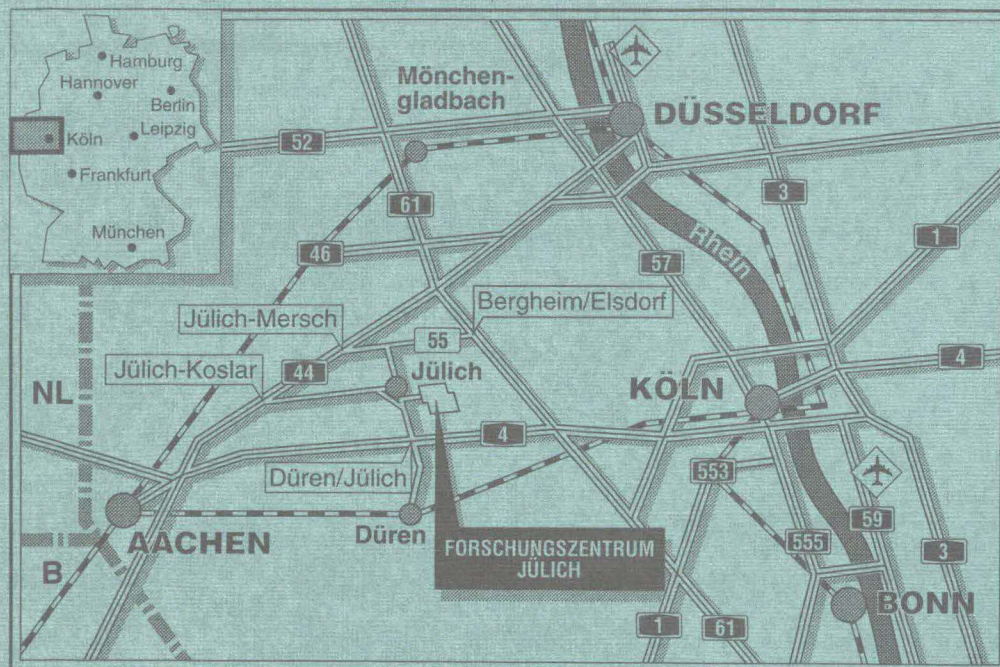


*Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM-KFA*

**Ortsaufgelöste Messung der Strahlungs-
leistung des TEXTOR-Plasmas
in einem poloidalen Querschnitt**

Jürgen Rapp



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3172

ISSN 0944-2952

Institut für Plasmaphysik Jül-3172

Assoziation EURATOM-KFA

D468 (Diss. BUGH Wuppertal)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Ortsaufgelöste Messung der Strahlungsleistung des TEXTOR-Plasmas in einem poloidalen Querschnitt

Jürgen Rapp

Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Symbole	iv
Glossar	ix
1 Einleitung	1
1.1 Kontrollierte Kernfusion	1
1.2 Tokamaks	2
1.3 TEXTOR	3
1.4 Bolometrie	5
1.5 Gliederung der Arbeit	7
2 Theorie	8
2.1 Flußflächenstruktur	8
2.2 Transport	9
2.3 Freisetzung von Verunreinigungen	13
3 Plasmastrahlung	14
3.1 Bremsstrahlung	15
3.2 Zyklotronstrahlung	15
3.3 Atomare Strahlungsprozesse	16
3.3.1 Rekombinationsstrahlung	16
3.3.2 Linienstrahlung	16
3.4 Molekülstrahlung	17
3.5 Ladungsaustausch	18
3.6 Charakterisierung des Plasmas	18
3.7 Berücksichtigung der Strahlung in Transportmodellen	20
3.8 Bedeutung der Strahlung	21
4 Experimenteller Aufbau der Diagnostik	22
4.1 Konstruktion der Bolometerkameras	23
4.2 Detektoren	25

4.3	Signal-zu-Rausch-Verhältnis	28
4.4	Meßwerterfassung und Verarbeitung	29
4.4.1	DC-Elektronik	29
4.4.2	AC-Elektronik	30
4.4.3	Entfaltung der Bolometersignale	31
4.5	Kalibrierung	33
4.5.1	DC - Bolometer	33
4.5.2	AC - Bolometer	34
5	Tomographie	35
5.1	Mathematische Formulierung des Problems	36
5.2	Abtasttheorem und Auflösung	39
5.3	Numerische Prozeduren	39
5.3.1	Entwicklung nach Besselfunktionen	39
5.3.2	Regularisierung	40
5.3.3	Lagrange Parameter	42
5.4	Grenzen des Tomographieverfahrens	44
5.4.1	Simulation verschiedener Szenarien	44
5.4.2	Abweichungen in der Geometrie	49
5.4.3	Vergleich mit anderen Verfahren	50
5.5	Gesamtstrahlung	51
5.5.1	Schnelles Integrationsverfahren	51
5.5.2	Test der Absolutkalibrierung	53
5.6	Überprüfung der Sichtliniengeometrie	54
6	Experimentelle Ergebnisse	55
6.1	Ohmsche Entladungen	56
6.1.1	Begrenzt durch toroidalen Limiter	56
6.1.2	Abgelöste Plasmen	61
6.2	Zusätzlich geheizte Entladungen	64
6.2.1	Neutralteilchenheizung	64
6.2.2	Ionen-Zyklotron-Resonanz Heizung	65
6.2.3	Sägezähne	69
6.3	Randschichtkühlung	72
6.4	Entladungen mit Verunreinigungsakkumulation	76
6.4.1	Wolfram	77
6.4.2	Co- und Counterinjektion	80
6.4.3	Transportzeiten	81
6.5	MARFEs	83
6.6	Toroidale Symmetrie	86

7 Zusammenfassung	87
A Ergänzung zur Kalibrierung	91
B Mathematische Herleitungen	93
B.1 Filterfunktion	93
B.2 Regularisierungsmatrix	94
B.3 Ableitungen der Besselfunktionen	95

Liste der verwendeten Symbole

A_A	Absorberfläche
a	Kleiner Radius des toroidalen Plasmas
$\mathbf{a}$	Lösungsvektor
$\mathbf{B}$	Magnetische Flußdichte
B_{t0}	Toroidale magnetische Flußdichte (R_0)
C	Kapazität, Wärmekapazität (Kap.4)
C_{br}	Parameter
C_z	Verunreinigungskonzentration
c	Lichtgeschwindigkeit
D	Diffusionskoeffizient
d	Dicke
d_r	Randschichtdicke
E	Energie
$\mathbf{E}$	Elektrisches Feld
E_H	Ionisierungsenergie des Wasserstoffs
E_α	Energie der α -Teilchen
E_z	Strahlungspotential
e	Elektrische Elementarladung
f	Frequenz, Radon-Transformierte der Objektfunktion (Kap.5)
$\mathbf{f}$	Vektor der gemessenen Werte
f_g	Grenzfrequenz
f_s	Abtastfrequenz
f_0	Trägerfrequenz
f_z	Strahlungsstärke
g	Gauntfaktor, Objektfunktion (Kap.5)
I	Strom
I_p	Plasmastrom
$\mathbf{j}$	Stromdichte
K_a	Dimensionsloser Korrekturfaktor
K_{reg}	Parameter
K_s	Dimensionsloser Korrekturfaktor
$\mathbf{K}$	Projektionsmatrix
k_B	Boltzmann-Konstante
k_i	Ionisationsrate
L	Induktivität
L_s	Länge
L_t	Mittlerer Torusumfang

L_z	Kühlrate
l_b	Bogenlänge
M	Tensor, der eine Dämpfung der Objektfunktion ermöglicht
m	Masse
m_e	Masse des Elektrons
m_i	Masse des Ions
n_e	Elektronendichte
n_{e0}	Zentrale Elektronendichte
n_{ep}	Profilparameter
n_i	Ionendichte
n_z	Verunreinigungsichte
P	Leistung, komplexe Frequenz (Kap.4)
P_{add}	Leistung (von außen zugeführt)
P_{br}	Bremsstrahlungsleistung
P_c	Zyklotronstrahlungsleistung
P_{dr}	Abgestrahlte Leistung durch dielektronische Rekombination
P_{ICRH}	Heizleistung durch ICRH
P_{in}	Heizleistung
P_{NI}	Heizleistung durch Neutralteilcheninjektion
P_{ohm}	Elektrische Heizleistung (Kalibrierung)
P_{part}	Verlustleistung durch Teilchentransport
P_{rad}	Strahlungsleistung
P_s	Synchrotronstrahlungsleistung
P_{sr}	Abgestrahlte Leistung durch strahlende Rekombination
P_{tot}	Totale abgestrahlte Leistung
P_α	Heizleistung durch α -Teilchen
p	Druck, Sichtlinienradius, Reflektionsfaktor (Anhang)
p_e	Druck der Elektronen
p_i	Druck der Majoritätsionen
p_s	Raumkoordinate
$p_{rs\varphi}$	Raumkoordinate
p_z	Druck der Verunreinigungsionen
Q	Quellen
q	Sicherheitsfaktor
R	Radius, Widerstand (Kap.4)
R_z	Ratenkoeffizient für Rekombination und Ladungsaustausch
R_0	Großer Radius des toroidalen Plasmas, Widerstand (Kap.4)
R	Reibungstensor
r	Radius
r_s	Raumkoordinate

S	Senken, Empfindlichkeit (Kap.4)
SM	Filterfunktion (Frequenzbereich)
sm	Filterfunktion (Zeitbereich)
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis
T	Temperatur
$\hat{T}$	Stationäre Betriebstemperatur des Detektors
T_0	Raumtemperatur
T_e	Elektronentemperatur
T_{e0}	Zentrale Elektronentemperatur
T_i	Ionentemperatur
T_{i0}	Zentrale Ionentemperatur
U	Spannung
U_0	Versorgungsspannung der Brücke
U_{br}	Brückenspannung
U_{gen}	Generatorspannung
V	Volumen
$\mathbf{v}$	Geschwindigkeit
W	Meßwerte
x	Raumkoordinate
y	Raumkoordinate
Z	Ladung, Impedanz (Anhang)
Z_0	Wellenimpedanz
Z_{eff}	Effektive Verunreinigungsladung
z	Raumkoordinate
α	Winkel
α_{Au}	Temperaturkoeffizient für Gold
α_{rz}	Ratenkoeffizient für strahlende Rekombination
α_{jivr}	Ratenkoeffizient
α_0	Winkel
β	Verhältnis zwischen Druck und Magnetfelddruck
β_0	Winkel
Γ	Fluß
Γ_z	Verunreinigungsfluß
γ	Lagrange Parameter, Fortpflanzungsfaktor (Anhang)
γ_D	Winkel
γ_{lt}	Koeffizient (Lorentz-Transformation)
γ_{rad}	Normierter Strahlungspegel

ϵ	Fehler
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
ϵ_{rad}	Emissivität
Δ_0	Shafranov-Shift
Δ_s	Raumkoordinate
ΔE	Energiedifferenz
ΔE_{vib}	Energiedifferenz der Schwingungsniveaus
ΔE_{rot}	Energiedifferenz der Rotationsniveaus
ΔE_z^{ji}	Energiedifferenz der elektronischen Niveaus j und i
δ_e	Quadratischer Fehler im Objektraum
δ_D	Winkel
δ_s	Quadratischer Fehler im Projektionsraum
ζ	Stoßparameter
η	Resistivität
θ	Winkel
ϑ	Winkel
ϑ_s	Raumkoordinate
ι	Rotationstransformation
λ_i	Mittlere freie Weglänge der Ionen
μ_0	Magnetische Feldkonstante
ν_{ie}	Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen
ν_{ii}	Stoßfrequenz zwischen den Ionen
ν_{iz}	Stoßfrequenz zwischen Majoritätsionen und Verunreinigungen
ξ	Aspektverhältnis
Π	Viskositätstensor
ρ	Materialspezifische Konstante
ρ_s	Raumkoordinate
ϱ_z	Dimensionsloser Koeffizient
σ_{cx}	Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch
σ_{DT}	Wirkungsquerschnitt für D-T Reaktionen
σ_{ex}	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung
σ_{io}	Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation
τ	Zeit
τ_c	Abkühlzeitkonstante
τ_{cx}	Stoßzeit für Ladungsaustausch
τ_{dwell}	Lokale Teilcheneinschlußzeit
τ_{io}	Stoßzeit für Ionisation
τ_p	Globale Teilcheneinschlußzeit
τ_{rec}	Stoßzeit für Rekombination
Φ	Toroidaler magnetischer Fluß

ϕ	Elektrostatistisches Potential
ϕ_z^{ij}	Anregungsrate
φ	Winkel
χ_e	Wärmeleitfähigkeit der Elektronen
Ψ	Poloidaler magnetischer Fluß
Ω_0	Raumwinkel
Ω	Regularisierungsmatrix
ω	Kreisfrequenz
ω_{ce}	Zyklotronkreisfrequenz der Elektronen
ω_{ci}	Zyklotronkreisfrequenz der Ionen

Auf eine vollständige Auflistung der eingeführten mathematischen Variablen aus dem Kapitel zu den Numerischen Verfahren (Kap.5.3) wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

Vektoren, Matrizen und Tensoren werden in dieser Arbeit durch Fettdruck dargestellt.

Glossar

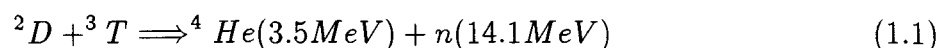
AC	Wechselstrom
ALT-II	Toroidaler Pumplimiter
ART	Algebraische Rekonstruktions Techniken
CBP	Gefaltete Rückprojektion
DC	Gleichstrom
GCV	Allgemeine Kreuzkontrolle
ICRH	Ionen-Zyklotron-Resonanz Heizung
LTE	Lokales thermodynamisches Gleichgewicht
MARFE	Asymmetrische Strahlungsquelle am Plasmarand
MEM	Maximum-Entropie-Methode
MHD	Magnetohydrodynamik
NBI	Neutralteilcheninjektion
PS	Pfirsch-Schlüter Transportregime
RITM	Strahlungs-Verunreinigungstransport-Modell
SVD	Singulärwertzerlegung
SXR	Weiche Röntgenstrahlung
VUV	Vakuumultraviolett

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Der beschränkte Vorrat an fossilen Brennelementen führt zu der verstärkten Suche nach alternativen Energieträgern. Hierzu gehört die kontrollierte Kernfusion. Ein kosmisches Beispiel für diese nuklearen Reaktionen ist die Sonne. Bei der Kernfusion werden zwei leichtere Atomkerne zu einem schwereren verschmolzen, bei dem die durch den auftretenden Massendefekt freigewordene Energie technisch genutzt werden soll. Dieser Energiebetrag $\Delta E = \Delta mc^2$ entspricht der Bindungsenergie der Nukleonen. Für das ${}^4\text{He}$ - Isotop, das α - Teilchen, ist die Bindungsenergie pro Nukleon 7.07 MeV. Die Wahrscheinlichkeit für eine Fusion von vier einzelnen Nukleonen, 2 Protonen und 2 Neutronen ist unglücklicherweise nahezu null. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts wird angestrebt in Fusionsreaktoren die folgende Reaktion zu verwenden:



Um diese beiden Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium miteinander zu verschmelzen, ist die Überwindung der Coulombbarriere notwendig. Im Fall der D - T Reaktion wäre eine Temperatur von $5 \cdot 10^9$ K erforderlich. Jedoch bei Temperaturen, die um Faktor 10 bis 100 niedriger liegen, kommt es schon zur Durchtunnelung des Coulombwalls. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Tunneleffekt ist eine Funktion der Kernladungszahl und der Relativgeschwindigkeit der Teilchen zueinander. Um einer selbsterhaltenden Reaktion zu genügen, müssen die Teilchen einerseits eine hohe kinetische Energie aufweisen und andererseits bei hoher Dichte für eine hinreichende Zeit im Reaktionsvolumen eingeschlossen sein. In unserem Fall wird das heiße Plasma mit der Ionendichte n_i und der Elektronendichte n_e im Gegensatz zu Trägheitsfusionsexperimenten in einem Magnetfeld eingeschlossen. Hierdurch wird erreicht, daß die einzelnen Teilchen für einen Fusionsstoß eine höhere Chance erhalten. Die Art der Magnetfeldkonfiguration unterscheidet nun die verschiedenen Experimente voneinander.

1.2 Tokamaks

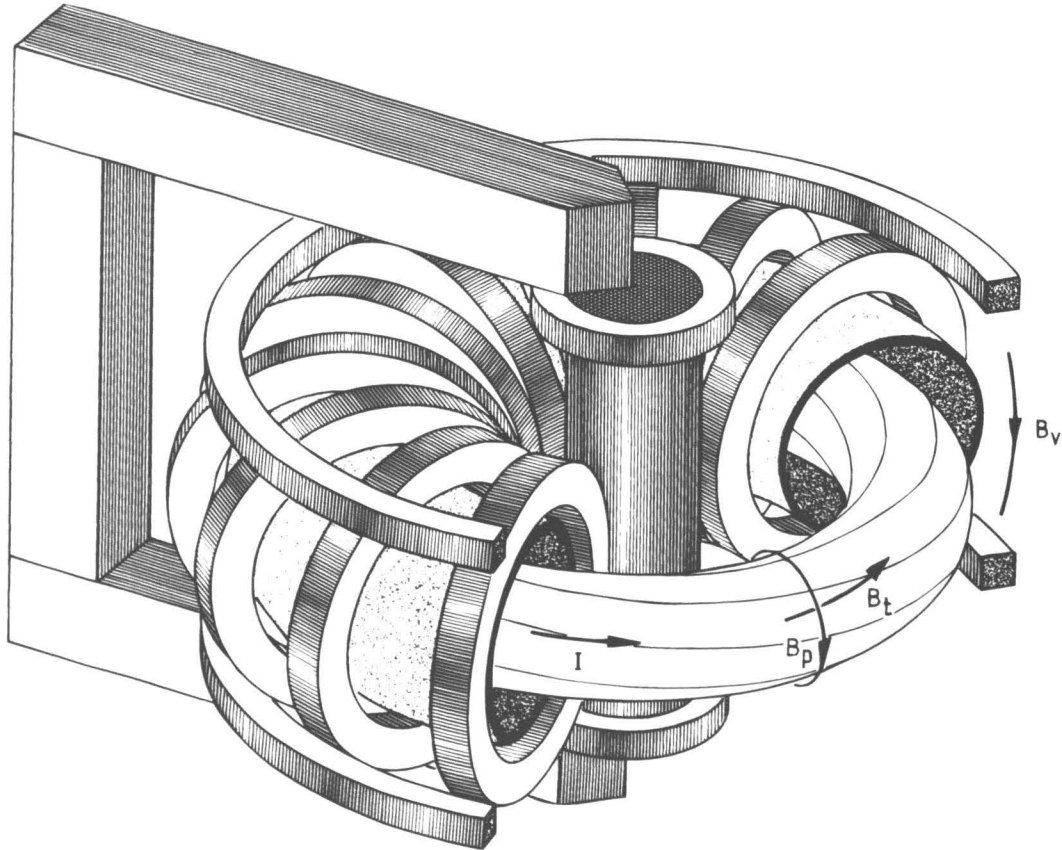


Abbildung 1.1: Prinzipbild des Tokamaks.

Die derzeit weitverbreitetste Magnetfeldkonfiguration, der Tokamak (aus dem Russischen: *toroidalnaya Kamera magnitnaya katushka*), schließt das Plasma toroidal ein. Das von den toroidalen Magnetfeldspulen Abb. 1.1 erzeugte Feld B_t fällt über den Radius mit $1/R$ ab. Dieser Gradient $\nabla_\perp \mathbf{B}$ hat eine Drift von Elektronen und Ionen in Richtung $e_j \mathbf{B} \times \nabla B$ zur Folge. Elektronen und Ionen driften somit in entgegengesetzte Richtungen. Weiterhin führt die Zentrifugalkraft, bedingt durch die toroidalen Trajektorien, zu einer zusätzlichen Drift in Richtung $e_j \mathbf{B} \times \mathbf{R}$, die auch zur Ladungstrennung führt. Das dadurch auftretende elektrische Feld ruft eine $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ Drift hervor, die das Plasma nach außen schiebt. Der Teilcheneinschluß wird verbessert durch ein zusätzliches poloidales Magnetfeld, das zu einem helikalen Feldlinienverlauf um die magnetische Achse führt. Dieses poloidale Magnetfeld B_p wird im Falle des Tokamaks durch den toroidalen Plasmastrom erzeugt. Nach dem Transformatorprinzip wird im Torus eine Ringspannung induziert, die den Plasmastrom zur Folge hat. Aufgrund des immer begrenzten Flußhubes handelt es sich somit um gepulste Apparaturen. Das Stromprofil wird durch die Resistivität des Plasmas bzw. für saubere

Plasmen durch das Elektronentemperaturprofil bestimmt. Eine häufig benutzte Gleichung für saubere Plasmen gibt Spitzer [106] an:

$$\eta = 0.51 \cdot \frac{m_e^{1/2} e^2 \ln \Lambda}{3 \varepsilon_0^2 (2 \pi k_B T_e)^{3/2}} \quad (1.2)$$

Hierbei ist $\ln \Lambda$ der Coulomblogarithmus auf den in Kapitel 2.10 näher eingegangen wird. Ein Maß für die Verdrillung der Magnetfeldlinien ist die Rotationstransformation $\iota = d\Psi/d\Phi$. Oft wird auch der Sicherheitsfaktor $q = 1/\iota$ benutzt. Er beschreibt die Änderung des toroidalen Flusses Φ mit dem poloidalen Fluß Ψ . Der magnetische Einschluß ist nie perfekt. Es gibt immer einen Transport quer zum Magnetfeld, womit sich auch die Belastung der umgebenden Wände erhöht. Zum Schutz der Wände werden Limiter oder magnetische Divertoren eingesetzt. Sie grenzen eine Abschälschicht von dem Hauptplasma ab. Ein typischer Limiter - Tokamak ist der in Jülich betriebene TEXTOR.

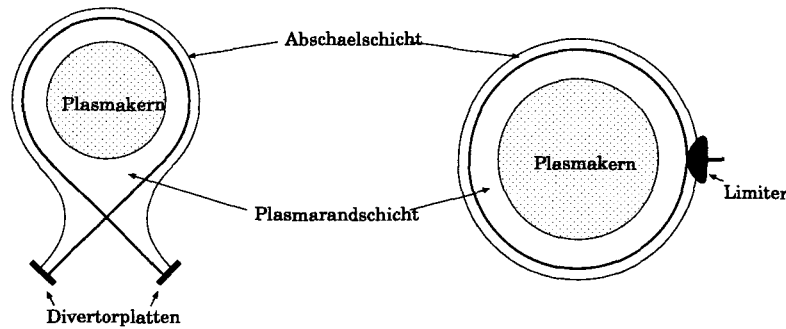


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Divertor - und Limiter Konfiguration.

1.3 TEXTOR

Der in Jülich betriebene TEXTOR [11] (Toroidales Experiment zur Technisch Orientierten Forschung) ist ein mittelgroßer Tokamak zur Erforschung der Plasma-Wand-Wechselwirkungen. Zusätzlich wird das Abpumpen der Fusionsasche, des Heliums, sowie die Energieauskopplung untersucht. Die lange Pulsdauer läßt das Studium quasistationärer Vorgänge wie zum Beispiel die Akkumulation von Verunreinigungen und thermische Belastungen der ersten Wand sowie des gepumpten Limiters zu. Durch die spezielle Auslegung der Toroidalfeldspulen in Kombination mit der sie stützenden Gewerke wird eine ausgezeichnete Zugänglichkeit erreicht, die eine Vielzahl von Plasmadiagnostiken zuläßt. Es soll in diesem Rahmen nur auf die wichtigsten Diagnostiken eingegangen werden, die für die Charakterisierung des Plasmas notwendig sind. Zum einen sind dies die Diagnostiken, die die elektrotechnischen Daten, d.h. Plasmastrom, Ringspannung sowie die magnetischen Felder

und zum anderen die plasmaphysikalischen Daten: Temperatur, Dichte, Energieinhalt und Leistungsfluß liefern.

- Zur Bestimmung der *Elektronentemperaturprofile* wird ein 11-kanaliger Elektronen-Zyklotron-Emissions-Überlagerungsempfänger eingesetzt [103].
- Das *Elektronendichteprofil* wird mit einem 9-kanaligen HCN-Interferometer ermittelt [29].
- Messungen des *Ionentemperaturprofils* sind komplizierter. An TEXTOR werden zwei verschiedene Systeme eingesetzt, zum einen die Neutralteilchenanalyse und zum anderen die Ladungsaustauschspektroskopie für Wasserstoff an einem Neutralteilchenstrahl.
- Die *Verunreinigungskonzentrationen* werden durch eine Impulshöhenanalyse im Bereich der weichen Röntgenstrahlung mittels eines 5-kanaligen Systems bestimmt [81].
- Der *Energieinhalt* des Plasmas wird mittels einer kompensierten magnetischen Schleife gemessen [23].

Die elektrotechnischen Daten werden mit den verschiedensten Spulensystemen ermittelt. Passive spektroskopische Messungen im Sichtbaren und VUV (Vakuumultraviolett) informieren via Kontinuum- und Linienstrahlung über Ionendichten, Temperaturen, Plasmarotation und den Verunreinigungszustand.

	Grenzwerte	typische Werte
großer Radius R_0 [m]	1.75	1.75
kleiner Radius a [m]	0.43 - 0.48	0.46
Plasmavolumen [m^3]	6.4 - 8	7.5
toroidales Magnetfeld B_t [T]	≤ 2.8	2.25
Plasmastrom I_P [kA]	≤ 800	350
NI-Heizleistung P_{NI} [MW]	2 · 2	2 · 1.6
ICRH-Heizleistung P_{ICRH} [MW]	2 · 2.2	2 · 2.2
n_{e0} [m^{-3}]	$10^{19} - 10^{20}$	$4 \cdot 10^{19}$
T_{e0} [keV]	1 - 2.3	1
T_{i0} [keV]	0.7 - 3	1

Tabelle 1.1: Wesentliche Daten des TEXTOR.

1.4 Bolometrie

Die Bestimmung der totalen Strahlungsleistung P_{rad} gehört in der Fusionsforschung zu den fundamentalen Diagnostiken eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas. Zur Messung dieser werden Bolometer (Bole zu griech.: Wurf, Strahl) als wellenlängenintegrierende Strahlungsmesser verwendet. Sie sind dem entsprechenden spektralen Bereich angepaßt. Strahlung ist neben dem Teilchentransport der wesentliche Verlustmechanismus und daher unentbehrlich beim Studium des Energieeinschluß. Die totale Leistungsbilanz eines Fusionsplasmas, geheizt durch α -Teilchen (P_α) und von außen zugeführter Leistung (P_{add}), lautet:

$$\frac{dE}{dt} + P_{add} + P_\alpha = P_{rad} + P_{part} \quad (1.3)$$

P_{part} beinhaltet die gesamte Leistung die dem Plasma durch den Teilchentransport zur Wand bzw. Limiter verloren geht. Das Strahlungsprofil beeinflußt aber auch andere Plasmaparameter wie die Elektronentemperatur und das Stromprofil, die ihrerseits wiederum den Transport der Teilchen, insbesondere den der Verunreinigungen, bestimmen. Dementsprechend ist zum Verständnis der plasmaphysikalischen Zusammenhänge die Messung der Strahlungsverteilung nicht nur wegen der detaillierten Studie der lokalen Leistungsbilanz unumgänglich. Einen schematischen Überblick über die verschiedenen Energieflüsse gibt die Abbildung 1.3 wieder.

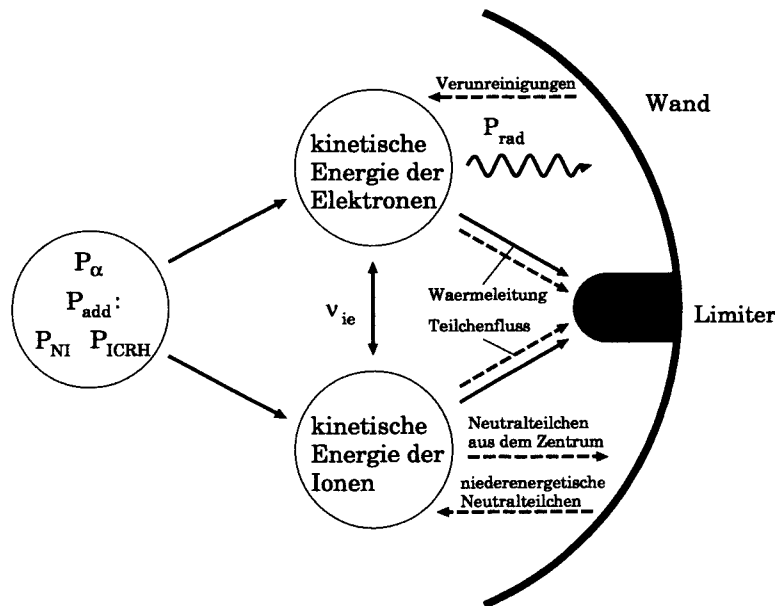


Abbildung 1.3: Energieflußdiagramm, durchgezogene Linien $\rightarrow$ Energiefluß, gestrichelte Linien $\rightarrow$ Teilchenfluß der Majoritätsionen (Wasserstoff).

Die Plasmastrahlung, die in ihrer Gesamtheit Kontinuums- und Linienstrahlung umfaßt, ist mit einem nennenswerten Anteil ein Indikator für strahlende Verunreinigungen. Zum weiteren Verständnis der physikalischen Transportphänomene, wie zum Beispiel der Akkumulation der Verunreinigungen, muß man zwischen der Strahlung aus dem Zentrum und der Plasmarandschicht unterscheiden. Die am Rand freigesetzten Verunreinigungen dringen in das Plasma ein und werden sukzessive ionisiert. Im Plasmazentrum, wo die Temperatur am höchsten ist, sind leichte Verunreinigungen voll ionisiert, wohingegen sehr schwere Verunreinigungen, wie z.B. Wolfram, selbst unter Reaktorbedingungen erst teilweise ionisiert sind. Zu den unvermeidlichen Bremsstrahlungsverlusten addieren sich somit die Verluste durch Linienstrahlung. An die Zündbedingung eines Fusionsreaktors stellt dies die Forderung nach einer tolerablen Höchstkonzentration von Verunreinigungselementen, da die Fusionsleistung für ein brennendes Plasma grösser als die Strahlungsleistung sein muß. Eine Abschätzung für $P_{rad} = n_e n_i L_z$, wobei $L_z(T_e)$ ein elementspezifischer Strahlungsparameter ist, zeigt dann den Einfluß der Verunreinigungskonzentration C_z auf die Leistungsbilanz mit der α -Teilchenleistung P_α :

$$\frac{P_{rad}}{P_\alpha} = \frac{(1 + C_z \bar{Z}) C_z L_z}{1/4 \langle \sigma_{DT} v \rangle E_\alpha} \quad (1.4)$$

Hierbei sind $\langle \sigma_{DT} v \rangle$ der Wirkungsquerschnitt für D-T Reaktionen, $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$ die Energie des α -Teilchens und $\bar{Z}$ die mittlere Ladung der Verunreinigung [106]. Das Beispiel $(P_{rad}/P_\alpha) = 0.5$ zeigt in der nachfolgenden Abbildung nach [106] für eine realistische Temperatur von 10 keV und folglich $\langle \sigma_{DT} v \rangle = 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ die entsprechenden Konzentrationen C_z .

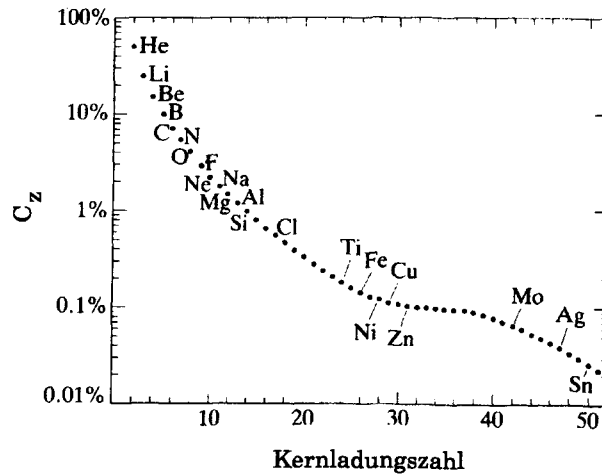


Abbildung 1.4: Zulässige Höchstkonzentration von Verunreinigungen im Plasmakern für $P_{rad}/P_\alpha = 0.5$.

Durch starke Verunreinigungen schwerer Elemente waren die Strahlungsverluste an den

ersten Maschinen fast 100%. Durch die Konditionierung der Wand, Borierung und Karbonisierung [107] sowie durch den Einsatz von Niedrig-Z-Komponenten für Limiter und Divertoren konnten die Verluste auf ein Minimum von 30% gesenkt werden. Ein besonders unerwünschter Effekt ist die Brennstoffverdünnung durch Verunreinigungen. Bei gegebener Elektronendichte führen Verunreinigungen zu einer Reduzierung der Reaktionsionen, Deuterium und Tritium, so daß die Reaktivität des Reaktors sinkt.

In der Randschicht kann die Erhöhung der Strahlung durch die gezielte Injektion leichter Verunreinigungen wie z.B. Neon erwünscht sein. Der konzentrierte konvektive, an die Magnetfeldlinien gebundene, Energiefluß wird in eine isotrope Abstrahlung umgewandelt und die Leistung somit auf die ganze Torusoberfläche verteilt. Die thermische Belastung des Limiters wird auf diese Weise auf einen akzeptablen Wert reduziert und entschärft das Materialproblem unter Reaktorbedingungen. Die prinzipiellen Möglichkeiten dieser Randschichtkühlung wurden erstmals an TEXTOR [78] demonstriert und zeigten, daß der Anteil der Strahlung bis zu 90% der Gesamtleistung betragen kann. Die Messung der Strahlung erfolgte mit einem Bolometerfächer [27], der lediglich die Hochfeldseite abdeckte. Eine Inversion der linienintegrierten Meßdaten war somit nur mit Symmetrieanahmen möglich. Um jedoch die Funktionstüchtigkeit der Randschichtkühlung zu unterstreichen, ist eine orts aufgelöste Messung der Strahlungsleistung zum Studium von Asymmetrien unerlässlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bestehende Bolometersystem um zwei weitere Kameras erweitert, um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen.

1.5 Gliederung der Arbeit

In Kapitel 2 möchte ich insofern auf das Gleichgewicht und die Transportprozesse des Plasmas eingehen, als daß sie für die Interpretation der Meßergebnisse notwendig sind. In Kapitel 3 erfolgt eine detaillierte Beschreibung der relevanten Strahlungsprozesse. Der eigentliche experimentelle Aufbau der Diagnostik und die Signalverarbeitung werden in Kapitel 4 erläutert. In diesem Rahmen wird auch die Absolutkalibrierung des Systems behandelt. Nachfolgend in Kapitel 5 wird ein neues Tomographieverfahren vorgestellt, welches durch Simulationen getestet wurde. Erste experimentelle Ergebnisse geben Aufschluß über poloidale Asymmetrien unter den verschiedensten Entladungsbedingungen. Diese Ergebnisse und den speziellen Fall der Randschichtkühlung behandle ich im sechsten Kapitel, dem sich die Zusammenfassung anschließt.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Flußflächenstruktur

Wie im einleitenden Teil dieser Arbeit bereits erwähnt, führt das poloidale Magnetfeld zu magnetischen Oberflächen konstanten poloidalen Flusses Ψ . Erzeugt durch den stromführenden Plasmaring steht dieser Fluß Ψ im magnetohydrodynamischen Gleichgewicht mit dem Plasmadruck. Im stationären Fall ergibt sich:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad \mathbf{B} \cdot \nabla p = 0 \quad (2.1)$$

Die ideale MHD-Theorie führt zur Grad-Shafranov-Gleichung. Die Herleitung dieser Gleichung wird ausführlich in Lehrbüchern, wie z.B. Miyamoto [50], behandelt, so daß hier darauf verzichtet wird.

Numerische Lösungen der Grad-Shafranov-Gleichung für den TEXTOR ergeben im Falle induktiver Heizung in sehr guter Näherung kreisförmige Isokonturlinien des Flusses Ψ . Bei starker Zusatzheizung, d.h. höherem Druck, wird das toroidale Magnetfeld aufgrund des diamagnetischen Charakters des Plasmas geschwächt. Ein Maß für dieses diamagnetische Verhalten ist das Verhältnis:

$$\beta = \frac{2\mu_0 p}{B^2} \quad (2.2)$$

Die Flußflächen werden für steigendes β zunehmend nach außen verschoben und vertikal elongiert. Abweichungen von der Kreisform um mehr als 3% ergeben sich allerdings nur für $\beta_p > 2$ [86]. Für große Aspektverhältnisse ($\xi = R_0/a$) und kreisförmige Kontourlinien lassen sich Näherungslösungen der Grad-Shafranov-Gleichung finden [106], die jedoch bei TEXTOR ($\xi = 3.6$) von selbstkonsistenten Gleichgewichtsberechnungen stark abweichen können [86]. Messungen [86] und Berechnungen zeigten übereinstimmend, daß sich die verschobenen kreisförmigen Flußflächen näherungsweise wie folgt analytisch darstellen lassen:

$$[x - \Delta_s(r)]^2 + y^2 = r^2, \quad \Delta_s = \Delta_0(1 - (r/a)^b) \quad (2.3)$$

Hier variiert $2 \leq b \leq 4$, weist aber meist nicht stark von $b = 2$ ab. Die Shafranov-Shift Δ_0 , um die die magnetische Achse nach außen verschoben ist, wird wie folgt beschrieben:

$$\Delta_0 = 0.022 + 0.06 \cdot \beta_p[m] \quad (2.4)$$

An TEXTOR wird β_p mit Hilfe der kompensierten magnetischen Schleife [23] gemessen und läßt somit eine Bestimmung der Isokonturlinien in erster Näherung zu.

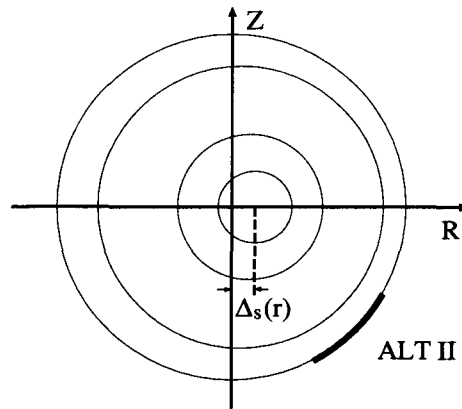


Abbildung 2.1: Magnetische Flußflächen mit dem angedeuteten Limiter ALT-II.

Aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit parallel zu den magnetischen Feldlinien sind die magnetischen Flußflächen in erster Näherung auch Isothermen. Eine Dichtevariation der Elektronen und Protonen auf der Flußfläche kann man ebenfalls vernachlässigen, wenn nicht Brennstoff sehr lokal zugeführt wird. In diesem Zusammenhang stellt sich allerdings die Frage, ob bei zusätzlich vorkommenden Verunreinigungen unabhängig von lokalen Freisetzungsmechanismen nicht doch poloidale Asymmetrien zu erwarten sind. Im Folgenden soll daher eine kurze Beschreibung der Transportphänomene im Tokamak eine Abschätzung der Verunreinigungsverteilungsfunktion geben.

2.2 Transport

Gegenüber dem klassischen Transport in einem zylindrischen Magnetfeld wird in der toroidalen Geometrie der Transport verkompliziert. Der durch diese toroidale Effekte hervorgerufene Transport wird neoklassisch genannt. Durch das mit $1/R$ abfallende toroidale Magnetfeld gibt es neben den freien Teilchen auch gefangene Teilchen, die bananenförmige Pendelbewegungen beschreiben. Ist das Plasma jedoch sehr stoßbestimmt, können die gefangenen Teilchen ihre Bananenbahnen nicht vollständig durchlaufen. Dieser stoßbehaftete Transport wird in der Pfirsch-Schlüter Theorie behandelt. Im Pfirsch-Schlüter Regime ist

die mittlere freie Weglänge kürzer als die Länge einer Feldlinie von der inneren zur äußeren Seite des Torus. Den Übergangsbereich zwischen dem Banana Regime, bei dem die Teilchen die vollen Bananenbahnen durchlaufen, und dem Pfirsch-Schlüter Regime nennt man Plateau Regime. Aufgrund ihrer Masse und des höheren Ladungszustandes sind die Verunreinigungen meist im Pfirsch-Schlüter (PS) Transportregime [106].

Aus der Boltzmann-Gleichung erhält man durch Bildung der einzelnen Momente das System der Transportgleichungen. Das 0. Moment, die Kontinuitätsgleichung, beschreibt die Teilchenbilanz für die Spezies s :

$$\frac{\partial}{\partial t} n_s + \nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_s) = Q - S \quad (2.5)$$

Q und S sind Quellen und Senken der Teilchen. Die Impulsbilanz wird durch das 1. Moment gegeben:

$$\nabla p_s + m_s n_s \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_s + (\mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{v}_s \right) - e_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) = \mathbf{R}_s - \nabla \Pi_s \quad (2.6)$$

Hierbei ist Π_s der Viskositätstensor eine Funktion der Dichte, Temperatur und Geschwindigkeiten [6]. Das 2. Moment liefert die Energiebilanz, auf die wir aber hier nicht weiter eingehen. Im weiteren sollen das Drei-Komponenten-Plasma, Elektronen, Majoritätsionen (D^+ oder H^+) und Verunreinigungen untersucht werden mit der Annahme $C_z = Z^2 n_z / n_i \ll 1$. Die Impulsgleichung im stationären Fall schreibt sich dann zu:

$$\nabla p_z + m_z n_z (\mathbf{v}_z \cdot \nabla) \mathbf{v}_z - e Z n_z (\nabla \phi + \mathbf{v}_z \times \mathbf{B}) = \mathbf{R}_{zi} - \nabla \Pi_{z\parallel} \quad (2.7)$$

In dieser Gleichung wird von der elektrostatischen Näherung $\mathbf{E} = \nabla \phi$ Gebrauch gemacht, wobei zusätzlich ϕ als konstant auf Flußflächen angenommen wird. $\Pi_{z\parallel}$ ist der anisotrope parallele Viskositätstensor nach Braginskij [6]. Der Reibungsterm $\mathbf{R}_{zi}$ setzt sich zusammen aus dem Impulsübertrag durch die Relativgeschwindigkeit der Majoritätsionen zu den Verunreinigungen sowie dem Temperaturgradienten der Majoritätsionen. Nach [17] schreibt sich dann der Reibungsvektor:

$$\mathbf{R}_{zi} = m_i n_i \nu_{iz} \left(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_z - \mathbf{e}_B \frac{2K_{reg} \cos \vartheta}{e \xi B_{p0}} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) \quad (2.8)$$

mit dem Einheitsvektor $\mathbf{e}_B$ in Richtung des Magnetfeldes. Das Magnetfeld ist in einer vereinfachten Form geschrieben: $B_p = B_{p0} R_0 / R$ und $B_t = B_{t0} R_0 / R$. Die Stoßfrequenz ergibt sich mit $\nu_{th} = (2k_B T / m)^{1/2}$ zu:

$$\nu_{iz} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3m_i} \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_z} \right) \frac{e^2 Z^2 l n \Lambda}{(4\pi \epsilon_0)^2 (v_{th,i}^2 + v_{th,z}^2)^{3/2}} \quad (2.9)$$

Für den Coulomb-Logarithmus, kann im relevanten Parameterbereich ein guter Mittelwert angenommen werden kann:

$$\ln \Lambda = \ln \left(12\pi \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2} \right)^3 \frac{1}{n_e}} \right) \approx 13.5 \quad (2.10)$$

Für mittelschwere und schwere Verunreinigungen kann der m_z behaftete Term in Gleichung 2.9 vernachlässigt werden, so daß man die Form in [17] erhält. Der Parameter K_{reg} in Gleichung 2.8 wird durch die unterschiedlichen Stößigkeitsbereiche der Majoritätsionen bestimmt: $K_{reg} = 1, 1.5, -0.75$ für PS, Plateau und Banana Regime.

Zur Verdeutlichung des Transports wird der Verunreinigungsfluß Γ_z in drei Anteile unterteilt:

$$\Gamma_z = \Gamma_z^{CL} + \Gamma_z^{PS} + \Gamma_z^V \quad (2.11)$$

Der erste gibt den radialen Fluß aufgrund $\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}_t$ an, wie er auch in einem geraden Zylinder herrscht.

$$\Gamma_z^{CL} = \frac{m_i n_i \nu_{iz} (v_{ip} - v_{zp})}{e Z B_t} \quad (2.12)$$

Im zweiten, für unsere Analyse wichtigeren, Term kommen zusätzliche durch die toroidale Geometrie bedingte Flüsse zum Tragen. Diese neoklassischen sogenannten Pfirsch-Schlüter Flüsse parallel zu Magnetfeld ergeben sich nach [17] zu:

$$\Gamma_z^{PS} = - \frac{\mathbf{e}_B \nabla p_z + e Z n_z \mathbf{e}_B \nabla \phi + n_z m_z \mathbf{e}_B (\mathbf{v}_z \cdot \nabla \mathbf{v}_z)}{e Z B_p} \quad (2.13)$$

Der dritte Anteil gibt den Einfluß der Viskosität auf den Fluß parallel zum Magnetfeld wieder:

$$\Gamma_z^V = - \frac{\mathbf{e}_B \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_z}{e Z B_p} \quad (2.14)$$

Die radialen Impulsbilanzen ergeben sich für Majoritätsionen und Verunreinigungen aus den jeweiligen radialen Gradienten des Drucks:

$$\frac{\partial}{\partial r} p_i = e n_i (E_r + (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B})_r) \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} p_z = e Z n_z (E_r + (\mathbf{v}_z \times \mathbf{B})_r) \quad (2.16)$$

Hierbei wird angenommen, daß der Druck p_i auf den Flußflächen konstant ist im Gegensatz zum Druck p_z . Endgültig erhält man mit beiden Gleichungen den mit den Majoritätsionen gekoppelten Verunreinigungsfluß:

$$(v_{zt} - v_{it}) - \frac{B_p}{B_t} (v_{zp} - v_{ip}) = \frac{1}{e n_i B_p} \frac{\partial}{\partial r} p_i - \frac{1}{e Z n_z B_p} \frac{\partial}{\partial r} p_z \quad (2.17)$$

Explizite Lösungen der verschiedenen Flußanteile findet man in [17]. Demnach führt die Reibung in Gleichung 2.8 und die parallele Viskosität zu einem Druckgradienten der Verunreinigungen parallel zu den Magnetfeldlinien. Die Dichteviation der Verunreinigungen auf der Flußfläche kann näherungsweise durch die erste Fourierkomponente dargestellt werden. Es ergeben sich nach [17] die Oben- Unten Asymmetrien und Innen- Außen Asymmetrien zu:

$$n_z = n_z^o \left(1 - \zeta \frac{2M_p L_p - K_p U_t^2}{\zeta^2 L_p + K_p} \cdot \sin \vartheta - \frac{2M_p K_p + \zeta^2 U_t^2 L_p}{\zeta^2 L_p + K_p} \cdot \cos \vartheta \right) \quad (2.18)$$

Hierbei sind K_p , L_p , M_p Parameter, die durch die poloidale Rotation v_{zp} bestimmt werden. Die toroidale Rotation v_{it} kommt in U_t zum Tragen. Der klassische Stoßparameter ist definiert:

$$\zeta = - \frac{\omega_i B_{p0}^2 p_i}{\nu_{ii} Z^2 B_{t0}^2 r \partial p_i / \partial r} \quad (2.19)$$

Die Gleichung 2.18 macht deutlich, daß man bei starker toroidaler Rotation, hervorgerufen durch Neutralteilcheninjektion, nennenswerte Innen- Außen Asymmetrien erhält. Im ohmschen Fall ist die toroidale wie poloidale Rotation vernachlässigbar [18]. Für diesen Fall geringer poloidaler Rotationen läßt sich Gleichung 2.18 vereinfachen. Die Oben- Unten Asymmetrie ist dann lediglich eine Funktion des Stoßparameters ζ sowie des Aspektverhältnisses ξ .

$$\frac{n_z}{n_z^o} = 1 - \frac{2\zeta}{\xi(1 + \zeta^2)} \cdot \sin \vartheta \quad (2.20)$$

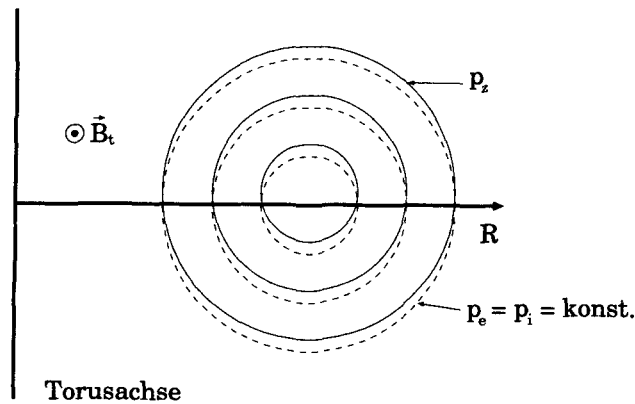


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Isobaren der Majoritätsionen und Verunreinigungen.

Neben den gerade ermittelten asymmetrischen Verunreinigungskonzentrationen durch neoklassische Effekte können poloidal asymmetrische Quellen von Niedrig-Z-Komponenten

Strahlungsasymmetrien hervorrufen. Eine weitere Ursache für diese Asymmetrien bilden Ladungsaustauschprozesse der Verunreinigungen mit poloidal asymmetrischen Neutralteilchenverteilungen.

Die zuvor vorgestellte neoklassische Theorie wird durch den anomalen radialen Teilchen-transport überlagert. Formal unterteilt in einen konvektiven und diffusiven Term, wird der radiale Fluß Γ_z geschrieben:

$$\Gamma_z = -D \frac{\partial}{\partial r} n_z + v_z n_z \quad (2.21)$$

In ohmschen Entladungen $I_p = 350 kA$ wird der anomale Transport an TEXTOR relativ gut mit der sogenannten Alcator-Skalierung beschrieben [96]: $D_\perp = 6 \cdot 10^{18} / \bar{n}_e [m^2/s]$

In der Randschicht zusätzlich geheizter Plasmen beschreibt der von Bohm 1946 gefundene Diffusionskoeffizient den Transport allerdings besser:

$$D_\perp = \frac{1}{16} \frac{k_B T}{e B} \quad (2.22)$$

Eine ausführliche Behandlung des radialen Transports findet man in [20].

2.3 Freisetzung von Verunreinigungen

Die Hauptquellen für intrinsische Verunreinigungen sind im allgemeinen die Limiter oder die Divertorplatten, da der an die Magnetfeldlinien gebundene Teilchenfluß diese Strukturen am stärksten belastet. Dort werden nach [87] die Verunreinigungen physikalisch wie chemisch zerstäubt. Bei der physikalischen Zerstäubung überträgt das Projektil mit der Masse m_{pr} einen Bruchteil $\gamma_{sp} = 4m_{pr}m_{tg}/(m_{pr} + m_{tg})^2$ seiner Energie E_{pr} an das Targetatom der Masse m_{tg} . Für die Freisetzung des Oberflächenatoms mit der Bindungsenergie E_b aus dem Gitterverband muß die Schwellwertenergie $E_{tr} = E_b/\gamma_{sp}(1 - \gamma_{sp})$ überschritten werden. Für gleiche Massen von Target und Projektil ist die Schwellwertenergie jedoch höher als nach vorheriger Gleichung [4]. Dennoch überwiegen die Selbstzerstäubungsprozesse die Zerstäubungen durch Wasserstoff. Die physikalische Zerstäubung hängt somit von der Randschichttemperatur des Plasmas ab, die wiederum ihrerseits stark durch die Strahlung bestimmt wird. Eine einfache Abhängigkeit von der Dichte ist durch diese Nichtlinearität leider nicht gegeben. Bei niedrigen Elektronentemperaturen dominieren chemische Zerstäubungsprozesse [9]. Experimentelle Studien über die Quellen von Sauerstoff und Kohlenstoff in TEXTOR findet man in [65, 69].

Kapitel 3

Plasmastrahlung

Ein Plasma, ob pur oder verunreinigt, emittiert elektromagnetische Strahlung durch beschleunigte Ladungen. Unter der Annahme, daß alle Komponenten des Plasmas die gleiche Temperatur haben, verhalten sich die thermischen Geschwindigkeiten der Ionen und Elektronen wie $\sqrt{m_e/m_i}$, und man kann die thermische Bewegung der Ionen vernachlässigen. Die Elektronen werden durch die bei Stößen mit Ionen und Atomen auftretenden Coulombkräfte und den durch die Lorentzkräfte resultierenden Gyrationbewegungen beschleunigt. Die einzelnen Prozesse unterscheiden sich durch ihre Strahlungsspektren.

Abhängig von der Wellenlänge wird jedoch auch wieder Strahlung absorbiert. Zu den Emissionsprozessen müssen daher auch die inversen Prozesse betrachtet werden, die für die statistische Beschreibung von Plasmen in sogenannten Ionisationsgleichgewichten zum Tragen kommen. Ein Modell, das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE), geht von einem Gleichgewicht zwischen Elektronenstoßprozessen und 3-Körper-Rekombination aus. Für optisch dünne Plasmen werden die Strahlungsprozesse für das Gleichgewicht zwischen den verschiedenen elektronischen Zuständen vernachlässigt. Ein anderes Modell ist das Korona Gleichgewicht, bei dem Elektronenstoßanregung und Strahlungsrelaxation sowie Rekombination und Elektronenstoßionisation im Gleichgewicht stehen. Bei weiteren Modellen handelt es sich meist um modifizierte koronale Modelle. Zur Prüfung dieser Gleichgewichte soll das Plasma nach der Auflistung aller möglichen Strahlungsprozesse charakterisiert werden.

3.1 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung resultiert aus der Beschleunigung von Elektronen in dem elektrostatischen Coulombfeld der Ionen. Die abgestrahlte Leistung eines beschleunigten Elektrons ist:

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \dot{v}^2 \quad (3.1)$$

Aufgrund der hohen Reichweite der Coulombkräfte kann das binäre Stoßmodell nicht auf das Plasma übertragen werden. Es handelt sich vielmehr um kollektive Coulomb - Wechselwirkungen [3]. Mit dem Gauntfaktor $g \simeq 2\sqrt{3}/\pi$ ergeben sich die Bremsstrahlungsverluste zu [106]:

$$P_{br} = g \frac{e^6}{6(3/2)^{1/2} \pi^{3/2} \epsilon_0^3 c^3 h m_e^{3/2}} Z_{eff} n_e^2 (k_B T_e)^{1/2} \quad (3.2)$$

Häufig wird von einer effektiven Verunreinigungsladung Z_{eff} ausgegangen:

$$Z_{eff} = \sum_j \frac{n_j}{n_e} Z_j^2 \quad (3.3)$$

Selbst bei pessimistischen Abschätzungen von $Z_{eff} = 5$ und $n_e = 5 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $T_e = 2keV^1$ beträgt die abgestrahlte Leistung durch die Bremsstrahlung bei einem dem Radius von $30cm$ entsprechenden Torusvolumen von $3m^3$ nur $30kW$. Dieser Betrag ist, wenn auch gering, nicht zu vernachlässigen.

3.2 Zyklotronstrahlung

Zwei weitere Merkmale des Plasmas sind die Zyklotronkreisfrequenzen für Elektronen und Ionen (hier im folgenden Deuteronen):

$$\omega_{ce} = \frac{e B}{m_e}, \quad \omega_{ci} = \frac{e B}{m_i} \quad (3.4)$$

Für $B = 2,25T$ ergeben sich die Zyklotronfrequenzen zu $f_{ce} = 63GHz$ bzw. $f_{cD} = 17MHz$. Die Leistung ergibt sich zu:

$$P_c = \frac{e^4}{3\pi\epsilon_0 m_e^3 c^3} B^2 n_e k_B T_e \quad (3.5)$$

Bei den relevanten Elektronendichten von 10^{13} bis $10^{14} cm^{-3}$ ist das Plasma bei diesen Frequenzen optisch dick ($\tau_0 > 2$), d.h. die emittierte Strahlung $I(\omega) \cdot e^{-\tau_0}$ wird vom Plasma

¹In der Plasmaphysik wird die Energie üblicherweise in [eV] angegeben: $1eV \triangleq 1.6 \cdot 10^{-19} J$, $T[eV] \triangleq k_B [J/^\circ K] \cdot T[^\circ K]$

vollständig absorbiert. Das Plasma strahlt wie ein schwarzer Körper nach dem Rayleigh-Jeans Gesetz [3]. Nur für die durch relativistische Effekte erzeugten höheren Harmonischen ist ein Leistungsverlust zu erwarten [3].

$$P_s = \frac{e^2 \dot{v}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \gamma_{lt}^4 \quad (3.6)$$

Hierbei ist $\gamma_{lt} = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Diese Leistung fällt jedoch rasch zu höheren Harmonischen hin. Die Verluste durch Zyklotron- und Synchrotronstrahlung spielen daher in den weiteren Betrachtungen keine Rolle.

3.3 Atomare Strahlungsprozesse

3.3.1 Rekombinationsstrahlung

Bei der strahlenden Rekombination wird ein Elektron in einem angeregten Zustand des Ions gefangen, welches dann in den Grundzustand fällt und dabei die gesamte Ionisierungsenergie I_{z-1} plus der kinetischen Energie des Elektrons abstrahlt.

$$P_{sr} = e n_e n_z \alpha_{rz} (I_{z-1} + \langle E_z \rangle) \quad (3.7)$$

Hierbei ist $\langle E_z \rangle$ die mittlere Energie des eingefangenen Elektrons [7]. Bei der dielektronischen Rekombination regt das eingefangene Elektron gleichzeitig den resonanten Übergang E_{zj} an. Das doppelt angeregte Ion geht dann strahlend in den Grundzustand über. Eine grobe Abschätzung für das Verhältnis zwischen dielektronischer und strahlender Rekombination gibt Griem [33] an:

$$\frac{P_{dr}}{P_{sr}} \approx 1.5 \cdot 10^2 \frac{E_H}{k_B T} \quad (3.8)$$

$E_H = 13.6 \text{ eV}$ ist die Ionisierungsenergie des Wasserstoffatoms. Da sowohl der Ratenkoeffizient α_{rz} als auch die Ionisierungsenergie I_{z-1} proportional zu Z^2 sind, ergibt sich insgesamt $P_{sr} \propto Z^4$. Die Strahlungsverluste durch Rekombinationen scheinen somit auf dem ersten Blick stark von dem Verunreinigungsgrad des Plasmas abzuhängen. Der konkurrierende Prozeß des Teilcheneinschlusses begrenzt jedoch den Einfluß der Rekombination auf die Strahlungsbilanz. Ein Vergleich der Rekombinationszeit τ_{rec} mit anderen charakteristischen Zeiten erfolgt in Kapitel 3.6.

3.3.2 Linienstrahlung

Ein Elektron geht spontan von einem angeregten höheren Energiezustand in einen niedrigeren über und sendet entsprechend der Energiedifferenz ΔE ein Photon mit dieser Energie ΔE aus. Die erlaubten elektrischen Dipolübergänge stellen den größten Anteil der

Linienstrahlung. Bei höher geladenen Verunreinigungen kann es zu „verbotenen“ Multipolübergängen kommen [38]. Die Anregung aus den atomaren Grundzuständen erfolgt über Elektronenstoßprozesse. Die Anregungsrate für Ionen mit der Ladung z ist durch

$$\phi_z^{ij} = n_e n_z \langle \sigma_{exv} \rangle^{ij} \quad (3.9)$$

beschrieben. Hier ist $\langle \sigma_{exv} \rangle^{ij}$ der Ratenkoeffizient für den Übergang von $i \rightarrow j$. Nach der Multiplikation mit der potentiellen Energie ΔE_z^{ji} erhalten wir die Leistung aus der Linienstrahlung:

$$P = \sum_{i,j} \phi_z^{ij} \cdot \Delta E_z^{ji} \quad (3.10)$$

Im koronalen Modell wird die Besetzung der Ionisationszustände durch Elektronenstoßionisation und strahlende Rekombination bestimmt. Modifizierte Korona Modelle berücksichtigen außerdem die dielektrische Rekombination [7]. In diesem Fall zeigt die Bilanzierung der Ionisations- und Rekombinationsprozesse, daß die Besetzungsverteilung allein eine Funktion der Elektronentemperatur ist. Die totalen Strahlungsverluste mit den Kühlraten L_z [70] ergeben sich dann zu:

$$P_{rad} = \sum_z n_e n_z L_z(T_e) \quad (3.11)$$

3.4 Molekülstrahlung

Die bei niedrigen Elektronentemperaturen vorherrschenden chemischen Zerstäubungsprozesse führen zu zusätzlichen Strahlungsverlusten durch angeregte Moleküle. Hierbei interessieren weniger die Rotations- und Rotationsschwingungsspektren, die im Infrarot zu finden sind, sondern vielmehr die höherenergetischen Elektronenspektren, bei denen Übergänge zwischen den Rotations- und Schwingungsniveaus eines Elektronenanregungsniveaus zu den Rotations- und Schwingungsniveaus eines niedrigeren Elektronenniveaus stattfinden.

$$\Delta E_z^{jivr} = \Delta E_z^{ji} + \Delta E_{vib} + \Delta E_{rot} \quad (3.12)$$

mit $\Delta E_z^{ji} \gg \Delta E_{vib} > \Delta E_{rot}$. Die Leistung ist dann gegeben mit den Ratenkoeffizienten α_{jivr} und der Populationsdichte n_z des Moleküls:

$$P = n_e n_z \alpha_{jivr} \Delta E_z^{jivr} \quad (3.13)$$

An TEXTOR wurden die Moleküle D_2 , CD und C_2 vor der Oberfläche der Graphitlimiter spektroskopisch detektiert [69]. Von den energetisch stärkeren Emissionsbanden im VUV-Bereich liegen leider noch keine Messungen vor.

3.5 Ladungsaustausch

Wenn die Stoßabstände von neutralen Atomen zu Ionen einen Abstand von atomaren Dimensionen einnehmen, d.h. wenn sich die Wellenfunktionen überlappen, kann ein Elektron von dem Atom an das Ion abgegeben werden. Die Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten für die intrinsischen Verunreinigungen sind durch [64] gegeben. Hochgeladene Verunreinigungen können durch Ladungsaustausch mit neutralem Wasserstoff oder Deuterium am Plasmarand aber auch im Zentrum einen Strahlungsleistungsverlust hervorrufen.

Die meisten Strahlungsdetektoren messen ebenfalls die Leistungsdeposition durch energetische Neutralteilchen. Der Beitrag durch Ladungsaustauschneutrale (H und D) ist daher nicht zu unterschätzen. Besonders bei Neutralteilcheninjektion kann dieser Effekt zusätzlich zu toroidalen Asymmetrien in den vermeintlichen Strahlungsprofilen führen. Eine empirische Formel für den Wirkungsquerschnitt σ_{cx} , für Ladungsaustausch von Protonen mit atomarem Wasserstoff gibt Riviere [75] an:

$$\sigma_{cx} = \frac{0.6937 \cdot 10^{-18} (1 - 0.155 \log_{10} \Delta E)^2}{1 + 0.1112 \cdot 10^{-14} \Delta E^{3.3}} \quad [m^2] \quad (3.14)$$

Hierbei ist $\Delta E[eV]$ die Energie der Protonen relativ zu den Wasserstoffatomen. Die vom Detektor mit dem Raumwinkel Ω_0 empfangene Leistung aus dem Volumen V emittierten Neutralteilchen beträgt (ohne Berücksichtigung der Reflektionskoeffizienten):

$$P_{cx} = \frac{1}{4\pi} n_i n_0 V \Omega_0 \sigma_{cx}(\Delta E) \sqrt{\frac{E}{k_B T_i}} \cdot e^{-\frac{E}{k_B T_i}} \cdot v_i \quad (3.15)$$

Vorausgesetzt wird hier [88] eine Maxwellsche Verteilung der Neutralteilchen mit der Energie E .

3.6 Charakterisierung des Plasmas

Die Dichte, Temperatur des Plasmas und der zusätzliche Teilchentransport bestimmen die Anwendbarkeit der Ionisationsgleichgewichte. Für die Analyse des Plasmas gehen wir zunächst von plausiblen Modellfunktionen für das Elektronentemperatur und -dichteprofil aus.

$$T_e(r) = T_{e0} \left(1 - (r/a)^2\right)^m, \quad n_e(r) = n_{e0} \left(1 - (r/a)^2\right)^n \quad (3.16)$$

Experimentell ergibt sich für TEXTOR typischerweise: $m = 2$, $n = 1$. Für T_{e0} und n_{e0} nehmen wir die typischen Werte aus Tabelle 1.1.

Ob ein Plasma stoßbestimmt ist und somit als Flüssigkeit behandelt werden kann, wird durch die mittlere freie Weglänge $\lambda_i = \nu_{ij}/v_{th,i}$ bestimmt. Die Stoßfrequenz ist mit Gleichung 2.9 gegeben. Für $\lambda_i < L_t$, wobei $L_t = 2\pi R_0$ den mittleren Torusumfang wiedergibt, ist das Plasma stoßbestimmt. In diesem Zusammenhang bilden die Teilcheneinschlußzeiten ein weiteres Charakteristikum des Plasmas. Die globale Einschlußzeit beträgt für ein ohmsches Standardplasma typischerweise $\tau_p = 40ms$. Die Einführung einer lokalen Teilcheneinschlußzeit τ_{dwell} , die Verweildauer eines Teilchens auf einem bestimmten Radius mit konstanter Temperatur und Dichte, erlaubt eine orts aufgelöste Analyse der Ionisationsgleichgewichte.

Ein grobes Kriterium für das Korona Gleichgewicht gibt Roberts an [76]:

$$D_{\perp} < \frac{n_{e0} a^2 T_{em}}{4 \cdot 10^{18} T_{e0}} \quad [m^2/s] \quad (3.17)$$

Mit $T_{em} = 20eV$ und $100eV$ für Sauerstoff bzw. Eisen zeigt sich für TEXTOR, daß die Diffusionskoeffizienten kleiner als 0.04 bzw. $0.2m^2/s$ sein müssen. Diese Abschätzung läßt schon die Vermutung zu, daß, wenn überhaupt, das koronale Modell nur auf Hoch-Z-Verunreinigungen angewendet werden kann. Der Transport ($D_{\perp}$) ist jedoch über den Plasmaradius nicht gleich, so daß das Plasma besser durch eine Einteilung in 3 verschiedene Zonen beschrieben werden kann.

- *Abschälschicht*

In der Abschälschicht ($T_e \leq 20eV$, $n_e \leq 0.4 \cdot 10^{13}cm^{-3}$) herrscht ein hoher Transport entlang der Feldlinien, so daß hier die Rekombination am Limiter dominiert und somit kein Modell gültig ist.

- *Plasmarandschicht*

Die Plasmarandschicht mit der Dicke $d_r \propto 1/\bar{n}_e$ [96] weist hohe Dichtegradienten bei relativ geringen Temperaturdifferenzen auf. Für TEXTOR ergibt sich bei $\bar{n}_e = 2.5 \cdot 10^{13}cm^{-3}$ ein Bereich von: $38cm < r < 46cm$ mit typischen Mittelwerten: $n_e \approx 1 \cdot 10^{13}cm^{-3}$ und $T_e \approx 80eV$. In dieser stoßbestimmten Region verhindert der hohe konvektive und anomale Transport quer zum Magnetfeld eine Anwendung der koronalen Modelle, da in der Regel $\tau_{dwell} < \tau_{rec}$ gilt.

In der Nähe der Limiter, obwohl dort die Neutralteilchendichte durch das Recycling von Wasserstoff am höchsten ist ($10^{11}cm^{-3}$), zeigt ein Vergleich der Zeiten $\tau_{cx}/\tau_{dwell} > 2.5$ [95], daß man den Anteil der Ladungsaustauschstrahlung in erster Näherung vernachlässigen kann. Bei dieser Abschätzung wurde ein durchschnittlicher Ratenkoeffizient für Ladungsaustausch von $2 \cdot 10^{-8}cm^3/s$ angenommen.

- *Plasmakern*

Für Radien $r < a - d_r$ ist das Dichteprofil normalerweise flach und der Tempera-

turgradient hoch, so daß hier die Wärmeleitung den Transport im wesentlichen bestimmt. Bei Elektronentemperaturen von $1 - 2\text{keV}$ und typischen zentralen Dichten von $5 - 6 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ ist das Plasma nicht mehr stoßbestimmt, so daß sich dort Verweildauern von $40 - 50\text{ms}$ ergeben. Ein Vergleich mit den Zeiten für Rekombinationen [21] zeigt, daß lediglich für schwere Elemente (Eisen, Wolfram etc.) $\tau_{\text{dwell}} \gg \tau_{\text{rec}}$ ist und daher dort das Korona Gleichgewicht gilt.

Weiterhin muß für das Zentrum der Tatsache Rechnung getragen werden, daß es doch noch einen nicht vernachlässigbaren Anteil von neutralem Wasserstoff gibt, der durch Ladungsaustausch mit Verunreinigungen eine beträchtliche Senke für eben diese hochgeladenen Ionen darstellt [97].

3.7 Berücksichtigung der Strahlung in Transportmodellen

Bislang gibt es noch keine befriedigende 2 oder 3-dimensionale Transportmodelle, die die Strahlung als Senke berücksichtigen. Bei den Versuchen einer Beschreibung der Transportvorgänge wird meist poloidale und toroidale Symmetrie angenommen. Die Kontinuitätsgleichung 2.5 schreibt sich dann vereinfacht:

$$\frac{\partial}{\partial t}n_z + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma_z) = Q - S \quad (3.18)$$

Für die Verunreinigungen können die Quellen und Senken wie folgt beschrieben werden [76]:

$$Q - S = k_i^{z-1}n_en_{z-1} + R_{z+1}n_{z+1} - (k_i^zn_e + R_z)n_z \quad (3.19)$$

k_i^z ist die Ionisationsrate für die Verunreinigung mit der Ladung z und R_z ist der Ratenkoeffizient für Rekombination sowie für Ladungsaustausch. Durch den Transport quer zur Flußfläche Ψ komplizieren sich jedoch die Zusammenhänge, da sich während der Lebensdauer, bestimmt durch die Ionisationszeit $\tau_{io} = 1/n_e\langle\sigma_{io}v\rangle$, T_e und n_e ändern. Es handelt sich somit um ein stark nichtlineares Problem.

Vernachlässigt man die Rekombinationsprozesse und nimmt an, daß die Teilcheneinschlußzeit den dominierenden inversen Prozeß bestimmt, dann kann die Gesamtstrahlung mit Hilfe des Strahlungspotentials beschrieben werden [78]. Folglich steht die Anregung lediglich in Konkurrenz zu den Ionisationsprozessen mit dem Ratenkoeffizient $\langle\sigma_{io}v\rangle$. Die Anregungen pro Ion sind dann gegeben durch α_z^{ij} :

$$\alpha_z^{ij} = \langle\sigma_{ex}v\rangle^{ij}/\langle\sigma_{io}v\rangle \quad (3.20)$$

Durch Multiplikation mit der potentiellen Anregungsenergie ΔE^j erhält man die Strahlungsleistung, die aufsummiert über alle Ladungs- und Energiezustände das Strahlungspotential liefert:

$$E_{rad} = \sum_z \sum_{ij} \alpha_z^{ij} \Delta E^j \quad (3.21)$$

Die Gesamtstrahlung wird dann natürlich noch von dem totalen Fluß Γ der Spezies in das Plasma bestimmt.

$$P_{rad} = E_{rad} \Gamma \quad (3.22)$$

Die Anregungs- und Ionisationsratenkoeffizienten sind im wesentlichen durch T_e bestimmt.

Einen anderen Vorschlag zur Abschätzung der integralen Verluste macht Tokar [96]. Er teilt die Randschicht in finite Schalen, definiert durch die Diffusion quer zu Ψ während der Ionisationszeit, ein. Es ergibt sich die Strahlungsleistung mit der dimensionslosen Verunreinigungskonzentration C_z zu:

$$P_{rad} = 4\pi^2 a R_0 C_z \bar{n}_e^{3/2} \sum_z \varrho_z \sqrt{D_\perp^z} f_z(T_e^z) \quad (3.23)$$

Hier beschreiben die Koeffizienten ϱ_z die Änderung der Dichte in der Schale und f_z die Strahlungsstärke als Funktion der Elektronentemperatur. Die selbstkonsistente Berechnung der Strahlungsprofile durch Lösung der Transportgleichungen für Verunreinigungen erfolgt mit dem Code RITM [96, 97, 95], der auch im Rahmen dieser Arbeit zum Vergleich herangezogen wurde.

3.8 Bedeutung der Strahlung

Generell sagt die Strahlung natürlich etwas über den Verunreinigungsgrad der Maschine aus. Es gibt jedoch keinen direkten Zusammenhang mit Z_{eff} . Nur für schwere Elemente läßt sich aus den Kühlraten von Post [70] die Verunreinigungskonzentration im Zentrum ermitteln. Außerdem sagt sie aber auch etwas über das MHD-Gleichgewicht aus. Aufgrund der hohen thermischen Leitfähigkeit parallel zu den magnetischen Feldlinien kann man die magnetischen Flußflächen auch als Isothermen bezeichnen. Wie in 2.1 gezeigt, sind die Flußflächen Isobaren und aus der Beziehung $p \propto n_e(T_e + T_i)$ folgt, daß auch die Dichte eine Funktion von ψ ist. Da die Emissivität eine Funktion von n_e und T_e ist, ist im Prinzip auch die Emissivität und damit die Verunreinigungskonzentration konstant auf diesen Flächen. Dies trifft zumindest auf das Plasmazentrum zu. Am Rand ist das Verhältnis zwischen paralleler und senkrechter Wärmeleitfähigkeit geringer, so daß hier poloidale Strahlungssymmetrien, sogenannte MARFEs (multifaceted asymmetric radiation from the edge) [47], auftreten können. Im Falle der Bolometrie ist eine Aussage über die Magnetfeldstruktur nur für Radien $r < a - d_r$ möglich.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau der Diagnostik

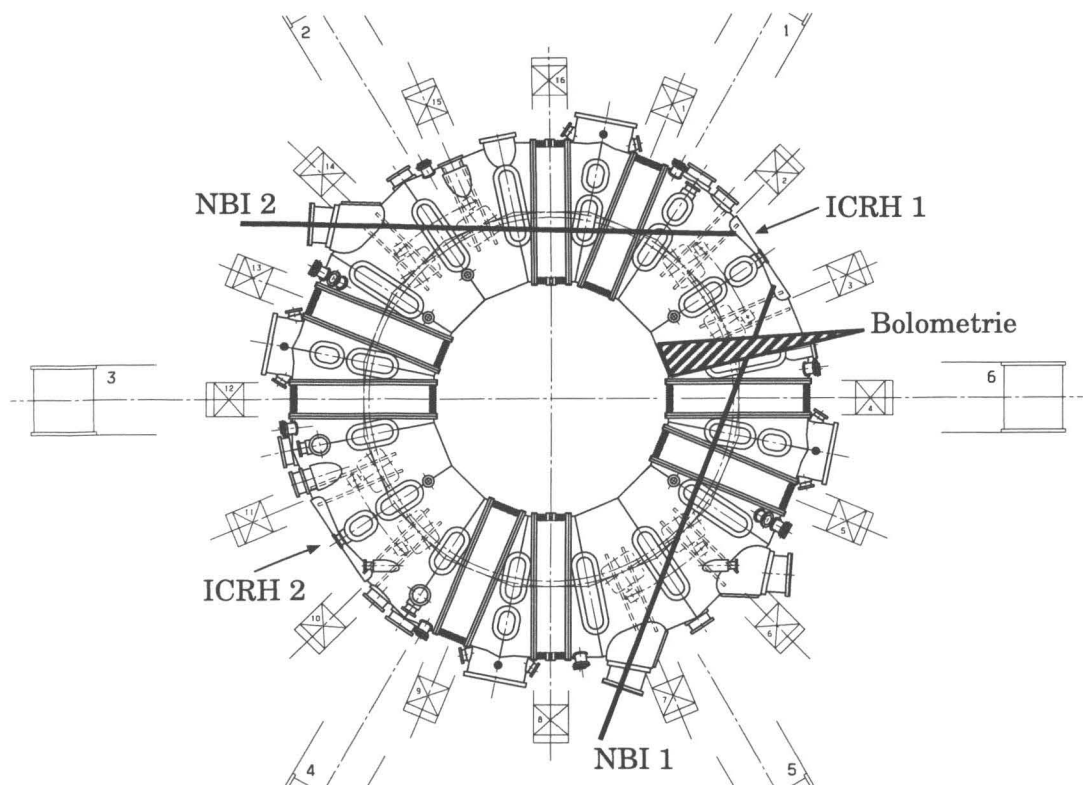


Abbildung 4.1: Draufsicht des TEXTOR mit der toroidalen Position der Diagnostik (Raumwinkel ist nicht maßstabsgetreu) und der Zusatzheizungen: Neutralteilcheninjektion (NBI) und Ionen-Zyklotron-Resonanz Heizung (ICRH). Der Strahlverlauf und die Antennen sind schematisch dargestellt.

Unter der Annahme toroidaler Symmetrie soll in einem poloidalen Querschnitt repräsentativ für die ganze Maschine das Strahlungsprofil bestimmt werden. Die toroidale Position

war durch das alte System vorgegeben und wird mit der SXR-Modenanalyse sowie der SXR-Impulshöhenanalyse geteilt, was für die poloidale Verteilung der Bolometerkameras zusätzliche Randbedingungen mitsichbringt. Eine weitere Kamera, die die Niederfeldseite aus der Vertikalen abdecken würde, ist aufgrund der beengten Platzverhältnisse durch die zusammenlaufenden Toroidalfeldspulen und andere angebrachte Diagnostiken nicht möglich. Die Lage der Horizontalkameras ist durch die Vertikalfeldspulen eingeschränkt, so daß sich die poloidale Verteilung in dieser Entwicklungsumgebung wie folgt ergibt:

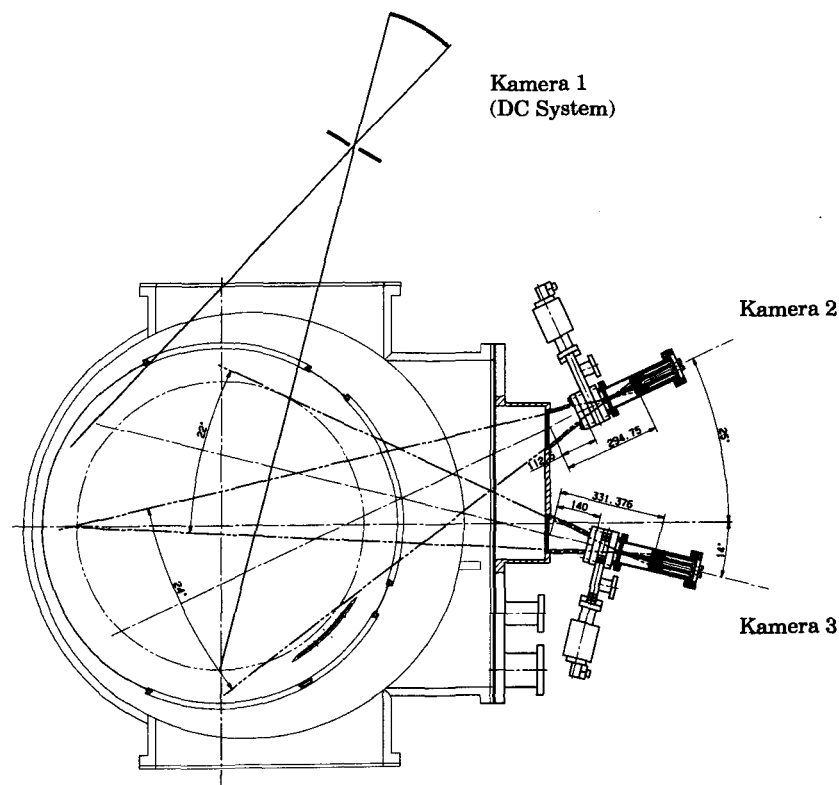


Abbildung 4.2: Poloidaler Schnitt durch TEXTOR mit den Positionen der neuen Kameras 2 und 3 sowie einer schematischen Darstellung der alten Kamera 1.

4.1 Konstruktion der Bolometerkameras

An TEXTOR sind 3 Lochkameras angeflanscht, die 10 bzw. zweimal 8 Kanäle aufweisen. Die Kameras sind über Schieber von dem TEXTOR - Vakuum getrennt und werden über zwei externe Pumpsysteme evakuiert. Die Pumpsysteme bestehen aus jeweils einer Drehschieber- und einer Turbomolekularpumpe. Die Kamera 1 ist mit einem Folien- und Blendenwechsler ausgestattet. Bei den Kameras 2 und 3 wurde aus Platzgründen auf dieses

System verzichtet. Die miniaturisierten Module machten jedoch eine handliche Konstruktion der Kamera möglich, so daß die Auswechslung von Blenden und auch Folien durch eine kurze Demontage der Kamera vorgenommen werden kann. Durch den einfachen Aufbau der Kameras 2 und 3 wurde einer höheren Flexibilität Rechnung getragen.

Maßgeblich für die Empfindlichkeit des Systems ist der Raumwinkel Ω_0 , der durch die Größe der Blende und dem Abstand Blende - Bolometer definiert ist (siehe Abb. 4.3).

$$\Omega_0 = 4 \tan(\alpha_0/2) \tan(\beta_0/2) \quad (4.1)$$

Der Raumwinkel für die Kamera 1 beträgt für die größte Blendenstellung $7.5 \cdot 10^{-4} \text{ ster}$ und der für die Kameras 2 und 3 $5.6 \cdot 10^{-3}$ bzw. $5.5 \cdot 10^{-3} \text{ ster}$. Die auf den Detektor mit der Fläche A_A auftreffende Strahlungsleistung wird dann durch das Linienintegral über die lokale Emissivität ε_{rad} wie folgt beschrieben:

$$P_{rad} = \Omega_0 A_A \cos \gamma_D \cos \delta_D \int \varepsilon_{rad} ds \quad (4.2)$$

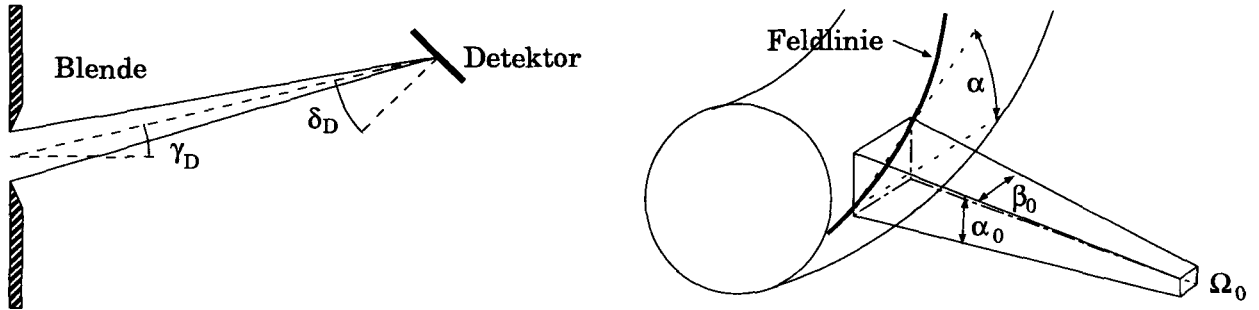


Abbildung 4.3: Geometrie des Raumwinkels und Verdeutlichung des Fehlers durch toroidalen Anteil.

Den Fehler durch den toroidalen Anteil des Raumwinkels, d.h. die Auswirkung der toroidalen Öffnung auf die poloidale Auflösung, kann man in zylindersymmetrischer Näherung abschätzen. Der Winkel der Feldlinien bezüglich der toroidalen Richtung beträgt:

$$\tan \alpha(\vartheta, r) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_p}{B_{t0}} \left[\frac{1}{r} + \frac{1}{R_0} \cos \vartheta \right] \quad (4.3)$$

Somit ergibt sich für typische TEXTOR-Parameter auf der Hochfeldseite für eine maximale Bogenlänge $l_b = 45 \text{ cm}$ eine Abweichung von ca. 2.2 cm , auf der Niederfeldseite entsprechend 1.7 cm . Dieser Fehler von $\pm 15\%$ erscheint hoch, kann aber durch die Wahl anderer Blenden auf die Hälfte verringert werden. Weiterhin ist zu beachten, daß dieser Fehler nur Einfluß auf die Messung hat, wenn die Annahme der toroidalen Symmetrie verletzt wird, wie es bei magnetischen Inseln der Fall sein kann.

Die Position der Sichtlinien wurde durch eine Inesselapparatur kalibriert. Als positionierte Punktlichtquelle wurde eine Quecksilberdampf-Hochdrucklampe verwendet [1]. Die spektrale Verteilung im Ultraviolett und die geringen Baumaße bei hoher Leuchtdichte waren die Argumente bei der Wahl dieser Lampe. Eine vertikal eingebaute, in TEXTOR vermessene optische Bank diente als Träger der Lampe. Das Auf- und Abfahren der Lampe ergab für Kamera 3 eine Differenz von $\theta = -1.3^\circ$. Die Abweichungen von Kamera 2 waren innerhalb der Meßgenauigkeit und somit vernachlässigbar.

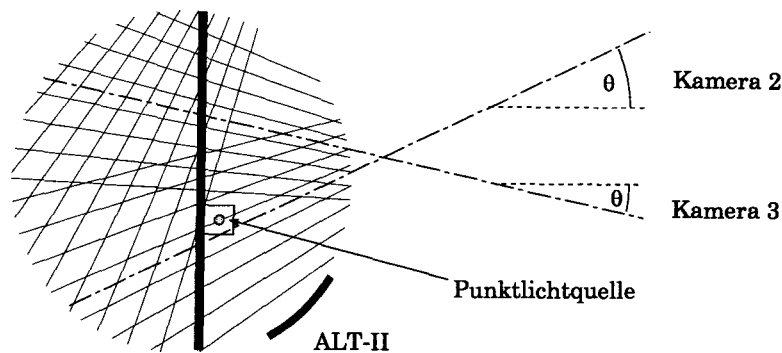


Abbildung 4.4: Kalibrierung der Kamerageometrie.

4.2 Detektoren

Bei den an TEXTOR eingesetzten Detektoren handelt es sich um Metallschicht-Bolometer. Die Wahl fiel auf diese Art von Bolometern, da sie unempfindlich gegenüber Neutronen sowie γ -Bestrahlung sind und ihr Absorptionsvermögen über einen weiten Wellenlängenbereich konstant ist. Die Vor- und Nachteile anderer Bolometer werden in der Literatur [61, 82, 51] detailliert behandelt und hier nur kurz skizziert. Alle nachfolgend aufgeführten Detektoren haben gegenüber dem Metallschichtbolometer den Vorteil der höheren Zeitauflösung, wohingegen der Nachteil meist die Zuverlässigkeit ist:

Halbleiterbolometer sind sehr empfindlich gegenüber Neutronen und harter Röntgenstrahlung, welche einen starken Einfluß auf den elektrischen Widerstand dieser Bolometer haben. Ähnliches trifft auch auf die ebenso sehr schnellen pyroelektrischen Detektoren zu, wo Strahlungsschäden durch die Zerstörung des ferroelektrischen Kristalls LiTaO_3 zu erwarten sind. Weiterhin zeigten Experimente eine enorme zeitliche Drift der Kalibrationsfaktoren während der Entladungsdauer [74]. Thermographische Methoden unterscheiden sich insofern von Metallschichtbolometern, als daß die Metallschicht nur als Strahlungswandler dient und der Empfänger, weit entfernt vom Experiment aufgestellt, eine Minimierung der

elektrischen Störeinflüsse zuläßt. Die optischen Übertragungswege machen aber die absolute Kalibrierung des Systems aufgrund des nichtlinearen Verhaltens äußerst schwierig. Weiterhin sind auch diese, meist Halbleiter-, Detektoren empfindlich gegenüber Strahlungsschäden.

Die neuen Detektoren sind vom prinzipiellen Aufbau den alten Metallschichtbolometern ähnlich.

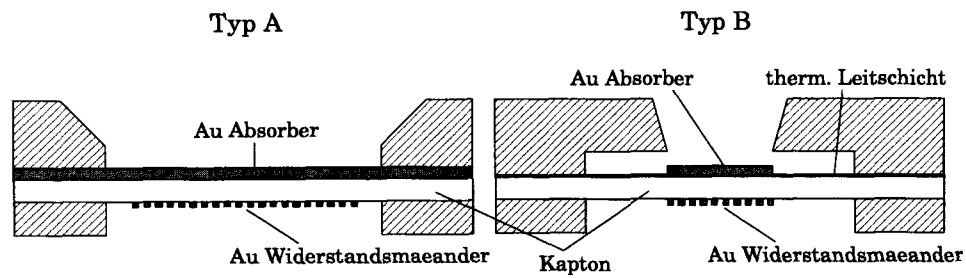


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Bolometer vom Typ A und Typ B.

Eine $4\mu m$ dicke Goldschicht absorbiert die Plasmastrahlung. Aus der Dicke folgt die untere spektrale Grenze von $2\text{\AA}$ (1% Photon - Transmission bei 5 keV, 50% Transmission bei 10 keV [101]) Der Reflektionskoeffizient von der nicht geschwärzten Goldoberfläche bestimmt die obere spektrale Grenze zu $2000\text{\AA}$. (Reflektionsfaktor 0.37 für $2\text{ eV} \leq E \leq 5\text{ eV}$ und 1 für $E \leq 2\text{ eV}$ [105]) Im relevanten Energiebereich von 2 bis $2000\text{\AA}$ ist die Absorption 80 -100%, so daß für die Kalibrierung ein Mittelwert von 90% angenommen wird. Ein ungewünschter Nebeneffekt tritt durch die Leistungsdeposition von Neutralteilchen auf. Für leichte Elemente (H,D,He) beträgt sie 20 bis 40 % [16] mit zunehmender Tendenz zu höheren Energien der auftreffenden Spezies.

Geht man von einer gleichmäßigen (Typ B) bzw. kosinusförmigen (Typ A) Temperaturverteilung auf der Absorptionsfläche A_A aus, dann läßt sich die absorbierte Leistung durch die einfache Differentialgleichung beschreiben:

$$P_{rad} = C \left(\frac{d}{dt} \Delta T + \frac{\Delta T}{\tau_c} \right) \quad (4.4)$$

Hiebei ist $C = A_A \cdot d \cdot \rho \cdot c$ die Wärmekapazität. Sie sollte so klein wie möglich sein, ist aber praktisch durch die physikalischen Randbedingungen vorgegeben. ρ ist eine materialspezifische Konstante, d die Dicke der Absorptionsfolie und A_A die Absorberfläche. Die minimale Dicke ergibt sich aus der maximal zu messenden Photonenenergie. Eine Miniaturisierung des Detektors und damit eine Verringerung von A_A , ist nur dann sinnvoll, wenn gleichzeitig die Leistungsdichte, also der Raumwinkel, vergrößert wird. Dies kann aber realisiert

werden, da durch die kleineren Module die Lochkameragröße ebenfalls reduziert werden kann. Eine nähere Montage der Kameras am Experiment ist somit möglich. Die Abkühlzeitkonstante τ_c , bestimmt durch die Wärmeleitung der Absorptionsschicht zum Gehäuse (Typ A) bzw. durch die thermische Wärmeleitschicht (Typ B), definiert zusammen mit der Wärmekapazität die Empfindlichkeit des Detektors. Die numerische Verifikation der Gleichung 4.4 kann in [52] nachgelesen werden.

Die Temperaturänderung $\Delta T \ll T$ bewirkt eine lineare Widerstandsänderung.

$$R(T) = R_0 + \alpha_{Au} R_0 [T(t) - T_0] \quad (4.5)$$

Diese Widerstandsänderung wird in einer herkömmlichen Wheatstone'schen Meßbrücke gemessen. Zur Kompensation der Drifts durch Temperaturschwankungen des Kameragehäuses wird ein gegenüber der VUV- und weicher Röntgenstrahlung abgeschirmtes Referenzbolometer eingesetzt.

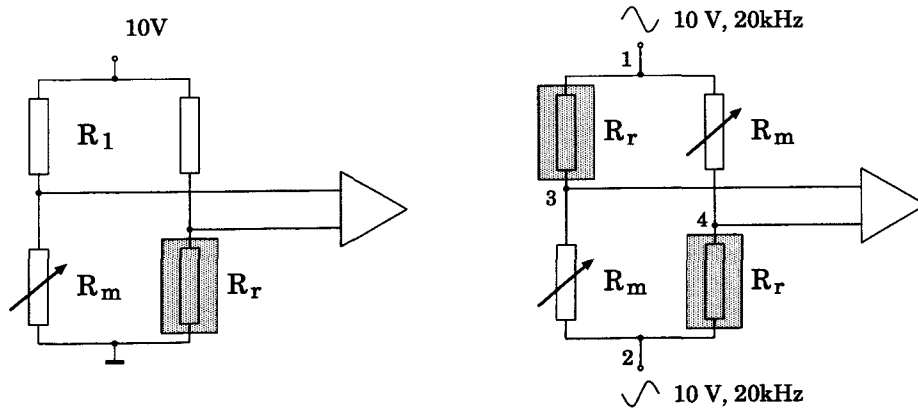


Abbildung 4.6: Meßbrücken für Detektoren vom Typ A und Typ B mit Meßbolometerwiderstand R_m und Referenzbolometerwiderstand R_r .

Mittels Laplace-Transformation erhalten wir den Realteil der Übertragungsfunktion:

$$\frac{\Delta T(\omega)}{P(\omega)} = \frac{\tau_c}{C \sqrt{1 + \omega^2 \tau_c^2}} \quad (4.6)$$

Für niedrige Frequenzen ist $\Delta T(\omega)/P(\omega) = \tau_c/C$, d.h. durch die Verringerung der Kühlzeitkonstante ließ sich die Empfindlichkeit um Faktor 1.7 verbessern. Keinen Einfluß hat τ_c auf die Übertragungsfunktion bei höheren Frequenzen: $\Delta T(\omega)/P(\omega) = 1/(C \cdot \omega)$. Da das Verhältnis von Leistungsdichte zur Wärmekapazität bei der Miniaturisierung gleich bleibt, ist eine verbesserte Zeitauflösung aus thermodynamischen Gründen nicht zu realisieren.

Für eine Zeitauflösung im ms - Bereich wird daher ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf der elektronischen Seite benötigt. Die für die Ermittlung der Strahlungsleistung notwendige Differentiation wird numerisch durchgeführt.

	Typ A	Typ B
Fläche des Detektors [cm^2]	1.0	0.06
Wärmekapazität [$mJ/^\circ C$]	2.0	0.125
Abkühlzeitkonstante [ms]	170	100
Verzögerungszeitkonstante [ms]	0.1	0.1
Widerstand [$k\Omega$]	4.8	1.2
Temperaturkoeffizient [$1/K$]	0.0026	0.0026
Brückenspannung (U_{eff})[V]	10	14

Tabelle 4.1: Wesentliche Daten der Bolometer Typ A und Typ B.

4.3 Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Gold als reines Material hat sehr günstige Rauschdaten, so daß die theoretische Grenze in erster Linie durch das Johnson - Rauschen bestimmt wird [35].

$$U_{John} = \sqrt{4k_B T R \Delta f} \quad (4.7)$$

Im Fall des neuen Bolometers ergibt sich bei einer Grenzfrequenz von 500 Hz und einer Temperatur von 360 K $U_{John} = 0.11 \mu V$. Als Nutzsignal steht unter der Annahme ähnlicher Meß- und Referenzbolometer die Brückenspannung zur Verfügung; hier für Typ B:

$$\Delta U = U_0 \cdot \frac{\alpha_{Au} \Delta T}{2(1 + \alpha_{Au} \Delta \hat{T}) + \alpha_{Au} \Delta T} \quad (4.8)$$

und für Typ A:

$$\Delta U \approx U_0 \cdot \frac{\alpha_{Au} \Delta T}{(2 + \alpha_{Au} \Delta \hat{T})(2 + \alpha_{Au} \Delta \hat{T} + \alpha_{Au} \Delta T)} \quad (4.9)$$

Aufgrund der geringeren Wärmekapazität des Detektors B muß die Aufheizung durch den Meßstrom berücksichtigt werden. Die Temperatur $\hat{T} = T_0 + \Delta \hat{T}$ des Detektors ergibt sich zu:

$$\hat{T} = T_0 - \frac{1}{2\alpha_{Au}} + \sqrt{\frac{C_{br} U_0^2}{4\alpha_{Au} R_0} \cdot \frac{\tau_c}{C} + \frac{1}{4\alpha_{Au}^2}} \quad (4.10)$$

Hier ist C_{br} ein Parameter, der für die herkömmliche Brücke des DC-Bolometers 1 ist und bei der symmetrischen Vollbrücke 2. Für typische Parameter aus der Tabelle 4.1 erhält

man für Detektortyp B eine stationäre Temperatur von $\hat{T} = 78^\circ\text{C}$. Für Typ A ändert sich die Temperatur kaum ($\Delta\hat{T} \ll 1$). Ein Aspekt der Miniaturisierung des Detektors B war die Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses (SNR) [53, 48]. Zum Vergleich der beiden Detektoren bilden wir das Verhältnis $\text{SNR}_B/\text{SNR}_A$ unter der Annahme kleiner Temperatursignale ΔT im Arbeitspunkt $\hat{T}$:

$$\frac{\text{SNR}_B}{\text{SNR}_A} = 2 \cdot \frac{U_B (1 + \alpha_{Au} \Delta\hat{T}_A)^{3/2} \sqrt{T_0 + \Delta\hat{T}_A \sqrt{R_A}}}{U_A (1 + \alpha_{Au} \Delta\hat{T}_B)^{3/2} \sqrt{T_0 + \Delta\hat{T}_B \sqrt{R_B}}} \quad (4.11)$$

Diese Gleichung zeigt, daß sich das SNR nur um Faktor 2 verbessert hat.

4.4 Meßwerterfassung und Verarbeitung

4.4.1 DC-Elektronik

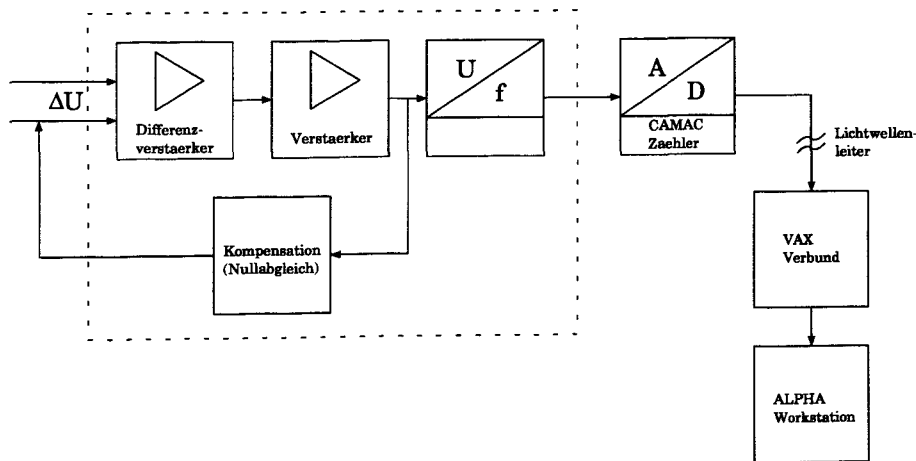


Abbildung 4.7: *Elektronik und Datenerfassung des Bolometers vom Typ A.*

Der Nullabgleich der Wheatstone'schen Brücke erfolgt über eine Stromänderung im Pfad des Referenzbolometers und wird automatisch vor jeder Messung durchgeführt. Die Brückengleichspannung wird maximal um den Faktor 10000 verstärkt und anschließend Spannungs - Frequenz gewandelt. Der Frequenzbereich beträgt 0 - 1 MHz mit einer Steigung von 100 kHz/V. Der Nullpunkt liegt bei 500 kHz. Dieses analoge Signal wird dann von einem Zähler (CAMAC-Modul LeCroy 8590) in ein diskretes 16-Bit Signal konvertiert.

4.4.2 AC-Elektronik

Aufgrund der geringen parasitären Kapazitäten kann das miniaturisierte Bolometer mit einer Wechselspannung von 20 kHz betrieben werden. Der Nullabgleich dieses vollintegrierten Bolometers ist mit der herkömmlichen Technik nicht mehr zu bewerkstelligen, so daß ein entsprechendes um 180 Grad phasenverschobenes Signal im Vorverstärker hinzuaddiert werden muß. Die amplitudenmodulierte Spannung wird dann bis zu maximal 5000-fach verstärkt und synchron demoduliert. Spannungs - Frequenz gewandelt wird das Signal dann über einen Lichtwellenleiter zum Hauptverstärker übertragen, und wird dort wieder zurückgewandelt. Die Spannungs - Frequenzwandlung ist hier erforderlich, um die Linearität der optischen Übertragung über diesen dynamischen Bereich zu gewährleisten. Zum Schluß verhindert ein Tiefpaß (8 poliger Bessel-Filter) Aliasing-Effekte. Die Diskretisierung erfolgt mit einem 12-Bit ADC (CAMAC- Modul KS4022).

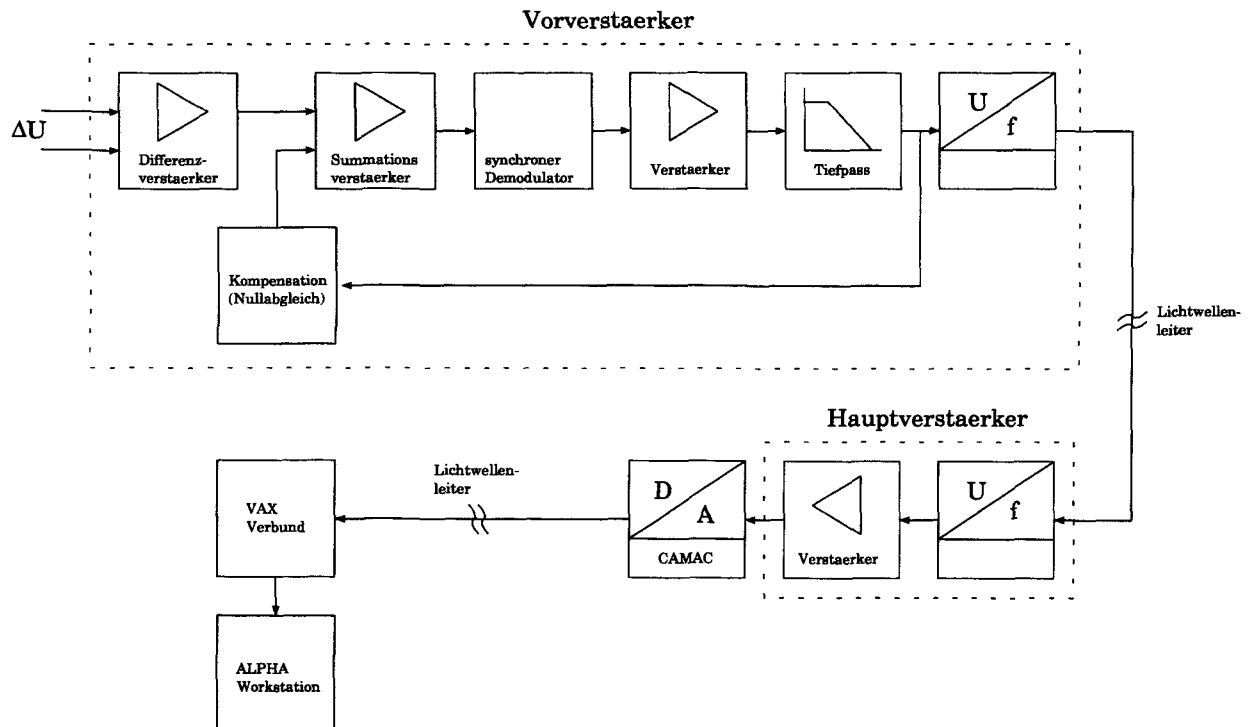


Abbildung 4.8: Elektronik und Datenerfassung des Bolometers vom Typ B.

Der Vorteil der AC-Elektronik liegt in erster Linie in dem um den Träger verschobenen Signalspektrum, das sich somit außerhalb des typischen Rauschspektrums der Tokamakumgebung befindet. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wird somit wesentlich verbessert (auf 70 dB). Die effektive Rauschspannung am Ausgang des Hauptverstärkers bei einer

Verstärkung von 5000 ist 1.02 mV und liegt somit nur um Faktor 2 höher als das entsprechend verstärkte Johnson - Rauschen.

Die Einstellung der Verstärkung und Grenzfrequenz sowie der Nullabgleich ist automatisiert und erfolgt im Fall der AC-Elektronik über eine GPIB - Schnittstelle. Die Signale beider Elektronik-Systeme werden vor Ort zwischengespeichert und nach der Entladung über das CAMAC-Datenerfassungssystem dem VAX-Cluster zugeführt.

4.4.3 Entfaltung der Bolometersignale

Um die absorbierte Leistung ermitteln zu können, ist eine Differentiation der Spannung nötig. Zur Vermeidung numerischer Probleme, welche den meisten Differentiationsmethoden zu Grunde liegt, verwenden wir einen analytisch differenzierten Filter [49]. Aufgrund der geringen Phasenverschiebung wählen wir einen Bessel-Filter, der allgemein wie folgt beschrieben wird:

$$SM(P) = \frac{A_0}{\prod_i (1 + a_i P + b_i P^2)} \quad (4.12)$$

mit $P = f/f_g$. Die Koeffizienten für den Bessel-Filter 10-ter Ordnung sind in [93] zu finden. Die Laplaceumkehrtransformierte im Zeitbereich schreibt sich dann allgemein:

$$sm(t, f_g) = a(f_g) \sum_{i=1}^N e^{b_i(f_g)t} [c_i(f_g) \cos(d_i(f_g)t) + e_i(f_g) \sin(f_i(f_g)t)] \quad (4.13)$$

Die Rücktransformation und folglich auch die Herleitung der Koeffizienten in Gleichung 4.13 ist im Anhang ausführlicher behandelt.

Mit der Filterfunktion $sm(t, f_g)$ (3dB Bandbreite $f_g \leq f_s$) werden die abgetasteten Rohdaten $W(t)$ gefaltet.

$$W_s(t, f_g) = \int_0^t sm(t - \tau, f_g) W(\tau) d\tau \quad (4.14)$$

Die Differentiation wird nun durchgeführt, indem man die Meßwerte mit der n-fach differenzierten Filterfunktion $SM(P) \cdot P^n$ faltet.

$$W_s^{(n)}(t, f_g) = \int_0^t sm^{(n)}(t - \tau, f_g) W(\tau) d\tau \quad (4.15)$$

Die Filterfunktion wird einmalig für verschiedene Grenzfrequenzen berechnet und als File abgespeichert.

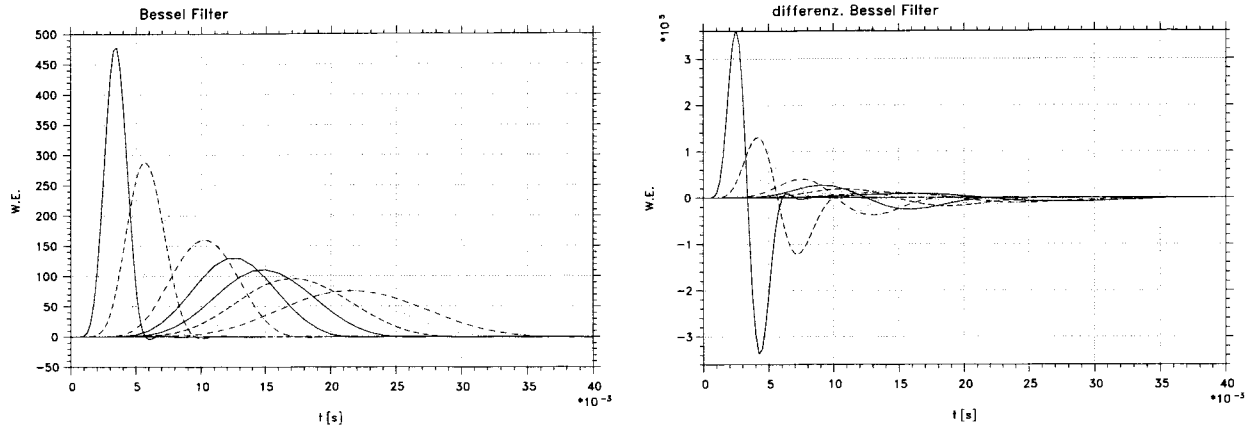


Abbildung 4.9: Bessel-Filter und differenzierter Bessel-Filter für verschiedene Grenzfrequenzen im Zeitbereich, $f_s = 1 \text{ kHz}$.

Beispielhaft wird in der Abbildung 4.10 die Entfaltung an einem typischen Bolometer-signal für Typ B aufgezeigt.

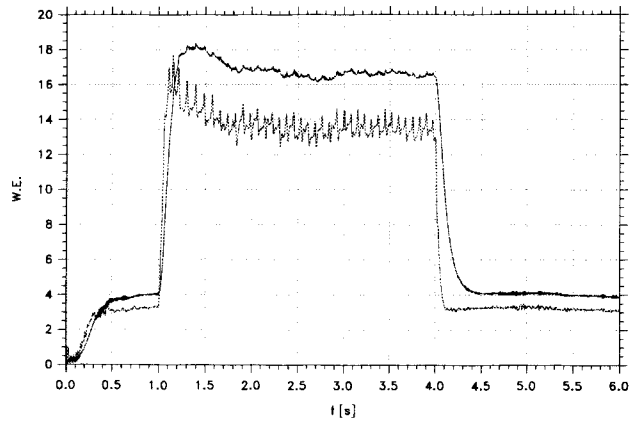


Abbildung 4.10: Rohsignal und entfaltetes Signal für Bolometer Typ B einer NI-geheizten Plasmaentladung mit Sägezähnen, $f_s = 1 \text{ kHz}$ (zur besseren Darstellung mit Offset).

4.5 Kalibrierung

Im Prinzip wird das Bolometer durch die Deposition einer elektrischen Leistung auf der Widerstandsseite kalibriert. Voraussetzung für diese absolute Kalibrierung ist, daß sich die elektrische Leistung auf die Absorberfläche ohne Verluste überträgt. Da es sich um eine in-situ-Kalibrierung im Vakuum handelt, sind Wärmeleitungsverluste durch Restgase zu vernachlässigen. Die hauptsächlichen Verluste sind Infrarot Abstrahlung und zu einem geringeren Anteil Wärmeleitungsverluste durch die elektrischen Anschlußleitungen. Beides sollte gegenüber der Wärmeleitung des Absorbers zum Rand des Bolometers oder der Wärmeleitungsschicht beim AC - Bolometer zu vernachlässigen sein.

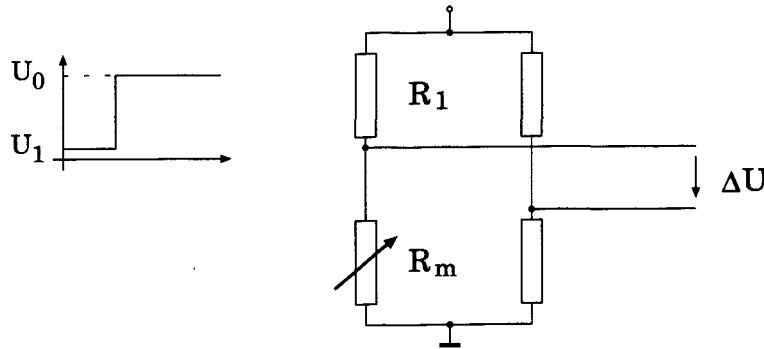


Abbildung 4.11: Meßbrücke für die Kalibrierung.

Die Erwärmung der Absorberfläche durch den zum Zeitpunkt ($t = 0$) aufgeschalteten Gleichstrom gibt die Empfindlichkeit $dU/dP_{ohm} = \tau_c \alpha_{Au} RI/C$ des Bolometers wieder.

$$\frac{\tau_c}{C} = \frac{\Delta U (R_1 + R_0)}{P_{ohm} \cdot \alpha_{Au} R_0 \left(\frac{U_0 R_1}{R_1 + R_0} - \Delta U \right)} \quad (4.16)$$

mit der deponierten Leistung:

$$P_{ohm} = \frac{U_0^2}{(R_0 + \Delta R) \left(\frac{R_1}{R_0 + \Delta R} + 1 \right)^2} \quad (4.17)$$

Die Änderungen des Widerstandes auf die Heizleistung können vernachlässigt werden (für $\Delta R = 10\%$ ergibt sich ein Fehler von $2.2 \cdot 10^{-3}$). Dieses Verfahren ist im Prinzip bei beiden Detektoren das gleiche. Abweichungen werden im folgenden näher beschrieben.

4.5.1 DC - Bolometer

Das zu kalibrierende Bolometer (Meß oder Referenz) wird in eine externe Brücke geschaltet. Die Brücke wird bei einem 1/10 der Kalibrierungsspannung abgeglichen, so daß

der Fehler bei der Leistungsdeposition nur 1% beträgt. Bei dem DC - Bolometer sind die Absorberfläche und die Widerstandsfläche unterschiedlich groß. Vergleiche mit einer Kalibrierung durch eine Lichtquelle eines geschwärzten Bolometers zeigten einen Unterschied von 10% [52]. Die Empfindlichkeit wird um dieses Verhältnis korrigiert.

4.5.2 AC - Bolometer

Da bei dem AC - Bolometer die Widerstandsmäander die Oberfläche unter dem Absorber voll abdecken, kann man hier von einer nahezu homogenen Leistungsdeposition ausgehen. Um die Meßbolometer von den Referenzbolometern getrennt zu kalibrieren, müssen entsprechend der Zeichnung 4.6 die Punkte 2 und 4 sowie 1 und 3 kurzgeschlossen werden. Nach der Bestimmung der τ_c/C - Werte für Meß- und Referenzbolometer wird die AC - Empfindlichkeit $S(f_0 = 20kHz)$ numerisch berechnet (siehe Anhang). Im wesentlichen gehen bei den Korrekturfaktoren (1.02) die Kabelimpedanzen mit ein. Die Phasenverschiebung durch dieses komplexe Netzwerk ist für die synchrone Demodulation vernachlässigbar (0.006 rad bei 0.1W). Wie zuvor erwähnt, heizt sich das Bolometer schon durch den Meßstrom $P = 80mW$ erheblich auf, so daß dieser Arbeitspunkt in der Kalibrierung mitberücksichtigt werden muß. Die Nichtlinearitäten $dU/dP \leq 1\%$ sind selbst bei hohen Strahlungsleistungen (2mW) sehr gering. Einen allgemeinen Vergleich der elektrischen Kalibrierungsmethode mit optischen Verfahren kann man in [54] finden.

Zur Bestimmung der thermodynamischen Zeitkonstanten τ_c werden die Bolometer bestrahlt. Nach dem Abschalten dieser Strahlungsquelle erhalten wir aus dem exponentiellen Abfall der Bolometerantwort die Zeitkonstante. In der Praxis verwendet man Daten aus einer Plasmaentladung mit einem abrupten Strahlungsabbruch (Disruption). τ_c wird iterativ dem Kurvenverlauf angepaßt, bis sich kein Unter- oder Oberschwingen mehr einstellt.

Kapitel 5

Tomographie

Das generelle zu behandelnde Problem ist die Bestimmung einer Objektfunktion in der Ebene aus ihren geradlinigen Integralwerten. Im Fall konzentrischer Symmetrie lässt sich diese Objektfunktion mit Hilfe der Abel Inversion [31] berechnen. Die Rekonstruktion zweidimensionaler Profile wird mit Hilfe tomographischer Verfahren gelöst, zu denen als einleitende Literatur [83] zu empfehlen ist. Es sind zwei Kriterien, die den Wert eines tomographischen Verfahrens bestimmen, zum ersten die Qualität der Rekonstruktion und zum zweiten die Komplexität des implementierten Algorithmus. Generell kann man die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden in direkte Fouriertransformation, Algebraische Rekonstruktionstechniken (ART), gefilterte Rücktransformationen sowie gefaltete Rückprojektionen (CBP) unterteilen. Einen Überblick über die Vielfalt der Rekonstruktionsmethoden geben: [15, 36, 57]

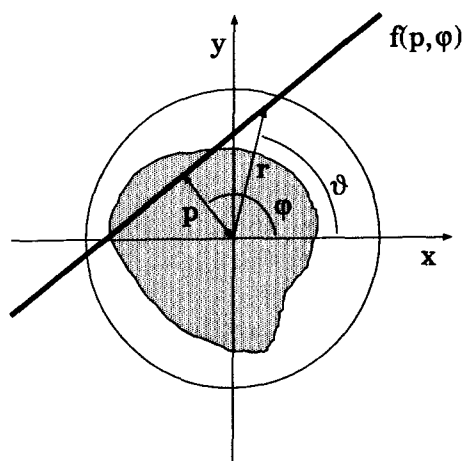


Abbildung 5.1: Geometrische Darstellung der Radontransformation.

Es sei $g(r, \vartheta)$ die Objektfunktion implizit durch die gemessenen Linienintegrale, deren Geradengleichung meist in der Hesseschen Normalform geschrieben wird, gegeben.

$$f(p, \varphi) = \int_{L(p, \varphi)} g(r, \vartheta) dL \quad (5.1)$$

$$f(p, \varphi) = f(-p, \varphi + \pi) \quad (5.2)$$

Man nennt diese Beziehung Radon-Transformation [73].

$$f(p, \varphi) = \mathcal{R}\{g(r, \vartheta)\} \quad (5.3)$$

Die Umkehrtransformation [73] ist demnach:

$$\begin{aligned} g(r, \vartheta) &= \mathcal{R}^{-1}\{f(p, \varphi)\} \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_{-a}^a \frac{1}{r \cos(\varphi - \vartheta) - p} \frac{\partial}{\partial p} f(p, \varphi) dp d\varphi \end{aligned} \quad (5.4)$$

Alle direkten Transformationstechniken sind auf diese inverse Radontransformation zurückzuführen. Eine kontinuierliche Bestimmung der Funktion $f(p, \varphi)$ ist aber praktisch nicht durchführbar. Die Funktion im Radonraum wird diskretisiert. In unserem Fall durch gefächerte Projektionen auf eine finite Anzahl von Detektoren. Die Anzahl der Lochkameras ist bei einem Tokamakexperiment durch die schlechte Zugänglichkeit sehr beschränkt. Die wenigen zur Verfügung stehenden Fächerprojektionen sind somit auch noch unvollständig, so daß die Integration in Gl. 5.4 von $-a$ nach a für $\varphi = \text{const.}$ nicht durchführbar und eine verlustfreie Restaurierung aus diesen Abtastwerten eigentlich nicht mehr möglich ist. Die Verwendung von a priori Informationen zur Einschränkung des Lösungsraumes ist somit absolut notwendig und hat zur Folge, daß die tomographische Methode der intrinsischen Struktur des besonderen Problems angepaßt sein sollte. Als eine dieser Informationen benutzen wir die Annahme, daß die Emissivität auf den Flußflächen in erster Linie konstant ist. Für gegebene Isokontourlinien ist die Rekonstruktion mittels allgemeiner Abelinversionen im 1D-Fall möglich [25]. Jedoch können sich, wie in Kapitel 3.3 erwähnt, durch das Auftreten von poloidalen Moden und lokalen Strahlungssymmetrien Abweichungen bemerkbar machen. Eine kreissymmetrische Fourierreihenentwicklung, wie von Cormack [12, 13] entworfen, kommt der Lösung somit schon sehr nahe. Die Transformation von dem zylindrischen Koordinatensystem in ein Koordinatensystem verschobener Kreise beschreibt die uns vorliegende Geometrie allerdings noch besser.

5.1 Mathematische Formulierung des Problems

Diese allgemeine Beschreibung in Polarkoordinaten wird nun in Flußkoordinaten beschrieben, so daß die poloidale Bogenlänge $dl/d\vartheta$ konstant ist.

$$f(p_s, \varphi) = \int_{L(p_s, \varphi)} g(r_s, \vartheta_s) dL_s \quad (5.5)$$

Die Transformationsgleichungen ergeben sich unter Berücksichtigung der Shafranov - Verschiebung zu:

$$r = \sqrt{r_s^2 + \Delta_s^2 + 2r_s\Delta_s \cos \vartheta_s} \quad (5.6)$$

$$L_{s1,s2} = \sqrt{r_s^2 - p_{rs\varphi}^2} \pm \frac{\Delta_0}{a^2}(r_s^2 - p_s^2) \sin \varphi = L_s \pm \Delta L_s \quad (5.7)$$

$$\vartheta_{s1,s2} = \varphi \pm \arccos \left(\frac{p_{rs\varphi}}{r_s} \right) \quad (5.8)$$

$$p_s = \frac{a}{2\Delta_0 \cos \varphi} \left[a - \sqrt{(2\Delta_0 \cos \varphi - p)^2 + a^2 - p^2} \right] \quad (5.9)$$

mit

$$p_{rs\varphi} = p_s + \frac{\Delta_0}{a^2}(r_s^2 - p_s^2) \cos \varphi \quad (5.10)$$

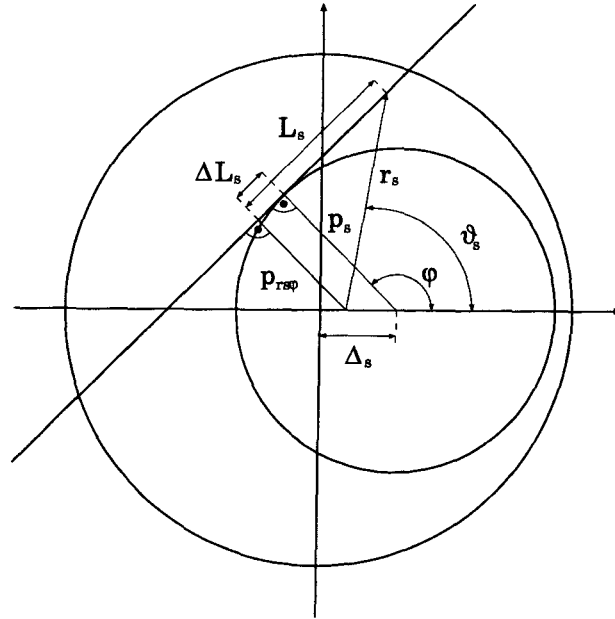


Abbildung 5.2: Geometrische Darstellung der Transformation.

Die Integralgleichung 5.5 zweier Variabler wird durch eine komplexe Fourierentwicklung in einen Satz Integralgleichungen einer Variablen reduziert.

$$g(r_s, \vartheta_s) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(r_s) e^{jm\vartheta_s} \quad (5.11)$$

Zwischen den Koeffizienten bestehen die eindeutigen Beziehungen $g_m(r_s) = \overline{g_{-m}(r_s)}$. Die Tatsache, daß man die radialen und winkelabhängigen Teile separiert, ist für das

Verständnis der maximalen poloidalen Ortsauflösung wichtig. Wenn man den Integrationsweg wie üblich [45] aufspaltet und das Linienelement dL_s , wie aus Abb. 5.1 ersichtlich, beschreibt

$$dL_{s1,s2} = r_s \frac{1 - \frac{2\Delta_0}{a^2} p_{rs\varphi} \cos \varphi}{\sqrt{r_s^2 - p_{rs\varphi}^2}} \pm \frac{2r_s \Delta_0}{a^2} \sin \varphi dr_s \quad (5.12)$$

erhält man:

$$f(p_s, \varphi) = \int_{p_s}^a \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(r_s) \left[\frac{dL_{s1}}{dr_s} e^{jm\vartheta_s} + \frac{dL_{s2}}{dr_s} e^{jm(2\varphi-\vartheta_s)} \right] dr_s \quad (5.13)$$

Die Funktion $f(p_s, \varphi)$ kann nun auch in komplexe Fourierreihen entwickelt werden.

$$f(p_s, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m(p_s, \varphi) e^{jm\varphi} \quad (5.14)$$

Mit $\varphi - \vartheta_s = \cos^{-1}(p_{rs\varphi}/r_s)$ ergeben sich die homogenen Volterraschen Integralgleichungen erster Art zu:

$$f_m(p_s, \varphi) = 2 \int_{p_s}^a g_m(r_s) r_s \left[\frac{1 - \frac{2\Delta_0}{a^2} p_{rs\varphi} \cos \varphi}{\sqrt{r_s^2 - p_{rs\varphi}^2}} \cos[m \arccos(p_{rs\varphi}/r_s)] + j \frac{2\Delta_0}{a^2} \sin \varphi \sin[m \arccos(p_{rs\varphi}/r_s)] \right] dr_s \quad (5.15)$$

Mit den Tschebycheff-Polynomen erster Art $\cos[m \arccos(x)] = T_m(x)$ sowie der zweiten Art $\sin[m \arccos(x)] / \sin[\arccos(x)] = U_{m-1}(x)$ der Ordnung m läßt sich die Gleichung 5.15 umschreiben zu:

$$f_m(p_s, \varphi) = 2 \int_{p_s}^a g_m(r_s) r_s \left[\alpha_R T_m(p_{rs\varphi}/r_s) + j \beta_J \sqrt{1 - \left(\frac{p_{rs\varphi}}{r_s}\right)^2} U_{m-1}(p_{rs\varphi}/r_s) \right] dr_s \quad (5.16)$$

Die Transformation in das Koordinatensystem verschobener Kreise hat einen komplexen Kern der Integralgleichung zur Folge. Im Gegensatz zur kreissymmetrischen Fourierreihen-Entwicklung kommt es hier zu einer Phasenverschiebung zwischen den Harmonischen im Orts- und Radonraum. Eine Inversion unter Anwendung der Orthogonalitätseigenschaften dieser Polynome [98], wie von Cormack [12] gezeigt, ist hier nicht mehr möglich. Eine Näherung durch eine Taylorentwicklung wie von Büchse für Profile weicher Röntgenstrahlung (SXR-Profil) gezeigt [8] kommt für die erwarteten Hohlprofile nicht in Frage. Für spitze Profile, wie sie bei der SXR-Diagnostik oder Elektronendichtemessungen vorkommen, kann man in linearer Näherung der Shafranov-Verschiebung von einer Zylindersymmetrie ausgehen, so daß hier auch der Verschiebungssatz der Radontransformation anwendbar ist [15]:

$$\mathcal{R}\{g(x - a_0, y)\} = f(p - p_0, \varphi), \quad p_0 = a_0 \cos \varphi \quad (5.17)$$

Am Rand ist die lineare Näherung jedoch nicht zulässig, so daß sich als Lösung nur ein numerisches Verfahren anbietet.

5.2 Abtasttheorem und Auflösung

Die Analyse des Informationsinhaltes eines Experiments ist für die spätere Interpretation der Meßergebnisse unabdingbar. Durch die Tatsache, daß die Winkel- und Radialkomponenten des tomographischen Problems getrennt werden, wird die maximale poloidale Auflösung verdeutlicht. Um die m te poloidale Harmonische im Ortsraum rekonstruieren zu können, ist die Detektion der m ten Harmonischen im Radonraum erforderlich. Das Nyquist-Theorem limitiert somit die Anzahl der auflösbaren poloidalen Moden im Falle von drei Kameras auf $m = 1$. Höhere Harmonische können somit nicht von den geringen Harmonischen unterschieden werden, und es kommt zu „Aliasing“ Effekten. Ein Tiefpaßfiltern der Objektfunktion, um die höheren Harmonischen vor der Abtastung herauszufiltern, ist nicht möglich.

5.3 Numerische Prozeduren

Wie schon in den einleitenden Sätzen zur Tomographie gesagt, handelt es sich bei uns um unvollständige Projektionen. Direkte Fouriertransformationen unter Anwendung des Zentralschnitttheorems oder gefilterte Rücktransformationen kommen daher als Rekonstruktionsmethoden nicht in Frage. In diesen Fällen, mit reduzierten Projektionssätzen, greift man auf algebraische Methoden zurück. Die numerische Lösung von Integralgleichungen führt zu einem System linearer algebraischer Gleichungen. Die Objektfunktion wird in eine Reihe orthogonaler Funktionen entwickelt.

$$g = \sum a_k F_k \quad (5.18)$$

5.3.1 Entwicklung nach Besselfunktionen

Die speziellen Nachteile der Tschebycheff- und Zernicke Polynome können durch die Wahl von Besselfunktionen zum Teil vermieden werden [55].

$$g(\rho_s, \vartheta_s) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} a_{ml}^{c,s} J_m(\lambda_l \rho_s) [\cos m\vartheta_s + \sin m\vartheta_s] \quad (5.19)$$

Die Nullstellen der Besselfunktionen $J_m(\lambda_l \rho_s)$ werden so gewählt, daß die Randbedingung $g(\rho_s, \vartheta_s) = 0$ für $r_s = a$ eingehalten wird. Die radiale Abhängigkeit wird über den toroidalen

Fluß $\rho_s(r_s) = \sqrt{\Phi}$ wiedergegeben.

$$\Phi = \int B_t dA \propto 2\pi R_0 \left((R_0 + \Delta_s) - \sqrt{(R_0 + \Delta_s)^2 - r_s^2} \right) \quad (5.20)$$

Diese Darstellung in Flußkoordinaten ist allgemein gehalten, so daß diese Methode auch auf Plasmen mit D - förmigen Flußflächen ψ anwendbar ist [24]. Die Entwicklung in ∞ viele Funktionen ist durch die Anzahl der Meßwerte h auf s Funktionen in radiale und t in poloidale Richtung beschränkt. In der p, φ - Ebene ergibt sich als Radon - Transformierte $f_i = f(p_i, \varphi_i)$ für insgesamt n Entwicklungsfunktionen ($h > n$):

$$f_i = \sum_{m=0}^t \sum_{l=0}^s a_{ml}^{c,s} \mathcal{R}_i [J_m(\lambda_l \rho_s) (\cos m\vartheta_s + \sin m\vartheta_s)] \quad (5.21)$$

$$\sum_{j=1}^n K_{ij} a_j = f_i \quad (5.22)$$

mit der sogenannten Projektionsmatrix $\mathbf{K}$ der Dimension $h \times n$. Die Koeffizienten der Projektionsmatrix, die Linienintegrale, werden einmalig numerisch ermittelt. Analytische Ausdrücke der Radontransformierten wie von Wang [104] hergeleitet können in dem vorgestellten Koordinatensystem nicht zur Anwendung kommen. Die Lösung dieses Gleichungssystems wird üblicherweise durch die Minimierung des kleinsten Fehlerquadrates gefunden.

$$\sum_i |f_i - \sum_j K_{ij} a_j|^2 = \mathcal{A} = \min \quad (5.23)$$

Die so erhaltenen Lösungen sind jedoch oftmals bedeutungslos im Sinne von unphysikalisch. Die Einschränkung des Lösungsraumes mit Hilfe statistischer Regularisierungsmethoden ersetzt die exakte Lösung durch eine Angenäherte.

5.3.2 Regularisierung

Angenommen man würde n Werte f_i fehlerfrei messen (mit $n \rightarrow \infty$), dann besteht eine eindeutige Beziehung zu den n unbekannten Koeffizienten a_j . Ist jedoch keine Lösung vorhanden, die Lösung nicht eindeutig oder eine geringe Änderung der Daten zu großen Abweichungen in der Lösung führt, spricht man von einem inkorrekt formulierten („ill posed“) Problem [94]. Im Realfall muß man aufgrund fehlerbehafteter Daten mit großen Änderungen im Lösungsraum rechnen.

$$\left[\sum_{j=1}^n K_{ij} a_j \right] + \epsilon_i^N + \epsilon_i^S + \epsilon_i^C(n) = f_i \quad (5.24)$$

ϵ_i^N beinhaltet in erster Linie das elektronische Rauschen, das im Idealfall weiß und unkorreliert ist. Zusätzlich treten Fehler infolge einer Geometrieänderung auf, seien es mechanische

Vibrationen oder jene die die Sichtlinienkoordinaten verfälschen oder Abweichungen vom Koordinatensystem, die in ϵ_i^S berücksichtigt werden. Die letzteren sind systematische Fehler und für die Rekonstruktion sehr gefährlich. ϵ_i^C beschreibt den Fehler, der durch die finite Reihenentwicklung entsteht und wird für $n \rightarrow \infty$ zu 0. Die Theorie zur Lösung dieser „ill posed“ Probleme wird detailliert in [94, 99] behandelt.

Durch die Addition eines zusätzlichen Terms $\mathcal{B}$ in der Gleichung 5.23 versucht man das schlecht gestellte Problem zu regularisieren. Die zentrale Idee in der Inversions-Theorie ist nun die Minimierung von $\mathcal{C} = \mathcal{A} + \gamma\mathcal{B}$. $\mathcal{A}$ gibt das a posteriori Wissen und $\mathcal{B}$ die a priori Erwartung zum Experiment wieder. Der Lagrange-Parameter γ definiert den Kompromiß zwischen den beiden Kriterien. Generell bewirkt die Minimierung von $\mathcal{B}$, daß die Lösung geglättet, stabil oder wahrscheinlich ist.

Nach den zu erwartenden glatten Emissionsprofilen $g(\Phi, \vartheta_s)$ des Plasmas und den geringen Daten wenden wir die lineare Regularisierungsmethode von Phillips-Tikhonov [67] an.

$$\sum |\mathbf{f} - \mathbf{K}\mathbf{a}^\gamma|^2 + \gamma \int_0^{2\pi} \int_0^a [\nabla \cdot \mathbf{M} \nabla g^\gamma]^2 d\rho_s d\vartheta_s = \mathcal{C} \quad (5.25)$$

$\mathbf{M}$ ist ein Tensor, der eine anisotrope Dämpfung der Objektfunktion erlaubt und damit dem physikalischen Modell des diffusionsbestimmten Plasmas einen Schritt näher kommt. $\mathbf{M}$ hat die Komponenten $M_\perp$ und $M_\parallel$ (senkrecht bzw. parallel zur Flußfläche). Die Beschreibung im vorgestellten Koordinatensystem liefert:

$$\nabla \cdot \mathbf{M} \nabla g^\gamma = M_\perp \left(\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial g}{\partial \rho_s} + \frac{\partial^2 g}{\partial \rho_s^2} \right) + M_\parallel \frac{1}{\rho_s^2} \frac{\partial^2 g}{\partial \vartheta_s^2} = \sum_{k=1}^n Q_k(\rho_s, \vartheta_s) a_k \quad (5.26)$$

Die partiellen Ableitungen Q_k liegen analytisch vor, und brauchen nicht, wie bei so vielen anderen Pixel-basierenden Verfahren [39], angenähert werden. Die Integration über ρ_s und ϑ_s liefert dann die Regularisierungsmatrix, welche nur noch eine Funktion des Koordinatensystems ist. Sie wird wie die Projektionsmatrix für mehrere Koordinatensysteme einmalig ermittelt und dann abgespeichert.

$$\Omega_{jk} = \iint Q_j Q_k d\rho_s d\vartheta_s \quad (5.27)$$

Die genaue Herleitung dieser Gleichung ist im Anhang aufgeführt. Ω , die Regularisierungs-

matrix, ist blocktridiagonal und positiv definit.

$$\begin{bmatrix} \Omega_{11} & \cdots & \Omega_{1s} & & & & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & & & & \\ \Omega_{s1} & \cdots & \Omega_{ss} & & & & \\ & & & \Omega_{(s+1)(s+1)} & \cdots & \Omega_{(s+1)2s} & \\ & & & \vdots & \ddots & \vdots & \\ & & & \Omega_{2s(s+1)} & \cdots & \Omega_{(2s)(2s)} & \\ & & & & & & \Omega_{(2s+1)(2s+1)} & \cdots & \Omega_{(2s+1)3s} \\ & 0 & & & & & \vdots & \ddots & \vdots \\ & & & & & & \Omega_{3s(2s+1)} & \cdots & \Omega_{(3s)(3s)} \end{bmatrix}$$

Die Lösung des Extremwertproblems $\nabla \mathcal{C} = 0$ liefert dann die regularisierte Lösung mit a^γ in vektorieller Form:

$$\mathbf{a}^\gamma = (\mathbf{K}^T \mathbf{K} + \gamma \Omega)^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{f} \quad (5.28)$$

Hierbei ist $\mathbf{K}^T$ die Transponierte des Vektors $\mathbf{K}$ und die Definition des Nabla Operator: $(\partial/\partial a_1, \partial/\partial a_2, \partial/\partial a_3, \dots, \partial/\partial a_n)$. Die Lösung ist mit γ parametrisiert. Das Problem ist nun, eine gute Abschätzung für den Lagrange-Parameter zu finden.

Durch diese Regularisierungsmethode ist der Einfluß von ϵ^N auf die Lösung reduziert. Der Fehler durch die finite Reihenentwicklung wird meist durch einen 2D - Fit im Radonraum verringert. Die Lösungen hängen aber stark vom gewählten Fit ab und schränken somit den Lösungsraum wieder ein. Zur Vermeidung dieser Effekte interpolieren wir nur innerhalb der Projektionen. Als Interpolationskerne benutzen wir Hermitepolynome. Die Monotonie zwischen den Abtastwerten wird bewahrt.

Eine Korrektur der Apertur-Effekte [63], bedingt durch den Raumwinkel in poloidaler Richtung, wird nicht durchgeführt.

5.3.3 Lagrange Parameter

Die meist verwendeten Bayes Strategien gehen von der Annahme aus, daß die Fehler σ_i unabhängig und normal verteilt sind [99]. Falls die Relativfehler bekannt sind, wird die Matrix $\mathbf{K}$ und der Vektor $\mathbf{f}$ zur Vereinfachung der Bayeschen Formel umgeschrieben:

$$s_i = \frac{\sigma}{\sigma_i} f_i, \quad L_{ij} = \frac{\sigma}{\sigma_i} K_{ij} \quad (5.29)$$

σ_i ist der Fehler der Messung f_i , und σ ist das quadratische Mittel aller Fehler.

Sollte zusätzlich noch eine Abschätzung des Gesamtfehlers σ möglich sein, dann besteht eine Möglichkeit zur Bestimmung des Parameters γ in der Suche nach der glattesten möglichen Lösung. Nach Phillips [67] wird γ dann so gewählt, daß gilt:

$$\| \mathbf{s} - \mathbf{L}\mathbf{a}^\gamma \|^2 = \sigma^2 \quad (5.30)$$

Erfahrungen zeigten [99], daß die Lösung solcher Algorithmen exzessiv geglättet ist. Bessere Resultate erhält man durch die Wahl geringerer Fehlergrenzen. Turchin bestimmt γ durch eine statistische Annäherung, mit dem Vektor $\mathbf{a}$ der nicht regularisierten Lösung:

$$\| \mathbf{s} - \mathbf{L}\mathbf{a}^\gamma \|^2 + \| \mathbf{L}(\mathbf{a} - \mathbf{a}^\gamma) \|^2 = \sigma^2 \quad (5.31)$$

Eine weitere Möglichkeit gibt Preobrazhenski [71] an:

$$\gamma = h \left(\text{SP} \{ \mathbf{\Omega}(\mathbf{L}^T \mathbf{L} + \gamma \mathbf{\Omega})^{-1} \} + \mathbf{a}^T \mathbf{\Omega} \mathbf{a}^\gamma \right)^{-1} \quad (5.32)$$

Hierbei ist SP, die Spur, die Summe der Diagonalelemente. Es handelt sich um ein iteratives Verfahren, mit dem Anfangswert $\gamma \approx 0$. Durchgeführte Versuche mit diesem Kriterium scheiterten an Konvergenzproblemen.

Wenn keine Abschätzung über die Fehler möglich ist, läßt GCV (Allgemeine Kreuzkontrolle) eine Vorhersage dieser zu. GCV ist eine negative Entropie in der mathematischen Statistik [30, 102, 14]. Die allgemeine Form von GCV schreibt sich:

$$V(\gamma) = n \frac{\| \mathbf{I} - \mathbf{R}(\gamma) \mathbf{s} \|^2}{(\text{SP} \{ \mathbf{I} - \mathbf{R}(\gamma) \})^2} \quad (5.33)$$

$\mathbf{I}$ ist die Einheitsmatrix. Die Funktion $V(\gamma)$ soll für den besten Wert von γ ein Minimum einnehmen. Die Matrix $\mathbf{R}(\gamma) = \mathbf{K}(\mathbf{K}^T \mathbf{K} + \gamma \mathbf{\Omega})^{-1} \mathbf{K}^T$ projiziert die Daten $\mathbf{f}$ zurück in den Radonraum. Es wird eine Transformation dieser Gleichung mit

$$\mathbf{Y} = \mathbf{K} \mathbf{\Omega}^{-1/2} \quad (5.34)$$

durchgeführt. Die Faktorisierung von $\mathbf{\Omega}$ wird mittels der Cholesky Zerlegung [72] erreicht. Man erhält dann:

$$\mathbf{R}(\gamma) = \mathbf{Y} (\mathbf{Y}^T \mathbf{Y} + \gamma \mathbf{I})^{-1} \mathbf{Y}^T \quad (5.35)$$

Durch Singulärwertzerlegung (SVD) [72] von $\mathbf{Y} = \mathbf{U} \mathbf{W} \mathbf{V}^T$ läßt sich eine relativ einfache Form von GCV finden [39].

$$V(\gamma) = n \sum_{j=1}^n \left(\frac{\gamma}{w_j^2 + \gamma} \sum_i U_{ji}^T f_i \right)^2 / \left(\sum_{j=1}^n \frac{\gamma}{w_j^2 + \gamma} \right)^2 \quad (5.36)$$

w_j sind die Eigenwerte aus der SVD für h Meßwerte und n Entwicklungsfunktionen. Gleichzeitig führt man die Transformation (Gl. 5.34) mit Gleichung 5.28 durch. Es ergibt sich dann in Verbindung mit der Singulärwertzerlegung eine einfache Form für $\mathbf{a}^\gamma$, die auf aufwendige Matrixinversionen verzichtet. Mit $\mathbf{z} = \mathbf{U}^T \mathbf{f}$ und $\mathbf{X} = \mathbf{\Omega}^{-1/2} \mathbf{V}$ schreibt sich die Lösung dann:

$$a_i^\gamma = \sum_{j=1}^n \frac{w_j}{w_j^2 + \gamma} X_{ij} z_j \quad (5.37)$$

5.4 Grenzen des Tomographieverfahrens

Um die Grenzen des Tomographieverfahrens aufzuzeigen, wurden einige Simulationen durchgeführt. Die Eigenarten und Vorteile dieses speziellen Verfahrens werden im Vergleich mit anderen Verfahren unter unterschiedlichen Bedingungen aufgezeigt. Ein weiterer Vergleich soll im folgenden auch die Kriterien für die optimale Wahl des Lagrange Parameters herausstellen.

5.4.1 Simulation verschiedener Szenarien

Es werden 3 unterschiedliche Emissionsprofile vorgegeben, die die Auflösung des Systems in radialer und poloidaler Richtung getrennt voneinander verdeutlichen sollen.

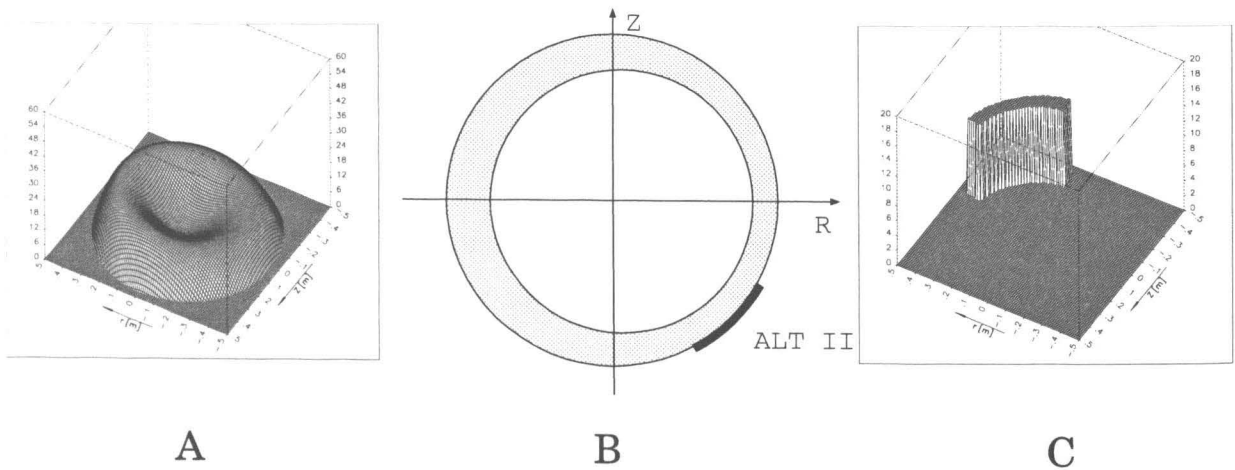


Abbildung 5.3: Vorgegebene Emissionsprofile mit der lokalen Emissivität ε_{rad0} , A: glattes Hohlprofil mit horizontaler Asymmetrie; B: steiles Hohlprofil; C: stark lokalisierte Quelle für $\vartheta = -45^\circ$

Die numerisch ermittelten theoretischen Linienintegrale werden mit gaussverteilterm Rauschen der Varianz σ_0 verfälscht. Für die qualitative Beurteilung der Rekonstruktionen werden $\delta_s^2 = |f - ka|^2$, der Fehler im Radonraum, und $\delta_e^2 = |\varepsilon_{rad0} - \varepsilon_{rad}|^2 / \varepsilon_{rad0}^2$, der Fehler im Objektraum, eingeführt. ε_{rad} ist hierbei die lokale Emissivität des rekonstruierten Profils. Bei diesen Simulationen sind die Parameter des Koordinatensystems $\Delta_0 = 4cm$, $b = 2$ bei den vorgegebenen Profilen und dem Rekonstruktionsalgorithmus gleich.

Der Einfluß des Lagrange-Parameters auf die Rekonstruktion ist exemplarisch an Profil A aufgezeigt (Abb. 5.4). Nach dem Auflösungsvermögen unserer speziellen Diagnostik (poloidale Auflösung $m = 1$) sollte Profil A ohne Artefakte rekonstruiert werden.

Für hohe wie zu niedrige Werte von γ wird die mangelhafte Rekonstruktion deutlich. An Abbildung 5.4 ist aber auch zu erkennen, daß die Glättung sich in erster Linie auf die radiale Komponente auswirkt. Die größten Unsicherheiten treten im Zentrum auf.

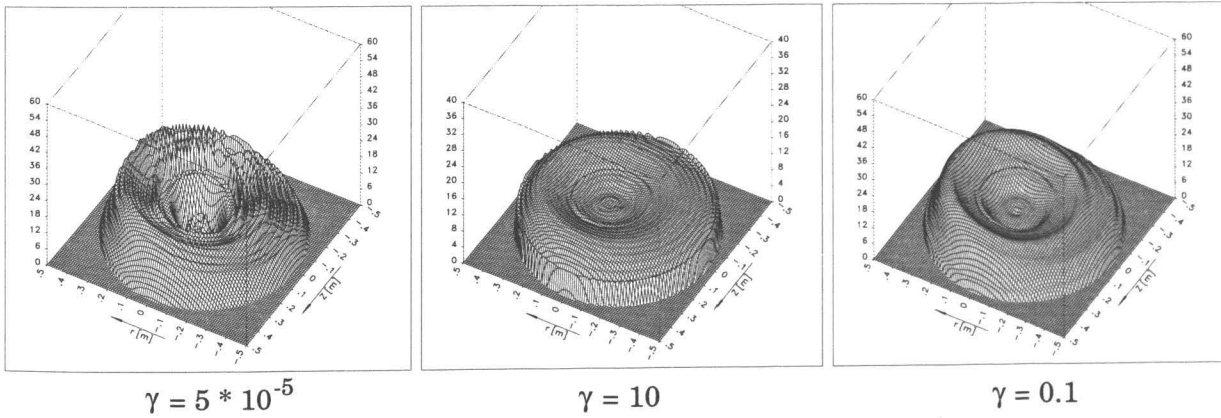


Abbildung 5.4: Rekonstruktion des Profils A mit $\sigma_0 = 5\%$.

Für die richtige Wahl des Lagrange-Parameters ist der Minimierer $V(\gamma)$ in Abb. 5.5 über mehrere Dekaden für das Profil A aufgetragen. Nach der Theorie sollte für das Minimum GCV eine optimale Rekonstruktion des Profils möglich sein. Die Rekonstruktion von A (siehe Abb. 5.4) zeigt für dieses Minimum ($\gamma = 0.1$) tatsächlich eine gute Übereinstimmung mit dem vorgegebenen Profil. Der Vergleich von $V(\gamma)$ mit dem Fehlern im Objektraum (δ_e^2) und Projektionsraum (δ_s^2) soll die Anwendbarkeit des Kriteriums unterstreichen. Der Verlauf von $V(\gamma)$ zeigt eine exzellente Übereinstimmung mit δ_e^2 .

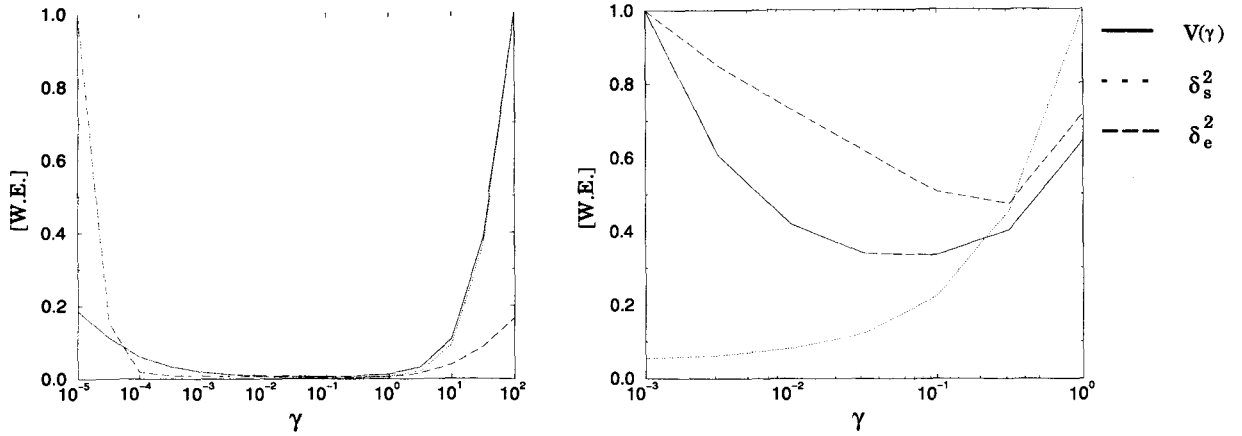


Abbildung 5.5: $V(\gamma)$ im Vergleich mit den Fehlern δ_s^2 und δ_e^2 für die Rekonstruktion des Profils A, $\sigma_0 = 5\%$, rechtes Diagramm zeigt einen Ausschnitt.

Zu hohen γ -Werten ist das Verhalten von $V(\gamma)$ durch den Verlauf des Fehlers δ_s^2 bestimmt, während es bei $\gamma \rightarrow 0$ durch den Verlauf von δ_e^2 geprägt ist. Das Kriterium GCV liefert somit entsprechend den gemachten theoretischen Betrachtungen den besten Kompromiß bei der Minimierung von $\mathcal{C} = \mathcal{A} + \gamma\mathcal{B}$.

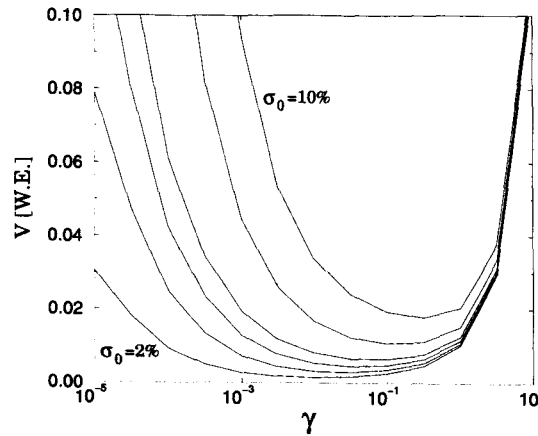


Abbildung 5.6: $V(\gamma)$ für die Rekonstruktion des Profils A, $\sigma_0 = 2, 3, 4, 5, 7, 10\%$

Die Simulationen zur Rekonstruktion des Profils A bestätigten weiterhin, wie aus Abbildung 5.6 zu entnehmen ist, daß bei steigendem Rauschpegel σ_0 auch das Minimum GCV bei höheren γ auftritt.

Eine Schwierigkeit liegt in der Rekonstruktion steiler Hohlprofile, die oft zu negativen Emissivitäten führt. Die Interpolation im Projektionsraum sollte diese Neigung verhindern. In der Tat zeigt Abbildung 5.7 eine optimale Anpassung des Profils an das vorgegebene Kastenprofil. Die Innen-Außen-Asymmetrie ist durch die gaussverteilten Fehler begründet und skaliert mit σ_0 . Die radiale Auflösung sollte somit plasmaphysikalisch plausiblen Profilen genügen.

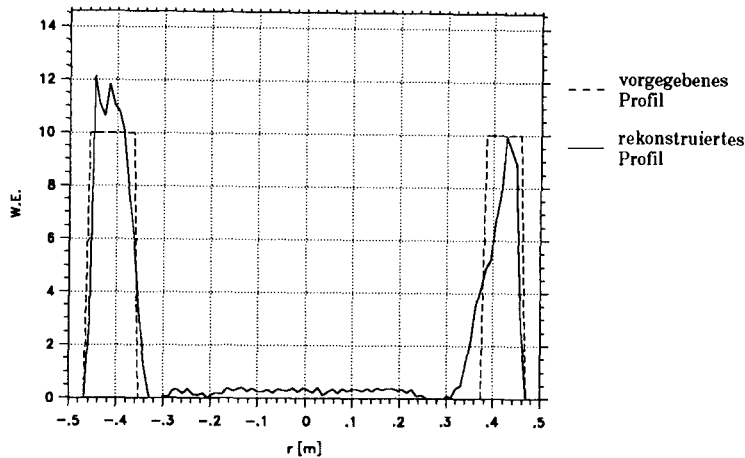


Abbildung 5.7: Rekonstruktion des Profils B mit $\sigma_0 = 3\%$.

Durch die geringe Anzahl der Projektionen ist die poloidale Auflösung sehr begrenzt. Doch wie verhält sich die Fourier-Bessel-Entwicklung beim Auftreten höherer Frequenzen in poloidaler Richtung? Am Limiter ALT-II auftretende stark lokalisierte Strahlungsquellen könnten daher Schwierigkeiten mit sich bringen. Zwei Rekonstruktionen des Emissivitätsprofils C für unterschiedliche Werte des Lagrange-Parameters zeigen das „Aus-schmieren“ der punktförmigen Quelle. Für $\gamma = 100$ ist der größte Teil nicht negativ, was jedoch eine starke Dämpfung der Emissivitätsamplitude mit sich bringt. Für $\gamma = 1$, d.h. für relevante Regularisierungsparameter, ist der Großteil der Fläche negativ. Zusätzlich tritt noch ein Effekt auf, der für die spätere physikalische Interpretation der Ergebnisse sehr wichtig ist: der Scheitelwert des rekonstruierten Profils ist um 21° gegenüber dem Profil C nach unten verschoben. Der Grund liegt in der Anordnung der Kameras, die allesamt im ersten Quadrant liegen. Die Linienintegrale der Kameras 2 und 3 durchkreuzen somit auf der Niederfeldseite in der Nähe der Horizontalebene in einem engen Bereich den Rand. Die Rekonstruktion einer lokalen Quelle durch eine $m = 1$ Fourierkomponente in poloidaler Richtung führt zu Fehlern $\propto ka^\gamma$ auf diesen Linienintegralen. Die Minimierung von δ_s^2 bewirkt dann die Phasenverschiebung, d.h. die Verteilung der Fehler auf wenige Linienintegrale.

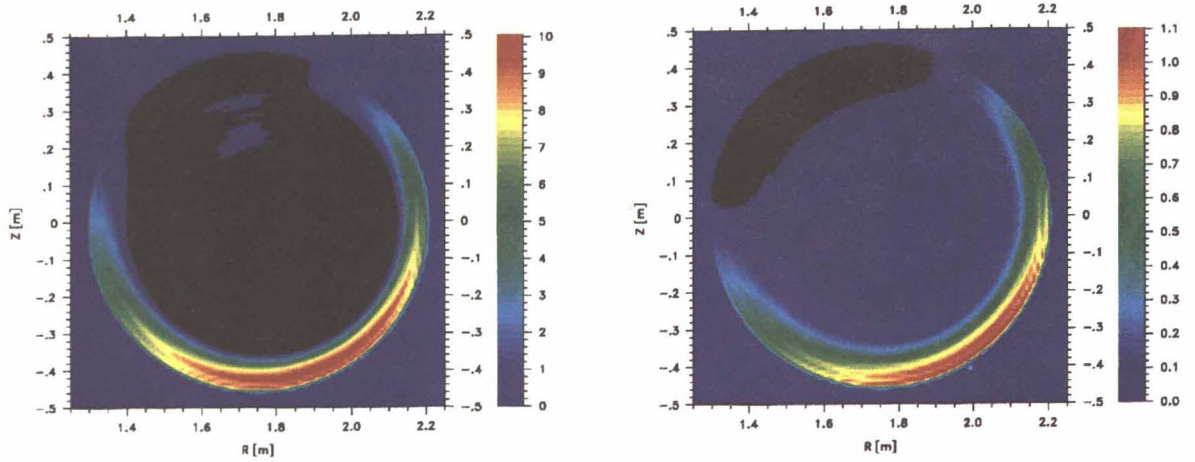


Abbildung 5.8: Rekonstruktion des Profils C mit $\sigma_0 = 3\%$, links: $\gamma = 1$, rechts: $\gamma = 100$, (schwarze Fläche determiniert negative Emissivität).

Die Skalierung des Fehlers im Objektraum mit dem Fehler im Projektionsraum ist in Abbildung 5.9 für einen weiten Bereich wiedergegeben. Die Rekonstruktion wurde jeweils im Minimum GCV durchgeführt.

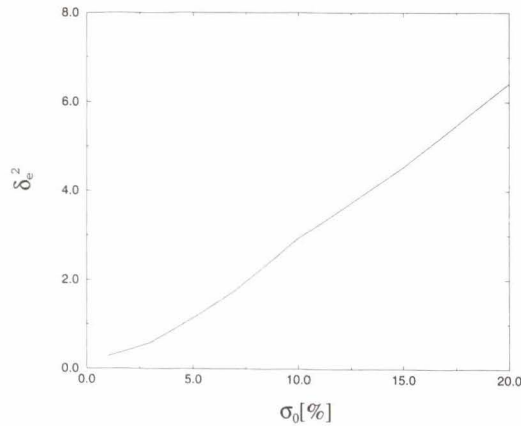


Abbildung 5.9: Einfluß des gausschen Rauschens auf den Fehler in der Rekonstruktion des Profils A.

Bei allen zuvor durchgeführten Simulationen wurde die Komponenten des Dämpfungstensors $M_{||} = M_{\perp} = 1$ gesetzt. Da in unserem speziellen Fall die Auflösung auf eine Fourierkomponente in poloidaler Richtung beschränkt ist, ist eine weitere Dämpfung der poloidalen Komponente nicht erforderlich. Eine Variation der Dämpfung, so zeigten auch

die Simulationen, verbessert nicht die Rekonstruktion, so daß der allgemeine Ansatz mit den Tensor M sich auf $M_{||} = M_{\perp} = 1$ reduziert.

5.4.2 Abweichungen in der Geometrie

Zusätzlich zum gaussischen Rauschen studieren wir die Abhängigkeit von systematischen Fehlern. Die Profile werden vertikal wie horizontal verschoben und durch Änderungen des Koordinatensystems verfälscht. Es wurden der Shafranov-Parameter Δ_0 und der Exponent b gegenüber den normalen Werten ($\Delta_0 = 4\text{cm}$, $b = 2$) variiert.

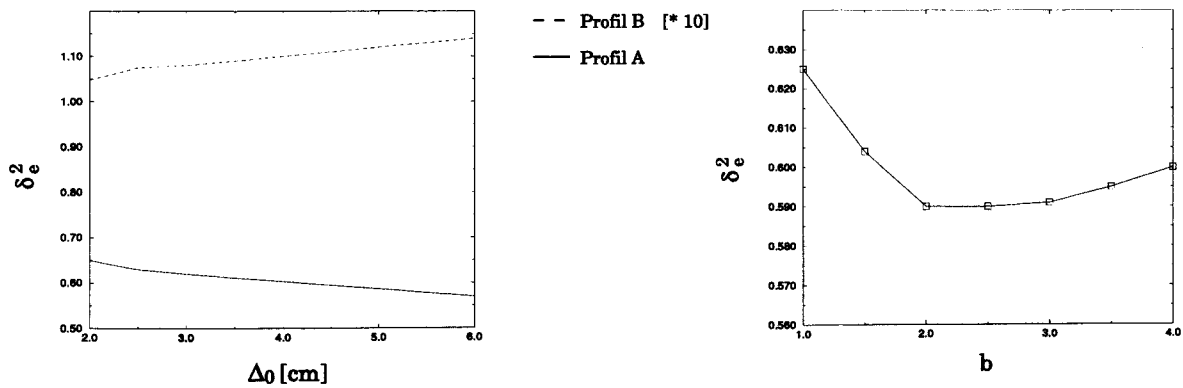


Abbildung 5.10: Einfluß der Koordinatensystem-Geometrie auf den Fehler in der Rekonstruktion des Profils A und B ($\sigma_0 = 3\%$).

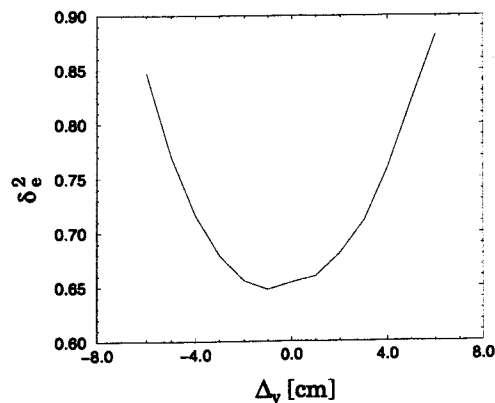


Abbildung 5.11: Einfluß der vertikalen Verschiebung auf den Fehler in der Rekonstruktion des Profils A ($\sigma_0 = 3\%$).

Die Simulationen zeigten, daß der Einfluß des Shafranov-Parameters Δ_0 für die vorgegebenen Profile klein ist. Stärker macht sich der Exponent b bemerkbar. Für spitze Profile ist der Einfluß von Δ_0 nicht vernachlässigbar, kann aber dann aus den Projektionsdaten iterativ bestimmt werden.

5.4.3 Vergleich mit anderen Verfahren

Für die Rekonstruktion von SXR-Profilen wird häufig erfolgreich die Pseudo-Inversion benutzt [55]. Es liegt also nahe, zuerst einen Vergleich zu diesem Verfahren durchzuführen. Die Anzahl der Entwicklungsfunktionen wird, einem Regularisierungsverfahren ähnlich, mit geeigneten Abbruchkriterien bestimmt. Wie in Referenz [55] verwenden wir das AKAIKE-Kriterium.

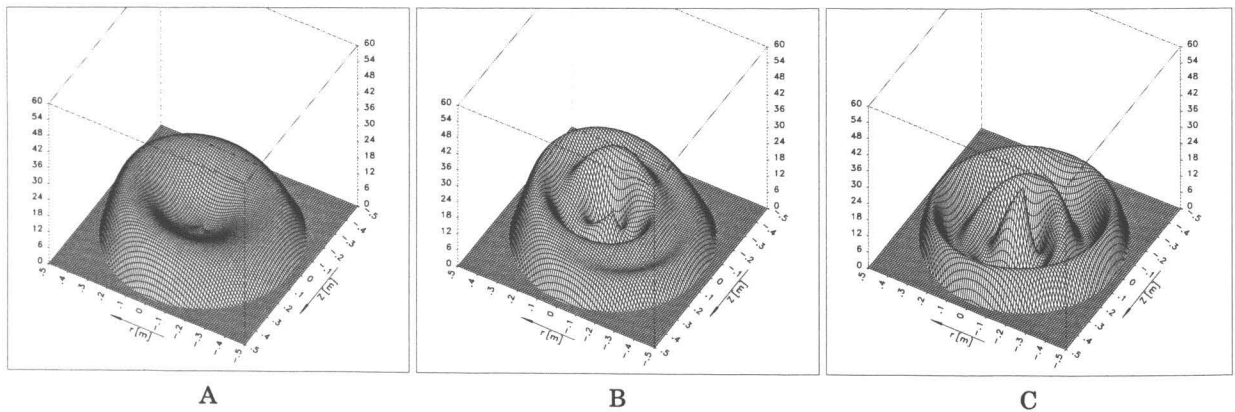


Abbildung 5.12: Vergleich mit der Pseudo-Inversion, A: Rekonstruktion des Profils A ($\sigma_0 = 0\%$), B: Rekonstruktion des Profils A ($\sigma_0 = 5\%$), C: Rekonstruktion des Profils B ($\sigma_0 = 5\%$).

Die Abbildung 5.12A zeigt für $\sigma_0 = 0\%$ eine glattere Rekonstruktion des Profils A, als es mit der Phillips-Tikhonov Regularisierung möglich war. Addiert man jedoch 5% gaussches Rauschen hinzu, zeigen sich die Schwachstellen in Abbildung 5.12B. Die Rekonstruktion des Profils B ist gänzlich unmöglich (Abb. 5.12C).

5.5 Gesamtstrahlung

5.5.1 Schnelles Integrationsverfahren

Eine Ermittlung der Gesamtstrahlung nach der tomographischen Rekonstruktion ist aufgrund des hohen Rechenaufwandes nicht praktikabel. Es muß daher eine Lösung für eine Integration gefunden werden, die auf eine Inversion verzichtet. Um größere Ungenauigkeiten durch horizontal auftretende Asymmetrien zu verhindern, muß dieses Verfahren in erster Näherung physikalisch relevante Effekte berücksichtigen.

$$P_{tot} = \int P_{rad} R dR d\phi \quad (5.38)$$

Das Problem ist nun, aus 3 Fächerprojektionen eine Parallelprojektion $f(p, \varphi) |_{\varphi=90^\circ}$ zu berechnen. Zum Vergleich werden die 3 Fächerprojektionen unter der Benutzung der Gleichung 5.9 ins Shafranov Koordinatensystem transformiert. Die Linienintegrale werden dann analog zu den Rotationstomographieverfahren [56] um einen Faktor korrigiert. Durch Ein-

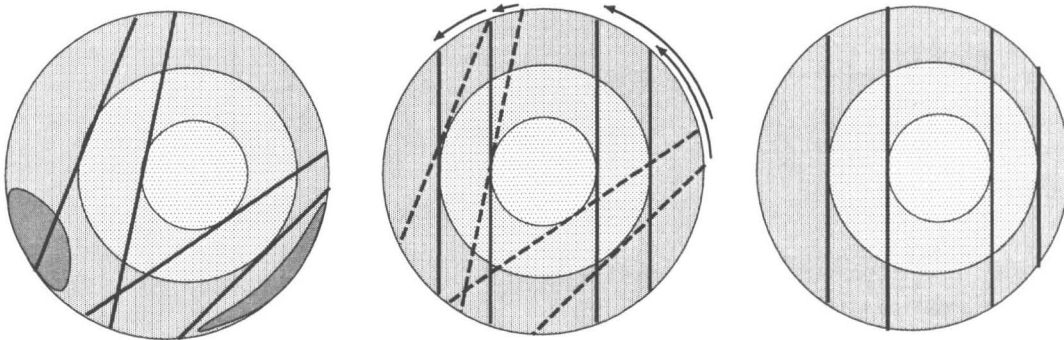


Abbildung 5.13: Veranschaulichung der Rotationstransformation.

setzen von 5.10 in 5.7 und dem Vergleich mit dem konzentrischen Koordinatensystem erhält man:

$$K_s = \sqrt{\frac{a^2 - (p_s + \Delta_0/a^2(a^2 - p_s^2) \cos \varphi)^2}{a^2 - p_s^2}} \quad (5.39)$$

Für den einfachen Fall zirkulärsymmetrischer Profile reicht eine anschließende Drehung der Linienintegrale in die vertikale Position. Unter der Berücksichtigung lokaler Strahlungsquellen muß man den Plasmaquerschnitt in zwei Bereiche teilen. Wie im theoretischen Kapitel erwähnt, sind im Plasmazentrum keine poloidalen Asymmetrien zu erwarten, so daß hier im Prinzip jede Sichtlinie, wenn sie im Randbereich keine Problemzone schneidet, für die Ermittlung der Gesamtstrahlung herangezogen werden kann. Die zwei wesentlichen Problemzonen am Rand sind zum einen der toroidale Limiter ALT, und zum anderen die

Hochfeldseite, wo die MARFEs auftreten können. Als praktikable Lösung transformiert man die Linienintegrale der Kamera 1 in die Vertikale. Da die Kamera 1 in einem Winkel von 30° zur Vertikalen steht, werden die Linienintegrale zwar um K_s korrigiert, aber nicht mit den anderen Kameras verglichen. MARFEs sollten somit von der Kamera 1 richtig gewichtet integriert werden. Für die Niederfeldseite werden die Kameras 2 und 3 benutzt. Die vermeintliche Strahlungsquelle auf dieser Seite ist der ALT bei $\vartheta = -45^\circ$. Für den Vergleich der Linienintegrale wird eine poloidale Mode $\cos(\vartheta + 1/4\pi)$ angenommen. Für die Linienintegrale der Kamera 2 ergeben sich Korrekturfaktoren K_a , die allein eine Funktion der Sichtliniengeometrie, d.h. des Sichtlinienradius $\varphi(K2)$ der einzelnen Sichtlinien der Kamera 2 bzw. Kamera 3 ($\varphi(K3)$), sind.

$$K_a = \frac{1 - \cos \varphi(K2)}{1 - \cos(\varphi(K2) - \varphi(K3))} \big|_{p_s(K2)=p_s(K3)} \quad (5.40)$$

Die in die Vertikale transformierten Linienintegrale sind somit entsprechend einer poloidalen Harmonischen zwischen Kamera 2 und 3 gemittelt.

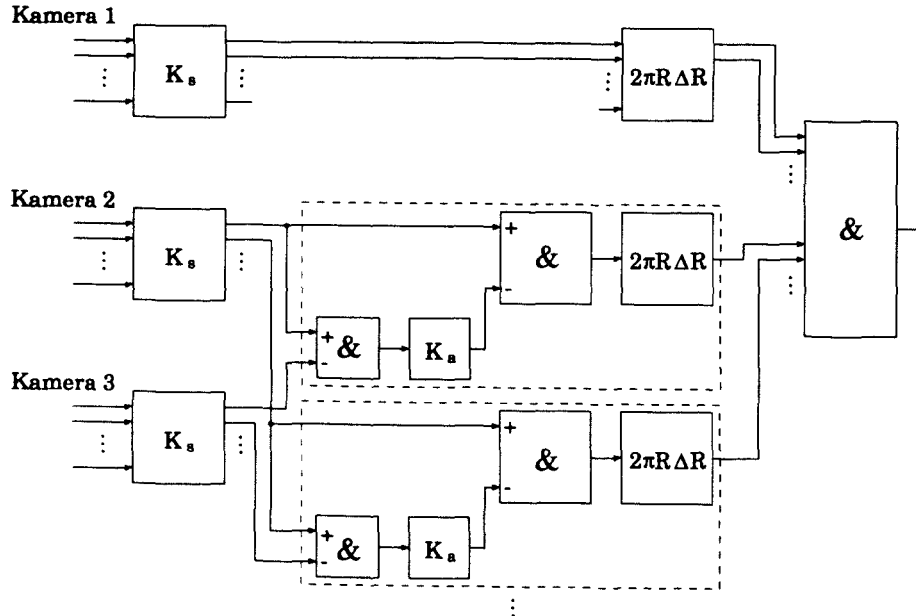


Abbildung 5.14: Schematisches Blockschaltbild des Integrationsverfahrens.

Die Korrekturfaktoren K_a können vorab berechnet werden. Eine Parametrisierung von Δ_0 in Abhängigkeit der injizierten Heizleistung und somit des Plasmadrucks ermöglicht ebenfalls eine Vorabbestimmung der Koeffizienten K_s .

5.5.2 Test der Absolutkalibrierung

Eine gute Möglichkeit zum Test der absoluten Kalibrierung bietet sich bei einem „detachten“ Plasma. Bei diesen vom Limiter abgelösten Plasmen wird die eingespeiste Leistung zu fast 100% poloidal symmetrisch abgestrahlt [79]. Eine genauere Beschreibung dieses Phänomens erfolgt in Kapitel 6.1.2. Die folgende Abbildung 5.15 zeigt ein solch symmetrisches Strahlungsprofil.

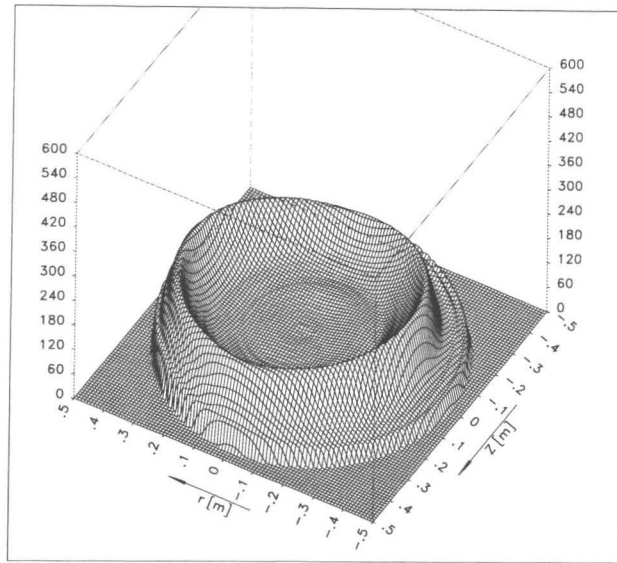


Abbildung 5.15: Symmetrisches vom Limiter abgelöstes Strahlungsprofil #58032.

Im weiteren sollen die Gesamtstrahlung berechnet mit der zuvor vorgestellten schnellen Integrationsroutine P_{prt} und die nach der tomographischen Rekonstruktion ermittelte Gesamtstrahlung P_{tomo} mit den eingespeisten Leistungen der ohmschen Entladungen verglichen werden.

Schuß	P_{in} [kW]	P_{prt} [kW]	P_{tomo} [kW]
#58013 (+ Neon)	390	439	422
#58031 (+ Neon)	473	499	473
#58032 (+ Neon)	590	635	600

Tabelle 5.1: Vergleich der Gesamtstrahlungsleistung mit der eingespeisten Leistung.

Die Tabelle zeigt die sehr gute Übereinstimmung (2%) der tomographisch ermittelten Gesamtstrahlung mit der theoretisch zu erwartenden Strahlungsleistung für die Schüsse

58031 und 58032. Nach der schnellen Integrationsroutine beträgt die Gesamtstrahlung ca. 7% zuviel, was aber immer noch ein akzeptabler Wert ist. Im Falle #58013 sind die Abweichungen größer (+8% für P_{tomo} und +13% für P_{prt}). Dies wird durch den Abfall des Plasmastroms zum Zeitpunkt des Ablösens begründet sein. In den beiden anderen Schüssen war der Plasmastrom stationär 340kA.

5.6 Überprüfung der Sichtliniengeometrie

Wie im Kapitel 4.1 erwähnt, wurde die Geometrie der neuen Kameras am Tokamak vermessen. Zur Überprüfung der korrigierten Geometrie wird abermals ein abgelöstes Plasma verwendet. Noch besser als ein normales abgelöstes Plasma bietet sich ein stark verunreinigtes Plasma an, das am Ende der Entladung bevorzugt aus dem Zentrum strahlt. Man kann in diesem Fall nahezu zylindersymmetrische Profile erwarten. Für die Entladung #58013 ist dies für zwei verschiedene Zeiten aufgezeigt.

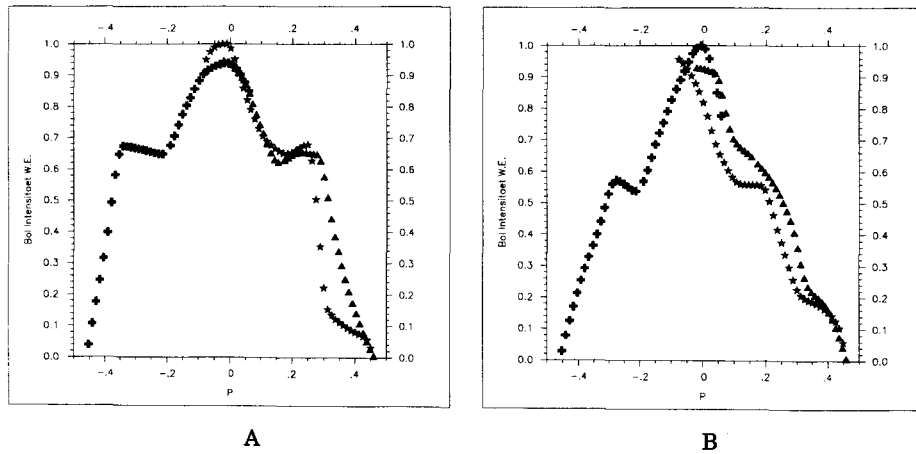


Abbildung 5.16: Interpolierte Rohdaten der 3 Kameras über den Sichtlinienradius p (Sterne $\rightarrow$ Kamera 1, Kreuze $\rightarrow$ Kamera 2, Dreiecke $\rightarrow$ Kamera 3), #58013 (A: $t=6.0s$ und B: $t=6.2s$).

Man beachte bei den Projektionsdaten, daß die Kameras verschiedene poloidale Positionen haben und ein verschobener Zylinder somit zu Abweichungen zwischen der vertikalen Kamera 1 und den beiden anderen horizontalen Kameras führt. Dennoch findet man eine gute Übereinstimmung der 3 Fächerprojektionen im Schulterbereich. Im Zentrum sind die Abweichungen mit $\pm 7\%$ ein wenig größer.

Kapitel 6

Experimentelle Ergebnisse

Nach einer Entwicklungsdauer von 2 Jahren wurde die Diagnostik im April 1994 an TEXTOR-94 installiert. Erste Messungen folgten dann durch die verzögerte Inbetriebnahme von TEXTOR-94 erst im September 1994. Seit November 1994 ist sie als Standarddiagnostik an TEXTOR-94 zuverlässig im Einsatz. Die Gesamtstrahlung wird automatisch nach jedem Schuß berechnet, als File abgespeichert und steht jedem Experimentalphysiker zur direkten Verfügung.

Nach der Überprüfung der Kalibrierungen, absolut und im Ort, wurden bekannte potentielle Ursachen der poloidalen Asymmetrien an ohmschen Entladungen experimentell studiert. Zusätzlich wurde der Einfluß der Heizung durch Neutralteilcheninjektion und Ionen-Zyklotron-Resonanz Wellen auf die Messung studiert. Als das wesentlichste experimentelle Ergebnis dieser Arbeit liefert die erweiterte Diagnostik einen Beitrag zur Beantwortung reaktorrelevanter Fragen im Bereich der Energieauskopplung: Es wurden Strahlungsprofile zur Randschichtkühlung mit Neon und zu Hoch-Z-Limiter Experimenten bestimmt. In diesem Zusammenhang wird ebenfalls die Strahlungsinstabilität MARFE diskutiert.

Ogleich die Diagnostik routinemäßig jede Entladung seit 9.94 erfaßt, so ist doch die Auswahl an vergleichbaren Entladungen sehr beschränkt, da die Strahlungsprofile sehr stark durch den Verunreinigungszustand der Maschine geprägt sind. Auf eine große Anzahl auswertbarer Daten zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit mußte daher verzichtet werden.

6.1 Ohmsche Entladungen

6.1.1 Begrenzt durch toroidalen Limiter

Die Strahlung wird bestimmt durch die intrinsischen Verunreinigungen C und O und bei borierten Gefäßen zusätzlich durch B (siehe Kapitel 3). Messungen der absoluten Strahlungsverluste im Tokamak ASDEX [68] zeigten, daß die größten Beiträge zur Linienstrahlung von den Li- und Be- ähnlichen Sauerstoff- und Kohlenstoffionen herrühren. Das Integral über 18 prominente Linien liefert schon 88% der bolometrisch gemessenen Leistung. Das Maximum der Strahlung ist daher an der potentiellen Verunreinigungsquelle, dem Limiter ALT-II, der um -45° aus der Horizontalebene versetzt ist, lokalisiert. Entgegen früherer Messungen liegt der totale Strahlungspegel $\gamma_{rad} = P_{tot}/P_{in}$ durch die intrinsischen Verunreinigungen bei ca. 30%. Dies ist um Faktor 1.5 mehr, als mit dem ehemaligen Bolometersystem gemessen wurde [80]. Da das frühere System lediglich die Hochfeldseite abdeckte, ist offensichtlich, daß unter der Vernachlässigung der Quelle am ALT-II die Strahlung unterschätzt wurde.

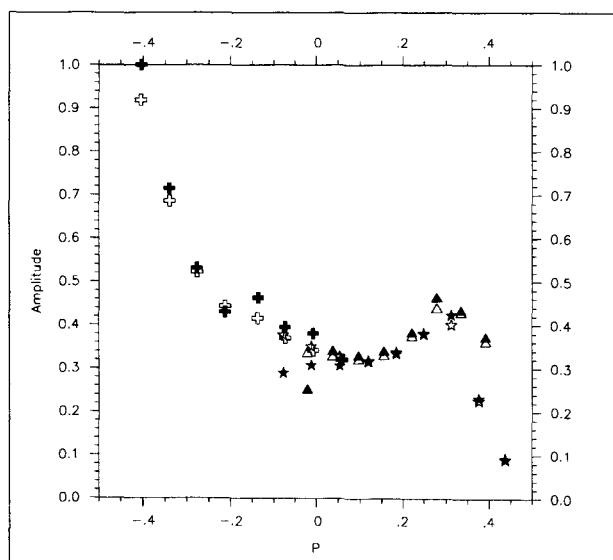


Abbildung 6.1: Typische Projektionsdaten f (gefüllte Symbole) und Rückprojektionsdaten $Ka\gamma$ für ein frisch boriertes Plasma (#60473).

Das Maximum der Strahlung ist nicht bei $\vartheta = -45^\circ$, sondern etwas nach unten verschoben. Für die normale Magnetfeldkonfiguration entspricht dies der Ionendriftichtung. Ähnliche Asymmetrien wurden mit thermographischen Methoden am ALT-II gemessen [19]. Wie schon bei den Simulationen in Kapitel 5.4.1 gezeigt wurde, kann eine stark lokalisierte

Quelle ebenfalls zu solchen Effekten führen. Eine Unterscheidung zwischen Oben-Unten-Asymmetrien und Artefakten aufgrund stark lokalisierter Quellen ist daher nicht direkt möglich. Eine kurze Abschätzung soll die prinzipielle zu erwartende poloidale Verteilung aufzeigen.

- Die räumliche Verteilung der Linienstrahlung durch Elektronenstoßanregung und -ionisation ist durch die mittlere freie Weglänge der jeweiligen Ionenspezies bestimmt. Der Gradient der Verunreinigungen entlang der Magnetfeldlinien ergibt sich in grober Näherung zu: $dn_z/ds_{||} = -n_z/(\tau_{io}v_{z||})$. Am Beispiel des Elements Kohlenstoff soll dies verdeutlicht werden: Während die Be-ähnlichen C^{2+} Ionen in $40 - 100cm$, bzw. $4 - 10cm$ in der poloidalen Ebene, auf $1/e$ abgefallen sind [91], sind die Li-ähnlichen C^{3+} Ionen mit $10 - 30cm$ (in der poloidalen Projektion) homogener verteilt [90].
- Die Linienstrahlung durch Ladungsaustauschprozesse von Verunreinigungen mit neutralem Wasserstoff oder Deuterium ist natürlich durch die Verteilung der Neutralteilchen, die im wesentlichen am Limiter lokalisiert ist, bestimmt.
- Molekülbanden sind ebenfalls nur in unmittelbarer Nähe der Limiteroberfläche zu erwarten. Ein Transport der Moleküle ist nicht möglich, da sie innerhalb kürzester Zeit dissoziieren.

Welcher dieser Strahlungsprozesse nun dominiert, hängt stark von der Elektronentemperatur in der Randschicht des Plasmas ab. Bei hohen Temperaturen, d.h. geringen Elektrendichten, sollte die physikalische Zerstäubung gegenüber den chemischen Prozessen, die ihrerseits die Hauptquelle für die Moleküle darstellt, überwiegen. Ein weiterer Grund für Strahlungsasymmetrien kann in poloidal asymmetrischen Verunreinigungskonzentrationen (siehe Kapitel 2.2), die schon von Terry [92] spektroskopisch beobachtet worden sind, liegen. Im weiteren soll der Einfluß der Dichte auf die Entladung studiert werden, um Aufschluß über das Strahlungsverhalten am Limiter und über die ∇B - Effekte zu geben.

Einfluß der Dichte

Zunächst sei die globale Strahlungsbilanz als Funktion der linienintegrierten Dichte gezeigt. Für Dichten $\bar{n}_e \geq 3,8 \cdot 10^{13}cm^{-3}$ reicht die eingespeiste Heizleistung nicht mehr aus, um das gesamte Plasma hinreichend zu ionisieren. Das Plasma löst sich vom Limiter und führt die gesamte eingespeiste Leistung bei diesem Dichtelimit in Form von Strahlung ab. Diese abgelösten Plasmen werden später (Kap.6.1.2) behandelt. Generell kann man sagen, daß in Abhängigkeit vom Verunreinigungszustand der Maschine zwischen 35% und 60% der Heizleistung in Strahlungsleistung konvertiert wird.

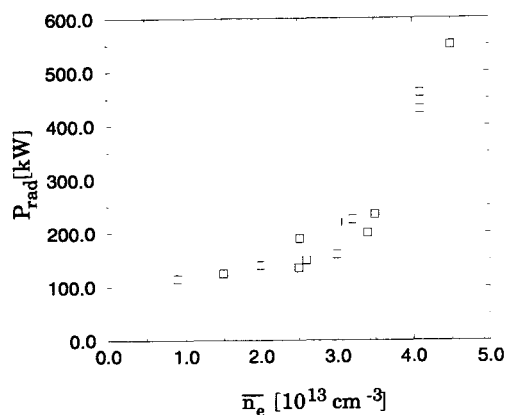


Abbildung 6.2: Gesamtstrahlung als Funktion der liniengemittelten Elektronendichte, $I_p = 350 \text{ kA}$.

Zum Studium der lokalen Leistungsbilanz am ALT-II wurden die linienintegrierten Signale der tangential verlaufenden Sichtlinien Sig_{17} und Sig_{18} miteinander verglichen (siehe Abb. 6.3B). Um den Einfluß der einzelnen Zerstäubungsprozesse herauszustellen wurde das Verhältnis $\Delta L_L = Sig_{17}/Sig_{18}$ als Funktion der Elektronendichte ermittelt.

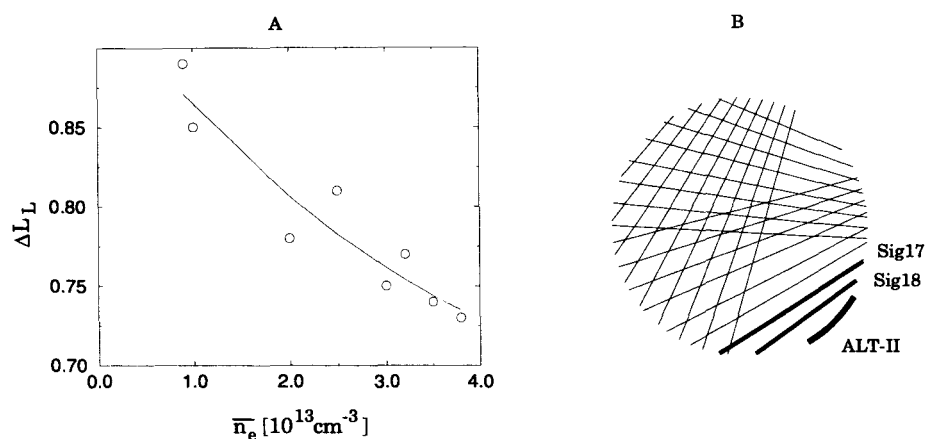


Abbildung 6.3: Dichteabhängigkeit der Strahlung am Limiter.

Mit steigender Dichte ist tatsächlich eine Zunahme der Asymmetrie zu verzeichnen, die auf eine sehr lokale Strahlungsquelle hinweist. Man kann aus diesen Messungen schließen, daß die physikalischen Zerstäubungsprozesse bei hohen Dichten nicht majorisierend sind und somit die chemischen Prozesse nicht vernachlässigt werden dürfen. Für die Leistungsbilanz bedeutet dies, daß die Strahlung durch Ladungsaustausch entgegen den vorab gemachten Abschätzungen in Kapitel 3.5 wie auch die Strahlung der Moleküle mitberück-

sichtigt werden muß.

Wie im theoretischen Teil beschrieben, führt der neoklassische Transport zu Oben-Unten Asymmetrien sowie Innen- Außen Asymmetrien. Für $\zeta > 2$ läßt sich die Gleichung 2.20 zu $n_z/n_z^0 = 1 - 2 \sin \vartheta / (\xi \cdot \zeta)$ vereinfachen, und erhält so näherungsweise eine Abhängigkeit von der Dichte [18].

$$\Delta P_v \propto \frac{B_{t0} \cdot \bar{n}_e}{I_p^2} \quad (6.1)$$

Frühe Messungen an JET bestätigen diese Proportionalität [32]. Da Unsicherheiten in den Rekonstruktionen zu größeren Fehlerbalken bei der Bestimmung der lokalen Strahlungsleistungen ΔP_v führen können, vergleichen wir die Linienintegrale ΔL_v , bei $p = 0.4m$ direkt.

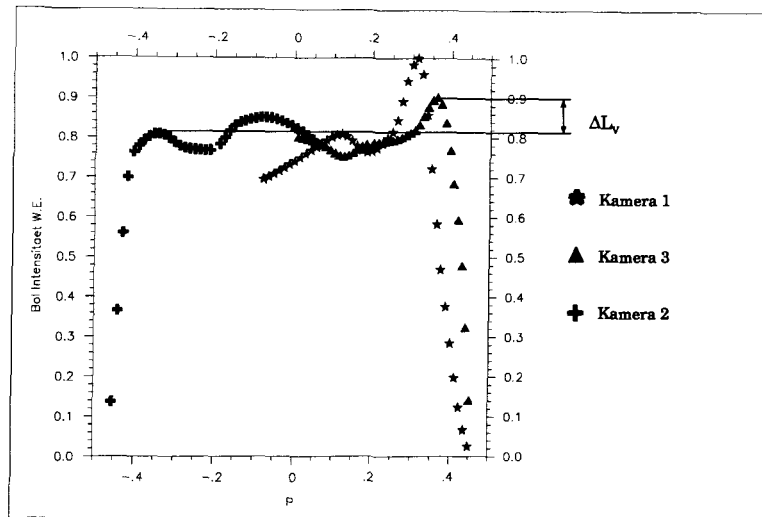


Abbildung 6.4: Oben- Unten Asymmetrie der Projektionsdaten eines vom Limiter abgelösten Plasmas #58031.

Die Abbildung 6.4 zeigt die Oben- Unten Asymmetrie an einem vom Limiter abgelösten Plasma. Der Einfluß der Verunreinigungsquellen auf das Strahlungsprofil kann somit vernachlässigt werden. Im Normalfall wird die Oben-Unten Asymmetrie an TEXTOR durch die Strahlung am Limiter ALT-II dominiert und macht somit eine Analyse der neoklassischen Effekte schwierig. Daher wird zum Studium dieser Oben-Unten Asymmetrie das toroidale magnetische Feld und der Plasmastrom invertiert (Konfiguration B) und mit der normalen Konfiguration A verglichen. Durch die Umkehr von Feld und Strom bleibt die Orientierung der Magnetfeldlinien gleich, so daß die Randbedingungen am toroidalen Limiter erhalten bleiben. Die vertikale Lage des Plasmas wurde konstant auf $+0.5cm$ gehalten. Horizontal wurde die Lage des Plasmas interferometrisch auf $+3.2cm$ geregelt. Der Ver-

gleich der magnetischen Lagesignale wies Differenzen von lediglich $\pm 1\text{mm}$ zwischen dem Normal- und invertierten Fall auf. Einflüsse durch die Lage des Plasmas können somit ausgeschlossen werden.

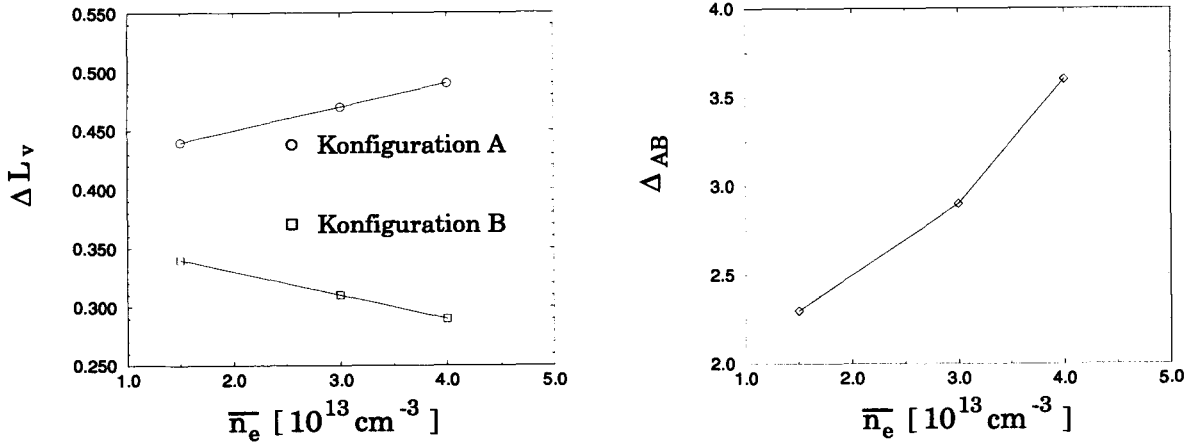


Abbildung 6.5: Oben- Unten Asymmetrie der bolometrischen und spektroskopischen Messungen als Funktion der Dichte.

Wie aus Abbildung 6.5 zu entnehmen ist, nimmt die Asymmetrie für Konfiguration A mit der Dichte zu, wohingegen sie für Konfiguration B abnimmt. Es zeigte sich übereinstimmend mit der Theorie eine lineare Zunahme der Asymmetrie mit steigender Dichte. Für niedrige Dichten $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sollte die Asymmetrie zu vernachlässigen sein. Die bei diesen Dichten vorherrschende Asymmetrie ist wahrscheinlich durch die Verunreinigungsquellverteilung am Limiter ALT-II bedingt.

Bestätigt werden diese Asymmetrien durch spektroskopische Messungen der Linienstrahlung von O VI. Ein radial hochauflösendes VUV-Spektrometer deckt die obere Hälfte des TEXTOR Plasmas ab. Da von dieser Apparatur keine Information über die untere Hälfte vorliegt, führen wir einen Asymmetriefaktor $\Delta_{AB} = I_A/I_B$ ein, der die linienintegrierten Intensitäten der Konfigurationen A und B vergleicht. Die Abbildung 6.5 gibt auch hier einen fast linearen Zusammenhang der Asymmetrie mit der Dichtevariation wieder.

Einfluß des Plasmastroms

Nach 6.1 ist die Oben- Unten Asymmetrie ebenfalls eine Funktion des Plasmastroms bzw. des Sicherheitsfaktors q . Für Konfiguration A wurden dazu Experimente mit einer Dichte von $\bar{n}_e = 2.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt. Die Asymmetrie ΔL_v wird aus den Linienintegralen für $p = 0.4\text{m}$ bestimmt. Die erwartete Abhängigkeit von I_p wird in Abbildung 6.6 im

wesentlichen wiedergegeben.

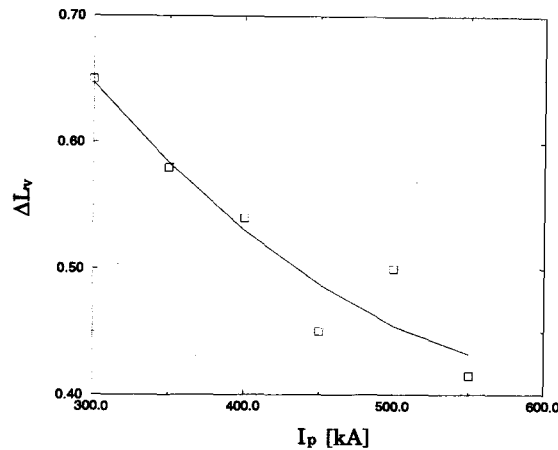


Abbildung 6.6: *Oben- Unten Asymmetrie als Funktion des Plasmastroms.*

Die prinzipielle Oben- Unten Asymmetrie wurde kürzlich durch Simulationen mit einem 2D-Code [10] für Kohlenstoff bestätigt. Außerdem wurde in diesen numerischen Berechnungen die relativ homogene poloidale Verteilung der Li-ähnlichen C^{3+} Ionen bestätigt. Weitere Rechnungen zu diesen Asymmetrien mit der Variation der Betriebsparameter erscheinen sinnvoll.

6.1.2 Abgelöste Plasmen

Bei dem Phänomen des „detached“ Plasmas handelt es sich um ein vom Limiter abgelöstes Plasma, das poloidal symmetrisch die Leistung zu fast 100% abstrahlt [79]. Als Folge des überhöhten Strahlungspegels wird die Elektronentemperatur- und dichte im Randbereich verringert. Gleichzeitig werden die Teilchenflüsse am Limiter drastisch reduziert und zur Wand erhöht. Es hat sich gezeigt, daß abgelöste Plasmen oberhalb einer kritischen Dichte n_{ec} auftreten. n_{ec} ist hierbei proportional zum Plasmastrom I_p . Hohe Verunreinigungslevel Z_{eff} verringern die kritische Dichte. Oftmals erfolgt der Übergang in den abgelösten Zustand auch nach einem MARFE. Mit dem Eintreten dieses Zustandes ist eine gegenüber dem physikalischen Sputtern deutlich stärkere chemische Erosion von Verunreinigungen verbunden.

Die Abbildung 6.7 zeigt das flußflächengemittelte radiale Strahlungsprofil eines abgelösten Plasmas im Vergleich mit einem Limiter begrenzten Plasma. Neben dem stark

angehobenen Strahlungspegel des abgelösten Plasmas ist die radiale Lage des Maximums auffällig ($r_s = 34.5\text{cm}$ gegenüber $r_s = 42\text{cm}$).

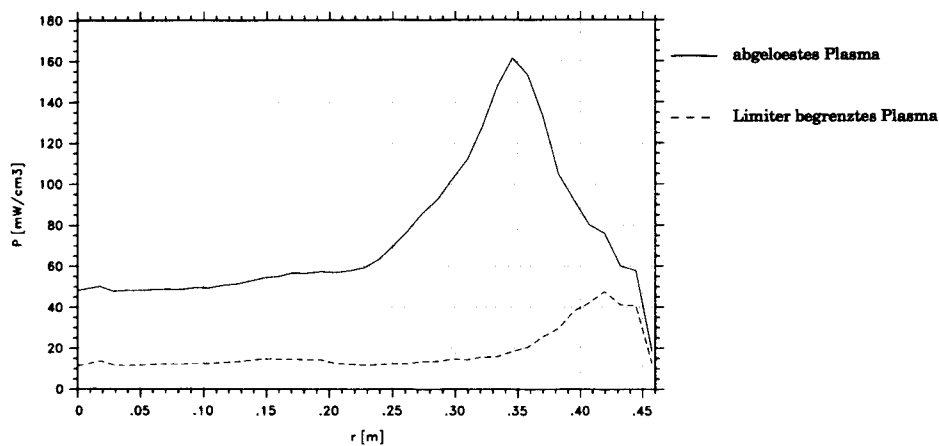


Abbildung 6.7: Eindimensionale Strahlungsprofile für abgelöstes und Limiter begrenztes Plasma (#58032, $t=0.9\text{s}$, $t=3.0\text{s}$).

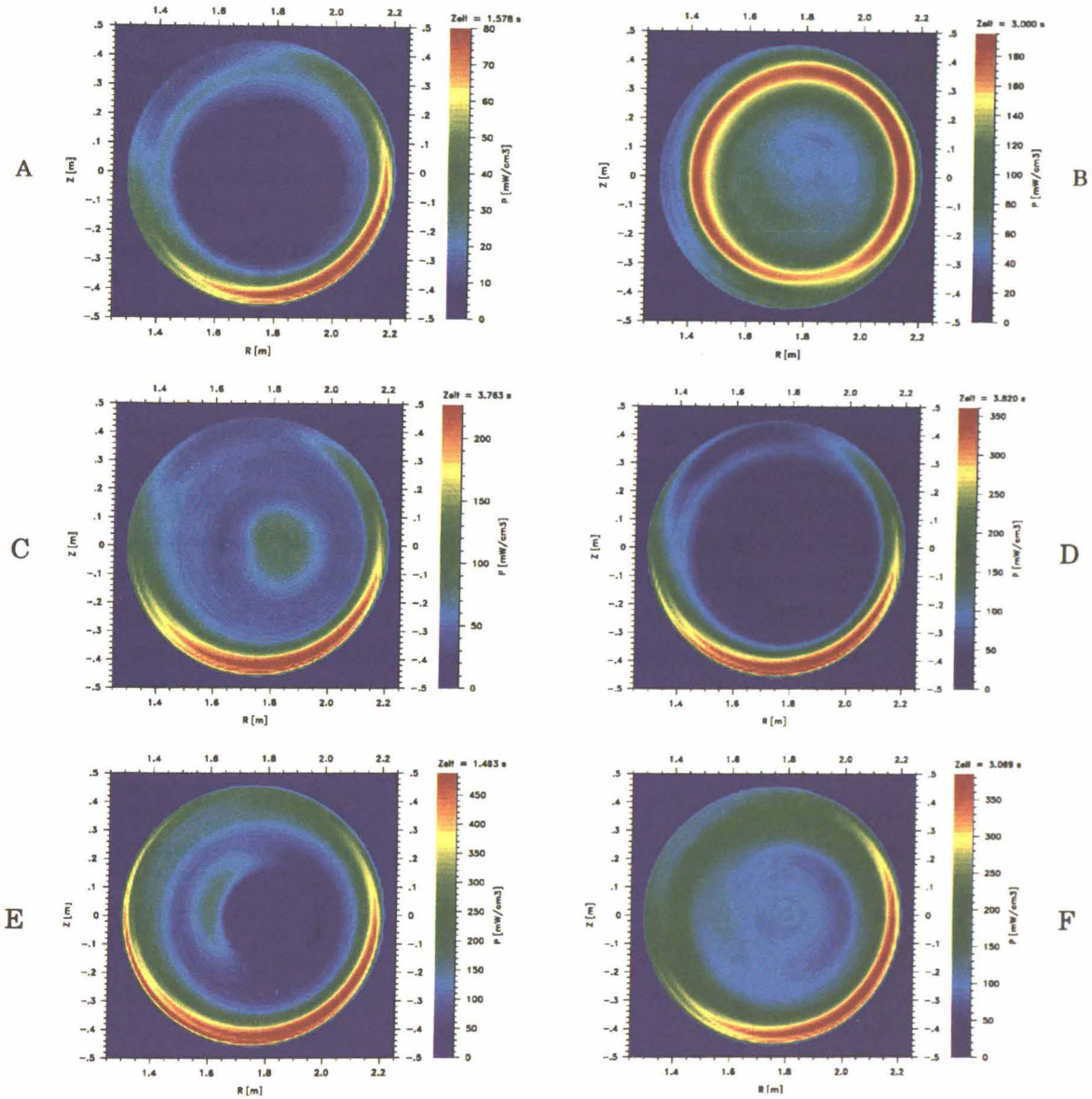


Abbildung 6.8: A: typisches Strahlungsprofil für ohmsche Entladung, B: Strahlungsprofil eines abgelösten Plasmas, C: NI-geheiztes Plasma $\bar{n}_e = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, D: NI-geheiztes Plasma $\bar{n}_e = 3.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, E: ICR-geheiztes Plasma $\omega = 2\omega_{cD}$, F: ICR-geheiztes Plasma $\omega = 3\omega_{cD}$

6.2 Zusätzlich geheizte Entladungen

6.2.1 Neutralteilchenheizung

In Abbildung 4.1 wurde schon auf die Positionen der beiden Injektoren an TEXTOR hingewiesen. Wenn nicht ausdrücklich aufgeführt, wird im Normalfall der Injektor 1 in Richtung des Plasmastroms (Co-Injektion) eingesetzt. Da die Bolometriediagnostik in einem poloidalen Querschnitt am Ende der Strahlgeometrie angebracht ist, bedarf es einer Fehlerabschätzung hinsichtlich toroidaler Asymmetrien. Es wurden vergleichende Experimente mit NBI-1 in Co-Injektion (Konfiguration A) und NBI-2 in Co-Injektion (Konfiguration B) durchgeführt. Das Feld wurde aus den zuvor in 6.1.1 genannten Gründen auch invertiert. Um das Depositionsprofil bzw. die Eindringtiefe des Neutralstrahls zu verändern, wurde die Dichte variiert. Bei einer mittleren Elektronendichte von $1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bleiben von den injizierten $n_H^0 = 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ Neutralteilchen ca. 10% am Ort der Bolometriediagnostik übrig, die nicht absorbiert worden sind. Für höhere Dichten $\bar{n}_e \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ist die Neutralteilchendichte auf weniger als $1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ abgesunken und daher vernachlässigbar.

Rohsignale wie Rekonstruktionen (Abb. 6.8C) zeigen bei der niedrigen Dichte von $1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ eine deutliche Emissivitätserhöhung bei Konfiguration A im Zentrum des Plasmas. Ähnliches wurde bei Konfiguration B nicht beobachtet (siehe Abb. 6.9). Die Verunreinigungsdichte im Zentrum war bei beiden Schüssen gleich ($Z_{eff} = 2.7$). Es konnten spektroskopisch keine Linien von Metallionen detektiert werden. Die Vermutung liegt deshalb nahe, daß diese Emissivitätserhöhung von Ladungsaustauschneutrals herrührt.

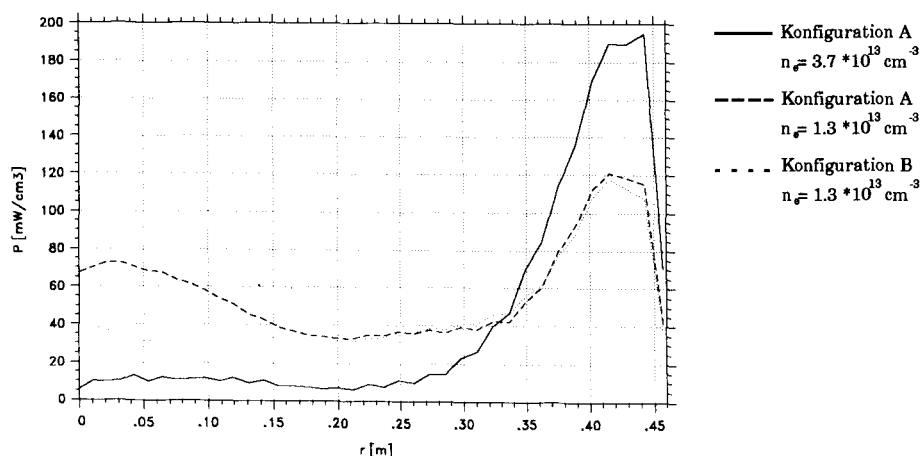


Abbildung 6.9: Eindimensionale Strahlungsprofile für Konfiguration A (#60478, #60481) und Konfiguration B (#60515).

Ein erhöhtes Rezyklieren der Wasserstoff- oder Deuteriumatome an der Strahlensenke als Folge durchgeschossener Neutralteilchen wäre in beiden Konfigurationen das gleiche und kann somit ausgeschlossen werden. Bei hohen Dichten von $3.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ tritt dieser Effekt nicht auf (Abb. 6.8D). Dies liegt zum einen daran, daß die Deposition des Neutralteilchenstrahls früher erfolgt und gleichzeitig die mittlere freie Weglänge der Neutralteilchen mit zunehmender Dichte abnimmt und somit weniger das Plasma verlassen. Ansonsten zeigen die zweidimensionalen Rekonstruktionen in Abb. 6.8C und D die gleichen Limiter bedingten Asymmetrien wie in ohmschen Plasmen. Andere, auf den Plasmarand bezogene Unterschiede, wie die zuvor angesprochenen Oben-Unten und zusätzliche Außen-Innen Asymmetrien, kommen zum Tragen. Die Diskussion dieser Effekte folgt in Kapitel 6.3.

6.2.2 Ionen-Zyklotron-Resonanz Heizung

Die rekonstruierten Strahlungsprofile bei ICRH unterscheiden sich wesentlich von den denen durch NBI geheizten Plasmen. Sie (Abb. 6.8E) zeigen ein zusätzliches Strahlungsgebiet auf halbem Radius der Hochfeldseite. Eine elektromagnetische Störung auf die elektronischen Komponenten wurde durch Tests ohne Plasma ausgeschlossen. Ebenso ist eine Störung durch die Wellenausbreitung im Plasma mit folgendem Empfang durch die Detektoren unwahrscheinlich, da eine signifikante Signalerhöhung meist nur auf 1-2 Kanälen erfolgt (siehe Abb. 6.10).

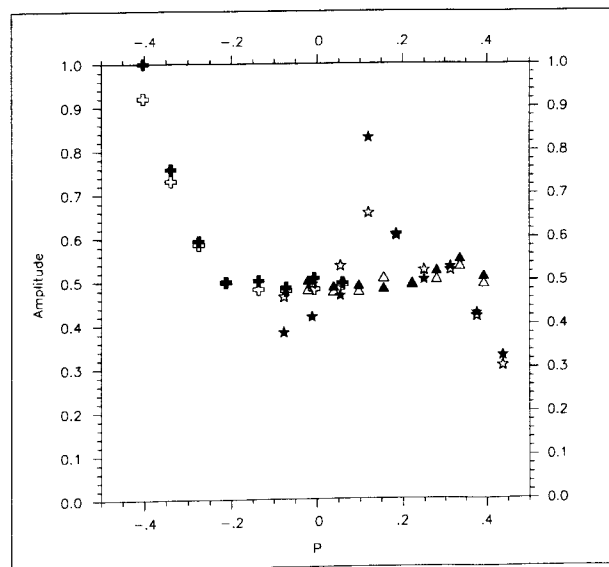


Abbildung 6.10: Projektionsdaten bei einer typischen ICRH Entladung (#59572).

Bei allen Experimenten wurde diese Veränderung nur bei dem Betrieb der Antenne ICRH-1 festgestellt, die toroidal in unmittelbarer Nähe zur Bolometriediagnostik angebracht ist (siehe Abb. 4.1). Nicht entdeckt wurde dieser Effekt, wenn man statt der üblichen 2. Harmonischen ($\omega = 2\omega_{cD}$) die 3. Harmonische ($\omega = 3\omega_{cD}$) zur Heizung benutzt (#61226, #61227). Die zweidimensionale Rekonstruktion (Abb. 6.8F) zeigt hier lediglich die geometrisch bedingten Asymmetrien.

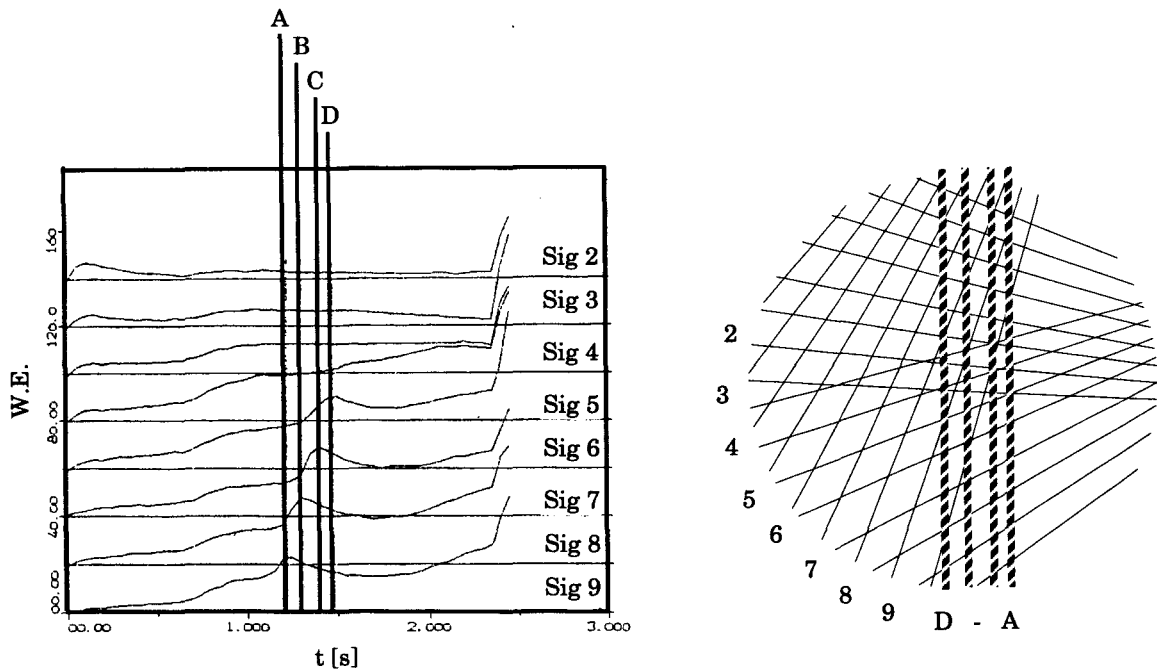


Abbildung 6.11: *Einfluß der Lage der Ionen-Zyklotron-Resonanzschicht auf die Bolometersignale.*

Um den Einfluß der Lage der Resonanzschicht im Plasma auf die Messung zu studieren, wurde das toroidale Magnetfeld variiert (#45983, #45984). Das Resultat in Abbildung 6.11 zeigt wiederum für den Betrieb mit Antenne 1 (#45983) die signifikante Signalerhöhung. Da das toroidale Magnetfeld zeitlich während der Entladung in seinem Wert heruntergefahren wird, ist die Signalerhöhung auf mehreren Kanälen zeitlich versetzt zu sehen. Der Zusammenhang zwischen dem zusätzlichen Signal und der Lage der Resonanzschicht wird hier bestätigt und macht nochmals deutlich, daß es sich um keine Störung auf den Signalen handelt, sondern physikalischen Ursprungs sein muß. Das gleiche Experiment mit Antenne 2 (#45984) zeigte keinen Effekt auf den Bolometersignalen. Als Erklärung für die zuvor

beschriebenen Beobachtungen möchte ich 2 Hypothesen vorstellen:

Modenkonversion

Geht man davon aus, daß es sich tatsächlich um Strahlung handelt, die dort gemessen wird, dann muß folglich eine inhomogene Verteilung der Elektronendichte, der Elektronentemperatur oder der Verunreinigungskonzentrationen auf der Flußfläche vorliegen. Dies ist im Plasmazentrum sehr unwahrscheinlich und würde allen etablierten Theorien widersprechen. Dennoch ist eine lokale Heizung der Elektronen bei einer geringen Konzentration von Wasserstoff (H_2) im Deuteriumplasma (D_2) durch Modenkonversion der einlaufenden Welle in eine langsame elektrostatische Welle möglich. Die Heizung der Elektronen erfolgt dann durch Landau-Dämpfung. Die Position der Modenkonversionsschicht [41] im Plasma wird durch Gleichung 6.2 in guter Näherung beschrieben.

$$R_{ML} = \frac{15.25 R_0 B_{t0}}{f} \sqrt{\frac{1 - \frac{C_H}{2}}{1 + C_H}} [m \cdot T / MHz] \quad (6.2)$$

Die Lage hängt somit stark von der Konzentration der Wasserstoffionen C_H ab. Daß die Signalerhöhung bei $f = 3f_{cD} = 38 MHz$, $B_{t0} = 1.7T$ nicht zu verzeichnen ist, bestätigt diese Theorie, da die Konversionsschicht für diese Frequenz unter der Annahme $C_H = 0.1$ außerhalb des Entladungsgefäßes liegt ($R_{ML} = 1.2m$). Trotzdem ist die Wärmeleitung parallel zu den Feldlinien jedoch so groß, daß eine Asymmetrie durch die lokale Heizung der Elektronen sich nur temporär, im Einschaltvorgang der Antenne 1, entwickeln könnte (im Bereich einiger ms) und somit diese Hypothese fragwürdig macht.

Ladungsaustausch gefangener Teilchen

Diese zweite mögliche Erklärung des Phänomens lehnt sich an die Hypothese von Tammen [89], der ähnliche Effekte mit der Rutherford Streuungs Diagnostik zu verzeichnen hatte. Die dabei zu Grunde liegende Idee ist, daß hochenergetische Ionen aus dem durch ICRH angehobenen Schwanz der Ionenenergieverteilungsfunktion durch Ladungsaustausch als Neutralteilchen ihre Energie auf dem Detektor deponieren. Da die Sichtlinien der Bolometerkameras in einer poloidalen Ebene liegen, können nur Teilchen den Detektor erreichen, die zum Zeitpunkt des Ladungsaustausches keine toroidale Geschwindigkeitskomponente haben ($v_{||} = 0$). Dies ist am Ende der Bananen Trajektorien gefangener Teilchen der Fall. Gerade bei ICR-Heizung und insbesondere bei Minoritätsheizung ist der Anteil der gefangenen Teilchen hoch, da die Energieeinkopplung sich lediglich auf die senkrechte Geschwindigkeitskomponente $v_{\perp}$ auswirkt. Die Absorption der Leistung ist bei Teilchen, die sich länger in der Resonanzschicht aufhalten (d.h. $v_{||} \approx 0$), höher. Die Quelle der gefangenen Teilchen ($v_{\perp} \gg v_{||}$) liegt daher in der Absorptionsschicht (Resonanzschicht) am

toroidalen Ort der Antenne und somit ebenfalls am Ende einer Bananen Trajektorie. Folglich werden die hochenergetischen Ionen in der Absorptionsschicht der poloidalen Ebene der ICRH-Antenne geboren, gehen nach einem Ladungsaustauschstoß sofort dem Plasma verloren oder folgen als Ionen einer bananenförmigen Flugbahn bis zum Spiegelpunkt in der poloidalen Ebene der Bolometrie, wo sie neutralisiert werden und dann erst von dem Detektor empfangen werden. Da die poloidalen Ebenen fast zusammenfallen, läßt sich die Hypothese [89], daß es sich um auf $q = 2$ Flächen gefangene Teilchen handelt, auch auf unsere Problematik anwenden. Zur weiteren ausführlichen Herleitung verweise ich daher auf [89].

Unterstützt wird diese Hypothese dadurch, daß bei der Heizung mit $\omega = 3\omega_{cD}$, d.h. mit $B_{t0} = 1.7T$, die $q = 2$ Fläche zu weit außerhalb liegt, so daß die Teilchen ihre Bahnen nicht vollständig durchlaufen und vorher auf die Wand treffen. Weiterhin werden bei $\omega = 3\omega_{cD}$ in erster Linie die schon höherenergetischen durch NBI eingeschossenen Deuteriumionen geheizt, die ihrerseits schon eine nennenswerte toroidale Geschwindigkeitskomponente haben. Stark nach außen verschobene Plasmen wiesen ebenfalls keine signifikante Signalerhöhung auf und bestätigen ein weiteres Mal die aufgestellte Hypothese. Der Schwachpunkt dieser zweiten Hypothese ist in der Verteilung der Neutralteilchendichte, die für den Ladungsaustausch bei mittleren Radien ($20cm < r < 30cm$) erforderlich ist, begründet. Eine erhöhte Plasma-Wand-Wechselwirkung und eine dadurch hervorgerufene asymmetrische Neutralteilchenverteilung an der Antenne kann ausgeschlossen werden [77].

Für einen präziseren Vergleich zwischen der Hypothese und den experimentellen Ergebnissen ist eine Simulation der Ionenorbits mit entsprechenden Codes [42] unerlässlich, sprengt aber an dieser Stelle den Rahmen der Arbeit. Weiterhin sollten in Zukunft ergänzende Experimente zu dieser möglichen Erklärung durchgeführt werden:

- Bei geringerem Plasmastrom sollte, wenn die Teilchen die Bananenbahnen auf der $q = 3$ Fläche vollständig durchlaufen können, ein Einfluß der Antenne 2 auf die Messung deutlich werden.
- Durch dünne Filterfolien in der Bolometerkamera 1 sollte der Einfluß der Neutralteilchen von der Strahlung zu trennen sein.

Wenn es sich tatsächlich um energetische Neutralteilchen handelt, die aus dem oberen Bereich des poloidalen Querschnitts stammen, hat die aus ALT-II Strahlung und Neutralteilchenquelle resultierende $m = 2$ Struktur Artefakte im Zentrum zur Folge und erklärt damit die eigenartige Emissivität in den rekonstruierten Profilen.

6.2.3 Sägezähne

Eine der auffälligsten Instabilitäten des Tokamaks sind die periodisch auftretenden Sägezähne [28]. Es handelt sich um interne Disruptionen, bei denen ein plötzlicher Einbruch der Dichte und Temperatur innerhalb der $q = 1$ -Fläche die Fusionsbedingungen erheblich verschlechtert. Die Disruption hat jedoch auch den Vorteil, die Verunreinigungen im Zentrum zu dezimieren. Die Periodendauer dieser Sägezähne ist abhängig von den Entladungsparametern. In ohmschen Entladungen ist sie erheblich kürzer ($\approx 15ms$) als in NBI geheizten Plasmen ($\approx 40ms$). Mit der verbesserten Zeitaufösung der Bolometriediagnostik ist jetzt erstmals eine Detektion dieser Instabilitäten für NBI geheizte Plasmen an TEXTOR möglich.

Nun hat dieser quasistationäre Zustand der Sägezahnaktivität den Vorteil, daß man den räumlichen und zeitlichen Anteil von $A_{ij} = f(p_i, \varphi_i, t_j)$ getrennt untersuchen kann. Mittels der Einzelwertzerlegung der Matrix $A = UWV^T$ können wir die Radoninversion umschreiben:

$$\mathcal{R}^{-1}A = U \cdot W \cdot \mathcal{R}^{-1}V^T \quad (6.3)$$

Die Matrix V^T enthält die orthogonalen Eigenfunktionen aus dem Ortsraum, W ist die Diagonalmatrix mit den Einzelwerten (sind Eigenwerten ähnlich). Die orthogonale Matrix U beschreibt das Zeitverhalten. Wie aus Abbildung 6.12 ersichtlich wird, fallen die Einzelwerte stark mit zunehmendem Index. Der physikalische Prozeß wird somit durch wenige Eigenfunktionen repräsentiert. Die Inversion $\mathcal{R}^{-1}V^T$ der einzelnen Eigenvektoren wird mit dem zuvor vorgestellten Tomographieverfahren realisiert.

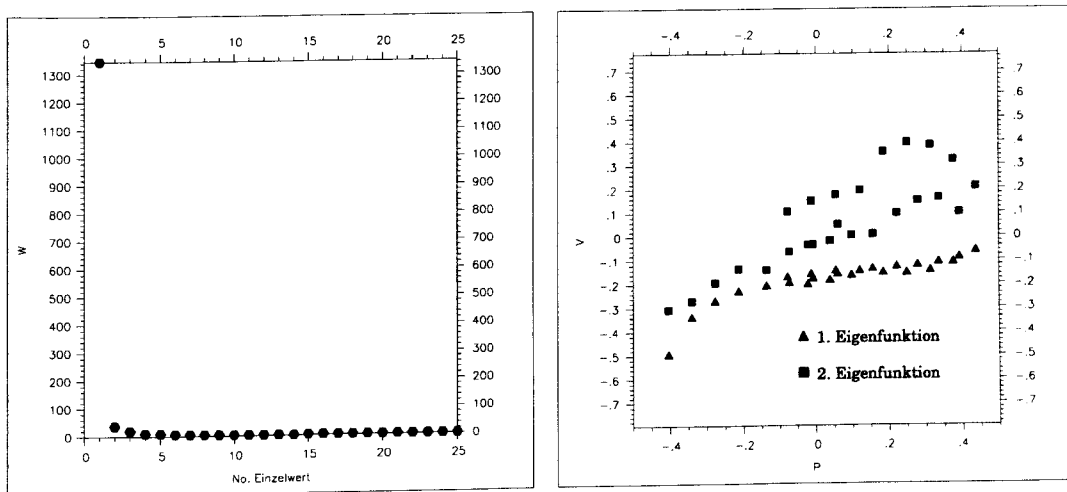


Abbildung 6.12: Darstellung der Einzelwerte und ersten zwei Eigenvektoren der transponierten Matrix V .

Die Sägezahnaktivität beschränkt sich auf den ersten Eigenvektor der Matrix U . Man sieht deutlich in Abbildung 6.13 das periodische Pulsen der Strahlung auf dem ersten Eigenvektor in U . Der zweite Eigenvektor ist schon sehr stark rauschbehaftet und trägt keine weitere Information, die zur Erklärung der Sägezahnaktivität herangezogen werden kann. Es ist somit lediglich die Rekonstruktion eines Eigenvektors V^T notwendig.

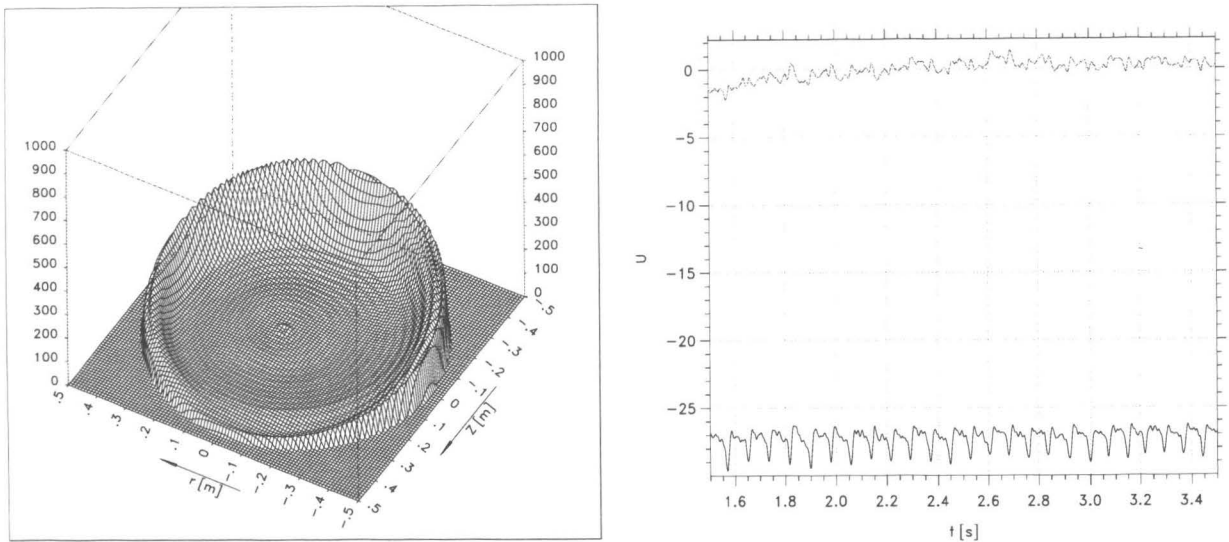


Abbildung 6.13: Die ersten 2 Eigenvektoren der Matrix U und die Rekonstruktion des ersten Eigenvektors der transponierten Matrix V .

Das rekonstruierte Strahlungsprofil entspricht der üblichen Verteilung, hervorgerufen durch intrinsische Verunreinigungen. Nach dieser Analyse der Eigenfunktionen im Ort und in der Zeit scheint die Sägezahninstabilität keine nennenswerten zusätzlichen Strahlungsasymmetrien hervorzurufen.

Eine kohärente Mittelung [89] der bolometrischen Rohsignale ergibt eine Phasenverschiebung des Strahlungspulses zum Sägezahnabbruch für diese Entladungsbedingung von ca. 5ms. Schätzt man die Zeit ab, die der Wärmepuls (für Neutralteilchenheizung ist $\chi_e \approx 5m^2/s$ [43]) aus dem Zentrum bis zum Rand benötigt, so erhält man ebenfalls eine Zeit von 5ms. Diese Untersuchungen lassen den Schluß zu, daß die Wärmepulse die Ursache für die Strahlungspulse sind.

Ob die Erhöhung des Strahlungspegels dann auf eine erhöhte Kühlrate $L_z(T_e)$ der Verunreinigungen in der Randschicht direkt oder auf eine erhöhte Freisetzung von Wasserstoff oder Verunreinigungen an der Wand und dem Limiter zurückzuführen ist, kann noch

nicht erklärt werden. Grundsätzlich können Lageverschiebungen ebenfalls einen Anstieg der Strahlung erklären. Als Folge des Druckverlustes bei dem Sägezahnzusammenbruch wird die Plasmasäule in Richtung Hochfeldseite verschoben. Durch eine Regelung mit dem Vertikalfeld wird die Plasmalage zurückgeführt. Eine schlagartige Verschiebung zur Hochfeldseite sollte aber eher eine Verringerung der Strahlung auf der Niederfeldseite zur Folge haben. Lediglich ein Überspringen der Plasmalage durch die Regelung würde die gemachten Messungen erklären. Ein Vergleich der Lagesignale mit den Bolometersignalen zeigt aber keine entsprechende Korrelation.

6.3 Randschichtkühlung

Eine Möglichkeit zur Überwindung der Probleme bei der Energieauskopplung ist die Kühlung des Plasmarandes mit Hilfe zusätzlich kontrolliert eingeblasener Verunreinigungsgase. An TEXTOR wurden Versuche mit Neon und Silizium (Si_2H_6) durchgeführt [80]. Als Edelgas hat Neon jedoch den entscheidenden Vorteil, ein nichthaftendes Element zu sein. Eine Regelung eines stationären Strahlungslevel ist somit möglich. Das Regelsystem besteht aus einem steuerbaren schnellen Gasventil sowie des pumpenden Limiters ALT-II. Als Regelgröße dient die spektroskopische Linie Ne VIII.

Im weiteren möchte ich mich auf Co-NI-geheizte Plasmen beschränken. Bei allen Entladungen ist die eingespeiste Leistung $P_{in} \approx 1.6 MW$. Der Plasmastrom beträgt $350 kA$ bei einer mittleren Dichte von $\bar{n}_e = 4.0 \cdot 10^{13} cm^{-3}$.

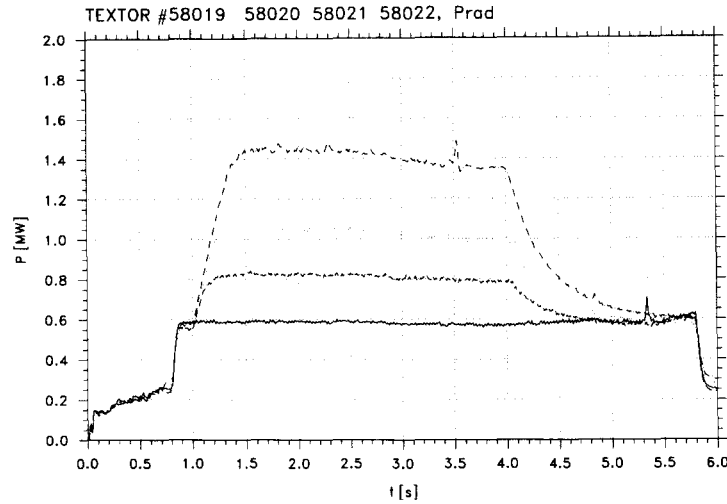


Abbildung 6.14: Gesamtstrahlung als Funktion der Zeit, $\gamma_{rad} = 35\%, 50\%, 62\%, 85\%$.

Als Funktion der Neon - Dichte werden in Abbildung 6.16 Rekonstruktionen für die vier verschiedenen Strahlungslevel gezeigt. Der wesentliche Effekt der Randschichtkühlung liegt in der poloidal gleichmäßigen Strahlungsverteilung. Abbildung 6.16 zeigt, daß sich die Strahlung als Funktion der Neon - Dichte homogen poloidal verteilt. Dennoch bleibt bei $\gamma_{rad} = 85\%$ eine Oben- Unten Asymmetrie. Nach Referenz [78] ist die radiale Verteilung allein eine Funktion der Elektronentemperatur. So ist nach einer einfachen Faustformel zu erwarten, daß sich die Randschicht bis zu einer Elektronentemperatur ausdehnt, die der Hälfte der Ionisierungsenergie der Li-ähnlichen Ionen entspricht. Dies entspricht für Neon $T_e \approx 120 eV$, Silizium $\approx 260 eV$ und Argon $\approx 500 eV$.

Zur weiteren Untersuchung der radialen Strahlungsverteilung analysieren wir die poloidal symmetrische $m = 0$ Komponente. Für $\gamma_{rad} = 85\%$ ist ein Vergleich dieser radialen Verteilung mit dem selbstkonsistenten eindimensionalen Code von Tokar RITM [95] durchgeführt worden. Der Transport der Verunreinigungen ist in dieser Modellierung der Strahlung mitberücksichtigt worden. Die Randbedingungen wie Heizleistung, Dichte und Neonfluß am Rand sind entsprechend den experimentellen Ergebnissen angepaßt.

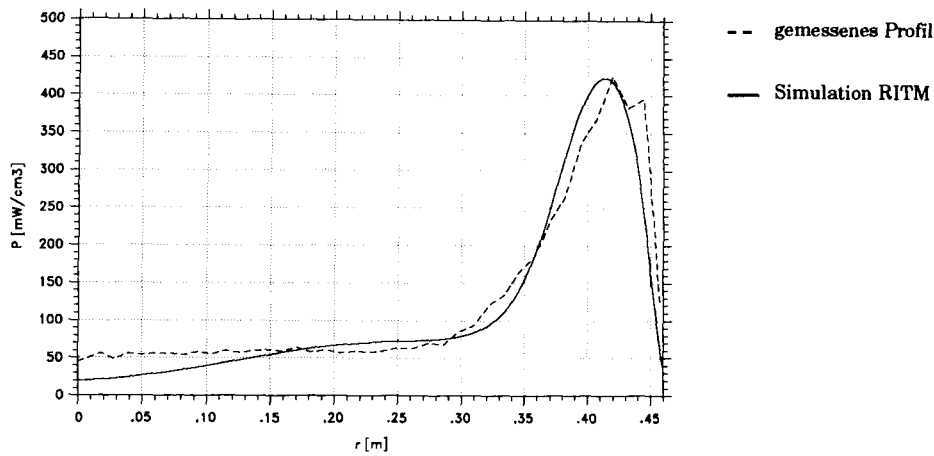


Abbildung 6.15: Vergleich der radialen Strahlungsverteilungen für $\gamma_{rad} = 85\%$.

Wie aus Abbildung 6.15 hervorgeht, handelt es sich um eine sehr gute Übereinstimmung. Die Halbwertsbreite, die Ausdehnung der Randschicht bis zur Hälfte der Strahlungsamplitude, beträgt in beiden Fällen ca. 10cm . Das Maximum des rekonstruierten Profils liegt mit 42cm um 1cm weiter außen. Das steile Ansteigen des rekonstruierten Profils ist auf die starke lokale Strahlung (Molekülbanden und Ladungsaustausch) am Limiter zurückzuführen, die in dem Transportcode nicht berücksichtigt worden sind. Größere Abweichungen zwischen Messungen bzw. Rekonstruktion und Modellrechnung zeigen sich im Plasmazentrum. Eine Anhäufung von Hoch-Z-Verunreinigungen konnte nicht nachgewiesen werden. Die Konzentrationen der Metalle Ni, Fe und Cr liegen mit 0.006% , 0.003% und 0.001% im üblichen Rahmen. Berechnet man die Strahlungsleistung nach [70] für die zentrale Dichte $n_{e0} = 6.0 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$, ergibt sich für alle Metalle zusammen ein Wert von 12mW/cm^3 , so daß eine Differenz von $\approx 20\text{mW/cm}^3$ bleibt. Diese Diskrepanz wird wahrscheinlich auf Unsicherheiten in der Rekonstruktionsmethode und in der Wahl der Diffusionskoeffizienten für das Plasmazentrum zurückzuführen sein.

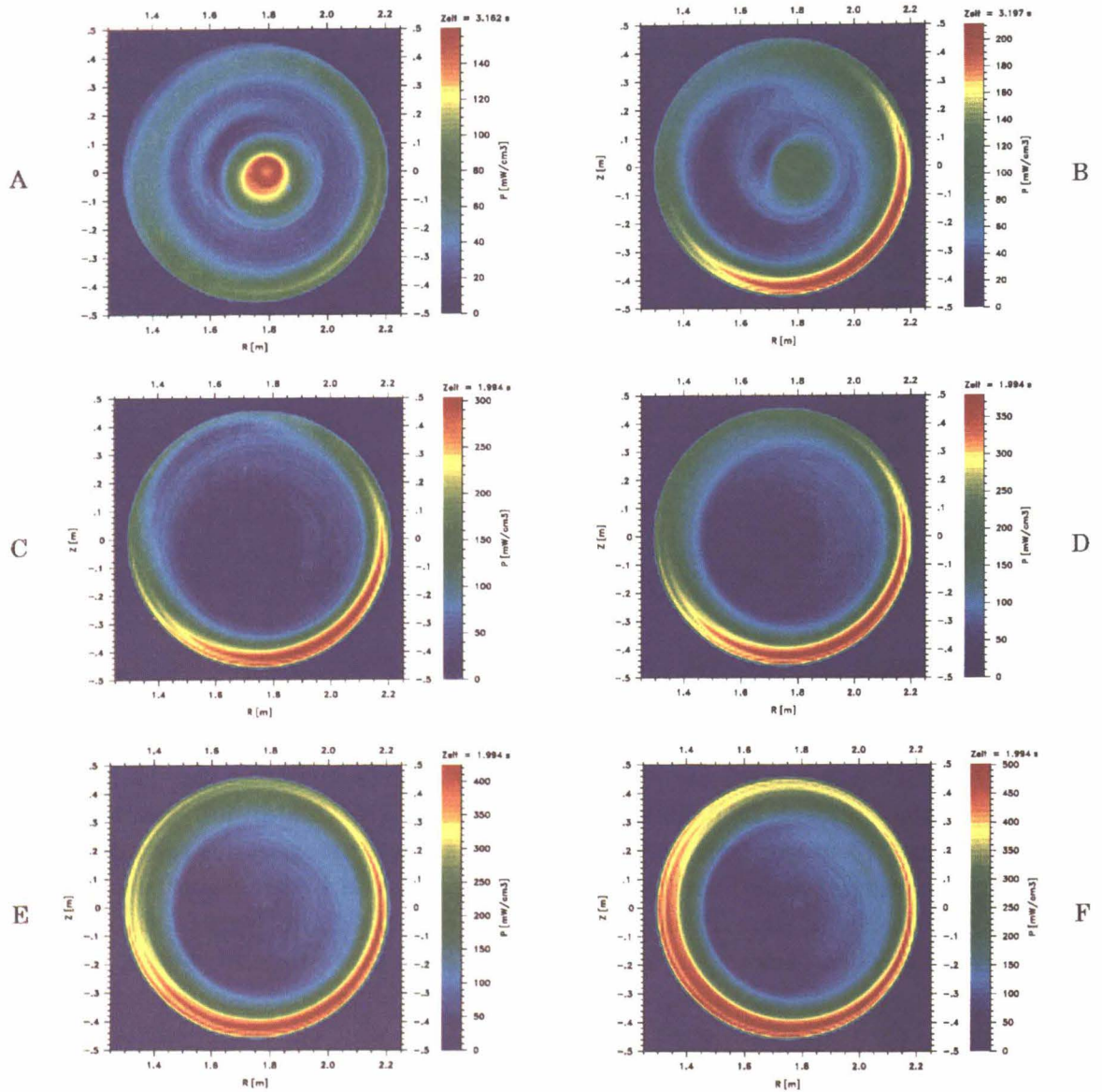


Abbildung 6.16: A: Strahlungsprofil vor interner Disruption, B: Strahlungsprofil nach interner Disruption, Randschichtkühlung mit Neon: Rekonstruktionen bei verschiedenen Strahlungspegeln; C: 35%, D: 50%, E: 62%, F: 85%

Die radiale Verteilung der Strahlung scheint unabhängig von der Neon - Dichte zu sein. Verdeutlicht wird dies durch das Elektronentemperaturprofil [80]. Obwohl die Strahlungskühlung bei $r = 44\text{cm}$ einen Einfluß auf T_e hat, ist bei Radien $r \leq 35\text{cm}$ keine Abhängigkeit von der Neon - Dichte festzustellen. D.h. die Temperaturen, die für die Ionisierung der Li-ähnlichen Ionen notwendig sind, bleiben unbeeinflusst. Im Gegensatz zum ebenfalls poloidal symmetrischen Strahlungsprofil des ohmschen abgelösten Plasmas 6.7 ist die Lage dieses Strahlungsgürtels auf den äußersten Rand beschränkt.

Messungen mit dem alten Bolometerarray ergaben breitere Randprofile im Vergleich zu den Simulationsrechnungen mit dem Code RITM [100]. Zum einen lag dies an der Annahme zylindersymmetrischer Profile, zum anderen an den verwendeten Inversionsverfahren, die zum Teil einen stark glättenden Charakter hatten.

Weiterhin ist festzustellen, daß die rekonstruierten Profile bei allen Versuchen hohl waren. Es wurde keine Strahlung im Zentrum detektiert, die auf eine Akkumulation des Neon hinweisen würde. Nach [100] wird die Verunreinigungskonzentration durch die Vorgänge am Plasmarand (Plasma-Wand-Wechselwirkung) geprägt. Die Eindringtiefe der freigesetzten Verunreinigungen und der anomale diffusive Transport bestimmen im wesentlichen die Verunreinigungskonzentration im Plasmazentrum, so wie es von dem Strahlungsmodell RITM vorausgesagt wird. Experimentell wurden im Gegensatz zu dem flachen Profil des RITM-Codes sogar hohle Verunreinigungskonzentrationsprofile ermittelt. Neoklassische einwärtsgerichtete Verunreinigungsflüsse scheinen gegenüber den oben genannten Effekten vernachlässigbar zu sein.

Obwohl Neon als leichtes Verunreinigungselement sich wie die intrinsischen Verunreinigungen verhalten sollte, ist eine Erklärung für die poloidale Strahlungsverteilung im NBI geheizten Fall nicht so einfach. Die durch die toroidale Rotation entstehenden Trägheitskräfte sollen bei den Verunreinigungen zu zusätzlichen Außen-Innen Asymmetrien führen [17]. Wie bei der Untersuchung in 6.1.1 werden die Experimente mit Feld- und Stromumkehr durchgeführt. Die Neutralteilcheninjektion erfolgt jeweils in Stromrichtung. Neon wird bis zu $\gamma_{rad} \approx 55\%$ eingeblasen. Aus der Abbildung 6.17 ist deutlich ein Unterschied zwischen den beiden Konfigurationen feststellbar, der mit zunehmender Dichte bedeutender wird. Einen linearen Zusammenhang mit der Dichte, wie in den ohmschen Entladungen ermittelt, liegt hier nicht vor. Zu den vertikalen Asymmetrien addieren sich erwartungsgemäß noch die horizontalen Asymmetrien ΔL_h . Tendenziell macht sich dieses Verhalten auch bei NBI geheizten Plasmen ohne zusätzlich eingeblasene Verunreinigungen bemerkbar. Jedoch sind dort Abweichungen zwischen den beiden Konfigurationen erst bei hohen Dichten feststellbar.

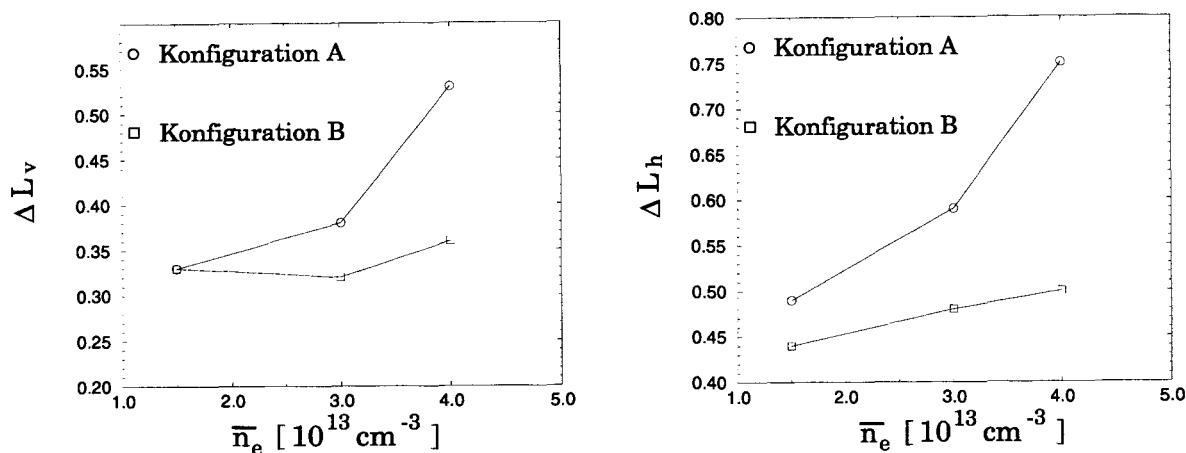


Abbildung 6.17: Oben- Unten und Innen- Außen Asymmetrie als Funktion der Dichte.

Kürzlich wurden am Tokamak ASDEX-U ebenfalls Experimente zur Randschichtkühlung durchgeführt [40]. Im Unterschied zu TEXTOR ist der größte Strahlungsanteil dort im X-Punkt lokalisiert. Die poloidale Verteilung der Strahlung scheint in Divertormaschinen nicht so stark von dem Neonfluß abzuhängen, wenngleich auch die Ergebnisse der bolometrischen Entfaltung nicht überbewertet werden dürfen. Zum einen handelt es sich bei einem Divertortokamak um kompliziertere Randbedingungen, zum anderen zeigen die Profile negative Emissivitäten, die offensichtlich auf Artefakte hinweisen.

6.4 Entladungen mit Verunreinigungsakkumulation

Ein wesentlicher Schwerpunkt in der Fusionsforschung ist die Verbesserung des Energieeinschlusses. Unglücklicherweise ist mit der Erhöhung der Energieeinschlußzeit τ_e auch ein Anstieg der Teilcheneinschlußzeit τ_p zu verzeichnen, der mitunter zu einer kontinuierlichen Akkumulation von Verunreinigungen im Plasmazentrum führen kann. Als Folge dieser Anhäufung von schweren Verunreinigungen steigen die Strahlungsverluste im Plasmazentrum stark an, was meist ein abruptes Entladungsende zur Folge hat. Die anomale auswärtsgerichtete Diffusion muß daher durch einen konvektiven einwärtsgerichteten Fluß ausgeglichen werden. Studien zeigten, daß es vorzugsweise bei Counter-NI-Heizung, Pellet geheizten Plasmen und anderen verbesserten Einschlußregimen zu diesem Phänomen kommt [22]. Als Ursache für diese Akkumulationseffekte wird oft das Zuspitzen des Elektronendichteprofiles genannt [26]. Schreibt man den konvektiven Teil in Gleichung 2.21 in

der allgemeinen Form,

$$v_z n_z = Z n_z D \left(\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial r} + H \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) \quad (6.4)$$

so erkennt man, daß ein einwärtsgerichteter Fluß in der Regel nur durch steile Profile der Majoritätsionen (= Elektronendichteprofil für kleine Verunreinigungsdichten) möglich ist. Der Faktor H in Gleichung 6.4 wird durch die Stößigkeitsbereiche bestimmt [20] und ist im PS-Bereich negativ. Eine Akkumulation kann nur dann auftreten, wenn das Elektronendichteprofil deutlich spitzer als das Temperaturprofil ist. Jedoch ist nicht jedes Zuspitzen des n_e -Profils gleichbedeutend mit einer Akkumulation. Eine Änderung des anomalen Diffusionskoeffizienten kann ebenfalls zu solchen Effekten führen. Zum Vergleich der verschiedenen Entladungsbedingungen führen wir den Parameter $n_{ep} = n_{e0}/\overline{n_e}$ ein.

6.4.1 Wolfram

In diesem Teil der Arbeit soll das Strahlungsverhalten bei Wolfram Testlimiterexperimenten aufgezeigt werden. Wie aus Gleichung 6.4 hervorgeht, skaliert der konvektive einwärts gerichtete Fluß mit Z und macht daher eine Akkumulation wahrscheinlicher. In den an TEXTOR durchgeführten Experimenten konnte oberhalb einer kritischen Elektronendichte $n_e = 2.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ in ohmschen wie zusätzlich geheizten Plasmen eine solche Verunreinigungsakkumulation [66, 62] festgestellt werden. Die eigentliche Akkumulationsphase von $t = 1.0 \text{s}$ bis 2.0s läßt sich in drei Abschnitte unterteilen (siehe Abb. 6.18):

- $1.0 \text{s} < t \leq 1.5 \text{s}$: Die Elektronendichte steigt im Zentrum bei konstanter zentraler Elektronentemperatur auf $n_{ep} = 1.69$ an. Mit dem Zuspitzen des Elektronendichteprofiles ist eine Zunahme der Strahlungsleistung im Zentrum verbunden.
- $1.5 \text{s} < t \leq 1.8 \text{s}$: Bei nahezu konstantem n_{e0} und T_{e0} erhöht sich die Strahlungsleistung weiter von $P = 55 \text{mW/cm}^3$ bis auf 100mW/cm^3 .
- $1.8 \text{s} < t \leq 2.1 \text{s}$: Bei $n_{e0} = \text{konst.}$ aber $n_{ep} = 1.8$ steigt die Strahlungsleistung nochmals an (bis 170mW/cm^3), mit dem Resultat, daß das Elektronentemperaturprofil im Zentrum langsam einbricht ($n_{ep}(t = 2.1 \text{s}) = 1.88$).

Als Folge dieser Akkumulationen treten Plasmainstabilitäten in Form von MHD-Aktivitäten auf, welche zu internen Disruptionen führen. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch. Ich möchte hier nicht weiter auf die Akkumulation an sich eingehen, sondern den Vorgang der internen Disruption näher beleuchten.

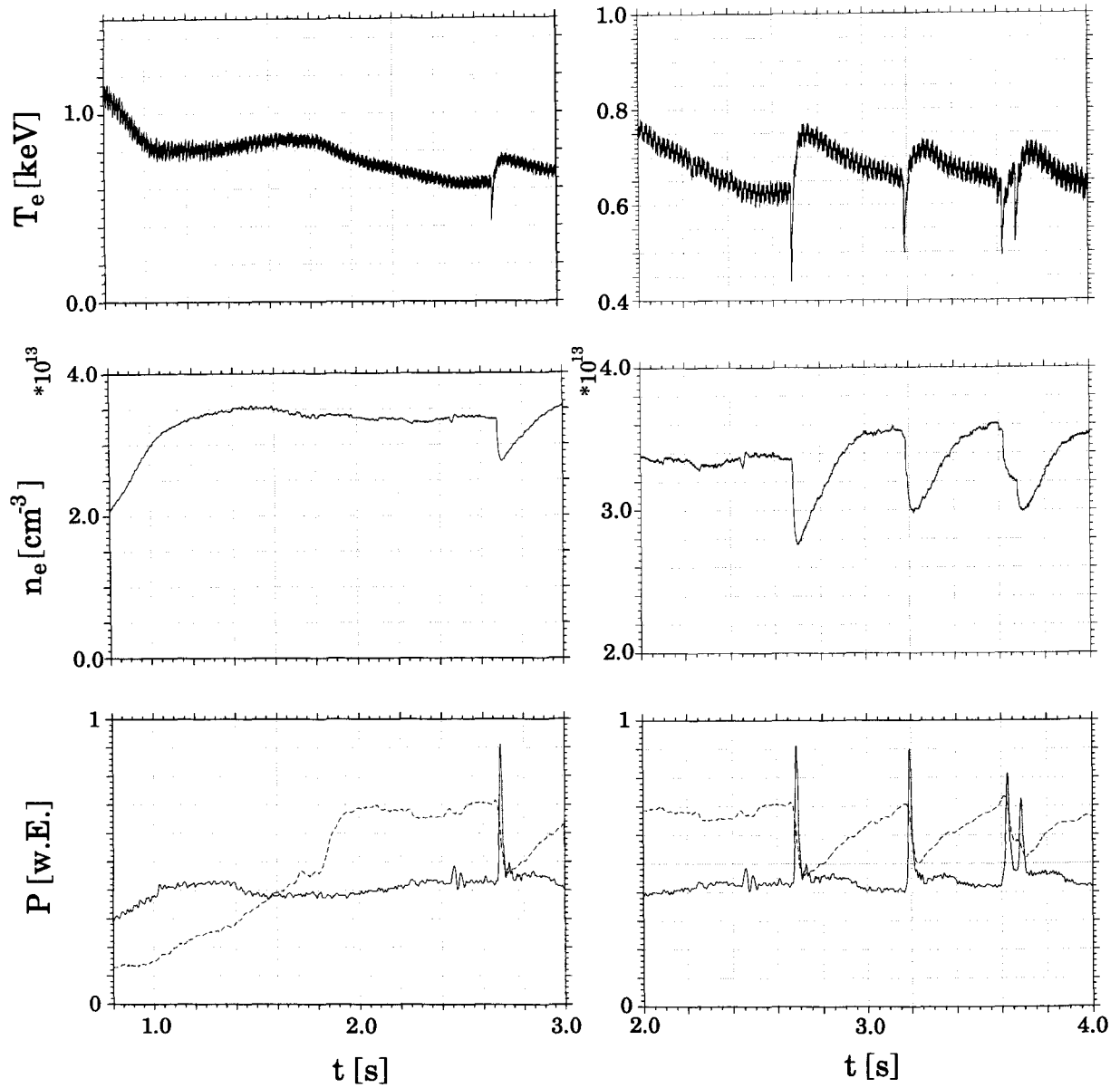


Abbildung 6.18: Verunreinigungsakkumulation in einer ohmschen Entladung (#58929), Vergleich der zentralen Elektronentemperatur, linienintegrierten Dichte eines Zentrumkanals, linienintegrierten Bolometersignale eines Zentrumkanals (gestrichelte Linie) und eines Randkanals (durchgezogene Linie), Links: Akkumulationsvorgang, Rechts: Interne Disruptionen.

Die linienintegrierten Bolometersignale für das Zentrum zeigen eine lineare Zunahme der Strahlung bis zur internen Disruption. Die Disruption ist mit einem Zusammenbruch der Elektronendichte und -temperaturprofile verbunden. Das Elektronendichteprofil ist vor der Disruption steil ($n_{ep} = 1.9$) und fällt danach auf einen Wert von $n_{ep} = 1.67$ ab. Während sich das Temperaturprofil wieder schnell aufbaut, steigt die Elektronendichte zuerst linear an, bis sich ein Sättigungsverhalten einstellt. Das Elektronendichteprofil scheint sich somit schneller aufzusteilen, als dies bei dem Strahlungsprofil der Fall ist.

Die Disruption an sich ist mit einem radialen Wärmepuls sowie einem generellen Teilchenverlust im Zentrum verbunden. Die resultierende Temperatur- und Dichteerhöhung in der Randschicht führt zu einem Strahlungspuls auf den Randkanälen der Bolometrie. Aufgrund der unterschiedlichen Dynamik der alten und neuen Bolometriesysteme ist eine Rekonstruktion während des Strahlungsabbruchs nur schwer möglich. Die Abbildung 6.16A zeigt daher das Strahlungsprofil vor und Abb. 6.16B nach der Disruption.

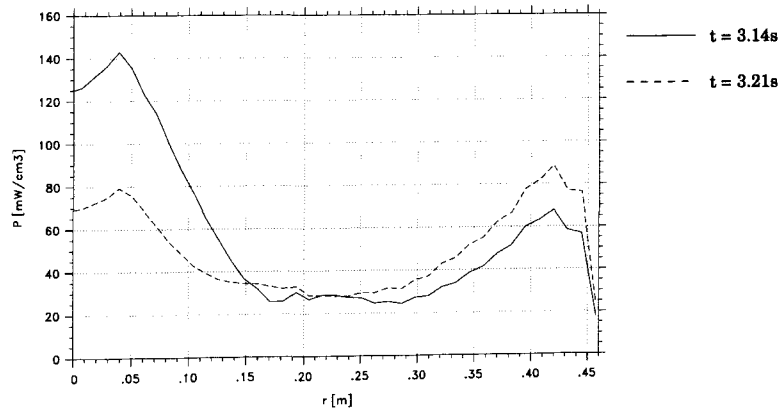


Abbildung 6.19: *Flußflächengemittelte eindimensionale Strahlungsverteilung vor und nach der Disruption.*

Unter Anwendung des Korona Modells läßt sich im Plasmazentrum für Wolfram aus der Abb. 6.19 die Dichte bestimmen. (Der kleine Einbruch des Strahlungsprofils für $r_s < 4\text{cm}$ ist ein Artefakt.) Die Strahlung durch intrinsische Verunreinigungen wird durch eine vergleichbare Entladung (#58917) mit ausgefahrenem Testlimiter auf 11mW/cm^{-3} abgeschätzt. Es ergibt sich vor der Disruption bei $n_{e0} = 6.8 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-3}$ eine Verunreinigungsdichte von $n_z = 3.7 \cdot 10^9\text{cm}^{-3}$, die dann nach der Disruption auf 68% ihres Wertes abfällt. Die Konzentration C_z von Wolfram bleibt jedoch konstant bei $n_{z0}/n_{e0} = 5 \cdot 10^{-5}$.

6.4.2 Co- und Counterinjektion

Ähnliche periodische Phänomene wie die in Wolfram Experimenten wurden auch bei Co- und Counterinjektion der Neutralteilchen observiert. Die folgende Abbildung zeigt das linienintegrierte Signal eines Zentrumskanals gegenüber der Gesamtstrahlung. Während nach dem Zuschalten des zweiten Injektors bei $t = 1.2\text{s}$ die Gesamtstrahlung nahezu konstant bleibt, steigt die Strahlung aus dem Zentrum auf das 3-fache an.

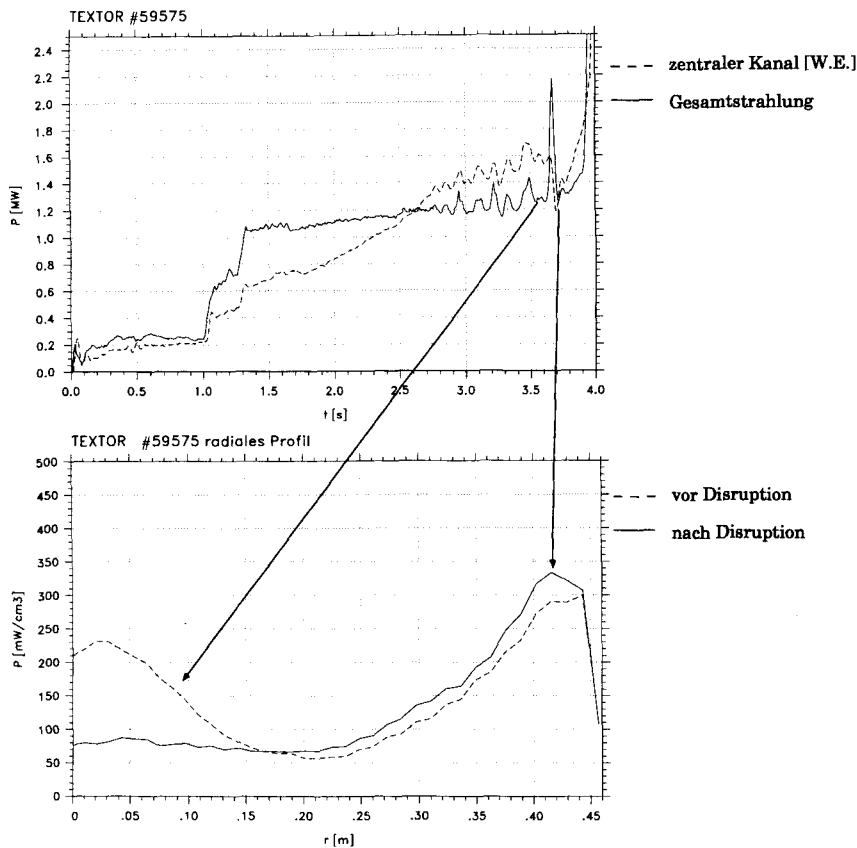


Abbildung 6.20: Verunreinigungsakkumulation während Co- und Counterinjektion (#59575), oben: Gesamtstrahlung (durchgezogene Linie), zentraler Kanal (gestrichelte Linie), unten: Rekonstruktion vor und nach der Disruption.

Vor dem Zusammenbruch der Dichte- und Temperaturprofile ist $n_{ep} = 1.64$ und fällt dann auf $n_{ep} = 1.55$ ab. Die Profile ändern sich hier nicht so drastisch, wie es in den ohmschen Hoch-Z-Experimenten der Fall war. D.h. der verbesserte Teilcheneinschluß durch die Co- und Counterinjektion wird durch die internen Disruption nicht zerstört.

6.4.3 Transportzeiten

Die interne Disruption in den Entladungen mit Wolfram als extrinsische Verunreinigung führt zu einem Teilchenverlust aller Spezies. Dieser Transport macht sich auch auf den Bolometersignalen bemerkbar. Wie Abbildung 6.21 zeigt, führt der Teilchenverlust im Zentrum zu Strahlungspulsen auf den linienintegrierten Bolometersignalen. Bei genauerer Untersuchung stellt sich heraus, daß es eine Phasenverschiebung zwischen den Strahlungspulsen gibt. Diese Phasenverschiebung liegt im *ms*-Bereich und somit an der Grenze der theoretischen Auflösung des Systems. Es sei hier bemerkt, daß die Signale natürlich (wie in Kapitel 4 gezeigt) mit einem Besselfilter geglättet sind, jedoch hat dies keinen Einfluß auf die Phasenbeziehung der Kanäle untereinander. Ein Einfluß der Lageverschiebung kann mit *3mm* ausgeschlossen werden.

Es stellt sich nun die Frage, durch welchen Mechanismus die Erhöhung der Strahlung hervorgerufen wird. Betrachtet man die Strahlungsprofile vor der Disruption, so zeigt sich, daß die Strahlungsquelle sich in einem determinierten Gebiet im Zentrum des Plasmas befindet. Die linienintegrierten Signale 6.21 weisen im Gegensatz zu den rekonstruierten Profilen eine radiale Ausdehnung der Akkumulation auf $r_s \leq 10\text{cm}$ aus. Die Vermutung liegt nahe, daß die Akkumulation nur innerhalb der $q = 1$ - Fläche stattfindet. Zusätzlich findet man nur die Strahlungsquelle am Limiter vor. Strahlende Ionen im Bereich von *15cm* bis *35cm* sind fast vernachlässigbar. In diesem radialen Bereich ist die Variation der Elektronentemperatur mit dem Wärmepuls im Bereich von *300 – 500eV*. Für mittelschwere intrinsische Verunreinigungen spielt diese Schwankung keine Rolle, da sie alle im Helium- oder Wasserstoff- ähnlichen Zustand sein sollten. Eine Strahlungserhöhung wird somit wahrscheinlich auf eine veränderte radiale Verteilung der Wolframionen zurückzuführen sein. Mit den zuvor gemachten Annahmen möchte ich hier einen Versuch zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten für Wolfram machen.

Geht man davon aus, daß es sich bei dem Teilchentransport nach außen um einen reinen diffusiven Prozeß handelt, kann man nach [44] mit Gleichung 6.5 den Diffusionskoeffizienten berechnen.

$$D_{\perp} = \frac{p_{s2}^2 - p_{s1}^2}{12 \cdot \Delta t} \quad (6.5)$$

Für die Bestimmung der Zeit Δt werden die neuen horizontalen Bolometerkanäle benutzt. Die Geometrie hat außerdem den Vorteil, daß die Messung unempfindlich gegenüber Veränderungen in der Flußflächenlage in horizontaler Richtung ist, welche nicht mit dem interferometrischen oder magnetischen System erfaßt werden. Eine große Schwierigkeit stellt die Tatsache dar, daß es sich um linienintegrierte Signale handelt, welche eine Information über eine radiale Veränderung in der Verteilungsfunktion geben sollen. Folgerichtig muß ausgeschlossen werden, daß sich die Strahlung in der Plasmarandschicht ändert und somit

keinen differentiellen Beitrag zum Linienintegral liefert. Es kann daher nur in einem Zeitintervall bis zur Ankunft des Wärmepulses in der Plasmarandschicht die Bestimmung der Teilchentransportzeit durchgeführt werden. Ansonsten würde eine Zunahme der Strahlung am Rand durch den schnelleren Wärmetransport zu einem falschen, und zwar zu großen Teilchendiffusionskoeffizient führen. Dies bringt eine Limitierung der infrage kommenden Kanäle mit sich. Unter der Annahme, daß $\chi_e \approx 3D_\perp$ [100] und der Diffusionskoeffizient linear zum Rand hin ansteigt, ist der Vergleich der Spitzenwerte bis zu einem Drittel des kleinen Radius beschränkt (siehe Abb. 6.21).

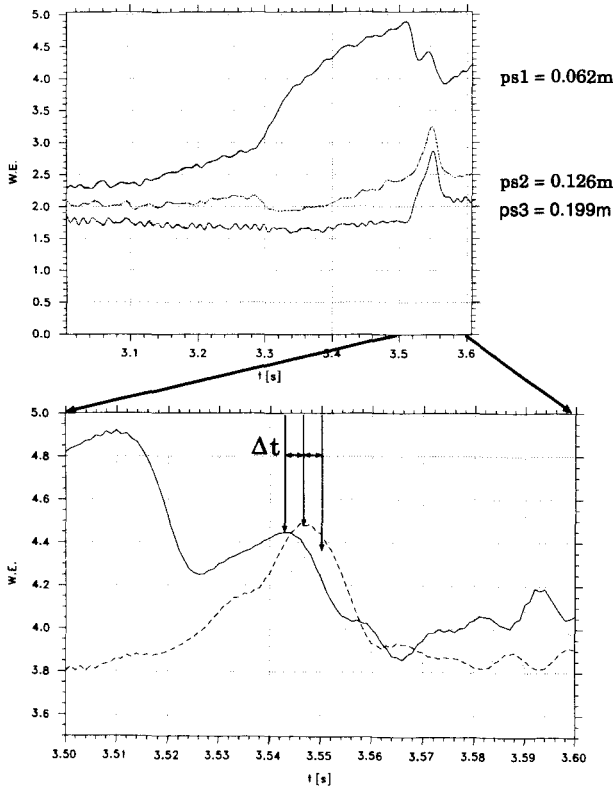


Abbildung 6.21: Strahlungspuls auf den Bolometersignalen der Kamera 2 (#58884).

Berechnet man nun die Diffusionskoeffizienten nach Gleichung 6.5, dann erhält man $D_\perp(p_{s2}) = 0.29m^2/s$ und $D_\perp(p_{s3}) = 0.43m^2/s$. Im Gegensatz dazu liegt der erwartete Diffusionskoeffizient nach dem Alcator-Skalierungsgesetz (siehe Kap. 2.2) etwas niedriger ($D_\perp = 0.17m^2/s$). Die Transportuntersuchungen zu Laser ablatierten Verunreinigungen [58] zeigen eine bessere Übereinstimmung. Wohlgedenkt, dies ist ein Versuch zur Bestimmung der Diffusionskoeffizienten. Eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und eine Erhöhung der Abtastfrequenz auf $5kHz$ könnte später bei ähnlichen Versuchen mit Hoch-Z-Elementen zu weiteren Erkenntnissen führen.

6.5 MARFES

Bei einem MARFE handelt es sich um eine nichtlineare Strahlungsinstabilität in der Plasmarandschicht. Diese Instabilität tritt meist als Folge einer zu hohen Elektronendichte auf. Der Schwellwert für n_e skaliert dabei linear mit dem Plasmastrom [47]. Bei überhöhter Neonzufuhr kommt es ebenfalls zur Ausbildung von MARFES. Es handelt sich hier wie bei der Strahlung am Limiter um starke toroidal symmetrische Quellen. Diese Quellen sind immer auf der Hochfeldseite lokalisiert und haben eine poloidale Ausdehnung von ca. 30° . Die Entstehung eines MARFES ist auf ein zufälliges Abkühlen der Plasmarandschicht zurückzuführen. Dieses Abkühlen führt aufgrund der höheren Kühlrate der leichten Verunreinigungen (C und O im Normalfall) bei geringeren Temperaturen zu höheren Strahlungsleistungen. Eine Erhöhung der Strahlungsverluste führt wiederum zu einer weiteren Abkühlung der Plasmarandschicht. Dieser poloidal lokale Abkühlungsprozeß sollte durch die Wärmeleitung entlang der Magnetfeldlinien kompensiert werden. Ist die Senke nun größer als die Quelle kann sich die Instabilität entwickeln und zu einer Wolke dichten kalten ($10 - 20\text{eV}$) Plasmas führen. MARFES treten deshalb nur in der Randschicht auf, da dort die Wärmeleitung gering ist ($\chi_{e\parallel} \propto T^{5/2}$). Die Tatsache, daß MARFES generell auf der Hochfeldseite entstehen, kann durch einen poloidal asymmetrischen radialen Wärmetransport erklärt werden [59]. An TEXTOR wurden extreme Asymmetrien der Wärmeleitfähigkeit von $\chi_{e\perp} = 1.7\text{m}^2/\text{s}$ für die Hochfeldseite und $\chi_{e\perp} = 2.9\text{m}^2/\text{s}$ für die Niederfeldseite gemessen [44]. Im Durchschnitt beträgt die Asymmetrie 1.28 [43]. Als Folge dieses nichtlinearen Prozesses wird die Entladung meist nach einigen ms abrupt beendet. Im Rahmen dieser Arbeit beschränke ich mich auf die Untersuchung von MARFES, welche als Folge einer überhöhten Zufuhr von Neon entstehen.

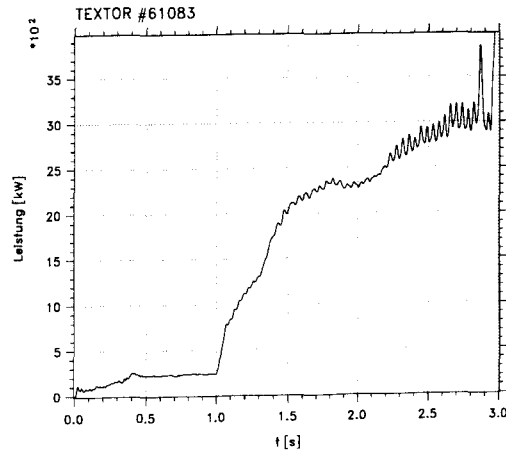


Abbildung 6.22: Zeitlicher Verlauf der Gesamtstrahlung während der kontinuierlichen Zufuhr von Neon.

Bei $t = 2s$ entwickelt sich langsam der MARFE. Die Modulationen $t = 44ms$ auf dem Signal sind auf Lageverschiebungen, hervorgerufen durch Sägezähne, zurückzuführen (siehe Kapitel 6.2.3). Da die MARFEs bevorzugt auf der Hochfeldseite auftreten, ist das neue System mit der verbesserten Zeitauflösung für eine poloidale Ortsbestimmung gut geeignet.

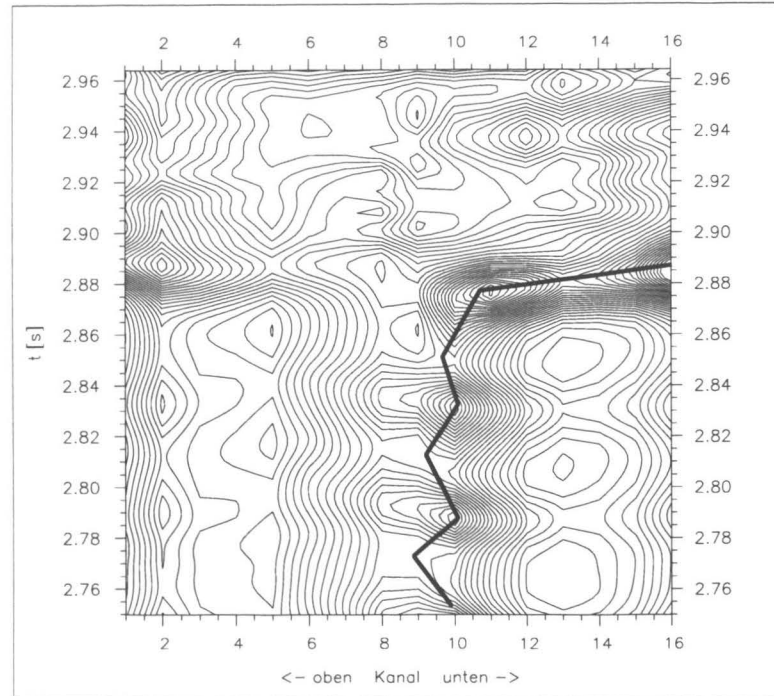


Abbildung 6.23: Zeitlicher Verlauf der linienintegrierten Bolometersignale der Kameras 2 und 3.

Der Konturplot der linienintegrierten Bolometersignale zeigt in einem zeitlich eingeschränkten Bereich ($2.75s - 2.95s$) das periodische Auftreten der MARFEs. Die poloidale Position ist über einen langen Zeitraum stabil ($\vartheta \approx 210^\circ$). Zum Zeitpunkt $t = 2.87s$ dehnt sich der MARFE jedoch poloidal nach unten aus. Aus der Abbildung 6.23 lässt sich die Geschwindigkeit der Ausdehnung zu $v_\vartheta \approx 50m/s$ abschätzen. Nach $t = 2.89s$ sind die MARFEs verschwunden. Die Rekonstruktionen der Strahlungsprofile wurden in Abbildung 6.24 für 6 verschiedene Zeiten dargestellt. Zum Zeitpunkt $t = 2.88s$ sieht man deutlich, wie die Strahlung auf der Hochfeldseite abnimmt und sich ein poloidal homogenes Profil entwickelt. Das Plasma ist hier jedoch nicht vom Limiter abgelöst, sondern strahlt jetzt bevorzugt auf der Niederfeldseite. Nach einer Zeit von $60ms$ entwickelt sich wieder ein MARFE, der dann zum Abbruch der Entladung führt.

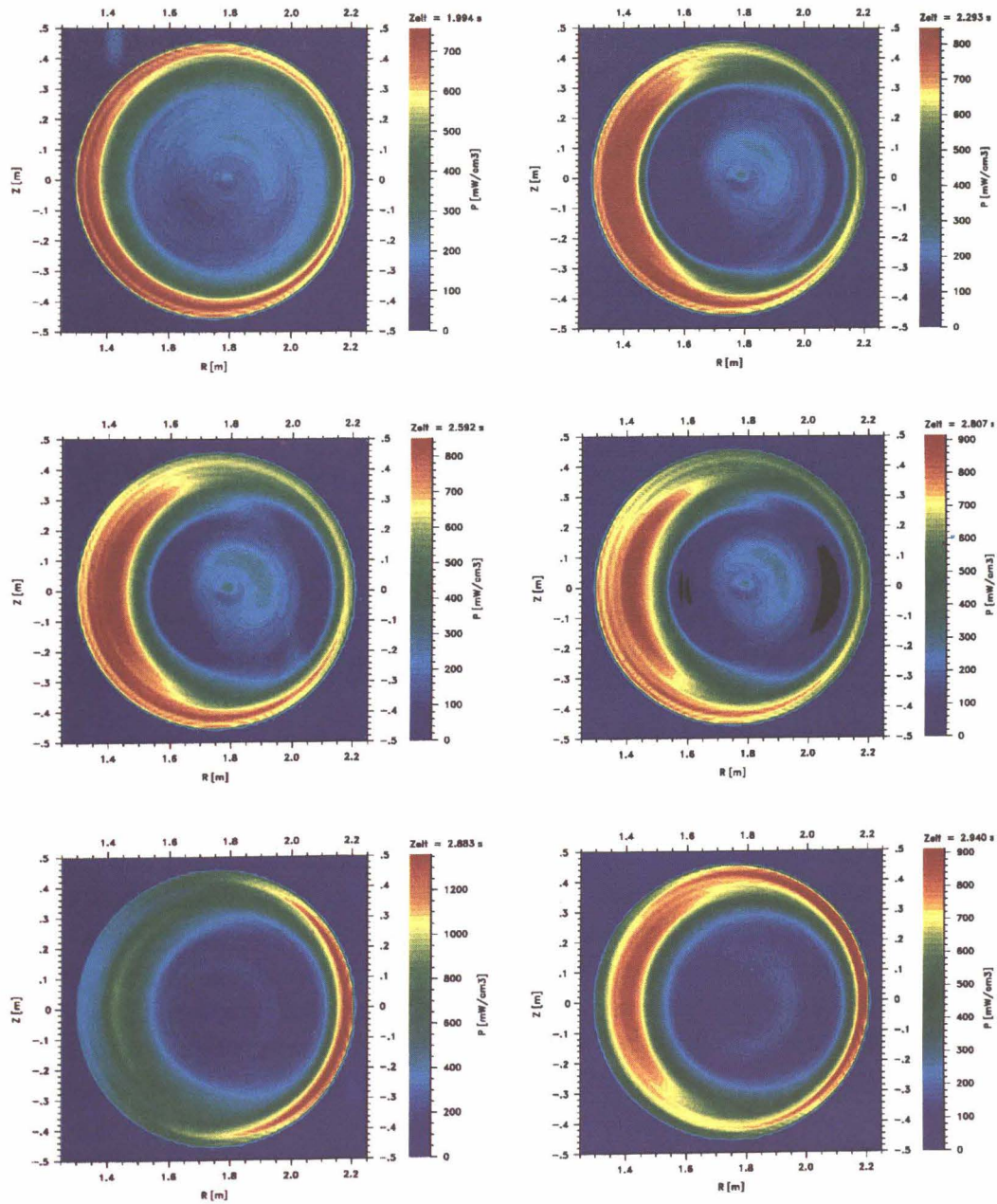


Abbildung 6.24: Entwicklung eines MARFES bei überhöhter Zufuhr von Neon, Zeit v.l.n.r., v.o.n.u.: $t = 1.99\text{s}$, 2.29s , 2.59s , 2.81s , 2.88s , 2.94s

Die Rekonstruktion zu den Zeitpunkten $t = 2.3s$, $2.6s$, $2.8s$ zeigt außer dem ausgeprägten Strahlungsmaximum des MARFEs eine Erhöhung der Strahlung im Zentrum. Das zusätzliche Auftreten von negativen Emissivitäten macht jedoch deutlich, daß es sich hier um Artefakte handeln muß. Eine Rekonstruktion der aus der Überlagerung der stark lokalisierten Quellen, ALT-II und MARFE, entstehenden $m = 3$ Struktur, ist, wie in Kapitel 5.2 schon erwähnt, nicht möglich. Die Emissivität im Zentrum für die Zeit $t = 2.3s$ bis $t = 2.8s$ ist ebenso, durch die Rekonstruktion bedingt, künstlich.

6.6 Toroidale Symmetrie

Als Annahme legten wir zu Beginn die toroidale Symmetrie zu Grunde. Experimentelle Studien über toroidale Asymmetrien in der Strahlungsbilanz hat es bislang nicht gegeben. Indirekt erlaubt jedoch die Messung von toroidalen Asymmetrien der Teilchenflüsse einen Schluß auf die Strahlungsasymmetrie. Dejustierungen der Limiter- und Divertorplatten können zu lokalen Überbeanspruchungen führen und die Verunreinigungsproduktion sowie das Recycling des Wasserstoffs beeinflussen. Die Messungen der Divertortemperaturen in ASDEX [60] und ASDEX-U [37] zeigen Abweichungen von $\pm 20\%$. An TEXTOR variieren die Temperaturen, gemessen mit Thermoelementen, zwischen den 8 Limiterblättern im Bereich von $\pm 15\%$ [5]. Da alle Messungen jedoch mit großen Fehlern behaftet sind, ist eine quantitative Aussage schwer möglich.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die Leistungsbilanz eines Fusionsplasmas und somit die Bestimmung der gesamten Strahlungsleistung als wesentliche Verlustleistung ist unentbehrlich bei der Suche nach Lösungen zur Energieabfuhr. Weiterhin ist zum physikalischen Verständnis des Teilchen- und Energietransports die lokale Leistungsbilanz und somit eine orts aufgelöste Messung der Strahlungsleistung unumgänglich. Bislang wurde das Strahlungsprofil aus den Daten einer Fächerprojektion gewonnen. Es wurde Zylindersymmetrie vorausgesetzt und eine einfache Abel inversion durchgeführt. Um mögliche Asymmetrien zu detektieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein System zur Ermittlung zweidimensionaler Strahlungsprofile entwickelt.

Die vorhandene Bolometriediagnostik wurde um zwei Kameras erweitert. Insgesamt stehen nun 3 Kameras mit 26 Kanälen für eine ortsauflösende Messung der Strahlungsleistung zur Verfügung. Wie die alten Detektoren handelt es sich bei den neuen um Metallschicht-Bolometer. Eine Goldfolie absorbiert die Strahlung wellenlängenintegriert. Der Hauptanteil der Plasmastrahlung liegt im VUV und wird durch den spektralen Bereich dieser Detektoren abgedeckt. Die resultierende Widerstandsänderung der Bolometer wird in einer Wheatstoneschen Meßbrücke gemessen. Durch die neuen Detektoren wird ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreicht und somit eine Zeitauflösung von 500 Hz ermöglicht. Die Zeitauflösung des gesamten Systems beträgt, determiniert durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der alten Diagnostik, 10-20ms.

Die Kalibrierung der Detektoren erfolgt absolut durch die Deposition einer bekannten elektrischen Heizleistung auf der Rückseite der Absorptionsfolie. Diese in-situ-Kalibrierung wird hinsichtlich der Kabelimpedanzen und Widerstandsflächen korrigiert. Geht man davon aus, daß ein abgelöstes Plasma 100% seiner Heizleistung in Strahlung konvertiert, dann ist die Kalibrierung auf 2% genau.

Es wurde ein Tomographieverfahren entwickelt, das mit einer geringen Anzahl unvoll-

ständiger Projektionsätze eine Rekonstruktion steiler Hohlprofile ermöglichen soll. Es basiert auf einer kreissymmetrischen Entwicklung in Besselfunktionen und Fourierreihen. Als Koordinatensystem wurde jedoch ein den Flußflächen angepaßtes System nicht konzentrischer Kreise verwandt. Um numerische Instabilitäten zu vermeiden, wird eine Regularisierung nach Phillips-Tikhonov durchgeführt. Die Wahl des Lagrange-Parameters erfolgt nach der Methode der Allgemeinen Kreuzkontrolle (GCV). Gegenüber anderen Verfahren ist dieses speziell dem uns gestellten Problem angepaßt, so daß Artefakte in der Rekonstruktion auf ein Minimum reduziert werden können.

Simulationen zeigten die Unempfindlichkeit der Inversion gegenüber gausschem Rauschen und geringen Abweichungen im Koordinatensystem. Die Rekonstruktion steiler Randprofile wurde durch Simulationen demonstriert. Es konnten keine Artefakte im Zentrum nachgewiesen werden. Die poloidale Auflösung ist auf die $m = 1$ Fourierkomponente begrenzt. Negative Emissivitäten treten nur in Extremfällen, die über das theoretische Auflösungsvermögen des Systems hinausgehen, auf. Die poloidale Position der Strahlungsprofile kann bis auf 20° genau bestimmt werden.

Die Gesamtstrahlung wird ohne Inversion ermittelt. Durch eine Transformation der Projektionsätze in die Vertikale wird eine Integration unter der Berücksichtigung horizontaler Asymmetrien möglich. Die Transformation ist dem der Rotationstomographie ähnlich. An einem abgelösten Plasma überprüft, liegt der Fehler bei diesem Integrationsverfahren bei lediglich $\pm 7\%$.

Es wurden die zweidimensionalen Profile ohmscher und zusätzlich geheizter Plasmen unter dem Einfluß intrinsischer sowie extrinsischer Verunreinigungen studiert. Die Strahlung bei ohmschen, NBI und ICR geheizten Plasmen wird im allgemeinen stark durch die geometrischen Randbedingungen geprägt. Das Maximum der Strahlung tritt am Limiter ALT-II auf und ist auf die Linienstrahlung der intrinsischen Verunreinigungen Kohlenstoff, Bor und Sauerstoff zurückzuführen. Die Strahlungsprofile sind hohl mit typischen Randschichtbreiten von $8 - 12\text{cm}$.

Bei ohmschen Entladungen wurde der Einfluß der Dichte und des Plasmastroms studiert. Aufgrund der ∇B Drift kommt es zu Gradienten der Verunreinigungsdichte auf den Flußflächen. Dieser neoklassische Transporteffekt führt zu Oben-Unten Asymmetrien. Experimentell konnten die theoretischen Abhängigkeiten von der Dichte und des Plasmastroms nachgewiesen werden. Die Dichte hat ebenfalls einen Einfluß auf die Freisetzungsmechanismen am Limiter. Hier scheint eine Vernachlässigung der Strahlung durch Molekülbanden und Ladungsaustausch nach den Messungen mit der Bolometrie nicht zulässig zu sein.

Bei Neutralteilcheninjektion mit NBI-1 kommt es bei niedrigen Dichten zu toroidalen Asymmetrien durch Ladungsaustauschneutrale. Daher ist eine Interpretation der Profile für Elektronendichten $< 1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bei NBI-1 geheizten Plasmen nicht zulässig. Die Analyse der Oben- Unten und Innen- Außen Asymmetrien bei NI-geheizten Plasmen ist schwieriger, so daß kein eindeutiges Ergebnis erzielt wurde. Bei den ICR geheizten Plasmen wurden lokale Emissivitäten im Zentrum des Plasmas rekonstruiert, für die noch keine klare Erklärung gegeben werden kann.

Zur Lösung des Problems der Energieabfuhr wurden an TEXTOR erfolgreiche Experimente mit einer strahlenden Randschicht durchgeführt. Das Ziel des Konzepts der Randschichtkühlung ist eine gleichmäßige Verteilung der Energie auf die erste Wand des Tokamaks. Erreicht wurde dies durch die Zufuhr zusätzlicher Verunreinigungen. Als bestes Element erwies sich das Edelgas Neon, dessen Konzentration im Plasma leicht geregelt werden kann. Die Experimente mit dem Edelgas Neon zeigten, daß es möglich ist bis zu 90% der eingespeisten Leistung durch Strahlung auszukoppeln. Der Strahlungslevel wird hierbei durch eine Regelung des Neonzuflusses konstant gehalten. Als wesentlicher Effekt wurde mit zunehmenden Strahlungslevel die poloidale Ausdehnung der strahlenden Randschicht detektiert. Bei einem Strahlungslevel von $\gamma_{rad} = 0.85$ ist der Strahlungsmantel nahezu homogen. Eine Zunahme der Strahlung aus dem Zentrum, die auf spitze Verunreinigungsprofile hinweisen würde, konnte nicht nachgewiesen werden. Die radiale auf Flußflächen gemittelte Verteilung wurde mit dem eindimensionalen Transportcode RITM verglichen. Im Randbereich ist die Übereinstimmung von Modellrechnung und Rekonstruktion der bolometrischen Messungen sehr gut. Die innere Kante der strahlenden Randschicht liegt in beiden Fällen bei ca. 36cm. Die Annahme, daß die Linienstrahlung der Beryllium und Lithium ähnlichen Ionen den größten Strahlungsbeitrag liefern und damit die Lage der strahlenden Randschicht determinieren, ist gerechtfertigt. Geringe Diskrepanzen im Zentrum erklären sich durch die Unsicherheiten in der Rekonstruktion sowie durch die mangelnde Kenntnis der Diffusionskoeffizienten im Transportmodell.

Bei überhöhter Neonzufuhr kommt es zur Ausbildung der bekannten Strahlungsinstabilität MARFE. Er kann mit der neuen erweiterten Diagnostik einwandfrei detektiert werden. Wenngleich die poloidale Position nicht durch die Rekonstruktion ermittelt werden kann, so wird sie doch durch die linienintegrierten Signale der neuen Detektoren mit hoher Zeitaufösung determiniert.

Sehr hinderlich für einen erfolgreichen Betrieb eines Fusionsplasmas sind Verunreinigungsakkumulationen, die als Folge eines zu hohen Teilcheneinschlusses auftreten können. Sie stellen auch ein limitierendes Hindernis für den Einsatz von Hoch-Z-Wandkomponenten dar. Das Auftreten dieser Akkumulationseffekte bei Hoch-Z-Experimenten sowie Co- und Counter Injektion von Neutralteilchen wurde detektiert. In Hoch-Z-Experimenten ist zusätz-

lich ein Versuch zur Bestimmung der Teilchendiffusionskoeffizienten gemacht worden. Eine Weiterentwicklung der Diagnostik könnte mit einer noch höheren Zeitauflösung zu besseren Resultaten in dieser Hinsicht führen.

Die durch die geometrischen Randbedingungen des Limiters geprägten Profile werden ausgezeichnet rekonstruiert. Vertikale und horizontale Asymmetrien werden ebenfalls ohne Fehler rekonstruiert. Bei zusätzlich auftretenden Randeffekten versagt das hier vorgestellte System. Experimentell wurde gezeigt, daß eine Auflösung von $m = 3$ Strukturen sinnvoll ist. Für eine Rekonstruktion von $m = 3$ benötigt man jedoch mit dem hier vorgestellten Tomographieprogramm, das auf einer kreissymmetrischen Entwicklung in orthogonale Funktionen basiert, 6 Kameras. Aus geometrischen Gründen ist der Anbau von 6 Kameras an TEXTOR nicht praktikabel. Durch eine Umkonstruktion der Kamera 1 wäre zumindest eine bessere Abdeckung der Niederfeldseite möglich. Mit Pixel-basierenden Methoden wie zum Beispiel der Maximum-Entropie-Methode [85, 34, 46] ließen sich dann stark lokalisierte Strahlungsquellen besser rekonstruieren. Jedoch muß bei manchen diesen Verfahren auf das Flußkoordinatensystem verzichtet werden. Ein Vergleich mit verschiedenen Rekonstruktionsverfahren (das hier vorgestellte mit z.B. MEM) sollte daher zu einem verbesserten Verständnis der physikalischen Zusammenhänge führen.

Anhang A

Ergänzung zur Kalibrierung

Der Einfluß der Kabelimpedanzen auf die Absolut-Kalibrierung der Detektoren wird hier ausführlich dargestellt. Allgemein berechnet sich die Spannung auf der Leitung $U(x, t)$ [84] zu:

$$U(x, t) = \frac{U_0}{1 + p} \left[e^{j\omega t - \gamma x} + p e^{j\omega t + \gamma x} \right] \quad (\text{A.1})$$

mit dem Reflektionsfaktor:

$$p = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (\text{A.2})$$

der Wellenimpedanz:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{j\omega C}} \quad (\text{A.3})$$

dem Fortpflanzungsfaktor:

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)j\omega C} \quad (\text{A.4})$$

die Abschlußimpedanz:

$$Z = \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} \quad (\text{A.5})$$

In Phasorschreibweise ergibt sich dann für eine Kabellänge L und der Generatorspannung U_{gen} die Spannung an der Brücke zu:

$$U_0 = \frac{2 \cdot U_{gen}}{(e^{\gamma L} + e^{-\gamma L}) + Z_0/Z (e^{\gamma L} - e^{-\gamma L})} \quad (\text{A.6})$$

Die Netzwerkberechnung der AC-Brücke liefert dann die Brückenspannung als Funktion der absorbierten Leistung P_{rad} . Da der Eingangswiderstand des Vorverstärkers sehr hoch ist, können hier die ohmschen und induktiven Komponenten der Leitung vernachlässigt werden. Es folgt das Ersatzschaltbild:

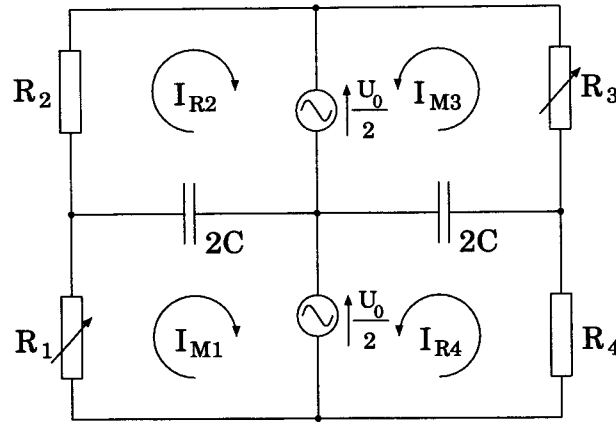


Abbildung A.1: Ersatzschaltbild für AC-Brücke

Die Lösung der vier Maschengleichungen aus dem Ersatzschaltbild:

$$I_{M1} = U_0 \left[\frac{1 + j\omega C \cdot R_2}{R_1 + R_2 + j\omega 2C \cdot R_1 R_2} \right] = U_0 \cdot G_{M1} \quad (\text{A.7})$$

$$I_{R2} = U_0 [j\omega 2C \cdot R_1 \cdot G_{M1} + G_{M1} - j\omega C] \quad (\text{A.8})$$

$$I_{M3} = U_0 \left[\frac{1 + j\omega C \cdot R_4}{R_3 + R_4 + j\omega 2C \cdot R_3 R_4} \right] = U_0 \cdot G_{M3} \quad (\text{A.9})$$

$$I_{R4} = U_0 [j\omega 2C \cdot R_3 \cdot G_{M3} + G_{M3} - j\omega C] \quad (\text{A.10})$$

Damit ergibt sich endgültig die Brückenspannung U_{br} zu:

$$U_{br} = U_0 \left[R_1 \frac{1 + j\omega C R_2}{R_1 + R_2 + j\omega 2C R_1 R_2} + R_3 \frac{1 + j\omega C R_4}{R_3 + R_4 + j\omega 2C R_3 R_4} - 1 \right] \quad (\text{A.11})$$

Für alle Widerstände werden die entsprechenden stationären Widerstandswerte bei Betriebstemperatur eingesetzt:

$$R(T) = R_0 + \alpha_{Au} R_0 \left(\Delta \hat{T} + \frac{\tau_c}{C} P_{rad} \right) \quad (\text{A.12})$$

Die Empfindlichkeit der AC-Brücke $S(\omega_0) = U_{br}(P_{rad})/P_{rad}$ wird für verschiedene Strahlungsleistungen berechnet. Es ergibt sich eine Verringerung der Empfindlichkeit von ca. 7% für $P_{rad} = 100mW$.

Anhang B

Mathematische Herleitungen

B.1 Filterfunktion

Die Rücktransformierte der Funktion $SM(P)$:

$$sm(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\infty}^{c+j\infty} e^{Pt} SM(P) dP \quad (\text{B.1})$$

mit der Filterfunktion:

$$SM(P) = \frac{A_0}{\prod_j (1 + a_j P + b_j P^2)} \quad (\text{B.2})$$

Die Rücktransformation mittels Residuen.

$$sm(t) = \sum_{i=1}^{10} \text{Res}[SM(P); P_{0i}] \quad (\text{B.3})$$

Ermittlung der Polstellen P_{0i} :

$$P_{0i} = \frac{a_j}{b_j} \pm \sqrt{\left(\frac{a_j}{2b_j}\right)^2 - \frac{1}{b_j}} = x_j \pm y_j \quad (\text{B.4})$$

Hier ist $j = INT(i/2)$. Es handelt sich für alle a_j und b_j um komplexe Polstellen. Somit ist $P_{02} = \overline{P_{01}}$, $P_{04} = \overline{P_{03}}$ usw. Da alle Polstellen erster Ordnung sind, gilt:

$$\text{Res}[F(P)/S(P); P_{0i}] = \lim_{P \rightarrow P_{0i}} \left(\frac{F(P)}{S'(P)} \right) \quad (\text{B.5})$$

somit folgt:

$$\text{Res}[e^{Pt} SM(P); P_{0i}] = \lim_{P \rightarrow P_{0i}} \frac{e^{Pt} A_0}{\left(\prod_j (1 + a_j P + b_j P^2) \right)'} \quad (\text{B.6})$$

$$= \frac{e^{P_{0i}t} A_0}{(2b_j P_{0i} + a_j) \prod_{k \neq j} (1 + a_k P_{0i} + b_k P_{0i}^2)} \quad (\text{B.7})$$

Somit ergibt sich für $sm(t)$

$$sm(t) = A_0 \sum_{j=1}^5 \frac{e^{P_{0j}t}}{(2b_j P_{0j} + a_j) \prod_{k \neq j} (1 + a_k P_{0j} + b_k P_{0j}^2)} + \frac{e^{\overline{P_{0j}}t}}{(2b_j \overline{P_{0j}} + a_j) \prod_{k \neq j} (1 + a_k \overline{P_{0j}} + b_k \overline{P_{0j}}^2)} \quad (\text{B.8})$$

Nach der Ausmultiplikation der Nenner und Separation in Real- und Imaginärteil schreibt sich die Gleichung mit Einführung von u und v zu:

$$sm(t) = A_0 \sum_{j=1}^5 \frac{e^{P_{0j}t}}{u_j + jv_j} + \frac{e^{\overline{P_{0j}}t}}{u_j - jv_j} \quad (\text{B.9})$$

Mit $P = (\sigma + j\omega)/\omega_g$ ergibt sich

$$sm(t, f_g) = A_0 \sum_j \frac{e^{\sigma_j t / \omega_g}}{u_j^2 + v_j^2} (2u_j \cos(\omega_j t / \omega_g) + 2v_j \sin(\omega_j t / \omega_g)) \quad (\text{B.10})$$

wobei $\omega_j = y_j$ und $\sigma_j = -a_j/b_j$

B.2 Regularisierungsmatrix

Ausgehend von Gleichung 5.26 setzen wir zur Separation der Variablen:

$$F_{ml}^*(\rho_s) = \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial J_m(\lambda_l \rho_s)}{\partial \rho_s} + \frac{\partial^2 J_m(\lambda_l \rho_s)}{\partial \rho_s^2} \quad (\text{B.11})$$

$$F_{ml}^{**}(\rho_s) = \frac{1}{\rho_s^2} J_m(\lambda_l \rho_s) \quad (\text{B.12})$$

Die Ableitungen der Besselfunktionen sind bis $m = 1$ in B.3 zu finden.

$$\begin{aligned} Q_{ml} &= M_{\perp} F_{ml}^*(\cos m\vartheta; \sin m\vartheta) - M_{\parallel} m^2 F_{ml}^{**}(\cos m\vartheta; \sin m\vartheta) \\ &= [M_{\perp} F_{ml}^* - M_{\parallel} m^2 F_{ml}^{**}] [\cos m\vartheta; \sin m\vartheta] \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

Anstatt der Entwicklungsparameter m und l schreiben wir k , wobei

$$\begin{aligned} l &= MOD(k/s) \\ m &= INT\left(\frac{k+s}{2s}\right) \end{aligned}$$

Hier ist s die Anzahl der radialen Entwicklungsfunktionen, und es folgt:

$$Q_k = D_k(\rho_s) \cdot C_k(\vartheta_s) \quad (\text{B.14})$$

Für die Lösung des Extremwertproblems $\nabla C = 0$ ist die folgende partielle Differentiation $\partial C / \partial a_k$ auszuführen.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial a_k} \iint \left[\sum_j Q_j a_j \right]^2 d\rho_s d\vartheta_s &= \iint \left[2 \sum_j Q_j a_j \cdot \sum_j Q_j \frac{\partial a_j}{\partial a_k} \right] d\rho_s d\vartheta_s \\
&= \iint 2 \sum_j Q_j a_j \cdot \sum_j Q_j \delta_{jk} d\rho_s d\vartheta_s \\
&= 2 \sum_j \left[\iint Q_j Q_k d\rho_s d\vartheta_s \right] a_j
\end{aligned} \tag{B.15}$$

Da die Variablen von Q in B.14 schon separiert sind, läßt sich dieser Ausdruck leicht integrieren, und man erhält die Regularisierungsmatrix Ω

$$\Omega_{jk} = \iint Q_j Q_k d\rho_s d\vartheta_s \tag{B.16}$$

Aufgrund der Orthogonalität der poloidalen Komponente C_k wird die Regularisierungsmatrix blocktridiagonal.

B.3 Ableitungen der Besselfunktionen

Nach [2] ergeben sich die Ableitungen der Besselfunktionen zu:

$$J'_0(z) = -J_1(z) \tag{B.17}$$

$$J'_1(z) = J_0(z) - \frac{1}{z} J_1(z) \tag{B.18}$$

$$J''_1(z) = \left(\frac{2}{z^2} - 1 \right) J_1(z) - \frac{1}{z} J_0(z) \tag{B.19}$$

Literaturverzeichnis

- [1] OSRAM-Quecksilberdampf-Höchstdrucklampen, 1976.
- [2] M. Abramowitz and I.A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, Inc., New York, 1972.
- [3] G. Bekefi. *Radiation Processes in Plasmas*. John Wiley & Sons, New York, 1966.
- [4] M. Bessenrodt-Weberpals. Analyse und Optimierung des Randschichtplasmas ohmscher Tokamakentladungen. Habilitation, 1990.
- [5] J.A. Boedo. private Mitteilung.
- [6] S.I. Braginskij. Transport processes in a plasma. *Reviews of Plasma Physics*, 1:205–311, 1965.
- [7] C. Breton, C. de Michelis, and M. Mattioli. Ionisation equilibrium and radiative cooling of a high temperature plasma. *J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer*, 19:367–379, 1978.
- [8] R. Büchse. *Tomographische Untersuchung interner Disruptionen an den Tokamaks ASDEX und TFTR*. PhD thesis, IPP III/175, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1991.
- [9] H.A. Claaßen and H. Gerhauser. Introduction to plasma edge physics. In *First Carolus Magnus Summer School on Plasma Physics*. Transactions of fusion technology, 1994.
- [10] H.A. Claaßen, H. Gerhauser, and B. Mohamed. 2D model calculations of carbon density and radiation profiles within the minor cross-section of TEXTOR. Technical report, Jül-3058, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1995.
- [11] H. Conrads. TEXTOR. In *10th. Symposium of Fusion Technology*. Pergamon Press, 1978.

- [12] A.M. Cormack. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications. *J.Appl.Phys.*, 34(9):2722, September 1963.
- [13] A.M. Cormack. Representation of a function by its line integrals, with some radiological applications II. *J.Appl.Phys.*, 35(10):2908, October 1964.
- [14] P. Craven and G. Wahba. Smoothing of noisy data with spline functions. *Numer. Math.*, 31:377–403, 1979.
- [15] S.R. Deans. *The Radon Transform and some of its Applications*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1983.
- [16] W. Eckstein and H. Verbeek. Data on light ion reflection. Technical report, IPP 9/32, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1979.
- [17] W. Feneberg. Neoclassical impurity transport in the presence of toroidal and poloidal rotation. *Nuclear Fusion*, 29:1117–1124, 1989.
- [18] W. Feneberg, K.F. Mast, N. Gottardi, and P. Martin. Neoclassical impurity transport and observations of poloidal asymmetries in JET. Technical report, JET-R(86)07, JET Joint Undertaking, Abington, UK, 1986.
- [19] K.H. Finken, J.G. Watkins, R.T. McGrath, K.H. Dippel, D.M. Goebel, and W.J. Corbett. Thermographic and power deposition measurements on ALT-II blades. *J. Nucl. Mater.*, 162-164:655–660, 1989.
- [20] G. Fußmann. Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Habilitation, 1992.
- [21] G. Fußmann, J.V. Hofmann, G. Janeschitz, W. Pöffel, and K.H. Schartner. Spectral analysis of a tokamak plasma in the VUV-range. In *Physical Processes in Hot Cosmic Plasmas*, pages 29–37. Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [22] G. Fußmann et al. Impurity accumulation in plasma regimes with high energy confinement. *J. Nucl. Mater.*, 162-164:14–23, 1989.
- [23] G. Fuchs, A. Cosler, W. Reuss, and G. Waidmann. Die kompensierte magnetische Schleife zur Messung des Plasmadruckes an TEXTOR. Technical report, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1984.
- [24] G. Fuchs, Y. Miura, and M. Mori. Soft x-ray tomography on tokamaks using flux coordinates. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 36:307–316, 1994.

- [25] G. Fuchs, V. Pickalov, and N. Preobrazhenski. Single projection tomography in plasma physics. Technical report, Jül-3014, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1995.
- [26] O. Gehre et al. Improved confinement with counter neutral injection into ASDEX. *Phys. Rev. Letters.*, 60:1502–1505, 1988.
- [27] P. Gilliard. Etude des Impuretes dans le Plasma du Tokamak TEXTOR par la Bolometrie, 1989.
- [28] S. von Goeler, W. Stodiek, and N. Sauthoff. Studies of internal disruptions and $m=1$ oscillations in tokamak discharges with soft x-ray techniques. *Phys.Rev.Lett.*, 33:1201, 1974.
- [29] S. von Goeler, W. Stodiek, and N. Sauthoff. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:1939, 1986.
- [30] G.H. Golub, M. Heath, and G. Wahba. Generalized cross validation as a method for choosing a good ridge parameter. *Technometrics*, 21:215–224, 1979.
- [31] R. Gorenflo. Numerische Methoden zur Lösung einer Abelschen Integralgleichung. Technical report, IPP 6/19, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1964.
- [32] N. Gottardi, H. Krause, and K.F. Mast. Limits in evaluating energy loss profiles from bolometric measurements at JET. In *Controlled Fusion and Plasma Physics*. EPS, 1985.
- [33] H.R. Griem. Principles of Plasma Spectroscopy. to be published.
- [34] S.F. Gull. Developments in maximum entropy data analysis. In *Maximum Entropy and Bayesian Methods*, pages 53–71, 1989.
- [35] R. Hartmann, H. Egle, and A. Krah. Entwicklung eines hochempfindlichen Bolometer-Detektors für den Infrarotbereich. Technical report, BMFT - FB W 79-33, Batelle-Institut e.V., Frankfurt am Main, 1979.
- [36] G.T. Herman. *Image Reconstruction from Projections*. Academic Press, Inc., Orlando, 1980.
- [37] A. Herrmann et al. Energy flux to the ASDEX-Upgrade divertor plates determined by thermography and calorimetry. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 37:17–29, 1995.
- [38] J.D. Hey. Optical spectroscopy of tokamak plasmas. In *First Carolus Magnus Summer School on Plasma Physics*. Transactions of fusion technology, 1994.

- [39] N. Iwama, H. Yoshida, H. Takimoto, Y. Shen, and S. Takamura. Phillips-Tikhonov regularization of plasma image reconstruction with the generalized cross validation. *Appl.Phys.Lett.*, 54:502–504, 1989.
- [40] A. Kallenbach et al. H-mode discharges with feedback-controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak. Technical report, IPP 1/284, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1995.
- [41] R. Koch. private Mitteilung.
- [42] M.A. Kovanen, W.G.F. Core, and T. Hellsten. Finite orbit effects in ICRF heated tokamak plasmas. Technical report, JET-P(90)68, JET Joint Undertaking, Abington, UK, 1990.
- [43] A. Krämer-Flecken. private Mitteilung.
- [44] A. Krämer-Flecken, M.Z. Tokar, G. Waidmann, and G.H. Wolf. Asymmetry of radial heat pulse propagation at TEXTOR. In *Controlled Fusion and Plasma Physics*. EPS, 1992.
- [45] R.M. Lewitt and R.H.T. Bates. Image reconstruction from projections. *Optik*, 50:19–33,85–109,189–204, 1978.
- [46] W. von der Linden, K. Ertl, and V. Dose. Maximum-entropy reconstruction of local emissivity profiles from soft x-ray chord-measurements. In *Contributions to high-temperature plasma physics*. Akademie Verlag GmbH, Berlin, 1994.
- [47] B. Lipschultz. Review of MARFE phenomena in tokamaks. *J. Nucl. Mater.*, 145-147:15–25, 1987.
- [48] K.F. Mast, J.C. Vallet, C. Andelfinger, P. Betzler, H. Krause, and G. Schramm. A low noise highly integrated bolometer array for absolute measurement of VUV and soft x radiation. *Rev.Sci.Instrum.*, 62(3):744, March 1991.
- [49] K.F. Mast and H. Würz. A fast numerical algorithm for thermographic diagnostics. Technical report, IPP 1/247, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1989.
- [50] K. Miyamoto. *Plasma Physics for Nuclear Fusion*. MIT Press, Cambridge, 1976.
- [51] E.R. Müller. Design study of bolometric scan diagnostics for JET. Technical report, IPP III/56, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1980.
- [52] E.R. Müller and F. Mast. A new metal resistor bolometer for measuring vacuum ultraviolet and soft x radiation. *J.Appl.Phys.*, 55(7):2635, April 1984.

- [53] E.R. Müller, G. Weber, F. Mast, G. Schramm, E. Buchelt, and C. Andelfinger. Design of a four-channel bolometer module for ASDEX Upgrade and Tore Supra. Technical report, IPP 1/224, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1985.
- [54] A. Murari, K.F. Mast, L. D'Ambra, P.T. Lang, L. Marelli, and P. Martin. Multicord calibrated bolometer array for the RFX experiment. *Rev.Sci.Instrum.*, 66(1):665, January 1995.
- [55] Y. Nagayama. Tomography of $m=1$ mode structure in tokamak plasma using least-square-fitting method and fourier-bessel expansions. *J.Appl.Phys.*, 62(7):2702, October 1987.
- [56] Y. Nagayama and A.W. Edwards. Rotational soft x-ray tomography of noncircular tokamak plasmas. *Rev.Sci.Instrum.*, 63(10), October 1992.
- [57] F. Natterer. *The Mathematics of Computerized Tomography*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1986.
- [58] R. Neu et al. Behaviour of laser ablated impurities in ASDEX Upgrade discharges. In *Controlled Fusion and Plasma Physics*. EPS, 1995.
- [59] J. Neuhauser, W. Schneider, and R. Wunderlich. Thermal instabilities and poloidal asymmetries in the tokamak edge plasma. *Nucl. Fusion*, 26(12):1679–1692, 1986.
- [60] J. Neuhauser et al. Tokamak edge modeling and comparison with experiment in ASDEX. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 31:1551–1568, 1989.
- [61] M.A. Ochando. Bolometry. In *Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments*, 1991.
- [62] G. van Oost et al. Auxiliary heating experiments with a tungsten test limiter in TEXTOR. In *Controlled Fusion and Plasma Physics*. EPS, 1995.
- [63] T.M. Peters. Resolution improvement to C.T. systems using aperture function correction. In *Mathematical Aspects of Computerized Tomography*, pages 241–251, 1981.
- [64] R.A. Phaneuf, R.K. Janev, and M.S. Pindzola. Collisions of carbon and oxygen ions with electrons, H, H₂ and He. Technical report, ORNL-6090/V5, Oak Ridge National Laboratory, 1987.
- [65] V. Philipps et al. Light impurity production in tokamaks. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 31:1685–1698, 1989.

- [66] V. Philipps et al. Studies of high-Z wall components in TEXTOR 94: local impurity release and its impact on the plasma core. In *Controlled Fusion and Plasma Physics*. EPS, 1995.
- [67] B.L. Phillips. A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind. *J. ACM*, 9:84–97, 1962.
- [68] W. Pöffel. Radiometrische Messungen im spektralen Bereich des Vakuum-Ultraviolett zur Diagnostik von Fusions- und EZR-Plasmen. Technical report, IPP III/173, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1991.
- [69] A. Pospieczyk et al. Impurity sources in TEXTOR. *J. Nucl. Mater.*, 145:574–579, 1987.
- [70] D.E. Post et al. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20:397–439, 1977.
- [71] N.G. Preobrazhenski and V.V. Pickalov. Unstable problems of plasma diagnostics. Technical report, Nauka, Novosibirsk, 1982. (in russisch).
- [72] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [73] J. Radon. Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten. *Berichte über die Verhandlungen der Sächsischen Akademie der Wissenschaften zu Leipzig*, 69:262, April 1917.
- [74] K.A. Razumova. private Mitteilung.
- [75] A.C. Riviere. Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. *Nuclear Fusion*, 11:363, 1971.
- [76] D.E. Roberts. Total impurity radiation power losses from steady-state tokamak plasmas. *Nuclear Fusion*, 26(2):215–231, 1981.
- [77] U. Samm. private Mitteilung.
- [78] U. Samm. Radiation cooling experiments and reactor applications. In *First Carolus Magnus Summer School on Plasma Physics*. Transactions of fusion technology, 1994.
- [79] U. Samm et al. Properties of „detached“-plasmas. Technical report, Jül-2123, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1980.
- [80] U. Samm et al. Plasma edge cooling by impurity radiation in a tokamak. In *14th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuc. Fusion*. IAEA, 1992.

- [81] J. Schlüter. Spektroskopie am TEXTOR-Plasma im Bereich der weichen Röntgenstrahlung. Technical report, KFA-IPP-IB-03/93, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1993.
- [82] P.E. Scott. Bolometry. In *Diagnostics for Fusion Reactor Conditions*, 1982.
- [83] H.J. Scudder. Introduction to computer aided tomography. *Proceedings of the IEEE*, 66:628–637, 1978.
- [84] K. Simonyi. *Theoretische Elektrotechnik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1980.
- [85] J. Skilling and R.K. Bryan. Maximum entropy image reconstruction: general algorithm. *Mon.Not.R.astr.Soc.*, 211:111–124, 1984.
- [86] H. Soltwisch. Messung der internen Magnetfeld-Struktur von Tokamak-Plasmen. Habilitation, 1990.
- [87] P.C. Stangeby and G.M. McCracken. Plasma boundary phenomena in tokamaks. *Nucl.Fusion*, 30:1225–1375, 1990.
- [88] D.D.R. Summers, R.D. Gill, and P.E. Scott. A neutral-particle analyser for plasma diagnostics. *J. Phys. E.*, 11:1183–1190, 1978.
- [89] H.F. Tammen. *The Ion Velocity Distribution of Tokamak Plasmas: Rutherford Scattering at TEXTOR*. PhD thesis, Universiteit Utrecht, 1995.
- [90] G. Telesca. private Mitteilung.
- [91] G. Telesca et al. Study of plasma contamination during ICRF heating under boronized wall conditions in TEXTOR. *Nuclear Fusion*, 34:625–639, 1994.
- [92] J.L. Terry, E.S. Marmor, K.I. Chen, and H.W. Moos. Observation of poloidal asymmetry in impurity-ion emission due to ∇B drifts. *Phys.Rev.Letters*, 39:1615–1618, 1977.
- [93] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiter Schaltungstechnik*. Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [94] A. Tikhonov and V. Arsenin. *Solutions of Ill-Posed Problems*. V.H. Winston & Sons, Washington, D.C., 1977.
- [95] M.Z. Tokar. One dimensional model of a tokamak edge plasma under conditions of strong impurity radiation. Technical report, Jül-2588, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich, 1992.

- [96] M.Z. Tokar. Effect of radial partial transport on radiation from light impurities. *Nuclear Fusion*, 34:853–861, 1994.
- [97] M.Z. Tokar. Modelling of detachment in a limiter tokamak as a nonlinear phenomenon caused by impurity radiation. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 36:1819–1843, 1994.
- [98] F.G. Tricomi. *Vorlesungen über Orthogonalreihen*. Springer Verlag, Berlin, 1955.
- [99] V.F. Turchin, V.P. Koslov, and M.S. Malkevich. The use of mathematical-statistics methods in the solution of incorrectly posed problems. *Soviet Physics Uspekhi*, 13:681–702, 1971.
- [100] B. Unterberg. *Strahlungskühlung durch Verunreinigungen in der Plasmarandschicht des Tokamaks TEXTOR - vergleichende Untersuchungen zur Injektion von Neon und Silizium*. PhD thesis, Jül-3036, Ruhr- Universität, Bochum, 1995.
- [101] Wm.J. Veigele. Photon cross sections from 0.1KeV to 1MeV for elements $Z = 1$ to $Z = 94$. *Atomic Data*, 5(1), 1973.
- [102] G. Wahba. Practical approximate solutions to linear operator equations when the data are noisy. *SIAM J. Numer. Anal.*, 14:651–667, 1977.
- [103] G. Waidmann et al. Electron cyclotron emission and electron cyclotron resonance heating. In *Proc. 7th Int. Workshop Hefei, China, 1989*. IAEA, 1990.
- [104] L. Wang and R.S. Granetz. An analytical expression for the Radon transform of Bessel basis function in tomography. *Rev.Sci.Instrum.*, 62(4), April 1991.
- [105] J.H. Weaver, C. Krafska, D.W. Lynch, and E.E. Koch. Optical properties of metals. *Physik Daten*, 18(2), 1981.
- [106] J. Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press, New York, 1987.
- [107] J. Winter. Wall conditioning of fusion devices by reactive plasmas. *J.Nucl.Mat.*, 161:265, 1989.

Danksagung

In erster Linie danke ich Herrn Prof. Dr. H. Conrads, der als Initiator und Korreferent mit väterlicher Fürsorge zum wesentlichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Herrn Prof. Dr. G. Wolf, Direktor des Instituts für Plasmaphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH, danke ich für sein großes Interesse an der Thematik und der Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit, welche durch Herrn Prof. Dr. J. Engemann ingenieurwissenschaftlich geleitet wurde.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Fuchs für die stetige Betreuung und unermüdliche Diskussionsbereitschaft zu physikalischen und mathematischen Problemstellungen, sowie den Mitarbeitern der TEXTOR-Diagnostikgruppe unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Soltwisch.

Nicht zu unterschätzen, und deshalb hervorzuheben, ist die Unterstützung durch Herrn Dr. K.F. Mast vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, der mit seiner langjährigen Erfahrung auf dem Gebiet der Bolometrie mir die Einarbeitung erleichterte.

Bedankenswert ist der tatkräftige Beistand in allen technischen Angelegenheiten durch Herrn R. Lemmens.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Herren Dr. A. Balandin und Dr. A. Bulychev, die mir mit ihren fundamentalen Kenntnissen auf dem Gebiet der Tomographie so manche Anregung gaben.

Für die ausgezeichnete Konstruktion und Fertigung der Bolometerkameras gehört mein Dank den Herren E. Kemmereit, A. Cosler und A. Charl. Erwähnt sein soll an dieser Stelle auch die hervorragende Arbeit der Datenverarbeitungsgruppe unter der Leitung von Herrn Dr. M. Korten, deren normalerweise undankbare Arbeit zu selten honoriert wird. Aber auch die freundschaftliche Zusammenarbeit mit den Herren Dr. G. Telesca, Dr. J. Boedo und Dr. A. Krämer-Flecken bedarf einer besonderen Würdigung.

Ferner bedanke ich mich bei allen anderen Mitarbeitern des TEXTOR-Teams, die zum Erfolg der Arbeit beigetragen haben, sowie bei Frau C. Klamandt für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Jül-3172

Januar 1996

ISSN 0944-2952