

**Untersuchung der Bremsstrahlung  
eines Fusionsplasmas  
im nahen Infrarot**

Wolfgang Junker

IPP 1/270  
Diplomarbeit  
Betreuer: Dr. K.-H. Steuer

Januar 1992



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**

# MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Abstract GARCHING BEI MÜNCHEN

## Untersuchung der Bremsstrahlung eines Fusionsplasmas im nahen Infrarot

Wolfgang Junker

Diplomarbeit

durchgeführt am  
Max - Planck - Institut für Plasmaphysik  
Garching b. München

Januar 1992

*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

In tokamak discharges the emission coefficient  $\epsilon_\lambda$  for bremsstrahlung in the near infrared wavelength region is proportional to  $Z_{eff}n_e^2/\sqrt{T_e}$ . Thus measuring  $\epsilon_\lambda$  allows the determination of  $Z_{eff}$ .

In order to find line-free regions in the near infrared where bremsstrahlung prevails, it is necessary to exclude the influence of line - radiation from the plasma edge. Recombination radiation in this wavelength region at temperatures above 100eV can be considered negligible.

The near infrared emission spectrum of ASDEX - Upgrade carbon-limiter discharges was investigated with a spectrometer (resolution:  $\delta\lambda = 1.3nm$ ). Line - free regions appropriate for bremsstrahlung measurement were identified.

Measurement of spatial emission profiles of near infrared bremsstrahlung is usually done by silicon avalanche - diodes. It is shown that an array of normal silicon - diodes operated in a charge-integration mode can provide emission profiles with reasonable time resolution (1.1ms) as well.

Because of the proportionality of  $\epsilon_\lambda$  to  $n_e^2/\sqrt{T_e}$  cold dense regions like marfes can be detected in this spectral region. Experimental observations of marfes by the silicon - diode - array are given.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Strahlung aus Plasmen</b>	<b>4</b>
2.1	Strahlung ungebundener Elektronen . . . . .	4
2.1.1	Bremsstrahlung . . . . .	4
2.1.2	Einfluß des Gauntfaktors . . . . .	6
2.1.3	Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl $Z_{eff}$ eines Ionengemisches . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Messung von Plasmastrahlungsspektren</b>	<b>11</b>
3.1	Ziel der Messung . . . . .	11
3.2	Experimentelle Anordnung . . . . .	12
3.2.1	Spektrometer . . . . .	12
3.2.2	Diodenarray . . . . .	13
3.2.3	Lichtleiter . . . . .	13
3.2.4	Geometrie am Torus . . . . .	15
3.2.5	Wellenlängenkalibrierung . . . . .	16
3.2.6	Absoluteichung . . . . .	16
3.2.7	Ergebnisse . . . . .	17
<b>4</b>	<b><math>Z_{eff}</math> aus den Strahlungsprofilen</b>	<b>21</b>
4.1	Magnetischer Einschluß . . . . .	21
4.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	22
4.2.1	Fehlerquellen . . . . .	22
4.3	Messung der Sehnenintensitäten . . . . .	24
4.3.1	Inversion der Abelschen Integralgleichung . . . . .	25
4.3.2	Bestimmung von $Z_{eff}$ . . . . .	26
4.3.3	Entfaltung bei nicht kreisförmigen Flußflächen . . . . .	27
4.3.4	Beispiel elongiertes Plasma . . . . .	28
4.4	Zeitverhalten der Plasmastrahlung . . . . .	29
4.4.1	Anomalien in Strahlungsprofilen . . . . .	29
4.4.2	Ausblick auf die Dichtesteuerung . . . . .	30

## 5 Zusammenfassung 32

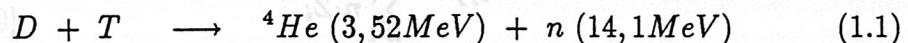
## Anhang

<b>A</b>	<b>Strahlung aus Plasmen</b>	<b>33</b>
A.1	Quantenmechanische Herleitung des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung . . . . .	33
A.2	Rekombinationsstrahlung . . . . .	35
A.3	Strahlung gebundener Elektronen . . . . .	37
A.3.1	Spektrallinien eines Ions . . . . .	37
A.3.2	Ladungszustände eines Elementes . . . . .	38
A.3.3	Neutrale Verunreinigungen . . . . .	39
A.4	Molekülstrahlung . . . . .	40
<b>B</b>	<b>Vergleich mit berechneten Profilen</b>	<b>41</b>
<b>C</b>	<b>Zur Absoluteichung</b>	<b>43</b>
<b>D</b>	<b>Rauschen</b>	<b>46</b>
<b>E</b>	<b>Störungen während Plasmaentladungen</b>	<b>49</b>
4.1	Magnetischer Einschluss . . . . .	49
4.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	50
4.2.1	Fehlerquellen . . . . .	50
4.3	Messung der Scheinrentenitäten . . . . .	51
4.3.1	Inversion der Abel'schen Integralgleichung . . . . .	51
4.3.2	Bestimmung von $Z_{eff}$ . . . . .	52
4.3.3	Entlastung bei nicht kreisförmigen Flussflächen . . . . .	52
4.3.4	Beispiel elongiertes Plasma . . . . .	52
4.4	Zeitverhalten der Plasmastrahlung . . . . .	53
4.4.1	Anomalien in Strahlungsprofilen . . . . .	53
4.4.2	Ausblick auf die Dichtesteuerung . . . . .	53

# Kapitel 1

## Einleitung

Unter den Fusionsreaktionen leichter Kerne wird die Reaktion



als die günstigste erachtet im Bestreben, nukleare Energiereserven nutzbar zu machen. Sie zeichnet sich aus durch den bei relativ geringen Temperaturen größten Reaktionsparameter  $\langle \sigma v \rangle$ , dem über eine Maxwellverteilung gemittelten Produkt aus Wirkungsquerschnitt  $\langle \sigma \rangle$  und Relativgeschwindigkeit  $v$  der Deuterium- und Tritiumkerne [1, 2].

Derzeit werden zwei Konzepte in der Fusionsforschung verfolgt: der Trägheitseinschluß, der hier nicht beschrieben werden soll, und der magnetische Plasmaeinschluß, der am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching untersucht wird.

Ziel der Fusionsforschung ist das Erreichen einer positiven Leistungsbilanz, d.h. die dem Produkt  $n^2 \langle \sigma v \rangle$  proportionale Energieerzeugungsrate ist größer als die Verluste ( $n = 2n_D = 2n_T$  ist die Teilchendichte).

Aus der Leistungsbilanz leitet sich eine notwendige Bedingung an das Produkt  $n\tau_E$  aus der Dichte  $n$  der Ionen und der Energieeinschlußzeit  $\tau_E$  des Plasmas ab [2]:  $n\tau_E \geq 1,6 \times 10^{20} \text{m}^{-3}\text{s}$  bei Temperaturen <sup>1</sup> von etwa  $15 \text{keV}$ . An diesen Wert kommt das derzeit größte Fusionsexperiment *JET* bis auf weniger als eine Größenordnung heran.

In einem gezündeten Plasma kompensiert die Heizleistung der erzeugten Heliumkerne die Verluste durch Teilchendiffusion, Wärmeleitung und elektromagnetische Strahlung. Die ungeladenen Neutronen verlassen das Plasma ohne bedeutende Energieverluste.

Da ein vollständiger magnetischer Einschluß nicht möglich ist, treffen Plasmateilchen auf die Wand des umgebenden Gefäßes. Dabei werden Teilchen aus der Gefäßwand geschlagen und gelangen so ins Plasma. Die Verunreinigung des Plasmas durch Fremdionen stellt eines der Hauptprobleme auf dem Weg zu

---

<sup>1</sup>Temperaturen werden in der Plasmaphysik in  $eV$  angegeben ( $1 eV = 11600 K$ )

einem Fusionsreaktor dar. In ihrer Anwesenheit steigen die Strahlungsverluste. Verunreinigungen, wozu auch das unvermeidliche Fusionsprodukt Helium zählt, verdünnen zudem das Deuterium - Tritium - Gemisch und senken so die Fusionsleistungsdichte [3, 4].

Ein Maß für die im Plasma vorhandenen Verunreinigungen ist die sogenannte effektive Ionenladungszahl:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{i \geq 1} n_i Z_i^2}{\sum_{i \geq 1} n_i Z_i}, \quad (1.2)$$

die den Einfluß verschiedener Ionen der Ladung  $Z_i$  und der Dichte  $n_i$  zusammenfaßt.

Eine Möglichkeit, die effektive Ionenladungszahl zu messen, ergibt sich daraus, daß die Plasmabremssstrahlung zu ihr proportional ist. Bremsstrahlung wird emittiert bei der Beschleunigung eines ungebundenen Elektrons im Coulombfeld eines Ions. Aus dem Wert des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung kann  $Z_{eff}$  bestimmt werden, wenn lediglich noch Elektronendichte und -temperatur bekannt sind. Dieses Verfahren zeichnet sich durch seine Einfachheit aus gegenüber anderen, wie etwa der Messung der Dichten  $n_i$  der einzelnen Ionensorten mit spektroskopischen Methoden.

Bei den in Fusionsplasmen herrschenden Temperaturen liegt das Maximum der Bremsstrahlungsintensität im Röntgenbereich. Dieser Wellenbereich ist jedoch für die Messung der Plasmabremssstrahlung ungeeignet, da er von Linien- und Rekombinationsstrahlung überlagert wird.

Das Spektralgebiet, das sich am besten eignet, den Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung und damit  $Z_{eff}$  zu messen, ist das nahe Infrarot [7, 25]. Hier lassen sich, wie die vorliegende Arbeit zeigt, für das Experiment ASDEX - Upgrade Wellenlängenbereiche auffinden, in denen die Plasmabremssstrahlung dominiert.

Zur Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten ist die Messung des entlang verschiedener Sehstrahlen durch das Plasma aufintegrierten Lichtes erforderlich. Mit Hilfe einer mathematischen Entfaltungsprozedur erhält man daraus die lokalen Größen. Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Verfahrens ist die Konstanz des Emissionskoeffizienten auf den sogenannten Flußflächen, die in Kapitel 4 beschrieben werden [6].

Die Messung der Bremsstrahlung erfolgte bisher in Kombination mit der Thomsonstreuung, die im nahen Infrarot zur Temperatur- und Dichtebestimmung

mung eingesetzt wurde. Als Detektoren dienten fest installierte Avalanche - Dioden.

Unter Verwendung eines Arrays infrarotempfindlicher Silizium - Dioden wurde im Rahmen dieser Arbeit eine unabhängige Anordnung für die Bremsstrahlungsmessung aufgebaut, die eine höhere Flexibilität bietet als das bisherige System.

Mit dieser Anordnung konnten auch thermische Instabilitäten detektiert werden, die sich unter anderem im Anstieg der Strahlung im nahen Infrarot äußern [8, 9].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

## Gliederung der Arbeit

Im zweiten Kapitel wird zuerst das Prinzip der klassischen Herleitung des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung beschrieben und dann seine Anwendung auf die Messung der effektiven Ionenladungszahl diskutiert.

Im dritten Kapitel finden sich der experimentelle Aufbau zur Identifizierung für die Bremsstrahlungsmessung geeigneter linienfreier Bereiche und Ergebnisse der Messung.

Im vierten Kapitel wird der Meßaufbau am Fusionsexperiment ASDEX - Upgrade vorgestellt, mit dem eine räumlich aufgelöste Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten möglich war.

Das fünfte Kapitel enthält eine Zusammenfassung der Arbeit.

In Anhang A wird das Prinzip der quantenmechanischen Herleitung des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung skizziert. Danach wird auf andere Ursachen für Strahlung aus Plasmen eingegangen.

In Anhang B wird die Verknüpfung verschiedener Plasmaparameter mit  $Z_{eff}$  beschrieben.

In Anhang C findet sich eine Herleitung der Beziehung zwischen den Sehnenintensitäten entlang der Sichtstrahlen durch das Plasma und den Diodensignalen.

Anhang D enthält eine Abschätzung des Signal- zu-Rausch - Verhältnisses.

In Anhang E werden Störungen bei Plasmaentladungen behandelt.



## Kapitel 2

### Strahlung aus Plasmen

Ein geladenes Teilchen, das eine Beschleunigung erfährt, emittiert elektromagnetische Strahlung. In magnetisch eingeschlossenen Plasmen gibt es zwei Ursachen für eine Beschleunigung von Elektronen und Ionen: die Coulomb - Wechselwirkung und die Krümmung der Teilchenbahnen durch Magnetfelder.

Im folgenden wird nur der Einfluß der Coulomb - Wechselwirkung diskutiert. Magnetfeldeffekte bleiben im nahen Infrarot ohne Bedeutung [36].

#### 2.1 Strahlung ungebundener Elektronen

##### 2.1.1 Bremsstrahlung

Ein System aus zwei geladenen Teilchen hat ein elektrisches Dipolmoment der Größe

$$\mathbf{d} = m_{red} \left( \frac{e_1}{m_1} - \frac{e_2}{m_2} \right) \mathbf{r}_{12} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad , \quad m_{red} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad ,$$

das bei gleichem Verhältnis von Ladung  $e_i$  zu Masse  $m_i$  der Teilchen verschwindet.  $\mathbf{r}_i$  sind die Radiusvektoren, bei  $m_{red}$  handelt es sich um die reduzierte Masse.

Bei einer beschleunigten Bewegung der Teilchen wird Dipolstrahlung emittiert mit der Leistung:

$$P = \frac{1}{6\pi\epsilon_0 c^3} (\ddot{\mathbf{d}})^2 \quad (2.2)$$

Ein nicht verschwindendes Dipolmoment liegt vor beim Vorbeiflug eines Elektrons an einem Ion (Abb. 2.1) oder beim Stoß zweier Ionen unterschiedlicher Ladung. Aufgrund ihrer kleinen Masse erfahren die Elektronen jedoch um den Faktor  $m_i/m_e$  größere Beträge der Beschleunigung. Es dominiert daher

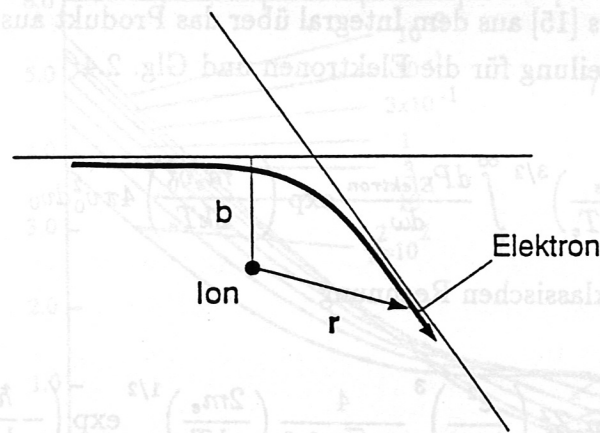


Abbildung 2.1: Elementarprozess der Bremsstrahlung. Das Elektron wird im Coulombfeld des Ions beschleunigt. Dabei wird Dipolstrahlung emittiert. ( $b$ : Stoßparameter,  $r$ : Radiusvektor der Elektronenbahn)

der Anteil der Strahlung aus Elektron - Ion - Stößen. In guter Näherung kann  $m_{red}$  durch  $m_e$  ersetzt werden.

Es ergibt sich aus der klassischen Bewegungsgleichung der im allgemeinen hyperbolischen Bahn des Elektrons im Feld des Ions.

Die beim Stoß pro Frequenzintervall  $d\omega/2\pi$  abgestrahlte Energie  $dW_{Elektron}$  kann durch die vom Stoßparameter  $b$  und von der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  des Elektrons abhängige Fourierkomponente  $d_\omega(b, v_0)$  des Dipolmoments ausgedrückt werden:

$$\frac{dW_{Elektron}}{d\omega}(b, v_0) = \frac{\omega^4}{6\pi^2 \epsilon_0 c^3} |d_\omega(b, v_0)|^2 \quad (2.3)$$

Der explizite Gang der Rechnung findet sich in [12].

Für ein Elektron, das sich durch ein Gebiet mit statistisch verteilten Ionen der Dichte  $n_i$  und Ladung  $Z_i$  bewegt, erhält man die pro Frequenzintervall abgestrahlte Leistung durch Integration über alle Stoßparameter  $b$ :

$$\frac{dP_{Elektron}}{d\omega} = n_i v_0 \int_0^\infty \frac{dW_{Elektron}}{d\omega}(b, v_0) 2\pi b db \quad (2.4)$$

Den lokalen Emissionskoeffizienten  $\epsilon_\omega^{ff}$  für Bremsstrahlung<sup>1</sup>

$$\epsilon_\omega^{ff} = \frac{dP_{Plasma}}{dV d\omega d\Omega} \quad (2.5)$$

<sup>1</sup>Das Elektron ist vor und nach der Emission eines Photons frei, d.h. nicht an das Ion gebunden.  $ff$  steht daher für frei - frei.

berechnete Kramers [15] aus dem Integral über das Produkt aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung für die Elektronen und Glg. 2.4:

$$\epsilon_{\omega}^{ff} = \frac{1}{4\pi} n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{dP_{\text{Elektron}}}{d\omega} \exp\left(-\frac{m_e v_0^2}{2k T_e}\right) 4\pi v_0^2 dv_0 \quad (2.6)$$

Das Ergebnis der klassischen Rechnung

$$\epsilon_{\omega}^{ff} = \bar{g}(\omega, Z_i, T_e) n_e n_i Z_i^2 \left( \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0} \right)^3 \frac{4}{3\sqrt{3} m_e^2 c^3} \left( \frac{2m_e}{\pi k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k T_e}\right) \quad (2.7)$$

enthält die wesentlichen Abhängigkeiten:

$$\epsilon_{\omega}^{ff} \propto \bar{g}(\omega, Z_i, T_e) \frac{n_e n_i Z_i^2}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k T_e}\right) \quad (2.8)$$

bzw.

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} \propto \bar{g}(\lambda, Z_i, T_e) \frac{n_e n_i Z_i^2}{T_e^{1/2} \lambda^2} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right) \quad (2.9)$$

Der sogenannte Gauntfaktor  $\bar{g}(\lambda, Z_i, T_e)$  variiert nur schwach als Funktion seiner Parameter. Seine Temperaturabhängigkeit stammt von der Mittelung über die Maxwell-Verteilung. Er wird im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Plasmen weisen Temperaturen auf, die zwischen 10eV und 1000eV liegen. Betrachtet wird ausschließlich der rote und nahe infrarote Spektralbereich, wo Photonen der Energie  $\hbar\omega \approx 1\text{eV}$  vorliegen. Im weiteren kann daher der Exponentialfaktor in Glg. 2.9 durch 1 ersetzt werden:

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} \propto \bar{g}(\lambda, Z_i, T_e) \frac{n_e n_i Z_i^2}{T_e^{1/2} \lambda^2} \quad (2.10)$$

Die Proportionalität zu den Dichten  $n_e$  und  $n_i$  der stoßenden Teilchen gilt streng. Dagegen wird die Abhängigkeit von  $Z_i$ ,  $\lambda$  und  $T_e$  durch den Gauntfaktor geringfügig modifiziert.

### 2.1.2 Einfluß des Gauntfaktors

Eine Skizze der Herleitung des quantenmechanischen Emissionskoeffizienten findet sich im Anhang. Er stimmt formal mit dem klassischen Resultat

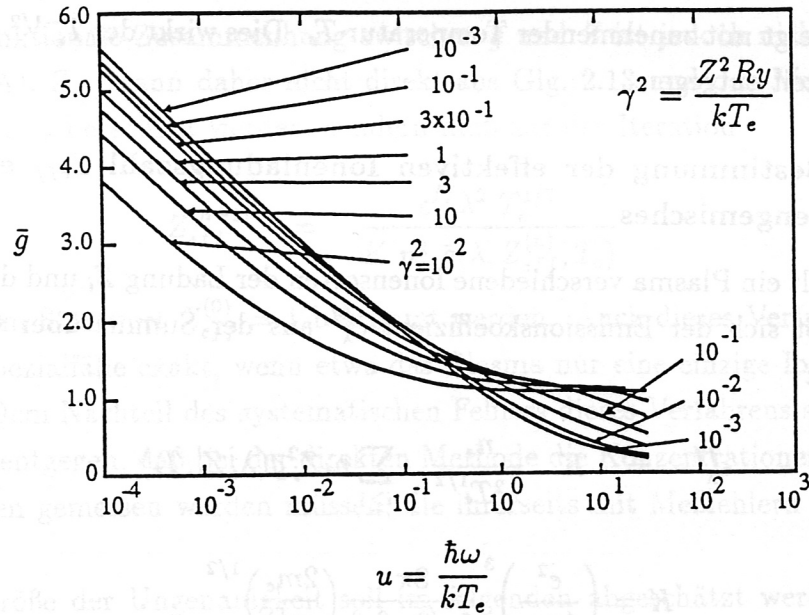


Abbildung 2.2: Über die Maxwellverteilung gemittelter Gauntfaktor  $\bar{g}$ , nach Karzas und Latter [21]. Bei den in Tokamaks üblichen Temperaturen von 10 eV am Plasmarand bis 10<sup>4</sup> eV in der Mitte liegt der für das nahe Infrarot ( $\hbar\omega \approx 1$  eV) relevante Bereich von  $u$  zwischen 10<sup>-4</sup> und 10<sup>-1</sup>.

Glg. 2.7 überein. Lediglich der Gauntfaktor  $\bar{g}(\omega, Z, T_e)$  weist Unterschiede zum klassischen Ergebnis auf.

Karzas und Latter [21] haben  $\bar{g}$  als Funktion zweier dimensionsloser Parameter berechnet (Abb. 2.2):

$$u = \frac{\hbar\omega}{kT_e}, \quad \gamma^2 = \frac{Z^2 Ry}{kT_e}, \quad Ry = 13,6 \text{ eV}.$$

Semianalytische Fitformeln [22] auf der Grundlage ihrer Rechnungen werden in dieser Arbeit herangezogen.

Für  $\hbar\omega \approx 1$  eV und  $T_e$  zwischen 10 und 1000 eV weist  $\bar{g}$  folgendes Verhalten auf:

- $\bar{g}$  variiert nur schwach als Funktion von  $T_e$ ,  $\lambda$  und  $Z$ .
- $\bar{g}$  steigt mit wachsender Wellenlänge  $\lambda$ . Damit wird das  $1/\lambda^2$  - Gesetz (Glg. 2.9) modifiziert.
- $\bar{g}$  sinkt mit steigender Ionenladungszahl  $Z$ . Dies wirkt der  $Z^2$  - Abhängigkeit geringfügig entgegen.

- $\bar{g}$  steigt mit zunehmender Temperatur  $T_e$ . Dies wirkt der  $T_e^{-1/2}$ -Abhängigkeit entgegen.

### 2.1.3 Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl $Z_{eff}$ eines Ionengemisches

Enthält ein Plasma verschiedene Ionensorten der Ladung  $Z_i$  und der Dichte  $n_i$ , so läßt sich der Emissionskoeffizient  $\epsilon_\lambda^{ff}$  aus der Summe über Glg. 2.10 gewinnen:

$$\epsilon_\lambda^{ff} = K \frac{n_e}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \sum_{i \geq 1} n_i Z_i^2 \bar{g}(\lambda, Z_i, T_e), \quad (2.11)$$

$$K = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}m_e^2 c^2} \left( \frac{2m_e}{\pi k} \right)^{1/2}.$$

Im allgemeinen sind die Elektronentemperatur  $T_e$ , die Dichten  $n_i$ ,  $n_e$  und alle davon abhängigen Größen, insbesondere  $\epsilon_\lambda^{ff}$  und  $Z_{eff}$ , ortsabhängig. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird die Ortsabhängigkeit dieser Größen nicht explizit in den Formeln erwähnt.

Die effektive Ionenladungszahl

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{i \geq 1} n_i Z_i^2}{\sum_{i \geq 1} n_i Z_i} = \sum_{i \geq 1} c_i Z_i^2, \quad (2.12)$$

$$\sum_{i \geq 1} n_i Z_i = n_e \quad (\text{Quasineutralität des Plasmas}), \quad c_i = n_i/n_e$$

kann berechnet werden, wenn die Konzentrationen  $c_i$  der einzelnen Ionensorten bekannt ist.

Glg. 2.11 bietet jedoch eine einfache unabhängige Möglichkeit,  $Z_{eff}$  allein aus den Meßgrößen  $\epsilon_\lambda^{ff}$ ,  $n_e$  und  $T_e$  zu bestimmen. Die nur schwache Variation von  $\bar{g}$  mit  $Z$  wird vernachlässigt [32] und Glg. 2.11 wird so genähert, daß für alle Ionensorten  $i$  der Gaunfaktor von Wasserstoff eingesetzt wird:

$$\epsilon_\lambda^{ff} \approx K \frac{n_e^2}{\lambda^2 T_e^{1/2}} \bar{g}(\lambda, Z = 1, T_e) \underbrace{\sum_{i \geq 1} c_i Z_i^2}_{Z_{eff}}. \quad (2.13)$$

Es wird hier jedoch eine Vorgehensweise gewählt, die im Vergleich dazu bessere Ergebnisse liefert: Man ersetzt in Glg. 2.13  $\bar{g}(\lambda, Z = 1, T_e)$  durch  $\bar{g}(\lambda, Z = Z_{eff}, T_e)$ .

Der funktionale Zusammenhang zwischen  $\bar{g}$  und  $Z$  ist jedoch nicht trivial (Anhang A).  $Z_{eff}$  kann daher nicht direkt aus Glg. 2.13 und den Meßgrößen  $\epsilon_{\lambda}^{ff}$ ,  $T_e$  und  $n_e$  berechnet werden, sondern muß aus der Iteration

$$Z_{eff}^{(n+1)} = \frac{\epsilon_{\lambda}^{ff} \lambda^2 T_e^{1/2}}{K n_e^2 \bar{g}(\lambda, Z_{eff}^{(n)}, T_e)} \quad (2.14)$$

mit dem Startwert  $Z_{eff}^{(0)} = 1$  bestimmt werden. Auch dieses Verfahren ist nur für Spezialfälle exakt, wenn etwa das Plasma nur eine einzige Ionensorte enthält. Dem Nachteil des systematischen Fehlers dieses Verfahrens steht der Umstand entgegen, daß bei der direkten Methode die Konzentrationen  $c_i$  aller Ionensorten gemessen werden müssen, die ihrerseits mit Meßfehlern behaftet sind.

Die Größe der Ungenauigkeit soll im folgenden abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck werden Plasmen mit unterschiedlicher Zusammensetzung der Verunreinigungskonzentrationen  $c_i = n_i/n_e$ , aber mit gleicher effektiver Ionenladungszahl  $Z_{eff} = 3$  betrachtet. Tab. 2.1 zeigt 4 Fälle:

- a) ein mit Ionen der Ladungszahlen 6 und 8 (Kohlenstoff, Sauerstoff) verunreinigtes Wasserstoffplasma,
- b) ein mit Ionen der Ladungszahlen 6, 8 und 26 (Kohlenstoff, Sauerstoff, Eisen) verunreinigtes Wasserstoffplasma,
- c) der Extremfall eines nur aus Ionen der Ladung 3 (Lithium) bestehenden Plasmas,
- d) der Extremfall eines ausschließlich mit Ionen der Ladungszahl 26 (Eisen) verunreinigten Wasserstoffplasmas.

Tab. 2.1 gibt das generelle Verhalten wieder, daß das Iterationsverfahren umso besser wird, je enger die Werte der Ionenladungszahlen beieinanderliegen. Lediglich im unrealistischen Fall (d) steigt der Betrag des Fehlers über 10%. Das Verfahren wurde für alle praktisch relevanten Fälle getestet.

Aus spektroskopischen Messungen können häufig die Verhältnisse  $c_i/c_j$  der Verunreinigungskonzentrationen bestimmt werden (Anhang A.3). In solchen Fällen können mit Hilfe der Bremsstrahlung Absolutwerte der Konzentrationen  $c_i$  und damit die effektive Ionenladungszahl  $Z_{eff}$  ohne Näherung beim Gauntfaktor angegeben werden.

Tabelle 2.1: Verschiedene Kombinationen von Verunreinigungskonzentrationen  $c_i = n_i/n_e$ , die definitionsgemäß die gleiche effektive Ionenladungszahl  $Z_{eff} = 3,0$  haben ( $\delta Z_{eff} = Z_{eff}^{Iteration} - 3$ ,  $n_e = 3 \times 10^{19} m^{-3}$ ,  $T_e = 1000 eV$ ,  $\lambda = 1000 nm$ ).

	Z	1	3	6	8	26	$Z_{eff}$ nicht iteriert	$Z_{eff}$ aus Iteration	$\delta Z_{eff}/3$
Fall a	$c_i$	66,3%	0%	3,0%	2,0%	0%	2,78	2,84	-5%
Fall b	$c_i$	79,0%	0%	1,5%	1,0%	0,15%	2,62	2,72	-9%
Fall c	$c_i$	0%	1/3	0%	0%	0%	3	3	0
Fall d	$c_i$	92%	0%	0%	0%	0,31%	2,51	2,61	-13%

## Kapitel 3

# Messung von Plasmastrahlungsspektren

### 3.1 Ziel der Messung

Das nahe Infrarot hat sich an ASDEX als derjenige Spektralbereich erwiesen, der bei fusionsrelevanten Bedingungen ( $T_e = 100$  bis  $10^4 eV$ ,  $n_e \geq 10^{19} m^{-3}$ ) am wenigsten durch Linienstrahlung gestört ist [25]. Linienstrahlung rührt her von nicht vollständig ionisierten Atomen, vor allem aus dem kälteren Plasmarandbereich. Den größten Beitrag zur Linienstrahlung neuerer Divertor - Tokamaks liefern sogenannte leichte Verunreinigungen wie Helium, Bor, Kohlenstoff und Sauerstoff. Im Falle sogenannter schwerer Verunreinigungen, wie Eisen, Chrom, und anderer Elemente mit Kernladungszahl  $Z \geq 20$  findet sich ein wesentlicher Anteil an Ionisationsstufen kleiner als die Kernladungszahl auch in der Plasmamitte. Ihre Zusammensetzung hängt ab von den Materialien der vorhandenen Einbauten, wie Prallplatten und Limiter, sowie vom Zustand der Gefäßwände. Plasma-Wand-Wechselwirkungsprozesse, wie physikalische und chemische Zerstäubung, plasmainduzierte Entladungen auf Tokamakkomponenten (Kathodenspots), Verdampfung und ioneninduzierte Sublimation [24] verursachen eine für die jeweilige Maschine typische Variation der Anteile der einzelnen Ionensorten.

Ziel des Experiments an ASDEX-Upgrade war es deshalb, den Wellenlängenbereich von  $630$  bis  $1100 nm$  zu untersuchen, da hier die Spektralkanäle für die breitbandige Plasmalichtmessung liegen werden. Die Kenntnis der Lage der Spektrallinien der wichtigsten Verunreinigungen ermöglicht die Auswahl geeigneter breitbandiger Interferenzfilter für die Kontinuumsmessung. Mit Photomultipliern oder Bildverstärkern mit den üblichen Kathodenmaterialien ist dieser langwellige Bereich jedoch nicht zugänglich, so daß eine eigene Anordnung unter Verwendung von infrarotempfindlicher Silizium-Dioden aufgebaut werden mußte.



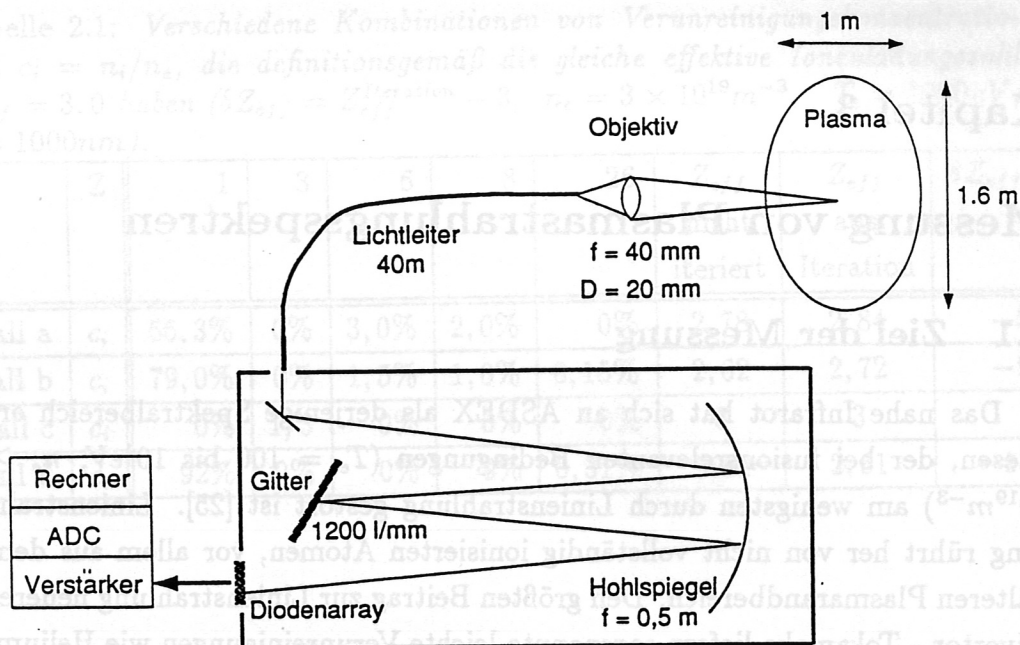


Abbildung 3.1: Prinzip des Meßaufbaus (nicht maßstäblich)

## 3.2 Experimentelle Anordnung

Der experimentelle Aufbau (Abb. 3.1), bestehend aus einem modifizierten 0,5m - Bausch & Lomb - Monochromator, einem 35 - Element - Silizium - Diodenarray als Detektor, zugehörigen Ansteuer- und Verstärkereinheiten, ADC und Rechner, befindet sich hinter einer Abschirmung von 1m Beton. Zum Torus wurde ein 40m langes Lichtleiterbündel gelegt.

### 3.2.1 Spektrometer

Das Spektrometer wurde in Ebert - Anordnung eingesetzt mit einem Gitter von Bausch & Lomb mit 1200 Linien/mm, Blaze bei  $1 \mu\text{m}$  und einer aktiven Fläche von  $102 \times 108 \text{ mm}^2$ , so daß eine ausreichende Lichtstärke der Anordnung (Öffnungsverhältnis 1:5) gewährleistet war. Der Spiegel hatte eine Brennweite von 500mm und einen Durchmesser von 185mm. Beobachtet wurde ausschließlich in erster Ordnung, höhere Ordnungen kürzerwelligen Lichts wurden durch ein RG610-Kantenfilter unterdrückt. Die Dispersion betrug  $1,3 \text{ nm/mm}$  bei 900nm und war damit der erforderlichen Genauigkeit für die Bremsstrahlungsmessung angepaßt. Anstelle des Eintrittsspalts befand sich ein Ende des

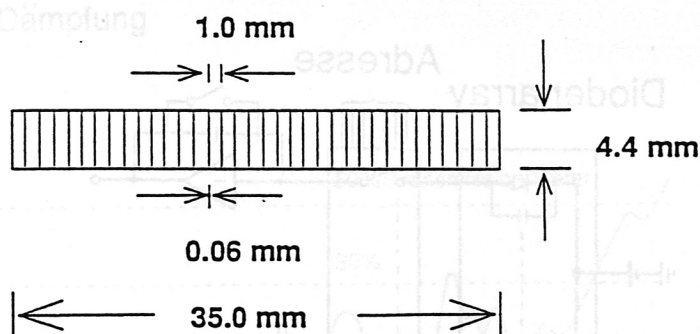


Abbildung 3.2: Skizze des Diodenarrays. Die Höhe der einzelnen Dioden beträgt 4,4mm, ihre Breite 0,94mm, der Abstand zwischen den Dioden je 0,06mm.

Lichtleiterbündels, das zu einem Spalt der Fläche  $1 \times 4,4 \text{ mm}^2$  zusammengefaßt war. Der Austrittsspalt war durch ein 35 - Element - Silizium - Diodenarray ersetzt, dessen einzelne Elemente eine aktive Fläche von je  $0,94 \times 4,4 \text{ mm}^2$  hatten, auf die das konfigurierte Ende des Lichtleiterbündels abgebildet wurde.

### 3.2.2 Diodenarray

Ein einfacher Monochromator, an dessen Austrittsspalt sich ein einzelner Detektor befindet, läßt keine zeitlich aufgelöste Messung während der Dauer einer Entladung zu. Es wurde deshalb ein Diodenarray verwendet, das aus 35 Silizium - Dioden im Abstand 1mm bestand (Abb. 3.2). Mit einem Schutzfenster aus Quarz vor den Dioden, sowie Silizium als Diodenmaterial konnte der Wellenlängenbereich von 630 bis 1100nm beobachtet werden, mit abnehmender Empfindlichkeit bei längeren Wellenlängen (Abb. 3.4). Die Diodensignale wurden in einer ersten Ansteuereinheit über einen Multiplexer seriell ausgelesen und anschließend vorverstärkt (Abb. 3.3). Eine zweite Ansteuereinheit enthielt den Pulsgenerator, der den Auslesetakt für die Dioden erzeugte. Sie ermöglichte außerdem die Synchronisation mit dem OH-Trigger für ASDEX-Upgrade-Entladungen und lieferte ein Videosignal, das in einen ADC (12bit,  $\pm 10V$ ) eingespeist wurde. Auf einem Rechner konnten die Meßwerte weiterverarbeitet werden.

### 3.2.3 Lichtleiter

Die große zu überbrückende Länge vom Ort des Spektrometers zum Torus von 40m erforderte die Auswahl eines Lichtleiters mit gleichmäßig geringer

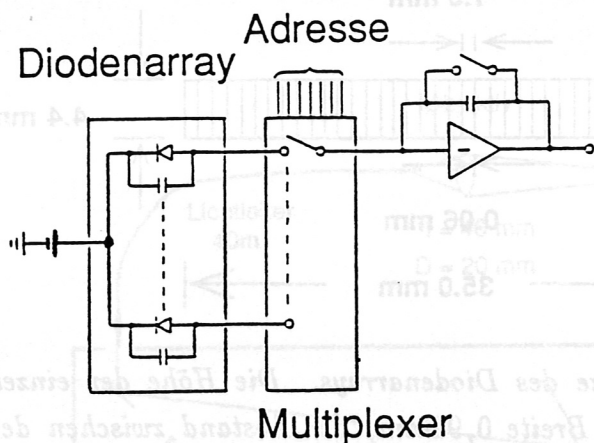


Abbildung 3.3: Prinzip der Schaltung für das Diodenarray. Die Dioden sind in Rückwärtsrichtung gepolt; die gespeicherte Ladung ist der auf die Diode eingefallenen Strahlungsenergie proportional.

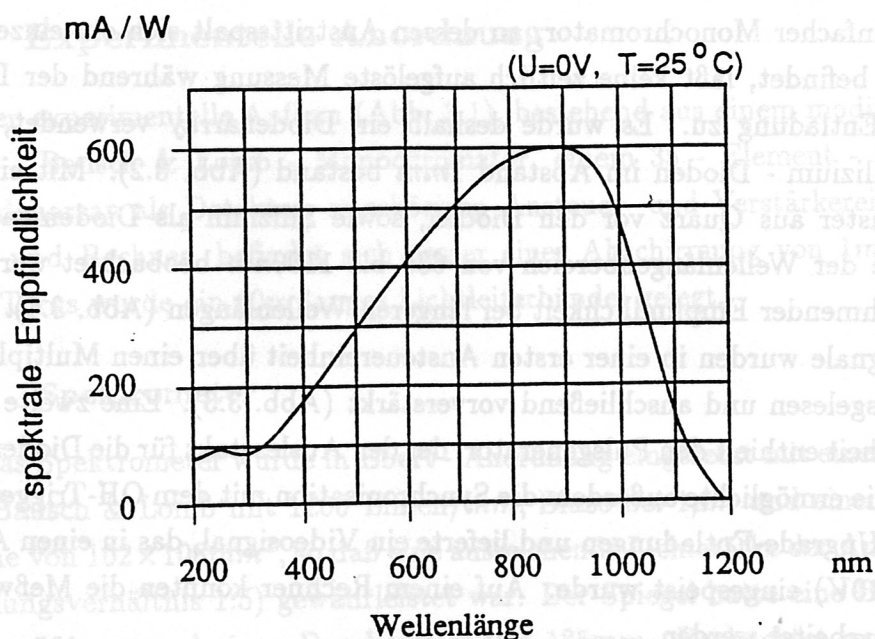


Abbildung 3.4: Spektrale Empfindlichkeit des Diodenarrays. Quelle: Hamamatsu - Datenblatt

## spektrale Dämpfung

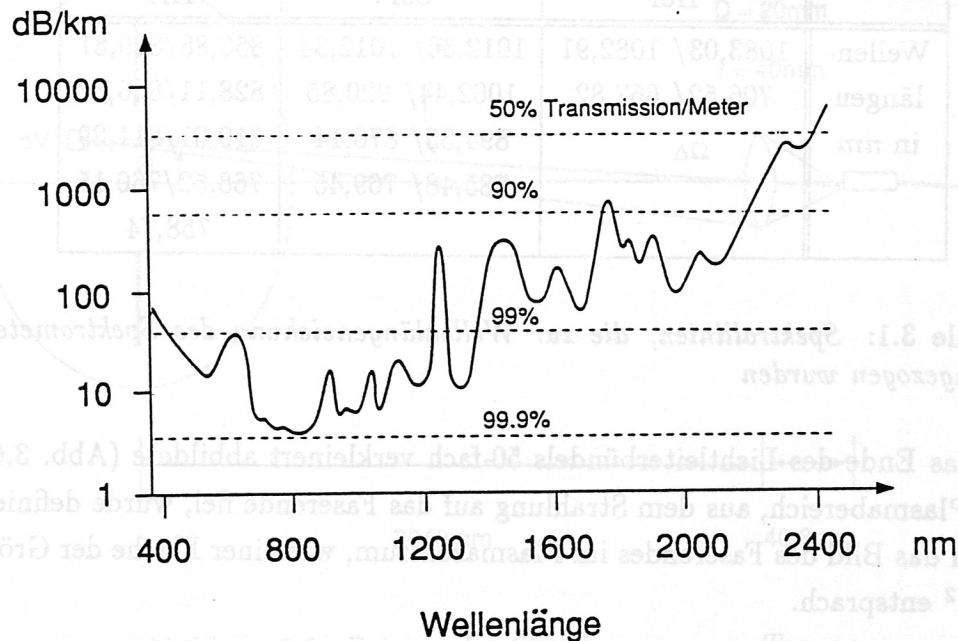


Abbildung 3.5: Absorption des Quarz - Lichtleiters APC1000N in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Quelle: Fiberguide Industries - Datenblatt

Absorption im gesamten zu beobachtenden Spektralbereich (630 bis 1100nm). Diese Anforderung wird von dehydrierten Quarz-Lichtleitern erfüllt. Abb. 3.5 zeigt die Absorption der für die Messung ausgesuchten Faser. Die Transmission liegt im gesamten relevanten Spektralbereich oberhalb 99% pro Meter, was bei 40m Länge mindestens  $0,99^{40} = 67\%$  bedeutet. Die Herstellerangaben wurden überprüft durch Vergleich der Transmission einer 260m und einer 1m langen Faser, deren Enden in gleicher Weise in Messinghülsen gefaßt waren, so daß in beiden Fällen gleiche Einkoppelverluste vorlagen. 4 Fasern dieses Typs mit Core - Durchmesser 1mm wurden zu einem Bündel zusammengefaßt. Das Ende am Spektrometer war zu einem Spalt der Fläche  $1 \times 4,4\text{mm}^2$  konfiguriert Für das andere Ende, das sich in der Torushalle befindet, wurde eine Kupplungsvorrichtung konstruiert, die es erlaubt, an kurze Lichtleiterbündel anzukoppeln, die an ASDEX-Upgrade angebracht wurden.

### 3.2.4 Geometrie am Torus

Die Beobachtung des Plasmas erfolgte durch ein Quarzfenster mit Hilfe eines Kameraobjektivs der Brennweite  $f = 40\text{mm}$ , welches das Plasmazentrum

	HeI	CsI	KrI
Wellen- längen in nm	1083,03/ 1082,91	1012,36/ 1012,34	850,88/829,81
	706,52/ 667,82	1002,44/ 920,85	828,11/826,32
		894,35/ 876,14	819,01/811,29
		785,48/ 769,45	768,52/760,15
			758,74

Tabelle 3.1: Spektrallinien, die zur Wellenlängeneichung des Spektrometers herangezogen wurden

auf das Ende des Lichtleiterbündels 50-fach verkleinert abbildete (Abb. 3.6). Der Plasmabereich, aus dem Strahlung auf das Faserende fiel, wurde definiert durch das Bild des Faserendes im Plasmazentrum, was einer Fläche der Größe  $79\text{cm}^2$  entsprach.

### 3.2.5 Wellenlängenkalibrierung

Die Wellenlängenkalibrierung der Apparatur erfolgte an Spektrallinien mehrerer Gasentladungslampen (Tab. 3.1). Die Stellung des Gitters am Spektrometer konnte mit Hilfe eines Schrittmotors, der durch einen Absolut-Winkel-Encoder überwacht wurde, verändert werden.

### 3.2.6 Absoluteichung

Abb. 3.6 zeigt eine Skizze des Strahlengangs der Messung. Die pro Wellenlängenintervall auf das Faserende fallende Strahlungsleistung  $\frac{dP}{d\lambda}$  hängt ab vom lokalen Emissionskoeffizienten

$$\epsilon_{\lambda}(\mathbf{r}) = \frac{dP}{d\lambda dV d\Omega} . \quad (3.1)$$

Im Anhang C wird gezeigt, daß die pro Wellenlängenintervall auf die Faserendfläche fallende Leistung proportional zum Linienintegral  $Pl$  über den Emissionskoeffizienten ist:

$$Pl = \int_{\text{Sichtlinie}} \epsilon_{\lambda}(s) ds . \quad (3.2)$$

Diese Größe wird im folgenden als Plasmalicht bezeichnet. Die Eichung der Absolutintensität erfolgte mit Hilfe einer Wolframbandlampe (Anhang C).

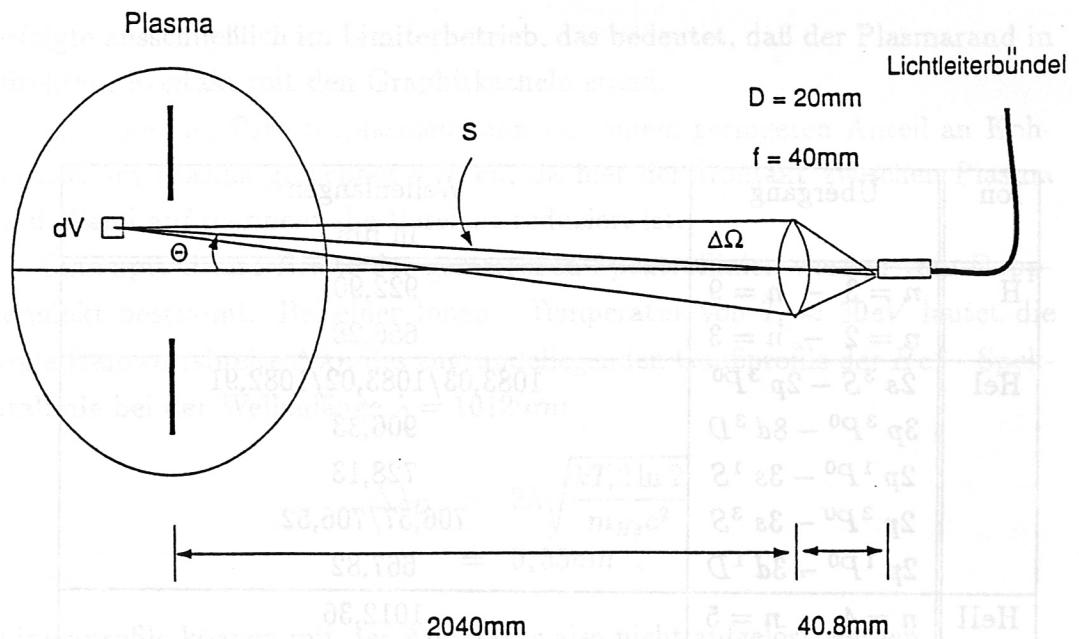


Abbildung 3.6: Prinzip des Strahlengangs am Torus.

### 3.2.7 Ergebnisse

Bei allen 1991 durchgeführten Entladungen in ASDEX - Upgrade wurde He in das Vakuumgefäß geblasen. Die Wände waren mit Graphit - Kacheln ausgekleidet, die die Größe des Plasmas begrenzen. Trotz Ausheizen des Torus blieb ein Anteil an Wasser übrig, der sich im Auftreten von Sauerstoff- und Wasserstoffspektrallinien äußerte (Tab. 3.2). In Übereinstimmung mit der Spektroskopie im Sichtbaren und VUV [34, 33], die nur unbedeutende Anteile an metallischen Verunreinigungen detektierte, wurden im nahen Infrarot keine Linien entdeckt, die auf zerstäubte Metalle aus der Gefäßwand zurückzuführen wären.

Eine Einstellung des Gitters entsprach einem Wellenlängenbereich von ungefähr  $40\text{nm}$ . Es war nicht möglich, das Gitter während einer Entladung zu verstellen. Der Spektralbereich zwischen  $630\text{nm}$  und  $1100\text{nm}$  konnte aber im Laufe mehrerer Entladungen überdeckt werden.

In Abb. 3.7 sind die Messungen in einem Diagramm zusammengestellt. Die Linien im nahen Infrarot liegen im Vergleich zu Messungen im Sichtbaren wesentlich weniger dicht. Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß sich insbesondere die Bereiche oberhalb und unterhalb der Heliumlinie bei  $1012\text{nm}$  gut zur Bestimmung der Bremsstrahlung eignen. Die Messung der Spektren

Ion	Übergang	Wellenlängen in nm
H	$n = 3 - n = 9$ $n = 2 - n = 3$	922,90 656,28
HeI	$2s\ ^3S - 2p\ ^3P^0$ $3p\ ^3P^0 - 8d\ ^3D$ $2p\ ^1P^0 - 3s\ ^1S$ $2p\ ^3P^0 - 3s\ ^3S$ $2p\ ^1P^0 - 3d\ ^1D$	1083,03/1083,02/1082,91 906,33 728,13 706,57/706,52 667,82
HeII	$n = 4 - n = 5$ $n = 5 - n = 8$ $n = 4 - n = 6$	1012,36 934,49 656,01
CI	$3s\ ^3P^0 - 3p\ ^3D$ $3s\ ^1P^0 - 3p\ ^1D$ $3s\ ^3P^0 - 3p\ ^3P$	1069,13 940,57 911,18/909,48/908,85/907,83/906,25/906,14
CII	$3p\ ^2D - 3d\ ^2F^0$ $3s\ ^4P^0 - 3p\ ^4D$	879,99/879,38 679,81/679,15/678,72/678,39/678,06/677,99
CIII	$3p\ ^3P^0 - 3d\ ^3D$ $4s\ ^1S - 4p\ ^1P^0$ $5f\ ^3F^0 - 6g\ ^3G$ $5d\ ^3D - 6p\ ^3P^0$ $4d\ ^3D - 3d\ ^3F^0$ $3d\ ^3F^0 - 5d\ ^3D$ $3p\ ^3S - 3d\ ^3P^0$	971,77/971,51/970,64/970,54/970,11 935,84 866,52/866,37 865,26 835,87/835,77/834,79/834,16/833,30 829,65/827,23/825,56/819,65 779,60/778,04
CIV	$6f\ ^2F^0 - 7g\ ^2G$	772,62
OI	$3d\ ^3D^0 - 7f\ ^3F$ $3p\ ^5P - 3d\ ^5D^0$ $3s\ ^3S^0 - 3p\ ^3P$	989,17 926,60/926,59/926,28/926,27/926,26/926,08 844,68/844,64/844,63

Tabelle 3.2: Identifizierte Übergänge

erfolgte ausschließlich im Limiterbetrieb, das bedeutet, daß der Plasmarand in direktem Kontakt mit den Graphitkacheln stand.

Im Falle von Divertorplasmen kann mit einem geringeren Anteil an Kohlenstoff im Plasma gerechnet werden, da hier der Kontakt zwischen Plasma und Wand auf pumpennahe Bereiche reduziert ist.

Linienprofil und Breite der gemessenen Spektrallinien werden vom Dopplereffekt bestimmt. Bei einer Ionen - Temperatur von  $T_i \approx 50\text{eV}$  lautet die volle Halbwertsbreite  $\Delta\lambda_D$  des zugrundeliegenden Gaußprofils der  $\text{He}^+$  - Spektrallinie bei der Wellenlänge  $\lambda = 1012\text{nm}$ :

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_D &= 2\lambda\sqrt{\frac{kT_i 2 \ln 2}{m_{\text{He}}c^2}} \\ &= 0,55\text{nm} .\end{aligned}$$

Linienprofile können mit der Apparatur also nicht aufgelöst werden.

In der Abbildung 3.7 wird die Leistung pro Plasmaflächenelement, Raumwinkелеlement und Wellenlängenintervall angegeben. Diese Darstellung ist der kontinuierlichen Bremsstrahlung angepaßt, die sich auf der Skala von einigen Nanometern nur geringfügig ändert (Glg. 2.11). Im Falle der Spektrallinien kann lediglich die gesamte in eine Linie emittierte Leistung pro Plasmaflächenelement und Raumwinkелеlement angegeben werden, die sich aus dem auf das Wellenlängenintervall bezogenen Wert in der Abbildung multipliziert mit der Breite des Wellenlängenintervalls pro Diode ergibt.

Die Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl  $Z_{eff}$  wird an ASDEX - Upgrade mit einer im Aufbau befindlichen Apparatur durchgeführt werden, die das entlang verschiedener Sichtlinien aufintegrierte Plasmalicht auf mit Avalanche - Dioden zu beobachten gestattet. Vor die Dioden können breitbandige Interferenzfilter gesetzt werden. Für die Bremsstrahlungsmessung eignen sich solche Filter, deren Durchlaßbereich einen geringen Anteil an Spektrallinien enthält. Zu beachten sind deswegen folgende Punkte:

- Die Konditionierung der Vakuumgefäßwände des Torus wird wie an ASDEX routinemäßig durch Helium - Glimmentladungen erfolgen, so daß stets mit einem Bruchteil an Helium im Restgas zu rechnen ist. Die Interferenzfilter sollten deswegen für die Helium - Linien bei  $1012\text{nm}$  und  $1083\text{nm}$  undurchlässig sein.
- Sauerstoff und Wasserstoff spielen im nahen Infrarot offenbar keine störende Rolle.



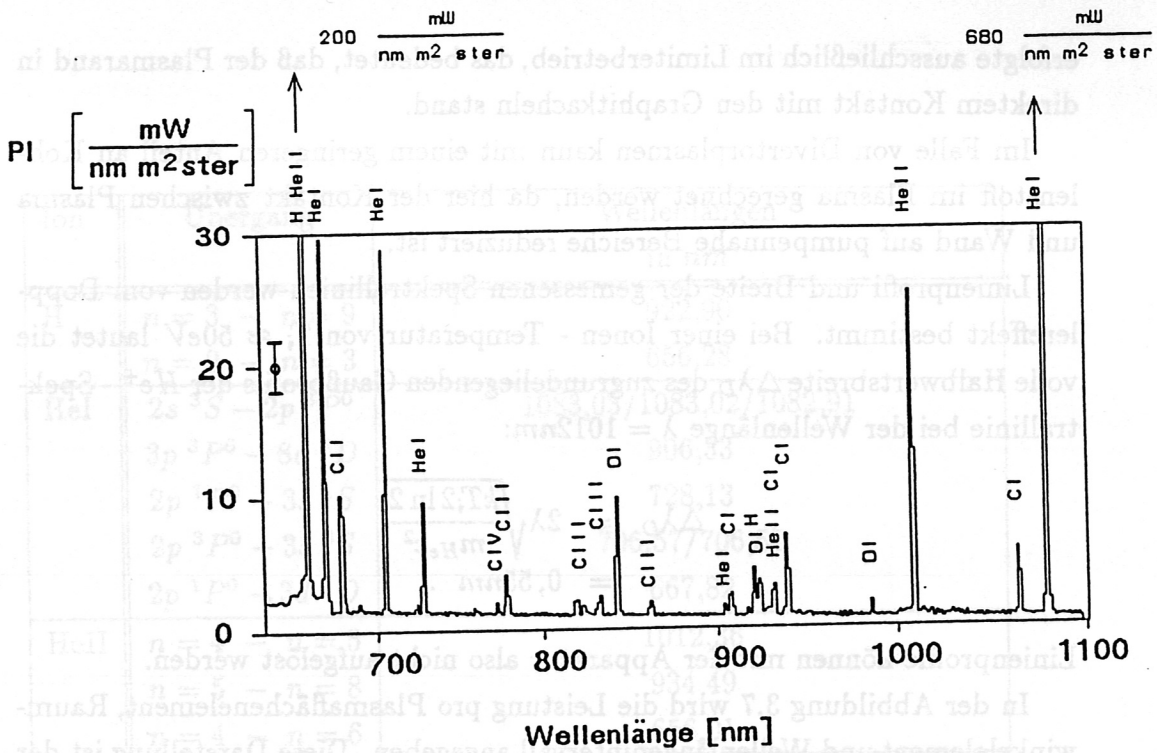


Abbildung 3.7: Plasmaemissionsspektrum zwischen 630nm und 1100nm.

- Hitzeschilde aus Graphit erweisen sich als Quelle von Kohlenstoffverunreinigungen im Plasma. Die spektral aufgelöste Messung erfolgte ausschließlich bei Limiterentladungen. Beim Übergang auf Divertorbetrieb kann deswegen mit einem Rückgang des Kohlenstoffanteils gerechnet werden. Der Anteil von Kohlenstofflinien bei der Bremsstrahlungsmessung kann nach Bestimmung ihrer Intensität berücksichtigt werden.

## Kapitel 4

### Messung von $Z_{eff}$ aus den Strahlungsprofilen

#### 4.1 Magnetischer Einschluß

Das Fusionsexperiment ASDEX - Upgrade beruht auf dem Tokamak - Prinzip, das hier, soweit für die vorliegende Arbeit von Bedeutung, erläutert werden soll. Tokamaks bestehen aus einem torusförmigen Gefäß, in dem ein Magnetfeld  $\vec{B}_\Phi$  umläuft (Abb. 4.1). Durch dieses toroidale Magnetfeld allein kann kein

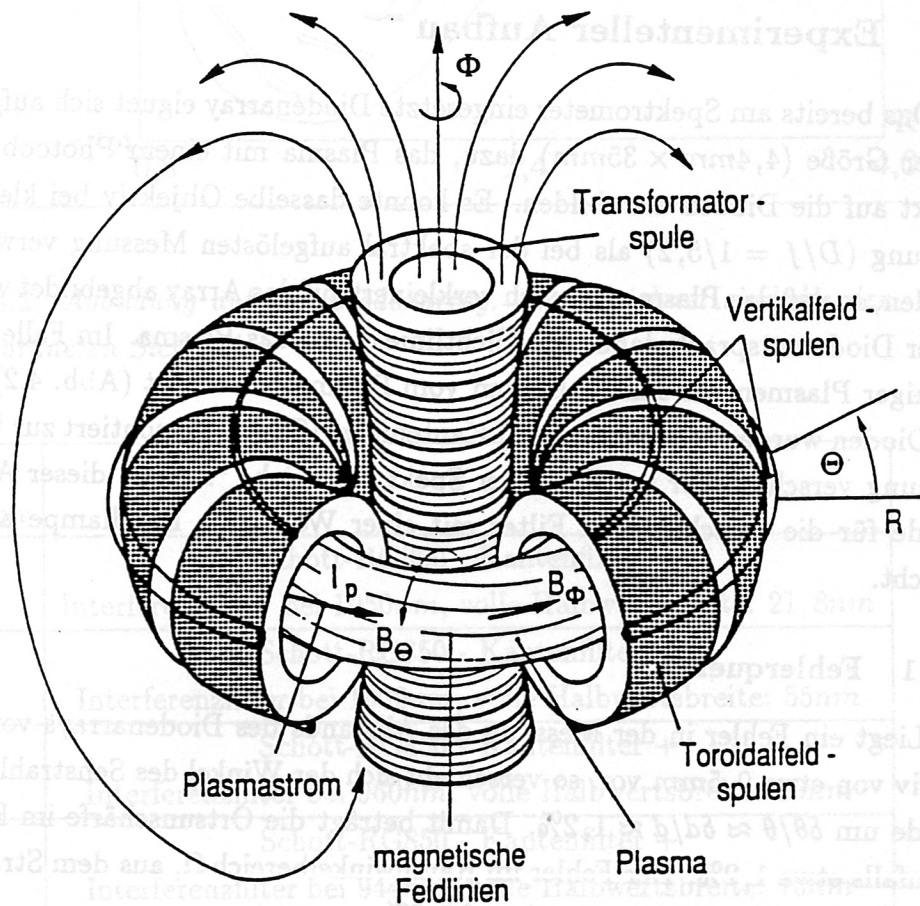


Abbildung 4.1: Schema eines Tokamaks

stabiler Einschluß der Ionen des Plasmas gewährleistet werden, da die Krümmung des Magnetfelds Driftbewegungen der geladenen Teilchen hervorruft und so kein Gleichgewicht des Plasmas ermöglicht. Ein Gleichgewicht erfordert zusätzliche Felder in der Ebene des kleinen Plasmaquerschnitts. Es wird daher im Plasma durch äußere Spulen ein in toroidaler Richtung fließender Strom  $I_p$  induziert, der das sogenannte Poloidalfeld  $\vec{B}_\theta$  erzeugt.

Das wesentliche Merkmal der aus der Überlagerung von Toroidalfeld und Poloidalfeld entstandenen Magnetfeldkonfiguration liegt in der Ausbildung von Flußflächen. Hierbei handelt es sich um ineinandergeschachtelte toroidal symmetrische Flächen, auf denen die Magnetfeldlinien umlaufen. Eine wichtige Eigenschaft der Flußflächen besteht darin, daß viele Plasmaparameter wie Teilchendichten, Temperatur, Druck und auch der Emissionskoeffizient für Bremsstrahlung auf ihnen als konstant betrachtet werden können [6].

## 4.2 Experimenteller Aufbau

Das bereits am Spektrometer eingesetzte Diodenarray eignet sich aufgrund seiner Größe ( $4,4\text{mm} \times 35\text{mm}$ ) dazu, das Plasma mit einem Photoobjektiv direkt auf die Dioden abzubilden. Es konnte dasselbe Objektiv bei kleinerer Öffnung ( $D/f = 1/5,2$ ) als bei der spektral aufgelösten Messung verwendet werden, so daß das Plasma 50-fach verkleinert auf das Array abgebildet wurde. Jeder Diode entsprach dabei eine Sichtlinie durch das Plasma. Im Falle kreisförmiger Plasmen wurden 19 Dioden vom Plasma beleuchtet (Abb. 4.2). Vor die Dioden wurden Interferenz- und Kantenfilter (Tab. 4.1) montiert zur Untersuchung verschiedener breitbandiger Spektralbereiche<sup>1</sup>. Auch dieser Aufbau wurde für die verschiedenen Filter mit einer Wolfram - Bandlampe absolut geeicht.

### 4.2.1 Fehlerquellen

Liegt ein Fehler in der Messung des Abstands des Diodenarrays vom Objektiv von etwa  $0,5\text{mm}$  vor, so verschiebt sich der Winkel des Sehstrahls einer Diode um  $\delta\theta/\theta \approx \delta d/d \approx 1,2\%$ . Damit beträgt die Ortsunschärfe im Plasma ebenfalls etwa  $1,2\%$ . Der Fehler im Raumwinkelbereich  $\Omega$ , aus dem Strahlung auf eine Diode trifft, beläuft sich auf  $2,5\%$ .

<sup>1</sup>Der maximale Winkel gegen die optische Achse war durch den Winkel des äußersten Sehstrahls mit  $12,7^\circ$  gegeben. Die Verschiebung des Intensitätsmaximums der Filter liegt dann bei maximal  $(1 - \cos 12,7^\circ) = 3\%$

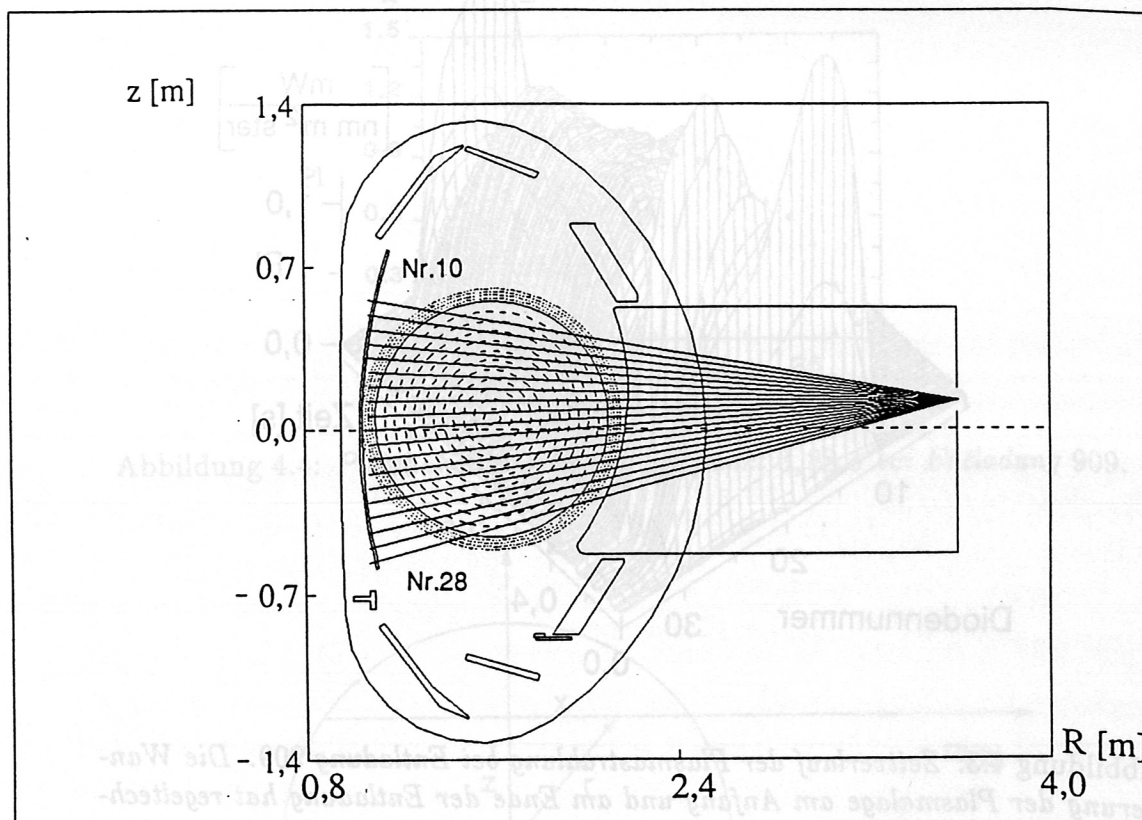


Abbildung 4.2: Abbildung auf das Diodenarray. Eingezeichnet sind die den Dioden zugeordneten Sichtlinien.

Filterkombination	
I	Schott-RG850 - Kantenfilter + Interferenzfilter bei $1050\text{nm}$ , volle Halbwertsbreite: $21,8\text{nm}$
II	Schott-RG850 - Kantenfilter + Interferenzfilter bei $1000\text{nm}$ , volle Halbwertsbreite: $55\text{nm}$
III	Schott-RG850 - Kantenfilter + Interferenzfilter bei $960\text{nm}$ , volle Halbwertsbreite: $50\text{nm}$
IV	Schott-RG850 - Kantenfilter + Interferenzfilter bei $944\text{nm}$ , volle Halbwertsbreite: $70\text{nm}$

Tabelle 4.1: Eingesetzte Filter; die Transmission der Kantenfilter beträgt 50% bei  $850\text{ nm}$ .

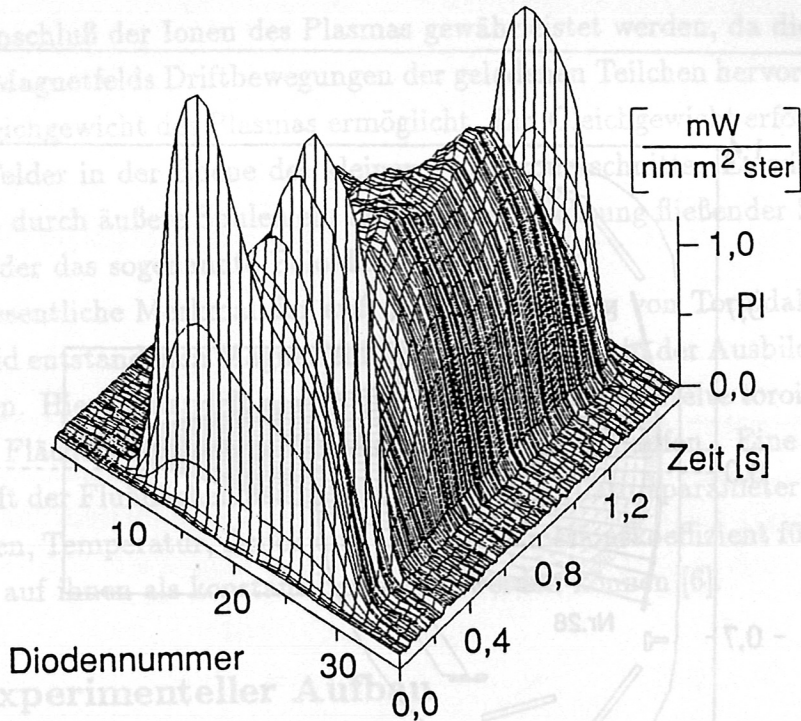


Abbildung 4.3: Zeitverlauf der Plasmastrahlung bei Entladung 909. Die Wanderung der Plasmalage am Anfang und am Ende der Entladung hat regeltechnische Gründe. Der Anstieg in der Strahlung zu diesen Zeiten geht auf eine erhöhte Verunreinigungskonzentration, da das Plasma die Graphitstruktur berührt, und auf die geringeren Temperaturen als in der ruhigen Phase zurück. Filterkombination: I

### 4.3 Messung der Sehnenintensitäten

Ziel der Messung des entlang verschiedener Sehstrahlen aufintegrierten Plasmalichts ist es, aus ihnen Profile des lokalen Emissionskoeffizienten  $\epsilon_\lambda(r)$  und damit der effektiven Ionenladungszahl  $Z_{eff}(r)$  zu gewinnen.

Abb. 4.3 gibt den Zeitverlauf eines gemessenen Intensitätsprofils einer Entladung wieder. Das in der Anfangsphase der Entladung nach oben (kleine Diodennummern) verschobene Plasma wandert in den ersten 0,3 s zur Mitte. In der Zeit zwischen 0,8 s und 1,1 s wurde die Entladung bei konstanten Plasmametern<sup>2</sup> betrieben. Am Beispiel eines Sehnenintensitätsprofils aus diesem Zeitraum (Abb. 4.4) soll ein Verfahren beschrieben werden, das es erlaubt, den lokalen Emissionskoeffizienten zu berechnen.

<sup>2</sup>d.h. bei konstantem Plasmastrom  $I_P = 375 \text{ kA}$  und konstanter mittlerer Dichte  $\bar{n}_e = 2,75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

<sup>1</sup>Der maximale Winkel gegen die optische Achse war durch den Winkel des äußeren Sehstrahls mit  $12,7^\circ$  gegeben. Die Verschiebung des Intensitätsmaximums der Filter hat dann bei maximal  $(1 - \cos 12,7^\circ) = 2\%$

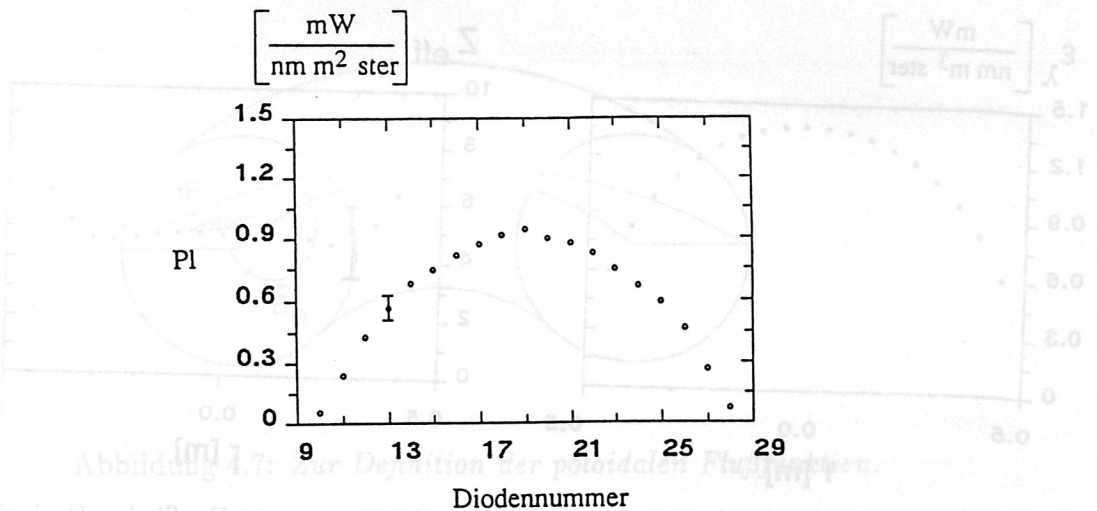


Abbildung 4.4: *Plasmalichtprofil zum Zeitpunkt 0,88 s bei Entladung 909.*

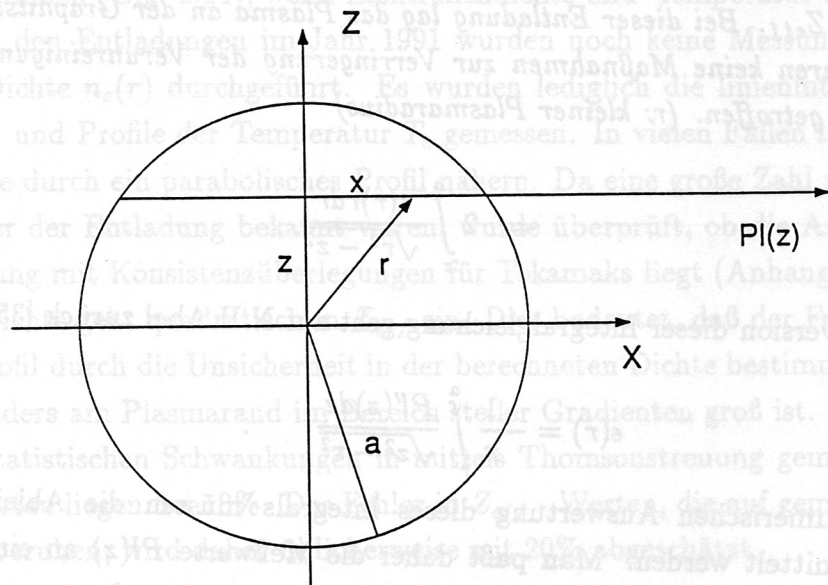


Abbildung 4.5: *Schnitt durch ein Plasma mit kreisförmigen Flußflächen*

### 4.3.1 Inversion der Abelschen Integralgleichung

Betrachtet wird ein Sehstrahl, der das Plasma im Abstand  $z$  vom Zentrum schneidet (Abb. 4.5). Wie im Anhang gezeigt wird, ist die gemessene Intensität dem als  $Pl$  bezeichneten Linienintegral über den Emissionskoeffizienten proportional:

$$Pl = \int_{-\sqrt{a^2-z^2}}^{\sqrt{a^2-z^2}} \epsilon(x) dx$$

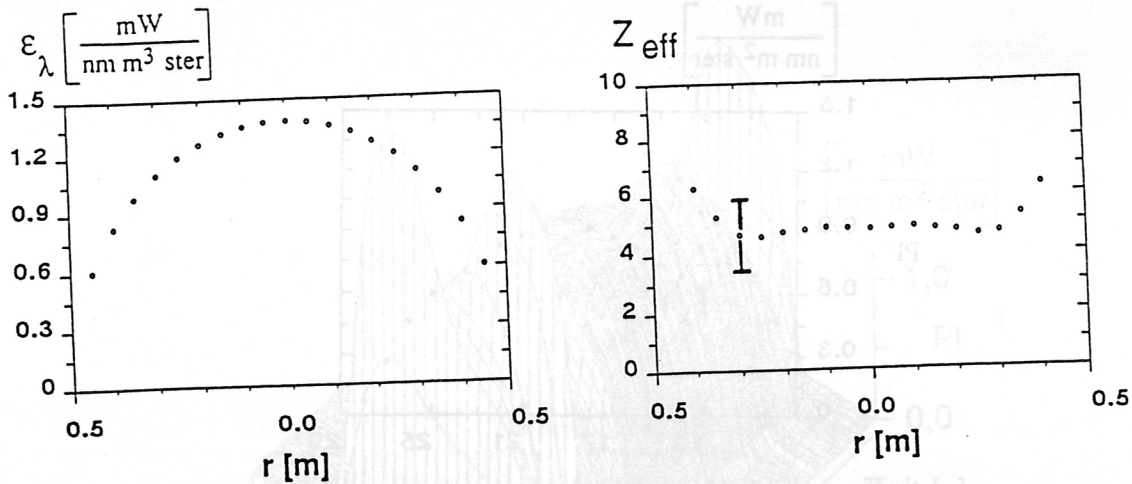


Abbildung 4.6: Mit Hilfe der Abel - Inversion gewonnenes Profil des Emissionskoeffizienten (links) und mit dem abgeschätzten Dichteprofil resultierendes Profil von  $Z_{eff}$ . Bei dieser Entladung lag das Plasma an der Graphitstruktur an. Es waren keine Maßnahmen zur Verringerung der Verunreinigungskonzentration getroffen. ( $r$ : kleiner Plasmaradius)

$$= 2 \int_z^a \frac{\epsilon(r)r dr}{\sqrt{r^2 - z^2}} \quad (4.1)$$

Die Inversion dieser Integralgleichung geht auf N.H.Abel zurück [35]:

$$\epsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^a \frac{PI'(z) dz}{\sqrt{z^2 - r^2}} \quad (4.2)$$

Zur numerischen Auswertung dieses Integrals müssen die Ableitungen  $PI'(z)$  ermittelt werden. Man paßt daher die Meßwerte  $PI(z)$  an eine symmetrische Funktion an, mit deren Hilfe die Ableitungen berechnet werden. Es hat sich an ASDEX bewährt, den maximalen Radius  $a$  so festzulegen, daß die angepaßte Funktion um  $5\text{cm}$  über den letzten Meßpunkt hinaus extrapoliert und anschließend auf einer Länge von  $2\text{cm}$  linear auf den Wert Null geführt wird.

#### 4.3.2 Bestimmung von $Z_{eff}$

Abb. 4.4 zeigt das Plasmalichtprofil der Entladung aus Abb. 4.3 zum Zeitpunkt  $0,88\text{ s}$ . Mit Hilfe der Inversion der Abelschen Integralgleichung erhält man daraus den lokalen Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung  $\epsilon(r)$  (Abb. 4.6).

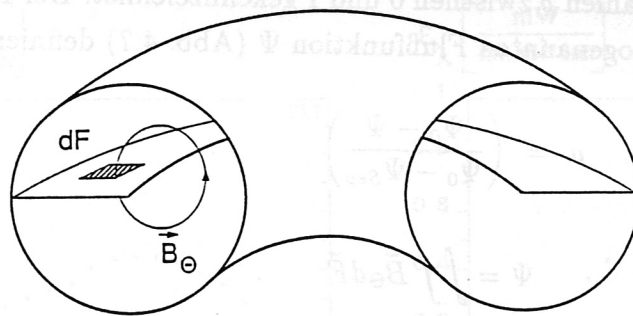


Abbildung 4.7: Zur Definition der poloidalen Flußfunktion.

Aus  $\epsilon(r)$  läßt sich nun der lokale Wert  $Z_{eff}(r)$  der effektiven Ionenladungszahl bestimmen (Glg. 2.14), wenn Elektronendichte und -temperatur bekannt sind. Bei den Entladungen im Jahr 1991 wurden noch keine Messungen der lokalen Dichte  $n_e(r)$  durchgeführt. Es wurden lediglich die linienintegrierte Dichte  $\bar{n}_e$  und Profile der Temperatur  $T_e$  gemessen. In vielen Fällen läßt sich die Dichte durch ein parabolisches Profil nähern. Da eine große Zahl weiterer Parameter der Entladung bekannt waren, wurde überprüft, ob die Annahme im Einklang mit Konsistenzüberlegungen für Tokamaks liegt (Anhang B).

Die Dichte geht quadratisch in  $Z_{eff}$  ein. Dies bedeutet, daß der Fehler im  $Z_{eff}$  - Profil durch die Unsicherheit in der berechneten Dichte bestimmt wird, die besonders am Plasmarand im Bereich steiler Gradienten groß ist.

Die statistischen Schwankungen in mittels Thomsonstreuung gemessenen Dichtewerten liegen bei 10%. Der Fehler in  $Z_{eff}$  - Werten, die auf gemessenen Dichten beruhen, wird daher üblicherweise mit 20% abgeschätzt.

### 4.3.3 Entfaltung bei nicht kreisförmigen Flußflächen

Das Verfahren der Inversion der Abelschen Integralgleichung kann nach einer Transformation der Koordinaten noch auf Plasmen mit elliptischen Flußflächen angewendet werden. Eine Verallgemeinerung auf Geometrien, wie sie bei ASDEX - Upgrade vorliegen können, ist jedoch nicht möglich.

Wie im ersten Abschnitt dieses Kapitels erwähnt wurde, kann der Emissionskoeffizient  $\epsilon$  auf Flußflächen als konstant betrachtet werden. Es erweist sich daher als günstig,  $\epsilon$  nicht als Funktion des Ortes, sondern als Funktion eines die Flußflächen charakterisierenden Parameters zu betrachten.

In einem von den Autoren in [43] entwickelten Verfahren, das als Fortran - Unterprogramm vorliegt, werden die Flußflächen vom Plasmazentrum nach



außen mit positiven Zahlen  $\rho$  zwischen 0 und 1 gekennzeichnet. Der Parameter  $\rho$  wird mit Hilfe der sogenannten Flußfunktion  $\Psi$  (Abb. 4.7) definiert:

$$\rho = \left( \frac{\Psi_0 - \Psi}{\Psi_0 - \Psi_{Sep}} \right)^{1/2}, \quad (4.3)$$

$$\Psi = \iint \vec{B}_\Theta d\vec{F}$$

Bei  $\vec{B}_\Theta$  handelt es sich um das Poloidalfeld, bei  $\Psi_0$  um den Wert der Flußfunktion im Plasmazentrum.  $\Psi_{Sep}$  steht für den Wert der Flußfunktion an der sogenannten Separatrix, der äußersten geschlossenen Flußfläche.

$\epsilon_\lambda$  wird als kubische Spline - Funktion in Abhängigkeit von  $\rho$  dargestellt. Die Anpassung an die Meßwerte erfolgt so, daß eine gewichtete Summe aus zwei Termen minimiert wird. Der erste Term entspricht der Summe der quadrierten Abweichungen der aus  $\epsilon_\lambda(\rho)$  berechneten Sehnenintensitäten von den gemessenen, der zweite enthält das Integral über das Quadrat der Krümmung von  $\epsilon_\lambda$ .

Die Bedingung minimaler Krümmung findet ihre Erklärung darin, daß die zur Bremsstrahlung beitragenden Prozesse, wie der Transport der einzelnen Ionensorten, diffusiver Natur sind, und die zugrunde liegenden Gleichungen diese Wahl nahelegen. Näheres findet sich in [43]. Da Meßwerte auch in solchen Fällen, in denen ein Sehstrahl das Plasma nicht mehr oder nur ganz am Rande trifft, aufgrund von Rauschen und Störungen praktisch nie Null werden, enthält das Verfahren die mit der Theorie der Bremsstrahlung verträgliche Annahme, daß auf der Flußfläche, die die Graphitstruktur berührt, keine Emission mehr stattfindet.

#### 4.3.4 Beispiel elongiertes Plasma

Im Falle kreisförmiger Flußflächen (Abb. 4.2) überdeckten die Sehstrahlen fast das ganze Plasma. Die aus den linienintegrierten Meßwerten mit obigem Entfaltungsverfahren gewonnenen Profile des lokalen Emissionskoeffizienten können deswegen bis zum Plasmarand als experimentell abgestützt betrachtet werden. Keines der 1991 am Torus zugänglichen Fenster ließ einen Blick auf das gesamte Innere des Vakuumgefäßes zu. Bei elongierten Plasmen wurde daher der Randbereich nicht erfaßt. In der Entfaltungsprozedur wird in dieser Situation nur der zentrale Plasmabereich an die Meßwerte angepaßt. Am Rand erfolgt die Extrapolation auf den Wert Null im Sinne der minimalen

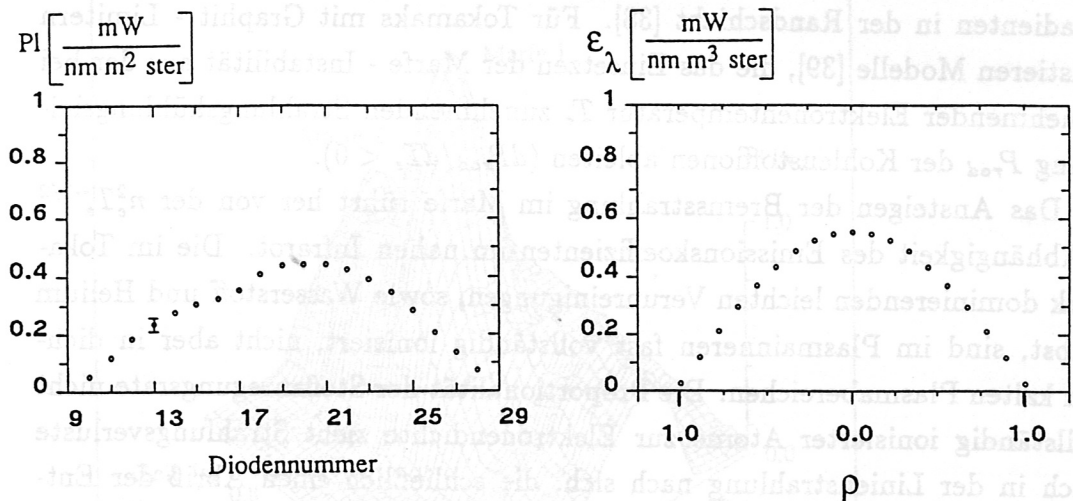


Abbildung 4.8: Entfaltung des Profils eines elongierten Plasmas. Aus den gemessenen Sehnenintensitäten (links) wird das entfaltete Profil (rechts) berechnet.  $\rho$  ist der Flußflächenindex. (Filterkombination: I)

Krümmung. In Zukunft wird ein Flansch mit uneingeschränkter Sicht sowie ein zweites Diodenarray mit vertikaler Blickrichtung installiert, das die Lücke am Rand schließen wird. Abb. 4.8 zeigt das gemessene Profil und das entfaltete Profil während der Elongationsphase einer Entladung.

#### 4.4 Zeitverhalten der Plasmastrahlung

Einige zusätzliche Informationen, die mit der Anordnung über Plasmaentladungen gewonnen werden können, sollen nachfolgend beschrieben werden.

##### 4.4.1 Anomalien in Strahlungsprofilen

Die bisher vorausgesetzte Konstanz des Emissionskoeffizienten auf geschlossenen Flußflächen kann in der Nähe der Separatrix verletzt werden. Insbesondere an der inneren Toruswand können poloidal asymmetrische, toroidal symmetrische thermische Instabilitäten, sogenannte Marfes (multifaceted asymmetric radiation from the edge) [37], entstehen, die sich in der Ausbildung eines kalten Plasmabereiches ( $T_e \approx 10\text{eV}$ ) hoher Dichte verbunden mit einem starken Anstieg sowohl in der Bremsstrahlung im nahen Infrarot als auch in der Linienstrahlung äußern. Erklärt werden Marfes durch das Absinken der Wärmeleitfähigkeit [48] parallel zu den magnetischen Feldlinien mit der Temperatur ( $\kappa_{\parallel} \propto T^{5/2}$ ) und der daraus folgenden Möglichkeit der Existenz steiler

Gradienten in der Randschicht [38]. Für Tokamaks mit Graphit - Limitern existieren Modelle [39], die das Einsetzen der Marfe - Instabilität aus der bei abnehmender Elektronentemperatur  $T_e$  zunehmenden Strahlungskühlungsleistung  $P_{rad}$  der Kohlenstoffionen ableiten ( $dP_{rad}/dT_e < 0$ ).

Das Ansteigen der Bremsstrahlung im Marfe rührt her von der  $n_e^2 T_e^{-1/2}$  - Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten im nahen Infrarot. Die im Tokamak dominierenden leichten Verunreinigungen, sowie Wasserstoff und Helium selbst, sind im Plasmainternen fast vollständig ionisiert, nicht aber in dichten kalten Plasmabereichen. Die Proportionalität der Stoßanregungsrate nicht vollständig ionisierter Atome zur Elektronendichte zieht Strahlungsverluste auch in der Linienstrahlung nach sich, die schließlich einen Abriß der Entladung verursachen können.

Bei einer Reihe von Entladungen wurden Anstiege in der Plasmastrahlung im nahen Infrarot beobachtet, die auf das Auftreten von Marfes hinweisen. Im Falle der Entladung 943 wurde bei  $t = 1,0s$  ein etwa  $50ms$  langer poloidal asymmetrischer Anstieg im Plasmastrahlungssignal beobachtet (Abb. 4.9). Eine elektronische Störung kann ausgeschlossen werden, da Ansätze einer ähnlichen Anomalie auch auf anderen Dioden mit vertikaler Blickrichtung auftraten und zwar bevorzugt auf solchen, die den für Marfes typischen torusinnenseitigen Plasmabereich erfassen.

#### 4.4.2 Ausblick auf die Dichtesteuerung

Dem Abriß einer Plasmaentladung geht häufig eine thermische Instabilität voraus, wie sie im vorausgehenden Abschnitt beschrieben wurde [8, 9]. Dabei bricht der Plasmastrom in der Größenordnung von  $1 MA$  auf der Zeitskala einiger Millisekunden zusammen. Die auftretenden elektromagnetischen Kräfte [47] erfordern Gefäßversteifungen, die stark in Wirtschaftlichkeitsüberlegungen für künftige Fusionsmaschinen eingehen.

Üblicherweise wird die Elektronendichte eines Fusionsplasmas mit Hilfe eines Mikrowelleninterferometers bestimmt [28]. An ASDEX wurde jedoch auch die Möglichkeit der Dichteregulierung mit der Bremsstrahlung demonstriert [36]. Sie beruht darauf, daß  $Z_{eff}/T_e^{1/2}$  im Laufe einer Entladung nur schwach variiert und sich daher die an einer Diode anfallende Spannung wie

$$U_D \propto Pl \propto \int n_e^2 ds \quad (4.4)$$

verhält. Die Erkennbarkeit thermischer Instabilitäten bietet nun die Mög-

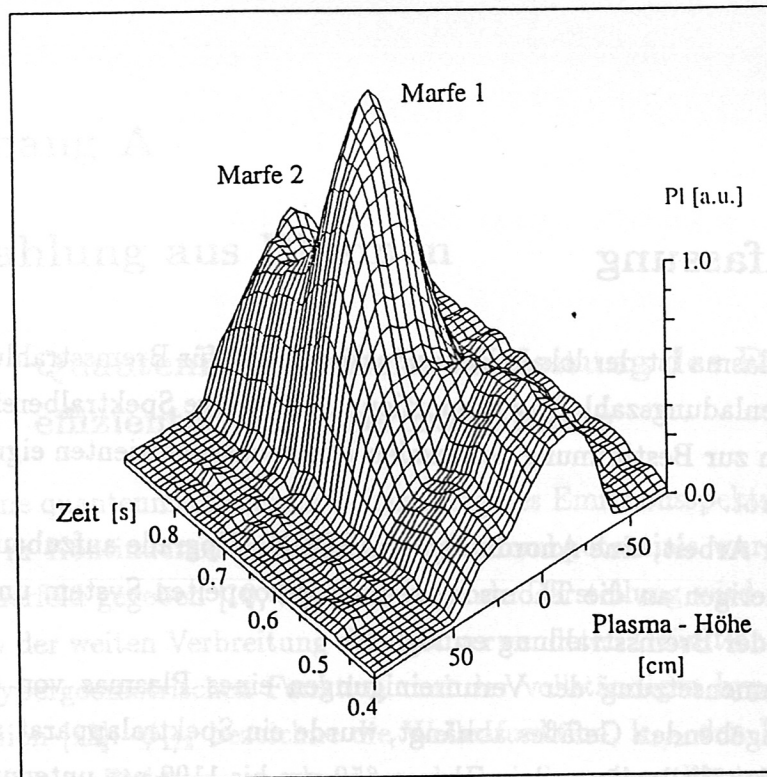


Abbildung 4.9: Poloidale Strahlungsasymmetrien bei Entladung 943. Verwendete Filterkombination: I.

lichkeit, regeltechnische Maßnahmen wie das Absenken der Dichte oder Heizen des Plasmas einzuleiten.

$$W = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0} |d_{21}|^2 \quad (4.3)$$

## Kapitel 5

### Zusammenfassung

In einem Fusionsplasma ist der lokale Emissionskoeffizient für Bremsstrahlung der effektiven Ionenladungszahl  $Z_{eff}$  proportional. Derjenige Spektralbereich, der sich am besten zur Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten eignet, ist das nahe Infrarot.

Es war Ziel der Arbeit, eine Anordnung an ASDEX - Upgrade aufzubauen, die eine vom bisherigen an die Thomsonstreuung gekoppelten System unabhängige Messung der Bremsstrahlung ermöglicht.

Da die Zusammensetzung der Verunreinigungen eines Plasmas von den Einbauten des umgebenden Gefäßes abhängt, wurde ein Spektralapparat aufgebaut, mit dem der Wellenlängenbereich von  $650\text{ nm}$  bis  $1100\text{ nm}$  untersucht wurde. Es konnten breitbandige Spektralbereiche ausfindig gemacht werden, in denen die Bremsstrahlung dominiert. Die identifizierten Spektrallinien stammen von Wasserstoff und verschiedenen Ionisationsstufen der Elemente Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff.

Die Bestimmung des lokalen Emissionskoeffizienten kann nur indirekt erfolgen. Das Plasma muß entlang verschiedener Sehstrahlen beobachtet werden. Aus dem Profil der Sehnenintensitäten kann der lokale Emissionskoeffizient berechnet werden, wenn er auf Flußflächen konstant ist.

Mit einem infrarotempfindlichen Silizium - Diodenarray, auf welches das Plasma abgebildet wurde, konnte eine flexiblere Anordnung als die bisherige realisiert werden, mit der Sehnenintensitätsprofile der Bremsstrahlung im nahen Infrarot mit einer Frequenz zwischen  $0,1\text{ kHz}$  und  $1\text{ kHz}$  gemessen wurden. Die Intensitätsprofile erlaubten es, den lokalen Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung zu berechnen. Aus den Meßergebnissen kann die effektive Ionenladungszahl  $Z_{eff}$  abgeschätzt werden.

Thermische Instabilitäten am Plasmarand können den Abriß einer Entladung verursachen. Sie gehen mit einer Erhöhung der Strahlung im nahen Infrarot einher. Solche Instabilitäten konnten mit der Anordnung erkannt werden.

## Anhang A

### Strahlung aus Plasmen

#### A.1 Quantenmechanische Herleitung des Emissionskoeffizienten für Bremsstrahlung

Eine quantenmechanische Behandlung des Emissionsspektrums eines Elektrons in Kontinuumszuständen eines Coulombpotentials wurde erstmals von Sommerfeld gegeben [10, 11]. Die folgende Darstellung wird zitiert nach [14] wegen der weiten Verbreitung der dort verwendeten Definitionen der konfluenten hypergeometrischen Funktion und der vollständigen hypergeometrischen Funktion [13].  $\psi_{1/2}$  bezeichne die Wellenfunktion,  $k_{1/2}$  den Impuls,  $E_{1/2}$  die Energie des Elektrons vor bzw. nach Emission eines Photons mit dem Impuls  $\hbar q = \hbar|k_1 - k_2|$  und der Energie  $\hbar\omega$ . Die Berechnung geht aus von den Kontinuumszuständen

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 r} F(i\nu_1, 1, i(k_1 r - k_1 r)), \quad (\text{A.1})$$

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2 r} F(-i\nu_2, 1, -i(k_2 r + k_2 r)), \quad (\text{A.2})$$

mit den Amplituden

$$A_1 = e^{\pi\nu_1/2} \Gamma(1 - i\nu_1), \quad A_2 = e^{\pi\nu_2/2} \Gamma(1 + i\nu_2),$$

und den Abkürzungen

$$\nu_1 = Ze^2 m_e / (4\pi\epsilon_0 \hbar^2 k_1), \quad \nu_2 = Ze^2 m_e / (4\pi\epsilon_0 \hbar^2 k_2)$$

Die Zustände gehen asymptotisch in eine ebene Welle plus eine ein- bzw. auslaufende Kugelwelle über [17, 14];  $F(\alpha, \gamma, z)$  bezeichnet die konfluente hypergeometrische Funktion [13]. Aus der Emissionswahrscheinlichkeit für elektrische Dipolstrahlung

$$W = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |d_{21}|^2, \quad (\text{A.3})$$

wobei

$$d_{21} = e \int d^3r \psi_2^*(\mathbf{r}) \mathbf{r} \psi_1(\mathbf{r}) \quad (\text{A.4})$$

für das Übergangsmatrixelement steht, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Emission eines Bremsstrahlungsquants der Energie  $\hbar\omega$  zu [14]

$$d\sigma = \frac{64\pi^2}{3} \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{m_e^2 c^2}{(p_1 - p_2)^2} \frac{p_2}{p_1} \frac{1}{(e^{-2\pi\nu_2} - 1)(e^{2\pi\nu_1} - 1)} \left( \frac{d}{d\xi} |F(\xi)|^2 \right) \frac{d\omega}{\omega} \quad (\text{A.5})$$

mit

$$\xi = -\frac{4p_1 p_2}{(p_1 - p_2)^2}, \quad p_{1/2} = \hbar k_{1/2}$$

und  $F(\xi) = F(i\nu_2, i\nu_1, 1, \xi)$  für die vollständige hypergeometrische Funktion. Für  $\frac{p_1^2}{2m_e} < \hbar\omega$  verschwindet  $\frac{d\sigma}{d\omega}$  [10]. Die Größe

$$G(\omega, E_1) = \frac{\pi\sqrt{3}\xi}{(e^{-2\pi\nu_2} - 1)(e^{2\pi\nu_1} - 1)} \frac{d}{d\xi} |F(\xi)|^2 \quad (\text{A.6})$$

stellt den sogenannten quantenmechanischen Gauntfaktor dar [19, 20]. Aufgrund der geringen Dichten ( $n_e \leq 10^{20} \text{m}^{-3}$ ) und der hohen Temperaturen ( $T_e \approx 1 \text{keV}^1$ ) kann in Fusionsplasmen stets eine Maxwell - Boltzmann - statt einer Fermi - Dirac - Verteilung der Elektronen angenommen werden [18]:

$$f(\mathbf{v}) d^3v = \left( \frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k T_e}\right) d^3v. \quad (\text{A.7})$$

Fusionsplasmen können im nahen Infrarot und im Sichtbaren als optisch dünn angesehen werden, die Elektronenbewegung als unkorreliert [32]. Es ist deshalb möglich, die Beiträge der einzelnen Elektronen zur Bremsstrahlung zu addieren. Den lokalen Emissionskoeffizienten  $\epsilon_\omega^{ff}$  eines Plasmas, der definiert ist als die pro Volumenelement und Frequenzintervall ins Raumwinkelement abgestrahlte Leistung, erhält man durch Integration über das Produkt aus Wirkungsquerschnitt, Verteilungsfunktion und Geschwindigkeit der Elektronen im Anfangszustand:

$$\epsilon_\omega^{ff}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} n_e(\mathbf{r}) n_i(\mathbf{r}) \hbar\omega \int d^3v_1 f(\mathbf{v}_1) v_1 \frac{d\sigma}{d\omega}. \quad (\text{A.8})$$

Unter Verwendung der Beziehung

$$E_1 = \frac{m_e v_1^2}{2} = E_2 + \hbar\omega$$

<sup>1</sup>1eV  $\hat{=}$  11600K

erhält man schließlich

$$\epsilon_{\omega}^{ff}(\mathbf{r}) = \bar{g} n_e(\mathbf{r}) n_i(\mathbf{r}) Z^2 \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{4}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \left( \frac{2m_e}{\pi k T_e(\mathbf{r})} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k T_e(\mathbf{r})}\right) \quad (\text{A.9})$$

$\bar{g}$  steht für den über die Maxwell - Verteilung gemittelten Gauntfaktor:

$$\bar{g}(\omega, T_e, Z) = \int_0^{\infty} \frac{dE_2}{k T_e} G(\omega, E_2 + \hbar\omega) \exp\left(-\frac{E_2}{k T_e}\right) \quad (\text{A.10})$$

Karzas und Latter [21] haben  $\bar{g}$  in Abhängigkeit zweier dimensionsloser Parameter berechnet (Abb. 2.2):

$$\bar{g} = \bar{g}(u, \gamma^2)$$

$$u = \frac{\hbar\omega}{k T_e}, \quad \gamma^2 = \frac{Z^2 R y}{k T_e}. \quad (\text{A.11})$$

Semianalytische Formeln finden sich in [22].

## A.2 Rekombinationsstrahlung

Der Emissionskoeffizient  $\epsilon^{fb}$  für den Übergang freier ( $f$ ) Elektronen in einen wasserstoffähnlichen gebundenen Zustand ( $b$ ) wurde ebenfalls durch die Rechnungen von Karzas und Latter einer numerischen Auswertung zugänglich gemacht:

$$\epsilon^{fb}(\omega) = K \frac{n_e n_i Z^2}{T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k T}\right) \frac{Z^2 R y}{k T} \sum_{n^2 \geq Z^2 R y / \hbar\omega} \frac{2}{n^3} G_n \exp\left(\frac{Z^2 R y}{k T}\right) \quad (\text{A.12})$$

$$K = \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{4}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \left( \frac{2m_e}{\pi k} \right)^{1/2}$$

Summiert wird über alle Hauptquantenzahlen  $n$ . Er verschwindet für  $\hbar\omega < \sum_{n \geq 1} Z^2 R y / n^2$ . Die Gleichung

$$\frac{\epsilon^{fb}(\omega)}{\epsilon^{ff}(\omega)} = \frac{Z^2 R y}{k T} \sum_{n^2 \geq Z^2 R y / \hbar\omega} \frac{2}{n^3} \frac{G_n}{\bar{g}} \exp\left(\frac{Z^2 R y}{k T}\right) \quad (\text{A.13})$$



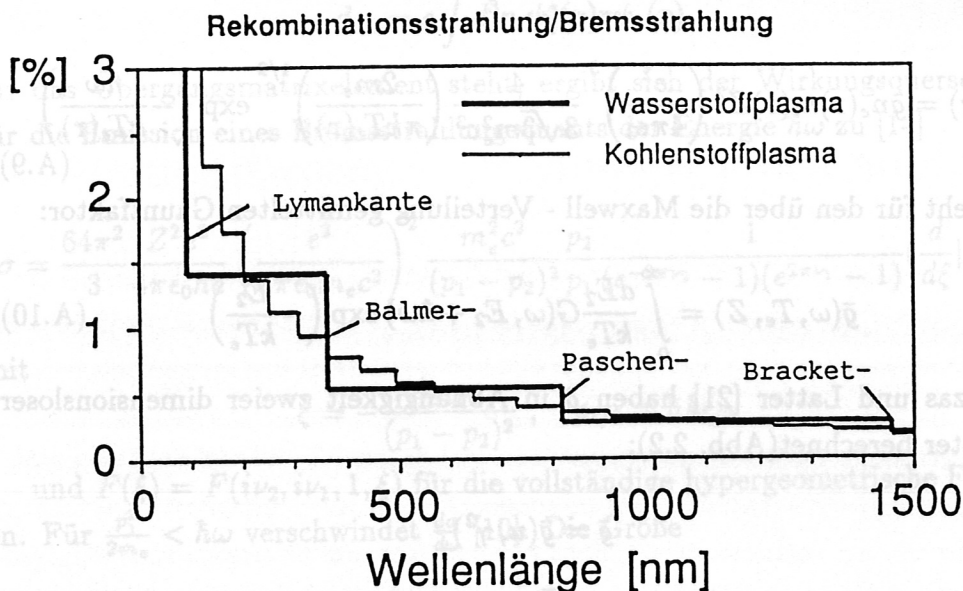


Abbildung A.1: Verhältnis Rekombinationsstrahlung zu Bremsstrahlung bei  $T_e = 100 \text{ eV}$ . Bei höheren Temperaturen wird das Verhältnis kleiner. Nach: [25]

erlaubt es, abzuschätzen, welcher Anteil der Strahlung überwiegt. Das Verhältnis der Gaunzfaktoren  $G_n/\bar{g}$  liegt in der Größenordnung 1. Für  $\hbar\omega \ll Z^2 Ry$  tragen nur Zustände mit großem  $n$  bei, so daß aufgrund der  $n^{-3}$ -Abhängigkeit in Glg. A.13 die Bremsstrahlung überwiegt. Im nahen Infrarot trifft dieser Fall auf das Innere von Tokamakplasmen zu. Mit abnehmender Temperatur ( $Z^2 Ry > kT$ ) wächst der Anteil der Rekombinationsstrahlung, so daß vor allem bei Strahlung aus dem kälteren Plasmarandbereich mit einem Einfluß auf die Bremsstrahlungsmessung zu rechnen ist. Abb. A.1 zeigt das Verhältnis von Rekombinations- zu Bremsstrahlung bei einer Temperatur von  $T_e = 100 \text{ eV}$  für Wasserstoffionen und sechsfach ionisierten Kohlenstoff. Es liegt im nahen Infrarot unter 1%. Rekombinationsstrahlung spielt also nur eine vernachlässigbare Rolle. Bei höheren Temperaturen verringert sich das Verhältnis weiter. Die Stufenstruktur rührt daher, daß zwischen den Kanten Rekombinations- und Bremsstrahlung die gleiche Wellenlängenabhängigkeit zeigen.

### A.3 Strahlung gebundener Elektronen

#### A.3.1 Spektrallinien eines Ions

Im Falle von Spektrallinien ergibt sich die Verknüpfung zwischen gemessener Intensität und Plasmaeigenschaften aus der Beziehung [26]

$$I_{ji} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ji} \int_{\text{Sichtlinie}} A_{ji} n_i dl, \quad (\text{A.14})$$

wobei integriert wird über die gesamte Sichtlinie durch das Plasma.  $I_{ji}$  steht für die Intensität in  $Wm^{-2}sterad^{-1}$ ,  $n_i$  für die Zahl der Ionen pro Volumenelement im angeregten Zustand  $i$  und  $A_{ji}$  für die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit von Zustand  $i$  nach  $j$ . Aufgrund ihrer geringen Dichte ( $n_e \leq 10^{20}m^{-3}$ ) befinden sich Tokamakplasmen weitab vom thermodynamischen Gleichgewicht. Weder die Plancksche Strahlungsformel noch das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts treffen zu [26]. Die Dichte der angeregten Zustände  $n_i$  kann jedoch aus dem sogenannten Korona Besetzungs - Gleichgewicht aus der Dichte  $n_0$  der Ionen im Grundzustand bestimmt werden [26, 31]:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 n_e \langle \sigma v_e \rangle_i - n_i \sum_{k < i} A_{ki} + \sum_{k > i} n_k A_{ik}. \quad (\text{A.15})$$

Dabei bezeichnet  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Ions durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand in den Zustand  $i$ . Der Ratenkoeffizient  $\langle \sigma v_e \rangle_i$  wird berechnet durch Mittelung über die Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion. Die Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{ki}$  für erlaubte Übergänge liegen aufgrund ihrer  $Z^4$  - Abhängigkeit im Sichtbaren bis nahen Infrarot in der Größenordnung  $10^8 s^{-1}$  für niedrig geladene Ionen, bis  $10^{12} s^{-1}$  für hochgeladene Ionen, die Anregungsraten durch Elektronenstöße aus dem Grundzustand bei  $10^6 s^{-1}$  [26, 31]. Dies bedeutet, daß die Zahl der Ionen im Grundzustand über die Zahl der angeregten Ionen dominiert. Im quasistationären Gleichgewicht folgt aus Glg. A.15:

$$n_i = n_0 n_e \frac{\langle \sigma v_e \rangle_i}{\sum_{k < i} A_{ki}}, \quad (\text{A.16})$$

dabei wurde davon Gebrauch gemacht, daß der letzte Beitrag in Glg. A.15, also die Besetzung von Zustand  $i$  durch Strahlungszzerfall höherer Niveaus, in der Regel vernachlässigt werden kann [31].

Die Linienintensität  $I_{ji}$  ergibt sich nun in Abhängigkeit der atomaren Parameter  $A_{ki}$ ,  $\sigma$ , sowie der der Dichte der freien Elektronen  $n_e$  im Plasma und

der Zahl der Ionen pro Volumeneinheit im Grundzustand  $n_0$ , die ebenso wie der Ratenkoeffizient  $\langle \sigma v_e \rangle_i$  temperaturabhängig und damit im Plasma auch ortsabhängig ist:

$$I_{ji} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ji} B_{ji} \int_{\text{Sichtlinie}} n_0 n_e \langle \sigma v_e \rangle_i dl. \quad (\text{A.17})$$

Das Verzweigungsverhältnis

$$B_{ji} = \frac{A_{ji}}{\sum_{k < i} A_{ki}} \quad (\text{A.18})$$

gibt den Anteil der Ionen im angeregten Zustand  $i$ , die in den Zustand  $j$  übergehen.

### A.3.2 Ladungszustände eines Elementes

Wie die Dichten  $n_i$  der angeregten Elektronenzustände eines Ions, so müssen auch die Dichten  $n_Z$  der verschiedenen Ladungszustände eines Elementes mit Hilfe einer Ratengleichung berechnet werden [26]:

$$\frac{dn_Z}{dt} = -n_e n_Z (S_Z + \alpha_Z) + n_e n_{Z+1} \alpha_{Z+1} + n_e n_{Z-1} S_{Z-1}. \quad (\text{A.19})$$

Die Terme in Glg. A.19 haben folgende Bedeutung:

- $\alpha_Z$  steht für den Rekombinationsratenkoeffizienten von der Ionisationsstufe  $Z$  zur nächst niedrigeren Ladungszahl  $Z - 1$ .
- $S_Z$  ist der Ratenkoeffizient für Elektronenstoß - Ionisation von der Ladung  $Z$  zur Ladung  $Z + 1$ .

In Glg. A.19 sind Terme proportional zum Quadrat der Elektronendichte und Terme proportional zur Intensität des Strahlungsfeldes vernachlässigt.

Für den stationären Zustand erhält man schließlich:

$$\frac{n_{Z+1}}{n_Z} = \frac{S_Z}{\alpha_{Z+1}}. \quad (\text{A.20})$$

Hieraus lassen sich nur die Verhältnisse  $n_{Z+1}/n_Z$  bestimmen; absolute Werte der Dichten können nur unter Berücksichtigung von Transport und Zufluß der Ionen angegeben werden.

**A.3.3 Neutrale Verunreinigungen**

Eine wichtige Anwendung der Messung der Intensitäten von Spektrallinien liegt in der Bestimmung des Flusses

$$\Gamma_n = n_n v_n \tag{A.21}$$

neutraler Verunreinigungen ins Plasma. Ihre Dichte  $n_n$  nimmt exponentiell vom Plasmarand zur Mitte hin ab mit der Ionisationslänge

$$\lambda_{ion} = \frac{v_n}{n_e S_0} \tag{A.22}$$

Die Intensität des Übergangs  $i$  nach  $j$  (Glg. A.17) ergibt sich nun zu [27]:

$$I_{ji} = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} P \Gamma_n \tag{A.23}$$

Hier wurde die Wahrscheinlichkeit  $P$  für die Emission eines Photons pro Ionisationsereignis eingeführt:

$$P = \frac{B_{ji} \langle \sigma v_e \rangle_i}{S_n} \tag{A.24}$$

Die Intensität einer Spektrallinie eines Atoms wird also dann besonders hoch, wenn

- das Verzweigungsverhältnis  $B_{ji}$  groß ist. Dies gilt vor allem für Linien, die von Niveaus kleiner Hauptquantenzahl  $n$  ausgehen.
- ein Temperaturbereich im Plasma existiert, in dem das Verhältnis von Anregungsrate  $\langle \sigma v_e \rangle_i$  vom Grundzustand in das obere Niveau zur Ionisationsrate  $S_0$  durch Elektronenstoß hinreichend groß ist.

$\langle \sigma v_e \rangle_i$  läßt sich für Niveaus, die mit dem Grundzustand über einen optisch erlaubten Übergang verbunden sind, nach einer Formel von van Regemorter [40] abschätzen:

$$\langle \sigma v_e \rangle_i = \frac{1,6 \times 10^{-5} f_{gi} \langle g \rangle}{\Delta E_{gi}} \frac{1}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{gi}}{T_e}\right) \tag{A.25}$$

$\langle \sigma v_e \rangle_i$	in	$\frac{cm^3}{s}$	0,82V	$2,75 \times 10^{12} m^{-3}$	1,62m	0,55m
$T_e$ und $\Delta E_{gi}$	in	eV				
$\Delta E_{gi}$	:	Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand				

- : und Grundzustand
- $\langle g \rangle$  : Gauntfaktor für neutrale Atome nach van Regemorter  
Größenordnung : 1
- $f_{gi}$  : Oszillatorstärke .

Stoßanregungen zu Zuständen, zu denen kein optisch erlaubter Übergang führt, besitzen eine geringere Wahrscheinlichkeit. Spektrallinien von Übergängen, die im Grundzustand enden, treten also mit besonders hoher Intensität auf, da die zugehörigen Stoßanregungsraten groß sind. Bei den in Tokamaks üblichen leichten Verunreinigungen handelt es sich hierbei um Übergänge zu kernnahen Niveaus, deren Wellenlängen unterhalb des roten Spektralbereichs liegen. Aus diesem Grund eignet sich das nahe Infrarot besonders, die Plasma - Bremsstrahlung zu beobachten. Tatsächlich enden die von uns beobachteten Linien fast ausschließlich nicht im Grundzustand des betreffenden Ions (vgl. Kapitel 3).

### A.4 Molekülstrahlung

Am Plasmarand in der Nähe der letzten geschlossenen Flußfläche kann die Elektronentemperatur in den Bereich von 10 eV fallen. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß Bandenspektren von Molekülen hier das Bremskontinuum überlagern. Bei der in Kapitel 4 behandelten Entladung lag jedoch die Temperatur im Abstand 40cm vom Plasmazentrum noch über 100 eV.

## Anhang B

### Vergleich mit berechneten Profilen

Einige in der ersten Betriebsphase von ASDEX - Upgrade noch nicht gemessenen Plasmagrößen können mit Hilfe der in Abb. B.1 zusammengestellten Meßwerte der Entladung 909 abgeschätzt werden. Die dem Plasma zugeführte Heizleistung ergibt sich als Produkt aus Plasmastrom  $I_P$  und der induzierten Umfangsspannung  $U_L$  zu  $P_H = 308 \text{ kW}$ . Der Energieinhalt des Plasmas berechnet sich zu:

$$E_P = \frac{3}{2} \int dV (kT_e(r)n_e(r) + kT_i(r)n_i(r)) . \quad (\text{B.1})$$

Daraus wird die Energieeinschlußzeit im stationären Zustand definiert:  $\tau_E = E_P/P_H$ .

Der spezifische Widerstand des Plasmas parallel zu den magnetischen Feldlinien lautet nach Spitzer [48] unter Vernachlässigung logarithmischer Abhängigkeiten von  $n_e$  und  $T_e$  bei fusionsrelevanten Bedingungen:

$$\eta_{\parallel} = N(Z_{eff})Z_{eff} \frac{2,8 \times 10^{-8}}{T_e^{3/2}} \quad (\text{B.2})$$

$$\eta \text{ in } \Omega\text{m}, T_e \text{ in keV}, N(Z_{eff}) \approx 0,7 .$$

In toroidaler Geometrie erhöht sich dieser Wert, da einige Elektronen in dem magnetischen Spiegel, der infolge der  $1/R$  - Abhängigkeit des toroidalen Bereichs bestimmt, das welchen Strahlung auf die Plasmen treffen kann.

toroidale magnetische Induktion	Plasma-strom	Umfangsspannung	liniengemittelte Dichte	großer Plasma-radius	kleiner Plasma-radius
$B_T$	$I_P$	$U_L$	$\bar{n}_e$	$R$	$a$
$2T$	$375 \text{ kA}$	$0,82 \text{ V}$	$2,75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$1,62 \text{ m}$	$0,55 \text{ m}$

Abbildung B.1: Parameter der Entladung Nr. 909 zum Zeitpunkt  $t = 0,88 \text{ sec}$ .

len Magnetfeldes entsteht, gefangen werden und nicht mehr zur Leitfähigkeit beitragen, zum sogenannten neoklassischen Widerstand [49]

$$\eta_n = \frac{\eta_{||}}{\left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{1/2}\right)^2} \quad (B.3)$$

Unter der Annahme eines parabolischen Dichteprofiles

$$n_e(r) = n_e(0) \left(1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right),$$

wobei  $n_e(0)$  so festgelegt wird, daß das Linienintegral über die Dichte mit dem gemessenen Wert übereinstimmt, kann überprüft werden, ob sich ein konsistenter Wert der Energieeinschlußzeit  $\tau_E$  ergibt. Die geringe Dichte des Plasmas äußert sich hier wie auch bei anderen Tokamaks in einem großen Anteil an Verunreinigungen und damit relativ hohen Werten von  $Z_{eff}$ . Für die Energieeinschlußzeit folgt  $\tau_E \approx 0,1 \text{ sec}$ .

kleiner Plasma-radius	großer Plasma-radius	liniengemittelte Dichte	Umlaufspannung	Plasma-strom	toroidale magnetische Induktion
a	R	$\bar{n}_e$	U <sub>L</sub>	I <sub>p</sub>	B <sub>T</sub>
0,55m	1,62m	$2,75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	0,82V	375kA	2T

Abbildung B.1: Parameter der Entladung Nr. 909 zum Zeitpunkt  $t = 0,88 \text{ sec}$ .

## Anhang C

### Zur Absoluteichung

Abb. 3.6 zeigt eine Skizze des Strahlengangs der Messung. Die pro Wellenlängenintervall auf das Faserende fallende Strahlungsleistung  $\frac{dP}{d\lambda}$  hängt ab vom lokalen Emissionskoeffizienten

$$\epsilon_{\lambda}(\mathbf{r}) = \frac{dP}{d\lambda dV d\Omega}, \quad (\text{C.1})$$

der für die Bremsstrahlung bereits in Kapitel 2 (2.11) in Abhängigkeit von Plasmadichte und -temperatur berechnet wurde, von der Transmission des Fensters ( $T_{Fen}$ ) und des Objektivs ( $T_{Obj}$ ), sowie von den geometrischen Größen der Abbildung:

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{FE} = T_{Fen} T_{Obj} \int dV \epsilon_{\lambda}(s, \theta) \Delta\Omega(\theta). \quad (\text{C.2})$$

Integriert wird über das Gebiet im Plasma, aus dem Strahlung auf die Faserendfläche fällt, die sich im Abstand  $40,8\text{mm}$  hinter dem Objektiv befindet.  $\Delta\Omega(\theta)$  ist der Raumwinkel, mit dem das Volumenelement  $dV$  auf das Objektiv (Fläche:  $A_{Obj} = 238\text{mm}^2$ ) strahlt:

$$\Delta\Omega_{Plasma} \approx \frac{A_{Obj} \cos \theta}{4\pi s^2}. \quad (\text{C.3})$$

$A_{Obj}$  ergibt sich aus dem Durchmesser  $D = 17,4\text{mm}$  der Objektivblende. Das Bild des Kreises ( $D_K = 2,4\text{mm}$ ), der die Core - Endflächen der 4 Fasern gerade einschließt, definiert eine Blende im Plasma, die diejenigen Bereiche bestimmt, aus welchen Strahlung auf die Faserenden treffen kann. Ihr Abstand  $s_B$  vom Objektiv beträgt  $2040\text{mm}$ , ihr Durchmesser folglich  $D_B = 50 \times 2,4\text{mm} = 12\text{cm}$ . Der Tatsache, daß die 4 Faserendflächen nur 68,6% des Kreises ausfüllen, wird mit dem Faktor  $v = 0,686$  Rechnung getragen. Bezeichnet man mit  $\theta_{max} = 1,68^\circ$  den größten Winkel, der von der gedachten Blende noch zugelassen wird, so erhält man:

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{FE} = 2\pi v T_{Fen} T_{Obj} \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \int_{s_1(\theta)}^{s_2(\theta)} ds s^2 \epsilon_{\lambda}(s, \theta) \frac{A_{Obj} \cos \theta}{4\pi s^2}. \quad (\text{C.4})$$



Wegen der Kleinheit von  $\theta_{max}$  kann die Winkelabhängigkeit der Integrationsgrenzen im zweiten Integral vernachlässigt werden, so daß man zu dem Ergebnis

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{FE} = Pl T_{Fen} T_{Obj} \frac{v A_{Obj}}{2} \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \cos \theta \quad (C.5)$$

gelangt.

Dabei wurde die von äußeren geometrischen Gegebenheiten unabhängige Größe

$$Pl = \int_{s_B-a}^{s_B+a} \epsilon_\lambda(s) ds \quad (C.6)$$

eingeführt, die als Plasmalicht bezeichnet wird.  $2a = 1m$  ist die Länge der horizontalen Plasmaachse und  $s_B$  steht für den Ort des Bildes des Faserendes, das mit der Plasmamitte zusammenfällt.

Die auf die Faserendfläche treffende Leistung pro Wellenlängenintervall ergibt sich nun zu

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{FE} = Pl T_{Fen} T_{Obj} A_{Obj} v \frac{\sin^2 \theta_{max}}{4} \quad (C.7)$$

Die Dispersion des Spektrometers betrug  $1,3nm/mm$  bei  $900nm$ , die Breite einer Diode in der Fokalebene  $0,94mm$ , so daß auf eine Diode ein Wellenlängenbereich von  $\delta\lambda = 1,2nm$  entfiel. Durch Vergleich des Diodensignals, das die einfallende Leistung

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{FE} \delta\lambda$$

verursacht, mit dem entsprechenden Signal eines Standardstrahlers läßt sich aus Glg. C.7 das Plasmalicht bestimmen. Geeignete Standardstrahler im nahen Infrarot stehen in Wolframbandlampen zur Verfügung. Die spektrale Strahldichte eines Wolframbandes als Funktion seiner Temperatur wurde von de Vos bestimmt [44]. Die Temperatur in Abhängigkeit vom Strom durch das Band kann aus Datenblättern entnommen werden. Um die wellenlängenabhängigen Transmissionsverluste zu berücksichtigen, wurde bei der Eichung das gleiche Objektiv verwendet wie an ASDEX-Upgrade. Die Faserenden wurden mit demselben Öffnungswinkel bestrahlt, und eine zum Torusfenster identische Quarzplatte befand sich im Strahlengang.

### Fehlerabschätzung

Der Raumwinkelbereich  $\Delta\Omega_{Plasma}$ , aus dem Strahlung auf das Faserende fällt, war in Glg. C.3 durch  $\Delta\Omega_{Plasma} \approx A_D/(4\pi d^2)$  gegeben. Bei einer geschätzten Ungenauigkeit in  $d$  von maximal  $0,5mm$  liegt der Fehler in  $\Omega$  bei  $2,5\%$ . Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Messung des Stromes durch das Wolframband, was zu einer Unsicherheit in der Temperatur von etwa  $1\%$  führt. Das Fenster am Torus lag in etwa  $1,5m$  Abstand vom Plasmarand entfernt, eine Bedampfung während Plasma - Entladungen kann nicht ausgeschlossen werden, wird verstärkt jedoch nur an Fenstern in kürzerem Abstand ( $< 1m$ ) zum Plasma beobachtet. Den damit verbundenen Fehler schätzen wir mit  $5\%$ . Einen Fehler in der gleichen Größenordnung liefert die Bedampfung des Glaskolbens der Wolframbandlampe.

## Anhang D

### Rauschen

Die äquivalente Rauschleistung der Anordnung unter Einbeziehung des Eingangswiderstands des Vorverstärkers rührt im wesentlichen her vom Schrotrauschen der Silizium - Dioden. Für die verwendeten Dioden gilt [30]:

$$NEP [W] = 3 \times 10^{-15} \times (\Delta f [Hz])^{1/2}. \quad (D.1)$$

Bei einer Bandbreite von typisch  $\Delta f = 1kHz$  liegt die äquivalente Rauschleistung bei  $10^{-13}W$ . Zum Vergleich soll die Signalleistung  $P_{Sig}$ , die auf eine Diode trifft, abgeschätzt werden. Analog zu den Glgn. C.2, C.3 lautet die pro Wellenlängenintervall auf eine Diode treffende Leistung:

$$\left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{Sig} = T_{Fen} T_{Obj} T_{Filt.} \int dV \epsilon_{\lambda}^{ff}(s, \theta) \frac{A_{Obj} \cos \theta}{4\pi s^2}. \quad (D.2)$$

Der Raumwinkelbereich  $\Delta\Omega_{Pl}$  im Plasma, aus dem Strahlung auf eine Diode fällt, errechnet sich aus der Fläche  $A_D = 0,94 \times 4,4mm^2$  einer Diode und ihrem Abstand  $d = 40,8mm$  vom Objektiv zu:

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_{pl} &\approx \frac{A_D}{4\pi d^2} \\ &\approx 2 \times 10^{-4} ster. \end{aligned} \quad (D.3)$$

Mit der Definition C.6 für  $Pl$  und  $\cos \theta \approx 1$  erhält man:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{Sig} &= T_{Fen} T_{Obj} T_{Filt.} Pl A_{Obj} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \\ &\text{bzw.} \\ \left(\frac{dP}{d\lambda}\right)_{Sig} \left[\frac{W}{nm}\right] &= 6 \times 10^{-9} m^2 ster T_{Filt} Pl \left[\frac{W}{m^2 nm ster}\right] \end{aligned} \quad (D.4)$$

Dabei wurde für  $T_{Fen}$  und  $T_{Obj}$  der Wert 0,9 eingesetzt, die Objektivfläche betrug hier  $4,6 \times 10^{-4} m^2$  ( $D/f = 1/5,2$ ). Das schmalbandigste verwendete Interferenzfilter hatte die volle Halbwertsbreite von  $\delta\lambda = 21,8nm$  und eine Maximaltransmission von 85% bei  $1030nm$ . Die Transmission des RG850 - Kantenfilters lag in diesem Wellenlängenbereich bei konstant 95%. Aus Glg. 2.13 läßt sich aus den Plasmamparametern

$$\begin{aligned}
 Z_{eff} &\approx 3 \\
 n_e &\approx 1 \times 10^{19} m^{-3} \\
 T_e &\approx 500 eV \\
 \bar{g} &\approx 4
 \end{aligned}
 \tag{D.5}$$

ein typischer Wert für den lokalen Emissionskoeffizienten  $\epsilon_{\lambda}^{ff}$  abschätzen:

$$\epsilon_{\lambda}^{ff} \approx 8 \times 10^{-5} \frac{W}{m^3 nm ster}
 \tag{D.6}$$

Mit einem Plasmadurchmesser von  $1m$  ergibt sich schließlich die Signalleistung  $P_{Sig}$  auf eine Diode

$$\begin{aligned}
 P_{Sig} &\approx 6 \times 10^{-9} m^2 ster \times 21,8 nm \times 0,85 \times 0,95 \times 8 \times 10^{-5} \frac{W}{m^3 nm ster} \times 1m \\
 &\approx 10^{-11} W
 \end{aligned}
 \tag{D.7}$$

und daraus das Signal zu Rausch - Verhältnis für eine Diode, deren Sichtlinie durch die Plasmamitte läuft:

$$\frac{P_{Sig}}{NEP} \approx 100
 \tag{D.8}$$

Da der Emissionskoeffizient für Bremsstrahlung zum Plasmarand hin abfällt, wird dort auch das Signal zu Rausch - Verhältnis schlechter.

Bei der Messung am Spektrometer war das Verhältnis Signal zu Diodenrauschen in der gleichen Größenordnung, da die größere Öffnung des Objektivs von  $D = 17,4mm$  mit Verlusten beim Einkoppeln in die Fasern von etwa 50%, Transmissionsverlusten von etwa 40%, geringen Reflexionsverlusten im Spektrometer, sowie mit einer geringeren spektralen Bandbreite von  $1,3nm$  einherging. Da die vier Fasern zusammen fast die gleiche Fläche wie eine Diode hatten und die Objektivblendenfläche 5,1 mal größer war als bei der direkten Abbildung, läßt sich die Signalleistung pro Diode am Spektrometer mit Glg. D.4 überschlagen:

$$\begin{aligned}
 P_{Sig} &\approx 5 \times 10^{-11} W \times 0,5 \times 0,6 \times \frac{1,3nm}{21,8nm} \\
 &\approx 1 \times 10^{-12} W
 \end{aligned}
 \tag{D.9}$$

Da hier jedoch über 100msec integriert wurde, war die äquivalente Rauschleistung 10 mal geringer, so daß sich für das Signal - Rausch - Verhältnis ergibt:

$$\frac{P_{Sig}}{NEP} \approx 100 . \tag{D.10}$$

Quantenrauschen spielt hier keine entscheidende Rolle: Bei 0,1sec Integrationszeit,  $10^{-12}W$  optischer Leistung und Quanten der Energie 1eV beträgt die Zahl der Photonen pro Auslesezyklus:  $N = 6,2 \times 10^5$  und  $\delta N/N = 1/\sqrt{N} = 1/800$ .

[13] L.D.Landau, E.M.Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd.III: Quantenmechanik, Akademie-Verlag Berlin (1985)

## Anhang E

### Störungen während Plasmaentladungen

Die in der Torushalle auftretenden Störungen im  $kHz$  - Bereich aufgrund der nicht vollständigen Glättung der Ströme, die das Hauptmagnetfeld im Torus erzeugen (Größenordnung: 10kA), konnten nicht völlig abgeschirmt werden, da das Sichtfenster des Diodenarrays nicht metallisch verschlossen werden kann. Möglichen Verschiebungen des Nullniveaus wurde auf zwei Weisen vorgebeugt. Die ersten beiden Dioden waren bei allen Entladungen abgedeckt, so daß eine eventuelle Änderung des Untergrunds detektierbar gewesen wäre. Desweiteren war die Apparatur nur an einer Stelle geerdet, womit ausgedehnte Leiterschleifen und damit die Induktion größerer Spannungen ausgeschlossen wurde.

### Meßtechnische Vorzüge des gewählten Verfahrens

Die vorliegende Anordnung bietet eine Reihe von Vorteilen gegenüber anderen Verfahren der Marfe - Beobachtung. So gewährleistet insbesondere der serielle Auslesemodus ein höheres Maß an Sicherheit bei geringeren Kosten als herkömmliche Verfahren mit Avalanche - Dioden, die eine separate stabile Spannungsversorgung für jede Diode erfordern. Bedingt durch das an der Hallenwand noch relativ hohe Magnetfeld von etwa  $4mT$  können an ASDEX - Upgrade Photomultiplier nur außerhalb der Torushalle in Verbindung mit Lichtleitern eingesetzt werden. Eine zusätzliche magnetische Abschirmung ist erforderlich.

## Literaturverzeichnis

- [1] K.Pinkau, U.Schumacher, G.H.Wolf: Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß, Phys. Bl.45, Nr.2, 41 (1989)
- [2] J.Raeder, K.Borrass, R.Bünde, W.Dänner, R.Klingelhöfer, L.Lengyel, F.Leuterer, M.Söll: Kontrollierte Kernfusion, B.G.Teubner Stuttgart 1981
- [3] D.Reiter, G.H.Wolf, H.Kever: Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency, Nuclear Fusion, Vol.30, Nr.10 (1990)
- [4] V.Dose, G.H.Wolf: Kernfusion: Die Ascheabfuhr, Phys. Bl. 47 (1991), Nr.3
- [5] K.W.Krieger: Untersuchung des Verunreinigungstransports am Tokamak ASDEX mit spektroskopischen Methoden, Dissertation, TU - München 1990
- [6] R.Lüst, A.Schlüter: Axialsymmetrische magnetohydrodynamische Gleichgewichtskonfigurationen, Z. Naturforschg. 12a, 850-854 (1957)
- [7] H.Röhr et al.: Measurement of  $Z_{eff}$  profiles from Bremsstrahlung in the near infrared, Rev. Sci. Instrum. 59, 8 (1988)
- [8] A.Stäbler et al.: Density Limit in ASDEX under Clean Plasma Conditions, Proc. 17th EPS Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. (Amsterdam 1990), Part I, p.395
- [9] H.Niedermeyer et al.: Investigations into the Density Limit of the Tokamak with Ohmic and Neutral Beam Heating, Proc. 12th EPS Conf. Contr. Fus. and Plasma Phys. (Budapest 1985), Part I, p.159
- [10] A.Sommerfeld: Über die Beugung und Bremsung der Elektronen, Ann. Physik 11, 257 (1931)
- [11] A.Sommerfeld: Atombau und Spektrallinien, Bd.II, 3.Auflage, Vieweg und Sohn, Braunschweig 1960
- [12] L.D.Landau, E.M.Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd.II: Quantenmechanik, Akademie-Verlag Berlin (1987)

- [13] L.D.Landau, E.M.Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd.III: Quantenmechanik, Akademie-Verlag Berlin (1985)
- [14] L.D.Landau, E.M.Lifschitz: Lehrbuch der Theoretischen Physik Bd.IV: Quantenelektrodynamik, Akademie-Verlag Berlin (1986)
- [15] H.A.Kramers: Phil. Mag. 46, 836 (1923)
- [16] H.A.Bethe, E.E. Salpeter: Quantum Mechanics of One- and Two- Electron Systems, Springer, Berlin 1957
- [17] H.A.Bethe, L.Maximon, F.Low: Bremsstrahlung at High Energies, Phys. Rev. 91, 417 (1953)
- [18] G.A.Mesyats, V.E.Fortov: Extremzustände des Plasmas, Phys. Bl. 46 (1990) Nr.10
- [19] J.A.Gaunt: Continuous Absorption, Phil. Trans. Roy. Soc. A 229, 163ff, (1930)
- [20] J.A.Gaunt: Über die Strahlung der freien Elektronen im Coulombfeld, Ztschr. f. Physik, 59, 508 (1930)
- [21] W.J.Karzas, R.Latter: Electron Radiative Transitions in a Coulombfeld, The Astrophysical Journal, Supplement Nr.55, Vol.VI, 167-212 (1961)
- [22] J.R.Stallcop, K.W.Billman: Analytical Formulae for the Inverse Bremsstrahlung Absorption Coefficient, Plasma Physics, 16,1187 (1974)
- [23] Atomic Transition Probabilities, National Bureau of Standards 4, Washington, D.C. 1966
- [24] M.Bessenrodt-Weberpals: Analyse des Randschichtplasmas Ohmscher Tokamakentladungen, Habilitationsschrift, Universität Düsseldorf 1990
- [25] M.Engelhard: Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl eines Plasmas aus der Bremsstrahlung im nahen Infrarot, Diplomarbeit, TU-München 1990
- [26] W.Engelhardt:Spectroscopy in Fusion Plasmas, in: Diagnostics for fusion reactor conditions Vol.1, 11.EUR 8351-IEN, CEC, Brussels (1982)
- [27] G.Fußmann, J.V.Hofmann, G.Janeschitz, H.R.Yang: Sputtering Flux Measurements in the ASDEX Divertor, Nuclear Fusion, Vol.30, Nr.11 (1990)



- [28] O.Gehre: The HCN - Laser Interferometer of the Divertor Tokamak ASDEX, Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, Vol.5 (1984)
- [29] H.R.Griem: Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York 1964
- [30] Hamamatsu Photonics: Datenblatt für Photodiodenarray S2311
- [31] J.V.Hofmann: Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen hochionisierter Rydberg - Atome am Experiment ASDEX, Dissertation TU München 1989
- [32] I.H.Hutchinson: Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press 1987
- [33] F.Jenichen: Private Mitteilung (1991)
- [34] A.Kallenbach: Private Mitteilung (1991)
- [35] R.Courant, D.Hilbert: Methoden der mathematischen Physik I, 3.Aufl., Springer Berlin 1968
- [36] B.Kurzan: Untersuchung der Plasmabremsstrahlung im nahen Infrarot zur Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl und zur Regelung der Elektronendichte in Tokamaks, Diplomarbeit Universität München 1990
- [37] B.Lipschultz, B.LaBombard et al.: Marfe: An edge plasma phenomenon, Nuclear Fusion, Vol. 24, Nr. 8 (1984)
- [38] J.Neuhauser, W.Schneider, R.Wunderlich: Thermal instabilities and poloidal asymmetries in the tokamak edge plasma, Nuclear Fusion, Vol. 26, Nr. 12 (1986)
- [39] T.Nishitani et al.: MARFE phenomena on neutral beam heated JT-60 plasmas, Journal of Nuclear Materials 176 & 177 (1990) 763-768
- [40] H. van Regemorter: Astrophys. J. 136, 906 (1962)
- [41] H.Röhr: Phys. Letter 81A, 451 (1981)
- [42] H.Röhr, K.H.Steuer, G.Schramm, K.Hirsch, H.Salzmänn: First high-repetition rate Thomson scattering for fusion plasmas, Nucl. Fusion 22, 1099-1102 (1982)

- [43] R.Wunderlich, W.Schneider, K.Lackner: Entfaltung von Bolometersignalen am Tokamak ASDEX - Upgrade, Entwurf für Laborbericht IPP 5/37 1991
- [44] J.C.de Vos: A new determination of the emissivity of tungsten ribbon, Physica 20, 690 (1954)
- [45] A.R.Striganov, N.S.Sventitski: Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms, Plenum, New York 1968
- [46] Wavelength Tables, The M.I.T. Press, Cambridge, USA 1969
- [47] D.Eckhardt: Electromagnetic Forces on a Metallic Vacuum Vessel Following a Disruptive Instability. A Simplified Approach Assuming Quasistationary Vessel Surface Currents. IPP - Report III/50 1979
- [48] L.Spitzer: Physics of Fully Ionized Gases, J.Wiley, New York 1962
- [49] J.Wesson: Tokamaks, Oxford University Press 1987

## Danksagung

Herrn Prof.Dr.K.Pinkau und Herrn Priv.Doiz.Dr.U.Schumacher danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit unter ihrer Leitung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.

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

Herrn Prof.Dr.M.Kaufmann danke ich dafür, die Messungen an ASDEX-Upgrade durchführen zu können.

Herrn Dr.H.Röhr und Herrn Dr.K.-H.Steuer danke ich für zahlreiche nützliche Diskussionen in ausnahmslos angenehmer Atmosphäre.

Herrn Dr.W.Engelhardt danke ich für viele Gespräche über Fragen grundlegender Natur.

Bei Herrn Dr.K.Büchl, Herrn E.Oberlander und Herrn A.Stimmelmayr möchte ich mich für die Bereitstellung von Flanschen und zugehöriger Pläne bedanken.

Herrn Dr.U.Stroth danke ich für die Überlassung seines Tokamak - Konsistenzcheck - Programms.

Mein Dank gilt Frau Priv.Doiz.Dr.M.Bessenrodt-Weberpals, Herrn Dr.C.Fuchs, Herrn Dr.S.Götsch, Herrn Dr.A.Kallenbach, Herrn Dr.H.Murmann, Herrn Dr.N.A.Salmon, Herrn Dr.H.Salzmann und allen Mitarbeitern der Abteilungen E1, E3 und T3 für die erwiesene Hilfsbereitschaft und die stets angenehme Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn C.Dorn und Herrn K.Huber für die Hilfe bei konstruktiven Problemen an ASDEX-Upgrade.

Herrn H.Czich, G.Kölbl, G.Schramm und K.-H.Wagner danke ich für die Hilfe bei Elektronik - Problemen.

Herrn M.Oswald danke ich für die Erledigung feinoptischer Aufträge.

Herrn K.Sahner, Herrn P.Feil, Herrn P.Maier, Herrn E.Schultheiß, Herrn R.Treske und Herrn T.Wehrmann danke ich für Ratschläge bei der Konstruktion und für die Fertigung zahlreicher Komponenten des experimentellen Aufbaus.

Herrn H.Bauer und Herrn K.Förster danke ich für die Unterstützung in Fragen der Datenverarbeitung.