

# Untersuchung des Emissionskontinuums von Neon mit Hilfe eines Stoßrohres

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

**Dagmar Kohlgrüber**

aus Düsseldorf

2001

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen  
Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Dieter Meiners  
Koreferent: Prof. Dr. Monika Bessenrodt-Weberpals  
Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 2001

# Inhaltsverzeichnis

<b>Bezeichnungen</b>	<b>3</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2 Problemstellung</b>	<b>7</b>
2.1 Beschreibung des Kontinuums mit Hilfe des $\xi$ -Faktors . . . . .	7
2.2 Berechnung des $\xi$ -Faktors nach D'yachkov . . . . .	9
2.3 Bisherige Ergebnisse - Ausgangssituation für diese Arbeit . . .	17
<b>3 Plasmaerzeugung</b>	<b>21</b>
3.1 Prinzip . . . . .	21
3.2 Experimenteller Aufbau . . . . .	23
3.3 Erzeugung von Neonplasmen . . . . .	25
<b>4 Plasmadiagnostik mittels Zweiwellenlängeninterferometrie</b>	<b>27</b>
4.1 Grundlagen . . . . .	27
4.2 Aufbau . . . . .	31
4.3 Typische Meßwerte . . . . .	34
4.4 Auswertung . . . . .	37
4.5 Meßgenauigkeit . . . . .	40
<b>5 Spektroskopie</b>	<b>43</b>
5.1 Grundlagen . . . . .	43
5.2 Voruntersuchungen zum Verhältnis Kontinuumstrahlung zu Linienstrahlung . . . . .	45
5.2.1 Experimenteller Aufbau . . . . .	46
5.2.2 Typische Meßwerte . . . . .	51
5.2.3 Festlegung der für die Kontinuummessungen geeigneten Wellenlängen . . . . .	53
5.3 Kontinuummessungen . . . . .	54
5.3.1 Optischer Aufbau . . . . .	54
5.3.2 Photoelektrische Detektion und Meßwerterfassung . . .	56
5.3.3 Auswertung . . . . .	57

5.3.4	Typische zeitliche Entwicklung der Kontinuumermission hinter der Stoßwelle . . . . .	58
5.3.5	Meßgenauigkeit . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>61</b>
6.1	Spektraler Verlauf des $\xi$ -Faktors . . . . .	62
6.2	Parameterabhängigkeit des $\xi$ -Faktors . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Vergleich der Ergebnisse mit den Literaturdaten</b>	<b>69</b>
7.1	Vergleich des spektralen Verlaufs . . . . .	69
7.2	Vergleich der Plasmaparameterabhängigkeit . . . . .	76
7.3	Schlußfolgerungen . . . . .	79
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>81</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>85</b>
	<b>Dank</b>	<b>91</b>

# Bezeichnungen

Die physikalischen Konstanten und die häufig vorkommenden Größen werden hier erklärt, während alle anderen Bezeichnungen bei ihrem ersten Auftreten im Text erläutert werden.

Die physikalischen Konstanten werden mit den allgemein üblichen Symbolen abgekürzt:

- c: Vakuumlichtgeschwindigkeit
- $\epsilon_0$ : Dielektrizitätskonstante des Vakuums
- e: Elementarladung
- $m_e$ : Ruhemasse des Elektrons
- k: Boltzmannkonstante
- h: Plancksches Wirkungsquantum

Die nachstehenden Symbole haben folgende Bedeutung:

- $\lambda$ : Wellenlänge einer elektromagnetischen Welle
- $\nu$ : Frequenz einer elektromagnetischen Welle
- $\omega$ : Kreisfrequenz einer elektromagnetischen Welle
- $n_a$ : Atomdichte
- $n_e$ : Elektronendichte
- $n_i$ : Ionendichte
- T: Temperatur
- $\epsilon_\nu$ : spektraler Emissionskoeffizient
- $\kappa$ : Absorptionskoeffizient



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Messung der von einem Plasma emittierten Strahlung eröffnet die Möglichkeit, Informationen über das Plasma ohne störende Einflußnahme zu erhalten. Deshalb wird neben der Linienemission auch die Kontinuummmission von Plasmen seit vielen Jahren theoretisch und experimentell untersucht. Die Theoretiker können durch den Vergleich mit dem Experiment ihre Beschreibungen der Kontinuummmission auf der Grundlage atomarer Mechanismen überprüfen; Experimentatoren können Messungen der Kontinuummmission von unbekanntem Plasmen zu diagnostischen Zwecken verwenden. So kann z.B. aus einer Messung der Kontinuummmission die Elektronendichte bestimmt werden, wenn die Temperatur nur ungefähr bekannt ist.

Kramers [30] und Unsöld [45] haben eine semiklassische Beschreibung des Kontinuums eines Plasmas entwickelt. Abweichungen von dieser einfachen Theorie werden mit Hilfe des von Biberman und Norman [4] eingeführten und im Kapitel 2 beschriebenen  $\xi$ -Faktors dargestellt. Bei den theoretischen Beschreibungen stand anfangs der spektrale Verlauf des  $\xi$ -Faktors, später jedoch die weitergehende Fragestellung nach der Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von den Plasmaparametern im Vordergrund.

Biberman und Norman berechneten mit Hilfe der Quantendefektmethode den  $\xi$ -Faktor für eine Vielzahl von Elementen, u.a. auch für Neon. Schlüter [37] verbesserte diese Methode für einige Edelgase, wobei er wiederum auch für Neon Berechnungen durchführte. Später hat Hofsaess [26]  $\xi$ -Faktoren von Edelgasen mit der Thomas-Fermi-Methode berechnet. Die Ergebnisse von Schlüter und von Hofsaess stimmen ungefähr überein.

In all diesen Theorien ist der  $\xi$ -Faktor von der Temperatur, nicht aber von der Elektronendichte abhängig. Die Ergebnisse dieser Theorien sind jedoch unbefriedigend, weil sich im Bereich von Seriengrenzen Abweichungen von experimentell bestimmten  $\xi$ -Faktoren ergaben.

D'yachkov et al. [17] haben nun kürzlich eine theoretische Beschreibung entwickelt, in welcher der Einfluß des elektrischen Feldes im Plasma berücksichtigt wird. Die sich ergebenden  $\xi$ -Faktoren sind auch von der Elektronendichte

abhängig. Numerische Daten haben D'yachkov et al. für einige Edelgase, u.a. für Neon, vorgelegt. Eine kurze Zusammenfassung der Theorie von D'yachkov ist im Kapitel 2 dieser Arbeit dargestellt. Dort werden außerdem die Ergebnisse dieser Theorie für Neon vorgestellt und mit denen der anderen bisher vorliegenden Arbeiten verglichen.

Experimentell wurden  $\xi$ -Faktoren von Neon bisher von Schnapauß [39] und von Gavrilov [23] bestimmt. Deren Ergebnisse haben so große Meßunsicherheiten, daß damit die Theorie von D'yachkov nicht überprüft werden kann. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit neue Messungen des Neonkontinuums vorgenommen, die so angelegt wurden, daß die Meßunsicherheit wesentlich kleiner als bei den früheren Experimenten ist und damit eine Überprüfung der Theorie von D'yachkov möglich wird.

Zur Bestimmung des  $\xi$ -Faktors ist neben einer Messung der Kontinuummmission eines Plasmas die gleichzeitige Bestimmung der dazugehörigen Elektronendichte und Temperatur notwendig.

Die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen wurden in einem Membranstoßrohr erzeugt. Die Beschreibung des verwendeten Stoßrohrs und der Besonderheiten bei der Erzeugung der Neonplasmen hinter reflektierten Stoßwellen erfolgt im Kapitel 3.

Eine besonders präzise Meßmethode zur Bestimmung von Teilchendichten ist die Zweiwellenlängeninterferometrie mit Zweiphasendetektion, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. Bei Neonplasmen ist eine interferometrische Bestimmung der Teilchendichten an der verwendeten Anlage erstmals im Rahmen dieser Arbeit gelungen, indem das Plasma hinter reflektierten Stoßwellen untersucht worden ist. Aus diesen Teilchendichten kann bei den hier vorliegenden monoatomaren und nur teilweise einfach ionisierten Plasmen die Temperatur mit der Saha-Gleichung bestimmt werden. Die interferometrische Plasmadiagnostik wird im Kapitel 4 beschrieben.

Bei der Messung der Kontinuummmission besteht das Problem, daß Linien- und Kontinuumanteil experimentell nicht zu trennen sind. Deshalb wurden mit einer spektroskopischen OMA-Anordnung, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, Übersichtsspektren zu jeweils einem Zeitpunkt eines Experiments aufgenommen, aus denen spektrale Bereiche bestimmt werden konnten, in denen der Linienanteil möglichst vernachlässigbar ist. In diesen Spektralbereichen wurde dann der zeitliche Verlauf des Kontinuums bei höherer spektraler Auflösung mit Hilfe einer Vielkanalpolychromatoranordnung mit Photomultipliern vermessen. Die beiden Anordnungen zur Messung des spektralen Emissionskoeffizienten werden im Kapitel 5 beschrieben.

Die Ergebnisse dieser Arbeit, mit denen neue Aussagen über die Eigenschaften des  $\xi$ -Faktors von Neon möglich sind, werden im Kapitel 6 vorgestellt und im Kapitel 7 ausführlich mit den Ergebnissen von D'yachkov und denen früherer Arbeiten verglichen.

# Kapitel 2

## Problemstellung

Die kürzlich von D'yachkov entwickelte theoretische Beschreibung für die Kontinuummmission von Edelgasplasmen wird in diesem Kapitel kurz zusammengefaßt. Anschließend werden die Ergebnisse dieser Theorie für Neon im Vergleich mit denen der anderen bisher vorliegenden Arbeiten vorgestellt.

### 2.1 Beschreibung des Kontinuums mit Hilfe des $\xi$ -Faktors

Wenn ein freies Elektron in einem Plasma Energie in Form von Strahlung abgibt, so liefert dies einen Beitrag zur kontinuierlichen Strahlung des Plasmas. Die Energieabgabe kann durch Rekombination des Elektrons mit einem Ion erfolgen, oder dadurch, daß das Elektron im elektrischen Feld eines Ions abgebremst wird. Der erste Fall wird frei-gebundene, der zweite Fall frei-freie Strahlung genannt. In dem in dieser Arbeit untersuchten spektralen Bereich zwischen 400 und 550 nm ist bei den erzielten Temperaturen von maximal 17000 K die frei-gebundene Strahlung dominierend. Sowohl die Strahlung durch Ionen-Ionen-Wechselwirkung als auch die durch Elektronen-Elektronen-Wechselwirkung und die Bildung negativer Ionen sind vernachlässigbar.

Kramers [30] und Unsöld [45] haben bei ihren Berechnungen für den gesamten spektralen Kontinuummmissionskoeffizienten einer Ionensorte  $r$ , also für den frei-gebundenen und den frei-freien Anteil zusammen, folgenden Ausdruck erhalten:

$$\varepsilon_{\nu}^{KU} = CZ^2 \frac{n_e n_{i,r}}{\sqrt{T}}. \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung ist  $n_{i,r}$  die Teilchendichte,  $Z$  die Ladungszahl der Ionensorte und  $C$  eine Konstante, für die

$$C = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \cdot \frac{8(2\pi)^2 e^6}{3\sqrt{3}c^3 (2\pi m_e)^{3/2} \sqrt{k}} \quad (2.2)$$

gilt.

Gibt es im Plasma mehr als eine Sorte Ionen, so setzt sich das Kontinuum des Plasmas additiv aus den Anteilen der einzelnen Ionensorten zusammen. Mit Hilfe des von Biberman und Norman [4] eingeführten  $\xi$ -Faktors läßt sich die Abweichung der Kontinuumemission jeder Ionensorte von der Gleichung 2.1 beschreiben. Dabei wird jeder Ionensorte ein Faktor  $\xi_r$  zugeordnet, mit dem ihr Anteil am Kontinuum in folgender Weise dargestellt werden kann:

$$\varepsilon_{\nu,r} = \xi_r(\nu) C Z^2 \frac{n_e n_{i,r}}{\sqrt{T}}. \quad (2.3)$$

Die Benutzung des  $\xi$ -Faktors in dieser Form ist heute üblich, weicht aber etwas von dem von Biberman und Norman eingeführten ab.

Im hier vorliegenden Falle eines monoatomaren Plasmas, welches nur teilweise und einfach ionisiert ist, tragen nur die einfach geladenen Ionen ( $Z = 1$ ) zum Kontinuum bei. Dann ist wegen der Quasineutralität die Ionendichte gleich der Elektronendichte ( $n_{i,r} = n_e$ ), und für das gesamte Kontinuum des Plasmas gilt:

$$\varepsilon_\nu = \xi(\nu) C \frac{n_e^2}{\sqrt{T}}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $\xi(\nu)$  der  $\xi$ -Faktor der einfach geladenen Ionen.

Da die Kontinuumemission empfindlich von der Elektronendichte abhängt, ist es bei solchen Plasmen möglich, aus einer Messung der Kontinuumemission die Elektronendichte eines Plasmas zu bestimmen, wenn der  $\xi$ -Faktor nicht allzu stark von der Elektronendichte abhängt und zusätzlich die Temperatur bekannt ist. Dabei ist für die Kenntnis der Temperatur keine besonders hohe Genauigkeit erforderlich.

Experimentell kann die frei-gebundene Strahlung nicht von der frei-freien Strahlung unterschieden werden; theoretische Beschreibungen liefern oft nur den frei-gebundenen Anteil. Deshalb wird der  $\xi$ -Faktor sowohl für den frei-gebundenen Anteil (fg) als auch für den frei-freien Anteil (ff) definiert. Für den  $\xi$ -Faktor der Gesamtstrahlung gilt dann:

$$\xi = \frac{\gamma}{Z_i(T)} \xi^{fg} \left( 1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right) + \xi^{ff} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right). \quad (2.5)$$

In dieser Gleichung bedeutet  $\gamma$  das statistische Gewicht des Grundzustandes, welches für Edelgase  $\gamma = 6$  beträgt, und  $Z_i(T)$  die Zustandssumme des Ions. Beim Vergleich von Werten verschiedener Autoren muß immer beachtet werden, ob es sich um den  $\xi$ -Faktor für das gesamte Kontinuum oder nur um den für die frei-gebundene Strahlung handelt.

## 2.2 Berechnung des $\xi$ -Faktors nach D'yachkov

Im folgenden wird die Methode von D'yachkov et al. [17] zur Berechnung des  $\xi$ -Faktors vorgestellt, wobei dies im Vergleich zum Vorgehen von Schlüter geschieht. Schlüter [37] und auch Hofsaess [26] berechneten in ihren Arbeiten Werte für die frei-gebundene Strahlung. D'yachkov erweiterte die Berechnungen auch auf die frei-freie Strahlung, so daß er sowohl Werte für den Anteil der frei-gebundenen Strahlung als auch Ergebnisse für den gesamten  $\xi$ -Faktor erhielt.

In allen Arbeiten wird zur Berechnung des  $\xi$ -Faktors nicht die Emission von Strahlung durch Energieabgabe eines Atoms betrachtet, sondern der inverse Prozeß, nämlich die Absorption von Strahlung. Berechnet wird jeweils der Absorptionskoeffizient  $\kappa$ , wobei der  $\xi$ -Faktor von Biberman und Norman [4] als Abweichung von dem von Kramers und Unsöld erhaltenen Wert eingeführt wurde. Mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes (siehe Gleichung 5.2) erfolgt ein Umrechnen der Absorptionskoeffizienten auf Emissionskoeffizienten, wobei sich die im letzten Abschnitt aufgeführten Zusammenhänge ergeben.

Bei der Berechnung des Absorptionskoeffizienten erfolgt zunächst die Beschreibung zur Bestimmung des Anteils der frei-gebundenen Strahlung. Dabei kann sich im folgenden auf die Untersuchung der Ionisation von Atomen beschränkt werden, da im hier vorliegenden Fall nur einfache Ionisation vorliegt, so daß die Ionisation von Ionen nicht berücksichtigt werden muß. Anschließend wird auf die Bestimmung des frei-freien Anteils eingegangen.

Der Absorptionskoeffizient der frei-gebundenen Strahlung  $\kappa^{fg}(\omega)$  setzt sich als Summe der Produkte aus Photoionisationsquerschnitt  $\sigma(p, \omega)$  und Teilchendichte  $n_p$  über alle Zustände  $p$  zusammen:

$$\kappa^{fg}(\omega) = \sum_p n_p \sigma(p, \omega). \quad (2.6)$$

Dabei ist die Energie des absorbierten Photons durch  $E = \hbar\omega$  gegeben.

Die Berechnung des  $\xi$ -Faktors wird also auf die Berechnung der Photoionisationsquerschnitte für alle Übergänge zurückgeführt. Der Photoionisationsquerschnitt für einen solchen Übergang kann, wie weiter unten in Gleichung 2.7 dargestellt, bei Kenntnis der Wellenfunktionen der beteiligten Zustände berechnet werden. Die Wellenfunktionen eines Atoms, welches mehr als ein Elektron besitzt, lassen sich im Gegensatz zu wasserstoffähnlichen Systemen nicht exakt berechnen, sondern können nur näherungsweise bestimmt werden. Ein gutes Näherungsverfahren ist das Hartree-Fock-Verfahren (siehe z.B. [25]). Wegen des hohen Aufwandes sind mit diesem Verfahren aber bei den Edelgasen bisher nicht für alle Zustände Wellenfunktionen bestimmt worden. Somit können daraus auch keine Photoionisationsquerschnitte erhalten werden.

Es wurden aber andere, weniger aufwendige Näherungsverfahren entwickelt, mit denen Photoionisationsquerschnitte allgemein berechnet werden können. So bestimmten z.B. Burgess und Seaton [9] Photoionisationsquerschnitte mit Hilfe der Quantendefektmethode. Aus diesen erhielten Biberman und Norman in mehreren Arbeiten ([4], [5] und [6]) Absorptionskoeffizienten für verschiedene Elemente, unter anderem Neon. Dabei summierten letztere nur über die niedrigsten Energiezustände und ersetzten die Summe über die höheren Zustände, analog zu Unsöld, durch ein Integral, da für höhere Zustände die verbreiterten Energieniveaus überlappen. Dabei besteht eine gewisse Willkür bei der Festlegung der Grenze zwischen den Zuständen, die einzeln berücksichtigt werden, und denjenigen, über die integriert wird. So hat Yankov [53] für Xenon gezeigt, daß die Ergebnisse für die Photoionisationsquerschnitte sowohl in ihrer Größe als auch im spektralen Verlauf empfindlich von dieser Grenze abhängen. Deshalb hat Schlüter für die Edelgase durch Summation über fast alle Niveaus die Berechnungen deutlich verbessert. Später hat Hofsaess Photoionisationsquerschnitte mit der Thomas-Fermi-Methode berechnet. Seine Ergebnisse stimmen ungefähr mit denen von Schlüter überein.

D'yachkov berechnete die Photoionisationsquerschnitte mit der WKB-Näherung (auch quasiklassische Näherung genannt). Im folgenden soll diese Methode beschrieben werden, wobei zusätzlich die Abweichungen von der Methode von Schlüter dargestellt werden.

Für den Absorptionsquerschnitt bei Photoionisation gilt:

$$\sigma = \frac{\pi e^2 \omega}{3 \varepsilon_0 c g} \sum_{b,f} \left| \int \psi_b^* r \psi_f d\tau \right|^2. \quad (2.7)$$

In dieser Gleichung ist  $g$  das statistische Gewicht des gebundenen Zustandes, und es wird über alle gebundenen Zustände (Index  $b$ ) und alle freien Zustände (Index  $f$ ) summiert.  $\psi_b$  ist dabei die Wellenfunktion des gebundenen Zustandes vor dem Absorptionsprozeß, also diejenige des Atoms.  $\psi_f$  ist die Wellenfunktion des freien Zustandes nach dem Absorptionsprozeß, also die des Ions einschließlich des freien Elektrons. Durch Einführung der Größe  $S$  mittels

$$S = \sum_{b,f} \left| \int \psi_b^* r \psi_f d\tau \right|^2 / a_0^2, \quad (2.8)$$

wobei  $a_0$  der Bohrsche Radius ist, und Übergang zu atomaren Größen ergibt sich aus Gleichung 2.7:

$$\sigma = \frac{4\alpha(\pi a_0^2)\hbar\omega}{3E_H} \cdot \frac{S}{g}. \quad (2.9)$$

Hierbei ist  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und  $E_H$  die Ionisierungsenergie des Wasserstoffs.

Zu berechnen ist nun noch der Quotient  $S/g$ , in dem die Wellenfunktionen der beteiligten Zustände enthalten sind. Im folgenden werden die Wellenfunktionen in Radialteil und Winkelanteil zerlegt und die beiden Anteile getrennt voneinander betrachtet. Dies ist möglich, da die Winkelanteile der Wellenfunktionen nicht von der speziellen Form des Zentralfeldes abhängen. Außerdem wird der obere freie Zustand durch gestrichene Größen gekennzeichnet. Für jeden betrachteten Zustand werden die Drehimpuls- und Spinquantenzahlen der Elektronen, die nicht beim Absorptionsprozeß aus dem Atom herausgelöst werden, mit  $\gamma$  (bzw.  $\gamma'$ ) zusammengefaßt. Für die Absorption eines Photons der Kreisfrequenz  $\omega$  gilt also  $\hbar\omega = E' - E_{nl\gamma}$ . Dann läßt sich  $S/g$  wegen der Auswahlregel  $l' = l \pm 1$  für optische Dipolübergänge folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{S}{g} = \sum_{l'=l\pm 1} \sum_{\gamma'} C(l\gamma, l'\gamma') (R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'})^2. \quad (2.10)$$

In dieser Gleichung ergeben sich die Faktoren  $C(l\gamma, l'\gamma')$  aus der Integration über die Winkelanteile der Wellenfunktionen, und  $R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'}$  ist das dimensionslose radiale Dipolmatrixelement, welches durch die Radialteile der Wellenfunktionen des gebundenen und des freien Elektrons gegeben ist.

Bis hierher ist das Vorgehen von Schlüter (bzw. Burgess und Seaton) und von D'yachkov gleich, allerdings unterscheiden sich nun die Berechnungen der Faktoren  $C(l\gamma, l'\gamma')$  und der dimensionslosen radialen Dipolmatrixelemente.

Die Ergebnisse für die Faktoren  $C(l\gamma, l'\gamma')$  bei der Integration über die Winkelanteile der Wellenfunktionen hängen von der Wahl der Art der Kopplung der Drehimpulse in der Elektronenhülle ab. In den älteren Arbeiten wird LS-Kopplung angenommen, wohingegen D'yachkov jI-Kopplung verwendet, die für angeregte Zustände von Edelgasatomen besser geeignet ist.

Zu berechnen ist noch das dimensionslose radiale Dipolmatrixelement  $R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'}$ . Da der wesentliche Beitrag zu diesem aus Bereichen mit großem Radius stammt, wird sowohl bei Schlüter als auch bei D'yachkov das Potential des Kerns durch ein Coulombpotential angenähert; dieses Verfahren ist als Coulombapproximation bekannt. Hierbei wird die Abweichung vom Coulombpotential mit Hilfe des Quantendefektes berechnet.

Analog zum Wasserstoffatom kann eine effektive Hauptquantenzahl  $n^*$  eingeführt werden, die in folgendem Zusammenhang mit der experimentell bestimmten Ionisierungsenergie  $E_{nl\gamma}$  steht:

$$E_{nl\gamma} = \frac{Z^2 e^4 m_e}{8 h^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^{*2}}. \quad (2.11)$$

Dabei ist  $n^*$ , im Gegensatz zum Wasserstoffatom, im allgemeinen nicht ganzzahlig; die Differenz  $\mu_{nl} = n - n^*$  wird als Quantendefekt bezeichnet. Die

hiermit beschriebene Abweichung vom Wasserstoffatom ergibt sich aus der Abschirmung des Kernfeldes durch die Elektronen der inneren Schalen, so daß sich das betrachtete Elektron in einem gegenüber dem Wasserstoff veränderten Potential befindet. Somit beschreibt der Quantendefekt auch die Abweichung des Potentials von einem Coulombpotential. Für das Wasserstoffatom gilt  $\mu = 0$ .

Der Quantendefekt ist für s-Elektronen (also  $l = 0$ ) am größten und nimmt für größere Werte von  $l$  stark ab. Deshalb beschränken sich sowohl Schlüter als auch D'yachkov auf  $l, l' \leq 3$ .

Hiermit ist der Quantendefekt für gebundene Zustände definiert. Seaton [42] hat gezeigt, dass diese Größe auch auf freie Zustände extrapoliert werden kann.

In den älteren Arbeiten werden nun die mit dem Radius multiplizierten Radialteile der Wellenfunktionen für das gebundene und das freie Elektron getrennt durch Lösen der Schrödingergleichung für große Abstände vom Atomkern berechnet. Bei Seaton [42] ergeben sich für die asymptotischen Erweiterungen der Lösungen für die freien Zustände, daß sich diejenigen für ein coulombähnliches Feld nur um einen zusätzlichen Phasenfaktor  $\delta$  von denjenigen des reinen Coulombfeldes unterscheiden. Diese Phase kann nach Seaton durch  $\delta = \pi\mu$  angegeben werden. D'yachkov hingegen nähert die Radialteile mit der WKB-Methode, die für quasiklassische Systeme, zum Beispiel hochangeregte Zustände, verwendet werden kann. Für das in dieser Näherung stehende Potential, nimmt er ein Coulombpotential an. Die Abweichungen vom Coulombpotential berücksichtigt er, indem er analog zu Seaton eine zusätzliche Phase  $\delta$  einführt. Diesen Ansatz macht er auch für die gebundenen Zustände, wobei sich deren Radialteile von denjenigen der freien Zustände nur in einem Normierungsfaktor unterscheiden. Dieser Ansatz wird im folgenden beschrieben.

Das dimensionslose radiale Dipolmatrixelement läßt sich allgemein in folgender Weise darstellen:

$$R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'} = \int R_{nl\gamma}(r)R_{E'l'\gamma'}(r)r^3 dr, \quad (2.12)$$

wobei  $R_{nl\gamma}$  der Radialteil der Wellenfunktion des gebundenen Elektrons und  $R_{E'l'\gamma'}$  der des freien Elektrons ist. In seiner Näherung stellt D'yachkov diese Radialteile in der folgenden Weise dar:

$$R_{El\gamma}(r) = \frac{B}{r} \cdot \left( \frac{2}{\pi p_{El\gamma}} \right)^{1/2} \cdot \cos \left( \int_a^r p_{El\gamma}(r') dr' + \delta - \pi/4 \right), \quad (2.13)$$

wobei die Energien in atomaren Einheiten einzusetzen sind. Für den Fall des gebundenen Elektrons ist diese Energie die Ionisierungsenergie  $E_{nl\gamma}$ , welche mit der effektiven Quantenzahl  $n^*$  analog zu Gleichung 2.11 beschrieben

werden kann. In dieser Gleichung macht D'yachkov für  $p_{El\gamma}$  den Ansatz

$$p_{El\gamma}(r) = \left( 2E + \frac{2}{r} - \frac{[l + (1/2)]^2}{r^2} \right)^{1/2}, \quad (2.14)$$

und  $a$  ist der kleinste Wert mit  $p_{El\gamma}(a) = 0$ .  $B$  ist der oben erwähnte Normierungsfaktor, der für freie Zustände  $B = 1$  und für gebundene Zustände  $B = [n^{*3}(1 + d\mu/dn^*)]^{-1/2}$  beträgt.

Die Gleichung 2.14 ergibt sich in der WKB-Näherung, wenn das angeregte Elektron ein Coulombpotential  $2/r$  sieht. Die Abweichungen vom Coulombpotential werden nun bei D'yachkov nicht durch ein verändertes Potential in dieser Gleichung berücksichtigt, sondern dadurch, daß in der Gleichung 2.13 wie bei Seaton im Argument der Kosinusfunktion gegenüber der WKB-Näherung eine Phase  $\delta$  hinzugefügt wird. Für diese Phase wird der Ansatz  $\delta = \pi\mu$  gemacht. Dies ist der Zusammenhang, der sich bei Seaton für den Radialteil der Wellenfunktion eines freien Elektrons ergibt.

Nach Einsetzen dieses Ausdrucks und Auswerten (dies erfolgt von D'yachkov in mehreren Arbeiten in [13], [14] und [15]) ergibt sich:

$$R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'} = \left( \frac{2^7}{\sigma^5 n^{*2}} \right)^{1/3} \cdot \{ [S(x) + \beta S_1(x)] \cos[\pi(n^* + \mu')] - [T(x) + \beta T_1(x)] \sin[\pi(n^* + \mu')] \}. \quad (2.15)$$

Hierbei ist  $\sigma$  die Energie des absorbierten Photons in atomaren Einheiten und  $\beta = (4/\sigma)^{2/3}(E_{nl\gamma} + E')/2$ . Die für  $\beta$  benutzten Energien sind ebenfalls in atomaren Einheiten zu nehmen.  $\beta$  ergibt sich aus der durchgeführten asymptotischen Erweiterung und ist klein gegen die Werte der Funktionen  $S$  und  $S_1$ , bzw.  $T$  und  $T_1$ . Nach Einführen von  $l_m = \max\{l, l'\} = (l + l' + 1)/2$ ,  $\Delta l = l' - l = \pm 1$  und  $x = l_m^2(\sigma/4)^{2/3}$  sind  $S$ ,  $T$ ,  $S_1$  und  $T_1$  Funktionen, für die die folgenden Ausdrücke gelten:

$$S(x) = \Delta l x^{1/2} Ai(x) - Ai'(x) \quad (2.16)$$

$$T(x) = \Delta l x^{1/2} Gi(x) - Gi'(x) + x/2\pi \quad (2.17)$$

$$S_1(x) = \frac{1}{10}(1 - 6\Delta l x^{3/2} + 4x^3)Ai(x) + \frac{2}{5}x(1 - \Delta l x^{3/2})Ai'(x) \quad (2.18)$$

$$T_1(x) = \frac{1}{10}(1 - 6\Delta l x^{3/2} + 4x^3)Gi(x) + \frac{2}{5}x(1 - \Delta l x^{3/2})Gi'(x) + \frac{9}{20\pi}\Delta l x^{1/2} - \frac{21}{40\pi}x^2 \quad (2.19)$$

Die hier verwendeten Funktionen  $Ai(x)$  und  $Gi(x)$ , deren Ableitungen durch  $Ai'(x)$  bzw.  $Gi'(x)$  gegeben sind, ähneln den Airy-Funktionen und sind bei Abramowitz und Stegun [1] aufgeführt. Dort sind auch asymptotische Erweiterungen angegeben, mit denen  $Ai(x)$  und  $Gi(x)$  als Potenzreihen darstellbar

sind. Für die Koeffizienten in diesen Potenzreihen gibt D'yachkov Rekursionsformeln an, die für  $x < 1$  konvergieren. Somit können die hier verwendeten Funktionen, daraus die dimensionslosen radialen Dipolmatrixelemente  $R_{nl\gamma}^{E'l'\gamma'}$  und schließlich die Photoionisationsquerschnitte berechnet werden.

Zur Überprüfung der Ergebnisse wurden von D'yachkov in [15] die radialen Dipolmatrixelemente für viele Übergänge des Wasserstoffs ( $\mu = 0$ ) berechnet, wobei die Ergebnisse bei den meisten Übergängen um weniger als 2% und bei fast allen um weniger als 7% von den exakt berechneten Werten abweichen. Aus den Photoionisationsquerschnitten kann der Absorptionskoeffizient und daraus der  $\xi$ -Faktor für die frei-gebundene Strahlung ermittelt werden. Für Vergleiche mit experimentellen Arbeiten ist aber die Kenntnis des  $\xi$ -Faktors für die Gesamtstrahlung notwendig. Da der Anteil der frei-freien Strahlung einige Prozent ausmacht, ist er bei der hier angestrebten Genauigkeit klein aber nicht vernachlässigbar.

D'yachkov hat zusätzlich den Anteil der frei-freien Strahlung berechnet, wobei er analog zu der Berechnung der frei-gebundenen Strahlung vorgegangen ist. Dazu hat er den Absorptionsquerschnitt der frei-freien Strahlung  $\kappa^{ff}$  aus dem Photoabsorptionsquerschnitt  $\sigma(\omega)$  berechnet, wobei diese Größen über

$$\kappa^{ff} = n_e n_i \int_0^\infty (2E)^{1/2} \sigma(\omega) f(E) dE \quad (2.20)$$

zusammenhängen. In dieser Gleichung ist  $f(E)$  die Energieverteilungsfunktion, die als Maxwellverteilung angenommen wird. Die Berechnung des Photoabsorptionsquerschnitts  $\sigma(\omega)$  erfolgt mit demselben Ansatz wie bei der Berechnung der Photoionisationsquerschnitte, nur daß in Gleichung 2.7 auch für die Wellenfunktion vor dem Absorptionsprozeß diejenige eines Ions und eines freien Elektrons verwendet wird. Die Energie des freien Elektrons ist dabei diejenige, die es vor der Absorption hat.

Der Gesamtabsorptionsquerschnitt  $\kappa(\omega)$  setzt sich dann additiv aus dem Anteil für die frei-freie Strahlung  $\kappa^{ff}(\omega)$  und dem für die frei-gebundene Strahlung  $\kappa^{fg}(\omega)$  zusammen:

$$\kappa(\omega) = \kappa^{fg}(\omega) + \kappa^{ff}(\omega). \quad (2.21)$$

Bei D'yachkov werden nun nicht die verschiedenen Anteile getrennt voneinander berechnet, sondern es wird über die Zustände, deren Energie einen bestimmten Wert  $E_0$  nicht übersteigt, summiert. Über die anderen Zustände wird analog Unsöld [45] integriert, da der Anteil der frei-freien Strahlung dieselbe algebraische Struktur hat. D'yachkov [16] verwendet bei Neon  $E_0 = -0,00627 \text{ cm}^{-1} \doteq 1,25 \cdot 10^{-25} \text{ J}$ .

Der Absorptionskoeffizient kann also folgendermaßen dargestellt werden:

$$\kappa(\omega) = \kappa_{int}(\omega) + \sum_{-\hbar\omega < E_p < E_0} n_p \sigma(p, \omega), \quad (2.22)$$

wobei  $p$  für alle Quantenzahlen des betrachteten Zustandes steht. Nun wird für das in  $\kappa_{int}$  stehende Integral ein  $\xi$ -Faktor  $\xi_{int}$  eingeführt, der in gewohnter Weise die Abweichung von der Kramers-Unsöld-Formel darstellt. Um dieses Integral zu berechnen, wird der Quantendefekt als lineare Funktion der Energie angenähert:

$$\mu = a + bE, \quad (2.23)$$

wobei die Energie wie üblich in atomaren Einheiten einzusetzen ist. Nach der Integration läßt sich  $\xi_{int}$  als

$$\xi_{int} = 1 + \sum_{p_i l l' \gamma \gamma'} D(p_i l l' \gamma \gamma') \quad (2.24)$$

darstellen, wobei  $p_i$  der Zustand des Ions nach dem Absorptionsprozeß ist. Die Koeffizienten  $D(p_i l l' \gamma \gamma')$  enthalten wieder die Funktionen  $S(x)$ ,  $T(x)$ ,  $S_1(x)$ ,  $T_1(x)$ , des weiteren die Parameter  $x$ ,  $l_m$  und  $C(l\gamma, l'\gamma')$  und außerdem die Werte  $a$ ,  $a'$ ,  $b$  und  $b'$ , mit denen der Quantendefekt des Ausgangs- bzw. des Endzustandes beschrieben wird. Somit kann  $\xi_{int}$  und daraus der Absorptionskoeffizient der Gesamtstrahlung berechnet werden.

Bisher wurde wie bei den früheren Arbeiten zur Berechnung des  $\xi$ -Faktors der Einfluß des elektrischen Feldes des Plasmas nicht miteinbezogen. Ein elektrisches Feld verändert jedoch die Wellenfunktion eines in ihm befindlichen Atoms, so daß sich auch die Absorptionskoeffizienten ändern.

In einem Plasma hängt die elektrische Feldstärke von den Teilchendichten und der Verteilung der geladenen Teilchen ab und ist nicht einfach darstellbar. Um nun den Einfluß des elektrischen Feldes zu bestimmen, wird zunächst das Potential eines in ihm befindlichen Atoms betrachtet. Ohne elektrisches Feld steigt das Kernpotential mit zunehmendem Abstand vom Kern monoton an, wobei es gegen die Ionisierungsenergie konvergiert. In einem elektrischen Feld kommt es zu Veränderungen dieses Potentials, die von der Stärke des elektrischen Feldes abhängen.

Unsöld [46] hat nun das resultierende Potential für zwei verschiedene Näherungen für das elektrische Feld im Plasma beschrieben. Zum einen untersuchte er ein Atom, welches sich in einem homogenen Feld befindet, zum anderen den Fall, daß das elektrische Feld durch das nächste Ion (Nächstenachbarwechselwirkung) gegeben ist. In beiden Fällen ergibt sich ein Potentialmaximum, welches unterhalb der Ionisierungsenergie des Atoms ohne Feld liegt. Die Höhe dieses Maximums sinkt mit zunehmender Feldstärke. Ist dieses Maximum unterhalb des Potentials eines betrachteten Zustandes, so ist dieser nicht mehr gebunden, sondern frei.

Also machen sich die Veränderungen des Potentials durch ein elektrisches Feld besonders bei den hoch angeregten Zuständen und somit im Spektrum in der Nähe der Seriengrenzen bemerkbar. Dies erklärt auch, daß die Abweichungen zwischen den Experimenten und den Theorien, die das elektrische

Feld nicht berücksichtigen, besonders an den Seriegrenzen zu finden sind. Wie eben dargestellt, sinkt das Potentialmaximum mit zunehmender Feldstärke, und es hängt von der Höhe dieses Maximums ab, ob ein Zustand gebunden oder frei ist. Deshalb führt Unsöld für ein Atom in einem homogenen Feld nun eine kritische Feldstärke ein, mittels derer beurteilt werden kann, ob ein gebundener oder ein freier Zustand vorliegt. Er erhält  $F_c = (4\pi\varepsilon_0 E_p^2)/(4e^3)$ , wobei  $E_p$  die Energie des betrachteten Zustandes ist. Für das elektrische Feld, welches durch Nächstenachbarwechselwirkung gegeben ist, bestimmt Sevastyanenko [43] analog zu Unsöld die kritische Feldstärke, wobei er  $F_c = (4\pi\varepsilon_0 E_p^2)/(16e^3)$  erhält.

Bei genauerer Betrachtung ist die Bestimmung der kritischen Feldstärke nicht so einfach wie hier dargestellt, da auch die Beschreibung des elektrischen Feldes in Nächsternachbarwechselwirkung nur eine Näherung ist. Denn auf der einen Seite verzerrt das elektrische Feld zusätzlich die Bohrschen Bahnen des betrachteten Atoms und auf der anderen Seite kann das Elektron auch durch Tunneln das Atom verlassen (siehe auch die Arbeiten von Sevastyanenko [43] und Hummer und Mihalas [29]). Außerdem beeinflussen auch Elektronen und andere Ionen das elektrische Feld im Plasma und somit auch die kritische Feldstärke, und die Elektronen können durch Stöße das betrachtete Atom ionisieren. Insgesamt ergibt sich ein komplexes Problem, welches bisher nicht abschließend gelöst ist. Deshalb verwendet D'yachkov in der nun folgenden Beschreibung die eben aufgeführten Formeln von Unsöld bzw. von Sevastyanenko für die kritische Feldstärke.

Das elektrische Feld in einem Plasma kann mit dem Mikrofeldmodell beschrieben werden, indem dem elektrischen Feld eine Verteilungsfunktion  $P(F)$  zugeordnet wird. Eine der bekanntesten ist die Holtsmark-Verteilung, die von Hooper [27] durch Berücksichtigung der Wechselwirkung der Ionen untereinander erweitert wurde.

Mit solch einer Verteilungsfunktion ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Niveau  $p$  mit der Energie  $E_p$  als gebundener Zustand existiert, durch

$$W(E_p) = \int_0^{F_c} P(F) dF \quad (2.25)$$

gegeben. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Niveau  $p$  als freier Zustand vorliegt, ist dann  $1 - W$ .

Mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeiten berechnet D'yachkov nun die Absorptionskoeffizienten. Dabei verwendet er in Gleichung 2.25 die von ihm in [18] erhaltene analytische Näherung für das Integral mit den von Hooper berechneten Verteilungsfunktionen. Somit erhält er Ergebnisse für die Absorptionskoeffizienten und die  $\xi$ -Faktoren, in denen der Einfluß des elektrischen Feldes des Plasmas mitberücksichtigt werden kann. Diese Ergebnisse können allein mit Hilfe von Potenzreihen und analytischen Ausdrücken dargestellt werden

und werden im Kapitel 2.3 diskutiert.

Um seine Ergebnisse mit denen von Schlüter und von Hofsaess zu vergleichen, führt D'yachkov auch Berechnungen durch, bei denen die Plasmaeffekte nicht berücksichtigt werden. Die sich dabei ergebenden  $\xi$ -Faktoren sind denen von Schlüter und von Hofsaess sehr ähnlich. Der Aufwand, diese zu erhalten, ist jedoch auf Grund der Verwendung von Näherungen deutlich geringer.

In den Berechnungen von D'yachkov, die den Einfluß des elektrischen Feldes im Plasma berücksichtigen, ergeben sich im Bereich von Seriegrenzen deutliche Abweichungen gegenüber den Ergebnissen, die das elektrische Feld des Plasmas vernachlässigen. Also ist es wichtig, die Plasmaeffekte mit einzubeziehen.

Das Verfahren zur Einbeziehung des elektrischen Feldes im Plasma von D'yachkov bei der Bestimmung der  $\xi$ -Faktoren ist unabhängig von der Berechnung der Photoionisationsquerschnitte. Somit ist es möglich, dieses Verfahren auch auf die mit der Methode von Schlüter berechneten Photoionisationsquerschnitte anzuwenden. Damit könnten neue Werte nach der Methode von Schlüter für die  $\xi$ -Faktoren, welche die Plasmaeffekte berücksichtigen und somit von der Elektronendichte abhängen, erhalten werden. Da aber auf der einen Seite die Berechnung der Photoionisationsquerschnitte nach Schlüter sehr aufwendig ist, auf der anderen Seite die Ergebnisse von D'yachkov ohne Plasmaeffekte fast mit denen von Schlüter übereinstimmen, sind diese Berechnungen nach dem Verfahren von Schlüter unter Berücksichtigung der Plasmaeffekte nicht notwendig.

## 2.3 Bisherige Ergebnisse - Ausgangssituation für diese Arbeit

In Abbildung 2.1 sind die Ergebnisse für berechnete  $\xi^{fg}$ -Werte von D'yachkov [17] für unterschiedliche Elektronendichten sowie die Ergebnisse von Schlüter [37] und von Hofsaess [26] für Neon bei einer Temperatur von 15000 K dargestellt. Dabei wurden die Werte für  $n_e > 0$  mit der kritischen Feldstärke der Nächstennachbarwechselwirkung (NN) berechnet. Zur Erstellung der Kurven wurden die Werte aus den Diagrammen von D'yachkov entnommen und aufgearbeitet.

Die Kurve für  $n_e = 0$  stimmt recht gut mit denen von Schlüter und von Hofsaess überein. Der Effekt durch das Mikrofeld des Plasmas bei  $n_e \neq 0$  ist deutlich sichtbar.

Beim Vergleich mit experimentellen Ergebnissen gibt es für Neon nur sehr wenige Arbeiten, nämlich die Untersuchungen von Schnapauff [39] und von Gavrilov [23]. Schnapauff untersuchte das Emissionskontinuum an einem Kaskadenbogen, wobei er eine Elektronendichte von  $3,79 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  und eine

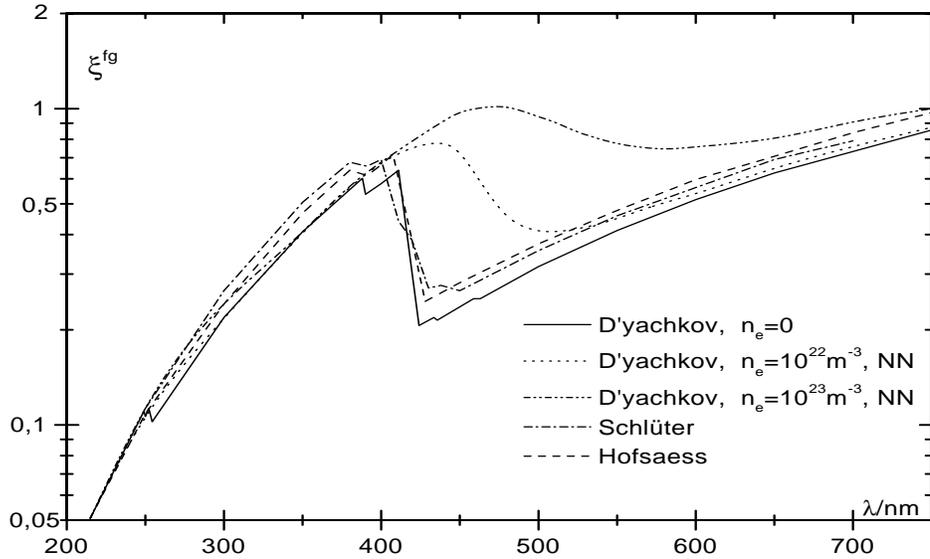


Abbildung 2.1: Theoretisch berechnete Kurven mehrerer Autoren für  $\xi^{fg}$  bei  $T=15000$  K

Temperatur von  $14680$  K angibt. Aus diesen Meßgrößen bestimmte er nach Gleichung 2.4 seine  $\xi$ -Faktoren.

Gavrilov dagegen experimentierte an einer gepulsten Entladung in einer Quarzröhre bei einer Temperatur von  $21000$  K. Die Elektronendichte betrug je nach Experiment  $1,4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  oder  $1,1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ . Er beobachtete das Kontinuum nicht in Emission sondern in Absorption und erhielt so Absorptionskoeffizienten, die von D'yachkov in  $\xi$ -Faktoren umgerechnet wurden.

In Abbildung 2.2 sind die  $\xi$ -Faktoren für die Gesamtstrahlung der beiden Experimentatoren dargestellt, wobei jeweils an einem Wert die im Kapitel 7 erläuterte Meßunsicherheit eingetragen ist. Außerdem sind die Ergebnisse der von D'yachkov durchgeführten Berechnungen bei den von den Experimentatoren erhaltenen Plasmaparametern aufgetragen. Bei diesen Berechnungen wurde für die kritische Feldstärke sowohl ein homogenes Feld (UF) als auch die Nächstenachbarwechselwirkung (NN) angesetzt. Die Kurven mit der Nummer 1 entsprechen den Plasmaparametern von Schnapauff, die Kurven 2 und 3 denen von Gavrilov, wobei Kurve 2 diejenige mit der kleineren Elektronendichte ist.

Die Meßwerte liegen alle oberhalb der berechneten Werte. Dies könnte teilweise an den verwendeten Näherungen liegen, denn auch die Werte von D'yachkov ohne Berücksichtigung der Elektronendichte liegen in der Abbildung 2.1 etwas unterhalb denen von Schlüter und von Hofsaess. Allerdings sind die Abweichungen dort nicht so groß.

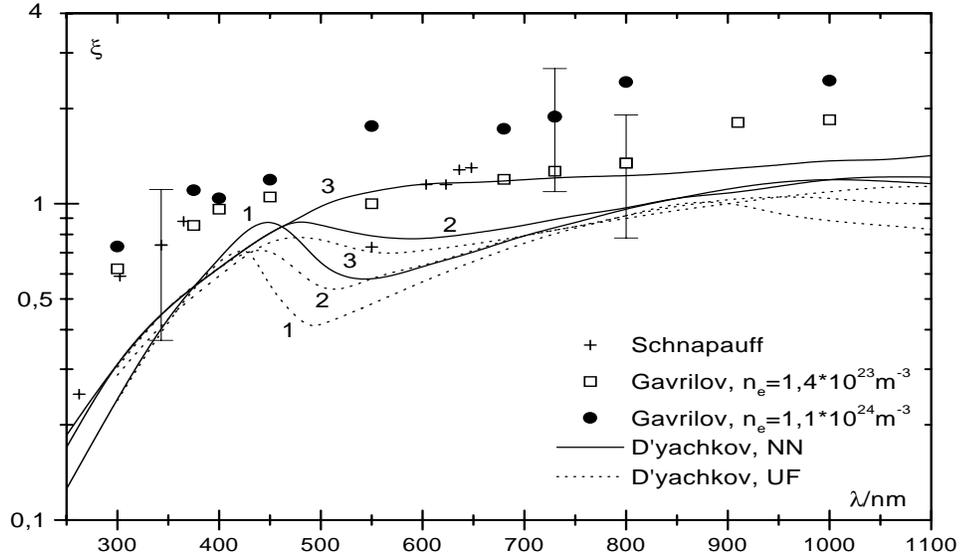


Abbildung 2.2: Frühere experimentelle Ergebnisse für den  $\xi$ -Faktor und dazugehörige Kurven nach der Theorie von D'yachkov (1: Schnapauff, 2: Gavrilov  $1,4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , 3: Gavrilov  $1,1 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$ )

Der Unterschied kann aber auch durch die Meßunsicherheiten der experimentellen Daten gegeben sein. Da alle Werte ungefähr den gleichen Abstand von den berechneten Werten haben, könnten Meßfehler vorliegen, die unabhängig von der Wellenlänge sind.

Denn bei beiden Experimentatoren ist die Bestimmung der Elektronendichte mit einer großen Meßunsicherheit durchgeführt worden. Diese Unsicherheit macht sich wegen der quadratischen Abhängigkeit der Kontinuummmission von der Elektronendichte bei der Bestimmung von  $\xi$ -Faktoren deutlich bemerkbar. Insgesamt kann die Ungenauigkeit aller bisherigen experimentellen Werte mit einem Wert von 40 bis 50% angegeben werden.

Neben der Abhängigkeit des Absolutwertes des  $\xi$ -Faktors von den Plasmaparametern ist auch der relative spektrale Verlauf von großem Interesse, da auch dieser bei den beiden Modellen von D'yachkov unterschiedlich ist. Die experimentellen Ergebnisse von Schnapauff und Gavrilov scheinen die Tendenz anzudeuten, daß im Gegensatz zum Wasserstoff die theoretische Beschreibung mit Hilfe der Nächstennachbarwechselwirkung bei Neon besser ist als diejenige, die ein homogenes Feld verwendet. Wegen der großen Meßunsicherheit der bisher bestimmten experimentellen Werte ist aber eine definitive Aussage nicht möglich.

Allerdings ist alles in allem die Situation auf der experimentellen Seite nicht befriedigend. Deshalb sind neue Messungen notwendig, wobei deren Meßun-

sicherheit deutlich unter der bisher erreichten liegen sollte, damit die Aussagen eindeutig werden. Solche Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Die Ergebnisse werden ausführlich in Kapitel 7 mit den hier vorgestellten Werten von D'yachkov verglichen.

# Kapitel 3

## Plasmaerzeugung

Die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen wurden mit einem Membranstoßrohr erzeugt. Der Vorteil dieser Art Plasmen ist eine gute Homogenität senkrecht zur Stoßrichtung, wodurch sich Plasmaparameter einfach bestimmen lassen. Die Lebensdauer der so erzeugten Plasmen beträgt einige hundert Mikrosekunden, wobei sich der Plasmazustand innerhalb einer Mikrosekunde meßbar verändert. Mit Hilfe der hier eingesetzten Kurzzeitmeßtechniken ist es möglich, die instationären und kurzlebigen Plasmen so zu vermessen, daß während eines Experiments zu unterschiedlichen Zeiten Meßpunkte mit unterschiedlichen Plasmaparametern erhalten werden. Näheres zu Stoßrohren ist z.B. in [7], [21], [34] und [52] zu finden. Im folgenden wird das verwendete Stoßrohr beschrieben und auf die Besonderheiten der im Rahmen dieser Arbeit erstmals an der verwendeten Anlage realisierten Erzeugung von Neonplasmen mit interferometrisch bestimmbarer Teilchendichten hinter reflektierten Stoßwellen eingegangen.

### 3.1 Prinzip

In einem Stoßrohr wird durch starke Kompression eines Testgases ein Plasma erzeugt. Die starke Kompression entsteht dadurch, daß ein Treibgas mit hohem Druck in das Testgas mit deutlich niedrigerem Druck einströmt. Ist der Druckunterschied ausreichend groß, so bildet sich eine Stoßwelle aus, deren Kopf, im folgenden Stoßfront genannt, sich mit Überschallgeschwindigkeit in das ungestörte Testgas ausbreitet. Dabei findet eine Verdichtung des Testgases statt, wobei die Translationsenergie der Testgasatome stark erhöht wird. Durch Stöße zwischen den Atomen wird die Energie auch auf andere Freiheitsgrade wie Anregung und Ionisation verteilt. Die bei der Ionisation erzeugten Elektronen stoßen ihrerseits auch mit Atomen und Ionen zusammen, wobei der Wirkungsquerschnitt hierfür höher ist als für ionisierende

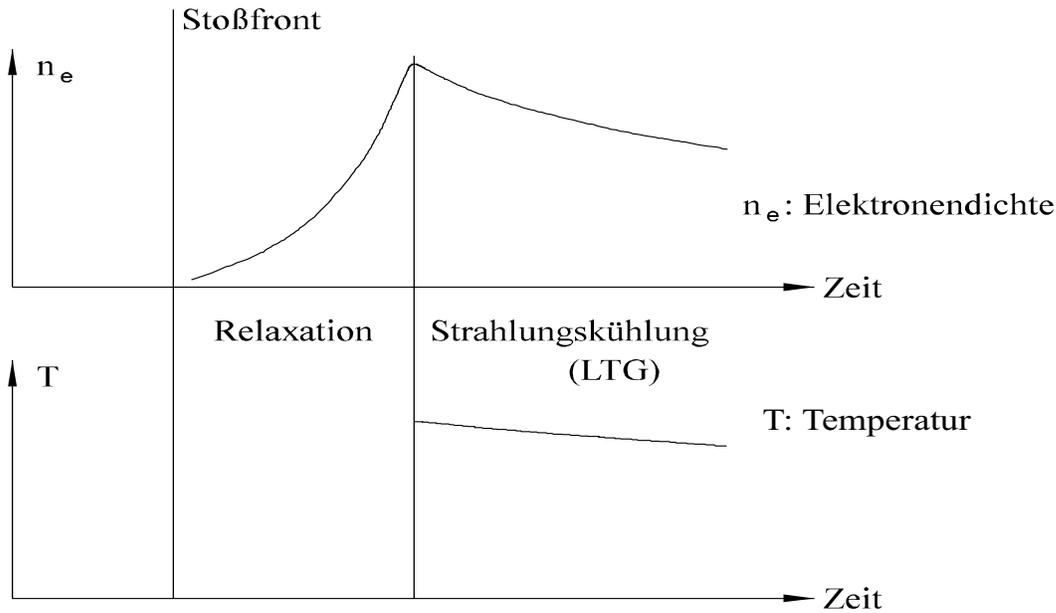


Abbildung 3.1: Verlauf von Elektronendichte und Temperatur hinter einer starken Stoßwelle in Edelgasen

Atom-Atomstöße. Deshalb läuft die Elektronenproduktion nach einem relativ langsamen Beginn sehr schnell ab. Am Ende dieses Relaxationsprozesses liegt bei den hier verwendeten Dichten ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTG) vor, und die Elektronendichte ist maximal.

Anschließend gibt das Plasma in der sogenannten Strahlungskühlungszone Energie durch Kontinuum- und Linienstrahlung ab, wobei Elektronendichte und Temperatur absinken. Diese Energieabgabe findet so langsam statt, daß sich das Plasma zu jeder Zeit quasistationär im LTG befindet. Der Verlauf von Elektronendichte und Temperatur ist in Abbildung 3.1 dargestellt, wobei eine einheitliche Temperatur erst in der Strahlungskühlungszone vorliegt, da vorher kein LTG herrscht.

Hinter laufenden Stoßwellen können abhängig von der Dimensionierung des Stoßrohrs nur Plasmamaparameter in einem begrenzten Bereich erzielt werden. Durch Reflexion der Stoßwelle wird das Testgas ein zweites Mal von dieser erfaßt und verdichtet, so daß Elektronendichte und Temperatur höher sind als hinter der einlaufenden Stoßwelle. Der zeitliche Verlauf von Elektronendichte und Temperatur ist dabei jedoch komplexer als bei laufenden Stoßwellen, da die reflektierte Stoßfront mit der einlaufenden Ionisationsfront wechselwirkt. Dabei entsteht eine zusätzliche Verdichtungswelle, die auf die Reflexionsebene zuläuft und an dieser reflektiert wird. Beim Durchgang dieser Verdichtungswelle steigen die Teilchendichten und die Temperatur jeweils nochmals an. Der resultierende Verlauf von Elektronendichte und

Temperatur in der Beobachtungsebene hängt kritisch von deren Abstand von der Reflexionsebene ab und ist nicht bei beliebigen Abständen aus der im Kapitel 4 beschriebenen Interferometrie bestimmbar. Deshalb muß dieser Abstand, abhängig vom Testgas, an andere Anfangsparameter angepaßt werden. Eine ausführliche Diskussion der bei der Reflexion einer Stoßwelle auftretenden Phänomene hat Mitsching [33] bei seinen Untersuchungen an Argonplasmen durchgeführt.

## 3.2 Experimenteller Aufbau

Die verwendete Stoßrohranlage ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Hauptkomponenten sind der Hochdruckteil HD und der Niederdruckteil ND, die vor dem Experiment durch eine 0,5 mm dicke Aluminiummembran voneinander getrennt sind.

Der Hochdruckteil ist zylindrisch, 400 mm lang und hat einen Innendurchmesser von 75 mm. Er hat einen 5 mm dicken Stahlmantel, der mit Keramik ausgekleidet ist.

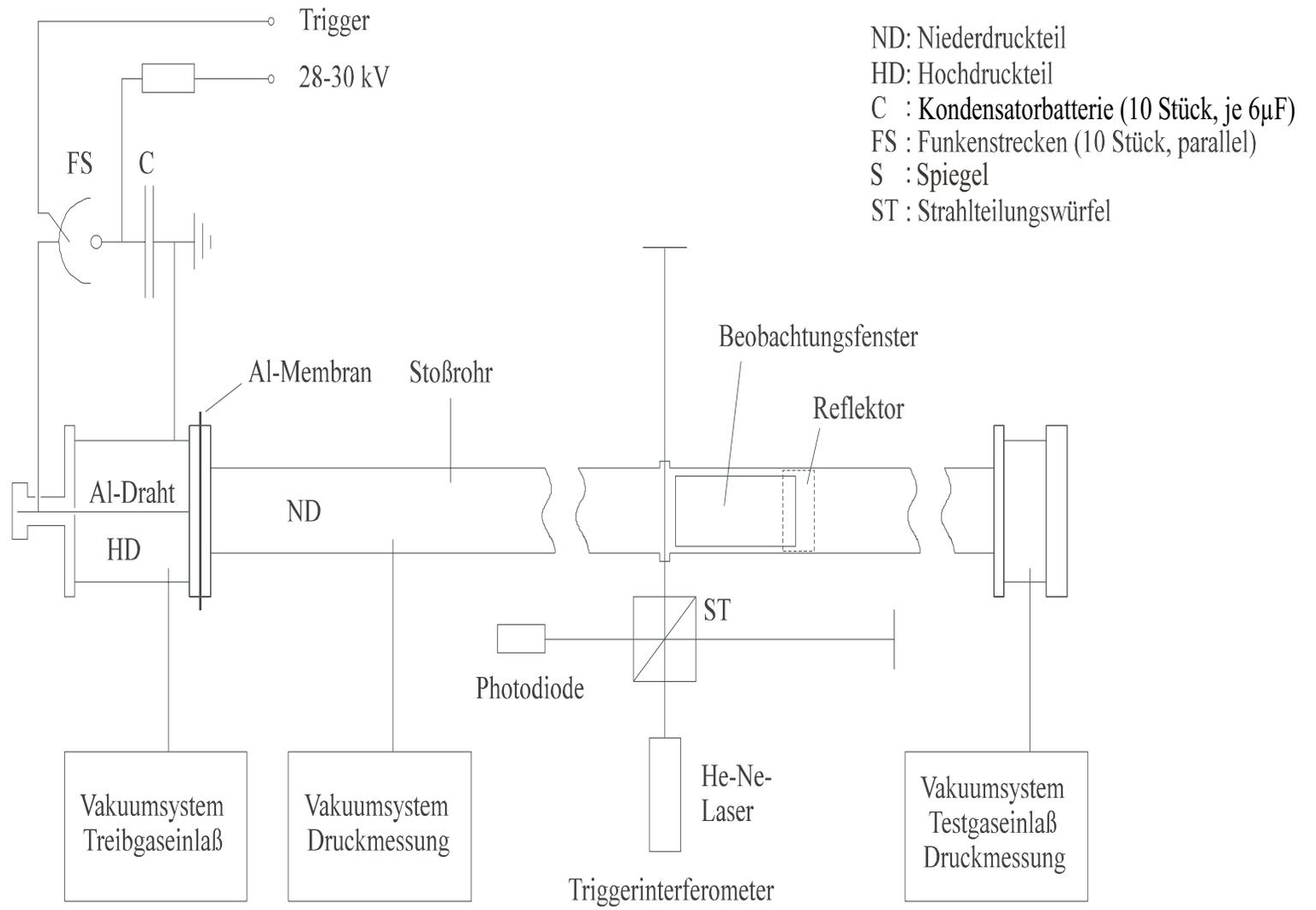
Der Niederdruckteil besteht aus einem Aluminiumrohr mit quadratischem Querschnitt und einer Innenseitenlänge von 52 mm. Die Länge des Rohres beträgt 4,6 m, wobei 2,9 m vom Hochdruckteil entfernt an den Seiten mit der Rohrwand fluchtende Beobachtungsfenster mit einer Länge von 150 mm eingesetzt sind. Durch diese Fenster werden die Strahlen der beiden Laser des Zweiwellenlängeninterferometers geführt. In der Ebene, die senkrecht zur Stoßrichtung ist und durch die die Laserstrahlen des Interferometers geführt werden, erfolgt auch die Beobachtung des Plasmaleuchtens. Der Abstand zwischen der so festgelegten Beobachtungsebene und dem Hochdruckteil ist so groß gewählt worden, daß die Stoßfront sich in der Beobachtungsebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steil ausgebildet hat und das Plasma dort homogen ist. Ferner ist es bei Experimenten mit laufenden Stoßwellen notwendig, daß das Rohr hinter der Beobachtungsebene noch eine hinreichende Länge hat, damit die Stoßfront hinter der Beobachtungsebene auslaufen kann und es während des Beobachtungszeitraumes nicht zu unerwünschten Reflexionen kommt.

Einige Zentimeter vor der Beobachtungsebene sind in der oberen und der unteren Wand kleine Fenster eingebaut, durch welche die Strahlen eines zusätzlichen Michelsoninterferometers, des sogenannten Triggerinterferometers, geführt werden. Hiermit wird die Stoßfront detektiert und die Meßwerterfassung getriggert.

Um eine Reflexion der Stoßwelle zu erreichen, ist einige Millimeter hinter der Beobachtungsebene ein Reflektor aus Edelstahl in das Rohr eingebaut.

Vor dem Experiment werden die beiden Bereiche getrennt voneinander ab-

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Stoßrohranlage



gepumpt; der Hochdruckteil mit einer Drehschieberpumpe auf etwa  $10^{-1}$  Pa und der Niederdruckteil mit Turbopumpen auf etwa  $10^{-3}$  Pa. Anschließend wird in den Hochdruckteil Wasserstoff mit einem Druck von etwa  $5 \cdot 10^5$  Pa und in den Niederdruckteil das zu untersuchende Testgas, hier Neon, mit einem Druck von einigen Hundert Pascal gefüllt.

Im Hochdruckteil ist axial ein Aluminiumdraht gespannt, über den eine Kondensatorbatterie entladen wird. Diese besteht aus zehn parallelgeschalteten Kondensatoren mit je einer Kapazität von  $6 \mu\text{F}$ , die auf 28 kV aufgeladen werden. Bei der Entladung explodiert der Draht, wodurch die Temperatur im Hochdruckteil schnell erhöht wird. Damit verbunden ist eine Druckerhöhung, die so stark ist, daß die an Sollbruchstellen vorgeritzte Aluminiummembran aufreißt. Nun grenzen das Treibgas mit hohem Druck und das Testgas mit niedrigem Druck am Ort der Membran aneinander. Dadurch bildet sich eine Verdichtungswelle aus, die in das Testgas läuft. Da bei den hier verwendeten Anfangsbedingungen der Druckunterschied groß genug ist, liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit oberhalb der Schallgeschwindigkeit, und es bildet sich eine Stoßwelle aus, deren Machzahl an der in dieser Arbeit verwendeten Anlage je nach Testgas und Anfangsbedingungen im Bereich von 8 bis 25 liegt.

### 3.3 Erzeugung von Neonplasmen

In reinen Neonplasmen ist wegen der deutlich höheren Ionisierungsenergie des Neons bei den Testgasdrücken, bei denen an dieser Anlage mit den anderen Edelgasen gearbeitet wird, die Elektronendichte bei sonst optimalen Parametern deutlich kleiner als bei den anderen Edelgasen. Dann ist auch die Kontinuumemission viel geringer. Sie ist aber meistens dennoch meßbar, da bei der Spektroskopie (siehe Kapitel 5) durch eine Vergrößerung der Spaltbreite die geringe Kontinuumemission ausgeglichen werden kann. Die erreichbaren Elektronendichten sind aber so klein, daß eine Interpretation der Interferogramme nicht möglich ist. Deshalb müssen höhere Elektronendichten realisiert werden. Bei diesen ist zusätzlich die Genauigkeit der Kontinuummessungen höher, da bei den höheren Elektronendichten auch mehr Kontinuum emittiert wird.

Durch Erniedrigen des Testgasdruckes können stärkere Stoßwellen und somit höhere Elektronendichten erzielt werden. Bei den dann verwendeten Testgasdrücken ist aber der Druckanstieg beim Durchgang der Stoßfront, der maximal das Dreifache des Testgasdrucks des ungestörten Gases beträgt, so gering, daß die Interferogramme wiederum nicht interpretierbar sind. Somit ist eine interferometrische Bestimmung der Teilchendichten hinter laufenden Stoßwellen an der verwendeten Anlage bei Neon nicht möglich.

Auch durch die Verwendung von reflektierten Stoßwellen kann eine höhere

Elektronendichte erzielt werden. Eine Interpretation der Interferogramme ist aber auch hier nur bei geschickter Wahl der Anfangsparameter möglich. Diese Anfangsparameter sind die Anfangsdrücke, die Kondensatorspannung und der Abstand des Reflektors von der Beobachtungsebene.

Dies hat Mitsching [33], der an dieser Anlage erstmals Plasmen mit interpretierbaren Interferogrammen hinter reflektierten Stoßwellen realisiert hat, ausführlich diskutiert. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurden im Gegensatz zu Mitsching, der seine Untersuchungen an Argon durchgeführt hat, Neonplasmen hinter reflektierten Stoßwellen untersucht. Dabei wurden auch für Neon Anfangsparameter ermittelt, mit denen Plasmen erzeugt werden konnten, bei denen erstmals an der verwendeten Anlage auch für Neon eine Interpretation der Interferogramme und damit eine Bestimmung der Teilchendichten möglich ist.

Um die Ergebnisse der Interferometrie zu verifizieren, wurden die erreichten Plasmaparameter für den speziellen Zeitpunkt am Ende der Relaxation aus den Anfangsbedingungen theoretisch berechnet. Dazu wurde ein von Horten und Menard [28] angegebenes Programm verwendet, welches von Sokoll [44] modifiziert wurde. Eine nähere Beschreibung ist bei Sokoll zu finden. Die so errechneten Plasmaparameter nach Ende der Relaxation passen zu den Werten, die aus der Interferometrie für diesen Zeitpunkt erhalten wurden. Daraus kann gefolgert werden, daß die Ergebnisse aus der Interferometrie verlässlich sind und die Parameter im Plasma auch zu späteren Zeitpunkten gut beschreiben.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde ein Testgasdruck von etwa 500 Pa eingestellt. Damit wurden Stoßwellen erzeugt, deren Geschwindigkeiten 3,9 bis 5,4 mm/ $\mu$ s betragen. Dies entspricht Machzahlen von 8 bis 12. Die Plasmaparameter, die sich bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ergaben, sind in der Tabelle 3.1 aufgeführt.

Elektronendichte:	$0,6 - 3,0 \cdot 10^{23}$	$\text{m}^{-3}$
Atomdichte:	$1,7 - 3,8 \cdot 10^{24}$	$\text{m}^{-3}$
Temperatur:	$1,5 - 1,7 \cdot 10^4$	K.

Tabelle 3.1: Plasmaparameter dieser Arbeit

# Kapitel 4

## Plasmadiagnostik mittels Zweiwellenlängeninterferometrie

Da das Emissionskontinuum eines Plasmas nach Gleichung 2.4 von der Elektronendichte und der Temperatur abhängt, müssen zur Bestimmung des  $\xi$ -Faktors nicht nur das Kontinuum sondern auch diese beiden Plasmaparameter ermittelt werden. Dies erfolgte in dieser Arbeit mittels der Zweiwellenlängeninterferometrie, die erstmals von Alpher and White [2] an einem Stoßwellenplasma realisiert und von Meiners und Weiß ([31], [48]) zu einer präzisen Meßmethode entwickelt wurde. Mit dieser Methode wird an der benutzten Anlage die Elektronendichte aus einer Refraktivitätsmessung standardmäßig ermittelt. Wenn das zu untersuchende Plasma, wie im vorliegenden Fall, monoatomar und nur teilweise einfach ionisiert ist, ergibt sich zusätzlich wegen der Quasineutralität die Ionendichte. Da die Wellenlängenabhängigkeit der Beiträge der Elektronen und der Schwerteilchen zum Brechungsindex unterschiedlich ist, kann wegen der Kenntnis von Elektronen- und Ionendichte aus der Refraktivitätsmessung auch die Atomdichte bestimmt werden. Hinter der Relaxationszone kann zusätzlich die Temperatur mit Hilfe der Saha-Gleichung bestimmt werden, da ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt. Im folgenden werden die Grundlagen und der benutzte Aufbau beschrieben, sowie die Ergebnisse diskutiert.

### 4.1 Grundlagen

Die Refraktivität eines nicht zu dichten Plasmas setzt sich nach Alpher und White [3] additiv aus den Beiträgen der Komponenten des Plasmas zusammen. Die Komponenten des hier vorliegenden Plasmas sind Elektronen, Neonionen und Neonatome. Da nach Ferfers [19] die Beiträge der angeregten Ionen bzw. Atome vernachlässigt werden können, läßt sich die Refraktivität

des Plasmas durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$(n - 1)_{pl} = (n - 1)_a + (n - 1)_i + (n - 1)_{el}. \quad (4.1)$$

Dabei gilt für den Anteil der Atome

$$(n - 1)_a = \frac{\alpha_a n_a}{2\varepsilon_0} \quad (4.2)$$

und für den Anteil der Ionen der analoge Ausdruck

$$(n - 1)_i = \frac{\alpha_i n_i}{2\varepsilon_0}, \quad (4.3)$$

wobei  $\alpha_a$  die Atompolarisierbarkeit und  $\alpha_i$  die Ionenpolarisierbarkeit ist, die beide von der Wellenlänge abhängen.

Wenn die zur Interferometrie verwendete Frequenz  $\omega$  deutlich oberhalb der Plasmafrequenz  $\omega_p$  liegt, kann die Refraktivität der Elektronen wie folgt dargestellt werden:

$$(n - 1)_{el} = -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2} = -\frac{e^2}{8\pi^2\varepsilon_0 m_e c^2} \lambda^2 n_e. \quad (4.4)$$

Mit diesen Zusammenhängen ergibt sich aus Gleichung 4.1:

$$(n - 1)_{pl} = \frac{\alpha_a(\lambda)n_a}{2\varepsilon_0} + \frac{\alpha_i(\lambda)n_i}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2}{8\pi^2\varepsilon_0 m_e c^2} \lambda^2 n_e. \quad (4.5)$$

Durch Messung der Refraktivität des Plasmas bei zwei verschiedenen Wellenlängen können wegen der Quasineutralität ( $n_i = n_e$ ) die Teilchendichten  $n_e$ ,  $n_i$  und  $n_a$  bestimmt werden, wenn  $\alpha_a$  und  $\alpha_i$  bekannt sind.

Eine Refraktivitätsänderung  $\Delta(n - 1)$  im Meßarm des Interferometers erzeugt dort eine Änderung des optischen Weges. Dadurch ergibt sich im Detektionsarm eine zusätzliche Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  zwischen den elektrischen Feldern der elektromagnetischen Wellen des Meßarms und des Referenzarms.

Die Streifenverschiebung  $\Delta s$  wird nun als die auf  $2\pi$  bezogenen Phasenverschiebung durch

$$\Delta s = \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \quad (4.6)$$

definiert. Eine Streifenverschiebung, die allein auf eine Refraktivitätsänderung des Plasmas zurückführbar ist, kann durch

$$\Delta s = \frac{1}{\lambda} \int_0^l \Delta(n - 1)_{pl} dl \quad (4.7)$$

ausgedrückt werden. Dabei wird längs des Weges des Meßstrahls durch das Plasma integriert. Da sich das hier verwendete Plasma durch gute Homogenität längs des Lichtweges auszeichnet, ergibt sich die Streifenverschiebung zu:

$$\Delta s = \frac{l}{\lambda} \Delta(n - 1)_{pl}. \quad (4.8)$$

Dabei ist  $l$  der gesamte Weg durch das Plasma, d.h. das Doppelte der Innenseitenlänge von 52 mm.

Da die Resonanzlinien der Edelgase im Vakuum-UV liegen, zeigen ihre Atome und Ionen im sichtbaren Spektralbereich nur eine sehr geringe Dispersion. Deshalb kann der Quotient

$$\beta = \frac{\alpha_i(\lambda)}{\alpha_a(\lambda)} \quad (4.9)$$

in guter Näherung als wellenlängenunabhängig angesehen werden. Außerdem gilt

$$\frac{\alpha_a(\lambda_2)}{\alpha_a(\lambda_1)} = \frac{\alpha_i(\lambda_2)}{\alpha_i(\lambda_1)} =: \gamma, \quad (4.10)$$

womit die Größe  $\gamma$  ähnlich wie  $\beta$  zur Vereinfachung der Gleichungen eingeführt wird.

Für die Polarisierbarkeiten werden dieselben Werte benutzt, die auch Wollschläger [51] verwendet hat. In dessen Arbeit wurden die Werte für die Atompolarisierbarkeiten nach der Dispersionsformel aus der Arbeit von Dalgarno und Kingston [11] berechnet. Diese Formel ist nur in Wellenlängenbereichen anwendbar, in denen sich kein Linienübergang befindet; in dieser Arbeit wird aber zur Interferometrie die Neon-Linie des Helium-Neon-Lasers bei  $\lambda_1 = 632,8$  nm benutzt. Wollschläger hat in seiner Arbeit abgeschätzt, daß der Einfluß des Neons im Stoßrohr auf die Interferometrie mit dieser Neon-Linie vernachlässigbar ist. Somit kann auch bei  $\lambda_1 = 632,8$  nm für die Atompolarisierbarkeit der Wert aus der oben erwähnten Dispersionsformel verwendet werden.

Für die Ionenpolarisierbarkeit wurde die statische Polarisierbarkeit aus der Arbeit von Fraga und Malli [20] verwendet und eine ähnliche Wellenlängenabhängigkeit wie für die Atome angenommen. Die bei der Auswertung verwendeten Werte für die Polarisierbarkeiten sind in der Tabelle 4.1 aufgestellt. Mit ihnen ergeben sich  $\beta = 0,5176$  und  $\gamma = 1,004$ .

	$\lambda_1 = 632,8$ nm	$\lambda_2 = 488,0$ nm
Atom	0,4426	0,4444
Ion	0,2291	0,2300

Tabelle 4.1: Verwendete Polarisierbarkeiten in  $10^{-40}$  Cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>

Somit kann bei Kenntnis der Streifenverschiebungen  $\Delta s(\lambda_1)$  und  $\Delta s(\lambda_2)$  bei zwei verschiedenen Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  die Elektronendichte aus

$$n_e = \frac{1}{l} \cdot \frac{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^2}{e^2} \cdot \frac{\gamma \Delta s(\lambda_1) \lambda_1 - \Delta s(\lambda_2) \lambda_2}{\lambda_2^2 - \gamma \lambda_1^2} \quad (4.11)$$

berechnet werden. Analog ergibt sich für die Neutralteilchendichte

$$n_a = \frac{1}{l} \cdot \frac{2\varepsilon_0}{\alpha_a(\lambda_1)} \cdot \frac{[\Delta s(\lambda_1)\lambda_2 - \Delta s(\lambda_2)\lambda_1]\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2^2 - \gamma\lambda_1^2} - \beta n_e. \quad (4.12)$$

Die Temperatur läßt sich damit aus der Saha-Gleichung

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2 \frac{Z_i(T)}{Z_a(T)} \cdot \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{E_i - \Delta E_i}{kT}\right) \quad (4.13)$$

berechnen, wobei wegen der Quasineutralität  $n_i = n_e$  ist. Die Ionisierungsenergie  $E_i$  wird aus den Daten von Drawin und Felenbok [12] entnommen und deren Erniedrigung im Plasma  $\Delta E_i$  ergibt sich aus der Formel von Griem [24]. Aus den bei Drawin und Felenbok ebenfalls tabellierten Zustandssummen für die Atome  $Z_a$  und für die Ionen  $Z_i$  werden Interpolationsformeln erstellt und bei der Auswertung verwendet. Da die Saha-Gleichung nicht elementar nach der Temperatur aufgelöst werden kann, erfolgt deren Berechnung nach dem Newton-Verfahren.

Die Bestimmung der Streifenverschiebung wird nach Gleichung 4.6 auf die Messung einer Phasenverschiebung in einem Michelsoninterferometer zurückgeführt. Die Phase  $\Phi$  ergibt sich aus der Interferenz der zeitlich konstanten Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  aus Meß- und Referenzarm, wobei sich die Intensität im Detektionsarm  $I_D$  zu

$$I_D = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cos \Phi \quad (4.14)$$

berechnet. Bei einer durch das instationäre Plasma erzeugten Refraktivitätsänderung ist diese Phase abhängig von der Zeit, und die Phasenverschiebung  $\Delta\Phi$  wird auf die Phase  $\Phi_0$  vor dem Durchlauf der Stoßfront bezogen, d.h. es gilt  $\Delta\Phi(t) = \Phi(t) - \Phi_0$ .

Da sich die Refraktivität im Meßarm nicht monoton ändert, kann aus dem zeitlichen Verlauf von  $I_D(t)$  nicht eindeutig auf die Phase  $\Phi(t)$  und damit auf die Streifenverschiebung  $\Delta s(t)$  geschlossen werden. Denn in einem Extremum kann nicht entschieden werden, ob sich die optische Weglänge monoton weiter geändert hat, oder ob sie ein Extremum, im weiteren Umkehrpunkt genannt, durchlaufen hat. Dieses Problem haben Meiners und Weiß [31] durch die zusätzliche Messung eines zweiten Interferogramms mit einer um  $\pi/2$  verschobenen Phase gelöst. Die Intensität im Detektionsarm dieses zweiten Interferogramms hat dieselbe Form wie Gleichung 4.14, nur daß dort der Sinus der Phase statt des Kosinus steht. Damit ist eine eindeutige Zuordnung für die Streifenverschiebung möglich. Denn wenn in einem Extremum des Kosinus die Phase im anderen Interferogramm monoton weiterläuft, ändert sich auch die optische Weglänge monoton weiter. Dagegen weist im Fall eines Umkehrpunktes auch die Phase des anderen Interferogramms ein Extremum

auf. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, daß die geringe Meßgenauigkeit in der Umgebung eines Extremums durch eine hohe Meßgenauigkeit in der Nähe des Nulldurchgangs des anderen Interferogramms ergänzt wird. Somit kann der zeitliche Verlauf der Plasmarefraktivität eindeutig und mit hoher Genauigkeit bestimmt werden.

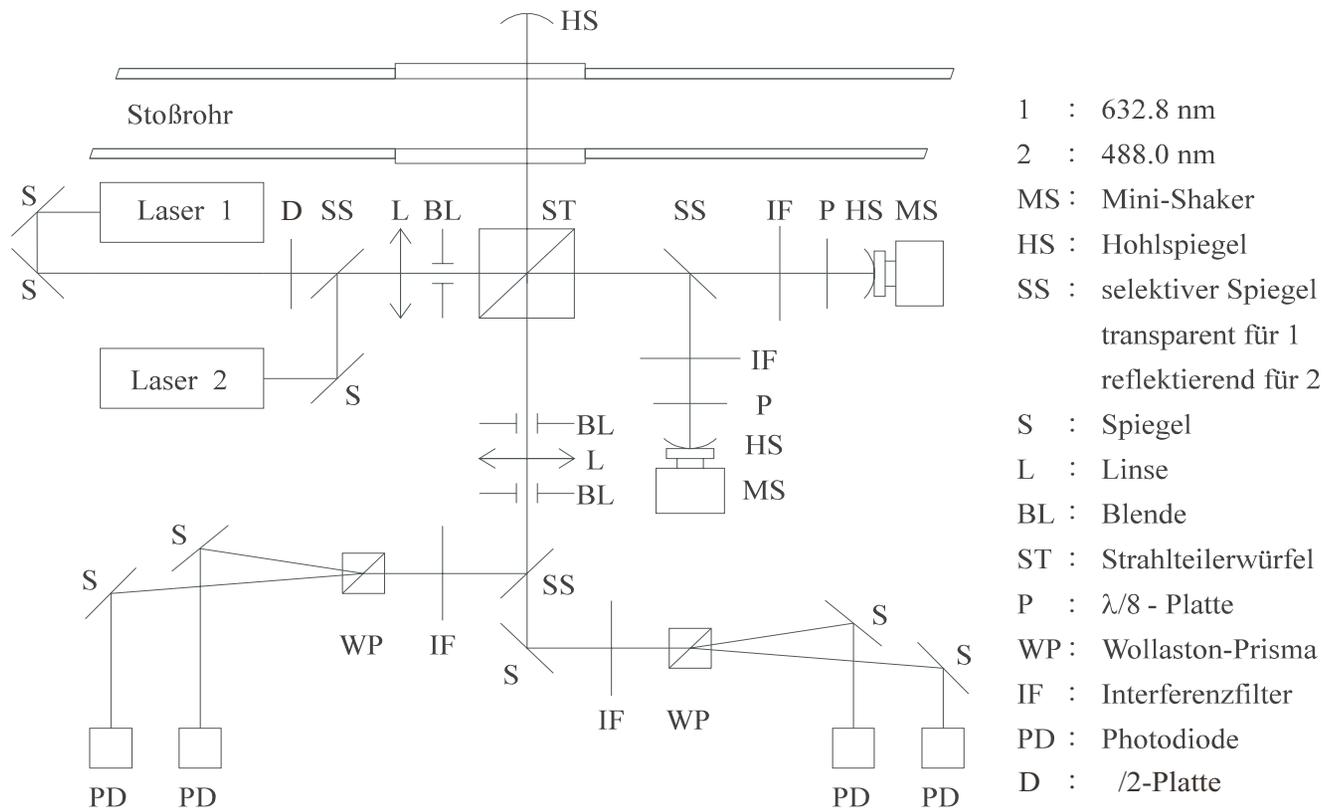
Dieses Prinzip, Zweiphasendetektion genannt, wird im Experiment dadurch realisiert, daß die Polarisation des Laserlichtes ausgenutzt wird. Im Referenzarm wird das zunächst linear polarisierte Laserlicht bei zweimaligem Durchlauf durch eine  $\lambda/8$ -Platte zu zirkular polarisiertem Licht. Im Meßarm bleibt dagegen die lineare Polarisation erhalten, so daß bei einer polarisationssensitiven Messung der Überlagerung von Meß- und Referenzstrahl im Detektionsarm (z.B. durch Trennen der beiden Polarisationsrichtungen mit Hilfe eines Wollastonprismas) um  $\pi/2$  phasenverschobene Interferenzen detektiert werden. Diese Messung wird für die beiden verwendeten Wellenlängen unabhängig voneinander durchgeführt, wobei der Referenzarm für die beiden Wellenlängen getrennt wird, da für die Erzeugung des zirkularpolarisierten Lichtes die  $\lambda/8$ -Platte auf die benutzte Wellenlänge abgestimmt werden muß.

## 4.2 Aufbau

Die Abbildung 4.1 zeigt schematisch den Aufbau des im folgenden beschriebenen modifizierten Michelsoninterferometers. Als Lichtquellen dienen ein Helium-Neon-Laser und ein Argon-Ionen-Laser, die bei den Wellenlängen  $\lambda_1 = 632,8$  nm bzw.  $\lambda_2 = 488,0$  nm betrieben werden. Bevor die Justage der Strahlen der beiden Laser mittels des selektiven Spiegels SS auf eine gemeinsame Achse erfolgt, wird mit Hilfe einer  $\lambda/2$ -Platte D die Polarisationsrichtung des Strahls des He-Ne-Lasers so eingestellt, daß sie mit derjenigen des Argon-Ionen-Lasers übereinstimmt. Die Strahlen gelangen hinter dem selektiven Spiegel kollinear zu dem Strahlteilerwürfel ST, der die Aufteilung in Meß- und Referenzarm realisiert. Der Meßarm durchsetzt das Stoßrohr senkrecht zur Achse. Die Linse L und die Abstände der Laser vom Rohr sind so gewählt, daß die Meßarmstrahlen nicht nur auf die Rohrmitte fokussiert werden, sondern auch so, daß die Strahldivergenz möglichst gering ist, damit die Strahlen über die gesamte Rohrtiefe möglichst schlank bleiben. Im weiteren Verlauf wird der Meßarmstrahl über einen Hohlspiegel HS mit einer Brennweite von 250 mm zurück in das Rohr reflektiert. Dieser Hohlspiegel befindet sich im Abstand der doppelten Brennweite, so daß Strahlablenkungen durch Brechungsindexänderungen im Plasma weitgehend kompensiert werden. Mit diesem Aufbau wird senkrecht zur Strahlrichtung eine räumliche Auflösung von unter 0,5 mm erzielt.

Um Rückstrahlung in die Laser und damit Emissionsstörungen zu vermeiden,

Abbildung 4.1: Aufbau des Zweiwellenlängeninterferometers



ist der reflektierte Strahl gegenüber dem einfallenden in vertikaler Richtung leicht geneigt. Da der Neigungswinkel weniger als  $0,5^\circ$  beträgt, ist die dadurch bedingte Verlängerung des optischen Weges vernachlässigbar.

Bei Experimenten mit reflektierten Stoßwellen ist der Abstand des Reflektors von der Beobachtungsebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Strahl im Meßarm definiert wird, entscheidend, da, wie im Kapitel 3.3 erläutert wird, nur bei geeigneten Abständen die Interferometersignale interpretierbar sind. In den hier durchgeführten Experimenten lag dieser Abstand bei 3 mm.

Im Referenzarm werden die kollinearen Strahlen der beiden Laser durch einen weiteren selektiven Spiegel SS wieder getrennt und in zwei Arme gelenkt. In jedem dieser Arme befindet sich die zu der Wellenlänge gehörende  $\lambda/8$ -Platte P zur Erzeugung des benötigten zirkular polarisierten Lichtes sowie ein Hohlspiegel zur Reflexion. Um ungewollte Beiträge durch die unvollständige Wellenlängenaufteilung der selektiven Spiegel zu den Interferogrammen zu eliminieren, werden in jeden Referenzarm zusätzlich Interferenzfilter IF zwischen den selektiven Spiegel und die  $\lambda/8$ -Platte gesetzt.

Im Detektionsarm werden die interferierenden Strahlen aus Meß- und Referenzarm mit einem weiteren selektiven Spiegel erneut nach Wellenlängen getrennt. Die Blenden BL und Interferenzfilter IF sollen das Plasmaleuchten bzw. das Licht der jeweils anderen Wellenlänge von den als Detektoren verwendeten Photodioden abhalten. Die Wollaston-Prismen trennen das Licht der beiden Polarisationsrichtungen, so daß die Strahlung für beide Wellenlängen je nach Polarisationsrichtung mit jeweils einer Photodiode PD detektiert werden kann.

Zur Bestimmung der Streifenverschiebung muß die Anfangsphase  $\Phi_0$  bekannt sein. Diese kann aus dem Interferogramm der Stoßwelle nur mit unbefriedigender Genauigkeit zurückverfolgt werden. Eine höhere Präzision wird erreicht, wenn vor der Stoßfront mindestens ein Maximum und ein Minimum der Interferenz aufgezeichnet werden. Dazu sind die Hohlspiegel des Referenzarmes auf Mini-Shaker genannten elektroakustischen Wandlern angebracht, die mit einer Frequenz von 20 Hz schwingen. Die dadurch erzeugte Änderung der optischen Weglänge des Referenzarmes erzeugt periodische Interferometersignale, die eine Amplitudenkalibrierung vor der Stoßfront ermöglichen und auch die Justage erleichtern.

Da diese sogenannte Kalibrierschwingung aber auch während des Vorhandenseins des Plasmas eine zusätzliche Streifenverschiebung erzeugt, muß sie bei der Auswertung berücksichtigt werden. Nun erfolgt die Triggerung des Experiments zu einem so ausgewählten Zeitpunkt, daß das Experiment in den Bereich der gleichförmigen Bewegung in der Umgebung des Nulldurchgangs der Mini-Shaker fällt. Dann kann die überlagerte Streifenverschiebung linear über den gesamten Meßzeitraum extrapoliert und von der Gesamtstreifen-

verschiebung subtrahiert werden.

Die zur Detektion verwendeten Avalanche-Photodioden PD haben mit Anstiegszeiten von typischerweise zwei Nanosekunden eine ausreichende zeitliche Auflösung, so daß die Streifenverschiebung korrekt verfolgt werden kann. In ihrer Empfindlichkeit sind die verwendeten Photodioden an die detektierte Intensität der Interferometersignale angepaßt. Der Arbeitswiderstand, mit dem die Photodioden betrieben werden, beträgt  $330 \Omega$ , wodurch eine Impedanzwandlung mit Hilfe von Buffer-Verstärkern auf die Impedanz der benutzten Koaxialkabel von  $50 \Omega$  notwendig wird. Der Widerstand wurde so gewählt, daß bei möglichst hohem Meßsignal die Zeitauflösung nicht verschlechtert wurde.

Die Meßwerterfassung erfolgt mit einem Transienten-Digitizer des Typs 9314M der Firma Lecroy. Die Bandbreite von 300 MHz ist für die hier erzeugten Signale ausreichend. Während des Stoßwellenexperiments werden die Signale der Photodioden über einen Zeitraum von  $500 \mu\text{s}$  jeweils im Abstand von 10 ns aufgezeichnet. Die Triggerung des Experiments erfolgt über das in Kapitel 3 erwähnte Triggerinterferometer, wobei ein Delay derart gewählt wird, daß die Stoßfront kurz nach der Triggerung des Systems die Beobachtungsebene erreicht. Um die Kalibrierschwingung mit aufzuzeichnen, wird mit einem Pretrigger von  $370 \mu\text{s}$  gearbeitet. Die restlichen  $130 \mu\text{s}$  wird nun das entstehende Plasma beobachtet.

### 4.3 Typische Meßwerte

In der Abbildung 4.2 sind typische Interferometersignale dargestellt. Da der Zeitbereich der Stoßfronten und der Elektronenproduktion in dieser Darstellung nicht aufgelöst wird, zeigt Abbildung 4.3 diesen Zeitausschnitt vergrößert. Die Kanäle 0 und 1 zeigen die Interferenzen der beiden Polarisationsrichtungen des Helium-Neon-Lasers, die Kanäle 2 und 3 die des Argon-Ionen-Lasers. Der Zeitnullpunkt ist in diesen, wie in allen weiteren Abbildungen der Triggerzeitpunkt.

In Abbildung 4.2 ist die Kalibrierschwingung zu sehen, die sich auf fast  $3/4$  der Zeit erstreckt. Anschließend kommen der in dieser Darstellung nicht aufgelöste Bereich der Stoßfronten und Elektronenproduktion. Erst nach dem Ende des schnellen Relaxationsprozesses sind die Streifen wieder gut erkennbar.

In der vergrößerten Darstellung sind die einlaufende Stoßfront ESF, die reflektierte Stoßfront RSF sowie die Umkehrpunkte UKP eingezeichnet. Beim Durchgang der einlaufenden und der reflektierten Stoßfront erfolgt eine Kompression der Schwerteilchen ohne Ionisation, welche zu einer monotonen Phasen- bzw. Streifenverschiebung in eine Richtung führt. Während der sich

Abbildung 4.2: Typische Interferogramme, voller Datensatz

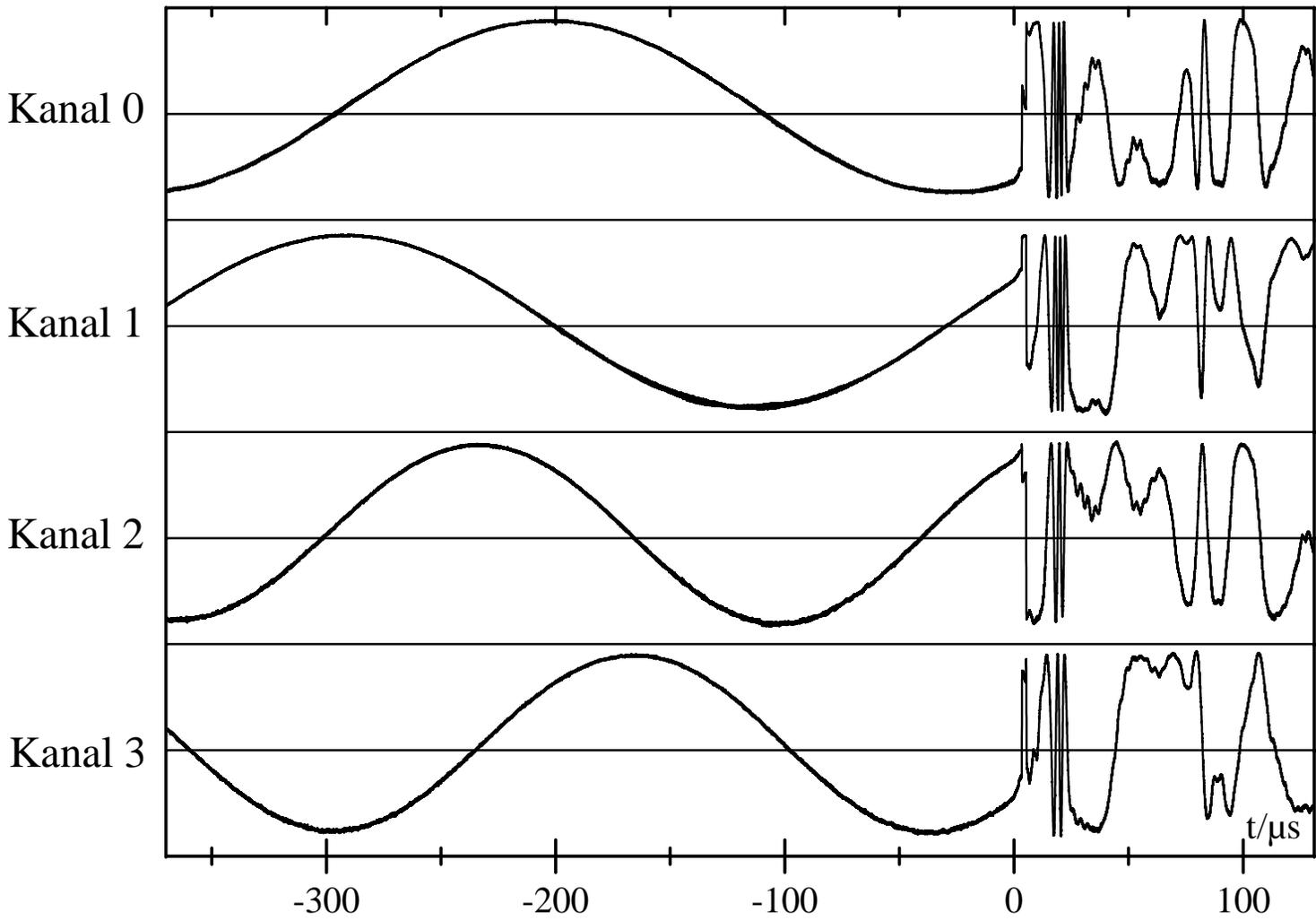
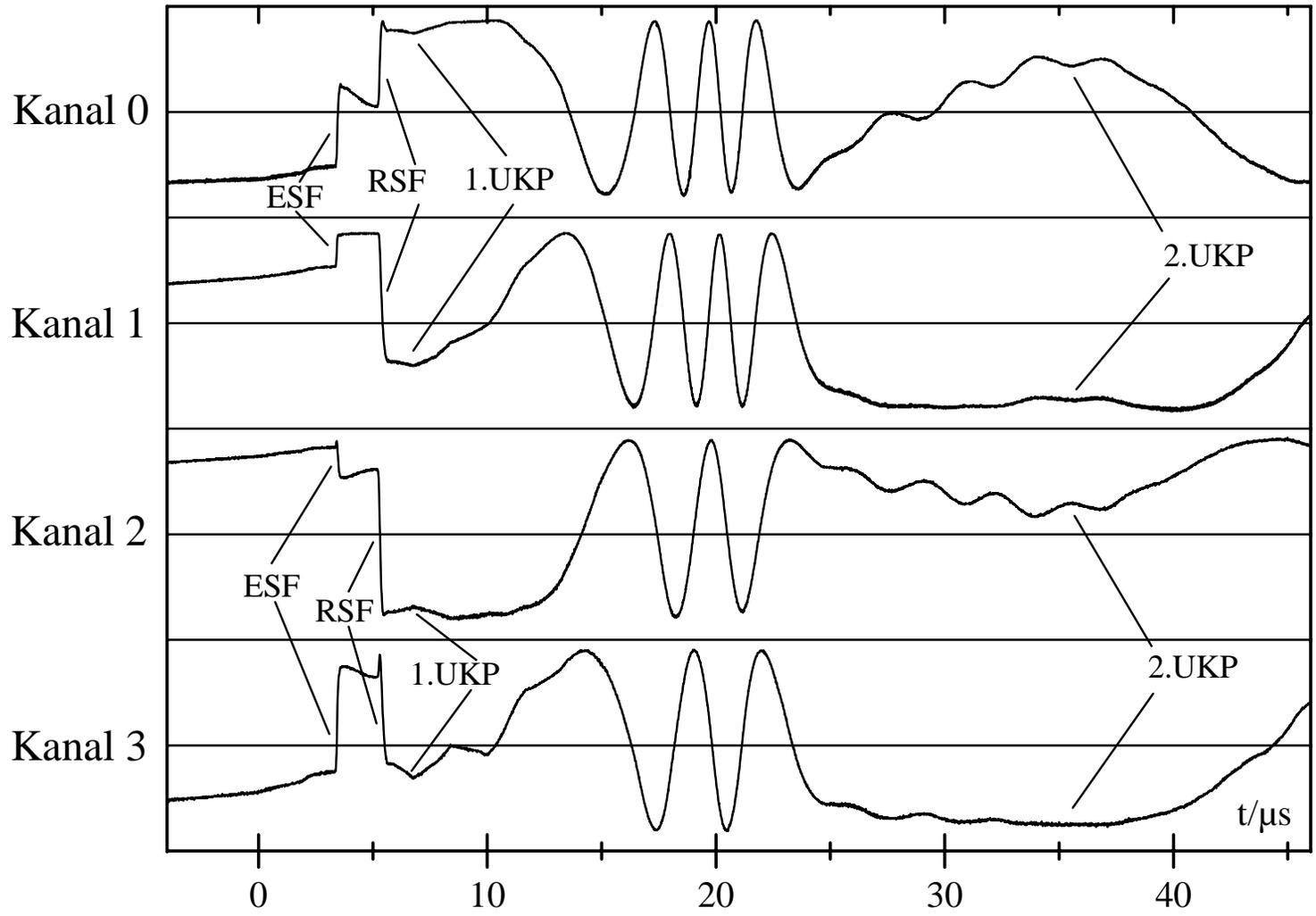


Abbildung 4.3: Zeitausschnitt der Interferogramme



anschließenden Relaxationsphase findet die Elektronenproduktion statt. Da nach Gleichung 4.5 die Refraktivität der Elektronen und die der Schwerteilchen unterschiedliche Vorzeichen haben und sich die Schwerteilchendichte kaum ändert, erfolgt während der Elektronenproduktion eine Streifenverschiebung in entgegengesetzter Richtung. Deshalb befindet sich am Anfang der Relaxationsphase der erste Umkehrpunkt 1.UKP. Nach Abschluß der Relaxation ist ein erstes Maximum der Elektronendichte erreicht und es findet sich somit ein zweiter Umkehrpunkt 2.UKP.

Um von den Interferometersignalen zu Phasenverschiebungen zu gelangen, muß berücksichtigt werden, daß die Amplituden der Interferometersignale nicht konstant sind. Dies liegt nach Mitsching [33] an der Absorption des Plasmas, Strahlablekungen beim Durchgang der Stoßfronten und der begrenzten räumliche Auflösung der Meßanordnung. Um die unterschiedlichen Amplituden zu berücksichtigen, werden bei der Auswertung der Signale die Extrema jeweils auf den Wert Eins normiert. Für die dazwischenliegenden Punkte wird dann die momentane Auslenkung auf Normierungsgeraden bezogen, wobei die Normierungsgeraden aufeinanderfolgende Extrema gleicher Art verbinden.

## 4.4 Auswertung

Die Abbildung 4.4 zeigt die aus den Interferogrammen erhaltenen Streifenverschiebungen in Abhängigkeit von der Zeit. Die qualitative Interpretation der Kurven lehnt sich an Mitsching [33] an, bei dem auch weitere Einzelheiten zu finden sind.

Die jeweils zu einer Wellenlänge gehörenden Kurven der Streifenverschiebungen sind durch Mittelung über die beiden Werte der verschiedenen Polarisationsrichtungen erhalten worden, wobei die Abweichungen der Einzelkurven vom Mittelwert sehr gering sind.

Eingezeichnet sind wie in Abbildung 4.3 die Stoßfronten und die Umkehrpunkte. Beim Durchgang der Stoßfronten (ESF und RSF) ist die Streifenverschiebung durch die Kompression der Schwerteilchen erkennbar. Daran schließt sich der 1. Umkehrpunkt 1.UKP an, in dem die Streifenverschiebung maximal ist. In der folgenden Zeit findet die Elektronenproduktion während der Ionisationsrelaxation hinter der reflektierten Stoßfront IR statt, bis im ersten Minimum der Streifenverschiebung die Relaxation abgeschlossen ist, was durch den 2. Umkehrpunkt 2.UKP charakterisiert wird.

In Experimenten mit laufenden Stoßwellen folgt nach dem Ende der Relaxation ein kontinuierlicher Anstieg der Streifenverschiebung. Dieser wird bei den hier verwendeten reflektierten Stoßwellen in zwei Zeitbereichen durch einen zusätzlichen Abfall überlagert. Der erste Abfall findet bei dem im Ka-

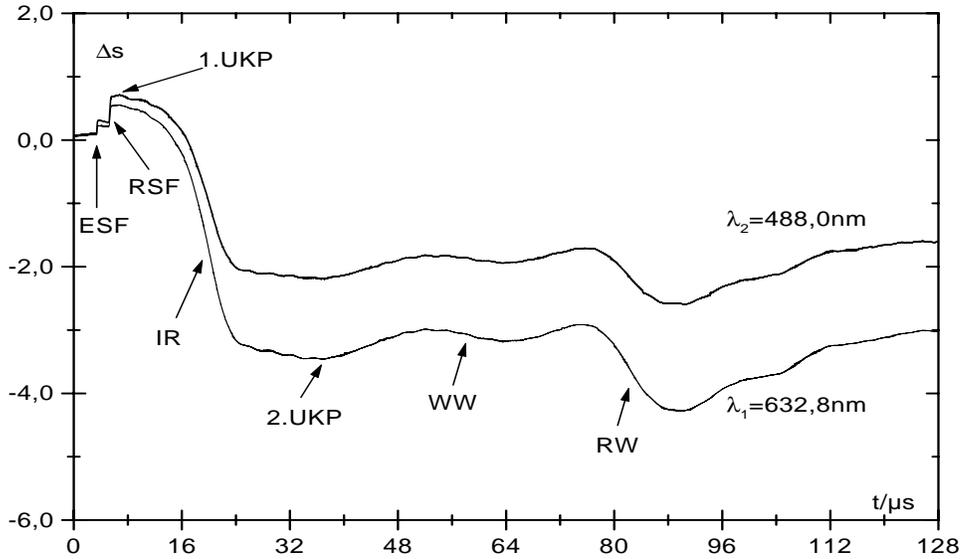


Abbildung 4.4: Zeitlicher Verlauf der Streifenverschiebung

pitel 3.1 erläuterten Durchgang der Wechselwirkungswelle WW der einlaufenden Ionisationsfront mit der reflektierten Stoßfront durch die Beobachtungsebene statt. Der zweite Abfall ist durch den Durchgang der Reflexion dieser Wechselwirkungswelle RW begründet.

Diese Streifenverschiebungen liegen der Berechnung der nun folgenden Kurven für die Plasmaparameter zu Grunde. In den zugehörigen Graphen ist exemplarisch zu einem Zeitpunkt die statistische Meßunsicherheit, die sich nach Kapitel 4.5 ergibt, eingetragen.

Die Abbildung 4.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte, welche erwartungsgemäß zu Beginn des Experiments, hier für Zeiten  $t < 8 \mu\text{s}$ , sehr gering ist. Sie steigt erst während der Ionisationsrelaxation hinter der reflektierten Stoßfront IR an, bis sie zum Ende der Relaxationsphase ein erstes Maximum erreicht. Der nun folgende Abfall wird in den Zeitbereichen, in denen die Wechselwirkungswelle der einlaufenden Ionisationswelle mit der reflektierten Stoßfront WW sowie deren Reflexion RW die Beobachtungsebene erreicht, unterbrochen.

Der zeitliche Verlauf der Dichte der Neonatome ist in der Abbildung 4.6 dargestellt. Sie ist zu Beginn gleich der Teilchendichte im ungestörten Testgas und nimmt beim Durchgang der Stoßfronten (ESF und RSF) jeweils stark zu. Im weiteren Verlauf ist eine Zunahme während der Ionisationsrelaxation hinter der reflektierten Stoßwelle IR zu erkennen. Anschließend ist die Atomdichte näherungsweise konstant, außer in den Zeitbereichen in denen die Wechselwirkungswellen (WW und RW) eine Verdichtung bewirken. Dies

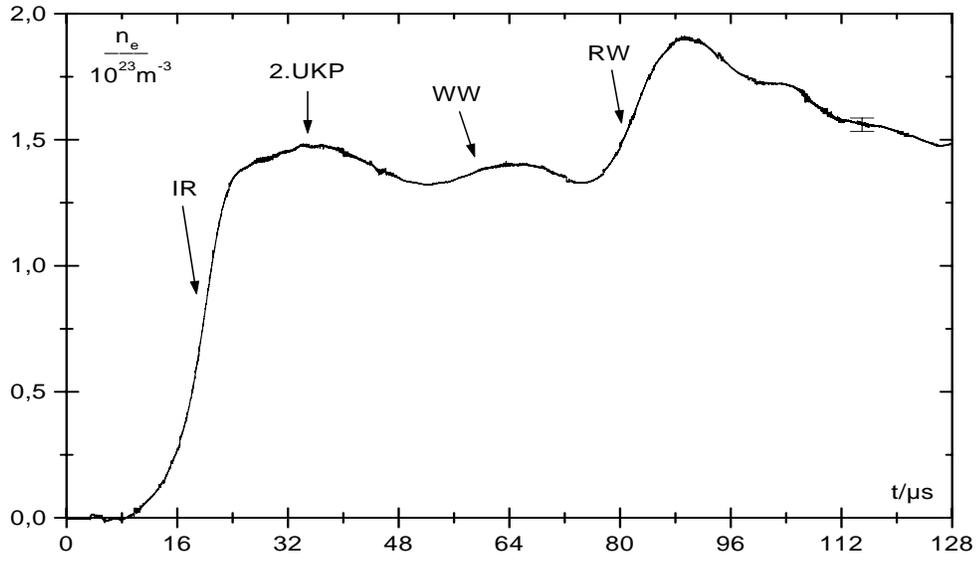


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte

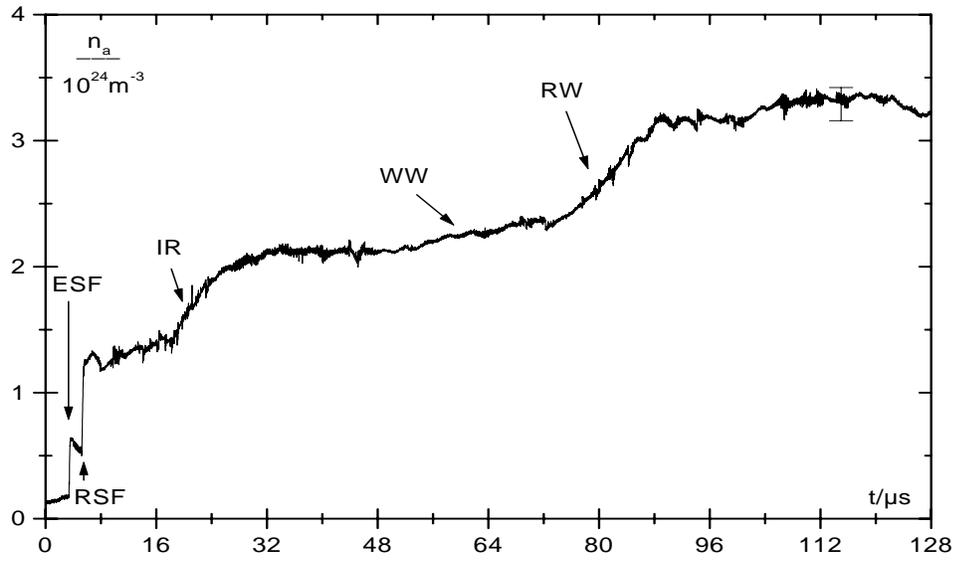


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf der Atomdichte

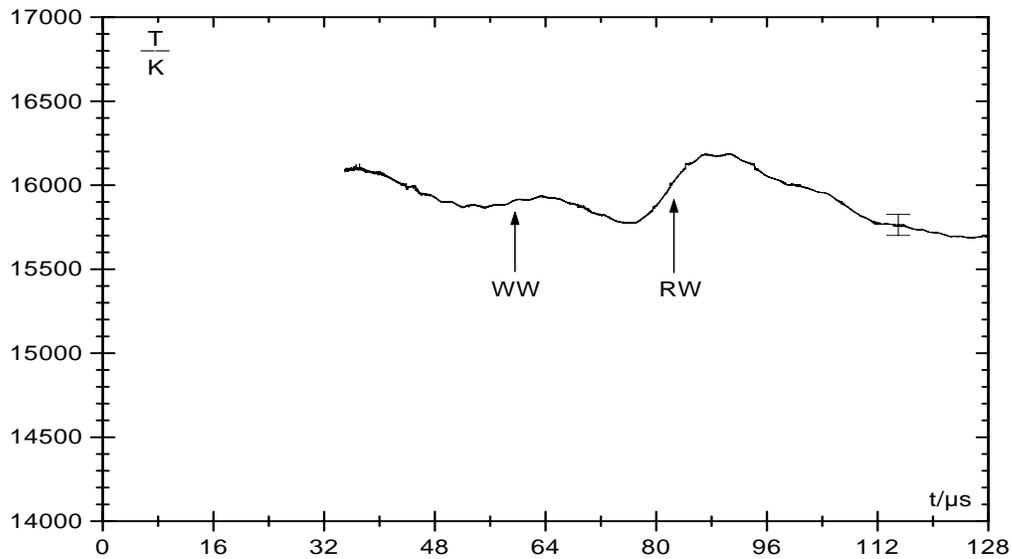


Abbildung 4.7: Zeitlicher Verlauf der mit der Saha-Gleichung berechneten Temperatur

sind dieselben Zeitbereiche, in denen auch die Elektronendichte ansteigt. Die Abbildung 4.7 zeigt abschließend den zeitlichen Verlauf der Temperatur, wobei deren Auftragung erst nach Beendigung der Relaxation beginnt, da vorher kein lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt, welches aber Voraussetzung für die zur Temperaturbestimmung verwendete Saha-Gleichung ist. Wegen der Strahlungskühlung sinkt die Temperatur langsam, abgesehen von den Zeitbereichen, in denen beim Durchgang der Wechselwirkungswellen (WW und RW) auch Elektronendichte und Atomdichte ansteigen.

## 4.5 Meßgenauigkeit

Die statistischen Meßunsicherheiten der Plasmaparameter ergeben sich aus der statistischen Meßunsicherheit der Streifenverschiebungen. Da die Schwingung der Referenzarmspiegel durch die Mini-Shaker vor der Stoßfront eine gleichförmige Entwicklung der Streifenverschiebung erzeugt, kann aus der Standardabweichung der einzelnen Meßpunkte auf die Unsicherheit der Streifenverschiebung geschlossen werden. Es ergibt sich ein Wert von  $\pm 10^{-2}$  Streifen. Daraus resultieren statistische Meßunsicherheiten von  $\pm 10^{21} \text{ m}^{-3}$  in der Elektronendichte und von  $\pm 1,2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  in der Atomdichte. Dies ist bei den hier realisierten Teilchendichten eine relative Unsicherheit von maximal

$\pm 1,7\%$  bei der Elektronendichte und  $\pm 4\%$  bei der Atomdichte. Für die Temperatur berechnet sich daraus eine Unsicherheit von  $\pm 0,4\%$ .

Weiterhin müssen Meßunsicherheiten betrachtet werden, die sich daraus ergeben, daß die idealisierenden Annahmen nicht vollständig erfüllt sind. Hierzu gehören die Homogenität des Plasmas und die Vernachlässigung der Stoßdämpfung in der Refraktivität der freien Elektronen. Weiterhin wurden weder angeregte Zustände noch Verunreinigungen berücksichtigt. Im folgenden werden die sich daraus ergebenden Beiträge diskutiert.

Bei der Berechnung der Plasmaparameter wurde Homogenität des Plasmas längs des Meßstrahls angenommen. An den Stoßrohrwänden ist die Temperatur aber gleich der Raumtemperatur, so daß sich eine Übergangsschicht ausbildet, in der die Temperatur vom Wert im Plasma auf die Raumtemperatur abfällt. Die Dicke dieser Wandgrenzschichten hat Rybach [36] an dem hier verwendeten Stoßrohr bei Argon- und Kryptonplasmen hinter laufenden Stoßwellen untersucht und festgestellt, daß sie mit Sicherheit dünner als 1 mm ist. Damals waren an dem in dieser Arbeit verwendeten Rohr Plasmen hinter reflektierten Stoßwellen noch nicht realisiert worden und damit, wie in Kapitel 3.3 ausgeführt, auch keine Neonplasmen, so daß für die hier untersuchten Plasmen keine Informationen über die Wandgrenzschichten vorliegen. Da in dieser Arbeit der spektrale Verlauf des  $\xi$ -Faktors im Vordergrund steht und eine systematische Abweichung in Elektronendichte und Temperatur bei der Berechnung von  $\xi$ -Faktoren bei allen Wellenlängen dieselbe systematische Meßunsicherheit erzeugt, wurde auf weitere Untersuchungen verzichtet und in der folgenden Diskussion der Wert von 1 mm übernommen.

Wegen der Randschichten sind die unter der Voraussetzung der Homogenität ermittelten Werte sowohl für die Elektronendichte als auch für die Temperatur etwas geringer als der wahre Wert. Um den Einfluß der Randschichten quantitativ abzuschätzen, hat Mitsching [33] eine Kastenrandschicht angenommen, innerhalb derer die Elektronendichte Null ist. Außerhalb dieser Randschicht wird die Elektronendichte auf den Wert im Plasma gesetzt. Für die Dicke der Randschicht wählt Mitsching eine effektive Randschichtdicke, weil Rybach bei seinen Messungen festgestellt hat, daß ein Millimeter von der Wand entfernt noch keine Änderung in der Refraktivität feststellbar sind. Deshalb würde eine Randschichtdicke von einem Millimeter eine Abweichung liefern, die deutlich zu groß ist. Als obere Schranke der effektiven Randschichtdicke gibt Mitsching 0,5 mm an, da er von einer Randschicht ausgeht, in der die Elektronendichte linear vom Wert im Plasma ein Millimeter von der Wand entfernt auf Null an den Wänden abfällt. Mit dieser effektiven Randschichtdicke ergibt sich eine obere Schranke für die systematische Meßunsicherheit der Elektronendichte von  $+2\%$ . Dieser Wert hängt nur von der Randschichtdicke ab, so daß er auch für die in dieser Arbeit betrachteten Neonplasmen übernommen werden kann.

Die systematische Meßunsicherheit durch die Randschichten für die Temperatur hängt nicht nur von der Randschichtdicke sondern auch vom absoluten Wert der Temperatur ab. Deshalb kann der Wert von Mitsching nicht einfach übernommen werden. Allerdings kann die von ihm durchgeführte Iteration zur Bestimmung der Meßunsicherheit der Temperatur auf die hier erzielten Temperaturen angewendet werden. Damit wurde die Meßunsicherheit für die in dieser Arbeit auftretenden Temperaturen neu berechnet, wobei sich wie bei Mitsching eine Abweichung von 300 K, was +2% entspricht, ergab.

Bei dieser Berechnung ergab sich in demselben Iterationsprozeß analog zu Mitsching eine Atomdichte, die etwa 22% kleiner ist als ohne Berücksichtigung der Randschichten. Da die Atomdichte weiter nicht verwendet wird, kann trotz dieser großen Abweichung mit den ohne Berücksichtigung der Randschichten berechneten Werten gearbeitet werden.

Eine weitere Idealisierung bei der Bestimmung der Plasmaparameter war das Vernachlässigen der Stoßdämpfung in der Refraktivität der Elektronen. Die daraus resultierende systematische Meßunsicherheit ist bei Neon wie bei Argon deutlich kleiner als diejenige, die durch die Plasmarandschichten entsteht und wird deshalb nicht berücksichtigt.

Außerdem wurden bei der Berechnung der Refraktivität die angeregten Zustände nicht beachtet. Diese sind zwar deutlich schwächer besetzt als der Grundzustand, die dazugehörigen Polarisierbarkeiten sind aber auch größer als diejenigen des Grundzustandes, so daß ein Einfluß nicht direkt ausgeschlossen werden kann. Ferfers [19] hat bei seinen Messungen an den schwereren Edelgasen (Argon, Krypton und Xenon) keinen Einfluß der angeregten Atome gefunden. Da bei den hier vorliegenden Temperaturen bei Neon die Besetzungsdichte der angeregten Zustände im Verhältnis zu dem des Grundzustandes noch einmal deutlich kleiner ist als diejenige bei den Plasmen von Ferfers, wird davon ausgegangen, daß ebenfalls kein Einfluß besteht.

Bei den spektroskopischen Messungen, die im nächsten Kapitel beschrieben werden, wurden nicht nur Neonlinien sondern auch einige schwache Wasserstofflinien sowie sehr schwache und scharfe Aluminium- und Aluminiumionenlinien registriert. Also enthält das Plasma Verunreinigungen durch Atome und Ionen dieser Elemente, die auch zur Refraktivität des Plasmas beitragen. Um diese Beiträge zu bestimmen, wurde aus den Intensitäten dieser Linien der Anteil der emittierenden Teilchensorte im Plasma abgeschätzt. Die Dichten der Aluminiumatome und -ionen waren so gering, daß ihr Beitrag zur Refraktivität nicht berücksichtigt werden muß. Aus der Dichte der Wasserstoffatome wurden die Dichten der Wasserstoffionen mit Hilfe des in Kapitel 3 erwähnten Programms von Sokoll [44] berechnet. Aber auch hier waren die so bestimmten Teilchendichten so gering, daß auch der Beitrag des Wasserstoffs zur Refraktivität des Plasmas vernachlässigt werden kann.

# Kapitel 5

## Spektroskopie

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kontinuum von Neonplasmen spektroskopisch untersucht. Die Untersuchungen erfolgten mit einer Anordnung, die sich standardmäßig an der Stoßrohranlage befindet und mit der pro Experiment bis zu 128 Spektren bei unterschiedlichen Plasmaparametern aufgenommen werden können.

Der erfaßte spektrale Bereich dieser Anordnung ist mit etwa 700 pm sehr klein, so daß in einem Spektrum nicht entschieden werden kann, ob Linienanteile mitdetektiert werden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine zweite spektroskopische Anordnung aufgebaut, die zur Aufnahme von Übersichtsspektren dient. Mit dieser Anordnung kann pro Experiment ein Spektrum aufgenommen werden, welches je nach verwendetem Gitter einen spektralen Bereich von etwa 15 bis 45 nm überdeckt.

Aus den hiermit aufgenommenen Spektren wurden Wellenlängenbereiche ermittelt, in denen keine Linienanteile erkennbar sind. Bei diesen Wellenlängen wurden dann die Kontinuummessungen mit der zuerst erwähnten Anordnung durchgeführt.

Dabei erfolgte die spektroskopische Beobachtung des vom Plasma emittierten Lichts in der im letzten Kapitel beschriebenen Beobachtungsebene, so daß die Plasmaparameter bekannt sind.

Im folgenden wird im Kapitel 5.2 die Anordnung, die zur Aufnahme der Übersichtsspektren verwendet wurde, beschrieben und anschließend im Kapitel 5.3 diejenige, mit der die Kontinuummessungen realisiert wurden.

### 5.1 Grundlagen

Der in Kapitel 2 eingeführte spektrale Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\nu$  charakterisiert die vom Plasma emittierte Strahlung, welche nicht nur aus dem hier untersuchten Kontinuum besteht, sondern auch Linienstrahlung enthält. Die Gesamtemission des Plasmas setzt sich additiv aus den Anteilen des Kontinu-

ums und der Linien zusammen. Im folgenden wird die Linienstrahlung nicht mehr berücksichtigt, weil für die Messungen Wellenlängen gewählt wurden, bei denen in den Übersichtspektren kein Linienanteil erkennbar ist.

Der spektrale Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\nu$  ist eine lokale Größe und einer Messung nicht direkt zugänglich. Deshalb wird eine Strahldichtemessung durchgeführt. In einem homogenen Plasma der Länge  $l$  besteht zwischen der spektralen Strahldichte  $L_\nu$  und dem Emissionskoeffizienten nach der Strahlungstransportgleichung der Zusammenhang

$$L_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{\kappa} (1 - \exp(-\kappa l)), \quad (5.1)$$

wobei  $\kappa$  der Absorptionskoeffizient ist.

Wenn, wie hier nach dem Ende der Relaxation, ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt, kann  $\varepsilon_\nu/\kappa$  mit Hilfe des Kirchhoffschen Gesetzes

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\kappa} = B_\nu(T) \quad (5.2)$$

berechnet werden. In dieser Gleichung ist  $B_\nu(T)$  die Strahldichte der Hohlraumstrahlung, die mit dem Planckschen Strahlungsgesetz

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (5.3)$$

beschrieben werden kann.

Zur Vereinfachung der Gleichungen wird die optische Tiefe eingeführt, die bei den hier vorliegenden homogenen Plasmen durch  $\tau = \kappa l$  gegeben ist. Diese kann aus der Gleichung 5.1 bestimmt werden, wenn dort das Kirchhoffsche Gesetz eingesetzt wird. Dabei ergibt sich

$$\tau = -\ln\left(1 - \frac{L_\nu}{B_\nu(T)}\right). \quad (5.4)$$

Somit kann die optische Tiefe eines Plasmas aus einer Strahldichtemessung bestimmt werden, wenn für die Strahldichte des Hohlraumstrahlers  $B_\nu(T)$  das Plancksche Strahlungsgesetz verwendet wird. Dazu muß die Temperatur des Plasmas bekannt sein. Bei den hier durchgeführten Experimenten wird die Temperatur verwendet, die mit Hilfe der Interferometrie bestimmt wurde.

Ist nun die optische Tiefe bekannt, ergibt sich der spektrale Emissionskoeffizient durch Umformen der Gleichung 5.1 aus

$$\varepsilon_\nu = \frac{1}{l} \cdot \frac{\tau}{1 - \exp(-\tau)} L_\nu. \quad (5.5)$$

Auf diese Weise wird in dieser Arbeit der spektrale Emissionskoeffizient aus der gemessenen Strahldichte bestimmt.

Zur Bestimmung der absoluten Strahldichte erfolgt eine Absolutkalibrierung mit einer Wolframbandlampe, deren spektrale Strahldichte mittels

$$L_{\nu}^{WBL} = \varepsilon_{WB}(\nu, T_w) B_{\nu}(\nu, T_w) \tau_{WBL} \quad (5.6)$$

angegeben werden kann. Dabei ist  $T_w$  die wahre Temperatur des Wolframbandes, die aus den Daten einer Kalibrierung durch die PTB zu 2825 K bestimmt wurde.  $B_{\nu}(\nu, T_w)$  ist die Strahldichte der Hohlraumstrahlung, die mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes (Gleichung 5.3) angegeben werden kann. Weiterhin ist  $\tau_{WBL}$  die Transmission des Quarzfensters der Bandlampe, welche aus den Daten der Kalibrierung der PTB zu  $\tau_{WBL} = 0,87$  bestimmt worden ist. Die Emissivität  $\varepsilon_{WB}(\nu, T_w)$  ist der Faktor, um den die Strahldichte des Wolframbandes von derjenigen eines Hohlraumstrahlers bei gleicher Temperatur abweicht; sie ist von de Vos [47] bestimmt worden.

Mit der so bestimmten absoluten Strahldichte der Wolframbandlampe wird die beim Experiment gemessene Strahldichte verglichen und so die absolute Strahldichte des Plasmas bestimmt, die mit Gleichung 5.5 auf den Emissionskoeffizienten umgerechnet werden kann.

## 5.2 Voruntersuchungen zum Verhältnis Kontinuumstrahlung zu Linienstrahlung

Experimentell sind die Kontinuum- und die Linienstrahlung nicht unterscheidbar. Um nur den Kontinuumanteil zu erhalten, muß entweder der Linienanteil subtrahiert werden oder die Wellenlänge muß derart gewählt werden, daß dort die Linienanteile bei den verwendeten Plasmametern vernachlässigbar sind. Der Linienanteil kann jedoch nur dann subtrahiert werden, wenn zu allen Linien in der Umgebung der betrachteten Wellenlänge die charakteristischen Größen, Übergangswahrscheinlichkeit und Verbreiterungskonstante, bekannt sind. Da diese bisher bei Neon nur für wenige Linien mit ausreichender Genauigkeit bestimmt worden sind, wurden in dieser Arbeit geeignete Wellenlängenbereiche ausgesucht, in denen in zuvor aufgenommenen Übersichtsspektren keine Linienanteile sichtbar sind. Die Aufnahme dieser Übersichtsspektren erfolgte mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Anordnung, die im folgenden beschrieben wird.

### 5.2.1 Experimenteller Aufbau

Die spektrale Zerlegung des Plasmaleuchtens erfolgt in einem Spektrographen, der als Sonderanfertigung zur Beobachtung schwacher Linien von der Firma CERCO gebaut wurde und im weiteren CERCO-Spektrograph genannt wird. Zur Detektion wird ein Optical-Multichannel-Analyser (OMA) verwendet. Da dieser Detektor zum einen direkt auf den Spektrographen aufgesetzt wird, zum anderen aber sehr empfindlich auf die elektromagnetischen Störsignale der Kondensatorentladung reagiert, müssen Detektor und Spektrograph in eine abgeschirmten Meßkabine gesetzt werden. Dadurch ist dieser Aufbau so plziert, daß mit den verwendeten Linsen ein Weg von 4,5 m zwischen Stoßrohr und Eintrittsspalt des Spektrographen überwunden werden muß.

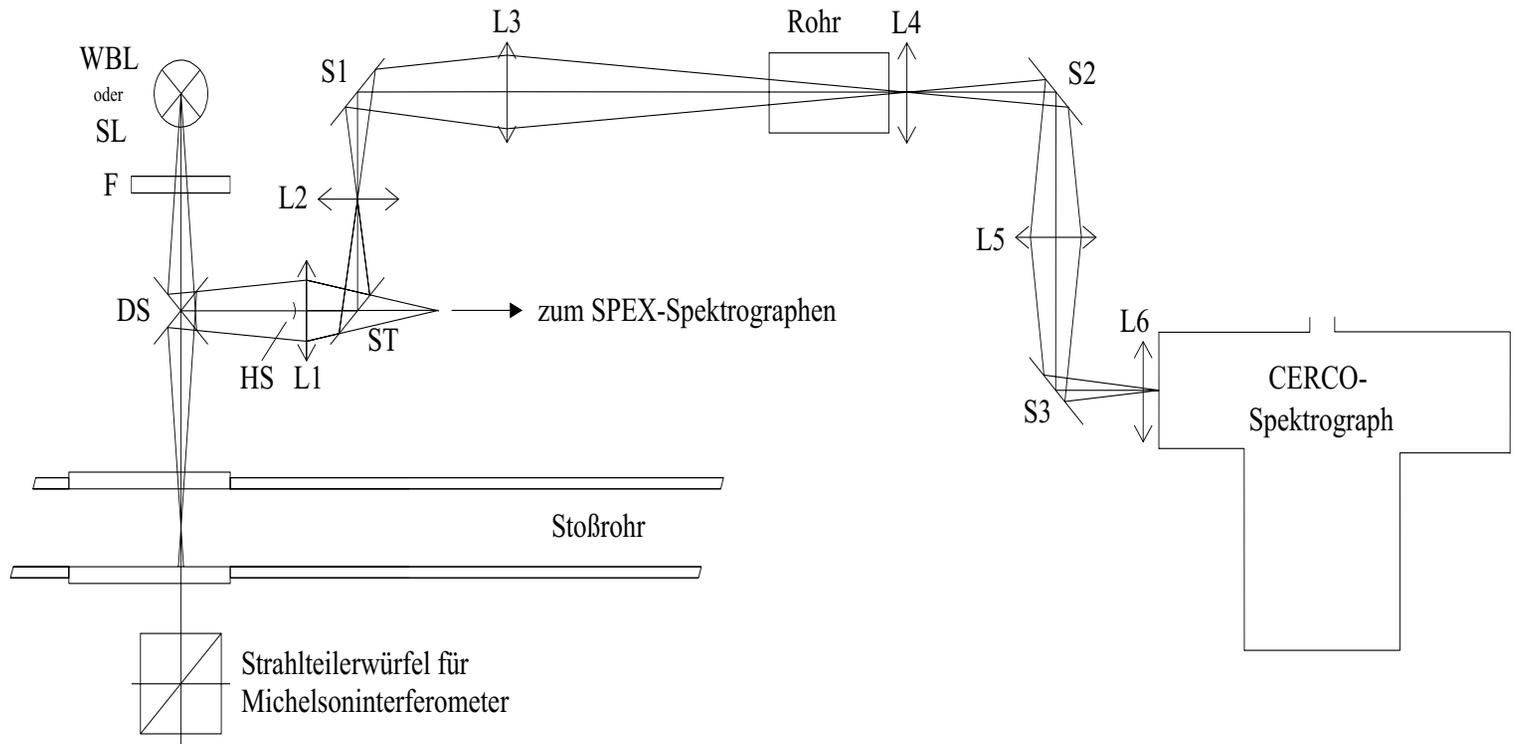
Der verwendete Strahlengang ist in Abbildung 5.1 dargestellt und wird im folgenden beschrieben. Mit Hilfe des drehbaren Spiegels DS ist es möglich, sowohl die Stoßrohrmitte als auch die zur Absolutkalibrierung verwendete Wolframbandlampe WBL oder eine Spektrallampe SL über das Linsensystem auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abzubilden. Um bei der Kalibriermessung die gleichen Verhältnisse wie beim Experiment zu haben, steht im Referenzstrahlengang eines der am Stoßrohr verwendeten Beobachtungsfenster F. Am Strahlteiler ST erfolgt die Aufteilung des Plasmalichtes auf den hier beschriebenen Spektrographen und die im Kapitel 5.3 beschriebene Anordnung im Verhältnis 50:50.

Die einige Zentimeter vor dem Strahlteiler stehende Linse L1 gehört somit auch zu der anderen Anordnung und konnte deshalb nicht frei gewählt werden. Unmittelbar vor der Linse L1 befindet sich der Hohlspiegel aus dem Meßarm des Michelsoninterferometers, welcher so klein ist, daß er die spektrale Auflösung der spektroskopischen Anordnungen nur unmerklich verringert.

Die weiteren im Strahlengang verwendeten Linsen erzeugen eine Abbildung des jeweiligen Gegenstandes auf den Eintrittsspalt des Spektrographen. Der Gegenstand ist im Experiment das Plasma, bei der Absolutkalibrierung die Wolframbandlampe und bei der Wellenlängenkalibrierung eine Spektrallampe.

Die Abbildung ist derart gewählt, daß alles Licht, welches durch die Linse L1 gelangt, auch durch die anderen Linsen geführt wird. Dazu wird der Gegenstand mit Hilfe der Linse L1 auf die Linse L2 abgebildet. Das dort entstehende Bild wird über die Linse L3 auf die Linse L4 abgebildet. Die Linse L5 bildet schließlich das auf der Linse L4 entstehende Bild auf den Eintrittsspalt des Spektrographen ab. Die Linsen L2, L4 und L6 dienen als Feldlinsen, die dafür sorgen, daß ein Gegenstand, der sich an der Stelle der im Strahlengang vorher stehenden Linse befindet, an die Stelle der darauffolgenden Linse scharf abgebildet wird. Insgesamt hat diese Abbildung eine

Abbildung 5.1: Strahlengang zur Beleuchtung des CERCO-Spektrographen



L1 : Achromat,  $f=200$  mm  
 L2 : Achromat,  $f=200$  mm  
 L3 : Achromat,  $f=400$  mm  
 L4 : Achromat,  $f=600$  mm  
 L5 : Achromat,  $f=250$  mm  
 L6 : Achromat,  $f=400$  mm

F : Fenster  
 WBL : Wolframblampe  
 SL : Spektrallampe  
 DS : drehbarer Spiegel  
 ST : Strahlteiler  
 HS : Hohlspiegel für  
 Michelsoninterferometer  
 S1, S2, S3 : Spiegel

Vergrößerung von 1,1, und wegen des Strahlteilers und der Vielzahl der Linsen und Spiegel gelangen nur etwa 10% des Lichtes zum Eintrittsspalt des Spektrographen. Durch das vor der Linse L4 befindliche Rohr wird das Licht in die oben erwähnte abgeschirmte Meßkabine geführt.

Der für die hier beschriebene Anordnung verwendete CERCO-Spektrograph ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt. Da der Spektrograph für die Beobachtung schwacher Linien konzipiert wurde, sind eine hohe Lichtstärke bei gleichzeitiger guter spektraler Auflösung notwendig. Die spektrale Zerlegung des Lichts erfolgt mit Hilfe eines Gitters, welches sich in der Mitte des Spektrographen am Boden befindet. Dieses Gitter wird über ein System, welches aus einer Feldlinse und einem Kollimatorspiegel besteht, und einen Umlenkspiegel beleuchtet. Nach der spektralen Zerlegung am Gitter wird das Spektrum über zwei Hohlspiegel oben am Rand des Spektrographen fokussiert. Die beiden Hohlspiegel bilden eine Cassegrain-Anordnung, wobei der Strahlengang jedoch umgekehrt zur normalerweise verwendeten Strahlrichtung verläuft. Der Detektor, ein Optical-Multichannel-Analyser (OMA), befindet sich am Ort des Fokus.

Die hohe Lichtstärke wird durch große Spiegel realisiert. So hat zum Beispiel der Kollimatorspiegel einen Radius von 184 mm. Insgesamt hat der Spektrograph eine Gesamtlänge von 1,41 m und eine Höhe von 85 cm.

Die Feldlinse hat eine Brennweite von  $f = 700$  mm und erzeugt zusammen mit dem Kollimatorspiegel, der einen Krümmungsradius von 2601 mm hat, paralleles Licht. Dieses System hat eine Gesamtbrennweite von 1202 mm. Das parallele Licht wird über einen Umlenkspiegel auf das Gitter geführt. Da der Umlenkspiegel nur einen Durchmesser von 110 mm hat, ergibt sich ein Öffnungsverhältnis von 1/11.

Das parallele Licht fällt auf das Gitter, wobei zwei verschiedene Gitter mit jeweils einer Breite von 215 mm und einer Höhe von 130 mm und unterschiedlichen Gitterkonstanten zur Auswahl stehen. Die Wahl des Gitters hängt von dem zu untersuchenden Spektralbereich ab. Das eine Gitter hat 3600 Striche/mm, mit ihm kann im Bereich von 350 – 530 nm gemessen werden. Das zweite Gitter hat eine Gitterkonstante von 2230 Strichen/mm und kann bei Wellenlängen von 500 – 780 nm eingesetzt werden.

Im Gegensatz zur normalen Cassegrain-Anordnung gelangt das spektral zerlegte Licht zunächst auf den konkaven ersten Hohlspiegel und anschließend über den konvexen zweiten Hohlspiegel zum Fokus. Der erste Hohlspiegel, der Primärspiegel, hat einen Radius von 207 mm. Der zweite Hohlspiegel mit einem Radius von 543 mm ist der Sekundärspiegel und hat in der Mitte ein Loch, in dem sich das Gitter befindet. Das System aus diesen beiden Hohlspiegeln hat eine Brennweite von 177 mm, so daß der Abbildungsmaßstab des gesamten Spektrographen 1:7 beträgt.

Der Detektor ist ein Optical-Multichannel-Analyser (OMA), der aus einem

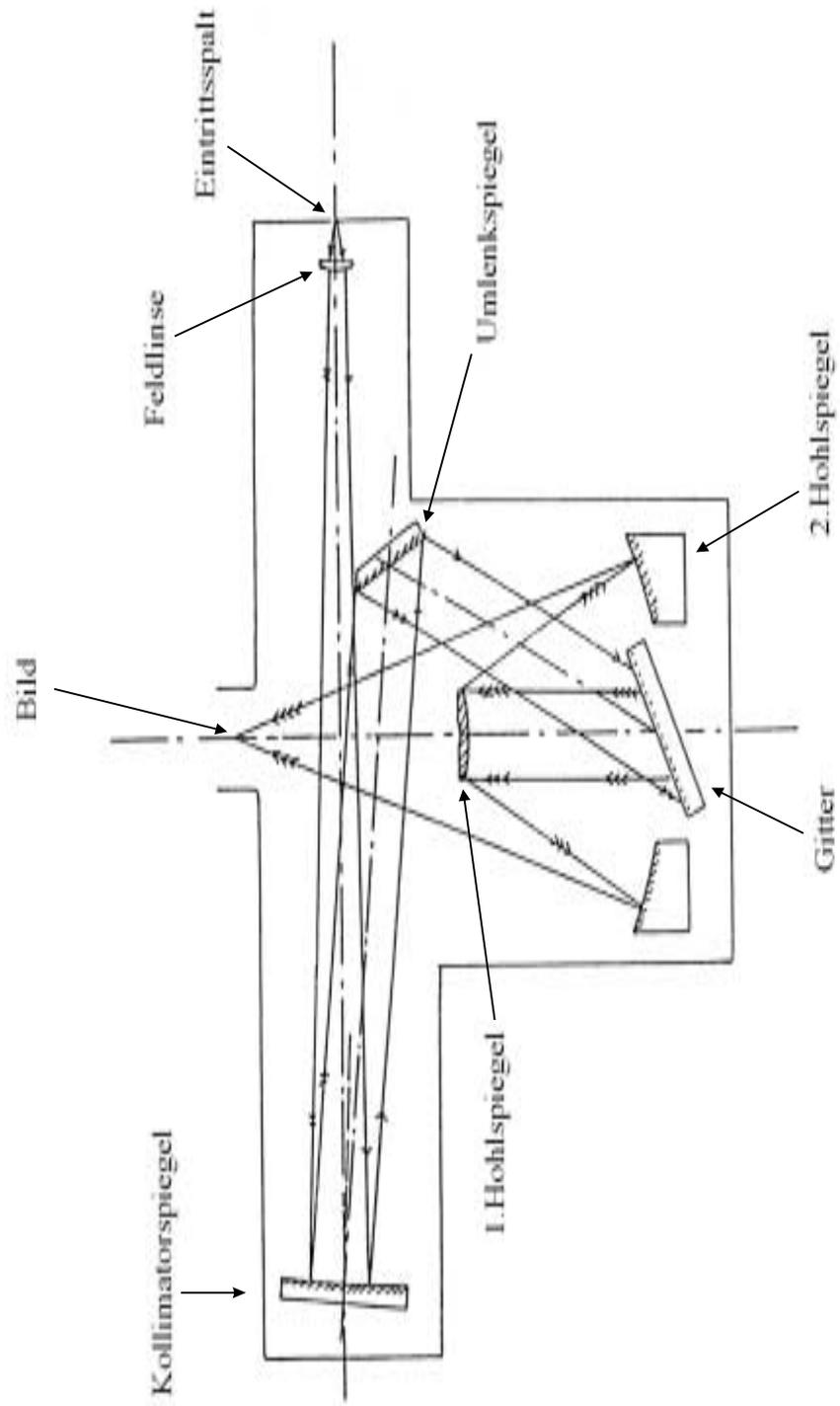


Abbildung 5.2: Aufbau des CERCOSPEKTROGRAPHEN

Nahfokus-Microchannelplate-Bildverstärker und anschließendem Diodenarray besteht. Letzteres setzt sich aus 1024 Pixeln zusammen, von denen jedoch nur 700 aktiv sind. Der Abstand zwischen zwei Pixeln beträgt  $25\ \mu\text{m}$  und jeder Pixel hat eine Höhe von  $2,5\ \text{mm}$ .

Da die Auslesezeit des Diodenarrays etwa  $20\ \text{ms}$  beträgt, kann pro Experiment nur ein Spektrum aufgenommen werden. Ohne weitere Maßnahmen wird das den Detektor erreichende Licht über mindestens einen Auslesezyklus integral gemessen, womit die Meßzeit ebenfalls mindestens  $20\ \text{ms}$  beträgt. Eine solch lange Meßzeit ist für das Experiment unbefriedigend, da sich das Plasma innerhalb einer Mikrosekunde meßbar verändert. Deshalb wird die Möglichkeit ausgenutzt, an die Microchannelplate einen Spannungspuls anzulegen, so daß nur das während dieses Pulses ankommende Licht auch detektiert wird. Dieser sogenannte Gatepuls kann zwischen  $10\ \text{ns}$  und  $10\ \text{ms}$  variiert werden.

Der spektrale Kanalabstand der Anordnung hängt vom verwendeten Gitter und dem betrachteten Spektralbereich ab und kann aus den Übersichtsspektren bestimmt werden. Für das Gitter mit  $3600\ \text{Strichen/mm}$  werden Werte zwischen  $19$  und  $34\ \text{pm}$  erhalten. Der in einem Spektrum beobachtete Bereich variiert dementsprechend zwischen  $14$  und  $24\ \text{nm}$ . Bei dem anderen Gitter mit  $2230\ \text{Strichen/mm}$  liegen die spektralen Kanalabstände zwischen  $52$  und  $62\ \text{pm}$  und ein Spektrum überdeckt einen Bereich von  $37$  bis  $43\ \text{nm}$ .

Für die bei den Experimenten benutzten Spaltbreiten von  $20 - 80\ \mu\text{m}$  ergibt sich wegen des Abbildungsmaßstabes von  $1,1$  eine Breite des abgebildeten Gegenstandes von maximal  $73\ \mu\text{m}$ . Dieser Wert gilt für die Abbildung der Wolframbandlampe, weil das Wolframband eine flächenhafte Strahlungsquelle ist. Das Stoßrohr hingegen hat eine räumliche Tiefe und einen nicht verschwindenden Öffnungswinkel. Deshalb vergrößert sich das beobachtete Plasmavolumen und zwar um  $1,7\ \text{mm}$  in jeder Richtung. Damit ist die Breite der zur Messung beitragenden Fläche kleiner als  $1,8\ \text{mm}$ .

Von dem etwa  $40\ \text{mm}$  hohen Eintrittsspalt werden bei dem Abbildungsmaßstab von  $1:7$  nur  $17,5\ \text{mm}$  auf die  $2,5\ \text{mm}$  hohen Pixel abgebildet. Mit dem Wert von  $17,5\ \text{mm}$  ergibt sich mit denselben Überlegungen, die für die Breite der Gegenstände durchgeführt wurde, die Gegenstandshöhe für die Wolframbandlampe zu  $15,9\ \text{mm}$  und für das beobachtete Plasmavolumen zu  $17,6\ \text{mm}$ . Vor jedem Experiment wurde eine Absolutkalibrierung mit der Wolframbandlampe durchgeführt. Dabei wurde als Meßzeit die Auslesezeit des Diodenarrays von  $20\ \text{ms}$  gewählt und die Spaltbreite so angepaßt, daß die Intensität optimal war.

Die Strahldichte beim Experiment ist deutlich größer, allerdings ist die Lebensdauer des Plasmas mit einigen hundert Mikrosekunden auch deutlich kleiner, und das Plasma durchläuft in dieser Zeit einen größeren Bereich von Plasmaparametern (siehe Kapitel 4). Deshalb wurde beim Experiment mit

einem Gatepuls gearbeitet. Dieser Gatepuls wurde mit  $20 \mu\text{s}$  so gewählt, daß auch hier die Strahldichte möglichst optimal war. Die detektierte Strahldichte variiert allerdings bei den verschiedenen Experimenten, weil die Plasmaparameter nicht reproduzierbar einstellbar sind. Auch während des Gatepulses ändern sich die Plasmaparameter und damit die Emission des Plasmas merklich. Bei der hier vorgenommenen Aufnahme der Übersichtsspektren, die nicht quantitativ ausgewertet wurden, interessiert die zeitliche Entwicklung der Emission nicht und die Zeit kann so gewählt werden, daß ausreichend Intensität detektiert wird.

Die Aufnahme des Spektrums wurde mit demselben Signal gestartet, welches auch die Interferometeranordnung triggert. Da zu diesem Zeitpunkt noch kein Plasma vorhanden ist, erfolgte die Triggerung des Gates  $40 \mu\text{s}$  später. Zu dieser Zeit war bei allen Experimenten die Relaxation abgeschlossen, so daß das Spektrum für Zeiten aufgenommen wurde, in denen die Kontinuummessungen ausgewertet wurde.

Zusätzlich erfolgte bei jeder Gitterstellung die Aufnahme der Spektren von mehreren Spektrallampen, mit denen eine Wellenlängenkalibrierung durchgeführt wurde.

### 5.2.2 Typische Meßwerte

Die Abbildung 5.3 zeigt typische Spektren, wobei auf der Abszisse die Pixelnummer und auf der Ordinate die Strahldichte in digits aufgetragen ist. Dem Pixel mit der Nummer 0 entspricht dabei eine Wellenlänge von etwa  $515 \text{ nm}$ , demjenigen mit der Nummer 1024 eine Wellenlänge von  $570 \text{ nm}$ . Dargestellt ist zum einen die Strahldichte beim Experiment  $L_{Exp}$  und zum anderen die durch 10 dividierte Strahldichte der Wolframbandlampe  $L_{WBL}$ , wobei die Dunkelströme schon subtrahiert sind.

Da von den 1024 Pixeln nur 700 Pixel in der Mitte aktiv sind, liegen die Werte der Randpixel ungefähr bei Null. Im Spektrum der Wolframbandlampe ist die Zunahme der Strahldichte mit steigender Pixelnummer und somit steigender Wellenlänge erkennbar. Die Strahldichte des Plasmas ist recht gering, da in diesem Experiment die Plasmaparameter und damit die Emission relativ klein waren. In dem dargestellten Spektralbereich befinden sich mehrere Linien bei Pixelnummern zwischen 256 und 512 und auch ein Bereich ohne Linien im Bereich der Pixelnummern 560 bis 590.

Aus diesen Werten wird nun die spektrale Strahldichte des Plasmas berechnet. Dazu wird zunächst die Strahldichte der Wolframbandlampe  $L_{\nu}^{WBL}$  aus Gleichung 5.6 bestimmt. Die Strahldichte beim Experiment ergibt sich dann aus

$$L_{\nu}^{Exp} = L_{\nu}^{WBL} \cdot \frac{t_{WBL}}{t_{Exp}} \cdot \frac{L_{Exp}}{L_{WBL}}. \quad (5.7)$$

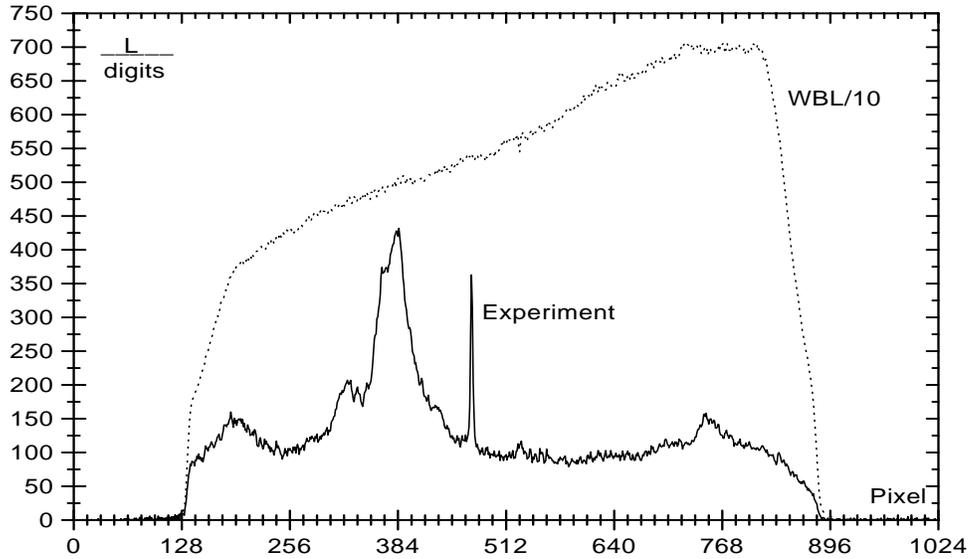


Abbildung 5.3: Typische Meßsignale des CERCO-Spektrographen

In dieser Gleichung ist  $t_{WBL}$  die Meßzeit von 20 ms bei der Aufnahme des Kalibrierspektrums der Wolframbandlampe. Da beim Experiment ein Gatepuls verwendet wird, ist  $t_{Exp}$  die Länge des Gatepulses, welche bei den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten bei  $20 \mu\text{s}$  lag.

Diese spektrale Strahldichte kann als absolute Strahldichte noch mit einem nicht abschätzbaren systematischen Fehler versehen sein, da das Verhalten des Detektors bei solch unterschiedlichen Meßzeiten bisher nicht untersucht worden ist. Bei der Aufnahme der Übersichtspektren spielt dieser systematische Fehler aber keine Rolle, weil er sich bei jedem Kanal in gleicher Weise bemerkbar macht. Somit ergeben sich gesicherte relative spektrale Strahldichten, die für die Untersuchung der Spektren auf Linienanteile ausreichen. Die so berechnete Strahldichte für das Experiment, dessen Spektrum in Abbildung 5.3 dargestellt wurde, ist in Abbildung 5.4 als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Die Wellenlängen wurden mittels Kalibrierungsspektren einiger Spektrallampen erhalten.

Im Spektrum sind deutlich mehrere Neonlinien zu sehen. Dabei ist die Linie bei 540 nm sehr scharf, während die anderen Linien bei 530 – 538 nm recht breit sind und sich teilweise überlappen. Da es für die letzteren nach Wiese et al. [50] keine Werte für die Starkverbreiterung gibt, ist es nicht möglich, die Linienanteile zu berechnen und zu subtrahieren, wie es Zangers [54] bei Argon getan hat, um die reine Kontinuummmission zu erhalten. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Wellenlängen zur Beobachtung des Kontinuums ausgesucht, bei denen angenommen werden konnte, daß die

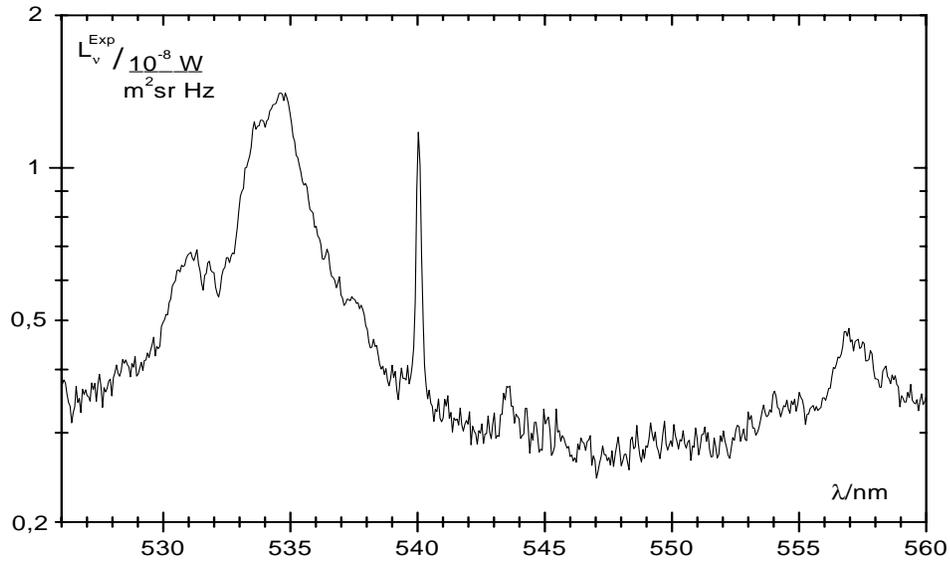


Abbildung 5.4: Typisches Spektrum des CERCO-Spektrographen

Linienemission vernachlässigt werden kann. Dies ist in dem hier dargestellten Spektrum bei etwa 547 nm der Fall.

### 5.2.3 Festlegung der für die Kontinuummessungen geeigneten Wellenlängen

Mit der eben beschriebenen Methode wurde der Wellenlängenbereich von 385 bis 700 nm in einer Vielzahl von Experimenten untersucht, wobei darauf geachtet wurde, daß sich die Spektren deutlich überlappen, da an den Rändern der aktiven Pixelfläche die Empfindlichkeit der Pixel deutlich abnimmt und so ein falscher spektraler Verlauf vorgetäuscht wird.

Oberhalb von 560 nm konnte kein geeigneter Bereich für die Messung des Kontinuums gefunden werden, da dort sehr viele intensive Nonlinien existieren. Außerdem nimmt dort die Empfindlichkeit der zur Messung der Kontinuummmission verwendeten Photomultiplier stark ab.

Die für die Messung geeigneten Wellenlängen, die sich aus den Übersichtsspektren ergeben, sind in der Tabelle 5.1 aufgelistet. Zusätzlich sind für diese Wellenlängen die in Kapitel 5.1 eingeführten Emissivitäten des Wolframbandes  $\varepsilon_{WB}(\lambda, T_w)$ , die den Kurven von de Vos [47] entnommen wurden, mit aufgeführt. Bei diesen Wellenlängen wurden Messungen mit der im folgenden beschriebenen Anlage vorgenommen.

$\lambda/\text{nm}$	$\varepsilon_{WB}(\lambda, T_w)$
395,0	0,462
423,3	0,458
462,6	0,452
477,0	0,450
498,5	0,448
525,4	0,446
547,1	0,443

Tabelle 5.1: Verwendete Wellenlängen und dazugehörige Emissivitäten des Wolframbandes

## 5.3 Kontinuummessungen

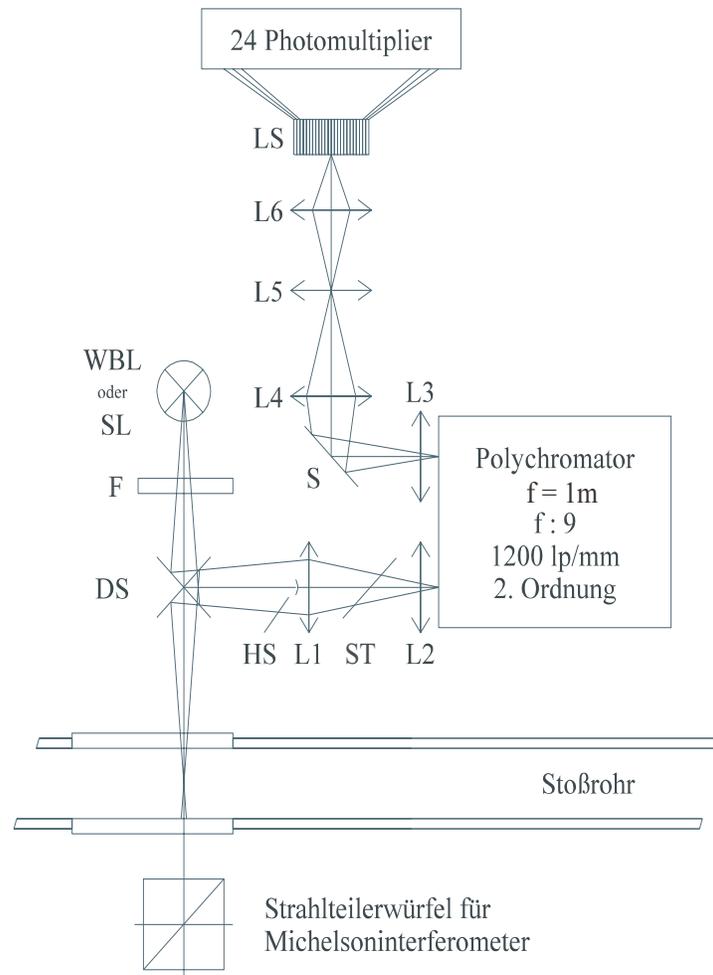
Die Kontinuummessungen wurden mit der von Schönartz erstellten und standardmäßig verwendeten Anlage durchgeführt, welche in der Lage ist, pro Experiment 128 Spektren mit einer Samplerate von 1 MHz aufzunehmen. So werden in jedem Experiment eine Reihe von Spektren aufgenommen, bei denen unterschiedliche Plasmaparameter gewonnen werden, da diese sich innerhalb von einer Mikrosekunde schon merklich verändern. Detaillierte Angaben zu dieser Anlage sind bei Schönartz in [40] und [41] und bei Zangers und Meiners in [55] zu finden.

### 5.3.1 Optischer Aufbau

Die Abbildung 5.5 stellt schematisch den optischen Aufbau der Anlage dar. Wiederum erfolgt eine Abbildung des Gegenstandes, Stoßrohrmitte oder alternativ Wolframbandlampe WBL, auf den Eintrittsspalt des Spektrographen. Der hier dargestellte Aufbau ist bis zum Strahlteiler ST identisch mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen. Hier bildet die Linse L1 den Gegenstand um den Faktor 0,6 verkleinernd direkt auf den Spektrographenspalt ab. Die Linse L2, die direkt vor dem Eintrittsspalt des Spektrographen steht, dient als Feldlinse.

Die spektrale Zerlegung erfolgt in einem Gitterspektrographen der Firma SPEX Industries. Dieser enthält eine Czerny-Turner Anordnung mit einer Brennweite von einem Meter und einem Öffnungsverhältnis von 1/9. Das Reflexionsgitter hat 1200 Striche/mm, eine Blazewellenlänge von 1  $\mu\text{m}$  und wird in 2. Ordnung betrieben.

Der Austrittsspalt ist entfernt worden, so daß nun die Austrittsspaltebene über die Linsen L4 und L6 im Maßstab 1:0,9 verkleinernd auf ein Lichtleiterspaltsystem abgebildet wird. Letzteres besteht aus 24 parallelen Spalten,



- L1 : Achromat,  $f=200$  mm
- L2 : Achromat,  $f=200$  mm
- L3 : Achromat,  $f=200$  mm
- L4 : Objektiv Rodagon,  
 $f=240$  mm, 1:5.6
- L5 : Achromat,  $f=140$  mm
- L6 : Objektiv Maginon,  
 $f=85$  mm, 1:2.8

- F : Fenster
- DS : drehbarer Spiegel
- S : Spiegel
- LS : Lichtleiterspalte  
Spaltbreite  $70 \mu\text{m}$   
Mittenabstand  $100 \mu\text{m}$
- WBL : Wolframbandlampe
- SL : Spektrallampe
- HS : Hohlspiegel ( $5 \text{ mm} * 11 \text{ mm}$ ) für  
Michelsoninterferometer
- ST : Strahlteiler

Abbildung 5.5: Strahlengang zur Beleuchtung des SPEX-Spektrographen

deren Mittenabstand voneinander jeweils  $100\ \mu\text{m}$  beträgt. Jeder Spalt hat eine Höhe von  $20\ \text{mm}$  und eine Breite von  $70\ \mu\text{m}$ . Damit ergeben sich je nach Wellenlänge spektrale Kanalabstände von  $28,3$  bis  $32,2\ \text{pm}$ .

Weil diese Anlage für Linienprofilmessungen konzipiert wurde, hat sie eine gute spektrale Auflösung, während die Empfindlichkeit recht gering ist. Zwecks Erhöhung der Empfindlichkeit bei Kontinuummessungen wurde teilweise mit großen Spaltbreiten gearbeitet. Allerdings gelangte nun das Licht einer Wellenlänge auf mehrere Kanäle, wodurch die spektrale Auflösung verringert wurde, was bei Kontinuummessungen jedoch ohne Bedeutung ist.

Bei Spaltbreiten von maximal  $300\ \mu\text{m}$  und einer Spalthöhe von  $10\ \text{mm}$  ergibt sich analog zum Kapitel 5.2.1 ein beobachtetes Plasmavolumen mit einer maximalen Breite von  $2,2\ \text{mm}$  und einer Höhe von  $18,4\ \text{mm}$ .

Jeder Lichtleiter wird in eine abgeschirmte Meßkabine zu einem eigenen Photomultiplier, deren Beschaltung im folgenden Kapitel beschrieben ist, geführt. Da drei der 24 Kanäle defekt sind, werden nur die restlichen 21 Kanäle zur Auswertung verwendet. Eine Reparatur der defekten Kanäle war nicht möglich, da bei einem Kanal der Lichtleiter, der zum Lichtleiterspaltssystem gehört, gebrochen ist und bei den anderen beiden Kanäle die defekten Buffer-Verstärker, die in der im folgenden beschriebenen Schaltung verwendet werden, nicht mehr erhältlich sind.

### 5.3.2 Photoelektrische Detektion und Meßwerterfassung

Mit den oben erwähnten Photomultipliern (Typ 6655A der Firma RCA) erfolgt die photoelektrische Wandlung, wobei die Versorgungsspannung und damit die Verstärkung für jeden Photomultiplier einzeln einstellbar ist. In Abbildung 5.6 ist die Beschaltung der Photomultiplier dargestellt. Da die Strahldichte beim Experiment deutlich höher als diejenige bei der Kalibrierung ist, wird im Experiment und bei der Kalibrierung mit unterschiedlichen Arbeitswiderständen gearbeitet. Bei der Kalibrierung wird ein großer ( $R_{WBL} = 510\ \text{k}\Omega$ ) und beim Experiment ein deutlich kleinerer ( $R_{Exp} = 1,2\ \text{k}\Omega$ ) Widerstand benutzt. Diese sind so gewählt, daß die erhaltene Spannung trotz der stark unterschiedlichen Ströme in derselben Größenordnung liegt.

Die an dem jeweils verwendeten Widerstand anliegende Spannung wird an Impedanzwandlern auf die Kabelimpedanz von  $50\ \Omega$  angepaßt und gelangt anschließend zur Meßwerterfassungsanlage. Die Impedanzwandlung erfolgt an breitbandigen Buffer-Verstärkern des Typs 3553 der Firma Burr Brown. Die Meßwerterfassungsanlage ist ein von Schönartz [40] entwickelter Transientenrecorder, welcher die Signale aller Photomultiplier über  $128\ \mu\text{s}$  getrennt voneinander mit einer Samplerate von  $1\ \text{MHz}$  registriert. Dabei bleibt

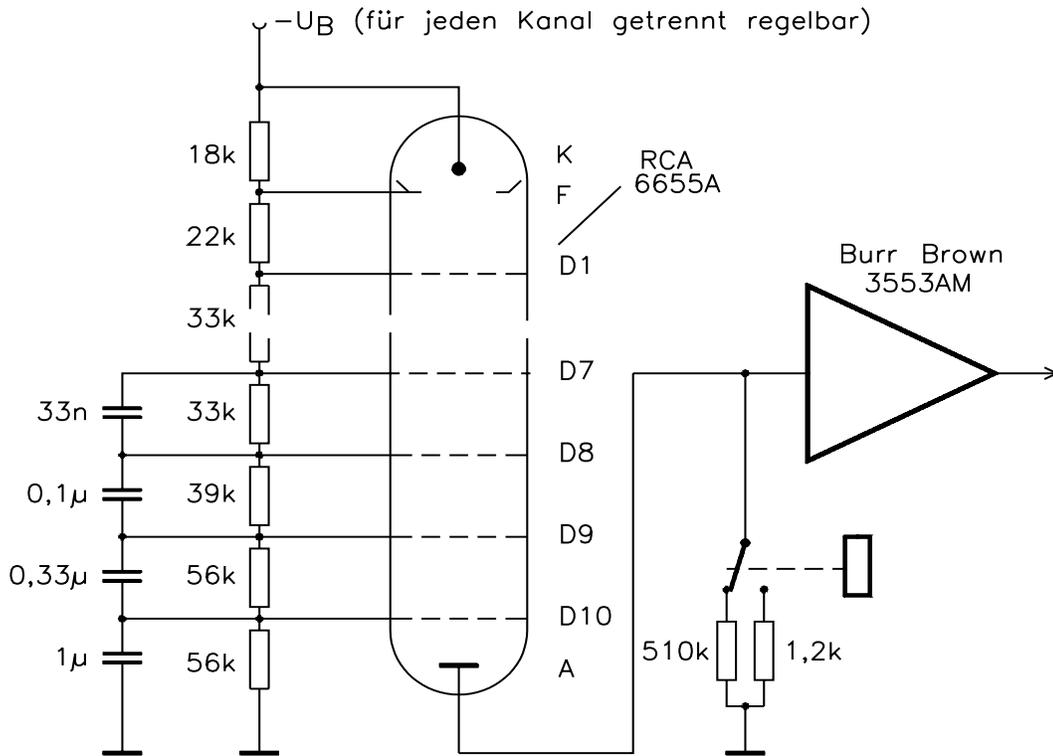


Abbildung 5.6: Beschaltung der Photomultiplier

die Meßzeit pro Sample unter 20 ns, so daß bei der Aufnahme eines Spektrums von einem unveränderten Plasma ausgegangen werden kann. Die Triggerung der Anlage erfolgt mit demselben Signal, welches auch die Interferometermessung startet, so daß eine zeitliche Zuordnung zwischen diesen beiden Messungen gegeben ist.

### 5.3.3 Auswertung

Bei jedem Experiment werden die Strahldichten des Plasmas und der Wolframbandlampe gemessen. Die Kalibrierung mit der Bandlampe erfolgt jeweils wenige Minuten vor dem Experiment, da die Empfindlichkeiten der Photomultiplier ein geringe Langzeitdrift aufweisen. Zur Kalibrierung wird zunächst der Dunkelstrom bei geschlossenem Spalt und anschließend die Strahldichte der Wolframbandlampe bei geöffnetem Spalt durch Messung der Spannung am Arbeitswiderstand für die Kalibrierung  $R_{WBL}$  registriert. Um die Genauigkeit zu erhöhen, erfolgen jeweils 5 Messungen, über die gemittelt wird. Direkt vor dem Experiment wird außerdem der Dunkelstrom an dem kleinen Arbeitswiderstand  $R_{Exp}$  gemessen. Dann ergibt sich die spektrale

Strahldichte des Experiments aus

$$L_{\nu}^{Exp} = L_{\nu}^{WBL}(\nu, T_w) \cdot \frac{U^{Exp} - U_0^{Exp}}{U^{WBL} - U_0^{WBL}} \cdot \frac{R_{WBL}}{R_{Exp}}. \quad (5.8)$$

Dabei ist  $U_0$  jeweils die Spannung, die bei der Dunkelstrommessung erhalten wird. Die Strahldichte der Wolframbandlampe  $L_{\nu}^{WBL}$  wird aus Gleichung 5.6 berechnet. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ergab sich der Kontinuumemissionskoeffizient dann aus Gleichung 5.5, wobei er für jeden der 21 funktionierenden Kanäle berechnet wurde.

Eine Variation des Kontinuumemissionskoeffizienten mit der Kanalnummer (wegen der Variation mit der Wellenlänge) wurde nicht festgestellt, da der beobachtete spektrale Bereich so klein ist, daß die Änderung der Strahldichte von einem Kanal zum nächsten geringer ist als die Streuung der Meßwerte. Deshalb erfolgte eine Mittelung über alle betrachteten Kanäle.

Die Strahldichte der für die Experimente verwendeten Wolframbandlampe hat sich durch Alterung verändert. Dies hat Breuer [8] festgestellt und eine Korrektur vorgenommen. Dazu hat er die Strahldichte dieser Wolframbandlampe mit derjenigen einer anderen Bandlampe, die wenig genutzt worden ist, verglichen. Unter der Annahme, daß diese Referenzlampe noch die berechnete Strahldichte liefert, hat er einen Korrekturfaktor für die Strahldichte der häufig genutzten Lampe berechnet. Die sich mit dieser Korrektur ergebenden Strahldichten weichen nur vernachlässigbar von denen ab, die mit der häufig genutzten Bandlampe gemessen wurden, als diese noch nicht gealtert war. Da bei einer Nachkalibrierung der Wolframbandlampe diese längere Zeit nicht zur Verfügung gestanden hätte, die Methode von Breuer aber zu keiner nennenswerten Verschlechterung der Ergebnisse führt, wurde auf eine Nachkalibrierung der häufig genutzten Wolframbandlampe verzichtet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde allerdings die Vergleichsmessung wiederholt und für jede der zur Messung verwendeten Wellenlängen der Korrekturfaktor, der jeweils bei etwa 0,8 liegt, bestimmt. Dann wurden die Meßwerte mit dem für die jeweilige Wellenlänge bestimmten Faktor korrigiert.

### 5.3.4 Typische zeitliche Entwicklung der Kontinuumemission hinter der Stoßwelle

In dem Experiment, welches bei der Interferometrie exemplarisch betrachtet wurde, erfolgte zusätzlich die Aufnahme des Kontinuums bei 423,3 nm mit der eben beschriebenen Anlage. In Abbildung 5.7 ist die zeitliche Entwicklung des daraus erhaltenen Kontinuumemissionskoeffizienten dargestellt, wobei wiederum zu einem Zeitpunkt die im Kapitel 5.3.5 erläuterte statistische Meßunsicherheit von  $\pm 4,2\%$  mit eingetragen ist. Es ist erkennbar, daß der

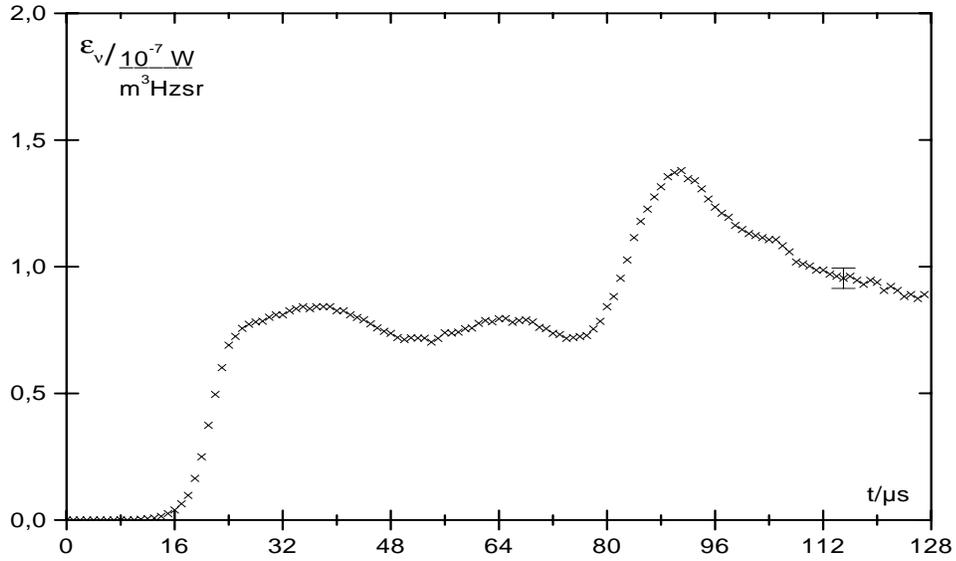


Abbildung 5.7: Zeitliche Entwicklung des Kontinuumemissionskoeffizienten

zeitliche Verlauf qualitativ mit dem der Elektronendichte aus Abbildung 4.5 übereinstimmt.

### 5.3.5 Meßgenauigkeit

Die Meßunsicherheit des Kontinuumemissionskoeffizienten ist im Wesentlichen verursacht durch die Meßunsicherheit der Strahldichte des Plasmas. Zu dieser Größe tragen die Unsicherheit bei der Kalibrierung und die Abweichungen von der Linearität bei.

Für die Kalibrierung ist die Einstellung der wahren Temperatur des Wolframbandes entscheidend, welche von der PTB für die in dieser Arbeit verwendeten Wolframbandlampe mit einer Genauigkeit von 3 K, also  $\pm 0,1\%$  angegeben wird. Aus dieser Genauigkeit folgt eine Unsicherheit in der Berechnung der Strahldichte der Wolframbandlampe zu  $\pm 1\%$ . Hierzu kommt noch ein Anteil aus veränderten Versuchsbedingungen, wie dem Wärmeabfluß über die Lampenfassung oder Abweichungen vom Bezugsstrom, welcher zusätzlich maximal  $\pm 2\%$  ausmacht. Daraus ergibt sich für die Strahldichte der häufig genutzten Wolframbandlampe eine Meßunsicherheit von  $\pm 2,2\%$ . Diese Unsicherheit gilt für die Strahldichte, die sich mit der Kalibrierung der Wolframbandlampe, die beim Experiment benutzt wurde, ergibt. Bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Korrektur mit der Referenzbandlampe werden zwei Strahldichtemessungen mit den Wolframbandlampen durchgeführt. Da die Meßunsicherheit der wahren Temperatur der Referenzlampe genau so

groß wie die der anderen ist, ergibt sich für die Abweichung der Strahldichte wiederum  $\pm 2,2\%$ . Damit berechnet sich die Meßunsicherheit des Korrekturfaktors mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung zu  $\pm 3,1\%$ . Hiermit ergibt sich eine gesamte statistische Meßunsicherheit für die Strahldichte der Wolframbandlampe zu  $\pm 3,8\%$ .

Da die Strahldichten beim Experiment und bei der Kalibrierung nicht nur in ihrer Größe sondern auch in ihrer Dynamik sehr unterschiedlich sind, sind Abweichungen von der Linearität der Photomultiplier möglich. Um diese Abweichungen zu bestimmen, hat Zangers [54] an der in dieser Arbeit verwendeten Anlage aufwendige Untersuchungen durchgeführt. Dabei erhielt er bei den auch hier erzielten Photoströmen Abweichungen von  $\pm 1,8\%$  für die Strahldichte im Experimentiermodus im Vergleich zu derjenigen im Kalibriermodus. Im Kalibriermodus konnte er keine Abweichungen von der Linearität feststellen, so daß die statistische Meßunsicherheit der Strahldichte der Wolframbandlampe sich gegenüber dem oben angegebenen Wert von  $\pm 3,8\%$  nicht verändert.

Da die Strahldichte des Plasmas aus einer Photostrommessung im Experimentiermodus und einer bei der Kalibrierung gewonnen wird, ergibt sich zusätzlich eine Unsicherheit für die Strahldichte des Plasmas aus den Abweichungen von der Linearität von  $\pm 1,8\%$ . Mit der Unsicherheit bei der Bestimmung der Strahldichte der Wolframbandlampe ergibt sich insgesamt eine Meßunsicherheit für die Strahldichte des Plasmas und somit auch für diejenige des Kontinuumemissionskoeffizienten von  $\pm 4,2\%$ .

Beim Übergang von der Strahldichte zum Kontinuumemissionskoeffizienten machen sich die Wandgrenzschichten durch eine systematische Meßunsicherheit bemerkbar. Für diese wird von Mitsching [33] ein Wert von  $+2,6\%$  als obere Schranke angegeben. Auch diese Abweichung hängt nur von der Randschichtdicke ab, so daß für diese Arbeit der Wert von Mitsching übernommen wird.

Die Messung des Kontinuums wird zusätzlich durch eventuell nicht zu vernachlässigende Linienanteile verfälscht. Da, wie in Kapitel 5.2 diskutiert, eine Berechnung der Linienanteile nicht möglich ist, kann auch über deren Beitrag zur Meßunsicherheit zunächst keine Aussage gemacht werden. Erst beim Vergleich mit den Berechnungen von D'yachkov in Abbildung 7.1 ergibt sich, daß bei einigen Wellenlängen vermutlich Linienanteile vorhanden sind. Eine ausführliche Diskussion findet im Kapitel 7 statt.

# Kapitel 6

## Ergebnisse und Diskussion

Für die hier untersuchten monoatomaren und nur teilweise einfach ionisierten Plasmen kann nun der  $\xi$ -Faktor bestimmt werden, da der Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\nu$  aus Kapitel 5 und Elektronendichte und Temperatur aus Kapitel 4 bekannt sind. Dazu wird die Gleichung 2.4 nach  $\xi$  aufgelöst, so daß sich

$$\xi(\lambda) = \frac{1}{C} \cdot \frac{\varepsilon_\nu \sqrt{T}}{n_e^2} \quad (6.1)$$

ergibt. In dieser Gleichung ist  $C$  wieder die in Gleichung 2.2 eingeführte Konstante.

Da die Samplerate bei der Interferometrie mit 100 MHz deutlich höher als diejenige bei der Spektroskopie mit 1 MHz ist, werden die Plasmaparameter jeweils über 101 Werte um die Zeitpunkte der spektroskopischen Messungen herum gemittelt.

Zu jeder der in der Tabelle 5.1 aufgelisteten Wellenlängen wurden in der Regel 10 Experimente durchgeführt. Bei jedem dieser Experimente wurden die Plasmaparameter bestimmt, wie es in Kapitel 4 beschrieben ist. Außerdem wurde der Kontinuumemissionskoeffizient mit dem in Kapitel 5 dargestellten Verfahren ermittelt. Mit diesen Werten erfolgte nach Gleichung 6.1 die Berechnung der  $\xi$ -Faktoren, wobei dies nur zu Zeitpunkten geschah, zu denen die Relaxation abgeschlossen war, weil vorher die Temperatur nicht definiert ist. In einigen Experimenten treten zu späteren Zeiten nicht interpretierbare Besonderheiten in den Streifenverschiebungen auf, die Mitsching [33] bei Argon durch inhomogene Störungen erklärt. Deshalb wurden die zu diesen und zu allen späteren Zeitpunkten gehörenden Meßpunkte nicht bei der Auswertung berücksichtigt. So wurden bei jeder Wellenlänge mindestens 600 Werte für den  $\xi$ -Faktor bei unterschiedlichen Plasmaparametern erhalten.

Im folgenden wird zunächst der spektrale Verlauf des  $\xi$ -Faktors diskutiert und anschließend kurz auf eine mögliche Parameterabhängigkeit eingegangen.

## 6.1 Spektraler Verlauf des $\xi$ -Faktors

Bei den Untersuchungen über den spektralen Verlauf des  $\xi$ -Faktors wird zunächst eine eventuell vorhandene Parameterabhängigkeit nicht berücksichtigt. Deshalb erfolgte für jede Wellenlänge zunächst eine Mittelung über alle Werte, für welche die Interferometersignale interpretierbar sind. Die Ergebnisse dieser Mittelungen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Die Werte liegen alle zwischen 0,7 und 1,4 und das Maximum liegt im Bereich von 470 bis 500 nm. Zu den kleineren und den größeren Wellenlängen nimmt der  $\xi$ -Faktor jeweils monoton ab.

Der sich ergebende spektrale Verlauf des erhaltenen  $\xi$ -Faktors ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Wie bei den Abbildungen in Kapitel 2 ist die Ordinate logarithmisch gewählt. Die Fehlerbalken stellen die statistische Meßunsicherheit von  $\pm 5,4\%$  dar; die systematischen Fehler sind nicht mit eingetragen. Im folgenden werden die Fehler diskutiert.

Bei den Mittelungen ergibt sich eine statistische Meßunsicherheit von maximal  $\pm 0,4\%$ . Da der  $\xi$ -Faktor sich aus den zuvor bestimmten Plasmaparametern und dem Emissionskoeffizienten berechnet, müssen zusätzlich deren Meßunsicherheiten berücksichtigt werden. Nach Kapitel 5 ist die statistische Abweichung des Kontinuumemissionskoeffizienten  $\pm 4,2\%$ . Die statistische Meßunsicherheit der Elektronendichte ergibt sich nach Kapitel 4 zu  $\pm 1,7\%$  und die der Temperatur zu  $\pm 0,4\%$ . Mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung berechnet sich für diese Werte die statistische Meßunsicherheit des  $\xi$ -Faktors zu  $\pm 5,4\%$ . Dieser Wert ist in der Abbildung 6.1 als Fehlerbalken verwendet worden.

Hinzu kommen noch systematische Meßunsicherheiten, zu denen der Einfluß der Randschichten und der Linienanteile sowie die durch Verunreinigungen des Plasmas entstehenden gehören.

Zuerst wird die systematische Meßunsicherheit des  $\xi$ -Faktors durch die Rand-

$\lambda/\text{nm}$	$\xi$
395,0	0,71
423,3	0,91
462,6	1,11
477,0	1,32
498,5	1,31
525,4	1,14
547,1	0,89

Tabelle 6.1: Ergebnisse für den  $\xi$ -Faktor

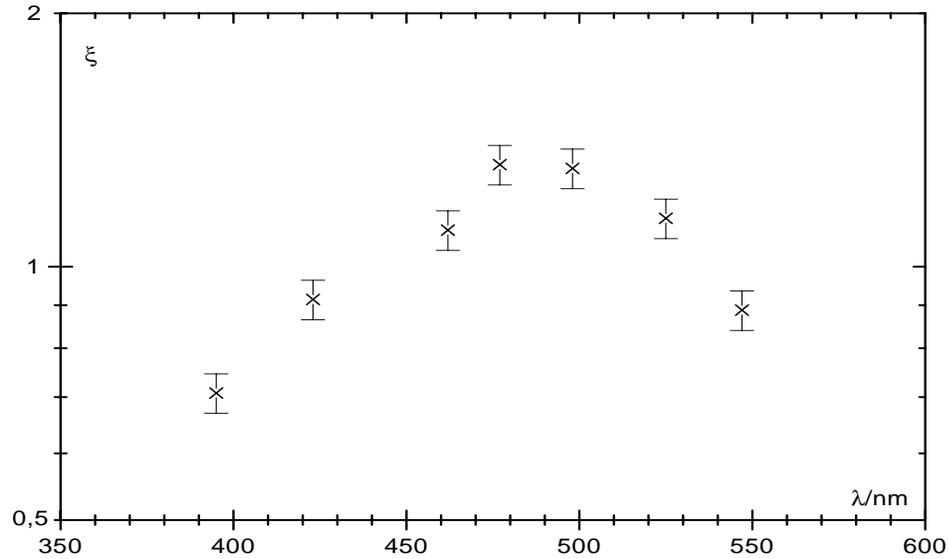


Abbildung 6.1: In dieser Arbeit erhaltene  $\xi$ -Faktoren

schichten diskutiert. Das Vorgehen zur Bestimmung einer systematischen Meßunsicherheit ist in Kapitel 4 dargestellt, wo für die Elektronendichte und die Temperatur jeweils ein Wert von +2% angegeben wurde. Auch der Emissionskoeffizient ist im Plasma größer als der durch Vernachlässigung der Randschichten bestimmte. In Kapitel 5 wurde hierfür ein Wert von +2,6% angegeben. Da sich für den Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_\nu$  und die Elektronendichte  $n_e$  Unsicherheiten gleichen Vorzeichens ergeben, kann analog zu Mitsching [33] eine Abschätzung des Einflusses der Randschichten auf die Größe  $\varepsilon_\nu/n_e^2$  durchgeführt werden. Die daraus resultierende Unsicherheit kann mit -2% angegeben werden. Für die systematische Meßunsicherheit der Temperatur wird der in Kapitel 4 erhaltene Betrag von +2% übernommen. Eine weitere Fehlerquelle können Verunreinigungen im Plasma sein. Wie in Kapitel 4 erwähnt, wurden in den Übersichtsspektren schwache Wasserstofflinien und noch schwächere und scharfe Aluminium- und Aluminiumionenlinien gefunden. Deshalb wurden die dazugehörigen Wellenlängen für die Messungen des Kontinuums ausgeschlossen.

Allerdings erzeugen diese Verunreinigungen auch Kontinuumstrahlung, die experimentell nicht vom Neonkontinuum unterschieden werden kann und somit den  $\xi$ -Faktor verfälscht. Deshalb wurde die in Kapitel 4 erwähnte Abschätzung der Anteile der Verunreinigungsatome und -ionen verwendet, um das durch Verunreinigungen entstehende Kontinuum zu berechnen. Dieses war so schwach, daß es gegenüber dem Neonkontinuum vernachlässigt werden kann.

Wie schon im Kapitel 5 erwähnt, kann nicht ausgeschlossen werden, daß bei den vermessenen Wellenlängen ein nicht vollständig zu vernachlässigender Anteil von schwachen und stark verbreiterten Neonlinien zum Emissionskoeffizienten beiträgt. Denn die Auswahl der Wellenlängen erfolgte durch Analysieren der Übersichtsspektren, und in Bereichen, in denen mehrere Linien zu finden sind, kann im Minimum zwischen zwei Linien nicht entschieden werden, ob ein nicht zu vernachlässigender Linienanteil vorhanden ist oder nicht.

Unter anderem wurden bei etwa 605 nm Messungen durchgeführt. Dabei ergab sich ohne Berücksichtigung der Linienstrahlung ein  $\xi$ -Faktor von etwa vier, was sicherlich zu hoch ist. Darum wurde versucht, den Linienanteil zu bestimmen und zu subtrahieren, indem dieser für alle Linien, die im Bereich von 590 bis 620 nm liegen und deren Übergangswahrscheinlichkeiten bekannt sind, berechnet wurde. Die dazu zusätzlich benötigten Verbreiterungskonstanten für die Starkverbreiterung sind aber bisher nicht für alle Linien bestimmt worden. Bei den Linien, für die Puric [35] Starkparameter gemessen hat, werden diese für die hier durchgeführten Berechnungen verwendet. Für die anderen Linien, deren Starkparameter nicht bekannt sind, mußten sie abgeschätzt werden. Die Übergangswahrscheinlichkeiten und auch die statistischen Gewichte wurden dem CRC-Handbook [10] und die Energieniveaus aus Wiese [49] entnommen. Da der Linienanteil bei 605 nm größer als das Kontinuum ist, muß der Linienanteil sehr genau berechnet werden, um zutreffende Ergebnisse für den  $\xi$ -Faktor zu erhalten. Nach Subtraktion des berechneten Linienanteils ergab sich für den  $\xi$ -Faktor ein Wert von etwa 2,8. Dieser Wert paßt nicht in den gemessenen spektralen Verlauf, und auch die Theorien liefern keinen Grund für einen solch hohen Wert. Es wird daher vermutet, daß der Linienanteil zu klein berechnet wurde. Aus diesem Grund wird das Ergebnis bei dieser Wellenlänge bei der Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

Bei den anderen hier untersuchten Wellenlängen ist die Situation wesentlich günstiger als bei 605 nm, da die Linien in der Umgebung der jeweils betrachteten Wellenlänge weiter entfernt und schwächer sind. Trotzdem kann nicht ausgeschlossen werden, daß ein Linienanteil von mehreren Prozent den jeweiligen  $\xi$ -Faktor verfälscht. Da aber für die dort auftretenden schwachen Linien die Übergangswahrscheinlichkeiten nicht bekannt sind, gibt es keine Möglichkeit, diesen Fehler genauer abzuschätzen, so daß erst bei der Diskussion der Ergebnisse für den spektralen Verlauf im Vergleich mit erwarteten Werten der Einfluß der Linienanteile bei den betrachteten Wellenlängen abgeschätzt werden kann.

## 6.2 Parameterabhängigkeit des $\xi$ -Faktors

Da bei den hier durchgeführten Messungen unterschiedliche Plasmaparameter realisiert wurden, wird die Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von diesen Parametern im folgenden diskutiert.

In Abbildung 6.2 ist wie bei Meiners und Weiß [32] der Kontinuumsmissionskoeffizient für alle ausgewerteten Datensätze bei  $\lambda = 423,3$  nm in doppelt logarithmischer Darstellung über  $n_e^2/\sqrt{T}$  aufgetragen. Zusätzlich ist in dieser Abbildung noch die Gerade des Emissionskoeffizienten nach Kramers und Unsöld  $\varepsilon_\nu^{KU}$  aus Gleichung 2.1 eingezeichnet. Diese Gerade entspricht  $\xi = 1$  und deren Steigung ist ebenfalls Eins, weil der  $\xi$ -Faktor in der Theorie von Kramers und Unsöld unabhängig von den Plasmaparametern ist.

Die Mehrzahl der Werte liegen unterhalb dieser Geraden. Das bedeutet, daß der  $\xi$ -Faktor kleiner als Eins ist, was auch für den in der Tabelle 6.1 angegebenen Mittelwert gilt.

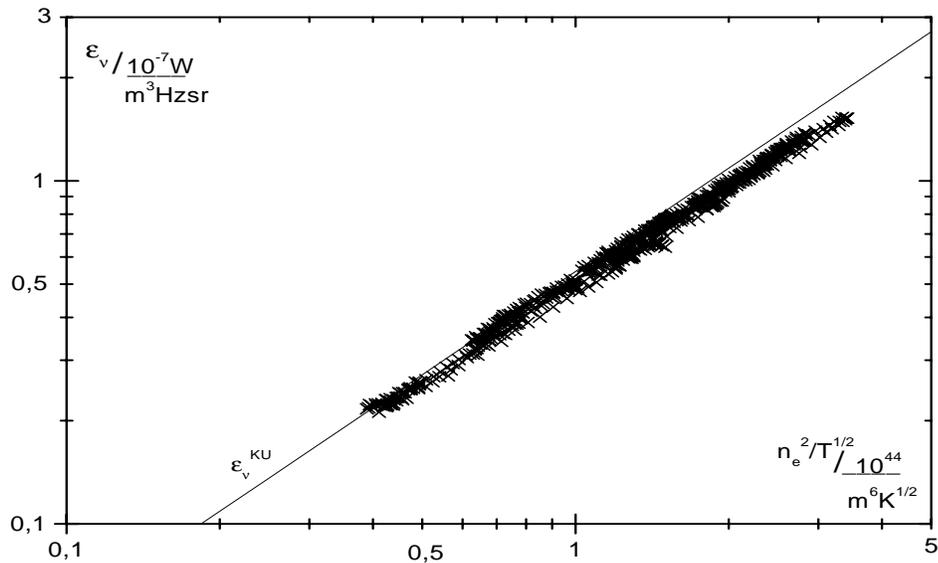


Abbildung 6.2: Ergebnisse für den Kontinuumsmissionskoeffizienten bei 423,3 nm

Wäre der  $\xi$ -Faktor unabhängig von den Plasmaparametern, würden die Meßwerte auf einer Geraden liegen, die parallel zu derjenigen nach der Theorie von Kramers und Unsöld ist. Dies ist nicht der Fall. Um die Parameterabhängigkeit zu quantifizieren, kann die Steigung der Ausgleichsgeraden durch die Meßpunkte der doppelt logarithmischen Auftragung angegeben werden. Die Ergebnisse für die Steigungen der im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Datensätze bei den verschiedenen Wellenlängen sind in Tabelle 6.2

$\lambda/\text{nm}$	Steigung
395,0	0,899
423,3	0,933
462,6	0,946
477,0	0,963
498,5	1,019
525,4	1,054
547,1	1,047

Tabelle 6.2: Ergebnisse für die Steigungen der Ausgleichsgeraden durch die Meßpunkte der doppelt logarithmischen Auftragung

aufgeführt. Für die ersten vier Werte mit den kleineren Wellenlängen ergeben sich Steigungen, die kleiner als Eins sind. Bei den anderen drei Wellenlängen ist die Steigung größer als Eins. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt die Steigung bis auf diejenige bei 547,1 nm monoton zu.

Im folgenden wird die Meßunsicherheit der Steigung diskutiert. Dabei steht im Mittelpunkt die Frage, ob die Abweichungen der Steigungen vom Wert Eins signifikant sind, d.h. ob eine Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von den Plasmaparametern vorliegt.

Bei der Bestimmung der Steigungen der Geraden ergibt sich statistisch eine absolute Meßunsicherheit von maximal  $\pm 0,006$ .

Die folgenden Ausführungen über systematische Meßunsicherheiten sind an die Diskussion bei Mitsching [33] für die von ihm untersuchten Argonplasmen angelehnt.

Die zustandsunabhängigen Meßunsicherheiten gehen für alle Werte von  $n_e^2/\sqrt{T}$  in gleicher Weise ein, d.h. alle Werte werden mit jeweils demselben Faktor multipliziert. In der doppelt-logarithmischen Darstellung bewirkt dies eine Verschiebung aller Werte um denselben Betrag, so daß die Steigung der Geraden nicht verändert wird.

Deshalb sind bei der Bestimmung der Meßunsicherheit der Steigung nur die zustandsabhängigen Meßunsicherheiten zu berücksichtigen. Zu diesen tragen die Fehler in der Berechnung der optischen Tiefe sowie die Abweichungen von der Linearität der Photomultiplier bei der Strahldichtemessung bei.

Für die Abschätzungen der Meßunsicherheit, die sich durch Fehler bei der Berechnung der optischen Tiefe ergeben, müssen die zustandsabhängigen Fehler bei deren Berechnung nach Gleichung 5.4, also derjenige der Strahldichte und derjenige der Temperatur, berücksichtigt werden. Es wird nun davon ausgegangen, daß die Abweichung der Steigung am größten ist, wenn der betrachtete Fehler für kleine Werte von  $n_e^2/\sqrt{T}$  Null ist und für große Werte

von  $n_e^2/\sqrt{T}$  den maximalen Beitrag annimmt.

Die Meßunsicherheit der Strahldichte beträgt  $\pm 4,2\%$ , wie in Kapitel 5 ausgeführt wurde. Für große Werte von  $n_e^2/\sqrt{T}$  wird für eine um diesen Faktor veränderte Strahldichte die optische Tiefe berechnet. Anschließend wird der sich daraus ergebende Emissionskoeffizient bestimmt. Bei dieser Abschätzung ergibt sich eine Meßunsicherheit für die Steigung von  $\pm 0,0003$ .

Die optische Tiefe wird auch dadurch verfälscht, daß die Temperatur des Plasmas größer ist als bei der Berechnung, welche die Randschichten vernachlässigt. Nach Kapitel 4 ist die Abweichung der Temperatur maximal 300 K. Dann ergibt die analoge Abschätzung wie bei den Abweichungen in der optischen Tiefe durch eine veränderte Strahldichte, daß die Steigung um weniger als 0,0003 abnimmt.

Eine weitere Meßunsicherheit in der Steigung ergibt sich durch Abweichungen von der Linearität, die nach Kapitel 5 eine Unsicherheit im Emissionskoeffizienten von  $\pm 1,8\%$  liefern. Diese Unsicherheit ist dadurch begründet, daß die Strahldichten bei der Kalibrierung mit der WBL und im Experiment sich sowohl um mehrere Größenordnungen unterscheiden als auch eine sehr unterschiedliche Dynamik haben. Bei Messungen des Emissionskoeffizienten im Experiment unterscheiden sich die Strahldichten bei gleicher Dynamik jedoch nur um eine Größenordnung. Hier sind die Abweichungen in der Linearität so gering, daß bei der Berechnung des Einflusses auf die Steigung herauskommt, daß die sich daraus ergebende Meßunsicherheit vernachlässigbar ist.

Bei Berücksichtigung all dieser Unsicherheiten ergibt sich, daß die ermittelten Abweichungen der Steigungen der Ausgleichsgeraden vom Wert Eins nicht mit statistischen oder systematischen Meßunsicherheiten erklärt werden können, weil diese alle deutlich kleiner sind als die Abweichungen der experimentell bestimmten Steigungen vom Wert Eins.

Allerdings wurde in dieser Diskussion bisher nicht berücksichtigt, daß auch die bei zumindest einigen Wellenlängen unter Umständen nicht vollständig zu vernachlässigenden Linienanteile die Steigungen der Geraden verändern können. Da die Linienanteile nicht mit ausreichender Genauigkeit angegeben werden können, muß darauf verzichtet werden, deren Einfluß auf die Steigung zu bestimmen.



# Kapitel 7

## Vergleich der Ergebnisse mit den Literaturdaten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse im Vergleich mit den in Kapitel 2 vorgestellten Daten anderer Autoren diskutiert. Beim Vergleich der Ergebnisse der verschiedenen Edelgase bei D'yachkov [17] ergibt sich, daß für Neon seine Theorie besonders gut überprüft werden kann, da - wie die Abbildung 2.1 zeigt - die Kante an der Seriegrenze bei Neon sehr scharf und relativ hoch ist, so daß sich der Einfluß der Elektronendichte besonders stark bemerkbar macht.

Die Ergebnisse für die gemittelten  $\xi$ -Faktoren werden sowohl mit den theoretischen als auch mit den experimentellen Arbeiten verglichen. Letztere sind bei Neon leider nicht so zahlreich wie bei den schwereren Edelgasen. Ein kurzer Vergleich für die Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von den Plasmaparametern schließt sich an. Zum Abschluß werden die Ergebnisse der Vergleiche kurz zusammengefaßt.

### 7.1 Vergleich des spektralen Verlaufs

Beim Vergleich der hier erhaltenen mit den theoretisch berechneten Werten muß immer bedacht werden, daß die Plasmaparameter in dieser Arbeit variieren. Zunächst wird die schwache Parameterabhängigkeit wie im Kapitel 6.1 vernachlässigt und die Diskussion für mittlere Werte von etwa  $1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  für die Elektronendichte und 16000 K für die Temperatur durchgeführt. Allerdings gibt es von D'yachkov keine Berechnungen zu diesen Plasmaparametern. Seine Berechnungen für  $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$  und  $T = 15000 \text{ K}$  kommen den in dieser Arbeit gefundenen mittleren Werten am nächsten. Allerdings hat D'yachkov für diese Werte nur den Anteil des Kontinuumemissionskoeffizienten für die frei-gebundene Strahlung  $\xi^{fg}$  angegeben, während im Experi-

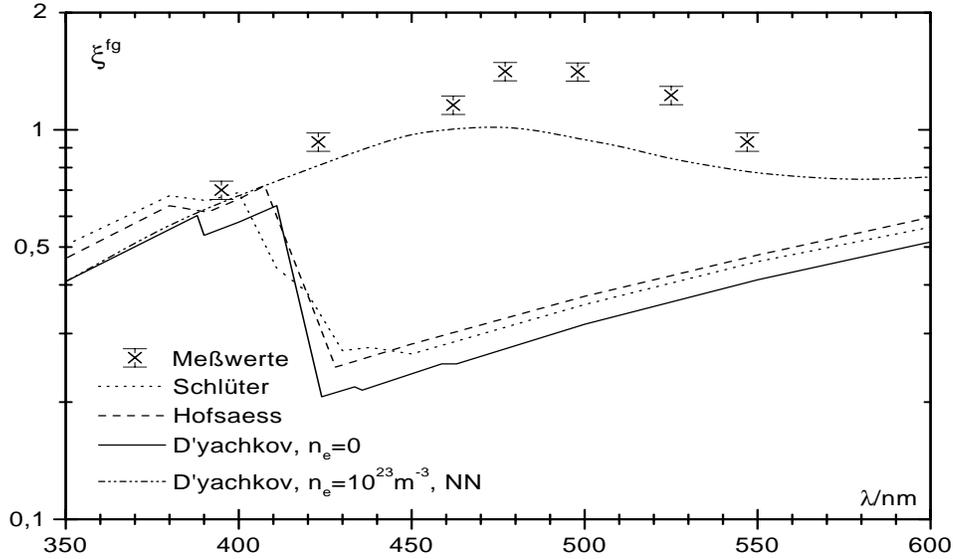


Abbildung 7.1: Ergebnisse dieser Arbeit für  $\xi^{fg}$  und dazugehörige theoretisch berechnete Kurven für  $T=15000$  K

ment der  $\xi$ -Faktor für das gesamte Kontinuum erhalten wurde. Ein Vergleich wird möglich, wenn die Meßwerte mit bekannten  $\xi^{ff}$ -Faktoren auf  $\xi$ -Faktoren für die frei-gebundenen Strahlung umgerechnet werden. Die dazu benötigten  $\xi^{ff}$ -Werte brauchen nicht sehr genau bekannt zu sein, da der Anteil der frei-freien Strahlung bei den hier erhaltenen Plasmaparametern weniger als 10% an der Gesamtstrahlung ausmacht. Die Meßwerte wurden deshalb mit dem von Schlüter in [38] angegebenen Wert von  $\xi^{ff} = 0,6$ , dessen Genauigkeit ausreichend ist, auf  $\xi^{fg}$ -Faktoren umgerechnet.

In der Abbildung 7.1 sind die Ergebnisse für den so berechneten  $\xi^{fg}$ -Faktor mit den Fehlerbalken für die statistische Meßunsicherheit in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Zusätzlich sind die Ergebnisse von Schlüter und von Hofsaess sowie von D'yachkov für eine Temperatur von 15000 K dargestellt. Bei den Kurven von D'yachkov wurde eine ohne Berücksichtigung der Elektronendichte und eine für eine Elektronendichte von  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  mit einem kritischen Feld für Nächstenachbarwechselwirkung gewählt.

Der spektrale Verlauf der Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen stimmt sehr gut mit der Kurve von D'yachkov mit einer Elektronendichte von  $10^{23} \text{ m}^{-3}$  überein. Beim Vergleich mit den Ergebnissen von Schlüter und Hofsaess ist die Übereinstimmung nur für den bei 395 nm gemessenen  $\xi$ -Faktor zufriedenstellend. Alle anderen Werte liegen deutlich oberhalb der berechneten Kurven. Dies kann dadurch erklärt werden, daß Schlüter und Hofsaess den Einfluß der Elektronendichte nicht berücksichtigen. Deshalb

stimmen die gemessenen  $\xi$ -Faktoren unterhalb der Seriengrenze, die bei etwa 420 nm liegt, mit den Berechnungen überein und die Werte oberhalb davon nicht mehr. So kann diesem Vergleich entnommen werden, daß oberhalb der Seriengrenze der Einfluß der Elektronendichte nicht vernachlässigt werden darf. In der Kurve von D'yachkov für  $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$  ist dieser Einfluß mit einbezogen. Wegen der guten Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Meßwerten kann bestätigt werden, daß die Methode von D'yachkov den Einfluß des elektrischen Feldes im Plasma grundsätzlich in richtiger Weise beschreibt.

Allerdings liegen alle Meßwerte auch soweit oberhalb dieser theoretischen Kurve, daß die Abweichungen nicht mit statistischen Meßunsicherheiten begründet werden können.

Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen zwischen Theorie und Meßwerten könnten mitdetektierte Linienanteile liefern, da diese bisher in ihrer Größe nicht abgeschätzt werden konnten. Die Linienanteile ergäben sich durch die Abstände der Meßwerte von der theoretischen Kurve und wären bei den ersten drei Werten ( $\lambda < 470 \text{ nm}$ ) und beim letzten Wert ( $\lambda = 547,1 \text{ nm}$ ) sehr ähnlich in ihrer Größe, bei den anderen drei untersuchten Wellenlängen jedoch deutlich größer. Diese Erklärung kann nicht ausgeschlossen werden. Allerdings sind die Abweichungen des Meßwertes bei 395 nm von den Kurven von Schlüter und von Hofsaess fast innerhalb der statistischen Meßunsicherheit des in dieser Arbeit experimentell bestimmten  $\xi$ -Faktors. Somit ist es sehr unwahrscheinlich, daß dort ein deutlicher Linienanteil mitdetektiert wurde. Außerdem ist es sehr unwahrscheinlich, daß bei den Wellenlängen unterhalb von 470 nm und bei 547,1 nm jeweils etwa gleich große Linienanteile mitdetektiert wurden. Deshalb wird vermutet, daß nur bei den Wellenlängen zwischen 470 und 540 nm Linienanteile mitgemessen wurden und die Abweichungen bei den anderen Wellenlängen andere Ursachen haben. Diese Vermutung wird auch dadurch bestätigt, daß bei den Wellenlängen im Bereich von 470 bis 540 nm in den Übersichtsspektren in der Nähe der beobachteten Wellenlänge einige breite Linien zu finden sind.

Für die soeben diskutierte Vermutung, daß im Bereich von 470 bis 540 nm nicht zu vernachlässigende Linienanteile mitdetektiert wurden, sollen diese abgeschätzt werden. Dazu wird angenommen, daß die Abweichungen nur teilweise durch Linienanteile erklärt werden können, und daß die Abweichungen, die nicht durch Linienanteile begründet sind, bei diesen drei Wellenlängen ähnlich groß sind, wie die Abweichungen bei den anderen Wellenlängen. Dann kann der Linienanteil grob auf ungefähr 20% abgeschätzt werden.

Eine weitere Fehlerquelle könnten die Abweichungen durch die Randschichten sein. In Kapitel 6 wird für eine angenommene Wandgrenzschichtdicke von 1 mm eine Meßunsicherheit von  $-2\%$  für den Ausdruck  $\varepsilon_\nu/n_e^2$  angegeben und für die Temperatur der Wert von  $+2\%$  aus Kapitel 4 übernommen. Die Meß-

werte, bei denen kein Linienanteil vermutet wird, sind jedoch um etwa 15% größer als die theoretisch berechneten Werte. Da die Wandgrenzschichtdicke bei den Neonplasmen nicht gemessen wurde, könnte es möglich sein, daß sie größer als angenommen ist und die Abweichungen durch die Randschichten erklärt werden können.

Wenn dies der Fall wäre, ergäben sich aus der Abweichung von  $\varepsilon_\nu/n_e^2$  jedoch so große Werte für die Randschichten, daß in der Elektronendichte ein systematischer Fehler von mindestens +15% vorliegen würde. Eine Abweichung in dieser Größenordnung hätte aber zu Diskrepanzen in der Elektronendichte zwischen den Werten der Interferometrie und denjenigen aus dem in Kapitel 3 beschriebenen Programm geführt. Eine solche Diskrepanz wurde jedoch nicht gefunden.

Bei dieser Diskussion des Einflusses der Randschichten wurde bisher die systematische Meßunsicherheit der Temperatur von +2% nicht berücksichtigt. Da die Temperatur bei Vernachlässigen der Randschichten zu klein bestimmt wird, die Werte für  $\varepsilon_\nu/n_e^2$  dagegen zu groß, sollte die Abweichung des  $\xi$ -Faktors durch die Randschichten bei Berücksichtigung der systematischen Meßunsicherheit der Temperatur geringer werden als ohne deren Berücksichtigung. Dann müßten die eben diskutierten Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Interferometrie und denjenigen aus dem in Kapitel 3 beschriebenen Programm noch größer sein. Da diese Diskrepanzen nicht festgestellt wurden, können die Abweichungen der Meßwerte von der theoretischen Kurve nach D'yachkov nicht durch die Randschichten begründet werden.

Die gefundenen Abweichungen können auch dadurch erklärt werden, daß die theoretischen Werte von D'yachkov für  $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$  zu klein sind. Diese Erklärung liegt nahe, da auch die Kurve von D'yachkov ohne Berücksichtigung der Elektronendichte systematisch unterhalb der Kurven von Schlüter und Hofsaess liegt.

D'yachkov gibt bei seinen Berechnungen, wie in Kapitel 2 beschrieben, zwei verschiedene Näherungen für die kritische Feldstärke an, zum einen für ein homogenes Feld (UF) und zum anderen für die Nächstenachbarwechselwirkung (NN). Mit den in dieser Arbeit erhaltenen Meßwerten kann entschieden werden, welche Näherung die Verhältnisse besser beschreibt. Bisherige Untersuchungen, unter anderem von Gavrilov an Argon und Krypton in [22], ließen vermuten, daß für die Edelgase die Nächstenachbarwechselwirkung zu favorisieren ist, wohingegen beim Wasserstoff ein homogenes Feld zu bevorzugen ist. Um diese Aussage für Neon zu überprüfen, sind in Abbildung 7.2 die  $\xi$ -Faktoren der Gesamtstrahlung aufgetragen. Außer den in dieser Arbeit erhaltenen Werten sind einige Kurven für verschiedene Plasmaparameter für beide Näherungen nach den Berechnungen von D'yachkov dargestellt.

D'yachkov hat seine Berechnungen für die Plasmaparameter der damals vorhandenen experimentellen Ergebnisse durchgeführt. Da diese von den hier

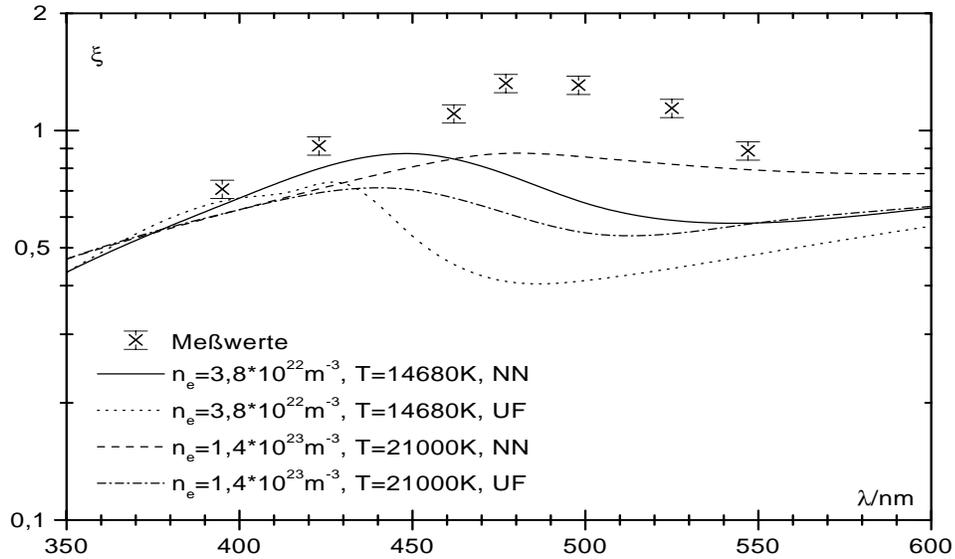


Abbildung 7.2: Ergebnisse dieser Arbeit und verschiedene Kurven nach der Theorie von D'yachkov

realisierten mittleren Parametern ( $n_e = 1,5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ,  $T = 16000 \text{ K}$ ) abweichen, sind leider keine Kurven für diese Parameter mit den beiden verwendeten Näherungen für das kritische Feld vorhanden. Deshalb werden in Abbildung 7.2 sowohl Kurven dargestellt, bei denen die Elektronendichte etwa mit dem in dieser Arbeit ermittelten mittleren Wert übereinstimmt, als auch Kurven, in denen die Temperatur ähnlich ist. Dabei wird deutlich, daß die Kurve für die Nächstenachbarwechselwirkung bei ähnlicher Elektronendichte die Meßwerte am besten wiedergibt, obwohl bei dieser Kurve die Temperatur deutlich zu groß ist. Beim Vergleich verschiedener Kurven mit unterschiedlichen Temperaturen aber gleicher Elektronendichte wird festgestellt, daß sich die Position des Maximums im spektralen Verlauf nur wenig verschiebt, sich die absoluten Werte aber ändern. Die Kurven mit der kleineren Elektronendichte aber ähnlicher Temperatur dagegen zeigen Abweichungen im spektralen Verlauf, da der Einfluß der Elektronendichte die Kurvenform bestimmt, was auch in Abbildung 2.1 deutlich wird.

In Abbildung 7.1 ist neben den Meßwerten dieser Arbeit die Kurve für die Näherung mit der Nächstennachbarwechselwirkung bei ungefähr den in dieser Arbeit erzielten Parametern dargestellt. Für die entsprechende Kurve für die Näherung mit dem homogenen Feld wird erwartet, daß sich das Maximum zu kleineren Wellenlängen verschiebt, weil auch in Abbildung 7.2 bei den Kurven zu jeweils gleichen Plasmaparametern das Maximum bei der Kurve für die Näherung mit dem homogenen Feld bei kleineren Wellenlängen liegt

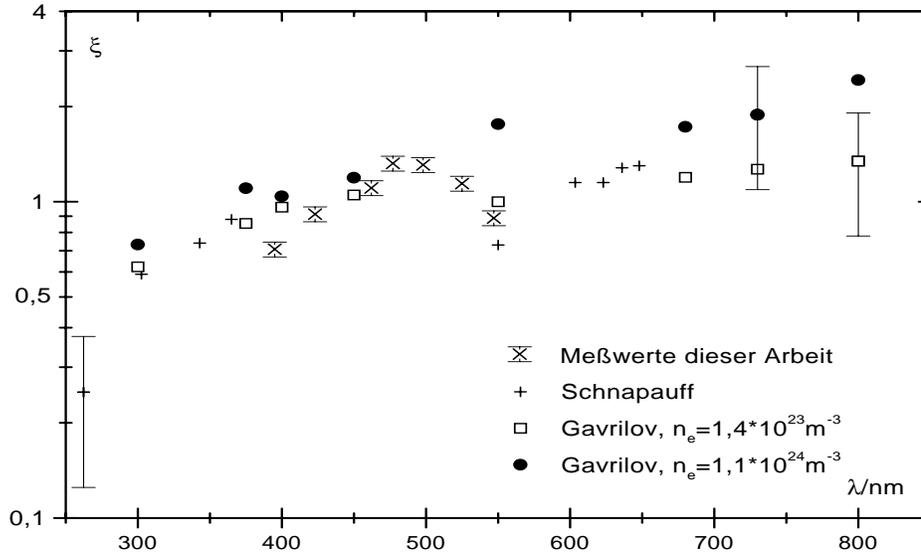


Abbildung 7.3: Experimentelle Ergebnisse verschiedener Autoren

als bei der Kurve für die Näherung mit der Nächstennachbarwechselwirkung. Die Meßwerte dieser Arbeit geben in Abbildung 7.1 den spektralen Verlauf des  $\xi$ -Faktors, der mit der Näherung der Nächstennachbarwechselwirkung berechnet wurde, gut wieder, und das Maximum bei den Meßwerten liegt eher bei größeren als bei kleineren Wellenlängen. Insgesamt kann mit den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen bestätigt werden, daß die Nächstennachbarwechselwirkung als Näherung für das kritische Feld die Verhältnisse bei Neon besser beschreibt als diejenige, die ein homogenes Feld verwendet.

Für einen Vergleich der hier erhaltenen Ergebnisse mit anderen experimentellen Daten sind in Abbildung 7.3 alle Meßwerte im Bereich 250 – 850 nm aufgetragen. Bei den eigenen Meßwerten sind wiederum die statistischen Meßunsicherheiten von  $\pm 5,4\%$  als Fehlerbalken eingetragen. Ein Gesamtfehler wird nicht angegeben, da für den Fehler durch eventuell nicht zu vernachlässigende Linienanteile kein zuverlässiger Wert bestimmt werden kann. Denn dieser Fehler konnte nur sehr grob beim Vergleich mit D'yachkov abgeschätzt werden. Bei den anderen Autoren sind in der Abbildung 7.3 die sich dort ergebenden Meßunsicherheiten, die im folgenden erklärt werden, nur bei jeweils einem Meßwert eingezeichnet.

Schnapauff gibt seine Temperatur mit einer Genauigkeit von  $\pm 2,5\%$  an, bestimmt aber aus dieser auch die Elektronendichte. Da bei Neon diese in dem betrachteten Parameterbereich sehr stark von der Temperatur abhängt, vergrößert eine Ungenauigkeit in der Temperatur die Meßunsicherheit der Elektronendichte in drastischer Weise. Nach Aussagen des Experimentators

würden bei einer Temperaturveränderung von weniger als 3% seine  $\xi$ -Faktoren mit den Werten von Schlüter übereinstimmen. Mit einer zusätzlichen Meßunsicherheit des Emissionskoeffizienten von  $\pm 10 - 15\%$  gibt er eine gesamte Unsicherheit für den  $\xi$ -Faktor von  $\pm 50\%$  an, die als Fehlerbalken verwendet wird. Über eventuell zusätzliche Meßunsicherheiten durch ein Mitdetektieren von nicht vernachlässigbaren Linienanteilen macht Schnapauff keine Aussage.

Gavrilov mißt Absorptionskoeffizienten, deren Ungenauigkeit er mit  $\pm 15\%$  angibt. Beim Umrechnen auf  $\xi$ -Faktoren spielen sowohl die Elektronendichte, deren Ungenauigkeit Gavrilov mit  $\pm 20\%$  angibt, als auch die Temperatur, die er auf  $\pm 5\%$  genau vermessen hat, eine wichtige Rolle. Mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung ergibt sich eine Gesamtunsicherheit von  $\pm 42\%$ , die wiederum als Fehlerbalken eingezeichnet wurde. Auch Gavrilov macht keine Aussage über eventuell mitdetektierte und nicht zu vernachlässigende Linienanteile.

Die Abbildung 7.3 zeigt, daß erst mit den deutlich genaueren Messungen dieser Arbeit Strukturen im spektralen Verlauf des  $\xi$ -Faktors überhaupt nachgewiesen werden können. Denn bei allen vorherigen Messungen sind die Fehlerbalken größer als die Veränderungen im  $\xi$ -Faktor auf kleineren Wellenlängenintervallen. Dies gilt auch unter der Annahme, daß bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten im Wellenlängenintervall von 470 – 530 nm ein Linienanteil von etwa 20% mitdetektiert sein könnte. Die Ergebnisse sind dann allerdings nicht mehr so deutlich.

Ein direkter quantitativer Vergleich mit den Meßwerten der anderen Autoren ist schwierig, da im hier vermessenen Wellenlängenbereich nur wenige Meßpunkte der anderen Experimentatoren liegen, die zusätzlich noch bei anderen Plasmaparametern gewonnen wurden. Allerdings fällt auf, daß die Meßwerte dieser Arbeit insgesamt eher niedriger liegen.

Mögliche Gründe dafür könnten die systematischen Meßunsicherheiten dieser Arbeit sein, die in der Abbildung 7.3 nicht mit dargestellt sind. Das ist aber eher unwahrscheinlich, denn die systematischen Meßunsicherheiten, die sich durch Vernachlässigen der Randschichten ergeben, sind nicht groß genug, um die in der Abbildung 7.3 erkennbaren Abweichungen zu erklären. Und die Berücksichtigung der systematischen Meßunsicherheiten durch die Linienanteile würde zu noch kleineren Werten für die in dieser Arbeit gewonnenen  $\xi$ -Faktoren führen, so daß die Abweichungen noch größer würden.

Deshalb wird vermutet, daß wellenlängenunabhängige Abweichungen bei der Plasmaparameterbestimmung der anderen Experimentatoren der Grund für die Abweichungen sind. Denn schon im Kapitel 2 beim Vergleich der Meßwerte der anderen Experimentatoren mit den berechneten Werten ergab sich, daß deren experimentelle Ergebnisse bei jeder Wellenlänge oberhalb aller theoretischen Kurven liegen und die Abweichungen durch Meßunsicherheiten in den Experimenten erklärt werden können.

## 7.2 Vergleich der Plasmaparameterabhängigkeit

Im folgenden soll noch kurz die Plasmaparameterabhängigkeit der Ergebnisse dieser Arbeit im Vergleich zu anderen Arbeiten diskutiert werden. Hierbei steht wiederum die Arbeit von D'yachkov im Vordergrund, weil dieser sowohl die Elektronendichte als auch die Temperatur variiert hat.

Nach Kapitel 6.2 sind die Steigungen bei der doppelt-logarithmischen Auftragung des Emissionskoeffizienten gegen  $n_e^2/\sqrt{T}$  bei Wellenlängen unterhalb von 480 nm kleiner und darüber größer als die Steigung der Kramers-Unsöld-Geraden. Das heißt, daß der  $\xi$ -Faktor bei den kleineren Wellenlängen mit wachsendem  $n_e^2/\sqrt{T}$  fällt und bei den größeren steigt.

Da an der hier verwendeten Anlage - wie auch bei anderen Experimenten - Elektronendichte und Temperatur nicht unabhängig voneinander einstellbar sind, ist es schwierig dieses Ergebnis zu erklären, da nicht sicher ist, ob der Einfluß der Elektronendichte oder derjenige der Temperatur überwiegt.

Um zu untersuchen, welcher Parameter dominiert, wurden für alle Wellenlängen die Ergebnisse jeweils in drei Klassen (kleine, mittlere und große Werte) von Elektronendichten bzw. von Temperaturen eingeteilt und für jede dieser Klassen ein mittlerer  $\xi$ -Faktor berechnet. Bei der Klasseneinteilung nach der Elektronendichte nahmen die Mittelwerte der Klassen bei den Wellenlängen unterhalb von 480 nm mit zunehmender Elektronendichte ab und bei den Wellenlängen oberhalb von 500 nm zu. Bei der Wellenlänge 498,5 nm war keine Tendenz zu erkennen. Bei der Klasseneinteilung nach der Temperatur ergaben sich dieselben Verläufe. Deshalb kann auch mit Hilfe dieser Klasseneinteilungen nicht entschieden werden, welcher Parameter dominiert. Um die experimentellen Ergebnisse mit denen der Berechnungen von D'yachkov zu vergleichen, sind in der Abbildung 7.4 drei Kurven von D'yachkov zu unterschiedlichen Parametersätzen dargestellt. Die erste Kurve gilt für eine Temperatur von 15000 K und eine Elektronendichte von  $10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Diese Kurve ergibt sich aus der Kurve in Abbildung 7.1 durch Umrechnen der  $\xi$ -Faktoren für den frei-gebundenen Anteil auf Werte für den  $\xi$ -Faktor für das gesamte Kontinuum. Für diese Umrechnung wird wie im letzten Abschnitt  $\xi^{ff} = 0,6$  verwendet. Zusätzlich sind eine Kurve mit deutlich höherer Temperatur und eine mit deutlich niedrigerer Elektronendichte zum Vergleich eingezeichnet, wobei der jeweils andere Parameter ungefähr dem in dieser Arbeit erzielten mittleren Wert entspricht.

Nach diesen Kurven sollte der  $\xi$ -Faktor bei etwa 15000 K für jede Wellenlänge oberhalb von 430 nm mit zunehmender Elektronendichte ansteigen, wobei dieser Anstieg bei etwa 510 nm maximal ist. Für die Temperaturabhängigkeit bei annähernd konstanter Elektronendichte erhält D'yachkov im Bereich

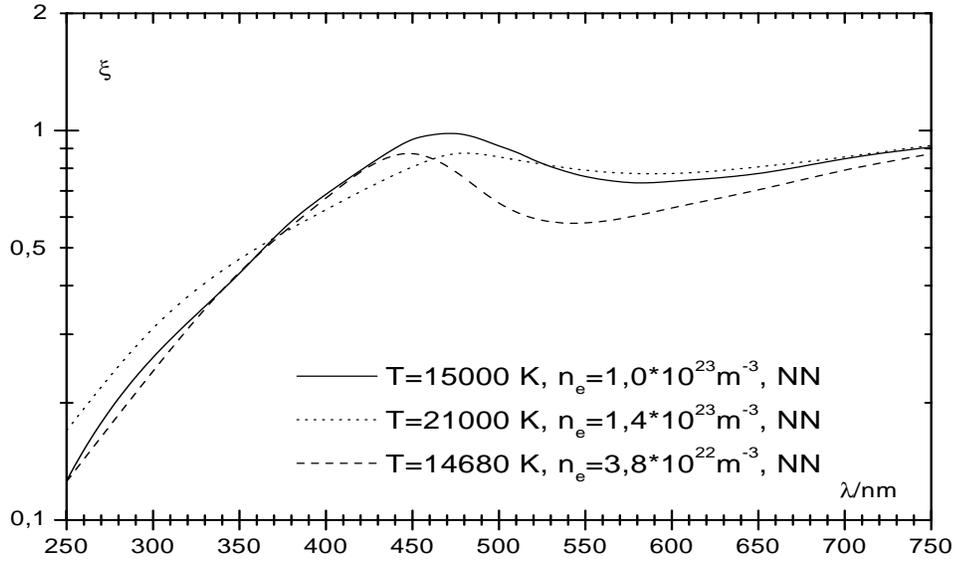


Abbildung 7.4: Von D'yachkov berechnete  $\xi$ -Faktoren bei unterschiedlichen Plasmaparametern

von 375–530 nm eine Abnahme des  $\xi$ -Faktors mit zunehmender Temperatur, während in den anderen Wellenlängenbereichen der  $\xi$ -Faktor mit steigender Temperatur wächst.

Werden nun, wie in den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten, sowohl die Elektronendichte als auch die Temperatur variiert, sollte bei Wellenlängen im Bereich von 375 – 430 nm der Einfluß der Temperatur überwiegen, da sich hier der  $\xi$ -Faktor bei einer Variation der Elektronendichte kaum ändert. Bei Wellenlängen um 520 nm dagegen ändert sich der  $\xi$ -Faktor wenig bei einer Variation der Temperatur, aber sehr stark bei unterschiedlichen Elektronendichten. Deshalb sollte hier der Einfluß der Elektronendichte dominieren.

Da in den hier durchgeführten Experimenten zu hohen Elektronendichten auch hohe Temperaturen gehören, sind bei den Werten für große  $n_e^2/\sqrt{T}$  sowohl die Elektronendichten als auch die Temperatur groß. Somit sollte der hier ermittelte  $\xi$ -Faktor nach den theoretischen Berechnungen von D'yachkov bei den kleineren Wellenlängen mit zunehmenden Werten von  $n_e^2/\sqrt{T}$  fallen, da in diesem spektralen Bereich der  $\xi$ -Faktor auch mit zunehmender Temperatur fällt. Bei Wellenlängen um 520 nm dagegen dominiert bei D'yachkov der Einfluß der Elektronendichte. Da dort der  $\xi$ -Faktor mit zunehmender Elektronendichte ansteigt, sollte er auch für zunehmende Werte von  $n_e^2/\sqrt{T}$  wachsen. Oberhalb von 530 nm sollte der  $\xi$ -Faktor mit steigenden Werten von  $n_e^2/\sqrt{T}$  wachsen, da er sowohl mit steigender Elektronendichte als auch

mit steigender Temperatur wächst. Dies ist auch bei den experimentellen Ergebnissen der Fall, so daß die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen die Aussagen von D'yachkov bestätigen.

Allerdings kann weder eindeutig festgelegt werden, in welchem Wellenlängenbereich die Dominanz der Temperatur in eine Dominanz der Elektronendichte übergeht noch ein quantitativer Vergleich erfolgen. Denn die Berechnungen von D'yachkov sind nicht an die hier auftretenden Plasmaparameter angepaßt. Deshalb sind zur Bestätigung der gemachten Aussagen weitere Messungen mit möglichst unabhängig voneinander einstellbarer Elektronendichte und Temperatur notwendig. Dabei sollten die Meßunsicherheiten nicht größer als diejenigen in dieser Arbeit sein. Zu den Plasmaparametern solcher Untersuchungen werden dann wieder Berechnungen nach der theoretischen Beschreibung von D'yachkov benötigt.

Schlüter und Hofsaess haben ihre Berechnungen für unterschiedliche Temperaturen aber ohne Berücksichtigung des Einflusses der Elektronendichte durchgeführt. Sie erhalten im Bereich von 350 nm bis zur Seriegrenze einen Abfall des  $\xi$ -Faktors mit zunehmender Temperatur und darüber einen Anstieg. Bei den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnissen ist im Bereich für Wellenlängen unterhalb von 480 nm ein Abfall des  $\xi$ -Faktors mit zunehmenden Werten von  $n_e^2/\sqrt{T}$  erkennbar. Da bei den kleinen Wellenlängen der Einfluß der Temperatur dominiert, ist die Abnahme des  $\xi$ -Faktors durch die steigende Temperatur begründet. Somit stimmen die Ergebnisse mit denen von Schlüter und von Hofsaess überein. Qualitativ stimmt dies auch mit den Ergebnissen von D'yachkov überein. Der Wellenlängenbereich, in dem sich das Verhalten ändert, liegt allerdings bei Schlüter und Hofsaess schon bei der Seriegrenze bei etwa 420 nm, während dieser Punkt bei den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit und bei D'yachkov deutlich darüber liegt. Dies liegt daran, daß bei den Berechnungen von Schlüter und Hofsaess die Elektronendichte nicht berücksichtigt wurde.

Von den Experimentatoren hat Schnapauff nur Messungen bei einem einzigen Parametersatz aus Elektronendichte und Temperatur durchgeführt, so daß keine Untersuchungen über die Parameterabhängigkeit möglich sind.

Gavrilov hat seine Plasmen bei einer festen Temperatur von 21000 K aber unterschiedlichen Elektronendichten beobachtet. Bei seinen Ergebnissen sind alle Werte für die höhere Elektronendichte größer als diejenigen für die niedrigere. Dieses Verhalten ergeben auch die Ergebnisse dieser Arbeit bei Wellenlängen oberhalb von 490 nm sowie die Berechnungen von D'yachkov. Gavrilov hat seine Messungen bei konstanter Temperatur durchgeführt, wohingegen in der vorliegenden Arbeit die Temperatur variiert. Deshalb unterscheiden sich die Ergebnisse der hier durchgeführten Messungen von denen von Gavrilov bei den kleineren Wellenlängen, bei denen die Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von der Temperatur dominiert. Bei den Ergebnissen von Gavrilov

muß zusätzlich beachtet werden, daß die Unterschiede bei den Messungen zu einer Wellenlänge innerhalb der Fehlerbalken liegen, so daß signifikante Aussagen nicht möglich sind.

### 7.3 Schlußfolgerungen

In dieser Arbeit wurde der spektrale Verlauf des  $\xi$ -Faktors von Neon bei unterschiedlichen Plasmaparametern untersucht. Dabei konnten Meßunsicherheiten realisiert werden, die deutlich kleiner sind als bei früheren Experimenten, selbst unter der Annahme, daß bei einigen Wellenlängen nicht vollständig vernachlässigbare Linienanteile mitdetektiert wurden. Dadurch können neue Aussagen über die Eigenschaften des  $\xi$ -Faktors gemacht werden.

Der spektrale Verlauf des  $\xi$ -Faktors stimmt gut mit den theoretischen Berechnungen nach D'yachkov überein. Auch für die absoluten Werte ist die Übereinstimmung gut, vor allem wenn angenommen wird, daß die etwas größeren Abweichungen bei den Wellenlängen im Bereich von 470 bis 540 nm durch die Linienanteile begründet sind.

Die Ergebnisse der früheren theoretischen Berechnungen, die den Einfluß der Elektronendichte in Form eines elektrischen Mikrofeldes nicht berücksichtigen, weichen oberhalb der Seriegrenze von den experimentell bestimmten Daten sehr stark ab. Deshalb kann dort der Einfluß des elektrischen Feldes im Plasma nicht vernachlässigt werden. Insgesamt kann der Ansatz von D'yachkov, welcher den Einfluß der Elektronendichte berücksichtigt, grundsätzlich bestätigt werden.

D'yachkov führt seine Berechnungen für zwei verschiedene Näherungen der kritischen Feldstärke durch. Mit den in dieser Arbeit erhaltenen Werten kann nachgewiesen werden, daß die Näherung der kritischen Feldstärke mit der Nächstenachbarwechselwirkung den spektralen Verlauf besser beschreibt als diejenige, die sich für ein homogenes Feld ergibt.

In der Diskussion der Plasmaparameterabhängigkeit tritt im Experiment die Schwierigkeit auf, daß, wie in anderen Experimenten auch, Elektronendichte und Temperatur nicht unabhängig voneinander einstellbar sind. Außerdem wurden die Berechnungen von D'yachkov nicht bei den hier vorkommenden Plasmaparametern durchgeführt. Deshalb kann bei den mittleren Wellenlängen nicht entschieden werden, ob der Einfluß der Elektronendichte auf den  $\xi$ -Faktor oder derjenige der Temperatur dominiert. Bei den Wellenlängen, bei denen der Einfluß eines der beiden Parameter überwiegt, kann das von D'yachkov vorhergesagte Verhalten bestätigt werden; in den anderen Wellenlängenbereichen sind zusätzliche Berechnungen und Messungen notwendig.



# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Die Untersuchung der Kontinuumemission eines Plasmas, welche durch den  $\xi$ -Faktor charakterisiert wird, liefert sowohl für die theoretische als auch für die experimentelle Plasmaspektroskopie wertvolle Informationen. Bei theoretischen Beschreibungen können durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen die bei der Berechnung des Kontinuums gemachten Annahmen über die atomaren Mechanismen beim Strahlungsprozeß überprüft werden. Die sich ergebenden Zusammenhänge können dann zur Diagnostik unbekannter Plasmen verwendet werden.

Auf der theoretischen Seite haben D'yachkov et al. [17] vor einigen Jahren eine neue Beschreibung entwickelt, bei der erstmals die Abhängigkeit von der Elektronendichte einbezogen wird. Ob das bei der Absorption betrachtete Elektron vor der Absorption frei oder gebunden ist, wird in ihrer Theorie mit einer kritischen elektrischen Feldstärke untersucht. Zur Berechnung dieser kritischen Feldstärke werden zwei unterschiedliche Annahmen für das elektrische Feld gemacht, welches das betrachtete Atom bzw. Ion umgibt: zum einen wird ein homogenes Feld angenommen, zum anderen ist es durch das elektrische Feld des nächsten Ions gegeben (Nächstenbarwechselwirkung). Mit den sich daraus ergebenden kritischen Feldstärken und einer Verteilungsfunktion für das Mikrofeld des Plasmas wird der  $\xi$ -Faktor berechnet, der nunmehr von der Elektronendichte abhängt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen unterscheiden sich im Bereich von Seriegrenzen deutlich von denen früherer theoretischer Berechnungen.

Weil die bisher experimentell ermittelten  $\xi$ -Faktoren von Neon so große Meßunsicherheiten haben, daß sie keine Beurteilung dieser Theorie erlauben, wurden in dieser Arbeit  $\xi$ -Faktoren mit wesentlich kleineren Meßunsicherheiten bestimmt und die Ergebnisse mit denen von D'yachkov und denen der anderen Autoren verglichen.

Die Erzeugung der Plasmen erfolgte in einem Membranstoßrohr mit elektrischer Heizung des Treibgases. Die so erzeugten Plasmen hatten Elektronendichten im Bereich von  $0,6$  bis  $3,0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  und Temperaturen zwischen

15000 und 17000 K. Zur Bestimmung des  $\xi$ -Faktors wurden bei diesen Plasmen der spektrale Emissionskoeffizient sowie die Plasmaparameter Elektronendichte und Temperatur gemessen.

Die so erzeugten Plasmen können als homogen angesehen werden, so daß eine präzise Bestimmung lokaler Größen (z.B. der Teilchendichten) möglich ist. Die Bestimmung von Elektronendichte und Atomdichte erfolgte mit Hilfe eines Zweiwellenlängen-Michelson-Interferometers mit Zweiphasendetektion. Aus diesen Größen wurde dann die Temperatur mit Hilfe der Saha-Gleichung berechnet.

Durch die Verwendung von reflektierten Stoßwellen gelang es erstmals, an der hier verwendeten Anlage reine Neonplasmen mit interferometrisch bestimmbaren Elektronendichten zu erzeugen.

Wegen der Instationarität der so erzeugten Plasmen ergaben sich in jedem einzelnen Experiment Zustände mit unterschiedlichen Plasmaparametern. Durch den Einsatz von Kurzzeitmeßtechniken wurden diese vermessen und so  $\xi$ -Faktoren bei unterschiedlichen Plasmaparametern bestimmt.

Der spektrale Emissionskoeffizient wurde mittels einer Polychromatoranordnung gemessen, in der das von einem Gittermonochromator spektral zerlegte Licht auf ein System von Lichtleiterspalt abgebildet wird. Für jeden Lichtleiterspalt wird das auf ihn gelangende Licht mit einem an den Lichtleiter angeschlossenen Photomultiplier gemessen. Die elektrischen Signale aller Photomultiplier werden von einer digitalen Vielkanal-Meßwerterfassungsanlage aufgezeichnet. Um aus den gemessenen Signalen absolute Strahldichten zu erhalten, wurden Kalibriermessungen mit einer von der PTB kalibrierten Wolframbandlampe durchgeführt.

Bei Emissionsmessungen können Anteile von verbreiterten und verschmierten Linien und diejenigen des Kontinuums experimentell grundsätzlich nicht voneinander getrennt werden. Deshalb müssen bei der Bestimmung des  $\xi$ -Faktors aus einer Strahldichtemessung eventuell mitdetektierte Linienanteile berücksichtigt werden und die Kontinuummessungen bei Wellenlängen durchgeführt werden, bei denen der Linienanteil möglichst klein oder sogar vernachlässigbar ist. Weil bei Neon die Übergangswahrscheinlichkeiten für viele Linien nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind, kann der Linienanteil nicht berechnet und subtrahiert werden. Deshalb wurde zur experimentellen Absicherung im Rahmen dieser Arbeit eine weitere Anordnung zur Messung des Emissionskoeffizienten aufgebaut, deren erfaßter spektraler Bereich deutlich größer als bei der Polychromatoranordnung ist. Mit dieser Anordnung wurden zeitaufgelöst Übersichtsspektren aufgenommen, aus denen Bereiche bestimmt werden konnten, in denen kein Linienanteil erkennbar ist. Bei 7 so ausgesuchten Wellenlängen im Bereich von 400 bis 550 nm wurden danach die Kontinuummessungen mit der oben erwähnten Polychromatoranordnung durchgeführt.

Ein Vergleich der in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse mit den theoretischen Berechnungen von D'yachkov ergibt eine gute Übereinstimmung für den spektralen Verlauf des  $\xi$ -Faktors. Vor allem zeigen sich auch die von D'yachkov im Bereich der Seriegrenze vorhergesagten Abweichungen von den Ergebnissen der früheren Theorien. Deshalb kann mit Hilfe der Ergebnisse dieser Arbeit gefolgert werden, daß die Abhängigkeit des  $\xi$ -Faktors von der Elektronendichte bei theoretischen Berechnungen mitberücksichtigt werden muß. Weiterhin kann mit den Ergebnissen dieser Arbeit erstmals bestätigt werden, daß die Theorie von D'yachkov diese Abhängigkeit grundsätzlich in richtiger Weise beschreibt.

Außerdem zeigen die in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse, daß die kritische elektrische Feldstärke, die mit Hilfe der Nächstnachbarwechselwirkung berechnet wird, den spektralen Verlauf deutlich besser wiedergibt, als diejenige, die sich für ein homogenes Feld ergibt.

Bei 3 der 7 Wellenlängen sind die Abweichungen von den theoretischen Werten von D'yachkov deutlich größer als bei den anderen. Vermutlich ist bei diesen Wellenlängen ein in den Übersichtsspektren nicht erkennbarer und nicht zu vernachlässigender Linienanteil mitdetektiert worden, welcher experimentell nicht vom Kontinuumanteil getrennt werden kann. Wegen der schlechten Datenlage bei Neon ist es aber nicht möglich, diesen Linienanteil nachträglich herauszurechnen. Somit kann nicht ausgeschlossen werden, daß eventuell mitdektierte Linienanteile bei diesen Wellenlängen den  $\xi$ -Faktor etwas verfälschen.

In den hier durchgeführten Experimenten wurden bei den verschiedenen Wellenlängen unterschiedliche Abhängigkeiten des  $\xi$ -Faktors von den Plasmamparametern gefunden. Beim quantitativen Vergleich mit D'yachkov tritt die Schwierigkeit auf, daß bei den im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Plasmen, wie in anderen Experimenten auch, Elektronendichte und Temperatur nicht unabhängig voneinander einstellbar sind. Außerdem hat D'yachkov seine Berechnungen nicht exakt für die in dieser Arbeit erzeugten Plasmamparameter durchgeführt.

Deshalb ist ein Vergleich nur bei einigen Wellenlängen möglich. Hier kann die von D'yachkov gefundene Parameterabhängigkeit des  $\xi$ -Faktors qualitativ bestätigt werden.

Zu einer vollständigen und quantitativen Bestätigung der Parameterabhängigkeit des  $\xi$ -Faktors nach der theoretischen Beschreibung von D'yachkov sind weitere Untersuchungen notwendig, bei denen die Plasmamparameter von Experiment und theoretischer Beschreibung aufeinander abgestimmt sein müßten.



# Literaturverzeichnis

- [1] M. Abramowitz, I.A. Stegun  
Handbook of Mathematical Functions  
Dover Publications Inc., New York (1965)
- [2] R.A. Alpher, D.R. White  
Phys. Fluids 2, 162-169 (1959)
- [3] R.A. Alpher, D.R. White  
Optical Interferometry  
in: R.H. Huddelstone, S.L. Leonard  
Plasma Diagnostic Techniques,  
Academic Press, New York (1965)
- [4] L.M. Biberman, G.E. Norman  
Opt. Spectrosc. 8, 230-232 (1960)
- [5] L.M. Biberman, G.E. Norman, K.N. Ulyanov  
Opt. Spectrosc. 10, 297-299 (1961)
- [6] L.M. Biberman, G.E. Norman, K.N. Ulyanov  
Sov. Astron. AJ 6, 77-83 (1962)
- [7] J.N. Bradley  
Shock Waves in Chemistry and Physics  
Methuen & Co Ltd., London (1962)
- [8] M. Breuer  
Untersuchung der Kontinuumemission von Argonplasmen hinter laufen-  
den Stoßwellen bei der Wellenlänge 445 nm  
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1996)
- [9] A. Burgess, M.J. Seaton  
Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 120, 121-151 (1960)
- [10] CRC Handbook of Chemistry and Physics  
75th edition  
CRC Press, Boca Raton (1994)

- [11] A. Dalgarno, A.E. Kingston  
Proc. Roy. Soc. A 259, 424-429 (1961)
- [12] H.W. Drawin, P. Felenbok  
Data for Plasma in Local Thermodynamic Equilibrium  
Gauthier-Villars, Paris (1965)
- [13] L.G. D'yachkov, P.M. Pankratov  
J. Phys. B 24, 2267-2275 (1991)
- [14] L.G. D'yachkov, P.M. Pankratov  
JQSRT 47, 75-79 (1992)
- [15] L.G. D'yachkov, P.M. Pankratov  
J. Phys. B 27, 461-472 (1994)
- [16] L.G. D'yachkov, G.A. Kobzev, P.M. Pankratov  
High Temperature 34, 855-863 (1996)
- [17] L.G. D'yachkov, Y.K. Kurilenkov, Y. Vitel  
JQSRT 59, 53-64 (1998)
- [18] L.G. D'yachkov  
JQSRT 59, 65-69 (1998)
- [19] H. Ferfers  
Messung der Polarisierbarkeit von Ar<sup>+</sup>-, Kr<sup>+</sup>- und Xe<sup>+</sup>-Ionen an einem  
Stoßwellenrohr  
Dissertation, Universität Düsseldorf (1980)
- [20] S. Fraga, G. Malli  
Many Electron Systems: Properties and Interactions  
W.B. Saunders Company, Philadelphia (1968)
- [21] A.G. Gaydon, I.R. Hurle  
The Shock Tube in High-Temperature Chemical Physics  
Chapman & Hall Ltd., London (1963)
- [22] V.E. Gavrilov, T.V. Gavrilova  
Opt. Spectrosc. 63, 429-432 (1987)
- [23] V.E. Gavrilov  
Opt. Spectrosc. 72, 8-12 (1992)
- [24] H.R. Griem  
Phys.Rev. 128, 997-1003 (1962)

- [25] H. Haken, H.C. Wolf  
Atom-und Quantenphysik  
Springer-Verlag, Berlin (1983)
- [26] D. Hofsaess  
JQSRT 19, 339-352 (1978)
- [27] C.F. Hooper  
Phys. Rev. 165, 215-222 (1968)
- [28] T.E. Horton, W.A. Menard  
A Program for Computing Shock-Tube Gasdynamic Properties,  
JPL Technical Report 32-1350, California Institute of Technology (1969)
- [29] D.G. Hummer, D. Mihalas  
Astrophys. J. 331, 794-814 (1988)
- [30] H.A. Kramers  
Phil. Mag. 46, 836-871 (1923)
- [31] D. Meiners, C.O. Weiß  
Z. Naturf. 28a, 1294-1307 (1973)
- [32] D. Meiners, C.O. Weiß  
JQSRT 16, 273-280 (1976)
- [33] J. Mitsching  
Untersuchung der Kontinuumemission von Argonplasmen hinter reflektierten Stoßwellen bei der Wellenlänge 445 nm  
Dissertation, Universität Düsseldorf (1995)
- [34] H. Oertel  
Stoßrohre  
Springer-Verlag, Wien (1966)
- [35] J. Puric, M. Cuk, B.A. Rathore  
Phys. Rev. A 35, 1132-1137 (1987)
- [36] J. Rybach  
Zeitaufgelöste Messungen von Linienprofilen in Absorption mit Hilfe eines schnell durchstimmbaren Farbstofflasers  
Dissertation, Universität Düsseldorf (1982)
- [37] D. Schlüter  
Z. Phys. 210, 80-91 (1968)

- [38] D. Schlüter  
private Mitteilung an R. Schnapauff in [39]
- [39] R. Schnapauff  
Z. Astrophysik 68, 431-444 (1968)
- [40] N. Schönartz  
Entwicklung, Aufbau und Erprobung einer schnellen, microcomputerge-  
steuerten Vielkanal-Meßwerterfassungsanlage  
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1980)
- [41] N. Schönartz  
Schnelle optische Vielkanalspektroskopie an einem Stoßwellenplasma  
Dissertation, Universität Düsseldorf (1985)
- [42] M.J. Seaton  
Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 118, 504-518 (1958)
- [43] V. Sevastyanenko  
Contrib. Plasma Phys. 25, 151-197 (1985)
- [44] M. Sokoll  
Untersuchungen an Stoßwellen in Molekülgasen  
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1993)
- [45] A. Unsöld  
Ann. Phys. 33, 607-616 (1938)
- [46] A. Unsöld  
Z. Astrophysik 24, 355-362 (1948)
- [47] J.C. de Vos  
Physica 20, 690-714 (1954)
- [48] C.O. Weiß  
Interferometrische Messung der thermodynamischen Zustandsgrößen  
von Edelgasstoßwellenplasmen und Bestimmung ihrer kontinuierlichen  
Emissionskoeffizienten  
Dissertation, Technische Universität Hannover (1972);  
BMFT-Forschungsbericht K73-14 (1973)
- [49] W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon  
Atomic Transition Probabilities,  
United States Department of Commerce  
National Bureau of Standards  
NSRDS-NBS 4 Volume 1, Washington (1966)

- [50] W.L. Wiese, J.R. Fuhr, N. Konjevic, A. Lesage  
Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and  
Ionized Atoms (A critical Review of Selected Data for the Period 1989  
through 1999)  
wird veröffentlicht in J. Phys. Chem. Ref. Data AIP (2001)
- [51] F. Wollschläger  
Untersuchung der Verbreiterung der Spektrallinie SiII 386,26 nm durch  
den Stark-Effekt in Stoßwellenplasmen  
Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (1995)
- [52] J.K. Wright  
Shock Tubes  
Methuen & Co Ltd., London (1961)
- [53] V.V. Yankov  
Opt. Spectrosc. 14, 14-17 (1962)
- [54] J. Zangers  
Untersuchung des Emissionskontinuums von Argonplasmen  
Dissertation Universität Düsseldorf (1988)
- [55] J. Zangers, D. Meiners  
JQSRT 42, 25-31 (1989)



# Dank

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dieter Meiners, der mir das Thema überlassen und die Arbeitsmöglichkeiten zur Verfügung gestellt hat. Er war für mich jederzeit ansprechbar und hat mit vielen Diskussionen und wertvollen Anregungen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Frau Prof. Dr. Monika Bessenrodt-Weberpals vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching danke ich für die Übernahme des Korreferats und die schnelle Erstellung des Gutachtens.

Herrn Dr. Alain Lesage vom Observatoire de Meudon bei Paris danke ich für die gute Zusammenarbeit sowie für die Überlassung des Spektrographen und der OMA.

Herrn Waldemar Kussmaul und Herrn Wilhelm Röckrath danke ich für ihre Arbeiten zur Wartung und zur Pflege der Stoßrohranlage sowie für ihre Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

Bei den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt, Herrn Heinrich Hoffmann und Herrn Jens Bremer und ihrem ehemaligen Leiter Herrn Günther Bölke bedanke ich mich für die sorgfältige Konstruktion und Herstellung der für diese Arbeit benötigten Bauteile.

Herrn Eberhard Viertel und Frau Heike Fischer mit Unterstützung von Herrn Klaus Feyerabend danke ich für die mühsame Arbeit des sorgfältigen Zugschnitts der Beobachtungsfenster.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft, insbesondere den Herren Dr. Helmut Wenz, Roland Wilke und Norbert Hoffmann sowie Thorsten Witte und Norbert Lümmer.

Herrn Achim Trimborn und seinem Vater Dr. Friedrich Trimborn danke ich für viele Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts. Außerdem danke ich Ihnen für ihre Aufmunterungen und ihre Geduld in schwierigen Phasen.

Meinen Eltern danke ich für die Unterstützung während der gesamten Ausbildung. Sie haben mich mit großer Anteilnahme und Geduld während des Studiums und der Promotion begleitet.