameter zusätzlich durch Messung der Stark-Effekt-Verbreiterung und Messung von Linienemissionskoeffizienten von Atom- und Ionenlinien ermittelt und mit den Ergebnissen der Thomson-Streuung verglichen.

Ferner wird der Einfluß von geometrischen Fluktuationen des Plasmafreistrahles auf die Ergebnisse anhand von Messungen einer Zeilen-CCD-Kamera und der Thomson-Streuung mit einem Laser-Puls diskutiert.

# Kapitel 1

## Einleitung

In der Raumfahrt kommt der Entwicklung von Hitzeschutzkacheln für wiederverwendbare Raumtransporter eine entscheidende Bedeutung zu. Sie schützen das in die Atmosphäre eines Planeten eintretende oder sich mit hoher Geschwindigkeit in dichten Atmosphären bewegendes Fahrzeug vor der Gefahr, durch die entstehende Reibungshitze zu verglühen. Die hier verwendeten Materialien für die Hitzeschutzkacheln müssen also eine hervorragende Temperaturbeständigkeit haben. Gleichzeitig müssen diese Materialien auch gegen die Oxidation durch den in der Atmosphäre befindlichen Sauerstoff beständig sein und eine große Widerstandsfähigkeit gegen plasmachemische Reaktionen, die bei einem Wiedereintritt auftreten, besitzen.

Bedingt durch eine räumlich inhomogene Erwärmung der Materialien werden unterschiedliche Scherspannungen im Material hervorgerufen. Diese können dazu führen, daß die Kacheln brechen. Daraus ergibt sich als eine weitere Anforderung an solche Materialien, daß sie eine hohe mechanische Festigkeit aufweisen, um die hohe Flächenlast, die beim Wiedereintritt mit hohen Machzahlen auftritt, zu tragen. Diese Forderung ist auch im Hinblick auf eine Landung auf festem Untergrund und auf den Zusammenstoß mit im Weltraum umherfliegenden Kleinstmeteoriten und Trümmerstücken wichtig.

Eine dritte Forderung an diese Materialien wird im Zusammenhang mit dem Gewicht gestellt. Um beim Start Treibstoff zu sparen, und natürlich um soviel Nutzlast wie möglich in den Weltraum zu bringen, müssen diese Kacheln und auch die mechanische Struktur so leicht wie möglich sein.

Diese Anforderungen machen das Material natürlich nicht nur für die Weltraumfahrt interessant, sondern zum Beispiel auch für die Automobilindustrie, die daraus Motorteile oder andere Komponenten herstellen kann, die ähnlich hohen Temperaturen und Druckschwankungen ausgesetzt werden.

Für Raumfahrzeuge ist bei einem Wiedereintritt in die Atmosphäre die Erosion des Materials unter der Einwirkung des entstehenden Plasmas ein wichtiger Faktor. Im Teilprojekt A2 des Sonderforschungsbereiches (SFB) 259 (Hochtempera-

turprobleme rückkehrfähiger Raumtransportsysteme) der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) werden die physikalischen und chemischen Reaktionen dieser Materialien mit dem Plasma untersucht.

Zu diesem Zweck wurde am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) der Universität Stuttgart ein Plasmawindkanal (PWK2) gebaut. Dieser ermöglicht es, ein Plasma bei bestimmten Bedingungen zu erzeugen, wie sie beim Wiedereintritt eines Raumflugkörpers in die Atmosphäre der Erde oder eines anderen Planeten zu bestimmten Zeitpunkten des Wiedereintrittes herrschen. Dies geschieht durch Einstellung des Wärmeflusses und des Teilchenflusses auf die Probe, des Umgebungsdruckes und des Staudruckes vor der Probe. Damit kann dann auch die die Erosion stark beeinflussende Oberflächentemperatur der Probe verändert werden. Durch die Wahl der Betriebsbedingungen, des Probenortes und der Plasmaparameter werden die gewünschten Werte erreicht und somit verschiedene Wiedereintrittsbedingungen im Plasmafreistrahle experimentell simuliert.

In diesem Plasma wird die Probe aus C/C–SiC, eines im Rahmen dieses SFB entwickelten Faserverbundwerkstoffes aus ineinander verwobenen Kohlenstoff- und Siliziumkarbidfasern, positioniert und das Plasma in seiner Wechselwirkung mit der Probe sowohl mit emissions- als auch mit absorptionsspektroskopischen Methoden untersucht. Um die mittels dieser Methoden experimentell bestimmten Daten verlässlich interpretieren zu können, ist eine genaue Kenntnis der Elektronentemperatur und Elektronendichte als den wesentlichen Parametern des Plasmas erforderlich. Dichte und Temperatur der Elektronen sind aber nicht nur zur Bestimmung der Erosion am Probenort unerlässlich, sondern auch zur Charakterisierung und Modellierung des Freistrahles und zur Interpretation der erhaltenen Atom- und Molekülspektren.

Zur Ermittlung von Elektronendichte und Elektronentemperatur gibt es viele Verfahren, die zum Teil am Plasmawindkanal angewendet werden.

Diese beiden Plasmaparameter lassen sich beispielsweise durch Messung mit elektrostatischen Sonden bestimmen. Dabei werden die Auswirkungen der Elektronen auf ein elektrisches Feld gemessen. Diese Methode birgt die Gefahr, einerseits das Plasma durch die Sonde zu beeinflussen und andererseits die Sonde durch das Plasma zu zerstören. Deshalb ist diese Methode im Plasmawindkanal nur sehr eingeschränkt anwendbar. Sondenmessungen sind nur bei sehr niedrigen Elektronendichten und -temperaturen möglich ( $n_e < 10^{18}m^{-3}$ ,  $T_e < 15000K$ ). Im Plasmawindkanal jedoch liegen Dichten von mehr als  $10^{18}m^{-3}$  vor. Die Sonden würden durch das Plasma zerstört werden. Auch an Positionen weiter entfernt von der Plasmaquelle sind Sondenmessungen aufgrund zu starker Fluktuationen des Strahles nicht möglich.

Die Elektronendichte kann auch interferometrisch bestimmt werden. Dabei wird eine durch das Plasma geleitete elektromagnetische Welle mit einer ungestörten, nicht durch das Plasma laufenden Referenzwelle überlagert. Diese Methode wurde am PWK nicht erprobt, da sie die Dichte nur bei hohen Werten liefert



( $n_e > 10^{21} m^{-3}$ ). Bei niedrigeren Dichten ist im ferninfraroten mit interferometrischen Methoden eine Bestimmung zwar möglich, aber hier nicht praktikabel.

Mit emissionspektroskopischen Methoden werden die beiden wichtigsten Plasmaparameter in einem großen Parameterbereich bestimmt. Dabei ist die Kenntnis des anzuwendenden Modelles mit den Grenzfällen des thermischen Gleichgewichtes und dem Koronamodell zur Beschreibung heißer Plasmen zwingend notwendig. Es müssen Emissionskoeffizienten von mindestens zwei Linien unterschiedlicher Ionisationsstufen oder dem Kontinuum bestimmt werden. Diese müssen zudem noch, da über Sichtlinien integriert wird, räumlich entfaltet werden. Dabei wird Zylindersymmetrie vorausgesetzt. Da immer mindestens zwei Meßdaten bestimmt werden müssen, ist eine gleichzeitige Messung von Elektronendichte und Elektronentemperatur nur unter sehr großem Aufwand möglich, wenn zum Beispiel zwei Spektrometer gleichzeitig am selben Ort messen oder zwei Linien unterschiedlicher Ionisationsstufen so dicht beieinander liegen, daß sie mit Hilfe einer CCD-Kamera gleichzeitig gemessen werden können.

Die Messung von durch Starkeffekt verbreiterten Spektrallinienprofilen ermöglicht zwar die Bestimmung der Elektronendichte ohne Annahme eines Plasmamodells, ist aber nur für große Dichte ( $n_e > 10^{21} m^{-3}$ ) möglich. Die Temperatur kann mit dieser Methode aufgrund einer nur schwachen Temperaturabhängigkeit der Starkbreite nicht bestimmt werden. Dopplerbreiten aus Linien- und Molekülspektren liefern jedoch ausschließlich die Gastemperatur.

Die beste Methode, um die Elektronendichte und die -temperatur gleichzeitig und orts aufgelöst zu bestimmen, ist die Streuung elektromagnetischer Strahlung an den Elektronen. Diese Methode wird seit langer Zeit an den unterschiedlichsten Entladungen von einer Penning-Entladung bis zu Fusionsplasmen als Standarddiagnostik zur Bestimmung der Plasmaparameter angewendet. Auch an Freistrahlasplasmen ist es bereits eine Standarddiagnostik. Bisher wurde hier allerdings nur in hohen Druckbereichen ab  $10^4 Pa$  Umgebungsdruck Laserstreuung angewandt. Bisherige Arbeiten im üblichen Druckbereich des Plasmawindkanals von etwa  $10^3 Pa$  wurden bisher lediglich bei hohen Elektronendichten in der Nähe der Plasmaquelle durchgeführt.

Für die Untersuchung des Erosionsverhaltens der Materialproben und der Wechselwirkung von Plasma und Probe sowie die Beurteilung der Qualität von Schutzschichten ist die Kenntnis der Plasmaparameter am Ort der Probe zur Interpretation der Spektren von Erosionsprodukten unerlässlich. Daher wird in dieser Arbeit der Meßbereich bis in die Wechselwirkungszone zwischen Plasma und Probe in großer Entfernung von der Plasmaquelle und bei niedrigen Elektronendichten ausgedehnt. Aufgrund niedriger Elektronendichten und -temperaturen versagt an diesem Punkt die selbstkonsistente Bestimmung dieser Parameter mit emissionspektroskopischen Methoden, da Ionen nicht mehr in angeregten Zuständen vorkommen und somit keine Strahlung emittieren. An dieser und anderen von der Plasmaquelle entfernten Meßpositionen ist die Thomson-Streuung als einzige

Diagnostik in der Lage, die Elektronendichte und Elektronentemperatur gleichzeitig mit hoher räumlicher Auflösung zu bestimmen. Durch Anwendung einer intensivierten CCD-Kamera wird es möglich sein, auch in Bereichen mit niedriger Elektronendichte innerhalb kürzester Meßzeit ein radiales Profil der Plasmaparameter zu erhalten. Dabei ist ein Kenntnis eines der oben angeführten Plasmamodelle nicht notwendig.

Die Verwendung eines Hochleistungslasers erlaubt es, an Meßpositionen mit hohen Elektronendichten in Messungen mit nur einem Laserpuls ein radial aufgelöstes instantanes Profil von Elektronendichte und -temperatur zu ermitteln. Durch die sehr kurzen Meßzeiten ermöglicht es die Thomson-Streuung bei Einzelmessungen die Fluktuationen des Plasmas zu erfassen. Diese Ergebnisse werden nicht durch Mittelungsprozesse beeinflußt.

Ziel dieser Arbeit ist es, die wichtigen Parameter Elektronentemperatur und Elektronendichte mit der Thomson-Streuung an verschiedenen Positionen im Plasmafreistrahler und insbesondere am Ort der Probe radial aufgelöst zu bestimmen. An Positionen dicht vor der Plasmaquelle, wo relativ hohe Dichten vorliegen, sollen mit Einzelschußmessungen die Auswirkungen der geometrischen Fluktuationen des Plasmastrahles auf die Ergebnisse untersucht werden. Dort liegen auch Werte für Dichte und Temperatur vor, die mit emissionspektroskopischen Methoden zeitlich gemittelt bestimmt wurden. Die Ergebnisse der Emissionsspektroskopie können unterstützend zur Verifizierung der Ergebnisse der Thomson-Streuung herangezogen werden. Nachdem beide Verfahren mit ihren Ergebnissen zunächst getrennt voneinander betrachtet werden, sollen sie abschließend miteinander verglichen werden und kritisch auf ihre Anwendbarkeit an einem fluktuierenden Plasma beurteilt werden.

# Kapitel 2

## Das Experiment — Der Plasmawindkanal PWK2

In diesem Kapitel sollen der zur Erzeugung des Plasmas notwendige Teil des Experimentes und die Bedingungen, unter denen die Entladung stattfindet, erläutert werden. Die experimentellen Aufbauten für die Messungen zur Laser–Thomson–Streuung und die spektroskopischen Messungen werden in den entsprechenden Kapiteln (3.2, 5.3) dargestellt.

### 2.1 Der Plasmawindkanal

Am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) der Universität Stuttgart ist zur Simulation der beim Wiedereintritt eines Raumflugkörpers auftretenden thermophysikalischen Belastung von Hitzeschutzmaterialien ein Plasmawindkanal (PWK) gebaut worden. Dieser ist schematisch aus verschiedene Perspektiven in den Abbildungen 2.1 und 2.2 dargestellt und soll im folgenden beschrieben werden.

Der Plasmawindkanal ist ein zylindrisches Gefäß mit einer Länge von  $6.0m$  und einem Durchmesser von  $2.0m$ . Auf einer Seite ist dieses Gefäß mit einer Vakuumpumpanlage verbunden und abgeschlossen. Auf der anderen Seite befindet sich ein auf einem Wagen verschiebbarer Zylinderdeckel, in dessen Zentrum die Plasmaquelle (Abb. 2.1, A) angeordnet ist, auf die in Abschnitt 2.2 näher eingegangen wird. Ferner befindet sich im Deckel auf beiden Seiten der Plasmaquelle jeweils ein Beobachtungsfenster (Abb. 2.1, B). Diese beiden Fenster ermöglichen es, die Probe direkt mit einem Pyrometer zu beobachten, um die Oberflächentemperatur zu messen. Ferner kann von der anderen Seite die Probenoberfläche gleichzeitig mit einer Kamera beobachtet werden, um beispielsweise die Ausbildung einer Schutzschicht [Hi99] oder die Veränderung der Emissivität der Probe zu beobachten.

Zu beiden Seiten und auf der Oberseite des Plasmawindkanals sind verschieb-

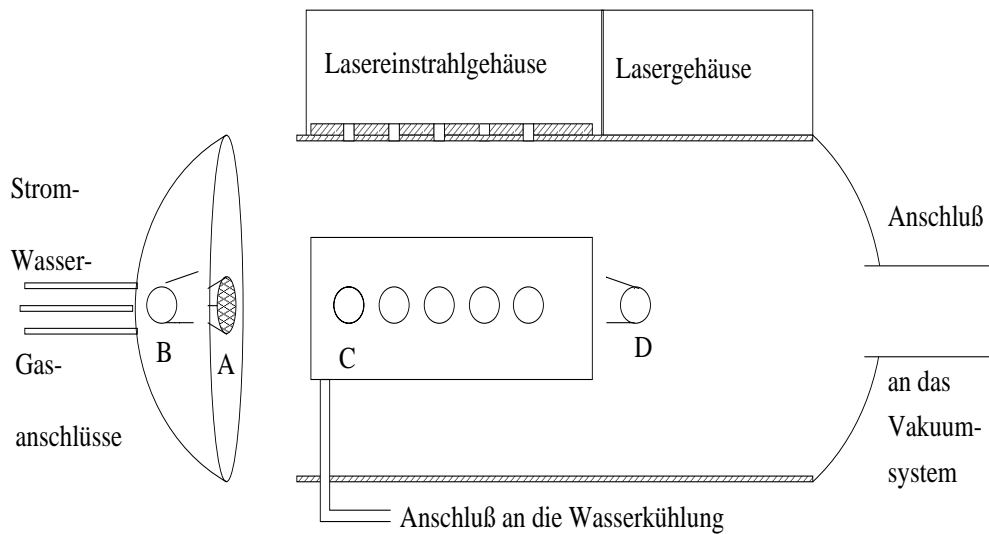


Abbildung 2.1: Seitenansicht des Plasmawindkanals PWK2 am IRS; A bezeichnet die Anode der Plasmaquelle, B die Beobachtungsfenster zur Analyse der Probenoberfläche, C verschiebbare Fensterplatten und D Fenster zur Beobachtung des Brenners.

bare Fensterplatten (Abb. 2.1, C) angebracht, die die Beobachtung des Plasmas ermöglichen. In jeder dieser Fensterplatten befinden sich fünf Beobachtungsfenster in einem Abstand von  $170\text{mm}$  (gemessen im Fensterzentrum). Die Beobachtungsfenster selbst haben einen nutzbaren Durchmesser von  $100\text{mm}$  und bestehen aus Quarz- oder BK7-Platten mit einer Stärke von  $20\text{mm}$ . Je nach Zweck der Beobachtung wird das Fenstermaterial gewählt. Die Verschiebbarkeit der Fensterplatten macht die Beobachtung des Freistrahlasplasmas an verschiedenen Positionen von der Plasmaquelle bis zum Probenort möglich. Die hohe Zahl an Beobachtungsfenstern gestattet es ferner, eine Vielzahl von Meßverfahren an verschiedenen oder identischen Positionen im Freistrahlgleichzeitig anzuwenden, um die Plasmaparameter zu bestimmen und die Vorgänge in der Wechselwirkungszone zu untersuchen. Der Kessel und die Wände sind wassergekühlt, um ein Zerspringen der Fensterplatten durch Überhitzung während des Betriebes zu verhindern.

Hinter diesen Fensterwänden sind auf beiden Seiten des PWK's noch zwei weitere Beobachtungsfenster (Abb. 2.1, D) schräg zur Zentralachse angebracht. Durch diese besteht die Möglichkeit, die Plasmaquelle (Kap. 2.2) und die Probenumströmung während des Betriebes zu beobachten.

Im Inneren des Gefäßes befindet sich ein wassergekühlter Versuchstisch aus Kupfer, auf den wahlweise ein wassergekühlter Probenhalter (Abb. 2.2, E) oder verschiedene Meßsonden montiert werden können. Der Tisch ist in zwei Dimensionen verfahrbar und dient dazu, die Probe im Plasmastrahl zu positionieren, wenn die

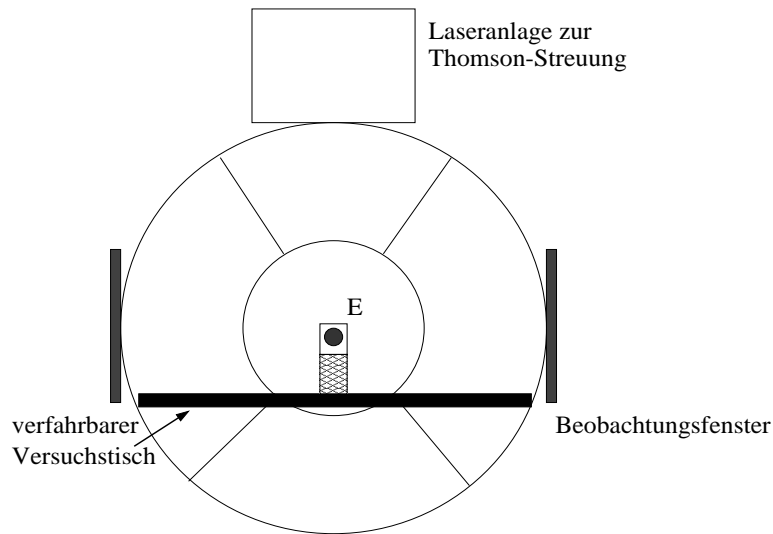


Abbildung 2.2: Frontansicht des Plasmawindkanals;  $E$  bezeichnet den Probenhalter.

Wechselwirkung zwischen Probe und Plasma untersucht werden soll. Zudem ist der Probenhalter in der Höhe verstellbar, um die Probe zentrisch im Plasmastrahl positionieren zu können.

Das Verfahren des Versuchstisches ist ebenso für die Thomson-Streuung von großer Bedeutung. Im Versuchstisch befindet sich etwa  $5\text{--}10\text{mm}$  vor dem Ort der Probe eine Öffnung, durch die der Laser-Strahl in einen Lichtsumpf gelangt, in dem das störende Falschlicht minimiert wird.

## 2.2 Die Plasmaquelle

Als Plasmaquelle dient ein Lichtbogentriebwerk vom Typ RD5, wie es in Abbildung 2.3 dargestellt ist [AuK96] (RD5 ist annähernd baugleich mit den früheren Typen RD3/RD4, besitzt jedoch eine verbesserte Wasserkühlung im Anodenbereich um so einen Betrieb von mehr als 3 Stunden zu ermöglichen).

Der Plasmabrenner besteht aus einer konisch zugespitzten Kathode aus thorierter Wolfram und einer segmentierten Kupferdüse mit einer Ringanode. Aus Düsen strömt Stickstoff durch das Lichtbogentriebwerk. Dieser wird durch den hohen Bogenstrom ionisiert. Messungen, die direkt vor der Anode gemacht wurden (Kap. 4), deuten darauf hin, daß der Stickstoff hier vollständig ionisiert wird (Ionisationsgrad 1). Im Expansionsbereich der Düse strömt von außen Sauerstoff ein. Dieser verbleibt zunächst im Randbereich und wird nur schwach dissoziiert beziehungsweise ionisiert. Dieses Gasgemisch expandiert durch die Ringanode hindurch in das Gefäß des Plasmawindkanals. Dort verwirbeln Sauerstoff, Stick-

stoff und das umgebende Molekülgas zu einem luftähnlichen Plasma.

Im Düsenbereich kurz vor der Ringanode sind weitere Einströmöffnungen, durch die Argon eingeblasen wird. Das Argon strömt an der Anode vorbei und verhindert somit die Oxidation der Anode und die damit verbundenen ortsfesten Bogenansätze auf der Anode. Solche Bogenansätze würden einen langen Betrieb (bis zu 3 Stunden) aufgrund der lokalisierten Aufheizung der Anode nicht gestatten.

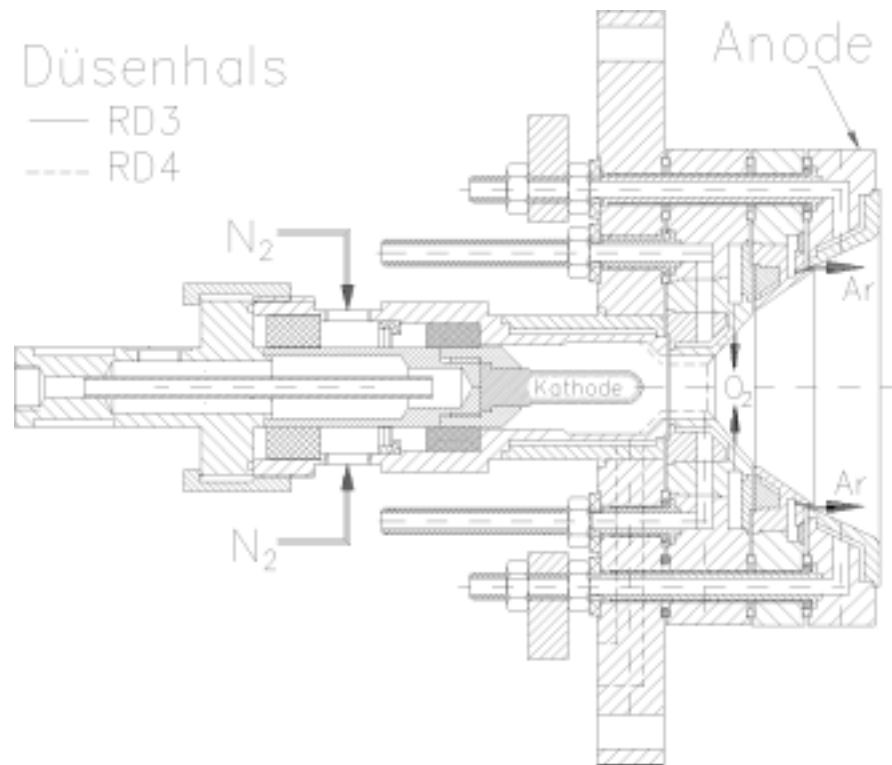


Abbildung 2.3: Die Plasmaquelle (Lichtbogentriebwerk) [AuK96]

## 2.3 Die experimentellen Bedingungen

Um die bei einem Wiedereintritt in die Erdatmosphäre herrschenden Bedingungen zu simulieren, werden die Entladungsbedingungen so eingestellt, daß sowohl der Wärme- und Teilchenfluß auf die Probe als auch der Staudruck und die Oberflächentemperatur mit den sich vor einem mit hoher Geschwindigkeit in ein dichtes Medium eintretenden Objekt ausbildenden Parametern übereinstimmen. Dies wird durch die geeignete Wahl der Entladungsbedingungen und der Probenposition erreicht.

Im Fall des Plasmawindkanals gibt es eine Reihe von Parametern, mit denen dieses Ziel erreicht werden kann. Diese Parameter sind der Brennkammerdruck,

der Bogenstrom und der Massendurchfluß von Stickstoff und Sauerstoff, der über die Zusammensetzung des Plasmas am Probenort entscheidet. Diese Parameter wurden zu Beginn des Sonderforschungsbereiches festgelegt (Simulationspunkte 1 und 2 [SFB95]), und entsprechen den Bedingungen, denen ein Raumflugkörper beim Wiedereintritt in einer Höhe von etwa  $80km$  ausgesetzt ist. Hierbei sind unterschiedliche Belastungen an verschiedenen Stellen des Raumflugkörpers berücksichtigt worden ([AuK96], [SFB95]). Diese Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Bezeichnung Simulationspunkt	Bogenstrom / [A]	Druck p / [hPa]	Massendurchfluß [g/s]
1	1400	10.5	10
1 <sup>+</sup>	1500	10.5	10
2	1200	2.9	2

Tabelle 2.1: *Untersuchte Entladungsbedingungen im Teilprojekt A2 des SFB 259*

Im folgenden werden diese Entladungsbedingungen mit Simulationspunkt (SP) bezeichnet. Die Materialprobe befindet sich bei dem SP1 und dem SP1<sup>+</sup> in einer Entfernung von  $575mm$  von der Anode, beim SP2 in einer Entfernung von  $425mm$  von der Anode.

# Kapitel 3

## Licht–Streuung

Da die Thomson–Streuung eine besonders geeignete Diagnostik zur Bestimmung von Elektronentemperatur und Elektronendichte ist, sollen in diesem Kapitel die theoretischen Grundlagen zur Streuung elektromagnetischer Strahlung an freien und gebundenen Ladungsträgern beschrieben werden. Ferner sollen hier der Aufbau des eigentlichen Streuexperimentes und die Erfassung und Auswertung der Meßdaten beschrieben werden.

### 3.1 Grundlagen der Streuung elektromagnetischer Strahlung

Bei der Streuung elektromagnetischer Wellen unterscheidet man in Analogie zur Stoßtheorie zwischen elastischer und inelastischer Streuung. Bei der elastischen Streuung bleibt die Frequenz (Energie) des eingestrahlten Photons unverändert, während sie sich bei der inelastischen Streuung verändert. Beispiele für letztere sind Compton– und Raman–Streuung. Bei der elastischen Streuung einer elektromagnetischen Welle der Wellenlänge  $\lambda$  gibt es vier verschiedene Arten [BeSc]:

- **Mie–Streuung** an makroskopischen Teilchen, deren Durchmesser  $d$  größer als die eingestrahlte Wellenlänge ist ( $d > \lambda$ ), zum Beispiel an Staub
- **Rayleigh–Streuung** an gebundenen Elektronen mikroskopischer Teilchen ( $d < \lambda$ ), zum Beispiel an Molekülen oder Atomen
- **Resonanz–Streuung** an gebundenen Elektronen, wenn atomare oder molekulare Übergänge durch das eingestrahlte Licht resonant angeregt werden
- **Thomson–Streuung** an freien Ladungsträgern im Plasma



Durch die Wahl der Wellenlänge des Lasers (Kap. 3.2) konnte Resonanzstreuung im Plasma nicht beobachtet werden (Abb. 3.1). In der Umgebung der Laserwellenlänge sind nur sehr schwach emittierende Ionen- und Atomlinien vorhanden. In dieser kurzen Meßzeit von  $50\text{ns}$  ist keine Linienstrahlung oberhalb des Kamerarauschens zu beobachten. In Kapitel 4.2 werden resonante und nah-resonante Streuung von diesen Linien quantitativ untersucht. Die übrigen drei Streumechanismen jedoch spielen bei der Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur durch die Streuung elektromagnetischer Strahlung eine Rolle. Daher sollen diese Mechanismen im folgenden beschrieben werden, wobei auf die Thomson-Streuung als eigentliches Meßprinzip am ausführlichsten eingegangen werden soll.

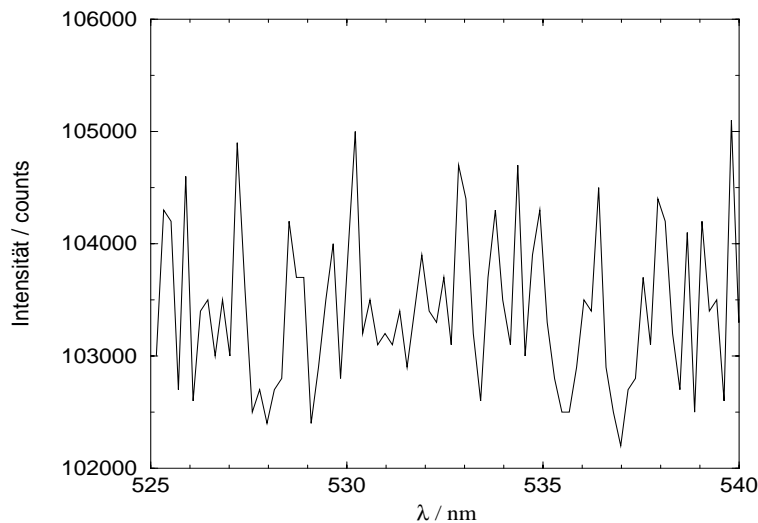


Abbildung 3.1: Von der Kamera akkumuliertes Rauschsignal und Plasmauntergrund (beide haben etwa dieselbe Größenordnung) bei der eingestrahelten Wellenlänge. Bei dieser kurzen Belichtungszeit von  $50\text{ns}$  ist keine Linienstrahlung meßbar. In diesem Bild wurden 100 Aufnahmen aufsummiert.

### 3.1.1 Mie-Streuung

Bereits 1908 entwickelte *G. Mie* eine elektromagnetische Beschreibung der Beugung einer ebenen, monochromatischen Lichtwelle an einem makroskopischen Teilchen beliebiger Größe [Mie09]. Dabei werden die Maxwell-Gleichungen unter den Randbedingungen gelöst, daß sich das elektromagnetische Feld außerhalb des Teilchens aus dem einfallenden und dem gestreuten Feld zusammensetzt und am Rand des Teilchens identisch mit dem inneren elektrischen Feld ist. Als Lösung erhielt Mie das gestreute elektrische Feld in seinen polaren Komponenten als Summe von Legendre-Polynomen.

Bei Beobachtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (typische Beobachtungsrichtung bei der Thomson-Streuung (siehe 3.1.3)) der ursprünglichen Lichtwelle ist die gestreute Welle linear polarisiert. Bekannt ist das Ergebnis, wenn man die unpolarisierte Komponente betrachtet. Abb. 3.2 [Mie09] zeigt den unpola-

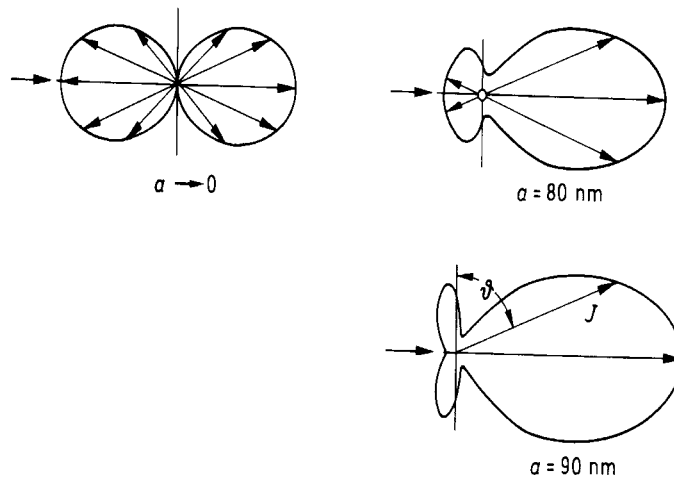


Abbildung 3.2: Darstellung der Streucharacteristik des unpolarisierten Anteils der Strahlungsleistung  $J$  bei Streuung von elektromagnetischen Wellen der Wellenlänge  $\lambda = 550\text{nm}$  (jeweils von links einfallend) an einem Goldteilchen [Mie09] unterschiedlicher Größe  $a$  in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$ .

risierten Anteil an der Gesamtintensität der gestreuten Lichtwelle bei Streuung an einem Goldteilchen unterschiedlicher Größe. Bei sehr kleinen Teilchen ist die Streucharacteristik identisch mit der der Dipolstrahlung. Bei zunehmender Größe wird der Anteil in Rückwärtsrichtung niedriger, während der der Vorwärtsstreuung zunimmt (Mie-Effekt). Dies erklärt, warum tagsüber der Himmel gegenüber der Sonne heller erscheint als an anderen Stellen.

Im Experiment kommt die Mie-Streuung an mikroskopisch kleinen Staubteilchen vor, die in den Laserstrahl geraten. Hierbei können zwei Effekte auftreten:

- Mie-Streuung am Staub ohne induzierte Gasdurchbrüche
- staubinduzierte Gasdurchbrüche, Lichtablenkung und -reflexion am dichten Plasma

Beide führen zu sehr intensiven Streulichtintensitäten, die die Messung des Rayleigh-Streuspektrums verfälschen können. Daher muß eine Diskrimination der Mie-Streu-Signale vorgenommen werden (siehe Kap. 4.1.1).

### 3.1.2 Rayleigh–Streuung

Nachdem bereits ein Spezialfall, die Mie–Streuung, besprochen wurde, soll nun die allgemeine Betrachtung der Lichtstreuung zurückgehend auf Lord Rayleigh behandelt werden ([Str71], [Str99]).

Wie schon erwähnt, bezeichnet Rayleigh–Streuung die Streuung an gebundenen Elektronen von Teilchen, deren Durchmesser geringer ist als die Wellenlänge des gestreuten Lichts — an Atomen und Molekülen.

Dabei werden die positiven und negativen Ladungen im Neutralteilchen durch das elektrische Feld zu Schwingungen angeregt. Damit entspricht jedes Atom bzw. Molekül einem Dipol. Dieser Dipol strahlt wiederum Leistung senkrecht zur Schwingungsebene ab. Die abgestrahlte Feldstärke ist dabei proportional zum Quadrat der Kreisfrequenz  $\omega$  der eingestrahlten Welle:

$$E = \frac{\omega^2 p}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \sin\theta \quad (3.1)$$

Dabei ist  $p$  das Dipolmoment,  $r$  der Abstand vom Dipol und  $\theta$  der Beobachtungswinkel.

Die abgestrahlte Leistung entspricht also der 4. Potenz der Kreisfrequenz oder der reziproken Wellenlänge:

$$P \approx \frac{1}{\lambda^4} \sin^2\theta \quad (3.2)$$

Dies bedeutet, daß blaues Licht ( $\lambda \approx 400nm$ ) um einen Faktor  $\sim 5$  stärker gestreut wird als rotes Licht ( $\lambda \approx 600nm$ ). Dies erklärt die Blaufärbung des Himmels am Tag (kurze Wegstrecken des Sonnenlichtes innerhalb der Atmosphäre). Am Morgen und Abend ist die durchstrahlte Weglänge in der Atmosphäre größer. Das blaue Licht wird stärker gestreut. Daher erscheint der Himmel morgens und abends rot.

Der differentielle Streuquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  gibt die in ein Raumwinkelement  $d\Omega$  gestreute Leistung  $P$  im Verhältnis zur eingestrahlten Leistung  $P_0$  an:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{P}{P_0} \quad (3.3)$$

Theoretisch läßt sich der Streuquerschnitt mit Hilfe des Brechungsindex durch [Wei58]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\pi^2}{n_{ray}^2} \frac{n^2 - 1}{\lambda^4} \sin^2\theta \quad (3.4)$$

bestimmen. Dabei ist  $n_{ray}$  die Anzahldichte der Streuteilchen und  $n$  der Brechungsindex des benutzten Gases.

In vielen Arbeiten sind experimentelle Werte des differentiellen Streuquerschnitts für Rayleigh–Streuung für verschiedene Gase und den Wellenlängen der gebräuchlichsten Lasersysteme gemessen und tabelliert worden. Für Luft bei einer Wellenlänge von  $532nm$  beträgt der Wirkungsquerschnitt [Hi80]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6.1 \cdot 10^{-32} \frac{m^2}{sr} \quad (3.5)$$

### 3.1.3 Thomson–Streuung

Thomson–Streuung beschreibt die Streuung elektromagnetischer Strahlung an freien Ladungsträgern. Die erste Berechnung des Thomson–Streuquerschnittes durch Akhiezer et al. [Akh57] fand praktisch keine Beachtung. Erst nachdem 1960 die theoretischen Grundlagen von Salpeter [Sa60], Feyer [Fey60] und Dougherty [Dou60] erarbeitet wurden, ist diese experimentelle Methode zur Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur 1963 erstmals von Fiocco und Thompson [Fio63] an einem Elektronenstrahl und Fünfer et al. [Fün63] an einem Plasma verwirklicht worden. Zunächst wird die Theorie der Streuung an bewegten Teilchen und im Anschluß der Einfluß von dichten Plasmen diskutiert.

#### 3.1.3.1 Streuung an bewegten Elektronen

In vielen Arbeiten wurde die Theorie der Streuung an freien Ladungsträgern (Thomson–Streuung) ergänzt und erweitert. Mit der Zunahme der Temperatur der zu untersuchenden Plasmen mußten relativistische Effekte in der Theorie berücksichtigt werden. Diese wurden zuerst in einer Dissertation von Pogutse [Pog64] behandelt und von Pechacek [Pe67] publiziert. 1970 wurden erstmals von Lehner und Pohl [LePo70] die Einflüsse eines Magnetfeldes auf die Streuung von Elektronen theoretisch behandelt und von Kellerer und anderen [Kel70], [Ev70], [Mur70] experimentell verifiziert. Weder relativistische Effekte noch Effekte durch äußere Magnetfelder spielen in dieser Arbeit eine Rolle. Einen besonders schönen Überblick über die theoretischen Grundlagen geben die Arbeiten von Evans und Katzenstein [EvKa69] und Sheffield [She75].

Zunächst betrachtet man ein einzelnes Elektron in einem nichtrelativistischen Plasma, das sich mit einer Geschwindigkeit  $\vec{v}$  ( $v \ll c$ ) unter Vernachlässigung von Magnetfeldeffekten bewegt und mit einer elektromagnetischen Welle der Amplitude  $\vec{E}_0$ , der Ausbreitungsrichtung  $\vec{k}_0$  und der Kreisfrequenz  $\omega$  wechselwirkt. Die Anordnung ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt.

Das elektrische Feld der Welle beschleunigt die Ladung, die nun ihrerseits ein elektromagnetisches Feld mit einer Welle gleicher Kreisfrequenz  $\omega$  erzeugt. Es handelt sich dabei um Dipolstrahlung. Mit Hilfe der Maxwell–Gleichungen lassen sich das elektrische und magnetische Feld der gestreuten Welle und daraus die

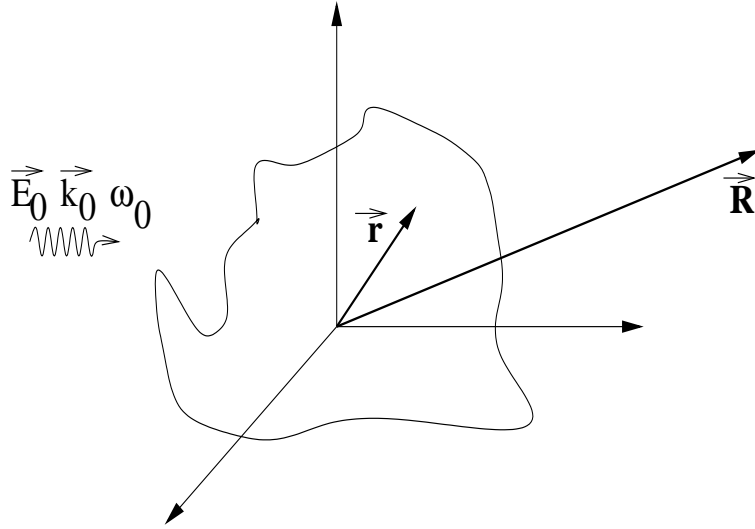


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Streugeometrie

durchschnittliche Leistung am Ort  $\vec{R}$  des Detektors berechnen. Daraus wiederum kann der differentielle Streuquerschnitt und durch Integration über den kompletten Raumwinkel der totale Streuquerschnitt der Thomson-Streuung bestimmt werden. Dieser ergibt sich zu [EvKa69]:

$$\begin{aligned}\sigma_{Th} &= \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \\ &= 6.65 \cdot 10^{-29} m^2\end{aligned}\quad (3.6)$$

Der Übergang vom einzelnen Elektron zu einem Ensemble von  $N$  Elektronen erfolgt durch Superposition. Für den differentielle Streuquerschnitt erhält man dabei durch Einführung eines dynamischen Formfaktors  $S(\vec{k}, \omega)$  [She75]:

$$\sigma(\vec{k}, \omega) = \frac{d\sigma}{d\Omega} S(\vec{k}, \omega) \quad (3.7)$$

Dieser Formfaktor beinhaltet sowohl die Frequenzverschiebung durch die Bewegung der Elektronen (Dopplerverschiebung) als auch die Korrelation zwischen den Elektronen.

Wenn nun die Geschwindigkeiten der einzelnen Elektronen im Plasma einer Maxwell-Verteilung gehorchen, so ergibt sich für den Formfaktor:

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} k v_{th}} e^{-\left(\frac{\omega - \omega_0}{k v_{th}}\right)^2} \quad (3.8)$$

mit der thermischen Geschwindigkeit

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}. \quad (3.9)$$

Die spektrale Intensitätsverteilung, die vom Detektor gemessen wird, ist ein Gaußprofil, dessen volle Halbwertsbreite gegeben ist durch [Ku68]:

$$\Delta\lambda_{FWHM} = 4\lambda_0 \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \sqrt{\frac{2k_B T_e \ln 2}{m_e c^2}}, \quad (3.10)$$

wobei  $\vartheta$  den Winkel bezeichnet, der von der Ausbreitungsrichtung der eingestrahlten elektromagnetischen Welle und der Detektionsrichtung eingeschlossen wird, den Streuwinkel. Für einen Streuwinkel von  $\vartheta = 90^\circ$  erhält man also für die Elektronentemperatur:

$$T_e = \frac{m_e c^2}{32k_B \ln 2} \left( \frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{\lambda_0} \right)^2 \quad (3.11)$$

### 3.1.3.2 Einfluß eines dichten Plasmas

Dichtefluktuationen der Elektronen beeinflussen aufgrund ihres kollektiven Verhaltens das Streuspektrum. Das Plasma kann unter dem Einfluß von Dichtefluktuationen mit den Annahmen, daß Elektronen und Ionen einer Maxwell-Verteilung genügen, mit Hilfe der Vlasov-Gleichung beschrieben werden [EvKa69]. Generell kann das Streuspektrum unter Berücksichtigung der Dichteschwankungen durch eine Summe über zwei Komponenten beschrieben werden:

$$S(\vec{k}, \omega) = S_e(\vec{k}, \omega) + S_i(\vec{k}, \omega) \quad (3.12)$$

$S_e(\vec{k}, \omega)$  wird als Elektronenkomponente bezeichnet und beschreibt die Fluktuationen von freien Elektronen.  $S_i(\vec{k}, \omega)$  bezeichnet die Ionenkomponente und beschreibt Fluktuationen, die durch an die Bewegung von Ionen gekoppelten Elektronen hervorgerufen werden. Beide Komponenten werden von einem charakteristischen Parameter  $\alpha$  bestimmt, der definiert ist als:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{k\lambda_D} \\ &\approx \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Dabei ist  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}$  die Debye-Länge. Nach [Sa63] werden die Elektronen- und die Ionenkomponente aus Gleichung 3.12 mit Hilfe des Parameters  $\alpha$  ausgedrückt als

$$\left. \begin{aligned} S_e(\vec{k}, \omega) &= \frac{1}{1 + \alpha^2} \\ S_i(\vec{k}, \omega) &= \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2)(1 + \alpha^2 + Z\frac{T_e}{T_i}\alpha^2)} \end{aligned} \right\} \quad (3.14)$$

wobei  $Z$  die Ladungszahl der Ionen und  $T_e, T_i$  die Elektronen- beziehungsweise Ionentemperatur sind. Dabei ist das gegenläufige Verhalten der beiden Komponenten mit steigendem  $\alpha$ , also steigendem Verhältnis  $\sqrt{n_e/T_e}$ , auffallend. Abbildung 3.4 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

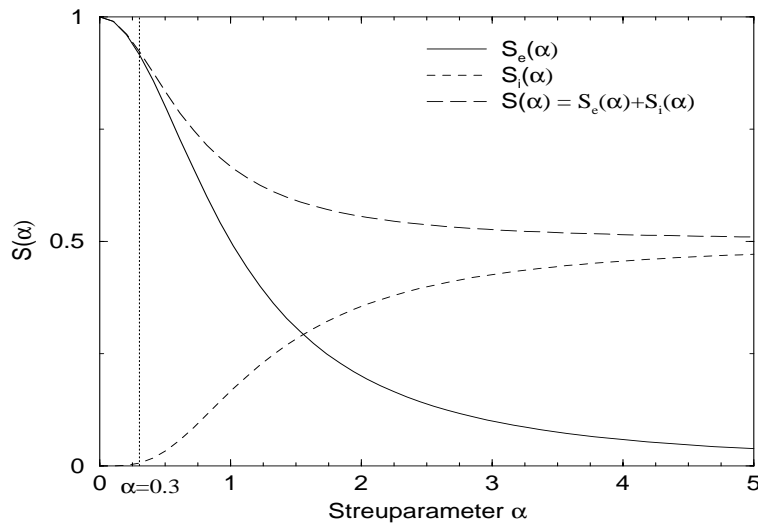


Abbildung 3.4: Streuprofil  $S(\vec{k}, \omega)$  in Abhängigkeit vom Streuparameter  $\alpha$  für Ladungszahl  $Z = 1$  und  $T_e = T_i$

Bei einem Wert von  $\alpha \sim 0.3$ , wie er in dieser Arbeit vorliegt, ist das Streuprofil nur von der Elektronenkomponente bestimmt. Während die Elektronenkomponente mit steigendem  $\alpha$  abnimmt, steigt die Ionenkomponente an. Letztere hängt zusätzlich noch vom Verhältnis Elektronentemperatur zu Ionentemperatur ab. Es kristallisieren sich zwei Spezialfälle heraus:

$\alpha \ll 1$  Korrelationen mit der Ionenbewegung sind vernachlässigbar. Die gesamte Streuintensität ist in der Elektronenkomponente enthalten, wie Abbildung 3.5 zeigt. Dies ist das übliche Thomson-Streu-Regime, die inkohärente Streuung. Im Plasmafreistrahl ist  $\alpha \sim 0.3$ .

$\alpha \gg 1$  In diesem Fall geht die Elektronenkomponente gegen Null, wie Abbildung 3.4 zeigt, und die gesamte Streuintensität ist in der Ionenkomponente vereint. Das Spektrum (Abbildung 3.6) wird also durch die kollektive Wechselwirkung von Ionen und Elektronen bestimmt. Dies beschreibt die

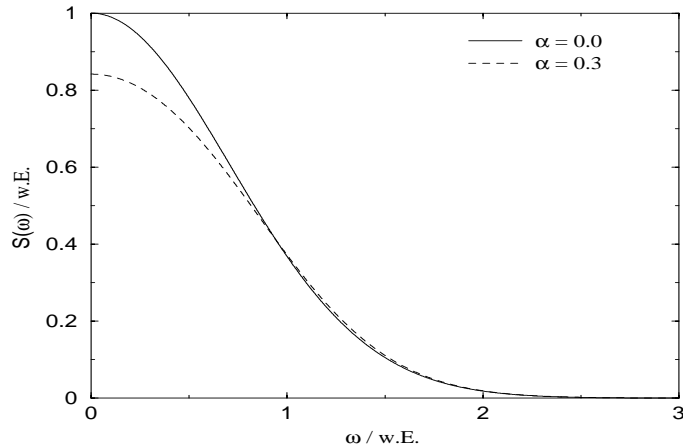


Abbildung 3.5: Streuprofil  $S(\vec{k}, \omega)$  für  $\alpha \ll 1$ , die inkohärente Thomson-Streuung

kohärente Thomson-Streuung. Für sehr große  $\alpha$  kann man die Komponente  $S_i(\vec{k}, \omega) = Z/(1+Z(T_e/T_i))$  nähern. Das Spektrum besteht nun aus drei Linien. Die zentrale Linie bei der eingestrahelten Wellenlänge ist die Ionenkomponente der Elektronendichtefluktuation. Deren Halbwertsbreite entspricht näherungsweise der thermischen Geschwindigkeit der Ionen. Symmetrisch zu dieser Zentrallinie sind zwei Seitenbänder (Plasmalinien) angeordnet. Diese Elektronenkomponente der Elektronendichtefluktuation beruht auf

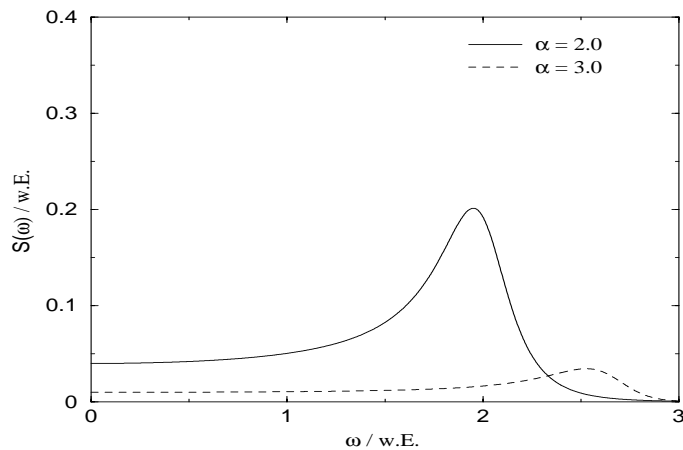


Abbildung 3.6: Streuprofil  $S(\vec{k}, \omega)$  für  $\alpha \gg 1$ , die kohärente Thomson-Streuung

der Resonanz der Elektronen zur Plasmafrequenz. Das Profil wird durch  $S_e(\vec{k}, \omega)$  bestimmt. Der Abstand dieser Plasmalinien von der Zentrallinie ist bestimmt durch die Dispersionsrelation der elektroakustischen Welle:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3k_B T_e k^2}{m_e},$$



wobei  $\omega_p$  die Plasmafrequenz ist. In diesem  $\alpha$ -Regime können also sowohl die Iontemperatur durch die Halbwertsbreite der Zentrallinie als auch die Elektronentemperatur durch den Abstand der Seitenbänder vom Zentrum gemessen werden.

In der vorliegenden Arbeit sind im dichten und heißen Bereich direkt vor der Anode eine Elektronendichte von  $n_e \approx 1.5 \cdot 10^{21} m^{-3}$  und eine Elektronentemperatur von  $T_e \approx 25000 K$  zu erwarten. Daraus errechnet sich gemäß Gleichung 3.13 ein  $\alpha \sim 0.3$  ( $S_i(k, \omega) < 10^{-2}$ ). Damit liegt in dieser Arbeit der erste Fall vor, die inkohärente Thomson-Streuung. Aus der vollen Halbwertsbreite kann also die Temperatur der Elektronen (Gl. 3.11) gewonnen werden und aus der Streuintensität  $I_{Th}$  durch Kalibration mit der Rayleigh-Streuintensität  $I_R$  (Kap. 4.1) nach

$$n_e = n_R \frac{I_{Th} \sigma_R W_R}{I_R \sigma_{Th} W_{Th}} \quad (3.15)$$

auch die Elektronendichte. Dabei sind  $W_{Th}$  und  $W_R$  die mittleren Laserleistungen bei dem jeweiligen Streu-Experiment,  $\sigma_R$  und  $\sigma_{Th}$  die Streuquerschnitte von Rayleigh- und Thomson-Streuung und  $n_R$  die Anzahldichte der Streuteilchen bei der Rayleigh-Streuung.

## 3.2 Aufbau des Streuexperimentes am Plasma-windkanal

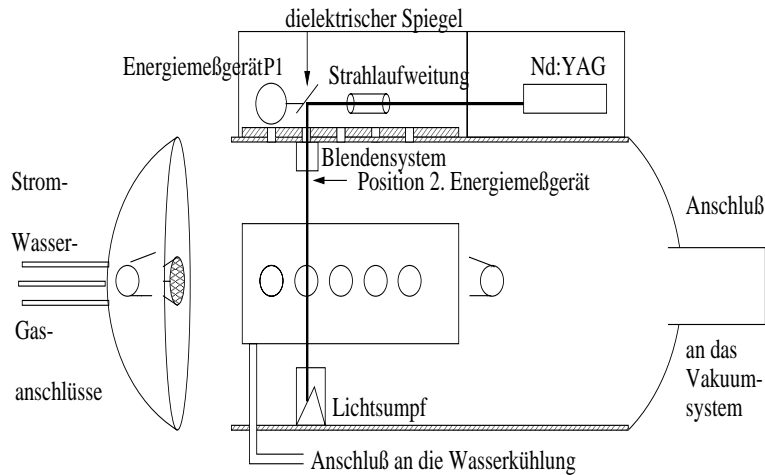


Abbildung 3.7: Schematische Seitenansicht des Streuexperimentes am Plasma-windkanal

Abbildung 3.7 zeigt eine Seitenansicht des Streuexperimentes am Plasmawindkanal. Über dem Plasmawindkanal ist in einem Laserschutzbereich ein Nd:YAG-

Laser der Firma Continuum. Der Laser arbeitet im Pulsbetrieb und ermöglicht eine Pulswiederholfrequenz bis zu  $10\text{Hz}$ . Bei den Streuexperimenten kann aber nur eine Repetitionsrate von  $5\text{Hz}$  genutzt werden. Der Grund hierfür liegt im Kamerasystem und wird im Kapitel 3.3 näher beschrieben. Die Pulsbreite des Lasers beträgt etwa  $7\text{ns}$ . Der Laser wurde nicht auf der fundamentalen Wellenlänge betrieben, sondern bei der 1. Harmonischen mit  $\lambda = 532\text{nm}$ . Hierfür gibt es zwei Gründe:

- Bei dieser Wellenlänge emittiert das Plasma keine wesentliche Linien- bzw. Molekülstrahlung, die das Streuexperiment erschweren würde (Abb. 3.1 und Kap. 4.2).
- Der Einsatz einer intensivierten CCD-Kamera zur räumlichen Auflösung und zur Reduktion der Meßzeiten wird möglich.

Der Laser liefert frequenzverdoppelt eine Pulsenergie von  $0.3\text{J}$ , bzw. bei einer Pulswiederholfrequenz von  $10\text{Hz}$  eine mittlere Ausgangsleistung von bis zu 3 Watt. Dieser Maximalwert konnte während der Dauer eines Experimentes von bis zu 3 Stunden aufgrund der Erwärmung und eines damit verbundenen Driftens des Verdopplerkristalles nicht aufrecht erhalten werden. Durch eine Steuerung konnte der Verdoppler jedoch im Winkel verändert werden und somit die Pulsenergie auch während des Betriebes in Grenzen nachgeregelt werden. Zusätzlich wurden die mittlere Leistung während der Messung mit dem Energiemeßgerät (P1, Abb. 3.7) registriert und die Streusignale darauf normiert.

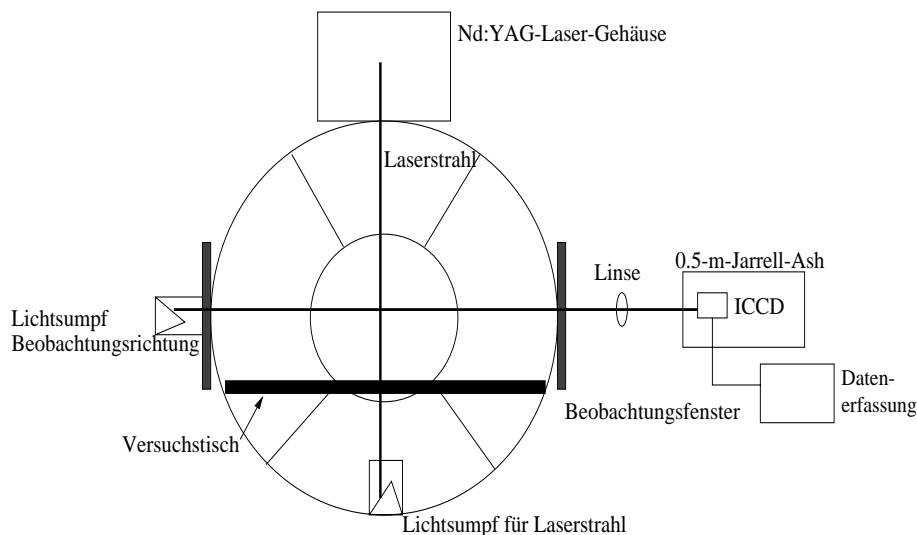


Abbildung 3.8: *Frontansicht des Streuexperimentes am Plasmawindkanal mit vertikaler Lasereinstrahlung und horizontaler Beobachtung*

Eine zu hohe Pulsenergie durfte nicht in das Plasma eingestrahlt werden, da sonst durch Einstrahlung einer zu hohen Energiedichte an dem unter dem Versuchstisch

befindlichen Lichtsumpf Material abgetragen und aufgrund der Wärmeentwicklung in das Streuvolumen hineingesaugt werden kann, wo diese kleinen Staubteilchen Mie-Streuung (Kap. 3.1.1) hervorrufen und somit das Streuexperiment bei repetierlichen Messungen empfindlich stören können.

Die Leistung des Lasers wurde während des Experimentes mit einem Energiemeßgerät (Abb. 3.7, P1) der Firma Ophir (03A-P-CAL) kontrolliert und für einen Schuß bestehend aus 100 – 1000 Einzelbildern als mittlere Leistung aufgezeichnet. Das Meßgerät befand sich hinter einem dielektrischen Spiegel, der den Laser zu 99% in das Plasma reflektierte. Vor jedem Experiment wurde dieses Meßgerät mit einem zweiten Energiemeßgerät P2 (10AP) unterhalb des Blenden-systems (Abb. 3.7) im Plasmawindkanal verglichen, um somit einen Referenzwert für die tatsächlich in das Plasma eingestrahlte Leistung zu haben. Als Monitor für die momentane Laserpulsform, Pulsdauer und relative Spitzenleistung dient eine unkalibrierte Photodiode und ein Oszilloskop.

Die Ergebnisse des Energiemeßgerätes P1 wurden zusätzlich auf einen Schreiber gegeben, um somit sowohl während des Experimentes als auch im Nachhinein während der Auswertung die Langzeitschwankungen des Lasers kontrollieren zu können. Zur Berechnung der Elektronendichte, wo sowohl die Leistungen während des Experimentes als auch während der Kalibration nach Formel 3.15 direkten Eingang finden, wurde die über den Aufnahmezeitraum gemittelte Leistung herangezogen.

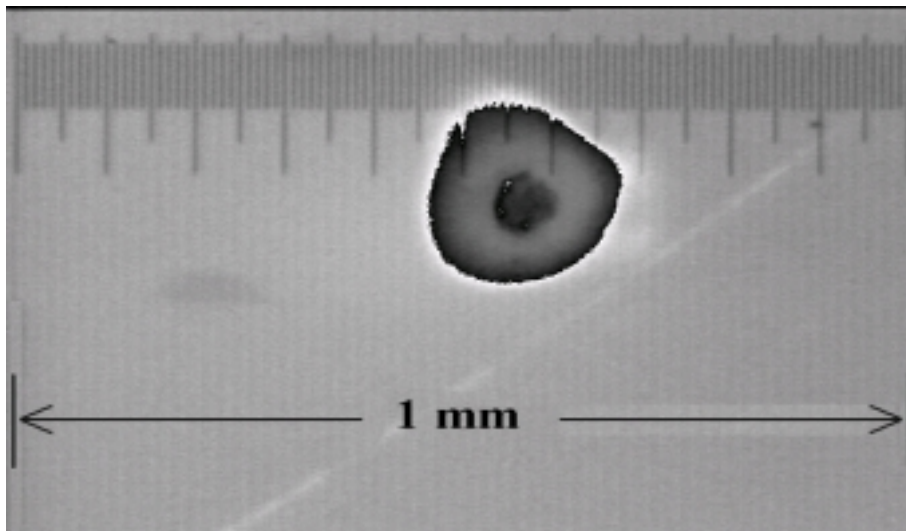


Abbildung 3.9: Schwärzungsbild der Energieverteilung des Lasers im Fokus; das feine Rastermaß beträgt  $10\mu\text{m}$ .

Der Laser wurde im Plasma auf eine Fläche von  $5 \cdot 10^{-8} \text{m}^2$  mit einem Durchmesser von  $200\mu\text{m}$  fokussiert (Abb. 3.9), um einerseits eine möglichst hohe Energiedichte und damit Anzahl von Photonen zu erzielen und andererseits den Laser an

die benötigte spektrale Auflösung anzupassen. Im Fokus herrscht bei einer eingestrahnten Pulsenergie von  $0.15J$  und einer Pulsdauer von  $10ns$  eine Leistungsdichte von  $3 \cdot 10^{14}Wm^{-2}$ . Diese Leistungsdichte liegt in der Nähe des Gasdurchbruchs in Luft von  $\approx 10^{15}Wm^{-2}$  [Bek66]. Die Fokussierung geschah durch die Kombination einer Aufweitungslinse und einer Abbildungslinse. Die Aufweitung des Strahles um einen Faktor drei wird notwendig, weil aufgrund der geometrischen Konstruktion des Plasmawindkanals nur mit einer großen Brennweite fokussiert werden kann. Im Plasmawindkanal selbst können keine optischen Elemente angebracht werden. Bedingt durch den Spiegel und das Einstrahlfenster beträgt die Entfernung vom Plasmazentrum zur Fokussierungslinse etwa  $1500mm$ .

Der Strahldurchmesser des Lasers beträgt (unaufgeweitet) etwa  $5mm$ . Bei einer Brennweite von  $1500mm$  der Fokussierungslinse und einer Entfernung der Linse zum Einstrahlfenster von etwa  $300mm$  trifft der Laserstrahl bereits leicht an fokussiert auf die entspiegelte Glasplatte. Dadurch kann an der Oberfläche eine Energiedichte erzeugt werden, die das Glas, insbesondere bei Verschmutzung, beschädigen könnte. Auch kann durch die Reflexion des an fokussierten Lichtes durch zusätzliche Fokussierung in der Strahlaufweitung auf den Linsen eine Beschädigung vorkommen.

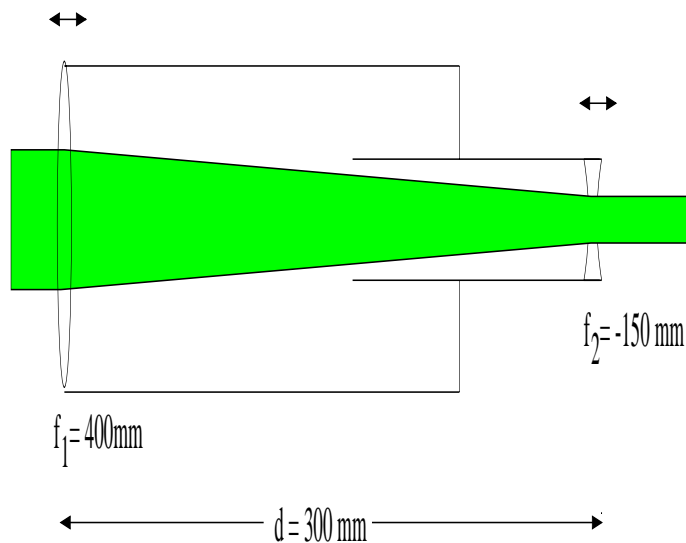


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Strahlaufweitung. Der Strahl wird von einem Durchmesser von  $5mm$  auf einen Durchmesser von  $15mm$  aufgeweitet.

Jedes optische Element im Strahlengang reduziert die Leistung durch Reflexion oder Streuung an Staubteilchen und verringert so die in das Plasma eingestrahlte Leistung. Dadurch vermindert sich wiederum gemäß

$$N_{Th} = \frac{2}{3} \Omega \frac{E \lambda_0}{hc} (1 - e^{-n_e \sigma_{Th} l}) \quad (3.16)$$

die Anzahl der Streuphotonen. Eine Möglichkeit, diese Verringerung der Leistung zu verhindern, ist das Entspiegeln der optischen Bauteile. Eine zusätzliche Möglichkeit ist, die Zahl der Linsen zu verringern. Aus diesem Grund ist eine Strahlaufweitung (Abb. 3.10) gebaut worden, die den Strahl um einen Faktor  $A \approx 3$  aufweitet und die notwendige Brennweite aufweist. Diese Aufweitung  $A$  ist notwendig, um einen Fokusbrenndurchmesser  $W_{min}$  von weniger als  $400\mu m$  bei einer Strahldivergenz  $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$  und einer Brennweite von  $f = 1500mm$  gemäß

$$W_{min} = \mu f \frac{1}{A}$$

zu erreichen. Der Fokus sollte nach Möglichkeit über den gesamten Durchmesser des Plasmastrahles von etwa  $70mm$  gestreckt sein. Auch dies wird durch die Strahlaufweitung erreicht. Die halbe Fokallänge  $Z$  errechnet sich aus

$$Z^2 = (W^2(Z) - W_{min}^2) \frac{f^2}{D^2 A^2},$$

wobei  $D$  den Durchmesser des unaufgeweiteten Laserstrahles angibt ( $5mm$ ) und  $W(Z)$  der maximale Fokusbrenndurchmesser ist, um bei der verwendeten Abbildung eine ideale spektrale Auflösung zu erhalten (hier  $W(Z) = 400\mu m$ ). Hieraus errechnet sich eine halbe Fokallänge von etwa  $31mm$ , so daß der Fokus über den gesamten Plasmadurchmesser für die verwendete Abbildung und den verwendeten Spalt ideal ist.

Bei dem System der Strahlaufweitung handelt es sich um zwei Linsen, deren Abstand zueinander variabel einstellbar ist. Gemäß der Formel

$$|f_{ges}| = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d} \quad (3.17)$$

ergibt sich für ein Linsensystem mit der geforderten Brennweite aus einer Linse mit der Brennweite  $f_1 = 400mm$  und einer mit  $f_2 = -150mm$  ein Abstand der beiden Linsen von  $290mm$ , um eine Gesamtbrennweite von  $f_{ges} = 1500mm$  zu erhalten.

Da der Abstand durch Verschieben der Linsen verändert werden kann, ist auch die Gesamtbrennweite und die Aufweitung des Strahles veränderbar. Der Vorteil dieses Prinzips liegt darin, daß die Strahlaufweitung selbst nicht in einer genau definierten Position in den Strahlengang gestellt werden muß. Die Gesamtbrennweite kann dann so angepaßt werden, daß der Laser im gewünschten Punkt fokussiert werden kann.

Dieser Punkt ist in der Horizontalen gegeben durch die Mitte des Plasmawindkanals. Die vertikale Höhe des Fokus wird bestimmt durch die vom Spektrometer vorgegebene optische Achse, die sich wiederum an den Mittelpunkten der einander gegenüberliegenden Fenster, durch die beobachtet werden soll, orientiert. Der

eigentliche Fokuspunkt ist die Mitte des Freistrahles. Diese muß nicht zwingend mit dem vorher beschriebenen Punkt übereinstimmen, bedingt durch die Randbedingungen des Brenners. Eine genaue Übereinstimmung dieser beiden Punkte kann allerdings nicht erreicht werden, da während des Experimentes nicht nachjustiert werden kann und durch die Positionierung der Fensterwände und die Blendenoptik in der Einstrahlung eine gewisse Richtung für die Lasereinstrahlung vorgegeben ist.

Im Lasereinstrahlensystem wird der aufgeweitete Laserstrahl durch eine Reihe von angepaßten Blenden geführt. Diese dienen dazu, von den Kanten der Einstrahlung reflektiertes Licht auszublenden, da dies eine mögliche Falschlichtquelle darstellt. Wie aus Abbildung 3.8 ersichtlich ist, wurde der nach Formel 3.10 günstigste Winkel mit größtmöglichem Streuquerschnitt zur Detektion des Streulichtes von  $90^\circ$  gewählt. Das Streuvolumen im Plasma wird über eine Abbildungslinse auf den Eintrittsspalt eines 0.5-m-Jarrell-Ash-Monochromators abgebildet. Für die Abbildungslinse wurden Brennweiten von  $f_1 = 400\text{mm}$ , beziehungsweise  $f_2 = 250\text{mm}$  gewählt. Die Wahl wurde von den gewünschten Beobachtungsbedingungen abhängig gemacht. Die Brennweite  $f_1$  ermöglicht ein Abbildungsverhältnis von 1:4, und gestattet es, mit einer höheren räumlichen Auflösung zu messen. Bei der Brennweite  $f_2$  der Abbildungslinse wird durch ein Abbildungsverhältnis von 1:5 die Ortsauflösung zwar etwas vermindert, jedoch ist es so möglich, fast den gesamten radialen Freistrahls mit einer Aufnahme abzubilden.

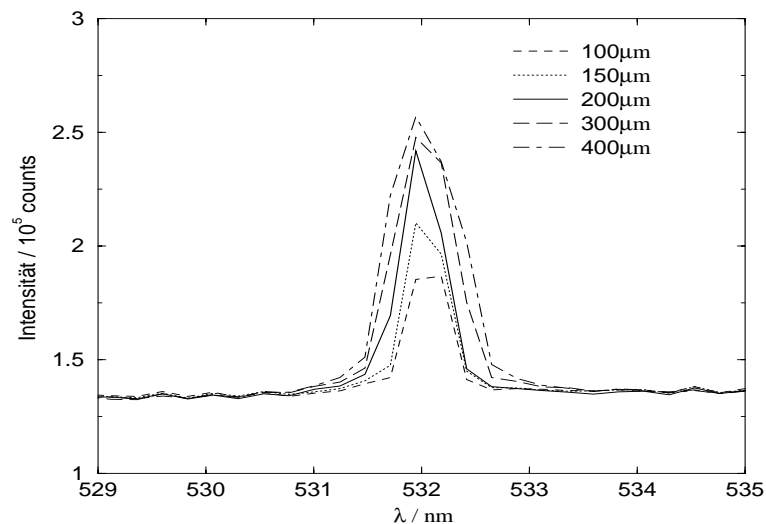


Abbildung 3.11: *Wirkung des Eintrittsspalt auf das Streusignal und die spektrale Auflösung am Beispiel der Rayleigh-Streuung, die optimale Spaltbreite beträgt  $200\mu\text{m}$ .*

In Abbildung 3.11 ist die Wirkung der Spaltbreite auf das gemessene Rayleighstreuungsspektrum gezeigt. Es muß ein Optimum zwischen Signalhöhe und spektraler

Auflösung gefunden werden. Je breiter der Spalt, desto mehr Signal erreicht den Detektor. Die Maximalintensität des Signales steigt nicht mehr an, sondern das Signal beginnt sich spektral zu verbreitern. Bei einer Spaltbreite von  $200\mu\text{m}$  ist ein Optimum zwischen spektraler Breite und Signalthöhe erreicht. Diese Spaltbreite entspricht aufgrund der Abbildung auch am besten der Strahltaile des Lasers.

Das Spektrometer ist in der Ebert–Anordnung mit nur einem gekrümmten Spiegel aufgebaut. Es ist mit einem Gitter mit  $1200\text{ Striche/mm}$  und einer Blazewellenlänge von  $500\text{nm}$  ausgestattet. Dies ermöglicht eine Auflösung von  $\Delta\lambda = 80\text{pm}$  bei einem Spalt von  $200\mu\text{m}$ . Bei einer für niedrige Temperaturen im Bereich weniger  $eV$  zu erwartenden spektralen Breite des Streuspektrums von  $2.4\text{nm}/\sqrt{eV}$  ist dies eine ausreichende Auflösung.

Als Detektionssystem dient eine intensivierete CCD–Kamera (ICCD) der Firma PROXITRONIC (Näheres in Kap. 3.3). Mit ihr wird eine spektrale Auflösung von  $0.147\text{ nm/pixel}$  bei der Beobachtungswellenlänge von  $532\text{nm}$  erreicht.

### 3.3 Datenerfassung und –auswertung der Streuexperimente

In diesem Abschnitt sollen die Datenerfassung und Auswertung der Streudaten beschrieben werden. Abbildung 3.12 stellt schematisch den vereinfachten Aufbau der Datenerfassung dar.

#### 3.3.1 Datenaufnahme

Zur Aufnahme der Daten wurde eine bildverstärkte CCD–Kamera der Firma PROXITRONIC (NC4 Nanocam Ultrakurzzeitkamera), mit  $765\times 528$  Pixeln verwendet. Die Kamera arbeitet in einem 8–bit Video–Modus und erreicht bei Aufnahme von Halbbildern (dabei wird nur jede zweite Kamerazeile ausgelesen) eine Wiederholfrequenz von  $50\text{Hz}$ , bei Vollbildaufnahme eine Frequenz von  $25\text{Hz}$ .

Für  $n$  ankommende Photonen werden auf der Photokathode entsprechend deren Quantenwirkungsgrad  $n/\eta$  Elektronen ausgelöst (Abb. 3.13). Diese Elektronen werden durch eine Potentialdifferenz ( $400\text{V}$ ) auf einen Nahfokus–MCP–Bildverstärker beschleunigt. Dieser MCP (MicroChannelPlate) besteht aus vielen einzelnen Kanälen von  $12\mu\text{m}$  Durchmesser, die mit einem elektrisch schwach leitenden Wandbelag ausgestattet sind. Typischerweise liegt der Widerstand des MCP im  $G\Omega$ –Bereich. Dieser Wandbelag liegt ebenfalls an einer Potentialdifferenz  $\Phi$  (extern variabel bis zu  $1000\text{V}$ ) an, deren elektrisches Feld  $\vec{E} = -\nabla\Phi$  die Elektronen erneut beschleunigt. Damit wirkt er für das von der Photokathode kommende Elektron als Sekundärelektronenvervielfacher, der typischerweise bis

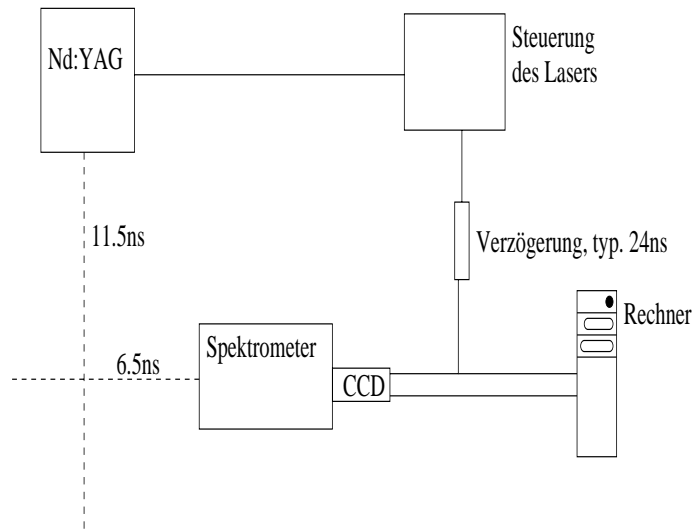


Abbildung 3.12: Vereinfachtes Schema der Signallaufzeiten und der Datenerfassung

zu  $10^3$  vervielfacht. Diese Sekundärelektronen werden durch eine weitere Potentialdifferenz (ca.  $5kV$ ) auf einen Leuchtschirm mit etwa  $1ms$  Fluoreszenzlebensdauer beschleunigt, wo jedes Elektron mehrere Photonen erzeugt. Die dort erzeugten Photonen werden durch eine Fiberoptik auf den eigentlichen CCD-Chip geleitet, wo sie dann registriert werden. Die typische Photon—Photon—Verstärkung liegt bei  $5 \dots 50$ .

Das Potential zwischen Photokathode und MCP ist üblicherweise negativ vorgespannt und kann mit Spannungspulsen kurzer Dauer positiv geschaltet werden. Dadurch wirkt dieses Potential gleichsam als Elektronen—Verschluß. Hiermit lassen sich sehr kurze Belichtungszeiten realisieren.

Als Belichtungszeiten der Kamera konnte zwischen  $5ns$ ,  $10ns$ ,  $20ns$ ,  $30ns$ ,  $50ns$ ,  $100ns$ ,  $10\mu s$ ,  $1ms$  und DC-Betrieb gewählt werden. Der Laser hat eine Pulsbreite (FWHM) von  $7ns$ . Um Zeitschwankungen zwischen den einzelnen Laserkomponenten bei der Pulserzeugung sowie die Kameraöffnung zu berücksichtigen, wurde für die Streumessungen eine Belichtungszeit (Öffnungszeit des elektronischen Shutters) von  $50ns$  gewählt, um möglichst jedes Streuphoton zu registrieren und gleichzeitig die Störung durch Plasmaleuchten niedrig zu halten.

Der Triggerimpuls für die Kamera kommt von der Steuereinheit des Lasers. Diese steuert den Q-Switch zur Verstärkung des Lasers und zum Öffnen des Lasers. Der Q-Switch besitzt eine interne Verzögerung von  $20-40ns$ , bis der Laser durchgeschaltet wird. Vom Laser selbst bis zum Plasma muß die elektromagnetische Welle eine Strecke von ungefähr  $3.5m$  zurücklegen. Dazu kommt noch die Strecke vom Plasma bis zur ICCD-Kamera von etwa  $2m$ . Für die beiden Strecken benötigt das Licht etwa  $18ns$ . Unter der Voraussetzung, daß die Kabel von der Steuereinheit



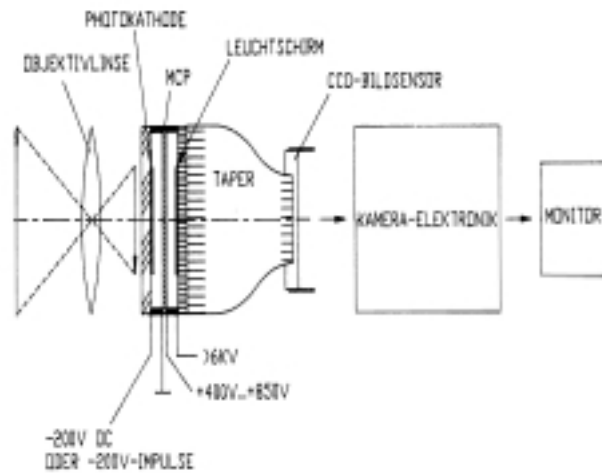


Abbildung 3.13: *Prinzip einer bildverstärkten CCD-Kamera [Prox]*

bis zum Laser beziehungsweise zur Kamera gleich lang sind und die gleiche Laufzeit haben, muß also die Öffnung der Kamera um die interne Verzögerungszeit des Q-Switches hinausgezögert werden, damit das Streusignal überhaupt von der Kamera registriert werden kann. Dabei ist zu beachten, daß auch die Kamera eine interne Verzögerung hat, die in etwa denselben Betrag besitzt wie der Q-Switch. Dazu wird zwischen der Lasersteuereinheit und der Kamera ein Signal-Verzögerer zwischengeschaltet (Abb. 3.12). Mit dieser Verzögerung wird auch die interne Verzögerung der Kamera berücksichtigt.

Das Signal der CCD-Kamera wurde mit einer Framegrabber-Karte (Marke PC-image-SG, Firma MATRIX Vision GmbH) und einem Pentium-Rechner mit  $166\text{MHz}$  ausgelesen. Dabei wartet die Karte auf einen Synchronisationspuls von der Kamera. Dieser Impuls kommt alle  $40\text{ms}$ . Bei jedem Synchronisationspuls wird ein Halbbild des Chips, also jede zweite Zeile des Kamerachips, ausgelesen. Um nun ein möglichst vollständiges Signal zu erhalten, werden Vollbilder ausgelesen. Also benötigt die Karte ungefähr  $80\text{ms}$ , um den vollständigen Kamerachip auszulesen.

Bei einer Repetitionsrate des Lasers, und somit des Triggerpulses von  $10\text{Hz}$  bleiben nun  $20\text{ms}$  bis zum nächsten Triggerpuls, um das Bild zu verarbeiten. Diese im folgenden beschriebene Prozedur benötigt etwa  $20\text{ms}$ . Damit wäre es theoretisch möglich, auch mit dem Auslesen eine Frequenz von  $10\text{Hz}$  aufrecht zu erhalten. Allerdings kommt der erste Synchronisationspuls von der Kamera kurze Zeit nach dem Triggerimpuls. Das bedeutet, daß im Rechner noch das letzte Bild verarbeitet wird, wenn Karte und Kamera bereits das nächste Triggersignal erhalten. Also wird nur jedes zweite Triggersignal beachtet und die maximal mögliche Frequenz, mit der Bilder aufgenommen werden, beträgt somit  $5\text{Hz}$ .

### 3.3.2 Auswertung der Thomson–Streudaten

Der verwendete CCD–Chip besitzt 528 Zeilen mit jeweils 765 Pixeln. Die dabei anfallende Datenmenge wird bei großer Anzahl aufzunehmender Bilder schnell unüberschaubar und somit problematisch für moderne Speichermedien. Die auszulesende Datenmenge reduziert dadurch auch die Auslesegeschwindigkeit. Zusätzlich kann es in den Außenbereichen des Chips durch die optischen Bedingungen (Linsendurchmesser, Spalthöhe am Spektrometer) zu starken Vignettierungen kommen. Um nun die notwendige Datenverarbeitung (Software–Binning zur Verbesserung des Signal–Rausch–Verhältnisses, Schwellwertbestimmung und Speicherung) in der zur Verfügung stehenden Zeit durchführen zu können, muß die Datenmenge reduziert werden. Um die von der Vignettierung stärker betroffenen Pixel bei der Auswertung nicht berücksichtigen zu müssen, werden die oberen und unteren Kamerazeilen ausgeschnitten. Auch von den horizontalen Pixeln wird nur der zur Auswertung benötigte Bereich verwendet. Deshalb wird vor Meßbeginn eine sogenannte „Area Of Interest“ (AOI) festgelegt, wie Abb. 3.14 zeigt. Hierbei werden 500 horizontale Pixel und 400 Zeilen, also etwa die Hälfte der zu Verfügung stehenden Kamerafläche, verwendet.

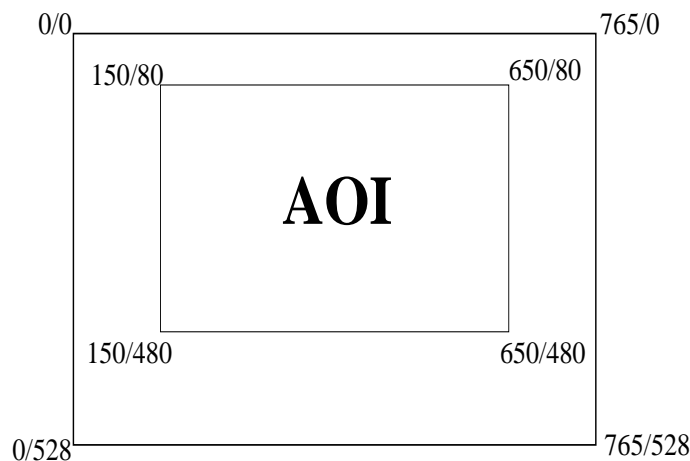


Abbildung 3.14: Festlegung des Area Of Interest (AOI) bezüglich der horizontalen (765) und vertikalen (528) Pixel des Kamerachips. Lediglich der Bereich zwischen den Pixeln 150 und 650 in horizontaler (entspricht spektraler Koordinate) und den Pixeln 80 und 480 in vertikaler (dies entspricht der radialen Koordinate im Plasma) Ausdehnung des Chips werden zur Auswertung herangezogen. Die restlichen Pixel werden verworfen.

Zwar werden alle Kamerapixel ausgelesen, aber nur die Pixel innerhalb des AOI werden von dem Bildverarbeitungsprogramm weiter verwendet und tragen zur Rechenzeit bei.

Das Signal auf jedem einzelnen Pixel kann bei geringen Elektronendichten sehr niedrig werden und im Kamerarauschen untergehen. Um das Signal–Rausch–

Verhältnis zu verbessern, werden nun die Pixel innerhalb des AOI zu Superpixeln zusammengefasst. Dabei werden die einzelnen Pixel, die in einem Superpixel liegen, aufaddiert. Typischerweise werden  $5 \times 20$  (horizontal  $\times$  vertikal) einzelne Pixel zu einem Superpixel zusammengefasst. Zur Anpassung an die spektrale Auflösung ist ein Zusammenfassen von 5 horizontalen Pixeln optimal. Die vertikale Zusammenfassung von 20 Pixeln verringert zwar die radiale Auflösung auf etwa  $1\text{mm}$ , erhöht aber, was wesentlicher ist, das Signal-Rausch-Verhältnis und trägt gleichzeitig erheblich sowohl zur Reduktion der Datenmenge als auch zur Verringerung der Rechenzeit bei.

Dieses Zusammenfassen wird für jedes einzelne Bild gemacht, und jedes dadurch aus Superpixeln entstehende Bild wird abgespeichert. Um das Signal-Rausch-Verhältnis bei niedriger Elektronendichte, also schwachem Streusignal, weiter zu verbessern, werden etwa 100 — 1000 dieser Superpixelbilder aufaddiert. Damit ergibt sich also die Aufnahmedauer für eine Radialverteilung bei einer Frequenz von  $5\text{Hz}$  zu weniger als 4 Minuten.

An die Profile der einzelnen Superpixelzeilen werden mit einem Anpassungsprogramm [Cor92] Gauß-Funktionen angepaßt. Aus der Halbwertsbreite und dem Integral dieser Profile werden dann gemäß den Formeln 3.11 und 3.15 die Elektronentemperatur und die Elektronendichte berechnet.

# Kapitel 4

## Thomson–Streuung am Plasmafreistrahler

Bevor in diesem Kapitel die Ergebnisse der Thomson–Streuung dargelegt werden, wird die Kalibration der Meßergebnisse beschrieben. Desweiteren soll die Frage der Beeinflussung des zu untersuchenden Plasmas durch die Meßmethode gestellt und beantwortet werden.

### 4.1 Kalibration der Messung durch Rayleigh– Streuung

Um die Elektronentemperatur zu bestimmen, ist gemäß Formel (3.11) lediglich die Kenntnis der Halbwertsbreite, also der Form des gestreuten Profils, notwendig. Eine Absolutkalibration des gemessenen Integrals ist hierfür somit nicht erforderlich. Lediglich das Apparateprofil des Meßsystems muß zur Temperaturbestimmung bekannt sein.

Zur Bestimmung der Elektronendichte jedoch muß das Intensitätsprofil kalibriert werden. Dies geschieht in dieser Arbeit durch die Messung von Rayleigh–Streuspektren an Luft bei einem bestimmten Druck. Diese Methode liefert gleichzeitig, da das gestreute Laserlicht spektral schmalbandig ist, das Apparateprofil des Meßsystems. Damit kann dann die tatsächliche Halbwertsbreite des Thomson–Streuspektrums durch Entfaltung berechnet werden.

Handelt es sich bei Meßprofil und Apparateprofil um eine Gaußfunktion oder können sie durch eine Gaußfunktion angenähert werden, so kann die tatsächliche Halbwertsbreite mit guter Näherung durch quadratische Subtraktion ermittelt werden [Uns55]:

$$\Delta\lambda_{\text{tats}}^2 = \Delta\lambda_{\text{mess}}^2 - \Delta\lambda_{\text{app}}^2 \quad (4.1)$$

Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die spektrale Intensitätsverteilung einem Gaußprofil entspricht. Der Spalt erzeugt eine Abbildung in Form eines Airy-Profiles, welches wiederum in seiner spektralen Form gut durch ein Gauß-Profil angenähert werden kann. Das spektrale Profil des Meßsignals wurde in Kapitel 3.1.3.1 ermittelt.

Die Kalibration des Thomson-Streuprofiles mittels Rayleigh-Streuung ist keine Absolutkalibration im eigentlichen Sinne, daß Strahlungsdichten  $I(\lambda)$  absolut bestimmt werden. Die relative Kalibrierung erfolgt durch Vergleich der Gesamtintensitäten von Rayleigh- ( $I_{Ray}$ ) und Thomson-Profil ( $I_{Th}$ ):

$$\left. \begin{aligned} I_{Th} &= n_e \sigma_{Th} W_{Th} \\ I_R &= n_R \sigma_R W_R \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Dabei sind  $\sigma_{Th}$  und  $\sigma_R$  die jeweiligen Streuquerschnitte,  $n_e$  und  $n_R$  die Elektronen-, bzw. Rayleigh-Streuteilchendichten und  $W_{Th}$  und  $W_{Ray}$  die mittleren Laserleistungen.

Durch Verhältnisbildung erhält man den bereits in Formel 3.15 erwähnten Ausdruck für die Elektronendichte:

$$n_e = n_R \frac{I_{Th}}{I_R} \frac{\sigma_R}{\sigma_{Th}} \frac{W_R}{W_{Th}} \quad (4.3)$$

Bei der Kalibration müssen unbedingt zwei Effekte vermieden oder minimiert werden, die im folgenden behandelt werden:

- Die Vermeidung von Mie-Streuung
- Die Verfälschung der Messung durch Falschlicht

#### 4.1.1 Die Vermeidung von Mie-Streuung

Mie-Streuung ist die Streuung von Licht an Teilchen mit einem Durchmesser größer als die Wellenlänge des gestreuten Lichtes (Kap. 3.1.1). Das gestreute Licht tritt als sehr intensive, großflächige Leuchterscheinung auf. Darunter fallen auch Gasdurchbrüche an Staubteilchen, die bei größeren Feldstärken verbrennen. Dieses Licht würde die Messungen verfälschen, da es sowohl sehr große Intensitäten als auch durch Überbelichtung größere Halbwertsbreiten verursachen kann. Die Ausblendung dieser Effekte erfolgt durch Festlegung eines Schwellwertes für die Intensität der einzelnen Pixel. Das Prinzip dieses Schwellwertes wird in Abbildung 4.1 verdeutlicht.

Bei der Wahl des Schwellwertes gilt, daß oberhalb dieses Wertes das Signal wesentlich von Mie-Streuung dominiert wird. Unterhalb der Schwelle würde ein Teil des von der Rayleigh-Streuung kommenden Signales nicht berücksichtigt werden.

Anhand von Abbildung 4.1 kann man bei der Bestimmung des Schwellwertes vier Bereiche unterscheiden:

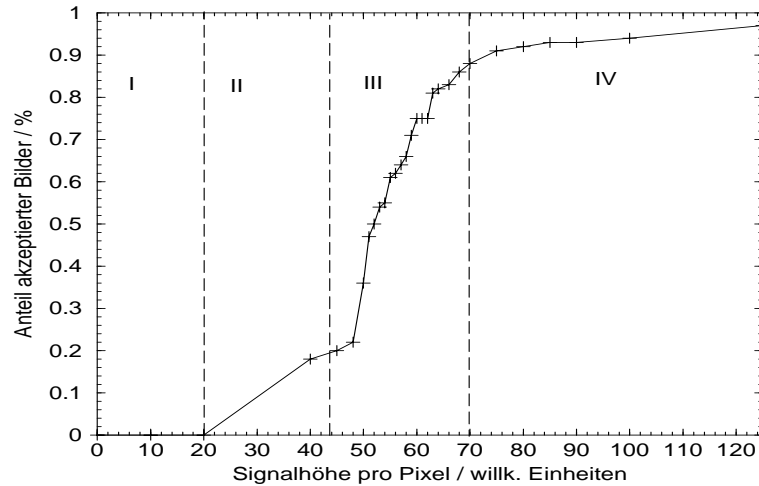


Abbildung 4.1: Anzahl der Bildaufnahmen, in denen die Intensität aller Pixel unterhalb einer maximalen Signalthöhe pro Pixel (Schwellwert) liegt, in Relation zur Gesamtzahl der aufgenommenen Bilder (akzeptiert) in Abhängigkeit des Schwellwertes. Die Messung wurde bei einem Druck von  $p = 10\text{mbar}$  vorgenommen.

I: Kamerauntergrund liegt oberhalb der Schwelle

II: Schwelle liegt oberhalb des Kamerauntergrundes, teilweise schwacher Beitrag der Rayleigh-Streuung

III: Bereich der Rayleigh-Streuung

IV: Bereich der Mie-Streuung

Bei Erreichen des Schwellwertes zur vollständigen Unterdrückung von Mie-Streuung bildet sich ein kleines Plateau heraus (hier bei einem Schwellwert von etwa 61 counts). Die Kalibrationskonstante der Rayleigh-Streuung ändert sich ab diesem Wert nicht mehr. Dagegen beginnt die Kalibrationskonstante der Mie-Streuung sich ab diesem Wert zu verändern. Bei diesem Schwellwert hat man das vollständige Rayleigh-Signal in den akzeptierten Bildern. Die intensivere Mie-Streuung wird noch nicht gemessen. Dies ist an einem Schwellwert erreicht, wenn etwa 75% aller aufgenommenen Bilder akzeptiert werden. Das Plateau an der Grenze von Bereich II zu Bereich III ist statistisch bedingt. Ab hier beginnt die Rayleigh-Streuung das Untergrundrauschen zu übertreffen. Die Kalibrationskonstante ändert sich sehr stark.

### 4.1.2 Behandlung und Messung von Falschlicht

Durch Reflexionen an Oberflächen von optischen Komponenten kann Laserlicht trotz der aufgestellten Lichtsümpfe direkt in den Strahlengang des Detektors gelangen. Für gestreutes Licht gilt dasselbe. Auf die Temperaturmessung hat dies einen geringen Einfluß, da das Falschlicht spektral diskriminiert werden kann. Bei der Bestimmung der Elektronendichte jedoch wirkt sich diese zusätzliche Intensität wesentlich stärker aus.

Das Falschlicht wird durch einen Lichtsumpf und ein Blendensystem direkt im Laserstrahl zur Reduktion des Hauptstrahles und einen Lichtsumpf auf der der Beobachtung gegenüberliegenden Seite zur Vermeidung reflektierten Streulichtes [Wie96] soweit möglich minimiert (siehe Abb. 3.8).

Mittels Rayleigh–Streuung kann das übriggebliebene Falschlicht bestimmt werden. Formel 4.2 zeigt die Abhängigkeit der Streuintensität von der Anzahl der Streuteilchen. Über die Gasgleichung eines idealen Gases

$$p = nk_B T$$

läßt sich die Streuintensität durch den Gasdruck  $p$  beschreiben:

$$I_{Th} = \frac{p}{k_B T} \sigma_{Th} W_{Th} \quad (4.4)$$

Bei vollständigem Vakuum erhält man also kein Streulicht. Das Falschlicht wird beim Druck  $p = 0Pa$  aus der übrigbleibenden Streuintensität ermittelt. Da ein absolutes Vakuum im Labor so gut wie nicht erreicht werden kann (in diesem Experiment  $p_{min} \approx 10Pa$ ), wird die Druckabhängigkeit durch Messung bei verschiedenen Drücken bestimmt und auf  $p = 0Pa$  extrapoliert. Abbildung 4.2 zeigt eine solche Messung der Rayleigh–Streuintensität in Abhängigkeit vom Druck an der Position  $z = 65mm$ .

Deutlich ist hier die Änderung der Steigung im niedrigen Druckbereich zu erkennen. Dies ist ein eindeutiges Zeichen dafür, daß hier ein gewisser Falschlichtpegel vorliegt. Möglicherweise handelt es sich dabei um eine Reflexion des Laserstrahles an der konisch geformten Anode des Triebwerkes. An anderen Positionen im Freistrahle tritt kein meßbares Falschlicht auf. Mittels linearer Regression im unteren Druckbereich läßt sich der Anteil des Falschlichtes in der Messung bestimmen.

Das Falschlicht hat dieselbe Profildbreite wie die Rayleigh–Streuung und kann somit gegenüber dem Thomsonanteil spektral diskriminiert werden. Ebenso kann das Falschlicht, da es gegenüber dem Streulicht depolarisiert ist, durch Verwendung eines Polarisationsfilters teilweise ausgeblendet werden. Dies hat allerdings den Nachteil, daß durch Verwendung eines weiteren optischen Elementes im Strahlengang auch die Streuleistung verringert wird.

Im vorliegenden Experiment wurde kein Polarisationsfilter zur Ausblendung des Falschlichtes verwendet. Das nicht diskriminierte Falschlicht  $\mathcal{F}$  muß bei der Berech-

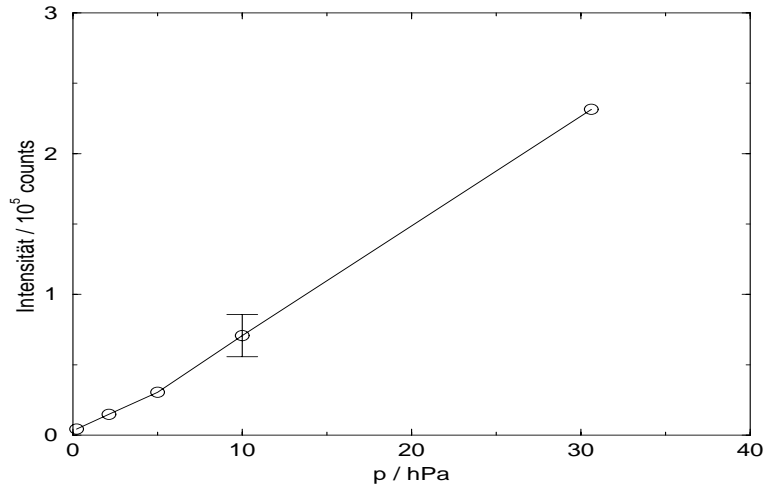


Abbildung 4.2: Falschlichtbestimmung bei  $z=65\text{mm}$ : Abhängigkeit der Rayleigh-Streuintensität als Funktion des Gasdruckes im Plasmawindkanal.

nung der Elektronendichte sowohl von der Rayleigh- als auch von der Thomson-Intensität subtrahiert werden. Damit ergibt sich die gesuchte Elektronendichte aus Gleichung 4.3

$$n_e = n_R \frac{I_{Th} - \mathcal{F}}{I_R - \mathcal{F}} \cdot \frac{\sigma_R}{\sigma_{Th}} \cdot \frac{W_R}{W_{Th}}. \quad (4.5)$$

## 4.2 Resonanz-Streuung und nah-resonante Rayleigh-Streuung

Bei der Resonanz-Streuung werden bei der eingestrahnten Wellenlänge liegende Übergänge gepumpt. Dies läßt sich durch Wahl der Laserwellenlänge ausschalten. Zwar gibt es bei der verwendeten Wellenlänge von  $\lambda_0 = 532\text{nm}$  eine NII-Linie (Nr. 36 [Wie69], Tab. A.1), aber deren oberes Niveau liegt oberhalb des Ionisationspotentials und Resonanz-Streuung an diesem Übergang kann somit als Ionisationsprozeß angesehen werden (Kap. 4.3). Dies gilt nur für den anodennahen Teil, wo Ionen in höher angeregten Zuständen und zweifach ionisiert vorkommen können. Im weiter von der Plasmaquelle entfernten Teil des Plasmas liegen kaum noch Stickstoffionen vor, so daß dieser Übergang dort ausscheidet.

In der Nähe der Plasmaquelle scheidet Resonanz-Streuung durch Sauerstoff- und Stickstoffatome aufgrund niedriger Teilchendichten im Strahlzentrum aus. In anderen Bereichen könnten diese aber eine Rolle spielen. Jedoch sind die Lebensdauern der in Frage kommenden Übergänge lang gegenüber der Belichtungszeit der Thomson-Streumessungen (siehe Tabelle 4.1, A.1), so daß der Beitrag der Resonanz-Streuung während der Meßzeit von  $50\text{ns}$  vernachlässigt werden kann.



In mehreren Arbeiten ([DöHi75], [Rö69]) wurde über die Verfälschung von Thomson-Streumessungen durch in der Nähe liegende Linien berichtet, die nah-resonante Rayleigh-Streuung hervorrufen können. Dabei wird der Rayleigh-Streuquerschnitt durch fastresonante Beiträge der Linien überhöht. Eine Formel hierfür gibt Griem [Gri97]:

$$\sigma_n = \sigma_{Th} \left( 1 - \sum_{n',n} f_{n',n} \frac{\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - \lambda_{n',n}^2} \right)^2 \quad (4.6)$$

$f_{n',n}$  bezeichnet dabei die Oszillatorenstärke des Überganges vom Zustand  $n'$  in den Zustand  $n$ ,  $\lambda_{n',n}$  die zu diesem Übergang gehörende Wellenlänge und  $\lambda_0$  die eingestrahlte Wellenlänge. Die daraus resultierende Intensität im Verhältnis zur Thomson-Streuintensität kann durch

$$\frac{I_n}{I_{Th}} = \frac{\sigma_n}{\sigma_{Th}} \cdot \frac{n_n}{n_e} \cdot \frac{\Delta\lambda_n}{\Delta\lambda_{Th}} \quad (4.7)$$

bestimmt werden. Dabei sind  $n_n$  die Besetzungsdichte des oberen Niveaus der Linie und  $\Delta\lambda_n$  die spektrale Breite der Linie (Dopplerbreite, natürliche Linienbreite).

In Tabelle 4.1 ist die wichtigste der in Frage kommenden Linien mit ihren wichtigen Daten (Wellenlänge  $\lambda_{ik}$ , Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{ik}$  und Oszillatorenstärke  $f_{ik}$ ) aufgeführt [Wie69]. Alle übrigen Linien in der Nähe der Laserwellenlänge  $\lambda_0$  finden sich im Anhang A.

Element	Nr. [Wie69]	Übergang	$\lambda_{ik}/\text{Å}$	$A_{ik}/10^8 s^{-1}$	$f_{ik}$
NII	36	$^5P^0 - ^5P$	5351.21	0.275	0.118
			5327.45	0.0349	0.0148
			5313.43	0.106	0.0447
			5340.20	0.194	0.059
			5320.96	0.315	0.080
			5338.66	0.139	0.083
			5320.96	0.189	0.134

Tabelle 4.1: *Übergänge in der Nähe der Laserwellenlänge [Wie69]*

Die Dopplerbreite als bestimmender Mechanismus der Linienverbreiterung kann bei einer Temperatur von  $T_{gas} = 17000K$  mit  $14pm$  angenommen werden. Setzt man für die Breite des Thomson-Streuprofiles  $\Delta\lambda_{Th} = 3.7nm$  ( $\hat{=}26000K$ ), so erhält man für den Intensitätsbeitrag gemäß Formel 4.7 die in Tabelle 4.2 gemeinsam mit den Verhältnissen der Streuquerschnitte wiedergegebenen relativen Werte.

Element	Nr. [Wie69]	$\sigma_n/\sigma_{Th}$	$I_n/I_{Th}$
NII	15	115.48	$4.2 \cdot 10^{-3}$
	21	275.91	$1.6 \cdot 10^{-3}$
	27	244.52	$8.9 \cdot 10^{-4}$
	35	2784.63	0.01
	36	$3.72 \cdot 10^5$	1.35
NI	16	2.916	$1.6 \cdot 10^{-5}$
	17	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-8}$
OI	39	155.4	$5.6 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.2: *Überhöhungen der Streuquerschnitte und Intensitäten für in der Nähe der Laserwellenlänge liegende Übergänge*

Aus Tabelle 4.2 sieht man, daß lediglich die NII–Linie Nr. 36 mit einer Intensitätsüberhöhung um einen Faktor 1.35 einen großen Beitrag liefern kann. Da dieser hochangeregte Übergang des Stickstoffions nur eine geringe Besetzungsdichte vorweist (Linie wird im Spektrum nicht beobachtet), kann der Einfluß der resonanten Streuung vernachlässigt werden. Alle anderen Übergänge liefern keine nennenswerten Beiträge zur Intensität.

Die Ionenlinie kann nur an der Meßposition bei  $z = 65\text{mm}$  dicht an der Plasmaquelle einen Beitrag liefern. Aufgrund der spektralen Breite ist die nah–resonante Rayleigh–Streuung nicht von der Rayleigh–Streuung und dem Falschlicht unterscheidbar. Im gesamten Streuprofil würde sich auf dem Thomson–Signal ein schmales Signal zeigen. Dieser Beitrag kann durch die Anpassung von zwei Gauß–Profilen spektral diskriminiert werden.

Damit können diese Streumechanismen, die das Ergebnis verfälschen könnten, vernachlässigt werden.

### 4.3 Beeinflussung des Plasmas durch den Laser

Das Plasma kann durch den Laser auf verschiedene Arten beeinflusst werden. Zum Beispiel können verbotene Übergänge angeregt werden ([DöHi76]), die zu Unterschieden vom gemessenen und gerechneten Spektrum ([Chu74]) führen können. Bei genügend hoher Energie des eingestrahlt Lasers und großer Dichte können zusätzlich dazu Ionisationseffekte beziehungsweise eine lokale Aufheizung auftreten [Nod68].

Resonante Streuung an Linien in der Nähe der Laserwellenlänge konnte in dieser Arbeit vernachlässigt werden, da sich bei der Laserwellenlänge keine stärker angeregte Linien befanden (Abb. 3.1, Kap. 4.2).

Die Beeinflussung des Plasmas durch den Laser ist in dieser Arbeit durch die Variation der Laserenergie überprüft worden (Abb. 4.3). Da die Beeinflussung

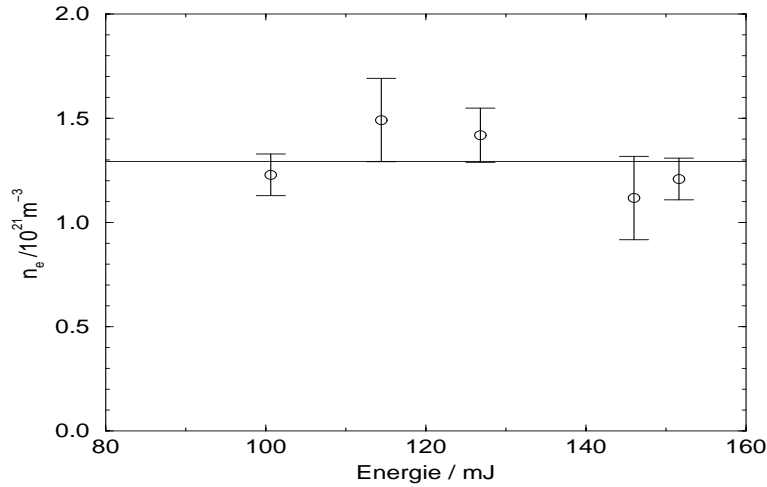


Abbildung 4.3: Die Variation der Laserenergie in einem Thomson-Streuxperiment bei  $z = 65\text{mm}$  zeigt deutlich, daß die Einstrahlung der Laserleistung in das Plasma keinen Einfluß auf die Elektronendichte hat.

des Plasmas nach Gleichung 4.8 proportional zur Ionendichte ansteigt, wurde die Meßposition bei  $z = 65\text{mm}$  mit der höchsten Elektronendichte ausgewählt. Die Abweichungen vom Mittelwert in der Größenordnung von 10% lassen sich durch Fluktuationen des Plasmas erklären. Diese Grafik zeigt, daß die Elektronendichte nicht mit der Laserleistung ansteigt.

In der Temperatur konnte ebenfalls keine Veränderung nachgewiesen werden. Kunze [Ku68] gibt in seinem Artikel eine Formel zur Bestimmung der Temperaturüberhöhung durch den Laser an. Diese beruht auf Absorption durch den Prozeß der inversen Bremsstrahlung.

$$\frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} = 1.42 \cdot 10^{25} \frac{n_i Z^2 g_{ff}}{(k_B T_e)^{\frac{3}{2}} \nu^3} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \right\} \frac{1}{q} \int_0^{t_L} L dt \quad (4.8)$$

wobei  $k_B T_e$  in  $eV$ , die Ionendichte  $n_i$  in  $\text{cm}^{-3}$ , die Laserfrequenz  $\nu$  in  $\text{s}^{-1}$  und die zeitliche Energie pro Querschnitt  $\frac{1}{q} \int L dt$  in  $\text{Jcm}^{-2}$  angegeben werden. Dabei ist  $q$  die Querschnittsfläche des Lasers im Plasma. Setzt man nun für  $k_B T_e = 2eV$ ,  $n_i = 1.5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ , so erhält man für die relative Temperaturüberhöhung durch inverse Bremsstrahlung des Lasers

$$\frac{\Delta(k_B T_e)}{k_B T_e} \sim 10^{-3}.$$

Dabei wurde für den Gaunt-Faktor  $g_{ff}$  ein Wert von 100 angenommen, der als obere Abschätzung zu sehen ist. Für Wasserstoff liegt er in der Größenordnung von 10 ([KaLa61]), für Edelgase in der Größenordnung von 1 ([Schl87], [Bae79]).

Es kann also davon ausgegangen werden, daß das Plasma vom Laser nicht beeinflußt wird.

## 4.4 Ergebnisse der Thomson–Streuung

### 4.4.1 Temperatur und Dichte auf der Strahlachse

Die Elektronendichte und die Elektronentemperatur wurden an fünf Positionen im Freistrahlgemessen ( $65\text{mm}$ ,  $95\text{mm}$ ,  $235\text{mm}$ ,  $405\text{mm}$ ,  $575\text{mm}$  von der Anode entfernt).

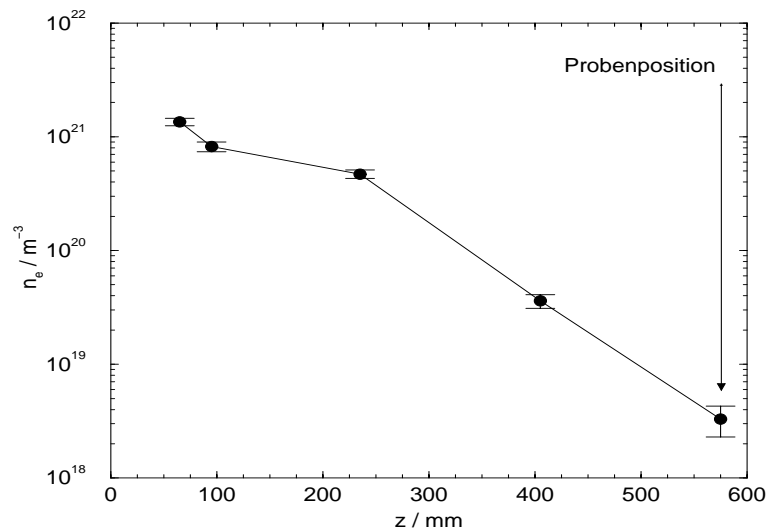


Abbildung 4.4: Elektronendichte im Zentrum des Plasmafreistrahles als Funktion der Entfernung vom Brenner

Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen den axialen Verlauf der Maximalwerte von Elektronendichte und –temperatur im Zentrum des Freistrahles. Zwischen den Positionen  $65\text{mm}$  und  $95\text{mm}$  ist ein deutlicher Abfall sowohl in der Dichte als auch in der Temperatur zu erkennen. Danach sinken Dichte und Temperatur gleichmäßig um eine Größenordnung beziehungsweise um  $2000\text{K}$  von Meßposition zu Meßposition ab. Die Elektronendichte verringert sich dabei an der Probenposition auf einen Wert knapp oberhalb der Nachweisgrenze des Systems. Ab der Meßposition  $z = 235\text{mm}$  führen Strahlverwirbelungen dazu, daß der in der Expansion der Düse eingeblasene Sauerstoff und das umgebende Molekülgas in das Zentrum des Freistrahles eindringen. Diese Stoßpartner verringern die Elektronendichte stärker als ein rekombinierendes eingeschlossenes Plasma. Die Meßfehler, die durch das statistische Mittel über viele Einzelmessungen bestimmt werden, betragen bei hohen Dichten in der Nähe der Anode ( $z = 65\text{mm}$ ) etwa 10%. Sie steigen bis zur Position der Materialprobe bei  $z = 575\text{mm}$  auf über 25% an.

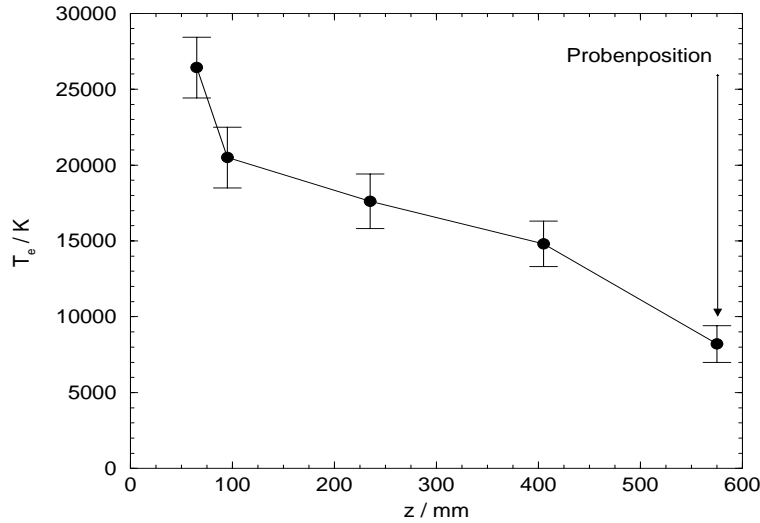


Abbildung 4.5: Elektronentemperatur im Zentrum des Plasmafreistrahles als Funktion der Entfernung vom Brenner

Der Grund für den starken Temperatur- und Dichteabfall zwischen den Positionen  $z = 65\text{mm}$  und  $z = 95\text{mm}$  ist in der Ausbildung von Mach'schen Knoten (Abb. 4.6) zu suchen.

Dabei handelt es sich um den Übergang von einer Überschallströmung zu einer Unterschallströmung. Beim Austritt aus der Brennkammer beträgt die Geschwindigkeit der Ionen mehr als  $4000\text{ms}^{-1}$ . Danach sinkt sie, bedingt durch die Expansion des Plasmastrahles, auf unter  $1000\text{ms}^{-1}$  ab. In den Mach'schen Knoten findet eine Verdichtung des Plasmas statt. Dies erklärt auch den gegenüber der Umgebung höheren Druck<sup>1</sup> von  $1100\text{Pa}$ . Unterstützt wird dieser Effekt durch die Führung der elektrisch geladenen Teilchen durch das elektromagnetische Feld des Brenners, dessen Feldlinien aus dem Brenner hinausragen.

Im weiteren Verlauf des Plasmastrahles führen Rekombinationsprozesse zu einer gleichmäßigen Abnahme in der Dichte und der Temperatur.

Joshi et al. geben in ihrer Arbeit [Jos97] eine experimentell ermittelte Formel für die axiale Temperatur eines Plasmastrahles bei Atmosphärendruck an:

$$T_{cl} = T_{cl}(0)e^{-\frac{z}{L}}. \quad (4.9)$$

Dabei ist  $z$  die Entfernung vom Brenner und  $L$  die sichtbare Flammenlänge. Die Untersuchungen wurden an einem atmosphärischen Argon-Plasma mit einer Brennerleistung von 5 beziehungsweise  $10\text{kW}$  (vergleiche  $140\text{kW}$  am PWK2) durchgeführt. Die Temperatur wurde in der Arbeit von Joshi et al. emissionspek-

<sup>1</sup>An diesem Punkt herrscht Vollionisation. Deshalb wird aus der idealen Gasgleichung mit dem Dalton'schen Gesetz für die Partialdrücke:  $p_{ges} = 2p_{n_e} = 2n_e k_B T_e$

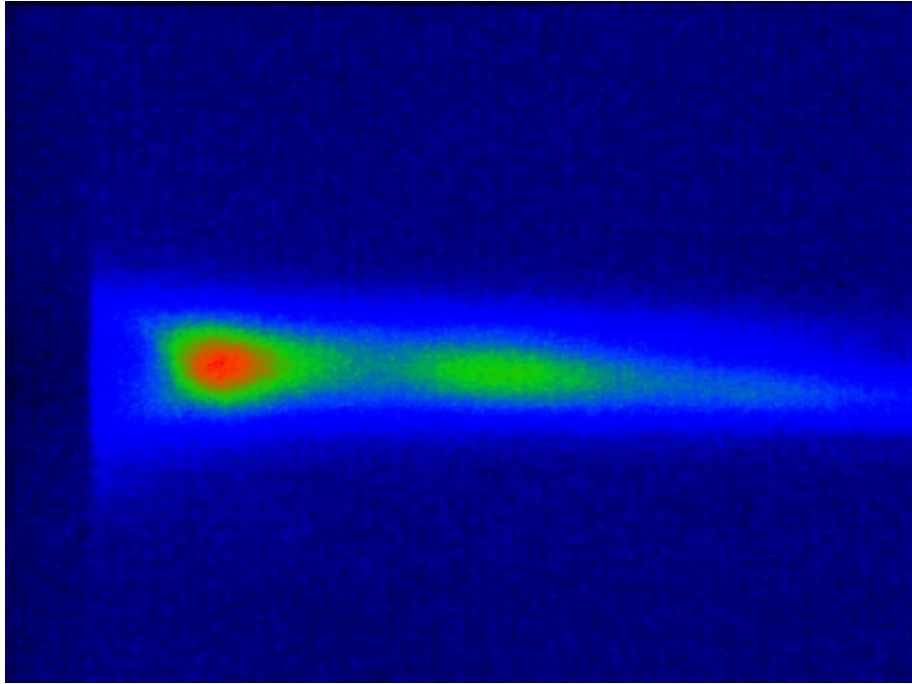


Abbildung 4.6: *Plasmafreistrahler im Lichte der NII-Linie  $\lambda = 568\text{nm}$  direkt nach Düsenaustritt; am linken Rand sind der Plasmabrenner und rechts davon der Mach'sche Knoten zu erkennen.*

troskopisch bestimmt. In Abbildung 4.7 ist die Temperaturentwicklung im Plasmawindkanal der Formel aus [Jos97] gegenübergestellt. Der qualitative Verlauf stimmt in etwa überein. Auffallend ist auch hier, daß der starke Abfall zwischen  $z = 65\text{mm}$  und  $z = 95\text{mm}$  durch die Formel nicht wiedergegeben werden kann. Grund hierfür dürften die unterschiedlichen Betriebsbedingungen der beiden Versuche sein. Während im PWK2 ein Druck von  $1000\text{Pa}$  (in der Brennkammer  $15000\text{Pa}$ ) herrscht, so wurde die Formel für einen atmosphärischen Plasmafreistrahler abgeleitet.

Auch in der Arbeit von Forster [For95] werden Elektronendichte und -temperatur in einem Argon-Plasma bei Atmosphärendruck und  $10000\text{Pa}$  Umgebungsdruck bestimmt. Hier zeigen sich bei einem Unterdruck ebenfalls die Mach'schen Knoten, während diese bei einem atmosphärischen Plasma nicht beobachtbar sind. Dies erklärt, daß die Formel von [Jos97] diese nicht korrekt beschreiben kann, da dort ein atmosphärisches Plasma untersucht wurde.

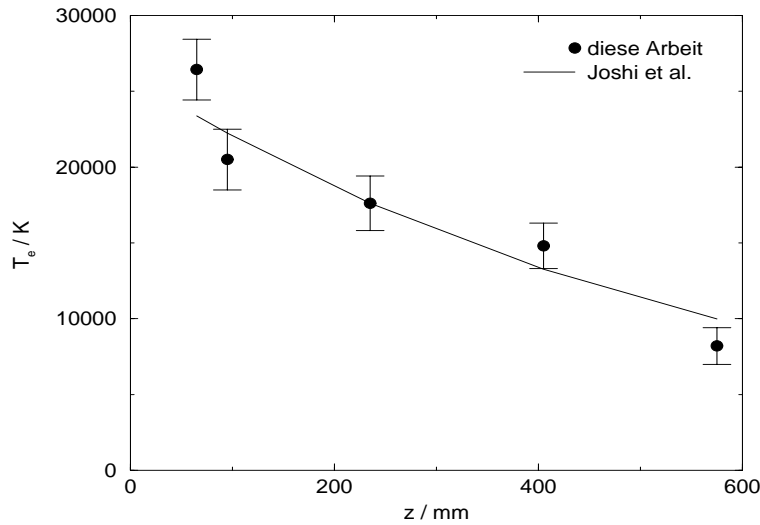


Abbildung 4.7: Vergleich von axialem Temperaturverlauf mit einer experimentell ermittelten Formel für die Temperaturverteilung in einem atmosphärischen Freistrahplasma [Jos97].

#### 4.4.2 Radiale Elektronendichte- und Elektronentemperaturprofile

Die Abbildung 4.8 zeigt den radialen Verlauf von Elektronendichte und Elektronentemperatur an den unterschiedlichen Positionen im Plasmafreistrah für den Simulationspunkt 1 ( $I = 1400A$ ,  $p = 1050Pa$ ). Bei der ersten Meßposition in einer Entfernung von  $65mm$  zeigt sich im Zentrum des Strahles eine Überhöhung der Elektronendichte und der Elektronentemperatur. Dies ist bedingt durch den bereits oben angeführten Mach'schen Knoten (Abb. 4.6). Etwas weiter von der Anode entfernt ( $z = 95mm$ ) ist keine Auswirkung dieses Effektes mehr zu erkennen.

Mit zunehmender Entfernung von der Plasmaquelle nehmen die radialen Gradienten der Dichte und Temperatur ab. Das radiale Profil verflacht. An der Position der Materialprobe  $z = 575mm$  ist die Elektronendichte über den Bereich des Probenhalters (Durchmesser  $50mm$ ) annähernd konstant, während in der Elektronentemperatur noch ein schwacher Abfall nach außen zu beobachten ist. Für diese Abflachung des Profiles gibt es zwei Gründe. Durch Verwirbelung mit dem kalten Molekülgas der Umgebung rekombiniert das Plasma immer stärker, da die Moleküle mit ihren Rotations- und Vibrationsniveaus fast ideale Stoßpartner für die Elektronen bilden. Die Elektronentemperatur wird ab dieser Meßposition bei  $z = 235mm$  langsam auf die Gastemperatur abgesenkt, wobei auch die Elektronendichte stark abnimmt.

Zusätzlich wirken sich die geometrischen Fluktuationen [Hi99a] auf das Strahl-

profil aus. An einer ausgewählten radialen Position findet dabei ein Wechsel zwi-

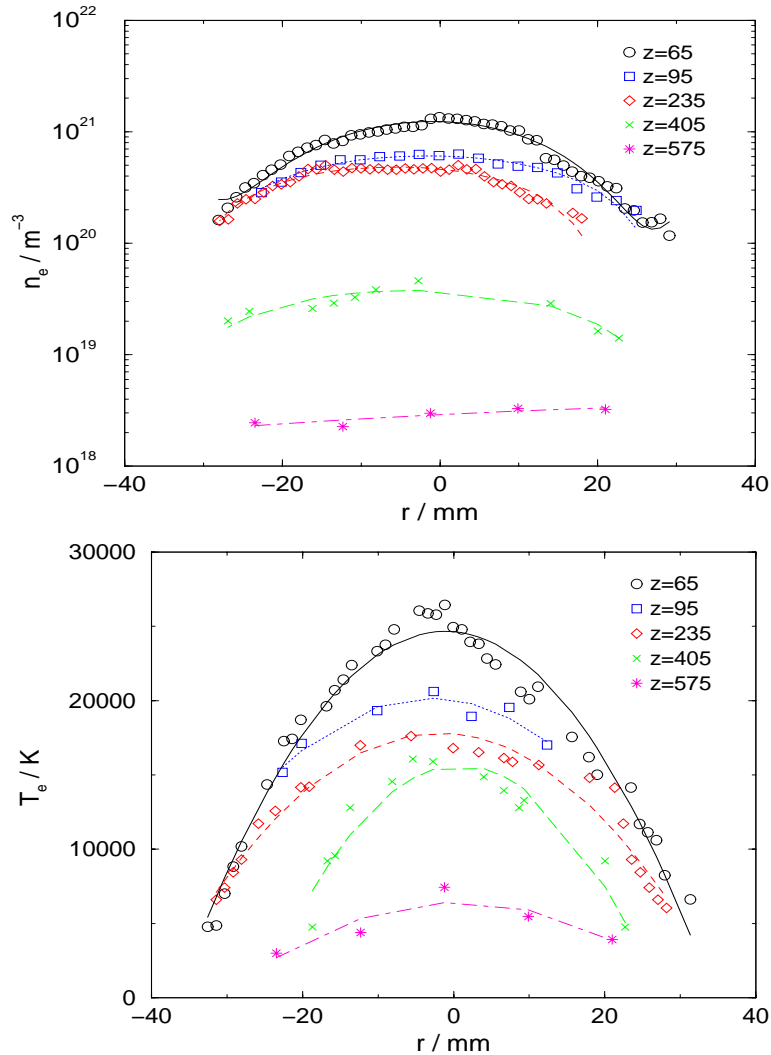


Abbildung 4.8: Elektronendichte (oben) und Elektronentemperatur (unten) über dem Radius für Simulationspunkt 1,  $I = 1400A$ , an verschiedenen axialen Positionen

schen heißeren und kälteren Bereichen des Plasmastrahles statt. Dadurch erfolgt in den äußeren Bereichen des Plasmas eine Aufheizung des Plasmas, während es in den zentralen Bereichen abkühlt. Bei der Thomson-Streuung wird, besonders in großer Entfernung vom Bogentriebwerk aufgrund des dort niedrigen Signal-Rausch-Verhältnisses, über viele Aufnahmen gemittelt. Aufgrund der geometrischen Schwankungen des Plasmastrahles erfolgt eine zusätzliche Abflachung der zeitlich gemittelten Strahlprofile.



### 4.4.3 Abhängigkeit der Plasmaparameter vom Brennerstrom

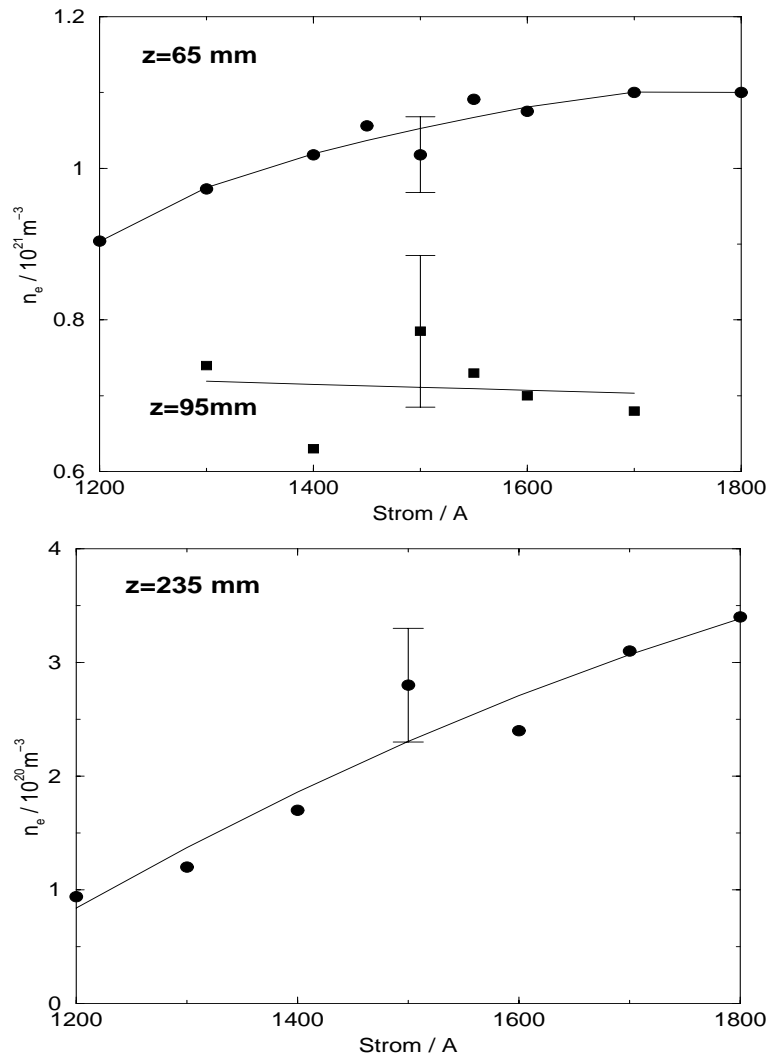


Abbildung 4.9: Elektronendichte im Zentrum des Plasmastrahles bei einer Stromvariation für unterschiedliche axiale Positionen des Freistrahls

Am Plasmawindkanal wurde an verschiedenen geometrischen Positionen eine Stromvariation durchgeführt. Dabei wurde bei konstantem Umgebungsdruck von  $1050 \text{ Pa}$  der Brennerstrom von  $1200 \text{ A}$  bis  $1800 \text{ A}$  variiert. Ziel dieser Untersuchungen war es, die Position des Mach'schen Knotens zu verändern und die Auswirkungen auf die entfernteren Bereiche zu studieren.

In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sind die Elektronendichte und die Elektronentemperatur in der Mitte des Strahles für unterschiedliche Positionen im Plasma-

freistrahle dargestellt.

Bei  $z = 65\text{mm}$  ist zunächst ein Anstieg in der Elektronendichte mit zunehmendem Strom zu erkennen. Dann flacht dieser Anstieg der Dichte ab (Abb. 4.9). Die Elektronentemperatur jedoch steigt über den gesamten untersuchten Strombereich an (vergleiche Abb. 4.10).

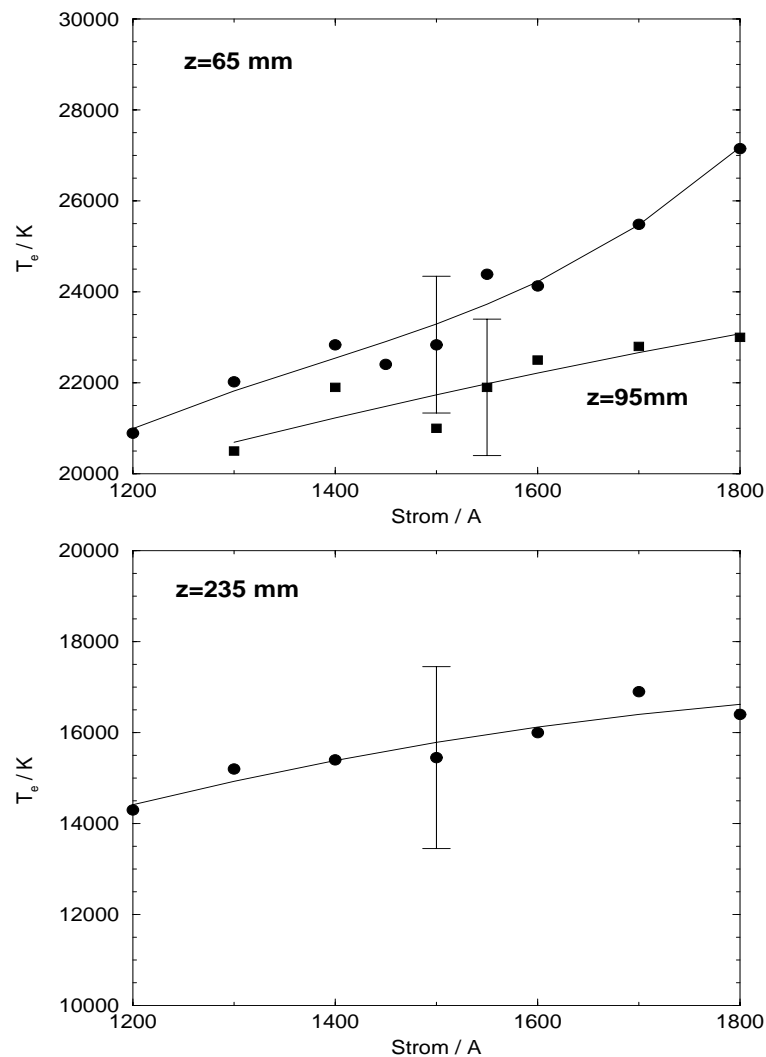


Abbildung 4.10: Elektronentemperatur im Zentrum des Plasmastrahles bei einer Stromvariation für unterschiedliche axiale Positionen des Freistrahls

Dabei sind die absoluten Werte für  $z = 65\text{mm}$  in dieser Messung unterhalb derer im vorangegangenen Abschnitt (vergleiche Abb. 4.4 und 4.5). Der Grund hierfür liegt darin, daß beide Messungen in unterschiedlichen Meßperioden im Abstand von mehreren Monaten durchgeführt wurden. Innerhalb dieses Zeitraumes wurde das Triebwerk aus- und wieder eingebaut, was die Position der Kathode geändert

hat, so daß sich trotz identischer Einstellung der Betriebsparameter des Bogentriebwerkes im Expansionsbereich nahe der Anode unterschiedliche Plasmaparameter einstellen konnten. Auf weiter entfernt liegende Meßpositionen sind diese Einflüsse geringer und verschwinden letztlich innerhalb der Fehlergrenzen.

Bei den beiden anderen Positionen ist zwar mit steigendem Strom auch eine Steigerung von Dichte und Temperatur erkennbar. Diese fällt aber erheblich moderater aus als an der Meßposition direkt vor der Anode. In der Elektronendichte bei  $z = 95\text{mm}$  ist allerdings keine Änderung zu erkennen.

Die Erklärung für das Verhalten bei  $z = 65\text{mm}$  ist darin zu finden, daß ab einer bestimmten Temperatur ( $T_e \sim 25000\text{K}$ ) praktisch Vollionisation erreicht ist. Dann steigt die Elektronendichte nicht mehr an, und die in das Plasma eingebrachte Energie erhöht zunächst einmal die Elektronentemperatur, bevor die weitere, zweifache Ionisation eintritt, was wiederum zu einem Anstieg der Elektronendichte führt.

Durch die Stromsteigerung entfernt sich der Mach'sche Knoten von der Anode. Dieser bewirkt eine Verdichtung des Plasmas und führt somit zu einer höheren Temperatur.

Der Anstieg in der Temperatur mit der Stromerhöhung setzt sich in den Freistrahle hinein fort. Ebenso verhält es sich mit der Elektronendichte, wobei auch hier der Gradient mit größerer Entfernung von der Plasmaquelle geringer ist. Bei  $z = 95\text{mm}$  ist eine im wesentlichen konstante Elektronendichte über den variierten Strombereich vorhanden.

Eine plausible Erklärung für dieses Ergebnis ist die Ortsveränderung des Mach'schen Knotens in Abhängigkeit vom Strom. Durch die Stromerhöhung wandert er von der Plasmaquelle weg. Bei niedrigem Strom liegt seine Position näher an der Anode. Das Plasma beginnt bei  $z = 95\text{mm}$  schon zu rekombinieren. Bei steigendem Strom kommt dieser Knoten näher an die Position  $z = 95\text{mm}$  heran. Man würde eine stetig ansteigende Dichte erwarten. Nun ist der Mach'sche Knoten mit einem Verdichtungsstoß vergleichbar. Hinter diesem Stoß könnte nun im Strahlzentrum ein Gebiet liegen, in dem die Dichte gegenüber der Umgebung niedriger ist, ein Verdünnungsstoß, bevor durch Strömung die Dichte sich wieder über den ganzen Radius des Strahles ausbreitet. Durch Erhöhung des Brennerstroms schiebt sich nun diese „Dichtesenke“ gemeinsam mit dem Gebiet höherer Dichte im Mach'schen Knoten auf die Position  $z = 95\text{mm}$  zu. Dies würde eine annähernd konstante Dichte über den Bereich der Stromvariation erklären.

#### 4.4.4 Einzelmessungen im Bereich vor der Anode

Die in den vorhergehenden Abschnitten vorgestellten Ergebnisse sind durch Mittelung über 100 Laserpulse direkt vor der Plasmaquelle und über bis zu 1000 Laserpulse im Freistrahle am Ort der Probe gewonnen worden. Nach Gleichung

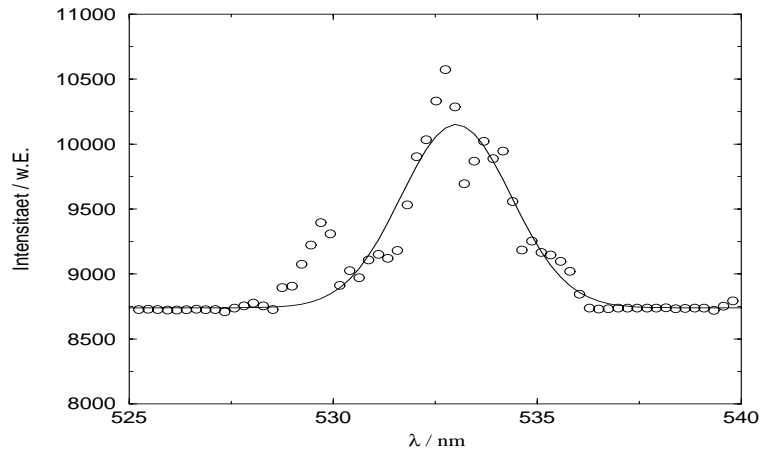


Abbildung 4.11: *Spektrale Intensitätsverteilung des Thomson-Signales im Einzelschuß bei der Position  $z = 65\text{mm}$  im Zentrum des Freistrahles. Bereits wenige Photonen verursachen Ausreißer in der Messung.*

3.16 erhält man in einer einzelnen Messung an diesen beiden Positionen ca.

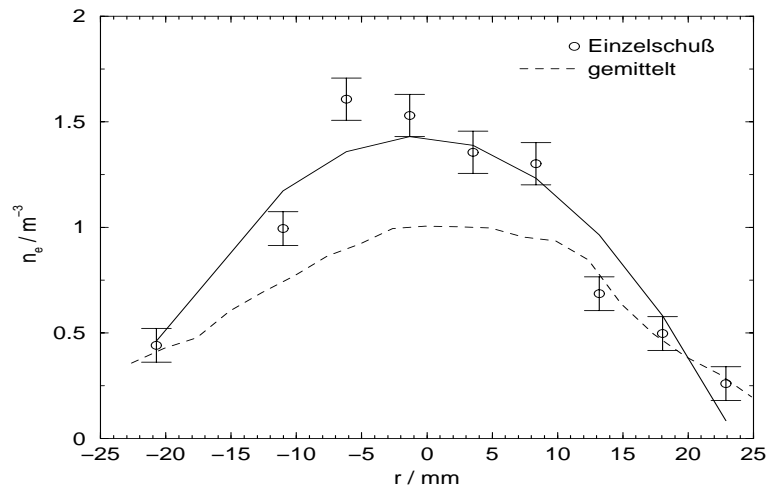


Abbildung 4.12: *Radiales Elektronendichteprofil im Einzelschuß sowie in gemittelten Messungen bei  $z = 65\text{mm}$ .*

$1.6 \cdot 10^5$  ( $z = 65\text{mm}$ ) Streuphotonen beziehungsweise nur ca. 380 ( $z = 575\text{mm}$ ) Streuphotonen, wenn man die zeitlich gemittelten Elektronendichten an den jeweiligen Positionen als Berechnungsgrundlage heranzieht, die sich gemäß der zugrundeliegenden Maxwell-Verteilung spektral verteilen. Dies macht deutlich, daß Einzelmessungen nur in der Nähe des Brenners möglich sind. An dieser Position wurden die Einzelmessungen ausgewertet. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse vorgestellt und mit den gemittelten Ergebnissen der vorangegangenen Abschnitte verglichen.

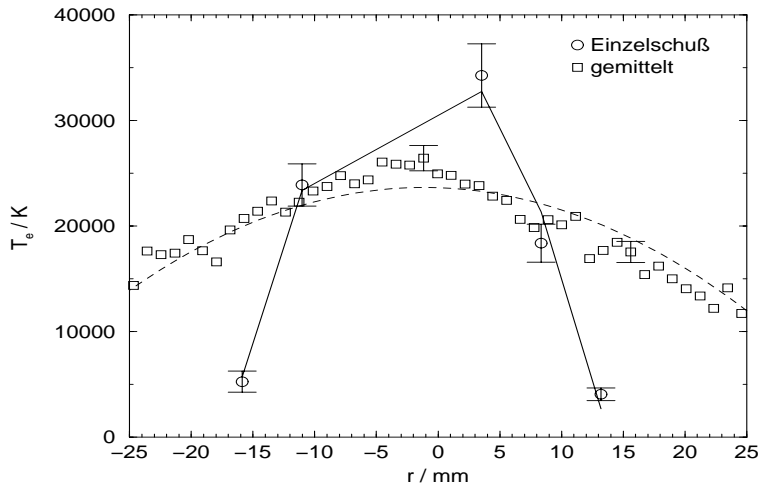


Abbildung 4.13: Radiales Elektronentemperaturprofil im Einzelschuß sowie in gemittelten Messungen bei  $z = 65\text{mm}$

In Abbildung 4.11 ist ein durch einen einzigen Laserpuls erhaltenes Thomson-Streuspektrum aus dem Zentrum des Plasmastrahls gezeigt. Hieraus ergibt sich eine Elektronendichte von  $1.5 \cdot 10^{21}\text{m}^{-3}$  und eine Elektronentemperatur von  $32000\text{K}$ . Sowohl die Elektronendichte als auch die Elektronentemperatur liegen bei den Einzelmessungen deutlich ( $> 20\%$ ) über den zeitlich gemittelten Werten. Auch im radialen Profil des Plasmafreistrahles ergeben sich Veränderungen, wie die Abbildungen 4.12 und 4.13 verdeutlichen.

Im Zentrum sind die Werte für Dichte und Temperatur aus Einzelschußmessungen größer als die aus zeitlich gemittelten Messungen. In den Randbereichen hingegen übertreffen die Werte aus gemittelten Messungen die der Einzelschußmessungen. Das Profil ist dort deutlich flacher als bei Einzelschüssen.

Durch die räumlichen Fluktuationen des Plasmas überstreicht der heiße Kernbereich des Plasmas einen großen Radius. Bei der Thomson-Streuung werden in der Mittelung viele Momentaufnahmen addiert, bei denen sich der Plasmastrahl an unterschiedlichen radialen Positionen befindet. Dies bewirkt im eigentlichen Zentrum eine Absenkung der Ergebnisse, da hier auch Einzelmessungen aus dem Randbereich des Plasmas berücksichtigt werden. In den Randbereichen ergibt sich der umgekehrte Effekt, nämlich eine Erhöhung. Insgesamt wird das zeitlich gemittelte Profil im Zentrum abgeflacht und zum Rand hin verbreitert. Derartige Effekte wurden durch Modellierungen, die für einen räumlich fluktuierenden Plasmastrahl durchgeführt wurden, gezeigt.

Bei dieser Modellierung wurde in der radialen Temperaturverteilung ein Gauß-Profil angenommen, welches radial verschoben wurde, während an allen Punkten ein Thomson-Profil mit normierter Intensität und der sich zur jeweiligen Temperatur ergebenden Halbwertsbreite berechnet und für jeden neuen Fluktuations-

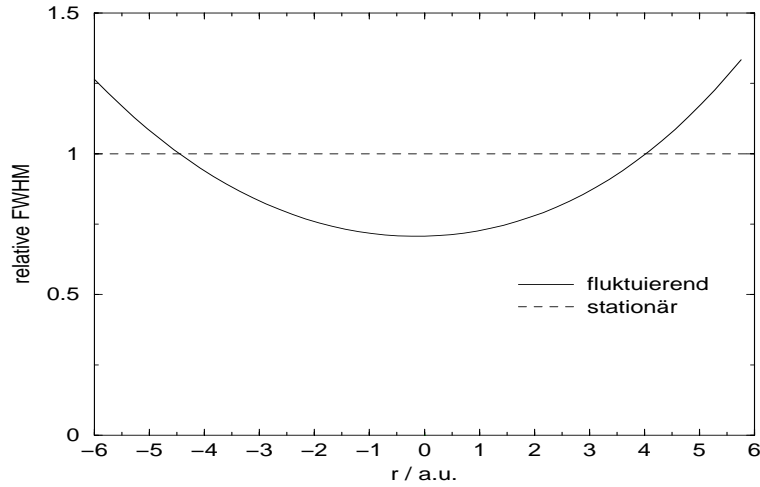


Abbildung 4.14: *Verhältnis der Halbwertsbreiten des Thomson–Streusignals von stationärem und fluktuierendem Plasmastrahl. Beim fluktuierenden Plasmastrahl ergibt sich im Zentrum eine um etwa 25% niedrigere Halbwertsbreite.*

schritt addiert wurde. In Abbildung 4.14 ist das Verhältnis der Halbwertsbreite im gemittelten Strahlprofil zu einem stationären Strahlprofil gezeigt. Die axiale Position wurde dabei vernachlässigt. Derselbe Effekt zeigt sich bei jeder Position, allerdings mit unterschiedlichen Zahlenwerten.

Auch hier zeigt sich, daß über einen fluktuierenden Plasmastrahl im Zentrum niedrigere Werte der Elektronentemperatur gemessen werden, während in den Randbereichen diese Werte deutlich überhöht sind.

Mit solchen Einzelmessungen mit nur einem Laserpuls ist eine momentane Positionsbestimmung des Plasmastrahles möglich. Dabei wird ausgenutzt, daß die radiale Intensitätsverteilung des Streusignales auf dem Kamerachip und auch die Höhe des Maximalsignales von der jeweiligen Position des Plasmastrahles abhängen. Abbildung 4.15 verdeutlicht das dabei angewendete Verfahren. Da die Dichte proportional zur Streuintensität ist (4.3), kann durch Bestimmung der radialen Gesamtintensität in einer Kamerazeile diejenige Kamerazeile ausfindig gemacht werden, in der die höchste Dichte gemessen wird (Position b)–d) in Abbildung 4.15). Anhand der Dichte kann nun auch eine vertikale Position bestimmt werden, wobei allerdings nicht unterschieden werden kann, ob der Plasmastrahl in Richtung auf den Detektor oder vom Detektor weg verschoben ist (Position e) in Abbildung 4.15). Beide Positionen ergeben dieselbe Intensitätsverteilung.

In Abbildung 4.16 ist das Ergebnis einer solchen, auf der Elektronendichte beruhenden Positionsbestimmung dargestellt. Die vertikale Position gibt dabei die Zeilen der CCD–Kamera an, in der die maximale Intensität im jeweiligen Einzelschuß vorlag. Die vertikale Position 10 entspricht der mittleren Zeile der CCD–Kamera. Bei der horizontalen Position 1 liegt das Strahlzentrum im Zentrum des Beob-

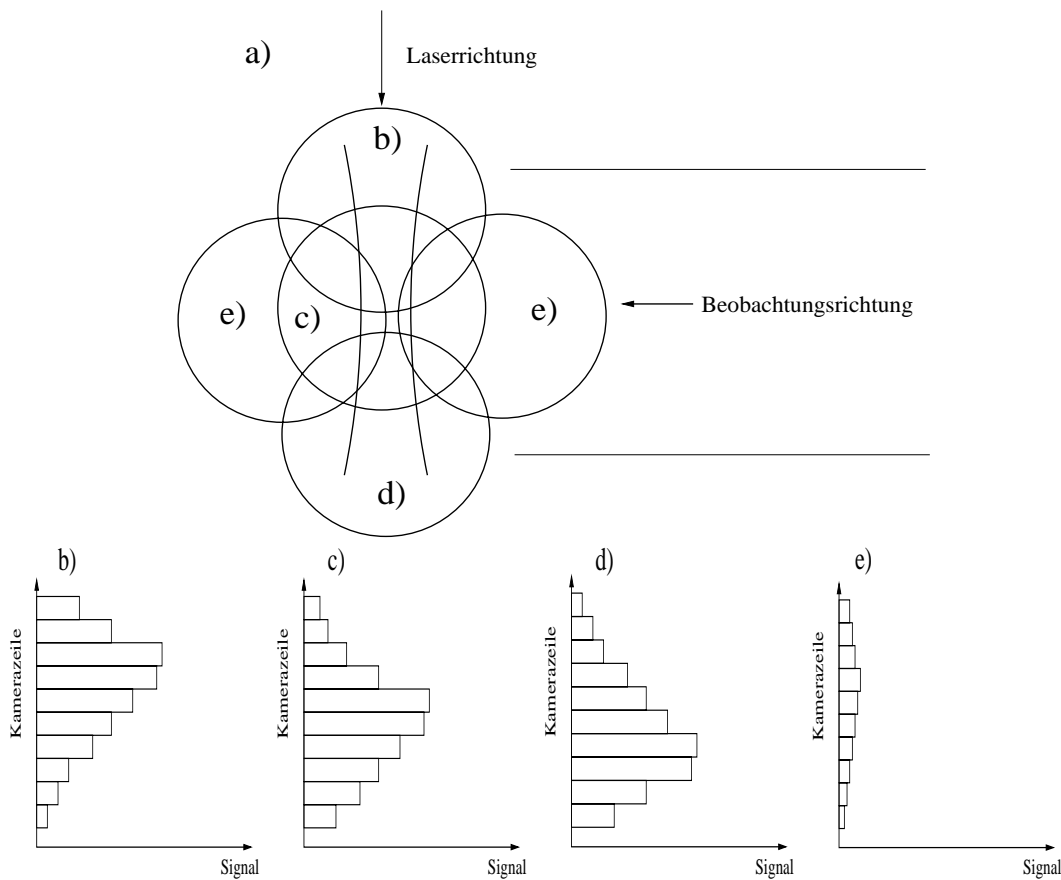


Abbildung 4.15: a) Plasmapositionen in Relation zur Beobachtungsrichtung (axialer Schnitt am Beobachtungspunkt); b-e) Intensitätsverteilung auf der CCD bei unterschiedlichen Plasmapositionen.

achtungsraumes (entspricht maximaler Intensität an Position b) in Abb. 4.15) und an Position 10 liegt das Strahlzentrum außerhalb des Beobachtungsraumes. Es ist zu erkennen, daß eine Häufung um das Beobachtungszentrum herum vorliegt. Dies bedeutet, daß, sofern man eine Gleichverteilung zwischen vertikaler und horizontaler geometrischer Verschiebung des Plasmas zum Beobachter hin beziehungsweise vom Beobachter weg annimmt, eine um das „gedachte“ Zentrum des Plasmastrahles, gegeben durch die Kathodenachse, kreisende Bewegung des Plasmastrahles mit Sprüngen über dieses Zentrum hinweg vorliegt.

Eine solche Bewegung ist in Brennernähe zu erwarten, da auf der Anode Ansatzpunkte des Bogens umlaufen, die die Richtung des Plasmafreistrahles maßgeblich mitbestimmen. Aufgrund der Führung der elektrisch geladenen Elektronen und Ionen durch die aus der Anode herausragenden Feldlinien entsteht im Verlauf des Plasmafreistrahles ein in sich verdrehter Plasmastrahl, der an der Probe den gesamten zentralen Bereich der Probe überstreicht.

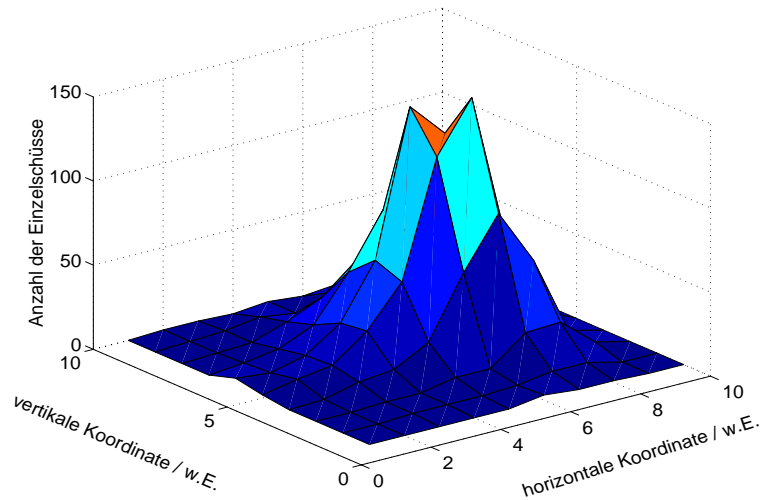


Abbildung 4.16: *Histogramm der Häufigkeitsverteilung der radialen Positionen vertikal und horizontal zur Beobachtungsrichtung an der Position  $z = 65\text{mm}$ . Deutlich ist eine Häufung etwas außerhalb des Zentrums zu erkennen, die auf dem Umlauf des Ansatzpunktes des Bogens auf der Anode herrührt. Dabei kann in der Sehrichtung nicht zwischen den Positionen vor und hinter dem Plasmastrahl (horizontale Koordinate) unterschieden werden.*

Eine solche Positionsbestimmung wäre besonders am Ort der Probe wünschenswert, um das lokale kurzzeitige Erosionsverhalten der Materialprobe zu untersuchen. Aus drei Gründen ist dies nicht möglich. Zum einen ist die Elektronendichte in diesem Bereich so niedrig, daß hier keine Einzelmessungen möglich sind. Zum anderen sind bei Einsatz der Thomson-Streuung alle an dieser Position befindlichen Beobachtungsfenster durch die Lasereinstrahlung, den Lichtsumpf in Beobachtungsrichtung und das Detektionssystem belegt. Desweiteren ist bei Messung in einer Entfernung von  $3\text{--}5\text{mm}$  von der Probenoberfläche der Falschlichtanteil so hoch, daß dort Thomson-Messungen generell nicht möglich sind.



# Kapitel 5

## Spektroskopie am Plasmawindkanal

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen der Emissionsspektroskopie dargelegt werden. Unter den Begriff Emissionsspektroskopie fallen viele unterschiedliche, eigenständige Methoden, die es erlauben, Dichte und Temperatur selbstkonsistent oder bei Kenntnis des einen Parameters die anderen Parameter zu bestimmen. Sie sind als unterstützende Meßmethoden zur Verifizierung der Ergebnisse der Thomson–Streuung unerlässlich.

Zunächst werden die Gleichgewichtsmodelle besprochen, die an einem Plasma, wie es hier vorliegt, angewendet werden können. Aufbauend auf diesen Modellen werden dann verschiedene Möglichkeiten aufgezeigt, Elektronentemperatur und Elektronendichte mit Hilfe der Emissionsspektroskopie zu bestimmen. Abschließend wird der zugehörige experimentelle Aufbau am Plasmawindkanal dargelegt.

### 5.1 Modelle zur Beschreibung von Plasmen

In einem Plasma spielen verschiedene Prozesse, wie Stoß– und Strahlungsprozesse eine wichtige Rolle. Durch Modelle werden diese Prozesse in einem Plasma beschrieben. Im folgenden werden die wichtigsten Gleichgewichtsmodelle zur Beschreibung eines Plasmas und der darin ablaufenden Prozesse vorgestellt. Abschließend wird qualitativ das Koronamodell als einfachstes Nichtgleichgewichtsmodell beschrieben und die Verbindung zwischen diesen Modellen, das Stoßstrahlungsmodell, aufgezeigt.

#### 5.1.1 Thermisches Gleichgewicht (TE)

Die wichtigsten Prozesse in einem Plasma sind Stoß– und Strahlungsprozesse. Dabei werden Atome oder Ionen durch Stöße mit Elektronen angeregt oder ioni-

siert (inelastische Stöße). Dies kann auch durch Strahlung geschehen, die aber bei Anregungsprozessen genau die Energie<sup>1</sup> des Überganges besitzen muß. Zusätzlich dazu gibt es auch Stöße zwischen Atomen, Ionen und Elektronen untereinander. Bei letzteren (elastischen) Stößen werden die kinetischen Energien der Teilchen teilweise ausgetauscht und angeglichen. Man spricht hier von thermalisierenden Stößen.

Die erstgenannten (inelastischen) Prozesse laufen aber nicht nur in einer Richtung ab, sondern sie sind reversibel. Dabei wird die aufgenommene Energie als Strahlung oder als Bewegungsenergie an die Teilchen wieder abgegeben.

Laufen nun alle inelastischen Prozesse in beiden Richtungen gleich häufig ab, so spricht man von einem detaillierten Gleichgewicht. Dieses wird als vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht bezeichnet. Dabei sind alle Dichten (von Elektronen, Ionen, Neutralteilchen) Funktionen zweier Zustandsgrößen:

- Druck
- Temperatur

Zur quantitativen Beschreibung, das bedeutet zur Berechnung der Dichten aus den obigen Parametern, werden Gleichungen benötigt, die die Prozesse im Plasma beschreiben.

Anregungs- und Abregungsprozesse bevölkern die Zustände. Die aus diesen Prozessen resultierenden Besetzungsdichten der einzelnen Zustände werden im Gleichgewicht durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben:

$$\frac{n_n}{n} = \frac{g_n}{Q} e^{-\frac{E_n}{k_B T}} \quad (5.1)$$

Diese gibt das Verhältnis der Teilchendichte im Zustand  $n$  eines Atoms (Ions) zu dessen Gesamtzahl in Abhängigkeit von der Gleichgewichtstemperatur. Dabei ist  $g_n$  das statistische Gewicht des Zustandes mit der Energie  $E_n$ , und  $Q$  ist die Zustandssumme nach Gleichung 5.2 des Atoms (Ions), also

$$Q = \sum_n g_n e^{-\frac{E_n}{k_B T}}. \quad (5.2)$$

Betrachtet man nun in der Boltzmann-Gleichung nicht gebundene Zustände der Elektronen, so kann man aus der Gleichung 5.1 eine Formel herleiten, die die Ionisationsprozesse im Plasma beschreibt [Gri97]:

$$\frac{n_e n_{Z+1}}{n_Z} = 2 \frac{(2\pi m_e k_B T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{Q_{Z+1}}{Q_Z} e^{-\frac{\chi_{Z+1} - \Delta\chi}{k_B T}} \quad (5.3)$$

---

<sup>1</sup>Die einzelnen Übergänge sind durch die Heisenberg'sche Unschärferelation und diverse Verbreiterungsmechanismen (siehe Kap. 5.2.3) verbreitert. Dies relativiert den Ausdruck genau, da auch geringfügig in der Energie verschiedene Strahlung diese Prozesse durchführen kann.

Dies ist die Saha–Eggert–Gleichung, die, dem Massenwirkungsgesetz der Chemie entsprechend, das Ionisationsgleichgewicht im Plasma beschreibt. Dabei sind  $m_e$  die Elektronenmasse,  $n_Z$  und  $n_{Z+1}$  die Teilchendichten der Ionisationsstufen  $Z$  beziehungsweise  $Z + 1$ ,  $Q_Z$  und  $Q_{Z+1}$  deren Zustandssummen,  $\chi_{Z+1}$  die Ionisationsenergie der nächsten Ionisationsstufe und  $\Delta\chi$  gemäß [Gri97]

$$\Delta\chi \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sqrt{2}}{\lambda_D} \quad (5.4)$$

die Erniedrigung der Ionisationsenergie, wobei  $e$  die elektrische Elementarladung,  $\lambda_D$  die Debye–Länge und  $\epsilon_0$  die dielektrische Konstante sind. Anschaulich läßt sich die Erniedrigung dadurch erklären, daß aufgrund der elektrischen Mikrofelder im Plasma und der gegenseitigen Überlappung der Potentialtöpfe der Atome oder Ionen bei Elektronen in den dicht beieinander liegenden hochangeregten Zuständen keine Aussage mehr darüber gemacht werden kann, ob diese Elektronen noch an das Atom oder Ion gebunden sind oder ob sie als freie Ladungsträger vorliegen. Durch die Abhängigkeit von der Debye–Länge  $\lambda_D$  wird mit zunehmender Elektronendichte auch die Ionisationsgrenze stärker herabgesetzt.

Um nun die Zusammensetzung des Plasmas, also die Teilchendichten aller Spezies zu bestimmen, bedarf es noch weiterer Gleichungen. Zum einen bedarf es der idealen Gasgleichung in Verbindung mit dem Dalton’schen Gesetz über die Summe der Partialdrücke

$$n_{ges} = \frac{p}{k_B T} = n_e + n_a + \sum_Z n_Z$$

mit der Atomdichte  $n_a$  und der Atomdichte der  $Z$ -ten Ionisationsstufe  $n_Z$  und zum anderen der Quasineutralität

$$n_e = \sum_Z Z n_Z.$$

Um die Zusammensetzung eines Plasmas aus Molekülgasen (z.B.  $N_2$ ,  $O_2$ ) zu berechnen, benötigt man bei niedrigen Temperaturen noch eine Gleichung, die das Dissoziationsverhalten der Moleküle beschreibt. Diese Rechnungen wurden für ein Plasma, wie es im PWK2 vorliegt, in einer Arbeit [Fis91] durchgeführt.

Im thermischen Gleichgewicht gehorchen alle Teilchen in ihrer Bewegungsenergie der Maxwell–Verteilung, die den Bruchteil der Teilchen im Geschwindigkeitsintervall  $v \dots v + dv$  bei der Gleichgewichtstemperatur  $T$  angibt.

$$\frac{dn}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_{th}^3} e^{-\frac{v^2}{v_{th}^2}} dv \quad (5.5)$$

Dabei ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$$

für die unterschiedlichen Teilchensorten im vollständigen thermischen Gleichgewicht nur von der Masse der Teilchen abhängig, da alle Teilchen dieselbe Temperatur haben.

Von einem Plasma im TE wird Strahlung gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz abgegeben:

$$B_\nu(\nu, T) = \frac{2h}{c^2} \nu^3 \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (5.6)$$

Ein Plasma im thermischen Gleichgewicht kann nur in einem nach außen geschlossenen System erreicht werden. Dies ist in Laborplasmen streng genommen nicht erreichbar. Dennoch ist das TE das Modell, dessen Gleichungen die Grundlage für alle übrigen Modelle bildet.

### 5.1.2 Lokales Thermisches Gleichgewicht (LTE)

Im Labor ist ein abgeschlossenes System, in dem ein TE erreicht werden kann, praktisch nicht möglich, da das Plasma beobachtet werden soll. Dies geschieht mit Hilfe vom Plasma nach außen abgegebener Strahlung. Dadurch wird das detaillierte Gleichgewicht in der Strahlungsbilanz aufgehoben. Anregungs- und Ionisationsprozesse durch Strahlung finden nicht mehr so häufig statt, wie deren Umkehrprozesse.

Bei sehr hohen Elektronendichten jedoch kann sich auch auf der Seite der Elektronenstöße eine Verschiebung des Gleichgewichtes zu den Anregungsprozessen ausbilden, die den Verlust durch die abgegebene Strahlung weitgehend kompensieren kann. Ein solches Plasma wird als stoßdominant bezeichnet. In einem stoßdominanten Plasma kann sich in einem Bereich lokal ein Gleichgewicht einstellen, in dem ein Ionisationsgleichgewicht (Saha-Gleichung, Gl. 5.3) vorliegt, die angeregten Zustände gemäß der Boltzmann-Verteilung (Gl. 5.1) besetzt sind und alle Teilchen einer Maxwell-Verteilung (Gl. 5.5) mit einer Temperatur gehorchen. In einem räumlich daneben liegenden Bereich kann sich ein Gleichgewicht mit einer anderen Temperatur einstellen. Dieses Gleichgewicht wird als lokales thermisches Gleichgewicht (LTE) bezeichnet.

Ein Plasma im LTE gibt Strahlung nicht in Form einer Planck-Kurve  $U_\nu(\nu, T)$  (Gl. 5.6) ab. Die Strahlung ist von Linienstrahlung dominiert, die von den Teilchen gemäß ihrer nach Boltzmann (Gl. 5.1) besetzten Niveaus abgegeben wird. Die Linienstrahlung liegt oberhalb eines durch Strahlungsrekombination von Ionen und Elektronen erzeugten Kontinuums.

Da sich ein solches Gleichgewicht nur bei großen Elektronendichten einstellen kann, wird die Gültigkeit an die Elektronendichte geknüpft. In [Hud68] und [Tho99] wird die Grenze angegeben mit

$$n_e \gg 1.6 \cdot 10^{18} \sqrt{T} (\Delta E)^3 m^{-3}, \quad (5.7)$$

wobei  $\Delta E$  der Energieabstand zwischen dem betrachteten Niveau und den benachbarten Niveaus, in die Übergänge stattfinden können, in  $eV$ , sowie die Temperatur  $T$  in  $K$  einzusetzen sind. Für Bedingungen, wie sie im Plasmawindkanal herrschen, ergeben sich Dichten von:

- $3.2 \cdot 10^{22} m^{-3}$  bei  $T = 26000K$ ,  $\Delta E = 2.5eV$  in Brennernähe
- $2 \cdot 10^{22} m^{-3}$  bei  $T = 10000K$ ,  $\Delta E = 2.5eV$  am Ort der Probe

Derartige Dichtewerte werden im Plasmawindkanal nicht erreicht (Kap. 4.4), so daß man davon ausgehen kann, daß sich das untersuchte Freistrahlasplasma keinesfalls im LTE befindet.

### 5.1.3 Partielles Lokales Thermisches Gleichgewicht (PLTE)

Unterhalb der aus Gleichung 5.7 folgenden Dichte besitzen die Gleichgewichtsbeziehungen keine allgemeine Gültigkeit. Es ist nicht mehr möglich, eine allen Teilchensorten gemeinsame Temperatur zu definieren, die die einzelnen Prozesse beschreibt. Alle Teilchen folgen zwar noch einer Maxwell-Verteilung, deren Maxima aber bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten liegen können und somit von verschiedenen Temperaturen bestimmt werden können. Auch die Anregungstemperaturen zur Bestimmung der Besetzungsdichten nach Boltzmann (Gl. 5.1) können von der Gastemperatur oder der Elektronentemperatur abweichen.

Im partiellen lokalen thermischen Gleichgewicht (PLTE) sind die angeregten Zustände gegenüber dem Grundzustand unterbesetzt. In der Boltzmann-Gleichung (GL. 5.1) werden daher sogenannte Überbesetzungsfaktoren des Grundzustandes  $b_n$  eingeführt, die dieser Rechnung tragen:

$$\frac{n_n}{n} = b_n \frac{g_n}{Q} e^{-\frac{E_n}{k_B T}} \quad (5.8)$$

Dabei befinden sich die oberen Zustände im Gleichgewicht mit dem Grundzustand der nächsthöheren Ionisationsstufe. Die Arbeit von Jentschke [Jen94] zeigt, daß dieses Modell die Gegebenheiten im Plasmawindkanal gut wiedergibt.

### 5.1.4 Koronamodell

Sinkt nun die Elektronendichte weiter ab, typischerweise auf unter  $10^{17} m^{-3}$ , so wird die Zahl der Abregungs- und Relaxationsprozesse durch Strahlung die durch Elektronenstoß (Dreierstoßrekombination) übersteigen. Damit herrscht ein völliges Ungleichgewicht bei den in Kap. 5.1.1 genannten Prozessen und die beschriebenen Gleichgewichtsbeziehungen verlieren völlig ihre Gültigkeit. Das Koronamodell, welches für das extrem dünne ( $n_e \sim 10^{13} m^{-3}$ ) Plasma der Sonnenkorona

entwickelt wurde, ist ein sehr vereinfachtes Nichtgleichgewichtsmodell. Es berücksichtigt nur Stoßanregung und -ionisation aus dem Grundzustand sowie spontane Photonenemission und Strahlungsrekombination und setzt diese miteinander in ein Gleichgewicht.

Um für den Dichtebereich zwischen PLTE und Koronamodell dennoch alle Prozesse beschreiben zu können, wenn die Gleichgewichtsbeziehungen der thermischen Gleichgewichte nicht mehr gelten, werden sogenannte Stoß-Strahlungsmodelle entwickelt, wie sie im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

### 5.1.5 Stoßstrahlungsmodell

Im Gegensatz zum Koronamodell, wo lediglich Stoßanregungsprozesse und Strahlungsrekombination betrachtet werden, werden im Stoß-Strahlungsmodell auch die inelastischen Stoßprozesse der Elektronen berücksichtigt. Durch Berücksichtigung aller Prozesse bildet dieses Modell ein Bindeglied zwischen den Gleichgewichtsmodellen (LTE, PLTE) und den einfachen Nichtgleichgewichtsmodellen, wie dem Koronamodell.

In diesem Modell werden Ratengleichungen aufgestellt, um die Besetzungsdichte der einzelnen Zustände der Teilchen im Detail zu berechnen. Diese Gleichungen müssen für jeden erlaubten Übergang berechnet werden. Dabei sind sowohl anregende Prozesse in die Zustände als auch Abregungsprozesse aus höheren Zuständen einzubeziehen. Da in Plasmen fast beliebig viele Übergänge und Niveaus eines Atoms oder Ions eine Rolle spielen, sind sehr viele Gleichungen zu lösen. Erst mit der Entwicklung von immer leistungsfähigeren Rechenmaschinen wurde es möglich, die Ratengleichungen auch für Atome und Ionen, die eine komplizierte Struktur von Zuständen verglichen mit Wasserstoff und Helium besitzen, unter Berücksichtigung von immer höheren Niveaus zu lösen.

Die Ratengleichung wird hier exemplarisch am einfachen Beispiel eines Atoms mit nur zwei Zuständen (Besetzungsdichten  $n_1, n_2$ ) aufgestellt [Zwi68].

Aus dem spektralen Emissionskoeffizienten  $\epsilon_\nu$  und dem spektralen Absorptionskoeffizienten  $\kappa_\nu$  bestimmt sich die Quellfunktion  $S_\nu$

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}, \quad (5.9)$$

die die tatsächlich emittierte Strahlung beschreibt. Unter Vernachlässigung von induzierter Emission läßt sich der spektrale Emissionskoeffizient in einem Strahlungsfeld  $P(\nu)$  durch

$$\epsilon_\nu = \frac{A_{21}}{4\pi} n_2 h\nu P(\nu) \quad (5.10)$$

beschreiben, wobei  $A_{21}$  der Einsteinkoeffizient für spontane Emission ist. Für den Absorptionskoeffizienten gilt unter Verwendung des entsprechenden Einsteinko-

effizienten  $B_{12}$

$$\kappa_\nu = \frac{B_{12}}{c} n_1 h\nu P(\nu). \quad (5.11)$$

Daraus folgt für die Quellfunktion:

$$S_\nu = \frac{c}{4\pi} \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.12)$$

Zieht man nun als bevölkernde Prozesse in den Zustand 2 lediglich Photonenanregung und Elektronenstoßanregung, und für entvölkernde Prozesse spontane Emission und Stoßabregung in Betracht, so ergibt sich folgende Ratengleichung;

$$n_2 A_{21} + n_2 n_e X_{21} = n_1 B_{12} \frac{1}{c} \int J_\nu P(\nu) d\nu + n_1 n_e X_{12} \quad (5.13)$$

wobei  $J_\nu$  die Intensität des Strahlungsfeldes,  $X_{12}$  den Ratenkoeffizient für Elektronenstoßabregung und  $X_{21}$  den Ratenkoeffizient für Elektronenstoßanregung angeben. Die Ratenkoeffizienten  $X_{12}, X_{21}$  sind eng mit den Wirkungsquerschnitten und somit mit der Energieverteilung der Elektronen verknüpft.

Berücksichtigt man die Planck-Funktion  $B_\nu$ , so erhält man für das Verhältnis der Besetzungsdichten

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{S_\nu}{B_\nu} \frac{X_{12}}{X_{21}}. \quad (5.14)$$

Um nun solche Besetzungsverhältnisse bestimmen zu können, ist die genaue Kenntnis der Ratenkoeffizienten und damit der Stoßwirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Elektronenenergie erforderlich. Diese müssen für entsprechende Energieverteilungen bestimmt werden.

Innerhalb der ADAS-Zusammenarbeit (Atomic Data Analysis Structure, [Sum94]) wurde eine Atomdatensammlung mit entsprechender Programmbibliothek für Stoß-Strahlungs-Modellrechnungen zusammengestellt. Hierbei bietet das Programm ADAS 2.08 die Möglichkeit, für Sets von Elektronendichten und Elektronentemperaturen die Besetzungsdichten der einzelnen Zustände durch Lösung der Ratengleichung zu bestimmen. Dabei werden primär Stoßanregungs- und Strahlungsabregungsprozesse betrachtet. Durch die Einführung von Escape-Faktoren [Iro79] wird die optische Tiefe der Resonanzübergänge berücksichtigt.

## 5.2 Spektroskopische Temperatur- und Dichtebestimmung

Zur Bestimmung von Elektronendichte und Elektronentemperatur mit spektroskopischen Mitteln gibt es viele Methoden. Einige davon sollen im folgenden beschrieben werden. Dabei wird hier nur auf emissionsspektroskopische Methoden eingegangen. Die Absorptionsspektroskopie, ebenfalls am PWK2 eingesetzt, wird

hier nicht beschrieben, sondern es werden nur deren Ergebnisse zum Vergleich mit den Ergebnissen der Thomson-Streuung herangezogen (Kap. 7).

Bei der Emissionsspektroskopie wird ausgenutzt, daß außer im TE, vom Plasma Linienstrahlung und Kontinuumsstrahlung abgegeben wird. Bereits im vorhergehenden Abschnitt wurden mit dem Emissions-, dem Absorptionskoeffizienten und der Quellfunktion wichtige Zusammenhänge der Spektroskopie erwähnt.

Mit der spektralen Strahldichte  $I$  (Intensität) sind Emissions- und Absorptionskoeffizient über die Strahlungstransportgleichung verbunden:

$$dI_\lambda = \epsilon_\lambda dx - I_\lambda \kappa_\lambda d\lambda$$

Die Strahlungstransportgleichung gibt die Änderung der spektralen Strahldichte beim Durchgang durch ein Plasma der Länge  $l$  an. Löst man diese Gleichung, so erhält man für ein homogenes Plasma

$$\begin{aligned} I_\lambda &= \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} (1 - e^{-\tau}) \\ &= \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa_\lambda} S(\lambda) \end{aligned}$$

mit der optischen Tiefe  $\tau = \kappa_\lambda l$ . Hier unterscheidet man zwei Grenzfälle:

$\tau \ll 1$  Emission aus optisch dünner Schicht, und es gilt:

$$I_\lambda = \epsilon_\lambda l$$

$\tau \gg 1$  Emission aus optisch dicker Schicht, und es gilt:

$$I_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda}{\kappa_\lambda}$$

### 5.2.1 Temperaturbestimmung aus Intensitätsverhältnissen von Linien

Von einem Atom oder Ion wird beim Übergang von einem hoch angeregten in einen niedrigeren Zustand Strahlung einer Frequenz entsprechend der Energiedifferenz der beiden Zustände abgegeben. Aus einer homogenen Schicht der Länge  $l$  wird dabei bei der Wellenlänge  $\lambda$  folgende Strahldichte abgegeben:

$$I_\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ik}} A_{ik} n_k l P(\lambda). \quad (5.15)$$

Dabei ist  $n_k$  die Besetzungsdichte im oberen Zustand  $k$ ,  $A_{ik}$  die Übergangswahrscheinlichkeit und  $P(\lambda)$  eine Profildfunktion, die alle verbreiternden Mechanismen



beinhaltet. In einem Gleichgewichtsplasma läßt sich die Besetzungsdichte des oberen Zustandes durch die Boltzmann–Gleichung (5.1) berechnen. Damit folgt für die Intensität unter Vernachlässigung der Profilkfunktion:

$$I_\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ik}} A_{ik} n g_k \frac{1}{Q} e^{-\frac{E_k}{k_B T}} \quad (5.16)$$

Dabei ist  $n$  die Gesamteilchendichte der jeweiligen Teilchensorte. Die Intensität im Zentrum einer Linie ist also eine Funktion der Teilchendichte und der Temperatur. Betrachtet man nun die Intensität zweier Linien der gleichen Ionisationsstufe<sup>2</sup>, so ist das Intensitätsverhältnis

$$\frac{I_{\lambda,1}}{I_{\lambda,2}} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{A_{ik,1} g_{k,1}}{A_{ik,2} g_{k,2}} e^{-\frac{E_{k,1}-E_{k,2}}{k_B T}} \quad (5.17)$$

nur noch eine Funktion der Temperatur. Intensitätsverhältnisse lassen sich also in LTE–Plasmen zur Bestimmung der Temperatur heranziehen. Der relative Fehler ist abhängig von der Energiedifferenz der beteiligten Niveaus:

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{1}{E_{k,1} - E_{k,2}} \quad (5.18)$$

Je größer also der Energieabstand, umso geringer ist der Fehler in der Temperaturbestimmung.

Indem Intensitäten mehrerer unterschiedlich hoch angeregter Linien gemessen werden, kann man einen sogenannten Boltzmann–Plot erstellen. Dabei wird der natürliche Logarithmus der Intensität gegen die Energie des oberen Zustandes aufgetragen. Durch die exponentielle Abhängigkeit der Intensität von der Energie (5.16) gibt dies im LTE eine Gerade mit negativer Steigung, die umgekehrt proportional zur Temperatur ist. Aus der Steigung läßt sich also im Gleichgewicht die Temperatur bestimmen.

Im Plasmawindkanal wird dieses Verfahren nicht angewendet. Im PLTE, das im Freistrahplasma des PWK vorliegt, sind die Zustände mit niedrigeren Anregungsenergien überbesetzt. Dies führt dazu, daß im Boltzmann–Plot der Logarithmus der Intensität für diese Energien stärker herabgesetzt wird. Es gibt keine Gerade mehr, aus der die Temperatur bestimmt werden könnte.

## 5.2.2 Temperatur– und Dichtemessung aus Emissionskoeffizienten

Der Volumenemissionskoeffizient einer Linie, der sich aus der spektralen Strahlendichte und dem durchstrahlten Bereich des Plasmas ergibt, ist gegeben durch:

$$\epsilon_\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ik}} A_{ik} n g_k \frac{1}{Q} e^{-\frac{E_k}{k_B T}} \quad (5.19)$$

---

<sup>2</sup>Dieses Verfahren kann auch bei unterschiedlichen Ionisationsstufen angewendet werden. Dabei muß die Saha–Gleichung für die Ionisationsstufe berücksichtigt werden.

Für das Kontinuum kann man analog einen Emissionskoeffizienten definieren, der sich aus frei-gebunden- (Rekombination) und frei-frei-Übergängen (Bremsstrahlung) zusammensetzt. Dieser ist eine Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  und des Produktes aus Elektronendichte  $n_e$  und der Ionendichte  $n_i$ . In einem Gleichgewichtsplasma kann man nun aus diesem Kontinuumsemissionskoeffizienten und dem Emissionskoeffizienten einer Ionenlinie durch einen iterativen Prozeß in einem Richter-Olsen-Plot die Plasmaparameter bestimmen ([Ric65], [Ols63]). Diese Methode ist sehr gut geeignet für Gleichgewichtsplasmen, die aus mehreren Komponenten bestehen.

In dieser Arbeit werden Linienemissionskoeffizienten von einer Atomlinie ( $\lambda = 747nm$ ) und einer Ionenlinie ( $\lambda = 568nm$ ) des Stickstoffs experimentell bestimmt. Aus diesen lassen sich die Zahl der jeweiligen strahlenden Teilchen berechnen.

Aus der Saha-Eggert-Gleichung (Gl. 5.3) und Gleichung 5.19 lassen sich in einem iterativen Prozeß Elektronentemperatur und Elektronendichte bestimmen. Dazu werden zunächst aus mit dem Stoß-Strahlungs-Modell (Kap. 5.1.5) ADAS 2.08 unter Berücksichtigung von Rekombination für einen Satz von Temperaturen und Dichten theoretisch berechneten Besetzungsdichten Startwerte für die oberen Zustände bestimmt. Mit der so erhaltenen Starttemperatur und dem Meßwert der Atomlinie wird nun mittels einer modifizierten Saha-Gleichung eine korrigierte Elektronendichte berechnet. Diese modifizierte Saha-Gleichung berücksichtigt (in Einfachionisation), daß nur höher angeregte Zustände im Gleichgewicht mit der nächsten Ionisationsstufe stehen (PLTE-Modell):

$$n_e^2 = 2 \frac{(2\pi k k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} n_k \frac{Q_{ion}}{Q_{atom}} e^{-\frac{E_{ion}-E_k}{k_B T_e}} \quad (5.20)$$

Dabei sind  $n_k$  die Photonenzahl ( $\hat{=}$  Besetzungsdichte im oberen Zustand), sowie  $Q_{ion}$  und  $Q_{atom}$  die Zustandssummen des Ions beziehungsweise des Atoms, und im Exponenten steht die Energiedifferenz vom oberen Zustand  $E_k$  zur Ionisationsenergie  $E_{ion}$ .

Die so erhaltene Elektronendichte wird in die Gleichung für den Emissionskoeffizienten der Ionenlinie als Ionendichte eingesetzt (gilt nur für Einfachionisation!) und daraus eine neue Temperatur berechnet. Dieser Prozeß wiederholt sich, bis die Änderung in Temperatur und Dichte das entsprechende Abbruchkriterium erreicht. In der Regel konvergiert dieser Iterationsprozeß sehr rasch.

### 5.2.3 Bestimmung der Plasmaparameter aus Linienverbreiterung

Bereits bei der Temperatur- und Dichtebestimmung durch Emissionskoeffizienten spielte das Profil einer Emissionslinie eine Rolle. Dabei ist die Breite des Profils einer Spektrallinie von verschiedenen Mechanismen bestimmt, über de-

ren Messung man die elementaren Plasmaparameter erhalten kann. Die wichtigsten Mechanismen sind Doppler- und Druckverbreiterung, wobei bei letzterer der quadratische Stark-Effekt die am PWK2 dominante Rolle spielt. Diese beiden Mechanismen werden im folgenden vorgestellt und die Plasmaparameter daraus abgeleitet.

### 5.2.3.1 Dopplerverbreiterung

Emittiert ein sich bewegendes Atom oder Ion Strahlung, so ist dessen Wellenlänge gemäß dem Doppler-Effekt verschoben. Im Plasma gehorchen die Geschwindigkeiten der einzelnen Teilchensorten gewöhnlich einer Maxwell-Verteilung (5.5) um die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_{th}$ . Diese ist temperaturabhängig und verursacht die generelle Wellenlängenverschiebung

$$\Delta\lambda = \pm \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (5.21)$$

wobei das Vorzeichen die Bewegungsrichtung relativ zum Beobachter angibt. Durch die Vielzahl von Geschwindigkeitskomponenten in Beobachtungsrichtung ist die Linie verbreitert. Das Profil  $P(\lambda)$  einer dopplerverbreiterten Spektrallinie ist ein Gauß-Profil [Tho99]

$$P(\lambda) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\delta\lambda_D} \exp \left\{ - \ln 2 \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\left(\frac{\delta\lambda_D}{2}\right)^2} \right\} \quad (5.22)$$

mit der vollen Doppler-Halbwertsbreite

$$\delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{m}} \quad (5.23)$$

Aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit bietet die Messung der Dopplerbreite eine Möglichkeit, die Gastemperaturen der einzelnen Teilchensorten des Plasmas zu bestimmen. Befindet sich das Plasma im LTE, so ist die aus Dopplerbreiten bestimmte Temperatur identisch mit der Plasmatemperatur. Im PLTE, Koronamodell und anderen Modellen beschreibt die Dopplertemperatur die Temperatur der jeweiligen Gassorte. Diese Temperaturen können unterschiedlich sein und sind in der Regel von der Elektronentemperatur verschieden.

### 5.2.3.2 Stark-Verbreiterung

Stark-Verbreiterung durch den quadratischen Stark-Effekt, wie sie bei allen Atomen und Ionen ohne permanentes Dipolmoment auftritt, gehört zur Klasse der Druckverbreiterungsmechanismen. Diese Mechanismen sind über den Druck mit

der Teilchendichte verknüpft. Die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen kann nach [Tho99] durch die Summe

$$V(r) = \sum_n \frac{C_n}{r^n}$$

dargestellt werden. Dabei ist  $r$  der Abstand von Emitter und Störteilchen und  $C_n$  eine Wechselwirkungskonstante. Der Index  $n$  gibt dabei den Mechanismus der Wechselwirkung an. Für den quadratischen Stark-Effekt ist  $n = 4$ .

Zur Beschreibung der Druckverbreiterung gibt es zwei Theorien, die Stoßtheorie und die quasistatische Theorie [Tra60]. Bei der Stoßtheorie erfolgt die Wechselwirkung mit schnellen Teilchen über einen kurzen Zeitraum und kann somit als Stoß interpretiert werden. Der Stoß bewirkt eine Phasenverschiebung im emittierten Wellenzug. Die spektrale Intensitätsverteilung ergibt sich nach Lindholm-Foley [Tra60] zu einem um einen Betrag  $\Delta\lambda$  verschobenen symmetrischen Lorentz-Profil  $P_L(\lambda)$  mit der vollen Halbwertsbreite  $\delta\lambda_L$

$$P_L = \frac{1}{\pi} \frac{\delta\lambda_L}{(\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda)^2 + \left(\frac{\delta\lambda_L}{2}\right)^2}. \quad (5.24)$$

Im Plasma sind für diese Wechselwirkung die Elektronen verantwortlich. Nach Traving [Tra60] ist die volle Halbwertsbreite der Starkverbreiterung  $\delta\lambda_L$  eine lineare Funktion der Elektronendichte und nur schwach abhängig von der Elektronentemperatur:

$$\delta\lambda_L = 11.37 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} C_4^{\frac{2}{3}} \left[ \frac{8k_B}{\pi} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m} \right) \left( \frac{1}{m_i} + \frac{1}{m} \right) \right]^{\frac{1}{6}} T_e^{\frac{1}{6}} n_e \quad (5.25)$$

In der quasistatischen Theorie stören permanente Felder, hervorgerufen durch langsame, schwere Ionen, den Emissionsvorgang und bewirken eine Verschiebung der beteiligten Energieniveaus [Tho99]. Im Plasma produzieren die schweren Ionen ein solch permanentes Störfeld. Zu diesem Störfeld tragen auch weit vom Emitter entfernte Ionen bei.

Diese Beiträge berücksichtigt die Holtsmark-Mikrofeld-Verteilung [Tra60], die mit dem Linienprofil verfaltet wird. Da auch kleine Beiträge eine Verbreiterung bewirken, wird das Linienprofil asymmetrisch verbreitert.

Das Gesamtprofil einer Spektrallinie ergibt sich aus dem Voigt-Profil, einer Faltung eines Gauß- mit einem Lorentz-Profil [Tho99]:

$$P_{\text{Voigt}}(\lambda) = \frac{y}{\pi \delta\lambda_D \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t)^2}{y^2 + (z - t)^2} dt \quad (5.26)$$

mit

$$y = \frac{\delta\lambda_L}{\delta\lambda_D} \sqrt{\ln 2}$$

$$z = \frac{2\Delta\lambda}{\delta\lambda_D} \sqrt{\ln 2}$$

und Faltung eines Holtsmark-Profiles an das Voigt-Profil.

Allerdings macht sich die Stark-Verbreiterung nur bei großen Elektronendichten bemerkbar ( $n_e \gg 10^{21} m^{-3}$ ), die Asymmetrie sogar nur bei sehr großen Dichten ( $n_e \gg 10^{22} m^{-3}$ ) und Atomen, deren äußere besetzte Schale hohe Quantenzahlen hat [Schi00].

Aufgrund der linearen Abhängigkeit (Gl. 5.25) bietet die Stark-Verbreiterung eine gute Möglichkeit, die Elektronendichte des Plasmas zu bestimmen. Dazu muß auch die Elektronentemperatur bekannt sein. Diese darf wegen ihres schwachen Einflusses ( $T^{\frac{1}{6}}$ ) auf die Halbwertsbreite (Gl. 5.25) allerdings mit größeren Fehlern behaftet sein.

Sowohl die Dopplerbreite als auch die Starkbreite sind unabhängig von der Annahme von Gleichgewichts- oder Nichtgleichgewichtsmodellen und bieten daher eine sichere Möglichkeit, Elektronendichte und Gastemperatur zu bestimmen.

Im Plasmawindkanal spielt die Stark-Verbreiterung nur in Anodennähe eine Rolle, da dort die Elektronendichte ausreichend hoch ist. An allen anderen Positionen im Freistrahler ist die Linienverbreiterung durch Stark-Effekt vernachlässigbar, so daß hier Doppler-Verbreiterung der dominierende Mechanismus ist. Asymmetrische Profile aufgrund von Holtsmark'schen Mikrofeldern sind bei den maximalen Dichten von  $10^{21} m^{-3}$  im Plasmawindkanal nicht zu erwarten.

## 5.2.4 Berechnung von lokalen Emissionskoeffizienten

Bei der spektroskopischen Bestimmung der Plasmaparameter spielen die Plasma-geometrie und die Beobachtungsrichtung eine sehr wichtige Rolle. In einem wandstabilisierten Kaskadenbogen beispielsweise liegt eine Zylindersymmetrie vor. Beobachtet man in Längsrichtung entlang der Achse, so kann man davon ausgehen, daß die Plasmaparameter und somit auch die emittierte Strahlung entlang der Sichtlinie konstant sind. Bei Beobachtung senkrecht zur Achse durchläuft die Sichtlinie Bereiche unterschiedlicher Plasmaparameter. Dabei wird im optisch dünnen Fall die Strahlung vom Detektor aufintegriert.

Im vorliegenden Experiment ist bei langen Belichtungszeiten die Annahme eines zylindersymmetrischen Plasmas trotz der Fluktuationen sinnvoll. Die Beobachtung erfolgt senkrecht zur Achse (Kap. 5.3). Die detektierte Strahlung ist also die Summe der Strahlung von allen Punkten des Radius. Um nun das tatsächliche radiale Profil der Strahlung und damit die Emissionskoeffizienten radial aufgelöst zu erhalten, wird ein Verfahren, das auf Niels Hendrik Abel [Abe26] zurückgeht, verwendet.

Dabei wird Rotationssymmetrie vorausgesetzt und das Plasma entlang seines Radius in äquidistante Abschnitte, die den Beobachtungspunkten entsprechen,

eingeteilt (Abb. 5.1).

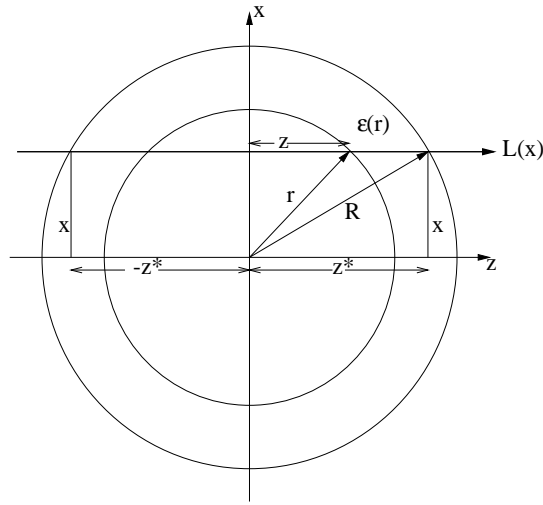


Abbildung 5.1: *Koordinaten für ein rotationssymmetrisches Plasma zur Abel'schen Integralgleichung*

Die über den Sehstrahl integrierte Strahldichte an der Position  $x$  ist durch den Emissionskoeffizienten gegeben durch

$$L(x) = 2 \int_0^{z^*} \epsilon(x) dz. \quad (5.27)$$

Berücksichtigt man die Kreisgeometrie, so transformiert sich die Gleichung zu

$$L(x) = 2 \int_x^R \epsilon(x) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (5.28)$$

Dies ist die Abel'sche Integralgleichung. Durch analytische Lösung dieser Gleichung erhält man den radial aufgelösten Emissionskoeffizienten:

$$\epsilon(r) = -2 \int_x^R \frac{dL(x)}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (5.29)$$

In der vorliegenden Arbeit wird die Abel'sche Integralgleichung durch ein iteratives Verfahren gelöst, wie es von Barr vorgeschlagen wird [Barr62].

Die Anwendung der Abelinversion ist nur dann notwendig, wenn radial aufgelöste Meßwerte bestimmt werden sollen. Bei der Bestimmung von Linienbreiten in dieser Arbeit ist die Anwendung dieses Verfahrens nicht notwendig, da hier nur Maximalwerte von Dichte und Temperatur bestimmt werden.

## 5.3 Aufbau der Spektroskopie am Plasmawindkanal

Spektroskopische Messungen wurden am Plasmawindkanal mit drei verschiedenen Spektrometern durchgeführt, wie Abbildung 5.2 verdeutlicht.

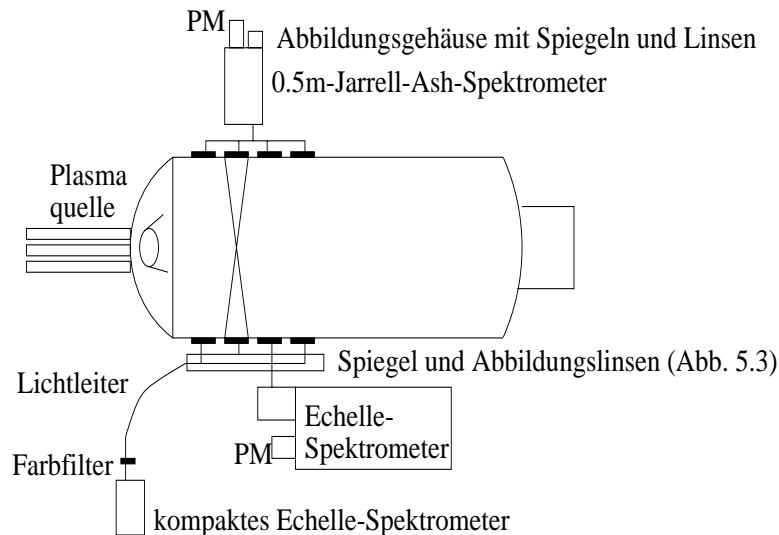


Abbildung 5.2: Draufsicht auf den Plasmawindkanal mit der Anordnung der drei Spektrometer und ihrer Abbildung im Plasma. Die Abbildung auf das Echelle-Spektrometer und das kompakte Echelle-Spektrometer ist hier nur durch einen Spiegel angedeutet. Die langbrennweitige Abbildungslinse (siehe Abb. 5.3) befindet sich so dicht wie möglich am Beobachtungsfenster. Die Abbildung auf das 0.5m-Jarrell-Ash-Spektrometer erfolgt direkt ohne Lichtleiter.

Auf der oberen Seite in Abbildung 5.2 befindet sich ein verfahrbares 0.5m-Jarrell-Ash-Spektrometer in Ebert-Anordnung mit einem Gitter mit 1200 Strichen/mm. Die Verfahrbarkeit ermöglicht es, an allen Positionen des Freistrahls während eines Experimentes Messungen durchzuführen.

Mit einer Linse mit einer Brennweite von 500mm und über zwei Spiegel wird das Plasma in einem Abbildungsverhältnis von etwa 1:3 auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Durch Verstellen der Spiegel im Abbildungsgehäuse kann der Meßpunkt im Plasma verschoben werden. Dadurch werden spektrale Strahldichten mit einer radialen Auflösung von 1mm gemessen. Ein Farbfilter im Strahlengang filtert Licht anderer Ordnungen (Wellenlängen) heraus.

Die Messung erfolgte mit einem Photomultiplier (Typ R928, Firma Hamamatsu). Der Eintrittsspalt hatte eine Breite von 50µm. Dadurch werden bei einem maximalen Öffnungswinkel  $\sim f : 10$  etwa 0.08nm spektral auf den Photomultiplier abgebildet. Mittels Blenden wird die Signalhöhe und die Ortsauflösung

an die Linienintensität angepaßt. Diese spektrale Auflösung ist breiter als die volle Halbwertsbreite der damit untersuchten Linien (typischerweise  $< 15pm$ ). Dadurch ist sichergestellt, daß die ganze Linienbreite auf den Photomultiplier abgebildet wird und somit das Linienintegral gemessen und durch Abelinversion der lokale Emissionsgrad ermittelt werden kann. Der Untergrund bei diesen Messungen, hervorgerufen durch Kontinuum und Dunkelstrom des Photomultipliers, ist sehr gering und wird berücksichtigt. Überprüft wurde dies, indem an einer etwas veränderten spektralen Position neben der untersuchten Linie gemessen wurde.

Während einer Messung wurde der Freistrahls zweimal in unterschiedlicher Richtung mit insgesamt 500 Punkten radial abgetastet, um Asymmetrien im radialen Profil von systematischen Meßfehlern (Signalverschleppung) zu unterscheiden. Jeder Messpunkt wurde über  $40ms$  gemittelt, sodaß eine gesamte Messung für ein radiales Linienprofil somit  $20s$  dauerte. Bei geometrischen Fluktationsfrequenzen, die im kHz-Bereich liegen [Alt99] macht dieses System also an jedem Punkt eine Mittelung über die Fluktuationen, wobei die Intensität zeitlich aufintegriert wird.

Mit diesem System werden die Stickstoffionienlinie bei  $\lambda = 568nm$ , die Stickstoffatomlinie bei  $\lambda = 747nm$ , die Stickstoffmolekülionenbande bei  $\lambda = 391nm$  am Bandenkopf und die Sauerstoffatomlinie bei  $\lambda = 777nm$ , beziehungsweise bei  $\lambda = 844nm$  gemessen. Dabei ist zu beachten, daß die erstgenannte Sauerstofflinie auf ein metastabiles Niveau und danach nur durch Stöße in den Grundzustand übergeht. Dies kann zu Abweichungen bei der Berechnung der Zustandsdichten führen. Da es als einziges Meßsystem über alle Experimentierphasen seit 1990 unverändert angewendet wird, dient es als Referenzsystem zur Beurteilung des Plasmas.

Auf der gegenüberliegenden Seite werden mit einem hochauflösenden Echelle-Spektrometer spektrale Profile von Linien aufgenommen. Dabei wird durch einen Prismenvormonochromator mit einem Littrow-Prisma in Czerny-Turner-Anordnung eine Vorauswahl des spektralen Bereiches getroffen. Das Echelle-Gitter selbst hat eine Strichzahl von 316 Linien/mm, einem Blaze von  $5658nm$  und arbeitet je nach Wellenlänge in der 7.-22. Ordnung. Mit einem typgleichen Photomultiplier wie am oben erwähnten Jarrell-Ash-Spektrometer, der jedoch im Photonenzählmodus betrieben wird, wurden die hochaufgelösten spektralen Profile aufgenommen.

Das Plasma wurde durch eine direkt am Beobachtungsfenster befindliche Linse mit einer Brennweite von  $1200mm$  und einer Linse mit  $300mm$  (kompaktes Echelle-Spektrometer) beziehungsweise  $150mm$  (hochauflösendes Echelle-Spektrometer) Brennweite direkt auf den Eintrittsspalt abgebildet (Abb. 5.3).

Ein Öffnungsverhältnis von  $f/16$ , beziehungsweise  $f/32$  bei einer nutzbaren Spalt-



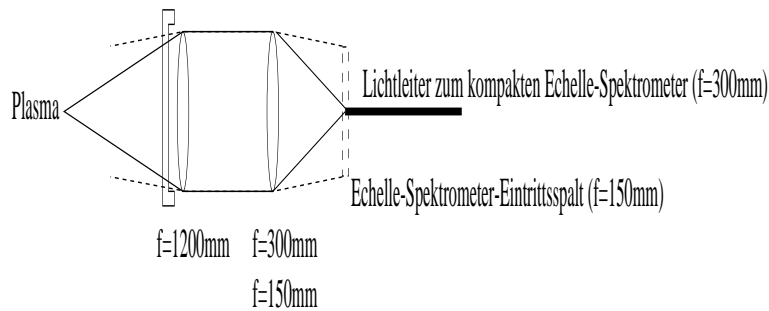


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Abbildung des Plasmas auf den Eintrittsspalt des hochauflösenden Echelle-Spektrometers und den Lichtleiter des kompakten Echelle-Spektrometers.

breite<sup>3</sup> von  $8\text{mm}$  ermöglicht eine räumliche Abdeckung im Plasma von  $64\text{mm}$ . Aufgrund dieser Abbildungsgeometrie ist es möglich, immer den gesamten strahlenden Bereich des Plasmas auf den Photomultiplier abzubilden. Dies ist für die Bestimmung der Plasmaparameter durch Linienbreiten von entscheidender Bedeutung. Dadurch, daß zu jeder Zeit der gesamte Freistrahle beobachtet wird, ist sichergestellt, daß immer die Strahlung aus dem heißen Bereich, dem Zentrum des Freistrahles, detektiert wird und somit für den Zentralwert die Messung unabhängig von den geometrischen Fluktuationen des Plasmas ist.

Dieselbe Abbildungsgeometrie wie in Abbildung 5.3 wurde auch für Messungen mit dem kompakten Echelle-Spektrometer angewendet, das leihweise zur Verfügung stand. Im Unterschied zu Messungen mit dem Echelle-Spektrometer wird nur das Strahlzentrum auf einen Lichtleiter abgebildet, der in das Spektrometer führt. Beim Mechelle 900 handelt es sich um ein portables System mit einem Echelle-Gitter. Das System hat etwa die Auflösung eines  $0.1\text{m}$ -Spektrometers. Anstelle eines Prismenvormonochromators wie beim Echelle-Spektrometer wird hier die spektrale Vorauswahl durch ein speziell angepaßtes Gitter mit vertikaler Dispersionsrichtung erreicht.

Eine besondere Anordnung von zwei Gittern nach dem Echelle-Gitter ermöglicht es, die einzelnen Ordnungen (typischerweise 100–140) so auf eine CCD-Kamera ( $1024 \times 1024$  Pixel) abzubilden, daß der ganze Spektralbereich von  $300\text{--}1000\text{nm}$  mit einer Aufnahme erhalten wird. Ein solches gleichzeitig gemessenes Spektrum ist in Abbildung 5.4 gezeigt.

Auf den Lichtleiter wird immer das gedachte Zentrum eines stationären Strahles abgebildet. Da der Plasmastrahl geometrisch fluktuiert, wird bei teilweise sehr langen Belichtungszeiten im Bereich mehrerer Sekunden ein über diese Fluktuationen gemitteltes Spektrum gemessen.

<sup>3</sup>Die eigentliche Spalthöhe beträgt  $16\text{mm}$ . Da das Echelle-Spektrometer im Doppeldurchgang betrieben wird, ist nur die Hälfte nutzbar.

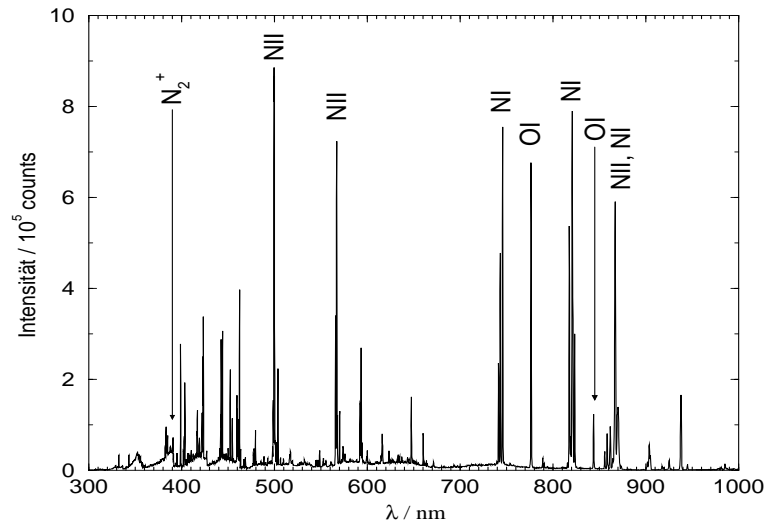


Abbildung 5.4: Gesamtspektrum des Freistrahlasplasmas an der Position  $z = 65\text{mm}$  gemessen mit dem kompakten Echelle-Spektrometer in nur einer Aufnahme, die mit den intensivsten Spektrallinien bereits einen Hinweis auf die Gaszusammensetzung im Freistrahlasplasma gibt.

Zusätzlich wird am PWK2 noch eine lineare Zeilen-CCD-Kamera mit kurzen Belichtungszeiten eingesetzt. Die Kamera ILX703 der Firma Tichawa hat 2048 Pixel und arbeitet im 12-Bit-Modus. Mit dieser Kamera können minimale Belichtungszeiten von  $50\mu\text{s}$  erreicht werden. Diese liegen unterhalb der Fluktuationsfrequenzen des Plasmas von typischerweise  $1\text{kHz}$  [Alt99] und erlauben es, Momentaufnahmen des Plasmas zu machen.

Das Plasma wird über ein Objektiv [Schu99] auf die CCD abgebildet. Durch Benutzung eines Interferenzfilters im teleskopischen Strahlengang wird eine spektrale Auswahl getroffen. In den untersuchten Bereichen dominiert jeweils die Strahlung einer ausgewählten Linie. Dadurch kann hiermit der Emissionskoeffizient der jeweiligen Linie radial aufgelöst und zeitlich korreliert aufgenommen werden.

# Kapitel 6

## Ergebnisse der Spektroskopie

Im vorangegangenen Kapitel wurden unterschiedliche Methoden vorgestellt, um die wichtigsten Plasmaparameter Temperatur und Dichte unter Ausnutzung der vom Plasma emittierten Strahlung zu bestimmen. Nun sollen die Ergebnisse dieser Messungen am Plasmawindkanal vorgestellt werden. Begonnen wird mit Ergebnissen aus den Linienverbreiterungen, bevor die Elektronendichte und die Elektronentemperatur aus Emissionskoeffizienten vorgestellt werden. Abschließend werden Messungen mit einem kompakten Echelle-Spektrometer vorgestellt, die von Modellrechnungen unterstützt werden.

### 6.1 Ergebnisse aus der Verbreiterung von Spektrallinien

Unterschiedliche Mechanismen sind für die Verbreiterung von Linienprofilen verantwortlich (Kap. 5.2.3). In der vorliegenden Arbeit lassen sich mit Hilfe der Starkverbreiterung die Elektronendichte und durch die Dopplerverbreiterung die Gastemperatur der betreffenden Komponenten bestimmen.

In Abbildung 6.1 ist das an der Position  $z = 65\text{mm}$  gemessene Linienprofil der atomaren Stickstofflinie  $\lambda = 747\text{nm}$  beispielhaft dargestellt. Die Anpassung eines Voigtprofils, der Faltung von Gauß- und Lorentzprofil, gibt den Profilverlauf hervorragend wieder.

Element	$\lambda/pm$	$C_4/m^4s^{-1}$	$\delta\lambda_{\text{theor}}/pm$	$\delta\lambda_{\text{gem}}/pm$
NI	747	$2.51 \cdot 10^{-22}$	1.955	1.92
NII	568	$2.115 \cdot 10^{-22}$	1.343	1.33
OI	777	$1.337 \cdot 10^{-22}$	1.392	0.77

Tabelle 6.1: *Gemessene und berechnete Linienbreiten für den quadratischen Stark-effekt*

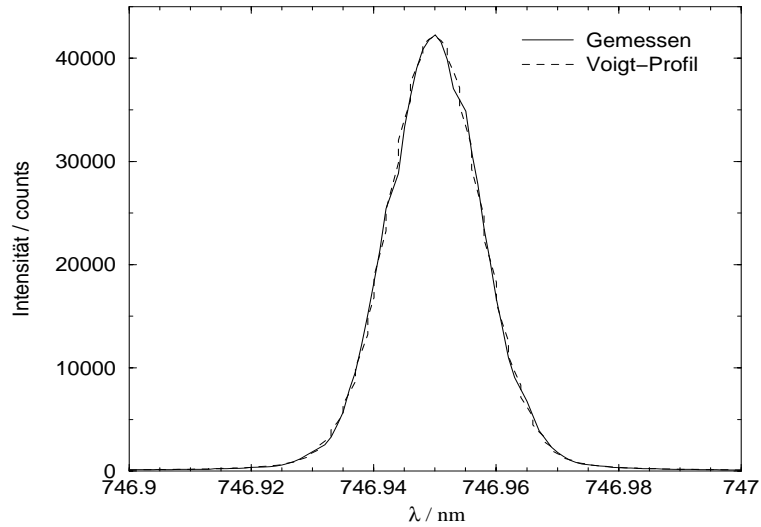


Abbildung 6.1: Gemessenes Linienprofil von NI  $\lambda = 747nm$  bei  $z = 65mm$ . Ein Voigtprofil paßt das Linienprofil hervorragend an.

Tabelle 6.1 stellt gemessene und nach Gleichung 5.25 gerechnete Stark-Breiten einander gegenüber. Die Starkkonstanten wurden [Gri64] entnommen. Zur Berechnung wurden Temperaturen ( $T_e = 25000K$ ) und Elektronendichten ( $n_e = 1.5 \cdot 10^{21}m^{-3}$ ) aus der Thomson-Streuung im Strahlzentrum herangezogen. Für die Stickstofflinien stimmen die gerechneten mit den gemessenen Linienbreiten gut überein. Bei der untersuchten Sauerstofflinie ist dies nicht der Fall. Hier ist die gemessene Linienbreite nur etwa halb so groß, wie die für Dichte und Temperatur des Strahlzentrums berechneten.

Durch die verwendete Abbildungsgeometrie wird immer die Strahlung maximaler Intensität aus dem heißen Bereich des Plasmas detektiert. Dieser Bereich ergibt sich durch Faltung des Dichteprofiles und des Temperaturprofils. Die Ionenlinie emittiert ihre maximale Strahlung aus dem Zentrum, die Atomlinie des Stickstoff aus einem Bereich nahe des Zentrums. Der Sauerstoff, der in der Düse von außen eingeblasen wird, hat sich an dieser Position nahe der Plasmaquelle noch nicht vollständig mit dem Stickstoff vermischt und hat somit sein Strahlungsmaximum in den äußeren Bereichen des Plasmas.

Element	$\lambda/nm$	$n_e/m^{-3}$	rel. Fehler	Emissionsort
NI	747	$1.47 \cdot 10^{21}$	10%	Zentrum
NII	568	$1.48 \cdot 10^{21}$	10%	Zentrumsnähe
OI	777	$8.3 \cdot 10^{20}$	20%	$r = 15mm$

Tabelle 6.2: Elektronendichten aus Messungen der Starkverbreiterungen für eine Elektronentemperatur von  $25000K$ .

Bestimmt man nun aus den Linienbreiten die Elektronendichte für eine Tempe-

ratur von  $25000K$ , so erhält man die in Tabelle 6.2 aufgeführten Werte. Diese bestätigen die Vermutung, daß Strahlung aus unterschiedlichen Bereichen des Plasmafreistrahles detektiert wird.

Der große Fehler bei der Sauerstofflinie ist begründet durch den Fehler in der zur Berechnung angenommenen Elektronentemperatur. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit von  $T^{\frac{1}{6}}$  ruft eine Temperaturabweichung von  $10000K$  einen zusätzlichen Fehler in der Elektronendichte von  $\sim 10\%$  hervor.

Mit Hilfe der Dopplerverbreiterung werden die Gastemperaturen der einzelnen Spezies im Plasmafreistrahlgemessen. Dabei wurden bei  $z = 65mm$  neben atomaren Stickstoff- und Sauerstofflinien auch eine Ionenlinie des Stickstoffs untersucht. Letztere ist bei der Position  $z = 235mm$  nicht mehr beobachtbar. In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse aus Messungen der Dopplerverbreiterungen aufgeführt.

Meßposition <i>mm</i>	Element	$\lambda$ <i>nm</i>	$\Delta\lambda_D$ <i>nm</i>	$T_{Doppler}$ <i>K</i>	rad. Emissionsort
$z = 65mm$	NII	568	0.147	18300	Zentrum
	NI	747	0.164	13300	Zentrumsnähe
	OI	777	0.152	12000	Randbereich
$z = 235mm$	NI	747	0.141	9800	Zentrum
	OI	777	0.139	10000	Zentrum

Tabelle 6.3: *Gastemperaturen aus Dopplerbreiten an verschiedenen axialen Positionen im Freistrahlg*

An der Position  $z = 65mm$  direkt vor dem Brenner zeigen sich deutliche Unterschiede in den Gastemperaturen der Teilchensorten. Dies bestätigt obige Vermutung, daß die Strahlung von atomarem Stickstoff und Sauerstoff und Stickstoffionen aus unterschiedlichen Bereichen emittiert wird. Weiter Freistrahlgabwärts sind Sauerstoff und Stickstoff weitgehend miteinander vermischt und liegen hauptsächlich im atomaren respektive molekularen Zustand vor. Die Gastemperaturen von NI und OI haben sich einander angeglichen. Dabei sind die Werte gegenüber der Position nahe der Plasmaquelle deutlich niedriger.

## 6.2 Bestimmung der Temperatur und Dichte aus Emissionskoeffizienten

Mit dem in Kapitel 5.2.2 vorgestellten Verfahren wurden iterativ Elektronendichte und Elektronentemperatur mit einer radialen Auflösung von  $1mm$  an der Meßposition dicht vor der Plasmaquelle bei  $z = 65mm$  zeitlich gemittelt bestimmt. Abbildung 6.2 zeigt die Ergebnisse dieses Verfahrens.

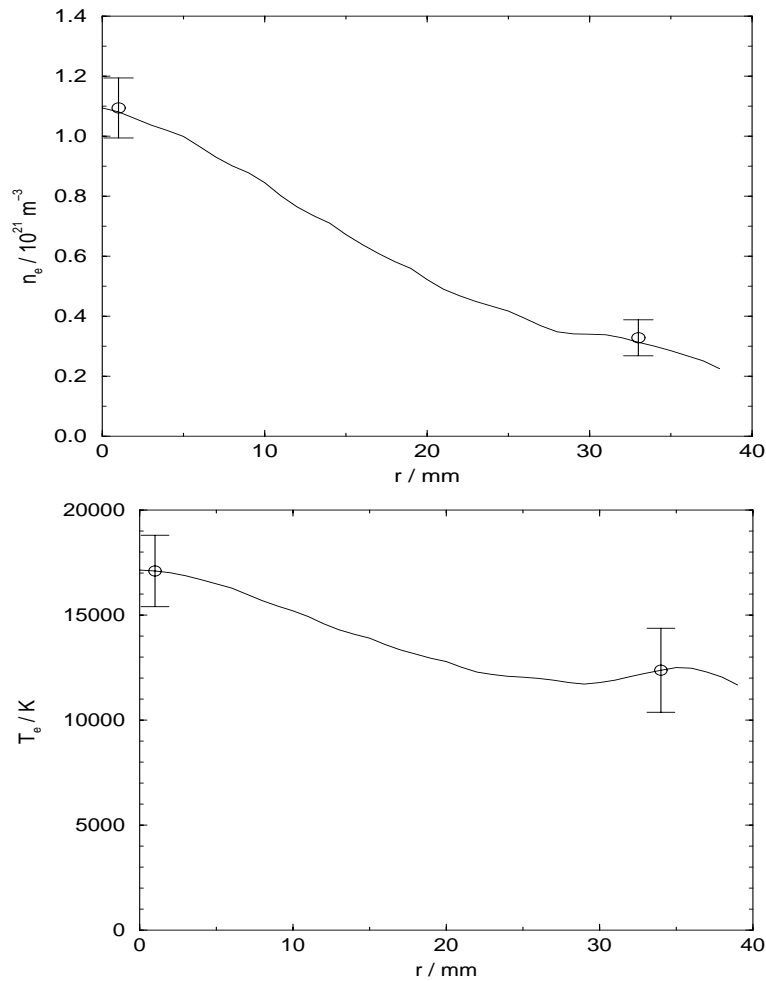


Abbildung 6.2: Elektronendichte (oben) und Elektronentemperatur (unten) aus Emissionskoeffizienten in Abhängigkeit vom Strahlradius  $r$ .

Die Elektronendichte erreicht einen maximalen Wert von  $1.1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$  im Zentrum des Freistrahles. Die Temperatur beträgt hier  $17000 \text{ K}$ . In der Dichte herrscht eine relativ gute Übereinstimmung mit den aus der Starkverbreiterung ermittelten Werten.

Betrachtet man die radialen Profile, so fällt das Dichteprofil gegenüber der Temperatur erheblich steiler ab. Aus dem Dichteprofil läßt sich eine radiale Halbwertsbreite von  $30 \text{ mm}$  ablesen. Aus der Aufnahme des radialen Intensitätsprofils der Stickstoffionlinie  $\lambda = 567 \text{ nm}$  mit der CCD-Zeilenkamera, wie es in Abbildung 6.3 gezeigt ist, ergibt sich für die radiale Halbwertsbreite ein Wert von  $15 \text{ mm}$ .

Diese Diskrepanz läßt sich dadurch erklären, daß Ionen nur im Kern des Plasmafreistrahles vorliegen. In den äußeren Bereichen liefern die Molekülionen einen zusätzlichen Beitrag zur Elektronendichte, der bei Beobachtung der Ionenlinie

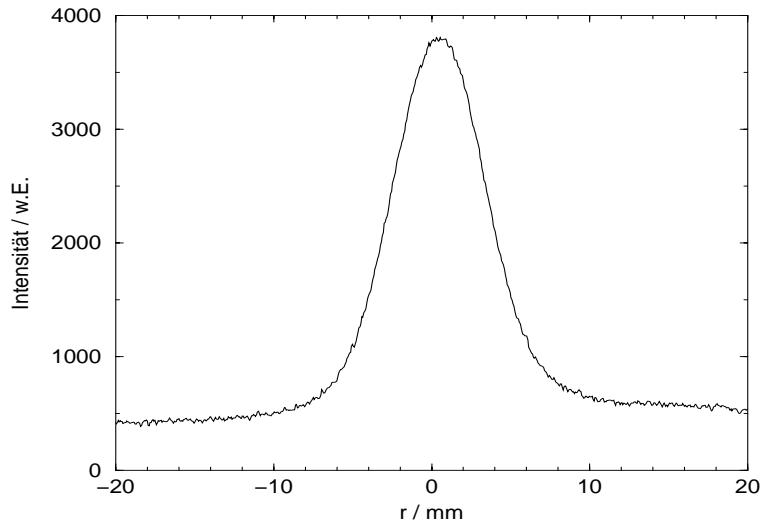


Abbildung 6.3: Radiales Intensitätsprofil der Stickstoffionenlinie  $\lambda = 568\text{nm}$  gemessen mit der linearen Zeilenkamera in einer Langzeitbelichtung über  $10\text{ms}$

nicht berücksichtigt wird. Dies erklärt die größere Halbwertsbreite aus den Emissionskoeffizienten (Abb. 6.2).

Das Temperaturprofil, das sich aus Emissionskoeffizienten ergibt, ist sehr flach. Der Zentralwert der Elektronentemperatur liegt sogar etwas unterhalb der im Zentrum aus der Stickstoffionenlinie erhaltenen Gastemperatur (Tab. 6.3). Eine Übereinstimmung von Gas- und Elektronentemperatur im Rahmen der Fehlergrenzen ließe den Schluß zu, daß an dieser Meßposition  $z = 65\text{mm}$  sogar die Annahme eines LTE-Modelles gerechtfertigt sein könnte, zu dessen Kennzeichen die Existenz einer gemeinsamen Temperatur gehört.

Diesem widersprechen allerdings die sehr hohen Elektronendichten im Zentrum des Plasmafreistrahles. Löst man die Saha-Eggert-Gleichung unter der Annahme eines Gleichgewichtes (LTE) unter Berücksichtigung der geringen Zweifachionisation für eine Temperatur von  $17000\text{K}$ , so erhält man eine Elektronendichte von  $2 \cdot 10^{21}\text{m}^{-3}$ . Diese liegt deutlich oberhalb des gemessenen Wertes, so daß die Anwendung aus der Kombination eines Stoß-Strahlung-Modelles mit einem PLTE-Modell notwendig zu sein scheint.

### 6.3 Unterstützende Messungen und Gleichgewichtsmodellierungen

Bestimmt man für Temperaturen oberhalb von  $10000\text{K}$  die Teilchendichten näherungsweise in einem sich im Gleichgewicht (LTE) befindlichen Stickstoffplasma, so erhält man für  $T_e > 20000\text{K}$  einen deutlichen Anteil an zweifach geladenen

Stickstoffionen, wie Abbildung 6.4 zeigt.

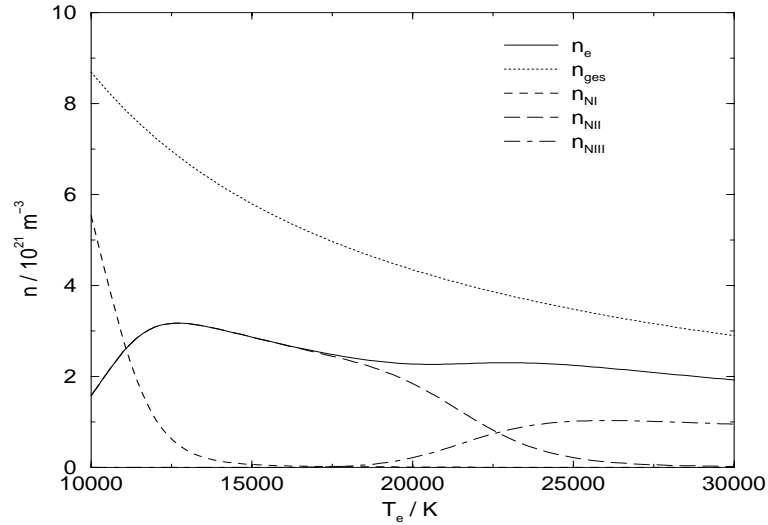


Abbildung 6.4: *Teilchendichten im Stickstoffplasma oberhalb von 10000K (Moleküle vernachlässigbar) im Gleichgewichtsmodell PLTE für einen Druck von  $p = 1200Pa$ .*

Mit diesen Daten lassen sich unter der Annahme der Gültigkeit einer Boltzmann-Verteilung die Linienemissionskoeffizienten von Stickstoffionenlinien berechnen. Die hier betrachteten Linien sind in Tabelle 6.4 mit ihren wichtigsten Daten ([Wie69]) aufgeführt.

Nr.	$\lambda/nm$	$E_k/cm^{-1}$	$g_k$	$A_{ki}/10^8 s^{-1}$
15	567.56	166679	7	0.56
21	553.74	223731	25	0.56
22	500.69	225644	15	0.77
35	517.78	243039	35	1.02
61	404.09	211332	27	2.64

Tabelle 6.4: *Daten von Stickstoffionenlinien*

Die Linien Nr. 21, 22, 35 und 61 sind hoch angeregte Ionenlinien, die mit der Zweifachionisation im PLTE sind. Das obere Niveau der Linie Nr. 35 liegt sogar oberhalb der Ionisationsgrenze von NII ( $E_{ion,NII} = 238751.1cm^{-1}$ ) und kann somit als quasi zweifachionisiert betrachtet werden. Sie befindet sich annähernd im PLTE mit den freien Elektronen. Abbildung 6.5 zeigt die berechneten Intensitäten obiger Linien. Deutlich ist zu erkennen, daß die hoch angeregten Linien Nr. 21, 22 und 35 erst bei sehr hohen Temperaturen oberhalb von 20000K auftreten. Die Intensität der Linie bei  $\lambda = 404.09nm$  übersteigt im Gleichgewichtsmodell die der Linie  $\lambda = 567.56nm$ . Sollten diese Linien, insbesondere die hochangeregten, also



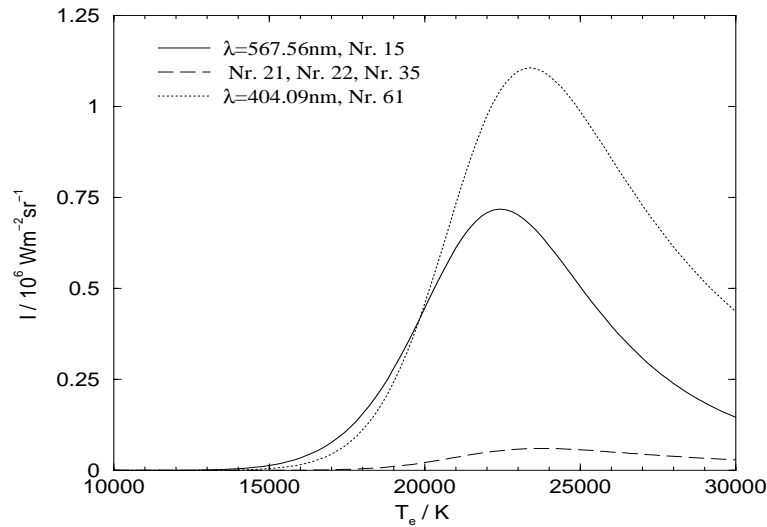


Abbildung 6.5: Intensitäten von Ionenlinien nach der Boltzmann-Verteilung im LTE. Die hoch angeregten Linien Nr. 21, 22, 35 sind erst bei hohen Temperaturen  $> 20000\text{K}$  ausreichend angeregt, um beobachtbar zu sein. Sie zeigen einen ähnlichen Intensitätsverlauf und sind daher nur als eine Linie dargestellt.

im Spektrum des Plasmawindkanals auftreten, so ist dies ein weiteres Indiz dafür, daß die Ergebnisse der Thomson-Streuung die Verhältnisse im Plasmawindkanal korrekt widerspiegeln.

Durch das leihweise zur Verfügung gestellte kompakte Echelle-Spektrometer Mechelle bestand die Möglichkeit, das vollständige Spektrum im Wellenlängenbereich zwischen  $300\text{nm}$  und  $900\text{nm}$  gleichzeitig aufzunehmen. In Abbildung 6.6 sind nun die spektralen Bereiche zweier Ionenlinien aufgezeigt.

Die hochangeregte Ionenlinie bei  $\lambda = 517\text{nm}$  ist gut erkennbar. Da diese Linie nur bei sehr hohen Temperaturen auftaucht, ist dies ein deutliches Zeichen für eine höhere Temperatur im Zentrum des Plasmafreistrahles.

Da auch die Gastemperatur der untersuchten Stickstoffionenlinie  $\lambda = 567\text{nm}$  (Tab. 6.3) am oberen Rand der Fehlergrenze der Elektronentemperatur aus Emissionskoeffizienten liegt, kann davon ausgegangen werden, daß die Emissionskoeffizienten zu niedrige Werte für die Temperatur liefern.

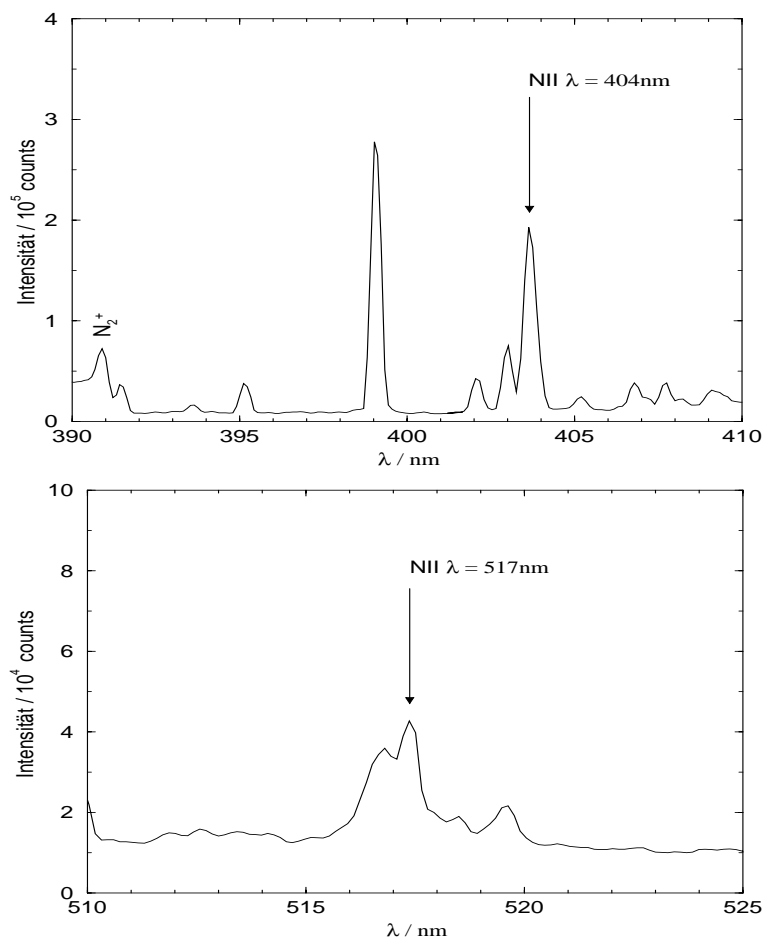


Abbildung 6.6: Aufnahmen mit dem kompakten Echelle-Spektrometer in den Bereichen um 404nm (oben) bzw. um 517nm (unten) zeigen eine hohe Intensität bei den NII-Linien bei 404nm und 517nm und liefern damit eine Bestätigung dafür, daß die Temperatur aus Emissionskoeffizienten nicht ganz korrekt bestimmt werden kann. Im oberen Bild ist ebenfalls der Bandenkopf einer Rotationsbande des  $N_2^+$  zu erkennen. Die hier deutlich niedrigere Intensität im Vergleich zur NII-Linie deutet darauf hin, daß im Zentrum die Stickstoffmoleküle vollständig dissoziiert sind und dort hohe Temperaturen herrschen.

# Kapitel 7

## Vergleich der Ergebnisse von Thomson–Streuung und Spektroskopie

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Ergebnisse der emissionsspektroskopischen Meßverfahren vorgestellt wurden, sollen in diesem Kapitel diese mit den gemittelten Ergebnissen der Thomson–Streuung (Kap. 4.4) verglichen werden. Der Vergleich wird für jedes Verfahren einzeln durchgeführt werden. Für Elektronendichte und Elektronentemperatur aus der Starkverbreiterung und Emissionskoeffizienten wird dieser Vergleich quantitativ sein. Die Messungen des kompakten Echelle–Spektrometers lassen sich durch unterstützende Modellrechnungen (Kap. 6.3) zu einem qualitativen Vergleich heranziehen.

### 7.1 Gastemperaturen und Elektronendichten aus Linienbreiten

In Kapitel 6.1 wurden die Ergebnisse der Linienverbreiterung vorgestellt. Aufgrund der Abbildungsgeometrie, mit der die Linienbreiten ermittelt wurden (gesamter Strahlquerschnitt ohne Ortsauflösung), ist sichergestellt, daß immer die Strahlung aus dem momentanen Zentrum des Freistrahles gemessen wurde.

In Tabelle 7.1 werden die Elektronendichten aus der Stark–Verbreiterung und der Thomson–Streuung an der Position  $z = 65mm$  im Zentrum des Plasmastrahles einander gegenübergestellt.

Nr.	Verfahren	$n_e/m^{-3}$	rel. Fehler	Ort
1	Starkbreite $\lambda = 568nm$	$1.48 \cdot 10^{21}$	13%	Zentrum
2	Starkbreite $\lambda = 747nm$	$1.47 \cdot 10^{21}$	15%	Zentrumsnähe
3	Starkbreite $\lambda = 777nm$	$8.3 \cdot 10^{20}$	20%	$r = 15mm$

Nr.	Verfahren	$n_e/m^{-3}$	rel. Fehler	Ort
4	Thomson–Streuung	$1.35 \cdot 10^{21}$	10%	Zentrum

Tabelle 7.1: *Elektronendichten aus Starkbreiten und Thomson–Streuung.*

Bei der Bestimmung der Elektronendichte aus der Starkverbreiterung wurde für die Elektronentemperatur, die nach Formel 5.25 mit der sechsten Wurzel in die Linienbreite eingeht, der aus der Thomson–Streuung erhaltene Wert im Zentrum des Freistrahles eingesetzt. Aus Tabelle 7.1 ist ersichtlich, daß die Ergebnisse der Starkverbreiterung von der Stickstoffionenlinie und der Stickstoffatomlinie mit der Elektronendichte aus den Streumessungen innerhalb der Fehlergrenzen sehr gute Übereinstimmung bietet.

Die aus der Sauerstoffatomlinie ermittelte Elektronendichte liegt bei einer angenommenen Temperatur von  $26000K$  erheblich unter der der Streumessungen. Die Erklärung für diesen Sachverhalt liegt darin, daß der Sauerstoff am Ende der Expansionsdüse von außen her zuströmt (Kap. 2.2). An der axialen Meßposition  $z = 65mm$ , deren Ergebnisse hier diskutiert werden, ist der Sauerstoff noch nicht bis in das Zentrum des Plasmastrahles eingedrungen. Dies bedeutet, daß die Sauerstofflinie ihre größte spektrale Verbreiterung an einer weiter außen liegenden radialen Position des Freistrahles besitzt ( $r = 12\text{--}15mm$ ). In Abbildung 7.1. ist

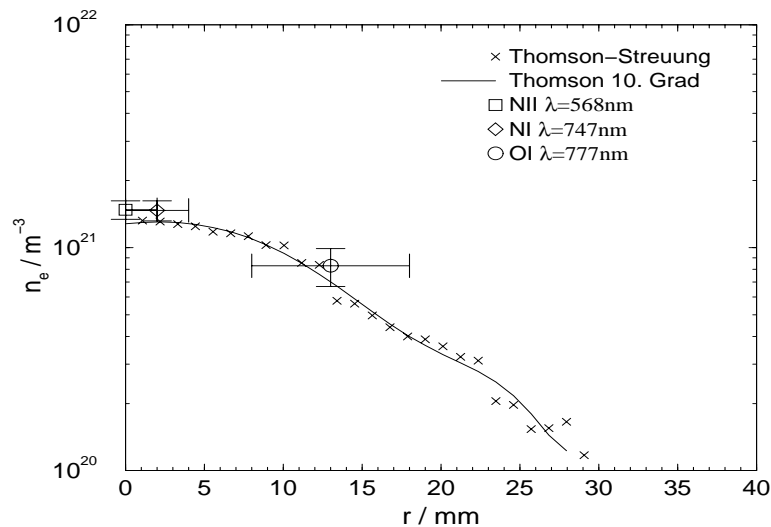


Abbildung 7.1: *Radiale Elektronendichten aus Messung der Starkverbreiterung an ihren radialen Positionen im Vergleich mit der Elektronendichte aus der Thomson–Streuung.*

der radiale Verlauf der Elektronendichte aus der Thomson–Streuung dargestellt. Zusätzlich sind die Dichten aus der Starkverbreiterung für die drei unterschiedlichen Teilchensorten an ihrer wahrscheinlichsten radialen Position eingetragen. Die Fehlerbalken bei den Ergebnissen der Starkverbreiterung geben Fehler in der

Messung und in der angenommenen Temperatur, die sich in der radialen Position besonders deutlich auswirkt, wieder. Letzterer tritt besonders deutlich bei der Sauerstofflinie mit einem zusätzlichen relativen Fehler von 10% bei einem Temperaturunterschied von  $12000K$  auf.

Die Stickstoffionenlinie emittiert den größten Teil der Strahlung aus dem Zentrum des Freistrahles. Die atomare Stickstofflinie emittiert aus einem Bereich dicht am Zentrum, wohingegen die Sauerstofflinie schon fast im Randbereich des Plasmas mit maximaler Intensität strahlt.

Betrachtet man die Ionenlinie, so bestätigt diese die Ergebnisse der Thomson-Streuung. Beide Meßmethoden sind unabhängig von Annahmen über ein Modell zur Beschreibung des Plasmas. Hier wurden also mit zwei voneinander unabhängigen Meßmethoden im Rahmen der Fehlergrenzen dieselben Meßwerte erhalten.

Ein direkter Vergleich der aus Dopplerbreiten ermittelten Gastemperaturen mit der Elektronentemperatur verbietet sich, da sich das Plasma nicht in einem Gleichgewicht befindet. Die Gastemperaturen sollten in keinem Fall die Elektronentemperaturen überschreiten. Stellt man die Gastemperaturen aus Dopplerbreiten den Elektronentemperaturen der Thomson-Streuung gegenüber, so wie es in Tabelle 7.2 geschehen ist, so kann man erkennen, daß an allen axialen Positionen im Freistrahle diese Bedingung erfüllt ist.

Position	$T_{Gas}/K$	$T_e/K$	Bemerkung
$z = 65mm$	18000	26000	$T_{Gas}$ aus Ionenlinie NII
$z = 235mm$	10000	17000	$T_{Gas}$ aus Atomlinie NI
$z = 575mm$	8000	8000	$T_{Gas}$ aus Atomlinie NI [Kle98]

Tabelle 7.2: Gegenüberstellung von Gastemperaturen  $T_{Gas}$  aus Dopplerbreiten und Elektronentemperaturen  $T_e$  aus der Thomson-Streuung.

Die Angleichung der Elektronentemperatur an die Gastemperatur bei der Position  $z = 575mm$  ist aufgrund der Elektronenstöße mit dem dort vorliegenden Molekülgas aus Stickstoff und Sauerstoff sehr gut erklärbar.

## 7.2 Elektronendichte und Elektronentemperatur aus emissionsspektroskopischen Messungen

In den Abbildungen 7.2 und 7.3 werden die Ergebnisse der Thomson-Streuung nahe der Anode am Punkt  $z = 65mm$  (Kap. 4.4) mit den Werten aus Emissionskoeffizienten (Kap. 6.2) verglichen.

Bei der Elektronendichte zeigt sich sowohl im qualitativen Verlauf als auch bei den quantitativen Werten eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Fehlergrenzen. Die Elektronendichte aus der Emissionsspektroskopie liegt im zentralen

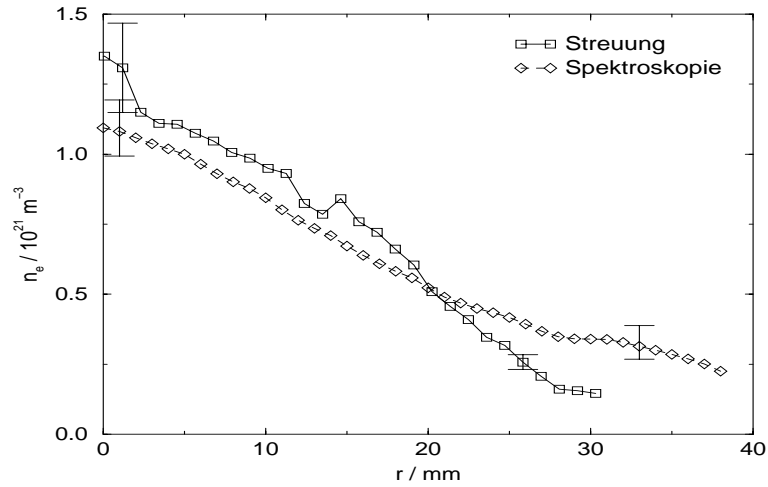


Abbildung 7.2: Radiale Elektronendichte bei  $z = 65\text{mm}$  aus der Thomson-Streuung im Vergleich mit Ergebnissen aus den Emissionskoeffizienten. Der kleinere Fehlerbalken im äußeren Bereich bei der Spektroskopie ist durch einen etwa gleichen relativen Fehler von 15% gegeben, der zu einem scheinbar niedrigeren absoluten Fehler führt.

Bereich systematisch unterhalb derjenigen aus der Thomson-Streuung, wohingegen im Randbereich die Spektroskopie deutlich höhere Werte liefert. Dieser Effekt wird durch die geometrischen Fluktuationen des Plasmas hervorgerufen. Die Elektronendichte wird in der Emissionsspektroskopie mittels der Stickstoffatomlinie unter der Annahme eines PLTE mit der nächsten Ionisationsstufe bestimmt. Das radiale Profil dieser Linie ist durch die geometrischen Fluktuationen stark verbreitert. Dadurch scheint im Außenbereich des Plasmas eine höhere Dichte der Atome in diesem Zustand vorzuliegen, was bei der angewendeten Methode auch eine überhöhte Elektronendichte liefert. Die Thomson-Streuung hingegen mißt direkt das Elektronendichteprofil durch Summation einzelner, statistisch verteilter Kurzzeitprofile und approximiert daher das tatsächliche Profil besser.

Betrachtet man jedoch die Elektronentemperatur, so zeigt sich hier eine große Diskrepanz. Das radiale Profil der Elektronentemperatur aus der Streuung ist deutlich schmäler und fällt nach außen hin steiler ab als das aus Emissionskoeffizienten der Stickstoffionenlinie erhaltene Profil. Auch der Wert der Elektronentemperatur im Zentrum des Plasmastrahles ist bei der Thomson-Streuung erheblich höher als die aus der Emissionsspektroskopie ermittelte. Der absolute Fehler für die Temperatur liegt bei beiden Verfahren bei etwa  $\Delta T = 2000\text{K}$ . Damit ist auch im Rahmen der Fehlergrenzen keine Übereinstimmung zu erzielen. Bei beiden Messungen handelt es sich um zeitlich gemittelte Werte. Dabei werden unterschiedliche Mittelungsverfahren angewendet. Die Streuung mittelt über viele, zeitlich äquidistante, instantane Messungen, bei denen immer das gleiche

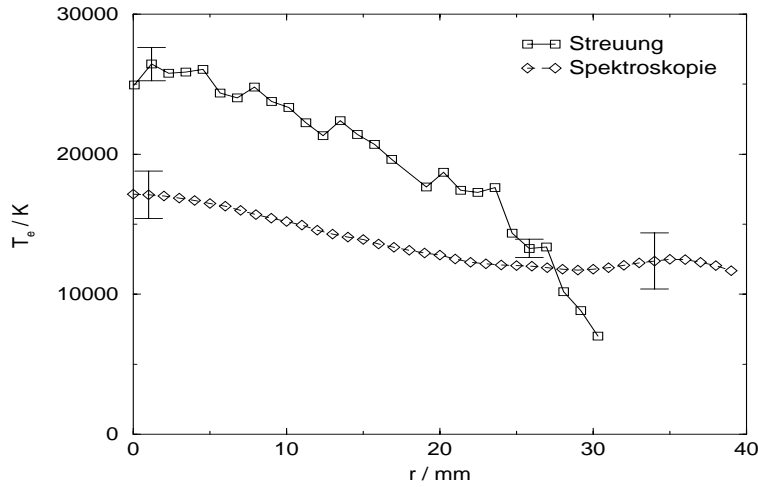


Abbildung 7.3: Radiale Elektronentemperatur bei  $z = 65\text{mm}$  aus der Thomson-Streuung im Vergleich mit Ergebnissen aus den Emissionskoeffizienten. Auch hier lässt sich der kleinere Fehlerbalken im äußeren Bereich bei der Streuung durch einen etwa gleichen relativen Fehler von 15% erklären, der zu einem niedrigeren absoluten Fehler führt. Bei der Spektroskopie ist kein großer Temperaturunterschied zu beobachten, was auch keine große Veränderung der Fehler zufolge hat.

Kurzzeitprofil nur an unterschiedlichen radialen Positionen betrachtet wird. Im Gegensatz dazu wird bei der Messung der Emissionskoeffizienten kontinuierlich über die geometrischen Fluktuationen des Plasmas gemittelt.

Kurzzeitaufnahmen der linearen Zeilen-Kamera mit einer Belichtungszeit kleiner als die der Fluktuationsfrequenzen (Belichtungszeit  $50\mu\text{s}$ , Fluktuationsfrequenz  $\approx 0.5 - 2.5\text{kHz}$ , [Alt99]), wie in Abbildung 7.4 dargestellt, ermöglichen es, das unterschiedliche Mittelungsverfahren der Emissionsspektroskopie dem der Thomson-Streuung anzunähern. Durch Mittelung über viele Kurzzeitprofile kann ein Langzeitprofil angenähert werden und dann durch eine Faltung mit einem idealen Kurzzeitprofil das Mittelungsverfahren simuliert werden. Dies führte jedoch zu keiner wesentlichen Veränderung in den Ergebnissen aus der Emissionsspektroskopie. Unterschiedliche Mittelungsverfahren sind also nicht die Ursache für die Diskrepanz in den Temperaturwerten.

Die Halbwertsbreite des Spektrums der Thomson-Streuung hängt von der Wurzel aus der Temperatur ab (Gl. 3.10). Der Emissionskoeffizient der Ionenlinie, aus dem hier die Temperatur berechnet wurde, hängt nach Gleichung 5.19 exponentiell von der Elektronentemperatur ab. Bei den im Strahlzentrum herrschenden Temperaturen von  $17000\text{K}$  oder  $27000\text{K}$  beträgt die relative Änderung der Halbwertsbreite  $\frac{\Delta FWHM(T=27000)}{\Delta FWHM(T=17000)} = 1.26$ , deutlich über den Fehlergrenzen beider Verfahren. Im Gegensatz dazu beträgt die relative Änderung des Emissionskoeff-

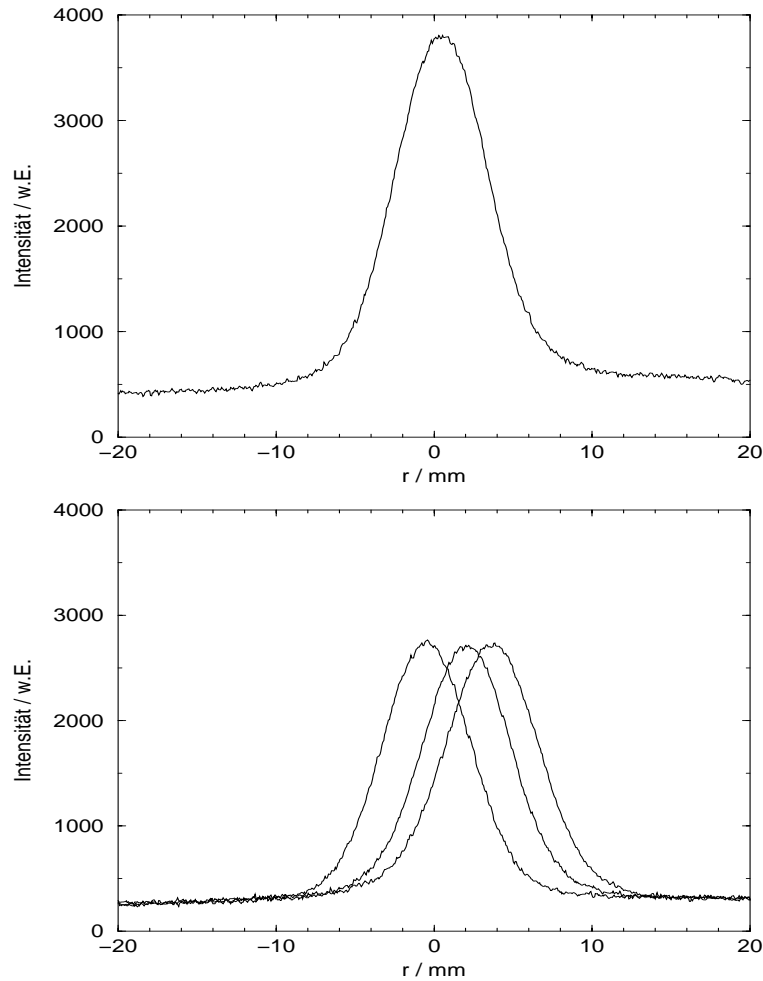


Abbildung 7.4: Mit der linearen Zeilen-*CCD*-Kamera gemessene radiale Intensitätsverteilungen der Stickstoffionenlinie  $\lambda = 568\text{nm}$  im Langzeitbild (oben,  $t_{Bel} = 10\text{ms}$ ) und Kurzzeitbild (unten, mehrere Aufnahmen mit  $t_{Bel} = 50\mu\text{s}$ ).

fizienten  $33^1$ . Der Emissionskoeffizient der Ionenlinie sollte also viel stärker auf eine Temperaturänderung von  $17000\text{K}$  auf  $27000\text{K}$  reagieren.

Bei obigen Ergebnissen wurde in der Spektroskopie eine Zweifachionisation nicht berücksichtigt. Betrachtet man das Ergebnis der Emissionsspektroskopie, so ist diese Annahme gerechtfertigt, da bei einer Temperatur von  $17000\text{K}$  die Teilchendichte von zweifach geladenen Stickstoffionen nur gering ist ([Fis91], Abb. 6.4). Nimmt man jedoch die Elektronentemperatur der Thomson-Streuung als korrekt an, so spielt Zweifachionisation eine nicht vernachlässigbare Rolle.

---

<sup>1</sup>Bei den Emissionskoeffizienten wurde eine identische Ionendichte vorausgesetzt. Da beide Verfahren dieselbe Dichte liefern, ist diese Annahme gerechtfertigt.



Berücksichtigt man nun zweifach geladenen Stickstoff<sup>2</sup> in der Saha–Eggert–Gleichung, so erhöht sich die Elektronendichte im Zentrum auf einen Wert von  $1.5 \cdot 10^{21} m^{-3}$ , der etwas über dem Wert der Thomson–Streuung liegt. Im Rahmen der Fehlergrenzen findet sich dennoch eine gute Übereinstimmung. Beim Temperaturvergleich ergibt sich jedoch keine entscheidende Veränderung.

Vergleicht man die zentrale Elektronentemperatur aus der Messung der Emissionskoeffizienten von  $T_e = 17000K$  mit der aus dem Zentrum des Plasmastrahles gemessenen Gastemperatur der Ionenlinie  $T_{Gas} = 18300K$ , so ist ersichtlich, daß diese Temperatur der Emissionsspektroskopie nicht korrekt sein kann, da die Gastemperatur am oberen Ende der Fehlergrenze der Emissionsspektroskopie liegt.

### 7.3 Thomson–Streuung und Spektroskopie am Ort der Probe

Aufgrund konstruktiver Gegebenheiten des Plasmawindkanals konnten keine Thomson–Streumessungen mit Probe durchgeführt werden. Das Streuvolumen befindet sich in diesem Fall in einer Entfernung von  $3mm$  vor der Probenoberfläche. Bei der Falschlichtkalibration mit Probe wurde eine digitale Schwelle festgestellt. Dies deutet darauf hin, daß Falschlicht, vermutlich durch Reflexion des Lasers an Probe und Probenhalter, in den Detektionsstrahlengang gelangt. Dieses Falschlicht könnte zwar spektral diskriminiert werden, überstrahlt aber das Thomson–Signal in der Amplitude um Größenordnungen, so daß bei den niedrigen Elektronendichten von  $3 \cdot 10^{18} m^{-3}$  keine Streumessungen möglich sind.

Im Freistrahls wurden Messungen am Ort der Probe durchgeführt (Kap. 4.4). Dabei wurden eine Elektronendichte von  $3 \cdot 10^{18} m^{-3}$  und eine Elektronentemperatur von  $8500K$  im Strahlzentrum gemessen. Hierbei handelt es sich um zeitlich gemittelte Werte.

Durch Einbringen der Probe in den Plasmastrahl entsteht unmittelbar vor der Probe ein Unterschallstauungspunkt mit einem etwas höheren Druck, der hauptsächlich durch eine Erhöhung der Dichte hervorgerufen wird, als in der Umgebung. In diesem Punkt treffen die Plasmateilchen (Elektronen, Moleküle, Atome) auf aus der Probe erodierte Teilchen (Silizium–, Kohlenstoffatome) und regen diese an. Trotz einer lokalen Erhöhung des Druckes reichen die Energien (Elektronentemperatur von  $8000K$ , Gastemperaturen von  $8000K$ ) nicht aus, eine nennenswerte Ionisierung hervorzurufen. Durch anregende Elektronenstöße mit den Erosionsprodukten dürfte sich die Elektronentemperatur eher erniedrigen. Die lokale Druckerhöhung im Stauungspunkt wird dieser Temperaturerniedrigung entgegenwirken. Die Werte an der Probenposition im Plasmafreistrahls mit und ohne Probe werden aufgrund dieser Überlegungen nicht signifikant verschieden

---

<sup>2</sup>Sauerstoff spielt keine Rolle, da dieser noch nicht in das Strahlzentrum eingedrungen ist.

sein.

In zwei vorangegangenen Arbeiten ([Bro95], [Kle98]) wurden bei der Untersuchung des Erosionsverhaltens der Materialproben auch die Plasmaparameter vor der Probe bestimmt. Diese Ergebnisse lassen sich mit denen der Thomson–Streuung aus oben genannten Gründen gut vergleichen.

Bross [Bro95] nimmt zur Abschätzung der Elektronendichte ein PLTE–Modell an. Dabei werden die Saha–Gleichungen für Sauerstoff und Stickstoff unter Bedingung der Quasineutralität gelöst. Die Teilchendichten der Atome lassen sich aus den Emissionskoeffizienten der beobachteten Linien berechnen. Dabei wurde als Obergrenze für die Elektronendichte im Strahlzentrum  $1.7 \cdot 10^{20} m^{-3}$  angegeben. Dieser Wert liegt um einen Faktor  $\sim 60$  über der Dichte der Thomson–Streuung. Der Grund für diese Abweichung dürfte in der nicht gerechtfertigten Annahme des PLTE–Modelles liegen. Tatsächlich befinden sich die oberen Niveaus der beobachteten Atomlinien nicht im Gleichgewicht mit der nächsten Ionisationsstufe. Vielmehr deuten die Ergebnisse der Thomson–Streuung daraufhin, daß die Ionendichte im wesentlichen durch Molekülonen bestimmt wird. Damit wäre die Annahme des in dieser Arbeit verwendeten Modelles nicht mehr korrekt und führt notwendigerweise zu überhöhten Werten für die Elektronendichte.

Die Elektronentemperatur wird in obiger Arbeit durch Anwendung eines Koronamodelles auf die Strahldichten des Silizium–Multipletts bei  $\lambda = 251 nm$  bestimmt. Dabei ergab sich im Zentrum vor der Probe ein Wert von  $8000 K$ . Dieser stimmt mit der Gastemperatur aus Dopplermessungen der Atomlinien und Temperaturen aus der Messung der Rotationstruktur von Molekülen und auch mit den Ergebnissen der Thomson–Streuung überein. Dies zeigt, daß das Koronamodell an dieser Position eine adäquate Beschreibung ist.

Klinge bestimmt in seiner Arbeit [Kle98] die Elektronentemperatur aus der Besetzungsdichte der angeregten Silizium–Niveaus. Dabei wurde ein lokales thermisches Gleichgewicht vorausgesetzt. Die angeregten Niveaus sind dann nach Boltzmann (Gleichung 5.1) besetzt. Aus der Verteilung der Intensitäten läßt sich dann die Temperatur ermitteln.

In der Arbeit ergibt sich aus der Annahme, daß die stark absorbierenden Silizium–Linien das Kirchhoff–Planck–Limit erreichen, eine Elektronentemperatur etwa  $1 mm$  vor der Probe von etwa  $5000 K$ . Hierbei wurden Fluktuationen der Siliziumemission, die mit einem Tastverhältnis von weniger als 0.1 analog der lokalen Plasmaschwankung verlaufen, nicht berücksichtigt. Dieser Wert liegt stark unterhalb der mittels Thomson–Streuung zwei Millimeter weiter von der gedachten Probe entfernten bestimmten Werte. Ebenfalls liegen diese Werte unterhalb der gemessenen Gastemperaturen von  $8000 K$ . Diese Diskrepanz kann durch die nicht gerechtfertigte Annahme eines LTE erklärt werden. Am Ort der Probe ist die Elektronendichte sehr niedrig und liegt deutlich unterhalb der Werte, die von Griem als Gültigkeitsgrenze für LTE angegeben wird ( $n_e \gg 10^{20} m^{-3}$ , siehe auch Kap. 5.1.2). Dies deutet daraufhin, daß am Ort der Probe Nichtgleichgewicht

herrscht und unter der Annahme von Gleichgewichtsmodellen zu niedrige Werte erhalten werden.

## 7.4 Beurteilung der beiden Verfahren

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten zum einen die Übereinstimmung der Thomson–Streuung mit einer weiteren modellunabhängigen Methode gezeigt wurde, und zum anderen mit einer Meßmethode, die von der Annahme eines Gleichgewichtsmodelles zur Beschreibung des Plasmas abhängig ist, erhebliche Unterschiede in der Elektronentemperatur gefunden wurden, stellt sich die Frage, welche dieser Meßmethoden die korrekten Ergebnisse liefert.

Abweichungen in der Elektronentemperatur aus Messungen der Thomson–Streuung und der Emissionsspektroskopie wurden bereits in anderen Arbeiten ([Sny94], [Ben97], [Gre99]) festgestellt. Diese Arbeiten wurden an atmosphärischen Freistrahlasplasmen in einem  $\alpha$ –Regime mit  $\alpha \gg 1$ , der kohärenten Streuung, durchgeführt. In der Arbeit von Gregori et al. [Gre99] wird ein Korrekturterm vorgeschlagen, der die Überhöhung der Elektronentemperatur bei Messungen mit der Thomson–Streuung aufgrund von großen Dichtegradienten beschreibt:

$$\tilde{T}_e = T_e (1 + \alpha^2 \delta) \quad (7.1)$$

Dabei bezeichnet  $\tilde{T}_e$  das Ergebnis der Thomson–Streuung,  $T_e$  die tatsächliche Elektronentemperatur und  $\delta$  einen dichteabhängigen Korrekturterm. Obiger Ausdruck ist abhängig vom Parameter  $\alpha$  (Gl. 3.13). Im Bereich der inkohärenten Streuung ( $\alpha \ll 1$ ), in dem in dieser Arbeit gemessen wurde, verschwindet jedoch dieser Korrekturterm.

Die Ergebnisse des kompakten Echelle–Spektrometers (Kap. 6.3) liefern durch die Detektion von hoch angeregten Stickstoffionenlinien, die zum Teil sogar mit den freien Elektronen im PLTE sind, einen starken Hinweis auf höhere Temperaturen im Zentrum des Plasmastreihles, als sie sich aus den Emissionskoeffizienten ergeben. Gemeinsam mit den Gleichgewichtsmodellierungen (Kap. 6.3) bieten sie eine qualitative Bestätigung der Elektronentemperatur der Thomson–Streuung. Die Elektronendichte der Thomson–Streuung wird sowohl durch Emissionskoeffizienten als auch durch die Ergebnisse aus der Starkverbreiterung bestätigt. Somit gibt die Thomson–Streuung die Verhältnisse im Plasmawindkanal hervorragend wieder.

Die Ergebnisse aus Emissionskoeffizienten beruhen auf Berechnungen der Besetzungsdichten der einzelnen Zustände mit dem Stoßstrahlungsmodell. Dieses wiederum ist sehr stark abhängig von den Elektronenstoßkoeffizienten (Kap. 5.1.5). Wenn diese Koeffizienten im unteren Temperaturbereich der Schwellenergie für Elektronenstoßanregung (unterhalb von  $3eV$ ) eine andere Temperaturabhängig-

keit besitzen sollten, so würde dies zu einer veränderten (niedrigeren) Besetzungsdichte führen, was wiederum die Abweichung der spektroskopischen Temperatur zur Thomson-Streuung verringern könnte. Verwendet wurden hierbei neuere Daten für Elektronenstoßanregung von NI und NII [Fro98] unter Berücksichtigung eines „Escape“-Faktors für die Strahlung der Resonanzlinien [Iro79], die in der Daten- und Programmbibliothek der ADAS-Kooperation zusammengestellt sind. Aufgrund der Vielzahl des oberen Niveaus bevölkernder Prozesse, die berücksichtigt werden müssen, ist es in dieser Arbeit nicht möglich gewesen, eine Aussage darüber zu machen, in wie weit die berechneten Stoßquerschnitte verändert werden müssten, um die Diskrepanz in der Elektronentemperatur aufzulösen. Ein erster Ansatz, bei dem alle Stoßquerschnitte gemeinsam verändert wurden, zeigte keinen Effekt. Dies bedarf einer genaueren Untersuchung.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

Bisherige Arbeiten an Freistrahlasmen wurden nur bei atmosphärischen Plasmen ([Sny94], [Ben97], [Gre99]) oder bei einem relativ hohen Umgebungsdruck von  $10^4 Pa$  [For95] durchgeführt. Eine am Stuttgarter Plasmawindkanal durchgeführte Machbarkeitsstudie [HiVo95] arbeitete bereits im Druckbereich von  $10^3 Pa$ , beschränkte sich aber auf zeitgemittelte Messungen an der Meßposition direkt vor dem Brenner ( $z = 65 mm$ ), wo relativ hohe Dichten vorliegen.

In dieser Arbeit wurde das Meßgebiet bis in eine Entfernung von  $575 mm$  von der Plasmaquelle ausgedehnt, also über fast die vollständige Länge des sichtbaren Plasmas. Dabei wurde die Elektronendichte über einen Bereich von  $1.3 \cdot 10^{21} m^{-3}$  bis hinab zu  $3 \cdot 10^{18} m^{-3}$  bestimmt. Die Elektronentemperatur variierte dabei von  $26000 K$  direkt an der Plasmaquelle bis zu  $8000 K$  an der Probenposition. Die minimale der Messung gerade noch zugängliche Elektronendichte liegt nur eine Größenordnung über der niedrigsten bisher mit Thomson-Streuung bestimmten Dichte von  $10^{17} m^{-3}$  [Bow99]. In der Arbeit von Bowden wurde ein der Cavity-Ring-Down-Spektroskopie ähnliches Verfahren angewendet, bei dem der Laserstrahl mit erheblichen apparativen Aufwand mehrfach durch das Plasma gestrahlt wird. Auch hierbei wurde an einer stationären Entladung über viele Laserpulse gemittelt.

Bei der hohen Dichte direkt vor der Plasmaquelle wurde in Messungen mit nur einem einzigen Laserpuls das radiale Profil von Elektronendichte und Elektronentemperatur zeitaufgelöst bestimmt. Dabei zeigte sich, daß das kurzzeitige Strahlprofil schmäler und höher ist, als es die zeitgemittelten, mit emissions-spektroskopischen Methoden erhaltenen Ergebnisse vorher vermuten ließen.

An dieser Meßposition bestand die Möglichkeit, mit mehreren unterschiedlichen Verfahren die Plasmaparameter zu bestimmen. Es zeigte sich, daß mit der Messung der Starkverbreiterung von Emissionslinien, einer Methode, die unabhängig von Annahmen über die Gültigkeit von Gleichgewichts- oder Nichtgleichgewichtsmodellen ist, eine hervorragende Übereinstimmung bei den zeitgemittelten Elektronendichten aus der Thomson-Streuung zu erzielen war.

Bei der Bestimmung der Plasmaparameter durch die Messung von Emissionskoeffizienten, einer Meßmethode, die sehr stark von der Annahme eines Modelles zur Beschreibung des Plasmas und der verwendeten Stoßkoeffizienten abhängig ist, konnte in der Elektronendichte sowohl im radialen Profil als auch in den absoluten Werten eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Thomson-Streuung erreicht werden. Bei der Elektronentemperatur jedoch ergaben sich Differenzen im Profil und in den Zentralwerten des Plasmas.

Durch den Nachweis des Auftretens von Ionenlinien, deren obere Niveaus dicht unterhalb der Ionisationsgrenze von einfach geladenen Stickstoffionen liegen und eine beträchtlich höhere Elektronentemperatur zur Anregung benötigen, konnte gezeigt werden, daß die Ergebnisse der Thomson-Streuung die Verhältnisse im Plasma besser wiedergeben.

Emissionsspektroskopische Methoden zur Bestimmung der Plasmaparameter scheinen in einem Freistrahplasma, das in seiner axialen Ausdehnung sehr stark durch Rekombination geprägt ist, nur dann geeignet zu sein, wenn sie unabhängig von Modellen zur Beschreibung des Plasmas sind, oder aber ein Gleichgewicht vorliegt. Freistrahplasmen in diesem Druckbereich scheinen an keinem Punkt im Gleichgewicht zu sein, auch wenn die Anwendung eines Stoß-Strahlungs-Modelles die Elektronendichte gut wiedergibt.

Die Thomson-Streuung, die sich seit ihrer erstmaligen Anwendung als Standarddiagnostik an vielen unterschiedlichen Plasmen (Fusionsplasmen [Rö82], Penning-Entladung [Rei97], RF-Entladungen [Bow99]) bereits durchgesetzt hat, ist auch für ein Freistrahplasma bei niedrigen Drücken, wie es in dieser Arbeit untersucht wurde, die ideale Methode, um an unterschiedlichen Positionen die Plasmaparameter experimentell zu bestimmen. Der Einsatz von periodisch gepulsten Lasern zusammen mit intensivierten CCD-Kameras ermöglicht es, bis zu niedrigen Elektronendichten ( $10^{18}m^{-3}$ ) und niedrigen Temperaturen ( $8000K$ ) durch Mittelwertbildung in vernünftigen Meßzeiten von maximal 3 Minuten die gewünschten Daten zu erhalten.

# Anhang A

## Linien des Stickstoffs und des Sauerstoffs bei Resonanzstreuung

In der nachfolgenden Tabelle werden die Linien mit ihren wichtigsten Konstanten aufgeführt, die für die nah-resonante Rayleigh-Streuung (Kap. 4.2) in Frage kommen könnten.

Element	Nr. [Wie69]	Übergang	$\lambda_0/\text{\AA}$	$A_{ik}/10^8 s^{-1}$	$f_{ik}$
NII	15	${}^3P^0 - {}^3D$	5679.56	0.56	0.380
			5666.64	0.423	0.339
			5676.02	0.310	0.450
			5710.76	0.137	0.067
			5686.21	0.231	0.112
			5730.67	0.0152	0.00448
	21	${}^3P - {}^5D^0$	5535.39	0.56	0.334
			5530.27	0.377	0.242
			5526.26	0.198	0.151
			5551.95	0.187	0.086
			5543.49	0.327	0.151
			5535.39	0.422	0.194
			5565.30	0.037	0.0123
			5552.54	0.140	0.0387
			5540.16	0.56	0.086
	27	${}^3D - {}^3P^0$	5005.14	1.22	0.588
			5001.47	1.08	0.569
			5001.13	1.02	0.640
			5025.67	0.134	0.0506
			5016.39	0.188	0.0710
			5040.76	0.00525	0.00143

Element	Nr. [Wie69]	Übergang	$\lambda_0/\text{Å}$	$A_{ik}/10^8 s^{-1}$	$f_{ik}$
	35	${}^5D^0 - {}^5F$	5179.50	1.02	0.50
			5175.89	0.85	0.440
			5173.37	0.70	0.394
			5172.32	0.57	0.382
			5172.32	0.476	0.57
			5190.42	0.169	0.068
			5184.96	0.305	0.123
			5180.34	0.407	0.164
			5177.06	0.475	0.191
			5199.50	0.0144	0.00454
			5191.97	0.0405	0.0117
			5184.96	0.068	0.0163
				36	${}^5P^0 - {}^5P$
5327.45	0.0349	0.0148			
5313.43	0.106	0.0447			
5340.20	0.194	0.059			
5320.96	0.315	0.080			
5338.66	0.139	0.083			
5320.96	0.189	0.134			
NI	16	${}^4P - {}^4D^0$	5328.70	0.00254	0.00144
			5356.77	0.00189	0.00122
			5372.66	0.00107	$9.3 \cdot 10^{-4}$
			5344.40	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$2.64 \cdot 10^{-4}$
			5367.10	0.00118	$5.1 \cdot 10^{-4}$
			5378.30	0.00210	$9.1 \cdot 10^{-4}$
			5354.70	$1.35 \cdot 10^{-4}$	$3.88 \cdot 10^{-5}$
			5372.50	$4.31 \cdot 10^{-4}$	$9.3 \cdot 10^{-5}$
	17	${}^4P - {}^4P^0$	5281.18	0.00282	0.00118
			5305.00	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$2.23 \cdot 10^{-4}$
			5314.80	$6.9 \cdot 10^{-4}$	$2.91 \cdot 10^{-4}$
			5292.90	0.00167	$4.68 \cdot 10^{-4}$
			5309.20	0.00273	$5.8 \cdot 10^{-4}$
			5293.50	0.00113	$7.1 \cdot 10^{-4}$
			5310.60	0.00137	0.00166



Element	Nr. [Wie69]	Übergang	$\lambda_0/\text{\AA}$	$A_{ik}/10^8 s^{-1}$	$f_{ik}$
OI	39	${}^5P - {}^5D^0$	5330.66	0.0196	0.0107
			5329.59	0.0131	0.0078
			5328.98	0.0069	0.00490
			5330.66	0.0066	0.00279
			5329.59	0.0115	0.00489
			5328.98	0.0148	0.0063
			5330.66	0.00131	$4.00 \cdot 10^{-4}$
			5329.59	0.00491	0.00125
			5328.98	0.0197	0.00279

Tabelle A.1: *Übergänge in der Nähe der Laserwellenlänge [Wie69]*

# Anhang B

## Zur Temperatur– und Dichtebestimmung verwendete Linien

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur und der Elektronendichte aus Emissionskoeffizienten werden bestimmte atomare Daten der untersuchten Linien benötigt. In der nachfolgenden Tabelle sind diese Daten aufgeführt.

Element	Übergang	$\lambda_0/nm$	$E_k$	$A_{ik}/10^8 s^{-1}$	$g_i$	$g_k$
NII	$2p^3s - 2p^2(^2P^0)3p$	567.9	166616	0.56	9	15
NI	$2p^3 - 2p^2(^3P)3p$	746.8	96752	0.318	12	4
OI	$2p^33s - 2p^3(^4S^0)3p$	777.3	86629	0.34	5	15
	$2p^33s - 2p^3(^4S^0)3p$	844.6	88631	0.28	3	9

Tabelle B.1: *Linien zur emissionsspektroskopischen Plasmadiagnostik [Wie69]*

# Literaturverzeichnis

- [Abe26] Abel, N.H., J. reine angew. Math, **1**, 11, 1826
- [Akh57] Akhiezer, A.I., Prokgođa, I.G., Sitenko, A.G., Zh. Eksp. Teor. Fiz (USSR), **33**, 750, (1957)
- [Alt99] Altmann, I., Bauer, G., Hirsch, K., Jentschke, H., Klenge, S., Roth, B., Schinköth, D., Schumacher, U., 15<sup>th</sup> European Conference on Thermophysical Properties, Würzburg, Book of Abstracts, O6–3, 87, (1999)
- [AuK96] Auweter–Kurtz, M., Kurtz, H.L., Laure, S., Journal of Propulsion and Power, **12**, 1053, (1996)
- [Bae79] Baessler, P., Obbarius, H.–U., Schulz–Gulde, E., Physica, **96C**, 147, (1979)
- [Barr62] Barr, W.L., J. Opt. Soc. Am., **52**, 855, (1962)
- [Bek66] Bekefi, G., „Principles of Laser PLasmas“, in „Radiation Processes in Plasmas“, Wiley, New York, (1966)
- [Ben97] Bentley, R.E., J. Phys. D: Appl. Phys., **30**, 2880, (1997)
- [BeSc] Bergmann, Schäfer, „Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III: Optik“, WdeG, (1987)
- [Bow99] Bowden, Goto, Y., Yanaga, H., Howart, P.J.A., Uchino, K., Muraoka, K., Plasma Source Sci. Technol., **8**, 203, (1999)
- [Bro95] Bross, M., Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, (1995)
- [Chu74] Churchland, M.T., Nodwell, R.A., Can. J. Phys, **52**, 655, (1974)
- [Cor92] Corbet, R.H.D., Larkin, C., Nousek, J.A., Proceedings of Astronomical Data Analysis and Software Systems, Tucson, November 1991, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, **2**, 106, (1992)

- [DöHi75] Döbele, H.F., Hirsch, K., Phys. Lett., **54**, 267, (1975)
- [DöHi76] Döbele, H.F., Hirsch, K., Phys. Lett., **58A**, 189, (1976)
- [Dou60] Dougherty, J.P., Farley, D.T., Proc. Roy. Soc. London, **255A**, 79, (1960)
- [Ev70] Evans, D.E., Carolan, R.G., Phys. Rev. Lett., **25**, 1605, (1970)
- [EvKa69] Evans, D.E., Katzenstein, J., Rep. Prog. Physics, **32**, 207, (1969)
- [Fey60] Feyer, J.A., Can. J. Phys., **38**, 1114, (1960)
- [Fio63] Fiocco, G., Thompson, E., Phys. Rev. Lett., **10**, 89, (1963)
- [Fis91] Fischer, R., Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, (1991)
- [For95] Forster, G., Dissertation, Universität der Bundeswehr München, (1995)
- [Fro98] Frost, R.M., Awakowicz, P., Summers, H.P., Badnell, N.R., J. Appl. Phys., **84**, 2989, (1998)
- [Fün63] Fünfer, E., Kronast, B., Kunze, H.J., Phys. Lett., **5**, 125, (1963)
- [Gre99] Gregori, G., Schein, J., Schwendinger, P., Kortshagen, U., Heberlein, J., Pfender, E., Phys. Rev. E, **59**, 2286, (1999)
- [Gri64] Griem, H.R., „Plasma Spectroscopy“, Cambridge University Press (1964)
- [Gri97] Griem, H.R., „Principles of Plasma Spectroscopy“, Cambridge University Press (1997)
- [Hi80] Hirsch, K., IPF-Report 80-10, (1980)
- [HiVo95] Hirsch, K., Volk, G., Rev. Sci. Instr., **66**, 5369, (1995)
- [Hi99] Hirsch, K., Roth, B., Altmann, I., Bart, K.-L., Jentschke, H., Lunk, A., Schumacher, U., High Temperature — High Pressure, **31**, 455, (1999)
- [Hi99a] Hirsch, K., Altmann, I., Bauer, G., Jentschke, H., Klenge, S., Roth, B., Schinköth, D., Schumacher, U., Proceedings First Joint French-German Symposium on Simulation of Atmospheric Entries by Means of Ground Test Facilities, Stuttgart, November 17.-19., 3.7, (1999)
- [Hud68] Huddleston, R.H., Leonard, S.L., (Eds.), „Plasma Diagnostic Techniques“, Academic Press, New York, (1968)

- [Iro79] Irons, F.E., JQSRT, **22**, 1, (1979)
- [Jen94] Jentschke, H., Dissertation, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, (1996)
- [Jos97] Joshi, N.K., Sahasrabudhe, S.N., Sreekumar, K.P., Venkatrami, N., Meas. Sci. Technol., **8**, 1146, (1997)
- [Mie09] Mie, G., Ann. d. Physik (4), **30**, 57 (1909)
- [KaLa61] Karzas, W.J., Latter, R., Astrophys. J. Suppl., **6**, 55, (1961)
- [Kel70] Kellerer, L., Z. Phys., **239**, 147, (1970)
- [Kle98] Klenge, S., Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, (1998)
- [Ku68] Kunze, H.J., „The Laser as a tool for plasma diagnostics“, in Lochte-Holtgreven, W., „Plasma Diagnostics“, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 550, (1968)
- [LePo70] Lehner, G., Pohl, F., Z. Phys., **232**, 405, (1970)
- [Mur70] Murakami, H., Clarke, J.F., Kelley, G.G., Bull. Am. Phys. Soc., **15**, 1414, (1970)
- [Nod68] Nodwell, R.A., van der Kamp, G.S.J.P., Canadian Journal of Physics, **46**, 833, (1968)
- [Ols63] Olsen, H.N., JQSRT, **32**, 305, (1963)
- [Pe67] Pechacek, R.E., Trivelpiece, Phys. Fluids, **10**, 1688, (1967)
- [Pog64] Pogutse, O., Sov. Physics Doklady, **8,11**, 1107, (1964)
- [Prox] Proxitronic, Datenblatt für ICCD-Kameras
- [Rei97] Reiche, J., Diplomarbeit, Institut für Atom- und Molekülphysik, Abteilung Plasmaphysik, Universität Hannover, (1997)
- [Ric65] Richter, J., Z. Astrophys., **61**, 57, (1965)
- [Rö69] Röhr, H., IPP Report 1/95, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, (1969)
- [Rö82] Röhr, H., Steuer, K.-H., Schramm, G., Hirsch, K., Salzmann, H., Nuclear Fusion, **22**, 1099, (1989)
- [Sa60] Salpeter, E.E., Phys. Rev., **20**, 1528, (1960)

- [Sa63] Salpeter, E.E., J. Geophys. Res., **68**, 1291, (1963)
- [Schi00] Schinköth, D., Kock, M., Schulz–Gulde, E., JQSRT, **64**, 635, (2000)
- [Schl87] Schlüter, D., Z. Phys. D: Atoms, Molecules and Clusters, **6**, 249, (1987)
- [Schu99] Schubert, S., Semesterarbeit, Institut für Thermodynamik der Luft– und Raumfahrt, (1999)
- [SFB95] SFB 259, Hochtemperaturprobleme rückkehrfähiger Raumtransporter, Arbeits– und Ergebnisbericht (1995)
- [She75] Sheffield, J., „Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation“, Academic Press, New York, (1975)
- [Sny94] Snyder, S.C., Reynolds, L.D., Fincke, J.R., Lassahn, G.D., Grandy, J.D., Repetti, T.E., Phys. Rev. E., **Vol. 50**, 519, (1994)
- [Str71] Strutt, J.W., Phil. Mag., **41**, 107, (1871)
- [Str99] Strutt, J.W., Phil. Mag., **47**, 375, (1899)
- [Sum94] Summers, H.P., Wood, L., „Atomic Data and Analysis Structure, User Manual“, JET–R (94) 06, (1994)
- [Tra60] Traving, G., „Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien“, Verlag G. Braun, (1960)
- [Tho99] Thorne, A.P., Litzén, U., Johannson, S., „Spectrophysics: Principles and Applications“, Springer, (1999)
- [Uns55] Unsöld, A., „Physik der Sternatmosphären“, Springer–Verlag, Berlin–Göttingen–Heidelberg, (1955)
- [Wei58] Weizel, W., „Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 2: Struktur der Materie“, Springer–Verlag, (1958)
- [Wie69] Wiese, W.L., Smith, M.W., Miles, B.M., Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bur. Stand. (US), **22**, Vol I + II, (1969)
- [Wie96] Wiese, M., Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, (1996)
- [Zwi68] Zwicker, H., „Evaluation of Plasma Parameters in Optically Thick Plasmas“, in Lochte–Holtgreven, W., „Plasma Diagnostic“, North–Holland Publishing Company, Amsterdam, (1968)

Herrn Prof. Dr. U. Schumacher danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Plasmaforschung durchzuführen, für die interessante Aufgabenstellung und die Unterstützung im Laufe der Arbeit.

Herrn Dr. K. Hirsch danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit, die Organisation der Meßphasen am Plasmawindkanal, viele hilfreiche Diskussionen und die stete Bereitschaft zur Hilfe.

Herrn Dr. H. Jentschke danke ich für die Hilfe in der Anfangsphase meiner Arbeit und seine stete Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dipl.-Phys. I. Altmann danke ich für seine ständige Bereitschaft zur Hilfe und Diskussion, die sehr anregend für die Arbeit waren. Herrn Dipl.-Phys. S. Kluge danke ich für die Durchführung von Messungen mit dem Echelle-Spektrometer. Herrn Dipl.-Ing. B. Roth danke ich für seine Hilfe beim Aufbau der Meßinstrumente am PWK, seine Konstruktionen, die die Qualität der Messungen verbesserten. Herrn Dr. G. Bauer, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, danke ich für die Durchführung der begleitenden Referenzmessungen am PWK. Dem Team des PWK am IRS danke ich für den Betrieb des PWK.

Allen anderen nichtgenannten Mitarbeitern des Institutes danke ich für das meiner Arbeit entgegengebrachte Interesse.

# CURRICULUM VITAE

**Name:** Detlef Schinköth  
**Geboren am:** 23.07.1969  
**Geburtsort:** Hannover

**1975–1979** Grundschule Mengendamm in Hannover  
**1979–1981** Orientierungsstufe Röntgenstrasse  
**1981–1988** Gymnasium Leibnizschule Hannover  
**Juni 1988** Abitur (Fächer Physik, Mathematik, Englisch, Rechtskunde)  
**1988–1990** Militärdienst als Vermesser  
**01.10.1990** Beginn des Physikstudiums an der Universität Hannover  
**Oktober 1992** Vordiplom  
**1993–1996** Wissenschaftliche Hilfskraft am „Institut für Umformtechnik und Umformmaschinen“, Universität Hannover  
**September 1996** Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom  
**Dezember 1996** Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart  
**seit Januar 1997** Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart