

**Bestimmung der
effektiven Ionenladungszahl eines
Plasmas aus der Bremsstrahlung
im nahen Infrarot**

Maximilian Engelhard

IPP III/157
Diplomarbeit
Betreuer: Dr.K.-H. Steuer

März 1990



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Bestimmung der
effektiven Ionenladungszahl eines
Plasmas aus der Bremsstrahlung
im nahen Infrarot**

Maximilian Engelhard

IPP III/157
Diplomarbeit
Betreuer: Dr.K.-H. Steuer

März 1990

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Abstract

The ASDEX Thomson scattering apparatus measures the scattered light of the laserbeam ($\lambda = 10640\text{\AA}$) in the near infrared to obtain density and temperature profiles. Furthermore this kind of apparatus can be used to analyse plasma radiation for determining radial Z_{eff} profiles, as has been demonstrated at ASDEX for the first time.

This method provide correct results, if the measured plasma radiation consists almost completly of bremsstrahlung. But besides bremsstrahlung the plasma emits recombination and line radiation. As shown by theoretical deliberations, recombination radiation is negligible, but line radiation can't be excluded.

Therefore a spectral resolved measurement was performed, which made it possible to choose those of the different spectral measuring ranges of the Thomson scattering apparatus which are influenced least by line radiation. Furthermore the obtained results enabels to allow for the remaining line radiation in order to get a radial profile of bremsstrahlung.

This profile and the data of the Thomson scattering apparatus is used to determine Z_{eff} . The statistical errors are less then 10% in the plasma centre. There is a good agreement between Z_{eff} -profiles obtained by bremsstrahlung and the results of the charge exchange recombination spectroscopy.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kernfusion	1
1.2	Zielsetzung der Arbeit	2
2	Theorie der Plasmastrahlung	4
2.1	Bremsstrahlung	4
2.1.1	Klassische Theorie	4
2.1.2	Quantenmechanische Korrekturen	11
2.2	Rekombinationsstrahlung	13
2.3	Linienstrahlung	15
2.3.1	Theoretische Grundlagen	16
2.3.2	Linienstrahlung im nahen Infrarot am ASDEX	19
3	Plasmalichtmessung	23
3.1	Thomson-Streuanordnung	23
3.1.1	Meßverfahren	23
3.1.2	Meßaufbau	25
3.2	Plasmalichtmessung im nahen Infrarot	26
3.2.1	Radiales Strahlungsprofil	26
3.2.2	Spektrale Meßbereiche	30
4	Spektrale Messung	32
4.1	Experimenteller Aufbau	32

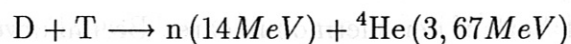
4.1.1	Strahlengang	32
4.1.2	Detektorsystem	34
4.1.3	Signalverarbeitungselektronik	34
4.1.4	Auswertung der Meßsignale	35
4.2	Spektrale Auflösung und Kalibrierung	36
4.2.1	Vorteile der groben Auflösung	37
4.2.2	Spektrale Kalibrierung	38
4.2.3	Apparateprofil	39
4.3	Intensitätskalibrierung	40
5	Meßergebnisse	44
5.1	Heliumlinienstrahlung	44
5.2	Spektrum von 8200Å bis 10600Å	50
5.2.1	Bremsstrahlung	50
5.2.2	Linienstrahlung	52
5.2.3	Identifikation von Linien	53
5.3	Auswahl von Meßkanälen	55
5.4	Zeitliche Veränderungen eines Spektrums	57
5.5	Prozentualer Linienanteil	59
5.6	Meßfehler	61
5.7	Zusammenfassung der Ergebnisse	61
6	Z_{eff}-Bestimmung aus der Bremsstrahlung	63
6.1	Bremsstrahlungsprofil	64
6.1.1	Voraussetzungen	64
6.1.2	Korrektur	65
6.2	Berechnung von Z_{eff}	67
6.2.1	Fehlerquellen	67
7	Zusammenfassung und Ausblick	70

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kernfusion

Bei der Verschmelzung von Wasserstoffisotopen zu Heliumkernen wird Energie frei. Auf Grund seines günstigen Reaktionsparameters wird der Prozeß



für einen energieliefernden Fusionsreaktor favorisiert [PS1].

Der quantenmechanische Tunneleffekt ermöglicht dabei eine Überwindung der Coulombabstoßung der einander stoßenden Wasserstoffkerne mit umso größerer Wahrscheinlichkeit, je schneller (heißer) die Wasserstoffkerne sind. Neben einer hohen Iontemperatur T_i ist zum thermonuklearen Brennen aber auch eine ausreichende Ionendichte n_i und Energieeinschlußzeit τ_E notwendig. Entscheidend ist, daß ein Mindestwert für das Produkt $n_i \cdot T_i \cdot \tau_E$ bzw. $p \cdot \tau_E$ (p : Plasmadruck) erreicht wird.

Das derzeit am weitesten fortgeschrittene Konzept, um die notwendigen Fusionsbedingungen zu erreichen, ist das des magnetischen Einschlusses eines Wasserstoffplasmas nach dem Tokamakprinzip [Wes]. Der Einschluß gelingt aber nicht vollständig, so daß Teilchen gegen die das Plasma umgebende Wand schlagen. Dabei werden Teilchen des Wandmaterials freigesetzt und gelangen in das Plasma. Sie verunreinigen das Wasserstoffplasma und erhöhen zum einen die Strahlungsverluste, d. h. das Plasma wird gekühlt, zum anderen wird der „Brennstoff“ Wasserstoff verdünnt, d. h. die Reaktionsrate sinkt.

Beide Faktoren haben zur Folge, daß die angestrebte Zündung des Plasmas mit zunehmender Verunreinigungskonzentration schwerer zu erreichen ist.

Im Falle verunreinigter Plasmen ist die effektive Ionenladungszahl Z_{eff} nicht mehr 1, wie im reinen Wasserstoffplasma, sondern je nach Verunreinigungsgrad

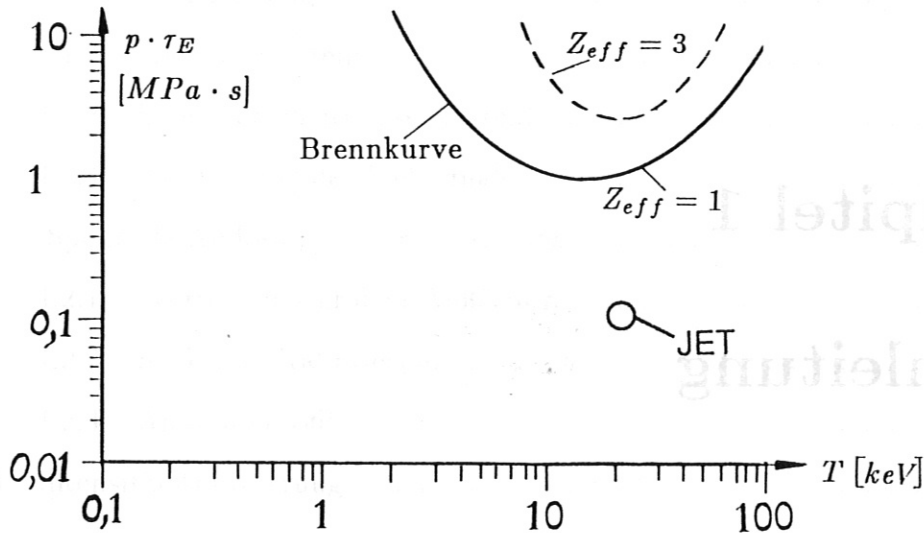


Abbildung 1.1: Thermonukleare Brennkurve für $Z_{eff}=1$ und $Z_{eff}=3$ [PS2]. Eingezeichnet ist der bisherige Rekordwert des Fusionsperiments JET (Oktober 1989). Die Temperatur ist in [eV] angegeben. Ein eV entspricht 11605K.

größer als 1. Z_{eff} ist ein Maß für die Verunreinigungskonzentration.

Abb. 1.1 zeigt den Verlauf der thermonuklearen Brennkurve. In dem oberhalb dieser Kurve liegenden Parameterbereich ist Brennen möglich. Gestrichelt eingezeichnet ist die Zündkurve für ein Plasma mit $Z_{eff} = 3$. Der Kreis kennzeichnet die Parameter des am weitesten fortgeschrittenen Fusionsperiments JET. Ein Z_{eff} -Wert nahe bei 1 ist also Voraussetzung, um thermonukleares Brennen in absehbarer Zukunft erreichen zu können. Bei dem derzeit in Planung befindlichen „Internationalen Thermonuklearen Experimental-Reaktor“ ITER wird ein Z_{eff} -Wert von kleiner als 2 angestrebt.

Z_{eff} ist weiterhin eine wichtige Größe zur Überprüfung von Plasmamodellrechnungen. Durch Vergleich mit gewonnenen Z_{eff} -Werten kann entschieden werden, ob der Verunreinigungstransport durch das Modell richtig beschrieben wird. Die Modellrechnungen sind notwendig, um ein tieferes Verständnis für die Vorgänge in einem Fusionsplasma zu gewinnen, um somit wiederum Fortschritte in der Fusionsforschung zu erzielen.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

In einem heißen Plasma streuen Elektronen und Ionen aneinander. Während dieser Coulombstreuung geben sie Energie in Form von Bremsstrahlung ab. Die Messung der Plasmabremsstrahlung ermöglicht die Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl Z_{eff} . Das Maximum der Bremsstrahlung liegt im Röntgengebiet. Es gibt jedoch, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, eine Reihe von Vorteilen,

die Messung der Bremsstrahlung im längerwelligen Bereich durchzuführen.

An dem Garching Tokamakexperiment ASDEX (Axial Symmetrisches Diver-tor EXperiment) wurde eine Thomson-Streuanordnung aufgebaut, mit der mittels Streuung von Laserlicht eines Nd-YAG-Lasers ($\lambda = 1,06\mu\text{m}$) Elektronen-dichte- und Elektronentemperaturprofile gemessen werden. Dieselbe Apperatur kann auch gleichzeitig dazu verwendet werden, das Plasmalicht im nahen Infrarot zu messen, um radiale Z_{eff} -Profile zu ermitteln [Rös].

Ziel der Diplomarbeit war es zu klären ob in diesem, bisher an noch keinem Tokamak untersuchten Wellenlängenbereich, störende Strahlungsbeiträge für eine Z_{eff} -Bestimmung vorliegen. Dazu zählen insbesondere Rekombinations- und Linienstrahlung.

Zu diesem Zweck wurde ein Spektrometer aufgebaut, das auch im nahen Infrarot noch eine ausreichende Auflösung und Lichtstärke aufweist. Mit Hilfe dieses Spektrometers sollte das Spektrum des Plasmas im nahen Infrarot untersucht werden. Auch zeitliche Veränderungen des Spektrums während einer Entladung sollten erfaßt werden. Der optische Aufbau sollte weiterhin so gewählt werden, daß ein direkter Vergleich der Ergebnisse dieser Messungen mit den Ergebnissen der Plasmalichtmessung der Thomson-Streuanordnung ermöglicht wird.

Durch diesen Vergleich sollte bei Auftreten von Störstrahlung eine Korrektur der Plasmalichtprofile auf Grund der gefundenen Störstrahlungsbeiträge und damit eine gesicherte Bestimmung von Z_{eff} -Profilen ermöglicht werden.

Kapitel 2

Theorie der Plasmastrahlung

Im folgenden Kapitel, dem theoretischen Teil der Arbeit, wird der Zusammenhang zwischen der Plasmabremstrahlung und Z_{eff} dargestellt. Zudem werden die anderen Strahlungsarten, die zur Plasmastrahlung beitragen, die Rekombinations- und die Linienstrahlung, behandelt. Die letzten beiden Strahlungsarten sind als mögliche Fehlerquellen bei der Z_{eff} -Bestimmung aus der Plasmastrahlung in Betracht zu ziehen.

2.1 Bremsstrahlung

2.1.1 Klassische Theorie

Die folgenden Ausführungen schließen sich im wesentlichen an [LL2] und [Hut] an.

2.1.1.1 Dipolstrahlung aus Plasmen

In der klassischen Elektrodynamik ergibt sich aus den Lienard-Wichert'schen Potentialen unter den Annahmen

- Fernfeldnäherung
- nichtrelativistische Geschwindigkeiten der Ladungen

die in den Raumwinkel 4π abgestrahlte Leistung P eines beschleunigten Dipols mit Moment d zu:

$$P = \frac{1}{6\pi\epsilon_0 c^3} \ddot{d}^2 \tag{2.1}$$

Die in einem Plasma befindlichen Elektronen und Ionen führen *drei verschiedene Streuprozesse* mit jeweils unterschiedlichen Dipolbeschleunigungen aus:

1. Elektron-Ion:

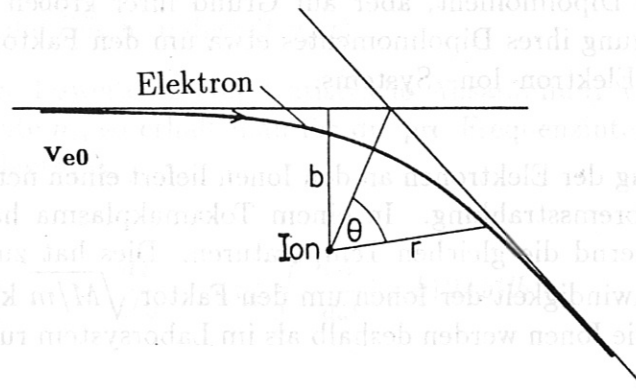


Abbildung 2.1: Bei der Coulombstreuung eines Elektrons an einem Ion wird das Elektron abgelenkt (abgebremst). Die dabei ausgesandte Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. (Stoßparameter b , Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons v_{e0} , Radiusvektor der hyperbolischen Bahn r)

Zur Berechnung der Dipolstrahlung betrachtet man ein Elektron und ein Ion als abgeschlossenes System, dessen Schwerpunkt sich gleichmäßig bewegt. Es leisten nur die durch die Coulombkräfte verursachten Relativbeschleunigungen einen Beitrag zu $\ddot{\mathbf{d}}$.

Das Dipolmoment in Schwerpunktskoordinaten lautet:

$$\mathbf{d} = \frac{Ze m + e M}{m + M} \mathbf{r} = \mu \left(\frac{Ze}{M} + \frac{e}{m} \right) \mathbf{r}$$

wobei $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_e$ der Abstandsvektor zwischen Ion und Elektron

und $\mu = \frac{mM}{m + M}$ die reduzierte Masse ist.

In den Gleichungen bezeichnet M die Ionenmasse, m die Elektronenmasse, Ze die Ladung des Ions und $-e$ die Ladung des Elektrons. Da $m \ll M$, ist es eine sehr gute Näherung $\mathbf{d} \approx e \mathbf{r}$ und $\ddot{\mathbf{d}} \approx e \ddot{\mathbf{r}}_e$ zu setzen.

2. Elektron-Elektron:

Das Dipolmoment eines Systems zweier Elektronen ist Null. Streuen Elektronen aneinander, so strahlen sie deshalb in erster Näherung Quadrupolstrahlung ab. Diese ist aber im nicht relativistischen Fall ($k_B T_e < 10 \text{ keV}$) gegenüber der elektrischen Dipolstrahlung des Elektron-Ion-Systems ver-schwindend gering [LL2].

3. Ion-Ion:

Zu demselben Schluß kommt man, wenn man zwei gleichartige Ionen betrachtet.

Zwei unterschiedlich geladene Ionen haben zwar ein nichtverschwindendes elektrisches Dipolmoment, aber auf Grund ihrer großen Trägheit ist die Beschleunigung ihres Dipolmomentes etwa um den Faktor M/m geringer, als das des Elektron-Ion- Systems.

Nur die Streuung der Elektronen an den Ionen liefert einen nennenswerten Beitrag zur Plasmabremsstrahlung. In einem Tokamakplasma haben Elektronen und Ionen annähernd die gleichen Temperaturen. Dies hat zur Folge, daß die thermische Geschwindigkeit der Ionen um den Faktor $\sqrt{M/m}$ kleiner als die der Elektronen ist. Die Ionen werden deshalb als im Laborsystem ruhend betrachtet.

2.1.1.2 Bremsstrahlung eines Elektrons

Im Vorbeiflug an einem raumfesten Ion der Ladung Ze strahlt ein Elektron mit der Geschwindigkeit v_e die Energie

$$W = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}_e^2(t) dt \quad (2.2)$$

ab. Gleichung (2.2) folgt einfach aus (2.1) durch Integration über alle Zeiten und den im vorherigen Abschnitt gemachten Näherungen. Aus Gleichung (2.2) ist ersichtlich, daß

$$W \propto Z^2,$$

da die Beschleunigung \dot{v}_e proportional zur Coulombkraft ($F_C = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$) ist.

Eine Fourierdarstellung der Beschleunigung führt zur abgestrahlten Energie pro Frequenzintervall :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{6\pi^2\epsilon_0 c^3} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{v}_e(t) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.3)$$

Sind die Strahlungsverluste des Elektrons im Vergleich zu seiner Gesamtenergie vernachlässigbar, so folgt das Elektron einer hyperbolischen Bahn (Drehimpulserhaltung) mit dem Stoßparameter b und der Anfangsgeschwindigkeit v_{e0} (s. Abb.

2.1 auf S. 5). Über die Energiegleichung

$$\frac{1}{2}m [v_e^2 + (r\dot{\Theta})^2] - \frac{Ze^2}{r} = \frac{1}{2}mv_{e0}^2 \quad (2.4)$$

ergibt sich dann die Geschwindigkeit $v_e(t)$.

Betrachtet man desweiteren eine statistische Ansammlung von Ionen der Ladung Z und Dichte n_i , so erhält man für die pro Frequenzintervall abgestrahlte Leistung eines Elektrons:

$$\frac{dP}{d\omega} = n_i v_e \int_0^{+\infty} \frac{dW}{d\omega}(\omega, b) 2\pi b db \quad (2.5)$$

Die analytische Berechnung der Integrale (2.5) und (2.3) ist nicht trivial und kann in [LL2] nachgelesen werden. Es ergibt sich folgende Lösung:

$$\frac{dP}{d\omega} = G(i\nu) \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3} \frac{Z^2 n_i}{v_{e0}} \quad (2.6)$$

$$\text{mit } G(i\nu) = \frac{i\pi\sqrt{3}}{4} \nu H_{i\nu}(i\nu) H'_{i\nu}(i\nu) \quad (2.7)$$

$$\nu = \frac{Ze^2\omega}{4\pi\epsilon_0 m_e v_{e0}^3} \quad (2.8)$$

$$H_p(i\nu\epsilon) : \text{ Hankelfunktion erster Art der Ordnung } p \quad (2.9)$$

$$H'_p(i\nu\epsilon) : \text{ Hankelfunktion nach dem Argument abgeleitet} \quad (2.10)$$

Die Größe G in Gleichung (2.6) und (2.7) ist eine schwach variierende Funktion der Größenordnung 1 und wird als Gauntfaktor bezeichnet. Im Kapitel 2.1.2 auf Seite 11 wird der Gauntfaktor zusammen mit quantenmechanischen Korrekturen näher behandelt.

Hervorzuheben ist an dieser Stelle die Abhängigkeit der Bremsstrahlung eines Elektrons von der Ionendichte, Ionenladung und der Geschwindigkeit:

$$\frac{dP}{d\omega} \propto \frac{n_i Z^2}{v_{e0}}$$

Die Abhängigkeit der Bremsstrahlung eines Elektrons von $n_i Z^2$ führt zu einer

Beziehung zwischen der Plasmabremsstrahlung und Z_{eff} .

2.1.1.3 Bremsstrahlung eines Plasmas

Nimmt man an, daß die Elektronen eines Plasmas eine maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung haben und die Temperatur T_e und die Dichte n_e besitzen, so läßt sich aus der Gleichung (2.5) bzw. (2.6) die Leistungsdichte \mathcal{L} pro Frequenzeinheit gewinnen:

$$\frac{d\mathcal{L}}{d\omega} = \int_0^\infty \frac{dP}{d\omega} f_M(v_{e0}, T_e) 4\pi v_{e0}^2 dv_{e0} \quad (2.11)$$

$$\text{mit } f_M = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (2.12)$$

Über die Berechnung des Integrals gelangt man so zu der vom Plasma abgestrahlten Leistungsdichte pro Frequenzeinheit und Steradian, den sogenannten Emissionskoeffizienten ϵ :

$$\epsilon_\omega^{ff} = \frac{d\mathcal{L}}{d\omega d\Omega} = \bar{g} \frac{4e^6 \sqrt{2}}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^{3/2} c^3 \sqrt{3\pi}} \frac{n_e n_i Z_i^2}{\sqrt{k_B T_e}} e^{-\hbar\omega/k_B T_e} \quad (2.13)$$

In dieser Formel bezeichnet \bar{g} eine gemittelte Größe die sich aus

$$\bar{g}(\omega, T_e) = \int_0^\infty G(\omega, E' + \hbar\omega) e^{-E'/k_B T_e} \frac{dE'}{k_B T_e} \quad (2.14)$$

ergibt. Desweiteren wurde $\frac{1}{2}mv_{e0}^2 = E' + \hbar\omega$ gesetzt.

Finden die Elektronen im Plasma verschiedene Ionensorten ¹ der Ladung Z_i und Dichte n_i vor, so addieren sich die einzelnen Strahlungsleistungen:

$$\epsilon_\omega^{ff} = \sum_i \epsilon_{\omega,i}^{ff} = \bar{g} \frac{4e^6 \sqrt{2}}{(4\pi\epsilon_0)^3 3m^{3/2} c^3 \sqrt{3\pi}} \frac{n_e \sum_i n_i Z_i^2}{\sqrt{k_B T_e}} e^{-\hbar\omega/k_B T_e} \quad (2.15)$$

In der obigen Formel wurde \bar{g} vor die Summe gezogen. Dies ist nicht korrekt, da \bar{g} über G eine Funktion von Z ist (siehe Gleichungen (2.7), (2.8) und (2.14)). Jedoch variiert \bar{g} zumindest für die am ASDEX vorherrschenden Temperaturen und Verunreinigungen bei der im nahen Infrarot beobachteten Bremsstrahlung nur schwach mit Z (siehe Bemerkung am Ende von Kap. 2.1.2).

¹Die verschiedenen Ionensorten werden ab jetzt mit i indiziert

Über die in folgender Weise definierte effektive Ionenladungszahl ²

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad (2.16)$$

und unter Voraussetzung der Quasineutralität

$$n_e = \sum_i n_i Z_i \quad (2.17)$$

zeigt sich folgender linearer Zusammenhang zwischen der Plasmabremssstrahlung und Z_{eff} :

$$\epsilon_{\omega}^{ff} = \bar{g} \frac{4e^6 \sqrt{2}}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^{3/2} c^3 \sqrt{3\pi}} \frac{n_e^2 Z_{eff}}{\sqrt{k_B T_e}} e^{-\hbar\omega/k_B T_e} \quad (2.18)$$

Über die Beziehung

$$\omega = 2\pi c/\lambda \quad (2.19)$$

gelangt man zur Strahlungsleistungsdichte pro Wellenlängenintervall und Steradian:

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} = \frac{d\mathcal{L}}{d\lambda d\Omega} = \bar{g} \frac{8\pi e^6 \sqrt{2}}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^{3/2} c^2 \sqrt{3\pi}} \frac{n_e^2 Z_{eff}}{\lambda^2 \sqrt{k_B T_e}} e^{-hc/\lambda k_B T_e} \quad (2.20)$$

Der spektrale Verlauf dieses Emissionskoeffizienten für ein reines Wasserstoffplasma ist Abb. 2.2 zu entnehmen.

Zum Abschluß sei noch die Abhängigkeit ϵ_{λ}^{ff} 's von den wichtigsten Größen übersichtlich dargestellt:

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} \propto \frac{n_e^2 Z_{eff}}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} e^{-hc/\lambda k_B T_e} \quad (2.21)$$

Die effektive Ionenladungszahl eines Plasmas Z_{eff} gibt also an, um welchen Fak-

²Die effektive Ionenladungszahl Z_{eff} wird z. B. auch bei der Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit eines Plasmas verwendet (s. z. B. [Spi]).

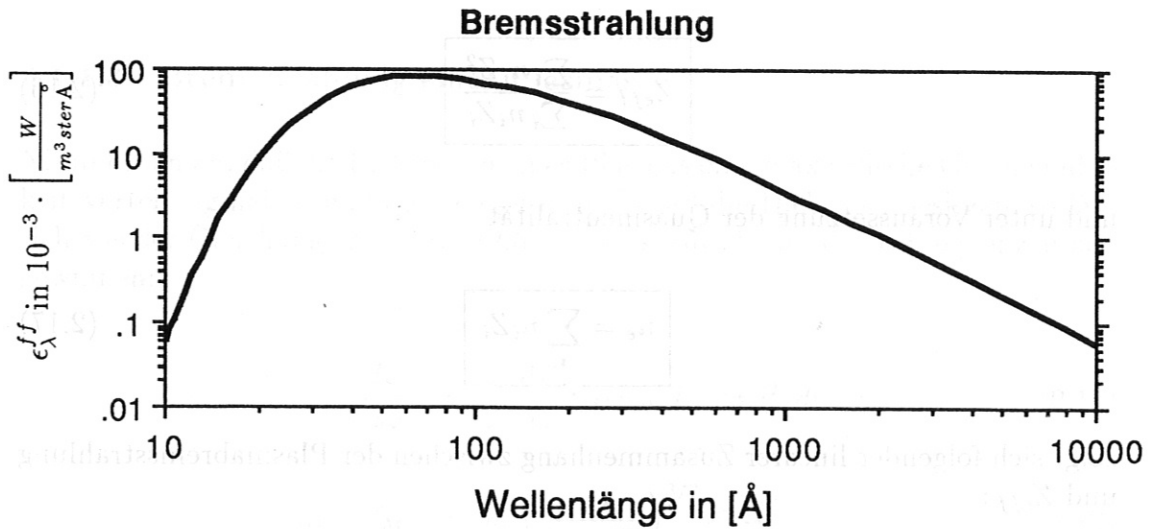


Abbildung 2.2: Bremsstrahlung eines reinen Wasserstoffplasmas für $k_B T_e = 1000\text{eV}$ und $n_e = 3 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$

tor die Bremsstrahlung des untersuchten Plasmas größer ist, als die eines Wasserstoffplasmas gleicher Elektronendichte und -temperatur. Um aus der Plasmabremsstrahlung bei einer bestimmten Wellenlänge Z_{eff} zu bestimmen, benötigt man demnach Daten über die Elektronentemperatur und Elektronendichte des Plasmas. Wie diese am ASDEX gewonnen werden, wird im Kapitel 3.1 besprochen.

2.1.1.4 Bremsstrahlung im nahen Infrarot am ASDEX

Aus Abb. 2.2 erkennt man, daß das Maximum der Bremsstrahlung im Röntgengebiet liegt, also bei jener Energie, die der Elektronentemperatur entspricht. Es ist deshalb üblich, die Bremsstrahlung in diesem Bereich zu messen [Hut]. In dem Röntgenbereich sind aber auch Fremdstrahlungsbeiträge maximal. Am ASDEX wird daher die Plasmabremsstrahlung erstmalig im nahen Infrarot gemessen. Bei den im ASDEX vorherrschenden Temperaturen ($k_B T_e > 100\text{eV}$) gilt $hc/\lambda \ll k_B T_e$. damit läßt sich (2.21) noch weiter vereinfachen :

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} \propto \frac{n_e^2 Z_{eff}}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \quad (2.22)$$

Es zeigt sich eine $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit der Bremsstrahlung im langwelligen Bereich (s. Abb. 2.2) und eine im Vergleich zum Röntgengebiet nur schwache Temperaturabhängigkeit mit $1/\sqrt{T_e}$. Fehler in der Temperaturmessung sind deshalb weniger kritisch bei der Bestimmung von Z_{eff} aus der Plasmabremsstrahlung im nahen

Infrarot.

2.1.2 Quantenmechanische Korrekturen

Eine nichtrelativistische quantenmechanische Behandlung der Bremsstrahlung führte Sommerfeld (1931) durch. Er berechnete die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Anfangs- und Endgeschwindigkeit und den korrespondierenden Quantenzahlen k_1 und k_2 , um die Emissionskoeffizienten der Photonen mit der Energie

$$\hbar\omega = \frac{1}{2}m_e(v_1^2 - v_2^2) = Z^2 R_y(k_1^{-2} - k_2^{-2}). \quad (2.23)$$

zu gewinnen. Bindet man sein Ergebnis an das klassische von Kramer an, so muß man den klassischen Gauntfaktor durch

$$G = \frac{\pi\sqrt{3}x}{[e^{2\pi k_1} - 1][1 - e^{-2\pi k_2}]} \frac{d}{dx} \left\{ |F(ik_1, ik_2, 1; x)|^2 \right\} \quad (2.24)$$

$$\text{mit } x = -\frac{k_1 k_2}{(k_1 - k_2)^2} \quad (2.25)$$

ersetzen. Eine Herleitung der quantenmechanischen Bremsstrahlungsformel ist

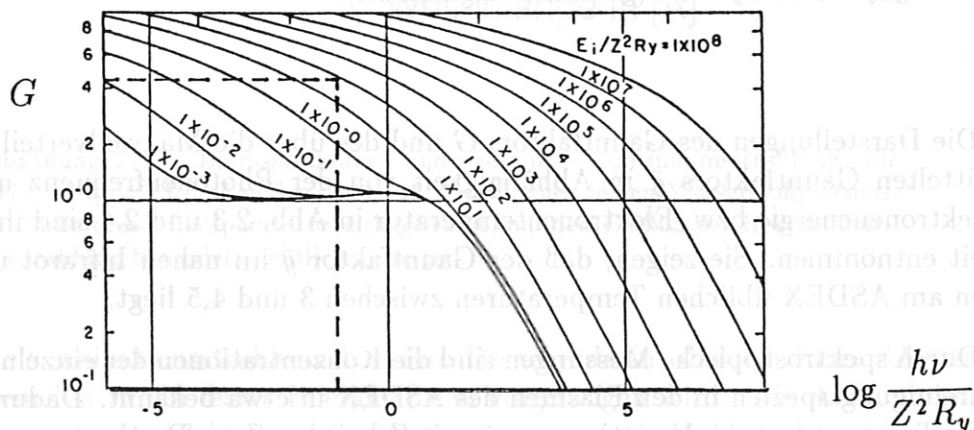


Abbildung 2.3: Gauntfaktor als Funktion der Photonenenergien für verschiedene Elektronenenergien und Kernladungszahlen ($R_y = \text{Rydbergenergie} = 13,6 \text{ eV}$) [KaL]. Im nahen Infrarot ($\lambda = 10000 \text{ \AA}$) gilt für $E_i = 1 \text{ keV}$, $G \approx 4,5$ (gestrichelt eingezeichnet).

z. B. im [LL4, §92] zu finden ³.

F ist eine hypergeometrische Funktion mit komplexen Parametern. Sie macht es besonders schwer eine numerische Berechnung durchzuführen. Aus diesem Grund haben Karzas und Latter (s. [KaL]) die Formel (2.24) in eine für numerische Rechnungen zugänglichere Form gebracht. Die auf ihrer Arbeit basierenden Berechnungen der Bremsstrahlungsenergien [EbL] werden am ASDEX zur Z_{eff} -Bestimmung verwendet.

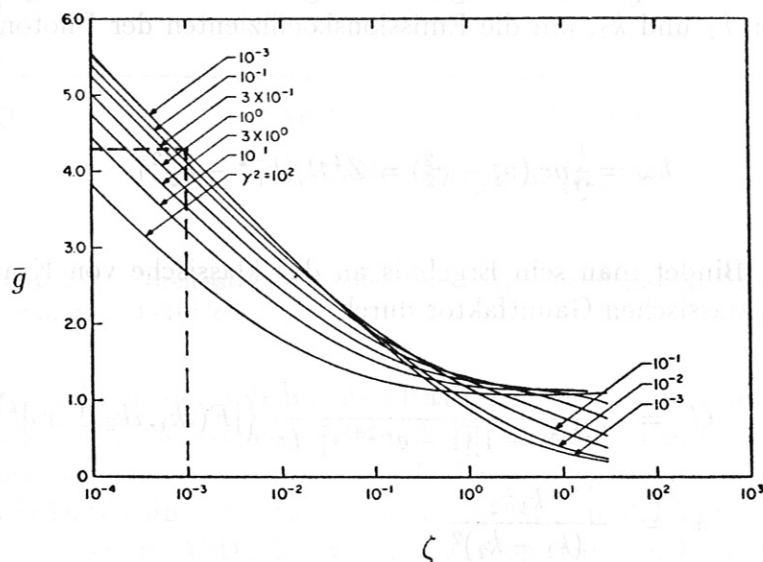


Abbildung 2.4: Über die Maxwellverteilung gemittelter Gauntfaktor aufgetragen gegen $\zeta = \hbar\omega/k_B T_e$ für verschiedene $\gamma^2 = Z^2 Ry/k_B T_e$ ($Ry = \text{Rydbergenergie} = 13,6 \text{ eV}$) [KaL]. Im nahen Infrarot gilt für $Z = 1$ und $k_B T_e = 1 \text{ keV}$, $\bar{g} \approx 4,3$ (gestrichelt eingezeichnet).

Die Darstellungen des Gauntfaktors G und des über die Maxwellverteilung gemittelten Gauntfaktors \bar{g} in Abhängigkeit von der Photonenfrequenz und der Elektronenenergie bzw. Elektronentemperatur in Abb. 2.3 und 2.4 sind ihrer Arbeit entnommen. Sie zeigen, daß der Gauntfaktor \bar{g} im nahen Infrarot und bei den am ASDEX üblichen Temperaturen zwischen 3 und 4,5 liegt.

Durch spektroskopische Messungen sind die Konzentrationen der einzelnen Verunreinigungsspezies in den Plasmen des ASDEX in etwa bekannt. Dadurch läßt sich die nur schwache Variation von \bar{g} mit Z bei der Z_{eff} -Bestimmung aus der Plasmabremsstrahlung berücksichtigen [Sum].

³Bei einem Vergleich der Formeln ist auf das unterschiedliche Maßsystem zu achten, hier: CGS, im [LL4]: $\hbar = c = 1; e^2 = 1/137$

2.2 Rekombinationsstrahlung

Neben der Bremsstrahlung gibt es auch noch eine weitere Strahlung mit kontinuierlichem Spektrum, die das Plasma aussendet, die Rekombinationsstrahlung ⁴ ϵ_{λ}^{fb} . Für wasserstoffähnliche Ionen gilt [Hut]:

$$\epsilon_{\lambda}^{fb} = \frac{4e^6 \sqrt{2m}}{3(4\pi\epsilon_0)^3 \sqrt{3} m^2 c^2} \frac{n_e n_i Z^2}{\sqrt{kT} \lambda^2} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}} \sum_n \Gamma_n \quad (2.26)$$

$$\Gamma_n = \begin{cases} 0 & \text{für } \lambda > \frac{hc n^2}{Z^2 R_y} \\ \frac{2Z^2 R_y}{kT n^3} \bar{g}_n^{fb} e^{-\frac{Z^2 R_y}{n^2 kT}} & \text{für } \lambda \leq \frac{hc n^2}{Z^2 R_y} \end{cases} \quad (2.27)$$

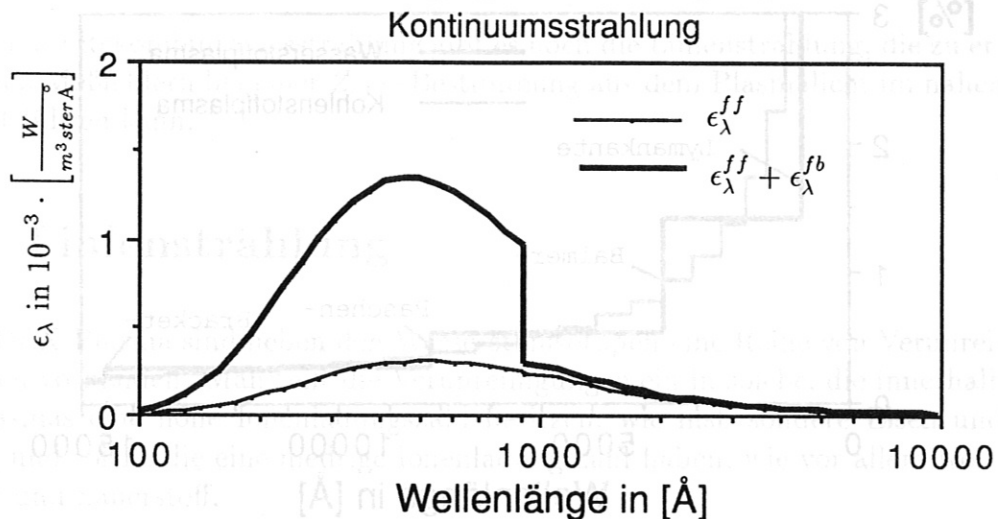


Abbildung 2.5: Bremsstrahlung und gesamte Kontinuumsstrahlung für $k_B T_e = R_y = 13,6 eV$ und $n_e = 1 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ eines reinen Wasserstoffplasmas. Es wurde dieser Temperaturbereich gewählt, um den Einfluß der Rekombinationsstrahlung besonders deutlich zu zeigen.

Die Rekombinationsstrahlung hat ihre Ursache darin, daß ein freies Elektron von einem Ion in ein festes Energieniveau eingefangen wird. Die Abnahme der Gesamtenergie des Elektrons, die sich zusammensetzt aus der kinetischen Energie des Teilchens und der negativen Bindungsenergie des Elektrons, wird durch Aussenden eines Photons mit eben dieser Energie ausgeglichen. Es gilt für was-

⁴Die Rekombinationsstrahlung wird mit *fb* indiziert (englisch: free-bound), die Bremsstrahlung mit *ff*

serstoffähnliche Ionen:

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{2}m_e v_e^2 + Z^2 R_y \frac{1}{n^2} \quad (2.28)$$

Die diskrete Energiestruktur des Atoms spiegelt sich in der Stufenform des ausgesendeten Rekombinationspektrums wider.

Abbildung 2.5 zeigt die von einem Wasserstoffplasma ausgehende Bremsstrahlung und die ihr überlagerte Rekombinationsstrahlung.⁵

Es ist die Lymankante bei 912Å deutlich erkennbar. Es gibt noch weitere Rekombinationskanten, wie die Balmer-, Paschen- und Bracketkante. Sie sind in Abb. 2.6 erkennbar. Im nahen Infrarot wird jenseits der Paschenkante, die bei

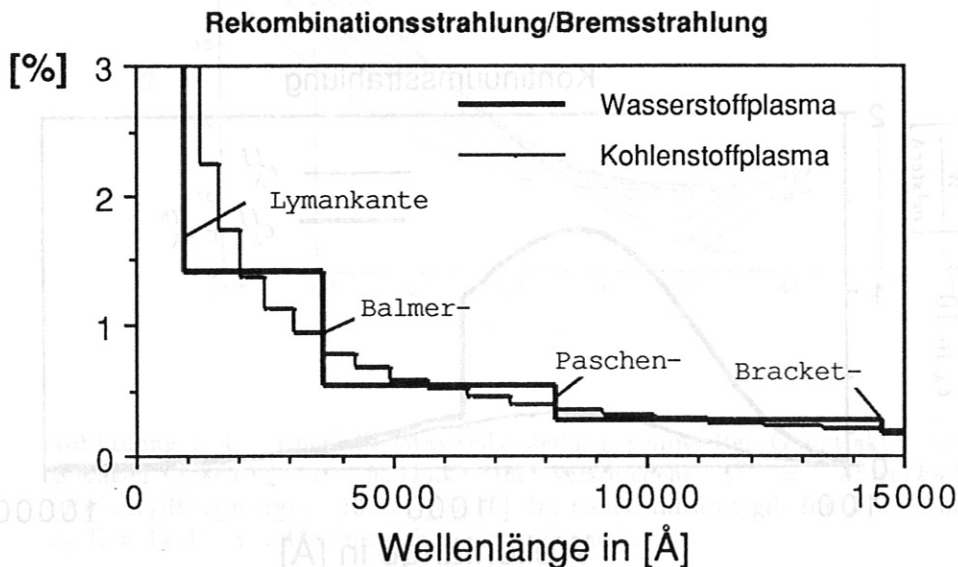


Abbildung 2.6: Rekombinationsstrahlung dividiert durch Bremsstrahlung vom UV-Bereich bis zum nahen Infrarot bei $k_B T_e = 100\text{eV}$ in Prozent. Die Kanten des Kohlenstoffplasmas liegen näher zusammen. Bei höheren Temperaturen verringert sich das Verhältnis noch weiter.

8200Å liegt, beobachtet. Zwischen den Kanten zeigen Brems- und Rekombinationsstrahlung dieselbe spektrale Abhängigkeit (vgl. Gl. (2.21) auf S. 9 und Gl. 2.26). Sie sind somit experimentell quantitativ ununterscheidbar.

Eine Bestimmung von Z_{eff} aus der Plasmastrahlung ist deshalb nur dann möglich, wenn das Verhältnis von Rekombinationsstrahlung zu Bremsstrahlung ausreichend klein ist.

⁵Bei den in dieser Arbeit gezeigten errechneten Kontinuumsstrahlungskurven wurde der Gauntfaktor \bar{g}^{ff} der Abbildung 2.4 entnommen. Der Gauntfaktor \bar{g}^{fb} wurde in guter Näherung 1 gesetzt (vgl. [Gri])

Abbildung 2.6 zeigt das numerische Ergebnis für das Verhältnis von Rekombinations- zu Bremsstrahlung eines reinen Wasserstoffplasmas und eines vollionisierten Kohlenstoffplasmas (d. h. $Z = 6$ in Gl. (2.26), (2.27) und (2.28)). Die Wände des ASDEX-Gefäßes werden karbonisiert. Kohlenstoff stellt deshalb die Hauptverunreinigungs-komponente im Plasma dar. Wie man der Abb. 2.6 entnehmen kann, liegen die Kanten des Kohlenstoffs entsprechend Gl. (2.28) näher im Röntgengebiet.

Aus Abb. 2.6 läßt sich schließen, daß das Verhältnis von Rekombinations- zu Bremsstrahlung nicht nur in einem reinen Wasserstoffplasma sondern auch in einem verunreinigten Plasma im nahen Infrarot ausreichend klein ist. Mit zunehmender Temperatur verringert sich dieses Verhältnis noch weiter.

Der Anteil der Rekombinationsstrahlung an der Gesamtplasmastrahlung ist demnach im nahen Infrarot am ASDEX vernachlässigbar.

Diese Aussage ist im Röntgenbereich insbesondere auf Grund der Rekombinationsstrahlung metallischer Verunreinigungen nicht mehr gültig.

Neben der Rekombinationsstrahlung gibt es noch die Linienstrahlung, die zu erheblichen Meßfehlern bei einer Z_{eff} -Bestimmung aus dem Plasmalicht im nahen Infrarot führen kann.

2.3 Linienstrahlung

Im ASDEX-Plasma sind neben den Wasserstoffisotopen eine Reihe von Verunreinigungen vorhanden. Man teilt die Verunreinigungen ein in solche, die innerhalb des Plasmas eine hohe Ionenladungszahl besitzen, wie insbesondere Eisen und Kupfer und solche die eine niedrige Ionenladungszahl haben, wie vor allem Kohlenstoff und Sauerstoff.

Der Ursprung der Verunreinigungen erklärt sich wie folgt. Die ASDEX-Gefäßwände sind aus Edelstahl. Die Prallplatten des Divertors⁶ bestehen aus Kupfer. Die Stahlwände des ASDEX werden karbonisiert, um die Konzentration der hochionisierten Materialien im Plasma zu verringern, denn sie sind im wesentlichen für hohe Strahlungsverluste eines Plasmas verantwortlich. Durch Helium-Glimmentladungen vor der Plasmaentladung wird ein verringerter Wasserstoffzufluß von der Wand während einer Plasmaentladung erzielt. Es wird auf diese Art auch versucht die Gefäßwände von den schwächer gebundenen Oxydschichten zu reinigen.

Alle oben aufgeführten Atome und Ionen können, wenn sie angeregt werden, eine Vielzahl von Linien aussenden. Die exakten Wellenlängen dieser Linien können über einen weiten Spektralbereich den Standardnachschatzwerken entnommen

⁶Die Divertorplatten liegen außerhalb der zentralen Plasmakammer. Sie dienen als Prallplatten für Verunreinigungen, die durch eine spezielle Magnetfeldkonfiguration in die Divertorkammer geleitet werden.

werden (z. B. [Gro] und [Str]). Die Energieniveaus der hochionisierten schweren Ionen sind aber noch Gegenstand der aktuellen Forschung.

Im folgenden soll zuerst eine grundlegende Darstellung der Theorie der Linienstrahlung in einem Tokamakplasma erfolgen. Diese wird daran anschließend zu einer Abschätzung der Linienstrahlungsbeiträge zu der Plasmalichtmessung am ASDEX verwendet.

2.3.1 Theoretische Grundlagen

Die ausgesandte Energiedichte pro Wellenlängenintervall und Steradian der Linienstrahlung wird durch den Emissionskoeffizient ϵ_λ^L beschrieben [Eb2]:

$$\epsilon_\lambda^L = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{mn}} L(\lambda) A_{nm} N_n \quad (2.29)$$

$$L : \text{Linienprofil} \quad (2.30)$$

$$1 = \int_{\text{Profil}} L(\lambda) d\lambda \quad (2.31)$$

Die Halbwertsbreite der ASDEX-Linienstrahlung wird durch den Dopplereffekt bestimmt. Z. b. errechnet sich die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Linie des einfach ionisierten Kohlenstoffs mit der Wellenlänge 9231\AA über die Formel ($A = \text{Atomgewicht}$):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 7,7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_i[\text{eV}]}{A} \right)^{1/2} \quad (2.32)$$

zu $\Delta\lambda = 0,65\text{\AA}$ bei $k_B T_i = 10\text{eV}$.

Die zwei entscheidenden Parameter des Emissionskoeffizienten sind:

1. Übergangswahrscheinlichkeit

Die Übergangswahrscheinlichkeit A_{nm} ergibt sich aus atomphysikalischen Daten und ist nahezu ⁷ unabhängig von dem das Atom umgebenden Plasma und seinen Parametern. Sie sind nur bei wenigen Atomen insbesondere für wasserstoff- und heliumähnliche Ionen exakt berechenbar. Es gibt aber eine zunehmende Anzahl von Modellrechnungen für andere Ionen.

2. Besetzungszahl des oberen angeregten Zustandes

Die Besetzungszahl N_n beschreibt die Anzahl der in den Zustand n angeregten Ionen pro Volumeneinheit. In ihr spiegeln sich die Plasmaparameter

⁷Genaugenommen beeinflussen z. B. die elektrischen Felder in einem Plasma die Übergangswahrscheinlichkeit (Starkeffekt).

wider. Sie ergibt sich (im stationären Fall) aus einem Gleichgewicht der An- und Abregungsprozesse.

Die wichtigsten Prozesse sind [Hut]:

- Strahlungsprozesse
 - Übergänge zwischen diskreten Energieniveaus innerhalb eines Atoms
 - Der frei-gebunden Übergang mit seinem inversen Prozeß: Photorekombination und Photoionisation
- Stoßprozesse
 - An- und Abregung durch Elektronenstoß
 - Stoßionisation und Dreikörperrekombination
 - Autoionisation und dielektrische Rekombination

Die Übergangswahrscheinlichkeiten bei den einzelnen Strahlungsprozessen werden durch die Einsteinkoeffizienten beschrieben, die der Stoßprozesse durch die individuellen Streuquerschnitte σ (s. [Gri]). Sind die sich hieraus ergebenden Ratenkoeffizienten $\langle\sigma v\rangle$ bekannt, so kann man sich die Besetzungszahlen im Gleichgewicht errechnen.

Die Bedingungen für das Koronabesetzungsgleichgewicht, niedrige Dichte und hohe Temperatur sind am ASDEX näherungsweise gegeben. Dies bedeutet, daß überwiegend der Grundzustand einer Ionenspezies besetzt ist. Höherliegende Zustände werden durch Elektronenstoßanregung bevölkert und entleeren sich durch spontane Emission (optisch dünnes Plasma). Die typische Zeit für die Abregung eines angeregten Zustandes liegt bei niedrig geladenen Ionen im μs -Bereich, bei hochgeladenen ist diese Zeit noch kürzer. Man kann deshalb folgende Gleichgewichtsbedingung aufstellen [Eng]:

$$N_1 n_e \langle\sigma v_e\rangle = N_n \sum_m A_{nm} \quad (2.33)$$

$$N_1 : \text{Grundzustandsdichte} \quad (2.34)$$

Löst man diese Gleichung nach N_n auf und setzt man das Ergebnis in Gleichung (2.29) ein, erhält man für den Emissionskoeffizienten:

$$\epsilon_\lambda^L = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{mn}} L(\lambda) N_1 n_e \langle\sigma v_e\rangle \frac{A_{nm}}{\sum_m A_{nm}} \quad (2.35)$$

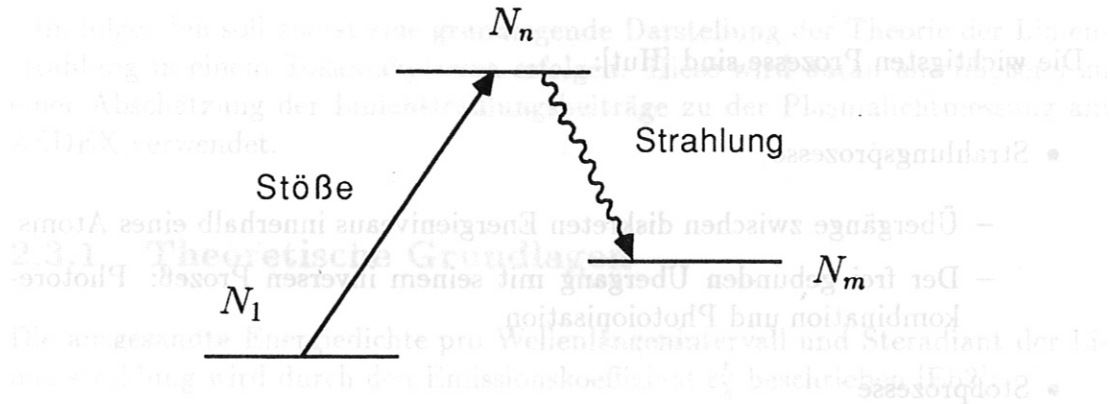


Abbildung 2.7: Niveauschema für Elektronenstoßanregung und Strahlungsabregung in einem Tokamakplasma

Eine einfache Abschätzung für den Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v_e \rangle$ gestattet die Formel von van Regemorter [Reg]. Sie gilt für optisch erlaubte Übergänge [Eng]:

$$\langle \sigma v_e \rangle = 1,6 \cdot 10^{-5} f_{1n} \frac{e^{-\Delta E/k_B T_e}}{\Delta E k_B T_e} \langle g \rangle \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (2.36)$$

$$f_{1n} : \text{Absorptionsoszillatorstärke} \quad (2.37)$$

$$\Delta E : \text{Energieunterschied in [eV] zwischen dem} \quad (2.38)$$

$$\text{Grundzustand } 1 \text{ und dem Niveau } n \quad (2.39)$$

$$k_B T_e : \text{Elektronentemperatur in [eV]} \quad (2.40)$$

$$\langle g \rangle : \text{Effektiver Gauntfaktor der Größenordnung } 1 \quad (2.41)$$

Werte für f und A kann man dem Tabellenwerk [ATP] entnehmen.

Die Grundzustandsdichte N_1 ergibt sich aus dem Gleichgewicht von Stoßionisation bzw. Strahlungsrekombination einerseits und Transportprozessen andererseits. Unter Annahme eines experimentell gesicherten Transportmodells wurde die Grundzustandsdichte der Sauerstoffionisationsstufen als Funktion des kleinen Plasmaradius berechnet [Fus]. Abb. 2.8 zeigt ein typisches Resultat. Wie zu erwarten, findet man die niedrigen Ionisationsstufen nur in der relativ kalten Randzone. Die helium- und wasserstoffähnlichen Ionen nehmen wegen ihrer hohen Ionisationsenergie einen weiten Bereich ein. Im größten Teil des Plasmas ist der Sauerstoff voll ionisiert.

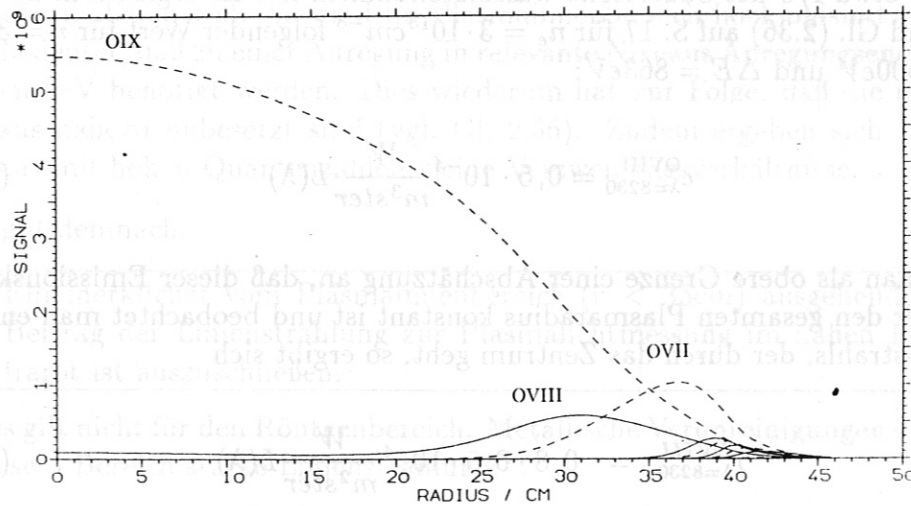


Abbildung 2.8: Typische Profile der Grundzustandsbesetzungsdichte verschiedener Sauerstoffionisationsstufen im ASDEX als Funktion des kleinen Radius bei einer Entladung [Fus].

2.3.2 Linienstrahlung im nahen Infrarot am ASDEX

2.3.2.1 Linienstrahlung aus dem Plasmainneren

Neben dem vollionisierten Sauerstoff ist innerhalb des halben Plasmaradius noch wasserstoffähnlicher Sauerstoff OVIII vorhanden. Dieser kann Linienstrahlung im nahen Infrarot aussenden. Ob diese Strahlung allerdings einen gegenüber der Bremsstrahlung relevanten Beitrag zur Plasmalichtmessung im nahen Infrarot am ASDEX liefert soll im folgenden abgeschätzt werden.

Die Plasmalichtmessung erfolgt in verschiedenen breitbandigen Bereichen zwischen 8000\AA und 10600\AA (s. Abb. 3.7, S. 30). In diesen Bereich fällt der Übergang von der Hauptquantenzahl $n=11$ nach $n=10$ mit der Wellenlänge 8230\AA .

Für diesen Übergang entnimmt man dem Tabellenwerk [ATP] folgende Werte:

$$f_{1,11} = 1,2 \cdot 10^{-3} \quad (2.42)$$

$$\frac{A_{11,10}}{\sum_{m=1}^{10} A_{11,m}} = 0,13 \quad (\text{Verzweigungsverhältnis}) \quad (2.43)$$

Zur Berechnung des Emissionskoeffizienten dieser Linie benötigt man nun noch die Größe N_1 für wasserstoffähnlichen Sauerstoff. ASDEX typisch ist eine Sau-

erstoffkonzentration von 1% der Elektronendichte. Aus Abb. 2.8 ist ersichtlich, daß die Konzentration wasserstoffähnlichen Sauerstoffs bei 30cm maximal wird und dort etwa 1/3 des Sauerstoffs wasserstoffähnlich ist. Es ergibt sich über Gl. (2.35) und Gl. (2.36) auf S. 17 für $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ folgender Wert für $r = 30 \text{cm}$, $k_B T_e = 500 \text{eV}$ und $\Delta E = 863 \text{eV}$:

$$\epsilon_{\lambda=8230}^{\text{OVIII}} = 0,5 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^3 \text{ster}} L(\lambda) \quad (2.44)$$

Nimmt man als obere Grenze einer Abschätzung an, daß dieser Emissionskoeffizient über den gesamten Plasmaradius konstant ist und beobachtet man entlang eines Sehstrahls, der durch das Zentrum geht, so ergibt sich

$$I_{\lambda=8230}^{\text{OVIII}} = 0,8 \cdot 0,5 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^2 \text{ster}} L(\lambda) \quad (2.45)$$

$$= 0,4 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^2 \text{ster}} L(\lambda) \quad (2.46)$$

Ein typischer Wert der Plasmalichtmessung am ASDEX ist in diesem Wellenlängenbereich unter den oben angegebenen Bedingungen:

$$I_{\lambda}^{\text{PL}} = 0,4 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^2 \text{ster} \text{Å}} \quad (2.47)$$

Integriert man beide Werte über einen Meßbereich der Plasmalichtmessung mit der typischen Breite 1000Å und bringt sie ins Verhältnis, so ergibt sich:

$$\frac{\int \epsilon_{\lambda=8230}^{\text{OVIII}} d\lambda}{\int \epsilon_{\lambda}^{\text{PL}} d\lambda} = 1 \cdot 10^{-3} \quad (2.48)$$

Für die nächstmögliche Kombination von Hauptquantenzahlen, denen Wellenlängen in dem Bereich zwischen 8000Å und 10600Å entsprechen ($n = 15 \rightarrow n = 13, \lambda = 9612\text{Å}$), ergibt sich ein um den Faktor 1/5 kleineres Verhältnis, für die übernächste ($n = 17 \rightarrow n = 14, \lambda = 8682\text{Å}$) beträgt dieser Faktor 1/20. Der Betrag des Emissionskoeffizienten der Linienstrahlung nimmt demnach stark ab, wenn man Übergänge zwischen Niveaus mit immer höheren Hauptquantenzahlen betrachtet. Dies ist auf die sich verkleinernde Absorptionsoszillatorstärke und auf das sich verringernde Verzweungsverhältnis zurückzuführen.

Für wasserstoffähnlichen Kohlenstoff ergeben sich zu den obigen Ausführungen analoge Resultate. Der Beitrag der heliumähnlichen Ionen ist etwa von der gleichen Größenordnung, so daß die Linienstrahlung der leichten Ionen aus dem Plasmainternbereich ($r < 35 \text{cm}$) keinen nennenswerten Beitrag zur Plasmalicht-

messung leistet.

Die Dichte der schweren Verunreinigungen ist typisch um eine Größenordnung geringer als Sauerstoff. Sie sind im Plasmaminnenbereich hochionisiert ($Z \approx 20$). Dies bedeutet, daß zu einer Anregung in relevante Niveaus Anregungsenergien von einigen keV benötigt werden. Dies wiederum hat zur Folge, daß die relevanten Niveaus nahezu unbesetzt sind (vgl. Gl. 2.36). Zudem ergeben sich bei diesen Niveaus mit hohen Quantenzahlen kleine Verzweigungsverhältnisse.

Es gilt demnach:

Ein merklicher vom Plasmaminnenbereich ($r < 35\text{cm}$) ausgehender Beitrag der Linienstrahlung zur Plasmalichtmessung im nahen Infrarot ist auszuschließen.

Dies gilt nicht für den Röntgenbereich. Metallische Verunreinigungen emittieren in diesem Bereich starke Linienstrahlung.

2.3.2.2 Linienstrahlung vom Plasmarand

Am Plasmarand stellt sich eine andere Situation dar. Dort sind auch neutrale Atome, Ionen niedriger Ionisationsstufen und Moleküle vorhanden, die Linien bzw. Linienbanden im nahen Infrarot aussenden können.

Im folgenden soll die Intensitätsabschätzung einer Linie des neutralen Kohlenstoffs CI bei 9100\AA erfolgen. Strahlung dieser Wellenlänge wird bei dem Übergang von $3p^3P$ nach $3s^3P^0$ ausgesandt. Ein Übergang durch spontane Emission von dem oberen Niveau ($E_n = 71375\text{cm}^{-1}$) in den Grundzustand ist verboten. Um trotzdem mit der Formel von van Regemorter zumindest näherungsweise arbeiten zu können, wird die Absorptionsoszillatorstärke $f_{1n} = 0,038$ für ein Niveau, das auf der Energieskala in etwa auf der gleichen Höhe liegt ($2s2p^3P^0$, $E_n = 75256\text{cm}^{-1}$), verwendet.

Der Fluß neutraler Verunreinigungen

$$\Gamma_1 = N_1 v_1 \quad (2.49)$$

in das Plasma und die Ionisierung derselben im Plasma führt zu einem exponentiellen Abfall der Dichte der neutralen Verunreinigungen vom Plasmarand mit einer charakteristischen Länge von [Eng]:

$$d_{ion} = \frac{|v_1|}{n_e S} \quad (2.50)$$

$$S : \text{ Ionisationsratenkoeffizient} \quad (2.51)$$

Der Ionisationsratenkoeffizient für neutralen Kohlenstoff beträgt bei $k_B T_e = 10\text{eV}$ $S = 2 \cdot 10^{-8} 1/\text{cm}^2\text{s}$ [Lot].

Beobachtet man die vom Plasmarand emittierte Linienstrahlung des neutralen Kohlenstoffs entlang eines Sehstrahls der Plasmalichtmessung, die nur den Plasmarand erfäßt, so mißt man folgende Intensität der Linienstrahlung:

$$I \approx \epsilon_\lambda^L \cdot d_{ion} \cdot 4,5 = \frac{\langle \sigma \rangle}{S} N_1 v_1 \frac{A_{nm}}{\sum_m A_{nm} L(\lambda)} \cdot 4,5 \quad (2.52)$$

Der Faktor 4,5 ergibt sich aus der Meßanordnung (vgl. Abb. 3.1 auf S. 24 und Abb. 6.2 auf S. 65). Der Kohlenstofffluß beträgt am ASDEX typischerweise $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^2/\text{s}$ [Fus]. Das Verzweigungsverhältnis ist bei dem betrachteten CI-Übergang 1. Aus den obigen Werten ergibt sich schließlich für diesen Übergang für $k_B T_e = 10\text{eV}$ und $\Delta E = 8,8\text{eV}$:

$$I_{\lambda=9100}^{CI} \approx 40 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^2 \text{ster}} L(\lambda) \quad (2.53)$$

Die Plasmalichtmessung am ASDEX mißt entlang eines Sehstrahls, der nur den Plasmarand erfäßt, typischerweise folgende Intensität:

$$I^{PL} = 0,2 \cdot 10^{-4} \frac{W}{\text{m}^2 \text{ster} \text{Å}} \quad (2.54)$$

Legt man wieder einen Spektralbereich von 1000Å zugrunde, ergibt sich ein Verhältnis zwischen der abgeschätzten Linienstrahlung zum gemessenen Plasma-licht von ca. 20%.

Aus den obigen groben Abschätzungen kann man schließen:

Ein merklicher vom Plasmarand ausgehender Beitrag der Linienstrahlung zur Plasmalichtmessung im nahen Infrarot ist nicht auszuschließen.

Erste Hinweise, daß merkliche Linienstrahlung vom Plasmarand ausgeht, ergaben sich aus der Plasmalichtmessungen. Diese wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

Eine quantitative Beurteilung des Linienstrahlungsanteils an der Plasmalichtmessung konnte schließlich mit Hilfe einer spektral aufgelösten Messung der Plasmastrahlung erfolgen (s. Kap. 4 und Kap. 5).

diesem Laser weniger als 1 Puls/s möglich. Um die zeitliche Verteilung der Elektronentemperatur- und Elektronendichtepulse zu erfassen, wird am ASDEX erstmals ein YAG-Laser ($\lambda = 10640\text{\AA}$) mit einer Repetitionsfrequenz von 60 Hz betrieben. Die Leistungsleistung beträgt 10 W. Am ASDEX befindet sich ein Fenster, durch das das Streulicht des Lasers in einem Bereich von 2000\AA bis 10000\AA nachgewiesen werden kann. Die Detektoren sind in einem Bereich von 2000\AA bis 10000\AA nachgewiesen werden können. Die Detektoren sind in einem Bereich von 2000\AA bis 10000\AA nachgewiesen werden können. Die Detektoren sind in einem Bereich von 2000\AA bis 10000\AA nachgewiesen werden können.

Kapitel 3

Plasmalichtmessung mit der Thomson-Streuanordnung

Die Thomson-Streuung zur Bestimmung des Zeitverlaufs von Elektronendichte und -temperatur erfolgt am ASDEX mit Hilfe eines repetierbaren (60 Hz) Nd-YAG-Lasers mit der Wellenlänge 10640\AA . Die Apparatur wurde so aufgebaut, daß man zusätzlich zum Thomson-Streulicht das Plasmalicht beobachten kann, um daraus Z_{eff} zu ermitteln. Als Detektoren werden infrarotempfindliche Avalanche-Dioden verwendet. Streulicht und Plasmalicht wird in bestimmten, der Laserwellenlänge benachbarten, spektral breitbandigen Bereichen gemessen.

3.1 Thomson-Streuanordnung

Wie am Ende von Kapitel 2. 1. 1 auf Seite 9 festgestellt, sind zur Bestimmung von Z_{eff} neben dem Emissionskoeffizienten ϵ^{ff} Daten über Elektronentemperatur und Elektronendichte des Plasmas vonnöten. Am ASDEX werden diese Daten mit Hilfe der Thomson-Streuung von Laserlicht an den Plasmaelektronen gewonnen. Das Prinzip der Thomson-Streuung wird z. B. im [Hut] beschrieben.

3.1.1 Meßverfahren

Gehorchen die Elektronen eines Plasmas der Maxwellverteilung, ergibt sich im nicht relativistischen Fall ein Gaußprofil für das gemessene Streuspektrum. Die Halbwertsbreite ist proportional zur Wurzel aus der Elektronentemperatur. Um die Breite des Streuspektrums zu bestimmen, wird das Streulicht in drei breitbandigen, der Laserlinie bei 10640\AA benachbarten Spektralbereichen gemessen. Die Elektronendichte ergibt sich aus der Intensität des Streulichtes.

Bisher war es üblich zur Thomson-Streuung den leistungsstärksten Q-Switch-Laser, den Rubinlaser ($\lambda = 6943\text{\AA}$) zu verwenden. Im allgemeinen ist mit

diesem Laser weniger als 1 Puls/s möglich. Um die zeitliche Veränderung der Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofile zu erfassen, wird am ASDEX erstmals ein YAG-Laser ($\lambda = 10640\text{Å}$) mit einer Repetitionsfrequenz von 60 Hz betrieben. Die Pulsenergie beträgt 1 J .

Um das Streulicht des Lasers in einem Bereich von 8000Å bis 10600Å nachweisen zu können, werden Avalanchediodeen verwendet. Sie haben die nötige Empfindlichkeit, auch im nahen Infrarot den 30 ns -kurzen Streulichtpuls des YAG-Lasers ($\lambda = 1,064\mu\text{m}$) zu messen.

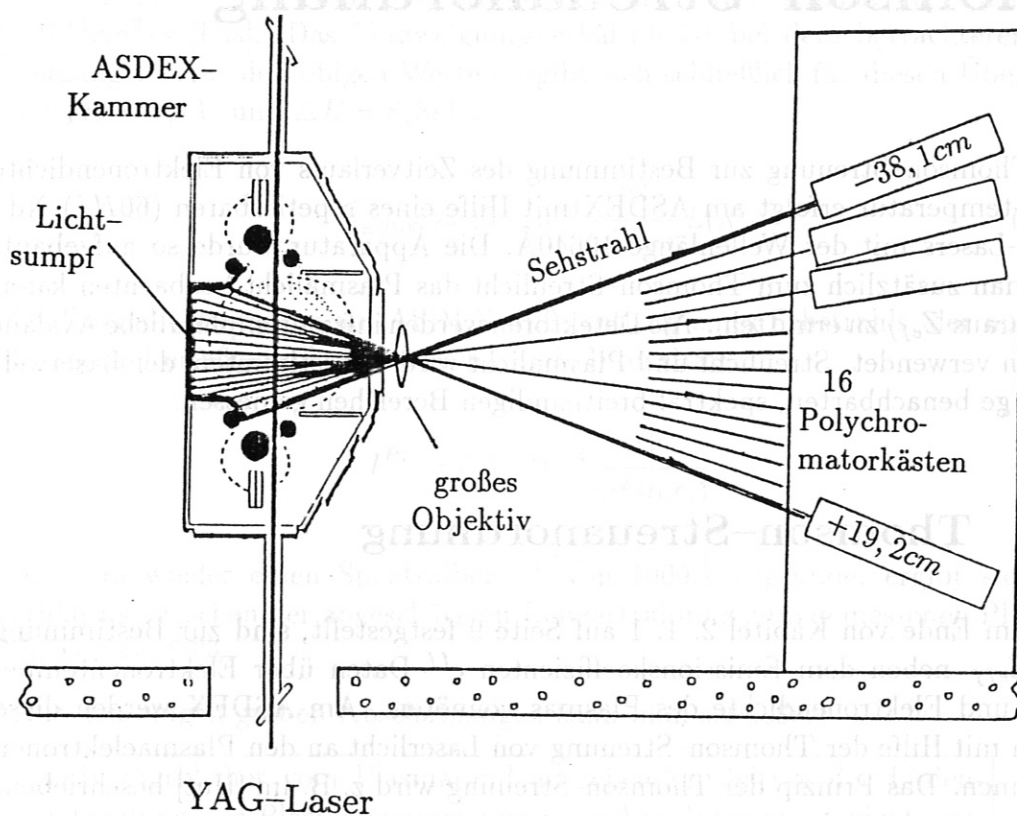


Abbildung 3.1: Optischer Aufbau der Thomson-Streuapparatur am ASDEX [RSM]. Dieser Aufbau wird auch zur Plasmalichtmessung verwendet.

Eine räumliche Auflösung von 4 cm wird durch 16 Beobachtungsstellen entlang des Laserstrahls erreicht (s. Abb. 3.1). Da der Plasmarand geringere Temperaturen als die Plasmamitte aufweist, werden zur Beobachtung des Plasmarandes Spektralbereiche gewählt, die näher an der Laserwellenlänge liegen. Eine genaue Beschreibung der Thomson-Streuung am ASDEX findet man in dem Laborbericht [RSM].

3.1.2 Meßaufbau

Den Aufbau der Thomsonstreuordnung zeigt Abb.3.1. Auf der linken Seite ist ein Querschnitt durch die ASDEX-Kammer zu erkennen. Die Multipolspulen und die Prallplatten sind schematisch eingezeichnet. Das durch Punkte ange deutete Plasma wird vertikal von einem dicken schwarzen Strich durchzogen, der den Laserstrahl symbolisieren soll. Er kennzeichnet somit auch das Streuvolumen des Laserstrahls. Um das Laserstreulicht zu erfassen wurde an der Plasmakammer ein Fenster angebracht, durch das natürlich auch Plasmastrahlung austritt.

3.1.2.1 Beobachtungsstrahlengang

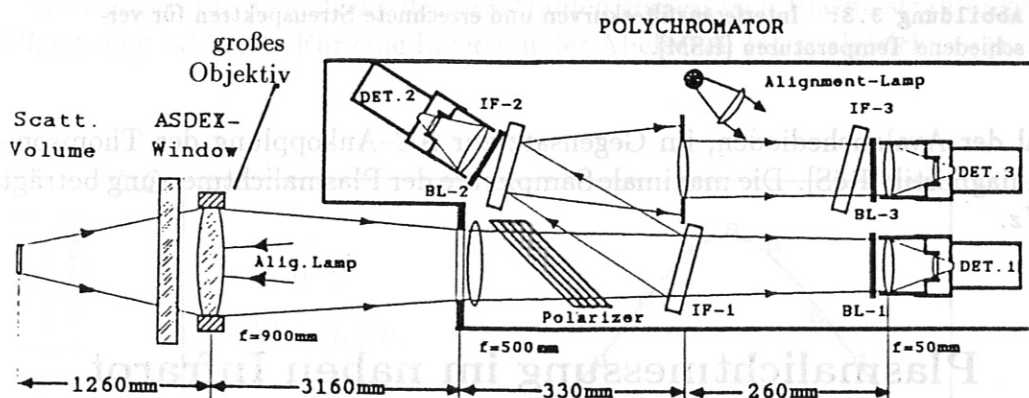


Abbildung 3.2: Strahlengang am Asdex [RSM]. Durch Interferenzfilter IF werden auf die drei Detektoren DET unterschiedliche Spektralbereiche ausgeblendet.

Eine Optik (s. Abb. 3.2) bildet das eng begrenzte Streuvolumen zusammen mit der Plasmavolumenstrahlung auf die 16 Polychromatorkästen ab. In diesen Kästen befinden sich jeweils drei breitbandige Interferenzfilter. Abb. 3.3 zeigt die Interferenzfilterkurven eines Polychromators und für verschiedene Plasmatemperaturen errechnete Streuspektren.

Der Strahlengang zwischen dem ASDEX-Fenster und den Polychromatoren ist durch einen geschwärzten Tubus vor Falschlicht gesichert. Ein Lichtsumpf (vgl. Abb. 3.1) verhindert die Messung störende Reflexionen an der Gefäßwand. Dies ist besonders bei der Plasmalichtmessung von Bedeutung.

3.1.2.2 Signalverarbeitung

Als Detektoren dienen Avalanchedioden. Da der Laser „nur“ etwa alle 16ms mit einer Dauer von 30ns pulst, kann die Apparatur zwischenzeitlich zur Plasmalichtmessung genutzt werden. Dies geschieht durch eine DC-Ankopplung an das

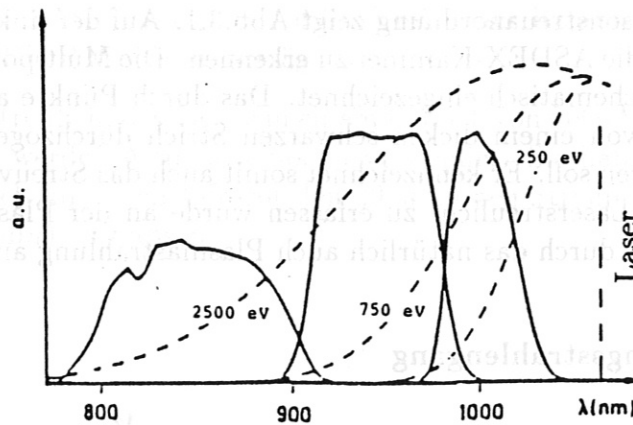


Abbildung 3.3: Interferenzfilterkurven und errechnete Streuspektren für verschiedene Temperaturen [RSM].

Signal der Avalanche-Dioden, im Gegensatz zur AC-Ankopplung der Thomson-Streudiagnostik [Rös]. Die maximale Samplerate der Plasmalichtmessung beträgt 50kHz .

3.2 Plasmalichtmessung im nahen Infrarot

Das Plasmalicht entstammt im Gegensatz zum Thomson-Streusignal nicht einem eng begrenzten Streuvolumen. Da das Plasma optisch dünn ist, addiert sich seine Strahlung entlang des Sehstrahls auf. Man kann die detektierte Strahlung deshalb in guter Näherung als Linienintegral über den Emissionskoeffizienten der Plasmastrahlung ϵ betrachten:

$$Pl = \int_{\text{Sehstrahl}} \epsilon(l) dl \quad (3.1)$$

Integriert wird entlang eines Sehstrahls der Plasmalichtmessung. Die Absoluteichung eines einzelnen Detektorkanals erfolgt mit einer Wolframbandlampe. Eine räumlich gleichmäßige Ausleuchtung der Detektorkanäle ermöglicht eine Relativvergleichung.

3.2.1 Radiales Strahlungsprofil

Im folgenden soll kurz beschrieben werden, wie ein radiales Strahlungsprofil gewonnen wird.

3.2.1.1 Glättung der gemessenen Profile

Man mißt entlang der 16 Sehstrahlen bei je drei verschiedenen Wellenlängenbereichen. Jeder dieser 16 Sehstrahlen wird durch seinen kürzesten Abstand z_i zum Plasmazentrum gekennzeichnet.

Polych.	1	2	3	4	5	6	7	8
z_i in [cm]	19,2	15,5	11,7	7,8	3,9	-0,1	-4,0	-7,9
Polych.	9	10	11	12	13	14	15	16
z_i in [cm]	-11,9	-15,8	-19,7	-23,5	-27,2	-31,0	-34,6	-38,1

Tabelle 3.1: Die einzelnen z_i -Koordinaten der Sehstrahlen der Plasmalichtmessung

Ein Beispiel für die entlang der Sehstrahlen gemessenen Plasmastrahlungswerte $Pl(z_i)$ zeigt Abb.3.4. Für eine Inversion der Abelschen Integralgleichung (s. näch-

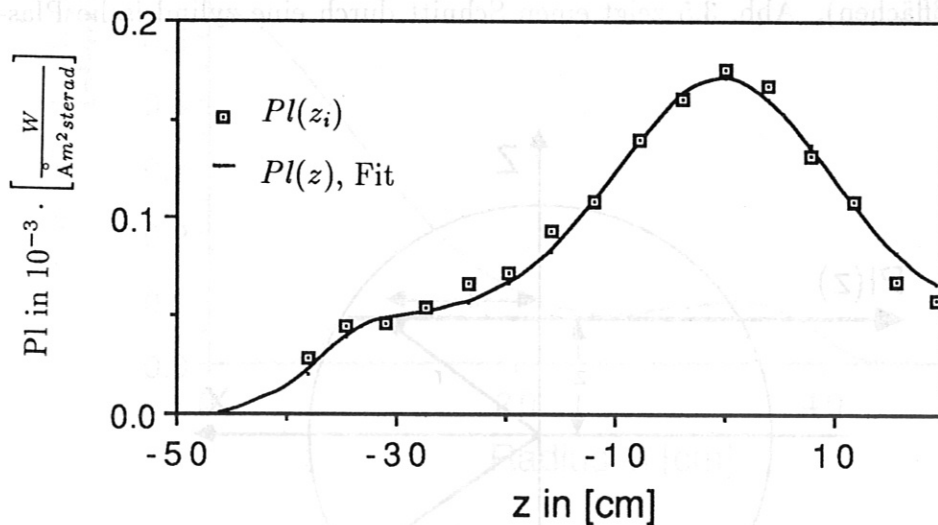


Abbildung 3.4: Beispiel für eine $Pl(z_i)$ -Meßfunktion und für die entsprechende Fitfunktion $Pl(z)$.

ster Abschnitt) ist es nötig eine möglichst glatte Kurve vorzugeben. Es wird deshalb eine Fitfunktion verwendet, um die Streuung der Meßpunkte zu glätten. Als Fitfunktion wurde

$$Pl(z) = e^{a+bz^2+cz^4+dz^6+ez^8} \quad (3.2)$$

gewählt. Sie ist in der Lage „Schultern“ der Profile und Hohlprofile zu beschreiben. Es wurde dabei ein bezüglich der z -Achse symmetrisches Plasma vorausgesetzt.

Da die Plasmastrahlung entlang eines Sehstrahls aufintegriert wird, kann nicht direkt auf ein radiales Profil geschlossen werden. Hierzu muß man den Weg über die Inversion der Abelschen Integralgleichung einschlagen.

3.2.1.2 Inversion der Abelschen Integralgleichung

Bei einer Integration über eine Variable geht Information über den Integranden verloren. Es werden deshalb folgende Annahmen gemacht:

- kreisförmiger Querschnitt des Plasmas
- radialsymmetrischer Emissionskoeffizient $\epsilon(r)$

Beide Annahmen sind in guter Näherung am ASDEX erfüllt (radialsymmetrische Flußflächen). Abb. 3.5 zeigt einen Schnitt durch eine zylindrische Plasmasäule.

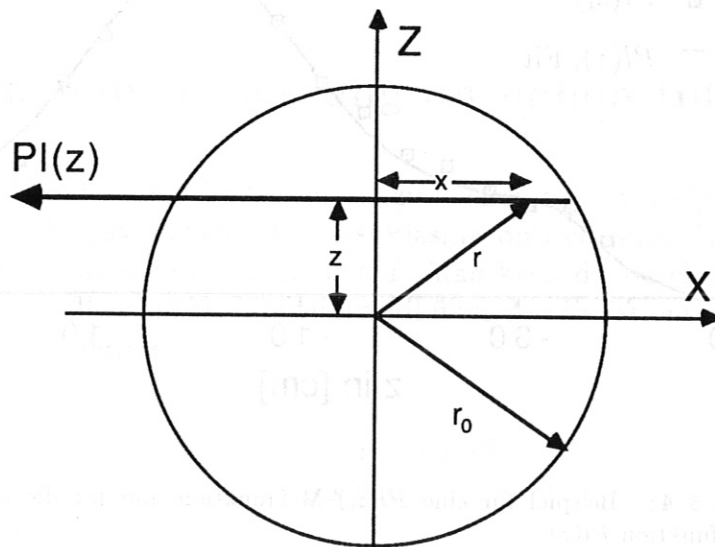


Abbildung 3.5: Schnitt durch eine zylindrische Plasmasäule

Für die Intensität Pl der Plasmastrahlung gilt:

$$Pl(z) = 2 \int_0^{\sqrt{r_0^2 - z^2}} \epsilon(r) dx = 2 \int_z^{r_0} \frac{\epsilon(r)r dr}{\sqrt{r^2 - z^2}} \quad (3.3)$$

Über die Abel inversion gelangt man unter obigen Annahmen zu:

$$\epsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{Pl'(z) dz}{\sqrt{z^2 - r^2}} \quad (3.4)$$

Durch Einsetzen von Gl. (3.4) in Gl. (3.3) läßt sich ein Identitätsbeweis führen [Gri, Kap. 7-3].

Die Abel inversion wird bei der Plasmalichtdiagnostik numerisch mit Hilfe einer Fortranroutine des Rechenzentrums durchgeführt. Diese Routine führt z. B. erwartungsgemäß eine kreisförmige $Pl(z)$ -Funktion in ein rechteckiges $\epsilon(r)$ -Profil über. Um diese Routine für die Plasmalichtmessung zu verwenden, werden aus

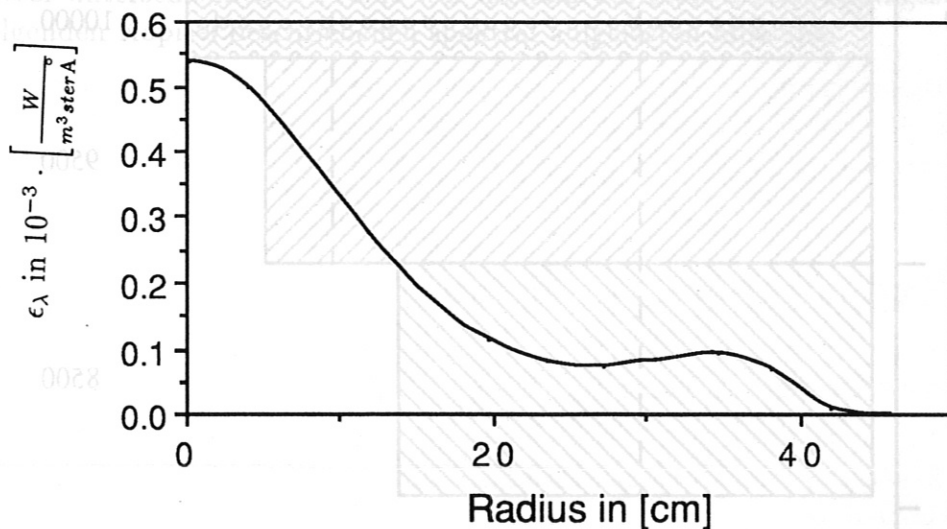


Abbildung 3.6: Beispiel eines $\epsilon(r)$ -Profils, gewonnen aus dem $Pl(z_i)$ -Profil der Abb. 3.4

der Fitfunktion 100 äquidistante Stützstellen gewonnen. Für die Verwendung der Abelroutine ist zudem der Wert von r_0 nötig. Plasmaverschiebungen und Infrarotaufnahmen ergaben keine Hinweise auf erhöhte Plasmastrahlung außerhalb 40cm. Man verlängert deshalb die Fitfunktion auf 45cm und führt diesen Wert dann linear innerhalb von 2cm gegen 0. Es zeigt sich, daß eine Vergrößerung von r_0 auf Grund der am Plasmarand exponentiell abfallenden Fitfunktion keinen merklichen Einfluß auf die numerisch gewonnenen Emissionsprofile hat. Abb. 3.6 zeigt das Ergebnis der Routine für das $Pl(z)$ -Profil in Abb. 3.4.

3.2.2 Spektrale Meßbereiche

Die in der Apparatur verwendeten Interferenzfilter bzw. die spektralen Meßbereiche der Plasmalichtmessung sind den Erfordernissen der Thomsonstreuung angepaßt.

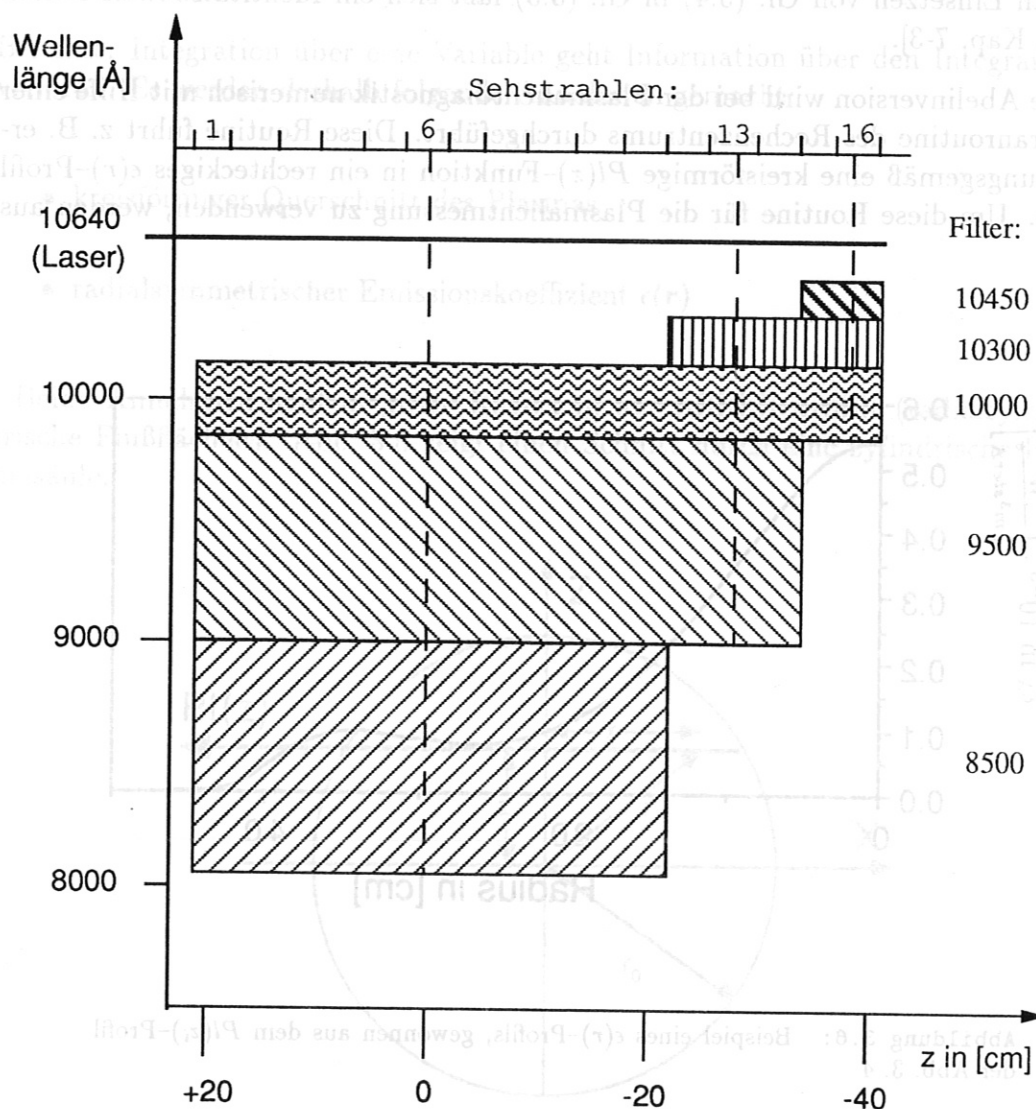


Abbildung 3.7: Empfindlichkeitsbereiche der Meßkanäle je nach Sehstrahl (schematisch). Entlang jedes der 16 Sehstrahlen wird mit Hilfe von Interferenzfiltern in drei verschiedenen Spektralbereichen beobachtet. Die verwendeten Filter sind durch die Thomson-Streuapparatur festgelegt.

Da die Elektronentemperatur zum Plasmarand hin abnimmt, wurden die entsprechenden Filter schmaler und näher bei der Laserwellenlänge gewählt. Das Plasmalicht wird entlang der 16 Sehstrahlen jeweils in drei verschiedenen Spektralbereichen gemessen. Abb. 3.7 zeigt die je nach Sehstrahl unterschiedlichen Spektralbereiche (jeweils drei).

Nur der Spektralbereich bei 10000\AA kann entlang aller 16 Strahlengänge beobachtet werden. Aus diesen 16 $Pl(z_i)$ -Werten läßt sich also ein Emissionsprofil der Plasmastrahlung bei 10000\AA direkt ermitteln.

Geht man von der Annahme aus, daß in allen 48 Meßkanälen überwiegend Bremsstrahlung gemessen wird, so kann man jeweils 16 von diesen Meßsignalen über das $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung zu einem $Pl(z_i)$ -Profil kombinieren. Wird in den beobachteten Spektralbereichen überwiegend Bremsstrahlung emittiert, erwartet man für verschiedene Kombinationen gleiche Profilformen. Es gibt aber Entladungen bei denen deutliche Unterschiede zwischen diesen drei Profilformen feststellbar sind. Dies war Anlaß für diese Diplomarbeit. Die Erklärung dieser unterschiedlichen Profile war deshalb das erste Untersuchungsziel der im folgenden Kapitel beschriebenen spektral aufgelösten Messung.

Kapitel 4

Spektral aufgelöste Messung der Plasmastrahlung im nahen Infrarot

Für eine Bestimmung von Z_{eff} aus den Signalen der Plasmalichtmessung ist es wesentlich, zu prüfen, ob Linienstrahlung die Messung stört. Deshalb wurde ein Spektrometer aufgebaut, um das Plasmalicht spektral aufzulösen.

4.1 Experimenteller Aufbau

Die wichtigsten Kriterien beim Aufbau des Experiments waren, daß

- die Ergebnisse der spektralen Messung mit der Plasmalichtmessung vergleichbar sind.
- in diesem Spektralbereich (8000Å bis 10600Å) eine zur Beobachtung der Plasmastrahlung ausreichende Empfindlichkeit gewährleistet ist
- eine ausreichende Zeitauflösung (ca. 100ms) erreicht wird, um eventuell während einer Entladung schwankende Linienstrahlungsbeiträge zu erfassen.

4.1.1 Strahlengang

Ziel der spektral aufgelösten Messung war es, den Anteil der Linienstrahlung, an der von der Plasmalichtmessung erfaßten Strahlung, quantitativ zu bestimmen. Deshalb sollte möglichst dasselbe oder ein physikalisch äquivalentes Plasmavolumen beobachtet werden. Um die Sehstrahlen der Plasmalichtmessung nicht zu stören, wurde der Sehstrahl der spektral aufgelösten Messung so gewählt, daß ein

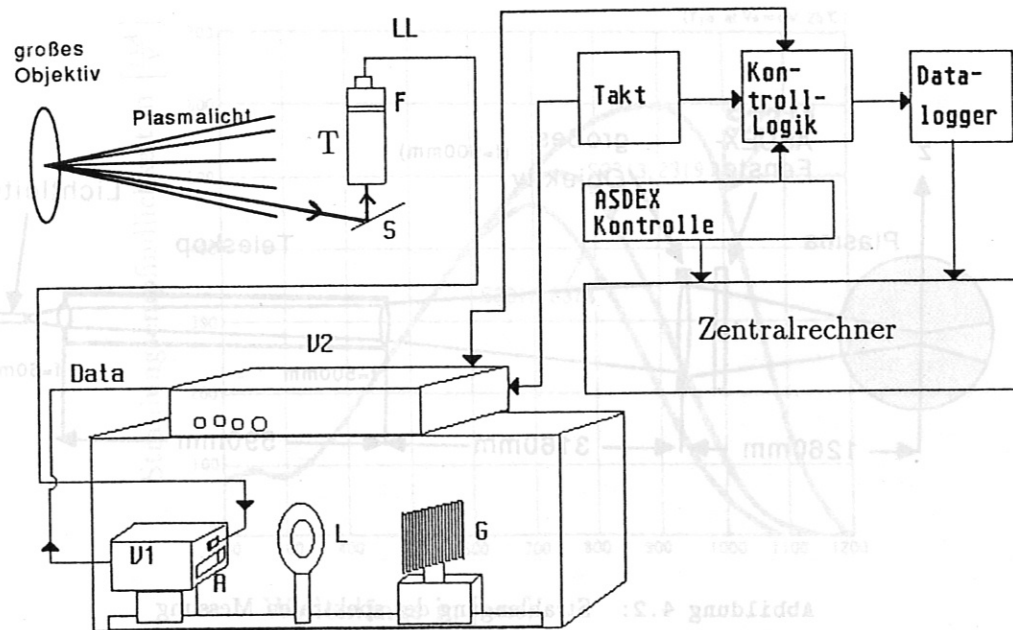


Abbildung 4.1: Aufbau der spektralen Messung

um 2cm in torroidaler Richtung verschobenes und damit wegen der Axialsymmetrie praktisch identisches Plasma beobachtet wird.

Anstelle eines Polychromators (vgl. Abb. 3.2) wird bei der spektral aufgelösten Messung ein Gitterspektrometer in Verbindung mit einem Teleskop T (s. Abb. 4.1) verwendet. Auf diese Weise erhält man einen zur Plasmastrahlungsmessung analogen Strahlengang (s. Abb. 4.2). Die Feldlinse ($f = 500\text{mm}$, $\phi = 75\text{mm}$) bildet das große Objektiv ($f = 900\text{mm}$) auf das Detektor-Objektiv ($f = 42\text{mm}$) ab. Dieses hat einen freien Durchmesser von 45mm ($f/1,2$) und die Aufgabe, die Feldlinse 10-fach verkleinert auf die Eintrittsöffnung eines Lichtleiters ($1 \cdot 7\text{mm}^2$) abzubilden. Dadurch wurde eine zur Plasmalichtmessung identische Etendue erreicht, so daß das durch das große Objektiv austretende Licht vollständig genutzt wird.

Aus Platzgründen mußte das Teleskop T vertikal, wie in Abb. 4.1 angedeutet, angebracht werden. Um trotzdem einen zur Plasmalichtmessung analogen Strahlengang zu gewährleisten, wurde im richtigen Abstand zum Teleskop ein Spiegel S angebracht. Somit kann je nach Lage des Spiegels und des Teleskops entlang einer der 16 Sehstrahlen das Plasmalicht spektral aufgelöst gemessen werden (vgl. Abb. 3.1 auf S. 24 und Tab. 3.1 auf S. 27).

Das Plasmalicht wird über einen Lichtleiter LL in den Spektralapparat weitergeleitet und tritt oberhalb des Halbleiterarrays A aus dem Lichtleiter ($1 \cdot 7\text{mm}^2$) mit einem Öffnungswinkel von 16° aus. Der Spektralapparat befindet sich in einem lichtdichten Gehäuse und ist in der Littrowanordnung aufgebaut (vgl. Abb. 4.1 auf S. 33 und Abb. 4.4 auf S. 36). Jeder Diode des als Detektor dienenden

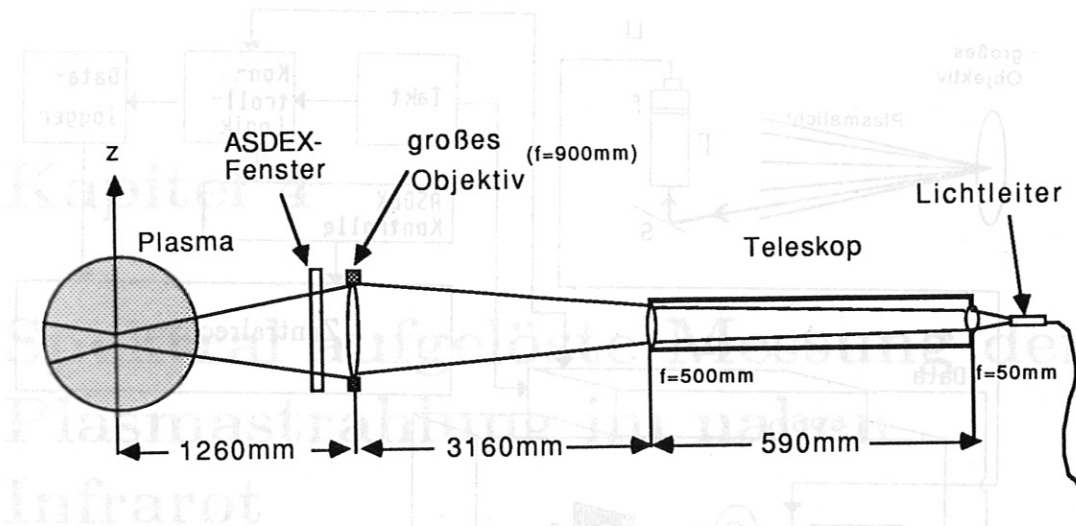


Abbildung 4.2: Strahlengang der spektralen Messung

Halbleiterarrays A wird so ein anderer Wellenlängenbereich zugeordnet.

Je nach angestrebter Auflösung werden verschiedene Linsen L und Gitter G verwendet (s. Kap. 4.2 Spektrale Kalibrierung, S. 36ff). Es wurden dabei jeweils Gitter mit möglichst günstigen Blaze-Winkel gewählt.

4.1.2 Detektorsystem

Da Photomultiplier und Photoplaten in dem zu untersuchenden Spektralbereich eine zu geringe Empfindlichkeit aufweisen bzw. keine zeitlich aufgelöste Messung erlauben, wurde ein Halbleiterdiodenarray verwendet. Das verwendete Siliziumphotodiodenarray S2311 von Hamamatsu zeichnet sich dadurch aus, daß es im Bereich von 8000\AA bis 11000\AA eine noch ausreichende Empfindlichkeit aufweist, die jedoch mit zunehmender Wellenlänge stark abnimmt (s. Abb. 4.3).

Das Array besteht aus 35 Elementen. Die Dioden haben eine lichtempfindliche Fläche von $0,94 \cdot 4,4\text{mm}^2$ und sind im Abstand von 1mm auf dem Array angeordnet. Die 35 Dioden werden seriell von einem Multiplexer in $1,13\mu\text{s}$ abgefragt. Die Ansteuereinheit V1 (s. Abb. 4.1 auf S. 33) ist ebenfalls von Hamamatsu und trägt die Bezeichnung C2333. Sie liefert ein verstärktes Spannungssignal (Videosignal), das proportional zur eingegangenen Lichtintensität ist.

4.1.3 Signalverarbeitungselektronik

Die Verstärkereinheit V2 (s. Abb. 4.1) dient der Verstärkung des Videosignals (Faktor 14) der Diodenansteuereinheit V1. Über die Kontrolllogik werden die Zeit-

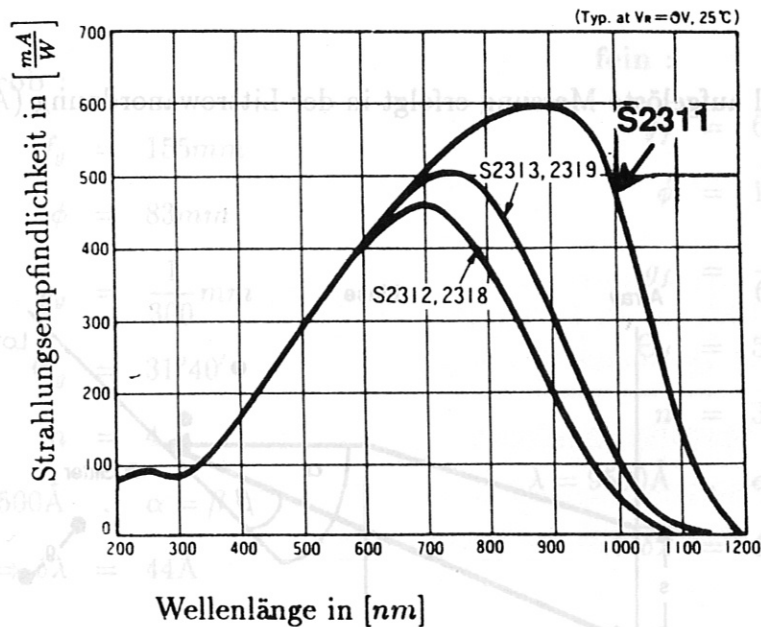


Abbildung 4.3: Spektrale Empfindlichkeitskurven verschiedener Diodenarrays. Verwendetes Array: S2311

abstände zwischen den einzelnen Diodenabfragezyklen synchron zur „ASDEX-Zeit“ eingestellt. Typisch sind $100ms$. Die Kontrolllogik leitet das Videosignal zum Datalogger weiter. Dieser beinhaltet einen 12 bit Analog-Digital-Converter (ADC). Er digitalisiert das von der Kontrolllogik freigegebenen Videosignal und leitet es an das ASDEX-Rechenzentrum weiter. Dort wird es abgespeichert und kann durch eine Fortranroutine aufgerufen werden. Die weitere Auswertung erfolgt dann im Rahmen eines Fortranprogrammes.

4.1.4 Auswertung der Meßsignale

Pro Plasmaentladung stehen 8192 Spannungswerte zur Verfügung. Für ein Spektrum werden 35 Werte benötigt, so daß 234 35-er Gruppen pro Entladung aufgenommen werden. Es wird in der Regel mit einer Integrationszeit von $100ms$ gearbeitet. Das System würde auch $10ms$ erlauben. Ein Wert von $100ms$ ergab jedoch den besten Kompromiß zwischen dem Signal/Rauschverhältnis und der zeitlichen Auflösung.

Als Nullspektrum wird die 35-er Gruppe verwendet, die 1s nach der Entladung aufgenommen wird. Um eine Offsetwanderung, die vermutlich durch elektrische und/oder magnetische Felder verursacht wird, zu erfassen, wurde eine der 35 Dioden abgedeckt. Um sicher zu gehen, daß diese Diode keinerlei seitliches Streulicht erhält, mußte auch die Nachbardiode abgedeckt werden.

4.2 Spektrale Auflösung und Kalibrierung

Die spektral aufgelöste Messung erfolgt in der Littrowanordnung (Abb. 4.4).

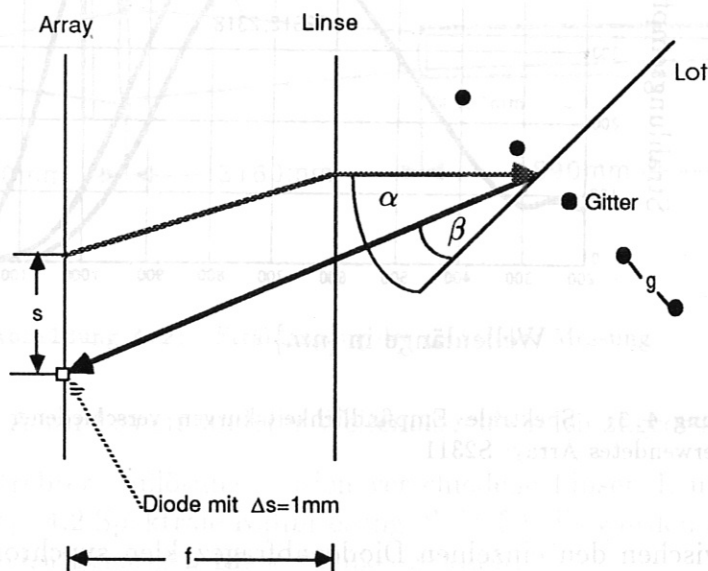


Abbildung 4.4: Littrowanordnung

Es gilt (vgl. z. B. [BS3, Kap. III,10] oder [Kne]):

$$n\lambda = g(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (4.1)$$

Die Winkeldispersion zusammen mit der Spaltbreite Δs von 1 mm ergibt bei den verwendeten Gittern und Linsen eine Auflösung von ca. $45 \text{ \AA}/\text{Kanal}$ bzw. $4,5 \text{ \AA}/\text{Kanal}$. Dies liegt weit oberhalb der theoretischen Auflösungsgrenze von $0,1 \text{ \AA}$ bei $\lambda = 10000 \text{ \AA}$.

Wie oben angedeutet wurden zwei Aufbauten unterschiedlicher Auflösung realisiert. Im folgenden werden die wichtigsten Daten dieser Aufbauten angegeben. Dabei bezeichnet Θ den Blaze-Winkel der verwendeten Gitter und ϕ den Durchmesser der Linsen.

grob :

$$f_g = 155\text{mm}$$

$$\phi = 83\text{mm}$$

$$g_g = \frac{1}{300}\text{mm}$$

$$\Theta_g = 31^\circ 40'$$

$$n = 4$$

$$\lambda = 9500\text{\AA} \quad , \quad \alpha = \beta$$

$$\Rightarrow \delta\lambda = 44\text{\AA}$$

fein :

$$f_f = 633\text{mm}$$

$$\phi = 128\text{mm}$$

$$g_f = \frac{1}{600}\text{mm}$$

$$\Theta_f = 54^\circ 6'$$

$$n = 3$$

$$\lambda = 9500\text{\AA} \quad , \quad \alpha = \beta$$

$$\Rightarrow \delta\lambda = 4,5\text{\AA}$$

Wieso mit zwei Auflösungen gemessen wurde, soll im folgenden näher erläutert werden.

4.2.1 Vorteile der groben Auflösung

Ein Vorteil der groben Auflösung liegt zum einen darin, daß während einer Entladung durch die 35 Dioden ein großer Spektralbereich von ca. 1500\AA gleichzeitig beobachtet werden kann. Dies ist fast der gesamte Bereich, den die Plasmalichtmessung nutzt.

Der entscheidende Vorteil ist aber, daß die Lichtstärke dieser Anordnung erheblich höher ist, als bei der besser auflösenden Anordnung. Um wieviel, soll im folgenden abgeschätzt werden.

Im Falle der groben Auflösung hat die verwendete Linse einen Durchmesser von 83mm . Diese Linse wird von dem aus dem Lichtleiter austretenden Lichtkegel (Öffnungswinkel 16°) nahezu vollständig ausgeleuchtet. Die effektive Gitterfläche von $11\text{cm} \cdot 13\text{cm} \cdot \cos(\alpha)$ wird dabei nicht vollständig ausgenutzt, so daß der gesamte aus dem Lichtleiter austretende Lichtstrom von dem optischen Aufbau erfaßt wird.

Dieser Sachverhalt ist jedoch bei dem Aufbau, der auf eine höhere spektrale Auflösung ausgelegt ist, nicht gegeben. Dort ist der Lichtkegel auf Grund des größeren Abstandes ($f = 640\text{mm}$) aufgeweitet. Durch einen größeren Linsendurchmesser wird es allerdings ermöglicht, die effektive Gitterfläche vollständig zu nutzen. Es werden demnach im Fall $\lambda = 9500\text{\AA}$ und dementsprechend $\alpha =$

$\beta = 58,7^\circ$ nur

$$\frac{110 \cdot 130 \cdot \cos(58,7^\circ)}{\pi(640 \cdot \tan(16^\circ))^2} = 7\% \quad (4.2)$$

der aus dem Lichtleiter austretenden Lichtintensität erfaßt.

Der Aufbau mit der groben Auflösung ist daher um etwa den Faktor 14 pro \AA lichtstärker. Da zudem auf eine Diode ein ca. 8 mal größerer Spektralbereich fällt, ergibt sich ca. ein Faktor 100 pro Kanal. Dieser Faktor war entscheidend um mit dieser Anordnung die Plasmabremssstrahlung im nahen Infrarot messen zu können, um somit den Anteil der Linienstrahlung an der Gesamtplasmastrahlung quantitativ beurteilen zu können.

Mit der feinen Auflösung konnte dann die spektrale Lage starker Spektrallinien auf ca. $4,5\text{\AA}$ genau erfaßt werden.

4.2.2 Spektrale Kalibrierung

Die spektrale Kalibrierung erfolgt bei beiden Aufbauten auf die gleiche Weise und soll hier für den Fall der höheren Auflösung an einem Beispiel erläutert werden.

Bei der Kalibrierung wird das Spektrometer mit Spektrallampen anstelle des Plasmas beleuchtet. Des weiteren ist ein Oszilloskop parallel geschaltet, um das Videosignal direkt beobachten zu können. Zur Orientierung wird eine eindeutig erkennbare, sichtbare Linie einer HgCd-Lampe bei $5460,74\text{\AA}$ auf eine Diode eingestellt. Dadurch ergab sich über $5/3 \cdot 5460,74\text{\AA} = 9101,23\text{\AA}$ die entsprechende Wellenlänge einer Spektrallinie im nahen Infrarot, die ein Signal auf demselben Kanal hervorrufen würde. Im zweiten Schritt wurde z. B. eine Neon-Spektrallampe verwendet, die zwischen 8000\AA und 10000\AA eine Vielzahl von Linien aufweist. Dabei wurden höhere Ordnungen durch Kantenfilter abgeblockt. Niedrigere Ordnungen und damit größere Wellenlängen können i. A. wegen der verschwindenden Diodeempfindlichkeit nicht mehr beobachtet werden (vgl. Abb. 4.3 auf S. 35). Um niedrigere Ordnungen auch bei der Untersuchung des kürzerwelligen Spektralbereiches zwischen 8200\AA und 8700\AA mit Sicherheit ausschließen zu können, wurde in diesem Fall zusätzlich ein Interferenzfilter verwendet.

Da die spektrale Auflösung der Anordnung bekannt ist, können mit Hilfe der HgCd-Lampe die Neonlinien in der Nähe von 9100\AA identifiziert werden. Abb. 4.5 zeigt ein beobachtetes Neonspektrum zwischen 9150\AA und 9310\AA .

Da eine Vielzahl von Spektralbereichen kalibriert werden mußten, wurde ein Verfahren überlegt, daß eine computerunterstützte Auswertung erleichtert. Dazu

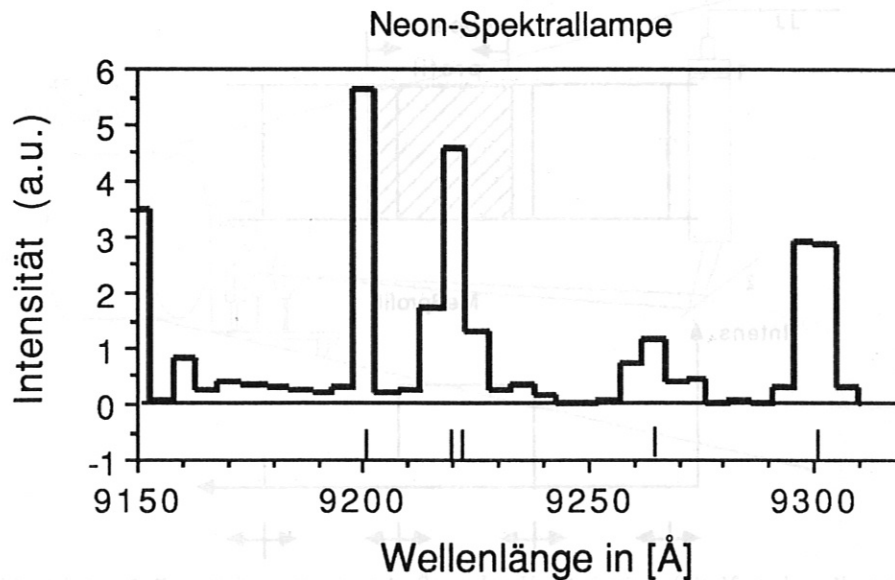


Abbildung 4.5: Kalibrierte Aufnahme einer Neon-Spektrallampe. Vertikale Striche kennzeichnen die Lage der einzelnen Spektrallinien (unten).

wurde die Gleichung

$$\lambda = \frac{g}{n} (\sin(\alpha) + \sin(\alpha + \arctan(\frac{s}{f}))) \quad (4.3)$$

verwendet. Sie ergibt sich über Abb. 4.4 aus der Gl. (4.1). Über diese Gleichung wurde aus der Wellenlänge der Spektrallinie λ und der Lage der beleuchteten Diode s der Winkel α berechnet. Mit Hilfe dieses Winkels erfolgte dann über Gl. (4.3) die Zuordnung von Wellenlängenbereichen zu den einzelnen Dioden. Diese Zuordnung wurde anschließend einer Kontrolle mit Hilfe anderer Spektrallinien unterzogen. Es zeigte sich immer eine gute Übereinstimmung (vgl. Abb. 4.5). Auf diese Weise konnte jede Gitterstellung durch einen Winkel α charakterisiert werden. Dies vereinfachte die Auswertung der vielen Spektren entscheidend.

4.2.3 Apparateprofil

Die Apparatefunktion ist im wesentlichen durch die Breite des Lichtleiteraustrittsspalt von 1mm gegeben. Zu einem geringen Teil trägt zudem die leichte räumliche Überlappung (ca. 2%) der Empfindlichkeitsbereiche benachbarter Dioden (engl. :“cross talk“) zum Apparateprofil bei.

Wegen der groben räumlichen Auflösung des Detektors wurde bei der Auswertung vereinfachend ein rechteckiges Apparateprofil angenommen, um das Meßprofil zu erklären (s. Abb. 4.6).

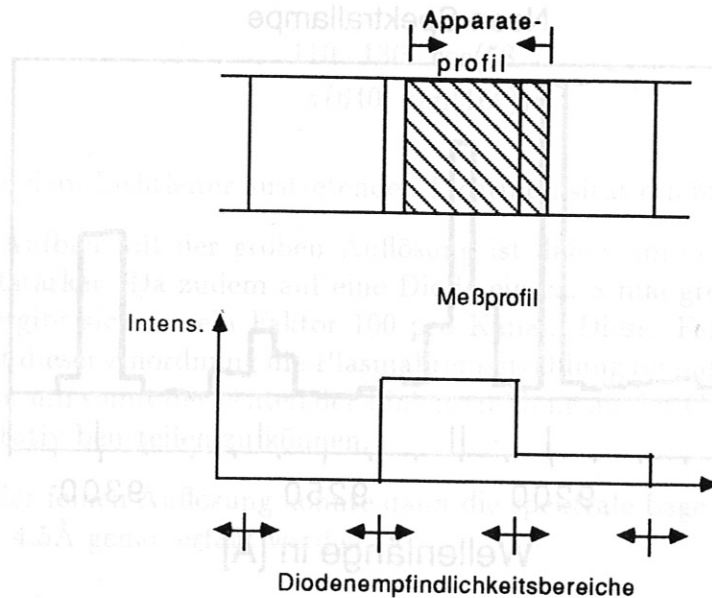


Abbildung 4.6: Angenommenes Apparateprofil (schattiert) und dazugehöriges Meßprofil

4.3 Intensitätskalibrierung

Ziel der spektralen Messung war es, den Anteil der Linienstrahlung an der Gesamtplasmastrahlung beurteilen zu können. Dazu war es notwendig, eine relative Intensitätskalibrierung der einzelnen Dioden durchzuführen.

Als Lichtquelle wurde dazu eine mit einer Konstantenstromquelle betriebene, Wolframbandlampe gewählt.

Die Wolframbandlampe strahlt bei der im Eichblatt angegebenen Stromstärke und Spannung bei 6500\AA wie ein Schwarzkörper mit einer Temperatur von $T_S = 2400\text{K}$. Daraus errechnet sich mit untenstehender Formel die Temperatur des Wolframbandes zu $T_{WBL} = 2668,7\text{K}$, die dann der Berechnung der Emission bei anderen Wellenlängen zugrunde gelegt wird [Röh].

$$T_{WBL} = \frac{22136,9}{\ln(0,605) + 0,395 \cdot e^{22136,9/T_S}} \quad (4.4)$$

Der spektrale Emissionskoeffizient dieser Lampe wird üblicherweise durch eine Planckfunktion des schwarzen Strahlers mit der Temperatur des Wolframbandes, multipliziert mit einer Korrekturfunktion, die den Emissionskoeffizient der Wolframbandlampe berücksichtigt, dargestellt. Der Faktor 0,92 beinhaltet die

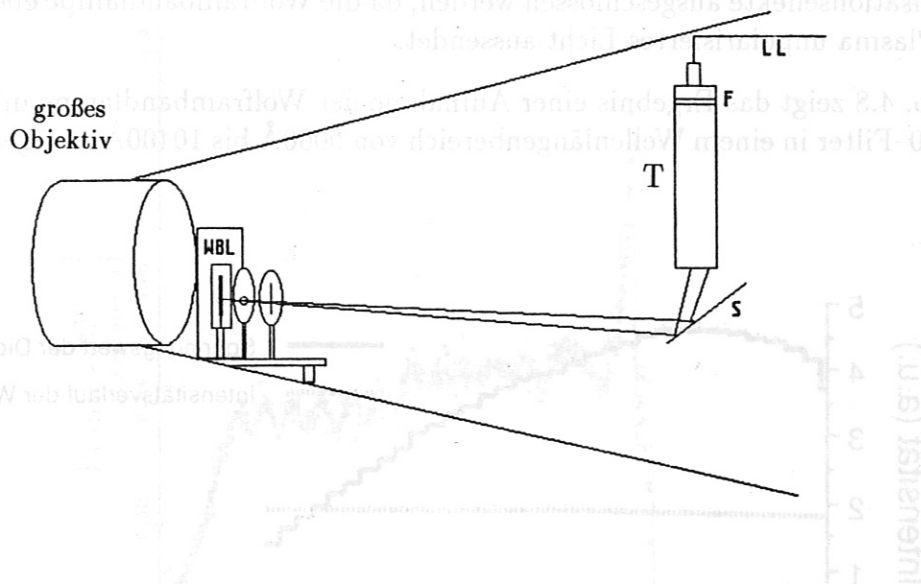


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau der Kalibrierung (Wolframbandlampe WBL, Teleskop T, Filter F, Lichtleiter LL, Spiegel S)

Transmission des Glaskolbens.

$$\epsilon_{WBL} = (-3,80211 \cdot 10^{-10} \cdot \lambda^2 - 1,03871 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda + 0,513271) \times \quad (4.5)$$

$$0,92 \frac{1,1909 \cdot 10^{23}}{\lambda^5 (e^{\frac{1438890000}{\lambda T}} - 1)} \quad (4.6)$$

Um sicher zu gehen, daß nicht auch ein kälterer Teil des Wolframbandes zur Strahlung beiträgt, wurde zum einen frühestens erst zwei Minuten nach dem Einschalten der Konstantenstromquelle gemessen, und zum anderen wurde durch ein Blendsystem nur der innerste und damit heißeste Teil des Wolframbandes ausgeblendet.

Es sei angemerkt, daß die Messungen, bei denen auf ein Ausblenden des inneren Teiles des Wolframbandes verzichtet wurde, erheblich von den Ergebnissen abwichen, die das oben beschriebene Meßprinzip ergab. Es wurde deshalb ein solches Blendsystem gewählt, bei dem eine weitere Verengung kein verändertes Spektrum ergab.

Die Wolframbandlampe wurde zur Kalibrierung zwischen Teleskop und dem großen Objektiv am ASDEX plaziert (s. Abb. 4.7).

Die Transmission dieser Linse ($f=900\text{mm}$) wurde im spektralen Bereich von 8000\AA bis 10600\AA untersucht und als unabhängig von der Wellenlänge befunden. Durch den in Abb. 4.7 gezeigten Aufbau wurde gewährleistet, daß die spektralen Verläufe der Transmission der verwendeten Linsen, der Gitterreflexion, des Diodenarrays und der benötigten Filter mitgeeicht wurden. Des weiteren konnten

Polarisationseffekte ausgeschlossen werden, da die Wolframbandlampe ebenso wie das Plasma unpolarisiertes Licht aussendet.

Abb. 4.8 zeigt das Ergebnis einer Aufnahme der Wolframbandlampe mit einem Rg830-Filter in einem Wellenlängenbereich von 9000Å bis 10400Å. Aufgezeichnet

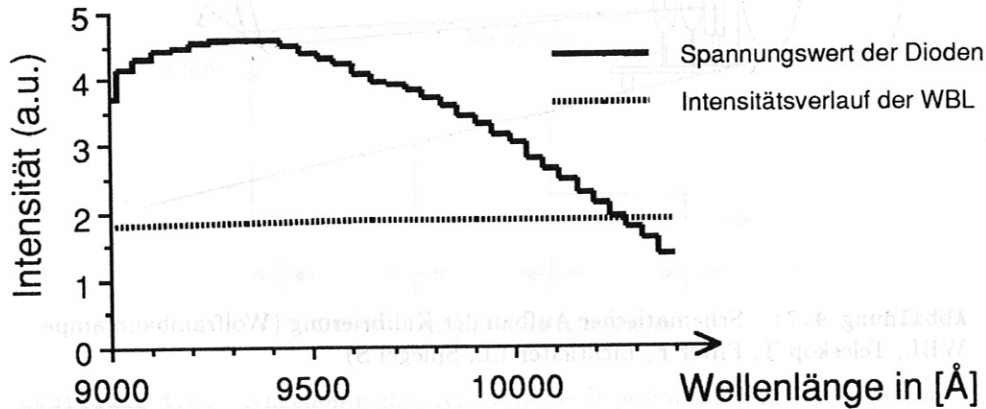


Abbildung 4.8: Spannungssignal der spektralen Messung einer Wolframbandlampe und deren errechneter Intensitätsverlauf

ist das gemessene Spannungssignal und der aus Gl. (4.5) berechnete Intensitätsverlauf der Wolframbandlampe. Man erkennt hieraus die abnehmende Empfindlichkeit der Meßanordnung zu längeren Wellenlängen hin. Dies ist vor allen Dingen auf den spektralen Verlauf der Diodenempfindlichkeit zurückzuführen (vgl. Abb. 4.3 auf S. 35).

Aus den Quotienten der beiden Kurven ergeben sich die Faktoren der Relativeichung, mit denen die gemessenen Signalspannungen der einzelnen Dioden korrigiert werden müssen.

Mit der WBL-Lampe läßt sich auch eine Absolutkalibrierung durchführen. Sie ist aber auch über die absolut geeichte Plasmalichtmessung möglich, da die spektralen Empfindlichkeitsverläufe der einzelnen Meßkanäle bekannt sind und analoge Sehstrahlen verwendet werden.

Abb. 4.9 zeigt den zeitlichen Verlauf des Meßsignals der Plasmalichtmessung während einer Plasmaentladung (mit „*“ gekennzeichnet). Er deckt sich sehr gut mit den aus den Signalen der spektral aufgelösten Messung errechneten Werten (durchgehende Linie). Die Intensitätsschwankungen bei dieser Entladung sind auf das Einblasen von CH_4 zwischen 0,4s und 2,6s mit 5Hz zurückzuführen. Von 1,4s bis 2,6s erfolgte Neutralteilcheninjektion.

Die Absoluteichung der spektral aufgelösten Messung und die jeweiligen Meßsignale der Plasmalichtmessung erlauben die bei unterschiedlichen Entladungen ge-

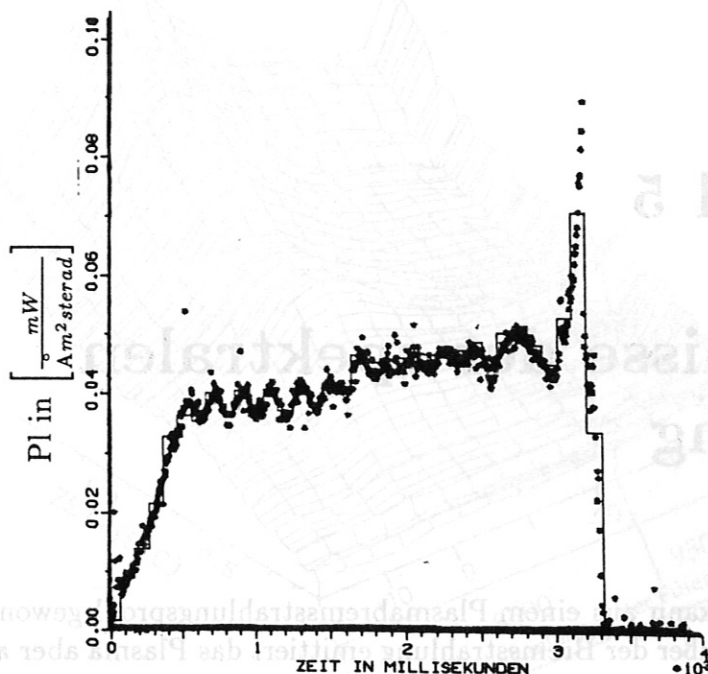


Abbildung 4.9: Zeitlicher Verlauf der gemessenen $PI(z_i = 7,8\text{cm})$ -Werte der Plasmalichtmessung im Spektralbereich bei 9500\AA (Meßpunkte mit „*“ gekennzeichnet). Diesen überlagert ist der aus der spektral aufgelösten Messung errechnete Verlauf (zeitliche Auflösung 100ms). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

wonnenen spektralen Intensitätsverläufe zu vergleichen. Deshalb konnten Spektren verschiedener Plasmaentladungen zu einem Gesamtspektrum zusammengefügt werden.

5.1 Heliumlinienstrahlung

Abbildung 5.1 zeigt den Zeitverlauf eines $P(z)$ -Profils einer Dauterium-Entladung. Das gezeigte Profil erklärt sich im wesentlichen über den Zeitverlauf der Elektronendichtepunkte (n_e). Die Erhöhung der Elektronendichte während der Entladung bewirkt ein Ansteigen der Plasmapremstrahlung. Eine geringere Elektronendichte zum Plasmarand hin hat zur Folge, daß von dort im Vergleich zum Zentrum weniger Bremsstrahlung emittiert wird.

In Abb. 5.1 sind entlang der z-Achse die spektralen Meßbereiche der Kanäle

¹ $P(z)$ bezeichnet den entlang eines Schichtes gemessenen Intensitätswert der Plasmasstrahlung (s. Kap. 3). ² Plasmazentrum $p = 320\text{kA}$, toroidales Magnetfeld $B = 13,7\text{T}$, und Heliumgasdruck $p = 2,8 \cdot 10^{-2}\text{ Torr}$. ³ gesamte Strahlleistung $P = 2,5\text{ MW}$.

Kapitel 5

Ergebnisse der spektralen Messung

Ein Z_{eff} -Profil kann aus einem Plasmabremsstrahlungsprofil gewonnen werden (s. Kap. 2. 1). Außer der Bremsstrahlung emittiert das Plasma aber auch Linienstrahlung, die eine Z_{eff} -Bestimmung verfälschen oder erschweren kann. Theoretisch kann der Beitrag der Linienstrahlung nicht vorhergesagt oder ausgeschlossen werden (s. Kap. 2. 3). Daher sollte die spektrale Messung (Kap. 4) klären, ob und im welchen Maße sie zu den Meßsignalen der Plasmalichtmessung (Kap. 3) beiträgt.

Bei der Plasmalichtmessung wird entlang eines Sehstrahls in drei Wellenlängenbereichen unterschiedliche gemessen (vgl. Abb. 3.7 auf S. 30). Werden bei diesen Wellenlängenbereichen Intensitäten gemessen, die nicht mit dem $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung erklärt werden können, so ist dies ein Hinweis auf Linienstrahlung. Es gibt Entladungen, bei denen dies beobachtet wird. Die Ursache zu klären, war das erste Ziel der spektralen Messung.

5.1 Heliumlinienstrahlung

Abbildung 5.1 zeigt den Zeitverlauf eines $Pl(z_i)$ -Profils¹ einer Deuterium-Entladung². Das gezeigte Profil erklärt sich im wesentlichen über den Zeitverlauf der Elektronendichteprofile ($\epsilon^{ff} \propto n_e^2$). Die Erhöhung der Elektronendichte während der Entladung bewirkt ein Ansteigen der Plasmabremsstrahlung. Eine geringere Elektronendichte zum Plasmarand hin, hat zur Folge, daß von dort im Vergleich zum Zentrum weniger Bremsstrahlung emittiert wird.

In Abb. 5.1 sind entlang der z -Achse die spektralen Meßbereiche der Kanäle

¹ $Pl(z_i)$ bezeichnet den entlang eines Sehstrahls gemessenen Intensitätswert der Plasmastrahlung (s. Kap. 3).

² Plasmastrom $I_P = 320 \text{ kA}$, toroidales Magnetfeld $B_t = 2,17 \text{ T}$ und liniengemittelter Dichte $n_{e,l} = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

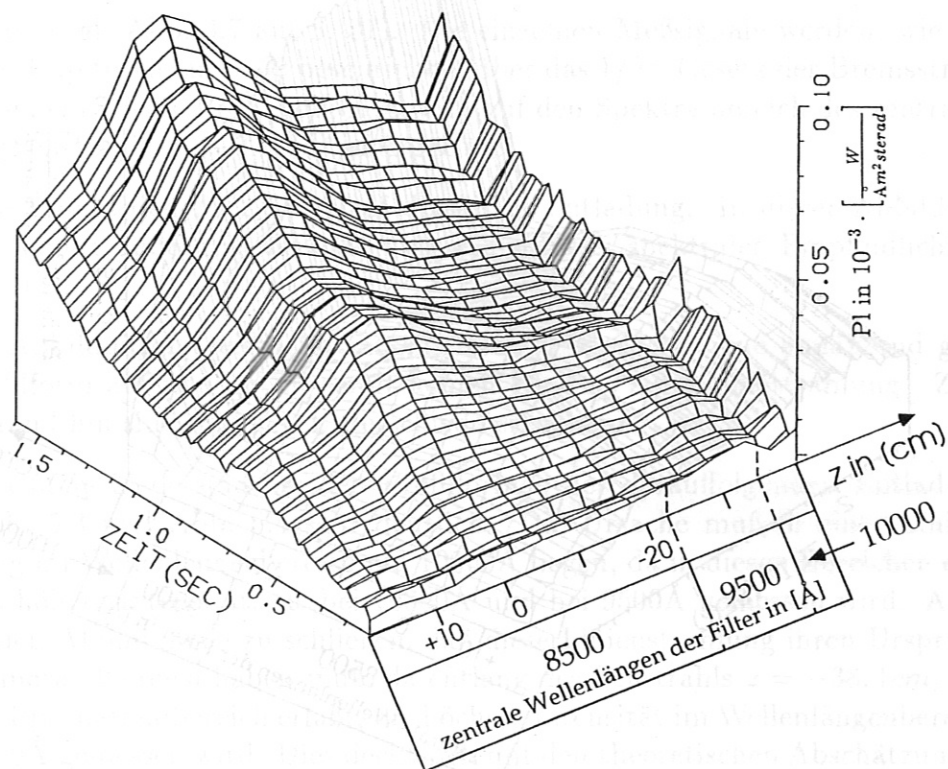


Abbildung 5.1: Plasmalichtmessung: Zeitliche Entwicklung des $PI(z_i)$ -Profils der Entladung #27854.

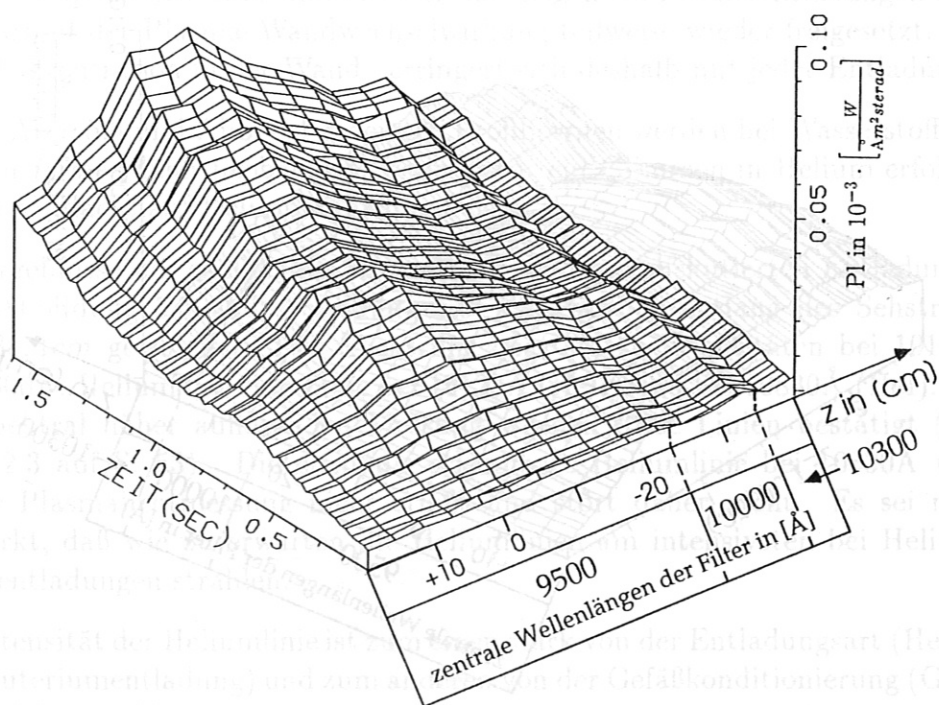


Abbildung 5.2: Plasmalichtmessung: Zeitliche Entwicklung des $PI(z_i)$ -Profils der Entladung #27854.

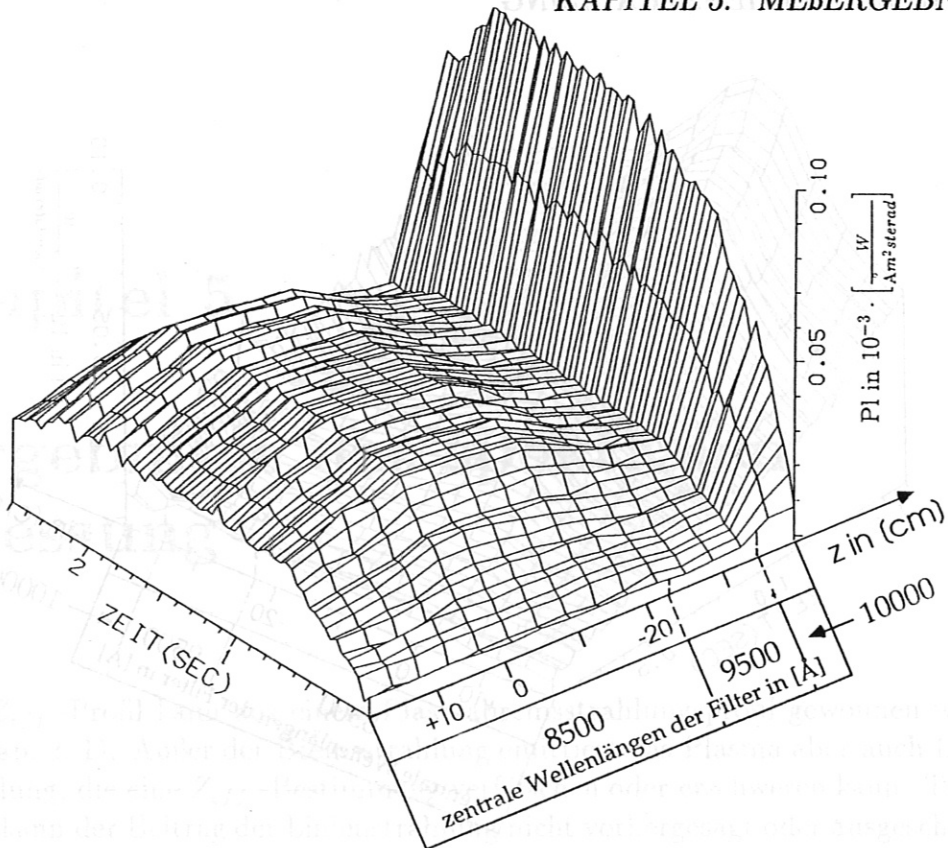


Abbildung 5.3: Plasmalichtmessung: Zeitliche Entwicklung des $P_l(z_i)$ -Profils der Entladung #27855. Es erfolgte zuvor ein Glimmen in Helium

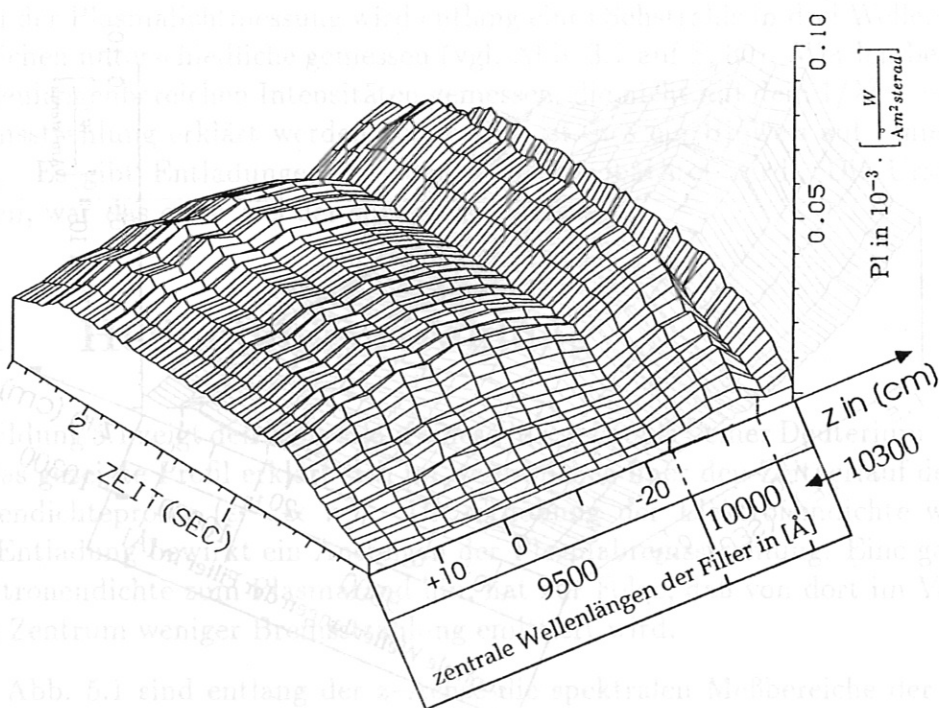


Abbildung 5.4: Plasmalichtmessung: Zeitliche Entwicklung des $P_l(z_i)$ -Profils der Entladung #27855. Es erfolgte zuvor ein Glimmen in Helium

angegeben (vgl. Abb. 3.7 auf S. 31). Die einzelnen Meßsignale werden, wie am Ende des Kapitels 3 auf S. 32 beschrieben, über das $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung zu einem $PI(z_i)$ -Profil verknüpft und auf den Spektralbereich des zentralen Kanals (Sehstrahl $z = -0,1\text{cm}$) umgerechnet.

Abb. 5.2 zeigt den $PI(z_i)$ -Verlauf derselben Entladung. In dieser Abbildung wurden jedoch andere Meßkanäle unterschiedlicher spektraler Empfindlichkeit verwendet.

Beide Abbildungen weisen im Innenbereich ($z < 25\text{cm}$) eine annähernd gleiche Profilform auf und geben somit keinen Hinweis auf Linienstrahlung. Zum Plasmarand hin sind dagegen Unterschiede erkennbar.

Diese Unterschiede sind bei den Profilformen der darauffolgenden Entladung³ in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 sehr deutlich. Die Ursache muß in einer Linienstrahlung im Wellenlängenbereich um 10000\AA liegen, da in diesen Bereichen eine deutlich höhere Intensität, als bei 10300\AA und bei 9500\AA gemessen wird. Auch ist aus den Abbildungen zu schließen, daß diese Linienstrahlung ihren Ursprung im Plasmarandbereich haben muß, da entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$, der nur den Plasmarandbereich erfaßt, die höchste Intensität im Wellenlängenbereich um 10000\AA gemessen wird. Dies deckt sich mit den theoretischen Abschätzungen in Kap. 2. 3.

Zwischen den beiden Entladungen erfolgte eine Helium-Glimmentladung zur Reinigung der Wand im ASDEX. Bei diesem Vorgang wird ein Teil des Heliums in die Wand implantiert. Erst während der nachfolgenden Plasmaentladungen wird es auf Grund der Plasma-Wandwechselwirkung teilweise wieder freigesetzt. Die Heliumkonzentration in der Wand verringert sich deshalb mit jeder Entladung.

Die in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 gezeigten Profilformen werden bei Wasserstoffentladungen immer dann beobachtet, wenn zuvor ein Glimmen in Helium erfolgte, was den Verdacht auf Helium-Linien nahelegt.

Die Ergebnisse der spektralen Messung für die oben diskutierten Entladungen zeigen Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6. Sie wurden entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$ gewonnen. Das Spektrum zeigt starke Intensitäten bei 10100\AA und 10800\AA . Helium hat eine Linie bei 10123\AA (HeII) und bei 10830\AA (HeI). Mit einer spektral höher auflösenden Messung wurden diese Linien bestätigt (vgl. Kap. 5.2.3 auf S. 53). Die ebenfalls erkennbare Heliumlinie bei 10830\AA wird von der Plasmalichtmessung nicht erfaßt und stört daher nicht. Es sei noch angemerkt, daß wie zu erwarten die Heliumlinien am intensivsten bei Helium-Plasmaentladungen strahlen.

Die Intensität der Heliumlinie ist zum einen stark von der Entladungsart (Helium- oder Deuteriumentladung) und zum anderen von der Gefäßkonditionierung (Glimmen in Helium) abhängig.

³Bei diese Entladung erhöht sich im Gegensatz zu der vorherigen die Elektronendichte ab $1s$ nicht weiter.

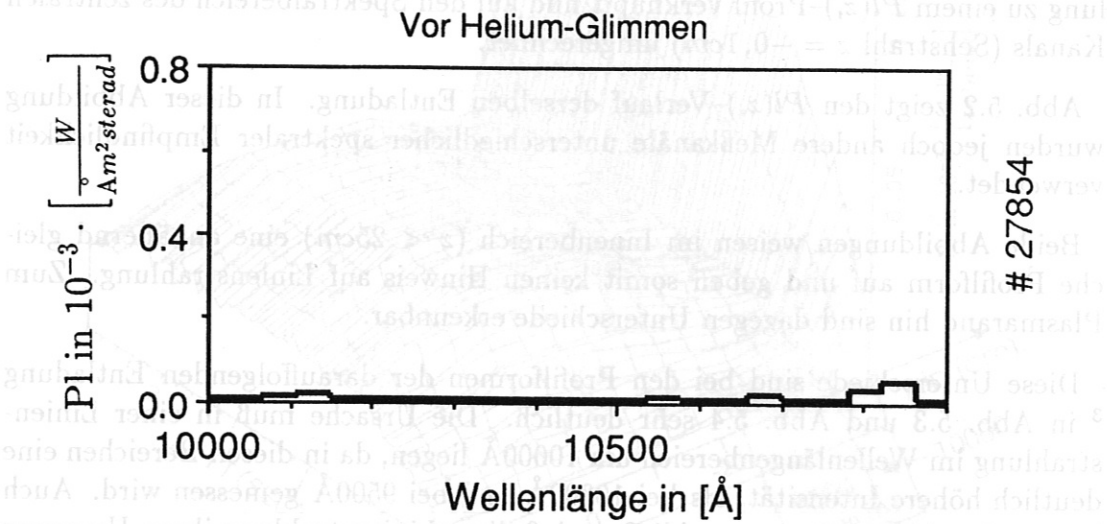


Abbildung 5.5: Spektrum der Deuteriumentladung #27854 (Mittelung über einen Zeitbereich von 0,5s bis 1,5s; Sehstrahl $z = -38,1\text{cm}$)

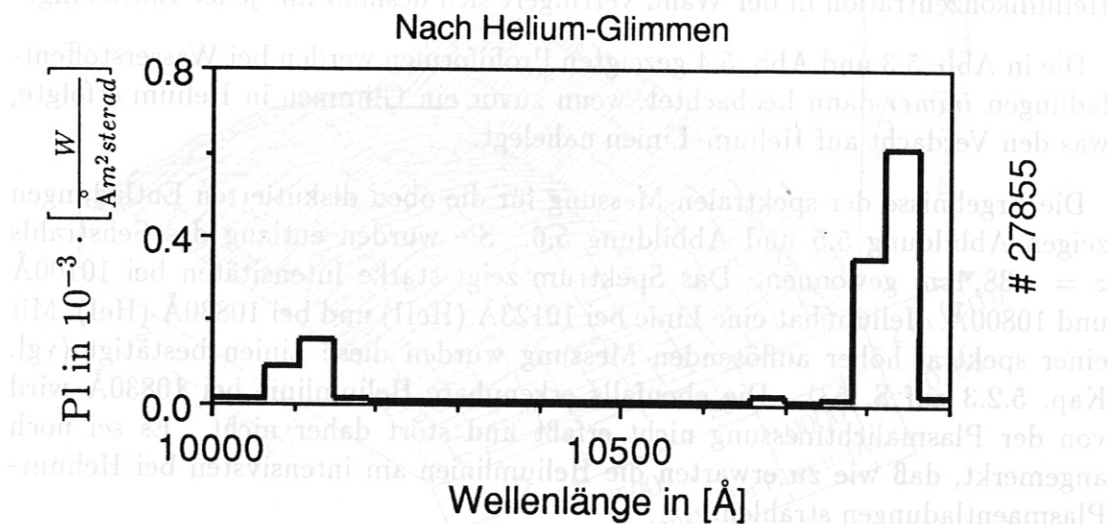


Abbildung 5.6: Spektrum der Deuteriumentladung #27855 (Mittelung über einen Zeitbereich von 0,5s bis 1,5s; Sehstrahl $z = -38,1\text{cm}$)

Beobachtet man das Plasmalicht bei 10000\AA entlang eines Sehstrahls, der durch den Plasmainternenbereich geht, so ist die gemessene Intensität zu einem wesentlichen Teil von der HeII-Linienstrahlung bestimmt. Deshalb führt eine Bestimmung des Emissionsprofils aus den Kanälen deren Empfindlichkeit bei 10000\AA liegt (vgl. Abb. 3.7) zu einem radialen Profil, das im Plasmainternenbereich mit nicht tragbaren Fehlern belastet ist und deshalb dort nicht mit dem Plasmabremstrahlungsprofil identifiziert werden kann.

Es wurde gezeigt, daß diejenigen Meßkanäle der Plasmalichtmessung, die die HeII-Linie bei 10123\AA erfassen, für eine Bestimmung des Bremsstrahlungsemissionskoeffizienten und damit für eine Z_{eff} -Diagnostik ungeeignet sind.

In wieweit die anderen spektralen Meßbereiche der Plasmalichtmessung (vgl. Abb. 3.7 auf S. 31) von Linienstrahlung betroffen sind, wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

5.2 Spektrum der Plasmastrahlung von 8200Å bis 10600Å

Das Spektrum der Plasmastrahlung wurde zwischen 8200Å und 10600Å ebenfalls entlang der Sehstrahlen bei $z = 7,8\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$ mit einer spektralen Auflösung von ca. 45Å gemessen. Die beiden Spektren in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 wurden jeweils aus Messungen mehrerer, gleichartiger Entladungen⁴ zusammengesetzt. Es erfolgte jeweils eine Mittelung über einen Zeitbereich von 0,5s bis 1,5s.

5.2.1 Bremsstrahlung

Aus der Theorie ist bekannt, daß der spektrale Verlauf der Bremsstrahlung im nahen Infrarot eine $1/\lambda^2$ -Charakteristik aufweist. Diese ist jedoch von der Linienstrahlung in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 überdeckt.

Eine nähere Untersuchung zeigt, daß bei 9800Å über eine Breite von ca. 100Å die geringste Intensität emittiert wird. In den Tabellenwerken [Str] und [AtD] sind innerhalb dieses Bereiches zwischen 9784Å und 9825Å keine Linien des H, He, C, O und Fe verzeichnet. Dies berechtigt zur Annahme, daß in diesem spektralen Bereich nur Bremsstrahlung vom Plasma emittiert wird. In beide Spektren ist mit einer dünnen Linie der Verlauf der Bremsstrahlung eingezeichnet.

Vergleicht man die eingezeichneten Bremsstrahlungsintensitäten in Abb. 5.7 und Abb. 5.8, so sieht man das entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$ eine geringere Intensität gemessen wird. Dies ist auch verständlich, denn dieser Sehstrahl legt einen kürzeren Weg durch das Plasma zurück, als der bei $z = 7,8\text{cm}$.

Eine vom Plasmarand ($r \geq 40\text{cm}$) ausgehende Molekülstrahlung kann allerdings auf Grund der nur groben spektralen Auflösung von der Bremsstrahlung nicht unterschieden und deshalb nicht ausgeschlossen werden. Angenommen es ist Molekülstrahlung bei 9800Å vorhanden, so ist der Beitrag zum Plasmalicht am größten, wenn entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$ beobachtet wird. Ein Vergleich von Abb. 5.7 mit Abb. 5.8 zeigt somit, daß entlang des Sehstrahls $z = 7,8\text{cm}$ überwiegend Bremsstrahlung gemessen wird. Eventuell vorhandene Molekülstrahlung hat deshalb nur, wie später gezeigt wird, eine Unsicherheit für den Z_{eff} -Wert am Plasmarand zur Folge. Bei den folgenden Diskussionen wird darum angenommen:

Bei 9800Å wird entlang der Sehstrahlen überwiegend Bremsstrahlung gemessen

⁴Plasmastrom $I_P = 320\text{kA}$, toroidales Magnetfeld $B_t = 2,17\text{T}$ und liniengemittelte Dichte $n_{e,l} = 2,8 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$

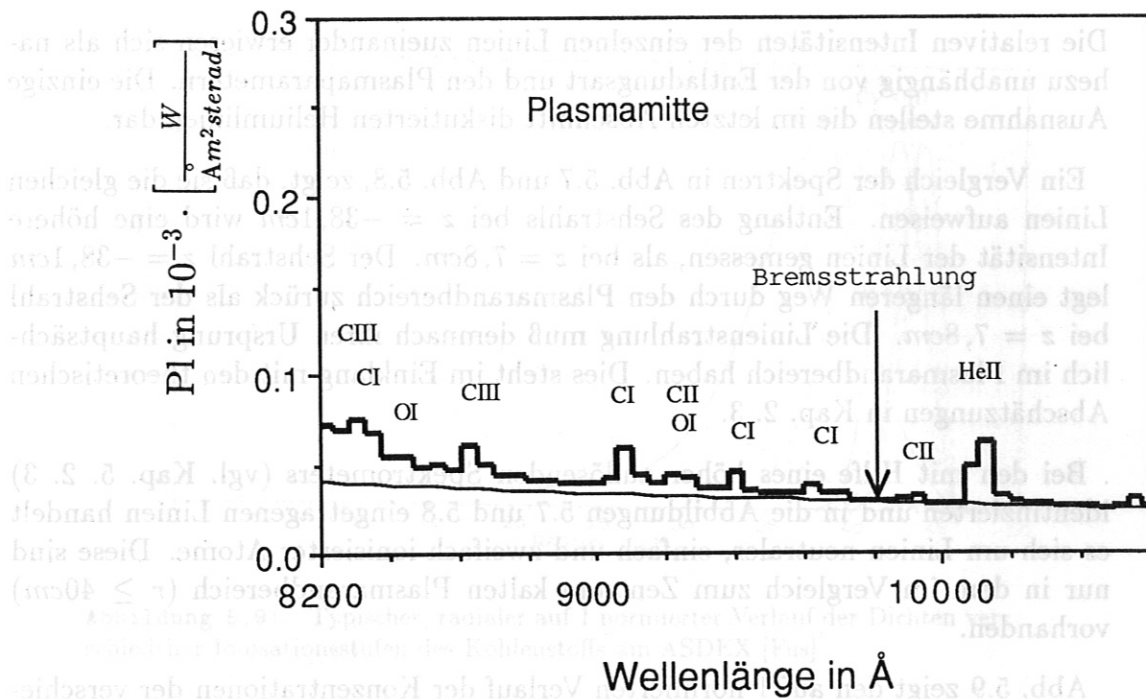


Abbildung 5.7: Spektrum bei $z = 7,8\text{cm}$

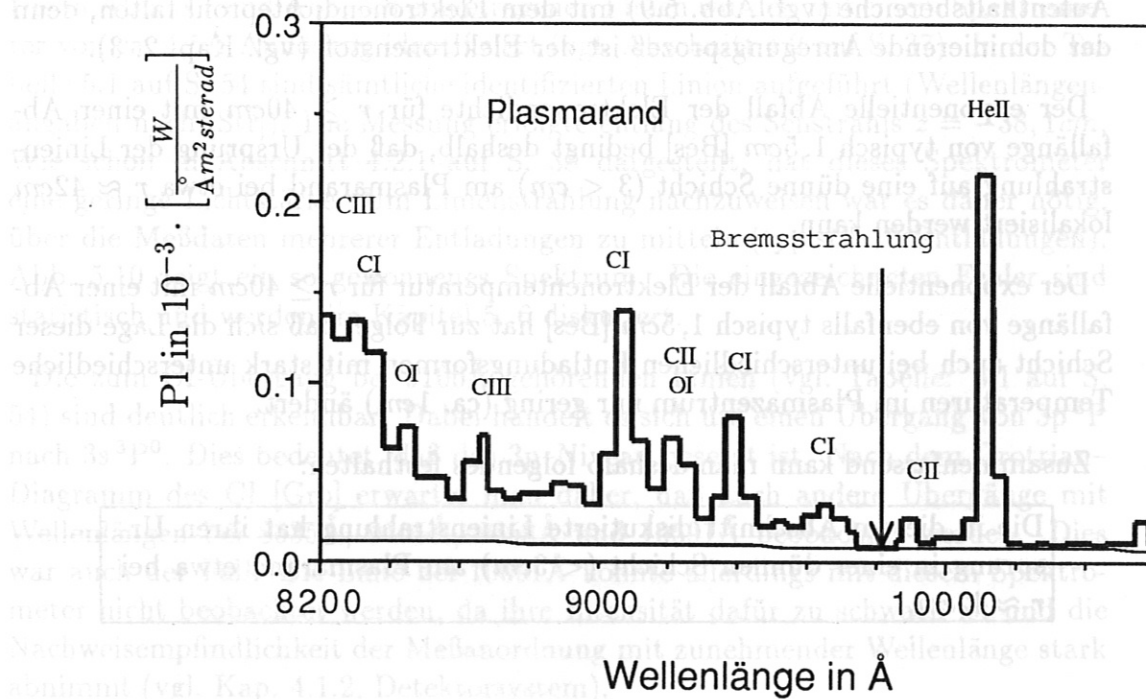


Abbildung 5.8: Spektrum bei $z = -38,1\text{cm}$

5.2.2 Linienstrahlung

Die relativen Intensitäten der einzelnen Linien zueinander erwiesen sich als nahezu unabhängig von der Entladungsart und den Plasmaparametern. Die einzige Ausnahme stellen die im letzten Abschnitt diskutierten Heliumlinien dar.

Ein Vergleich der Spektren in Abb. 5.7 und Abb. 5.8, zeigt, daß sie die gleichen Linien aufweisen. Entlang des Sehstrahls bei $z = -38,1\text{cm}$ wird eine höhere Intensität der Linien gemessen, als bei $z = 7,8\text{cm}$. Der Sehstrahl $z = -38,1\text{cm}$ legt einen längeren Weg durch den Plasmarandbereich zurück als der Sehstrahl bei $z = 7,8\text{cm}$. Die Linienstrahlung muß demnach ihren Ursprung hauptsächlich im Plasmarandbereich haben. Dies steht im Einklang mit den theoretischen Abschätzungen in Kap. 2. 3.

Bei den mit Hilfe eines höher auflösenden Spektrometers (vgl. Kap. 5. 2. 3) identifizierten und in die Abbildungen 5.7 und 5.8 eingetragenen Linien handelt es sich um Linien neutraler, einfach und zweifach ionisierter Atome. Diese sind nur in dem im Vergleich zum Zentrum kalten Plasmarandbereich ($r \geq 40\text{cm}$) vorhanden.

Abb. 5.9 zeigt den auf 1 normierten Verlauf der Konzentrationen der verschiedenen Ionisationsstufen des Kohlenstoffs über den Plasmaradius [Fus]. Daraus ist ersichtlich, daß die CI, CII und CIII-Ionisationsstufen nur im Plasmarandbereich ($r \geq 40\text{cm}$) vorhanden sind. Dies gilt auch für OI und OII.

Um die Linienstrahlung dieser Atome bzw. Ionen zu lokalisieren, muß man ihre Aufenthaltsbereiche (vgl. Abb. 5.9) mit dem Elektronendichteprofil falten, denn der dominierende Anregungsprozeß ist der Elektronenstoß (vgl. Kap. 2. 3).

Der exponentielle Abfall der Elektronendichte für $r \geq 40\text{cm}$ mit einer Abfalllänge von typisch $1,5\text{cm}$ [Bes] bedingt deshalb, daß der Ursprung der Linienstrahlung auf eine dünne Schicht ($3 < \text{cm}$) am Plasmarand bei etwa $r \approx 42\text{cm}$ lokalisiert werden kann.

Der exponentielle Abfall der Elektronentemperatur für $r \geq 40\text{cm}$ mit einer Abfalllänge von ebenfalls typisch $1,5\text{cm}$ [Bes] hat zur Folge, daß sich die Lage dieser Schicht auch bei unterschiedlichen Entladungsformen mit stark unterschiedliche Temperaturen im Plasmazentrum nur gering (ca. 1cm) ändert.

Zusammenfassend kann man deshalb folgendes festhalten:

Die in diesem Abschnitt diskutierte Linienstrahlung hat ihren Ursprung in einer dünnen Schicht ($< 3\text{cm}$) am Plasmarand etwa bei $r \approx 42\text{cm}$.

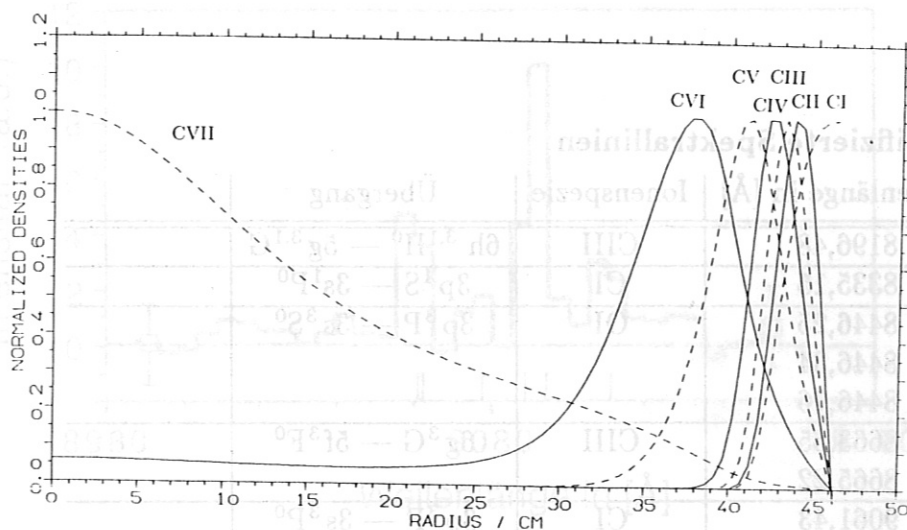


Abbildung 5.9: Typischer, radialer auf 1 normierter Verlauf der Dichten verschiedener Ionisationsstufen des Kohlenstoffs am ASDEX [Fus]

5.2.3 Identifikation von Linien

Die in Abb. 5.7 und Abb. 5.8 eingetragenen Linien wurden mit einem Spektrometer von ca. $4,5\text{\AA}$ Auflösung identifiziert (vgl. Abschnitt 4.2 auf S. 37). In der Tabelle 5.1 auf S. 54 sind sämtliche identifizierten Linien aufgeführt (Wellenlängenangaben nach [Str]). Die Messung erfolgte entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$. Wie schon in Abschnitt 4.2.1 auf S. 38 dargestellt, hat dieses Spektrometer eine geringe Lichtstärke. Um Linienstrahlung nachzuweisen war es daher nötig, über die Meßdaten mehrerer Entladungen zu mitteln (typisch 10 Entladungen). Abb. 5.10 zeigt ein so gewonnenes Spektrum. Die eingezeichneten Fehler sind statistisch und werden im Kapitel 5. 6 diskutiert.

Die zum CI-Übergang bei 9100\AA gehörenden Linien (vgl. Tabelle: 5.1 auf S. 54) sind deutlich erkennbar. Dabei handelt es sich um einen Übergang von $3p^3P$ nach $3s^3P^0$. Dies bedeutet, daß das $3p$ -Niveau besetzt ist. Nach dem Grotrian-Diagramm des CI [Gro] erwartet man daher, daß auch andere Übergänge mit Wellenlängen bei 8335\AA , 9405\AA , 9658\AA und 10691\AA beobachtet werden. Dies war auch der Fall. Die Linie bei 10691\AA konnte allerdings mit diesem Spektrometer nicht beobachtet werden, da ihre Intensität dafür zu schwach ist und die Nachweisempfindlichkeit der Meßanordnung mit zunehmender Wellenlänge stark abnimmt (vgl. Kap. 4.1.2, Detektorsystem).

Identifizierte Spektrallinien

Wellenlänge in [Å]	Ionenspezies	Übergang	
8196,48	CIII	$6h^{3,1}H^0 - 5g^{3,1}G$	
8335,15	CI	$3p^1S - 3s^1P^0$	
8446,25	OI	$3p^3P - 3s^3S^0$	
8446,34			
8446,76			
8663,65	CIII	$6g^3G - 5f^3F^0$	
8665,22			
9061,43	CI	$3p^3P - 3s^3P^0$	siehe Abb. 5.10
9062,46			
9078,27			
9088,50			
9094,82			
9111,79			
9231,12	CII	$5s^2S - 4p^2P^0$	
9236,82			
9260,80	OI	$3d^5D^0 - 3p^5P$	
9260,84			
9269,93			
9262,67			
9265,93			
9266,00			
9405,73	CI	$3p^1D - 3s^1P^0$	
9603,03	CI	$3p^3S - 3s^3P^0$	
9620,43			
9658,43			
9903,46	CII	$5g^2G - 4f^2F^0$	
10123,61	HeII	$5g^2G - 4f^2F^0$	
10829,09	HeI	$2p^3P^0 - 2s^3S$	
10830,24			
10830,34			

Tabelle 5.1: Tabelle identifizierter Linien mit Wellenlängenangaben nach [Str]

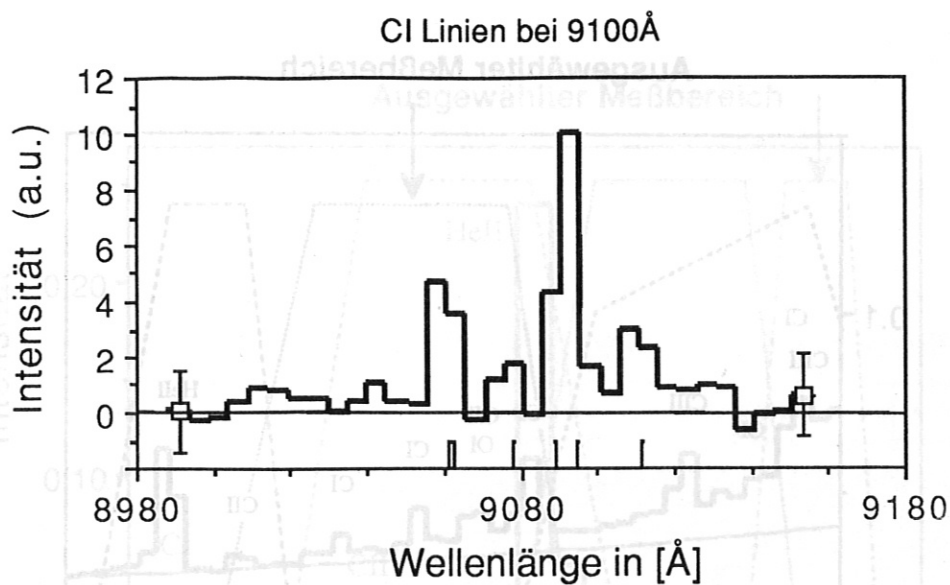


Abbildung 5.10: CI-Linienstrahlung bei 9100Å

Bei folgenden Wellenlängen wurden Linien gemessen, die in der Literatur [Str] nicht aufgeführt sind oder nicht eindeutig einem Element zuzuordnen sind:

Wellenlänge in [Å]

8281±3

8790±3

8870±3

5.3 Folgerungen für die Auswahl von Meßkanälen der Plasmalichtmessung

Anhand der gemessenen Spektren (Abb. 5.7 und Abb. 5.8 auf S. 50) kann man aus den Filtern der Plasmalichtmessung (s. Abb. 3.7 auf S. 30) diejenige Kombination auswählen, die den kleinsten Linienstrahlungsanteil aufweist.

Abb. 5.11 zeigt das entlang des Sehstrahls $z = 7,8\text{cm}$ gemessene Spektrum und die entsprechenden Filterdurchlaßkurven der Plasmalichtmessung. Die Filter bei 9500Å weisen den geringsten Linienstrahlungsanteil auf. Sie wurden deshalb für alle 14 Meßkanäle, deren Sehstrahlen zwischen $z = 20\text{cm}$ und $z = -31\text{cm}$ liegen, gewählt.

Entlang der Sehstrahlen $z = -34,6\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$ werden andere Filter benutzt. Der Abb. 5.12 ist das entlang des Sehstrahls $z = -38,1\text{cm}$ gewonnene Spektrum zu entnehmen. Aus den ebenfalls eingezeichneten Filterkurven der Plasmalichtmessung ergibt sich, daß der Bereich bei 10450Å den geringsten Linienstrahlungsanteil aufweist. Dieser Bereich wurde deshalb für die Sehstrahlen $z = -34,6\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$ gewählt.

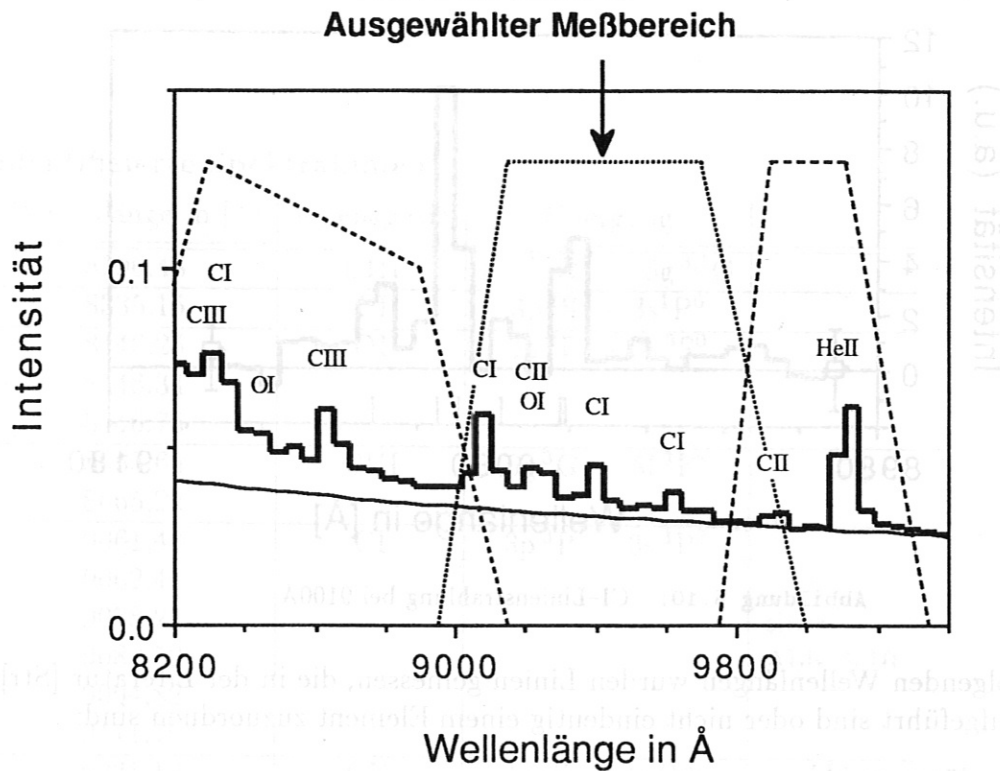


Abbildung 5.11: Plasmainnenbereich: Spektrum mit Filterdurchlaßkurven der Plasmalichtmessung entlang des Sehstrahls $z = 7,8\text{cm}$

Folgende 16 Meßkanäle weisen den geringsten Linienstrahlungseinfluß auf:

- 14 Meßkanäle mit den Sehstrahlen von $z = 19,2\text{cm}$ bis -31cm ; spektraler Empfindlichkeitsbereich um 9500Å
- 2 Meßkanäle mit den Sehstrahlen $z = -34,6\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$, spektraler Empfindlichkeitsbereich um 10450Å

Beide Aufnahmen (Abb. 5.11 und Abb. 5.12) wurden in je einer Entladung gemacht. Der Anteil der Linienstrahlung an der gesamten Plasmastrahlung liegt in beiden Fällen bei etwa 20%. Im folgenden wird diskutiert, wie insbesondere in dem 14 Meßkanäle betreffenden Spektralbereich um 9500Å sich das Spektrum während einer Entladung verändert.

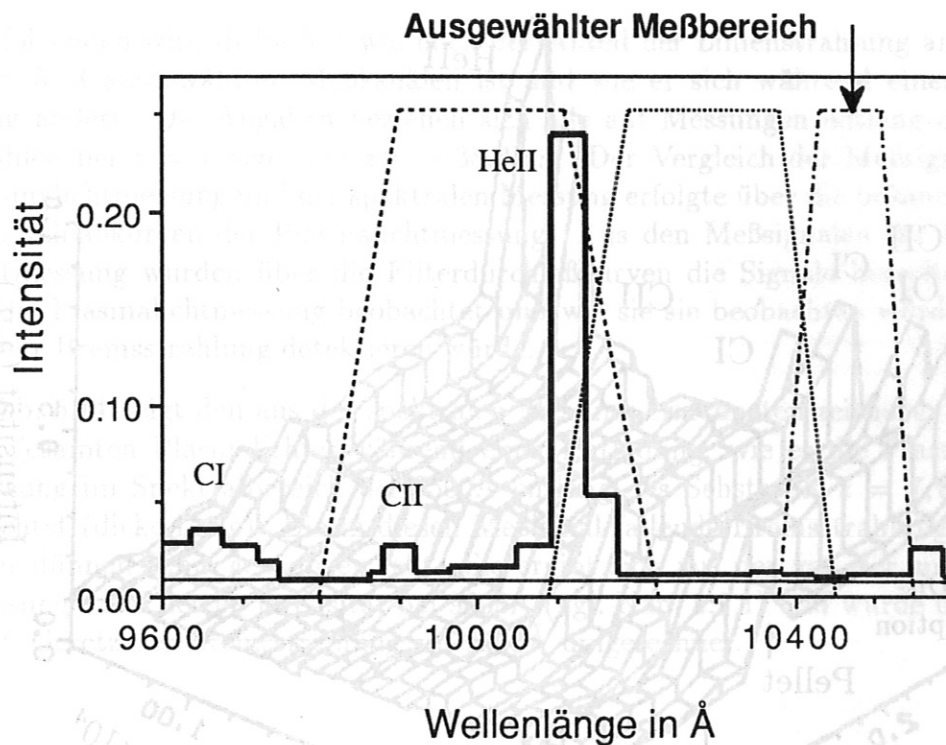


Abbildung 5.12: Plasmarand: Spektrum mit eingezeichneten Empfindlichkeitsverläufen der Meßbereiche der Plasmalichtmessung entlang des Sehstrahls $z = -38,1 \text{ cm}$.

5.4 Zeitliche Veränderungen eines Spektrums während einer Entladung

Abb. 5.13 zeigt den zeitlichen Verlauf des Spektrums während einer Plasmaentladung im Bereich von 9000 \AA bis 10300 \AA .

Ab $1,2 \text{ s}$ ist ein Ansteigen der Linienstrahlung erkennbar. Dies bedeutet, daß sich der Zufluß von Verunreinigungen in das Plasma erhöht haben muß. Zeitlich fällt der Anstieg mit der Injektion schneller Neutralteilchen (NI), die das Plasma heizen, zusammen. Zusatzheizungen, also Heizungen zusätzlich zu der induktiven ohmschen Heizung, bewirken im allgemeinen eine Erhöhung der Erosionsrate der Plasmawand und der Divertorplatten⁵ [RoJ]. Die Hauptprozesse der Verunreinigungsproduktion sind die Desorption an der Wand absorbierter bzw. adsorbierter Verunreinigungen und das Herausschlagen von Teilchen aus der Wand (engl.: "sputtering") durch aufprallende Ionen und durch Ladungsaustauschneutrale. Alle diese Vorgänge bewirken eine starke Erhöhung des Flusses von Verunreini-

⁵Die Divertorplatten liegen außerhalb der zentralen Plasmakammer. Sie dienen als Prallplatten für Verunreinigungen, die durch eine spezielle Magnetfeldkonfiguration in die Divertorkammer geleitet werden.

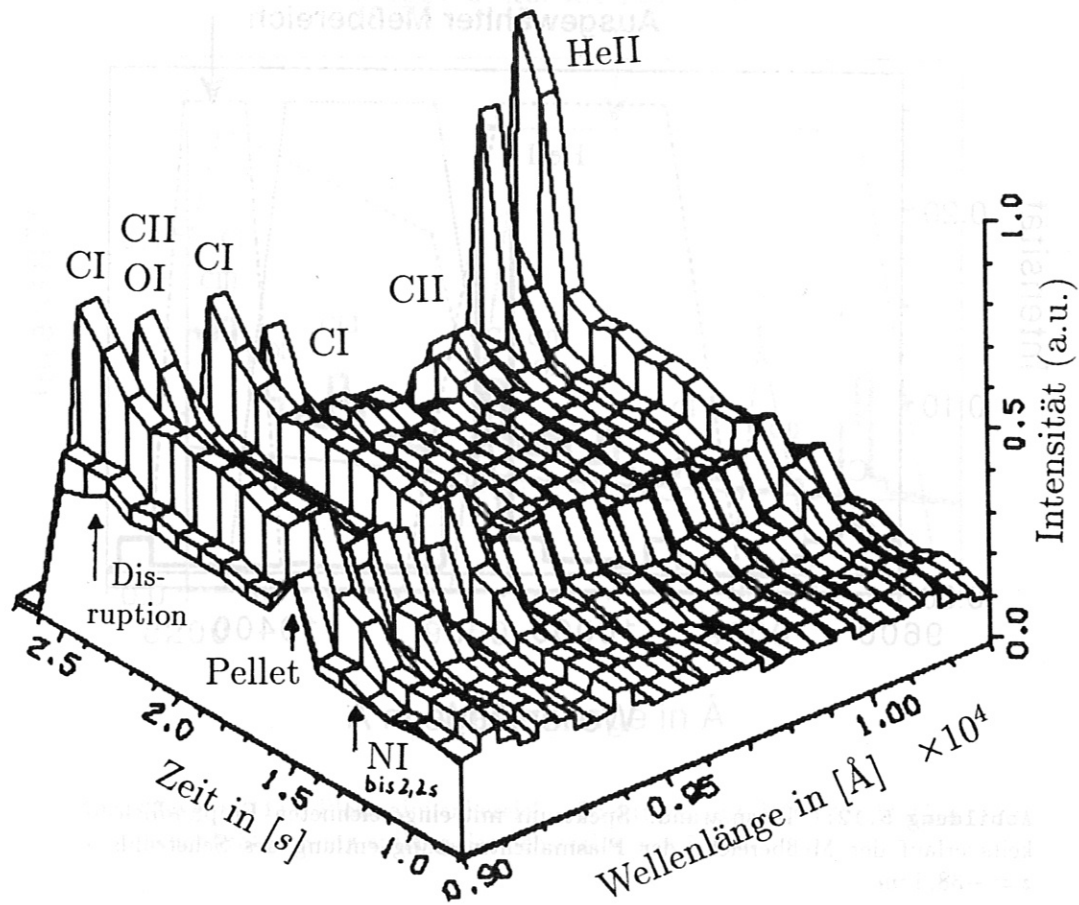


Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf des Spektrums einer Plasmaentladung im Bereich 9000\AA bis 10300\AA am Ort $z = 7,8\text{cm}$

gungen in das Plasma. Dies führt zu einer Verstärkung der Linienstrahlung.

Bei $1,4\text{s}$ fällt ein Intensitätsanstieg über der ganzen beobachteten Spektralbereich auf. Dieser Intensitätsanstieg ist auf den Einschub von Wasserstoffpellets zurückzuführen. Diese bewirken eine Erhöhung der Wasserstoff- und Elektrodendichte des Plasmas, was wiederum zu einer Erhöhung der Bremsstrahlung führt.

In der Disruptionsphase ($t > 2,3\text{s}$) ist ein starker Anstieg der Linienstrahlung erkennbar. Dies ist auf den direkten Plasma-Wandkontakt in dieser Phase und der damit verbundenen erhöhten Verunreinigungsproduktion zurückzuführen. Nur in dieser Phase treten Linien auf, die während der Entladung nicht zu beobachten sind.

5.5 Prozentualer Linienanteil

Im folgenden wird diskutiert wie hoch der Anteil der Linienstrahlung an den in Kap. 5. 3 ausgewählten Meßkanälen ist und wie er sich während einer Entladung ändert. Die Angaben beziehen sich alle auf Messungen entlang der Sehstrahlen bei $z = 7,8\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$. Der Vergleich der Meßsignale der Plasmalichtmessung und der spektralen Messung erfolgte über die bekannten Filterdurchlaßkurven der Plasmalichtmessung. Aus den Meßsignalen der Plasmalichtmessung wurden über die Filterdurchlaßkurven die Signale berechnet, wie sie die Plasmalichtmessung beobachtet und wie sie sie beobachten würde, wenn sie nur Bremsstrahlung detektieren würde.

Abb. 5.14 zeigt den aus der spektralen Messung errechneten zeitlichen Verlauf des gesamten Plasmalichtes während einer Entladung, wie es die Plasmalichtmessung im Spektralbereich bei 9500\AA entlang des Sehstrahls $z = 7,8\text{cm}$ beobachtet (dicke Linie). Die in diesen Meßkanal fallende Bremsstrahlung ist mit einer dünnen Linie gekennzeichnet. Sie ergibt sich aus der von der spektralen Messung detektierten Intensität bei 9800\AA (vgl. Kap. 5.2.1) und wurde über das $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung auf 9500\AA umgerechnet.

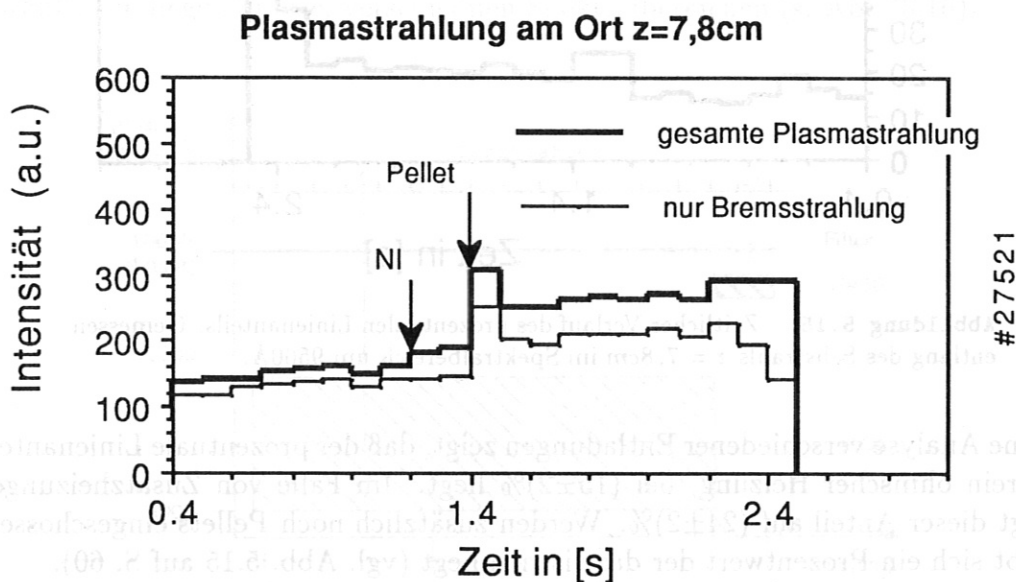


Abbildung 5.14: Aus der spektralen Messung errechnete zeitliche Verlauf des Plasmalichtes, wie es die Plasmalichtmessung entlang des Sehstrahls $z = 7,8\text{cm}$ bei 9500\AA beobachtet (dicke Linie) und der Anteil der Bremsstrahlung (dünne Linie) an diesem Licht.

In dem Spektralbereich bei 9500\AA wurden nur Kohlenstoff- und Sauerstofflinien

nachgewiesen. Dies bedeutet, daß ein erhöhter Kohlenstoff- und Sauerstofffluß in das Plasma zu einer erhöhten, vom Plasmarand ausgehenden Linienstrahlung führt.

Innerhalb des Plasmas werden die Kohlenstoff und Sauerstoffatome aber nach wenigen cm ionisiert und führen so auch zu einer erhöhten Plasmabremstrahlung, denn Kohlenstoff und Sauerstoff tragen wesentlich zum Z_{eff} -Wert bei.

Aus beiden Kurven in Abb. 5.14 läßt sich der prozentuale Anteil der Linienstrahlung an der, von der Plasmalichtmessung erfaßten gesamten Plasmastrahlung errechnen. Das Ergebnis zeigt Abbildung Abb. 5.15 auf S. 60. Der prozentuale Anteil bewegt sich demnach während der Entladung zwischen 14% und 24% und steigt erst in der Disruptionsphase aus den im vorigen Abschnitt erläuterten Gründen stark an.

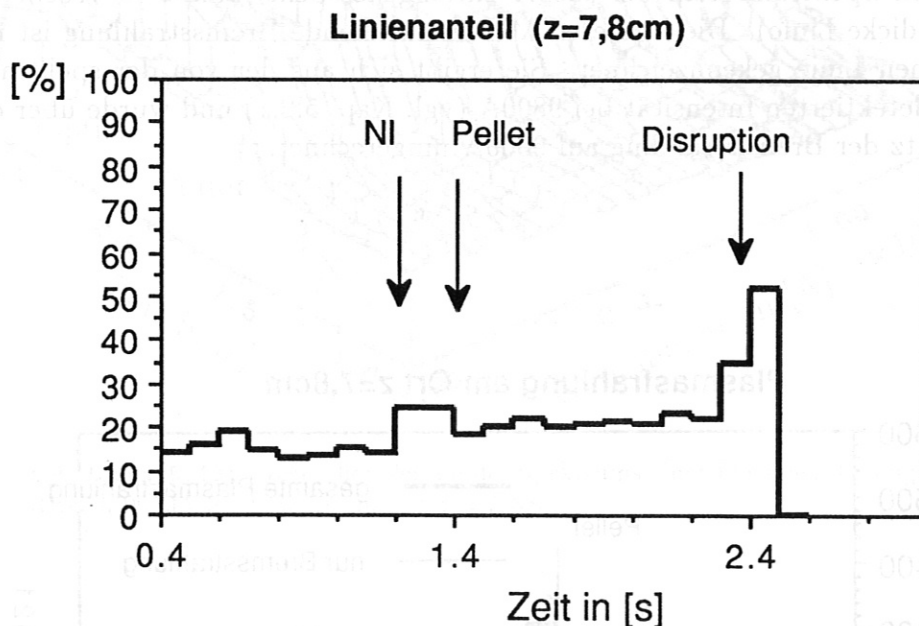


Abbildung 5.15: Zeitlicher Verlauf des prozentualen Linienanteils. Gemessen entlang des Sehstrahls $z = 7,8cm$ im Spektralbereich um 9500\AA .

Eine Analyse verschiedener Entladungen zeigt, daß der prozentuale Linienanteil, bei rein ohmscher Heizung, bei $(15\pm 2)\%$ liegt. Im Falle von Zusatzheizungen steigt dieser Anteil auf $(24\pm 2)\%$. Werden zusätzlich noch Pellets eingeschossen, ergibt sich ein Prozentwert der dazwischen liegt (vgl. Abb. 5.15 auf S. 60).

Ein analoges Ergebnis zeigte sich entlang des Sehstrahls $z = -38,1cm$ für die Plasmalichtmessung im Spektralbereich um 10450\AA . Der prozentuale Linienanteil liegt hier bei $(20\pm 5)\%$.

Der Linienstrahlungsanteil liegt in den ausgewählten Meßbereichen der Plasmalichtmessung entlang der Sehstrahlen $z = 7,8cm$ und $z = -38,1cm$ während einer Entladung bei ca. $(20\pm 5)\%$.

5.6 Meßfehler

Die im vorangegangenen gezeigten Spektren weisen, falls nicht anders angegeben, einen prozentualen Fehler kleiner als 5% auf. Der Fehler wurde durch eine Dunkelmessung nach der Plasmaentladung bestimmt. Der Fehler nimmt jedoch ab ca. 10600\AA mit zunehmender Wellenlänge stark zu, da die Empfindlichkeit des Diodenarrays nahezu exponentiell abnimmt. Der sich in diesem Bereich ergebende Fehler wurde, soweit als notwendig erachtet, in Form eines Fehlerbalkens angegeben. Die Ursache der Fehler liegt im Detektorrauschen und im Verstärkerrauschen. Äußere Einflüsse, wie Falschlicht und elektromagnetische Felder, wurden durch Abdunkeln bzw. Metallabschirmungen minimiert.

5.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der spektrale Bereich bei 10000\AA kann als einziger entlang aller 16 Sehstrahlen von der Plasmalichtmessung gemessen werden. Dieser Bereich ist aber wegen massiver Helium-Linienstrahlung ungeeignet (Kap. 5. 1).

Es wurde festgestellt, daß bei 9800\AA in einem etwa 100\AA breiten Bereich vom Plasma überwiegend Bremsstrahlung emittiert wird. Dies ermöglicht eine Beurteilung der Linienstrahlungsanteile sämtlicher Meßkanäle der Plasmalichtmessung. Es wurden die Meßkanäle mit den geringsten Linienstrahlungsanteil ausgewählt. Sie liegen in zwei verschiedenen Spektralbereichen (s. Abb. 5.16).

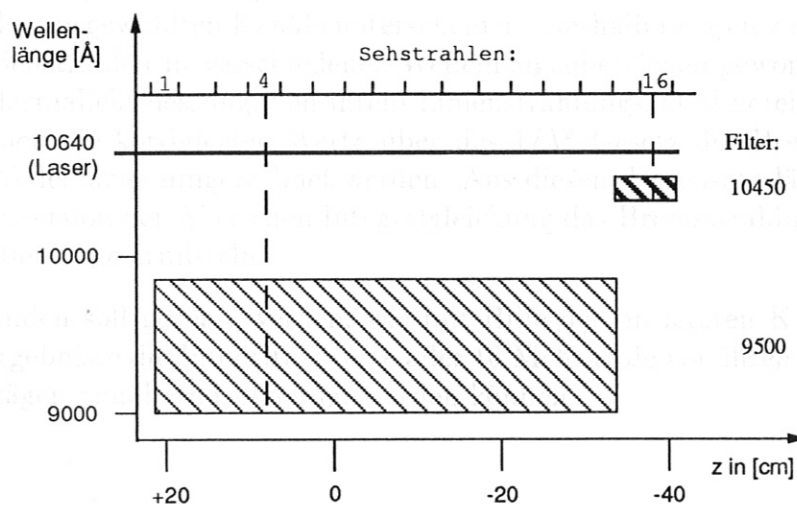


Abbildung 5.16: Schema der spektralen Empfindlichkeitsbereiche der ausgewählten Meßkanäle der Plasmalichtmessung

Die spektrale Messung erfolgte entlang zweier Sehstrahlen ($z = 7,8\text{cm}$ und $z = -38,1\text{cm}$). Für die entsprechenden, ausgewählten Meßkanäle der Plasma-

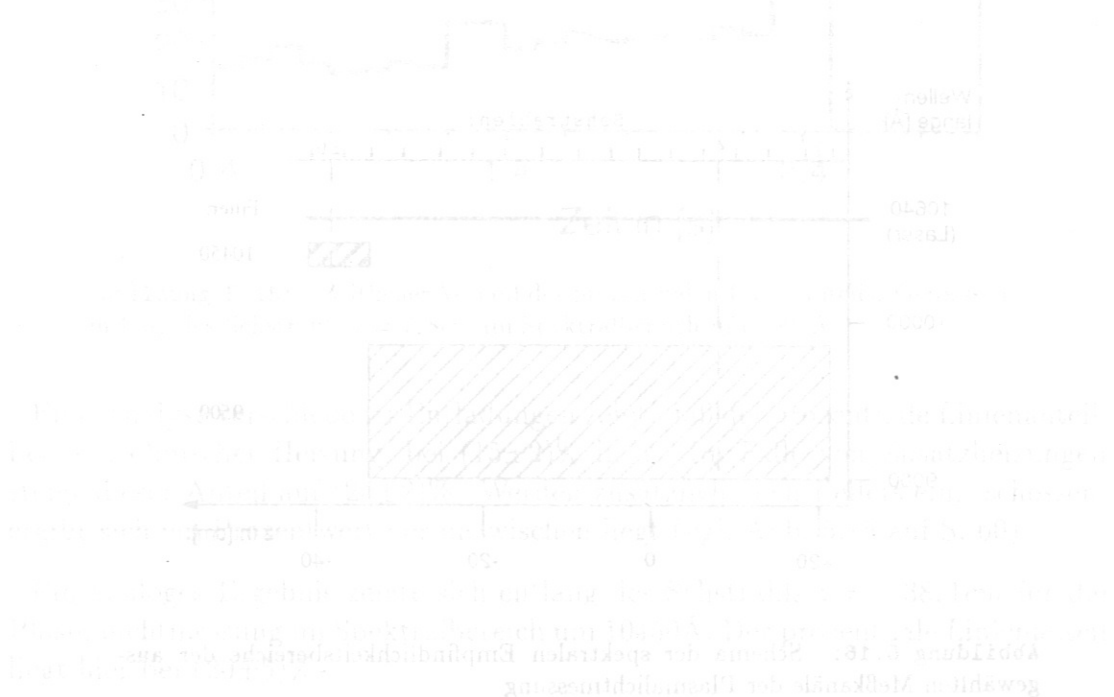
lichtmessung konnte der Linienstrahlungsanteil auf ca. $20\% \pm 5\%$ quantifiziert werden. Die Linienstrahlung hat ihren Ursprung in einer dünnen Schicht ($< 3\text{cm}$) am Plasmarand bei etwa $r \approx 42\text{cm}$.

Neben der Auswahl linienarmer Meßkanäle kann man aus den oben dargestellten Ergebnissen noch weitergehende Schlüsse ziehen, die eine näherungsweise Korrektur des noch verbleibenden Linieneinflusses auf die Plasmalichtmessung erlauben. Aus den korrigierten Daten der Plasmalichtmessung wird schließlich Z_{eff} bestimmt.

5.7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Der spektrale Bereich bei 6000Å kann als einziger entlang aller 16 Meßkanäle von der Plasmalichtmessung gemessen werden. Dieser Bereich ist als Region massiver Helium-Linienstrahlung ausgezeichnet (Bild 5.1).

Es wurde festgestellt, daß bei 2500Å in einem etwa 100Å breiten Bereich ein Plasmaübergang zur Strahlung emittiert wird. Dies ermöglicht eine Unterteilung der Linienstrahlung in zwei Bereiche: die Strahlung des Plasmas und die Strahlung der He II-Linien. Es wurden die He II-Linien mit den gemessenen Linienstrahlungsanteilen gewichtet. Die beiden so erhaltenen Spektren sind in Bild 5.2 dargestellt.



Die spektrale Messung erfolgte entlang zweier Meßkanäle ($\lambda = 6000\text{Å}$ und $\lambda = 2500\text{Å}$) für die entsprechenden ausgewählten Meßkanäle der Plasma-

Kapitel 6

Bestimmung von Z_{eff} aus der Plasmabremstrahlung

Das Plasmalicht wird entlang der 16 Sehstrahlen in jeweils drei verschiedenen Spektralbereichen gemessen (Kap. 3. 2. 2). Es wurde von diesen drei Bereichen jeweils derjenige mit dem geringsten Linienstrahlungsanteil ausgewählt (Kap. 5. 3). Würde es sich dabei in allen 16 Fällen um den selben Spektralbereich handeln, so würde ein aus den Meßwerten gewonnenes radiales Emissionsprofil nur am Plasmarand nicht mit dem Plasmabremstrahlungsprofil übereinstimmen, da die Linienstrahlung vom Plasmarand emittiert wird ¹.

Entlang der 16 Sehstrahlen kann nur ein einziger Wellenlängenbereich durchgehend beobachtet werden (vgl. Abb. 3.7 auf S. 30). Dieser ist aber für eine Z_{eff} -Bestimmung ungeeignet (Kap. 5. 1); was zur Folge hat, daß sich die Wellenlängenbereiche der ausgewählten Kanäle unterscheiden. Deshalb müssen zuerst die, entlang der Sehstrahlen in verschiedenen Wellenlängenbereichen gewonnenen Meßdaten der Plasmalichtmessung, von ihrem Linienstrahlungsanteil bereinigt werden, dann können die korrigierten Werte über das $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung auf eine Wellenlänge umgerechnet werden. Aus diesem Datensatz läßt sich dann über die Inversion der Abelschen Integralgleichung das Bremsstrahlungsprofil bei dieser Wellenlänge ermitteln.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie mit Hilfe der im letzten Kapitel dargestellten Ergebnisse die Intensitätswerte aller 16 Meßkanäle von ihren Linienstrahlungsbeiträgen annähernd bereinigt werden können.

¹Hierbei ist allerdings vorauszusetzen, daß die vom Plasmarand emittierte Linienstrahlungsintensität kleiner ist, als die vom Plasmazentrum emittierte Bremsstrahlungsintensität, da sonst die Fehler bei der Bestimmung eines radialen Emissionsprofils zu groß werden.

6.1 Bremsstrahlungsprofil

6.1.1 Voraussetzungen

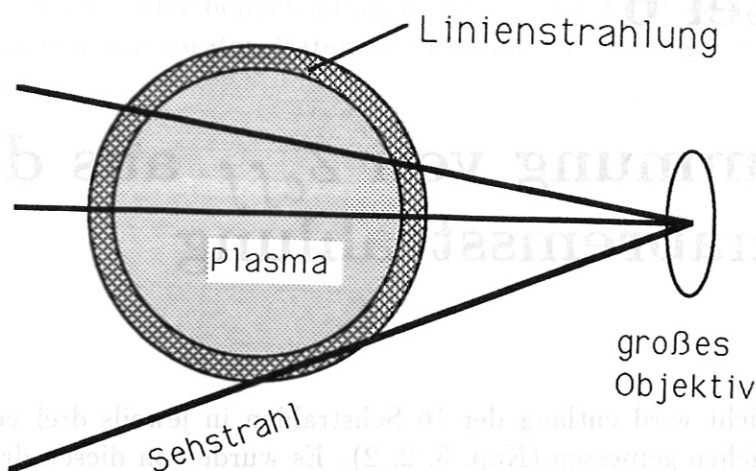


Abbildung 6.1: Skizze zur Erklärung der Linienanteile unter Voraussetzung der Rotationssymmetrie. Schematisch eingezeichnet sind die Sehstrahlen der Plasmalichtmessung. Entlang eines Sehstrahls wird Licht aus einem Plasmabereich von mindestens 4cm Durchmesser gesammelt.

Unter folgenden Voraussetzungen kann man die Daten der Plasmalichtmessung korrigieren:

1. Die Quelle der Linienstrahlung kann in den ausgewählten Meßbereichen als homogen strahlender, dünner, das Plasma umschließender Kreisring behandelt werden.
2. Der prozentuale Linienanteil an der gemessenen Plasmastrahlung ist in den ausgewählten spektralen Meßbereichen während einer Entladung annähernd konstant und unabhängig von den Plasmaparametern.

Zu 1. In Kapitel 5. 2 wurde festgestellt, daß die Linienstrahlung (Kohlenstoff und Sauerstoff) aus einer dünnen Schicht ($< 3\text{cm}$) am Plasmarand ($r \approx 42\text{cm}$) emittiert wird.

Die identifizierten CII Ionen bewegen sich entlang der Magnetfeldlinien und sind deshalb rotationssymmetrisch verteilt. Die entlang zweier Sehstrahlen ($z = -38,1\text{cm}$: Plasmarand unten und $z = 7,8\text{cm}$: obere Plasmahälfte) gemessenen Intensitäten der Linienstrahlung neutraler Atome (CI, OI) schließen auch für diese eine rotationssymmetrische Verteilung nicht aus.

Zu 2. Der Anteil der Linienstrahlung an der Gesamtplasmastrahlung beträgt entlang der untersuchten Sehstrahlen $(20 \pm 5)\%$ (Kap. 5. 5). Dies bedeutet,

daß der Anteil der Bremsstrahlung bei $(80 \pm 5)\%$ liegt. Zieht man demnach einen konstanten Wert von 20% ab, so ergibt sich ein durch die Schwankungen des Linienstrahlungsanteils bedingter Fehler von ca. 5%.

6.1.2 Korrektur

Geht man analog zu den Ergebnissen in Kap. 5.2.2 von einem homogen leuchtenden, das Plasma umschließenden Kreisring mit einem Radius von $r = 42\text{cm}$ und einer Dicke von $d = 2\text{cm}$ aus, so kann man sich aus der Geometrie der optischen Meßanordnung der Plasmastrahlungsdiagnostik errechnen, an welchem Ort wieviel Intensität der Linienstrahlung beobachtet wird (s. Abb. 6.1).

Das Ergebnis dieser Rechnung zeigt Abb. 6.2. Die Intensität bei $z = 7,8\text{cm}$ wurde willkürlich 1 gesetzt. Es zeigte sich, daß der errechnete Intensitätsverlauf (für $r < 35\text{cm}$) nicht sensitiv auf kleine Veränderungen der Kreisringdicke und -lage von ein bis zwei cm reagiert.

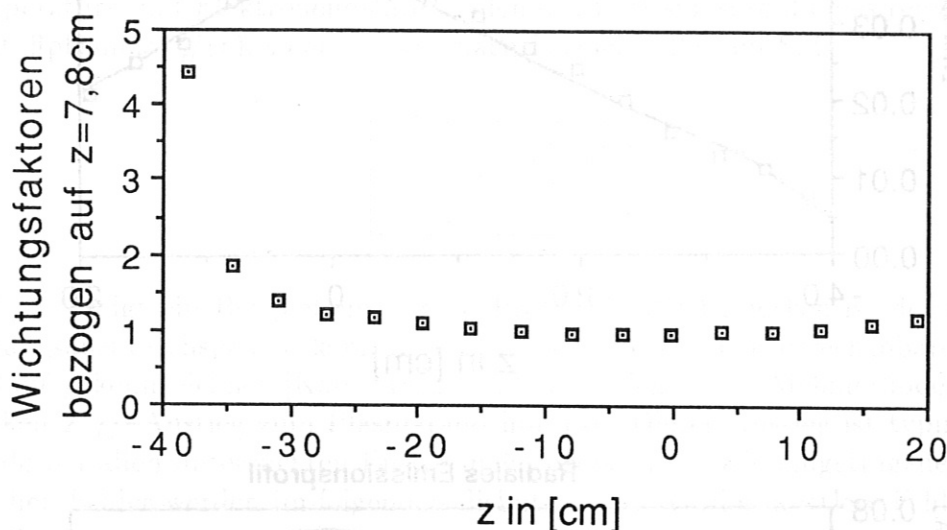


Abbildung 6.2: Errechneter Intensitätsverlauf der entlang der Sehstrahlen in einem Wellenlängenbereich gemessenen Linienstrahlung.

Mit Hilfe der in Abb. 6.2 gezeigten Wichtungsfunktion ist es möglich, die im folgenden beschriebene Korrektur an allen 16 Plasmastrahlungswerten $PI(z_i)$ der spektral breitbandigen Plasmastrahlungsmessung vorzunehmen.

Der Anteil der Linienstrahlung im Wellenlängenbereich um 9500\AA beträgt im Mittel 20% des entlang des Sehstrahls bei $z = 7,8\text{cm}$ gemessenen Signals. Dieser Wert, multipliziert mit dem jeweiligen Wichtungsfaktor (s. Abb. 6.2), wird von allen 14 im Bereich um 9500\AA gewonnenen Signalen abgezogen (betrifft die 14 Sehstrahlen von $z = 20\text{cm}$ bis $z = -31,0$). Entlang des Sehstrahls bei $z = -38,1\text{cm}$ wurde für den Wellenlängenbereich um 10450\AA ein Anteil von 20% bestimmt. Dieser Wert multipliziert mit $1,8/4,5$ (vgl. Abb. 6.2) wird vom, im

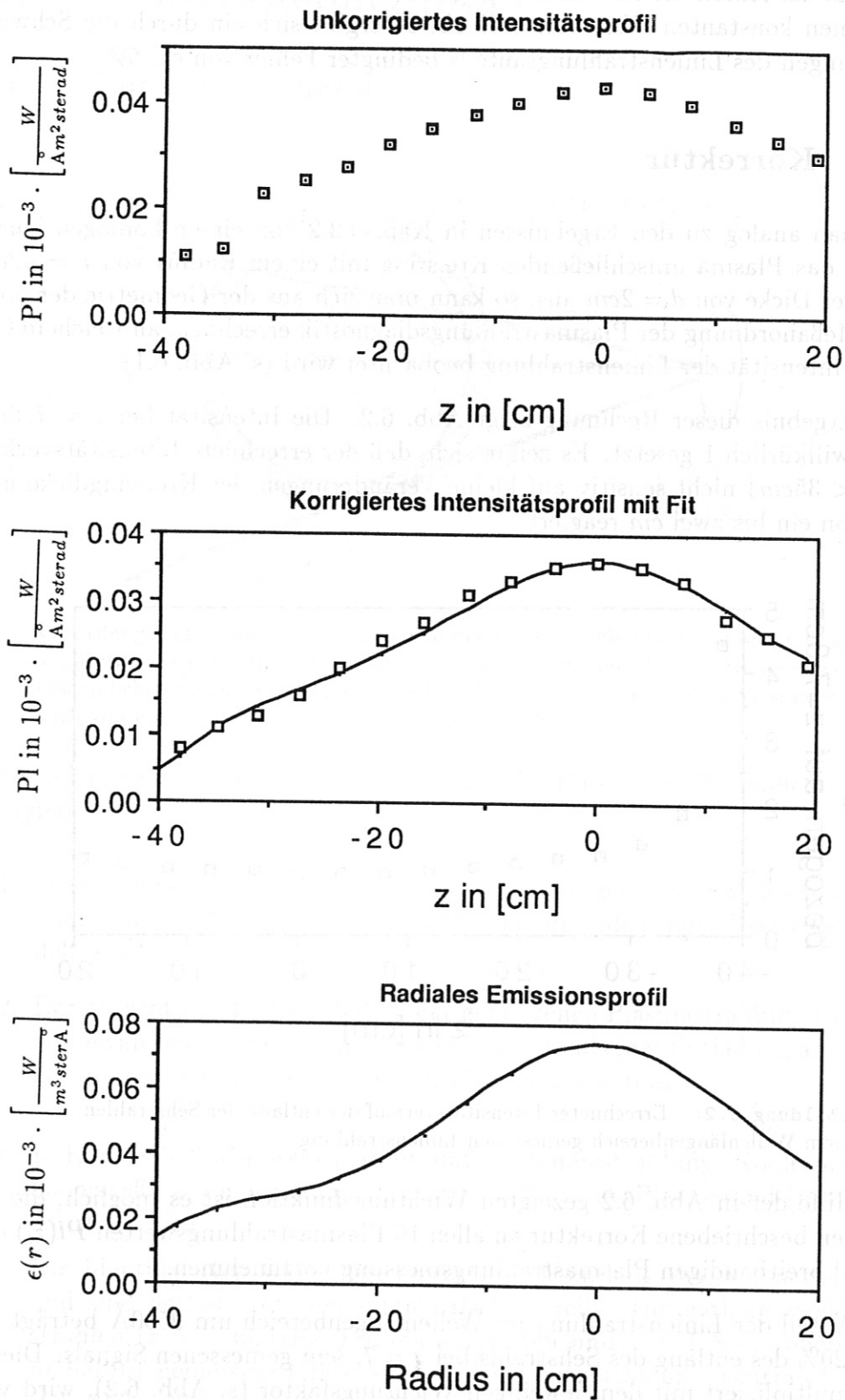


Abbildung 6.3: Schrittweise Bestimmung des Bremsstrahlungsemissionsprofils

gleichen Wellenlängenbereich gewonnenen, Plasmalichtsignal bei $z = -34,5\text{cm}$ abgezogen.

Die korrigierten Intensitätswerte der beiden Spektralbereiche werden über das $1/\lambda^2$ -Gesetz der Bremsstrahlung auf die Wellenlänge 9500\AA umgerechnet. Abb. 6.3 zeigt oben ein unkorrigiertes Pl - bzw. Intensitätsprofil (ebenfalls alle Werte über $1/\lambda^2$ auf 9500\AA umgerechnet). In der Mitte ist das korrigierte Profil zusammen mit der Fitfunktion abgebildet, aus der sich dann durch Inversion der Abelschen Integralgleichung (vgl. Kap. 3. 2) das unten abgebildete, radiale Emissionsprofil der Bremsstrahlung ergibt. Die Fehler, die sich bei diesen Verfahren durch die angenommene Konstanz des Linienstrahlungsanteils für Z_{eff} ergeben, werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.2 Berechnung von Z_{eff}

Bestimmt man aus den durch die Thomson-Streuung gemessenen Elektronentemperatur- und Elektronendichteprofilen das Emissionsprofil eines reinen Wasserstoffplasmas $\epsilon_H^{ff}(r)$, so ergibt sich nach Formel (2.20) auf S. 9:

$$Z_{eff}(r) = \frac{\epsilon^{ff}(r)}{\epsilon_H^{ff}(r)} \quad (6.1)$$

Abb. 6.4 zeigt ein Beispiel eines Z_{eff} -Profils². Mit Dreiecken ist der aus der Ladungsaustauschspektroskopie unter gewissen Annahmen errechenbare Z_{eff} -Verlauf gekennzeichnet [Kal]. Insbesondere stellen beide Meßmethoden einen starken Z_{eff} -Anstieg zum Plasmarand hin fest. Dieser Anstieg ist typisch und wurde bei allen untersuchten Entladungen beobachtet. Die eingetragenen statistischen Fehler werden im folgenden diskutiert. Es wurden mittlere Fehlerwerte gewählt.

6.2.1 Fehlerquellen

6.2.1.1 Statistische Fehler

Die Fehlerquellenlassen in der Z_{eff} -Bestimmung lassen sich wie aus Gl. (6.1) ersichtlich in zwei Gruppen teilen, in die der Laserstreuung und in die der Plasmastrahlung. Um die in diesen Diagnostiken begründeten statistischen Fehler in Z_{eff} quantitativ beurteilen zu können, wurden zeitlich stabile Entladungen (zeitlich konstanter Temperatur- und Dichteverlauf) untersucht. Es zeigten sich folgende statistische Fehler in Z_{eff} :

²Counter NI mit H^0 -Injektion

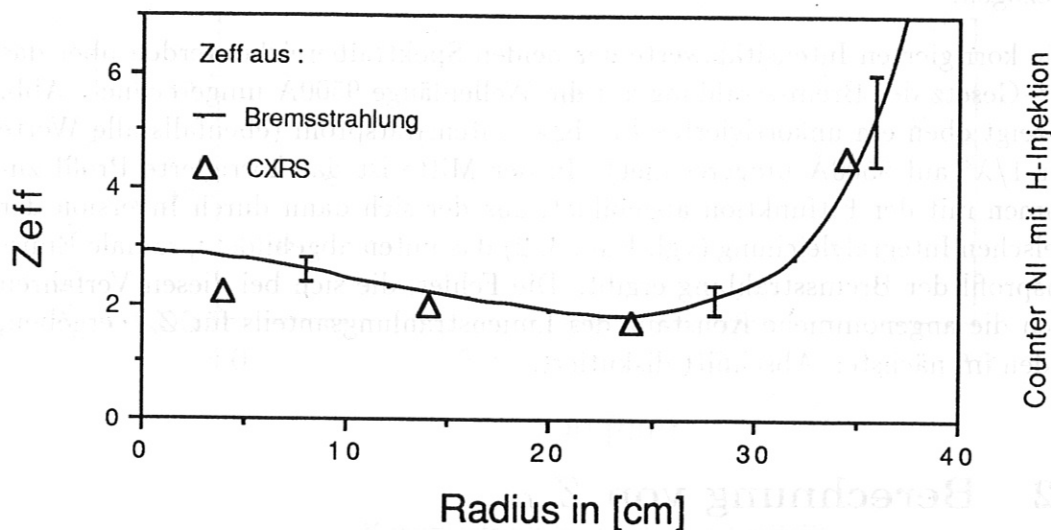


Abbildung 6.4: Berechnetes Z_{eff} -Profil

Radius	Fehler in Z_{eff}
< 20cm	5% bis 10%
20cm bis 30cm	10% bis 15%
> 30cm	15% bis 25%

Es zeigt sich, daß der statistische Fehler nahezu ausschließlich durch den Fehler in der Dichtemessung bestimmt wird ($Z_{eff} \propto e^{ff}/n_e^2$). Dieser wird mit zunehmender Dichte und damit zunehmendem Streusignal kleiner [RSS] (Schrotrauschen).

Durch zeitliche Mittelung können diese Fehler bei stabilen Entladungen reduziert werden.

6.2.1.2 Systematische Fehler durch nicht konstanten Linienanteil

Bei dem in Kapitel 6. 1 behandelten Korrekturverfahren wird von einem konstanten Linienanteil ausgegangen. Dies ist nur näherungsweise gegeben. Bei einer Reihe von Entladungen erfolgten spektrale Messungen, die es erlaubten den Linienanteil zu jedem Zeitpunkt zu bestimmen. Eine Untersuchung dieser Entladungen ermöglicht es, die Obergrenzen des systematischen Fehlers anzugeben, der durch einen konstant angenommenen Linienanteil verursacht wird:

Radius[cm]	Fehler in Z_{eff}
< 10	< 1%
10 bis 20	< 5%
20 bis 30	< 10%
> 30	≈ 15%

Der Anstieg des Fehlers zum Plasmarand hin hat seine Ursache im wesentlichen

darin, daß die Linienstrahlung vom Plasmarand emittiert wird.

Die angegebenen Fehler können durch Annahme eines konstanten Anteils von 15% bei rein Ohmscher Phase der Entladung und von 24% für die Phase der Entladung bei der Zusatzheizung erfolgt, um mehr als die Hälfte reduziert werden.

6.2.1.3 Plasmarandbereich

Der Abfall der Plasmalichtintensität für $z > 40\text{cm}$ ist durch Messungen bei vertikal verschobenen Plasmen gesichert. Finden keine Verschiebungen statt, muß über den genauen Intensitätsverlauf der Strahlung im Bereich $z > 40\text{cm}$ eine Annahme gemacht werden. Variationen dieses Verlaufs zeigen, daß der Emissionskoeffizient für $r < 35\text{cm}$ davon unbeeinflusst bleibt.

In diesem Bereich ($r < 35\text{cm}$) wird der Emissionskoeffizient auch nicht durch eventuell vom Plasmarand ($r \geq 40\text{cm}$) ausgehende Molekülstrahlung beeinflusst. Diese Strahlung verfälscht, falls vorhanden, auf Grund der groben räumlichen Auflösung der Plasmalichtmessung von ca. 4cm den Emissionskoeffizienten vom Plasmarand ausgehend bis maximal 35cm . Messungen der Molekülstrahlung mit dem Ziel Z_{eff} auch im Plasmarandbereich gesichert zu bestimmen, sind am AS-DEX geplant [Beh].

Der Wert von Z_{eff} ist im Rahmen der hier diskutierten Fehler im Bereich $r < 35\text{cm}$ als gesichert anzusehen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Am ASDEX ist eine Thomson-Streuapparatur vorhanden, die das Streulicht des Lasers ($\lambda = 10640\text{\AA}$) im nahen Infrarot mißt. Diese Apparatur kann auch, wie erstmalig am ASDEX gezeigt wurde, zur Analyse des Plasmalichtes verwendet werden, mit dem Ziel Z_{eff} zu bestimmen. Dazu muß aber sichergestellt werden, daß neben der Bremsstrahlung keine Fremdstrahlung wie Linien- und Rekombinationsstrahlung auftritt und die Z_{eff} -Messung verfälscht.

Ein Einfluß der Linienstrahlung auf die Messung konnte im Gegensatz zur Rekombinationsstrahlung theoretisch nicht ausgeschlossen werden. Es wurde deshalb eine spektral aufgelöste Messung durchgeführt. Die Ergebnisse ermöglichten es, von den verschiedenen spektralen Meßbereichen der Thomson-Streuapparatur, diejenigen, die den geringsten Anteil an Linienstrahlung aufweisen, auszuwählen.

Darüber hinaus erlaubten die Meßergebnisse ein Auswerteverfahren zu entwickeln, durch das dieser verbleibende Anteil berücksichtigt und damit ein radiales Profil des Bremsstrahlungsemissionskoeffizienten bestimmt werden kann. Aus diesem Profil und den Daten der Thomson-Streuanordnung wird Z_{eff} bestimmt. Der Fehler liegt im Plasmazentralbereich unter 10%. Die Z_{eff} -Profilformen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Ladungsaustauschspektroskopie.

Die Erfahrungen bzw. Ergebnisse dieser Arbeit wurden bei der Auslegung der Meßbereiche der neuen Thomson-Streuapparatur am ASDEX-Upgrade (Nachfolgeexperiment des ASDEX) berücksichtigt, um eine von Linienstrahlung ungestörte Z_{eff} -Messung vornehmen zu können.

Literaturverzeichnis

- [AtD] Atomic Data for controlled Fusion Research, VolumeIV: "Spectroscopic Data for Iron", National Bureau of Standards Washington D. C. , Controlled Fusion Atomic Data Center (1985)
- [ATP] Atomic Transition Probabilities, U. S. Department of Commerce, National Bureau of Standards
- [Beh] Behringer; IPF Stuttgart, private Mitteilung (1989)
- [Bes] Bessenrodt-Weberpals, M. ; Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, private Mitteilung (1989)
- [BS3] Bergmann;Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III: Optik, Walter de Gruyter, Berlin (1978)
- [Ebe] Eberhagen, A. : "Spectroscopy", Report No. Sr-3, Plasma Tech University Lubbock, Texas, (1973)
- [EbL] Eberhagen, A. ; Lünow,W.: „Tabellen zur Auswertung von Intensitätsmessungen an Wasserstoffplamen“, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1964)
- [Eng] Engelhardt, Dr. W. : „Spectroscopy in Fusion Plasmas“, *Diagnostics for fusion reactor conditions* Vol 1, 11. EUR 8351-IEN, CEC, Brussels (1982)
- [Fus] Fussmann, G., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, private Mitteilung (1989)
- [Gri] Griem,H.,R.: Plasma Spektroskopie, McGraw-Hill Book Company, New York (1964)
- [Gro] Stanley Bashkin;Stoner ,John, O. ,Jr. : Atomic Energy-Level and Grottrian Diagrams, North-Holland Publishing Company,Amsterdam (1978)
- [Hut] Hutchinson, J.,H.: Principles of Plasma Diagnostics, University Press, Cambridge (1987)
- [Kal] Kallenbach, A., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching private Mitteilung

- [KaL] Karzas, W.J.; Latter, R.: „Elektron Radiative Transitions in a Coulomb Field“, *Astrophys. J. Supp.* **6**, 167 (1961)
- [Kne] Kneubühl, F.: „Diffraction Grating Spectroscopy“, *Applied Optics* **8**, 505 (1969)
- [LL2] Landau, L.D.; Lifschitz, E., M.: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 2: Klassische Feldtheorie. Akademie-Verlag Berlin (1984)
- [LL4] Landau, L.D.; Lifschitz, E., M.: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 4: Quantenelektrodynamik. Akademie-Verlag, Berlin (1986)
- [Lot] Lotz, Wolfgang: „Electron Impact Ionisation Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium“, Report IPP 1/62 (1967)
- [PS1] Pinkau, K.; Schumacher, U.: „Kernfusion mit magnetisch eingeschlossenen Plasmen“, *Physik in unserer Zeit* **13**, 138 (1982)
- [PS2] Pinkau, K.; Schumacher, U.: „Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß“, *Physikalische Blätter* **45**, 41 (1989)
- [Reg] Van Regemorter, H., *Astrophys. J.*, **136** 906 (1962)
- [RoJ] Roth, J.; Janeschitz, G.: „Impurity production and transport in the divertor tokamak ASDEX“, *Nuclear Fusion* **29**, 6 (1989)
- [Röh] Röhr, H., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, private Mitteilung (1989)
- [RöS] Röhr, H.; Steuer, K. H.: „Measurement of Z_{eff} profiles from bremsstrahlung emission in the near infrared“, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, Nr. 8 (1988)
- [RSS] Röhr, H.; Steuer, K. -H.; Schramm, G.: „First High-Repetition-Rate For Fusion Plasmas“, *Nuclear Fusion* **22**, Nr. 8 (1982)
- [RSM] Röhr, H.; Steuer, K. -H.; Murmann, H.; Meisel, D.: „Periodische Vielkanal-Thomson-Streuung“, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1987)
- [Spi] Spitzer, L.: Physics of fully ionized Gases, Interscience Publishers, London (1962)
- [Str] Striganov, Sventitskii, Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, Moskau (1982)
- [Sum] Summers, H.P.: „Radiative Gauntfactors“, JET-P(86)06, JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxon., OX14 3EA, UK (1986)
- [Wes] Wesson, John: Tokamaks, Clarendon Press, Oxford (1987)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Pinkau danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. K. -H. Steuer für die Vergabe und Betreuung der Arbeit.

Herrn Dr. F. Wagner danke ich für die Möglichkeit die Messungen am Tokamak Experiment ASDEX durchführen zu können.

Herrn Dr. H. Röhr und Herrn Dr. K. -H. Steuer danke ich für zahlreiche nützliche Ratschläge und für viele Diskussionen, die in einer stets angenehmen Atmosphäre geführt wurden und im hohen Maße zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. W. Engelhardt danke ich für seine Unterstützung in theoretischen Fragen.

Bei Herrn Dr. B. Schweer aus Jülich möchte ich mich für das bereitgestellte Infrarotdetektorsystem bedanken.

Herrn H. Czich danke ich für die Hilfe beim Aufbau der Signalverarbeitungselektronik.

Bei Frau Dr. M. Bessenroth-Weberplas, Herrn Dr. G. Fussmann, Herrn Dr. J. V. Hofmann, Herrn Dr. A. Kallenbach, und Herrn Dr. H. Murmann möchte ich mich für die bereitwillig erteilten Auskünfte bedanken.

Dem ASDEX-Team danke ich für die angenehme Zusammenarbeit.

Bei Fräulein K. Maser möchte ich mich für das geduldige Korrekturlesen bedanken.æ