

Messung von Elektronentemperatur  
und -dichte mittels  
Heliumstrahldiagnostik im  
Randschichtplasma eines Tokamaks

Dissertation zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
der Fakultät für  
Physik und Astronomie  
an der Ruhr-Universität Bochum

von  
Mathias Brix  
aus Wanne-Eickel

Bochum 1998

Dissertation eingereicht am: 20. Juli 1998  
Tag der mündlichen Prüfung: 1. Dezember 1998  
Referent: Prof. Dr. H. Schlüter  
Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Stoß-Strahlungs-Modell</b>	<b>5</b>
2.1	Einführung in das Meßprinzip . . . . .	6
2.1.1	Wechselwirkungsprozesse . . . . .	6
2.1.2	Lösungsmethoden . . . . .	7
2.1.3	$T_e$ - und $n_e$ -Messung mit Linienintensitätsverhältnissen . . . . .	10
2.2	Auswahl und Berechnung der atomaren Daten . . . . .	12
2.2.1	Integration der Wirkungsquerschnitte . . . . .	12
2.2.2	Ratenkoeffizienten und Wirkungsquerschnitte der Umkehrprozesse	13
2.2.3	Stoßstärke $\Omega_{ij}$ . . . . .	14
2.2.4	Ratenparameter $Y_{ij}$ . . . . .	14
2.2.5	Methoden zur Auswahl und Datenformat der Ratenkoeffizienten . .	14
2.2.6	Datensatz für Elektronenstoßanregung und -ionisation . . . . .	16
2.2.7	Bindungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten . . . . .	21
2.3	Alternative Stoß-Strahlungs-Modelle und Prozesse . . . . .	21
2.3.1	Fujimoto, Goto, Sasaki . . . . .	21
2.3.2	Brosda . . . . .	22
2.3.3	Kornejev . . . . .	22
2.3.4	Schlußfolgerung . . . . .	23
2.4	Analyse der Besetzungswege . . . . .	24
2.4.1	Darstellungsprogramm . . . . .	26
2.4.2	Diskussion der Be- und Entvölkerungsprozesse . . . . .	27
2.4.3	Einfluß der Zustände der Hauptquantenzahl $n = 5$ auf die Messung von $T_e$ und $n_e$ . . . . .	33
2.4.4	Ionisation . . . . .	37
2.4.5	Diskussion und Fehlerbetrachtung . . . . .	37
2.5	Relaxation . . . . .	42
2.5.1	Relaxationsverhalten beim Eindringen des Strahls in das Plasma . .	44
2.5.2	Relaxationsverhalten für schnelle Änderungen von Elektronentem- peratur und -dichte . . . . .	44
2.6	Eindringtiefe und Meßbereich . . . . .	46
2.7	Nicht-Maxwellsche Verteilungsfunktionen . . . . .	49

<b>3</b>	<b>Erzeugung eines Heliumstrahls</b>	<b>52</b>
3.1	Strömung im Vakuum . . . . .	52
3.2	Effusionsquellen . . . . .	53
3.3	Die Röhrendüse an TEXTOR-94 . . . . .	55
3.4	Die Überschallexpansion . . . . .	59
3.4.1	Das Kontinuum-Modell . . . . .	59
3.4.2	Abweichungen vom Kontinuum-Modell . . . . .	63
3.4.3	Fluß durch das Düsenplättchen . . . . .	64
3.4.4	Extraktion eines Strahls mit einem Skimmer . . . . .	65
3.5	Entwicklung einer Überschallquelle im Labor . . . . .	68
3.6	Messung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion . . . . .	71
3.7	Das Pulsen des Überschallstrahls . . . . .	79
3.8	Der Überschallstrahl an TEXTOR-94 . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Anwendung und Diskussion</b>	<b>90</b>
4.1	Messungen mit dem Überschallstrahl . . . . .	90
4.1.1	Beobachtungssystem . . . . .	90
4.1.2	Messung der Emissionsprofile . . . . .	91
4.1.3	Konsistenz der Linienemissionen und Linienselektion . . . . .	94
4.1.4	Vergleich der berechneten und gerechneten Eindringtiefe . . . . .	99
4.2	Die Heliumstrahl Diagnostik in der Äquatorebene . . . . .	100
4.2.1	Gaseinlaß . . . . .	100
4.2.2	Beobachtungssystem . . . . .	100
4.2.3	Abschätzung des Untergrundes . . . . .	102
4.2.4	Gemessene Profile von $T_e$ und $n_e$ und Vergleich mit anderen Methoden	104
4.3	Diskussion und Ausblick . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>112</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>120</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Energiegewinnung durch kontrollierte Fusion leichter Kerne könnte für zukünftige Generationen eine attraktive, unerschöpfliche und saubere Energiequelle sein [Rae95]. Die größte Reaktionsrate hat die Fusionsreaktion



Zur Auslösung dieser Reaktion sind hohe Temperaturen<sup>1</sup> im Bereich von 10keV notwendig, die bei begrenzter Heizleistung nur durch eine gute Wärmeisolation, also durch einen guten Energieeinschluß erreicht werden können. Das derzeit führende technische Konzept zur Realisierung der kontrollierten Kernfusion ist der Tokamak. Der Einschluß des D-T-Plasmas erfolgt in einer toroidalen, magnetischen Kammer [Wes97]. Das internationale Tokamakexperiment ITER soll das selbständige Brennen des D-T-Plasmas demonstrieren. Dabei sorgt einzig die Heizleistung der durch Fusion entstandenen  $\alpha$ -Teilchen für ein kontinuierliches Brennen des Plasmas. Schließlich soll das Demonstrationskraftwerk DEMO im stationären Betrieb elektrische Energie erzeugen.

Eines der Schlüsselprobleme, welches vor dem Bau eines kommerziellen Fusionsreaktors gelöst werden muß, ist die Beherrschung der thermischen Belastung der Wandelemente (der Limiter bzw. Divertorplatten) des Fusionskraftwerks. In diesem Zusammenhang kommt der Plasma-Wand-Wechselwirkung eine Schlüsselrolle zu. Sie ist ein Schwerpunkt des Forschungsprogramms am Jülicher Tokamak TEXTOR-94. Ein verbessertes Verständnis und die Optimierung der Plasma-Wand-Wechselwirkung ist nur möglich, wenn leistungsfähige Randschichtdiagnostiken zur Verfügung stehen. In dieser Arbeit wird eine Methode zur Messung von Elektronentemperatur und -dichte vorgestellt.

Der Einsatz materieller Sonden ist im Tokamakrandschichtplasma wegen der großen Wärmeflüsse nur begrenzt möglich. Spektroskopische Methoden unterliegen nicht diesen Einschränkungen, sie sind oft experimentell einfacher und stören das Plasma nicht. Die Integration der Emissionen entlang der Sichtlinie hat allerdings oft eine unbefriedigende Ortsauflösung zur Folge. Die Situation ist günstiger, wenn die beobachtete Spezies lokale Quellen

---

<sup>1</sup>Da es in der Hochtemperaturplasmaphysik üblich ist, Temperaturen in Elektronenvolt anzugeben, wird in dieser Arbeit von dieser Notation Gebrauch gemacht, wenn Zahlenwerte angegeben werden. Es gilt:  $kT_e = k \cdot 11600\text{K} = 1\text{eV}$ .

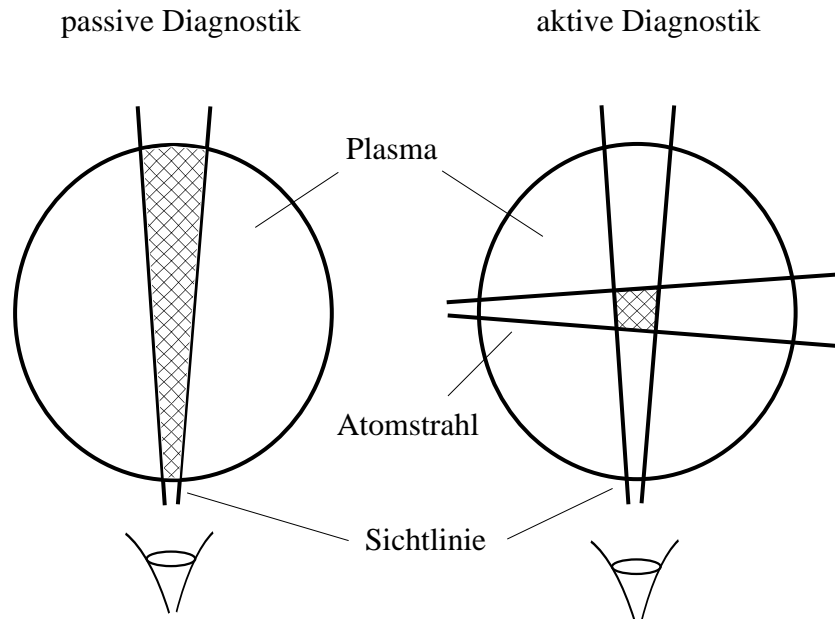


Abbildung 1.1: Prinzip der passiven und aktiven Spektroskopie.

hat oder gezielt zum Zwecke der Diagnostik injiziert wird. Im letztgenannten Fall wird von aktiver Spektroskopie gesprochen (siehe Abb.1.1). Sehr gute räumliche Auflösungen können erreicht werden, wenn der injizierte Strahl schmal und die Sichtlinie möglichst senkrecht zur Strahlachse gewählt ist. Als Beispiel für eine etablierte, aktive spektroskopische Methode sei die Lithiumstrahldiagnostik zur Messung der Elektronendichte genannt. Die Injektion der Lithiumatome erfolgt je nach gewünschter Eindringtiefe durch Effusion aus einem Ofen ( $E_{kin,Li} \approx 0.1\text{eV}$ ), durch Laserablation ( $E_{kin,Li} \approx 5\text{eV}$ ) oder durch einen neutralisierten Ionenstrahl ( $E_{kin,Li} \approx 35\text{keV}$ ). Die Intensitätsprofile der Resonanzlinie  $\lambda = 670.8\text{nm}$  erlauben die Berechnung des Profils der Elektronendichte ([Pos93], [Hin95]).

Eine alternative Spezies, die zur Randschichtdiagnostik genutzt wird, ist Helium. Durch die große Ionisationsenergie  $E_{ion} = 24.6\text{eV}$  dringt ein mit einer Düse erzeugter Heliumstrahl vergleichsweise tief in das Plasma ein. Cunningham schlug schon 1955 vor, durch Messung der Intensitätsverhältnisse von Singulett- und Triplettlinien die Elektronentemperatur zu bestimmen [Cun55]. Eine quantitative Anwendung der Methode war jedoch lange Zeit nicht möglich, da die zur Interpretation der Linienintensitäten herangezogenen Modelle zu ungenau waren. Die ersten, erfolgreichen Modellrechnungen machte Brosda mit einem Stoß-Strahlungs-Modell auf der Basis des atomaren Datensatzes von Abramov ([Bro93], [Abr87]). Die an TEXTOR-94 gemessenen Intensitätsverhältnisse der Triplettlinie  $\lambda = 706.5\text{nm}$  und der Singulettlinie  $\lambda = 728.1\text{nm}$  lieferten Elektronentemperaturen, die in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Thompsonstreuung waren [Sch92]. Brosda konnte zusätzlich zeigen, daß einige Linienintensitätsverhältnisse zur Messung der Elektronendichte genutzt werden können. Experimentell wurde die Dichtemessung mit dem Intensitätsverhältnis der Linien  $\lambda = 667.8\text{nm}$  und  $\lambda = 728.1\text{nm}$  demonstriert.

In dieser Arbeit wird der Einsatz der Heliumstrahldiagnostik an TEXTOR-94 beschrie-

ben. Der große Vorteil der Methode liegt in der kontinuierlichen, störungsfreien Messung der Profile von Elektronentemperatur und -dichte mit guter Orts- und Zeitauflösung ( $\Delta r \approx 1\text{mm}$ ,  $\Delta t \approx (1\dots 10)\text{ms}$ ). Probleme ergaben sich durch die nicht ausreichende Genauigkeit des Stoß-Strahlungs-Modells. Größere Fehler traten vor allem bei der Dichtemessung im Bereich  $n_e > 10^{19}\text{m}^{-3}$  und  $T_e > 100\text{eV}$  auf. Die gemessenen Dichteprofile zeigten in diesem Bereich einen zu flachen Verlauf. Weiterhin stimmen die mit verschiedenen Linienintensitätsverhältnissen gemessenen Temperatur- und Dichteprofile nicht überein. Die Überarbeitung des Stoß-Strahlungs-Modells, die Diskussion der Fehlerquellen und der Vergleich der Ergebnisse der Modellrechnung mit den an TEXTOR-94 gemessenen Linienemissionen sind die Hauptaufgaben dieser Arbeit.

Der zweite Schwerpunkt liegt in der Entwicklung einer neuen Heliumquelle mit geringerer Strahldivergenz. Die Breite des Heliumstrahls hat wesentlichen Einfluß auf die Ortsauflösung der Diagnostik. So ist ein schmaler Heliumstrahl der typischen Breite 20mm notwendig, wenn Fluktuationsmessungen durchgeführt werden sollen [Hub97].

Die vorliegende Arbeit ist in drei Kapitel gegliedert:

- Stoß-Strahlungs-Modell:

In einer *Einführung in das Meßprinzip* wird zunächst die Meßidee erläutert. Anschließend erfolgt eine detaillierte Beschreibung und Diskussion des Stoß-Strahlungs-Modells. Das Modell wurde um die Heliumzustände mit Hauptquantenzahl  $n = 5$  erweitert, der bislang benutzte Satz an Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung und -ionisation wurde vollständig durch genauere Daten ersetzt. Neben einer Diskussion systematischer Fehlerquellen wurde durch Fehlerfortpflanzung die Auswirkung der Fehler der Ratenkoeffizienten auf die Ergebnisse des Modells quantifiziert. Das Relaxationsverhalten des Heliumstrahls wurde untersucht. Schließlich wurde anhand eines Beispiels der Einfluß nicht-thermischer Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen ermittelt.

- Erzeugung eines Heliumstrahls:

Bei der an TEXTOR-94 vorhandenen Heliumstrahldiagnostik wird der Strahl mit einer Röhrendüse erzeugt [Sch92]. Die Funktionsweise dieser Düse wird erklärt, die Strahldivergenz und die Heliumflüsse wurden im Labor gemessen. Im Labor wurde eine neue, optimierte Heliumquelle entwickelt. Die Quelle basiert auf der freien Überschallexpansion durch ein Düsenplättchen. Ein schmaler Heliumstrahl wird durch Extraktion eines Teils der Expansionswolke mit einem Skimmer erzeugt. Mit dieser Methode lassen sich Strahlen der Divergenz  $\pm 1^\circ$  erzeugen. Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion des Überschallstrahls wurde durch Laufzeitmessungen bestimmt. Der Strahl ist nahezu monoenergetisch, der Mittelwert der Geschwindigkeit ist größer als der des mit einer Röhrendüse erzeugten Heliumstrahls.

- Anwendung am Tokamak:

In diesem Kapitel wird der Einsatz des Überschallstrahls und des mit der Röhrendüse erzeugten Heliumstrahls an TEXTOR-94 beschrieben. Gemessene Profile von

Elektronentemperatur und -dichte wurden mit den Ergebnissen anderer Methoden verglichen. Die Emissionsprofile von 12 verschiedenen Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich wurden gemessen und mit den Ergebnissen des Stoß-Strahlungs-Modell verglichen.



# Kapitel 2

## Stoß-Strahlungs-Modell

Das der Heliumstrahldiagnostik zu Grunde liegende Prinzip der Messung von Elektronentemperatur und -dichte beruht auf dem Vergleich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen einer Modellrechnung. Nach einer *Einführung in das Meßprinzip* werden in diesem Kapitel die das Stoß-Strahlungs-Modell betreffenden Punkte besprochen.

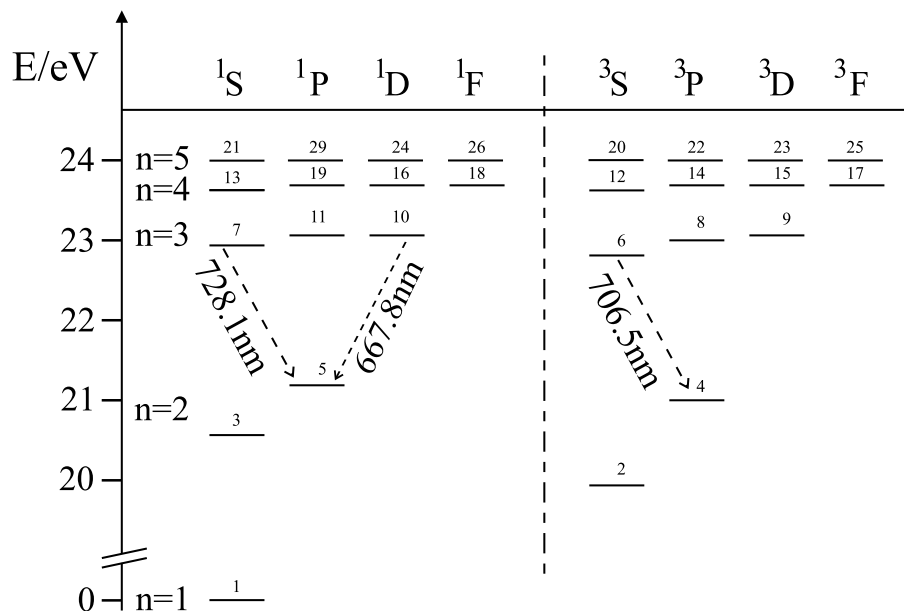


Abbildung 2.1: Ausschnitt aus dem Termschema von Helium mit den an TEXTOR-94 zur Diagnostik genutzten roten Heliumlinien. Die Zustände sind nach fallender Ionisationsenergie numeriert.

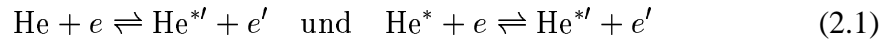
## 2.1 Einführung in das Meßprinzip

In Abb. 2.1 ist ein Ausschnitt des Termschemas von Helium abgebildet. Die Übergänge, die an TEXTOR-94 zur  $T_e$ - $n_e$ -Diagnostik genutzt werden, sind durch Pfeile gekennzeichnet. Alle intensiven Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich sind Übergänge von Zuständen der Hauptquantenzahl  $n = 3, 4, 5$  nach  $n = 2$ .

### 2.1.1 Wechselwirkungsprozesse

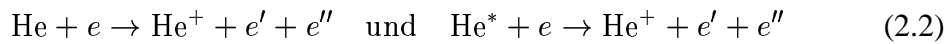
Betrachten wir die Wechselwirkung eines Heliumstrahls der typischen Energie  $E_{kin,He} \approx 0.1\text{eV}$  mit dem Randschichtplasma eines Fusionsexperiments. Das Plasma sei optisch dünn und die Neutralteilchendichte vernachlässigbar klein (vgl. Kap.2.3.4). Absorption von Linienstrahlung und Rekombination von Heliumionen im Beobachtungsvolumen seien vernachlässigbar. Die Wechselwirkung von Heliumstrahl und Plasma wird durch Elektronenstöße dominiert ([Sob81], [Bro93], [Got97]). Die folgenden Prozesse müssen berücksichtigt werden:

- Elektronenstoßanregung und -abregung:



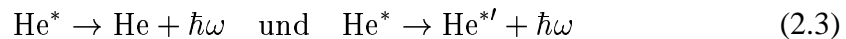
Der Asteriskus bezeichnet angeregte Zustände. Die Häufigkeit der Stoßanregung vom Zustand  $i$  nach Zustand  $j$  läßt sich durch den Ratenkoeffizienten  $\langle \sigma_{ij} v \rangle$  beschreiben. Die Ratenkoeffizienten sind Funktionen der Elektronentemperatur  $T_e$ , auf ihre Berechnung wird in Kapitel 2.2 eingegangen. Die Anzahl der Stoßanregungen von Zustand  $i$  nach  $j$  pro Zeiteinheit ist  $\langle \sigma_{ij} v \rangle n_e n_i$ , wobei  $n_e$  die Elektronendichte und  $n_i$  die Besetzungsdichte des Zustands  $i$  ist. Die Heliumzustände sind nach fallender Ionisationsenergie numeriert, d.h.  $n_1$  ist die Besetzungsdichte des Grundzustands,  $n_2$  die des metastabilen Triplettzustands, etc. (vgl. Abb. 2.1).

- Elektronenstoßionisation:



Mit dem Ionisationsratenkoeffizienten  $\langle \sigma_{i, Ion} v \rangle$  kann die Anzahl der Ionisationsprozesse pro Zeiteinheit angegeben werden:  $\langle \sigma_{i, Ion} v \rangle n_e n_i$ .

- spontane Emission:



Die Wahrscheinlichkeit für spontane Emission ist unabhängig von den Plasmaparametern  $T_e$  und  $n_e$ . Die Anzahl der pro Zeiteinheit emittierten Photonen  $A_{ij} n_i$  hängt nur von der Besetzungsdichte des oberen Zustands  $n_i$  und der atomaren Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{ij}$  ab.

Die Bilanzgleichung der Besetzungsdichte eines angeregten Zustands  $n_i$  ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} n_i = & + \underbrace{\sum_{j,j \neq i} \langle \sigma_{ji} v \rangle n_e n_j}_{\text{Gewinn durch Elektronenstoß}} - \underbrace{\sum_{j,j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle n_e n_i}_{\text{Verlust durch Elektronenstoß}} \\
 & + \underbrace{\sum_{j,j > i} A_{ji} n_j}_{\text{Gewinn durch spontane Emission}} - \underbrace{\sum_{j,j < i} A_{ij} n_i}_{\text{Verlust durch spontane Emission}} \\
 & - \underbrace{\langle \sigma_{i, Ion} v \rangle n_e n_i}_{\text{Verlust durch Ionisation}}.
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Im Falle eines Gleichgewichts bei niedriger Elektronendichte geht diese Gleichung in die des Koronagleichgewichtes<sup>1</sup> über:

$$\langle \sigma_{ij} v \rangle n_i n_e = A_j n_j. \tag{2.5}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit  $A_j$  ist hier die Summe über alle erlaubten Übergänge  $A_j = \sum_k A_{jk}$ . Die Intensität  $I_{jk}$  (in Photonen pro Sekunde) einer Spektrallinie kann mit dem Verzweungsverhältnis (engl. *branching ratio*)  $A_{jk}/A_j$  berechnet werden:

$$I_{jk} = \langle \sigma_{ij} v \rangle n_i n_e \frac{A_{jk}}{A_j}. \tag{2.6}$$

Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Plasmen Elektronendichten zwischen  $10^{18} \text{m}^{-3}$  und  $10^{20} \text{m}^{-3}$  haben, können die Besetzungsdichten der angeregten Zustände nur durch Lösen des gesamten Stoß-Strahlungs-Modells ermittelt werden:

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{n} \tag{2.7}$$

Jede Zeile dieses Matrix-Vektor-Produkts der Koeffizientenmatrix  $\mathbf{C}$  und des Besetzungsdichtenvektors  $\mathbf{n}$  entspricht der Bilanzgleichung 2.4 für einen Zustand  $i$ . In dieser Arbeit werden in der Regel die 29 Zustände bis einschließlich Hauptquantenzahl  $n = 5$  berücksichtigt. Das Differentialgleichungssystem hat daher 29 Gleichungen mit 29 Unbekannten.

## 2.1.2 Lösungsmethoden

Zur Lösung des Differentialgleichungssystems werden zwei unabhängige Methoden genutzt, je nachdem, ob eine zeitabhängige oder eine zeitunabhängige Lösung bestimmt werden soll.

<sup>1</sup>Ähnliche Bedingungen, also Anregung durch Elektronenstoß und Entvölkerung durch spontane Emission, gelten in guter Näherung für viele Spektrallinien in der Korona der Sonne ( $n_e = (10^{14} - 10^{16}) \text{m}^{-3}$ ) [Sob81].

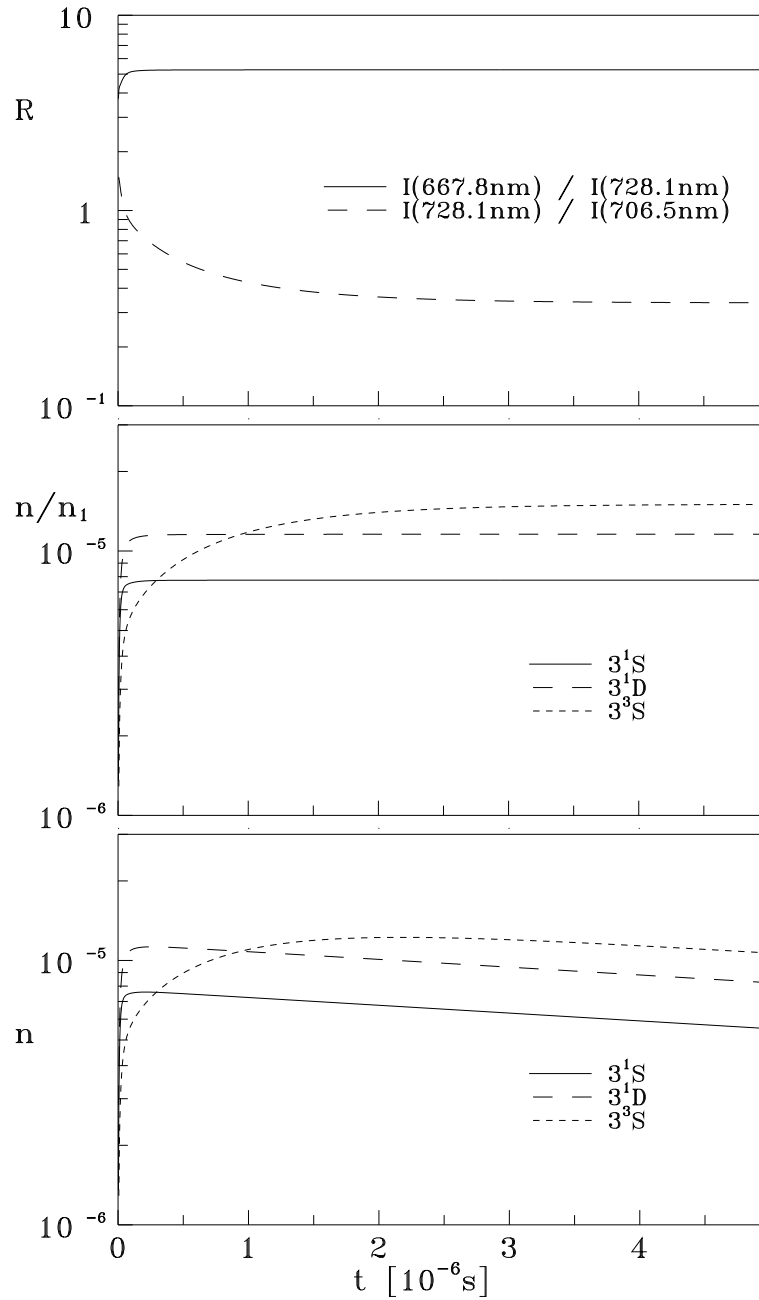


Abbildung 2.2: Zeitabhängige Lösung des Stoß-Strahlungs-Modells für  $T_e = 50\text{eV}$  und  $n_e = 5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Zum Zeitpunkt  $t = 0$  ist nur der Grundzustand besetzt.

- unten: Besetzungsdichten der Heliumzustände  $n$
- Mitte: relative Besetzungsdichten  $n_{rel} = n/n_1$
- oben: Linienintensitätsverhältnisse  $R$

### Zeitabhängige Lösung des Stoß-Strahlungs-Modells

Die das Stoß-Strahlungs-Modell beschreibende Differentialgleichung kann nach der Wahl eines Anfangszustands numerisch gelöst werden. Wie in der Arbeit von Brosda wird dazu ein schrittweilenkontrolliertes Runge-Kutta-Verfahren aus den *Numerical Recipes* [Pre89] verwendet. Betrachten wir ein Plasma der konstanten Elektronentemperatur  $T_e = 50\text{eV}$  und -dichte  $n_e = 5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Zum Zeitpunkt  $t = 0$  sei nur der Grundzustand der Heliumatome besetzt:  $n_1 = 1$ .

In Abbildung (2.2, unten) ist die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichten der Heliumzustände  $n(3^1)\text{S}$ ,  $n(3^1)\text{D}$  und  $n(3^3)\text{S}$  aufgetragen, deren Linienemissionen an TEXTOR-94 zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur gemessen werden. Die Besetzungsdichten wachsen zunächst bis zu einem Maximum an und fallen danach aufgrund der Ionisation exponentiell ab.

Die durch die Besetzungsdichte des Grundzustands dividierten, relativen Besetzungsdichten

$$n_{i,rel} \equiv n_i/n_1 \quad (2.8)$$

in Abb. (2.2 Mitte) und die Linienintensitätsverhältnisse

$$R \equiv \frac{A_{ij}n_i}{A_{kl}n_k} \quad (2.9)$$

in Abb. (2.2 oben) erreichen dagegen nach einer Relaxationszeit einen Gleichgewichtswert. Die Relaxationszeiten der Singulettzustände sind kleiner als die der Triplettzustände und hängen im wesentlichen von der Elektronendichte ab. Die zeitabhängige Lösungsmethode des Stoß-Strahlungs-Modells wird im Kapitel 2.5 genutzt, um das Relaxationsverhalten des Heliumstrahls und die Möglichkeit des Nachweises von Fluktuationen zu diskutieren.

Mit der Transformation  $t = s/v$  können bei vorgegebener, konstanter Geschwindigkeit der Heliumatome  $v$  die Besetzungsdichten im Ortsraum berechnet werden. Brosda führte auf diese Weise mit seinem Programm HE-BEAM die Berechnung der Linienintensitäten eines Heliumstrahls für vorgegebene Profile von Elektronentemperatur und -dichte durch [Bro93].

### Bestimmung der stationären Lösung

Die Gleichgewichtslösung der relativen Besetzungsdichten kann auch direkt durch Lösen eines linearen Gleichungssystems ermittelt werden. Mit der Ableitung

$$\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t n_1} = \frac{1}{n_1} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} - \frac{\mathbf{n}}{n_1^2} \frac{\partial n_1}{\partial t} \quad (2.10)$$

folgt aus dem mit  $n_1^{-1}$  multiplizierten Ratengleichungssystem (Gl. 2.7)

$$\begin{aligned} \mathbf{C} \cdot \mathbf{n}_{rel} &= \frac{1}{n_1} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t} \\ &= \frac{\mathbf{n}}{n_1^2} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial t n_1}}_{\equiv 0} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Wenn die stationäre Lösung gesucht wird, dann ist der zweite Summand per Definitionem gleich Null. Weiterhin kann, wie in Kapitel 2.4 und 2.6 gezeigt wird, im ersten Summanden  $\frac{\partial}{\partial t} n_1$  durch die Ionisationsverluste des Grundzustands  $-\langle \sigma_{1, Ion v} \rangle n_e n_1$  abgeschätzt werden:

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{n}_{rel} = \frac{\mathbf{n}}{n_1^2} \frac{\partial}{\partial t} n_1 \approx -\langle \sigma_{1, Ion v} \rangle n_e \mathbf{n}_{rel}. \quad (2.12)$$

Der Vektor der relativen Besetzungsdichten kann also durch Lösen des folgenden homogenen linearen Gleichungssystem ermittelt werden:

$$(\mathbf{C} + \langle \sigma_{1, Ion v} \rangle n_e \mathbf{1}) \cdot \mathbf{n}_{rel} = \mathbf{0}. \quad (2.13)$$

Nach der Wahl der Besetzungsdichte des Grundzustands  $n_{1, rel} \equiv 1$  wird das durch die Zeilen 2 bis  $i_{max}$  definierte, inhomogene Gleichungssystem durch Multiplikation mit der Inversen der Koeffizientenmatrix gelöst. Als numerische Methode zur Berechnung der Inversen wurde das in den *Numerical Recipes* vorgeschlagene Verfahren genutzt ([Pre89],[Bri94]). Die auf diese Weise bestimmten relativen Besetzungsdichten stimmen innerhalb von 0.3% mit den Gleichgewichtslösungen der zeitabhängigen Methode überein. Wenn dagegen wie in den Arbeiten von Brix [Bri94] und Kornejev [Kor96a] in Gl.2.11  $\frac{\partial}{\partial t} n_1$  mit Null abgeschätzt wird, ergeben sich mit wachsender Elektronentemperatur Abweichungen der Besetzungsdichten der Tripletzustände von bis zu zehn Prozent.

### 2.1.3 $T_e$ - und $n_e$ -Messung mit Linienintensitätsverhältnissen

Einige relaxierte Linienintensitätsverhältnisse reagieren empfindlich auf Änderung der Elektronentemperatur und nur schwach auf Änderungen der Dichte, andere relaxierte Linienintensitätsverhältnisse zeigen genau das umgekehrte Verhalten. Die Ausnutzung dieser Eigenschaft ist die Grundidee der Diagnostik.

Zur Temperaturmessung eignen sich alle Verhältnisse von Singulett- und Tripletlinien. Ursache hierfür ist das unterschiedliche Temperaturverhalten der Besetzungsdichten der Singulett- und Tripletzustände. Während die Besetzungsdichten der Tripletzustände ihr Maximum bei  $T_e \approx 25\text{eV}$  haben, liegt das Maximum der Besetzungsdichte der Singulettzustände bei  $T_e \approx (300\dots 500)\text{eV}$  (vgl. Abb. 2.3a). Verantwortlich für dieses Verhalten der Besetzungsdichten ist das unterschiedliche Temperaturverhalten der Ratenkoeffizienten für spinverbotene bzw. spinerlaubte Elektronenstoßanregung ([Cun55], [Bre80]). Wie in Kapitel 2.4 ausführlicher gezeigt wird, hängen die Besetzungsdichten aller angeregten Zustände empfindlich von den Ratenkoeffizienten für Anregung aus dem Grundzustand ab. Die Ratenkoeffizienten für die spinverbotene Anregung ins Triplettsystem haben ihr Maximum bei  $T_e \approx (20\dots 30)\text{eV}$ , wohingegen die Ratenkoeffizienten für die spinerlaubte Besetzung der Singulettzustände das Maximum bei  $T_e \approx (60\dots 200)\text{eV}$  haben (vgl. Abb. 2.3b).

Das dichtesensitive Verhalten einiger Linienintensitätsverhältnisse kann durch eine Untersuchung des Verhaltens der Besetzungs- und Entvölkerungsprozesse erklärt werden. Die Besetzung der Zustände mit Hauptquantenzahlen  $n \geq 3$  erfolgt durch Elektronenstoßanregung vom Grundzustand (proportional zu  $n_e$ ) und von angeregten Zuständen  $i$  (proportional

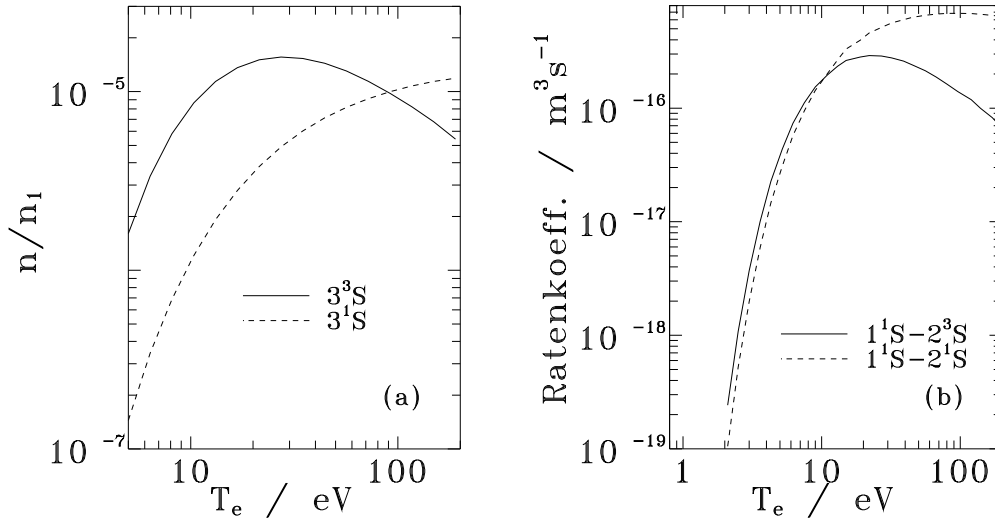


Abbildung 2.3: a) Vergleich der Besetzungsdichten von  $3^1S$  und  $3^3S$  und b) Vergleich zweier Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung vom Grundzustand

zu  $n_e n_i$  mit  $n_i = f(T_e, n_e)$ . Die Entvölkerung der Zustände erfolgt durch Strahlung (unabhängig von  $n_e$ ) und/oder Elektronenstoß (proportional zu  $n_e$ ). Linienintensitätsverhältnisse, die durch Zustände gebildet werden, bei denen der erste dominant durch Strahlung und der zweite dominant durch Stöße entvölkert wird, zeigen daher ein dichtesensitives Verhalten ([Beh94], [Bri97]).

Zur Diagnostik von Elektronentemperatur und -dichte werden an TEXTOR-94 die roten Heliumlinien  $2^1P-3^1S$  bei  $\lambda = 728.1\text{nm}$ ,  $2^1P-3^1D$  bei  $\lambda = 667.8\text{nm}$  und  $2^3P-3^1S$  bei  $\lambda = 706.5\text{nm}$  gemessen. Nach der Kalibration der gemessenen Linienintensitäten ermöglicht ein Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse mit den Ergebnissen des Stoß-Strahlungs-Modells die Bestimmung von  $T_e$  und  $n_e$ .

In Abb. 2.4 sind die mit der stationären Lösungsmethode bestimmten Linienintensitätsverhältnisse in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene aufgetragen. Durch Ablesen der Koordinaten des Schnittpunktes der Linien konstanten  $T_e$ - bzw.  $n_e$ -Linienintensitätsverhältnisses kann  $T_e$  und  $n_e$  bestimmt werden, z.B. folgt für  $R_{T_e} = 0.5$  und  $R_{n_e} = 6$  die Elektronentemperatur  $T_e \approx 65\text{eV}$  und -dichte  $n_e \approx 7 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Die automatisierte Berechnung von  $T_e$  und  $n_e$  kann erfolgen, indem die Fehlerfunktion  $F$  in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene minimiert wird [Bri94]:

$$F(T_e, n_e) := \left(1 - \frac{R_{T_e, \text{Messung}}}{R_{T_e}}\right)^2 + \left(1 - \frac{R_{n_e, \text{Messung}}}{R_{n_e}}\right)^2. \quad (2.14)$$

Es sei an dieser Stelle nochmals erwähnt, daß dieses quasistationäre Auswerteverfahren relaxierte Linienintensitätsverhältnisse voraussetzt.

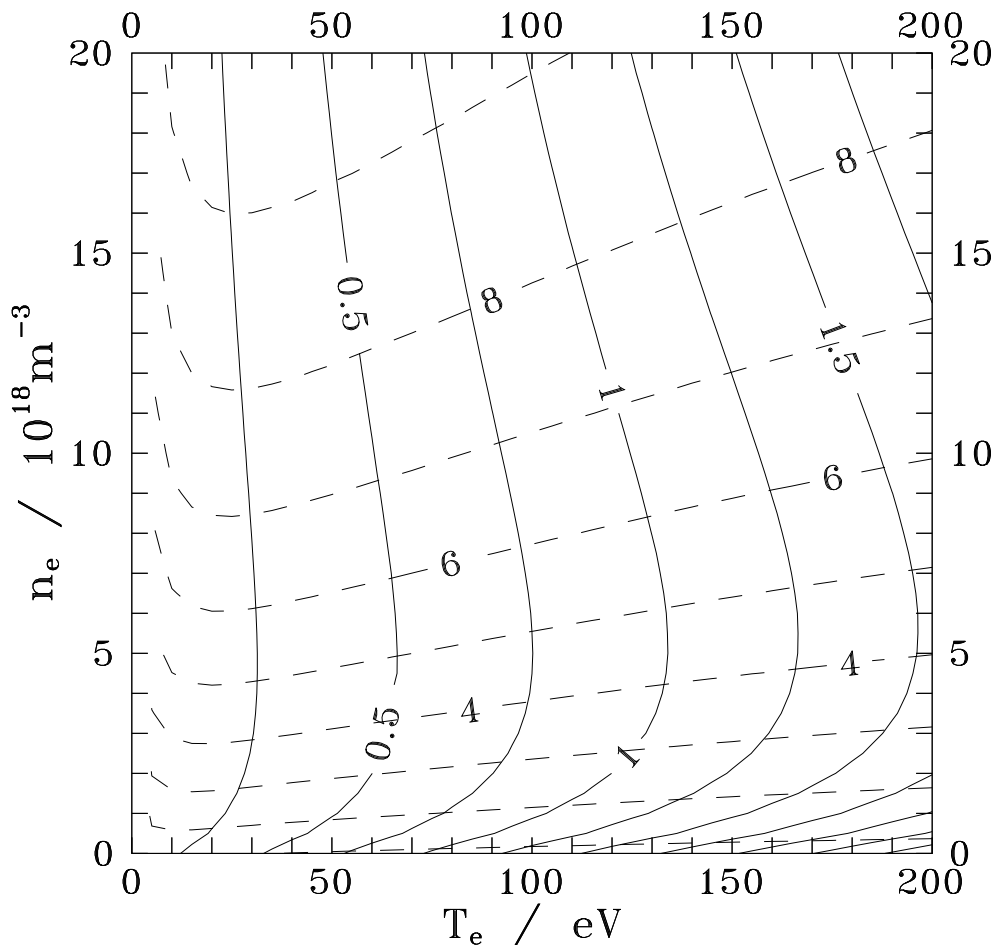


Abbildung 2.4: Linienintensitätsverhältnisse zur  $T_e$ - und  $n_e$ -Messung

durchgezogene Linien  $T_e$ -sensitives Intensitätsverhältnis  $R_{T_e}$   
 der Linien  $\lambda = 728.1\text{nm}$  und  $\lambda = 706.5\text{nm}$   
 gestrichelte Linien  $n_e$ -sensitives Intensitätsverhältnis  $R_{n_e}$   
 der Linien  $\lambda = 667.8\text{nm}$  und  $\lambda = 728.1\text{nm}$

## 2.2 Auswahl und Berechnung der atomaren Daten

Nach der Vorstellung einiger elementarer Methoden und der Einführung einiger physikalischer Größen wird in diesem Kapitel der in dieser Arbeit benutzte Satz atomarer Daten vorgestellt.

### 2.2.1 Integration der Wirkungsquerschnitte

Die im Ratengleichungssystem benötigten Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung und -ionisation können durch Mittelung des Produktes von Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ij}$  und Re-



lativgeschwindigkeit  $v$  der Stoßpartner berechnet werden. Da die Geschwindigkeit der Heliumatome bei typischen Strahlenergien  $E_{kin,He} < 0.1\text{eV}$  im Vergleich zu den Elektronengeschwindigkeiten bei  $E_e = (1..1000)\text{eV}$  vernachlässigt werden kann, muß nur die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen berücksichtigt werden ([Jan87],[Sob81]). Im Falle einer Maxwell'schen Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f(v)$  gilt [Jan87]:

$$\langle \sigma_{ij}v \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi}u^3} \int_{\Delta E_{ij}}^{\infty} v^3 \sigma_{ij}(E) \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right) dv, \quad (2.15)$$

wobei  $u$  die der Temperatur  $kT_e = \frac{1}{2}m_e u^2$  entsprechende thermische Geschwindigkeit,  $E = \frac{1}{2}m_e v^2$  die der Elektronengeschwindigkeit  $v$  entsprechende Energie und

$$\Delta E_{ij} = E_j - E_i \quad (2.16)$$

die Differenz der Bindungsenergien ist. Als numerische Methode zur Lösung dieses uneigentlichen Integrals wird ein Algorithmus aus den *Numerical Recipes* benutzt.

### 2.2.2 Ratenkoeffizienten und Wirkungsquerschnitte der Umkehrprozesse

Der Ratenkoeffizient  $\langle \sigma_{ji}v \rangle$  für den Umkehrprozeß der Elektronenstoßanregung  $\langle \sigma_{ij}v \rangle$  kann mit Hilfe der Theorie des detaillierten Gleichgewichtes bestimmt werden [Sob81]. Im Falle des thermodynamischen Gleichgewichtes steht jeder Prozeß mit seinem Umkehrprozeß im Gleichgewicht

$$\langle \sigma_{ij}v \rangle n_i n_e = \langle \sigma_{ji}v \rangle n_j n_e. \quad (2.17)$$

Da für das Verhältnis der Besetzungsdichten zweier Zustände im thermodynamischen Gleichgewicht

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \quad (2.18)$$

gilt ( $g_i$  ist das statistische Gewicht des Zustands  $i$ ), folgt

$$\langle \sigma_{ji}v \rangle = \langle \sigma_{ij}v \rangle \frac{g_i}{g_j} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right). \quad (2.19)$$

Für die Wirkungsquerschnitte gilt die *Klein-Rosseland-Formel* [Sob81]

$$g_i \cdot (E + \Delta E_{ij}) \cdot \sigma_{ij}(E + \Delta E_{ij}) = g_j \cdot (E) \cdot \sigma_{ji}(E), \quad (2.20)$$

die für  $\Delta E \ll E$  in die Beziehung  $g_i \cdot \sigma_{ij}(E) = g_j \cdot \sigma_{ji}(E)$  übergeht.

### 2.2.3 Stoßstärke $\Omega_{ij}$

Neben Wirkungsquerschnitten wird in der Literatur oft die dimensionslose Stoßstärke  $\Omega_{ij}$  diskutiert ([Hee92a], [Saw93], [Lan93]). Es gilt

$$\Omega_{ij} = g_i \frac{E}{E_{Ry} \pi a_0^2} \sigma_{ij}, \quad (2.21)$$

wobei  $E_{Ry} = 13.6\text{eV}$  die Rydbergenergie,  $g_i$  das statistische Gewicht des unteren Zustands  $i$  und  $\pi a_0^2 = 8.7972 \cdot 10^{-21}\text{m}^2$  die atomare Einheit der Wirkungsquerschnitte ist ( $a_0 = 5.29 \cdot 10^{-11}\text{m}$  ist der Bohrsche Atomradius). Der Vorteil der Stoßstärken liegt in der im Vergleich zu  $\sigma$  schwachen Variation mit der Energie  $E$  des einfallenden Elektrons und im einfachen asymptotischen Verhalten bei großen Energien  $E$  (vgl. Tabelle 2.1, [Hee92a], [Sum94]).

Übergang	$\Delta l$	$\Delta s$	$E \rightarrow \infty$
dipolerlaubt	$\pm 1$	0	$\Omega_{ij} \propto \log E$
dipolverboten	$0, \pm 2, \dots$	0	$\Omega_{ij} = \text{konstant}$
spinändernd	$0, \pm 1, \pm 2, \dots$	$\pm 1$	$\Omega_{ij} \propto E^{-2}$

Tabelle 2.1: Asymptotisches Verhalten der Stoßstärke  $\Omega_{ij}$  bei großen Elektronenenergien  $E$

### 2.2.4 Ratenparameter $Y_{ij}$

Eine alternative Größe zum Ratenkoeffizienten  $\langle \sigma_{ij} v \rangle$  ist der über die Maxwell-Verteilungsfunktion gemittelte, dimensionslose Ratenparameter  $Y_{ij}$  (*Maxwell averaged rate parameter* oder *effective collision strength*). Es gilt die Beziehung [Sum94]

$$\langle \sigma_{ij} v \rangle = \frac{2\sqrt{\pi} \alpha c a_0^2}{g_i} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \sqrt{\frac{E_{Ry}}{kT_e}} Y_{ij} \quad (2.22)$$

worin  $2\sqrt{\pi} \alpha c a_0^2 = 2.1716 \cdot 10^{-14}\text{m}^3\text{s}^{-1}$ ,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\hbar$  das durch  $2\pi$  dividierte Plancksche Wirkungsquantum ist. Der Vorteil der Ratenparameter liegt wieder in der schwachen  $T_e$ -Abhängigkeit. Wenn für einen bestimmten Elektronenstoßanregungsprozeß der Ratenparameter für diskrete Elektronentemperaturen bekannt ist, dann lassen sich mit einfachen Interpolationsverfahren (lineare Interpolation oder besser kubische Spline-Interpolation, vgl. [Pre89]) die Ratenparameter für Zwischenwerte ermitteln.

### 2.2.5 Methoden zur Auswahl und Datenformat der Ratenkoeffizienten

Die Qualität der zur Verfügung stehenden Ratenkoeffizienten ist von höchster Bedeutung für die Genauigkeit der Ergebnisse der Modellrechnung. Da neben der Arbeit von Abramov

$j$	$i$	$A_{ji} \text{ [s}^{-1}\text{]}$	$Y_{ij}(1\text{eV})$	$Y_{ij}(2\text{eV})$	$Y_{ij}(5\text{eV})$	$Y_{ij}(10\text{eV})$	...
3	1	0	$3.28 \cdot 10^{-2}$	$3.85 \cdot 10^{-2}$	$4.67 \cdot 10^{-2}$	$5.50 \cdot 10^{-2}$	...
5	1	$1.80 \cdot 10^{+9}$	$1.64 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$5.78 \cdot 10^{-2}$	$1.16 \cdot 10^{-1}$	...
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$	$\ddots$

Tabelle 2.2: Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Datenformates. Für den oberen Zustand  $j$  und den unteren Zustand  $i$  sind in einer Zeile des Datensatzes sowohl die atomaren Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{ji}$  als auch für diskrete Temperaturen die Ratenparameter  $Y_{ij}$  aufgeführt.

[Abr87] kein vollständigerer Satz an Ratenkoeffizienten von einem Autor zu finden ist, müssen die Ergebnisse mehrerer Autoren kombiniert werden. Auf die Verwendung der Ratenkoeffizienten von Abramov wird in dieser Arbeit verzichtet, da einerseits z.B. für Anregung aus dem Grundzustand genauere Rechenmethoden zur Verfügung stehen und andererseits die von Abramov benutzte Fitfunktion der Ratenkoeffizienten oft ungenau ist.

In dem von Brosda veröffentlichten Satz an Ratenkoeffizienten treten zusätzliche Fehler auf, weil aufgrund des Wunsches nach einem einheitlichem Datenformat<sup>2</sup> Polynomfits an die der Abramovschen Fitfunktion entnommenen Ratenkoeffizienten angepaßt werden (vgl. Abb. 2.5 und Abb.2.6). Griem und Vainshtein empfehlen bei der Wahl einer Fitfunktion für Ratenkoeffizienten bzw. Wirkungsquerschnitte die Auswahl von Funktionen, die ein korrektes asymptotisches Verhalten aufweisen ([Gri95], [Vai96], ein gutes Beispiel ist die Fitfunktionen von Kato [Kat92a], [Got97]).

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programme zur Lösung des Stoß-Strahlungs-Modells benutzten ein Datenformat, welches aus Tabellen von Ratenparametern  $Y_{ij}$  besteht (vgl. Tab. 2.2). Dieses Datenformat ist kompatibel zum Datenformat *adf04* von *ADAS (Atomic Data and Analysis Structure)* [Sum93], [Sum94], [Sum97a]). Neben den  $Y_{ij}$  und den  $A_{ji}$  enthalten die Kopfzeilen des Datensatzes alle zusätzlich zur Modellrechnung benötigten Information wie z.B. die Definition der Zustände durch Bahndrehimpulsquantenzahl  $L$ , Spinquantenzahl  $S$  und Bindungsenergie  $E_i$  sowie die Ionisationsenergie des Grundzustandes. Dieses standardisierte Datenformat erlaubt die Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden auf andere Atome und Ionen durch Austausch des Datensatzes.

Kommen wir nun zur Auswahl der Ratenkoeffizienten. Bartschat diskutiert in einem Übersichtsartikel die Verfügbarkeit und Qualität der Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung von neutralem Helium [Bar95]. Die Kenntnis der Querschnitte für Anregung aus dem Grundzustand und aus den metastabilen Zuständen ist mittlerweile befriedigend, da eine große Anzahl an Messungen und aufwendige, präzise Rechenmethoden zur Verfügung stehen. In diesem Zusammenhang sind vor allem die *Convergent Closed Coupling*-Methode (CCC) von Fursa und Bray [Fur96], die *R-Matrix Pseudo States*-Rechnungen (RMPS) von Hudson et al. [Hud96] und bei Energien unterhalb der Ionisationsenergie die *R-Matrix*-Rechnungen von Sawey et al. [Saw93] zu erwähnen.

Die Situation für Elektronenstoßanregung aus höher angeregten Zuständen ist dagegen

<sup>2</sup>Das Datenformat ist in der Sammlung von Janev beschrieben [Jan87].

kritischer zu betrachten. Es stehen nur wenige Messungen und keine Ergebnisse der RMPS- und CCC-Rechnungen zur Verfügung. Die Ergebnisse der R-Matrix-Rechnungen für Energien unterhalb der Ionisationsenergie ( $E < 24.6\text{eV}$ ) sind im Falle der Anregung aus Zuständen der Hauptquantenzahlen  $n = 3, 4$  sehr ungenau (vgl. Tab. D in [Saw93]). Die benötigten Wirkungsquerschnitte bzw. Ratenkoeffizienten müssen daher entweder mit Vainshteins Programm ATOM (Born-Theorie mit verschiedenen Normierungsprozeduren, vgl. [She93], [Bei97], [She95]) oder mit quasiklassischen Methoden wie z.B. der van Regemorter Beziehung bestimmt werden. Van Regemorter gibt für dipolerlaubte Elektronenstoßanregung den folgenden Ratenparameter an ([Reg62], [Sum94]):

$$Y_{ij} = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{E_{Ry}}{\Delta E_{ij}} f_{ij} g_i P_{ij}. \quad (2.23)$$

In dieser Gleichung ist  $P_{ij}$  der über die Maxwellverteilungsfunktion gemittelte Gauntfaktor (vgl. Tab. 2.3, [Reg62]) und  $f_{ij}$  die Oszillatorenstärke der spontanen Emission von Zustand  $j$  nach Zustand  $i$ . Die Oszillatorenstärke  $f_{ij}$  ist die der atomaren Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{ji}$  entsprechende, dimensionslose Größe. Es gilt die Beziehung

$$f_{ij} = \frac{2a_0}{\alpha^4 c} \left( \frac{E_{Ry}}{\Delta E_{ij}} \right)^2 \frac{g_j}{g_i} A_{ji}. \quad (2.24)$$

$y = \Delta E/kT$	P
$< 0.005$	$\sqrt{3}/(2\pi)(-0.57722 - \ln y)$
0.01	1.16
0.02	0.956
0.04	0.758
0.1	0.493
0.2	0.331
0.4	0.209
1	0.100
2	0.063
4	0.040
10	0.023
$> 10$	$0.066y^{-1/2}$

Tabelle 2.3: Tabellierte Werte des von van Regemorter eingeführten  $P$ -Faktors [Reg62]

## 2.2.6 Datensatz für Elektronenstoßanregung und -ionisation

Betrachten wir nun im einzelnen die verschiedenen Anregungsprozesse:

**Grundzustand  $1^1\text{S}$  nach  $n^{1,3}\text{L}$ ,  $n \leq 4$ ,  $L = S, P, D, F$** 

In dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte der neuen, noch nicht publizierten Übersichtsarbeit von de Heer [Hee98] benutzt.

Im Falle der Anregung in das Singulettssystem stimmen die Angaben mit den Ergebnissen der Übersichtsarbeit von 1992 überein [Hee92a]. Für die Genauigkeit der Querschnitte wird bei Anregung nach  $n^1(\text{S,P})$  10% und bei Anregung nach  $n^1\text{D}$  10%-20% angegeben. Für Anregung nach  $4^1\text{F}$  vermutet de Heer größere Fehler als im Falle der anderen Anregungen ins Singulettssystem.

Die Wirkungsquerschnitte für Anregung ins Triplettssystem basieren wegen der geringen Anzahl guter Messungen im wesentlichen auf Rechnungen. Ein Vergleich der Ergebnisse von 1992 und 1998 zeigt, daß die neuen Wirkungsquerschnitte bei  $E \approx 30\text{eV}$  typischerweise 30% kleiner sind. De Heer gibt für Anregung nach  $n^3(\text{S,P})$  bei kleinen Energien  $E < 100\text{eV}$  einen Fehler  $\leq 30\%$  an. Bei größeren Energien und im Falle der Anregung anderer Triplettzustände sind die Fehler größer.

**Metastabile  $2^{1,3}\text{S}$  nach  $n^{1,3}\text{L}$ ,  $n \leq 4$ ,  $L = S, P, D, F$** 

Die Elektronenstoßanregung von den metastabilen Heliumzuständen wird ausführlich von de Heer diskutiert [Hee95]. Neben Messungen haben vor allem die CCC-Rechnungen von Bray und Fursa Einfluß auf die empfohlenen Werte. De Heer schätzt, daß der Fehler der Querschnitte in der Regel 10% nicht überschreitet.

In dieser Arbeit werden die in der ADAS-Datenbank zur Verfügung gestellten Ratenparameter genutzt, die von Summers und Hoekstra aus den Wirkungsquerschnitten von de Heer berechnet wurden. Der ADAS-Datensatz *kvil97he* enthält im Falle der Anregung nach  $4^{1,3}\text{F}$  einen Fehler<sup>3</sup>.

 **$2^{1,3}\text{P}$ ,  $3^{1,3}\text{S}$ ,  $3^{1,3}\text{P}$ ,  $3^{1,3}\text{D}$  nach  $n \leq 4$ ,  $L = S, P, D, F$ ,  $\Delta s = 0$** 

In Ermangelung ähnlicher Übersichtsarbeiten wie im Falle von  $1^1\text{S}$  und  $2^{1,3}\text{S}$  regte ich an, daß Vainshtein und Beigman im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Jülich Wirkungsquerschnitte für alle Übergänge von  $n^{1,3}\text{L}$  nach  $n'^{1,3}\text{L}$  mit  $n = 2, 3$ ,  $n' = 2, 3, 4$  und  $\Delta s = 0$  berechnen [Bei97]. Die mit ATOM berechneten Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten wurden tabellarisch für diskrete Energien bzw. Temperaturen bestimmt. Auf diese Weise konnte vermieden werden, daß wie in der Arbeit von Abramov [Abr87] und Shevelko [She95] die Fehler der Fitfunktion die Ergebnisse verfälschen.

Daten für dipolerlaubte Anregung sind in der Datenbank von ADAS (Datensatz *kvil97he*, *impact parameter approximation*, vgl. [Sob81]) und in der Arbeit von Lanzafame (Extrapolation der R-Matrix Ergebnisse) zu finden. Die von Lanzafame veröffentlichten Ratenparameter zeigen bei mittleren und hohen Elektronentemperaturen oft große Abweichungen zu

<sup>3</sup>Bei den Ratenparametern für Anregung von den Metastabilen Zuständen (interne Nummer 2 bzw. 3) nach  $4^{1,3}\text{F}$  (interne Nummer 18 bzw. 17) wurden die Nummern der oberen Zustände vertauscht. Zusätzlich ist einer der Ratenparameter aufgrund eines Übertragungsfehlers der statistischen Gewichte um einen Faktor 3 zu groß. Eine korrigierte Version des Datensatzes wird derzeit verteilt. Die Korrekturen sind in den Kommentaren des Datensatzes vermerkt

anderen Methoden und werden daher nicht verwendet. Die mit ATOM bestimmten Werte werden den in ADAS angegebenen Daten vorgezogen, da sie bei kleinen Elektronentemperaturen besser mit den R-Matrix-Rechnungen übereinstimmen. Die in Kapitel 2.4 gezeigte Analyse der Besetzungswege zeigt, daß nicht-dipolerlaubte Anregung vor allem im Falle von  $2^3\text{P}$  von Bedeutung ist.

**$4^{1,3}\text{L}$  nach  $4^{1,3}\text{L}'$ ,  $\text{L}, \text{L}' = S, P, D, F, \Delta s = 0$**

Für diese Übergänge stehen neben den in ADAS veröffentlichten Ratenparametern nur noch die Ergebnisse von Lanzafame [Lan93], Abramov [Abr87] und Shevelko [She95] zur Verfügung. Die ADAS-Ratenparameter wurden in den Datensatz übernommen, da sie im Gegensatz zu den Ergebnissen von Abramov und Shevelko eine korrekte Temperaturabhängigkeit zeigen.

**Grundzustand  $1^1\text{S}$  nach  $5^{1,3}\text{L}$ ,  $\text{L} = S, P, D, F$**

Die Wirkungsquerschnitte für Anregung vom Grundzustand nach  $5^{1,3}\text{L}$  wurden durch Skalierung der Wirkungsquerschnitte für Anregung nach  $4^{1,3}\text{L}$  ermittelt. Das Skalierungsverfahren wird in der Arbeit von Kato beschrieben [Kat92a]. Es gilt:

$$\sigma(5^{1,3}\text{L}) = \left(\frac{4}{5}\right)^3 \sigma(4^{1,3}\text{L}). \quad (2.25)$$

Die Fehler der Skalierungsprozedur sind laut Kato vergleichbar mit den Fehlern der zur Skalierung benutzten Querschnitte.

**$2^{1,3}\text{S}$ ,  $2^{1,3}\text{P}$  nach  $5^{1,3}\text{L}$ ,  $\text{L} = S, P, D, F, G, \Delta s = 0$**

Die Wirkungsquerschnitte wurden von Vainshtein mit ATOM berechnet [Vai96]. Das Verfahren ist analog zu dem von Beigman [Bei97] beschriebenen Verfahren.

**$(3, 4)^{1,3}\text{L}$  nach  $5^{1,3}\text{L}$ ,  $\text{L} = S, P, D, F, G, \Delta s = 0, \Delta l = 0, \pm 1$**

Ein Satz an Ratenparametern wurde mit der Formel von van Regemorter für die dipolerlaubten Übergänge berechnet (Gl. 2.23). Zum Zwecke des Vergleiches wurden von mir mit einer von Vainshtein zur Verfügung gestellten Version von ATOM Ratenkoeffizienten berechnet [Vai96]. Die Ergebnisse nach van Regemorter stimmen oft innerhalb von 10%...50% mit den Ergebnissen von ATOM überein (vgl. Abb.2.6). Vainshtein gibt für die Ergebnisse von ATOM einen Fehler von 1.5...2 an. Im Falle der Anregung nach  $5^{1,3}\text{G}$  sind die mit ATOM berechneten Raten bis zu einem Faktor 5 kleiner. Die Abweichungen können aus dem Umstand resultieren, daß in der mir zur Verfügung gestellten, älteren Version von ATOM eine zu kleine Anzahl an Partialwellen definiert ist [Vai96]. Die mit semiempirischen Wirkungsquerschnitten von Fujimoto ([Fuj78], [Jan87]) berechneten Ratenkoeffizienten für dipolerlaubte Anregung von Hauptquantenzahl 3 nach 4, 3 nach 5 und 4 nach 5 sind bis zu einem Faktor 10 größer als die Ergebnisse von Beigman, ADAS, ATOM und van Regemorter.

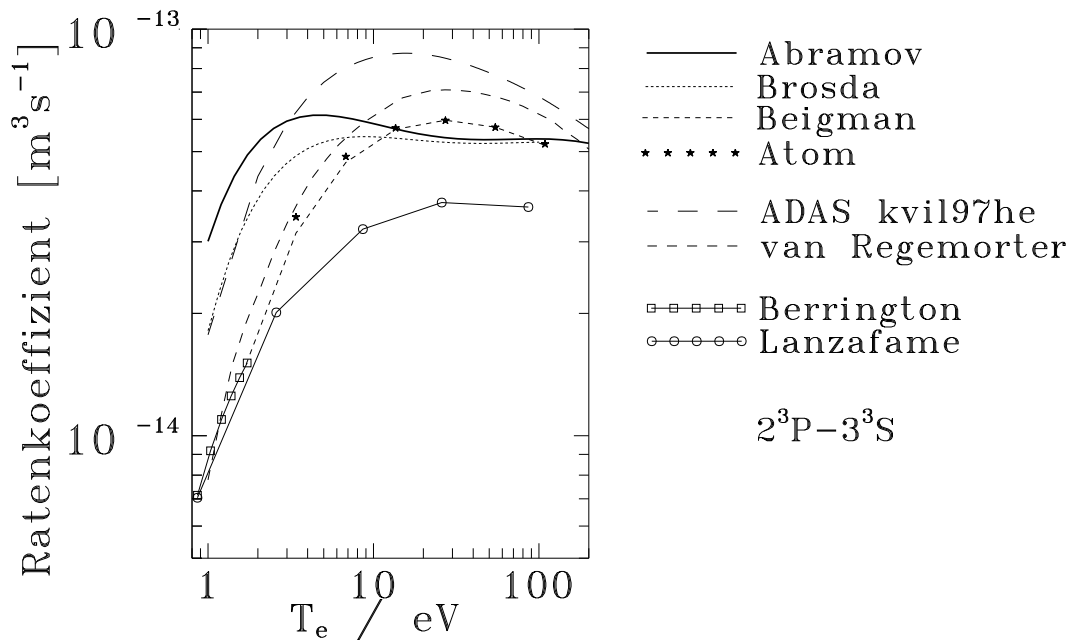


Abbildung 2.5: Vergleich der Angaben verschiedenen Autoren für den Ratenkoeffizienten  $2^3\text{P}-3^3\text{S}$ .

In der Legende sind zuerst die auf Vainshteins Programm ATOM basierenden Ergebnisse aufgeführt: Abramov gibt nur Ergebnisse in Form einer Fitfunktion an, was zu einem verfälschten Temperaturverhalten führt. Die von Brosda an Abramovs Werte angepasste Polynomfunktion verändert die Ergebnisse nochmals bei kleinen  $T_e$ . Daß die mit Atom bestimmten Werte ein korrektes  $T_e$ -Verhalten haben, kann gezeigt werden, indem anstelle der Fitfunktion die für diskrete  $T_e$  berechneten Ratenkoeffizienten genutzt werden (Beigman [Bei97] und die von mir durchgeführten Rechnungen mit ATOM).

Die in ADAS zur Verfügung gestellten Ratenparameter sind bis zu einem Faktor 2 größer als die Ergebnisse von ATOM. Die nach der van Regemorter-Beziehung bestimmten Ratenkoeffizienten stimmen innerhalb von  $\approx 20\%$  mit den (nicht der Fitfunktion entnommenen) Ergebnissen von ATOM überein.

Die R-Matrix-Rechnungen von Sawey und Berrington ([Saw90], [Ber93]) stimmen in dem hier gezeigten Fall gut mit den Ergebnissen von ATOM überein. Die von Lanzafame [Lan93] extrapolierten Werte sind bei Temperaturen oberhalb von 3eV bis zu einem Faktor 2 kleiner.

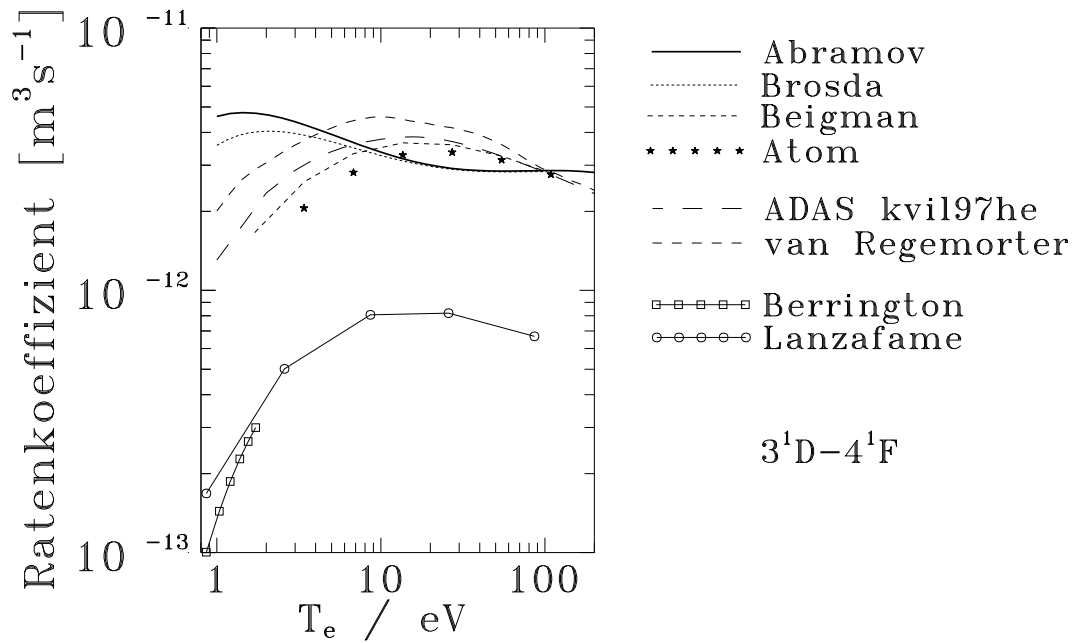


Abbildung 2.6: Vergleich der Angaben verschiedenen Autoren für den Ratenkoeffizienten  $3^1D-4^1F$  (Vgl. zur Erläuterung die Bildunterschrift zu Abb.2.5). Die R-Matrix-Rechnungen sind zu ungenau zur Beschreibung der Übergänge zwischen den hochangeregten Zuständen. Daraus resultieren auch für die Extrapolation von Lanzafame Fehler bis zu einem Faktor 8.

In den Datensatz wurden daher die mit der van Regemorter-Beziehung bestimmten Ergebnisse übernommen. Zusätzlich wurden mit ATOM berechnete Ratenkoeffizienten für die Übergänge mit  $\Delta l = 0$  in den Datensatz aufgenommen.

## Ionisation

Für Elektronenstoßionisation vom Grundzustand und von den metastabilen Zuständen werden die von Kato angegebenen Wirkungsquerschnitte verwendet [Kat92a]. Im Falle der Ionisation von  $1^1S$  und  $2^3S$  basieren die Wirkungsquerschnitte auf Messungen. Zur Berechnung der Ionisationsratenkoeffizienten der höher angeregten Zustände werden die semiempirischen Wirkungsquerschnitte von Fujimoto verwendet ([Fuj79], [Jan87]). Im Falle der Ionisation von  $2^3S$  gibt es eine Diskrepanz von typischerweise 50% zwischen Theorie und Experiment ([Fur96], [Bei97], [Kat92a], [Rae94]). Der Fehler der Ionisationsraten von Fujimoto dürfte mit 100% nicht überschätzt sein.

Als Datenformat für die Ionisationsratenkoeffizienten wird in dieser Arbeit der Ratenparameter  $Y_{ii}$  genutzt. In dem in Tabelle 2.2 beschriebenen Datenformat sind die Ionisationsraten unter dem Eintrag  $i = j$  zu finden (z.B. Ionisation des Grundzustands  $i = j = 1$ ). Diese Konvention entspricht nicht der ADAS Konvention, da die ADAS-adf04-Datensätze zur Zeit noch keine benutzerdefinierte Ionisationsraten für alle hier untersuchten Zustände



erlauben. Die entsprechende Erweiterung der Definition der adf04-Datensätze einschließlich der sie interpretierenden Programme wird zur Zeit durchgeführt. Eventuell wird im neuen adf04-Format eine andere als die hier benutzte Konvention zur Definition der Ionisationsraten genutzt.

### 2.2.7 Bindungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten

Die Bindungsenergien  $E_i$  und atomare Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{i,j}$  wurden den Arbeiten von Wiese [Wie66], Martin ([Mar73], [Mar84]) und Theodosiou [The87] entnommen. Der Einfluß der Fehler der Übergangswahrscheinlichkeiten auf die Ergebnisse der Modellrechnung ist im Vergleich zum Einfluß der Fehler der Ratenkoeffizienten vernachlässigbar.

## 2.3 Alternative Stoß-Strahlungs-Modelle und zusätzliche Prozesse

Stoß-Strahlungs-Modelle für Heliumplasmen wurden von mehreren Autoren aufgestellt. Im diesem Kapitel werden die Modelle vorgestellt, die an anderen Experimenten zur Heliumstrahlendiagnostik benutzt werden. Am Ende des Kapitels erfolgt eine Diskussion.

### 2.3.1 Fujimoto, Goto, Sasaki

Fujimoto veröffentlichte 1978 ein Stoß-Strahlungs-Modell zur Interpretation der Heliumlinienemissionen eines Entladungsplasmas [Fuj79]. Er berücksichtigte die Besetzungsdichten aller Heliumzustände bis zur Hauptquantenzahl  $n = 20$ , wobei die Zustände mit Drehimpulsquantenzahl  $L = F, G, \dots$  im Zustand  $F^+$  zusammengefaßt wurden. Weiterhin wurden ab der Hauptquantenzahl  $n = 8$  die Zustände gleicher Haupt- und Spinquantenzahl und ab  $n = 11$  die Zustände gleicher Hauptquantenzahl zusammengefaßt.

Neben Elektronenstoßanregung und -ionisation konnte auch Photoionisation und die Rekombination von Heliumionen berücksichtigt werden. Ein methodisch interessanter Ansatz war die Entwicklung zweier Lösungsmethoden. Während die erste Methode ähnlich der in dieser Arbeit vorgestellten Methode zur Bestimmung der Gleichgewichtslösung ist, kann mit der zweiten Methode berücksichtigt werden, daß die metastabilen Zustände noch nicht relaxiert sind. Dazu werden die Ergebnisse der Modellrechnung als  $f(n_{11S}, n_{23S}, n_{21S})$  angegeben. Auf diese Weise kann z.B. bei der Modellierung einer Glimmentladung berücksichtigt werden, daß die Lebensdauer der metastabilen Zustände durch Diffusion und Neutralisation an der Wand des Gefäßes verkürzt wird. Eine analoge Vorgehensweise ist übrigens auch mit dem Stoß-Strahlungs-Modell von ADAS möglich (vgl. [Sum94]).

Der von Fujimoto genutzte Satz semiempirischer Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung und -ionisation ([Fuj78], [Jan87]) war allerdings für die Interpretation der in der Tokamakrandschicht gemessenen Linienintensitäten zu ungenau. Ein Vergleich der semiempirischen Querschnitte mit den heute akzeptierten Daten zeigt vor allem für Elektro-

nenstoßanregung aus dem Grundzustand Abweichungen bis zu einem Faktor 2 (vgl. Abb. 5 bis Abb. 7 in der Arbeit von Goto [Got97]).

Goto überarbeitete vor kurzem Fujimotos Stoß-Strahlungs-Modell [Got97] hinsichtlich der Genauigkeit der verwendeten atomaren Daten. Für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand werden die Ergebnisse von de Heer verwendet (Fitfunktionen der entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind bei [Kat92a] zu finden). Goto stellte eine Methode vor, mit der das von Derouard, Miller et al. ([Der76], [Mil74] und [Mil75]) untersuchte Mischen der Singulett-Triplett-Zustände für diskrete Magnetfelder berücksichtigt werden kann. Er diskutierte den Effekt für die Zustände  $4^1D$  und  $4^3D$  bei  $B = 4.2T$  und für  $3^1D$  und  $3^3D$  bei  $B = 7.2T$ . Weiterhin wurde die dipolerlaubte Protonenstoßanregung zwischen den Zuständen gleicher Hauptquantenzahl für  $n = 3, 4$  untersucht. Die entsprechenden Ratenkoeffizienten für Protonenstoßanregung wurden von Goto durch Massenskalierung der entsprechenden Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung bestimmt. Schließlich machte er Angaben zum Relaxationsverhalten der Besetzungsdichten.

Sasaki benutzt das Modell von Fujimoto mit dem überarbeiteten Satz an Wirkungsquerschnitten zur Messung von Elektronentemperaturen und -dichten an NAGDIS-I, einem Divertor-Plasma-Simulator in Nagoya ([Sas95], [Sas96]). U.a. wurde der Einfluß nicht Maxwell'scher, heißer Elektronen untersucht (vgl. Kapitel 2.7).

### 2.3.2 Brosda

Die ersten Modellrechnungen, die quantitativ brauchbare Linienintensitätsverhältnisse zur Messung der Elektronentemperatur lieferten, wurden von Brosda im Rahmen der Zusammenarbeit der Ruhr-Universität Bochum und des Instituts für Plasmaphysik am Forschungszentrum Jülich durchgeführt [Bro93].

Brosdas Modellrechnungen basierten auf dem Datensatz von Abramov. Brosda berücksichtigte die Besetzungsdichten der 19 Zustände bis zur Hauptquantenzahl 4 paßte sein Modell speziell an die Diagnostik mit thermischen Heliumstrahlen an, indem er die in Kapitel 2.1.2 vorgestellte, zeit- bzw. ortsabhängige Methode zur Lösung des Modells für vorgegebene radiale Profile von  $T_e$  und  $n_e$  durchführte. Neben Untersuchungen des Relaxationsverhalten des Heliumstrahls fand Brosda, das einige Verhältnisse von Singulettlinienintensitäten zur Messung der Elektronendichte geeignet sind.

### 2.3.3 Kornejev

Auf den Ergebnissen von Brosda aufbauend führte Kornejev Messungen mittels Heliumstrahldiagnostik am Plasmasimulator in Berlin durch [Kor96a]. Sie erweiterte das Modell bis  $n \leq 6$  und führt eine Diskussion des Satzes an Ratenkoeffizienten durch. Aufgrund der notwendigen, hohen Heliumdichte zum Erreichen einer brauchbaren Linienintensität bei den kalten und dünnen Plasmen des Plasmasimulators mußte die Absorption von Heliumlinienstrahlung berücksichtigt werden. Kornejev gab in ihrer Arbeit die bei  $T_e = 10eV$  und  $n_e = 8 \cdot 10^{17} m^{-3}$  gemessenen Intensitäten der sichtbaren Linienstrahlung der Zustände  $3^1S$ ,  $3^1P$ ,  $3^1D$ ,  $4^1S$ ,  $4^1D$ ,  $5^1D$ ,  $3^3S$ ,  $3^3P$ ,  $3^3D$ ,  $4^3S$ ,  $4^3D$  und  $5^3D$  an und verglich diese mit den

Ergebnissen der Modellrechnung. Der von Kornejev verwendete Satz an Ratenkoeffizienten basierte auf den Angaben von Abramov und Fujimoto. Kornejev unterschätzt die Relaxationszeiten der Tripletzustände um mindestens eine Größenordnung (vgl. Kapitel 2.5 und die Angaben von Brosda und Goto ([Bro93], [Got97])).

### 2.3.4 Schlußfolgerung

Das von Fujimoto, Goto und Sasaki vorgestellte Modell ist das umfangreichste. Allerdings haben nicht alle berücksichtigten Zustände eine Auswirkung auf die Besetzungsdichten der Zustände mit Hauptquantenzahl  $n = 3$  und  $4$  [Got96]. Eine Abschätzung des Einflusses der Zustände  $n \geq 5$  wird in Kapitel 2.4.3) durchgeführt.

Das von Goto berücksichtigte Mischen der  $n^{1,3}D$ -Zustände wird nicht in dieser Arbeit berücksichtigt, da der Effekt aufgrund der an TEXTOR-94 typischen Magnetfelder nicht auftritt<sup>4</sup>. Inwiefern der Effekt bei anderen Zuständen eine Rolle spielt, ist eine interessante, aber leider auch nicht triviale Frage, deren Untersuchung nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit erfolgen konnte.

Der Einfluß nicht thermischer Elektronen auf die Besetzungsdichten wird im Kapitel 2.7 an einem Beispiel untersucht.

In Abb. 2.7 wird der Einfluß von Schwerteilchenstößen untersucht, indem die Wirkungsquerschnitte typischer Elektronen- und Protonenstoßprozesse verglichen werden. Unterhalb von  $E \sim 2keV$  werden die Anregungs- und Ionisationsprozesse von Elektronenstößen dominiert. Schwerteilchenstöße können für die den Grundzustand betreffenden Prozesse vernachlässigt werden. Die dipolerlaubte Protonenstoßanregung von hoch angeregten Zuständen gleicher Hauptquantenzahl (z.B.  $3^1S-3^1P$ ) ist dagegen schon bei tieferen Energien zu berücksichtigen [Got97]. Gotos Abschätzungen zeigten, daß ab Temperaturen von  $50eV$  bis  $150eV$  einige Ratenkoeffizienten für Protonenstoßanregung vergleichbar mit denen der Elektronenstoßanregung sind. Da die Genauigkeit der durch Skalierung gewonnenen Ratenkoeffizienten fragwürdig ist [Eis97], wird der Effekt in dieser Arbeit vernachlässigt. Da an TEXTOR-94 überwiegend Deuteriumplasmen untersucht werden, ist die Grenze, ab der Schwerteilchenstöße berücksichtigt werden müssen, um einen Faktor 2 nach oben verschoben<sup>5</sup>.

Neutralteilchenstöße können aufgrund des hohen Ionisationsgrades des Randschichtplasmas von TEXTOR-94 vernachlässigt werden. Mertens gibt für die typische Dichte des atomaren Deuteriums  $n_D \leq 10^{16}m^{-3}$  an [Mer97].

Grundsätzlich besteht erst durch die Durchführung eigener Modellrechnungen die Möglichkeit, neben der Ermittlung der Gleichgewichtslösung das Relaxationsverhalten mit der zeitabhängigen Methode zu untersuchen. Weiterhin kann mit den selbständig durchgeführten Modellrechnungen die Auswirkung verschiedener Ratenkoeffizienten und u.a. die nun folgende Analyse der Besetzungswege durchgeführt werden.

<sup>4</sup>Ein Mischen der  $5^{1,3}D$ -Zustände findet erst bei  $B = 2.7T$  statt. Für das Mischen der Zustände  $3^{1,3}D$  bzw.  $4^{1,3}D$  sind noch größere Feldstärken notwendig (vgl. die Arbeiten von Derouard und Miller [Der76], [Mil74], [Mil75]).

<sup>5</sup>Die Wirkungsquerschnitte für Deuteriumstoß können durch Massenskalierung der Wirkungsquerschnitte für Protonenstoß bestimmt werden [Jan95].

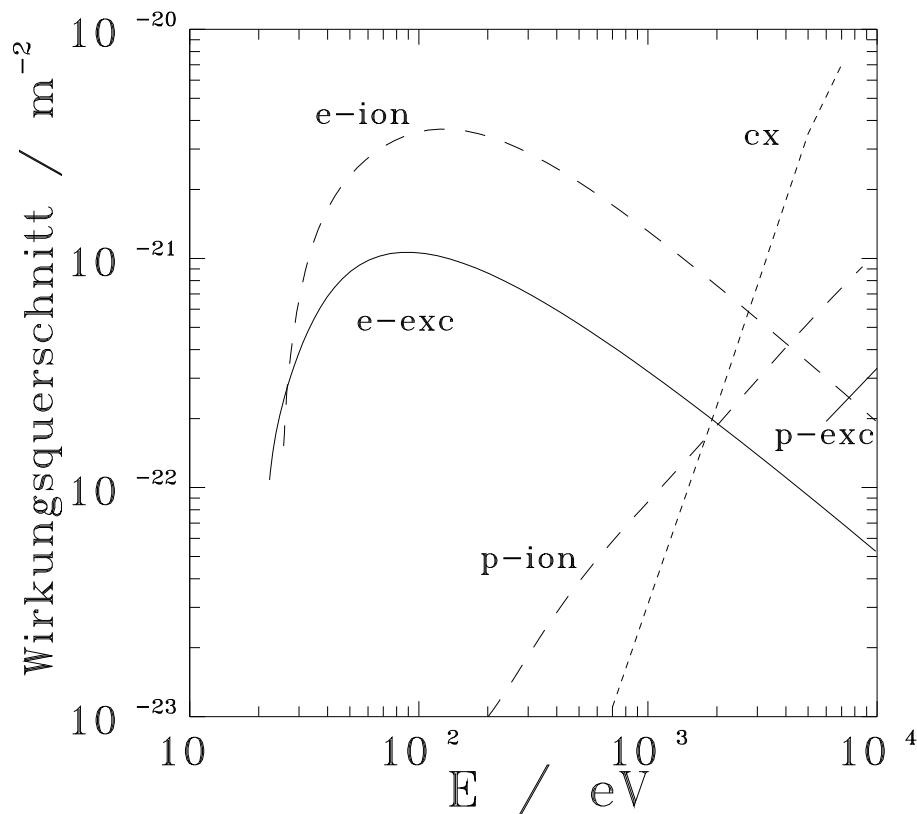


Abbildung 2.7: Vergleich typischer Wirkungsquerschnitte:

e-exc: Elektronenstoßanregung vom Grundzustand  $1^1S \rightarrow 2^1P$  [Kat92a]

e-ion: Elektronenstoßionisation des Grundzustands  $1^1S$  [Kat92a]

p-exc: Protonenstoßanregung vom Grundzustand  $1^1S \rightarrow 2^1P$  [Hee92b]

p-ion: Protonenstoßionisation des Grundzustands  $1^1S$  [Jan87]

cx: totaler Ladungsaustauschquerschnitt mit atomarem Wasserstoff [Hoe92]

## 2.4 Analyse der Besetzungswege

Wenn wie in dieser Arbeit bei der Modellrechnung alle 29 Zustände bis zur Hauptquantenzahl  $n = 5$  berücksichtigt werden, dann werden bei der Berechnung der Gleichgewichtsbesetzungsdichten über 200 Ratenkoeffizienten ausgewertet. Die Besetzungsdichte eines Zustands wird allerdings oft von wenigen Ratenkoeffizienten beeinflusst. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Besetzungsdichten von bestimmten Ratenkoeffizienten wurde ein *Darstellungsprogramm* entwickelt, daß alle wesentlich an der Besetzung der Zustände beteiligten Prozesse in verständlicher Form darstellt. Ähnliche Untersuchungen auf der Basis des Datensatzes von Abramov wurden in meiner Diplomarbeit [Bri94] und in der Arbeit von Kornejev vorgestellt [Kor96a].

```

level diagram Helium      Te= 50 eV      ne= 5.00+12cm-3
atomic data set: allvcifr.adf
population densities      electron impact excitations      emissions
      [cm-3]                      [s-1 atom-1]                      [s-1 atom-1]

sing5S  sing5P  sing5D  sing5F  sing5G  trip5S  trip5P  trip5D  trip5F  trip5G
(21)   (29)   (24)   (26)   (27)   (20)   (22)   (23)   (25)   (28)
1.92-06 5.36-06 7.90-06 1.02-05 1.23-05 1.89-06 5.28-06 8.45-06 1.16-05 1.47-05
-4.56-02 -4.62-02 -1.98+00 -6.86+00 0 0 0 0 0 0
      6.81-01      4.64+01

sing4S  sing4P  sing4D  sing4F      trip4S  trip4P  trip4D  trip4F
(13)   (19)   (16)   (18)      (12)   (14)   (15)   (17)
2.77-06 6.63-06 9.03-06 1.11-05      3.24-06 7.95-06 1.18-05 1.56-05
1.26-01 -3.59-02 -2.28+00 -5.57+01      0 0 0 0
      1.83+00      1.52+02

sing3S  sing3P  sing3D      trip3S  trip3P  trip3D
( 7)   (11)   (10)      ( 6)   ( 8)   ( 9)
7.69-06 8.24-06 1.14-05      1.33-05 2.71-05 3.17-05
1.48+01 1.17+02 *****
      1.38-03 * *
      *****

sing2S  sing2P      trip2S  trip2P
( 3)   ( 5)      ( 2)   ( 4)
2.80-04 1.24-05      1.56-03 7.80-04
1.36+02 1.58+01      1.55+00 0
      -7.27+02

sing1S      intensity of line 667.8nm = 7.27+02
( 1)      ionisation loss = -4.57+01
1.00+00
3.51+02

```

Abbildung 2.8: Darstellung der an der Besetzung von  $3^1D$  beteiligten Zustände bei  $T_e = 50\text{eV}$  und  $n_e = 5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Die Ziffernfolge  $\pm x.xx \pm xx$  ist als  $\pm x.xx \cdot 10^{\pm xx}$  zu verstehen.

Der selektierte Zustand  $j = 10$  ist durch die ein Rechteck bildenden Asterisken markiert. Untereinander ist jeweils dargestellt: der Name des Zustands, die interne Nummer ( $i$ ), die relative Besetzungsdichte  $n_i$ , die Differenz der Stöße von  $i \rightarrow j$  und  $j \rightarrow i$  und, falls erlaubt, die Zahl der spontanen Emissionen.

### 2.4.1 Darstellungsprogramm

Zur Untersuchung der Besetzungswege wird zunächst für ein zuvor definiertes  $T_e$ - $n_e$ -Paar mit der stationären Lösungsmethode die Gleichgewichtslösung bestimmt. Mit dem Vektor der Gleichgewichtsbesetzungsdichten kann anschließend die Zahl der Elektronenstoßanregungen, der Elektronenstoßentvölkerungen, der Ionisationsstöße und die der spontanen Emissionen bestimmt werden. Da die Anzahl an Wechselwirkungen zu groß für eine verständliche Darstellung ist, wird die Anzahl der gleichzeitig untersuchten Prozesse reduziert, indem nur die einen Zustand betreffenden Prozesse dargestellt werden. Da dem Programm die Haupt-, Drehimpuls- und Spinquantenzahl der Zustände bekannt sind, lag es nahe, die Prozesse in der Form eines Termschemas darzustellen.

Als Beispiel ist in Abb. 2.8 das zur Diskussion des Zustand  $3^1S$  erzeugte Bild zu finden. In den Kopfzeilen ist neben einer Legende der Name des untersuchten Datensatzes und die vom Benutzer eingegebene Elektronentemperatur und -dichte angegeben. An der durch Haupt-, Drehimpuls- und Spinquantenzahl definierten Stelle des Termschemas sind die folgenden Informationen zu finden: Unter dem Namen des Zustands ist jeweils die im Datensatz definierte, programminterne Nummer des Zustands und dessen Gleichgewichtsbesetzungsdichte  $n_{rel}$  dargestellt. Eine weitere Zeile tiefer ist im Falle des selektierten Zustands  $j$  ein Rechteck aus Asterisken zu finden. Für alle anderen Zustände ist untereinander die Differenz der Anzahl der Be- und Entvölkerungsprozesse aufgrund von Elektronenstoß

$$\langle \sigma_{ij} v \rangle n_i n_e - \langle \sigma_{ji} v \rangle n_j n_e \quad (2.26)$$

aufgeführt, wobei ein positives Vorzeichen einen Gewinn für die Besetzungsdichte des selektierten Zustands  $j$  anzeigt. Schließlich sind noch die spontanen Emissionen aus dem bzw. in den selektierten Zustand zu finden  $A_{ij} n_i$  bzw.  $-A_{ji} n_j$ . Zusätzlich ist rechts unten im Bild für den selektierten Zustand die Anzahl der Emissionen im sichtbaren Spektralbereich und die Zahl der Ionisationen durch Elektronenstoß angegeben.

Gewinnprozesse	Anzahl [ $s^{-1}$ ]	Verlustprozesse	Anzahl [ $s^{-1}$ ]
Elektronenstoß von $1^1S$	351	Linienemission $2^1P$ - $3^1D$	727
Linienemission $3^1D$ - $4^1F$	152	Elektronenstoß nach $4^1F$	56
Elektronenstoß von $2^1S$	136	Ionisation	46
Elektronenstoß von $3^1P$	117		
Linienemission $3^1D$ - $5^1F$	46		
Summe	802	Summe	829

Tabelle 2.4: Tabelle der wesentlichen Gewinn- und Verlustprozesse bei der Besetzung des Zustands  $3^1D$ . Die Rechnung wurde für  $T_e = 50\text{eV}$  und  $n_e = 5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$  durchgeführt.

In Tabelle 2.4 sind die wesentlich an der Besetzung von  $3^1D$  beteiligten Prozesse zusammengefaßt. Die Besetzung wird direkt nur von 6 Ratenkoeffizienten beeinflusst. Indirekt gehen allerdings mehr Ratenkoeffizienten ein, da die Besetzungsdichte mehrerer angeregter

Zustände von Einfluß ist. Damit ist die Besetzung der  $n^1D$ -Zustände deutlich komplizierter als die der  $n^1S$ - bzw.  $n^1P$ -Zustände.

### 2.4.2 Diskussion der Be- und Entvölkerungsprozesse

In den Abb. 2.9 bis 2.13 sind in den Termschemata die wesentlich an der Besetzung eines Zustands beteiligten Prozesse durch Pfeile skizziert. Ein gestrichelter Pfeil zeigt Liniemission, durchgezogenen Pfeile zeigen Elektronenstoßprozesse an. Die Pfeildicke ist proportional zur Anzahl der Prozesse gewählt, die Einheiten der Pfeildicken sind allerdings nur bei der Diskussion eines Zustands (also in einem Spinsystem) gleich, da andernfalls zu unterschiedliche Pfeildicken resultieren würden. Die Rechnung wurde für  $T_e = 50\text{eV}$  und  $n_e = 5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$  durchgeführt.

Betrachten wir zunächst die Anregung aus dem Grundzustand. Nach der Ionisation hat die dipolerlaubte Elektronenstoßanregung in die  $n^1P$ -Zustände den größten Einfluß auf die Bilanz der Besetzungsdichte des Grundzustands. Aufgrund der großen Besetzungsdichte des Grundzustands haben die zahlenmäßig schwächeren dipolverbotenen und spinändernden Übergänge großen Einfluß auf die Besetzungsdichten der angeregten Zustände. Die Anregung nach  $n^1F$ ,  $n^3D$  und  $n^3F$  ist dagegen vernachlässigbar.

Dipolerlaubte Elektronenstoßanregung dominiert die Wechselwirkung der angeregten Prozesse. Im Falle von  $2^1S$ ,  $2^3S$  und  $2^3P$  ist aufgrund der vergleichsweise großen Besetzungsdichten zusätzlich die Anregung mit  $\Delta l = 0$  und  $\Delta l = +2$  von Bedeutung. Unter den angeregten Zuständen findet im hier untersuchten  $T_e$ - $n_e$ -Bereich kein Austausch zwischen Singulett- und Triplettssystem statt. Dies gilt auch, wenn zu Testzwecken der Satz an Ratenkoeffizienten von Abramov [Abr87] benutzt wird<sup>6</sup>.

Die Besetzung der  $n^1P$ -Zustände ist oberhalb von  $T_e = 10\text{eV}$  mit einer Genauigkeit von ca.  $\pm 20\%$  durch das Koronagleichgewicht bestimmt, da im wesentlichen die Anregung aus dem Grundzustand mit dem Strahlungserfall im Gleichgewicht ist (vgl. auch Abb. 2.14). Im Falle aller anderen Zustände ist die Besetzung durch Elektronenstoß aus angeregten Zuständen bzw. die Stoßentvölkerung von so großem Einfluß, daß die Annahme eines Koronagleichgewichts zu großen Fehlern führen kann. So werden die  $n^1D$ -Zustände durch Elektronenstoß von  $1^1S$ ,  $2^1S$  und  $3^1P$  bevölkert, die  $n^1S$ -Zustände werden wesentlich durch Elektronenstöße entvölkert. Allgemein gilt, daß die Triplettzustände wesentlich schwächer vom Grundzustand beeinflusst werden als die Singulettzustände. Die D- und F-Zustände koppeln über Elektronenstöße und durch spontane Emission mit den Zuständen höherer Hauptquantenzahl.

Die hier durchgeführte Diskussion gilt qualitativ für den Bereich  $T_e \geq 10\text{eV}$  und  $n_e > 10^{18}\text{m}^{-3}$ . Bei deutlich kleineren Temperaturen kann Anregung vom metastabilen Triplettzustand ins Singulettssystem von Bedeutung sein, bei deutlich kleineren Elektronendichten verliert die Stoßentvölkerung an Bedeutung. Das Stoß-Strahlungs-Modell geht dann in ein Koronamodell über.

---

<sup>6</sup>Abramov gibt Ratenkoeffizienten für alle spinändernden Übergänge an (vgl. die Diskussion der Besetzungswege in [Bri94] und [Kor96a]).

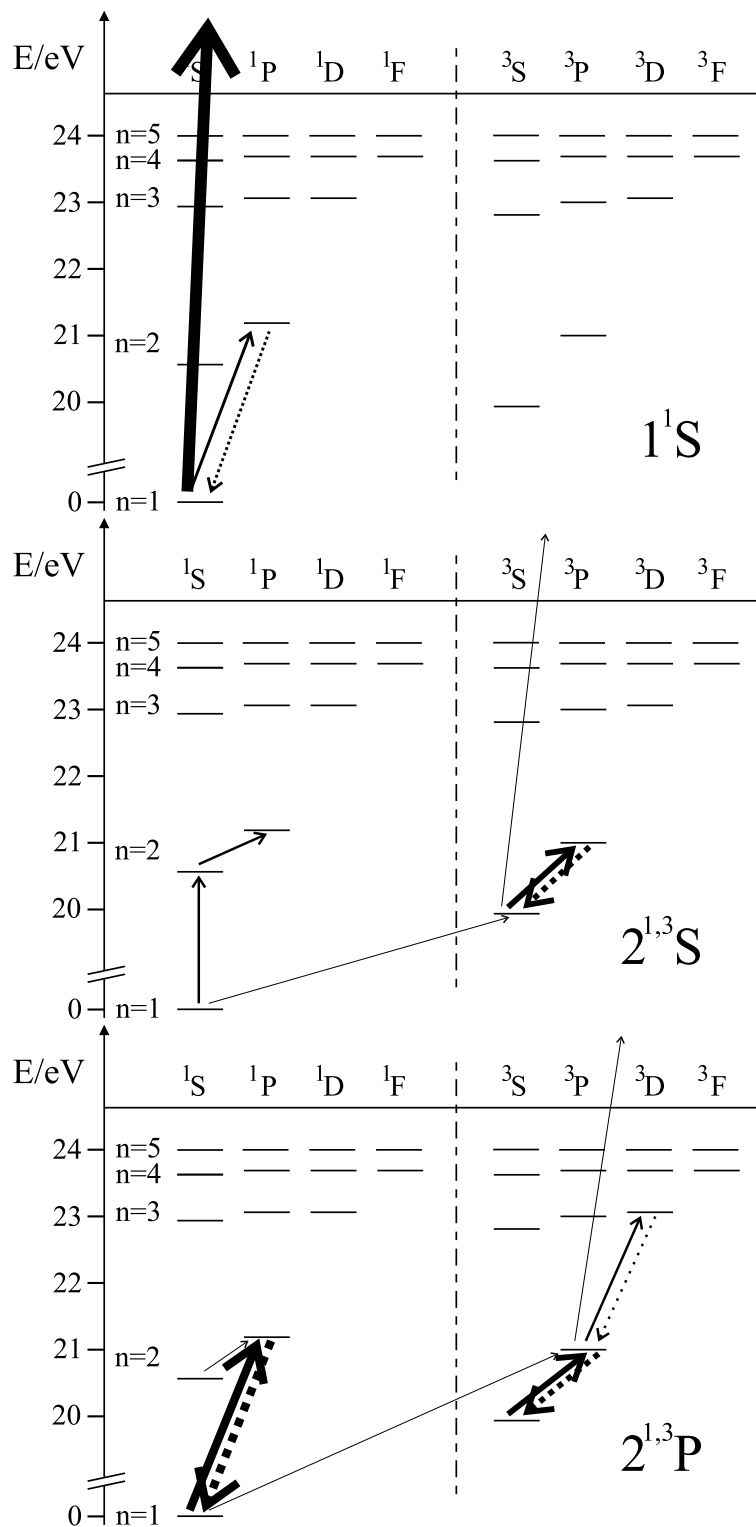


Abbildung 2.9: Be- und Entvölkerung der Zustände  $1^1S$  bis  $2^{1,3}P$ . Durchgezogene Pfeile entsprechen Elektronenstoßprozessen, gestrichelte Pfeile zeigen Linienemissionen an.



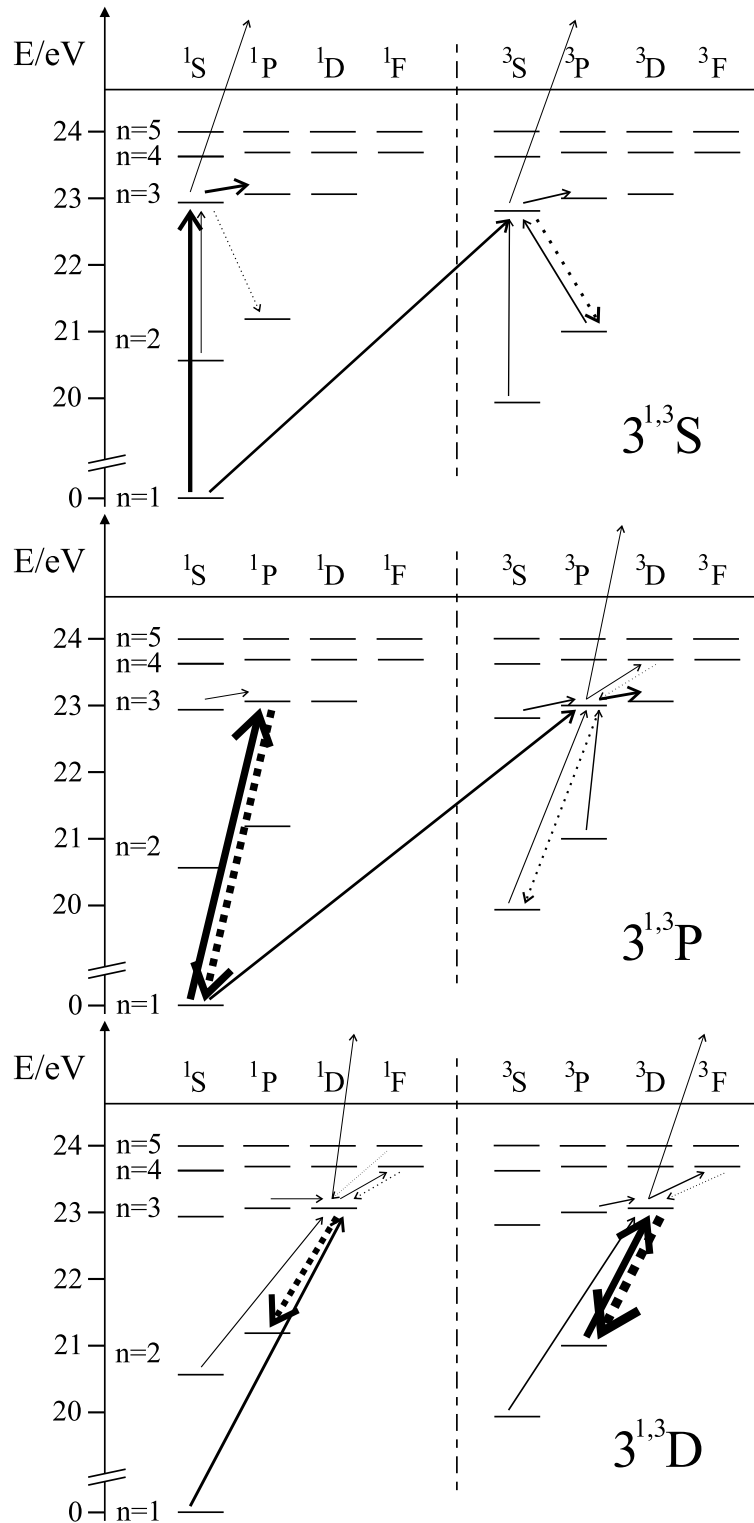


Abbildung 2.10: Be- und Entvölkerung der Zustände  $3^{1,3}S$  bis  $3^{1,3}D$ . Durchgezogene Pfeile entsprechen Elektronenstoßprozessen, gestrichelte Pfeile zeigen Linienemissionen an.

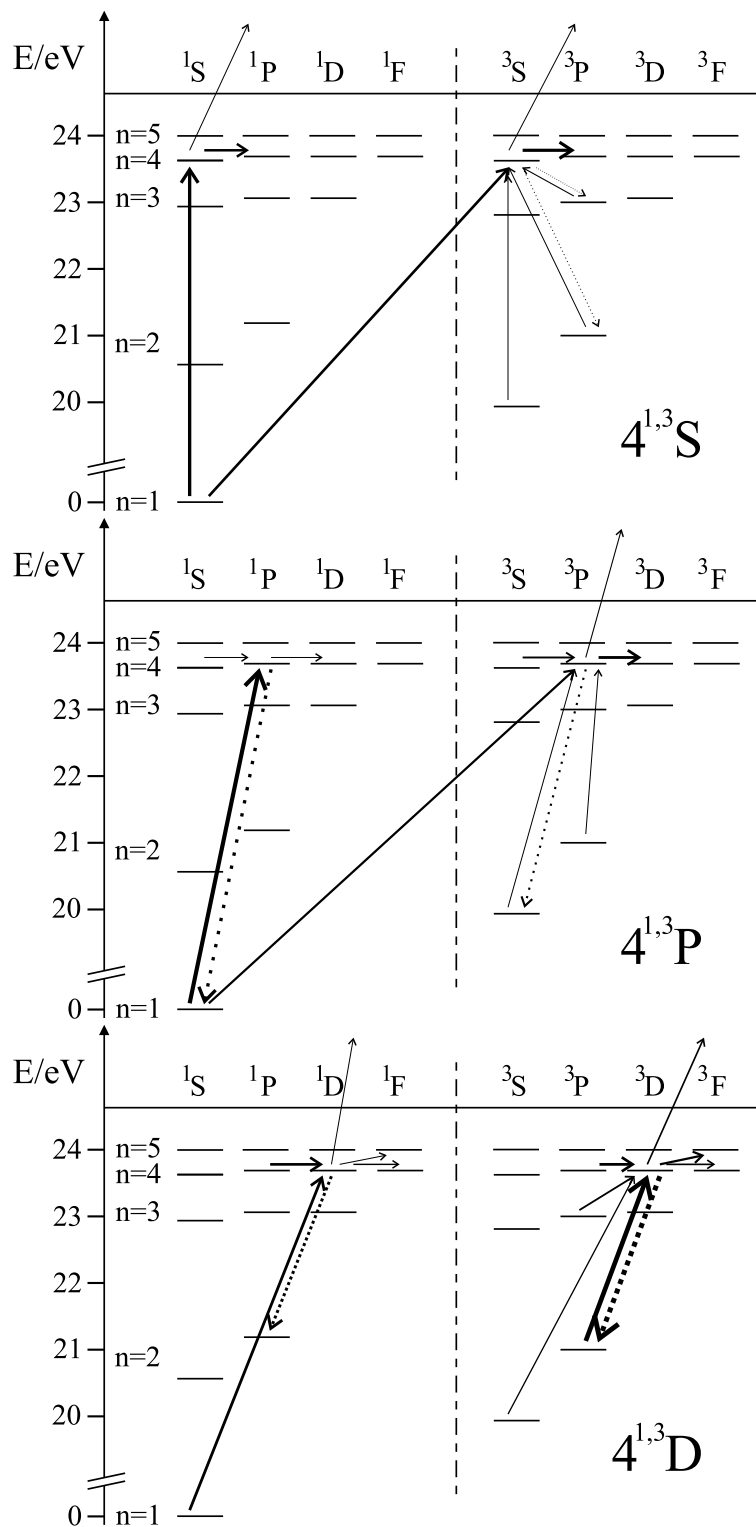


Abbildung 2.11: Be- und Entvölkerung der Zustände  $4^{1,3}S$  bis  $4^{1,3}D$ . Durchgezogene Pfeile entsprechen Elektronenstoßprozessen, gestrichelte Pfeile zeigen Linienemissionen an.

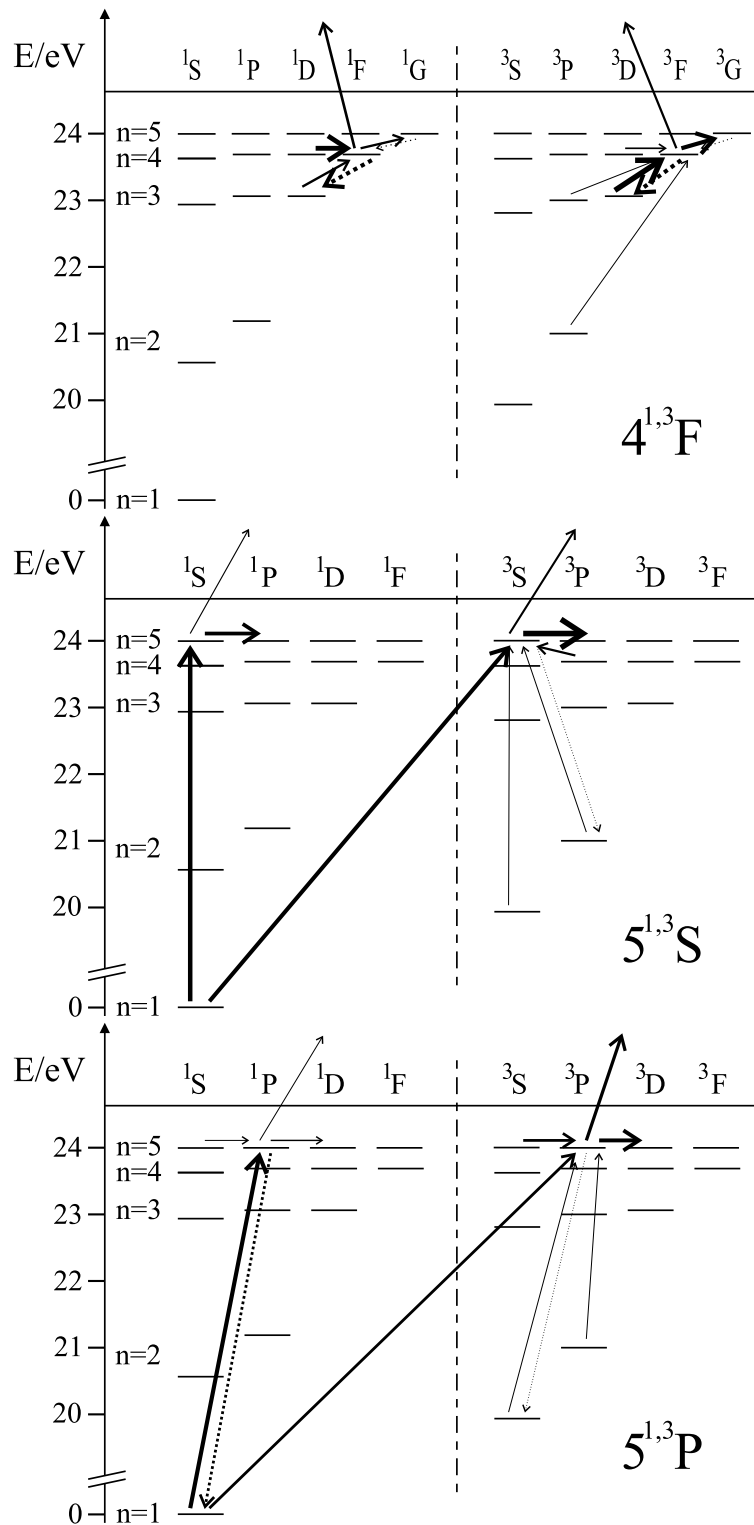


Abbildung 2.12: Be- und Entvölkerung der Zustände  $4^{1,3}F$  bis  $5^{1,3}P$ . Durchgezogene Pfeile entsprechen Elektronenstoßprozessen, gestrichelte Pfeile zeigen Linienemissionen an.

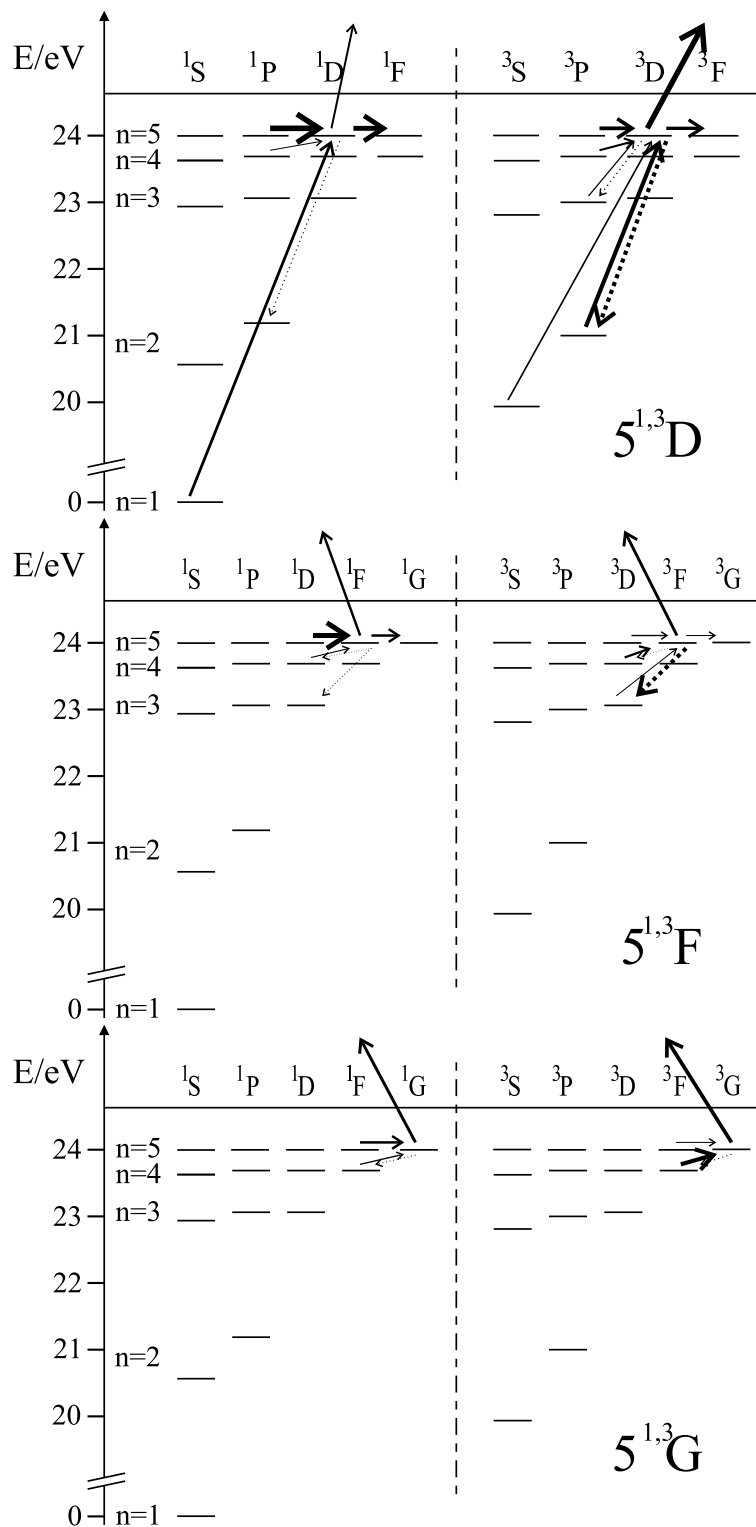


Abbildung 2.13: Be- und Entvölkerung der Zustände  $5^{1,3}D$  bis  $5^{1,3}G$ . Durchgezogene Pfeile entsprechen Elektronenstoßprozessen, gestrichelte Pfeile zeigen Linienemissionen an.

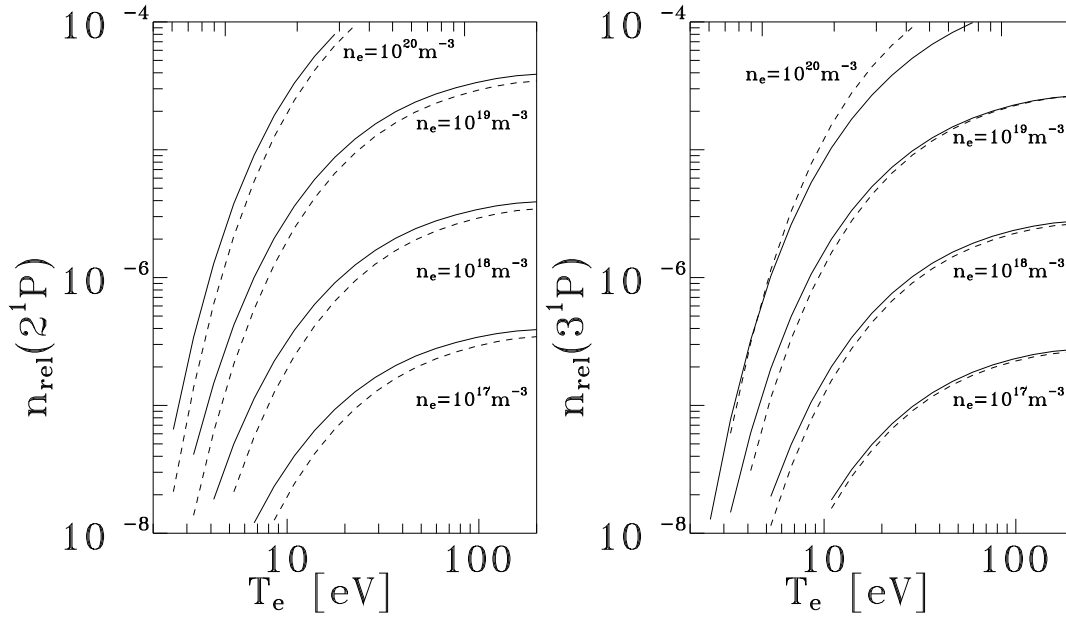


Abbildung 2.14: Vergleich der Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells (durchgezogene Linie) mit den Ergebnissen für ein Koronagleichgewicht (gestrichelte Linie) für die Besetzungsdichten von  $2^1\text{P}$  und  $3^1\text{P}$

Bei der Diskussion der Besetzung von  $3^1\text{D}$  in der Arbeit von Kornejev ( $T_e = 10\text{eV}$  und  $n_e = 1 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$ ) ist die Anregung aus dem metastabilen Tripletzustand von Bedeutung. Dieser Beitrag ist um einen Faktor 5 überschätzt, da die Ratenkoeffizienten von Abramov zu ungenau sind. Verantwortlich für die Ungenauigkeit des Ratenkoeffizienten  $2^3\text{S}-3^1\text{D}$  ist neben den Fehlern der Fitfunktion die systematische Überschätzung der mit ATOM berechneten Wirkungsquerschnitte bei kleinen Energien (vgl. die Diskussion der Wirkungsquerschnitte von Shevelko [She95] und der Vergleich von Shevelkos Wirkungsquerschnitten mit den Ergebnissen der CCC-Rechnungen von Fursa und Bray [Fur96] in der Übersichtsarbeit von de Heer [Hee95]).

### 2.4.3 Einfluß der Zustände der Hauptquantenzahl $n = 5$ auf die Messung von $T_e$ und $n_e$

Betrachten wir nun den Einfluß der hochangeregten Zustände auf die Messung von  $T_e$  und  $n_e$  mit den roten Heliumlinien. In Abb. 2.15 wird der Effekt der Erweiterung der Modellrechnung von 19 Zuständen (Hauptquantenzahl  $n \leq 4$ ) auf 29 Zustände ( $n \leq 5$ ) gezeigt, indem für verschiedene Elektronentemperaturen und -dichten die Änderungen der Linienintensitätsverhältnisse aufgetragen sind:

$$\frac{R_{T_e}}{R_{T_{e,19}}} = \frac{n(3^1\text{S})}{n(3^3\text{S})} \cdot \left( \frac{n_{19}(3^1\text{S})}{n_{19}(3^3\text{S})} \right)^{-1}$$

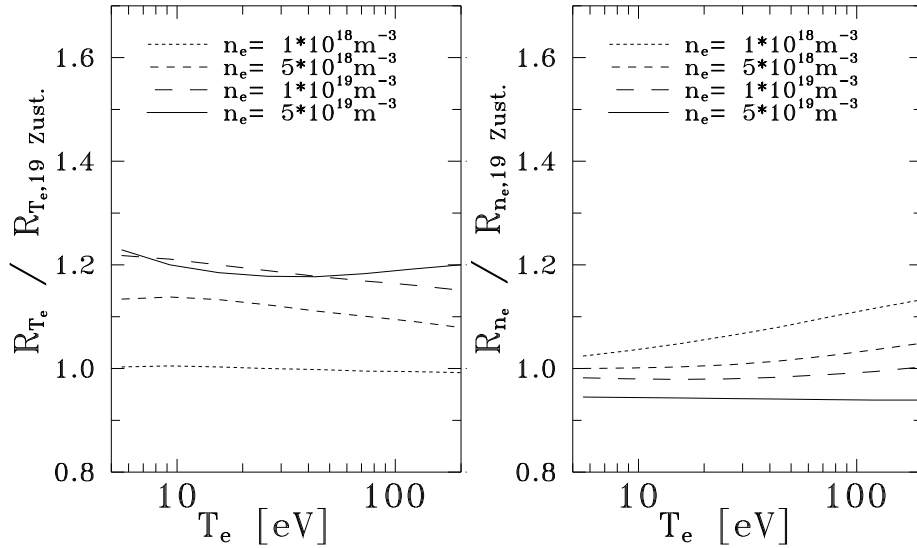


Abbildung 2.15: Einfluß der  $n = 5$ -Zustände auf die zur Messung von  $T_e$  und  $n_e$  verwendeten Linienintensitätsverhältnisse. Dargestellt ist der Quotient der Ergebnisse zweier Modellrechnungen. Im ersten Modell werden alle 29 Zustände mit Hauptquantenzahl  $n \leq 5$ , im zweitem Modell nur die 19 Zustände mit  $n \leq 4$  berücksichtigt.

$$\frac{R_{n_e}}{R_{n_e,19}} = \frac{n(3^1D)}{n(3^1S)} \cdot \left( \frac{n_{19}(3^1D)}{n_{19}(3^1S)} \right)^{-1}$$

Der Einfluß der  $n=5$ -Zustände auf die Besetzungsdichten der Tripletzustände ist größer als der auf die Singulettzustände. Das Hinzufügen der Ratenkoeffizienten  $1^1S-5^1,3L$  kann den Verlust der Besetzungsdichten der Tripletzustände durch Verlagerung von Bevölkerung in die  $5^3L$ -Zustände und die dort zusätzlich stattfindende Ionisation nicht ausgleichen. Der Effekt ist bei kleiner Dichte vernachlässigbar.

Der Einfluß auf das Intensitätsverhältnis zur Dichtemessung rührt von dem Umstand, daß der Gewinn durch Emission von den  $n^1F$ -Zuständen größer als der Verlust durch Elektronenstoß in die  $n^1F$ -Zuständen ist. Der Leser vergegenwärtige sich in diesem Zusammenhang den schrittweisen, kaskadenförmigen Zerfall der  $G$ - und  $F$ -Zustände in die  $D$ -,  $P$ - und  $S$ -Zustände.

Betrachten wir nun den von Kornejev vorgestellten Ansatz, daß die  $n = 5$ -Zustände gemäß den statistischen Gewichten besetzt sind. Eine derartige Besetzung kann simuliert werden, indem im Datensatz sehr große Ratenparameter für die spinändernden und dipoleraubten Elektronenstoßanregungen zwischen den  $n = 5$ -Zuständen eingetragen werden.

In Abb. 2.16 sind zur Diskussion des Effekts die folgenden Verhältnisse aufgetragen:

$$\frac{R_{T_e}}{R_{T_e,stat.}} = \frac{n(3^1S)}{n(3^3S)} \cdot \left( \frac{n_{stat.}(3^1S)}{n_{stat.}(3^3S)} \right)^{-1}$$

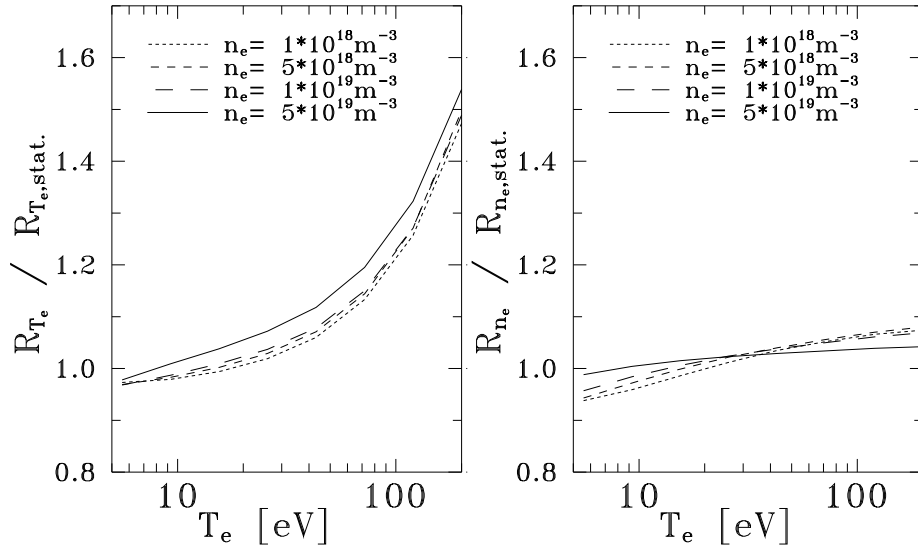


Abbildung 2.16: Einfluß der gemäß den statistischen Gewichten besetzten  $n = 5$ -Zustände auf die Linienintensitätsverhältnisse. Dargestellt ist der Quotient der Ergebnisse zweier Modellrechnungen, in den alle 29 Zustände mit Hauptquantenzahl  $n \leq 5$  berücksichtigt werden. Im zweitem Modell erfolgt die Besetzung der Zustände mit  $n = 5$  gemäß den statistischen Gewichten.

$$\frac{R_{n_e}}{R_{n_e,stat.}} = \frac{n(3^1D)}{n(3^1S)} \cdot \left( \frac{n_{stat.}(3^1D)}{n_{stat.}(3^1S)} \right)^{-1}$$

Der Index *stat.* zeigt ein Ergebnis der Rechnung an, in der die Besetzung der  $n = 5$ -Zustände gemäß den statistischen Gewichten erzwungen wurde. Während das Verhältnis der dichte-sensitiven Verhältnisse nur schwach beeinflusst wird, ergeben sich für das Verhältnis der  $T_e$ -Verhältnisse Abweichungen von bis zu 50%.

Der Effekt ist bei kleinem  $T_e$  klein, da sich die Verhältnisse der Besetzungsdichten der Singulett- und Triplettzustände in diesem Bereich nicht stark von  $1/3$  unterscheiden. Oberhalb von  $T_e \approx 20\text{eV}$  nimmt mit wachsender Temperatur die Besetzungsdichte der Triplettzustände ab, während die der Singulettzustände zunimmt (vgl. Abb. 2.3). Dementsprechend wird bei einer Besetzung der  $n = 5$ -Zustände nach den statistischen Gewichten Population vom Singulett- ins Triplettssystem verschoben.

Die von Kornejev angenommene Besetzung der  $n = 5$ -Zustände gemäß den statistischen Gewichten kann nicht durch die vorhandenen Ratenkoeffizienten gerechtfertigt werden. Die Übereinstimmung der von Kornejev gemessenen Intensitäten der von  $5^{1,3}D$  ausgehenden Linien mit den Ergebnissen ihrer Modellrechnung ist kein Beweis für die Gültigkeit der Beschreibung der  $n = 5$ -Zustände, da nur ein Punkt in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene diskutiert wird.

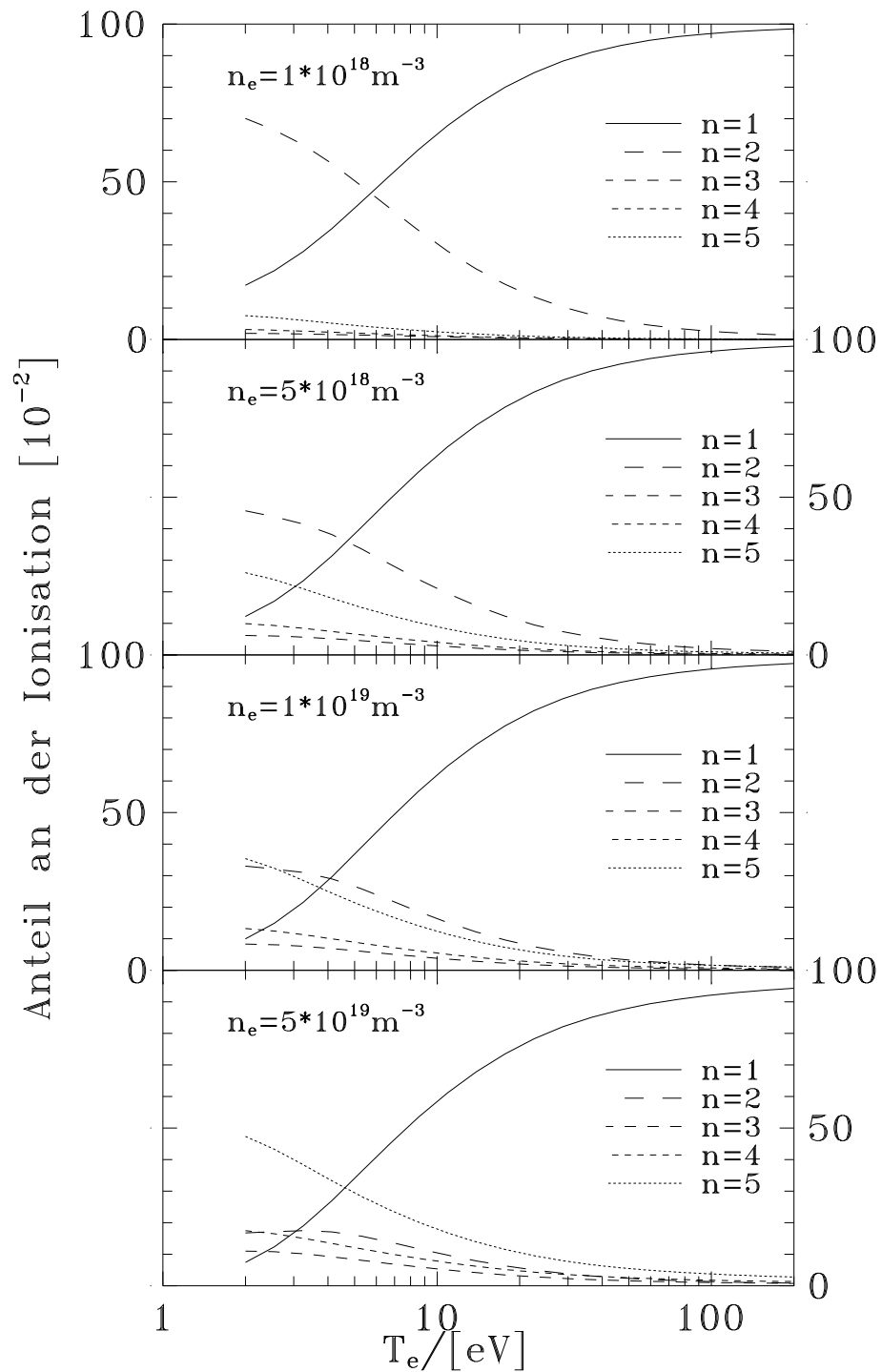


Abbildung 2.17: Anteil der Zustände einer Hauptquantenzahl  $n$  an der gesamten Ionisation.



### 2.4.4 Ionisation

In Abb. 2.17 ist dargestellt, wie groß der Anteil der Zustände einer Hauptquantenzahl an der Summe aller Ionisationsprozesse ist. Unabhängig von der Elektronendichte dominiert oberhalb von  $T_e \approx 8\text{eV}$  die Ionisation aus dem Grundzustand. Bei kleineren Temperaturen wird durch die Elektronendichte bestimmt, ob die metastabilen Zustände oder die hochangeregten Zustände die Ionisation dominieren. Bei niedrigen Elektronendichten ist die Ionisation aus den metastabilen Zuständen von Bedeutung, bei hohen Dichten dominiert die Ionisation aus den  $n = 5$ -Zuständen.

### 2.4.5 Diskussion und Fehlerbetrachtung

Da in den in dieser Arbeit durchgeführten Modellrechnungen die Zustände mit Hauptquantenzahl  $n > 5$  vernachlässigt werden, ist zu erwarten, daß durch die fehlende Stoßentvölkerung in die Zustände  $n > 5$  die Besetzungsdichten der  $n = 5$ -Zustände überschätzt werden. In deutlich geringerem Ausmaß sind auch die Tripletzustände mit  $n = 2, 3, 4$  überschätzt, da die zusätzliche Elektronenstoßanregung vom Grundzustand die Verlagerung von Population in die hochangeregten Tripletzustände und die dort stattfindende Ionisation nicht ausgleichen kann.

Der aus der Vernachlässigung der Zustände mit Hauptquantenzahl  $n > 5$  resultierende Fehler der  $T_e$ - bzw.  $n_e$ -Linienintensitätsverhältnisse sollte quantitativ mit dem Effekt der Erweiterung des  $n \leq 4$ -Modells auf das  $n \leq 5$ -Modell vergleichbar sein. Eine vereinfachende Methode, einen Teil des Einflusses der Zustände mit  $n > 5$  zu berücksichtigen, besteht in der Erhöhung der Ionisationsratenkoeffizienten der  $n = 5$ -Zustände. Durch die verstärkte Ionisation wird die Besetzungsdichte der  $n = 5$ -Zustände reduziert. Weiterhin wird die Besetzungsdichte der Zustände mit  $n = 4(3)$  verringert, da die mehr Population nach  $n = 5$  verschoben wird.

Eine Erweiterung des Modells um die Zustände mit  $n = 6$  wurde im Verlaufe dieser Arbeit in Erwägung gezogen. Auf diese Erweiterung wurde verzichtet, da

- keine genauen Ratenkoeffizienten für Anregung in bzw. zwischen den hochangeregten Zuständen zur Verfügung stehen,
- atomare Übergangswahrscheinlichkeiten nur bis zu den  $G$ -Zuständen zu finden sind [The87],
- es nicht eindeutig ist, welche Besetzungsmodelle für die hochangeregten Zustände gelten. Goto gibt an, daß für die Zustände mit  $L \geq 4$  das L-S-Kopplungsschema nicht länger gilt. Weiterhin ist für die hochangeregten Zustände das Mischen der Singulett- und Tripletzustände bei bestimmten, diskreten Magnetfeldern von Bedeutung [Got97].

Kommen wir nun zur Untersuchung des Einflusses der Fehler der Ratenkoeffizienten. Eine vereinfachte Fehleranalyse, bei der alle Ratenkoeffizienten um einen konstanten Faktor vergrößert werden, ist nicht sinnvoll, da sich auf diese Weise Fehler aufheben können. Die Fehler der Besetzungsdichten wurden daher durch lineare Fehlerfortpflanzung aller Elektronenstoßanregungs- und Ionisationsratenkoeffizienten durchgeführt.

$$\Delta n_i = \sum_{\langle \sigma v \rangle} \left| \frac{\partial f_{n_i}}{\partial \langle \sigma v \rangle} \right| \cdot |\Delta \langle \sigma v \rangle| \quad (2.27)$$

Die partiellen Ableitungen wurden numerisch mit dem Differenzenquotienten

$$\frac{\partial f_{n_i}}{\partial \langle \sigma v \rangle} = \frac{f_{n_i}(\langle \sigma v \rangle \delta) - f_{n_i}(\langle \sigma v \rangle)}{\langle \sigma v \rangle (\delta - 1)} \quad \text{mit} \quad |\delta - 1| \ll 1 \quad (2.28)$$

bestimmt. Die Gültigkeit dieser Methode der Fehlerrechnung für die vergleichsweise großen Fehler der Ratenkoeffizienten konnte durch Vergleichsrechnungen bestätigt werden. Zu diesem Zwecke wurde eine Rechnung durchgeführt, in der anstelle der Produkte von partieller Ableitung und relativem Fehler direkt die Abweichungen der Besetzungsdichten untersucht wurden.

Die Fehler der Ratenkoeffizienten wurden entsprechend den Angaben im Kapitel 2.2.6 gewählt. Die Fehler der durch Skalierung ermittelten Ratenkoeffizienten für Anregung vom Grundzustand in die Zustände mit Hauptquantenzahl  $n=5$  wurden mit 30% abgeschätzt, die Fehler der Ergebnisse von ATOM und van Regemorter sollten 50% nicht überschreiten. Die Fehlerabschätzung beruht auf dem Vergleich der Ergebnisse verschiedener Autoren bzw. Methoden. Die  $T_e$ -Abhängigkeit der Fehler der Ratenkoeffizienten wurde mangels ausreichender Angaben vernachlässigt.

In den Abb. 2.18 und 2.19 ist die Variation der relativen Fehler als Höhenlinienbilder in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene dargestellt. Zur Übersicht sind die relativen Fehler aller in der Modellrechnung berücksichtigten Zustände in der Tabelle 2.5 für fünf verschiedene  $T_e$ - $n_e$ -Paare dargestellt. In der Tendenz werden die Ergebnisse der Analyse der Besetzungswege wiedergegeben. Besonders klein sind die Fehler der  $n^1P$ -Zustände. Die Fehler der Triplettzustände sind besonders groß, da die Besetzung des Triplettsystems von vielen, weniger genau bekannten Ratenkoeffizienten abhängt. Weiterhin wachsen die Fehler der hochangeregten Zustände mit der Elektronendichte an.

Zusammengefaßt folgt, daß die Fehler der Besetzungsdichten oft kleiner sind, als es die großen Fehler der Ratenkoeffizienten vermuten lassen. Ursache hierfür ist einerseits die Beteiligung mehrerer Ratenkoeffizienten an der Besetzung eines Zustands. Bei der Änderung nur eines Ratenkoeffizienten folgt dementsprechend eine geringere Änderung der Besetzungsdichte. Ein weiterer Möglichkeit für eine nur kleine Auswirkung der Fehler der Ratenkoeffizienten ergibt sich, falls die Verhältnisse der Besetzungsdichten nahe den Bedingungen im thermodynamischen Gleichgewicht sind. Im thermodynamischen Gleichgewicht ist die Anzahl der Anregungs- und Entvölkerungsprozesse (unabhängig vom Wert des Ratenkoeffizienten) gleich groß. Eine moderate Änderung der Ratenkoeffizienten hat also keine Auswirkung auf die Besetzungsdichten.

Abschließend bleibt zu betonen, daß, wie im Kapitel 4 gezeigt wird, die Ergebnisse der Modellrechnung wesentlich genauer ist, als es die hier gezeigte Summe der maximal möglichen Fehler vermuten läßt.

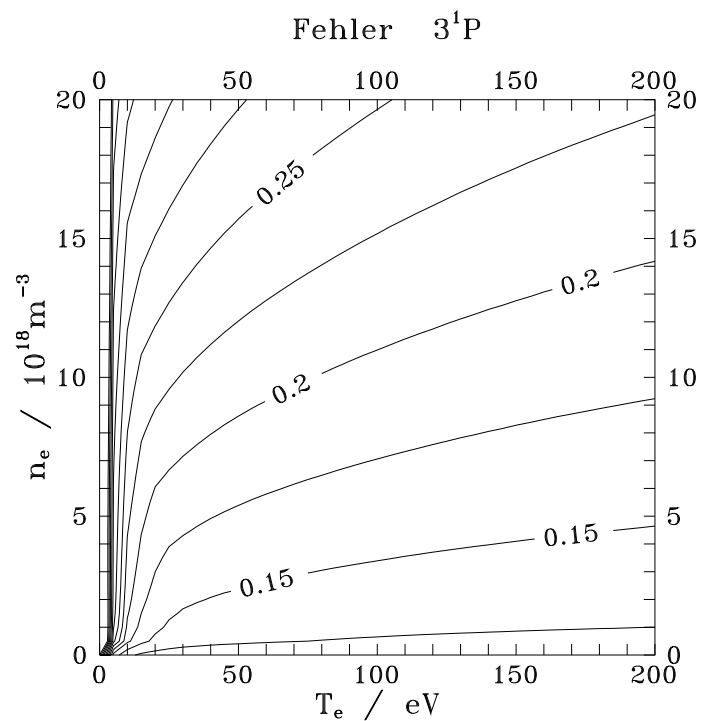
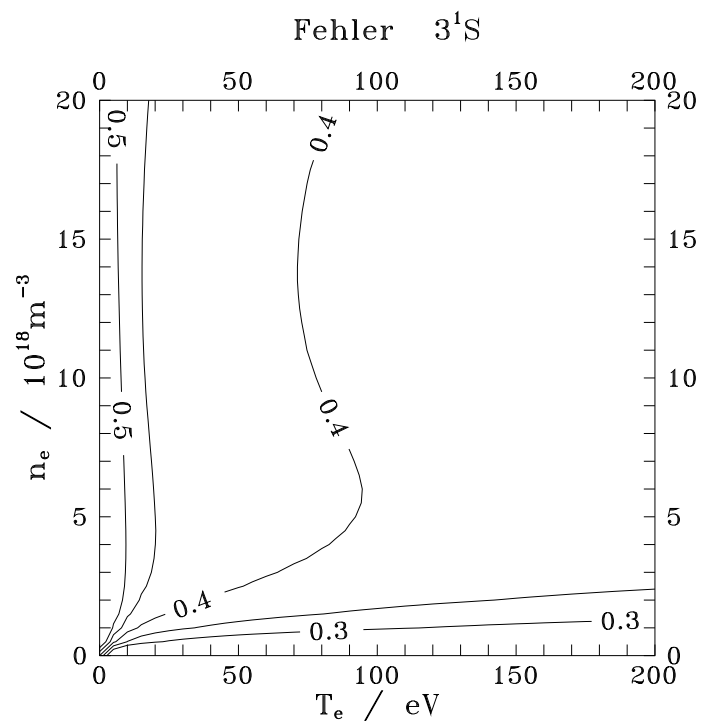


Abbildung 2.18: Höhenliniendiagramm der relativen Fehler der Zustände  $3^1S$  und  $3^1P$  (eine 1 entspricht einem Fehler von 100%)

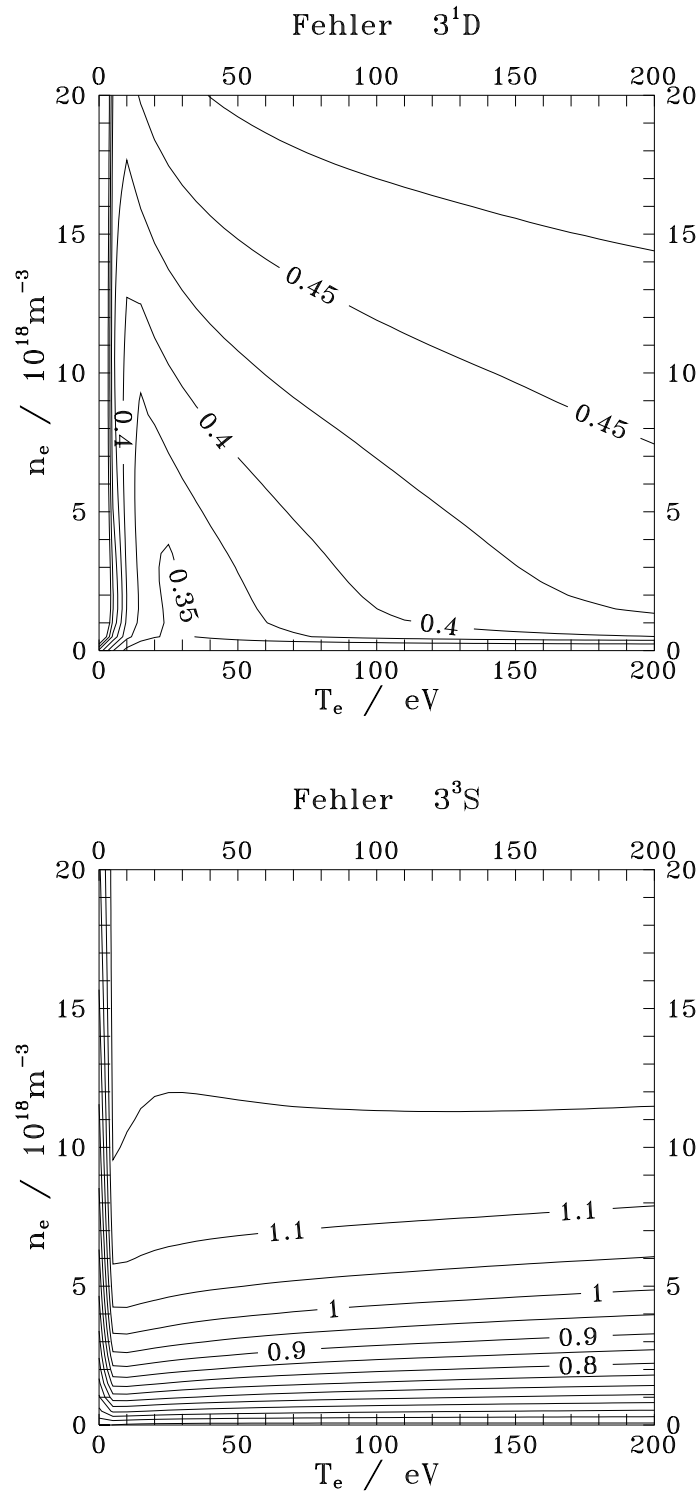


Abbildung 2.19: Höhenliniendiagramm der relativen Fehler der Zustände  $3^1D$  und  $3^3S$  (eine 1 entspricht einem Fehler von 100%)

	$T_e = 10\text{eV}$ $n_e = 10^{17}\text{m}^{-3}$	$10\text{eV}$ $10^{18}\text{m}^{-3}$	$10\text{eV}$ $10^{19}\text{m}^{-3}$	$50\text{eV}$ $5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$	$100\text{eV}$ $10^{19}\text{m}^{-3}$
$2^3\text{S}$	0.42	0.58	0.88	0.87	0.94
$2^1\text{S}$	0.25	0.25	0.23	0.21	0.21
$2^3\text{P}$	0.50	0.64	0.98	0.92	1.01
$2^1\text{P}$	0.15	0.16	0.16	0.12	0.12
$3^3\text{S}$	0.47	0.72	1.14	1.04	1.13
$3^1\text{S}$	0.22	0.42	0.47	0.41	0.39
$3^3\text{P}$	0.53	0.88	1.24	1.14	1.22
$3^3\text{D}$	0.58	0.88	1.28	1.22	1.32
$3^1\text{D}$	0.36	0.40	0.39	0.38	0.44
$3^1\text{P}$	0.15	0.20	0.27	0.17	0.19
$4^3\text{S}$	0.50	0.87	1.43	1.27	1.38
$4^1\text{S}$	0.33	0.46	0.58	0.39	0.44
$4^3\text{P}$	0.63	0.95	1.51	1.35	1.46
$4^3\text{D}$	0.62	0.98	1.55	1.42	1.52
$4^1\text{D}$	0.37	0.40	0.67	0.51	0.59
$4^3\text{F}$	0.66	1.04	1.57	1.49	1.58
$4^1\text{F}$	0.45	0.50	0.73	0.64	0.72
$4^1\text{P}$	0.18	0.24	0.56	0.32	0.40
$5^3\text{S}$	0.63	1.02	1.67	1.50	1.63
$5^1\text{S}$	0.61	0.56	0.78	0.59	0.67
$5^3\text{P}$	0.68	1.06	1.70	1.55	1.67
$5^3\text{D}$	0.66	1.08	1.71	1.58	1.70
$5^1\text{D}$	0.46	0.53	0.82	0.66	0.74
$5^3\text{F}$	0.75	1.11	1.72	1.62	1.73
$5^1\text{F}$	0.57	0.58	0.85	0.72	0.80
$5^1\text{G}$	0.68	0.62	0.87	0.77	0.86
$5^3\text{G}$	0.85	1.15	1.73	1.64	1.75
$5^1\text{P}$	0.36	0.46	0.78	0.58	0.67

Tabelle 2.5: Tabelle der relativen Fehler der Besetzungsdichten für fünf verschiedene  $T_e$ - $n_e$ -Paare (eine 1 entspricht einem Fehler von 100%)

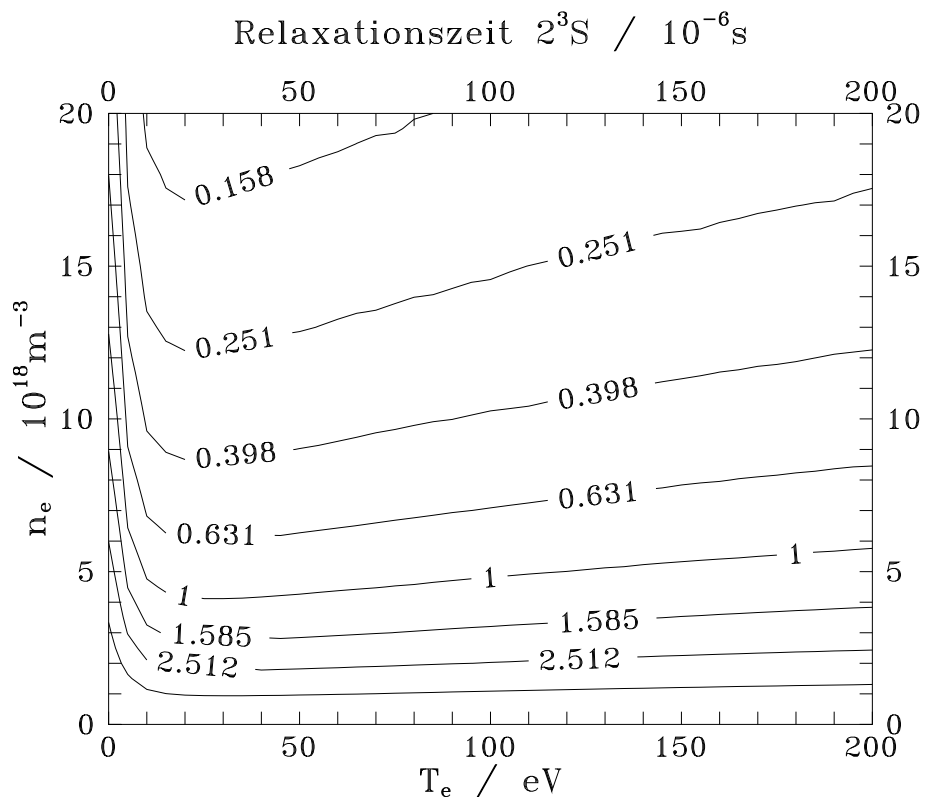


Abbildung 2.20: Höhenliniendiagramm der Relaxationszeit des metastabilen Triplettzustands  $2^3S$

## 2.5 Relaxation

Die Zeitkonstante, die das Relaxationsverhalten charakterisiert, ist die Relaxationszeit  $\tau_{relax} = f(T_e, n_e)$ . Sie ist wie üblich definiert als exponentielle Zeitkonstante für das Erreichen des  $(1 - \frac{1}{e})$ -fachen Wertes. Nach  $\tau_{relax}$  wird 63% , nach  $2 \cdot \tau_{relax}$  86% und nach  $3 \cdot \tau_{relax}$  95% des Gleichgewichtwertes erreicht. Abbildung 2.20 zeigt einen Konturplot der Relaxationszeit des metastabilen Triplett-Zustands  $2^3S$  in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene. Die Relaxationszeit von  $2^3S$  beeinflusst wesentlich die der übrigen Triplettlinien und ist damit die charakteristische Relaxationszeit der Temperaturmessung. Es gibt Triplett-Zustände, die schneller als der metastabile Triplett-Zustand 63% ihres Endwertes erreichen, 95% des Endwertes wird aber auf der Zeitskala des metastabilen Zustands erreicht. Für Temperaturen  $T_e \geq 10eV$  ist  $\tau_{relax}$  im wesentlichen eine Funktion der Elektronendichte. Unterhalb von 10eV gibt es zusätzlich einen Einfluß der Temperatur. Die Relaxationszeiten der Singulettlinien sind typischerweise eine Größenordnung kleiner als die der Triplettlinien (vgl. auch Abb. 2.2).

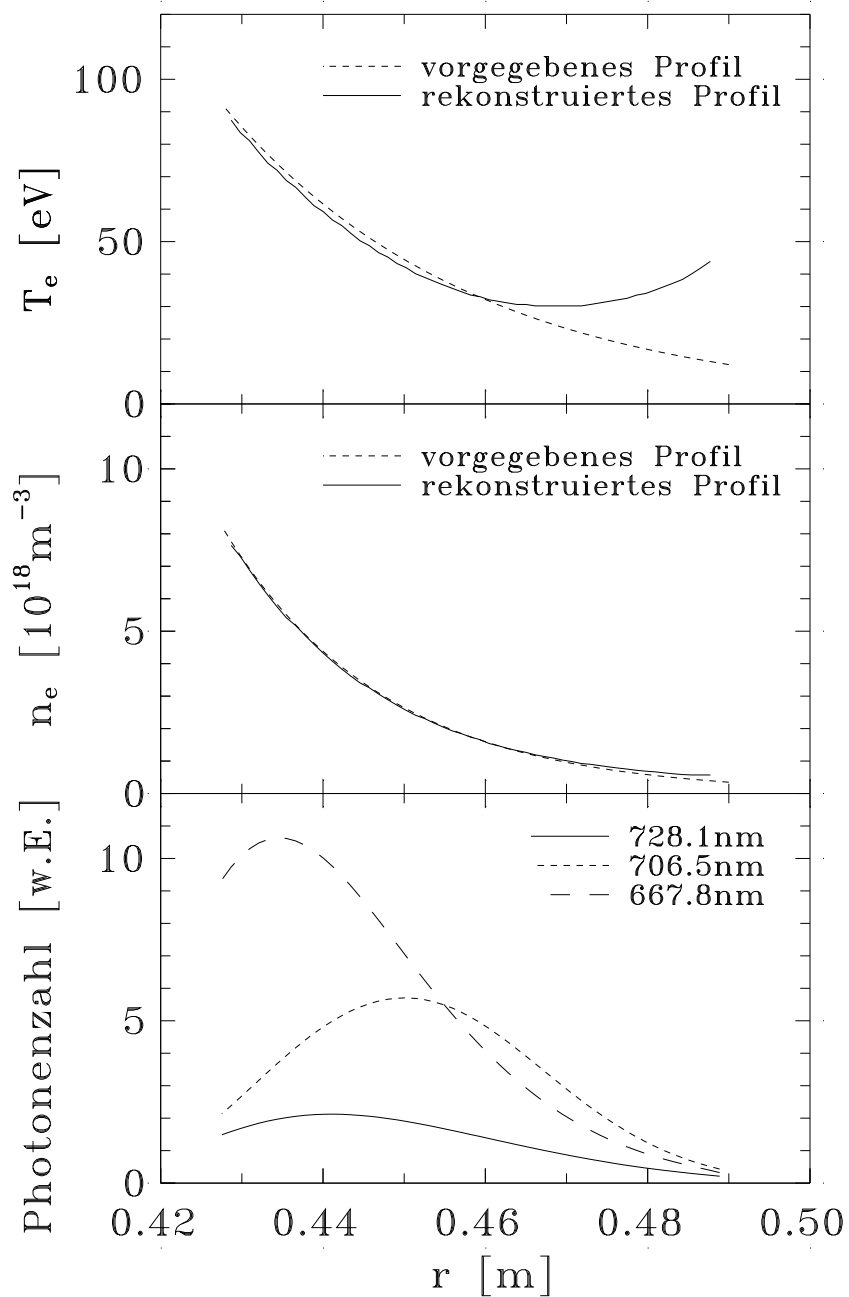


Abbildung 2.21: Gültigkeitsbereich der quasistationären Auswertemethode. Die Rechnung wurde für ein typisches Randschichtplasma an TEXTOR-94 durchgeführt (Ohmsche Heizung). Die letzte geschlossene Flußfläche befindet sich bei  $r = 0.46\text{m}$ .

Bei Elektronendichten unterhalb von  $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$  führt die zu große Relaxationszeit der Tripletlinien zu Fehlern bei der Messung der Elektronentemperatur.

### 2.5.1 Relaxationsverhalten beim Eindringen des Strahls in das Plasma

Für ein vorgegebenes Profil von Elektronentemperatur und -dichte soll nun das Relaxationsverhalten des Heliumstrahls beim Eindringen in das Plasma diskutiert werden. Zunächst wurden mit der zeit- bzw. ortsabhängigen Lösungsmethode die resultierenden Emissionsprofile berechnet, anschließend erfolgte mit der quasistationären Auswertemethode die Rekonstruktion der  $T_e$ - und  $n_e$ -Profile. Abweichungen zwischen dem vorgegebenen und den rekonstruierten Profilen sind auf Relaxationseffekte zurückzuführen.

In Abb. 2.21 werden die vorgegebenen und die rekonstruierten Profile verglichen. Bei Elektronendichten  $n_e < 2 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$  ist deutlich ein Relaxationseffekt zu erkennen. Aufgrund der zu großen Relaxationszeit ist die Besetzungsdichte von  $3^3\text{S}$  zu klein, aus dem zu großen  $T_e$ -Linienintensitätsverhältnis  $R_{T_e}$  folgt die Überschätzung der Temperatur

$$R_{T_e} = \frac{I(\lambda = 728.1 \text{nm})}{I(\lambda = 706.5 \text{nm})} \propto \frac{n(3^1\text{S})}{n(3^3\text{S})}. \quad (2.29)$$

Dieser Relaxationseffekt ist bei der Bestimmung der Abfalllänge der Temperatur zu berücksichtigen.

Demgegenüber erfolgt die Rekonstruktion des Dichteprofiles nahezu ungestört. Die kleinen Abweichungen resultieren aus dem Einfluß der (überschätzten) Temperatur auf die Dichtebestimmung. Die Rechnung wurde für einen monoenergetischen Heliumstrahl der Geschwindigkeit  $v = 1.6 \text{km/s}$  durchgeführt.

### 2.5.2 Relaxationsverhalten für schnelle Änderungen von Elektronentemperatur und -dichte

Auf der Basis von Brodass Stoß-Strahlungs-Modell führte ich im Rahmen meiner Diplomarbeit [Bri94] eine Untersuchung des Relaxationsverhaltens des Modells durch. Ein zentrales Ergebnis dieser Arbeit war, daß die Relaxationszeiten der Linienintensitätsverhältnisse bei Elektronendichten oberhalb von  $5 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$  so klein sind, daß Fluktuationen von Elektronentemperatur und -dichte mit Frequenzen von bis zu 100kHz quasistationär ausgewertet werden können.

Der Vollständigkeit halber wird in Abb. 2.22 ein Beispiel gezeigt, daß mit dem neuen, in dieser Arbeit entwickelten Stoß-Strahlungs-Modell berechnet wurde. Die Vorgehensweise ist der im letzten Unterkapitel ähnlich. Zunächst wurden für vorgegebene, sinus- bzw. cosinusförmig modulierte  $T_e$  und  $n_e$  (durchgezogene Linie) mit der zeitabhängigen Methode Linienintensitätsverhältnisse berechnet, die anschließend mit der quasistationären Methode in Zeitspuren von  $T_e$  und  $n_e$  zurückgerechnet wurden (gestrichelte Kurve). Die Modulationsfrequenz ist  $f = 100 \text{kHz}$ , die relative Amplitude der Modulation ist 10%, die mittlere Elektronendichte ist  $n_e = 10^{19} \text{m}^{-3}$ , die mittlere Temperatur ist  $T_e = 50 \text{eV}$ .

Die rekonstruierten Zeitspuren von  $T_e$  und  $n_e$  geben bis auf kleine Abweichungen der Elektronentemperatur von maximal einem Prozent die vorgegebenen Kurven wieder. Der Einfluß der Phasenverschiebung von  $T_e$ - und  $n_e$ -Fluktuationen ist vernachlässigbar.

Als Konsequenz für das Experiment kann gezogen werden, daß sowohl die Phasenbeziehung zwischen  $T_e$ - und  $n_e$ -Fluktuationen als auch die Fluktuationsamplituden gemessen



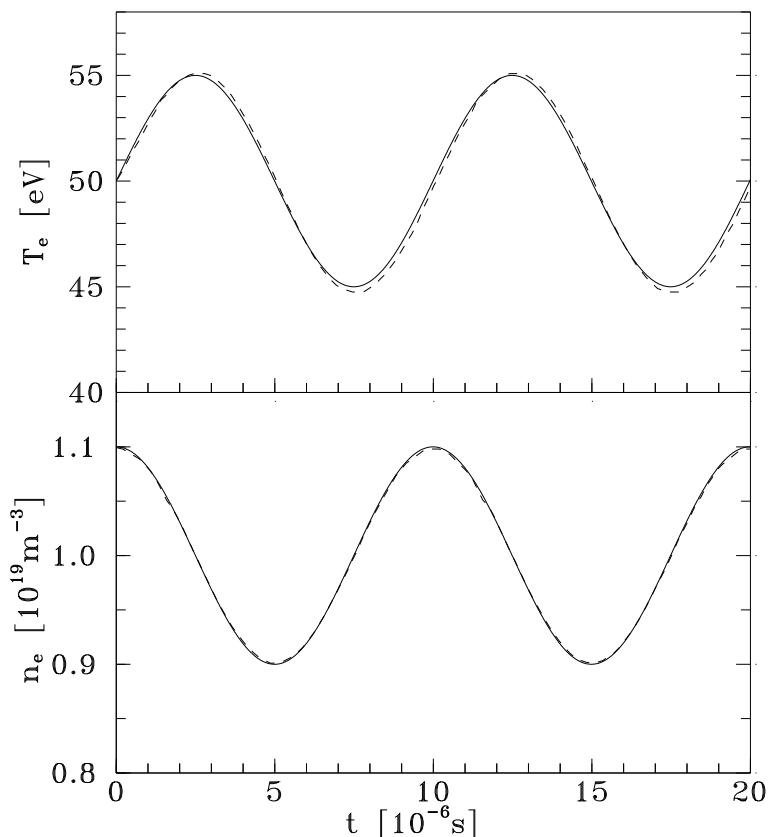


Abbildung 2.22: Untersuchung des Relaxationsverhaltens für schnell mit der Zeit variierende  $T_e$  und  $n_e$ .

Für vorgegebene, sinus- bzw. cosinusförmig modulierte  $T_e$  und  $n_e$  (durchgezogene Linie) wurden mit der zeitabhängigen Methode Linienintensitätsverhältnisse berechnet, die anschließend mit der quasistationären Methode in Zeitspuren von  $T_e$  und  $n_e$  zurückgerechnet wurden (gestrichelte Kurve). Die Modulationsfrequenz ist  $f = 100\text{kHz}$ , die relative Amplitude der Modulation ist 10%.

werden können, wenn drei Linienintensitäten an einem Ort genügend genau gemessen werden können<sup>7</sup>. Der Leser beachte die Variation der Relaxationszeit mit  $n_e$  (und  $T_e$ ). Bei kleineren Elektronendichten werden die Relaxationszeiten länger, d.h. die Grenzfrequenz für quasistationär auswertbare Fluktuationen verringert sich. Im Falle eines nicht relaxierten Heliumstrahls ist aber immer noch die Phasenbeziehung zwischen  $T_e$ - und  $n_e$ -Fluktuationen meßbar.

<sup>7</sup>Die experimentellen Voraussetzungen für Fluktuationmessungen sind nicht einfach zu erfüllen. Der interessierte Leser sei auf die Arbeit von Huber verwiesen [Hub97], der an TEXTOR-94 mit thermischen Lithiumstrahlen Fluktuationen der Elektronendichte untersuchte. Mit der Überschallquelle, die im nächsten Kapitel vorgestellt wird, steht an TEXTOR-94 eine hinreichend schmaler Heliumstrahl zur Verfügung. Problematisch kann das im Vergleich zur Lithiumstrahldiagnostik schlechtere Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der Heliumstrahldiagnostik sein.

Übergang	$\lambda$	$T_e = 10\text{eV}$	$10\text{eV}$	$50\text{eV}$
		$n_e = 10^{18}\text{m}^{-3}$	$5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$	$5 \cdot 10^{18}\text{m}^{-3}$
	[nm]	[s <sup>-1</sup> ]	[s <sup>-1</sup> ]	[s <sup>-1</sup> ]
2 <sup>1</sup> P-3 <sup>1</sup> S	728.1	11.60	47.0	138.1
2 <sup>3</sup> P-3 <sup>3</sup> S	706.5	85.00	288.0	341.8
2 <sup>1</sup> P-3 <sup>1</sup> D	667.8	27.50	521.0	684.3
2 <sup>3</sup> P-3 <sup>3</sup> D	587.6	288.00	2360.0	1960.0
2 <sup>1</sup> P-4 <sup>1</sup> S	504.8	0.97	4.4	16.4
2 <sup>1</sup> S-3 <sup>1</sup> P	501.6	2.15	70.7	109.1
2 <sup>1</sup> P-4 <sup>1</sup> D	492.2	4.78	52.5	151.7
2 <sup>3</sup> P-4 <sup>3</sup> S	471.3	6.73	18.8	25.9
2 <sup>3</sup> P-4 <sup>3</sup> D	447.1	37.50	173.0	205.0
2 <sup>1</sup> P-5 <sup>1</sup> S	443.8	0.20	1.3	5.1
2 <sup>1</sup> P-5 <sup>1</sup> D	438.8	1.68	16.6	54.5
2 <sup>3</sup> P-5 <sup>3</sup> S	412.1	1.18	3.9	5.0
2 <sup>3</sup> P-5 <sup>3</sup> D	402.6	11.50	49.1	57.2
2 <sup>1</sup> S-4 <sup>1</sup> P	396.5	1.05	12.3	43.1
2 <sup>3</sup> S-3 <sup>3</sup> P	388.9	49.50	206.0	229.0

Tabelle 2.6: Tabelle der mit dem Stoß-Strahlungs-Modell berechneten Intensitäten der Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich (in [Photonen/(Sekunde·Atom)]) für drei verschiedene  $T_e$ - $n_e$ -Paare

## 2.6 Eindringtiefe und Meßbereich

Mit der stationären Lösung des Stoß-Strahlungs-Modells kann die Ionisationszeit  $\tau_{ion}$  bestimmt werden, indem das Skalarprodukt von Besetzungsdichtenvektor und dem Vektor der Ionisationsraten berechnet wird.

$$\tau_{ion}^{-1} = \mathbf{n}_{rel} \cdot \begin{pmatrix} \langle \sigma_{ion,1v} \rangle n_e \\ \langle \sigma_{ion,2v} \rangle n_e \\ \vdots \\ \langle \sigma_{ion,29v} \rangle n_e \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Die Berücksichtigung der Ionisation aus allen Zuständen ist vor allem bei kleinen Elektronentemperaturen und großen Elektronendichten notwendig (vgl. Abb. 2.17).

Betrachten wir nun die Eindringtiefe eines monoenergetischen Heliumstrahls der Geschwindigkeit in ein Plasma konstanter Temperatur und -dichte. Die Eindringtiefe ist durch das Produkt von Ionisationszeit und Strahlgeschwindigkeit gegeben. In Abb. 2.23, oben ist die Eindringtiefe des Heliumstrahls als Höhenlinienbild in der  $T_e$ - $n_e$ -Ebene für  $v_{He} = 1.6\text{km/s}$  dargestellt. Die Eindringtiefen hängen bei großen Temperaturen überwiegend von der Dichte und bei kleinen Dichten von der Temperatur ab.

Eine natürliche Begrenzung des Meßbereiches des Heliumstrahls ist durch seine Eindringtiefe gegeben. Eine weitere Einschränkung folgt durch die Meßbarkeit der Heliumlini-

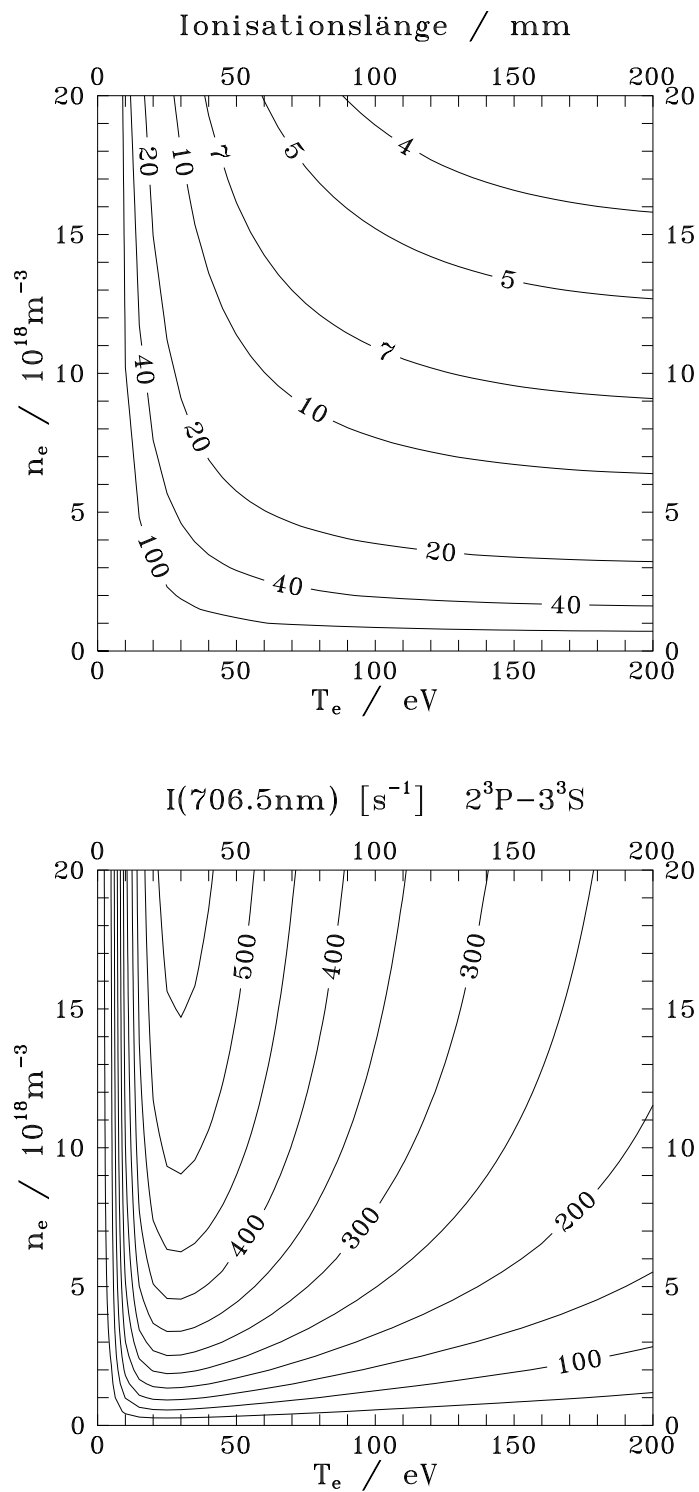


Abbildung 2.23: Höhenliniendiagramm der Ionisationslänge eines monoenergetischen Heliumstrahls der Geschwindigkeit  $v = 1.6 \text{ km/s}$  in einem homogenen Plasma und Höhenliniendiagramm der Intensität der Tripletlinie  $\lambda = 706.5 \text{ nm}$  (in [Photonen/(Sekunde·Atom)])

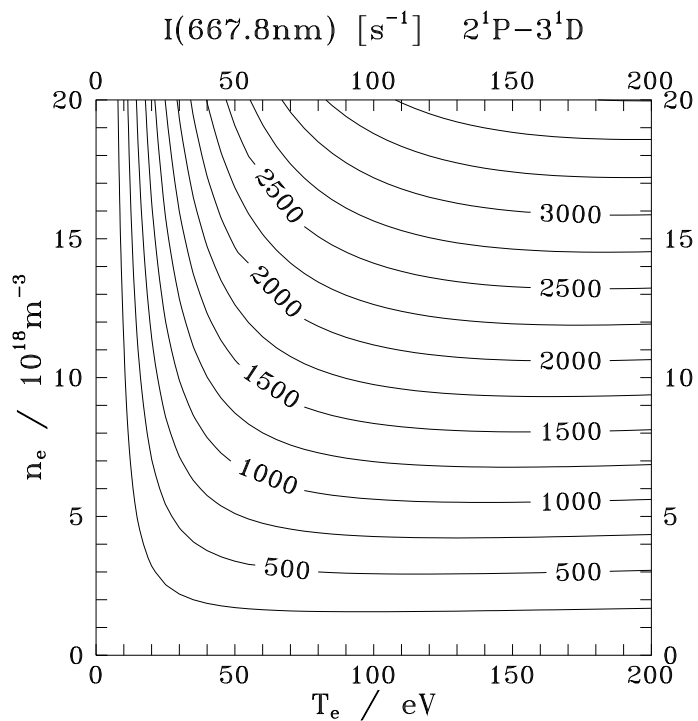
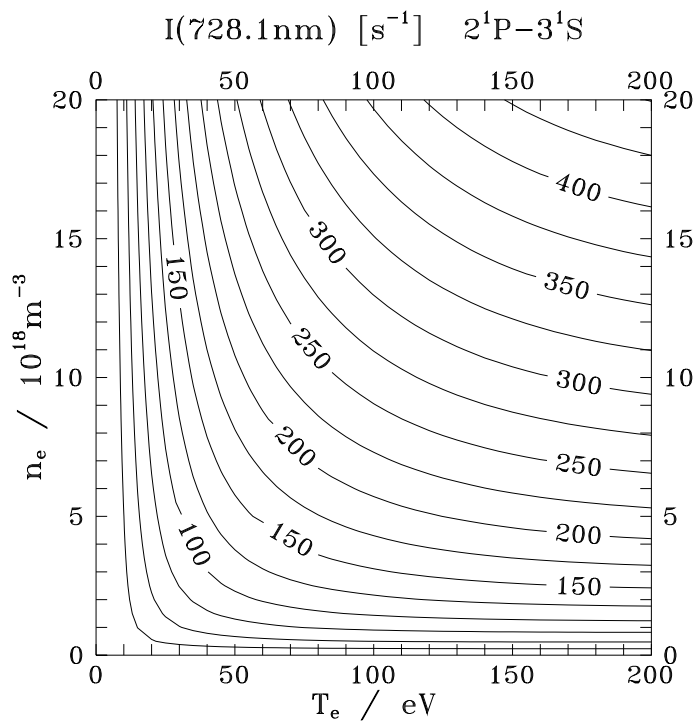


Abbildung 2.24: Höhenliniendiagramme der Intensitäten der Singulettlinien  $\lambda = 728.1\text{nm}$  und  $\lambda = 667.8\text{nm}$  (in [Photonen/(Sekunde·Atom)])

en. Beim Betrachten des Höhenlinienbildes der Eindringtiefen könnte der Leser denken, daß die Methode auch in Plasmen mit  $T_e \ll 10\text{eV}$  und  $n_e \gg 5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$  angewendet werden kann, da der Strahl nahezu ungehindert eindringt. In diesem Bereich ist allerdings auch die Linienintensität sehr klein (vgl. die Höhenlinienbilder der Linienintensitäten in Abb. 2.23 und 2.24). Die Tripletlinien sind bei kleinen Temperaturen vergleichsweise stark, weil der metastabile Tripletzustand relativ stark besetzt ist. Die Bedeutung (und Besetzungsdichte) des metastabilen Singulettzustands ist wesentlich kleiner, da er durch Stoßanregung  $2^1\text{S}$ - $2^1\text{P}$  und anschließenden Strahlungszerfall  $1^1\text{S}$ - $2^1\text{P}$  entleert werden kann. Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 2.6 die Intensitäten aller in der Modellrechnung berücksichtigten Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich dargestellt.

Eine weitere Einschränkung des Meßbereiches ergibt sich bei Temperaturen unter  $10\text{eV}$  für die Dichtemessung, da mit fallender Temperatur die  $T_e$ -Abhängigkeit des  $n_e$ -sensitiven Verhältnisses zunimmt (vgl. Abb. 2.4 und die Bemerkungen zur Dichtemessung von Sasaki [Sas95]).

## 2.7 Nicht-Maxwellsche Verteilungsfunktionen

Unter manchen experimentellen Bedingungen können signifikante Abweichungen von einer Maxwellschen Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion auftreten. An TEXTOR-94 wird dieser Effekt z.B. in Entladungen mit elektromagnetischer Zusatzheizung (ICRH-Heizung) vermutet. Der Einfluß nicht-thermischer Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen auf die Besetzungsdichten des Heliumstrahls soll anhand eines vereinfachten Beispiels untersucht werden.

Nehmen wir der Einfachheit halber eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an, die als Überlagerung zweier Maxwellverteilungen verschiedener Temperaturen angenähert werden kann. In diesem einfachen Fall können zur Berechnung der Besetzungsdichten die Ratenkoeffizienten für Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen verwendet werden ([Sum97a], [Sas95]). Wenn diese vereinfachende Annahme nicht gilt, dann muß eine erneute Berechnung der Ratenkoeffizienten durch Mittelung der Querschnitte über die nicht-thermische Geschwindigkeitsverteilung durchgeführt werden.

Betrachten wir also den einfachen Fall einer Überlagerung zweier Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen. Die Temperatur der heißen Komponente sei  $T_{e,h}$ , die der kalten Komponente sei  $T_{e,c}$ . Der Anteil der heißen Elektronen an der gesamten Elektrodendichte sei  $\alpha = n_{e,h}/(n_{e,h} + n_{e,c}) = n_{e,h}/n_e$ . Die Rategleichung lautet:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}n_i = & + \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ji} v \rangle (T_{e,c}) (1 - \alpha) n_e n_j - \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle (T_{e,c}) (1 - \alpha) n_e n_i \\ & + \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ji} v \rangle (T_{e,h}) \alpha n_e n_j - \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle (T_{e,h}) \alpha n_e n_i \\ & - \langle \sigma_{i, Ion} v \rangle (T_{e,c}) (1 - \alpha) n_e n_i - \langle \sigma_{i, Ion} v \rangle (T_{e,h}) \alpha n_e n_i \\ & + \sum_{j > i} A_{ji} n_j - \sum_{i > j} A_{ij} n_i \end{aligned}$$

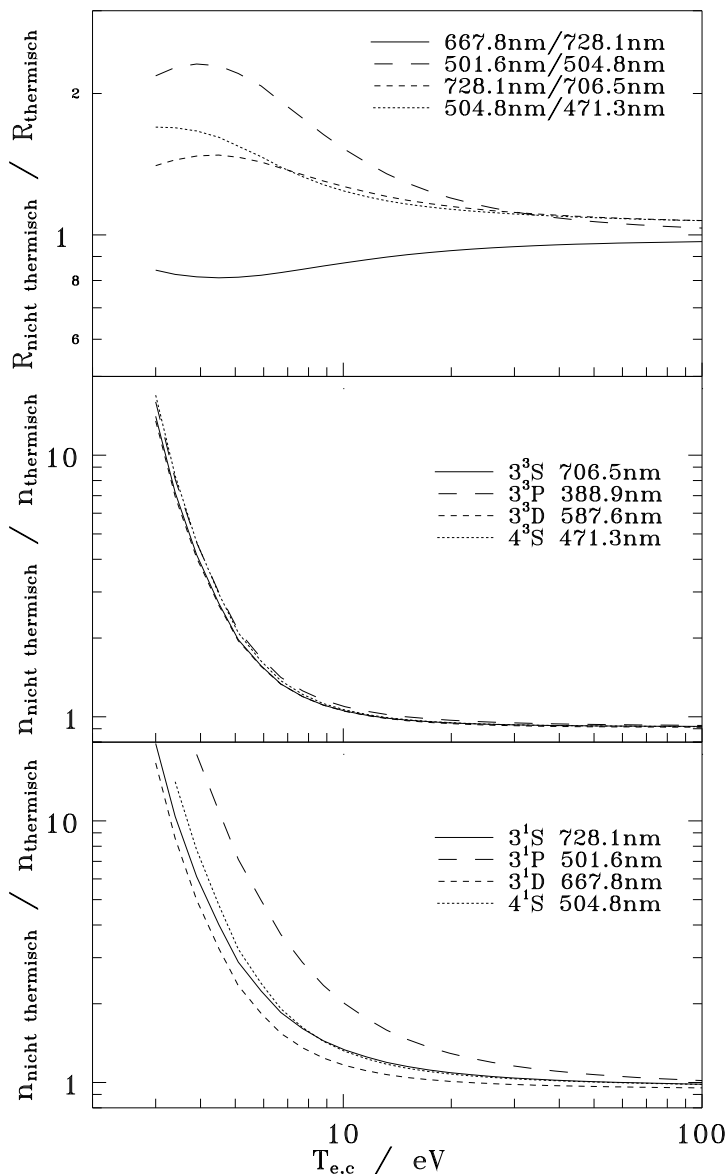


Abbildung 2.25: Einfluß nicht-thermischer Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen auf Besetzungsdichten und Linienintensitätsverhältnisse. Der Anteil der heißen Komponente an der gesamten Elektronendichte beträgt 10%, das Verhältnis der Temperaturen der kalten und heißen ist  $T_{e,c}/T_{e,h} = 1/5$ , die Rechnung wurde für  $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{m}^{-3}$  durchgeführt. Aufgetragen sind jeweils die Quotienten der Ergebnisse bei Maxwellscher und nicht-Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung:

- unten: Änderungen der Besetzungsdichten  $n$  im Singulettssystem
- Mitte: Änderungen der Besetzungsdichten  $n$  im Triplettssystem
- oben: Änderung der Linienintensitätsverhältnisse  $R$

Die Untersuchung des Einflusses der heißen Elektronen auf die Besetzungsdichten erfolgt durch die Bestimmung der Verhältnisse der Ergebnisse, die für den Fall einer thermischen bzw. einer nicht-thermischen Verteilungsfunktion berechnet wurden. In (Abb. 2.25) sind als Beispiel die Ergebnisse für  $T_{e,h}/T_{e,c} = 5$  und  $\alpha = 1/10$  für verschiedene Temperaturen dargestellt. Aus praktischen Gründen wurden alle Rechnungen mit einem n=4-Modell auf der Basis der ADAS Datensätze kvil19he und kvih19he durchgeführt (im ersten Datensatz sind Ratenparameter für Temperaturen zwischen 1eV und 200eV, im zweiten Datensatz für Temperaturen zwischen 100eV und 20keV definiert).

Die Beimischung heißer Elektronen hat bei kleinen Temperaturen  $T_{e,c} < 20\text{eV}$  wesentlichen Einfluß auf die Besetzungsdichten der Zustände, da die Ratenkoeffizienten für Anregung aus dem Grundzustand bei kleinen  $T_e$  sehr steil ansteigen. Die Besetzungsdichte der Singulettzustände reagieren unterschiedlich stark auf die heißen Elektronen. Der Effekt ist bei  $3^1\text{P}$  besonders ausgeprägt, da der Ratenkoeffizient sehr stark mit  $T_e$  ansteigt. Die Besetzungsdichten der Triplettzustände reagieren gleichmäßiger und schwächer, da bei kleinen Elektronentemperaturen die Anregung aus  $2^3\text{S}$  dominiert.

Aus dem unterschiedlichen Verhalten der Besetzungsdichten der Singulettzustände folgt ein unterschiedliches Verhalten der Intensitätsverhältnisse. Der Einfluß auf die Messung von Elektronentemperatur und -dichte mit den roten Heliumlinien ist vergleichsweise klein.

In kalten Plasmen hinreichend großer Elektronendichte kann durch Messung von mindestens vier verschiedenen Heliumlinien (z.B. 667.8nm, 706.5nm, 728.1nm und 501.4nm) festgestellt werden, ob ein wesentlicher Anteil nicht-thermischer, heißer Elektronen vorhanden ist.

# Kapitel 3

## Erzeugung eines Heliumstrahls

In diesem Kapitel werden die an TEXTOR-94 genutzten Methoden zur Erzeugung eines Heliumstrahls vorgestellt. Die Gaseinlasse in der Äquatorebene von TEXTOR-94 außen und innen bestehen aus Röhrendüsen. Die Funktionsweise dieser Düsen ist der von Effusionsquellen ähnlich. Zur Einführung wird zunächst das Prinzip der Effusionsquellen beschrieben, anschließend werden die im Labor gemessenen Eigenschaften der Röhrendüse vorgestellt und diskutiert. Der Hauptteil dieses Kapitels ist der Entwicklung einer Überschallheliumquelle kleiner Strahldivergenz gewidmet. Dazu wurde zunächst im Labor eine Quelle entwickelt, die den Anforderungen der Diagnostik an TEXTOR-94 genügt. Nach dem Nachweis der erforderlichen Parameter im Labor wurde ein Konstruktionsplan für TEXTOR-94 entworfen. Schließlich wurde dieser Überschallstrahl an TEXTOR-94 aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

### 3.1 Strömung im Vakuum

Strömungen im Vakuum lassen sich durch die Knudsenzahl  $K = \bar{\ell}/d$ , dem Verhältnis von mittlerer freier Weglänge  $\bar{\ell}$  und Durchmesser  $d$  charakterisieren [Wut88]. Die folgenden Bereiche werden unterschieden:

Großvakuum	viskose Strömung	$K < 10^{-2}$
Feinvakuum	Knudsen-Strömung	$10^{-2} < K < 0.5$
Hochvakuum	Molekularströmung	$0.5 < K$

Tabelle 3.1: Unterscheidung der Vakuumbereiche

Im Großvakuum werden die Strömungsvorgänge durch die Wechselwirkung der Teilchen dominiert. Diese Vorgänge lassen sich durch die Thermodynamik beschreiben. Im Hochvakuum sind dagegen die Stöße zwischen den Teilchen vernachlässigbar, die Stöße mit der Wand dominieren die Strömungsvorgänge.



$p_{\text{He}}/\text{mbar}$	$\bar{\ell}/\text{mm}$
1000	$1.8 \cdot 10^{-4}$
1	0.18
$10^{-3}$	180

Tabelle 3.2: Mittlere freie Weglängen  $\bar{\ell}$  von Helium bei Raumtemperatur  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $\bar{\ell} \cdot p = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{mbar m}$

## 3.2 Effusionsquellen

Betrachten wir den Fall der Effusion durch eine Blende. Zwei große Gefäße seien getrennt durch eine dünne Wand. In der Wand ist ein Loch des Durchmessers  $d \ll \bar{\ell}$ , die Querschnittsfläche sei  $A$ . Die Dichte im ersten Gefäß sei  $n$ , die im zweiten vernachlässigbar klein. Die Anzahl der Atome  $\dot{N}$ , die pro Zeiteinheit durch die Blende strömt, ist

$$d\dot{N}_{\text{Effusion}} = \frac{d\Omega}{4\pi} n \bar{v} A \cos \vartheta, \quad (3.1)$$

wobei  $\vartheta$  der Winkel zur Normalen der Oberfläche,  $\omega$  der Raumwinkel und  $\bar{v}$  die mittlere Geschwindigkeit der Atome ist. Mit  $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$  und durch Integration über  $\vartheta$  von 0 bis  $\frac{\pi}{2}$  folgt:

$$\dot{N}_{\text{Effusion}} = \frac{1}{4} n \bar{v} A. \quad (3.2)$$

Diese Herleitung gilt streng genommen nur für  $d \ll \bar{\ell}$ . Zur Erhöhung des Flusses werden effusive Lochquellen vorwiegend bei höheren Drücken unter der Bedingung  $d \sim \bar{\ell}$  betrieben. In diesem Fall können aufgrund von Stößen Abweichungen von Gleichung 3.1 und 3.2 auftreten [Ram96].

Die Divergenz einer Effusionsquelle kann noch kleiner als die  $\cos \vartheta$ -Abhängigkeit in Gleichung 3.1 werden, wenn anstelle einer dünnen Blende ein Röhrchen der Länge  $l \leq \bar{\ell}$  benutzt wird. Dann ist die Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen den Atomen beim Durchflug durch den Kanal vernachlässigbar. Die Atome auf der Achse des Röhrchens passieren ungehindert, wohingegen die Atome, die auf die Wand treffen, bei der Desorption wieder in alle Richtungen starten. Die Durchlaufwahrscheinlichkeit von Atomen, die unter großen Winkeln in das Rohr eintreten, ist also reduziert [Wut88].

Den Teilchenfluß für derartige Effusionsprozesse erhält man, indem in Gleichung 3.2 die Durchlaufwahrscheinlichkeit  $P$  berücksichtigt wird. Die Herleitung von  $P$  ist nicht trivial. Erste Berechnungen wurden von Knudsen am Anfang des Jahrhunderts durchgeführt, heutzutage werden sie meist mit numerisch aufwendigen Simulationen berechnet (z.B. mit Monte-Carlo-Rechnungen). Im Falle von langen Röhrchen kreisförmigen Querschnittes (Radius  $r$  und Länge  $l$ ) ist  $P = \frac{8r}{3l}$  und es folgt für den Teilchenfluß:

$$\dot{N}_{\text{langesRohr}} = \dot{N}_{\text{Effusion}} \cdot P = \frac{2r}{3l} n \bar{v} A. \quad (3.3)$$

Betrachten wir die Geschwindigkeiten der aus Effusionquellen stammenden Atome und vergleichen sie mit der thermischen Geschwindigkeit gemäß der Maxwell-Boltzmannschen Geschwindigkeitsverteilungsfunktion. Da die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen der Düse proportional zu  $v$  ist, geht in die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion ein zusätzlicher Faktor  $v$  ein [Rei87].

$$F_{\text{Maxwell-Boltzmann}}(v)dv \propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv \quad (3.4)$$

$$F_{\text{Effusion}}(v)dv \propto v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv \quad (3.5)$$

Die zu den Gleichungen gehörenden Proportionalitätskonstanten folgen durch Normierung

$$c_{\text{Maxwell-Boltzmann}} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.6)$$

$$c_{\text{Effusion}} = \frac{m^2}{2k^2T^2}. \quad (3.7)$$

Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Atome  $v_w$ , also das Maximum der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f$  ist:

$$v_{w,\text{Maxwell-Boltzmann}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 1.10 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (3.8)$$

$$v_{w,\text{Effusion}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1.35 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (3.9)$$

Die Zahlenwerte wurden für Helium bei Raumtemperatur  $T = 20^\circ\text{C}$  berechnet. Der Mittelwert der Geschwindigkeit ist definiert durch das Integral  $\int_0^\infty vF(v)dv$ :

$$\bar{v}_{\text{Maxwell-Boltzmann}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 1.24 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (3.10)$$

$$\bar{v}_{\text{Effusion}} = \sqrt{\frac{9\pi kT}{8m}} = 1.46 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (3.11)$$

Die Wurzel aus dem Mittelwert des Quadrats der Geschwindigkeit ist:

$$\sqrt{\overline{v^2}}_{\text{Maxwell-Boltzmann}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = 1.30 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (3.12)$$

$$\sqrt{\overline{v^2}}_{\text{Effusion}} = \sqrt{\frac{4kT}{m}} = 1.51 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (3.13)$$

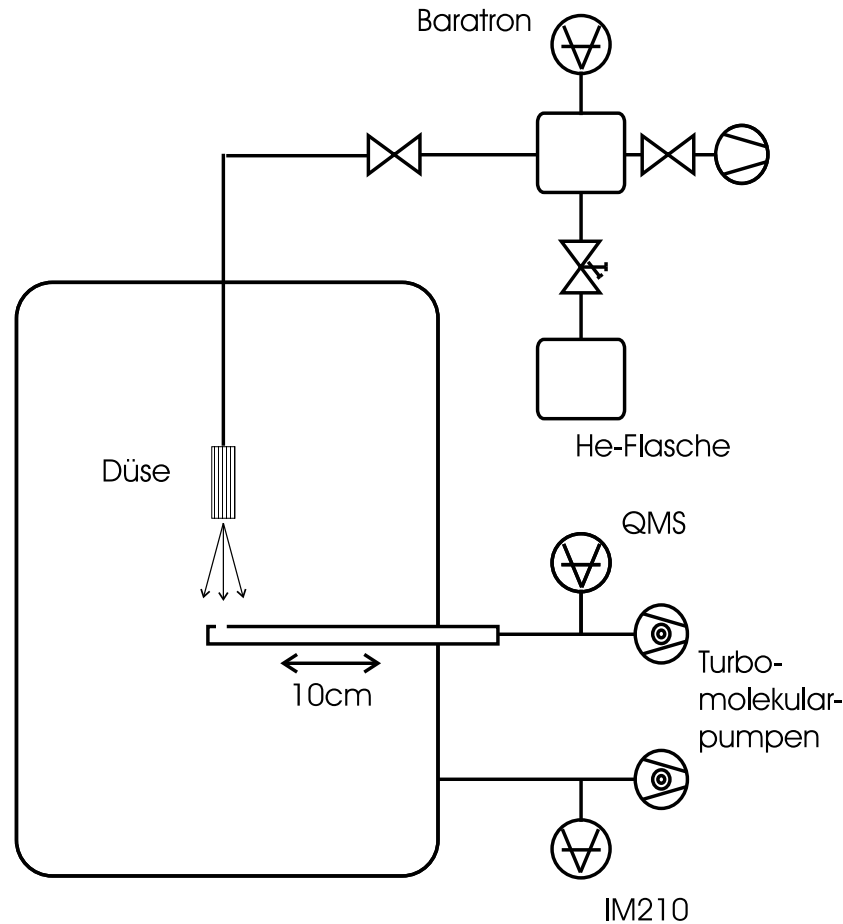


Abbildung 3.1: Aufbau zur Vermessung der Eigenschaften der Röhrchendüse. Die Divergenz des Heliumstrahls ließ sich durch Heliumpartialdruckmessung mit einem Quadrupolmassenspektrometer QMS in einer Meßsonde bestimmen. Der Heliumfluß wurde durch Druckmessung mit einem Ionisationsvakuummeter IM210 bei bekanntem Saugvermögen der Turbomolekularpumpe bestimmt.

### 3.3 Die Röhrchendüse an TEXTOR-94

Der Fluß durch eine Röhrchendüse läßt sich auf einfache Weise durch das Bündeln vieler Röhrchen erhöhen. Die an TEXTOR-94 genutzte Düse besteht aus ca. 340 Röhrchen der Länge  $l = 33\text{ mm}$  mit innerem und äußerem Durchmesser  $d_i = 0.27\text{ mm}$  und  $d_a = 0.4\text{ mm}$ . Die Eigenschaften einer baugleichen Düse wurden im Labor vermessen. Abb. 3.1 zeigt eine Prinzipskizze des Versuchsaufbaus. Zur Bestimmung der Strahldivergenz wurde ein differentiell gepumptes Rohr, welches eine Öffnung des Durchmessers  $d = 1.5\text{ mm}$  in Richtung der Düse hatte, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch den Strahl gefahren. Der Heliumpartialdruck  $p_{He}$  in dieser Sonde wurde mit einem Quadrupolmassenspektrometer (QMS, Typ Balzers QMG064) gemessen. Der sich einstellende Heliumpartialdruck ergab sich aus

der Summe zweier Anteile:

- Durch die Öffnung strömte ein Teil des Strahls direkt in die Meßsonde. Dieser Anteil änderte sich mit der Position der Sonde und war proportional zur Flußdichte des Strahls.
- Aufgrund des Druckes im Rezipienten ergab sich ein von der Position unabhängiger, konstanter Fluß in die Meßsonde. Das Verhältnis dieses konstanten Untergrundes zum maximalen Signal in der Strahlmitte betrug bei den hier gezeigten Messungen typischerweise 60%.

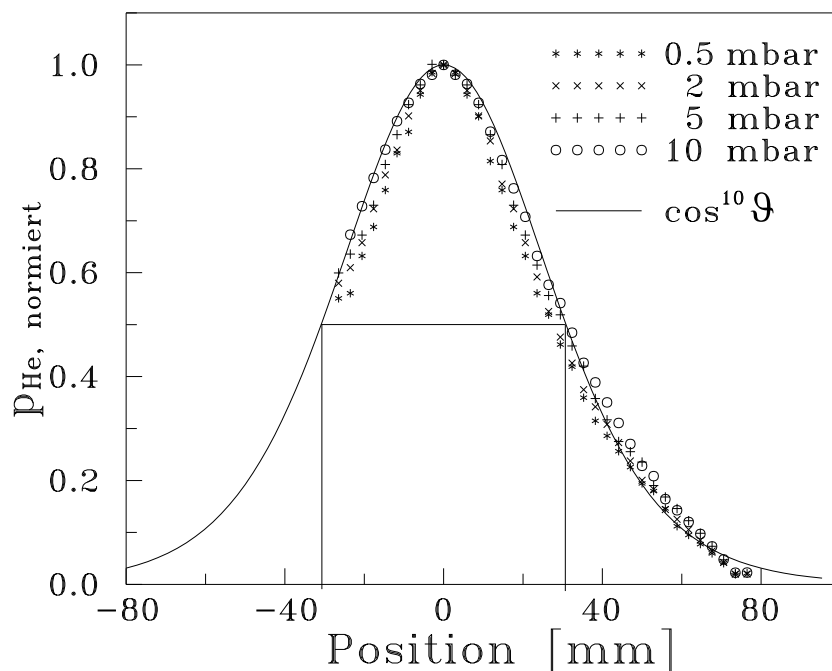


Abbildung 3.2: Breite des mit der Röhrendüse erzeugten Heliumstrahls und Vergleich mit einer Modellfunktion. Dargestellt sind die normierten Profile des Heliumstrahls, die bei verschiedenen Vordrücken in einem Abstand von 80mm gemessen wurden. Die Halbwertsbreite beträgt  $(62 \pm 3)$ mm und ist unabhängig vom Vordruck. Die Profilform läßt sich durch die empirische Funktion  $\cos^{10} \vartheta$  beschreiben.

In einer Entfernung von 80mm wurden für verschiedene Vordrücke die Strahlprofile gemessen. In Abb. 3.2 werden die normierten Strahlprofile miteinander verglichen. Dazu wurde zunächst von den gemessenen Profilen der konstante Untergrund abgezogen und auf das Maximum normiert. Schließlich konnte mit dem Korrekturfaktor  $1/\cos \vartheta$  berücksichtigt werden, daß sich mit dem Winkel  $\vartheta$  die Aufsammelfläche der Meßsonde ändert [Wea86]. Die Breite des Heliumstrahls ist im Rahmen des Meßfehlers unabhängig vom Vordruck und beträgt  $(62 \pm 3)$ mm, das entspricht einer Strahldivergenz von  $\pm 21^\circ$ . Die Profilform kann

in guter Näherung durch die empirische Modellfunktion  $p_{He} \propto \cos^{10} \vartheta$  beschrieben werden (vgl. [Bro93]), wobei  $\vartheta$  der Winkel zur Symmetrieachse des Strahls ist.

Betrachten wir nun den Fluß durch die Röhrendüse. Aus Intensitätsgründen wird die Röhrendüse an TEXTOR-94 mit einem Druck  $p \approx 5$  bis 7mbar betrieben. Unter diesen Bedingungen wird das Kriterium für Effusion  $l \leq \bar{l}$  verletzt. Die charakteristische Knudsenzahl  $K$  bei diesen Bedingungen ist  $K = \frac{\bar{l}}{d} \approx \frac{0.036\text{mm}}{0.27\text{mm}} = 0.13$ , es handelt sich also um Strömung im Feinvakuumbereich. Die Strömung durch lange, kreisrunde Rohre im Feinvakuum wurde schon am Anfang dieses Jahrhunderts von Knudsen untersucht. Er gibt für den pV-Fluß die folgende Formel an [Wut88]:

$$\dot{N}_{pV} = \frac{\pi}{128} \frac{d^4}{\eta l} \frac{(p_1 - p_2)^2}{2} + \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M_{molar}}} \frac{d^3}{l} \frac{1 + \sqrt{\frac{M_{molar}}{RT} \frac{d}{\eta} \frac{p_1 + p_2}{2}}}{1 + 1,24 \sqrt{\frac{M_{molar}}{RT} \frac{d}{\eta} \frac{p_1 + p_2}{2}}} (p_1 - p_2). \quad (3.14)$$

Die Genauigkeit dieser Formel ist bestenfalls 10%, sie geht für kleine bzw. große Drücke in die entsprechenden Gleichungen für Molekular- bzw. laminare Strömung über. Mit der molaren Gaskonstante  $R = 8.314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , der molaren Masse  $M_{molar} = 4 \text{ kg kmol}^{-1}$  und der dynamischen Viskosität  $\eta = 1,96 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  (für Helium bei  $p = 1$  bar und  $T = 20^\circ \text{C}$ ) folgt die Größengleichung:

$$\dot{N}_{pV} = (125 \cdot \frac{d^4}{l} \frac{(p_1 - p_2)^2}{2} + 32,6 \cdot \frac{d^3}{l} \cdot \frac{1 + 32,7d(p_1 + p_2)}{1 + 40,6d(p_1 + p_2)} (p_1 - p_2)) \text{mbar } \ell \text{s}^{-1}, \quad (3.15)$$

wobei  $d$  und  $l$  in cm und  $p$  in mbar einzusetzen sind<sup>1</sup>.

Die Messung des Heliumflusses durch die Röhrendüse erfolgte durch Druckmessung mittels eines Ionisationsvakuummeters (IM 210, Fa. Leybold) im Rezipienten. Mit dem gemessenen Saugvermögen<sup>2</sup> der Turbomolekularpumpe  $S = (1.65 \pm 0.10) \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , welches in dem hier untersuchtem Druckbereich  $p \leq 10^{-4} \text{ mbar}$  konstant ist, und der Zustandsgleichung des idealen Gases  $p \cdot V = NkT$  kann aus der Saugleistung  $\dot{N}_{pV} = S \cdot p$  der Teilchenfluß  $\dot{N}$  bestimmt werden. In Abb. 3.3 sind die auf diese Weise ermittelten Heliumflüsse in Abhängigkeit vom Vordruck dargestellt. Die Meßwerte werden mit drei verschiedenen Modellrechnungen verglichen:

- *Effusion*: Gemäß dem linearen Zusammenhang in Gleichung 3.3 wird der Heliumfluß berechnet. Da fast alle Teilchen, die aus der Röhrendüse austreten, von der Wand starten und/oder mit anderen Heliumatomen stoßen, wird eine thermische Geschwindigkeitsverteilung angenommen.
- *Knudsen*: Die Modellrechnung nach der Formel von Knudsen ( $\dot{N}_{pV} \propto p^2$ ) zeigt eine den Meßwerten ähnliche Kurvenform, überschätzt aber die Flüsse um mindestens einen Faktor 2. Für kleine Drücke stimmen die Ergebnisse mit denen des Effusionsmodells überein.

<sup>1</sup>Die entsprechende Gleichung für Luft ist in [Wut88] angegeben

<sup>2</sup>Das Meßverfahren beruht auf Druckabfallmessungen und wird im Kapitel 3.7 beschrieben.

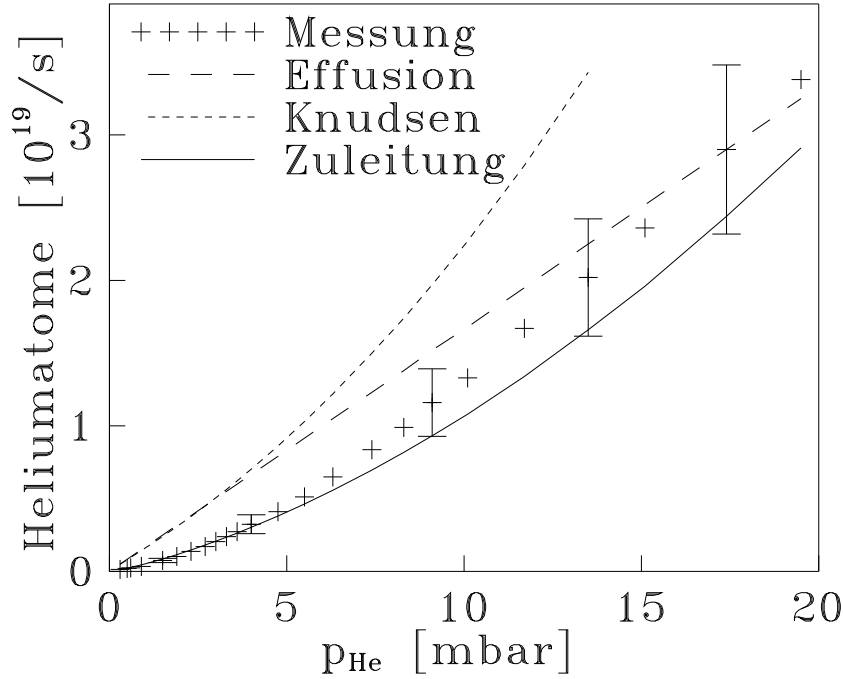


Abbildung 3.3: Vergleich des gemessenen Heliumflusses mit verschiedenen Modellrechnungen. Der Fluß durch die Röhrendüse steigt stärker als linear mit wachsendem Vordruck an. Die Meßwerte können nur erklärt werden, wenn der Einfluß der Zuleitung berücksichtigt wird und für die Strömung durch die Düse und die Zuleitung Knudsenströmung angenommen wird.

- *Zuleitung*: Bei dieser Rechnung wird zusätzlich der Einfluß der Zuleitung berücksichtigt. Die Zuleitung hat eine Länge von  $l^* = 1.5\text{m}$  und einen inneren Durchmesser  $d^* = 4.7\text{mm}$ . Für  $p = 5\text{mbar}$  folgt die Knudsenzahl  $K = 0.01$ . Ein Vergleich der mit der Knudsenformel berechneten pV-Flüsse der Zuleitung mit denen der Röhrendüse zeigt, daß bei kleinen Drücken der pV-Fluß der Zuleitung dominiert und demzufolge bei der Modellrechnung berücksichtigt werden muß. Die folgende Überlegung ermöglicht die Berechnung des gesamten pV-Flusses:

$$\begin{aligned}\dot{N}_{pV, \text{Zuleitung}} &= \dot{N}_{pV, \text{Düse}} \\ \dot{N}_{pV}(r^*, d^*, p, p^*) &= 340 \cdot \dot{N}_{pV}(r, d, p^*, 0)\end{aligned}$$

Die einzige Unbekannte in dieser Gleichung ist der Druck  $p^*$ . Das Problem ist analog der Nullstellensuche einer Gleichung und kann numerisch mit einem Iterationsverfahren gelöst werden. Die auf diese Weise bestimmten Teilchenflüsse stimmen innerhalb des Fehlerbalkens mit der Messung überein.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll nun noch die Dichte des Heliumstrahls für den Fall der Röhrendüse an TEXTOR-94 bestimmt werden. An TEXTOR-94 sind die Zuleitungen ungefähr 4m lang. Bei einem Vordruck  $p_0 = 6\text{mbar}$  folgt der Fluß  $\dot{N} \approx 2 \cdot 10^{18}\text{s}^{-1}$ . In einem

typischen Abstand von 0.1m ist die Halbwertsbreite des Strahls 78mm. Mit der mittleren Strahlgeschwindigkeit  $v \approx 1.6\text{km/s}$  bei einer Temperatur<sup>3</sup> von  $T = 200^\circ\text{C}$  folgt eine Heliumdichte im Beobachtungsvolumen  $n_{He} \approx 2 \cdot 10^{17}\text{m}^{-3}$ . Wegen der großen Divergenz dieses Heliumstrahls beträgt die Dichte in einem Abstand von 0.15m nur noch  $n_{He} = 0.9 \cdot 10^{17}\text{m}^{-3}$ .

## 3.4 Die Überschallexpansion

Mittels Überschallexpansion können Atomstrahlen einer wohldefinierten Geschwindigkeit erzeugt werden, die größer als die thermischer bzw. effusiver Quellen ist. Die Ursache für diese Eigenschaft ist die Umwandlung ungerichteter, thermischer Energie in gerichtete, kinetische Energie. Wenn mit einem Skimmer ein kleiner Teil des Strahls aus der Expansionswolke herausgeschnitten wird, können Strahlen sehr kleiner Divergenz erzeugt werden. Die grundlegenden Techniken zur Erzeugung eines Heliumstrahls mit einer Düse-Skimmer-Anordnung sind in der Literatur beschrieben. An dieser Stelle seien die Übersichtsartikel von Morse [Mor96] und Miller [Mil88] erwähnt. Auch der Einsatz derartiger Quellen zur Plasmediagnostik ist nicht neu. Kornejev benutzt diese Methode am Plasmasimulator in Berlin [Kor96a], Diez-Rojo [Die97] und Tabarés [Tab97] berichten vom Einsatz am Torsatron TJ-I Up in Madrid. Die Randbedingungen bei der Entwicklung der Überschallquelle an TEXTOR-94 unterschieden sich allerdings deutlich von den in Berlin und Madrid genutzten Lösungen. Die Quelle am Plasmasimulator wurde in nur 50mm Abstand vom Meßort betrieben und konnte daher eine relativ große Divergenz  $\pm 5^\circ$  haben. Die Quelle von Tabarés kann nur für kurze Zeiten im Millisekundenbereich genutzt werden, da das Pumpsystem kein ausreichendes Saugvermögen zur Verfügung stellt.

Nach einer Einführung in die Physik der Überschallexpansion werden die Experimente zur Entwicklung und Charakterisierung der Überschallquelle an TEXTOR-94 beschrieben.

### 3.4.1 Das Kontinuum-Modell

Betrachten wir die Expansion eines Gases aus einem Reservoir durch eine konvergierende, dünne Düse des Durchmessers  $d \gg \bar{\ell}$  ( $\bar{\ell}$  ist die mittlere freie Weglänge). Die Stoßfrequenzen der Atome seien so groß, daß eine thermodynamische Behandlung der Expansion gerechtfertigt ist. Wenn Wärmeleitungseffekte vernachlässigbar sind, dann kann die Expansion als adiabatisch und isentrop angesehen werden [Lan74] und es gilt der Energieerhaltungssatz

$$H(x) + \frac{1}{2}m_{mol}v(x)^2 = H_0, \quad (3.16)$$

wobei  $H(x)$  die molare Enthalpie und  $v(x)$  die mittlere Geschwindigkeit im Abstand  $x$  von der Düse und  $m_{mol}$  die molare Masse sind. Der Index 0 steht in dieser und den folgenden Gleichungen immer für die dem Reservoir entsprechende Größe. Aus dem Energieerhaltungssatz folgt unmittelbar, daß die maximal erreichbare, mittlere Geschwindigkeit der

---

<sup>3</sup>TEXTOR-94 besitzt eine innere Wand, den *Liner*, welche auf bis zu  $300^\circ\text{C}$  geheizt wird. Die Düse nimmt die Temperatur des Liners an.

Strahlatome

$$\bar{v}_{max} = \sqrt{\frac{2H(T_0)}{m_{mol}}}. \quad (3.17)$$

ist. Für ideale Gase ist die molare Wärmekapazität bei konstantem Druck  $C_p$  unabhängig von der Temperatur. Mit  $H(T) = C_p T$  und der molaren Wärmekapazität bei konstantem Druck von Helium  $C_p = \frac{5}{2}R$  folgt mit  $T_0 = 20^\circ\text{C}$

$$\bar{v}_{max, He} = \sqrt{\frac{2H(T_0)}{m_{mol, He}}} = \sqrt{\frac{2C_p T_0}{m_{mol, He}}} = 1,75 \frac{km}{s}. \quad (3.18)$$

Damit ist die Geschwindigkeit der Atome im Überschallstrahl um 21% bzw. 41% größer als die mittlere Geschwindigkeit der Atome aus einer effusiven bzw. einer thermischen Quelle.

In der Literatur ist es üblich, die Überschallexpansion durch die dimensionslose Machzahl  $M = v/c$  zu beschreiben. Die Schallgeschwindigkeit  $c$  des idealen Gases

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{m_{mol}}} \quad (3.19)$$

ermöglicht die Berechnung des funktionellen Zusammenhangs zwischen Temperatur und Machzahl. Schließlich erlauben die Adiabatengleichungen

$$T \cdot p^{-(\gamma-1)/\gamma} = konst., \quad \rho \cdot p^{-1/\gamma} = konst., \quad \rho \cdot T^{-1/(\gamma-1)} = konst., \quad (3.20)$$

die Berechnung der Änderungen von Druck  $p$  und Dichte  $\rho$  durch die Änderung der Temperatur. Der Adiabatenexponent  $\gamma$  ist das Verhältnis der spezifischen bzw. der molaren Wärmekapazitäten  $\gamma = c_p/c_v = C_p/C_V$ . Es gilt  $R/m_{mol} = c_p - c_v$ .

Aus den Adiabatengleichungen folgt unmittelbar, daß mit fallendem Druck  $p$  auch die Temperatur  $T$  abnimmt. Da mit der Temperatur die lokale Schallgeschwindigkeit sinkt, steigt die Machzahl an. Im Experiment werden ohne Probleme Machzahlen  $M > 20$  erreicht. Diese großen Machzahlen führen oft zur irrigen Vermutung, daß die 20-fache Geschwindigkeit erreicht wird. Es sei daher nochmals betont, daß die Machzahl stark von der lokalen Temperatur abhängt. Die maximal erreichbare Geschwindigkeit ist durch Gleichung 3.17 gegeben.

Die Enthalpie pro Einheitsmasse  $h$  läßt sich als Funktion der lokalen Schallgeschwindigkeit ausdrücken

$$h = c_p T = \frac{c^2}{\gamma - 1}. \quad (3.21)$$

Die Anwendung dieser Gleichung auf den Energieerhaltungssatz  $h(x) + \frac{1}{2}v(x)^2 = h_0$  erlaubt die Herleitung der Beziehung zwischen Machzahl und Temperatur

$$\frac{T(x)}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1}. \quad (3.22)$$



und mit den Adiabatengleichungen die Bestimmung von Druck und Dichte

$$\frac{p(x)}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.23)$$

$$\frac{\rho(x)}{\rho_0} = \frac{n(x)}{n_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1/(\gamma-1)}. \quad (3.24)$$

Wählen wir nun das Verhältnis der Drücke auf beiden Seiten der Düse so, daß sich in der engsten Stelle der Düse die maximal erreichbare Geschwindigkeit, die Schallgeschwindigkeit  $c$  einstellt. Das *kritische* Druckverhältnis folgt, wenn in Gleichung 3.23 die Machzahl  $M = 1$  eingesetzt wird:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)_{krit.} \leq \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\right)^{-\gamma/(\gamma-1)} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\gamma/(\gamma-1)}. \quad (3.25)$$

Im Falle eines idealen, einatomigen Gases ist  $(p/p_0)_{krit.} \leq 0.487$ . Die Machzahlen nach der Düse sind dann größer als 1 und lassen sich z.B. mit der Methode der Charakteristiken (*MOC, method of characteristics*, [Mil88]) bestimmen. Ashkenas gibt eine Fitfunktion für die Machzahlen auf der Symmetrieachse (Expansion durch eine kreisrunde Düse des Durchmessers  $d$ ) an ([Mor96], [Mil88])

$$M(x) = A \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d}\right)^{\gamma-1} - \frac{\frac{1}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma-1}}{A \left(\frac{x}{d} - \frac{x_0}{d}\right)^{\gamma-1}} \quad \text{für} \quad \left(\frac{x}{d}\right) > \left(\frac{x}{d}\right)_{min}. \quad (3.26)$$

Die dimensionslosen Konstanten  $x_0/d$ ,  $x_0/d_{min}$  und  $A$  hängen nur von  $\gamma$  ab. In Abbildung 3.4 sind die Machzahl  $M$  und einige daraus abgeleitete Größen für ein ideales, einatomiges Gas ( $\gamma = 5/3$ ) dargestellt. Die in Gleichung 3.26 benutzten Konstanten sind  $x_0/d = 0.075$ ,  $x_0/d_{min} = 2.5$  und  $A = 3.26$ . Die Verhältnisse der  $T/T_0$ ,  $p/p_0$  und  $n/n_0$  fallen mit wachsendem Abstand von der Düse  $d$  und erreichen im dargestellten Bereich noch keinen asymptotischen Wert. Das Verhältnis  $v/\bar{v}_{max}$

$$\frac{v(x)}{\bar{v}_{max}} = \frac{\sqrt{2(h_0 - h(x))}}{\sqrt{2h_0}} = \sqrt{\frac{2(c_p T_0 - 2c_p T(x))}{2c_p T_0}} = \sqrt{1 - \frac{T(x)}{T_0}} \quad (3.27)$$

Erreicht an der Position  $x \approx 5d$  schon 98% des maximalen Wertes. Für  $M \approx 30$  ist die Temperatur schon auf 1/300-stel des ursprünglichen Wertes gefallen. An den Kurven ist wieder zu erkennen: Trotz  $v \approx \bar{v}_{max}$  steigt die Machzahl wegen der fallenden Temperatur weiter an. Die Temperatur ist die physikalische Größe, die die Breite der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion bestimmt. Die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeitskomponente parallel zur Symmetrieachse der Expansion  $F(v'_{\parallel})$  hat die Form einer wandernden Maxwellverteilung [Mor96]

$$F(v'_{\parallel}) dv'_{\parallel} \propto v'_{\parallel}{}^3 \exp\left(-\frac{m \left(v'_{\parallel} - v_{\parallel}(x)\right)^2}{2kT(x)}\right) dv'_{\parallel}. \quad (3.28)$$

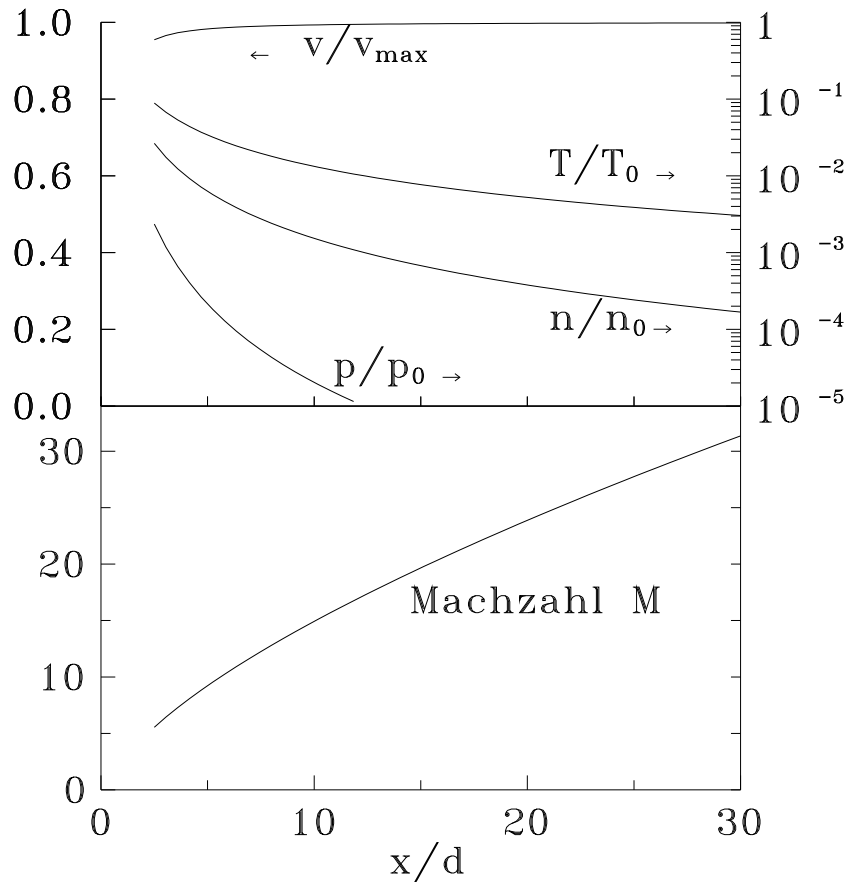


Abbildung 3.4: Die Machzahl  $M$  für ein ideales Gas mit  $\gamma = 5/3$  und die aus  $M$  abgeleiteten Größen  $v/\bar{v}_{max}$ ,  $T/T_0$ ,  $p/p_0$  und  $n/n_0$  als Funktion des Abstands  $x$  von der Düse,  $x$  ist in Einheiten des Durchmessers der Düse  $d$  angegeben.

Die Geschwindigkeit  $v_{\parallel}(x)$  kann mit den Gleichungen 3.18, 3.22 und 3.27 berechnet werden. Die Geschwindigkeitsverteilung der senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $F(v_{\perp})$  unterscheidet sich von  $F(v_{\parallel})$  und ändert sich mit wachsendem Abstand von der Quelle. In der Nähe der Quelle ähnelt  $F(v_{\perp})$  einer Maxwellverteilung, in großen Abständen kann  $F(v_{\perp})$  durch eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen beschrieben werden, die eine kalte und eine heiße Komponente besitzt [Mil88].

In Abb. 3.5 werden die Geschwindigkeitsverteilungen  $F(v_{\parallel})$  von Überschallstrahlen verschiedener Machzahlen mit denen eines thermischen bzw. eines effusiven Strahls verglichen. Deutlich ist der Einfluß der Machzahl auf die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Überschallstrahls erkennen. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Überschallstrahls wird in der Literatur oft durch das Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  beschrieben.

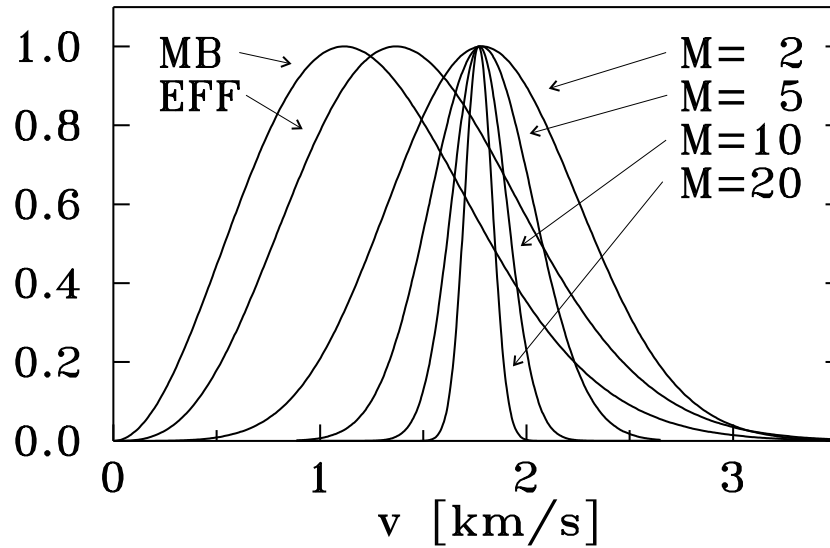


Abbildung 3.5: Vergleich der auf das Maximum normierten Geschwindigkeitsverteilungsfunktion eines thermischen Strahls (MB), einer Effusionsquelle (EFF) und eines Überschallstrahls ( $F(v_{||})$ ) bei verschiedenen Machzahlen  $M = 2, 5, 10$  und  $20$

$S$  kann unter Verwendung von Gl. 3.19 durch die Machzahl  $M$  ausgedrückt werden

$$S = \sqrt{\frac{\frac{1}{2}mv^2}{kT}} = \sqrt{\frac{\gamma}{2}}M. \quad (3.29)$$

### 3.4.2 Abweichungen vom Kontinuum-Modell

Systematische Laufzeitmessungen der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $F(v_{||})$  zeigen, daß sich ab einem bestimmten Abstand von der Düse die Breiten der Verteilungsfunktionen nicht mehr ändern, es stellt sich also eine finale Machzahl  $M_t$  ein. Anschaulich ist dieser Effekt sofort klar: Voraussetzung für das Kontinuum-Modell waren Stoßfrequenzen, die eine thermodynamische Beschreibung rechtfertigen. Mit fallender Temperatur und Dichte sinken bei der Expansion auch die Stoßfrequenzen. Demzufolge sind ab einem bestimmten Abstand die freien Weglängen so groß, daß von einem Übergang in die Molekularströmung gesprochen werden kann. Die Grenzschicht, an der der Übergang zur Molekularströmung stattfindet, wird *Quitting Surface* genannt (vgl. Abb. 3.9). Die final erreichbare Machzahl  $M_t$  hängt nur von  $\gamma$  und der Knudsenzahl in der Düse  $K_0 = \bar{\ell}/d$  ab. Die Konstanten  $A$  und  $B$  sind Funktionen von  $\gamma$  und sind in Tabelle 3.3 angegeben.

$$M_t = \sqrt{\frac{2}{\gamma}}S_t = \sqrt{\frac{2}{\gamma}}AK_0^{-B} \quad (3.30)$$

Eine weitere Abweichung vom Kontinuum-Modell folgt aus der Wechselwirkung mit dem Hintergrundgas. Wenn der Druck  $p_b$  vergleichbar mit dem Druck des expandierenden

A	B	Referenz
0.527	0.545	Beijerinck und Verster, Modellrechnung [Bei81]
0.778	0.495	Beijerinck und Verster, Messung [Bei81]
1.07	0.4	Anderson und Fenn, [And65]

Tabelle 3.3: Verschiedene Angaben der Konstanten  $A$  und  $B$  zur Berechnung der finalen Machzahl  $M_t$  ( $\gamma = 5/3$ )

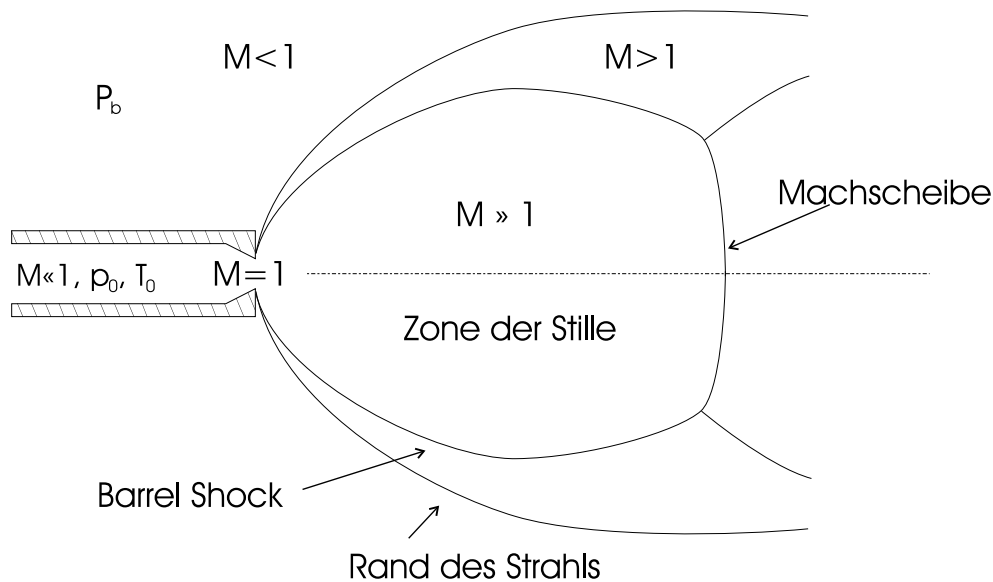


Abbildung 3.6: Zonen der freien Strahlexpansion (nach [Mil88]).

Gases ist, dann wird aufgrund von Stößen die Annahme der Isentropie verletzt [Mor96]. Es kommt zur Bildung zweier Schockfronten, die den Strahl umgeben. Der faßförmige *Barrel Shock* umschließt zylindersymmetrisch die Expansionswolke und führt in einem Abstand  $x$  zur *Machscheibe*, die senkrecht zur Symmetrieachse liegt (siehe Abb.3.6). Das von den Schockfronten abgegrenzte Volumen wird die *Zone der Stille* genannt<sup>4</sup>. Der Abstand  $x_M$  zwischen der Düse und der Machscheibe, gemessen in Einheiten des Düsendurchmessers  $d$ , hängt nur vom Verhältnis der Drücke  $p_0$  und  $p_b$  ab

$$x_M = 0.67d \sqrt{\frac{p_0}{p_b}}. \quad (3.31)$$

### 3.4.3 Fluß durch das Düsenplättchen

Aus dem Erhaltungssatz des Massenflusses  $\rho v A = \text{const.}$  kann durch Verwendung der Gleichungen 3.24, 3.27, 3.22 und 3.18 der Fluß  $\dot{N}$  durch das Düsenplättchen berechnet werden

<sup>4</sup>Wegen der extrem kleinen Gastemperatur in diesem Gebiet ist die Schallgeschwindigkeit so klein, daß die Ausbreitung von Schallwellen praktisch unterdrückt ist [Mor96]

([Bei81], [Mil88])

$$\dot{N} = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} n_0 \sqrt{\frac{2kT_0}{m}} A. \quad (3.32)$$

Die Terme in dieser Gleichung wurden so sortiert, daß direkt die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Falle einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilungsfunktion (Gl. 3.8) eingesetzt werden kann. Im Falle von Helium folgt bei  $T_0 = 300K$

$$\dot{N} = 1.4 \cdot 10^{25} \frac{p_0}{\text{mbar}} \frac{A}{\text{m}^2} \text{s}^{-1}. \quad (3.33)$$

Das Pumpsystem des Rezipienten habe das Saugvermögen  $S$ . Beim Umgebungsdruck  $p_b$  pumpt es den Fluß

$$\dot{N} = p_b S \frac{1}{kT_0}. \quad (3.34)$$

Durch Kombination der beiden letzten Gleichungen kann das Verhältnis von Vordruck  $p_0$  und Umgebungsdruck  $p_b$  angegeben werden

$$\frac{p_0}{p_b} = 1.8 \cdot 10^{-3} \frac{S/(\text{m}^3/\text{s})}{A/\text{m}^2} = 2.3 \cdot 10^{-3} \frac{S/(\text{m}^3/\text{s})}{d^2/\text{m}^2}. \quad (3.35)$$

Mit dieser Gleichung folgt, daß die Position der Machscheibe 3.31 nur vom Saugvermögen abhängt

$$x_M = 0.67d \sqrt{\frac{p_0}{p_b}} = 32\text{mm} \cdot \sqrt{\frac{S}{\text{m}^3/\text{s}}}. \quad (3.36)$$

Aus dieser Gleichung kann nicht unbedingt gefolgert werden, daß die Position der Machscheibe bei allen Bedingungen fest ist, da das Saugvermögen des Pumpsystems von verschiedenen Parametern abhängen kann. Als Beispiel sei die Abnahme des Saugvermögens von Turbomolekularpumpen oberhalb von  $p_b > 5 \cdot 10^{-4} \text{mbar}$  genannt.

### 3.4.4 Extraktion eines Strahls mit einem Skimmer

Atomstrahlen kleiner Divergenz lassen sich erzeugen, wenn mit einem Skimmer ein Teil der Atome in eine zweite Kammer extrahiert wird (s. Abb.3.7). Die Spitze des Skimmers sollte sich auf der Symmetrieachse der Expansion innerhalb der Zone der Stille befinden. Es werden zwei verschiedene Druckbereiche unterschieden:

- Die *Fenn*-Quelle: Bei niedrigen Umgebungsdrücken  $10^{-4} \text{mbar} < p_b < 10^{-3} \text{mbar}$  bilden sich nur schwache Schockwellen aus. Der Strahl gelangt ohne Abschwächung in die zweite Kammer. Die Konstruktion des Skimmers ist unproblematisch. Hohe Anforderungen werden an das Pumpsystem gestellt.
- Die *Campargue*-Quelle: Bei Umgebungsdrücken zwischen  $10^{-2} \text{mbar}$  und  $1 \text{mbar}$  kann das Vakuum durch weniger leistungsfähige Pumpsysteme aufrechterhalten werden. Die in Bild 3.6 skizzierten Schockfronten sind stark ausgebildet, zusätzlich entstehen

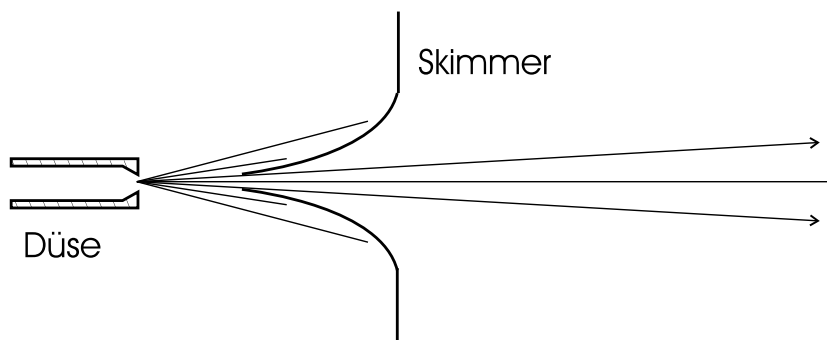


Abbildung 3.7: Extraktion eines Strahls kleiner Divergenz mit einem Skimmer

Schockfronten an der Spitze des Skimmers. Durch eine optimierte Form des Skimmers können die Schockfronten reduziert werden. Trotzdem ist die Intensität des Heliumstrahls oft deutlich kleiner als die theoretische (s. z.B.[Die97]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen zwischen  $10^{-3}\text{mbar} < p_b < 7 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$  durchgeführt.

Eine erste Abschätzung des Strahldurchmessers  $d$  im Abstand  $x$  kann durch geometrische Überlegungen erfolgen

$$\frac{d_{\text{Skimmeröffnung}}}{x_{\text{Düse-Skimmerspitze}}} = \frac{d_{\text{Strahl am Meßort}}}{x_{\text{Düse-Meßort}}}. \quad (3.37)$$

Abweichungen von dieser Breite werden durch Schockfronten an der Skimmerspitze, durch Stöße mit anderen Atomen und aufgrund der senkrechten, thermischen Geschwindigkeitskomponente der Atome verursacht. Der letztgenannte Punkt ist vor allem von Bedeutung bei Messungen in großem Abstand von der Düse.

Betrachten wir nun qualitativ die Intensität des mit dem Skimmer extrahierten Strahls. In Abbildung 3.8a ist die mit einem ortsfesten Detektor im Abstand  $x_d$  auf der Achse gemessene Intensität des Strahls als Funktion des Abstands von Düse und Skimmer  $x_s$  aufgetragen. Wenn  $x_s$  zu klein gewählt ist, kann sich ein lokales Minimum der Intensität bilden. Morse vermutet als Ursache ein zweite Expansion des Strahls im Skimmer. Bei großen  $x_s$  nimmt die Intensität durch Stöße mit dem Hintergrundgas ab. Bei kleinem  $p_b$  ist dieser Effekt kleiner als im Falle großer  $p_b$ . In Abb. 3.8b ist die Intensität als Funktion des Vordruckes  $p_0$  aufgetragen. Die Strahlintensität steigt bei kleinen  $p_0$  zunächst proportional an, mit weiter anwachsendem Vordruck bildet sich ein Maximum der Intensität, da die Verluste aufgrund der Stöße mit dem Hintergrundgas stärker als linear zunehmen.

Die quantitative Behandlung der Abschwächungsprozesse ist im Falle der Campargue-Quelle, also bei großen  $p_b$ , schwierig, da sie von der Wechselwirkung mit dem Skimmer dominiert wird [Mil88]. Bei niedrigen Umgebungsdrücken ist die Situation einfacher, die Wechselwirkung mit dem Skimmer kann vernachlässigt werden. Nach Miller läßt sich die Abschwächung des Strahls durch die folgende Formel beschreiben, die die Abschirmungsverluste beschreibt, die durch die Trennwand zwischen Expansions- und Detektionskammer

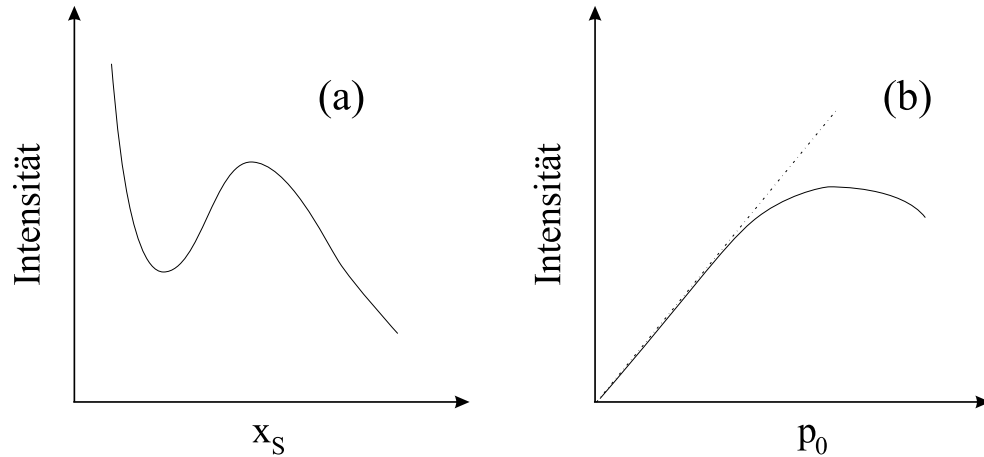


Abbildung 3.8: Änderung der in einer festen Entfernung gemessenen Intensität auf der Strahlachse a) als Funktion des Abstands von Düsenplättchen und Skimmerspitze  $x_S$  und b) als Funktion des Vordruckes  $p_0$  (nach [Mil88])

entstehen. (vgl. Abb. 3.9)

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \exp \left( -S_t^2 \left( \frac{r}{x_q} \right)^2 \left( \frac{x_d}{x_d - x_s} \right)^2 \right) \text{ mit } x_q < x_s, x_d - x_s \gg r, S_t > 5 \quad (3.38)$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis  $S_t$  kann aus Gleichung 3.30 bestimmt werden, die aus  $S_t$  folgende Machzahl  $M_t$  ermöglicht mit Gleichung 3.26 oder Abbildung 3.4 die Berechnung des Abstandes der Quitting Surface von der Düse  $x_q$ .  $x_d$  ist die Entfernung des Detektors und  $r$  der Radius der Skimmeröffnung.

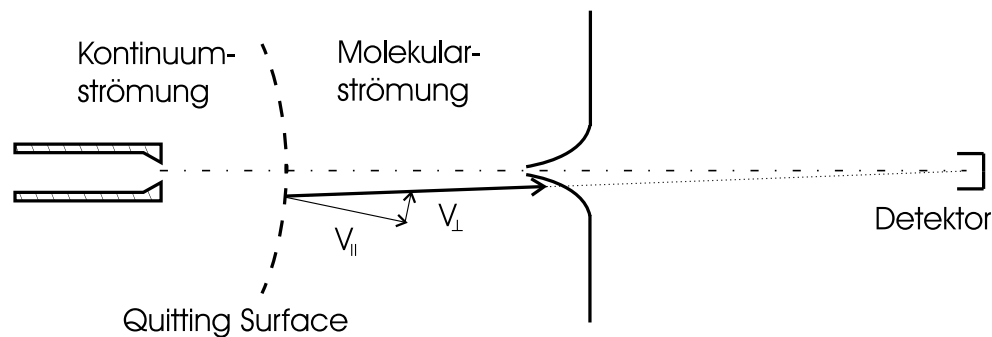


Abbildung 3.9: Skizze zur Illustration des Abschirmeffekts (Gl. 3.38): Es gibt Atome abseits der Symmetrieachse, die bei nicht vorhandener Wand wegen ihrer senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  den Detektor erreichen würden [Mil88]

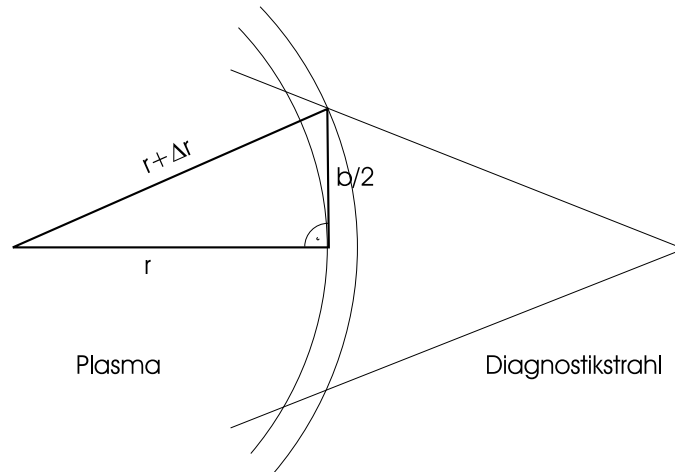


Abbildung 3.10: Minimale radiale Auflösung aufgrund der Breite des Heliumstrahls  $b$  beim kleinem Plasmaradius  $r$ .

### 3.5 Entwicklung einer Überschallquelle im Labor

Aus mehreren Gründen erfolgt die Forderung, daß die Breite des Heliumstrahls im Meßvolumen 20mm nicht überschreiten sollte.

- Durch die Breite des Heliumstrahls resultiert eine minimale radiale Auflösung  $\Delta r$ . Betrachten wir den Fall einer senkrechten Beobachtungsgeometrie. Die Randbereiche des Strahls liegen dann bei einem größerem Plasmaradius als der achsnahe Teil (vgl. Abb. 3.10). Für das rechtwinklige Dreieck gilt:  $\Delta r = \sqrt{r^2 + (b/2)^2} - r$ . Im Falle der Röhrendüse an TEXTOR-94 folgt beim Plasmaradius  $r = 45\text{cm}$  (100mm Abstand von der Düse) mit der Strahlbreite  $b \approx 80\text{mm}$  ein  $\Delta r_{80\text{mm}} = 1.7\text{mm}$ . Für einen Strahl der Breite 20mm ist der Effekt vernachlässigbar ( $\Delta r_{20\text{mm}} = 0.11\text{mm}$ ).
- Bei Fluktuationmessungen von Elektronendichte und -temperatur mit einem Heliumstrahl sollte die Strahlbreite kleiner als 20mm sein, da ansonsten der meßbare Wellenlängenbereich der Fluktuationen durch die Mittelung entlang der Sichtlinie zu stark eingeschränkt wird (vgl. die Messungen der Fluktuationen der Elektronendichte in der Randschicht von TEXTOR-94 mit einem thermischen Lithiumstrahl von Huber [Hub97]).

Eine weitere Randbedingung ist durch den minimalen Abstand von Düse/Skimmer und Meßort  $x_d \approx 0.7\text{m}$  gegeben, da sich nur außerhalb des TEXTOR-94-Vakuumgefäßes ein ausreichendes Saugvermögen realisieren läßt. Zusätzlich wurden die folgenden Punkte berücksichtigt:

- Das Saugvermögen  $S$  des Pumpsystems muß so groß wie möglich sein:



- Nach Gl. 3.36  $\Rightarrow x_M \propto \sqrt{S}$  ist dann die Entfernung von Düse und Machscheibe maximal. Es lassen sich auch mit Skimmern großen Durchmessers schmale Strahlen erzeugen (vgl. Strahlbreite Gl. 3.37).
- Durch einen niedrigen Druck des Hintergrundgases  $p_b$  läßt sich sowohl die Abschwächung des Strahls aufgrund von Stößen als auch die Bildung von Schockwellen an der Skimmerspitze unterdrücken.
- Es sollten möglichst große Machzahlen erreicht werden. Dies läßt sich bei konstant gehaltenem Fluß durch die Düse erreichen, indem große Drücke bei kleinen Düsendurchmessern genutzt werden.

$$\text{Glg. 3.33} \Rightarrow \dot{N} \propto p_0 A \propto p_0 \cdot d^2 \quad \text{und} \quad \text{Glg. 3.30} \Rightarrow M_t \propto K^{-B} \propto p_0 \cdot d$$

- Der durch Gl. 3.38 beschriebene Abschirmeffekt ist für große Machzahlen und kleine Düsendurchmesser klein.
- Große Machzahlen führen zu einer kleinen thermischen Geschwindigkeit und somit zu einer kleinen senkrechten Geschwindigkeitskomponente. Ein zu großes  $v_{\perp}$  vergrößert die Divergenz des Strahls.

Betrachten wir nun den Versuchsaufbau im Labor (s. Abb. 3.11). Zum Pumpen der Expansionskammer stand ein leistungsfähiger Pumpstand, bestehend aus einer Turbomolekularpumpe, einer Rotationswälzkolbenpumpe und einer Drehschieberpumpe zur Verfügung, dessen gemessenen Saugvermögen  $S = (1.65 \pm 0.10)\text{m}^3\text{s}^{-1}$  betrug. Die Messung der Breite des Heliumstrahls erfolgte in einem typischen Abstand von der Düse  $x_d \approx 1\text{m}$  durch Heliumpartialdruckmessung in einer differentiell gepumpten Sonde, welche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch den Strahl verschoben werden konnte.

Die Düsenplättchen wurden mit einem photochemischen Verfahren hergestellt, ihre Öffnungen konvergierten und hatten einen elliptischen Querschnitt. Die Durchmesser der Düsenplättchen wurden mit einem Mikroskop gemessen. Bei den in diesem Unterkapitel beschriebenen Versuchen wurde eine Düse verwendet, deren kleinster und größter Durchmesser  $32\mu\text{m}$  bzw.  $44\mu\text{m}$  betrug. Die Querschnittsfläche der Düsenöffnung war demnach  $A = \frac{\pi}{4}d_1d_2 = 1.41 \cdot 10^{-9}\text{m}^{-2}$ . Das Düsenplättchen war an der engsten Stelle dünner als  $50\mu\text{m}$ .

Erste Versuche zur Extraktion eines schmalen Strahls wurden mit einem Edelstahlskimmer durchgeführt, dessen Öffnung einen Durchmesser von 1mm hatte. Zwar gelang der Nachweis eines schmalen Strahls, aufgrund des großen Abstands von Düse und Skimmer (bis zu 40mm) waren allerdings nur kleine Strahlintensitäten nachweisbar. Mit einem zweiten Edelstahlskimmer (Durchmesser der Öffnung 0.36mm) wurden erstmals Parameter erreicht, die für eine Anwendung an TEXTOR-94 zu erfüllen sind. So konnten Heliumstrahlen erzeugt werden, die in einem Abstand  $x_D = 0.933\text{m}$  typischerweise 20mm breit waren und in diesem Abstand eine Dichte von bis zu  $10^{17}\text{m}^{-3}$  aufwiesen.

Durch die Benutzung eines Kupferskimmers der Fa. *Beam Dynamics* konnten bei vergleichbaren Flüssen Profile mit steileren Flanken und größerem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erzeugt werden. Die Öffnung des Kupferskimmer hatte einen Durchmesser von nur  $d =$

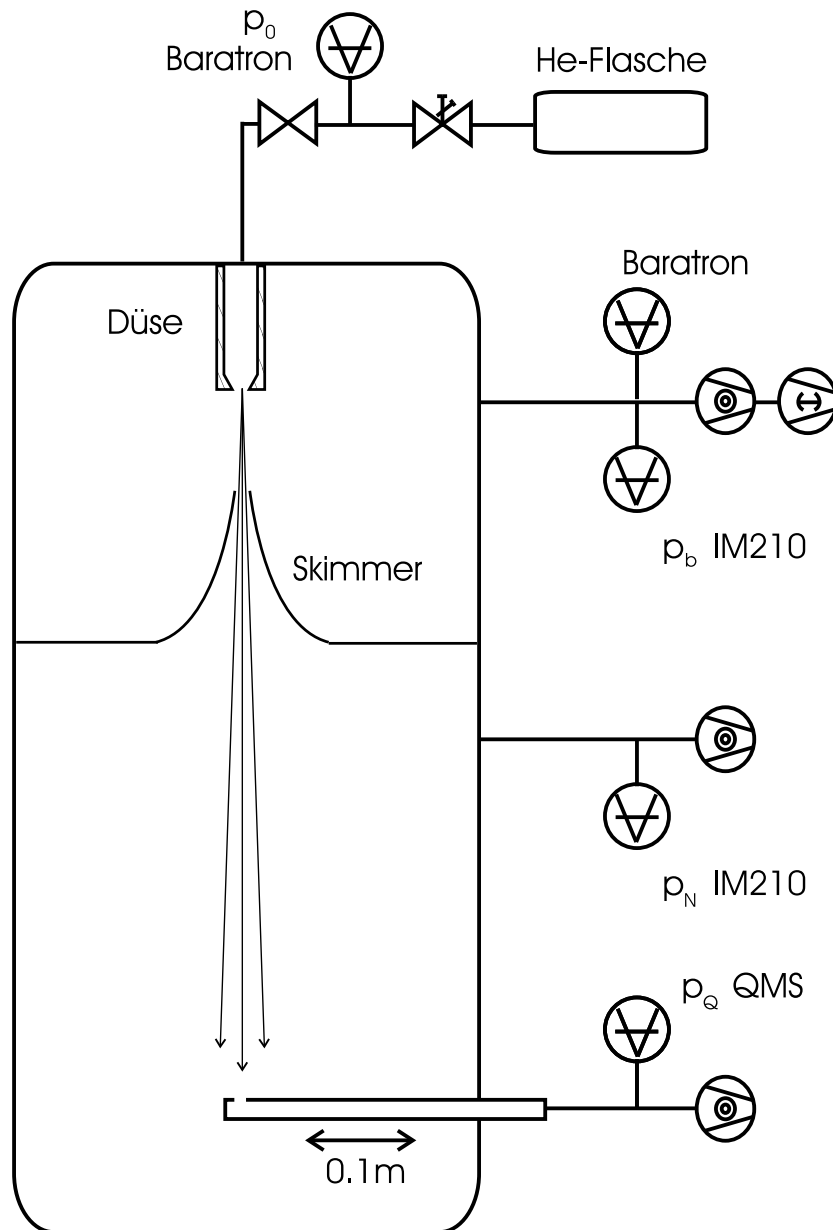


Abbildung 3.11: Prinzipskizze zur Messung der Divergenz und des Flusses des Überschallheliumstrahls. Die Messung der Strahldivergenz erfolgte in ungefähr einem Meter Abstand von der Düse-Skimmer-Anordnung durch Partialdruckmessung in einer Meßsonde. Die Flüsse wurden durch Druckmessung in den Rezipienten ermittelt.

0.22mm. Bei konstant gehaltener Breite des Strahls konnte daher der Abstand von Düse und Skimmerspitze  $x_S$  reduziert werden, geringere Intensitätsverluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas waren die Folge. Die Wandstärke des Kupferskimmers war im Bereich der Spitze sehr dünn (typischerweise  $5\mu\text{m}$ ). Eine möglichst dünne Wandstärke des Skimmers verringert die Stärke der Schockfronten an der Skimmerspitze ([Mil88], [Kor96a]).

Es folgt nun die Beschreibung einer Meßreihe, bei der sich die Spitze des Kupferskimmers in einem Abstand  $x_S = (11.5 \pm 0.5)\text{mm}$  von der Düse befand. Der Vordruck wurde zwischen  $p_0 = (1.5 \dots 20.7)\text{bar}$  variiert. Die obere Grenze des Vordruckes war durch das Absinken des Saugvermögens der Turbomolekularpumpe bei zu hohen Drücken  $p_b > 10^{-3}\text{mbar}$  gegeben. In Abb. 3.13 ist dieser Effekt zu erkennen: Trotz eines proportional mit dem Vordruck ansteigenden Flusses durch die Düse (gemäß Gl. 3.33) stieg der Druck in der Skimmerkammer  $p_b$  überproportional an.

Die Breite des Strahls  $b$  kann geometrisch nach Gl. 3.37 abgeschätzt werden, für den Abstand  $x_D = (933 \pm 3)\text{mm}$  folgt  $b = (17.8 \pm 0.9)\text{mm}$ . Die gemessene Breite wuchs mit dem Vordruck  $p_0$  von  $b_{\text{Messung}} = 18.3\text{mm}$  auf  $22.5\text{mm}$  an (vgl. Abb. 3.12), wobei im Falle kleiner  $p_0$  die gemessene mit der geometrisch abgeschätzten Breite innerhalb des Fehlerbalkens übereinstimmte. Die Profilform änderte sich bei der Variation des Vordruckes: bei kleinen Drücken war sie nahezu rechteckig, mit wachsendem Druck wurden die Flanken der Profile flacher. Der Vergleich der auf das Maximum normierten Profile zeigt, daß mit wachsendem  $p_0$  der Untergrund anstieg, also das Verhältnis von Intensität im Zentrum  $p_{Q,Z}$  und neben dem Strahl  $p_{Q,U}$  abnahm. In Abb. 3.13 sind  $p_{Q,Z}$  und  $p_{Q,U}$  in Abhängigkeit vom Vordruck  $p_0$  aufgetragen. Während die Intensität neben dem Strahl  $p_{Q,U}$  proportional zum Vordruck anwächst, wächst die in der Strahlmitte gemessene Intensität  $p_{Q,Z}$  schwächer als linear an. Eine Ursache für die geringere Intensität in der Strahlmitte liegt in der Verbreiterung des Strahls. Die über den Radius integrierten Strahlprofile wachsen aber immer noch schwächer als proportional an. Die Bildung von Schockfronten an der Skimmerspitze könnte den Fluß durch die Skimmeröffnung reduzieren. Ein veringertes Fluß steht allerdings im Widerspruch zum linearen Ansteigen des Druckes in der Nachweiskammer  $p_N$  und des neben dem Strahl gemessenen Partialdruckes  $p_{Q,U}$ . Die Abschätzung des effusiv durch die Skimmerspitze strömenden Flusses  $\dot{N}_{\text{Effusion}} \propto p_b$  zeigt, daß dieser Anteil vernachlässigbar klein ist <sup>5</sup>.

## 3.6 Messung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion

Im Rahmen einer Diplomarbeit führte Heinen Laufzeitmessungen an der Überschallquelle durch [Hei98]. Das Meßprinzip ist in Abb. 3.14 skizziert. Der Strahl wurde durch eine rotierende Scheibe, der sogenannten Chopperscheibe moduliert. Nach einer Laufstrecke  $l = (1.04 \pm 0.01)\text{m}$  erreichten die Heliumatome die Glühwendel des Quadrupolmassen-

---

<sup>5</sup>Bei Umgebungsdrücken  $p_b < 10^{-2}\text{mbar}$  ist die freie Weglänge  $\bar{l} > 18\text{mm}$  sehr viel größer als der Durchmesser der Öffnung des Skimmers  $d_S = 0.22\text{mm}$ . Daher kann die Abschätzung des Flusses durch den Skimmer gemäß der Formel für die Effusion durch eine dünne Blende (Gl. 3.2) erfolgen. Der Vergleich mit dem aus dem Saugvermögen der Pumpe bestimmten Fluß zeigt (vgl. Bildunterschrift Abb. 3.13), daß der effusive Fluß weniger als 1/20-stel des gesamten Flusses beträgt. Der effusive Fluß ist vermutlich noch kleiner, da durch die Haltekonstruktion des Düsenplättchens der Skimmer abgeschirmt wird.

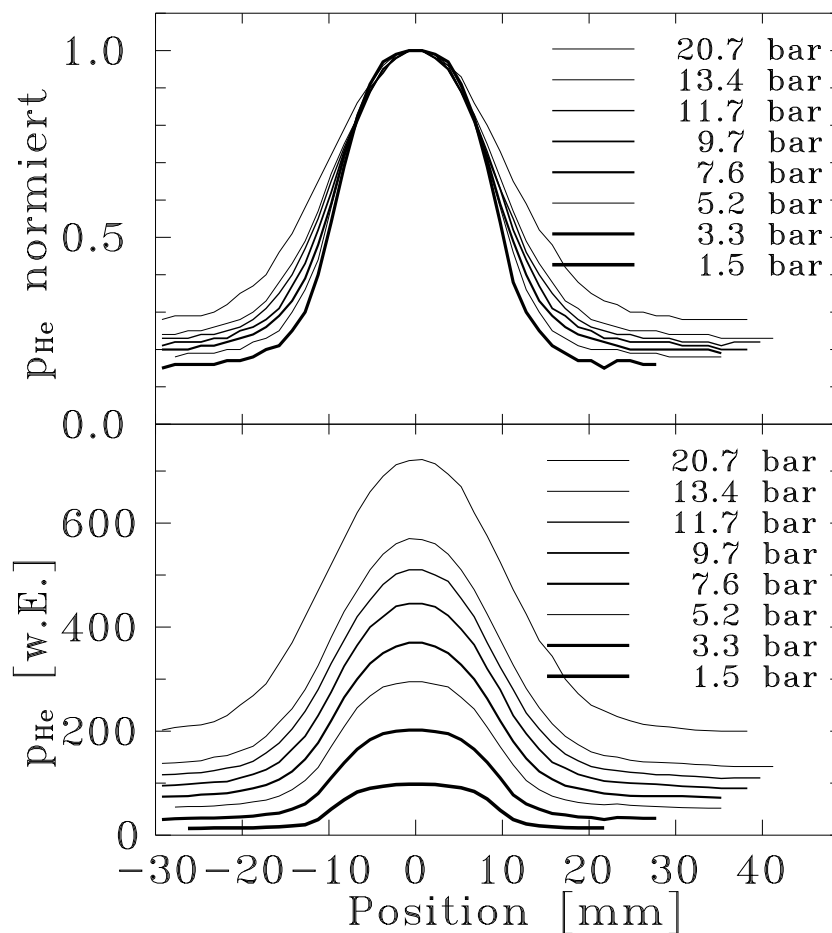


Abbildung 3.12: Vergleich der mittels Heliumpartialdruckmessung ermittelten Profile des Überschallstrahls für verschiedene Drücke

Abstand Düse-Meßort	$x_D =$	933mm
Abstand Düse-Skimmerspitze	$x_S =$	12mm
Durchmesser der Öffnung des Skimmers	$d_S =$	0.21mm

geometrische Breite des Strahls	$17.8 \pm 0.9\text{mm}$
gemessene Halbwertsbreite bei $p = 1.5\text{bar}$	18.3mm
gemessene Halbwertsbreite bei $p = 20.7\text{bar}$	22.5mm

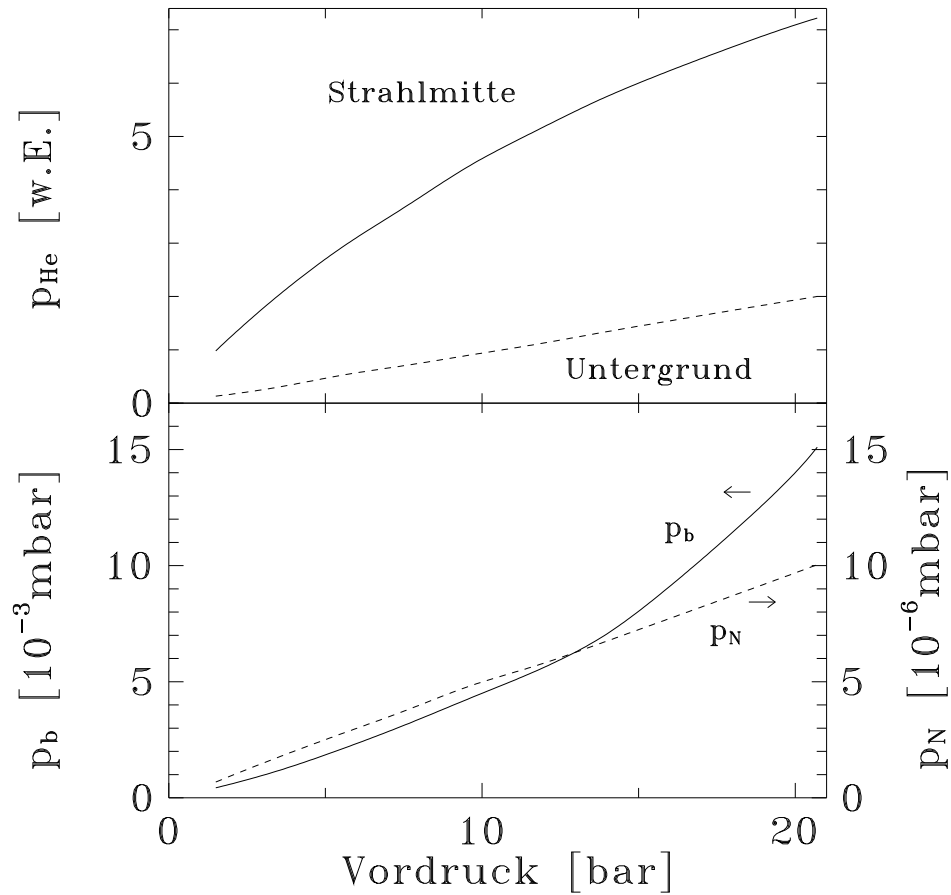


Abbildung 3.13: Vergleich verschiedener Druckmessungen als Funktion des Vordruckes  $p_0$

Unten: Druck in der Skimmerkammer  $p_b$  und in der Nachweiskammer  $p_N$

Oben: Heliumpartialdrücke im Zentrum  $p_{Q,Z}$  und neben dem Strahl  $p_{Q,U}$ .

Aus dem Druck in der Nachweiskammer  $p_N$  und dem Saugvermögen der Turbomolekularpumpe  $S \approx 0.4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  läßt sich der Fluß durch den Skimmer bestimmen:  $\dot{N} = p_N \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$

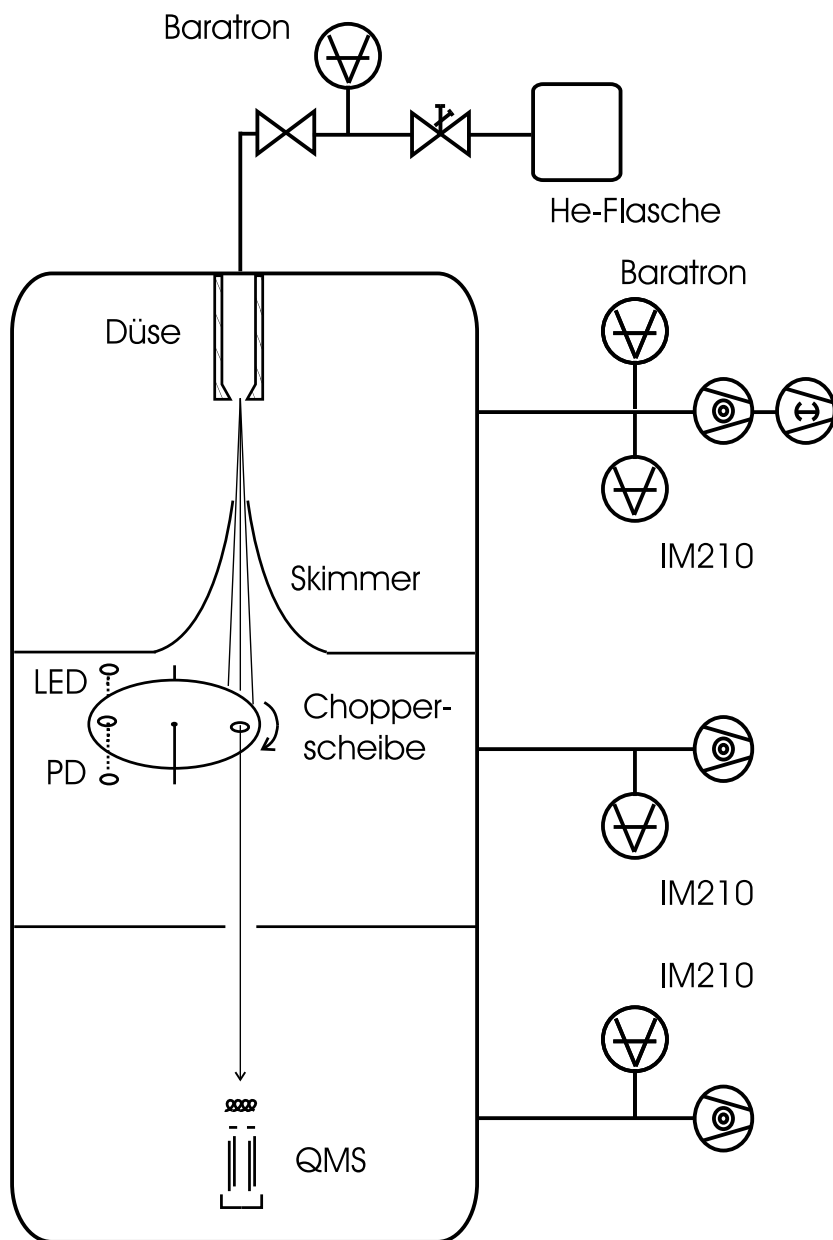


Abbildung 3.14: Prinzipskizze zur Messung der Laufzeit des Überschallheliumstrahls. Mit Hilfe der Chopperscheibe wurden kurze Pulse der Länge  $\tau \approx 31\mu\text{s}$  erzeugt, die sich beim Durchlaufen der Laufstrecke  $l = 1.04\text{m}$  aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten verbreiterten. Eine aus einer Leuchtdiode LED und einer Photodiode PD bestehende Lichtschranke definierte den Nullpunkt der Laufzeitmessung.

spektrometers (QMS, Typ Balzers QMG112 mit Sekundärelektronenvervielfacher SEV). Der zeitliche Verlauf des Heliumpartialdruckes am QMS erlaubte die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion. Zur Laufzeitmessung mußte zusätzlich der Nullpunkt ermittelt werden. Dies geschah mit Hilfe einer Lichtschranke, die genau dann geöffnet wurde, wenn der Strahl ungehindert die Chopperscheibe passieren konnte. Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden mit einem Düsenplättchen durchgeführt, dessen Öffnung einen mittleren Durchmesser von  $30\mu\text{m}$  ( $25.7\mu\text{m} \times 36.4\mu\text{m}$ ) hatte. Der Abstand von Düse und Skimmerspitze  $d_S$  betrug  $15\text{mm}$ . Nützliche Hinweise zur Durchführung von Laufzeitmessungen sind bei Auerbach [Aue88] zu finden. So ist u.A. sicherzustellen, daß sowohl der Detektor als auch die Verstärkerelektronik ein hinreichend schnelles Zeitverhalten haben. Eine detaillierte Beschreibung von Sensor und Meßelektronik der hier gezeigten Ergebnisse ist der Arbeit von Heinen zu entnehmen.

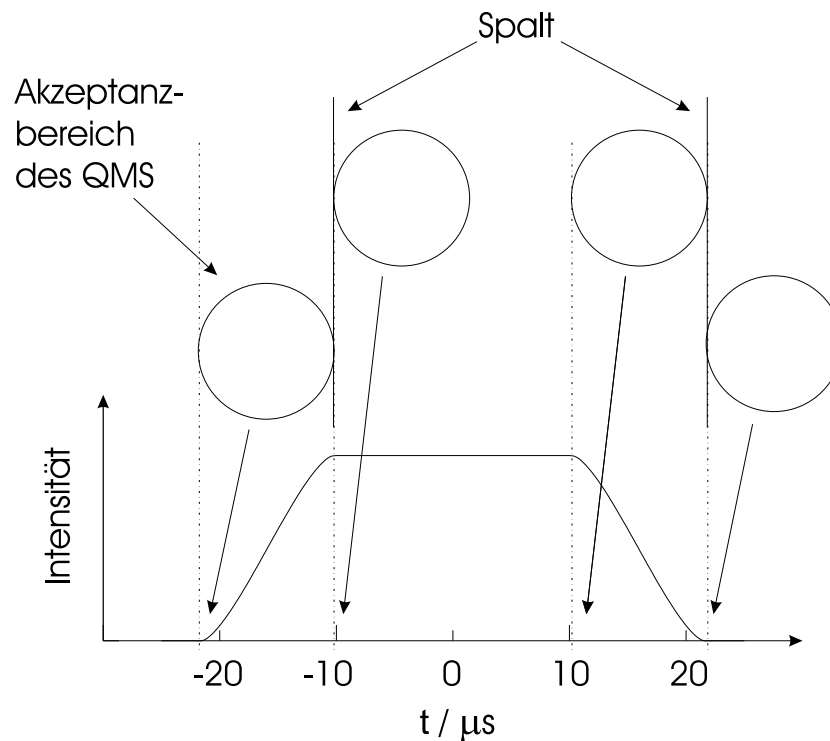


Abbildung 3.15: Prinzipskizze zur Berechnung der Pulsform. Die senkrechten, fett gezeichneten Striche geben die Spaltbreite an, die Kreise stehen für den Akzeptanzbereich des Quadrupolmassenspektrometers (QMS). Die ansteigende und abfallende Flanke kann durch das Integral der Kreisfunktion  $f(t') = \int_{t=-1}^{t=t'} \sqrt{1-t^2} dt$  beschrieben werden. Die Zeitangaben wurden berechnet für eine Drehzahl der Chopperscheibe von  $f = 257\text{s}^{-1}$ .

Auf der Basis von Heinens Meßergebnissen wird nun die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion berechnet. Eine übliche Methode besteht in der Anpassung einer Modellfunktion  $x(M, T)$  an die gemessenen Laufzeitspektren [Aue88]. Zur Berechnung dieser Modellfunk-

tion muß mittels geometrischer Überlegungen die Pulsform  $P(t)$  bestimmt werden. Betrachten wir die Halbwertsbreite  $\tau$  des Helimpulses. Die Chopperscheibe hat bei einem Radius von  $r = 30\text{mm}$  zwei gegenüberliegende Spalte der Breite  $b = 1.5\text{mm}$ . Bei einer Umdrehung pro Sekunde, also bei der Frequenz  $f = 1\text{s}^{-1}$  werden demnach zwei Pulse der Dauer  $b/(2\pi r)f^{-1} = 8.0\text{ms}$  erzeugt. Bei  $f = 257 \pm 1\text{s}^{-1}$  lassen sich Pulse der Halbwertsbreite  $\tau = (31.1 \pm 0.1)\mu\text{s}$  erreichen. Die Breite und Form der Flanken eines Pulses am QMS wird durch den Akzeptanzbereich des Detektors beeinflusst, welcher einen Durchmesser von  $6\text{mm}$  hat. In Abb. 3.15 wird die Berechnung der Pulsform schematisch erklärt. Die Modellfunktion folgt durch Integration des Produktes von Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $F(v, M, T_0)$  (s. Gl. 3.28) und Pulsform  $P(t)$

$$X(M, T) = \int_{t'} F(v, M, T) \cdot P(t') dt' \quad \text{mit} \quad v = \frac{l}{t - t'}. \quad (3.39)$$

Ein Vergleich der Modellfunktion für verschiedene Pulsformen zeigt, daß sie empfindlich von der Schlitzbreite (Halbwertsbreite) und nur schwach vom Durchmesser des Akzeptanzbereiches abhängt.

Betrachten wir nun die gemessenen Laufzeitspektren. In den Abbildungen 3.16 und 3.17 werden die gemessenen Laufzeitspektren mit der Modellfunktion und den idealen Verteilungsfunktionen (bei unendlich kurzen Pulsen) verglichen. Die abfallenden Flanken aller Meßkurven zeigen ein langsames Abklingen. Das Zeitverhalten der Meßanordnung ist hinreichend schnell [Hei98]. Vermutliche Ursache ist die Verteilung des Helimpulses im Rezipienten. Schätzen wir die Zeitkonstante dieses Prozesses ab. Durch die Blende tritt ein schmaler Strahl in den Rezipienten ein, der am QMS ungefähr die Breite der empfindlichen Fläche hat. Ein Teil des Heliumstrahls wird ionisiert und in das QMS beschleunigt. Der Rest des Heliumstrahls stößt an die Wände des QMS und verteilt sich im Gefäß. Der Rezipient besteht aus einem Rohr des Durchmessers  $150\text{mm}$ , bis zur nächsten Wand müssen die Heliumatome also eine typische Strecke  $s \approx 100\text{mm}$  zurücklegen. Zusammen mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v} = 1.2\text{km/s}$  (nach Gl. 3.8) folgt  $\tau \approx \frac{s}{\bar{v}} \approx 80\mu\text{s}$ . Diese Zeitkonstante ist vergleichbar mit der der abfallenden Flanke.

Die Laufzeitprofile des Heliumstrahls wurden für Vordrücke zwischen  $2\text{bar}$  und  $45\text{bar}$  gemessen. Bei  $p_0 = 45\text{bar}$  war der Druck im Rezipienten bereits auf  $p_b = 7 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$  angestiegen, eine weitere Erhöhung des Vordruckes bewirkte eine Verringerung der Strahlintensität (vgl. Abb. 3.8 und 3.13). Die Modellfunktion wurde durch Variation von Machzahl  $M$  und Temperatur  $T$  an die Laufzeitprofile angepaßt, wobei  $M$  die Breite und  $T$  die Lage des Maximums der Modellfunktion bestimmte. Die Temperatur  $T$  entspricht bei dieser Anpassung nicht der Reservoirtemperatur  $T_0$ , da die thermische Energie bei endlichen Machzahlen nicht vollständig in kinetische Energie umgewandelt wird (vgl. Abb. 3.4). Vielmehr ist sie gemäß

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_{He} v^2 = \frac{5}{2} kT \quad (3.40)$$

ein Maß für die kinetische Energie. Ein Vergleich von Modellfunktion und Laufzeitprofil ist in den Abbildungen 3.16 und 3.17 dargestellt. Zusätzlich wird das *ideale* Profil für unendlich kurze Pulse gezeigt. Deutlich ist zu erkennen, daß mit wachsendem Vordruck  $p_0$  die Breite



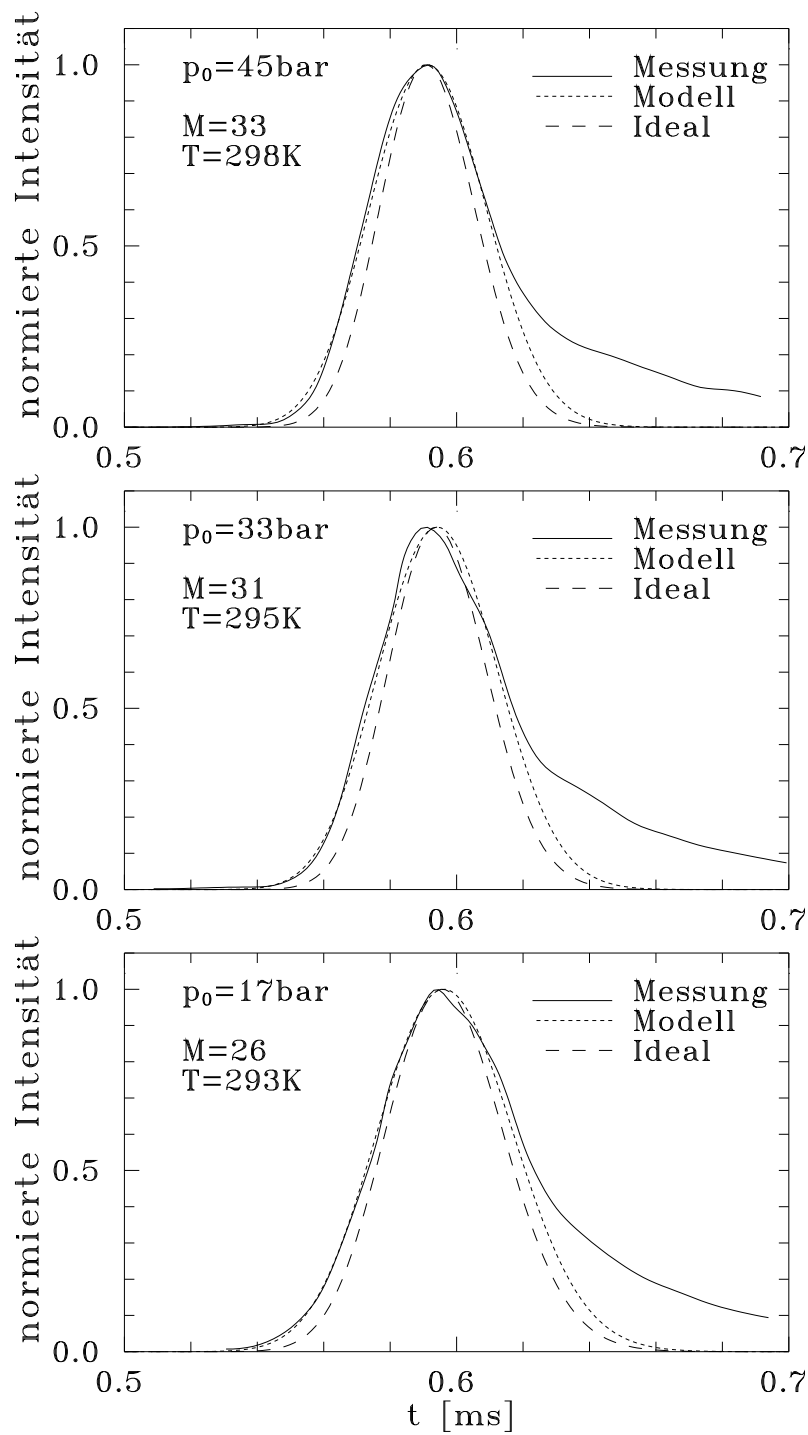


Abbildung 3.16: Bestimmung von Machzahl und Geschwindigkeit durch Anpassung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an die gemessenen Laufzeitspektren

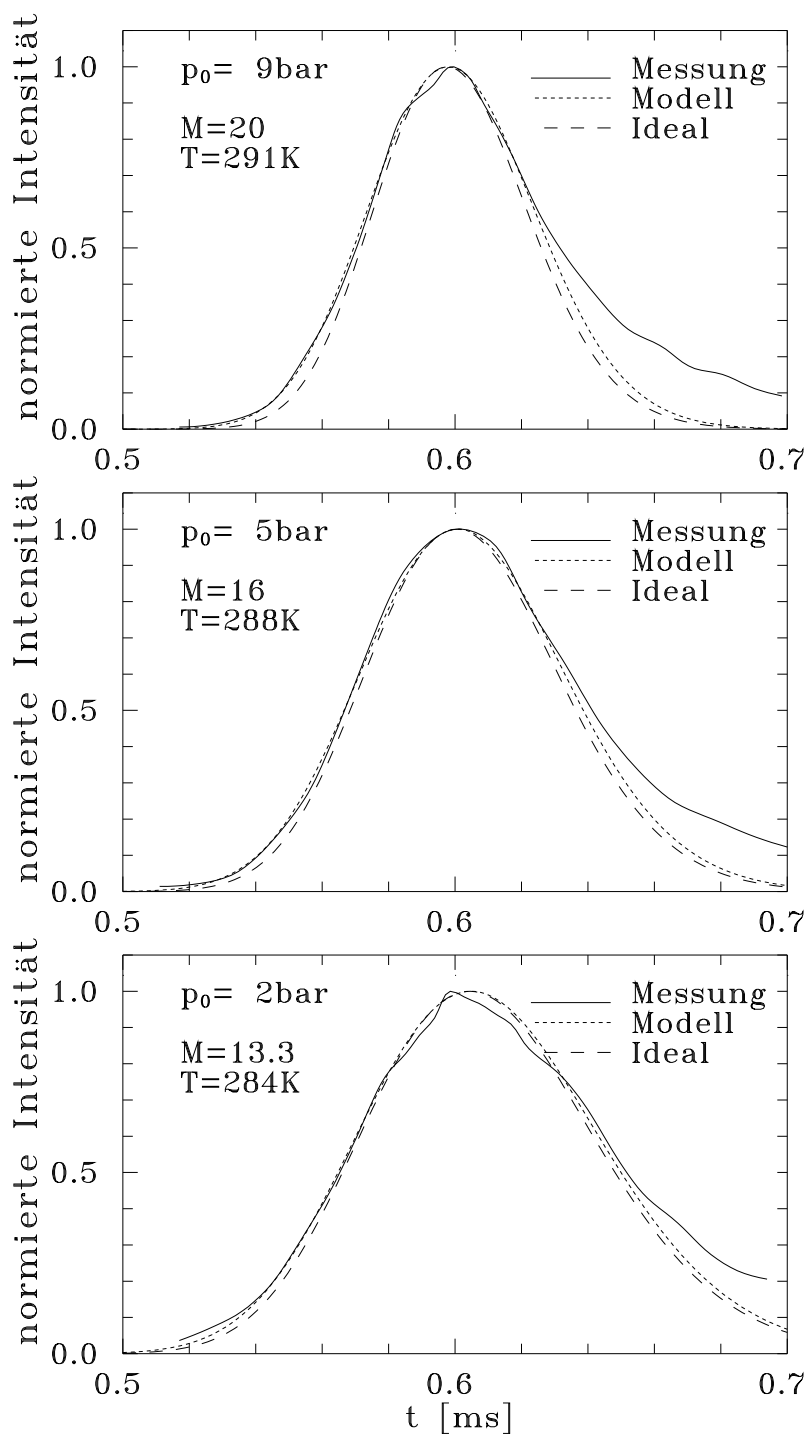


Abbildung 3.17: Bestimmung von Machzahl und Geschwindigkeit durch Anpassung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an die gemessenen Laufzeitspektren

der Profile abnimmt. Mit abnehmender Breite wächst der Einfluß der Pulslänge auf die Breite der Modellfunktion. Mit anwachsendem Vordruck  $p_0$  wächst die gemessene Machzahl  $M_m$  und wesentlich schwächer, die Temperatur  $T$  an.

In Abb. (3.18, unten) werden die aus den Laufzeitmessungen ermittelten Machzahlen mit den theoretischen Werten nach Anderson bzw. Beijerinck verglichen. Dazu wurde gemäß Gleichung 3.30 mit den in Tabelle 3.3 angegebenen Konstanten die maximal erreichbare Machzahl berechnet. Der Fehlerbalken an der Kurve mit den Ergebnissen nach Anderson gibt den Fehler bei Variation des Düsendurchmessers um  $\pm 5 \mu\text{m}$  an. Andersons Werte stimmen gut mit den gemessenen Machzahlen überein, Beijerincks Ergebnisse zeigen große Abweichungen. Diese Abweichung der Ergebnisse nach Beijerinck werden auch von Diez [Die97] berichtet.

Mit der Machzahl kann das Geschwindigkeitsverhältnis  $S$  und die Energiehalbwertsbreite  $\frac{\Delta E}{E}$  bestimmt werden

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta v}{v} = \frac{3.3}{S} = \frac{3.3}{\sqrt{\frac{2}{\gamma} M}}. \quad (3.41)$$

In Abb. (3.18, oben) wird die gemessene Energiehalbwertsbreite mit der Modellrechnung nach Anderson verglichen.

Betrachten wir abschließend die kinetische Energie und die mittlere Geschwindigkeit der Heliumatome. Die Meßwerte werden in Abb. 3.19 mit theoretischen Werten verglichen. Bei der Berechnung der Enthalpie  $H$  wurde berücksichtigt, daß sie von der Temperatur  $T_0$  und dem Druck  $p_0$  im Reservoir abhängt [Kuh91]. Die spezifische Enthalpie von Helium wird von Arp [Arp89] tabellarisch als Funktion von  $T_0$  und  $p_0$  angegeben. Sie hängt empfindlich von der Temperatur und schwach vom Druck ab. Die gestrichelte Kurve in Bild (3.19 unten) zeigt die Dichteabhängigkeit. Die Rechnungen wurden für  $T_0 = 17^\circ\text{C}$  durchgeführt. Bei der Berechnung der durchgezogenen Kurve wurde zusätzlich mit der gemessenen Machzahl berücksichtigt, daß nur ein Teil der thermischen Energie in kinetische Energie verwandelt wird. Für  $M \rightarrow \infty$  gehen die Kurven ineinander über. Unter Berücksichtigung der gemessenen Machzahlen gibt die Modellfunktion qualitativ den Verlauf der Meßwerte wieder. Bei kleinen Drücken weichen die gemessenen Energien und Geschwindigkeiten nach unten ab. Auch diese Diskrepanz wurde von Diez gefunden.

### 3.7 Das Pulsen des Überschallstrahls

Die Möglichkeit, kurze Helimpulse erzeugen zu können, hat die folgenden, experimentellen Vorteile:

- Der Heliumstrahl soll an TEXTOR-94 spektroskopisch beobachtet werden. Eine modulierte Quelle erlaubt im geschlossenem Zeitintervall die Messung der Hintergrundstrahlung.
- Bei hinreichend kurzen Pulslängen kann das Volumen  $V$  des Rezipienten den Druckanstieg erheblich reduzieren. Dieser Effekt kann zur Erzeugung von Heliumstrahlen

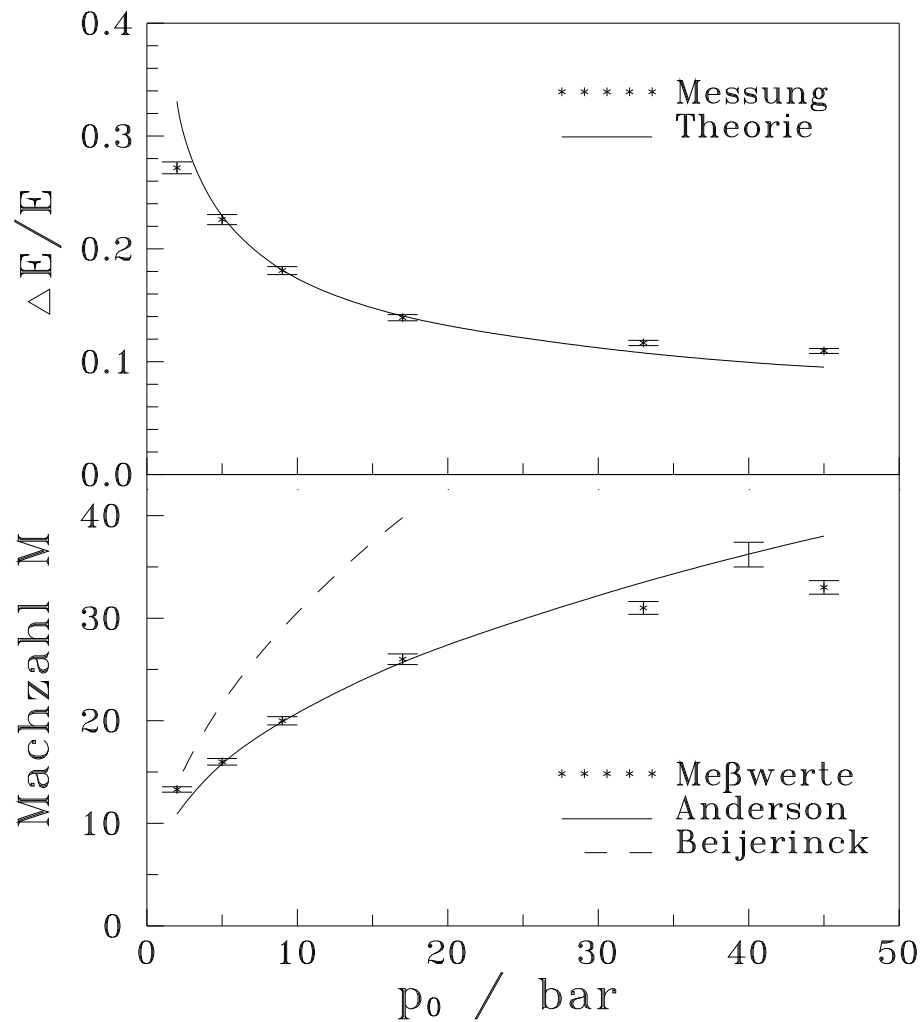


Abbildung 3.18: gemessenen Machzahlen und Energiehalbwertsbreiten als Funktion des Vordruckes

- unten: Vergleich der gemessenen Machzahl mit den Ergebnissen von Beijerinck bzw. Anderson
- oben: Vergleich der mit Gl. 3.41 aus den gemessenen Machzahlen ermittelten Energiehalbwertsbreiten mit den Werten nach Anderson

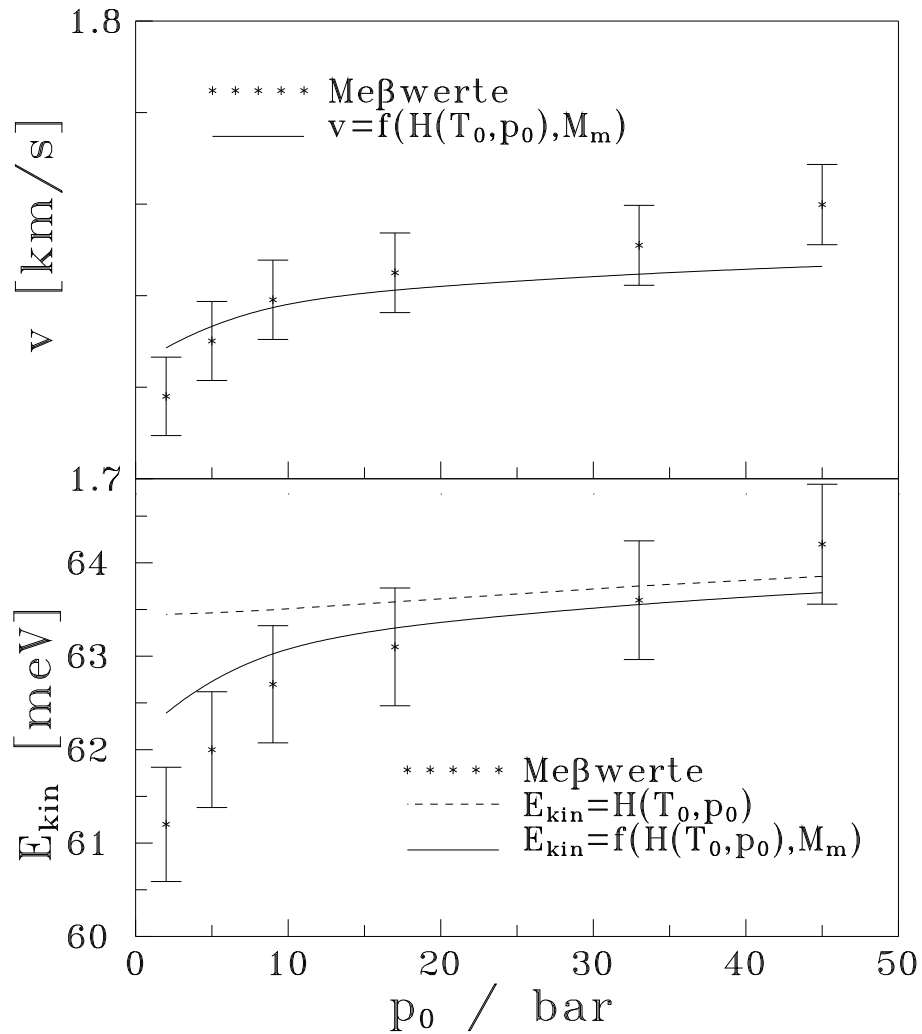


Abbildung 3.19: gemessene Strahlgeschwindigkeit und kinetische Energie

- unten: Vergleich der gemessenen kinetischen Energie (Asterisken), der vollständig in kinetische Energie umgewandelten Enthalpie (gestrichelte Kurve) und der, gemäß der endlichen, gemessenen Machzahl  $M_m$  bestimmten, kinetischen Energie (durchgezogene Kurve)
- oben: Vergleich von theoretischer und gemessener Strahlgeschwindigkeit

größerer Dichte genutzt werden, da ein geringerer Hintergrunddruck  $p_b$  die Abschwächung des Heliumstrahls reduziert bzw. bei konstant gehaltenem, maximalem  $p_b$  der Vordruck  $p_0$  erhöht werden kann.

Die Änderung des Druckes  $\dot{p}_b$  in der Skimmerkammer genügt der Differentialgleichung

$$\dot{p}_b = \frac{1}{V} (\dot{N}kT - p_b S). \quad (3.42)$$

In dieser Gleichung ist  $S$  das Saugvermögen des Pumpsystems und  $\dot{N}$  der Heliumfluß durch das Düsenplättchen. Betrachten wir zwei Grenzfälle: Im Falle langer Helimpulse folgt nach einer gewissen Zeit  $\dot{p}_b = 0$ . Der Druck im Rezipienten stellt sich unabhängig vom Volumen gemäß  $\dot{N}kT = p_b S$  ein. Im Falle hinreichend kurzer Helimpulse bestimmt dagegen das Volumen den Druckanstieg im Gefäß. Die  $\dot{p}_b$  charakterisierende Zeitkonstante ist durch den Quotienten von Saugvermögen und Volumen gegeben  $\tau_V = V/S$ . Die typische Zeitkonstante der Skimmerkammer ist  $\tau_V \approx 60\text{ms}$ .

- Ein schnelles Ausschalten des Heliumstrahls ermöglicht die Messung des Saugvermögens des Pumpsystems. Die Differentialgleichung 3.42 reduziert sich zu  $\dot{p}_b = -\frac{1}{\tau_V} p_b S$ . Für die Lösung dieser Differentialgleichung gilt:  $p_b \propto \exp(-\frac{S}{V}t)$ . Bei bekanntem Volumen des Rezipienten kann daher aus der Steigung des logarithmisch aufgetragenen Druckes das Saugvermögen bestimmt werden.

Zum Pulsen des Überschallheliumstrahls im Labor wurde ein elektromagnetisches Ventil (Fa. General Valve, Typ Iota One) benutzt. Die kompakte Konstruktion des Ventils ermöglichte einen Einbau in das Vakuumgefäß. Das Ventil kann Drücke bis zu 70bar schalten und erlaubt Öffnungszeiten, die kürzer als eine Millisekunde sind. In der Praxis war die Länge der Helimpulse durch die Zeitkonstante des Druckabfalls im Totvolumen ( $V \approx 1\text{mm}^3$ ) zwischen Ventilsitz und Düsenplättchen bestimmt (vgl. Abb. 3.20). In Abhängigkeit vom Durchmesser des Düsenplättchens waren die kürzesten Pulse zwischen 60ms und 100ms lang.

Bei der Konstruktion des Trägers von Ventil und Düsenplättchen wurde berücksichtigt, daß der Heliumstrahl ungehindert in den Halbraum expandieren kann. Die in der Literatur veröffentlichten Ventilkonstruktionen haben typischerweise einen vollen Öffnungswinkel von  $90^\circ$  ([Gen88], [Cor90]). Die in dieser Arbeit benutzten Konstruktionen haben sogar einen vollen Öffnungswinkel von  $120^\circ$  (vgl. Abb. 3.20).

Das elektromagnetische Ventil kann aufgrund der starken magnetischen Streufelder nicht an TEXTOR-94 eingesetzt werden. Daher wurde in Zusammenarbeit mit dem *Institut für Hochspannungstechnik und elektrische Energieanlagen der TH Braunschweig* ein Ventil für den Einsatz an TEXTOR-94 konstruiert [Sty97]. Besonderes Augenmerk wurde darauf gerichtet, daß das Ventil ein möglichst geringes Totvolumen hat, so daß in Verbindung mit einem schnellen Antrieb Öffnungszeiten im 10ms-Bereich ermöglicht werden. Diese Eigenschaft wurde dadurch erreicht, daß der Ventilstößel direkt auf das Düsenplättchen drückt (vgl. Abb. 3.21). Das Antriebsprinzip des Ventils beruht auf dem Wirbelstromprinzip. Zum Öffnen wird ein Wechselstrom der Frequenz  $f \approx 1\text{kHz}$  in eine Spule eingespeist. Die in eine mit dem Ventilstößel verbundene Scheibe induzierten Wirbelströme bewirken eine Kraft,

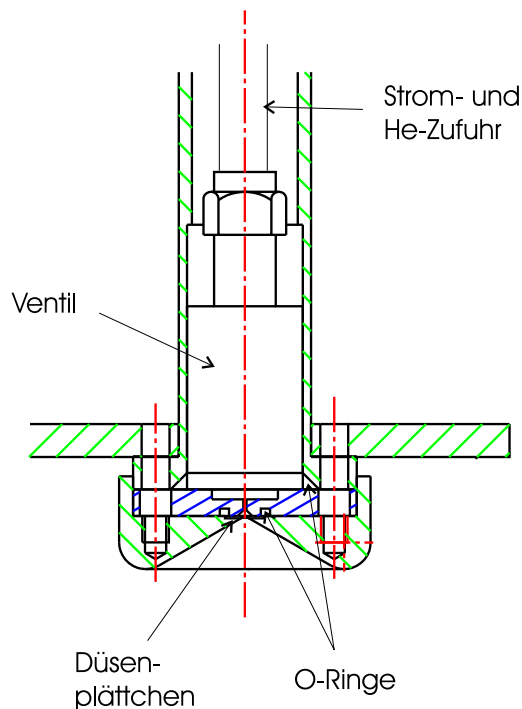


Abbildung 3.20: Die im Labor verwendete Tragekonstruktion für das Düsenplättchen und das elektromagnetische Ventil

die das Ventil gegen den Druck einer Feder öffnet. Styhler führte mit einem Prototyp erste erfolgreiche Testreihen unter Vakuumbedingungen durch. Aus Mangel an Zeit konnte das Ventil bislang nicht an TEXTOR-94 getestet werden.

Wenn das den Heliumstrahl schaltende Ventil nicht in unmittelbarer Nähe des Düsenplättchens eingebaut werden kann, dann ergeben sich sehr lange Abklingzeiten  $\tau \gg 1\text{min}$ , bis nach dem Schließen des Ventils der Druck vor dem Düsenplättchen signifikant gefallen ist. Eine Möglichkeit zur Erzeugung kurzer Pulse bei langen Zuleitungen wurde von Kornejev vorgeschlagen [Kor96a]. Zum Einschalten des Überschallstrahls wird ein Ventil  $V_1$  zwischen Zuleitung und Reservoir für eine kurze Zeit geöffnet, zum Ausschalten wird ein zweites Ventil  $V_2$  gegen Vakuum geöffnet. Im Labor wurde diese 2-Ventil-Methode getestet. In einem Meter Abstand (Rohrleitung mit innerem Durchmesser von 4mm) von einem Druckmeßgerät (70-bar Baratron der Fa. MKS) wurden zwei pneumatische Ventile (Fa. Best) aufgebaut, die mit dem Druckminderer bzw. dem Ansaugstutzen einer Vorvakuumpumpe verbunden waren. Bei entsprechend angepaßten, zeitversetzten Steuerpulsen ließen sich Pulse der minimalen Länge  $\tau \geq 50\text{ms}$  erzeugen. An dieser Stelle sei bemerkt, daß während des Einsatzes dieser Methode an TEXTOR-94 festgestellt wurde, daß bei diesen kurzen Puls-längen nur geringe Strahlintensitäten spektroskopisch nachgewiesen werden konnten. Der maximal mögliche Fluß wurde erst nach ca. 200ms erreicht.

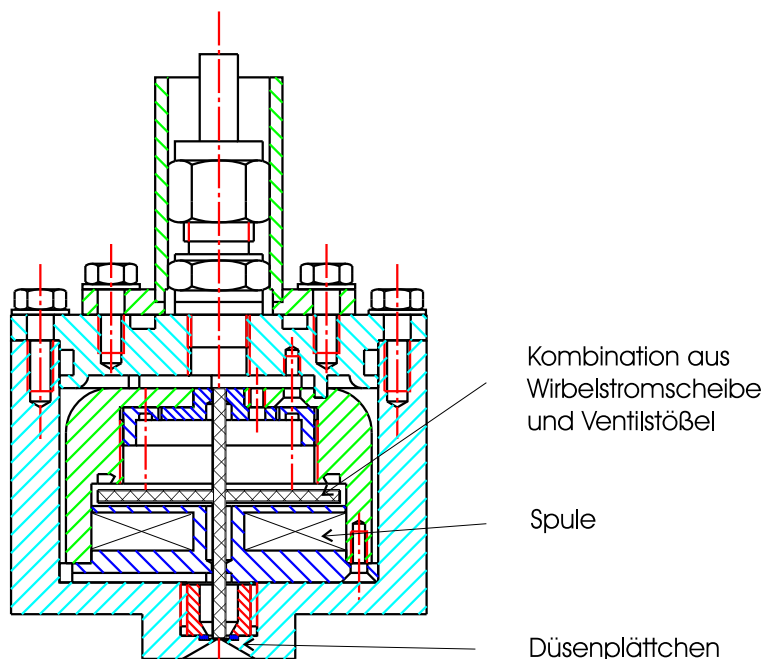


Abbildung 3.21: Totvolumenfreies Wirbelstromventil. Der Ventilstößel drückt direkt auf das Düsenplättchen

### 3.8 Der Überschallstrahl an TEXTOR-94

Nach den erfolgreichen Vorarbeiten im Labor wurde ein Vakuumgefäß konstruiert, daß die folgenden Bedingungen erfüllte:

- Die in Kapitel 3.5 beschriebene Düse-Skimmer-Anordnung sollte so nahe wie möglich am Meßort außerhalb des TEXTOR-94-Vakuumgefäßes montiert werden. Sie wurde daher zwischen den Toroidalfeldspulen direkt oberhalb des Vakuumschiebers von TEXTOR-94 aufgebaut (vgl. Abb. 3.22 und Abb. 3.23).
- Zum Evakuieren des Gefäßes mußte ein Pumpstand mit einem möglichst hohen Saugvermögen und Gasdurchsatz aufgebaut werden. Auf den Einsatz von Diffusionspumpen wurde aus Sicherheitsgründen verzichtet. Bei der Suche eines Standortes für die Turbomolekularpumpe mußte ein Ort mit möglichst geringem magnetischem Streufeld gefunden werden, da andernfalls ein Überhitzen der Pumpe aufgrund der in den Rotorblättern induzierten Wirbelströme drohte.

Die Recherche der auf dem Markt erhältlichen Turbomolekularpumpen führte schließlich zur Wahl einer Turbomolekular-Drag-Pumpe der Fa. Pfeiffer (Typ TMU 1600, Nennsaugvermögen für Helium  $S = 1.45 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Diese Pumpe ist eine Kombination aus Turbomolekular- und Molekularpumpe. Sie zeichnet sich durch eine hohe Vorvakuumfestigkeit und einen hohen Gasdurchsatz aus. Damit kann, in Gegensatz zu den Messungen im Labor, auf den Einsatz einer Rotations-Wälzkolbenpumpe an



TEXTOR-94 verzichtet werden. Vom Hersteller wird für die Kombination mit einer leistungsfähigen Vorkampumpumpe (z.B. die hier verwendete zweistufige Drehschieberpumpe der Fa. Varian, Typ SD-700,  $S = 35\text{m}^3/h$ ) ein Gasdurchsatz von  $\dot{N} = 14\text{mbar } \ell\text{s}^{-1} = 3.5 \cdot 10^{20}\text{s}^{-1}$  angegeben. Dieser Gasdurchsatz entspricht nach Gl. 3.33 dem Fluß durch das an TEXTOR-94 genutzte Düsenplättchen bei einem Vordruck  $p_0 \approx 18\text{bar}$ .

- Die Verbindungsleitungen und das T-Stück mußten ein möglichst großen Durchmesser haben, um Verluste des Saugvermögens aufgrund des Leitwertes der Rohrleitung zu minimieren. Der innere Durchmesser des T-Stückes wurde daher maximal gewählt (Durchmesser 0.2m). Der seitliche Abstand zwischen dem T-Stück und den benachbarten Toroidalfeldspulen ist kleiner als ein Zentimeter. Sowohl der zur mechanischen Entkopplung benötigte Wellbalg als auch das Verbindungsrohr zur Pumpe haben den Durchmesser des Ansaugstutzens (Durchmesser 0.25m). Aufgrund des Strömungswiderstandes dieser Rohrleitung ist das effektive Saugvermögen, je nach Druck im Rezipienten<sup>6</sup> um einen Faktor 2 bis 3 kleiner als das Nennsaugvermögen der Pumpe.
- Zur Beobachtung des Heliumstrahls wird ein 3-Kanal-Beobachtungssystem geplant. Dazu müssen Kameras bzw. Lichtleiterbündel präzise auf einen Punkt ausgerichtet werden. In radialer Richtung sollten die Justierfehler kleiner als ein Millimeter sein. Zur exakten Justierung eines solchen Beobachtungssystems wurde von Musso und Schweer eine Justiervorrichtung konstruiert, die mit einem Spindelantrieb ohne Brechen des Vakuums eine Justierlampe in TEXTOR-94 positionieren kann.

Die Breite des Überschallheliumstrahls an TEXTOR-94 wurde spektroskopisch mit einem 2-dimensionalen Beobachtungssystem (bildverstärkte CCD-Kamera der Fa. Proxitronic) gemessen. Zur Selektion der Emissionen des Heliumstrahls wurde ein schmalbandiges Interferenzfilter ( $\lambda = (667.8 \pm 0.5)\text{nm}$ ) verwendet. Es wurde eine Meßreihe durchgeführt, in der der Vordruck des kontinuierlich betriebenen Heliumstrahls zwischen 2.0bar und 14.5bar variiert wurde. Der am Ansaugstutzen der Pumpe gemessene Druck im Rezipienten wuchs dabei bis auf  $1.7 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$  an. In Abb. 3.24 sind die entlang der Sichtlinie integrierten Profile dargestellt. Der Abstand von Düsenplättchen zum Skimmer beträgt 0.68m (kleiner Plasmaradius  $r = 0.455\text{m}$ ), die Werte sind über 400ms gemittelt. Im unteren Bild sind die kalibrierten Rohdaten aufgetragen. Im mittleren Bild wurde der in 30mm Abstand vom Maximum gemessene Untergrund abgezogen. Im oberen Bild wurde zum Zwecke des Vergleiches der Profilformen zusätzlich normiert. Mit steigendem Vordruck ist eine Verbreiterung des Strahls von 13mm auf 17mm zu erkennen. Die mittlere Halbwertsbreite des Strahls  $b = 15\text{mm}$  entspricht einer Strahldivergenz von  $\pm 0.6^\circ$ . Diese Divergenz stimmt mit den im Labor gemessenen Parametern überein.

---

<sup>6</sup>Bei Drücken oberhalb von  $p = 1.4\text{mbar}$  gilt die Knudsenformel Gl. 3.14. Der Leitwert im Feinvakuumgebiet ist besser als der im Bereich der Molekularströmung.

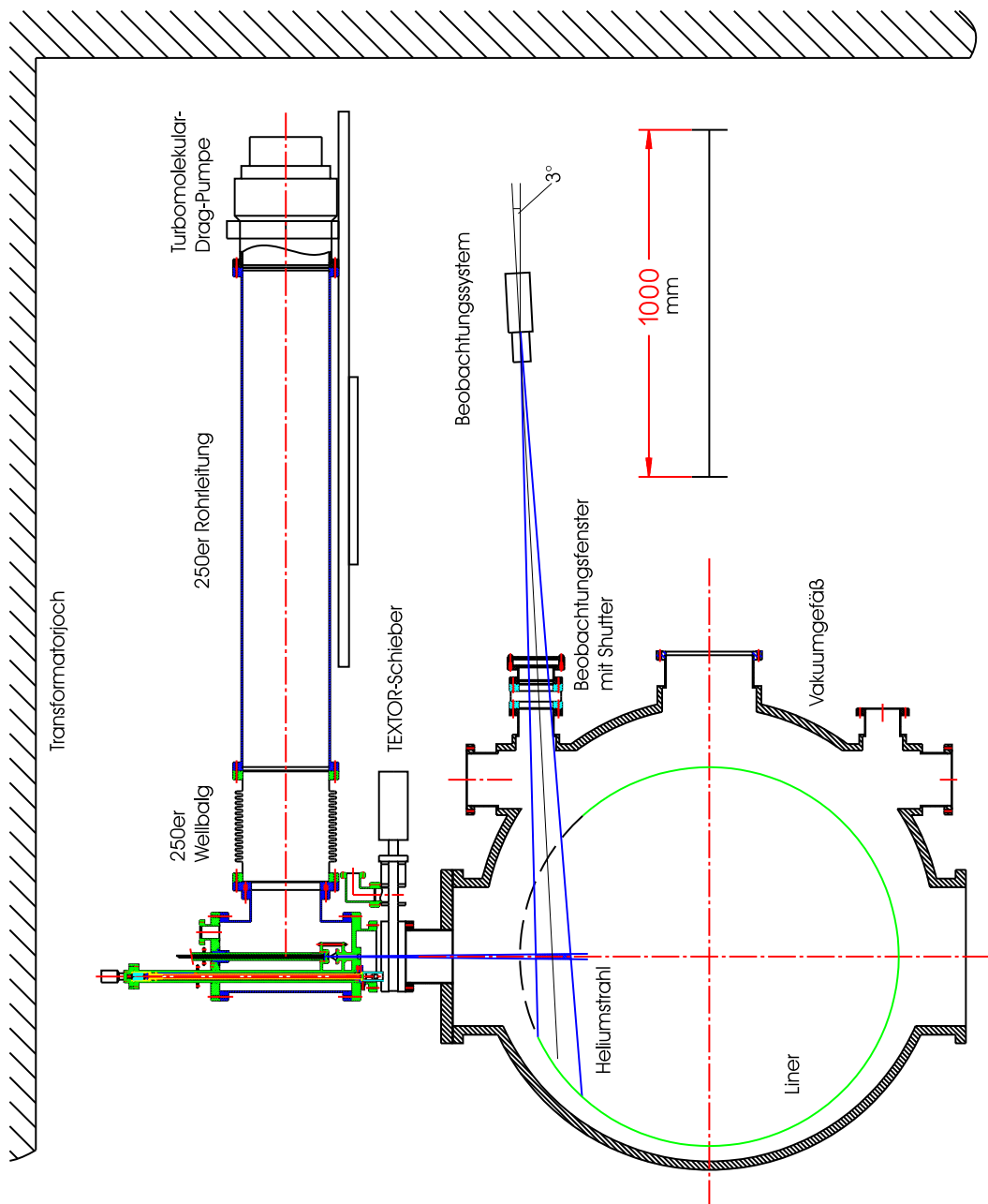


Abbildung 3.22: Übersichtszeichnung des Überschallstrahls an TEXTOR-94. Die Toroidal­feldspulen wurden in den Zeichnungen vernachlässigt. Die Oberkanten dieser Spulen befinden sich auf der Höhe der Oberkante des T-Stückes.

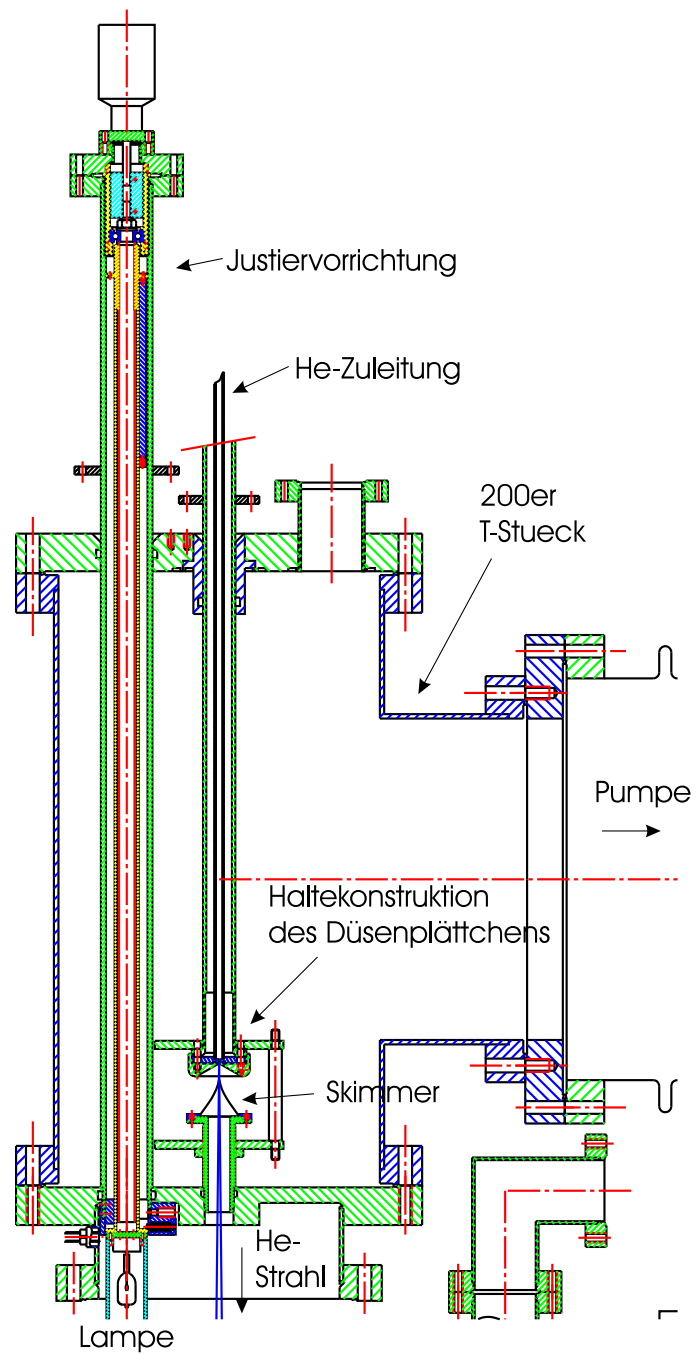


Abbildung 3.23: Der Überschallstrahl an TEXTOR-94  
Details von Gaseinlaß und Justiervorrichtung

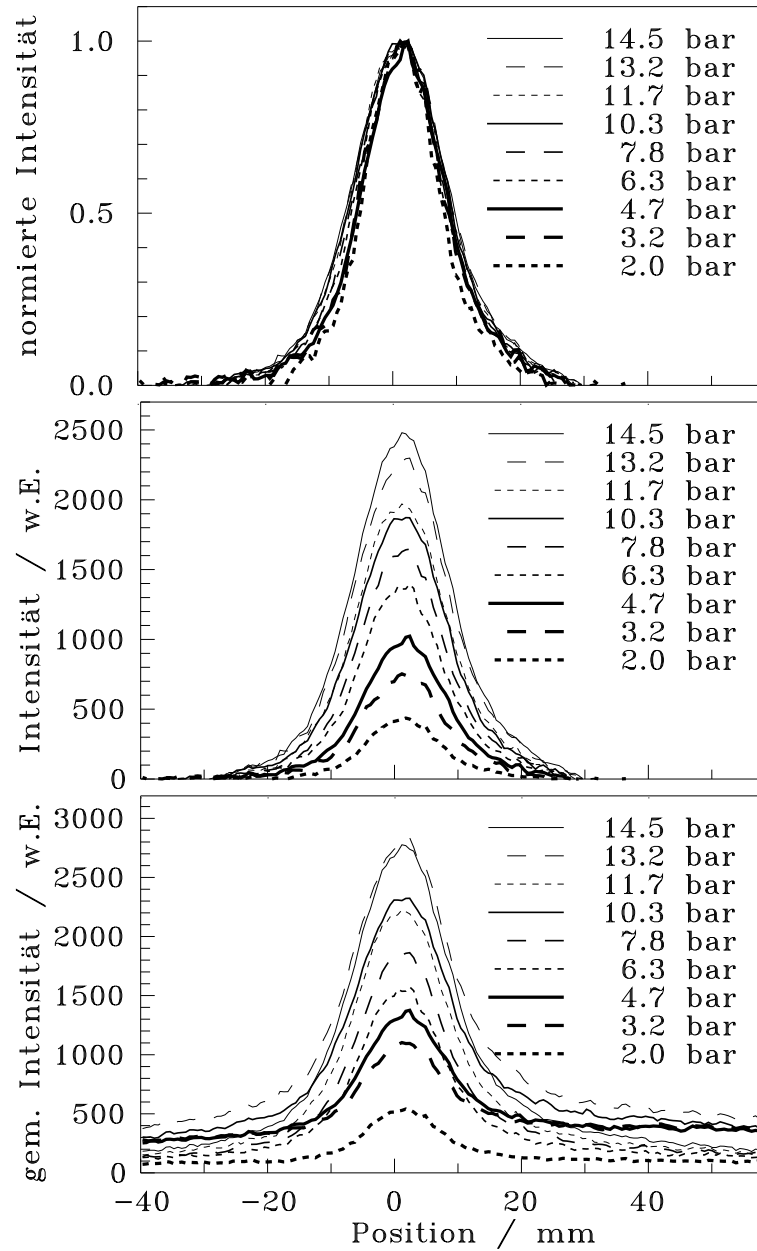


Abbildung 3.24: Spektroskopisch gemessene Breite des Überschallheliumstrahls an TEXTOR-94. Dargestellt ist das Emissionsprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls in 0.68m Entfernung vom Düsenplättchen (kleiner Plasmaradius  $r = 0.455\text{m}$ ).

unten: kalibrierte Rohdaten

Mitte: von den kalibrierten Rohdaten wurde der Untergrund abgezogen

oben: von den kalibrierten Rohdaten wurde der Untergrund abgezogen und anschließend normiert



# Kapitel 4

## Anwendung und Diskussion

In diesem Kapitel werden die an TEXTOR-94 durchgeführten Messungen mit dem Überschallstrahl und dem mit der Röhrendüse erzeugten, thermischen Heliumstrahl beschrieben. Die Beobachtungssysteme werden vorgestellt, es wird auf meßtechnische Probleme wie z.B. die Bestimmung des Untergrundes bei der Messung der Linienintensitäten eingegangen. Zur Untersuchung der Konsistenz der Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells wurden neben den roten Heliumlinien (667.8nm, 706.5nm und 728.1nm) neun weitere Linien im sichtbaren Spektralbereich gemessen und mit den Ergebnissen der Modellrechnung verglichen. Es folgt ein Vergleich der mit der Heliumstrahldiagnostik bestimmten Profile von Elektronentemperatur und -dichte mit den Ergebnissen anderer Diagnostiken. Das Kapitel wird mit einer Diskussion abgeschlossen.

### 4.1 Messungen mit dem Überschallstrahl

Da die Überschallquelle ausführlich im letzten Kapitel diskutiert wurde, muß in diesem Kapitel zur Beschreibung des Meßaufbaus nur noch das Beobachtungssystem dokumentiert werden.

#### 4.1.1 Beobachtungssystem

Der Überschallheliumstrahl wurde mit einem Fotoobjektiv (Brennweite  $f = 135\text{mm}$ , Öffnungsverhältnis 1 : 3.5) und einer bildverstärkten 2d-CCD-Kamera (Fa. Proxitronic, S-25 Bildverstärker) aus ca. 1.7m Entfernung beobachtet (vgl. Abb. 3.22). Die Linienselektion erfolgte durch schmalbandige Interferenzfilter der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda \approx 1\text{nm}$ . Das von der Kamera erzeugte Video-Signal wurde mit einem Videorekorder (Typ Sony U-matic) aufgenommen und anschließend mit einer Bildverarbeitung ausgewertet. Weil bislang nur eine Spektrallinie pro TEXTOR-94-Entladung aufgenommen werden kann, beschränken sich die hier gezeigten Untersuchungen auf den stationären Teil (die sogenannte *flat top phase*) vergleichbarer Entladungen.

Das zur Verfügung stehende Beobachtungsfenster ist auf den Radius  $r = 0.5\text{m}$  ausgerichtet. Da die Maxima der Emissionsprofile der Heliumstrahldiagnostik in der Nähe der letz-

ten geschlossenen Flußfläche  $r = 0.46\text{m}$  liegen, wurde zur Vermeidung zu großer Winkel die Achse des Beobachtungssystems um  $3^\circ$  geneigt und auf den Radius  $r \approx 0.45\text{m}$  ausgerichtet. Die Vermeidung zu großer Winkel ist vor allem für die Linienselektion mit Interferenzfiltern von Bedeutung, da sich die Maxima der Transmissionskurven der Interferenzfilter mit wachsendem Einfallswinkel  $\theta$  in die Richtung der kürzeren Wellenlänge verschieben [Bla96].

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 - \frac{\sin^2 \theta}{\mu} \quad (4.1)$$

In dieser Gleichung ist  $\lambda_0$  die Wellenlänge für senkrechten Einfall und  $\mu$  der Brechungsindex des Filters ( $\mu_{\lambda < 550\text{nm}} = 1.45$  und  $\mu_{\lambda > 550\text{nm}} = 2.05$  bei den in dieser Arbeit benutzten 3-cavity-Interferenzfiltern der Fa. Andover)<sup>1</sup>.

Betrachten wir nun für die vorhandene Beobachtungsgeometrie den Einfluß der Winkel auf die Transmissionseigenschaften. An TEXTOR-94 wird der radiale Bereich  $0.4\text{m} < r < 0.5\text{m}$  untersucht. Aus der maximalen Auslenkung von  $50\text{mm}$  bei achsfernen Strahlen und der Entfernung von  $1.7\text{m}$  folgt der maximale Winkel  $\theta \approx \arctan \frac{0.05}{1.7} = 1.7^\circ$ . Für das Interferenzfilter der Wellenlänge  $\lambda_0 = 728.1\text{nm}$  resultiert mit  $\Delta\lambda/\lambda = 0.99979$  eine vernachlässigbare Verschiebung der Transmissionskurve um  $\Delta\lambda = -0.15\text{nm}$ .

Zur reproduzierbaren Anpassung der Meßsignale an den Dynamikbereich des Detektionssystems wurden die Meßsignale teilweise mit Graufiltern (NG4 und NG11 der Fa. Schott) abgeschwächt. Das Beobachtungssystem bestehend aus Graufilter, Interferenzfilter, Objektiv und bildverstärkender Kamera wurde mit einer Ulbrichtkugel spektral (relativ) kalibriert. Die Fehler der Kalibration sollten im Falle der Wellenlängen oberhalb von  $\lambda \approx 500\text{nm}$  10% nicht überschreiten. Bei kleineren Wellenlängen können die Fehler größer sein, da die Intensität der Ulbrichtkugel in diesem Spektralbereich stark absinkt. Die radiale und toroidale Kalibration des Beobachtungssystems wurde durch Aufnahmen von Bildern der Justiervorrichtung bei verschiedenen radialen Positionen durchgeführt.

## 4.1.2 Messung der Emissionsprofile

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen der Emissionsprofile des Überschallstrahls wurden über eine Zeit von  $400\text{ms}$  bzw.  $500\text{ms}$  gemittelt. In Abb. 4.1 ist ein Höhenlinienbild der Emissionen bei  $\lambda = (667.8 \pm 0.5)\text{nm}$  dargestellt. In der unteren Hälfte des Bildes sind mehrere Schnitte bei festem Radius zu finden. Deutlich ist mit fallendem Radius ein Ansteigen des Untergrundes zu erkennen, der vermutlich auf Reflexionen am Liner<sup>2</sup> zurückzuführen ist.

<sup>1</sup>Die Transmissionseigenschaften eines Interferenzfilters werden auch durch die Umgebungstemperatur beeinflusst. Laut Hersteller wird die Transmissionskurve um  $\lambda_0/T \approx 0.02\text{nm}/^\circ\text{C}$  in Richtung der größeren Wellenlänge verschoben.

<sup>2</sup>Innerhalb des Vakuumgefäßes von TEXTOR-94 wurde zur Kontrolle der Plasma-Wand-Wechselwirkung eine innere Wand aufgebaut (vgl. auch Abb. 3.22). Der sogenannte Liner wird in der Regel auf Temperaturen von  $200^\circ\text{C}$  bis  $300^\circ\text{C}$  geheizt. Der Linerradius ist  $r=0.55\text{m}$ . Der Liner hat Öffnungen, die u.a. den Zugang für Diagnostiken erlauben. Reflexionen an der Unterkante eines Linerausschnittes sind in Abb. 4.1 bei  $r \approx (0.50 - 0.52)\text{m}$  zu erkennen

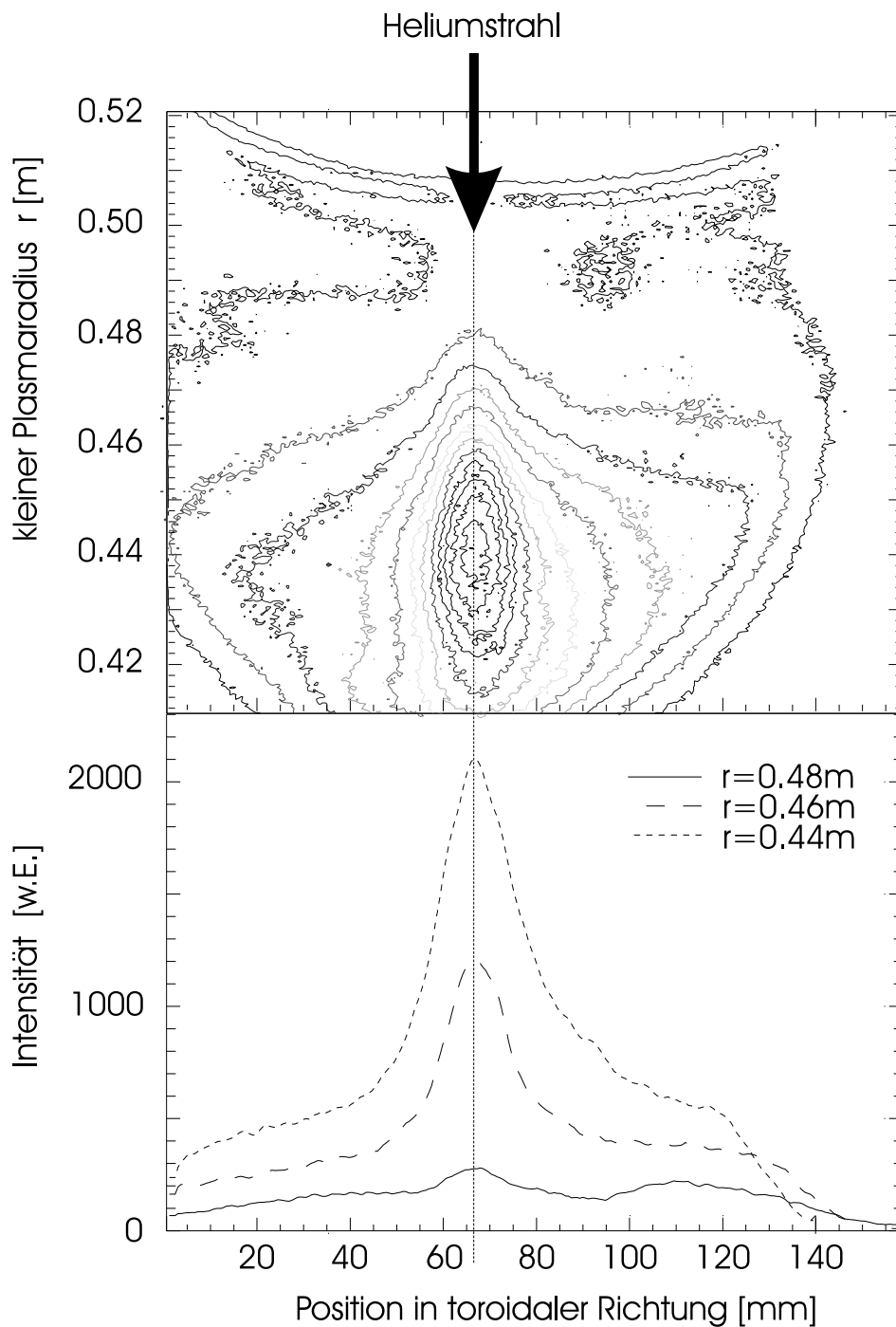


Abbildung 4.1: Höhenlinienbild des mit der 2d-Kamera gemessenen Bildes bei  $\lambda = 667.8\text{nm}$ . Der Überschallstrahl dringt von oben entlang der gestrichelten Linie in das Plasma ein. Zur Verbesserung des Verständnisses sind in der unteren Hälfte des Bildes drei Schnitte bei verschiedenen Radien dargestellt.



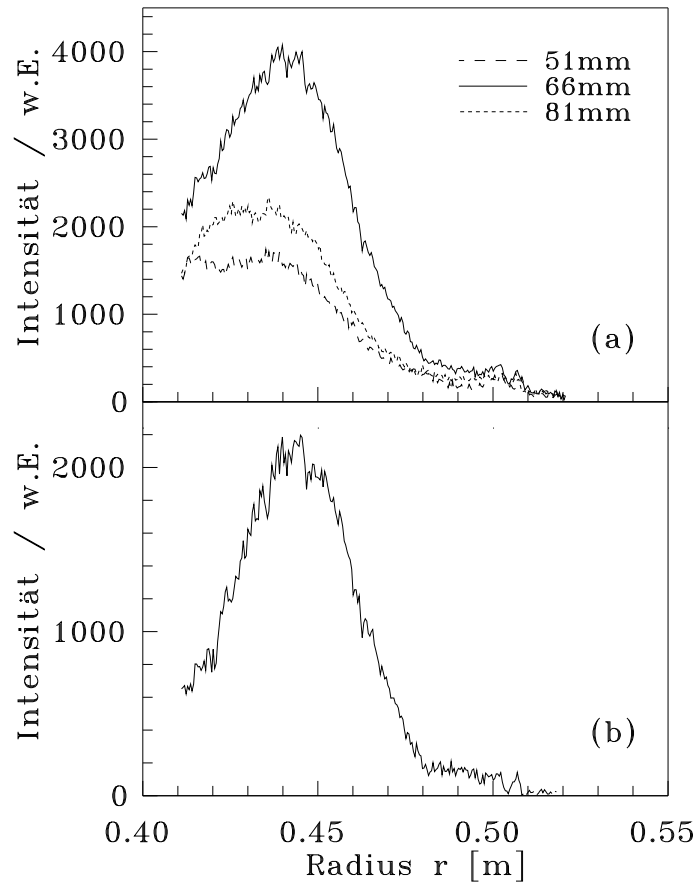


Abbildung 4.2: Radiale Profile bei verschiedenen toroidalen Positionen zum 2d-Bild in Abb. 4.1.

(a) radiales Profil im Zentrum des Heliumstrahls (66mm) und Messung des Untergrundes neben dem Strahl (fester Abstand 15mm, also bei 51mm und 81mm)

(b) Emissionsprofil der 667.8nm Linie (Differenz des Emissionsprofils im Strahlzentrum und neben dem Strahl)

Wegen der geringen Breite des Heliumstrahls von typischerweise 20mm kann der Untergrund neben dem Strahl gemessen und bei der Berechnung der Emissionsprofile berücksichtigt werden. Da der Untergrund in toroidaler Richtung asymmetrisch war, wurde für jeden radialen Punkt der Mittelwert des in einem festem Abstand neben dem Strahl gemessenen Untergrundes abgezogen (vgl. Abb. 4.2).

Diese Möglichkeit der Bestimmung des Untergrundes ist ein wesentlicher Vorteil des schmalen Überschallstrahls. Bei der weiter unten vorgestellten Röhrendüse ist eine ähnliche Vorgehensweise nicht möglich, da der Heliumstrahl im Beobachtungsvolumen zu breit ist. Die Intensität des Untergrundes hängt vom ausgewählten Wellenlängenbereich und von den Eigenschaften des untersuchten Plasmas ab. Bei Messungen in Plasmen hoher Dichte (linienintegrierte, zentrale Dichte  $\bar{n}_e > 3.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) bzw. bei Entladungen mit Zusatz-

heizung durch Neutralteilcheninjektion war vor allem die Messung der 706.5nm-Linie so stark gestört, daß eine Auswertung der Randschichtprofile für Radien  $r < 0.46\text{m}$  nicht mehr möglich war. Zur Reduktion der Reflexionen am Liner wird in der Sommerpause 1998 ein Blicksumpf installiert.

### 4.1.3 Konsistenz der Linienemissionen und Linienselektion

Die Konsistenz der Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells wird nun diskutiert, indem zusätzlich gemessene Emissionsprofile mit den Ergebnissen der Modellrechnung verglichen werden. Die Diskussion der Emissionsprofile ist ein strengeres Kriterium als die der Intensitätsverhältnisse, da sich bei der Berechnung der Verhältnisse Fehler aufheben können.

Mit dem Überschallheliumstrahl wurden Meßreihen bei drei unterschiedlichen linienintegrierten, zentralen Elektronendichten durchgeführt ( $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ,  $2.5 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$  und  $3.0 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ , Ohmsche Heizung,  $I_p=350\text{kA}$ ). In der Abb. 4.3 sind die mit den roten Heliumlinien gemessenen Profile von Elektronentemperatur und -dichte dargestellt. Die Berechnung der Emissionsprofile erfolgte, indem für jeden radialen Punkt mit dem entsprechenden  $T_e$ - $n_e$ -Paar die Gleichgewichtslösung des Stoß-Strahlungs-Modells bestimmt wurde. Mit der Gleichgewichtslösung und dem Emissionsprofil der 667.8nm-Linie wurde die Anzahl der beobachteten Heliumatome  $N_{He}$  bestimmt

$$N_{He} = \frac{I_{\lambda=667.8\text{nm}}}{n_{3^1\text{D}} \cdot A_{2^1\text{P}-3^1\text{D}}}. \quad (4.2)$$

Mit  $N_{He}$  und der Gleichgewichtslösung können schließlich alle anderen Emissionsprofile berechnet werden

$$I_{\lambda_{ij}} = N_{He} \cdot n_i \cdot A_{ij}. \quad (4.3)$$

In den Abbildungen 4.4 bis 4.6 werden die gemessenen Linienintensitäten mit den gerechneten verglichen.

Da zur Messung der 504.6nm-Linie kein schmalbandiges Interferenzfilter zur Verfügung stand, werden in Abb. 4.7 zur Diskussion der Konsistenz Ergebnisse gezeigt, bei denen ein mit einer Röhrchendüse erzeugter Heliumstrahl mit einem Spektrometer (Fa. Acton, Typ Spectra Pro,  $f=275\text{mm}$ , 2d-Diodenarraykamera mit  $128 \times 128$  Bildpunkten, Bildverstärker der Fa. Proxitronic, S20, Kalibration mit Wolframbandlampe) beobachtet wurde. Die Messung des Untergrundes wurde in einer zusätzlichen, vergleichbaren Entladung bei ausgeschaltetem Injektionssystem vorgenommen.

Der Meßfehler der Konsistenzuntersuchungen beträgt typischerweise 20%, da neben den Fehlern der  $T_e$ - und  $n_e$ -Profile auch die Kalibrations- und Meßfehler der untersuchten Linie sowie die Fehler der Reproduzierbarkeit der Entladung eingehen. Fassen wir die Ergebnisse zusammen:

Die Intensitäten der 471.3nm-, 501.6nm- und 504.8nm-Linien stimmen innerhalb des Fehlerbalkens mit den Ergebnissen der Modellrechnung überein. Vor allem die gute Übereinstimmung der 501.6nm-Linie ist ein Hinweis auf die Genauigkeit der Modellrechnung, da die Fehler des Stoß-Strahlungs-Modells für diese Linie besonders klein sind (vgl. Kapitel 2.4.5, Tab. 2.5). Wenn die Messungen in den Entladungen #74284 und #74289 als Ausreißer

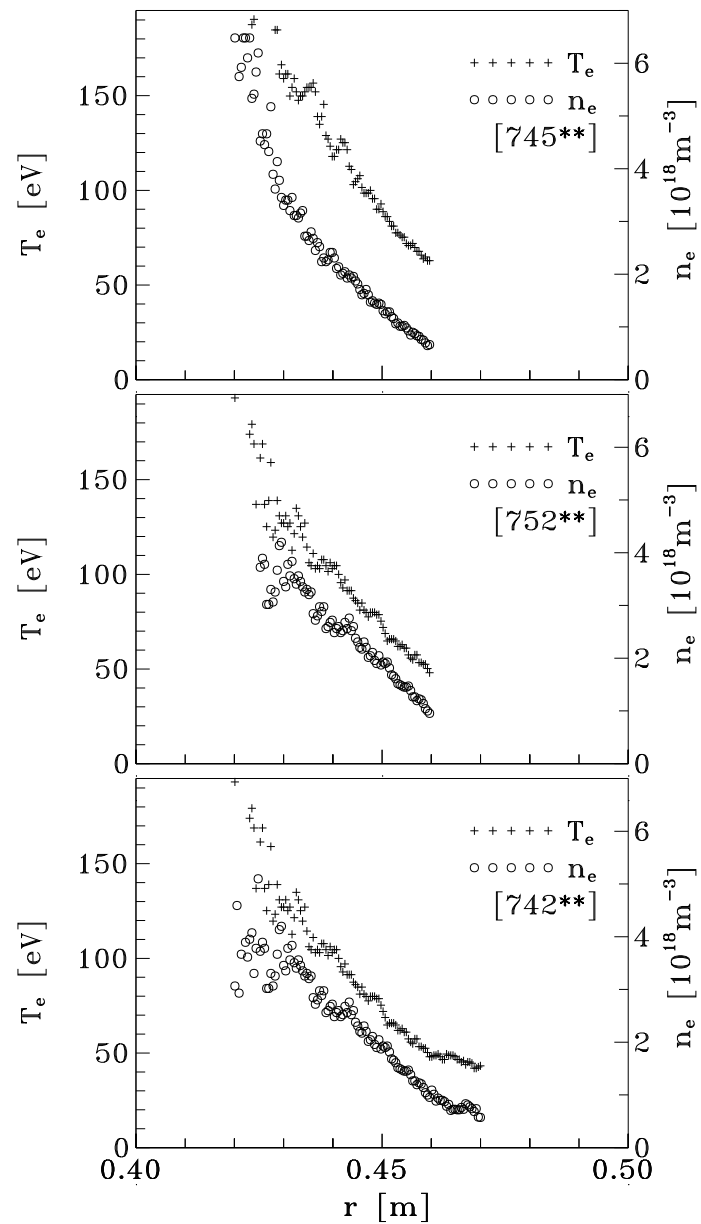


Abbildung 4.3: Profile von Elektronentemperatur und -dichte im Randschichtplasma der TEXTOR-94-Entladungen #74500...#74522 ( $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), #75244...#75273 ( $\bar{n}_e = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) und #74279...#74298 ( $\bar{n}_e = 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ).

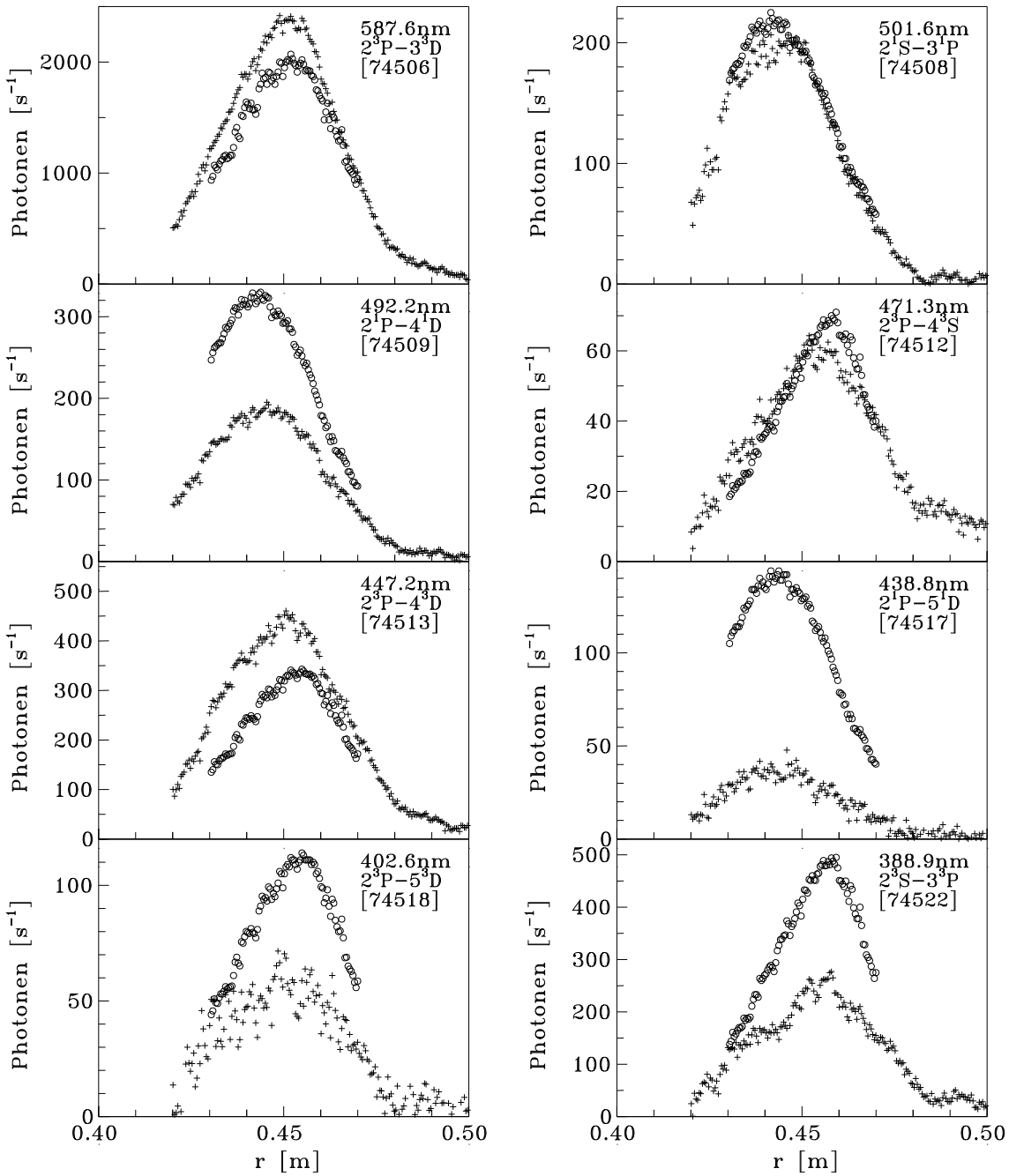


Abbildung 4.4: Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten (+) mit den Ergebnissen der Modellrechnung (o). Serie der TEXTOR-94-Entladungen #74500...#74522 ( $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ).

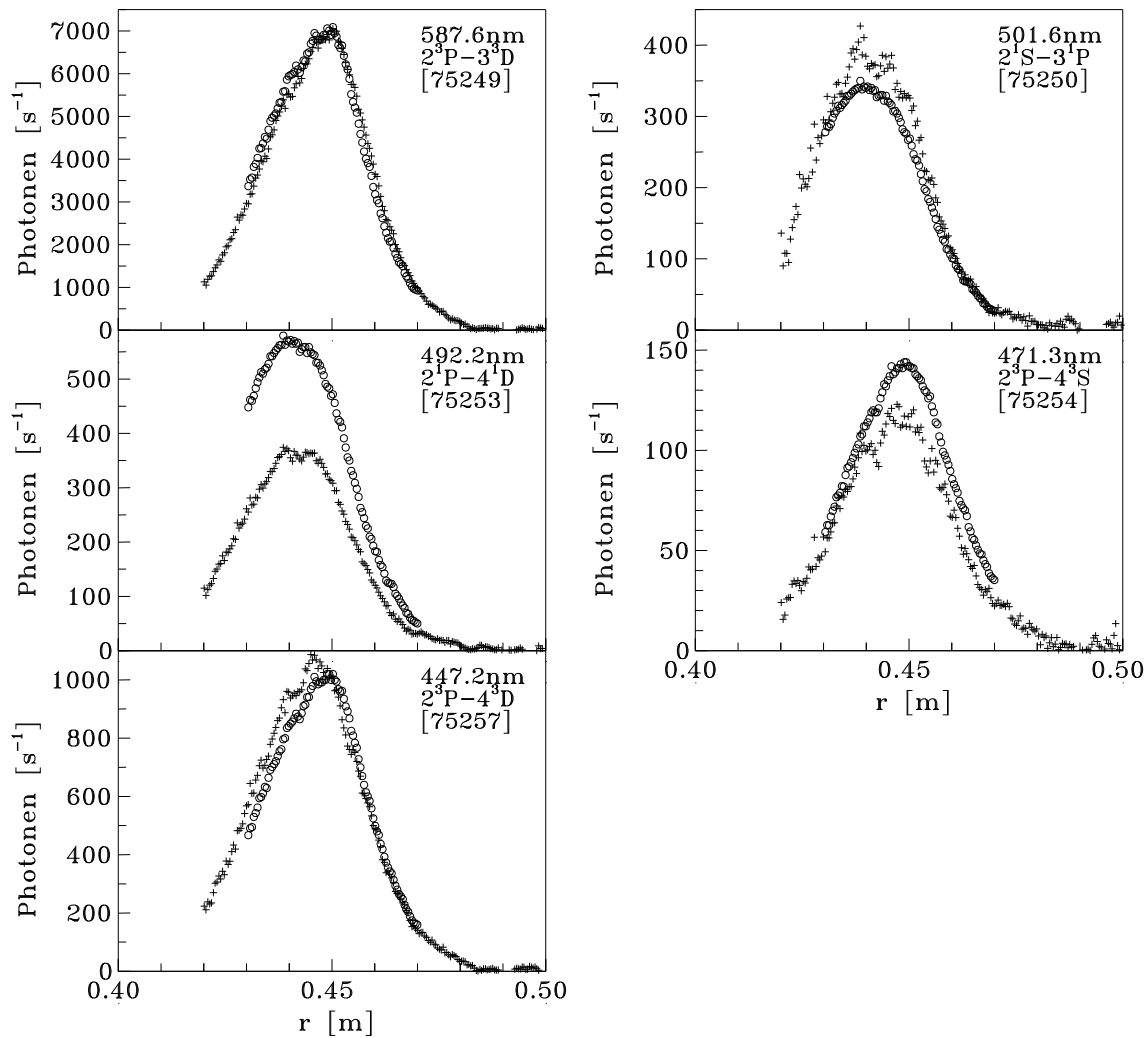


Abbildung 4.5: Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten (+) mit den Ergebnissen der Modellrechnung (o). Serie der TEXTOR-94-Entladungen #75244...#75273 ( $\bar{n}_e = 2.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ).

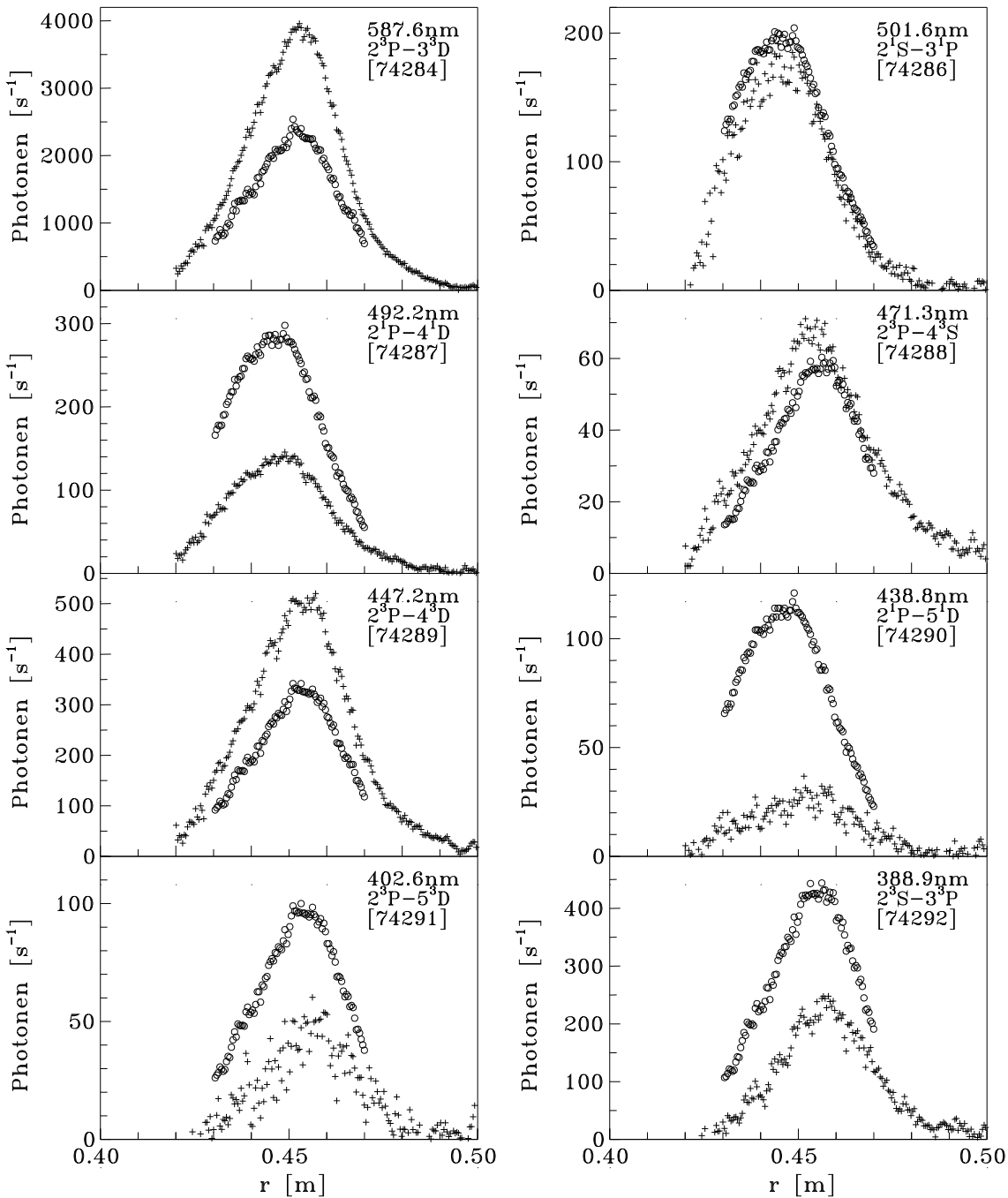


Abbildung 4.6: Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten (+) mit den Ergebnissen der Modellrechnung (o). Serie der TEXTOR-94-Entladungen #74279...#74298 ( $\bar{n}_e = 3.0 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ ).

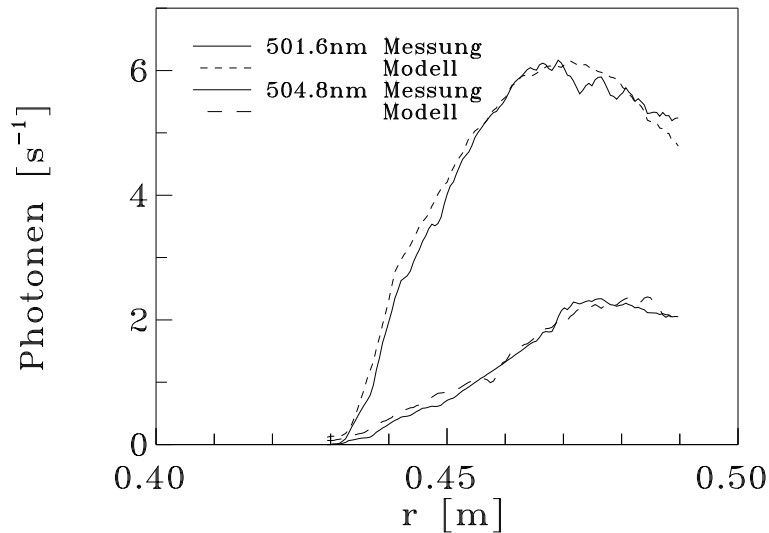


Abbildung 4.7: Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen der Modellrechnung. Die Messung wurde mit einem Spektrometer an dem Heliumstrahl auf der Hochfeldseite von TEXTOR-94 durchgeführt.

betrachtet werden, dann stimmen die Emissionsprofile der Linien 447.2nm und 587.6nm innerhalb von 30% überein. Dagegen sind die gemessenen Emissionsprofile der 492.2nm- und der 388.9nm-Linie bis zu 50% kleiner und die der 402.6nm- und der 438.8nm-Linie bis zu einem Faktor 4 kleiner als die gerechneten Werte.

Die Ursache der Abweichung der 388.9nm-Linie kann teilweise an dem größeren Meßfehler liegen, da im Falle dieser Linie nur ein Interferenzfilter der Halbwertsbreite  $\Delta\lambda = 10\text{nm}$  zur Verfügung stand. Größere Meßfehler resultieren auch für die Linienemissionen der  $5^{1,3}\text{D}$ -Zustände (402.6nm und 438.8nm), da bei der Messung das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis schlechter als 1:10 war. Die Überschätzung der Intensitäten der Linienemissionen der  $n=5$ -Zustände scheint allerdings signifikant zu sein (vgl. Kapitel 2.4.5). Mit den atomaren Übergangswahrscheinlichkeiten kann aus dem Verhältnis der gemessenen Intensitäten der 402.6nm- und 438.8nm-Linie das Verhältnis der Besetzungsdichten der  $5^{1,3}\text{D}$ -Zustände bestimmt werden. Das Verhältnis entspricht nicht dem der statistischen Gewichte, wegen der großen Meßfehler kann eine derartige Besetzung allerdings auch nicht ausgeschlossen werden. Die Entscheidung, welches Besetzungsmodell der hochangeregten Zustände besser ist, erfordert also weitere, genauere Messungen (z.B. die Installation eines Blicksumpfes).

#### 4.1.4 Vergleich der berechneten und gerechneten Eindringtiefe

Eine Berechnung der Eindringtiefe des Überschallstrahls wurde für die (mit dem Überschallstrahl gemessenen) Profile von Elektronentemperatur und -dichte vorgenommen. Ein Vergleich der gemessenen und gerechneten Emissionsprofile sollte einen weiteren Hinweis auf die Qualität der Modellrechnung geben. Die Meßmethode beruht auf der Auswertung von

Linienintensitätsverhältnissen, die unabhängig von der Besetzungsdichte des Grundzustands sind. Da bei den an TEXTOR-94 typischen Elektronentemperaturen und -dichten die Ionisation aus dem Grundzustand dominiert, stellt der Vergleich der berechneten und der gemessenen Eindringtiefe im wesentlichen einen Qualitätstest des Ionisationsratenkoeffizienten des Grundzustandes und der  $T_e$ - $n_e$ -Profile dar.

Der Überschallstrahl eignet sich besonders gut zur Untersuchung der Eindringtiefe, da die Strahleigenschaften gut bekannt und denkbar einfach sind. Aufgrund der kleinen Divergenz (kleiner als  $\pm 1^\circ$ ) ist die geometrische Verdünnung des Strahls im Beobachtungsvolumen vernachlässigbar. Mit der nahezu monoenergetischen (im Labor gemessenen) Strahlgeschwindigkeit  $v_{He}$  kann das Stoß-Strahlungs-Modell auf einfache Weise vom Zeit- in den Ortsraum transformiert werden (vgl. Kapitel 2.1.2).

Leider geben die mit dem Stoß-Strahlungs-Modell berechneten Emissionsprofile nicht die gemessenen Emissionsprofile wieder. Der Vergleich zeigt, daß der gerechnete Strahl ca. 15mm tiefer ins Plasma eindringt. Eine mögliche Ursache für die reduzierte Eindringtiefe könnte in einer Aufweitung des Strahls durch Stöße mit den Ionen des Hintergrundplasmas liegen (vgl. Verbreiterung eines durch Laserablation erzeugten Aluminiumatomstrahls [Koc96]).

## 4.2 Die Heliumstrahldiagnostik in der Äquatorebene

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften und Messungen der von Schweer aufgebauten Heliumstrahldiagnostik beschrieben [Sch92].

### 4.2.1 Gaseinlaß

Der Heliumstrahl in der Äquatorebene von TEXTOR-94 wird mit einer Röhrendüse erzeugt, die baugleich der in Kapitel 3.3 beschriebenen Düse ist. Ein kombiniertes Injektionssystem bestehend aus der Röhrendüse (vgl. Kapitel 3.3) und einem Lithiumofen kann mittels einer Linearverstellung bis an den Linerradius ( $r = 0.55\text{m}$ ) gefahren werden. Ein Schleusensystem erlaubt den Austausch des kombinierten Injektionssystems, ohne daß das TEXTOR-94-Vakuum gebrochen werden muß.

### 4.2.2 Beobachtungssystem

Der Helium- und der Lithiumstrahl werden mit einem 4-Kanal-Beobachtungssystem beobachtet (siehe Abb. 4.8). Die Wellenlängen werden mit 4 schmalbandigen Interferenzfiltern (Fa. Andover,  $\Delta\lambda \approx 1\text{nm}$ , drei Heliumlinien und die Resonanzlinie von Lithium) selektiert, die Beobachtungsvolumina werden mit vier Objektiven ( $f=25\text{mm}$ , 1:0.9) auf die Eintrittsfenster von vier abbildenden Lichtleitern fokussiert. Der Lichtleiter der Lithiumstrahldiagnostik ist direkt mit dem Sensor einer Diodenarraykamera verbunden, die drei Lichtleiter der Heliumstrahldiagnostik werden zunächst mit einem Bildverstärker (Multichannelplate MCP) verstärkt und anschließend auf drei Diodenarrays abgebildet. Die Kopplung von Lichtleiter, MCP und Kamera findet jeweils über Faseroptiken statt. Zur Anpassung der Intensitäten der



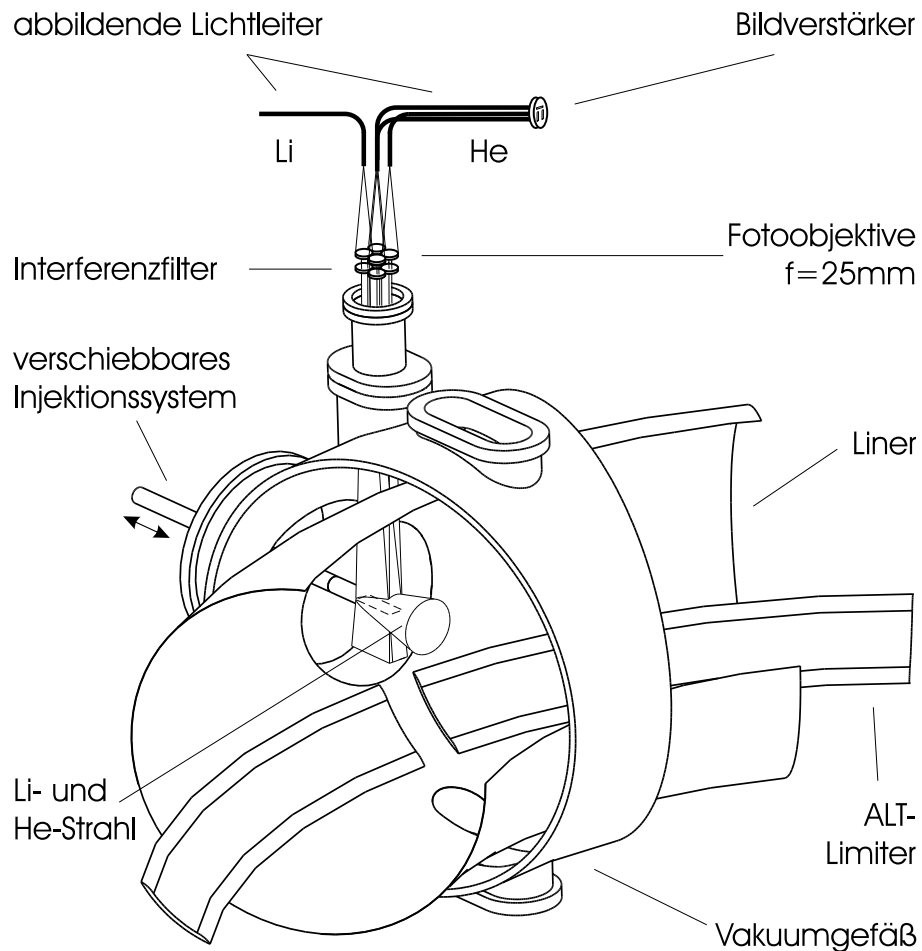


Abbildung 4.8: Gaseinlaß- und Beobachtungssystem der Helium- und Lithiumstrahldiagnostik in der Äquatorebene (Sektor 12/13).

Mit einer Linearverstellung kann ein aus einer Röhrchendüse (Heliumstrahl) und einem Lithiumofen bestehendes Injektionssystem bis zum Linerradius ( $r = 0.55\text{m}$ ) gefahren werden. Im zurückgefahrenen Zustand kann ohne Brechen des TEXTOR-94-Vakuums das Injektionssystem durch eine Justier Vorrichtung ersetzt werden. Die vier Kanäle des Beobachtungssystems können radial und toroidal auf die Justier Vorrichtung ausgerichtet werden. Das Licht der Lithiumstrahldiagnostik wird direkt mit einer Faseroptik auf das Diodenarray der Kamera abgebildet. Die Beobachtungskanäle der Heliumstrahldiagnostik sind zusätzlich bildverstärkt. Der Bildverstärker (MCP) verfügt sowohl auf der Eintritts- als auch auf der Austrittsseite über Faseroptiken. Die Diodenarrays der Kameras werden direkt auf das Austrittsfenster der MCP gedrückt.

Heliumlinien werden die Emissionen der 706.5nm- und der 667.8nm-Linie mit Graufiltern abgeschwächt.

Die räumliche Ausrichtung und die spektrale Kalibration des Beobachtungssystems wurden unter Vakuumbedingungen mit der Justiervorrichtung durchgeführt. Die Halogenlampe der Justiervorrichtung wurde zu diesem Zwecke mit einer Wolframbandlampe relativ kalibriert.

Die Diodenarraykameras (Fa. Reticon) haben 128 linear angeordnete Bildpunkte, die jeweils eine Querschnittsfläche von  $25\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$  haben. Durch den rechteckigen Querschnitt der Bildpunkte kann trotz einer guten radialen Auflösung von  $\Delta r = 1.2\text{mm}$  in senkrechter (toroidaler) Richtung über einen Bereich von 12mm Licht aufgesammelt werden. Die Kameras werden mit jeweils einer Kamerasteuerung ausgelesen, die Auslesefrequenz beträgt 500kHz, die Bildwiederholfrequenz kann zwischen 3.3kHz und 10 Hz variiert werden. Die typische Bildwiederholfrequenz ist 200Hz. In den Kamerasteuerungen werden die Signale verstärkt, als Formatierungshilfe wird nach jedem Auslesen eines Bildes eine negative Flanke erzeugt. Schließlich werden die Signale mit der zentralen TEXTOR-94-Datenerfassung (CAMAC-Ring, Data-Logger 4020 der Fa. Kinetics, 12bit Digitalisierung) digitalisiert und gespeichert.

### 4.2.3 Abschätzung des Untergrundes

Das Beobachtungssystem detektiert neben den Emissionen des Heliumstrahls ein Untergrundsignal, das mehrere Ursachen haben kann. Sowohl das an der Wand neutralisierte (rezyklierende) Helium als auch Verunreinigungsatome bzw. -ionen können im Transmissionsfenster der Interferenzfilter leuchten. Reflexionen an Gefäß oder Liner sind dagegen vernachlässigbar, da der Bildhintergrund genau zwischen zwei ALT-II-Blättern<sup>3</sup> liegt. Weiterhin ist den gemessenen Intensitäten ein konstanter Untergrund überlagert, der auf den Dunkelstrom des Detektors zurückzuführen ist.

Eine möglichst genaue Bestimmung des Untergrundes ist vor allem im Bereich der Flanken der Emissionsprofile notwendig, im Maximum der Emissionsprofile ist der Einfluß des Untergrundes klein. Die Stärke des Untergrundes hängt vom Typ der untersuchten Entladung ab. In Entladungen mit Ohmscher Heizung ist er in der Regel vernachlässigbar, in Entladungen mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion (NI) muß er dagegen berücksichtigt werden. Als Beispiel sind in Abb. 4.9 die Emissionsprofile der roten Heliumlinien für eine Entladung ( $\bar{n}_e = 3.0 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$ ) mit NI dargestellt.

Zur Bestimmung des Untergrundes wurde in einer vergleichbaren Entladung der Untergrund bei ausgeschaltetem Gaseinlaß gemessen. Der Untergrund in der Nähe der 667.8nm- und 728.1nm- Linien ist nahezu konstant, der 706.5nm-Linie ein mit dem Radius anwachsender Untergrund überlagert<sup>4</sup>. Der Leser beachte, daß bei der Untergrundmessung in einer

<sup>3</sup>TEXTOR-94 verfügt über einen toroidal symmetrischen Pumplimiter, der ALT-II genannt wird (vgl. Abb. 4.8).

<sup>4</sup>Es handelt sich vermutlich um eine CII-Linie ( $\lambda=706.4\text{nm}$ ). In den Entladungen nach einer Borierung, d.h. nach einer Beschichtung der Wand mit Bor, ist der Untergrund deutlich schwächer.

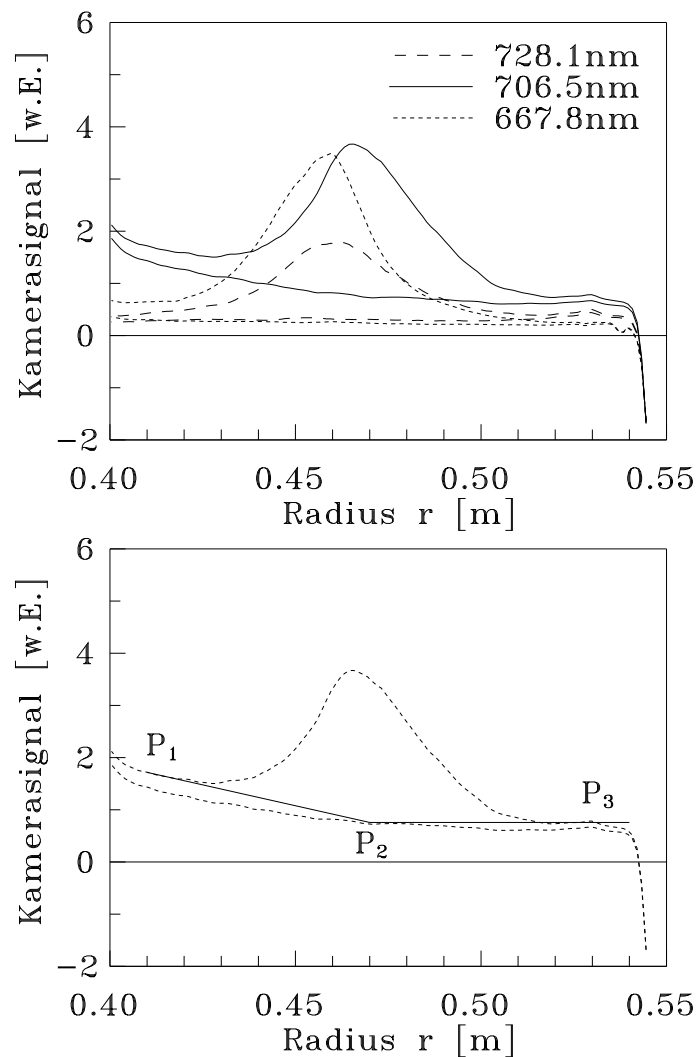


Abbildung 4.9: Kamerasignale der Heliumstrahldiagnostik in Sektor 12/13 (Röhrchendüse) und Methode zur Abschätzung des Untergrundes. Untersucht wird eine Entladung mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion #78448/9 zur Zeit  $t=2s$ .

(oben) Dargestellt sind die Intensitäten bei ein- bzw. ausgeschaltetem Gaseinlaß. Die negativen Flanken bei  $r > 0.55m$  sind eine Formatierungshilfe, die von der Kamerasteuerung erzeugt wird.

(unten) Eine halbautomatische Abschätzung des Untergrundes wird am Beispiel der 706.5nm-Linie (im Bild oben) durch zwei Geraden  $P_1P_2$  und  $P_2P_3$  vorgenommen. Die radialen Koordinaten der Anfangs- und Endpunkte werden vorgegeben, die Signalhöhe wird automatisch im Emissionsprofil an den Punkten  $P_1$  und  $P_3$  gemessen.

vergleichbaren Entladung bei ausgeschaltetem Gaseinlaß der Einfluß des zur Diagnostik in die Maschine eingelassen, rezyklierenden Heliums vernachlässigt wird.

Da normalerweise keine Vergleichsentladungen zur Messung des Untergrundes durchgeführt werden, erfolgt eine halbautomatische Abschätzung des Untergrundes durch 2 Geraden  $P_1P_2$  und  $P_2P_3$  (vgl. Abb. 4.9, unten). Die Methode setzt voraus, daß am Ort  $P_1$  der Heliumstrahl vollständig ionisiert ist. Vom Experimentator werden die radialen Koordinaten der Anfangs- und Endpunkte der Geraden vorgegeben, die Signalhöhen werden automatisch im Emissionsprofil an den Punkten  $P_1$  und  $P_3$  gemessen. Bei Entladungen mit kleiner Dichte wird der Heliumstrahl im Beobachtungsbereich nicht vollständig ionisiert. Der Untergrund wird durch einen konstanten, außen gemessenen Wert abgeschätzt.

#### 4.2.4 Gemessene Profile von $T_e$ und $n_e$ und Vergleich mit anderen Methoden

In diesem Kapitel werden die in Sektor 12/13 mit der Heliumstrahldiagnostik gemessenen Profile von Elektronentemperatur und -dichte mit anderen Diagnostiken verglichen. Als alternative Meßmethoden stehen zur Verfügung:

- Messung der Profile und Zeitspuren der Elektronendichte mit der Lithiumstrahldiagnostik. In der Mehrzahl der TEXTOR-94-Entladungen werden gleichzeitig die Helium- und Lithiumstrahldiagnostik betrieben. Für diese Entladungen besteht daher die Möglichkeit, die Dichtemessungen im Bereich  $n_e < 5 \cdot 10^{18} m^{-3}$  zu vergleichen. Besonders hervorzuheben ist, daß die Messung an derselben toroidalen und poloidalen Stelle stattfindet. Die Methode ist u.a. im Übersichtsartikel von Pospieszczyk beschrieben [Pos93].
- Messung der Profile und Zeitspuren der Elektronendichte mit dem HCN-Interferometer. Messungen mit dem HCN-Interferometer stehen in nahezu allen TEXTOR-94-Entladungen zur Verfügung. Das Interferometer verfügt über 9 Kanäle (u.a. bei  $r = 0.40m$  und  $r \approx 0.46m$ ). Durch Abelinversion werden die Profile der Elektronendichte in der Äquatorebene von TEXTOR-94 ermittelt. Die Inversionsmethode setzt kreisförmige Plasmen voraus. Die Meßfehler in der Abschältschicht  $r \geq 0.46m$  sind relativ groß.  
Eine allgemeine Beschreibung der Methode wird z.B. von Wesson vorgenommen [Wes97], das Interferometer an TEXTOR-94 wird von Solwitsch beschrieben [Sol83].
- Messung der Profile von Elektronentemperatur und Dichte mit einer Langmuirsonde. In ca. 80 Entladungen wurden gleichzeitig mit der Heliumstrahldiagnostik und einer, für kurze Zeit (ca. 300ms) ins Randschichtplasma gefahrenen, Doppelsonde (*fast scanning probe* oder *fast reciprocating probe*) die Profile von Elektronentemperatur und -dichte gemessen. Die Sondenmessung findet in der Äquatorebene in einem anderen Sektor von TEXTOR-94 statt [Boe97].

Im Falle des Vergleiches mit den beiden zuletzt genannten Diagnostiken können Diskrepanzen u.a. die folgenden Ursachen haben:

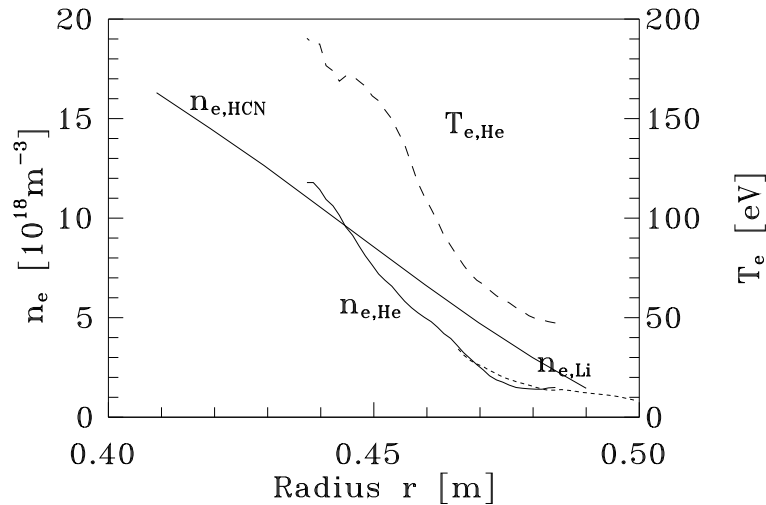


Abbildung 4.10:  $n_e$ - und  $T_e$ - Profile für eine Entladung mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion (#78448/9,  $I_p=350\text{kA}$ ,  $t=2\text{s}$ ). Vergleich der Dichtemessung mit den Profilen der Lithiumstrahl Diagnostik und des HCN-Interferometers.

- die Fehler der Ausrichtung der verschiedenen Diagnostiken auf einen Radius  $\Delta r \approx 3\text{mm}$  (vgl. [Sch98]),
- die unterschiedlichen Zeitaufösungen der Diagnostiken,
- die unterschiedlichen Verbindungslängen zu den das Plasma begrenzenden Elementen,
- die Unterschiede der Meßmethoden.

In Abb. 4.10 werden die Profile für eine typische Entladung mit NI-Zusatzheizung (#78448/9,  $t=2\text{s}$ , vgl. Abb. 4.9) gezeigt, in Abb. 4.11 wird das Randschichtplasma einer Entladung mit Zusatzheizung durch NI und ICRH (Ionzyklotronresonanzheizung) beschrieben (#67137,  $t=3.8\text{s}$ ). Die verschiedenen Methoden der Dichte- und Temperaturmessung stimmen innerhalb von maximal 30% überein, wobei im Mittel die mit der Heliumstrahl Diagnostik gemessenen Dichten ca. 10% kleiner und die Temperaturen ca. 10% größer als die Ergebnisse der Sondenmessung sind.

Während die Profile der Langmuirsonde eine Mischung aus räumlicher und zeitlicher Messung zeigen, liefert die Heliumstrahl Diagnostik an jedem radialen Meßpunkt eine unabhängige Zeitspur. Betrachten wir dazu ein Beispiel: In Entladungen mit starker Randschichtkühlung [Sam93] durch Injektion von Neon werden im Randschichtplasma Wärmepulse beobachtet, deren Zeitverhalten durch die Sägezähne im Plasmazentrum bestimmt wird [Unt97]. Als Beispiel sind in der Abb. 4.12 die Zeitspuren von Elektronentemperatur und -dichte für die Entladung #68803 dargestellt. Die Messung wurde mit einer Zeitauflösung von  $\Delta t = 1\text{ms}$  durchgeführt. In Abb. 4.13 sind für diese Entladung die radialen Profile der Elektronentemperatur, -dichte und Linienemission im Maximum bzw. im Minimum des

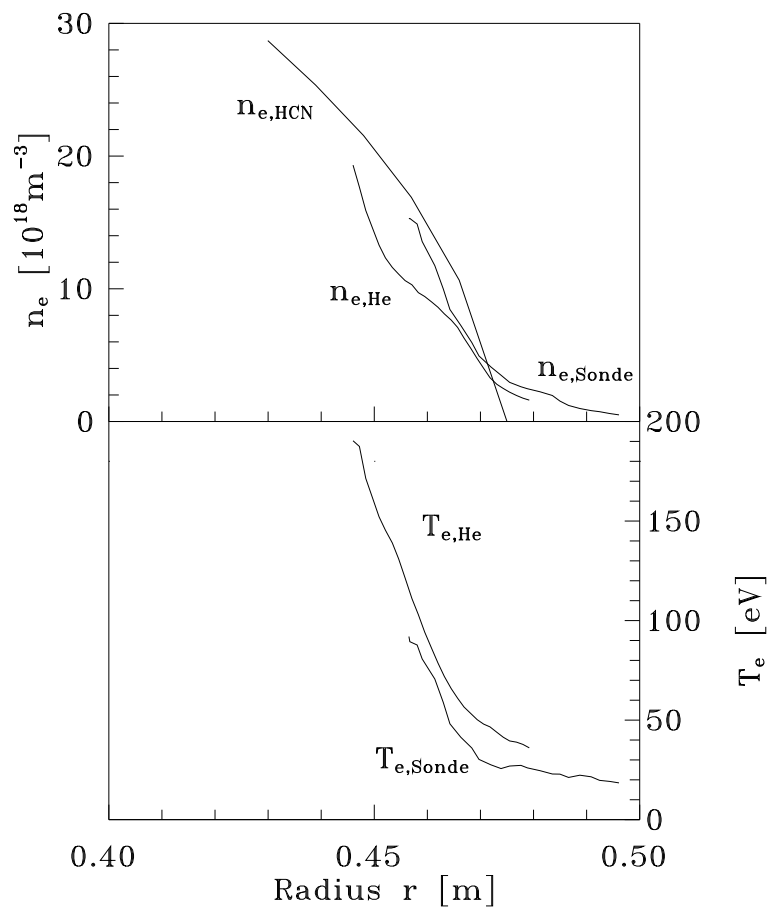


Abbildung 4.11:  $n_e$ - und  $T_e$ - Profile in einer Entladung mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion und ICRH-Heizung (#67137,  $I_p=410\text{kA}$ ,  $t=3.8\text{s}$ ). Vergleich der Profile mit den  $n_e$ - und  $T_e$ - Profilen einer Langmuirsonde und dem  $n_e$ - Profil des HCN-Interferometers.

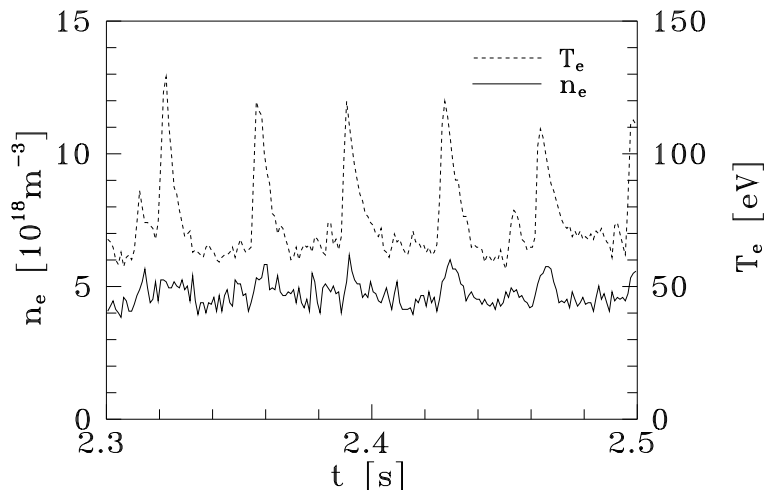


Abbildung 4.12: Zeitspuren der Elektronentemperatur und -dichte beim Radius  $r=0.46\text{m}$  in einer Entladung mit starker Randschichtkühlung (#68803,  $I_p=410\text{kA}$ , NI- und ICRH-Zusatzheizung). Es werden Wärmepulse beobachtet, deren Zeitverhalten durch die Sägezahnaktivität im Plasmazentrum bestimmt ist.

Wärmepulses dargestellt. Im Maximum des Wärmepulses ( $t=2.427\text{s}$ ) ist aufgrund der größeren Elektronentemperaturen die Eindringtiefe des Heliumstrahls reduziert.

Am Beispiel der Entladung #67137 kann eindrucksvoll die größere Genauigkeit des in dieser Arbeit entwickelten Stoß-Strahlungs-Modells demonstriert werden. Zu diesem Zweck wird in Abb. 4.14 ein Vergleich des schon in Abb. 4.11 gezeigten Dichteprofils mit einem Dichtepprofil gezeigt, daß mit den Ergebnissen von Brosdas Stoß-Strahlungs-Modell berechnet wurde. Das Abflachen des nach Brosda berechneten Dichteprofils tritt systematisch bei Elektronentemperaturen oberhalb von  $T_e \approx 100\text{eV}$  auf, da das mit Brosdas Modell berechnete Intensitätsverhältnis zur Dichtemessung  $I(667.8\text{nm})/I(728.1\text{nm})$  mit steigendem  $T_e$  kleiner wird (vgl. Abb. 2.4).

## 4.3 Diskussion und Ausblick

### Modellrechnung

Die Genauigkeit der Modellrechnung der Heliumstrahldiagnostik konnte durch die Berücksichtigung der  $n=5$ -Zustände und durch die sorgfältige Aufstellung eines genaueren Satzes an Wirkungsquerschnitten für Elektronenstoßanregung erheblich verbessert werden. Die mit dem Stoß-Strahlungs-Modell berechneten Intensitäten der Linien 728.1nm, 706.5nm, 667.8nm, 587.6nm, 504.8nm, 501.6nm, 471.3nm und 447.2nm stimmen nun innerhalb des Meßfehlers mit den gemessenen Linienintensitäten überein. Ein Vergleich der mit der Heliumstrahldiagnostik gemessenen Profile von Elektronentemperatur und -dichte zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb von 30% mit den Ergebnissen anderer Meßmethoden.

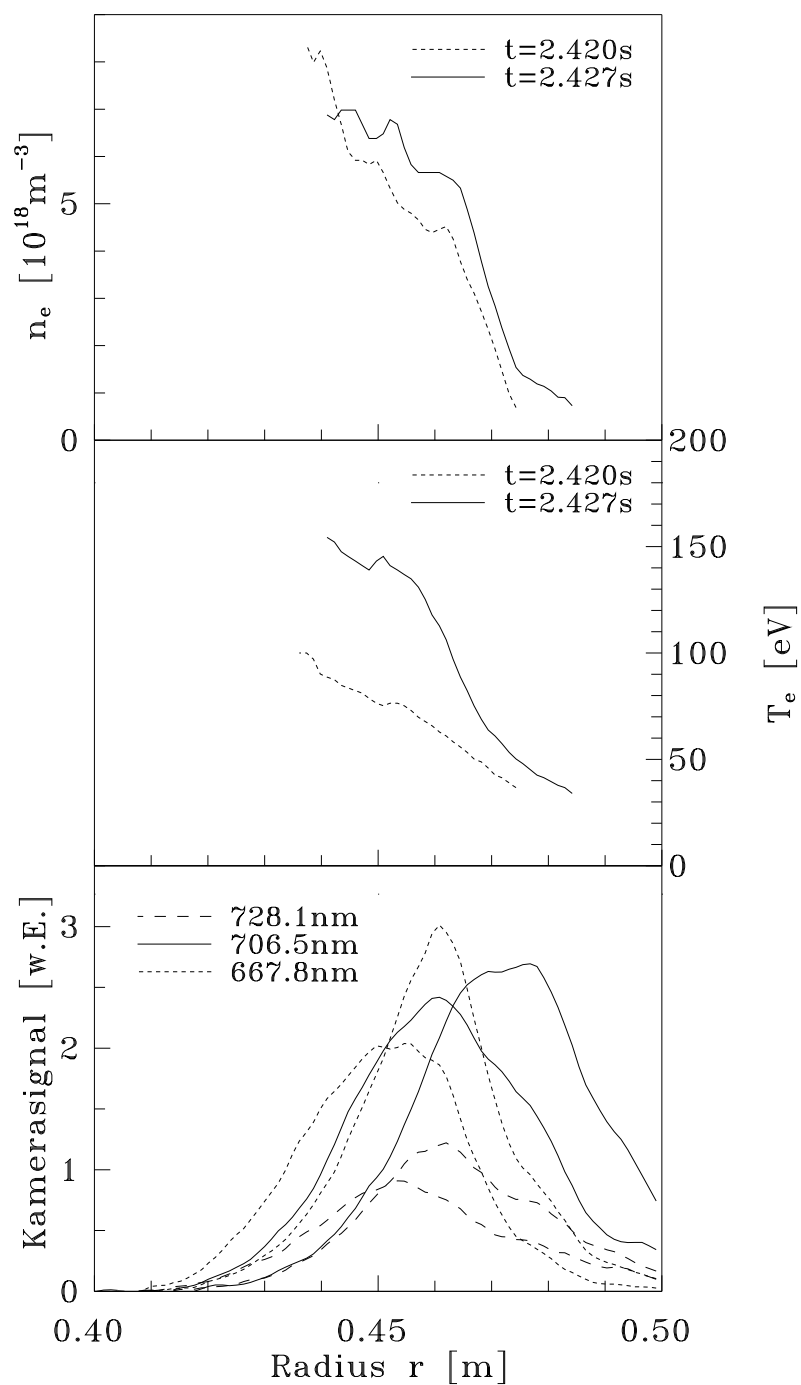


Abbildung 4.13: Vergleich der radialen Profile der Elektronentemperatur, -dichte und Linienemission in der Entladung #68803 im Maximum bzw. im Minimum des Wärmepulses. Im Maximum des Wärmepulses ( $t=2.427\text{s}$ ) ist die Eindringtiefe des Heliumstrahls reduziert.



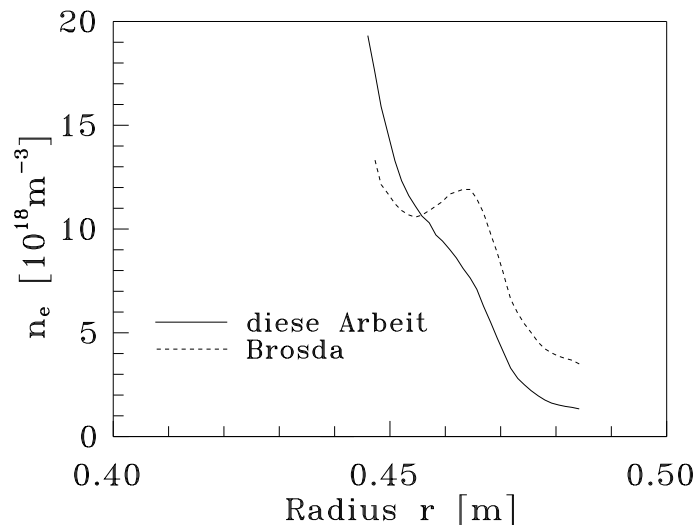


Abbildung 4.14: Vergleich der Dichteprofile unter Benutzung verschiedener Stoß-Strahlungs-Modelle für die schon in Abb. 4.11 untersuchte Entladung (#67137,  $I_p=410\text{kA}$ ,  $t=3.8\text{s}$ ). Die gestrichelte Kurve basiert auf dem Stoß-Strahlungs-Modell von Brosda, die durchgezogene Kurve wurde mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Modell berechnet.

Durch die erhöhte Genauigkeit der Modellrechnung konnte der Meßbereich der Heliumstrahlendiagnostik an TEXTOR-94 erweitert werden. Während Schweer noch als obere Grenze des Meßbereiches  $T_e = 120\text{eV}$  und  $n_e = 10^{19}\text{m}^{-3}$  angab [Sch92], kann nun für die Heliumstrahlendiagnostik an TEXTOR-94 der Bereich

$$20\text{eV} < T_e < 200\text{eV} \quad \text{und} \quad 10^{18}\text{m}^{-3} < n_e < 2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}.$$

angegeben werden (vgl. Abb. 4.14). Die untere Grenzen des Meßbereichs folgt aus den zu großen Relaxationszeiten des Heliumstrahls bei kleinen Elektronendichten, die obere Grenze folgt aus der Eindringtiefe des Heliumstrahls (vgl. Abb. 2.23). Auch im Bereich kleiner Elektronentemperaturen  $T_e < 20\text{eV}$  ist eine größere Genauigkeit des Modells zu erwarten, da die Ratenkoeffizienten von de Heer und die Neuberechneten, nicht der Fitfunktion entnommenen Ergebnisse von ATOM auch in diesem Bereich eine wesentliche methodische Verbesserung darstellen (vgl. Kapitel 2.2.6).

Um die Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells in anderen Meßbereichen zu testen, wurden die mit dem Modell berechneten Linienintensitätsverhältnisse den an anderen Fusionsexperimenten arbeitenden Kollegen zur Verfügung gestellt. So wurden im Winter 97/98 erste erfolgreiche Messungen im Randschichtplasma von Alcator C-mod durchgeführt. Die Untersuchungen an Alcator C-mod sind u.a. deswegen interessant, weil die gemessenen Profile von Elektronentemperatur und -dichte mit den Profilen einer Langmuirsonde verglichen werden können ([Pap97], [Pit98]). Die Messungen im Divertor von JET leiden darunter, daß aufgrund der zu großen Breite des Heliumstrahls im Meßvolumen keine ausreichende Ortsauflösung erreicht werden kann. Die Interpretation der gemessenen Linienintensitäten erfolgt

daher durch Modellrechnungen, die die komplexen Eigenschaften des Divertorplasmas berücksichtigen [Ul'H98].

Eine Analyse der an den Plasmageneratoren PISCES-B [Pos91] und PSI [Kor96a] gemessenen Linienintensitäten zeigt typischerweise Diskrepanzen von bis zu einem Faktor zwei. Diese Abweichungen könnten durch den geringen Ionisationsgrad dieser Plasmen (Einfluß von Neutralteilchenstößen auf die Besetzungsdichten der metastabilen Zustände) und durch nicht-Maxwellsche Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen erklärt werden (vgl. Kapitel 2.7; laut Pospieszczyk geben die an PISCES-B durchgeführten Sondenmessungen Hinweise auf nicht-Maxwellsche Verteilungsfunktionen [Pos98]).

Zur weiteren Verringerung der Fehler der Modellrechnung sind vor allem genauere Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung und -ionisation aus den hochangeregten Zuständen ( $2^{1,3}P$  und  $n^{1,3}L$  mit  $n > 2$ ) notwendig. Die Analyse des Stoß-Strahlungs-Modells zeigte weiter, daß mit anwachsender Elektronendichte der Einfluß der hochangeregten Zustände auf die Besetzungsdichten der niedrig angeregten Zustände wächst. Eine Erweiterung des Modells um die Zustände mit der Hauptquantenzahl  $n=6$  (und evtl.  $n=7$ ) wäre also sinnvoll, wenn die Diagnostik im Bereich  $n_e \gg 10^{19} m^{-3}$  genutzt werden soll. Vor der Erweiterung des Modells sind allerdings Untersuchungen des Besetzungsmodells der Zustände mit Hauptquantenzahl  $n=5,6,\dots$  erforderlich (u.a. durch Messungen von Linienintensitäten).

## Aufbau und Meßtechnik

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein Überschallheliumstrahl an einem mittelgroßen Tokamak angewendet. Durch die kleine Divergenz des Überschallstrahls von  $\pm 1^\circ$  konnte im Beobachtungsvolumen eine nahezu konstante Breite des Heliumstrahls von typischerweise 20mm realisiert werden. Die daraus resultierende gute Raumauflösung in toroidaler und poloidaler Richtung von 20mm und die radiale Auflösung von einem Millimeter ist erforderlich, wenn mit der Heliumstrahldiagnostik Fluktuationen von Elektronentemperatur und -dichte gemessen werden sollen. Durch die geringe Strahldivergenz konnte die zur Diagnostik notwendige Heliummenge um einen Faktor  $\approx 20$  reduziert werden. Auf diese Weise kann die Quelle auch in zukünftigen Experimenten mit verlängerten Entladungsdauern genutzt werden, da durch die geringeren Heliumflüsse die Akkumulation von Helium während der Entladung reduziert ist.

In der nahen Zukunft wird die Überschall-Heliumstrahldiagnostik an TEXTOR-94 durch die folgenden Maßnahmen weiter optimiert:

- Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird vergrößert, indem in der Sommerpause 1998 zur Verringerung der Reflexionen am Liner ein Blicksumpf installiert wird.
- Ein Vier-Kanal-Beobachtungssystem wird durch die gleichzeitige Messung der Linienintensitäten die Untersuchung transientser Phänomene im Randschichtplasma ermöglichen.
- Die Dichte des Heliumstrahls im Meßvolumen soll weiter erhöht werden, indem ein Skimmer mit kleinerer Öffnung bei gleichzeitig verkürztem Abstand von Skimmerspitze und Düsenplättchen genutzt wird. Im Rahmen dieses Umbaus der Überschallquelle

wird die von Heinen entwickelte, x-y-z-Justiervorrichtung des Düsenplättchens installiert [Hei98].

- Die Möglichkeit der Modulation der Quelle durch ein schnelles Ventil wird weiter untersucht. Das Pulsen des Strahls erlaubt die Messung des Untergrundes am Meßort. Weiterhin kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch eine Erhöhung des Heliumflusses vergrößert werden, da das effektive Saugvermögen durch das Volumenpumpen des Rezipienten erhöht wird.
- Durch Heizen des Düsenplättchens soll die Geschwindigkeit und Eindringtiefe des Überschallstrahls weiter erhöht werden.

Wie die in Kapitel 4.1.3 vorgestellten Konsistenzuntersuchung zeigen, gibt es einige alternative Heliumlinien, die zur Diagnostik eingesetzt werden können. Zur Zeit werden erste Versuche durchgeführt, anstelle der Tripletlinie 706.5nm die stärkste Heliumlinie im sichtbaren Spektralbereich, die Tripletlinie bei 587.6nm zu nutzen. Die Temperaturmessung erfolgt in diesem Fall mit dem Intensitätsverhältnis der Linien 667.8nm und 587.6nm.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Ein Schlüsselproblem, welches vor dem Bau eines kommerziellen Fusionskraftwerks gelöst werden muß, ist die Reduktion der thermischen Belastung der Wandelemente des Reaktors. Ein verbessertes Verständnis der Plasma-Wand-Wechselwirkung erfordert eine genaue Kenntnis möglichst vieler Plasmaparameter. Ein wesentlicher Teil dieser Meßaufgabe, die Messung der Profile und Zeitspuren von Elektronentemperatur und Elektronendichte im Randschichtplasma, kann mit der **Heliumstrahldiagnostik** erfolgen. Die Methode wurde zum ersten Mal von Schweer und Brosda am Jülicher Tokamak TEXTOR-94 demonstriert. Eine quantitative Anwendung der Methode im gesamten, an TEXTOR-94 zugänglichen Meßbereich, ist allerdings erst durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Weiterentwicklung des für die Auswertung benötigten **Stoß-Strahlungs-Modells** möglich. Es zeigte sich, daß die wesentliche Fehlerquelle des Stoß-Strahlungs-Modells in der Ungenauigkeit der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung liegt. Die Auswahl eines geeigneten Satzes an Ratenkoeffizienten war daher von großer Bedeutung. Daten zur Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und den metastabilen Zuständen sind mittlerweile in ausreichender Genauigkeit in der Literatur zu finden, die Qualität der Ratenkoeffizienten für Stoßanregung aus höher angeregten Zuständen ist dagegen unzureichend. Aus diesem Grund wurden in Zusammenarbeit mit dem Lebedev Institut (Vainshtein und Beigmann) neue Berechnungen dieser Ratenkoeffizienten durchgeführt. Weiterhin war die Zusammenarbeit im ADAS-Projekt von großem Nutzen.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Besetzungsdichten von bestimmten Ratenkoeffizienten wurde ein **Darstellungsprogramm** entwickelt, daß alle wesentlich an der Besetzung der Zustände beteiligten Prozesse in verständlicher Form darstellt. Mit Hilfe dieses Programms wurden einfache Schaubilder erstellt, die in Form von Termschemata die Besetzungswege erläutern. Die **quantitative Bestimmung der Fehler der Besetzungsdichten** erfolgte durch lineare Fehlerfortpflanzung. Die systematischen Fehler der Besetzungsdichten der Tripletzustände sind um mindestens einen Faktor 2 größer als die der Singulettzustände. Die Unterschiede folgen aus den größeren Fehlern der Ratenkoeffizienten und der größeren Anzahl der an der Besetzung beteiligten Prozesse. Wesentlichen Einfluß auf die Besetzungsdichten der Tripletzustände haben die Ionisationsratenkoeffizienten der Tripletzustände, da die Ionisation der einzige Verlustprozeß des Triplettsystems ist. Eine weitere Verringerung der systematischen Fehler des Stoß-Strahlungs-Modells erfordert vor allem genauere Ra-

tenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung und -ionisation aus den angeregten Zuständen ( $2^{1,3}P$  und  $n^{1,3}L$  mit  $n > 2$ ).

Das Stoß-Strahlungs-Modell wurde um die Zustände mit der Hauptquantenzahl  $n = 5$  erweitert. Das Besetzungsmodell der  $n = 5$ -Zustände hat entscheidenden Einfluß auf die Wechselwirkung mit den Zuständen  $n \leq 4$ . Die Annahme einer Besetzung gemäß den statistischen Gewichten bewirkt bei großen Elektronentemperaturen eine Verschiebung von Bevölkerung vom Singulett- ins Triplettssystem. Änderungen des zur Temperaturmessung genutzten Intensitätsverhältnisses von bis zu 50% sind die Folge. In dieser Arbeit werden alle Zustände mit der Hauptquantenzahl  $n = 5$  unabhängig behandelt. Die Zustände koppeln durch Elektronenstöße und spontane Emission, die Verhältnisse der Besetzungsdichten unterscheiden sich von denen der statistischen Gewichte. Aus der Erweiterung des Modells folgen Änderungen der Besetzungsdichten der Zustände mit  $n = 4$  (Stoßentvölkerung von  $n = 4$  nach  $n = 5$ ). Weiterhin sinkt die Besetzungsdichte der Triplettzustände (zusätzliche Verlustkanäle, schrittweise Ionisation). Das zur Temperaturmessung genutzte Intensitätsverhältnis wird bis zu 20% größer, das zur Dichtemessung genutzte Intensitätsverhältnis ändert sich innerhalb von 8%.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde zum ersten Mal ein **Überschallheliumstrahl** an einem mittelgroßen Tokamak eingesetzt. Die Entwicklung der neuen Heliumquelle erfolgte im Labor. Der Überschallstrahl zeichnet sich durch eine **kleine Divergenz** von  $\pm 1^\circ$  und eine nahezu **monoenergetische Geschwindigkeit** der Strahlátome aus. Der Einfluß des Vordruckes auf den Heliumfluß und die Strahldivergenz wurde untersucht. Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Strahlátome wurde durch Laufzeitmessungen ermittelt. Die mittlere Geschwindigkeit  $v \approx 1.7 \text{ km/s}$  und die Halbwertsbreiten der Verteilungsfunktion ( $\Delta v / \bar{v} \approx 0.1$ ) stimmen mit Literaturangaben überein. Die mittlere Geschwindigkeit des Überschallstrahls ist 21% größer als die der Atome einer effusiven Quelle und 41% größer als die der Atome einer thermischen Quelle.

Durch die geringe Breite des Heliumstrahls am Meßort von nur 20mm ist eine Messung des Untergrundes neben dem Strahl möglich. Die geometrische Verdünnung der Heliumdichte ist vernachlässigbar klein, die gesamte, ins Plasma injizierte Heliummenge wird zur Diagnostik genutzt. Ein Vergleich der mit dem Überschallstrahl injizierten Heliummenge mit den Flüssen der Röhrchendüse zeigt, daß die notwendige Heliummenge um eine Größenordnung reduziert werden konnte. Auf diese Weise kann wirkungsvoll die Akkumulation von Helium im Plasma unterdrückt werden. Die Vermeidung der Akkumulation ist vor allem beim Einsatz mehrerer Heliumstrahldiagnostiken und in den langen, quasistationären Entladungen zukünftiger Fusionsexperimente von Bedeutung.

Mit dem Überschallstrahl können Ortsauflösungen erreicht werden, die die hohen Anforderungen für **Fluktuationmessungen** erfüllen. Bei einer senkrechten Beobachtungsgeometrie sind radiale Auflösungen unterhalb eines Millimeters möglich. Untersuchungen des Relaxationsverhaltens der Linienintensitätsverhältnisse zeigen, daß bei Elektronendichten oberhalb von  $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$  Fluktuationen mit Frequenzen von bis zu 100kHz quasistationär ausgewertet werden können.

Die mit der Heliumstrahldiagnostik gemessenen Profile von Elektronentemperatur und -dichte stimmen mit den Ergebnissen anderer Diagnostiken innerhalb von 10 bis 30 Prozent

überein. Durch die erhöhte Genauigkeit des neuen Stoß-Strahlungs-Modells konnte der Meßbereich der Diagnostik um den Bereich hoher Dichten und Temperaturen erweitert werden. An TEXTOR-94 wurden Temperaturen und Dichten im Bereich

$$20\text{eV} < T_e < 200\text{eV} \quad \text{und} \quad 10^{18}\text{m}^{-3} < n_e < 2 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}.$$

gemessen. Die Ergebnisse der Modellrechnung werden in anderen  $T_e$ - $n_e$ -Bereichen getestet, indem sie Wissenschaftlern an anderen Fusionsexperimenten zur Verfügung gestellt werden.

Zur Untersuchung der **Konsistenz** des Stoß-Strahlungs-Modells wurden die Intensitätsprofile von 12 verschiedenen Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich gemessen und mit den Ergebnissen des Modells verglichen. Eine Übereinstimmung innerhalb des Meßfehler wurde für die Linien 728.1nm, 706.5nm, 667.8nm, 587.6nm, 504.8nm, 501.6nm, 471.3nm und 447.2nm gefunden. Eine Messung der Elektronentemperatur und -dichte ist also auch mit anderen Linienintensitätsverhältnissen möglich. Eine verbesserte Meßgenauigkeit der Emissionsprofile ergibt sich an TEXTOR-94 allerdings nur, wenn anstelle der 706.5nm-Linie die stärkste Heliumlinie im sichtbaren Spektralbereich, die 587.6nm-Linie, genutzt wird.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip der aktiven Spektroskopie . . . . .	2
2.1	Termschema von Helium . . . . .	5
2.2	Zeitabhängige Lösung des Stoß-Strahlungs-Modells . . . . .	8
2.3	a) Vergleich der Besetzungsdichten von $3^1S$ und $3^3S$ und b) Vergleich der Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung . . . . .	11
2.4	Linienintensitätsverhältnisse zur $T_e$ - und $n_e$ -Messung . . . . .	12
2.5	Vergleich der Angaben verschiedener Autoren für den Ratenkoeffizienten $2^3P$ - $3^3S$ . . . . .	19
2.6	Vergleich der Angaben verschiedener Autoren für den Ratenkoeffizienten $3^1D$ - $4^1F$ . . . . .	20
2.7	Vergleich typischer Wirkungsquerschnitte für Elektronen- und Protonenstöße	24
2.8	Darstellung der an der Besetzung von $3^1D$ beteiligten Zustände . . . . .	25
2.9	Be- und Entvölkerung der Zustände $1^1S$ bis $2^1,3P$ . . . . .	28
2.10	Be- und Entvölkerung der Zustände $3^1,3S$ bis $3^1,3D$ . . . . .	29
2.11	Be- und Entvölkerung der Zustände $4^1,3S$ bis $4^1,3D$ . . . . .	30
2.12	Be- und Entvölkerung der Zustände $4^1,3F$ bis $5^1,3P$ . . . . .	31
2.13	Be- und Entvölkerung der Zustände $5^1,3D$ bis $5^1,3G$ . . . . .	32
2.14	Vergleich der Ergebnisse des Stoß-Strahlungs-Modells mit denen des Koronagleichgewicht für die Besetzungsdichten von $2^1P$ und $3^1P$ . . . . .	33
2.15	Einfluß der $n = 5$ -Zustände auf die Linienintensitätsverhältnisse . . . . .	34
2.16	Einfluß der gemäß den statistischen Gewichten besetzten $n = 5$ -Zustände auf die Linienintensitätsverhältnisse . . . . .	35
2.17	Anteil der Zustände einer Hauptquantenzahl an der gesamten Ionisation . . . . .	36
2.18	Höhenliniendiagramm der relativen Fehler der Zustände $3^1S$ und $3^1P$ . . . . .	39
2.19	Höhenliniendiagramm der relativen Fehler der Zustände $3^1D$ und $3^3S$ . . . . .	40
2.20	Relaxationszeit des metastabilen Triplettzustands $2^3S$ . . . . .	42
2.21	Gültigkeitsbereich der quasistationären Auswertemethode . . . . .	43
2.22	Untersuchung des Relaxationsverhaltens für schnell mit der Zeit variierende $T_e$ und $n_e$ . . . . .	45
2.23	Höhenliniendiagramme der Ionisationslänge eines monoenergetischen Heliumstrahls und der Intensität der Triplettlinie $\lambda = 706.5\text{nm}$ . . . . .	47
2.24	Höhenliniendiagramme der Intensitäten der Singulettlinien $\lambda = 728.1\text{nm}$ und $\lambda = 667.8\text{nm}$ . . . . .	48



2.25	Einfluß nicht-thermischer Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen auf Besetzungsdichten und Linienintensitätsverhältnisse . . . . .	50
3.1	Aufbau zur Vermessung der Eigenschaften der Röhrendüse . . . . .	55
3.2	Breite des mit der Röhrendüse erzeugten Heliumstrahls . . . . .	56
3.3	Heliumfluß durch die Röhrendüse . . . . .	58
3.4	Machzahl $M$ für ein ideales Gas mit $\gamma = 5/3$ und die aus $M$ abgeleiteten Größen als Funktion des Abstands von der Düse . . . . .	62
3.5	Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion eines thermischen, eines effusiven und eines Überschallstrahls . . . . .	63
3.6	Zonen der freien Strahlexpansion . . . . .	64
3.7	Extraktion eines Strahls kleiner Divergenz mit einem Skimmer . . . . .	66
3.8	Änderung der Intensität des Strahls als Funktion des Abstands von Düsenplättchen und Skimmerspitze und als Funktion des Vordruckes . . . . .	67
3.9	Skizze zur Illustration des Abschirmeffekts . . . . .	67
3.10	Minimale radiale Auflösung aufgrund der Breite des Heliumstrahls . . . . .	68
3.11	Prinzipskizze zur Messung der Divergenz und des Flusses des Überschallheliumstrahls . . . . .	70
3.12	Vergleich der mittels Heliumpartialdruckmessung ermittelten Profile des Überschallstrahls für verschiedene Drücke . . . . .	72
3.13	Druck in der Skimmer- und in der Nachweiskammer und die Heliumpartialdrücke im Zentrum und neben dem Strahl . . . . .	73
3.14	Prinzipskizze zur Laufzeit des Überschallheliumstrahls . . . . .	74
3.15	Prinzipskizze zur Berechnung der Pulsform . . . . .	75
3.16	Bestimmung von Machzahl und Geschwindigkeit durch Anpassung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an die gemessenen Laufzeitspektren . . . . .	77
3.17	Bestimmung von Machzahl und Geschwindigkeit durch Anpassung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an die gemessenen Laufzeitspektren . . . . .	78
3.18	gemessenen Machzahlen und Energiehalbweertsbreiten als Funktion des Vordruckes . . . . .	80
3.19	gemessene Strahlgeschwindigkeit und kinetische Energie . . . . .	81
3.20	Die im Labor verwendete Tragekonstruktion für das Düsenplättchen und das elektromagnetische Ventil . . . . .	83
3.21	Totvolumenfreies Wirbelstromventil . . . . .	84
3.22	Der Überschallstrahl an TEXTOR-94, Übersichtszeichnung . . . . .	86
3.23	Der Überschallstrahl an TEXTOR-94, Details von Gaseinlaß und Justiervorrichtung . . . . .	87
3.24	Breite des Überschallheliumstrahls an TEXTOR-94 . . . . .	88
4.1	Höhenlinienbild bei $\lambda = 667.8nm$ und drei Schnitte in toroidaler Richtung . . . . .	92
4.2	Radiale Profile bei verschiedenen toroidalen Positionen zum 2d-Bild in Abb. 4.1 . . . . .	93
4.3	Profile von Elektronentemperatur und -dichte . . . . .	95

4.4	Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen der Modellrechnung . . . . .	96
4.5	Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen der Modellrechnung . . . . .	97
4.6	Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen der Modellrechnung . . . . .	98
4.7	Vergleich zusätzlich gemessener Linienintensitäten mit den Ergebnissen der Modellrechnung . . . . .	99
4.8	Gaseinlaß- und Beobachtungssystem der Helium- und Lithiumstrahldiagnostik in der Äquatorebene (Sektor 12/13). . . . .	101
4.9	Kamerasignale der Heliumstrahldiagnostik in Sektor 12/13 (Röhrchendüse) und Methode zur Abschätzung des Untergrundes . . . . .	103
4.10	$n_{e^-}$ - und $T_{e^-}$ - Profile für eine Entladung mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion . . . . .	105
4.11	$n_{e^-}$ - und $T_{e^-}$ - Profile in einer Entladung mit Zusatzheizung durch Neutralteilcheninjektion, ICRH-Heizung und Strahlungskühlung . . . . .	106
4.12	Zeitspuren in einer Entladung mit Wärmepulsen in der Randschicht . . . . .	107
4.13	Radiale Profile in einer Entladung mit Wärmepulsen in der Randschicht . . . . .	108
4.14	Vergleich der Dichteprofile unter Benutzung verschiedener Stoß-Strahlungs-Modelle . . . . .	109

# Tabellenverzeichnis

2.1	Asymptotisches Verhalten der Stoßstärke bei großen Elektronenenergien . .	14
2.2	Beschreibung des in dieser Arbeit verwendeten Datenformates . . . . .	15
2.3	$P$ -Faktor nach van Regemorter . . . . .	16
2.4	Tabellierte Gewinn- und Verlustprozesse des Zustands $3^1D$ . . . . .	26
2.5	Tabelle der relativen Fehler der Besetzungsdichten . . . . .	41
2.6	Tabelle der Intensitäten der Heliumlinien im sichtbaren Spektralbereich . .	46
3.1	Unterscheidung der Vakuumbereiche . . . . .	52
3.2	Mittlere freie Weglängen $\bar{\ell}$ von Helium . . . . .	53
3.3	Konstanten zur Berechnung der finalen Machzahl $M_t$ . . . . .	64

# Literaturverzeichnis

- [Abr87] V. A. Abramov, L. A. Vainstein, *Recommended cross-sections and rates for electron inelastic collisions with helium atoms*, I. V. Kurchatov Institute, Moskau, 1987
- [And65] J. B. Anderson, J. B. Fenn, *Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources*, Phys. Fluids, **8** (1965) 780
- [Arp89] V. D. Arp, R. D. McCarty, *Thermophysical properties of helium-4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 200MPa*, National Institute of Standards and Technology, NIST Technical Note 1334, Nov. 1989
- [Aue88] D. J. Auerbach. *Velocity measurements by time-of-flight methods*, in G. Scoles (Editor), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Bar95] K. Bartschat, I. Bray, F. J. de Heer, W. C. Fon, R. K. Janev, IAEA Consultants, *Meeting on electron impact excitation cross section data for helium*, Summary Report, 1995, Wien
- [Beh94] H. Behrendt, W. Bohmeyer, L. Dietrich, G. Fußmann, H. Greuner, H. Grote, M. Kammermeyer, P. Kornejev, M. Laux, E. Pasch, *Development and test of edge plasma diagnostic at PSI-1 plasma generator*, 21st European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1994, 1328-1331
- [Ber93] K. A. Berrington, Ratenkoeffizienten zu [SAW90], private Mitteilung, 1993
- [Bei97] I. L. Beigman, L. A. Vainshtein, M. Brix, A. Pospieszczyk, I. Bray, D. F. Fursa, *Excitation and ionization cross-sections for HeI excited states ( $n = 2\%4$ ,  $\Delta S = 0$ ) Born and K-Matrix approaches*, Report des Forschungszentrums Jülich, Jül-3479, Dezember 1997
- [Bei81] H. C. W. Beijerinck, N. F. Verster, *Absolute intensities and perpendicular temperatures of supersonic beams of polyatomic gases*, Physica **111** C (1981) 327-352
- [Bla96] J. Bland-Hawthorn, G. Cecil, *Classical spectroscopy*, in F. B. Dunning, R. G. Hulet (ed.), *Experimental methods in the physical sciences, Vol 29B: Atomic, molecular and optical physics: atoms and molecules*, Academic Press, 1996

- [Bre80] N. Brenning, *Electron temperature measurements in low-density plasmas by helium spectroscopy*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **24** (1980) 293
- [Bri94] M. Brix, *Fluktuationsstudien zur Heliumstrahldiagnostik*, Diplomarbeit an der Ruhr-Universität Bochum, 1994
- [Bri97] M. Brix und B. Schweer, *Helium beam diagnostic: a discussion of line intensity ratios*, 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1997, 1837-1840
- [Bro93] B. Brosda, *Modellierung von Helium-Atomstrahlen und ihr Einsatz zur Plasmediagnostik der Tokamakrandschicht*, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1993
- [Boe97] J.A. Boedo, D. Gray, R. Conn, B. Hiller, K. H. Finken, *Fast probe for tokamak plasma measurements*, Rev. Sci. Ins., July 1998
- [Cor90] E. J. Corat, V. J. Trava-Airoldi, *An efficient high-repetition-rate fast-pulsed gas valve*, Rev. Sci. Instrum. **61** (3) 1990
- [Cun55] S. P. Cunningham, Conf. on Thermonucl. Reactors, Livermore, U.S. Atomic Energy Commission Report, **279** (1955) 289
- [Der76] J. Derouard, R. Jost, M. Lombardi, T. A. Miller, R. S. Freund, *Singlet-triplet anticrossings in  $^4\text{He}$ . III. Separation and mixing of the  $n = 3 - 8^1\text{S}$  and  $^3\text{D}$  states*, Phys. Rev. A **14** 3 (1976) 1025-1035
- [Die97] T. Diez-Rojo, V. J. Herrero, I. Tanarro, F. L. Tabarés, D. Tafalla, *Pulsed supersonic helium beams for plasma edge diagnosis*, Rev. Sci. Instrum. **68** (3), March 1997, p. 1423-1428
- [Din95] A. Dinklge, *Untersuchung der  $2^3\text{S}$ -Population in einem energetischen Heliumstrahl*, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1995
- [Eis97] W. Eisner, private Mitteilung, Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [Fuj78] T. Fujimoto, *Semi-empirical cross-sections and rate coefficients for excitation and ionization by electron collision and photoionization of helium*, IPPJ-AM-8, Institute of Plasma Physics, Japan, 1978
- [Fuj79] T. Fujimoto, *A collisional-radiative model for helium and its application to a discharge plasma*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **21** (1979) 439-455
- [Fur96] D. V. Fursa, I. Bray, *Convergent close-coupling calculations of electron-helium scattering*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30** (1997) 757-785
- [Gen88] W. R. Gentry, *Low-energy pulsed beam sources*, in G. Scoles (Editor), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1

- [Got97] M. Goto, T. Fujimoto, *Collisional-radiative model for neutral helium in plasma: excitation cross section and singlet-triplet wavefunction mixing*, Report des National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, NIFS-DATA-43, Oct. 1997
- [Got96] M. Goto, Vortrag zu seinem Stoß-Strahlungs-Modell, Jülich, April 1996
- [Gri95] H. R. Griem, *Spektroskopie von Fusionsplasmen*, Vorlesungsreihe am Forschungszentrum Jülich im Rahmen des Graduiertenkollegs Hochtemperatur-Plasmaphysik, 1994
- [Hei98] D. Heinen, *Aufbau einer Versuchsanordnung zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung von Helium in einem Atomstrahl*, Diplomarbeit, Fachhochschule Jülich, 1998
- [Hee92a] F. J. de Heer, R. Hoekstra, A. E. Kingston, H. P. Summers, *Excitation of neutral helium by electron impact*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **3** (1992) 19
- [Hee92b] F. J. de Heer, R. Hoekstra, H. P. Summers, *New assessment of cross-section data for helium excitation by protons*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **3** (1992) 47
- [Hee95] F. J. de Heer, I. Bray, D. V. Fursa, F. W. Blied, H. O. Folkerts, R. Hoekstra, H. P. Summers, *Excitation of  $He(2^{1,3}S)$  by electron impact*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **6** (1995) 7
- [Hee98] F. J. de Heer, *Excitation of  $He 1^1S$  by electrons*, private Mitteilung, 1998
- [Hin95] E. Hintz and B. Schweer, *Plasma edge diagnostics by atomic beam supported emission spectroscopy - status and perspectives-*, Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) A87-A101
- [Hoe92] R. Hoekstra, H. P. Summers, F. J. de Heer, *Charge transfer in collisions of protons with helium*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **3** (1992) 63-69
- [Hub97] A. Huber, *Bestimmung der 2-dim. Elektronendichtefluktuationen im Plasmarand von TEXTOR-94 mit zwei thermischen Li-Atomstrahlen*, Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1997
- [Hud96] E. T. Hudson, K. Bartschat, M. P. Scott, P. G. Burke, V. M. Burke, *Electron scattering from helium atoms. Phase shifts, resonance parameters and total cross sections*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **29** (1996) 5513-5526
- [Jan87] R. K. Janev, W. D. Langer, K. Evans jr., D. E. Post jr, *Elementary processes in hydrogen-helium plasmas, cross sections and reaction rate coefficients*, Springer-Verlag, Berlin, 1987
- [Jan95] R. K. Janev, *Excitation of helium by proton and multiply charged ions: analytic form of scaled cross-sections*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **3** (1992) 63-69

- [Kat92a] T. Kato, R. K. Janev, *Parametric representation of electron impact excitation and ionisation cross-sections for helium atoms*, At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion **3** (1992) 33
- [Kat92b] T. Kato, Y. Itikawa, K. Sakimoto, *Compilation of excitation cross sections for He atoms by electron impact*, NIFS-DATA-15, National Institute of Fusion Science, Japan, Mar. 1992
- [Koc96] G. Kocsis, J. S. Bakos, S. Kálvin, G. Mank, A. Pospieszczyk, *Radial penetration and toroidal spread of laser blow-off aluminum beam in TEXTOR*, IEEE Transactions on plasma science, Vol. 24, No. 3, June 1996
- [Kor96a] P. Kornejev, *Bestimmung der Elektronentemperatur in Randschichtplasmen unter Verwendung eines thermischen Heliumstrahls*, Doktorarbeit, Humboldt-Universität Berlin 1996, IPP-Report, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching, IPP8/10, Juli 1996
- [Kor96b] P. Kornejev, W. Bohmeyer, G. Fußmann, *Thermal helium beam for diagnostic of electron density and temperature*, aus P. E. Stott, G. Gorini, E. Sindoni, *Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors*, Plenum Press, New York, 1996
- [Kuh91] K.-E. Kuhnke, *Untersuchung von Struktur und Dynamik der PT(100)-Oberfläche mit hochauflösender Heliumstreuung*, Jül-Report Forschungszentrums Jülich, Jül-2490, Juni 1991
- [Lan74] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik - Hydrodynamik*, Akademie-Verlag Berlin, 1974
- [Lan93] A. C. Lanzafame, J. A. Tully, K. A. Berrington, P. L. Dufton, P. B. Byrne, A. Burgess, *Collision strength and rate coefficients for electron impact excitation in HeI: an extrapolation of R-matrix calculations to higher electron impact energies*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **264** (1993) 402-410
- [Ley87] *Grundlagen der Vakuumtechnik, Berechnung und Tabellen*, Handbuch der Fa. Leybold-Heraeus, 1987
- [Mar73] W. C. Martin, *Energy levels of neutral helium ( $^4\text{HeI}$ )*, J. Phys. Chem. Rev. Data **2** (1973) 257
- [Mar84] W. C. Martin, *New values for some ( $^4\text{HeI}$ ) *Isnl* energy levels, ionization energies, and lamb shifts*, Phys. Rev. A **29** (1984) 1883 und Errata in Phys. Rev. A **30** (1984) 651
- [Mer97] Ph. Mertens, M. Silz, *Radial profiles of atomic deuterium measured in the boundary of TEXTOR-94 with laser-induced fluorescence*, J. Nucl. Mat. **241-243** (1997) 842-847

- [Mil74] T. A. Miller, R. S. Freund, F. Tsai, T. J. Cook, B. R. Zegarski, *Observation of singlet-triplet anticrossings in He*, Phys. Rev. A **9** 6 (1974) 2474-2484
- [Mil75] T. A. Miller, R. S. Freund, B. R. Zegarski, *Singlet-triplet anticrossings in He. II. The  $n = 6, 7, 8^{1,3}$  states*, Phys. Rev. A **11** 3 (1975) 753-757
- [Mil88] D. R. Miller, *Free jet sources*, in G. Scoles (ed.), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Mor96] M. D. Morse, *Supersonic beam sources*, in F. B. Dunning, R. G. Hulet (ed.), *Experimental methods in the physical sciences, Vol 29B: Atomic, molecular and optical physics: atoms and molecules*, Academic Press, 1996
- [Pap97] D. A. Pappas, B. LaBombard, B. Lipschultz, C. S. Pitcher, M. Brix, B. Schweer, *Helium diagnostic for Alcator C-Mod edge studies*, 39th APS-Division of Plasma Physics Annual Meeting, USA, 1997
- [Pau88] H. Pauly, *Other low-energy beam sources*, in G. Scoles (ed.), *Atomic and molecular beam methods*, Oxford University Press, New York, 1988, Volume 1
- [Pit98] C. S. Pitcher, private Mitteilung, 1998
- [Pos91] A. Pospieszczyk, G. Chevalier, Y. Hirooka, R. W. Conn, R. Doerner, L. Schmitz, *Helium line emission measurements in PISCES-B as a tool for  $T_e$ -profile determination in tokamak boundary plasmas*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **72** (1992) 207-223
- [Pos93] A. Pospieszczyk, *Diagnostic of Edge Plasmas by Optical Methods* in R. K. Janev and H. W. Drawin (ed.), *Atomic and Plasma-Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion*, Elsevier Science Publishers B.V., 1993
- [Pos98] A. Pospieszczyk, private Mitteilung, 1998
- [Pre89] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, *Numerical recipes in Pascal, The art of scientific computing*, Cambridge university press, Cambridge, 1989
- [Rae95] J. Raeder, *Safety and environmental assessment of fusion power (SEAFP)*, Doc. CCFP 65/6.2 SEAFP Report des Direktorats XII der Europäischen Kommission, Juni 1995
- [Rae94] A. Raeker, K. Bartschat, R. H. Reid, *Ionization and simultaneous excitation of helium atoms by electron impact*, J. Phys B.: At. Mol. Phys. **27** (1994) 3129-3138
- [Ram96] N. F. Ramsey, *Thermal Beam Sources*, in F. B. Dunning, R. G. Hulet (ed.), *Experimental methods in the physical sciences, Vol 29B: Atomic, molecular and optical physics: Atoms and molecules*, Academic Press, 1996



- [Reg62] H. van Regemorter, *Rate of collisional excitation in stellar atmospheres*, *Astrophys. J.* **136** (1962) 906-915
- [Rei87] F. Reif, *Statistische Physik und Theorie der Wärme*, Walter de Gruyter Verlag, Berlin, 1987
- [Sam93] U.Samm, G. Bertschinger, P. Bogen, J. D. Hey, E. Hintz, L. Könen, Y. T. Lie, A. Pospieszczyk, D. Rusbüldt, R. P. Schorn, B. Schweer, M. Tokar, B. Unterberg, *Radiative edges under control by impurity fluxes*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** (1993) B167-B175
- [Sas95] S. Sasaki, S. Takamura et. al, *Helium I line intensity ratios in a plasma for the diagnostics of fusion edge plasmas*, Report des National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, NIFS-346, March 1995
- [Sas96] S. Sasaki, T. Kato, T. Fujimoto, M. Goto, S. Takamura, *Investigations on population densities, line emissions and ionization of helium atom in the collisional radiative model*, Interner Bericht des National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, May 1996
- [Saw90] P. M. J. Sawey, K. A. Berrington, P. G. Burke, A. E. Kingston, *Electron scattering in helium at low energies: a 29-state R-matrix calculation*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt.Phys.* **23** (1990) 4321-4329
- [Saw93] P. M. J. Sawey, K. A. Berrington, *Collision strength from a 29-state R-matrix calculation on electron excitation in helium*, *Atomic data and nuclear data tables* **55** (1993) 81-142
- [Sch92] B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda, B. Pohlmeier, *Electron temperature and electron density profiles measured with a thermal He-beam in the plasma boundary of TEXTOR*, *J. of Nucl. Mater.* **196-198** (1992) 174-178
- [Sch98] B. Schweer, M. Brix, M. Lehnen, *Measurement of edge parameters in TEXTOR-94 at the low and high field side with atomic beams*, Book of abstracts, 13th International conference on Plasma Surface Interactions in controlled fusion devices, San Diego, May 1998, das Paper erscheint im *J. of Nucl. Mater.*
- [She93] V. P. Shevelko, I. A. Vainshtein, *Atomic physics for hot plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993
- [She95] V. P. Shevelko, H. Tawara, *Spin-allowed and spin-forbidden transitions in excited He Atoms induced by electron impact*, *At. Plasma-Mater. Int. Data Fusion* **6** (1995) 27
- [Smi96] P. L. Smith, C. Heise, J. R. Esmond, R. L. Kurucz, *Atomic spectral line database*, R.L. Kurucz CD-ROM 23

- [Sob81] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein, E. A. Yukov, *Excitation of atoms and Broadening of spectral lines*, Springer Verlag, 1981
- [Sol83] H. Solwitsch, *Plasma position detection and control in the TEXTOR tokamak by means of a far-infrared interferometer/polarimeter*, Nuclear Fusion, Vol. 23, No. 12 (1983)
- [Sty97] D. Styhler, Jahresbericht des Instituts für Hochspannungstechnik und elektrische Energieanlagen, TH Braunschweig, 1997
- [Sum93] H. P. Summers, M. von Hellermann, *Atomic and molecular data exploitation for spectroscopic diagnostics of fusion plasmas*, Atomic and Plasma-Material Interaction Processes in Controlled Thermonuclear Fusion, R. K. Janev and H. W. Drawin (ed.), Elsevier Science Publishers B.V., 1993
- [Sum94] H. P. Summers, *Atomic data and analysis structure, User Manual*, Interner Report, JET, JET-IR(94)06, England, 1994
- [Sum97a] H. P. Summers, , H. Anderson, N. R. Badnell, F. Blied, M. Brix, F. J. de Heer, R. Hoeckstra, D. C. Griffin, L. D. Horton, C. F. Maggi, M. G. O'Mullane, M. Z. Pindzola, *Electron and neutral interactions with impurities in divertor plasma*, Report, JET, JET-P(97)50, England, 1997, Vorabdruck des Buches der eingeladenen Vorträge der *6th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices*, Exeter College, Oxford, UK, 18 September 1997
- [Tab97] F. L. Tabarés, D. Tafalla, B. Brañas, *Atomic beam characterisation of the plasma edge in the TJ-I up Torsatron*, 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1997, 737 - 740
- [The87] C. E. Theodosiou, *Transition probabilities for the helium singly excited states  $1snl (1,3) L$  with  $n=2-21$  and  $l=0-5$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **36** (1987) 97
- [Unt97] B. Unterberg, A. M. Messiaen, J. Ongena et al., *The influence of plasma edge properties on high confinement discharges with a radiating plasma mantle at the tokamak TEXTOR-94*, Plasma Phys. Controlled Fusion **39** B189 (1997)
- [Ul'H98] Y. R. Ul'Haq, S. J. Davies, D. Elder, L. Horton, A. Meigs, P. D. Morgan, M. Stamp and P. C. Stangeby, *Interpretative modeling of JET's thermal helium diagnostic*, Book of abstracts, 13th International conference on Plasma Surface Interactions in controlled fusion devices, San Diego, May 1998, das Paper erscheint im J. of Nucl. Mater.
- [Vai96] L. Vainshtein, Lebedev Physical Institute, Moskau, private Mitteilung, 1996
- [Wea86] B. D. Weaver, D. R. Frankl, *Calibration of Fenn-type nozzle beam sources*, Rev. Sci. Instrum. **58** (11), November 1987

- [Wes97] J. Wesson, *Tokamaks*, 2. Auflage, Clarendon Press, Oxford, 1997
- [Wie66] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon, *Atomic transition Probabilities, Volume 1, Hydrogen through Neon*, National Standard Reference Series, National Bureau of Standards, NSRDS-NBS 4, Washington, 1966
- [Wut88] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, 4. Auflage, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1988

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Schlüter danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. H.-J. Kunze danke ich für das Korreferat. Für viele anregende und kritische Diskussionen bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. E. Hintz und Herrn Priv.-Doz. Dr. U. Samm, die diese Arbeit vor Ort, im Forschungszentrum Jülich, betreuten.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. B. Schweer für seine wertvollen Ratschläge und die kontinuierliche Förderung dieser Arbeit. Herrn Dr. Ph. Mertens danke ich insbesondere für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Für die fruchtbaren Diskussionen und die Bereitstellung von teilweise unveröffentlichten atomaren Daten danke ich Herrn Prof. Dr. F. de Heer, Herrn Prof. H. P. Summers, Herrn Prof. L. Vainshtein, Herrn Dr. I. Beigman und Herrn Dr. W. Eisner.

Ohne die Hilfe der Herren S. Musso, K. v. Bovert, D. Heinen, K. Klören, D. Schüller und W. Wirtz wäre der Aufbau der verschiedenen Experimente nicht in dieser Qualität möglich gewesen. Herrn M. Lehnen danke ich für die gute Zusammenarbeit in der Heliumstrahlgruppe. Herrn G. Westphal danke ich für die Durchführung einiger Meßreihen im Labor.

Ich danke allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und dem TEXTOR-94-Team für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Den Diplomanden und Doktoranden des IPP danke ich für die wissenschaftlichen und privaten Aktivitäten.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern für ihre stete Sorge und Unterstützung.

Die vorliegende Arbeit wurde im Institut für Plasmaphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH im Rahmen der Assoziation EURATOM-KFA und des Trilateralen Euregio Clusters durchgeführt.



# Lebenslauf

Name:	Mathias Brix
Geburtsdatum:	22.08.1966
Geburtsort:	Wanne-Eickel jetzt Herne
Juli 1972 - Juni 1976	Besuch der Overberg-Grundschule in Wanne-Eickel
Juli 1976 - Juni 1985	Besuch des Gymnasiums Eickel, Abschluß: Allgemeine Hochschulreife
Juli 1985 - September 1986	Grundwehrdienst in Appen und Bremervoerde
September 1986 - April 1994	Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
Oktober 1991 - April 1992	Studentische Hilfskraft der Fakultät für Physik
Oktober 1992 - April 1994	Studentische Hilfskraft der Fakultät für Physik
13. April 1994	Tag der Diplomprüfung
April 1994 - Dezember 1994	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum
Januar 1995 - Mai 1998	Wissenschaftliche Hilfskraft (Doktorand) des Instituts für Plasmaphysik, Forschungszentrum Jülich GmbH
Juni 1998 -	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum