

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Garching bei München

Randschichtreflektometrie hochfrequenz-
geheizter Plasmen an ASDEX

(Edge Density X-mode Reflectometry of
RF-heated Plasmas on ASDEX)

Richard Schubert

IPP 4/249

Sept 1991

Abstract on p. 136

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität
München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation

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

Inhaltsverzeichnis

1.	<u>Einleitung</u>	1
2.	<u>Prinzip der phasenempfindlichen Mikrowellenreflektometrie</u>	5
	2.1. Wellenausbreitung im Plasma	5
	2.2. Anwendung für den Fall der Plasmadichtemessung am Tokamak	10
	2.3. Rückrechnung des Elektronendichteprofiles aus der Phasenmessung	16
3.	<u>Labor- und Eichmessungen</u>	25
	3.1. Ziel der Labor- und Eichmessungen	25
	3.2. Labormessungen an einer Einantennenkonfiguration	25
	3.2.1. Theoretische Überlegungen	25
	3.2.2. Test der Mikrowellenschaltung	29
	3.2.3. Reflektometermessung bei Reflexion an einem Metallspiegel	31
	3.3. Eichmessungen am endgültigen Aufbau an ASDEX	36
4.	<u>Aufbau an ASDEX</u>	38
	4.1. Schema des gesamten Reflektometers	38
	4.2. Mikrowellengenerator	40
	4.3. Mikrowellenantennen	42
	4.3.1. Im Faradayschirm der ICRH-Antenne	42
	4.3.2. Neben der LH-Grillantenne	42
	4.4. Detektoren	44
	4.5. Verstärker	44
	4.6. Mikrowellenleitungen vom Generator zu den Antennen	45
	4.7. Mikrowellenfenster	45
	4.8. Datenaufnahme- und Verarbeitung	46
5.	<u>Der Einfluß der Elektronendichtefluktuationen auf die Elektronendichteprofilmessung durch Reflektometrie</u>	47
	5.1. Modulation der reflektierten Welle in Phase und Intensität	47
	5.1.1. Experimentelle Beobachtungen	47
	5.1.2. Theoretische Überlegungen	52
	5.2. Messung des Elektronendichteprofiles am fluktuierenden Plasma	56
	5.2.1. Experimentelle Erfordernisse, damit die Interferenzstreifen nicht durch die Fluktuationen verwischt werden	56
	5.2.2. Auswertung der Daten	66
	5.2.3. Aussagen über Fluktuationen	70
6.	<u>Überprüfung der Meßergebnisse und Fehlerbetrachtung</u>	72
	6.1. Vergleich von reflektometrisch gemessenen Dichteprofilen bei verschiedenen Plasmaparametern	72
	6.2. Vergleich mit anderen Diagnostiken	74
	6.2.1. Vergleich mit den Ergebnissen des Thomsonstreusystems	74
	6.2.2. Vergleich mit der Li-Strahl-Diagnostik	75
	6.2.3. Vergleich mit dem 4-Kanal-HCN-Interferometer	75

6.3.	Mögliche Fehler durch Unzulänglichkeiten der Modellannahmen	76
6.3.1.	Mögliche Fehler durch Phasenmittelung aus mehreren Sweeps	76
6.3.2.	Eindeutigkeit und Invertierbarkeit von Φ_p in Anwesenheit starker Fluktuationen	78
6.4.	Abschätzung des systematischen Fehlers	80
6.4.1.	Fehler in der Magnetfeldbestimmung	82
6.4.2.	Fehler in der Frequenzmessung	85
6.4.3.	Fehler in der Bestimmung der Phasenverschiebung $\Phi_p(f)$	86
6.4.4.	Unsicherheit im Ort der ersten Reflexion	90
6.5.	Abschätzung des Gesamtfehlers	93
6.5.1.	Systematischer Fehler	93
6.5.2.	Statistischer Fehler	94
<u>7.</u>	<u>Meßergebnisse in Zusammenhang mit Hochfrequenzplasmaheizung</u>	<u>96</u>
7.1.	Meßergebnisse in Verbindung mit Ionenzyklotronresonanzheizung (ICRH)	96
7.1.1.	Plasmaheizung im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz	96
7.1.2.	Offene Fragen bei ICRH am Plasmarand	96
7.1.3.	Gemessene Dichteprofile bei ICRH	98
7.2.	Meßergebnisse in Verbindung mit Lower Hybrid (LH) Experimenten	101
7.2.1.	Physikalische Grundlagen	101
7.2.2.	Experimentelle Überprüfung der Kopplungstheorie	104
7.2.3.	Gemessene Beeinflussung des Randplasmas durch die LH	107
	7.2.3.1. Selbstkonsistente Aufrechterhaltung guter Koppelbedingungen durch die LH	107
	7.2.3.2. Dichteprofiländerungen bei LH und konstanter Plasmalage	110
	7.2.3.3. Turbulenzen beim LH-Grill	115
7.2.4.	Zusammenfassung der Messungen mit LH	117
<u>8.</u>	<u>Zusammenfassung</u>	<u>119</u>
<u>9.</u>	<u>Ausblick</u>	<u>121</u>
<u>10.</u>	<u>Anhang</u>	<u>124</u>
	10.1. Tabelle der verwendeten Formelzeichen	124
	10.2. Tabelle der wichtigsten Abkürzungen und häufig benützter Fachausdrücke	129
<u>11.</u>	<u>Literatur</u>	<u>130</u>

1. Einleitung

Weltweit werden in einer Reihe von Labors die Möglichkeiten der wirtschaftlichen Nutzung der Energiefreisetzung bei der Verschmelzung von Wasserstoff (bzw. dessen Isotopen) zu Helium untersucht. Um ein sogenanntes thermonukleares Brennen aufrechtzuerhalten, muß der Energieverlust aus dem Reaktionsgemisch durch die Energie der Heliumkerne die aus der Fusionsreaktion hervorgehen, kompensiert werden. In Zahlen ausgedrückt heißt das: Für das Fusionsprodukt muß gelten: $n\tau_E T > 5 \cdot 10^{21} \text{ keV s m}^{-3}$ (n : zentrale Teilchenkonzentration, τ_E : Energieeinschlußzeit, T : zentrale Temperatur). Zum Erreichen dieser Zündbedingung bietet der magnetische Einschluß, und hier besonders das Tokamak-Prinzip die derzeit besten Aussichten auf Erfolg (Abb.1).

Durch ein toroidales Magnetfeld (typisch einige Tesla) werden die Reaktionspartner, die aufgrund der hohen Temperaturen im Plasmazustand vorliegen, auf Gyrationbahnen entlang der Feldlinien, und somit ohne Kontakt mit materiellen Wänden, eingeschlossen. Eine Gleichgewichtskonfiguration kann aber nur durch eine Verdrillung der Magnetfeldlinien, beim Tokamak hervorgerufen durch einen toroidalen Strom im Plasma, erreicht werden. Dieser Strom wird i. allg. durch einen Transformator erzeugt, dessen Sekundärwindung das Plasma selbst ist.

Zum Aufheizen des Plasmas auf Temperaturen im Bereich von 100 Millionen Grad hat sich das Einstrahlen von elektromagnetischen Wellen als sehr erfolgreich erwiesen. Für die praktische Anwendung kommen besonders drei Frequenzbereiche in Frage: ECRH \approx 100 GHz und darüber, LH \approx einige GHz und ICRH \approx 50 - 100 MHz. In diesen Frequenzbereichen ist jeweils eine Heizung des Plasmas durch resonante Wechselwirkung der Teilchen mit der Welle möglich. Im Falle der LH und der ICRH ist aber zu beachten, daß der Brechungsindex im Plasmarandbereich niedriger Elektronendichte rein imaginär und eine direkte Wellenausbreitung also nicht möglich ist. Dieser Bereich muß von der Welle auf ihrem Weg ins Plasmazentrum "durchtunnelt" werden. Somit ist für ein Verständnis der Einkopplung dieser beiden Wellentypen eine genaue Kenntnis der Elektronendichte am Rand nötig. Darüber hinaus ist aber auch die Randdichte und deren Kontrolle für die Plasmastabilität, Plasma-Wand-Wechselwirkung und Verunreinigungsproduktion sowie Energie- und Teilchenabfuhr in bestimmte Pumpkammern (Divertoren) von entscheidender Bedeutung.

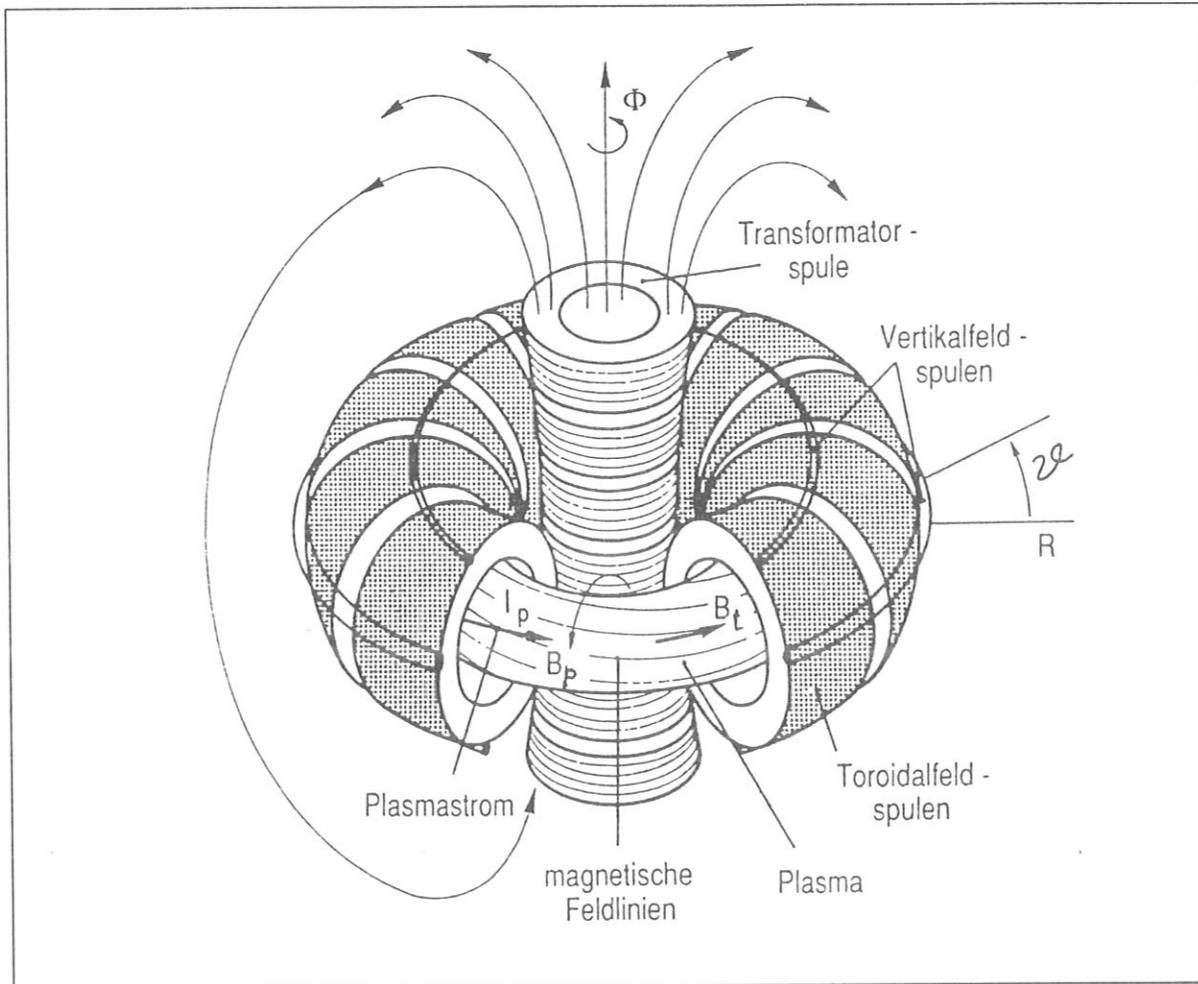


Abb.1 Das Tokamak-Prinzip: B_t ist das toroidale Feld der großen Hauptfeldspulen, B_p das poloidale Feld des Plasmastroms I_p , der im Plasma induziert wird. B_t und B_p erzeugen helikal verschraubte Feldlinien. Die toroidalen Vertikalfeldspulen dienen zur Lagestabilisierung des Plasmas. Die ASDEX-Parameter sind: großer Torusradius $R_0 = 1,65$ m, Plasmaradius $a = 0,4$ m, Plasmastrom $I_p \leq 500$ kA, Toroidalfeld $B_t \leq 2,8$ T. (aus [19])

Seit langem werden zur Messung der Elektronendichte an Fusionsexperimenten Interferometrie (s. z.B. [16]) und Laserstreuung (s. z.B. [47]) eingesetzt. Für Untersuchungen am Rand verwendet man auch Langmuirsonden (s. z.B. [23], [60]), eines der ersten Meßverfahren zur Elektronendichtemessung, und die sog. Lithiumstrahldiagnostik [30], ein Verfahren, bei dem das Licht der Li[2p-2s] Resonanzlinie von Lithiumatomen, die von außen in das Plasma eingeschossen werden, ausgenützt wird. All diese Verfahren eignen sich aber praktisch nicht für die Dichtemessung am äußersten Plasmarand in unmittelbarer Nähe von Heizantennen:

Die Interferometrie erlaubt keine lokale Messung. Alle Streusysteme haben im Bereich niedriger Dichten wegen der geringen Streuintensitäten sehr große Meßfehler. Das gleiche gilt auch für das Li-System, das vom prinzipiellen Aufbau einem Streusystem sehr ähnlich ist. Langmuirsonden können aufgrund der hohen thermischen Belastung sowie der Störung des Plasmas durch die materielle Sonde nur außerhalb des Plasmaeinschlußbereiches eingesetzt werden. Darüber hinaus wird die Funktion der Sonde durch die hohen elektromagnetischen Felder bei HF-Plasmaheizung wesentlich gestört. Seit längerem wird daher die Möglichkeit der Elektronendichtemessung mit Hilfe von Mikrowellen, die bei einer bestimmten Plasmadichte (cut-off Dichte) reflektiert werden, theoretisch und experimentell untersucht. Das Verfahren, das man treffend mit "Reflexionsinterferometrie" umschreiben könnte, wird kurz Reflektometrie genannt.

In [4] wird der Elektronendichteabfall in einem Laborplasma mit Hilfe von mehreren Festfrequenzen verfolgt. [27] berichtet vom Modellaufbau eines Reflektometers, bei dem zum ersten Mal ein schmalbandiger Frequenzsweep eingesetzt wurde. Nach längerer Pause folgen dann Vorschläge für die Verwendung eines breitbandigen Frequenzsweeps zur Vermessung von Elektronendichteprofilen in fusionsrelevanten Plasmen [11], [13]. Angeregt durch das zunehmende Interesse an exakten, ortsaufgelösten Dichtemessungen auf der einen Seite und die Verfügbarkeit von leistungsstarken, breitbandigen Mikrowellengeneratoren (BWO) auf der anderen Seite, folgt an mehreren Fusionsexperimenten die Entwicklung von breitbandigen Reflektometern (TFR: [54], [55]; Petula: [5], [6]; Tore Supra: [31], [32]; TJ-1: [3]; DIII-D: [14], [22]; ASDEX: [28]). Es werden auch Festfrequenzsysteme, bzw. Systeme mit schmalbandigem Sweep eingesetzt, die sich aber im wesentlichen nur zur Untersuchung von Elektronendichtefluktuationen eignen (JET: [20], [43]; T-10:[65]; W-VII-AS: [51]). Eine kritische Analyse all dieser Arbeiten legt den Schluß nahe, daß das Haupthindernis bei der Verwendung von Reflektometrie als Standarddiagnostik zur Messung von Elektronendichteprofilen in den bis jetzt zu wenig beachteten Störungen durch Fluktuationen zu sehen ist.

In der vorliegenden Arbeit wird das Prinzip des breitbandigen Reflektometers auf den äußersten Plasmarand ($n \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bis $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) ausgedehnt, was nur bei Verwendung der außerordentlichen Welle (**E_⊥B**) möglich ist. Durch eine sorgfältige Analyse der Störung der Profilmessung durch Elektronendichtefluktuationen und durch eine Absoluteichung der Messung an der ersten Reflexion, die unmittelbar vor den Mikrowellenantennen auftritt, konnte die

Grundlage für eine routinemäßige Anwendung des Meßverfahrens gelegt werden. Zur Berechnung des Elektronendichteprofiles aus der Phaseninformation wird ein neu entwickelter, schnell konvergenter und numerisch stabiler Algorithmus vorgestellt. Als besonders interessantes physikalisches Ergebnis ist die experimentelle Bestätigung der Kopplungstheorie für die Lower Hybrid Wellen an ASDEX zu nennen.

Nach einer Darlegung des Meßprinzips in Kap.2. und der Wiedergabe von Labormessungen in Kap.3. folgt eine Beschreibung des endgültigen Meßaufbaus an ASDEX (Kap.4.). In Kap.5. wird detailliert auf die Störung der Messung durch Elektronendichtefluktuationen eingegangen. Anschließend werden die experimentellen Erfordernisse für eine ungestörte Dichteprofilmessung im hochfluktuiierenden Randplasma beschrieben. Nach einer Analyse der Meßfehler des Systems (Kap.6.) folgt in Kap.7. eine Wiedergabe der Meßergebnisse in Verbindung mit Hochfrequenzzusatzheizung. Nach Abschluß der ICRH Experimente an ASDEX konzentrierten sich die Untersuchungen auf das Randschichtverhalten bei Lower Hybrid Heizung. Am Ende (Kap.9.) folgen einige Überlegungen zur möglichen Weiterentwicklung der Randschichtreflektometrie im X-Mode an Fusionsplasmen.

2. Prinzip der phasenempfindlichen Mikrowellenreflektometrie

2.1. Wellenausbreitung im Plasma

In [58] wird eine sehr umfassende Behandlung der Wellenphänomene im Plasma gegeben. Es sollen hier die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt werden:

Aus den Maxwellgleichungen folgt unmittelbar die Wellengleichung für die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem elektrisch leitfähigen Medium (Plasma).

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c_0^2} \underline{\mathbf{K}} \mathbf{E} = 0 \quad \text{Gl.1}$$

(\mathbf{E} : elektrisches Feld, ω : Kreisfrequenz der Welle, c_0 : Lichtgeschwindigkeit)

Unter der Annahme, des "kalten Plasmas"¹ ergibt sich der Dielektrizitätstensor $\underline{\mathbf{K}}$ zu:

$$\underline{\mathbf{K}} = \begin{vmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{vmatrix} \quad \text{Gl.2}$$

(Das äußere Magnetfeld wird in z-Richtung angenommen.)

Wobei folgende Abkürzungen gelten:

$$S = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} \quad \text{Gl.3}$$

¹ Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Theorie des "kalten Plasmas" ist auf der einen Seite, daß die thermische Teilchengeschwindigkeit viel kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit der Welle ($v_{th} \ll v_{ph}$), auf der anderen Seite, daß die Stoßfrequenz der Teilchen viel kleiner ist als die Frequenz der Welle. Dies ist auch für Fusionsplasmen i. allg. sehr gut erfüllt (Ausnahme: Resonanzen, langsame Wellen).

$$D = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha} / \omega}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2}$$

$$P = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

Die Zyklotronfrequenzen $\omega_{c\alpha}$ und Plasmafrequenzen $\omega_{p\alpha}$ der einzelnen Spezies sind hierbei wie folgt definiert:

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{m_{\alpha} \epsilon_0} \quad \text{Gl.4}$$

$$\omega_{c\alpha} = \frac{q_{\alpha} B_0}{m_{\alpha}} \quad \text{Gl.5}$$

(n_{α} : Dichte der Spezies α , q_{α} : Ladung der Spezies α , m_{α} : Masse der Spezies α , ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante des Vakuums, B_0 : äußeres Magnetfeld)²

Diese allgemeinen Gleichungen für das "kalte Plasma" stellen auch die Grundlage für Ausbreitung von Wellen im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz (ICRH) und der unteren Hybridfrequenz (LH) dar, auf die später noch näher eingegangen wird.

Betrachtet man nun Frequenzen im Bereich von ω_{pe} und ω_{ce} , so reduziert sich der Einfluß der Ionen auf die Ladungsneutralisierung des Plasmas. Aufgrund ihrer großen Masse kann die Wechselwirkung mit dem HF-Feld vernachlässigt werden. In Gl.2 können alle Summanden über die Ionen weggelassen werden.

² Die Zahlenwerte für Elektronplasmafrequenz und für Elektronzyklotronfrequenz sind somit:

$\omega_{pe}/2\pi = f_{pe} \approx 9.0 (n_e / \text{m}^{-3})^{1/2} \text{ Hz};$

$\omega_{ce}/2\pi = f_{ce} \approx 28 \cdot 10^9 \text{ B/T Hz}$

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \quad \text{Gl.6}$$

$$D = - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce} / \omega}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

Bedingt durch das äußere Magnetfeld wird das Plasma zu einem doppelt brechenden Medium. Ähnlich dem einachsigen Kristall spricht man hier von einer ordentlichen (O-Mode) und von einer außerordentlichen Welle (X-Mode).

Sucht man Lösungen in der Form von ebenen Wellen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad \text{Gl.7}$$

und führt die dimensionslose Größe $\mathbf{N} = \mathbf{k}c_0/\omega$ (vektorieller Brechungsindex) ein, so wird Gl.1 (S5) zu einer Eigenwertgleichung, deren Lösungen die möglichen Wellenmoden im Plasma beschreiben. Bei der Ausbreitung der Wellen senkrecht zum Magnetfeld ($\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$) ergeben sich folgende Lösungen für den Eigenwert N .

$\mathbf{E} // \mathbf{B}$ (ordentliche Welle)

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \text{Gl.8}$$

$E \perp B$ (außerordentliche Welle)

$$N^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 / \omega^2 (1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)}{1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2 - \omega_{ce}^2 / \omega^2} \quad \text{Gl.9}$$

Die Ausbreitung der ordentlichen Welle hängt nur von der Elektronendichte und nicht vom äußeren Magnetfeld ab, was anschaulich klar ist, wenn man beachtet, daß das elektrische Feld die Elektronen entlang des äußeren Magnetfeldes beschleunigt, wobei es zu keiner Wechselwirkung zwischen Elektronen und Magnetfeld kommt. Für $\omega > \omega_{pe}$ ist N reell, eine Wellenausbreitung ist möglich. Für $\omega < \omega_{pe}$ ist N imaginär, eine Wellenausbreitung ist nicht möglich.

Im Falle der außerordentlichen Welle hängt der Brechungsindex sowohl von der Elektronendichte, als auch vom Magnetfeld ab. Man findet auch hier Bereiche mit N reell und Bereiche mit N imaginär. Diese Parameterbereiche werden durch Linien mit $N = 0$ (cut-offs) und $N \rightarrow \infty$ (Resonanzen) getrennt. Bei $N \rightarrow \infty$ versagt die Theorie des "kalten Plasmas" (d.h. $v_{th} \ll v_{ph}$ ist nicht mehr erfüllt.), so daß es durch Wechselwirkung der Welle mit den Teilchen zur Absorption der Welle kommen kann. Resonanzen bzw. cut-off Stellen ergeben sich wie folgt:

$N \rightarrow \infty$ bei

$$\omega_{oh}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 \quad \text{Gl.10}$$

ω_{oh} ist die sogenannte obere Hybridfrequenz.

$N = 0$ bei

$$\omega_{oc} = 1/2 \omega_{ce} + (1/4 \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2} \quad \text{Gl.11}$$

(obere cut-off Frequenz)

$$\omega_{uc} = -1/2 \omega_{ce} + (1/4 \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2} \quad \text{Gl.12}$$

(untere cut-off Frequenz)

Es gilt $\omega_{oc}, \omega_{uc} \rightarrow \omega_{pe}$, für $\omega_{ce} \rightarrow 0$ ($\Leftrightarrow \mathbf{B} \rightarrow 0$). Dies ist anschaulich klar, denn im Falle ohne Magnetfeld liegt ein isotropes Plasma vor, und die Wellenausbreitung hängt nicht von der Richtung im Raum ab. Weiter erkennt man aus Gl.11 (S8) unmittelbar, daß $\omega_{oc} \rightarrow \omega_{ce}$ für $\omega_{pe} \rightarrow 0$ ($\Leftrightarrow n_e \rightarrow 0$), eine Eigenschaft, die für die Elektronendichtemessungen am Rand sehr wichtig ist.

Eine übersichtliche Darstellung von cut-offs und Resonanzen in einem Plasma ist das CMA-Diagramm, bei dem als Achsen die normierte Plasmadichte und das normierte Magnetfeld zum Quadrat gewählt werden (Abb.2).

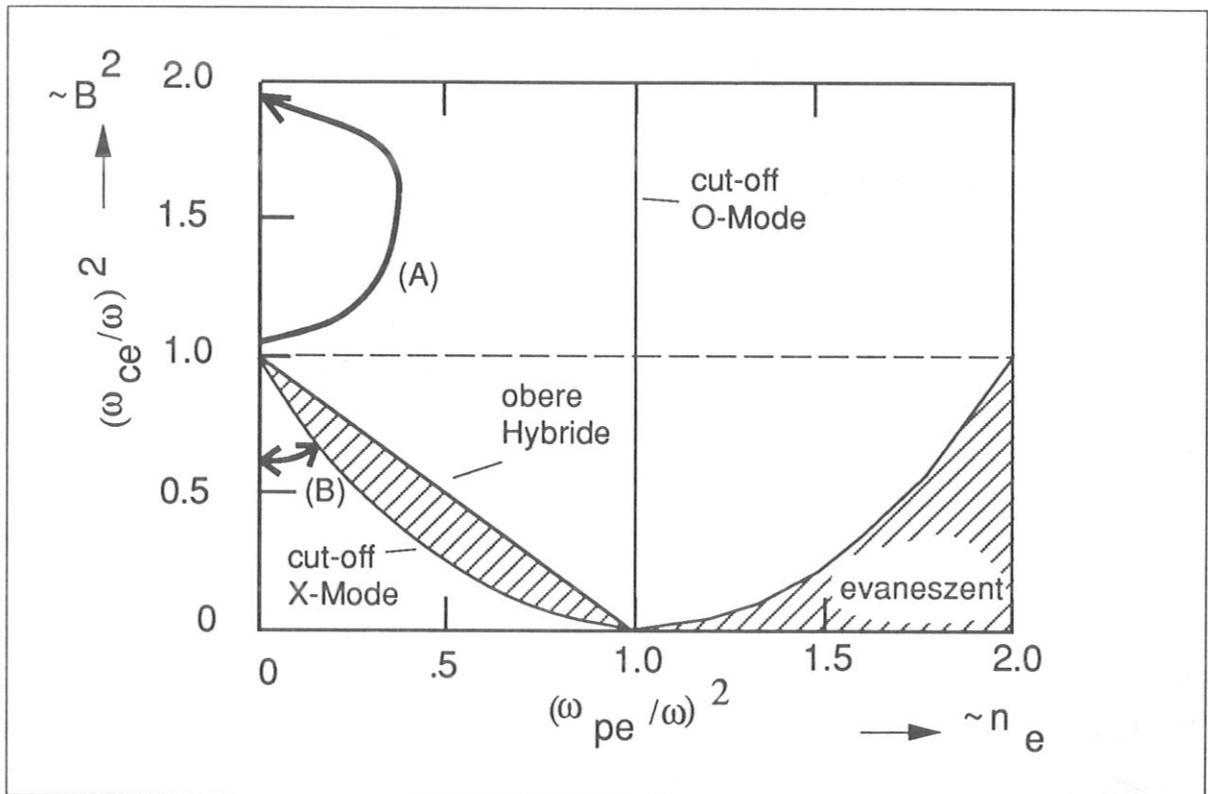


Abb.2 CMA-Diagramm für ein Zweikomponentenplasma mit $m_j \rightarrow \infty$:
 Eingezeichnet sind die cut-offs für O- und X-Mode und die obere Hybrid Resonanz. Im Gegensatz zu den Resonanzen hängen die cut-offs nicht vom Winkel zwischen Wellenvektor und Magnetfeld ab. Die Pfeile geben schematisch den Verlauf der eingestrahlt Mikrowellen für die beiden Fälle A: $f < f_{ce}(R_a)$ und B: $f > f_{ce}(R_a)$. (Die Bahn der eingestrahlt Welle im Parameterraum $\{n_e, B^2\}$ ergibt sich aus dem Verlauf von n_e und B im Tokamak. s. Abb.4a (S11))

Bei der Reflektometrie wird neben der Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld, bedingt durch die Aufweitung des Mikrowellenstrahls (Antennenkeule), auch die Ausbreitung mit einem von 90° abweichenden Winkel

wichtig (Abb.3). Die oben angegebenen Dispersionsbeziehungen gelten streng nur für die Ausbreitung senkrecht zum Magnetfeld. Es zeigt sich aber, daß die cut-offs im Gegensatz zu den Resonanzen in einem Plasma nicht von der Ausbreitungsrichtung abhängen, so daß die Verwendung eines eindimensionalen Modells, wie es im nächsten Abschnitt beschrieben wird, dennoch als gerechtfertigt erscheint.³

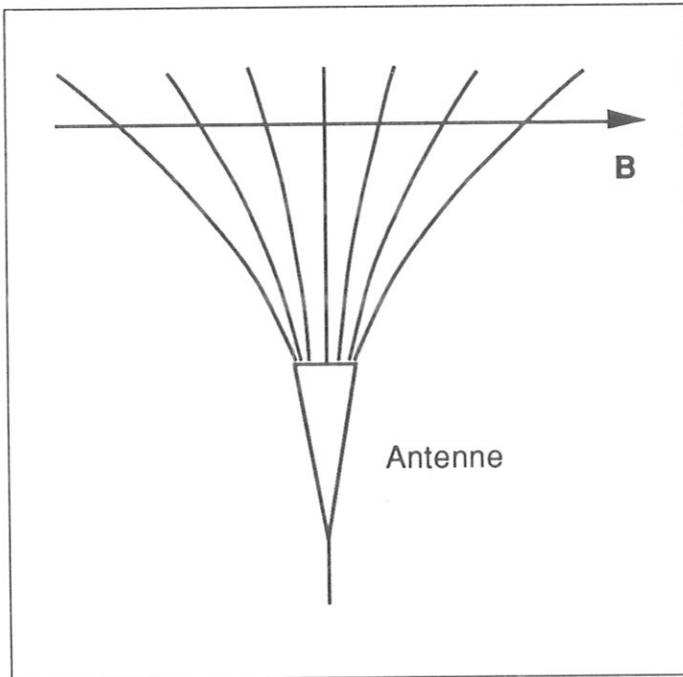


Abb.3 Die Aufweitung des Mikrowellenstrahls (Antennenkeule) bewirkt, daß bei der Reflektometrie auch eine Ausbreitung der Wellen mit einer von 90° abweichenden Richtung bezüglich des Magnetfeldes auftritt. Da die cut-off Frequenzen aber nicht von der Richtung der Welle bezüglich des Magnetfeldes abhängen, kann in guter Näherung dennoch mit einem eindimensionalen Modell gearbeitet werden.

2.2. Anwendung für den Fall der Plasmadichtemessung am Tokamak

Im Tokamak werden elektrisch geladene Teilchen (e^- sowie p^+ , d^+ und andere Ionen) durch ein starkes toroidales Magnetfeld eingeschlossen. Entlang der Feldlinien ist der Teilchentransport praktisch ungehindert möglich, senkrecht zu den Feldlinien ist er durch die viel schwächere Querdiffusion gegeben. Es stellt sich somit innerhalb der letzten geschlossenen magnetischen Flußfläche (Separatrix) eine annähernd toroidalsymmetrische Elektronendichteverteilung ein, die im Falle eines kreisrunden Plasmas durch $n(r)$ vollständig beschrieben wird.

³ Bei einer Ausbreitung der Welle schräg zum Magnetfeld bleibt zwar der Reflexionsort gleich, der Brechungsindex weicht aber von dem ab, der sich bei senkrechter Ausbreitung zum Magnetfeld ergibt. Wie in Kap.2.3. näher ausgeführt wird, ist die gemessene Phasenverschiebung der reflektierten Welle aber im wesentlichen durch den Reflexionsort gegeben, so daß die leichte Änderung des Brechungsindex bei einer geringfügig schrägen Ausbreitung der Mikrowellen bezüglich des Magnetfeldes in guter Näherung vernachlässigt werden kann.

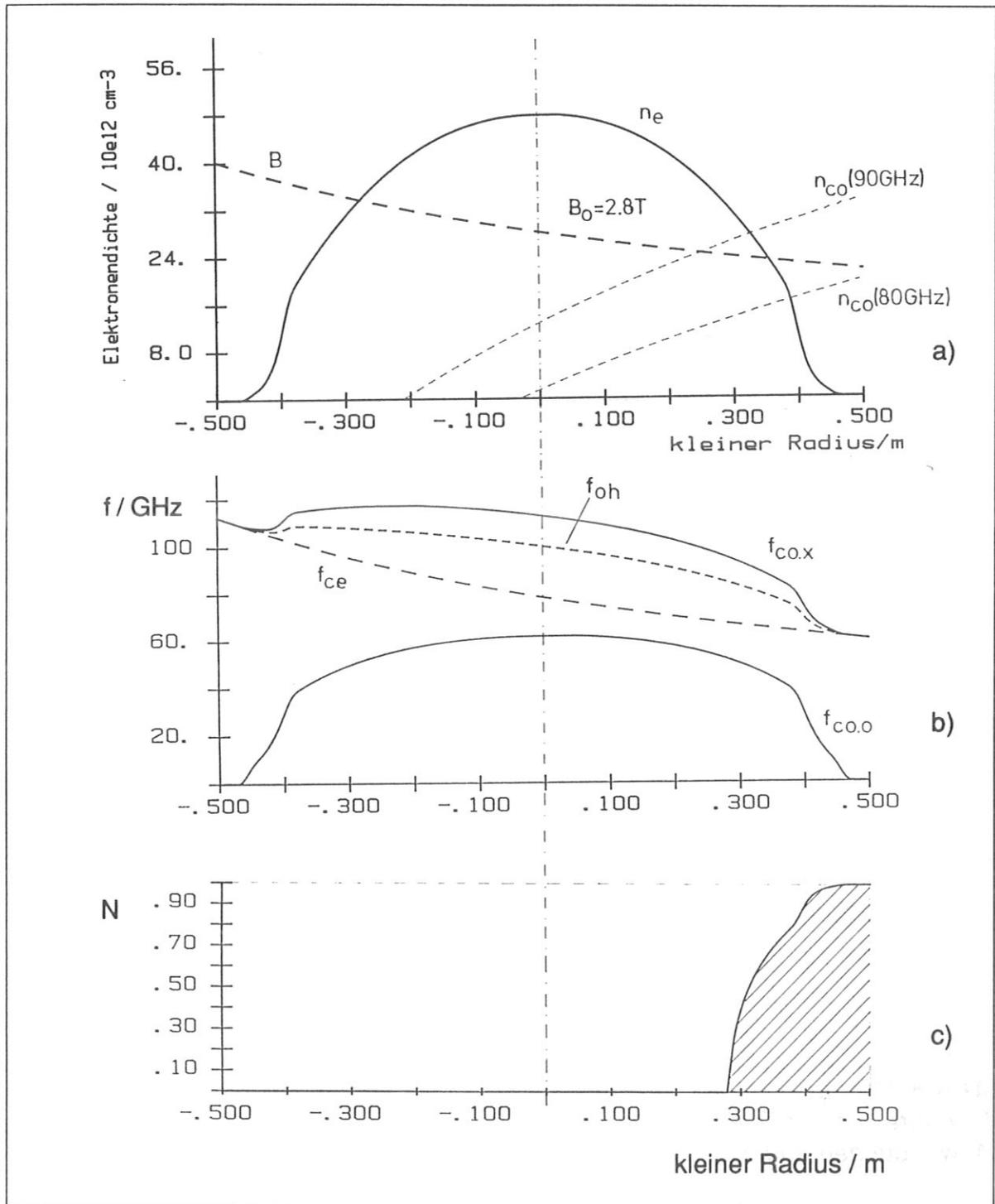


Abb.4 Zur Mikrowellenausbreitung im Tokamak: Für den in a) gezeichneten Verlauf der Stärke des toroidalen Magnetfeldes ($B_0 = 2.8 \text{ T}$) und der Elektronendichte ergeben sich die in b) eingezeichneten Werte für die cut-off Frequenzen ($f_{co,x}/f_{co,o}$ X-/O-Mode). Eine von außen eingestrahelte Mikrowelle kann sich nur bis zum cut-off, wo sie total reflektiert wird. In b) sind zusätzlich die Elektronenzyklotronfrequenz (---) und die obere Hybridfrequenz (-----) eingezeichnet. In c) ist der dazugehörige Brechungsindex für eine Mikrowelle im X-Mode (100 GHz) eingezeichnet. Die Phasenverschiebung der reflektierten Welle im Plasma ist der schraffierten Fläche proportional. In a) sind zusätzlich die cut-off Dichten für den X-Mode entsprechend dem angegebenen Verlauf des Magnetfeldes für 80 und 90 GHz eingezeichnet, sie geben den maximalen Meßbereich an. Für das hier entwickelte Reflektometer kann also nur der Teil eines Profils vermessen werden, der unter der Kurve für 80 GHz liegt.

Außerhalb der geschlossenen Flußflächen kann es zu einer signifikanten Abweichung von dieser toroidalen Symmetrie kommen, woraus sich die Notwendigkeit einer lokalen Messung im Randplasma ergibt. In Abb.4a ist ein typischer radialer Verlauf der Elektronendichte und der Stärke des toroidalen Magnetfeldes wiedergegeben. In Abb.4b sind die dazu gehörenden cut-off Frequenzen für die ordentliche Welle ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$) und die außerordentliche Welle ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) gezeichnet. Eine Mikrowelle einer gegebenen Frequenz, die von außen ins Plasma eingestrahlt wird, kann sich bis zu dem Punkt im Plasma ausbreiten, an dem die lokale cut-off Frequenz gleich der gegebenen Wellenfrequenz ist. An diesem Punkt kommt es zu einer Totalreflexion. Das Prinzip der phasenempfindlichen Mikrowellenreflektometrie besteht nun darin, die Phasenverschiebung dieser reflektierten Welle bezüglich der eingestrahlten Welle zu messen (Prinzipschaltbild: Abb.5).

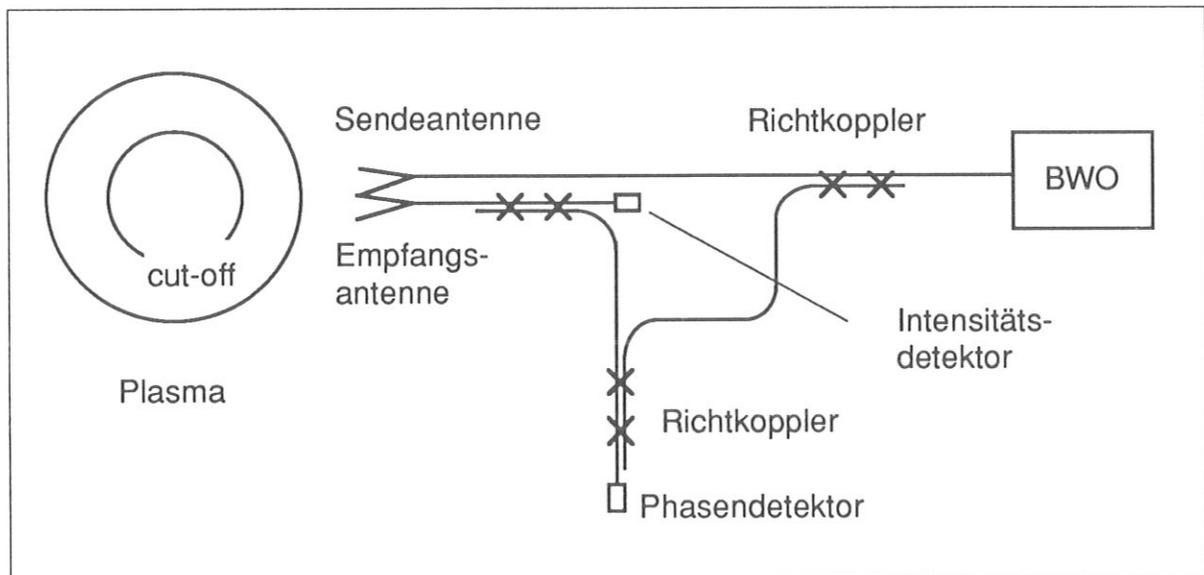


Abb.5 Prinzipschaltbild des installierten phasenempfindlichen Reflektometers. Der Intensitätsdetektor dient nur zu Kontrollzwecken und kann für spätere Anwendungen entfallen.

Es erweist sich als sinnvoll, die Frequenz der Mikrowelle in einem weiten Bereich durchzustimmen, um einen möglichst großen Teil des Elektronendichteprofiles abzutasten. Wie weiter unten gezeigt wird, ist es möglich, aus der durch Abzählen der Interferenzstreifen gewonnenen Phasenverschiebung $\Phi_g(f)$, das Dichteprofil $n(r)$ rückzurechnen⁴. Aus Abb.4b kann man entnehmen, daß hierfür sowohl die

⁴ Die Messung liefert die gesamte Phasenverschiebung Φ_g , die sich aus der bekannten Phasenverschiebung in den Hohlleitern Φ_{wg} und der Phasenverschiebung im Plasma Φ_p , die für die Berechnung des Elektronendichteprofiles benötigt wird, zusammensetzt: $\Phi_g = \Phi_{wg} + \Phi_p$

ordentliche, als auch die außerordentliche Welle geeignet ist. Der wesentliche Unterschied beider Moden ist die verschiedene Frequenzabhängigkeit der cut-off Stelle. Die cut-off Frequenz der außerordentlichen Welle ist, wie aus Gl.11 (S8) hervorgeht, immer höher als die der ordentlichen Welle. Ganz entscheidend ist aber, daß die cut-off Frequenz der außerordentlichen Welle bei sehr kleinen Dichten einem endlichen hohen Wert (ω_{ce}) zustrebt und nicht gegen Null geht, wie im Falle der ordentlichen Welle. Dadurch wird es möglich, die Profilmessung an der ersten Reflexion zu eichen. Aus diesem Grund eignet sich zur Vermessung des äußersten Plasmarandes ($n_e < 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) praktisch nur die außerordentliche Welle.

Die exakte Berechnung der Mikrowellenausbreitung in drei Dimensionen ist aufwendig und könnte z.B. mit ray-tracing Rechnungen durchgeführt werden, sofern keine abrupten Änderungen des Brechungsindex auftreten. Es soll deshalb, den Ausführungen von [5] und [54] folgend, das Problem auf eine Dimension zurückgeführt werden (slab Modell, Abb.6). In der y-z-Ebene werden alle Größen als konstant angenommen, das Magnetfeld verlaufe in z-Richtung.

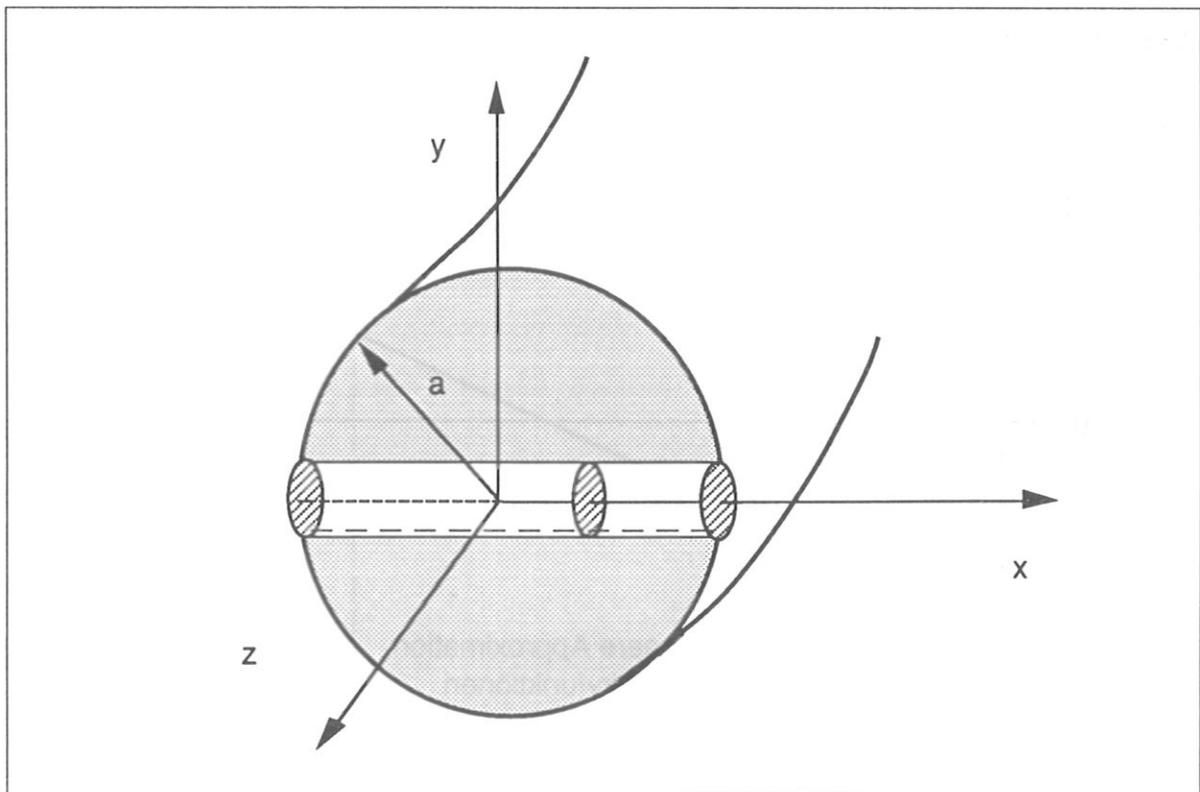


Abb.6 Das Koordinatensystem für das verwendete slab Modell

Es ergibt sich somit die Wellengleichung in einer Dimension:

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(x)}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c_0^2} N^2(x) \mathbf{E}(x) = 0 \quad \text{Gl.13}$$

Diese Vereinfachung gibt die Phase der reflektierten Welle in erster Näherung gut wieder. Starke Intensitätsschwankungen der reflektierten Welle, wie sie im realen Experiment beobachtet werden, können mit diesem vereinfachten Modell allerdings nicht beschrieben werden. Diese sind durch Interferenzen von Wellen bedingt, die an verschiedenen Stellen der cut-off Schicht im fluktuierenden Plasma reflektiert werden (s. Kap.5.1.2.). Eine weitere Vereinfachung besteht darin, die Wellengleichung durch einen WKB-Ansatz zu lösen. Dies ist immer dann möglich, wenn die typische Länge, auf der sich der Brechungsindex ändert, groß ist gegenüber der lokalen Wellenlänge.

Für die zu erwartenden Elektronendichteprofile läßt sich zeigen [5], [54], daß ein WKB-Ansatz bedingt möglich ist (Abb.7). Dieser Ansatz behält auch, wie durch eine Abschätzung nachgeprüft wurde, für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Profile, seine Gültigkeit. Diese können, bedingt durch Fluktuationen, stark vom gemittelten Dichteprofile abweichen (s. z.B. Abb.42 (S71)).

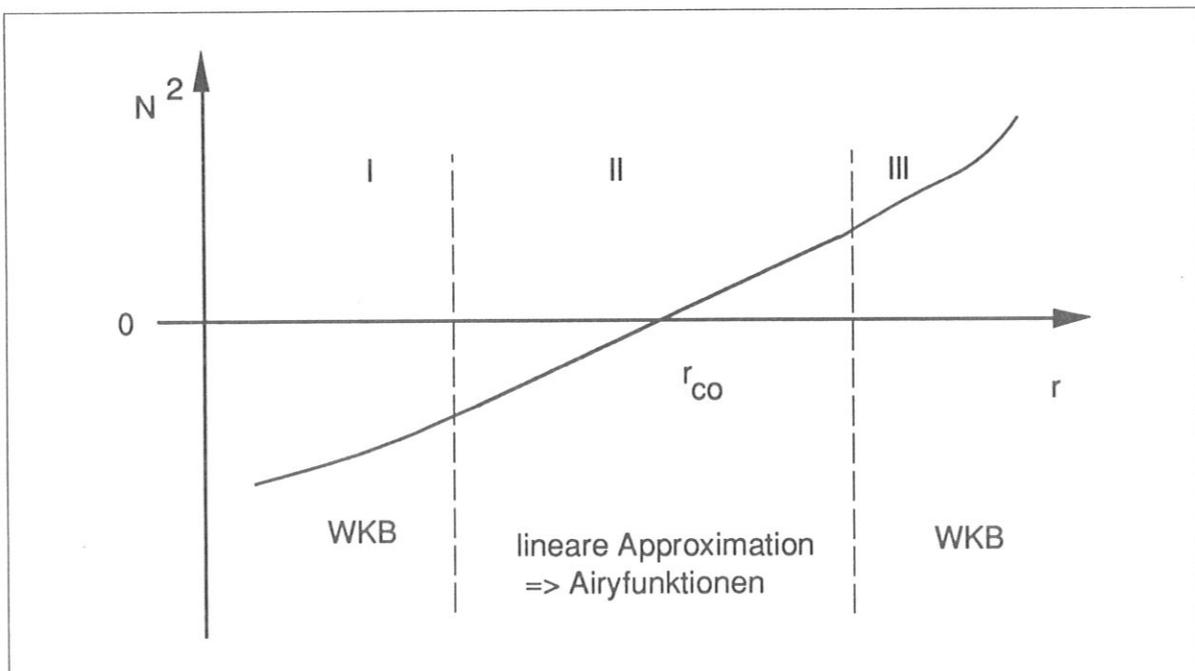


Abb.7 Die drei Bereiche, in denen die Wellengleichung (Gl.13) näherungsweise gelöst werden kann.

In Bereich I und III ist die Bedingung, daß sich N auf der Skala der Wellenlänge nur wenig ändert, erfüllt. In Bereich II ist dies offensichtlich nicht der Fall. Man kann aber hier durch Linearisierung eine analytische Lösung in Form von Airy-Funktionen finden. Wie die Rechnung [5] zeigt, wird eine Mikrowelle auf ihrem Weg im Plasma von der Antenne (r_a) bis zum Reflexionsort (r_{co}) und wieder zurück, folgende Phasenverschiebung erhalten.

$$\Phi_p(f) = \frac{4\pi f}{c_0} \int_{r_a}^{r_{co}} N(x) dx - \pi/2 \quad \text{Gl.14}$$

mit :

$N(x) = N(f, B(x), n(x))$ entsprechend Gl.9 (S8) und Gl.4 (S6) sowie Gl.5 (S6)

Der Summand $-\pi/2$ hat seinen Ursprung in der nichtmetallischen Reflexion, er ist aber für das weitere Vorgehen nicht von Bedeutung, da nur relative Phasen betrachtet werden. Gl.14 ist anschaulich klar, wenn man beachtet, daß $N = \lambda_0/\lambda$ (=Wellenlänge im Vakuum / Wellenlänge im Medium). Das Integral ist also proportional zu der Zahl der Wellenzüge, die zwischen cut-off und Antenne Platz finden. Gl.14 ist die Grundlage für die Bestimmung des Elektronendichteprofiles durch breitbandigen Frequenzsweep. Auf sie wird in den weiteren Kapiteln wiederholt Bezug genommen.

2.3. Rückrechnung des Elektronendichteprofiles aus der Phasenmessung

Jedem $n(r)$ wird nach Gl.14 durch die Messung (\mathcal{M}) ein $\Phi(f)$ ⁵ zugeordnet:

$$\mathcal{M} := n(r) \rightarrow \Phi(f)$$

Die Aufgabe besteht nun darin, aus $\Phi(f)$ das Dichteprofil zu berechnen. Eine Rückrechnung ($\mathcal{R} = \mathcal{M}^{-1}$) ist nur unter folgenden Bedingungen möglich:

- a) Das Profil ist konstant während der Messung.
- b) $\Phi(f)$ ist bekannt für das gesamte Profil, von $n = 0^6$ bis zu der cut-off Dichte, die der höchsten verwendeten Frequenz entspricht. Falls dies nicht erfüllt ist, muß $n(r)$ vom Rand bis zum ersten Reflexionspunkt aus anderen Messungen bekannt sein, bzw. durch eine Modellannahme ergänzt werden.
- c) $df_{c0}/dr < 0$. Dies bedeutet, daß der cut-off Punkt mit zunehmender Mikrowellenfrequenz kontinuierlich nach innen wandert, und keine Bereiche überspringt (s. auch Abb.50 (S79)). Im Falle des O-Modes ist dies mit der stärkeren Forderung $dn/dr < 0$ identisch, d.h. mit dem O-Mode kann man Profile nur bis zum ersten lokalen Maximum vermessen. Im Falle des X-Modes ist es unter gewissen Umständen sogar möglich, das gesamte Profil (einschließlich $r < 0$) zu vermessen (s. [5]).

Für die ordentliche Welle ist eine analytische Inversion möglich (s. z.B. [54]), für die außerordentliche Welle ist ein numerisches Verfahren nötig. In der Praxis ist $\Phi(f)$ auf einer Anzahl s_ϕ von Stützstellen aus der Messung gegeben:

$$\{ \Phi_l, f_l \}_{l=1 \dots s_\phi} \text{ mit } f_{l+1} > f_l$$

Das diskretisierte Rückrechenproblem sieht somit wie folgt aus:

$$\mathcal{R} = \mathcal{M}^{-1} := \{ \Phi_l, f_l \}_{l=1 \dots s_\phi} \longrightarrow \{ n_l, r_l \}_{l=1 \dots s_n} \quad \text{Gl.15}$$

⁵ In diesem Abschnitt wird die Phasenverschiebung im Plasma zur Vereinfachung der Notation mit $\Phi(f)$ bezeichnet (= $\Phi_p(f)$ nach obiger Notation).

⁶ In der Praxis ist eine Messung nicht ab $n = 0$, sondern erst ab einer Minimaldichte, die in dem hier betrachteten Fall bei etwa $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ liegt, möglich. Unterhalb dieser Dichte ist das Plasma für Mikrowellen transparent (s. Kap.6.4.4.).

Als sinnvoll erweist es sich, das Dichteprofil auf derselben Zahl von Stützstellen zu berechnen ($s_n = s_\phi = s$), mit der Bedingung $f_l = f_{CO} (n_l, B(r_l))$. Man sucht also zu jedem f_l den Ort r_l , an dem die Welle reflektiert wird.

Das eigentliche Problem bei der Rückrechnung des Elektronendichteprofiles liegt darin, daß die Phasenverschiebung $\Phi(f)$ sowohl durch die Lage des cut-offs, als auch durch die Dispersion der Welle zwischen Antenne und cut-off bestimmt wird. Würde man die Dispersion kennen, so könnte man aus $\Phi(f)$ unmittelbar $r_{CO}(f)$ und unter Zuhilfenahme der cut-off Bedingung (Gl.11 (S8)) $n(r)$ berechnen. Die Dispersion ist aber ihrerseits wieder durch das noch unbekannte Profil $n(r)$ bestimmt.

In [5] wird dieses Problem durch folgendes Verfahren gelöst: Man geht davon aus, daß das Profil bereits bis zur l -ten Stützstelle bekannt sei. Man kennt somit auch die Dispersion von der Antenne bis zu r_l . Extrapoliert man den Wert für N von der l -ten bis zur $l+1$ -ten Stützstelle, so kann man r_{l+1} berechnen und hat das Profil bis zur $l+1$ -ten Stützstelle gewonnen (s. Abb.8). Konkret wird r_{l+1} und n_{l+1} aus Φ_{l+1} , f_{l+1} , Φ_l , f_l und $\{n_j, r_j\}_{j=1 \dots l}$ ermittelt und so rekursiv das gesamte Profil berechnet. Es wird hierzu das Phaseninkrement $\Delta\Phi = \Phi_{l+1} - \Phi_l$ in zwei Teile aufgespalten: 1. Der Betrag, der von der Verkleinerung der Wellenlänge im Bereich $r_1 = r_a$ bis r_l herrührt ($\Delta\Phi_A$). Dieser ist aus dem Profil von $r_1 = r_a$ bis r_l , das als bereits ermittelt betrachtet wird, f_{l+1} und f_l berechenbar. 2. Der Betrag, der durch die Verschiebung des cut-offs um den noch unbekanntes Wert $\Delta r = r_{l+1} - r_l$ hervorgerufen wird ($\Delta\Phi_B$). Nimmt man Δr als klein an, so läßt sich eine Näherungsformel für die Berechnung von Δr aus $\Delta\Phi_B$ herleiten. Man erhält so r_{l+1} , und kann anschließend mit Hilfe der cut-off Bedingung (Gl.11 (S8)) n_{l+1} ermitteln. Für die praktische Anwendung ergeben sich allerdings bei diesem Verfahren einige Unzulänglichkeiten. Ein Hauptnachteil ist das Auftreten der kritischen Differenz $\Delta\Phi_B = \Delta\Phi - \Delta\Phi_A$, deren Wert durch Meßfehler, Fluktuationen und mögliche numerische Ungenauigkeiten sogar negativ werden kann. Es wurde auch von numerischen Instabilitäten berichtet [6], was es nötig macht, Glättungen vorzunehmen.

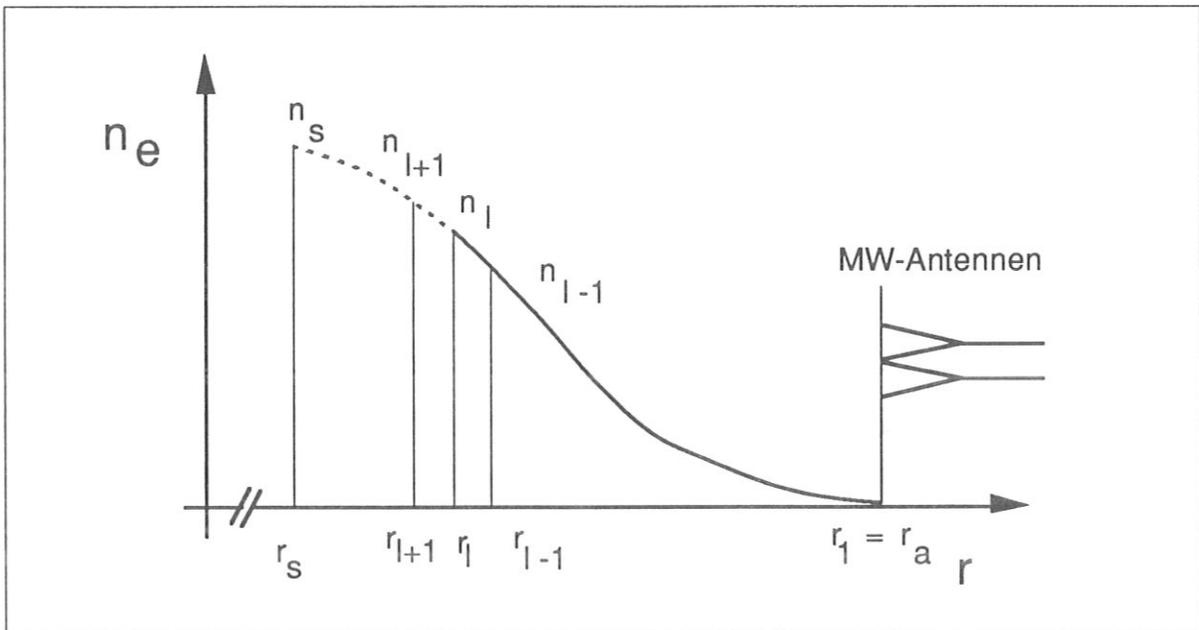


Abb.8 Die Rückrechnung aus der Phasenmessung liefert das Elektronendichteprofil $n(r)$ als Menge der Wertepaare $\{n_l, r_l\}_{l=1 \dots s}$. In dem, in [5] angegebenen Verfahren wird das Profil entlang der Stützstellen ($r_l \rightarrow r_{l+1}$) rekonstruiert. In dem in der vorliegenden Arbeit entwickelten Verfahren werden hingegen sukzessiv komplette Näherungsprofile $n^k = \{n_l^k, r_l^k\}_{l=1 \dots s}$ betrachtet (s. Abb.10b (S22)). Hierdurch ist eine Berechnung mit beliebig kleinem numerischen Fehler möglich.

Um all diese Probleme zu umgehen, wurde in der vorliegenden Arbeit ein anderes Verfahren entwickelt:

Wie oben beschrieben, ist $\Phi(f)$ sowohl durch die Lage des cut-offs, als auch durch die Dispersion zwischen Antenne und cut-off gegeben:

$$\Phi(f) = \text{Funktion} \left(\text{Reflexionsort} (f), \text{Dispersion} (f, r) \right)$$

Entscheidend ist aber nun, daß $\Phi(f)$ im wesentlichen durch den Reflexionsort, und in einem viel geringeren Maße, durch die Dispersion der Welle bestimmt wird. Es liegt hier derselbe Fall wie bei der klassischen Störungsrechnung vor. Eine Näherungslösung kann sofort angegeben werden, der Einfluß der komplizierten Terme braucht nur in nächst höherer Ordnung berücksichtigt zu werden.⁷ Hieraus läßt sich folgendes iteratives Verfahren zur Berechnung von $n(r)$ ableiten, wobei die Iterationsschritte den Ordnungen bei der klassischen Störungsrechnung entsprechen:

⁷ Vergleiche hierzu z.B. die Störungsrechnung in der Himmelsmechanik: Die Planetenbewegung um die Sonne wird in guter Näherung durch voneinander entkoppelte Keplerbahnen beschrieben. Die gegenseitige Anziehung der Planeten kann als Störung aufgefaßt werden. Eine Behandlung dieses Problems ist viel einfacher, als das allgemeine N-Körperproblem.

$$(N^k, \Phi(f)) \rightarrow n^{k+1} \rightarrow N^{k+1}$$

Der Einfluß der Störterme in k-ter Ordnung (N^k) liefert die Lösung in k+1-ter Ordnung (n^{k+1}), aus dieser ergeben sich die Störterme in k+1-ter Ordnung (N^{k+1}). Im Unterschied zu der in [5] beschriebenen Methode wird hier das Dichteprofil nicht entlang der Stützstellen rekonstruiert. Es werden vielmehr sukzessiv komplette Näherungsprofile $n^k = \{n_l^k, r_l^k\}_{l=1..s}$ und die dazugehörigen Näherungen für den Brechungsindex $N^k(r_j^k, f_l)$ betrachtet.⁸

In einem ersten Schritt wird die Dispersion vernachlässigt, d. h. man setzt:

$$N^0 := 1,$$

nimmt aber die Reflexion weiterhin bei der cut-off Dichte an. Aus Gl.14 (S15) folgt hiermit:

$$\Phi_l = 4\pi f_l / c_0 \cdot (r_l - r_a) \quad \text{Gl.16}$$

Dies entspricht der Phasenverschiebung bei der Reflexion an einem Metallspiegel im Vakuum. Eine Auflösung nach r_l ist sofort möglich, n_l kann wieder mit Hilfe der cut-off Bedingung (Gl.11 (S8)) ermittelt werden.⁹ Setzt man nun für Φ_l die gemessene Phasenverschiebung Φ_l^{gem} ein, so erhält man die erste Näherung für das Elektronendichteprofil $n^1 = \{n_l^1, r_l^1\}_{l=1..s}$.

Bei allen weiteren Näherungsschritten muß der Verlauf des Brechungsindex $N(r, f)$, wie er in Abb.9 für die Frequenz f_l schematisch eingezeichnet ist, berücksichtigt werden. Für das k-te Näherungsprofil, das als gegeben angenommen wird, ist auch die Dispersion $N^k(r_j^k, f_l)$ bekannt. Die Dispersion für das k+1-te Profil ist natürlich noch nicht bekannt, es muß aber immer gelten: $N(r_{c0}) = 0$ und $N(r_a) = 1$.

⁸ Treten bei der Rückrechnung physikalisch nicht sinnvolle Profile auf, die nicht mehr als Funktion geschrieben werden können, müßte man auch für den Brechungsindex eine Parameterdarstellung wählen. Um die Notation nicht übermäßig zu erschweren, wird hierauf aber verzichtet.

⁹ Durch die Vernachlässigung der Dispersion hat man also die einzelnen Stützstellen entkoppelt. In Analogie zur linearen Algebra würde man sagen, daß das Problem hierdurch diagonalisiert wurde.

Wählt man als Näherung für N^{k+1} den Verlauf, der sich durch Streckung aus N^k an r_a um

$$c := (r_l^{k+1} - r_a) / (r_l^k - r_a) \quad \text{Gl.17}$$

ergibt, so werden diese beiden Forderungen automatisch erfüllt, da sie definitionsgemäß bereits für N^k gelten:

$$\mathcal{N}^{k+1}((r_j^k - r_a) \cdot c + r_a, f_l) := N^k(r_j^k, f_l) \quad \text{für } j \leq l \quad \text{Gl.18}$$

Diese Näherung (\mathcal{N}^{k+1}) für die noch unbekannte Dispersion N^{k+1} hat gegenüber anderen möglichen Näherungen den entscheidenden numerischen Vorteil, daß sie auf den Stützstellen $(r_j^k - r_a) \cdot c + r_a$ definiert ist, wodurch für die Phasenverschiebung, die ja proportional zur Fläche unter der Kurve in Abb.9 ist, gilt:

$$\Phi_l = \Phi_l^{\text{app},k} \cdot c$$

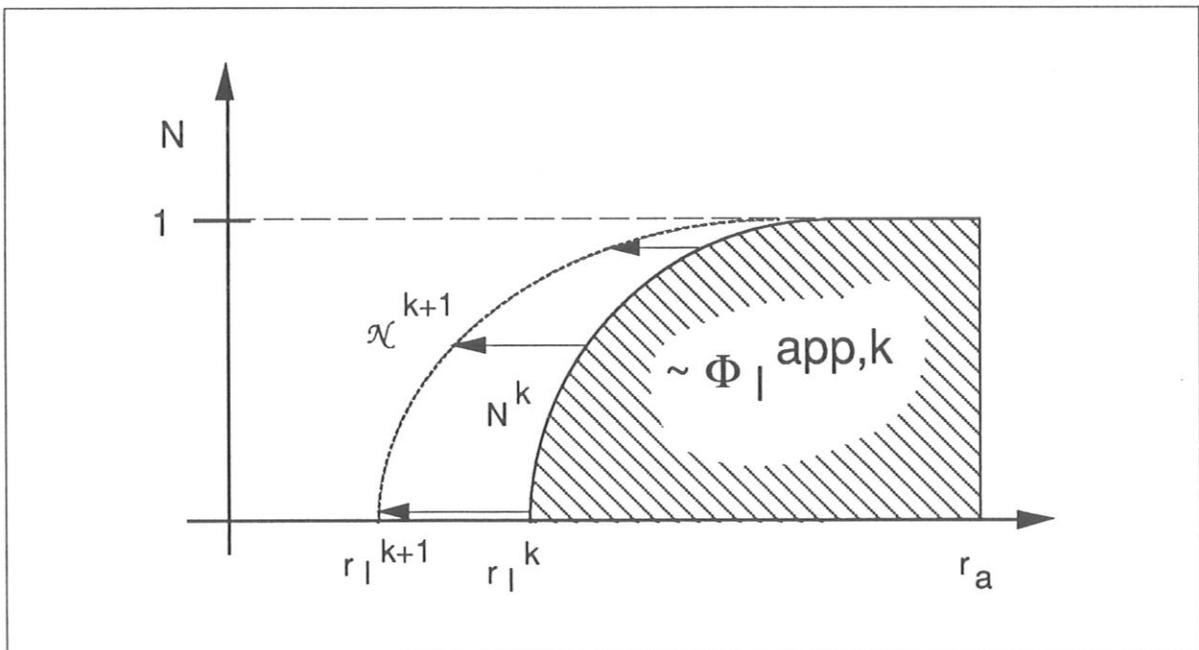


Abb.9 Zur sukzessiven Rückrechnung des Elektronendichteprofiles: Es ist schematisch der Verlauf des Brechungsindex als Funktion des Ortes bei einer gegebenen Frequenz (f_l) für die k -te Näherung angegeben: N^k . Durch Streckung an r_a erhält man \mathcal{N}^{k+1} , eine Näherung für das noch unbekannte N^{k+1} , das zur Bestimmung von n^{k+1} benötigt wird (s. Gl.18).

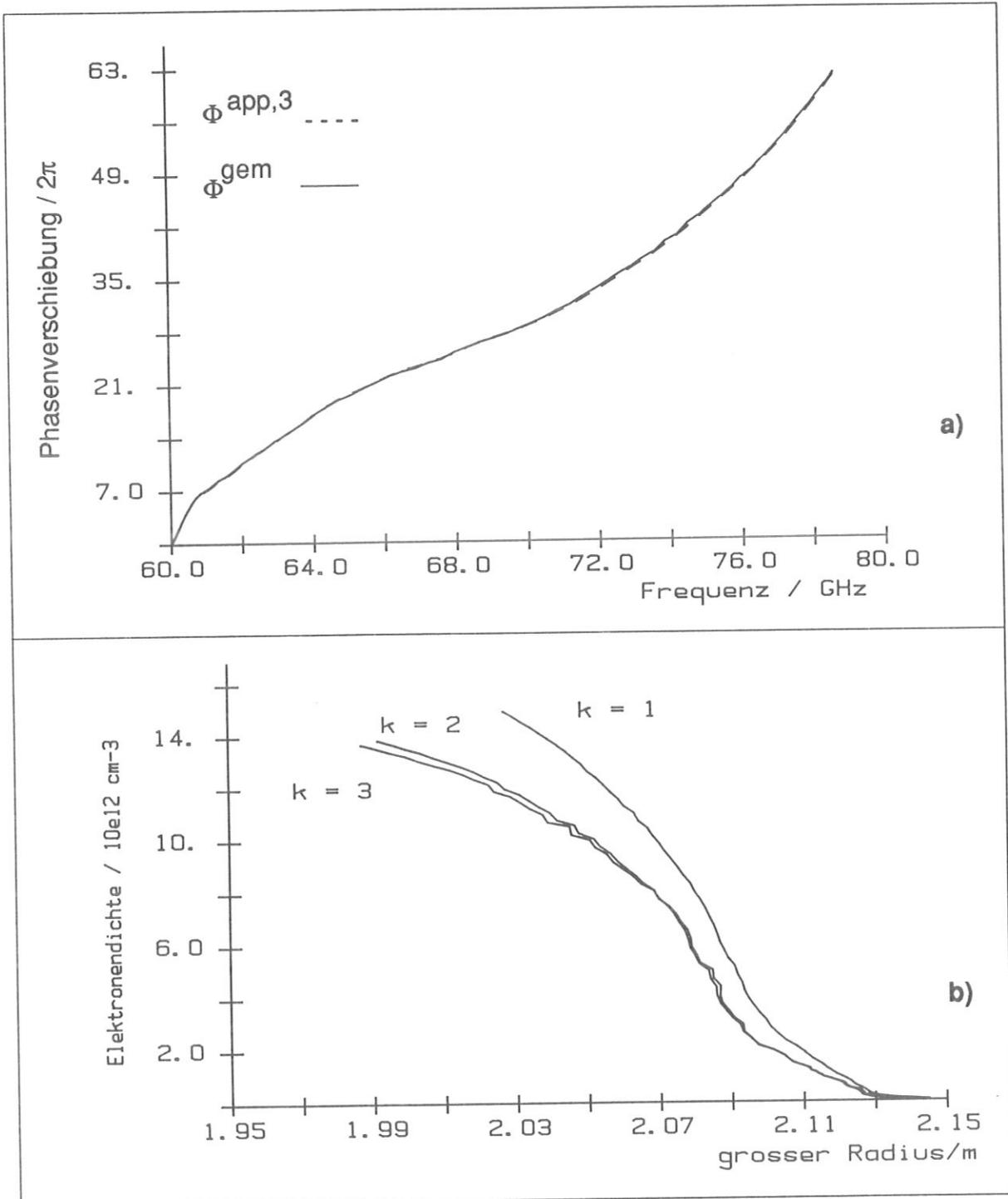
Für die unbekannte Größe c wird nun gefordert, daß sich bei dem angenommen Verlauf der Dispersion (χ^{k+1}) die gemessene Phasenverschiebung Φ_l^{gem} ergibt. Dies bedeutet aber einfach, daß der Abstand des Reflexionspunktes von der Antenne um das Verhältnis der gemessenen Phasenverschiebung zur Phasenverschiebung, die sich bei der k -ten Näherung ergibt, korrigiert werden muß:

$$r_l^{k+1} - r_a = (r_l^k - r_a) \frac{\Phi_l^{\text{gem}}}{\Phi_l^{\text{app},k}} \quad \text{Gl.19}$$

n_l^{k+1} wird wie beim ersten Schritt aus der cut-off Bedingung (Gl.11 (S8)) ermittelt. Die Iterationsvorschrift Gl.19 ist auch anschaulich klar: Für das Näherungsprofil n^k ergibt sich die Phasenverschiebung $\Phi_l^{\text{app},k}$, gesucht wird aber ein Profil, für das sich die Phasenverschiebung Φ_l^{gem} ergibt. Beachtet man, daß die Phasenverschiebung bei gegebener Frequenz im wesentlichen proportional zum Abstand des Reflexionsortes von der Antenne ist, so ist einsichtig, daß ein Profil, bei dem die Reflexionsorte entsprechend dem Verhältnis von gemessener Phasenverschiebung zur Phasenverschiebung des genäherten Profils korrigiert sind, eine bessere Näherung darstellt.

Der entscheidende Vorteil dieses Verfahrens ist, daß es stabil läuft, und daß durch $\sum_l (\Phi_l^{\text{app},k} - \Phi_l^{\text{gem}})^2$ eine Abbruchbedingung definiert werden kann, die eine beliebig genaue Berechnung zuläßt. In Abb.10 ist zu erkennen, daß bereits wenige Iterationen genügen. In der Praxis konnte bei $k = 3$ abgebrochen werden, da hier bereits Φ^{app} innerhalb der Meßgenauigkeit mit Φ^{gem} übereinstimmt.¹⁰

¹⁰ Die schnelle Konvergenz des Verfahrens ist durch die anscheinend sehr gute Näherung für die Dispersion (χ^{k+1}) bedingt. Dadurch, daß χ^{k+1} nicht fest auf r vorgegeben ist, sondern durch Streckung um die erst noch zu bestimmende Größe c aus N^k hervorgeht, wird offensichtlich die Tatsache ausgenützt, daß die Form von $N(r)$ für alle Näherungsprofile in etwa gleich bleibt, nicht aber die Lage des cut-off.

**Abb.10**

a) Gemessene Phasenverschiebung Φ^{gem} (—) (Mittelung aus 40 Sweeps) und Phasenverschiebung, die dem berechneten Elektronendichteprofil beim dritten Iterationsschritt ($k=3$) entspricht: $\Phi^{app,3}$ (-----)

b) Sukzessive Approximation des Elektronendichteprofiles nach Gl.19. Beim ersten Schritt ($k=1$) wird die Dispersion im Plasma vernachlässigt ($N=1$), die Reflexion wird aber weiterhin am cut-off angenommen.

(dargestelltes Beispiel: # 32374, $B_0 = 2,8\text{T}$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

Die Implementierung dieses Verfahrens ist sehr einfach, da weder komplizierte Fitfunktionen noch Interpolationen etc. in die Rechnung eingehen. Es muß jeweils nur das Integral Gl.14 (S15) auf nichtäquidistanten Stützstellen (r_j^k) berechnet werden. Darauf folgt die Korrektur der Reflexionsorte nach Gl.19 (S21) und anschließend die Berechnung der zugehörigen Dichtewerte entsprechend der cut-off Bedingung (Gl.11 (S8)). Die Rückrechnung eines Profils, das auf 150 Stützstellen definiert ist, dauert auf einem PC¹¹ etwa 80 s, wobei der Großteil der Rechenzeit für die Berechnung von Φ^{app} nach Gl.14 (S15) aufgewendet werden muß. Dieser Rechenaufwand läßt sich sicherlich durch Einsatz eines anderen Compilers, durch numerische Optimierung und durch eine sorgfältige Wahl der Stützstellen um ein bis zwei Größenordnungen reduzieren.

Eine mathematisch sehr interessante Frage ist die Eindeutigkeit der Rückrechnung \mathcal{R} . D.h. die Frage, ob es Profile n_I und n_{II} derart gibt, daß gilt:

$$\mathcal{M}(n_I) = \mathcal{M}(n_{II}) \quad \text{mit } n_I \neq n_{II}$$

Es ist sicher nicht einfach, dies analytisch schlüssig zu beantworten. Das, in dieser Arbeit entwickelte Rückrechenverfahren ist aber für eine numerische Abschätzung dieses Problems viel besser geeignet als das in [5]. Entscheidend ist die Eigenschaft: $\Phi^{\text{app},k} \rightarrow \Phi^{\text{gem}}$ für $k \rightarrow \infty$. Bei [5] hingegen weicht die, aus dem rekonstruierten Profil berechnete, Phasenverschiebung immer um einen endlichen Wert von der gemessenen Phasenverschiebung ab.

Um die Eindeutigkeit von \mathcal{R} zu untersuchen, wurde für eine Reihe von Testprofilen $\Phi(f)$ berechnet. Es wurden hier sowohl Profile, die stückweise aus Geraden, Parabeln, Gaußkurven etc. definiert waren berücksichtigt, als auch solche, die durch Überlagerung einer sinusförmigen Störung aus monotonen Profilen, unter Einhaltung von Bedingung c) (s.o.), hervorgingen. In allen Fällen konnte unabhängig von der Zahl der Stützstellen aus $\Phi(f)$ mit dem Verfahren der sukzessiven Approximation im Rahmen der numerischen Genauigkeit das ursprüngliche Profil rückgerechnet werden. Dies kann als Hinweis auf die Eindeutigkeit der Rückrechnung gewertet werden, ein mathematisch schlüssiger Beweis ist es natürlich nicht.

¹¹ IBM AT3, 8 MHz, Coprozessor, Programmierumgebung ASYST

Es wurde auch der Einfluß von Störungen auf die Phasenmessung untersucht, wie sie im Rahmen der Meßgenauigkeit zulässig sind. Hierzu wurde für ein vorgegebenes Profil n und eine angenommene Störung $\Phi_{\text{St}}(f)$ folgender Term berechnet,

$$\mathcal{R}(\mathcal{M}(n) + \Phi_{\text{St}}(f))$$

und mit dem Ausgangsprofil verglichen. Es zeigt sich, daß es in der Nähe¹² der exakten Lösung offensichtlich auch physikalisch nicht sinnvolle Lösungen, die nicht mehr als Funktion geschrieben werden können, gibt.

Sowohl die weitere mathematische Untersuchung des Rückrechenoperators \mathcal{R} , als auch des hier vorgestellten Rückrechenverfahrens durch sukzessive Approximation, stellt sicherlich eine interessante Aufgabe dar. In Kap.5.2.2. und Kap.6.3.1. werden Fragen in Zusammenhang mit der Datenauswertung angesprochen, für die eine solche tiefergehende Analyse wünschenswert wäre.

¹² Unter dem Abstand von zwei Profilen n_I, n_{II} könnte hier z.B. $\sum_j (\Phi_{j,I} - \Phi_{j,II})^2$ verstanden werden. In diesem Sinne sind nahe Profile solche, bei denen sich die meßtechnisch erfaßbare Größe $\Phi(f)$ nur wenig unterscheidet.

3. Labor- und Eichmessungen

3.1. Ziel der Labor- und Eichmessungen

In Kap.2. wurde das Prinzip der phasenempfindlichen Reflektometrie beschrieben. Es mußte nun ein geeigneter Aufbau gefunden werden, um Messungen am äußersten Plasmarand unmittelbar vor der ICRH-Schleifenantenne durch einen Diagnostikschlitz von $3 \times 1 \text{ cm}^2$ durchzuführen (s. Abb.25 (S43)). Die Wahl der zu verwendenden Antennen war somit erheblich eingeschränkt. Das Ziel der Labormessungen war es zum einen, eine Schaltung zu finden, die ein eindeutiges Streifenmuster bei breitbandigem Frequenzsweep ergibt. Zum anderen ging es darum, die Ausbreitung im Nahfeld einer Mikrowellenantenne mit entsprechend kleiner Öffnung zu untersuchen. Die späteren Messungen an ASDEX haben gezeigt, daß man die verschiedenen Mikrowellenschaltungen sehr gut im Labor testen kann, daß man hingegen aber die Wellenausbreitung der Mikrowellen im Plasma nur bedingt simulieren kann. So ist es praktisch nicht möglich, den stetig orts- und frequenzabhängigen Verlauf des Brechungsindex von $0 \leq N \leq 1$ korrekt zu berücksichtigen. Die Hauptunzulänglichkeit aller durchgeführten Labormessungen besteht aber darin, daß bei Reflexion am Metallspiegel keine Störungen auftreten, das Plasma hingegen die reflektierte Mikrowelle, bedingt durch Elektronendichtefluktuationen, sehr stark in Phase und Amplitude moduliert (s. Kap.5.1., z.B. Abb.28 (S49)). Neben diesen Labormessungen wurden am endgültigen Aufbau, der erheblich vom Laboraufbau abwich, umfangreiche Eichmessungen im Gefäß vorgenommen. Hier ging es vor allem darum, die Phasenverschiebung im Hohlleitersystem $\Phi_{wg}(f)$ exakt zu bestimmen und mögliche Störungen durch Mehrfachreflexionen zwischen cut-off und Gefäßwand näher zu analysieren.

3.2. Labormessungen an einer Einantennenkonfiguration

3.2.1. Theoretische Überlegungen

Es wird sowohl von Reflektometern berichtet, bei denen mit nur einer Antenne gearbeitet wird (z.B. [5]), als auch von solchen, bei denen mit getrennten Sende- und Empfangsantennen gearbeitet wird (z.B. [54]). Zwei Antennen haben den Vorteil, daß es durch die Trennung von vor- und rücklaufender Welle zu keinen

störenden Reflexionen kommt¹³. Sie benötigen aber mehr Platz zur Installation in der Maschine. Ein weiterer Nachteil bei der Verwendung von zwei Antennen ist die Meßunsicherheit unmittelbar vor den beiden Antennen. Es wurde daher im Labor ein Reflektometer mit nur einer Antenne aufgebaut. Um aber dennoch eine gewisse Flexibilität zu behalten, wurde an ASDEX in den Diagnostikschlitz der ICRH-Antenne neben einer Hornantenne ein offenes Hohlleiterende montiert. Das eindeutige Zählen von Interferenzstreifen kann sowohl durch Vorgänge im Plasma, als auch durch die Frequenzcharakteristik von Mikrowellenbauteilen (BWO [s. Abb.24 (S41)], Richtkoppler etc.) und durch parasitäre Reflexionen in der Mikrowellenschaltung gestört werden. Bei der Verwendung von nur einer Antenne muß man gerade die mögliche Störung durch parasitäre Reflexionen sehr sorgfältig analysieren. Diese betragen in der Praxis einige Prozent der vorlaufenden Welle, und sind somit deutlich größer als das vom Plasma reflektierte Signal. Mehrfachreflexionen in der Mikrowellenschaltung sollen hingegen in einer ersten Näherung vernachlässigt werden, da sie im Promillebereich liegen. Das Detektorsignal ergibt sich somit wie folgt:

$$I = EE^*$$

$$\text{mit } E = \sum_{j=0}^M s_j e^{i(\omega t - \Phi_j)}$$

=>

$$I = \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M s_i s_j \cos(\Phi_i - \Phi_j) \quad \text{Gl.20}$$

mit:

s_0 Amplitude des Referenzsignals

Φ_0 Phase des Referenzsignals (Def: $\Phi_0 = 0$)

s_1 Amplitude des vom Plasma reflektierten Signals

Φ_1 Phase des vom Plasma reflektierten Signals bezüglich Φ_0

$s_i, \Phi_i \mid_{i=2, M}$ Amplitude und Phase der Störsignale

¹³ Bei einer Zweiantennenkonfiguration tritt in der Praxis als einziger Störterm das direkte Übersprechen zwischen den beiden Antennen (Beugung der Welle von einer Antenne in die andere) auf. Beim System neben dem LH-Grill wurde ein Übersprechen von 10^{-4} der vorlaufenden Leistung beobachtet (vergl. 'ÜS' in Abb.38 (S64)).

Damit $\Phi_1(f)$ eindeutig durch Abzählen der Maxima und Minima in I gemessen werden kann, muß gelten:

$$s_0 \gg \sum_{i=1, M} s_i \quad \text{Gl.21}$$

d.h., es muß ein absolut dominierendes Referenzsignal geben¹⁴. Ist dies nicht erfüllt, so ist nicht auszuschließen, daß sich das Referenzsignal und die Störungen für bestimmte Frequenzen gegenseitig auslöschen oder zumindest in der Summe sehr klein werden (s. Abb.11).

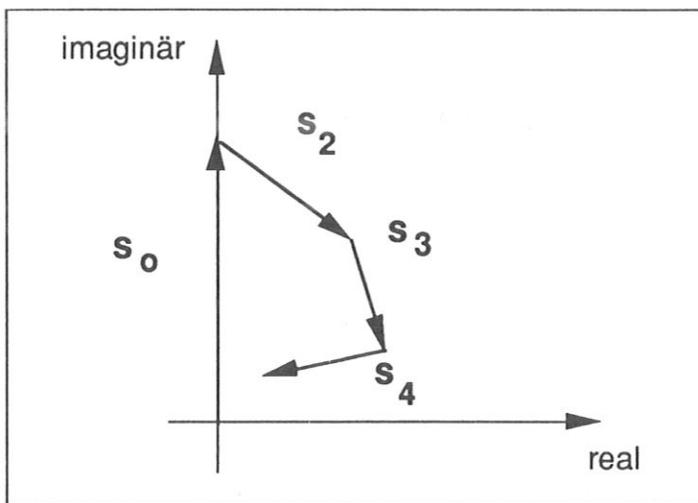


Abb.11
Referenzsignal s_0 und Störsignale $s_{2..4}$ in der komplexen Ebene. Im dargestellten Fall ist $s_0 = |s_0|$ zu klein gewählt, die Summe aus Referenzsignal und Störungen ist sehr klein, ein eindeutiges Erkennen der Interferenzstreifen ist nicht gewährleistet.

Beachtet man, daß aus Gl.21 folgt¹⁵: $s_0 \gg s_i \mid_{i=1, M}$ und vernachlässigt Glieder höherer Ordnung, so kann man alle Interferenzen der Störungen untereinander und, was das entscheidende ist, auch Interferenzen des vom Plasma reflektierten Signals mit den Störungen vernachlässigen:

$$\begin{aligned} I &= s_0^2 + \sum_{i=1, M} 2 s_0 s_i \cos(\Phi_i) & \text{Gl.22} \\ &= s_0^2 + 2 s_0 s_1 \cos(\Phi_1) + \sum_{i=2, M} 2 s_0 s_i \cos(\Phi_i) \\ &= A + B + C \end{aligned}$$

¹⁴Es wird hier davon ausgegangen, daß auch das Nutzsignal wesentlich kleiner ist als das Referenzsignal ($s_0 \gg s_1$). Dies ist zwar zum eindeutigen Streifen zählen nicht unbedingt erforderlich, in der Praxis aber fast immer erfüllt.

¹⁵Ist der Betrag des Referenzsignals größer als die Summe aller anderen Signale, so ist er auch größer als jedes einzelne der anderen Signale.

$$\begin{aligned} \text{mit } A &= s_0^2 \\ B &= 2 s_0 s_1 \cos(\Phi_1) \\ C &= \sum_{i=2, M} 2 s_0 s_i \cos(\Phi_i) \end{aligned}$$

Man sieht, daß sowohl A und C, als auch eine Frequenzabhängigkeit in s_0 und s_1 das klare Streifenmuster durch $\cos \Phi_1$ stören können. Es ist nun möglich, I beim Frequenzsweep ohne Metallspiegel (im Labor), bzw. ohne Plasma (am Experiment) zu messen. Man erhält aus dieser Referenzmessung:

$$I_R = A + C \quad \text{Gl.23}$$

Es soll nun ein normiertes Detektorsignal betrachtet werden:

$$\begin{aligned} I &= I / I_R \approx 1 + B/A \quad (\text{Näherung: } A \gg C) \quad \text{Gl.24} \\ &\approx 1 + (2 s_1 / s_0) \cos \Phi_1 \end{aligned}$$

Bei Verwendung eines T-Stückes (Abb.12) ergibt sich zum einen ein dominierendes Referenzsignal, zum anderen aufgrund der Symmetrie $s_1(f) / s_0(f) \approx \text{const}$, so daß man ein ganz klares Streifenmuster erhalten sollte.

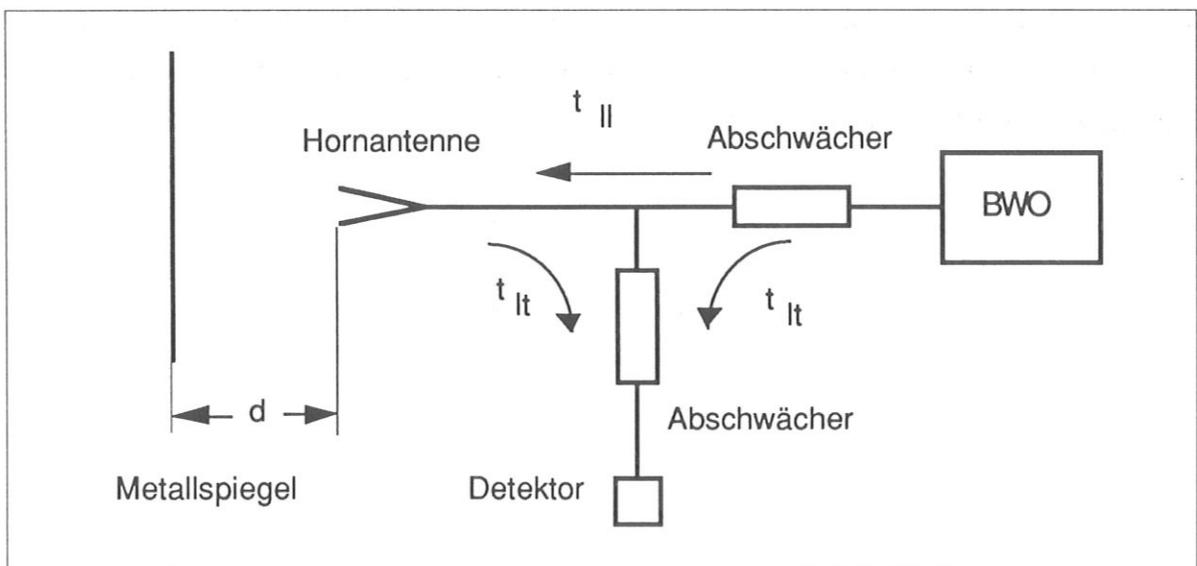


Abb.12 Prinzipschaltbild des Laboraufbaus mit T-Stück: t_{\perp} und t_{\parallel} sind die Amplitudentransmissionskoeffizienten des T-Stücks in den eingezeichneten Richtungen.

Durch die beiden Abschwächer wird erreicht, daß das T-Stück zum Generator und zum Detektor als ideal abgeschlossen betrachtet werden kann. Die Übertragungskoeffizienten von je zwei Ausgängen des T-Stücks hängen also nicht von der Beschaltung des dritten ab. Aufgrund der Symmetrie kann man in dieser Näherung das T-Stück durch die beiden Amplitudentransmissionskoeffizienten $t_{\perp}(f)$ und $t_{\parallel}(f)$ alleine beschreiben.

Für eine Schaltung nach Abb.12 ergibt sich somit:

$$s_0 \sim a_{\text{BWO}}(f) \cdot t_{\perp}(f)$$

$$s_1 \sim a_{\text{BWO}}(f) \cdot t_{\perp}(f) \cdot t_{\parallel}(f) \cdot r(f)$$

mit:

$a_{\text{BWO}}(f)$	Amplitudencharakteristik des Mikrowellengenerators
$t_{\parallel}(f)$	Amplitudentransmissionskoeffizient des T-Stücks in Längsrichtung
$t_{\perp}(f)$	Amplitudentransmissionskoeffizient des T-Stücks in Querrichtung
$r(f)$	Amplitudenreflexionskoeffizient der am Spiegel reflektierten Welle

$$I \approx 1 + 2 t_{\parallel}(f) \cdot r(f) \cos \Phi_1 \quad \text{Gl.25}$$

mit $t_{\parallel}(f) \approx 1$, $r(f) \approx \text{const.} \Rightarrow$

$$I \approx 1 + \text{const} \cos \Phi_1$$

3.2.2. Test der Mikrowellenschaltung

Es wurden sehr verschiedene Schaltungen in Einantennenkonfiguration aufgebaut. Nur bei einer Schaltung nach Abb.12 ist es im Labor tatsächlich gelungen, den störenden Einfluß durch die Frequenzcharakteristik der Bauteile und durch parasitäre Reflexionen mit Hilfe einer Normierung nach Gl.24 weitgehend zu eliminieren. In Abb.13 sind I_{P} , I und I aufgetragen, wie sie sich bei Verwendung eines Metallspiegels ergeben. An ASDEX hat sich diese Methode, das Nutzsignal von Störungen zu trennen, nicht realisieren lassen. Bedingt durch die starken Modulationen der Mikrowelle durch die Elektronendichtefluktuationen mußte zu einer Zweiantennenkonfiguration (s. Abb.5 (S12)) übergegangen werden.

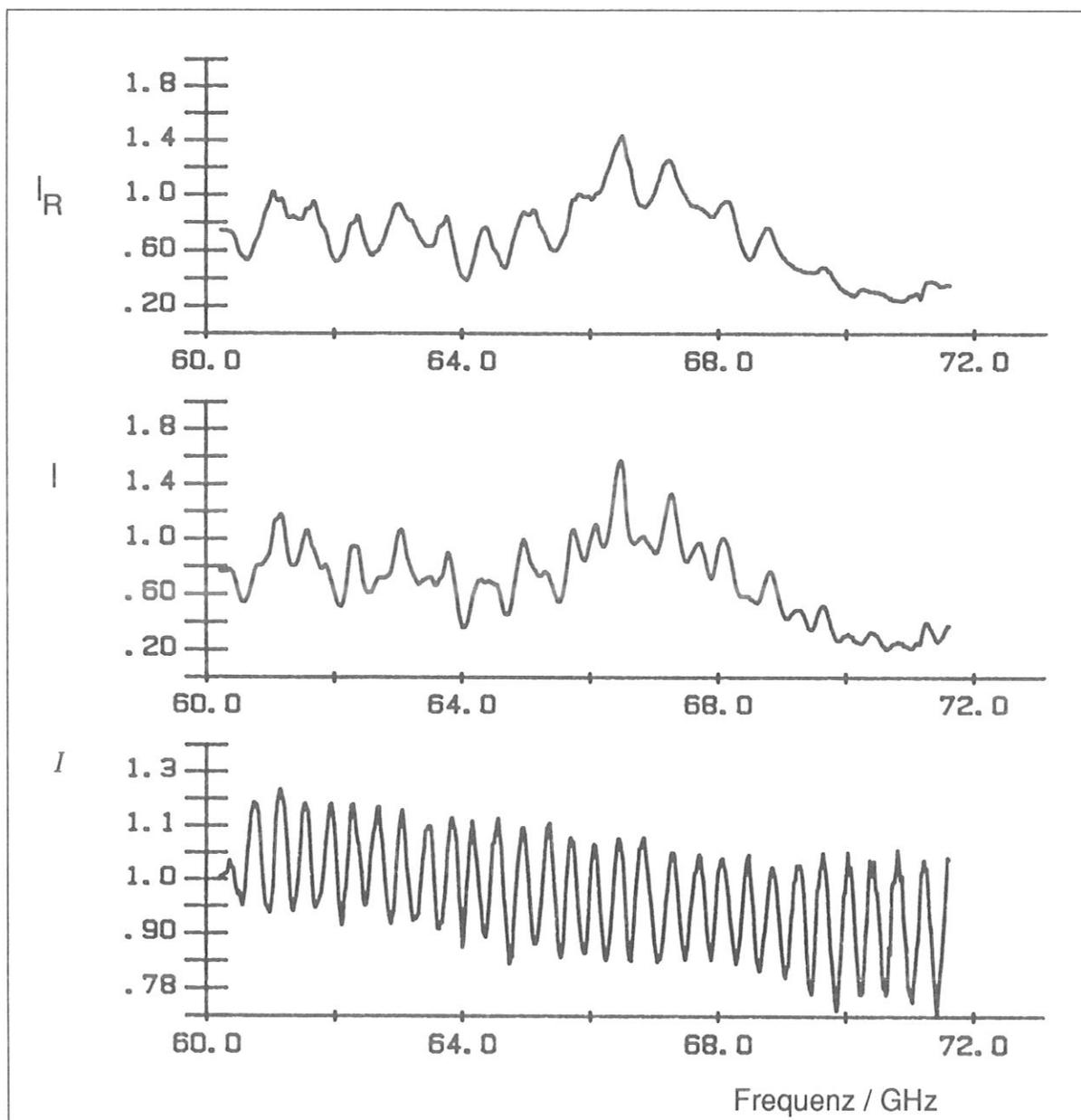


Abb.13 Detektorsignal als Funktion der Frequenz in T-Stückkonfiguration nach Abb.12 (S28) ohne Metallspiegel (I_R) und mit Metallspiegel (I) ($d = 8,45$ cm). Die Normierung der Messung mit Metallspiegel auf die Referenzmessung $I = I / I_R$ ergibt ein klares Streifenmuster.

Ein Trennen der Nutzinformation von den Störungen geschah an ASDEX dadurch, daß die Streifenfrequenz in einen Frequenzbereich gelegt wurde, der frei von Störungen ist (s. Kap.5., Abb.37 (S63)). Das Hauptproblem bei Verwendung von nur einer Antenne am Plasma ist die Notwendigkeit eines sehr starken Referenzsignals. Die störenden Reflexionen betragen bei einer Einantennenkonfiguration i. allg. einige 10^{-2} der vorlaufenden Welle, wodurch man gezwungen ist, ein Referenzsignal von der Größe der ins Plasma abgestrahlten Leistung zu

wählen (Gl.21 (S27)). Beim vorliegenden Reflektometer wurde aus dem Plasma eine reflektierte Leistung gemessen, die etwa nur $5 \cdot 10^{-3}$ bis $5 \cdot 10^{-5}$ der ins Plasma eingestrahlten Leistung beträgt. In absoluten Zahlen ergibt das bei etwa 5 mW abgestrahlter Leistung ein detektiertes Signal von 25 μ W bis 0,25 μ W. Die Intensität des Signals vom Plasma ist also bei Einantennenkonfiguration um bis zu $5 \cdot 10^{-5}$ mal schwächer als das Referenzsignal. Es ist somit nicht gewährleistet, daß die Interferenzstreifen immer über der Rauschgrenze des Referenzsignals liegen. Durch die völlige Trennung von Referenz- und Meßzweig bei einer Zweiantennenkonfiguration kann man darüber hinaus sehr leicht die Phase und Intensität des Referenzsignal optimieren. Man kann hier auch durch den Einbau von variablen Abschwächern (s. Abb.22 (S38)) in die beiden Zweige das Signal vom Plasma und das Referenzsignal einzeln analysieren. Man hat hier auch die Möglichkeit einen Teil des vom Plasma reflektierten Signals zur Intensitätsmessung direkt zu detektieren (Intensitätsdetektor Abb.5 (S12)). Bei einem Einantennensystem treten neben dem Intensitätsterm immer auch Interferenzterme mit den parasitären Reflexionen auf, wodurch eine eindeutige Aussage über die Intensität nicht möglich ist¹⁶. Eine Profilmessung in Einantennenkonfiguration scheint nur im Bereich unmittelbar vor der Antennenöffnung (geschätzt: 0 - 3 cm) möglich, da hier ein sehr starkes reflektiertes Signal auftritt (s. Vorschlag in Kap.9 , Abb.74 (S122)).

3.2.3. Reflektometermessungen bei Reflexion an einem Metallspiegel

Es mußte nun geklärt werden, ob auch im Nahfeld¹⁷ der Antenne eine phasenempfindliche Messung möglich ist. Im Labor hat man bei einer Schaltung nach Abb.12 (S28) zwei freie Parameter, die Frequenz der Mikrowelle f und die Reflektorentfernung d . In Abb.14 ist die gemessene Phasenverschiebung bei einem Sweep von 60 bis 72 GHz ($\Delta\Phi|_{60-72}$) gegen die Reflektorentfernung aufgetragen¹⁸. Es ergibt sich auch im Nahfeld der Antenne ein nahezu linearer Zusammenhang (Im Gegensatz zu [9], wo bei Labormessungen vor der Antenne von einer Nichtlinearität berichtet wird.).

¹⁶ Eine Kompensation dieser Reflexionen wäre in der Praxis allenfalls für bestimmte Festfrequenzen möglich, nicht aber breitbandig.

¹⁷ Unter dem Nahfeld einer Antenne versteht man i. allg. den Bereich bis zur Entfernung $2 b^2/\lambda$ (b : Durchmesser der Antennenöffnung). In diesem Bereich ist die Winkelabhängigkeit von Phase und Intensität der Welle eine Funktion der Entfernung.

¹⁸ Durch Verwendung eines Fits für $\Phi(f)$ ist $\Delta\Phi|_{60-72}$ auf Bruchteile von 2π bestimmt.

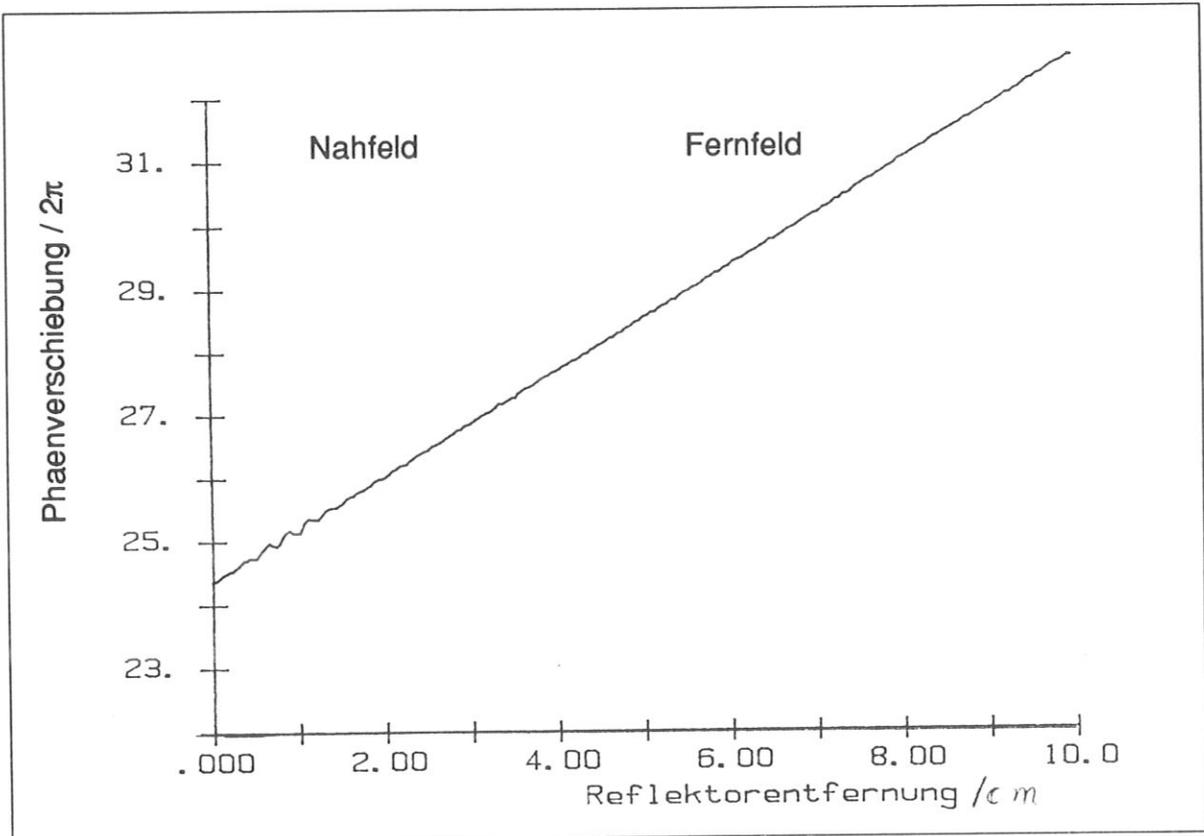


Abb.14 Phasenverschiebung beim Sweep von 60-72 GHz als Funktion des Reflektorabstandes d . Es ergibt sich auch bis unmittelbar vor die Antennenöffnung ein nahezu linearer Zusammenhang.

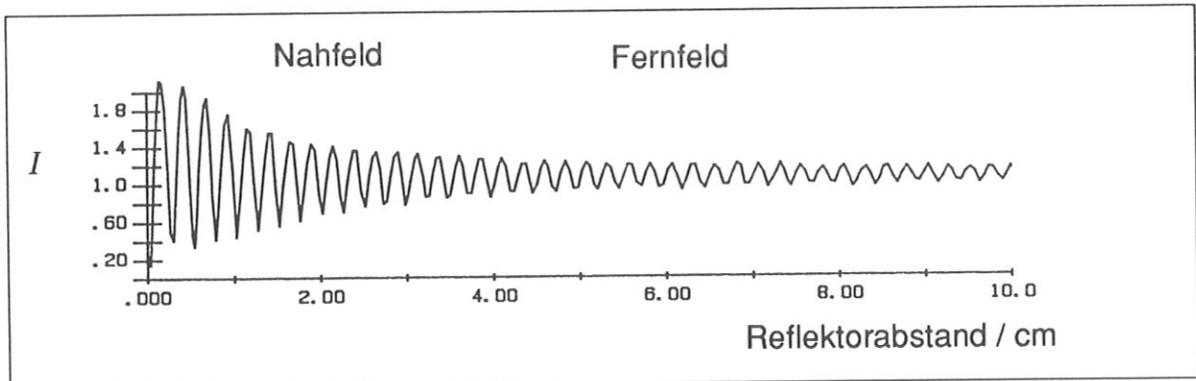


Abb.15 Normiertes Detektorsignal $I = I / I_R$ für $f = 62$ GHz als Funktion des Reflektorabstandes d (Schaltung nach Abb.12 (S28)). Der Streifenabstand ist auch sehr nahe an der Antenne $\lambda/2$, so daß auch im unmittelbaren Antennennahfeld eine korrekte Phasenmessung möglich ist. (Vergl. theoretisches Streifenmuster Abb.17 (S34))

In Abb.15 ist I für eine gegebene Frequenz als Funktion der Reflektorentfernung aufgetragen. Der Abstand der Interferenzstreifen ist im Rahmen der Meßgenauigkeit auch in unmittelbarer Antennennähe $\lambda/2$. Man sollte daher mit

diesem Aufbau präzise Messungen auch unmittelbar vor der Antennenöffnung durchführen können. Dies konnte auch durch Modellrechnungen zur Mikrowellenausbreitung im Antennennahfeld erhärtet werden. Das Signal, das durch einen Metallspiegel in die Antenne zurückgestrahlt wird, wurde hierzu entsprechend dem Ersatzschaltbild Abb.16 berechnet.

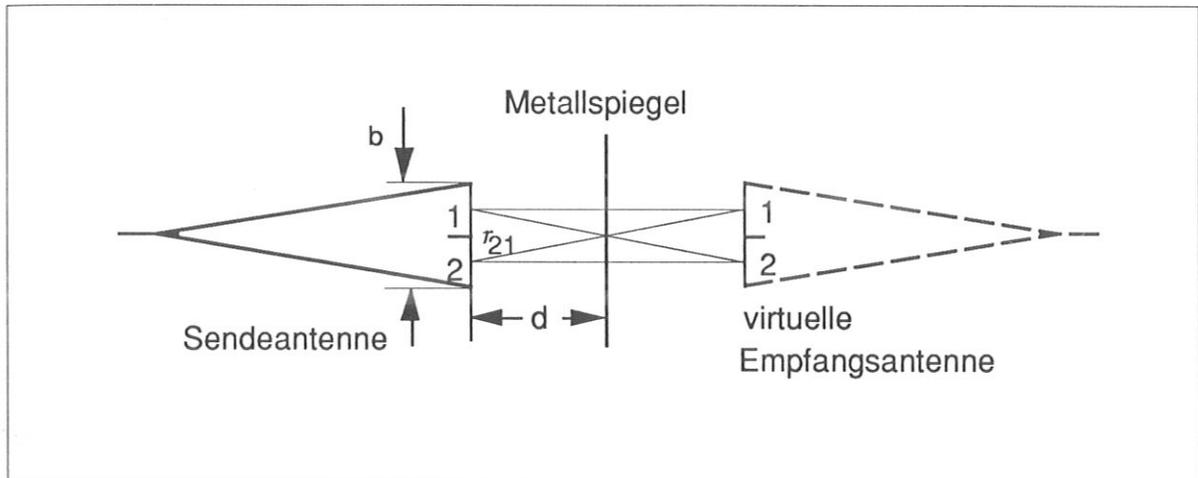


Abb.16 Ersatzschaltbild zur Berechnung des Signals, das durch einen Metallspiegel in die Antenne zurückgestrahlt wird. Es werden hierzu die Beiträge aller Oberflächenelemente aufsummiert (Gl.26). Im dargestellten Fall sind die Antennen in jeweils nur zwei Segmente aufgeteilt ($L=2$).

Nach dem Huygensschen Prinzip kann das Signal, das in die Empfangsantenne gelangt, durch eine Doppelsumme über die Oberflächenelemente der beiden Antennenöffnungen ausgedrückt werden.

$$E_{\text{ref}} \sim \sum_{i=1}^L \sum_{j=1}^L (r_{ij})^{-1} \exp(2\pi i r_{ij} / \lambda) \quad \text{Gl.26}$$

r_{ij} Abstand des i -ten Elementes der Sendeantenne zum j -ten Element der virtuellen Empfangsantenne (s. Abb.16)

Für die numerischen Rechnungen wurde die Antenne in einer Dimension in L Elemente geteilt. In Abb.17 ist $\text{Im}(E_{\text{ref}})$ als Funktion der Reflektorentfernung dargestellt.

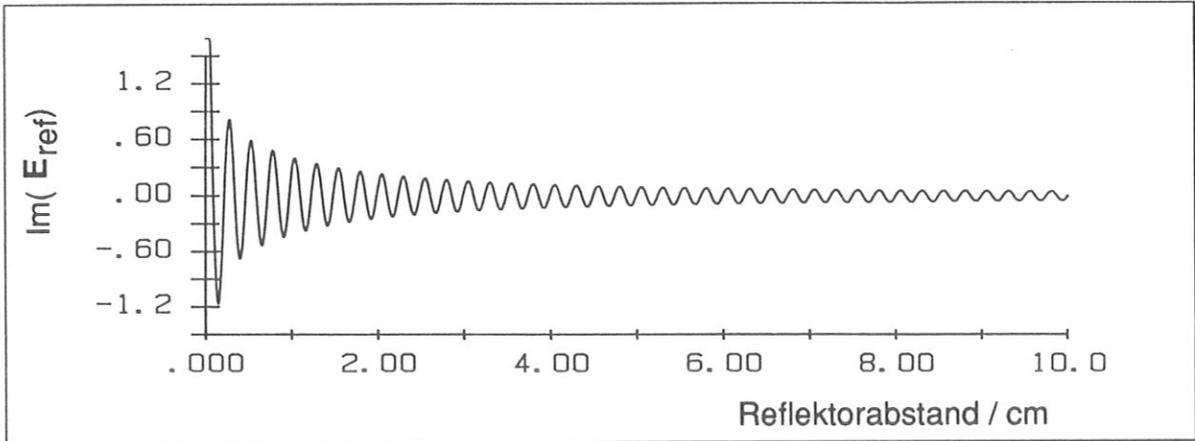


Abb.17 Theoretisches Streifenmuster bei Verschiebung des Metallspiegels. ($\text{Im}(E_{\text{ref}}(d))$ nach Gl.26, $b = 1 \text{ cm}$, $\lambda = 0,5 \text{ cm}$, $L = 100$)

In Abb.18 ist $\delta\Phi(d) = \Phi_{\text{ref}}(d) - 4\pi d/\lambda$, die Abweichung der Phase der reflektierten Welle von dem Wert, den man bei einer punktförmigen Antenne bzw. bei einer ebenen Welle erhalten würde, eingezeichnet. Man sieht, daß die Phase $\Phi_{\text{ref}}(d)$ um maximal $2\pi/10$ von einem linearen Zusammenhang abweicht, was einem Fehler von 0,25 mm entspricht.

Die Annahme, daß eine Messung nur im Fernfeld einer Antenne möglich ist, wie sie in [5] und [54] gemacht wird, scheint daher unbegründet.

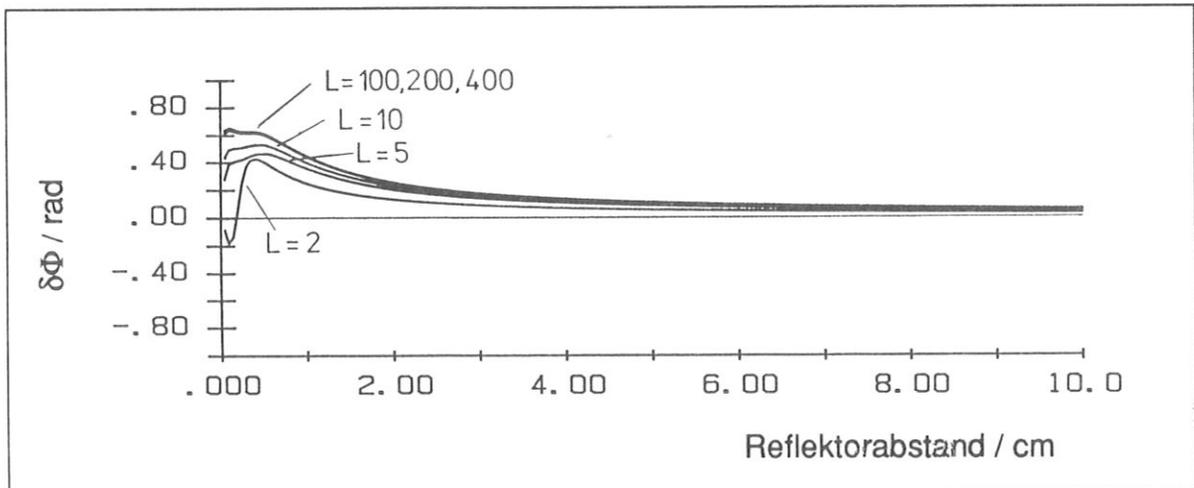


Abb.18 Abweichung der Phase der reflektierten Welle von dem Wert, den man bei einer punktförmigen Antenne bzw. bei einer ebenen Welle erhalten würde ($\delta\Phi(d) = \Phi_{\text{ref}}(d) - 4\pi d/\lambda$). (Theoretische Werte nach Gl.26 $b = 1 \text{ cm}$, $\lambda = 0,5 \text{ cm}$ L : Zahl der betrachteten Elemente für die numerische Rechnung)

Um den Einfluß der Mehrfachreflexion zwischen cut-off und Gefäßwand (Faradayschirm) näher zu untersuchen, wurde außerhalb der Antenne in der Ebene der Antennenöffnung eine Kupferplatte angebracht (Abb.19).

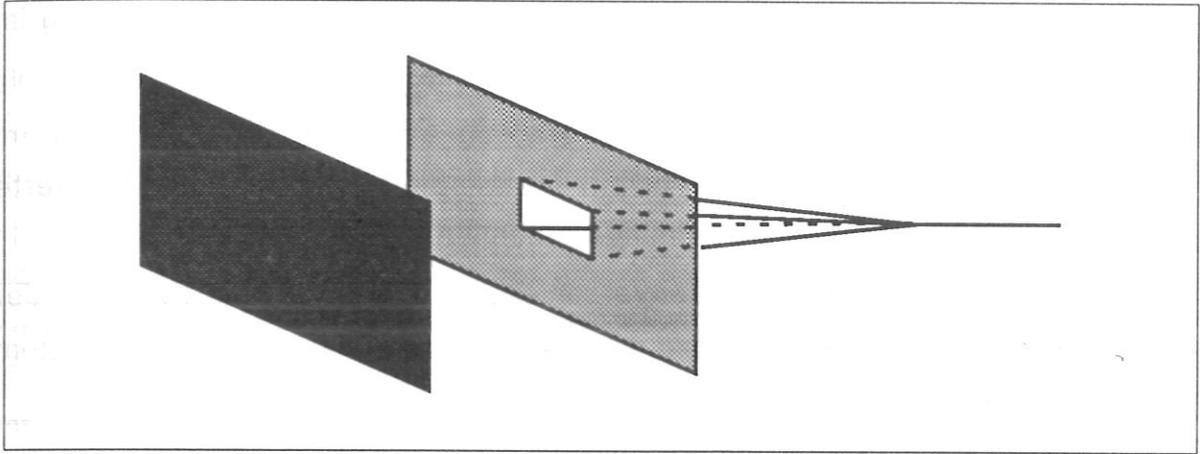


Abb.19 Mit einer Kupferplatte in der Ebene der Antennenöffnung wurde der mögliche Einfluß von Mehrfachreflexionen zwischen cut-off und Gefäßwand im Labor simuliert.

In Abb.20 ist deutlich eine Modulation der Amplitude der Interferenzstreifen in $I(f, d = \text{const.})$ zu sehen, die wie bei einem Fabry-Pérot-Interferometer durch Mehrfachreflexion zwischen den beiden Metallplatten bedingt ist. Die Interferenzstreifen bleiben aber weiterhin deutlich zu erkennen, eine Störung der Messung durch Mehrfachreflexionen sollte man somit nicht erwarten.

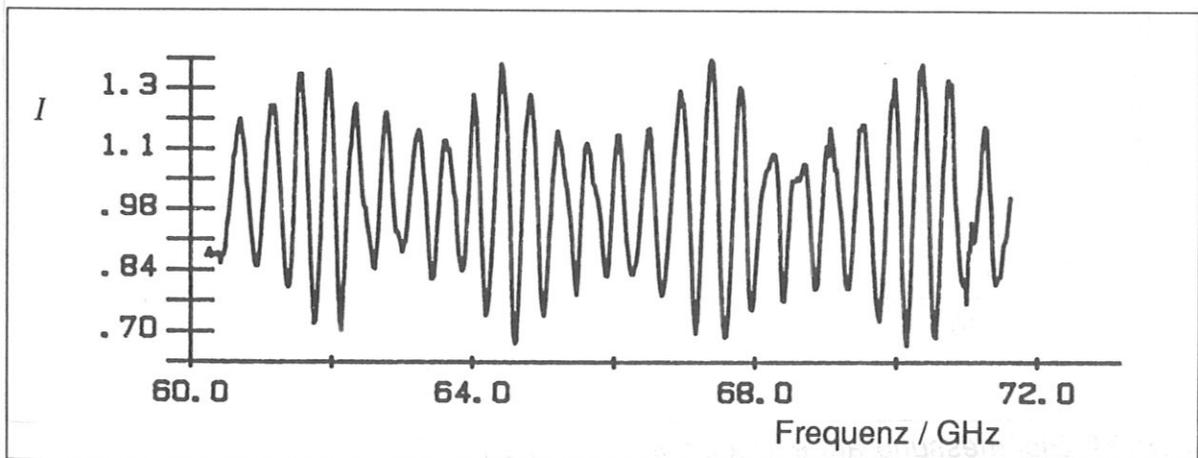


Abb.20 Einfluß einer Kupferplatte in der Ebene der Antennenöffnung auf das Streifenmuster (s. Abb.19): Dargestellt ist das normierte Detektorsignal $I = I / I_R$ als Funktion der Frequenz für eine feste Reflektorentfernung ($d = 5 \text{ cm}$). Durch Mehrfachreflexionen zwischen Metallspiegel und Kupferplatte wird die Streifenamplitude moduliert (vergl. Fabry-Pérot-Interferometer), die Streifen sind aber dennoch eindeutig erkennbar.

3.3. Eichmessungen am endgültigen Aufbau an ASDEX

Der endgültige Aufbau an ASDEX war eine Zweiantennenkonfiguration mit einer großen Längendifferenz zwischen Signal- und Referenzweig ($\Delta L \approx 1,5$ m). Für die Bestimmung des Elektronendichteprofils wird $\Phi_p(f)$, die Phasenverschiebung im Plasma benötigt. Die Messung liefert aber $\Phi_g(f) = \Phi_p(f) + \Phi_{wg}(f)$. Um $\Phi_{wg}(f)$, die Phasenverschiebung in den Hohlleitern, zu ermitteln wurde bei einem Frequenzsweep von 60 - 75 GHz ein Metallspiegel in mehrere definierte Entfernungen vor den Antennenöffnungen montiert ($d = 20, 40, 50, 70$ mm). In Abb.21 ist die gemessene Phasenverschiebung $\Delta\Phi|_{60-75}$ als Funktion der Reflektorabstand aufgetragen. Um die Phasenverschiebung im Hohlleitersystem zu erhalten, muß man $\Delta\Phi|_{60-75}(d)$ für $d \rightarrow 0$ extrapolieren.

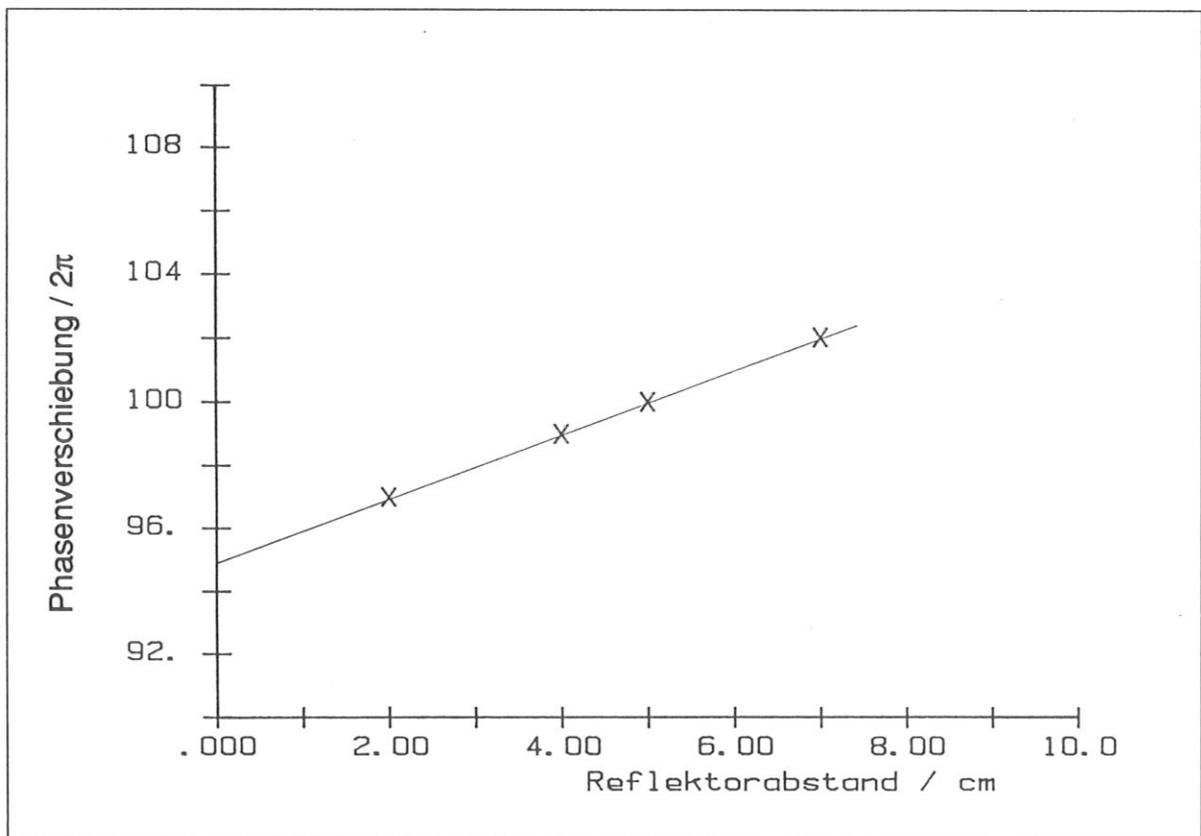


Abb.21 Eichmessung am endgültigen Aufbau an ASDEX: Dargestellt ist die Phasenverschiebung bei einem Sweep von 60 - 75 GHz als Funktion des Reflektorabstandes d . Durch Extrapolation für $d \rightarrow 0$ läßt sich $\Phi_{wg}(f)$, die Phasenverschiebung in den Hohlleitern bestimmen.

Es wurde die Dispersion in den Hohlleitern und den Antennen¹⁹ als bekannt vorausgesetzt und mit Hilfe der gemessenen Phasenverschiebung ΔL , die Längendifferenz zwischen Signal- und Referenzweig bestimmt. Somit hat man $\Phi_{wg}(f)$ als analytische Funktion gewonnen.

Bei dem oben beschriebenen Einantennensystem konnte durch Labormessungen gezeigt werden, daß eine Störung der Messung durch Mehrfachreflexionen zwischen cut-off und Gefäßwand nicht zu erwarten ist. Am fertig installierten System war es hingegen nicht möglich, eine Vergleichsmessung ohne Gefäßwand durchzuführen. Es wurden daher neben den Messungen mit Metallspiegel auch Messungen durchgeführt, bei denen der Metallspiegel durch ein Material ersetzt wurde, das Mikrowellen viel schwächer reflektiert (etwa nur 10%). In beiden Fällen ergibt sich ein nahezu ungestörtes Streifenmuster aber mit unterschiedlicher Amplitude. Hieraus ist zu schließen, daß Mehrfachreflexionen zwischen cut-off und Gefäßwand auch beim endgültigen Aufbau an ASDEX keine Rolle spielen.

¹⁹ Für die Wellenlänge im Hohlleiter gilt: $\lambda_H = \lambda_0 (1 - (\lambda_0/\lambda_k)^2)^{-1/2}$ mit λ_k , der Vakuumwellenlänge, die der cut-off Frequenz im Hohlleiter entspricht. Für einen Rechteckhohlleiter ist diese gleich der doppelten Breite. Die Phasenverschiebung in den Hohlleitern ergibt sich zu: $\Phi_{wg} = \Delta L / \lambda_H \cdot 2\pi$. Für die Phasenverschiebung in den Antennen muß ein variables λ_k berücksichtigt werden.

4. Aufbau an ASDEX

4.1. Schema des gesamten Reflektometers

Es wurden zwei Reflektometer an toroidal verschieden Stellen an ASDEX installiert. Abb.22 zeigt schematisch die endgültige Version der gesamten Reflektometerschaltung.

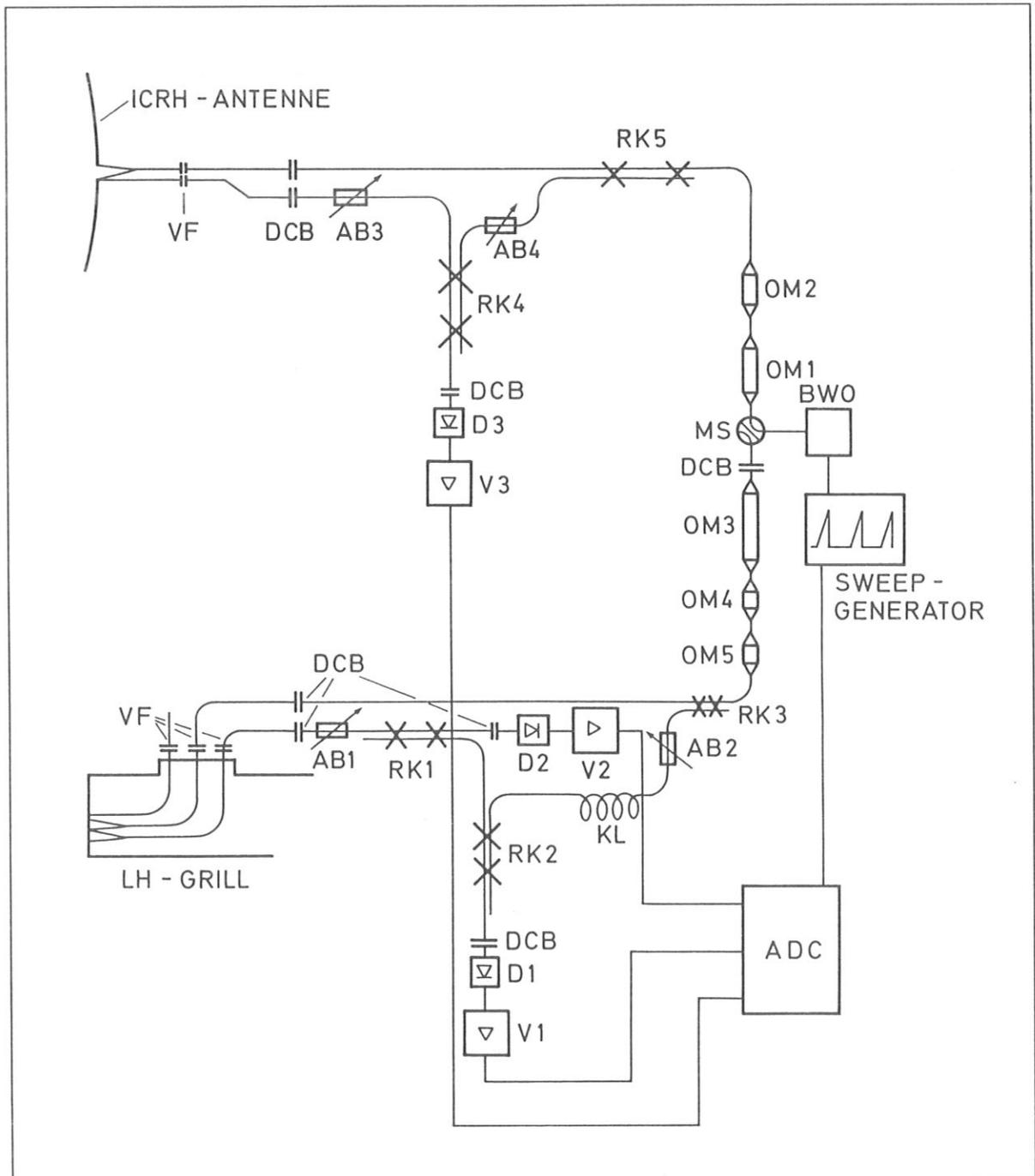


Abb.22 Schema der endgültigen Reflektometerschaltung (Erklärungen rechts)

zu **Abb.22** (s. linke Seite)

Schema der endgültigen Reflektometerschaltung an ASDEX:

Die beiden Systeme (in der ICRH-Antenne, obere Bildhälfte; neben dem LH-Grill, untere Bildhälfte) arbeiten mit einem gemeinsamen Mikrowellengenerator (BWO) und können in der dargestellten Konfiguration abwechselnd betrieben werden. Durch Ersetzen des Mikrowellenschalters durch einen Richtkoppler war es auch möglich, beide Systeme gleichzeitig zu betreiben. Beim System in der ICRH-Antenne wurde auf eine direkte Intensitätsmessung verzichtet. Die gesamte Schaltung ist in V-Band-Komponenten (50-75 GHz) ausgeführt, das BWO arbeitet im E-Band (60-90 GHz), so daß nur etwa der Bereich von 58 - 80 GHz genutzt werden konnte.

AB1.. AB4 Abschwächer zum Regulieren der relativen Stärke von Referenz- und Nutzsignal; Für die routinemäßigen Messungen werden alle Abschwächer auf vollen Durchlaß gestellt.

ADC Analog-Digital-Wandler

BWO Rückwärtswellenoszillator (backward wave oscillator)

D1 Detektor zur Phasenmessung am System beim LH-Grill

D2 Detektor zur Intensitätsmessung am System beim LH-Grill

D3 Detektor zur Phasenmessung am System in der ICRH-Schleifenantenne

DCB Galvanische Trennung (DC-break)

KL Kompensationsleitung zur Reduktion der Längendifferenz von Signal- und Referenzweig auf den gewünschten Wert von etwa 1,5 m.

MS Mikrowellenschalter zum alternativen Betreiben der beiden Systeme

OM1.. OM5 Überdimensionierte Hohlleiter (OM1: 5,7m; OM2: 1,5m; OM3: 4,6m; OM4: 2,9m; OM5: 3,2m)

RK1...RK5 Richtkoppler (RK1: 6dB; RK2: 12dB; RK3: 6dB; RK4: 10dB; RK5: 10dB)

V1 .. V3 Verstärker

VF Vakuumfenster

Aus Abb.23 kann die Lage der beiden Systeme und des gemeinsamen Mikrowellengenerators entnommen werden. Nach dem System in der ICRH-Schleifenantenne wurde ein zweites System bei der LH-Grill Antenne installiert. Da nur ein Mikrowellengenerator zur Verfügung stand, das erste System aber in unveränderter Form einsatzfähig bleiben sollte, mußte eine sehr lange Leitung zwischen Mikrowellengenerator und Antennensystem in Kauf genommen werden.

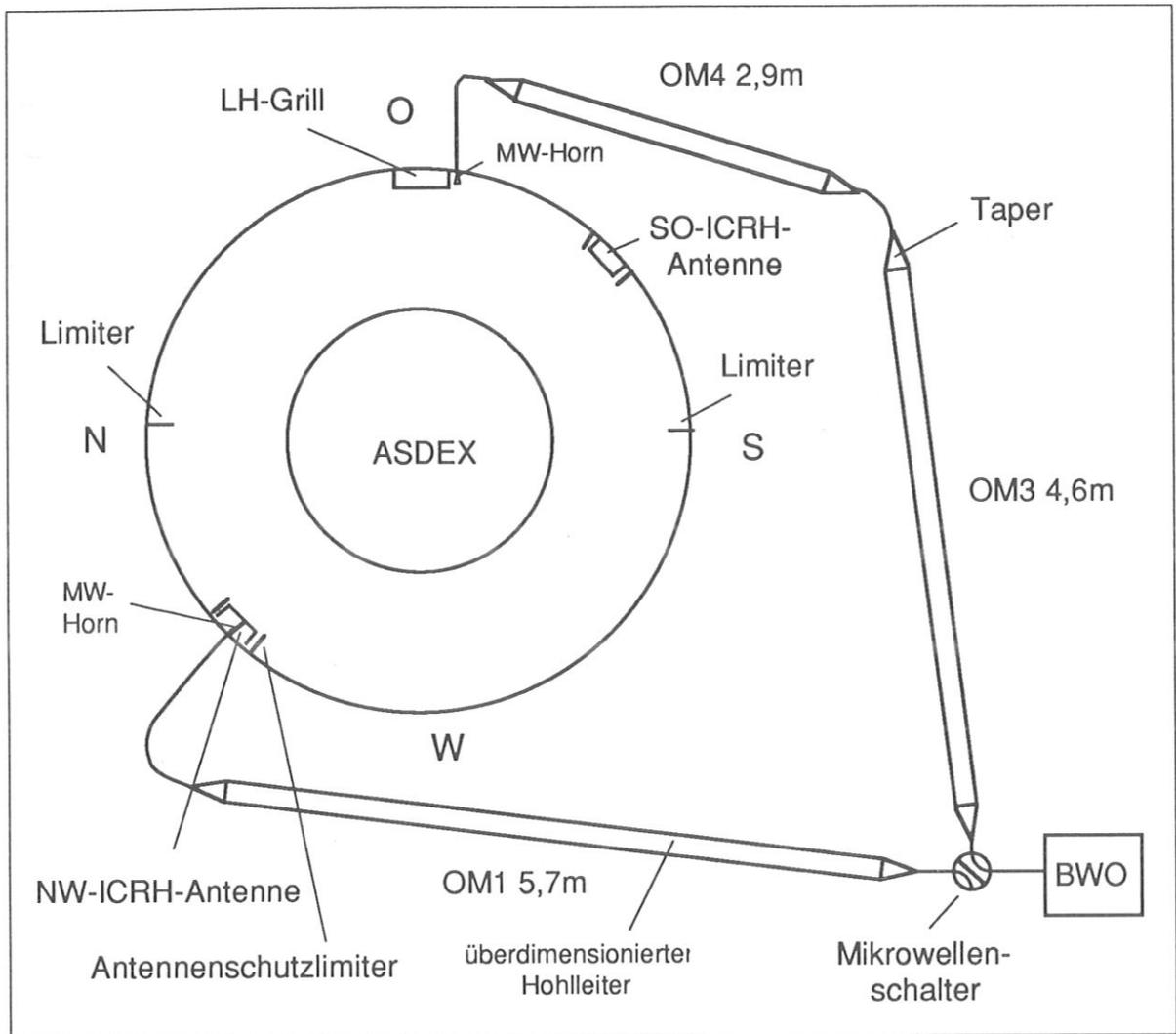


Abb.23 Lage der beiden Reflektometer und des gemeinsamen Mikrowellengenerators an ASDEX: An die eingezeichneten horizontalen Hohlleiterstücke schließt sich jeweils noch ein senkrechtes Stück an (in der Draufsicht nicht zu erkennen), da der Mikrowellengenerator im Untergeschoß der ASDEX-Halle montiert ist.

4.2 Mikrowellengenerator

Wie in Kap.2.2. ausgeführt, benötigt man für Elektronendichteprofilmessungen eine breitbandig durchstimmbare Mikrowellenquelle. Hierzu eignen sich im wesentlichen sogenannte Rückwärtswellenoszillatoren (BWO = backward wave oscillator). Es handelt sich hier um Elektronenröhren, bei denen ein fokussierter Elektronenstrahl an einer periodischen Struktur (Helix) vorbeigeführt wird. Die für die Aufrechterhaltung einer Welle nötige Rückkopplung wird dadurch erreicht, daß eine dem Elektronenstrahl entgegenlaufende Welle diesen so moduliert, daß es zu einer Verstärkung dieser Welle kommt. Genauere Betrachtungen zeigen, daß die Frequenz der erzeugten Welle in einem weiten Bereich durch die Veränderung der

Spannung, die an der Helix angelegt wird, verändert werden kann. Bedingt durch resonante Effekte in der Röhre selbst, und auch am Vakuumfenster, das zum Auskoppeln der Mikrowelle dient, ist die Ausgangsleistung eine nichtmonotone Funktion der Frequenz (s. Abb.24). Die Geschwindigkeit, mit der die Mikrowellenfrequenz durchgestimmt werden kann, ist im wesentlichen durch die Verfügbarkeit eines schnellen Sweepnetzgerätes bestimmt, das die Helixspannung im Bereich von etwa 500 - 2500 Volt liefert. Das in dieser Arbeit eingesetzte Sweepnetzgerät der Firma Marconi Sanders (6600 series, mit plug-in unit 6655) erlaubt eine minimale Sweepzeit von etwa 160 μs bei einer Repetitionszeit von 2,5 ms. Mit dem dazugehörigen BWO (60-90 GHz, Siemens) waren Messungen am Plasma nur bei einem Magnetfeld von $B_0 = 2,8 \text{ T}$ möglich. Bei niedrigeren Magnetfeldwerten ist die Elektronzyklotronfrequenz am Plasmarand kleiner als 60 GHz, so daß die erste Reflexion nicht unmittelbar vor der Antennenöffnung auftritt (s. Abb.4 (S11)).

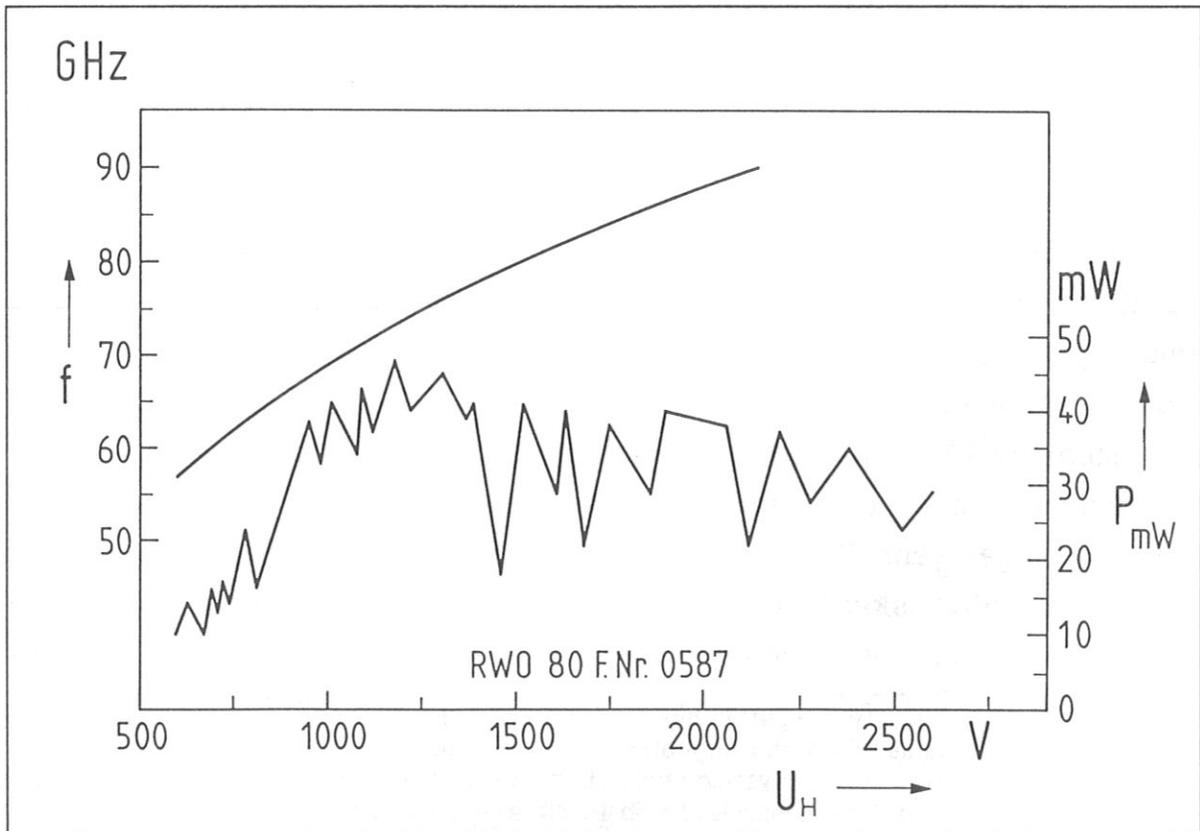


Abb.24 Frequenz und Ausgangsleistung als Funktion der Helixspannung der verwendeten Mikrowellenröhre (Siemens: RWO 80), wie sie vom Hersteller angegeben werden. Die Frequenzabhängigkeit der Ausgangsleistung hat ihren Ursprung in resonanten Effekten in der Röhre und am Vakuumfenster, das zur Auskopplung der HF dient.

4.3. Mikrowellenantennen

4.3.1 Im Faradayschirm²⁰ der ICRH-Antenne

Bedingt durch den kleinen Diagnostikschlitz (3 cm x 1 cm) im Faradayschirm der ICRH-Antenne konnten nur sehr kleine Antennen eingesetzt werden. In der endgültigen Version wurde eine Hornantenne (Öffnung: 10 mm x 8 mm, Länge: 240 mm, linear getapert) als Sender, und ein offenes Hohlleiterende (3.8 mm x 1.9 mm) als Empfänger eingesetzt (s. Abb.25).

4.3.2. Neben der LH-Grillantenne

Wegen der guten Ergebnisse mit der Kombination aus Hornantenne und offenem Hohlleiter im Diagnostikschlitz der ICRH-Antenne wurde auch neben dem LH-Grill dieselbe Kombination installiert. Da der Zugang zum Plasma hier nicht so eingeschränkt war, wurde dieses Antennensystem durch eine weitere Antenne (Öffnung: 16 mm x 8 mm, Länge 240 mm, linear getapert) ergänzt, um eine höhere Flexibilität zu erreichen (s. Abb.26). In der endgültigen Konfiguration wurde diese als Sendeantenne und die Antenne mit einer Öffnung von 10 mm x 8 mm als Empfangsantenne eingesetzt. Dies hat gegenüber der Kombination in der ICRH-Antenne, bei der als Empfangsantenne ein offenes Hohlleiterende eingesetzt wurde, im wesentlichen zwei Vorteile. Zum einen ist das aus dem Plasma empfangene Nutzsignal stärker, was besonders für Messungen relativ tief im Plasma vorteilhaft ist. Zum anderen hat es sich gezeigt, daß in das offene Hohlleiterende, obgleich seine Öffnungsfläche etwa zehnmal kleiner ist als die der Hornantenne, ein etwa zehnmal stärkeres Störsignal bei Experimenten mit Lower Hybrid gelangen kann (vergl. [24])²¹. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die viel breitere Empfangskeule des offenen Hohlleiterendes gegenüber einer Hornantenne. Eine Hornantenne empfängt im wesentlichen Strahlung entlang

²⁰Bei den meisten ICRH-Experimenten ist vor der eigentlichen Antenne ein Gitter aus Metallstäben in toroidaler Richtung angebracht, um die Polarisation der abgestrahlten Welle vorzugeben. Dieses wird als Faradayschirm bezeichnet. An ASDEX liegen diese Stäbe lamellenartig übereinander, so daß die Antennenschleife selbst nicht sichtbar ist ("opaque faraday screen"). (In einer früheren Konfiguration wurde an ASDEX auch mit einem "offenen" Faradayschirm gearbeitet, bei dem auf eine lamellenartige Überdeckung der Stäbe verzichtet wurde.)

²¹Bei Lower Hybrid Stromtriebexperimenten (s. a. Kap.7.2.1.) wird durch Impulsübertrag von der Welle auf die Elektronen ein kleiner Teil der Elektronen auf große Geschwindigkeiten beschleunigt, und so ein toroidaler Strom erzeugt. Diese schnellen Elektronen führen im Magnetfeld zu einer verstärkten Mikrowellenemission. Da diese Mikrowellenstrahlung durch Elektronen hervorgerufen wird, die sich nicht im thermischen Gleichgewicht befinden, spricht man von nichtthermischer Emission.



Abb.25 Mikrowellenantennen im Faradayschirm der ICRH-Antenne: In der endgültigen Version wurde die Antenne mit 10 mm x 8 mm Öffnung als Sender, das offene Hohlleiterende (3,8 mm x 1,9 mm) als Empfänger eingesetzt. Die Antennen schließen flach mit dem Faradayschirm ab und befinden sich somit 5 mm hinter der Limiterebene. Am Bildrand links und rechts sind die Antennenschutzlimiter zu erkennen.

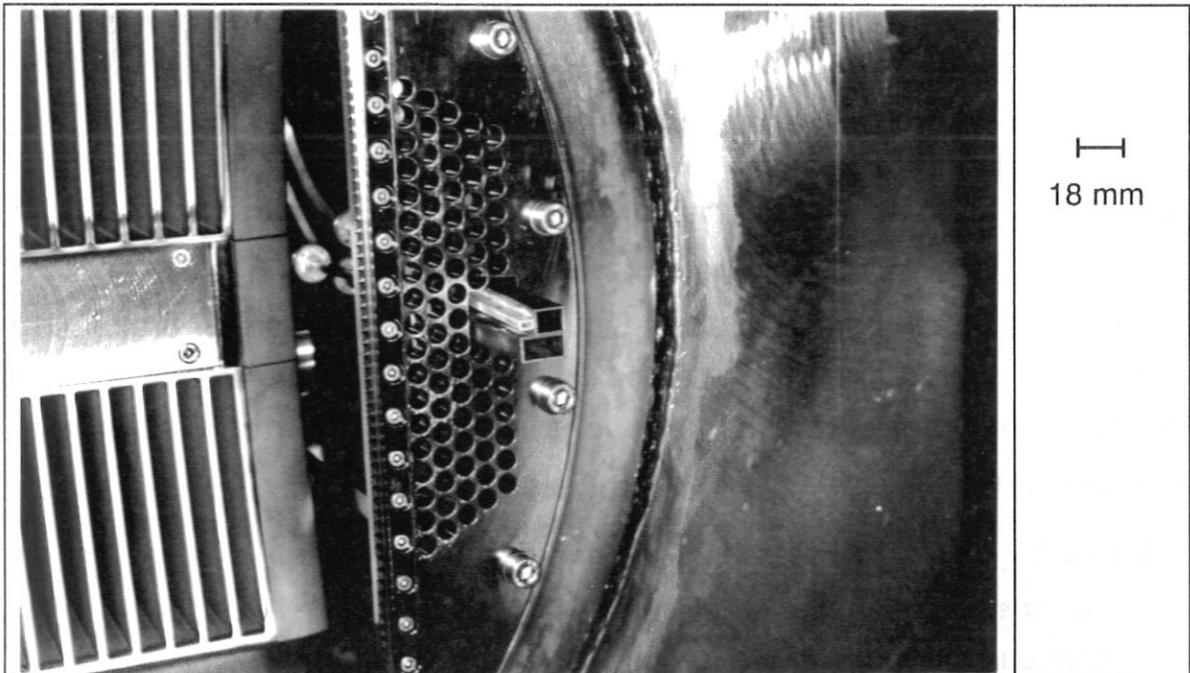


Abb.26 Mikrowellenantennen beim LH-Grill: In der endgültigen Version wurde die Antenne mit 16 mm x 8 mm Öffnung als Sender, die Antenne mit 10 mm x 8 mm Öffnung als Empfänger eingesetzt. Die Öffnung der Mikrowellenantennen befindet sich 2,5 cm hinter der Limiterebene. Auf dem Foto ist der LH-Grill (linke Bildhälfte) zurückgezogen, beim Experimentieren wird er bis auf 5 mm hinter die Limiterebene ans Plasma herangefahren.

ihrer Achse. Aus Abb.4b (S11) geht aber hervor, daß eine Mikrowelle mit außerordentlicher Polarisierung (X-Mode), die am Ort der Elektronenzyklotronresonanz entsteht, nicht direkt in die Empfangsantenne an der Torusaußenseite gelangen kann (vergl. a. Abb.56 (S91)). Sie wird von derselben evaneszenten Zone abgeschirmt, an der eine von außen eingestrahlte Mikrowelle reflektiert wird. Es ist aber denkbar, daß Mikrowellen, die vom Ort der Elektronenzyklotronresonanz in andere Richtungen abgestrahlt werden, durch Reflexion an den Wänden und Beugung im Plasma das gesamte Gefäß mit einem diffusen Strahlungshintergrund erfüllen. Das offene Hohlleiterende wird durch seine viel breitere Empfangskehle einen größeren Teil dieser Strahlung empfangen als eine Hornantenne mit einer engen Richtcharakteristik.

4.4. Detektoren

Verwendet wurden V-Band Detektoren des Typs BD15 der Firma AEG. Diese in Fin-line Technik arbeitenden Schottkydiodendetektoren haben über das gesamte Band eine Empfindlichkeit von minimal 500 mV/mW. Um Überspannungen zu vermeiden, wie sie durch Disruptionen des Plasmas und die einhergehenden hohen Induktionsspannungen auftreten können, wurden die Detektoren mit zwei gegeneinander geschalteten Dioden abgeschlossen. Die hohen Magnetfelder in der Größenordnung von 1 T, denen die Detektoren zwischen den Hauptfeldspulen ausgesetzt waren, hatten keinen negativen Einfluß auf deren Funktion.

4.5. Verstärker

Die von den Detektoren gelieferten Signale (einige mV) wurden breitbandig verstärkt (0 - 5 MHz) und über eine Koaxialleitung (etwa 50 m) zum Kontrollraum geleitet. Die Verstärker, bestehend aus zwei in Serie geschalteten Operationsverstärkern (OPA620, BURR-BROWN[®]), sind in der Lage die Signale auf bis zu 3 V an 50 Ω zu verstärken, so daß das Signalniveau viel höher liegt als mögliche Einstreuungen in die Leitung. Die DC-Kopplung bei Verstärkern dieser Bandbreite und Leistung ist zwar etwas schwerer zu realisieren als AC-Kopplung, sie hat aber den entscheidenden Vorteil, daß man den DC-Untergrund, wie er z.B. durch nichtthermische Elektronenzyklotronemission (ECE) bei LH-Stromtriebexperimenten auftritt, eindeutig erkennen kann (s. Kap.4.3.2.).

4.6. Mikrowellenleitungen vom Generator zu den Antennen

Die Entfernung des Mikrowellengenerators von den beiden Antennensystemen beträgt etwa 10 m (ICRH) und 12 m (LH). Die Grundmodehohlleiter im V-Band (50-75 GHz) haben eine Dämpfung von 1.52 dB/m. Man ist daher auf die Verwendung von überdimensionierten Hohlleitern angewiesen, die, bedingt durch ihr größeres Verhältnis von Querschnittsfläche zu Umfang, zu wesentlich geringeren Verlusten durch Wandströme führen²². Eine durch Anregung höherer Moden ungestörte Übertragung ist mit diesen überdimensionierten Hohlleitern aber nur über gerade Strecken möglich. Es wurden hierfür X-Bandhohlleiter eingesetzt (Querschnitt: 22.8 mm x 10 mm; Grundmodehohlleiter für das 10 GHz-Band). Für die Leitungsführung vom Mikrowellengenerator zum System in der ICRH-Antenne genügten zwei gerade überdimensionierte Hohlleiterstücke (5,7 m und 1,5 m). Für die Leitung zwischen dem Mikrowellengenerator und dem System beim LH-Grill mußten drei Stücke überdimensionierter Hohlleiter verwendet werden (4,6 m; 2,9 m und 3,2 m). Alle restlichen Leitungsstücke mit Biegungen (Bends) und Verdrehungen (Twists) wurden im Grundmode ausgeführt. Für den Übergang von den Grundmodehohlleitern zu den überdimensionierten Hohlleitern wurden speziell berechnete nichtlineare Taper [1] eingesetzt, wodurch eine Modenkonversion weitgehend vermieden werden konnte. Die sehr guten Erfahrungen mit diesen überdimensionierten Hohlleitern läßt ein breitbandiges Reflektometer, im Gegensatz zu den Bedenken in [43], auch für reaktorrelevante Anwendungen (NET/ITER), bei denen mit Leitungslängen von 50 - 100 m gerechnet werden muß, als realisierbar erscheinen.

4.7. Mikrowellenfenster

Mikrowellenkomponenten im ASDEX-Vakuumgefäß müssen von den Komponenten außerhalb des Gefäßes hochvakuumdicht isoliert sein. Für breitbandige Mikrowellenschaltungen eignen sich nur Fenster, die im Vergleich zur Wellenlänge sehr dünn sind, um Resonanzeffekte zu vermeiden. Die von der Firma Aerowave gelieferten Glimmerfenster von 0,05 mm Stärke haben eine Reflexion von etwa 1 % über das gesamte Band. Die Vakuumdichtigkeit war immer, auch beim Aufheizen des Gefäßes auf 150 °C, gewährleistet.

²² Die Dämpfung einer Welle im Hohlleiter erfolgt im wesentlichen durch ohmsche Verluste in den Wänden. Bei Hohlleitern mit großem Querschnitt ist aber der Beitrag der Wandströme zur Wellenausbreitung relativ gering.

4.8. Datenaufnahme und -verarbeitung

Für die Analyse der Phasensignale mit Streifenfrequenzen bis zu über 2 MHz ist eine Digitalisierung mit 10 MHz notwendig, um die Lage der Maxima und Minima mit hinreichender Genauigkeit bestimmen zu können. Das verwendete Datenerfassungssystem der Firma Nicolet erlaubt die Aufnahme von bis zu 16 Kanälen zu 10^6 Samplen mit 12-bit Auflösung und bis zu 10 MHz Samplerate. In der endgültigen Form des Reflektometers wurde mit zwei Zeitfenstern zu je 100 ms mit 10 MHz Samplerate gearbeitet. Es wurden jeweils drei Datenkanäle und ein Triggerkanal verwendet, so daß pro Plasmaentladung 16 MB an Daten anfielen. Die Daten wurden im Hostrechner des AD-Wandlers auf einer 320 MB-Platte zwischengespeichert und später an das Rechenzentrum zur Archivierung in ein automatisches Bandsilo ("Hades") übertragen. Von dort wurden die Daten auf einen anderen PC (IBM AT3, Coprozessor, 8 MHz, 70 MB Festplatte) weitergeleitet und unter Verwendung der Programmierumgebung ASYST[®] ausgewertet.

5. Der Einfluß der Elektronendichtefluktuationen auf die Elektronendichteprofilmessung durch Reflektometrie

In der Literatur findet man unterschiedliche Angaben über die Störung der Elektronendichteprofilmessung durch Elektronendichtefluktuationen. In [5] wird ein X-Mode-Reflektometer beschrieben, bei dem bei hohen Plasmadichten eine Störung der Interferenzstreifen beobachtet wurde. Für das in [54] beschriebene O-Mode-System wurde eine Störung durch Fluktuationen nicht berichtet. In [52] wird bei einem O-Mode-System eine starke Störung der Messung durch Intensitätsfluktuationen der vom Plasma reflektierten Welle beobachtet. Obgleich eine geschlossene Behandlung des Problems bisher ausgeblieben ist, läßt sich folgende Tendenz erkennen. Messungen im X-Mode sind wegen der kleineren Wellenlänge anfälliger gegenüber Störungen, als solche im O-Mode. Durch das viel höhere Fluktuationsniveau sind Messungen am Plasmarand viel schwieriger als im Zentrum.

In der vorliegenden Arbeit mußte daher der störende Einfluß der Elektronendichtefluktuationen sehr sorgfältig analysiert werden, bevor es gelungen ist, Profilmessungen im äußersten Plasmarand im X-Mode durchzuführen.

5.1. Modulationen der reflektierten Mikrowelle in Phase und Intensität

5.1.1. Experimentelle Beobachtungen

Die ersten Tests des Reflektometers am Plasma wurden mit der in Kap.3. beschriebenen T-Stück Konfiguration (s. Abb.12 (S28)) durchgeführt. Ein Sweep von 60 GHz bis etwa 80 GHz dauerte 8 ms. Unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung in den Hohlleitern sollte man hier eine Streifenfrequenz $f_{\text{fringe}} = (d\Phi_g/dt)/2\pi$ von etwa 6 kHz erwarten. Es wurde aber während des gesamten Sweep, mit Ausnahme eines speziellen Plasmazustandes mit vermindertem Fluktuationsniveau (H-Mode), nur ein breitbandiges Rauschen detektiert, dessen obere Grenze offenbar nicht durch das Plasma, sondern durch die 100 kHz Wandelrate des verwendeten AD-Wandlers gegeben war. Auch durch analoges Filtern konnten keine zuordenbaren Streifen gewonnen werden.

Um die Reflexion am Plasma näher zu untersuchen, wurde zu Festfrequenzmessungen übergegangen. Beim Einstrahlen einer Mikrowelle konstanter Frequenz und Intensität sind alle Modulationen der reflektierten Welle durch das Plasma selbst gegeben.

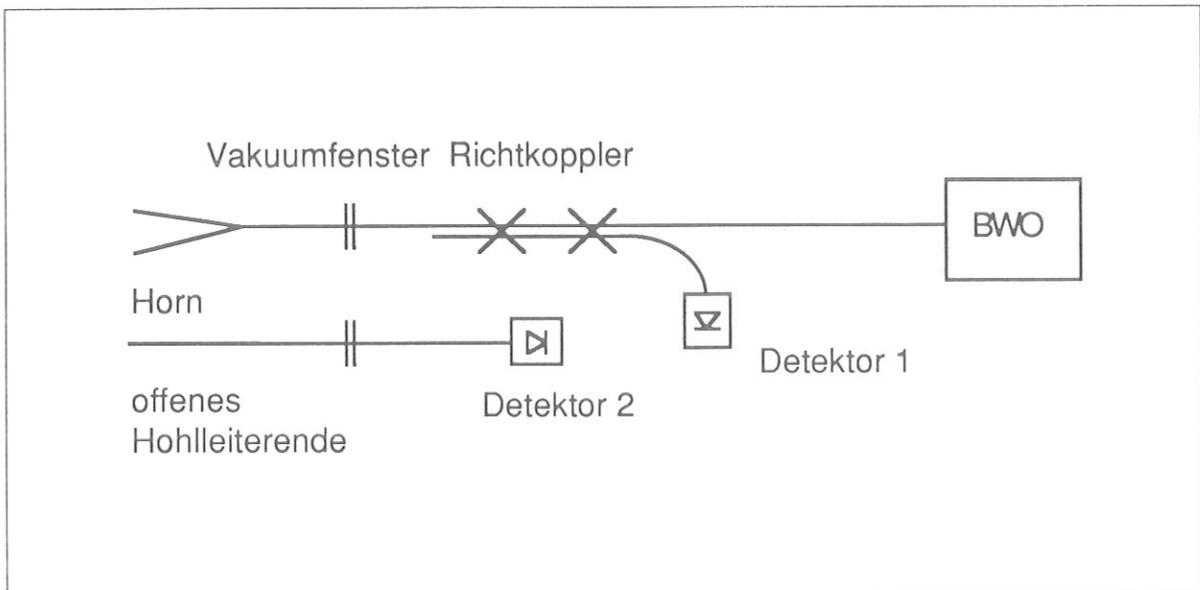


Abb.27 Testschaltung zur Untersuchung der Mikrowellenreflexion am fluktuierenden Plasma

Ein Großteil dieser Messungen wurde mit der Testkonfiguration nach Abb.27 durchgeführt. Detektor 1 liefert das Mischsignal des aus dem Plasma in die Hornantenne zurück reflektierten Signals, und des am Vakuumfenster reflektierten Signals (Die Reflexion am Vakuumfenster beträgt etwa 1% der vorlaufenden Leistung.). Durch die Verwendung einer getrennten Empfangsantenne (offenes Hohlleiterende, Detektor 2) erhält man ein Signal, das völlig frei von Mischtermen mit der vorlaufenden Welle ist. Hierdurch läßt sich die Intensität der reflektierten Welle eindeutig bestimmen. In Abb.28 sind die Signale der beiden Detektoren während einer stationären Entladungsphase wiedergegeben. Ein zunächst sehr unerwartetes Ergebnis ist, daß die Intensität der vom Plasma reflektierten Mikrowelle (I_2) um mehr als eine Größenordnung schwankt. Da aber von ähnlich großen Intensitätsschwankungen in einer bis jetzt wenig beachteten Arbeit [8] mit einem O-Mode-Reflektometer mit viel größeren Antennen berichtet wird, ist zu schließen, daß es sich hier um ein allgemeines Phänomen handelt. In Abb.29 ist ein typisches Leistungsspektrum der reflektierten Intensität (I_2) wiedergegeben. Bei 500 kHz ist die Leistungsdichte bereits auf 1% des Maximalwertes abgefallen. Das Leistungsspektrum von I_1 zeigt einen ganz analogen Verlauf. Da in I_1 neben der reflektierten Intensität auch der Mischterm mit dem am Vakuumfenster reflektierten Signal eingeht ($I_1 = E_s^2 + E_r^2 + 2E_s E_r \cos\Phi$), ist zu schließen, daß auch die Phasenfluktuationen der reflektierten Welle oberhalb von 500 kHz unwesentlich sind.

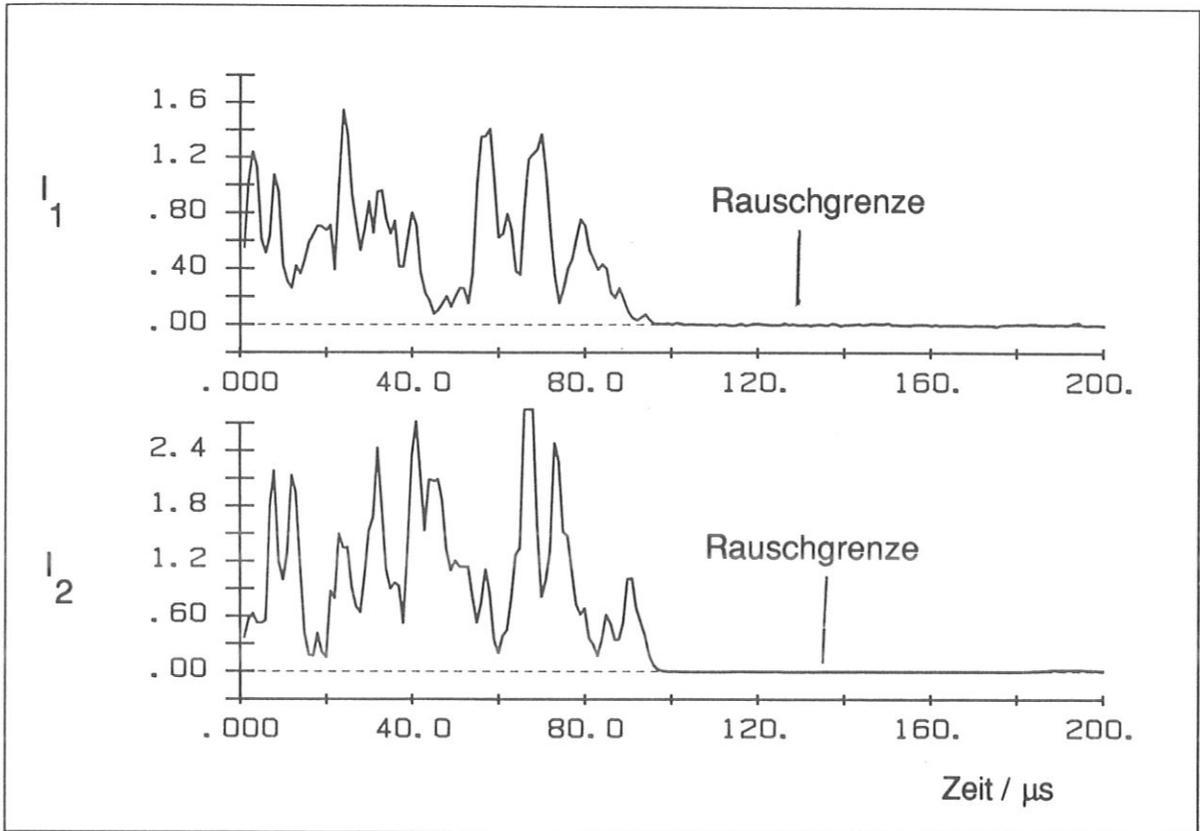


Abb.28 Signal, das mit Detektor 1 (Hornantenne, obere Kurve) und Detektor 2 (offenes Hohlleiterende, untere Kurve) bei Festfrequenz ($f = 60 \text{ GHz}$) mit Schaltung nach Abb.27 in einer stationären Entladungsphase gemessen wurde. Charakteristisch sind die Schwankungen der Signalstärke um mehr als einen Faktor 10. (#27993, $B_0 = 2,36 \text{ T}$, $I_p = 380 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 5,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

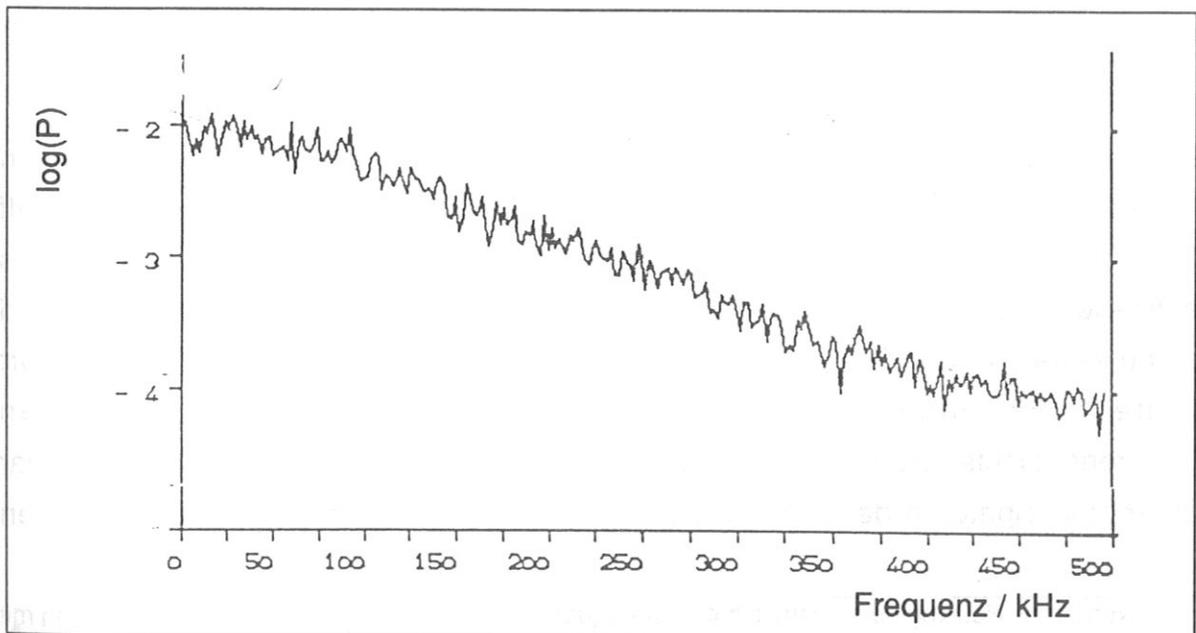


Abb.29 Leistungsspektrum der vom Plasma in das offene Hohlleiterende reflektierten Intensität bei Festfrequenzmessung ($f = 60 \text{ GHz}$). Schaltung nach Abb.27, Detektor 2 (# 27997, $B_0 = 2,36 \text{ T}$, $I_p = 460 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 5,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

Es ist klar, daß die Interferenzstreifen durch diese Modulationen der reflektierten Welle völlig überdeckt werden können. Dies sei am Beispiel der in Abb.30 dargestellten Entladung verdeutlicht.

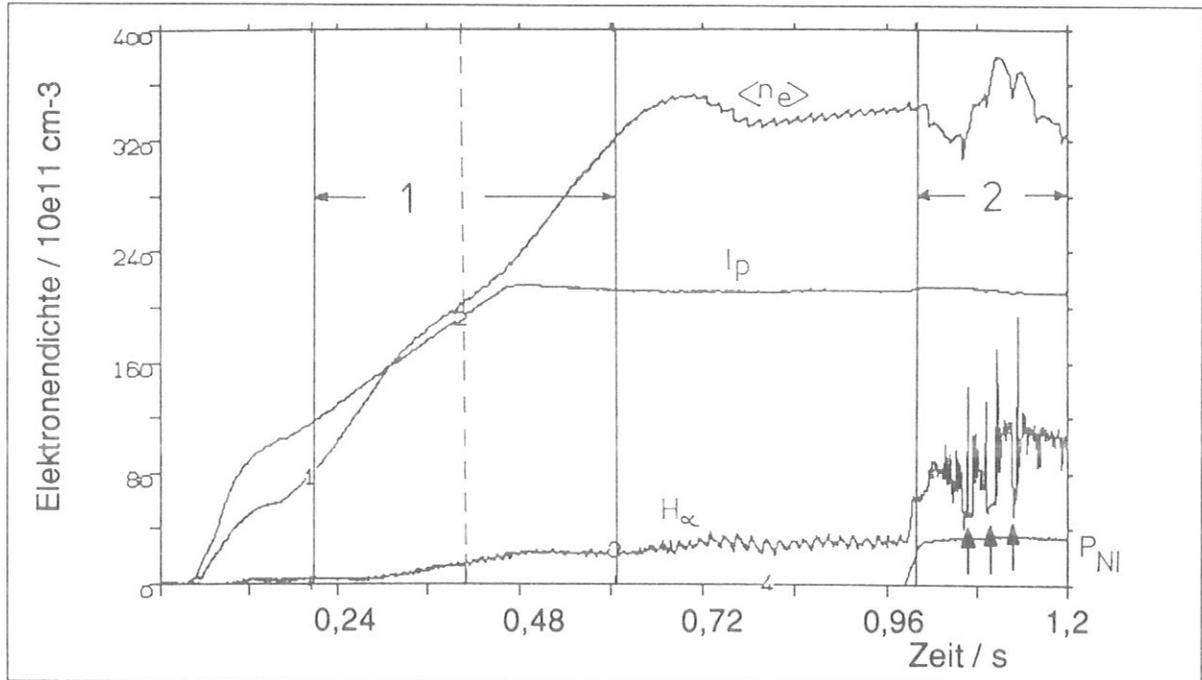


Abb.30 Zeitlicher Verlauf einiger wichtiger Parameter für den Anfang einer Plasmaentladung and ASDEX. Dargestellt sind: Elektronendichte $\langle n_e \rangle$, Plasmastroms I_p , eingebrachte Neutralteilchenleistung²³ P_{NI} und ein Signal, das dem Plasmaleuchten (H_α) in den Pumpkammern proportional ist. Für die Plasmaaufbauphase (Zeitfenster 1) und beim Einsetzen eines Zustandes mit niedrigem Fluktuationsniveau (H-Mode, Zeitfenster 2) ist in Abb.31 und Abb.32 das Rohsignal des Reflektometers angegeben. (#26766, $B_0 = 1,86T$, $I_p = 320$ kA, $\langle n_e \rangle = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{NI} = 1,8$ MW)

In Abb.31 ist I_1 während der Plasmaaufbauphase beim Einstrahlen einer festen Mikrowellenfrequenz wiedergegeben. Durch den Dichteaufbau wandert die cut-off Stelle nach außen, der optische Weg der reflektierten Welle verkürzt sich, es entstehen Interferenzstreifen. Bereits vor dem Erreichen der maximalen Dichte sind keine klaren Interferenzstreifen mehr zu erkennen, obgleich der Reflexionsort weiter nach außen wandert. Durch die, am Rand besonders starken Elektronendichtefluktuationen (s. z.B: [50]), werden die Interferenzstreifen offenbar überdeckt. Später in der Entladung geht das Plasma mehrmals kurzzeitig in einen

²³Neben der Heizung des Plasmas mit Hochfrequenz, wird an ASDEX auch die Plasmaheizung mit Hilfe von energiereichen Neutralteilchen praktiziert. Bei dieser Art der Plasmaheizung gelingt es routinemäßig den verbesserten Plasmaeinschluß (H-Mode) zu erreichen. Als Monitorsignal wird das Licht der H_α -Linie in den Pumpkammern (Divertoren) genommen. Durch den verringerten Teilchenfluß in diese Nebenkammern sinkt dieses Signal mit dem Einsetzen des verbesserten Plasmaeinschlusses plötzlich stark ab.

Zustand mit niedrigem Fluktuationsniveau über (H-Mode, mit Pfeil gekennzeichnet, s. z.B. [49], [63]). Dieser Übergang ist mit einer starken Veränderung des Elektronendichteprofils verbunden (s. Abb.59 (S97)). Beides zusammen bewirkt offenbar, daß im Reflektometersignal kurzzeitig Interferenzstreifen zu erkennen sind, die klar über der Rauschgrenze liegen (Abb.32).

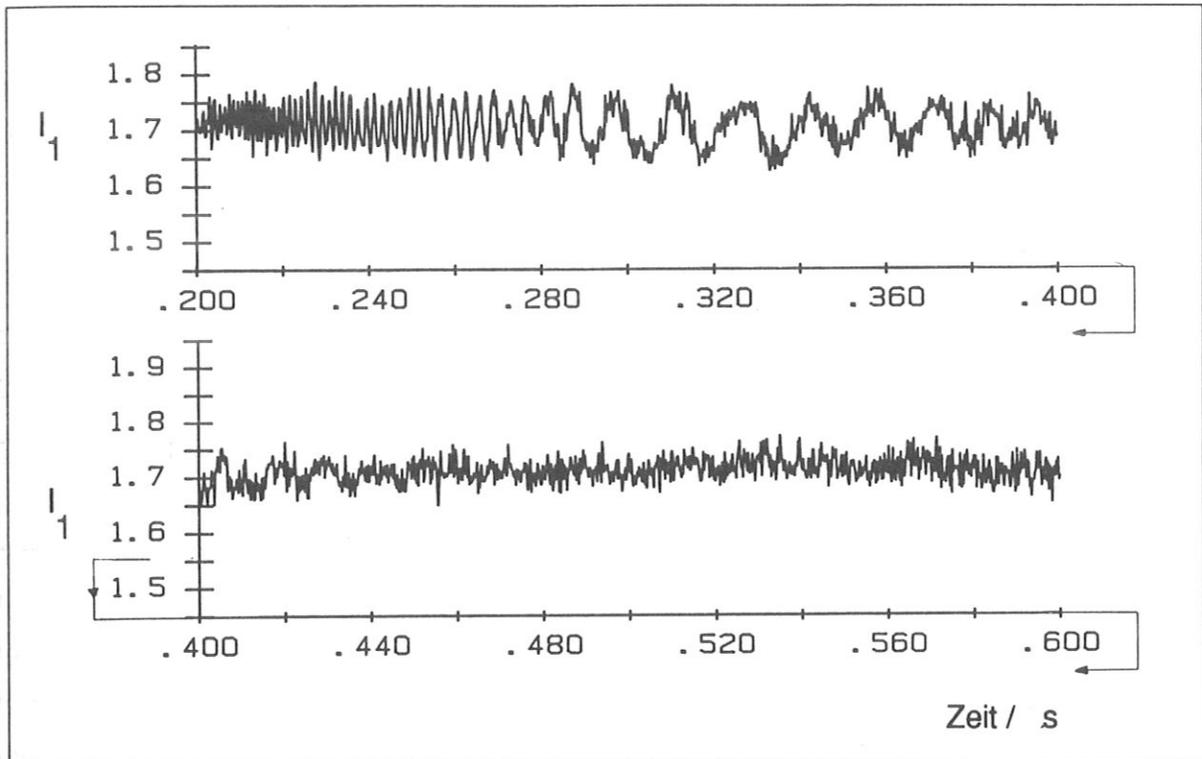


Abb.31 Festfrequenzmessung ($f = 60$ GHz) mit Detektor 1 Abb.27 (S48): Zu Beginn des Plasmaaufbaus (Zeitfenster 1, Abb.30) ergibt sich durch Wandern des cut-offs ein klares Streifenmuster, das aber ab 0,5 s, offenbar durch Elektronendichtefluktuationen, verwischt wird.

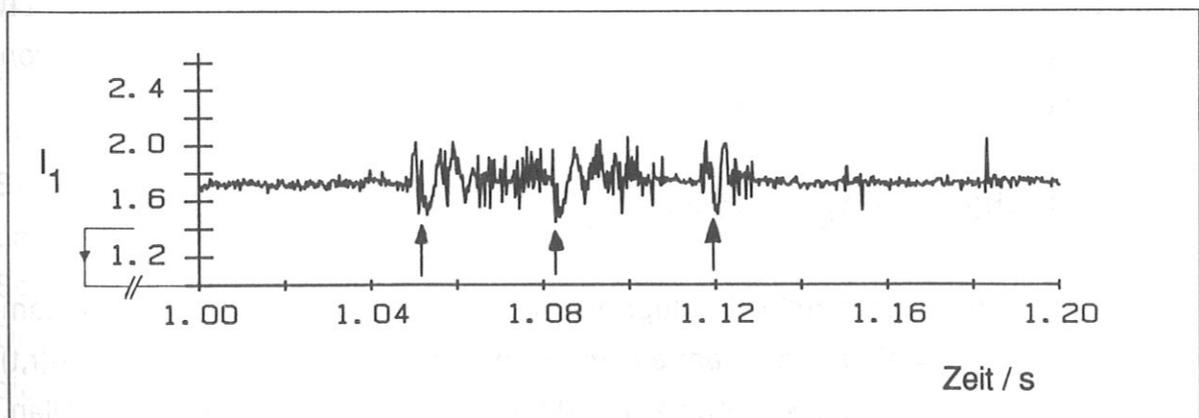


Abb.32 Festfrequenzmessung ($f = 60$ GHz) mit Detektor 1 Abb.27 (S48): Während der H-Mode, einem Plasmazustand mit verringertem Fluktuationsniveau (Pfeile; s.a Abb.30), werden kurzzeitig stark ausgeprägte Interferenzstreifen sichtbar (veränderter Maßstab für I_1 im Vergleich zu Abb.31).

Aus den Messungen an ASDEX und den Ergebnissen von anderen Maschinen (s. z.B. [65]) läßt sich zusammenfassend festhalten:

Die vom Plasma reflektierte Mikrowelle ist in Phase und Intensität starken Modulationen unterworfen. Das Ausmaß dieser Beeinflussung hängt wesentlich von der Polarisation (X- oder O-Mode) und dem Reflexionsort der Welle (Plasmazentrum / Plasmarand) ab. Die Phase kann um Vielfache von 2π , die Intensität um bis zu zwei Größenordnungen schwanken. Der Großteil des Spektrums sowohl der Phasen-, als auch der Intensitätsfluktuationen an ASDEX liegt unterhalb von 500 kHz.²⁴

5.1.2. Theoretische Überlegungen

Wie in Kap.2.2. bereits dargelegt, ist eine exakte Behandlung der Mikrowellenreflexion im realen, dreidimensionalen und fluktuierenden Plasma sehr aufwendig. Es soll hier anhand einiger einfacher Überlegungen gezeigt werden, daß die Größe der beobachteten Modulation der Phase und Intensität der reflektierten Mikrowelle durch die, auch mit anderen Diagnostiken gemessenen, Elektronendichtefluktuationen erklärt werden können. Eine viel tiefergehende Analyse wäre wünschenswert, wenn man mit Reflektometrie detaillierte Untersuchungen der Fluktuationen durchführen will. Da Plasmafluktuationen als mögliche Ursache für den anomalen Teilchentransport in Tokamaks diskutiert werden, wurde ihrer Untersuchung in letzter Zeit viel Aufmerksamkeit gewidmet (s. z.B. [46], [49], [50], [64]).

Es wird nun eine makroskopisch stationäre Plasmaphase betrachtet. Zu jedem Zeitpunkt möge das Elektronendichteprofil, bedingt durch Fluktuationen, von der gemittelten Dichte abweichen.

$$n(r,t) = \bar{n}(r) + n(r,t)_{\text{fluct}} \quad \text{mit} \quad \langle n(r,t)_{\text{fluct}} \rangle_t = 0 \quad \text{Gl.27}$$

$\bar{n}(r)$ ist das zeitlich gemittelte Dichteprofil, das gemessen werden soll. In einem ersten Schritt wird weiter von einem eindimensionalen Modell ausgegangen. $n(r,t)$ möge zu jedem Zeitpunkt die in Kap.2.3. diskutierte Bedingung $df_{c0}/dr < 0$ erfüllen. Die Streuung der Mikrowelle an den Dichtefluktuationen soll klein sein, d.h. die WKB-Lösung liefert den dominierenden Teil der in die Empfangsantenne

²⁴ Höhere Frequenzen sind an ASDEX nur bei Plasmaentladungen großer Dichte mit dem System beim LH-Grill bei hohen LH-Leistungen festgestellt worden (s Kap.7.2.3.3.).

zurückgestrahlten Leistung. $\Phi_p(f,t)$ ist weiterhin durch Gl.14 (S15) gegeben, wobei die explizite Zeitabhängigkeit durch die Fluktuationen in $n(r,t)$ herrührt. Man kann nun leicht abschätzen, wie groß die Phasenfluktuationen $\tilde{\Phi}$ bei gegebenem Dichteprofil $\bar{n}(r)$ und gegebenen Dichtefluktuationen \tilde{n} sind:

$$\tilde{\Phi} = \frac{4 \pi}{\lambda_0} \frac{\tilde{n}}{(\delta \bar{n}(r)/\delta r)} \quad \text{Gl.28}$$

In [65] wird z.B. von einer Phasenfluktuation von 30 rad (dies entspricht etwa 5 Interferenzstreifen) bei einem O-Mode-Heterodyne-System berichtet. Bei dem gegebenen Dichtegradienten und bei der verwendeten Mikrowellenfrequenz entspricht dies einem Plasmadichtefluktuationsniveau \tilde{n}/\bar{n} von etwa 10 - 20 %. Mit den in Kap.5.1.1. beschriebenen Festfrequenzmessungen kann $\tilde{\Phi}$ nicht bestimmt werden, da mit dem homodyn arbeitenden System die Richtung von Phasenänderungen nicht ermittelt werden kann. Aus den später durchgeführten Sweepmessungen ist es allerdings möglich, durch Auswertung von $\Phi_p(f)$ für mehrere Sweeps in einer makroskopisch stationären Entladungsphase, auf das Phasenfluktuationsniveau rückzuschließen. Es ergeben sich typischerweise Werte für $\tilde{\Phi}$ von etwa drei Interferenzstreifen in der Nähe der Separatrix. Dies entspricht einem Dichtefluktuationsniveau \tilde{n}/\bar{n} von etwa 20%, und ist in Einklang mit den Messungen anderer Diagnostiken.

Die in Kap.5.1.1. beschriebenen starken Intensitätsschwankungen der reflektierten Welle können mit diesem einfachen Modell nicht erklärt werden. Geht man davon aus, daß die Intensität der reflektierten Welle in etwa proportional $1/d^2$ ist (d = Abstand cut-off - Antenne), so würde man bei $d = 10$ cm und $\tilde{d} = 2$ cm eine Schwankung um weniger als einen Faktor zwei erwarten (vergl. hierzu Labormessungen mit veränderlichem Spiegelabstand Abb.15 (S32)). Eine Schwankung um einen Faktor zehn und mehr, kann man hiermit nicht erklären. Diese starken Intensitätsschwankungen können durch Interferenzen von Wellen, die an poloidal verschiedenen Punkten reflektiert werden, erklärt werden [53]. Die cut-off Stelle reflektiert die Mikrowellen analog einem Phasengitter (Abb.33).

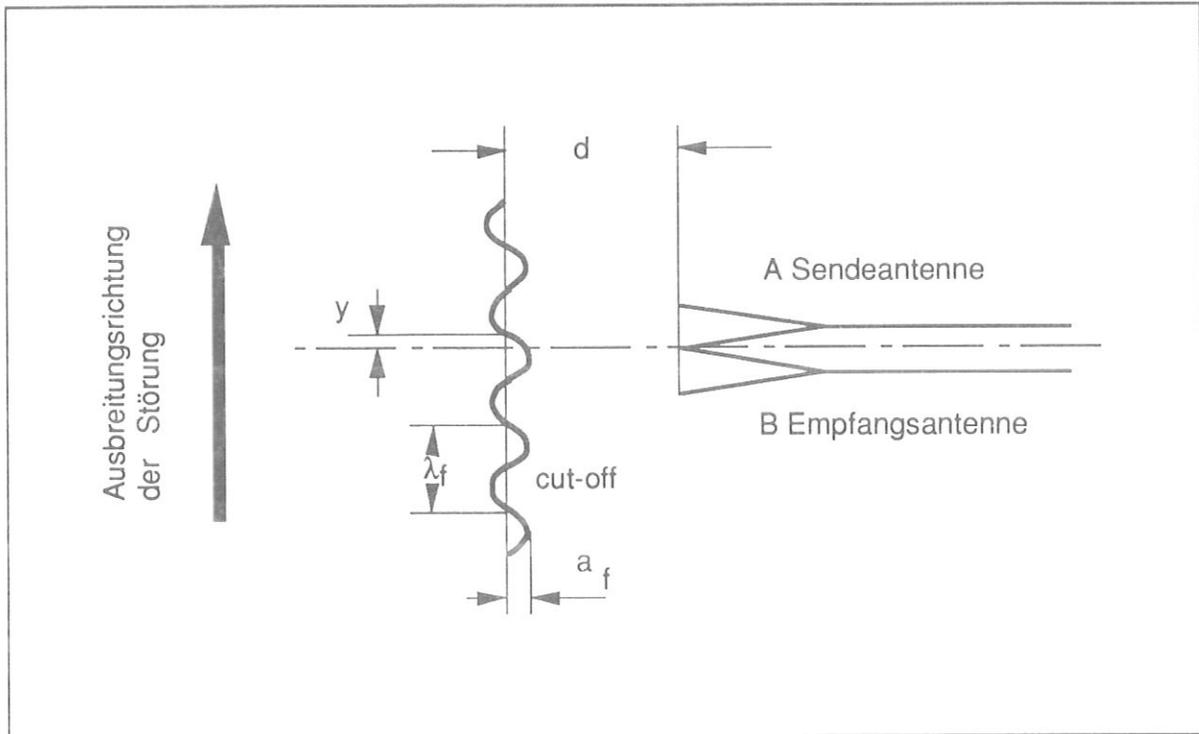


Abb.33 Einfaches Modell der Mikrowellenreflexion am fluktuierenden Plasma: Die durch die Fluktuationen deformierte cut-off Fläche erzeugt in der Empfangsanenne, ähnlich einem Phasengitter, Maxima und Minima (s. Abb.34). (a_f : Amplitude der Fluktuation der cut-off Fläche, λ_f : poloidale Wellenlänge der Fluktuation, y poloidale Koordinate entlang der sich die Fluktuation ausbreitet)

In die Empfangsanenne gelangt, je nach momentaner Form der cut-off Fläche, daher viel oder wenig Intensität. Die Messungen in [50], bei denen gefunden wurde, daß die Fluktuationen entlang der Magnetfeldlinien eine Korrelationslänge von einigen Metern haben, legen nahe, ein zweidimensionales Modell für die Beschreibung des Einflusses der Elektronendichtefluktuationen auf die Mikrowellenreflexion zu verwenden. In [53] wird von Modellrechnungen berichtet, bei denen die Dispersion im Plasma nicht berücksichtigt wird, die Reflexion aber weiterhin am cut-off angenommen wird (Dies ist auch die Grundlage der ersten Näherung des in Kap.2.3. beschriebenen Rückrechenverfahrens.). Es wird die Intensität, die von Antenne A in Antenne B (s. Abb.33) bei einer gegebenen momentanen Form der cut-off Fläche und bei gegebener Mikrowellenfrequenz gelangt, nach dem Huygensschen Prinzip berechnet. Es wird numerisch ein Dreifachintegral über die Antennenöffnungen und die cut-off Fläche ausgeführt. Ein wesentliches Ergebnis dieser numerischen Rechnungen ist, daß es nicht möglich erscheint, diese Intensitätsschwankungen durch eine Optimierung der Antennen zu vermeiden. Darauf deuten auch die Beobachtungen in der vorliegenden Arbeit hin. Die gemessenen Intensitätsschwankungen sind an

beiden Reflektometern praktisch gleich, wobei das eine System mit einer Hornantenne (LH), das andere System (ICRH) mit einem offenen Hohlleiterende als Empfangsantenne arbeitet.

Um die Ergebnisse dieser numerischen Rechnungen auf das Randschichtreflektometer an ASDEX zu übertragen, wurde für die verwendete Mikrowellenfrequenz und die zu erwartenden Dichtefluktuationen am Plasmarand ein sehr einfacher Fall numerisch behandelt: Sendeantenne = Empfangsantenne, punktförmig; Sinusförmiger cut-off, mit Ausbreitung in poloidaler Richtung (sehr einfaches Modell einer in poloidaler Richtung laufenden Störung). In Abb.34 erkennt man, daß bereits dieses sehr stark vereinfachte Modell die Stärke der beobachteten Intensitätsfluktuationen in etwa korrekt wiedergibt (Vergl. Messung in Abb.28 (S49)).

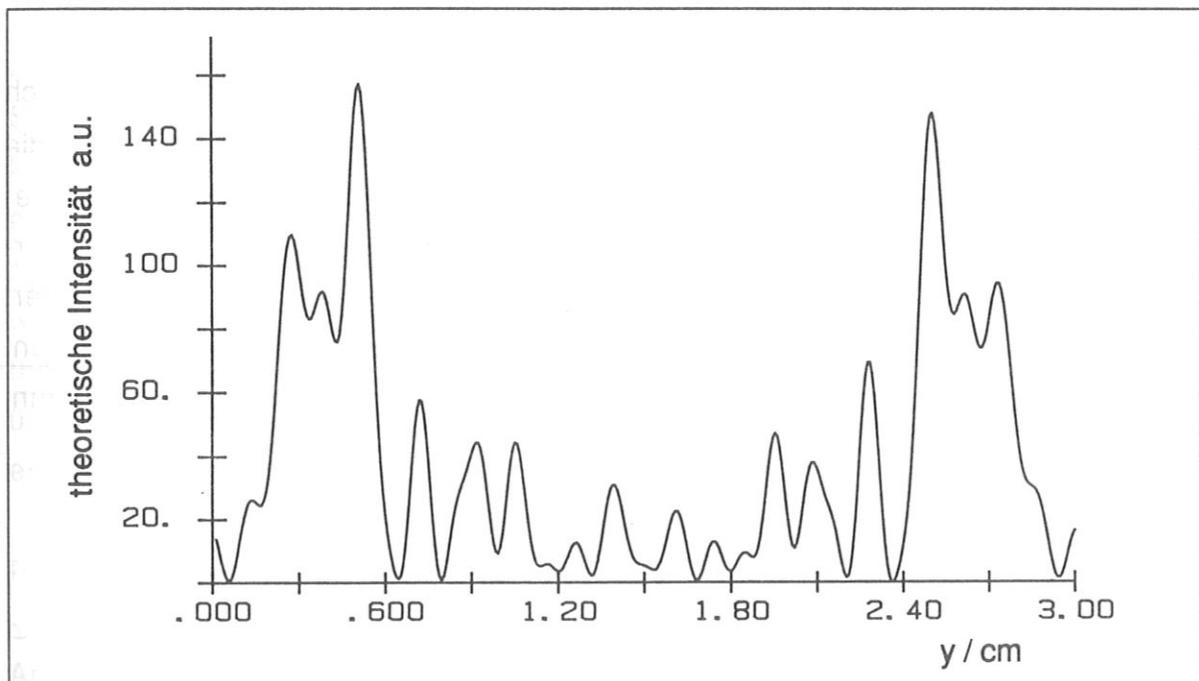


Abb.34 Theoretische Intensität der vom Plasma zurückgeworfene Mikrowelle, die sich bei einem einfachen Reflexionsmodell beim Wandern einer sinusförmigen Störung in poloidaler Richtung bei Festfrequenz ($f = 60$ GHz) ergibt. (Modell nach Abb.33: $\lambda_f = 3$ cm, $a_f = 1$ cm, $d = 10$ cm, y : Koordinate, die die momentane Lage der Störung beschreibt; vergl. Messung in Abb.28 (S49))

5.2. Messung des Elektronendichteprofiles am fluktuierenden Plasma

Das Ziel des experimentellen Aufbaus ist es, $\bar{n}(r)$, das zeitlich gemittelte radiale Dichteprofil aus dem Detektorsignal $I(f,t)$, so wie es mit dem Phasendetektor nach Abb.5 (S12) gemessen wird, zu ermitteln:

$$I(f,t) = E_S^2 + E_R^2 + 2 E_S E_R \cos(\Phi_g) \quad \text{Gl.29}$$

mit: $\Phi_g(f,t) = \Phi_{wg}(f) + \bar{\Phi}_p(f)^{25} + \Phi_{fluct}(f,t) \quad (\langle \Phi_{fluct}(f,t) \rangle_t = 0)$,
der Phasenverschiebung der vom Plasma reflektierten Welle bezüglich des Referenzsignals

$E_S = E_S(f,t)$, der Amplitude der reflektierten Welle

$E_R = E_R(f)$, der Amplitude des Referenzsignals

Φ_g muß aus I durch Abzählen der Maxima und Minima gewonnen werden, die sich beim Frequenzsweep ergeben. Es können nun sowohl die Phasen- als auch die Intensitätsmodulationen der reflektierten Welle aufgrund der Elektronendichtefluktuationen Modulationen in I erzeugen, die die Interferenzstreifen völlig überdecken. In einem ersten Schritt müssen die Apparateparameter so verändert werden, daß dies verhindert wird. In einem zweiten Schritt ist dann zu prüfen, wieweit aus diesen Messungen auf das gemittelte Profil geschlossen werden kann.

5.2.1. Experimentelle Erfordernisse, damit die Interferenzstreifen nicht durch die Fluktuationen verwischt werden

Es sind verschiedene Wege denkbar, zu verhindern, daß durch die Plasmadichtefluktuationen die Interferenzstreifen unkenntlich werden:

Der Übergang zu einem heterodynen System würde es erlauben, den Einfluß der Intensitätsmodulationen durch Begrenzungsverstärker zu eliminieren. Da hier Phasenänderungen sowohl in positiver, wie negativer Richtung (Bewegung der cut-off Stelle von der Antenne weg, als auch auf sie zu) gemessen

²⁵ $\bar{\Phi}_p(f)$ ist die zeitlich gemittelte Phasenverschiebung im Plasma und nicht identisch mit der Phasenverschiebung, die sich bei einem zeitlich gemitteltem Profil ergeben würde ($\bar{\Phi}_p(f) \neq \mathcal{M}(\bar{n}(r))$), weicht von dieser aber nur wenig ab, wie weiter unten gezeigt wird. Für alle Abschätzungen über die Streifenfrequenz wird dieser Unterschied im folgenden vernachlässigt.

werden können, könnte man den cut-off Punkt eindeutig während des gesamten Sweeps verfolgen. Es muß nur sichergestellt sein, daß es nicht durch die Intensitätsfluktuationen zum völligen Verlust des Signals kommt, und somit zu Fehlern in der Phasenmessung. In der Praxis erweist sich ein breitbandiges heterodynes System aber als extrem schwierig zu realisieren.

Der Einfluß der Intensitätsschwankungen könnte im Prinzip auch durch Normieren des Mischsignals auf das getrennt erfaßte Intensitätssignal eliminiert werden, dies wäre beim System am LH-Grill möglich (s. Abb.22 (S38)). Hierzu ist aber eine Eichung des Intensitätssignals bezüglich des gemischten Signals nötig, was durch die Breitbandigkeit erheblich erschwert wird. Ein großes Problem stellt auch die Mikrowellenemission aus dem Plasma dar. Bei LH-Stromtriebexperimenten z.B. ist die nichtthermische Elektronzyklotronemission, hervorgerufen durch schnelle Elektronen, von der selben Größenordnung wie das reflektierte Signal (vergl. z.B. [24]).

Es wird auch vorgeschlagen, das Detektorsignal zu filtern [28], oder durch andere Verfahren wie Fouriertransformation etc. [31], [43] aus den verrauschten Signalen die Phaseninformation zu gewinnen. Besonders kritisch müssen Methoden bewertet werden, bei denen die Filterparameter vor der Entladung den eingestellten Solldichten angepaßt werden, und so der Durchlaßbereich der Filter auf die, für die spezielle Plasmaentladung erwarteten, Streifenfrequenzen gelegt wird. All diese Techniken müssen mit größter Vorsicht angewendet werden, da erst theoretisch geklärt werden muß, ob im Detektorsignal die Streifeninformation überhaupt noch enthalten ist. Eine derartige Analyse wurde aber in keiner der erwähnten Arbeiten durchgeführt.

Aus all diesen Gründen wird auch vorgeschlagen, das phasenempfindliche Reflektometer zugunsten eines Flugzeitreflektometers, das analog dem klassischen Radar arbeitet, aufzugeben ([61], [65]). Dies ist ein interessanter Ansatz, der für das Plasmainnere eine durchaus sinnvolle Ergänzung darstellen kann. Ein solches System ist praktisch unempfindlich gegenüber Fluktuationen, da hier eine Messung auf einer Zeitskala von etwa $1 / 400 \cdot 10^{-6}$ s, also auf einer wesentlichen kürzeren Zeitskala als die der Fluktuationen, stattfindet. Ein solches Flugzeitreflektometer verspricht somit auch eine viel größere Zeitauflösung. Einfache Abschätzungen zeigen aber, daß die erzielbaren Ortsauflösungen im Bereich von etwa 5 cm liegen, was für die in dieser Arbeit gestellten Anforderungen nicht ausreicht. Ein anderes Problem dieses Systems besteht darin, daß durch die Verwendung von sehr kurzen Impulsen eine Verbreiterung der

Trägerfrequenz auftritt, wodurch die Lage der cut-off Stelle nicht mehr eindeutig definiert ist, was sich wiederum besonders am Plasmarand nachteilig auswirkt.

Als beste Lösung erscheint daher, das phasenempfindliche Reflektometer beizubehalten, aber die Streifenfrequenzen in einen Bereich oberhalb der Fluktationsfrequenzen zu verlagern.

Um die Anforderungen an das Reflektometer hierfür abzuschätzen, wird im folgenden der Einfluß der Phasen- und Intensitätsfluktuationen getrennt analysiert:

1) Es sei nun der störende Einfluß der Phasenfluktuationen alleine betrachtet.

Fluktuationen mit

$$\max[|\Phi_{\text{fluct}}(f,t)|]_{f,t} < \pi \quad \text{Gl.30}$$

können die Streifen nicht verwischen, sie können sie nur verzerren ($f_{\text{fluct}} < f_{\text{fringe}}$), bzw. auch ihre Amplitude verkleinern ($f_{\text{fluct}} > f_{\text{fringe}}$), und somit das Signal/Rausch-Verhältnis verringern (s. Abb.35).

Für Phasenfluktuationen großer Amplitude

$$\max[|\Phi_{\text{fluct}}(f,t)|]_{f,t} > \pi \quad \text{Gl.31}$$

muß gelten:

$$d\Phi_g/dt = d\Phi_{\text{wg}}(f(t))/dt + d\bar{\Phi}_p(f(t))/dt + d\Phi_{\text{fluct}}(f(t),t)/dt > 0 \quad \text{Gl.32}$$

damit gemäß Gleichung Gl.29 (S56) aus den Streifen die Phase eindeutig ermittelt werden kann (Bei einem homodynem System muß die Richtung der Phasenänderung fest vorgegeben sein.). Grob heißt das: Phasenfluktuationen großer Amplitude müssen langsam gegenüber der Streifenfrequenz sein, die sich bei einer angenommen mittleren Dichte ergeben würde. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so ist schwer vorstellbar, daß durch ein analoges, bzw. numerisches Verfahren aus $I(f,t)$ nach Gl.29 (S56), das ja durch die unbekannt Funktion $\Phi_{\text{fluct}}(f,t)$ moduliert ist, die Phaseninformation regeneriert werden kann, so wie das z.T. vorgeschlagen wird (s.o.).

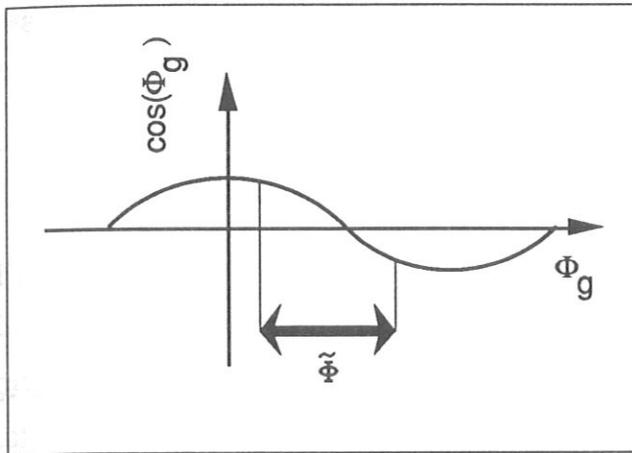


Abb. 35 Die Phasenmessung erfolgt durch Abzählen der Interferenzstreifen (Maxima und Minima in $\cos \Phi_g$). Phasenfluktuationen $\tilde{\Phi}$ großer Amplitude können die Interferenzstreifen völlig auslöschen.

In Kap.5.1. wurde abgeschätzt, daß der Beitrag der Phasenfluktuationen oberhalb 500 kHz nur unwesentlich ist. Somit muß für die Streifenfrequenz, die sich bei einem gemittelten Profil $\bar{n}(r)$ ergeben würde gelten:²⁶

mit

folgt

612

$$d\bar{\Phi}_g(f(t))/dt = d\Phi_{wg}(f(t))/dt + d\bar{\Phi}_p(f(t))/dt > 500 \text{ kHz} \times 2\pi \quad \text{Gl.33}$$

2) Wie in Kap.5.1. näher ausgeführt, beobachtet man neben den Phasenfluktuationen sehr starke Intensitätsfluktuationen der vom Plasma reflektierten Mikrowelle (s. z.B. Abb.28, 29 (S49)). Wählt man $E_s \ll E_r$ (dominierendes Referenzsignal), so kann E_s^2 in Gl.29 (S56) vernachlässigt werden. Der Interferenzterm $2 E_s E_r \cos(\Phi_g)$ bleibt aber weiterhin durch $E_s(f,t)$ moduliert. Das gleiche gilt bei der Verwendung eines Balanced Mixers, bei dem neben $I(f,t)$ (Gl.29 (S56)) auch $I^-(f,t) = E_s^2 + E_r^2 - 2 E_s E_r \cos(\Phi_g)$ detektiert und durch Differenzbildung $E_s E_r \cos(\Phi_g)$ gewonnen wird. Kennt man den Frequenzbereich, in dem die Interferenzstreifen auftreten, so kann man durch Filtern den störenden Einfluß der Fluktuationen von $E_s(f,t)$ außerhalb dieses Bereiches eliminieren. Sind aber die Fluktuationen in $E_s(f,t)$ innerhalb dieses Frequenzbereich groß, so ist es auch durch Filtern nicht möglich, die Streifen eindeutig zu erkennen. Man muß also fordern, daß die Streifenfrequenz oberhalb eines Wertes liegt, ab dem die Intensitätsfluktuationen vernachlässigt werden können ($f_{\text{int.fluct.max}}$).

S

26

Es

²⁶ Es wurde hierzu die zeitlich gemittelte gesamte Phasenverschiebung eingeführt:

$$\bar{\Phi}_g := \Phi_{wg} + \bar{\Phi}_p$$

Betrachtet man nun die Intensitäts- und Phasenfluktuationen zusammen, so geht Bedingung Gl.32 (S58) über in:

$$d\bar{\Phi}_g/dt = d\bar{\Phi}_{wg}(f(t))/dt + d\bar{\Phi}_p(f(t))/dt + d\bar{\Phi}_{fluct}(f(t),t)/dt > f_{int.fluct.max} 2\pi$$

Gl.34

Da sowohl für die Phasen- als auch für die Intensitätsfluktuationen eine obere Grenze von 500 kHz abgeschätzt wurde (s. Abb.29 (S49)), muß für eine ungestörte Messung gefordert werden:

$$d\bar{\Phi}_g(f(t))/dt = d\bar{\Phi}_{wg}(f(t))/dt + d\bar{\Phi}_p(f(t))/dt > 1 \text{ MHz} \times 2\pi \quad \text{Gl.35}$$

Dies bedeutet, daß der Sweep so gestaltet werden muß, daß sich bei einem angenommen mittleren Profil $\bar{n}(r)$ eine Streifenfrequenz von über 1 MHz ergibt. Experimentell hat man hierzu zwei Möglichkeiten. Man kann zum einen die Sweepzeit verkürzen, man kann aber auch im Meßzweig eine Verzögerungsleitung einbauen, die bereits ohne Verschiebung des cut-offs im Plasma (vergl. Laborexperiment mit Metallspiegel) Interferenzstreifen beim Sweep erzeugt. Es zeigt sich, daß man in der Praxis einen ausgewogenen Kompromiß zwischen diesen beiden Methoden anstreben muß, wie in Abb.36 veranschaulicht. Beachtet man, daß sich $d\bar{\Phi}_{wg}/df$ von 60 - 80 GHz aufgrund der Dispersion in den Hohlleitern nur um etwa 15% ändert, und geht von einer konstanten Sweepgeschwindigkeit aus ($df/dt = \text{const.}$), so kann man Gl.35 angenähert auf folgende Form bringen:

$$y = a + bx > 1 \text{ MHz} \quad \text{Gl.36}$$

mit:

$$y = d\bar{\Phi}_g/dt / 2\pi$$

$$a = \langle d\bar{\Phi}_{wg}/dt \rangle / 2\pi \quad \text{off-set der Streifenfrequenz durch die Phasenverschiebung in den Hohlleitern}$$

$$b = df/dt \quad \text{Sweepgeschwindigkeit}$$

$$x = d\bar{\Phi}_p/df / 2\pi$$

$\bar{\Phi}_p(f)$ wird durch das Plasma vorgegeben und somit auch $d\bar{\Phi}_p/df$. In der Praxis ergibt sich für das Randschichtreflektometer an ASDEX etwa:

$$1 \text{ Streifen/GHz} < d\bar{\Phi}_p/df < 8 \text{ Streifen/GHz}$$

Es ist nicht auszuschließen, daß bei extremen Profilverformen diese Grenzen auch überschritten werden. Sweepgeschwindigkeit (b) und off-set (a) müssen so gewählt werden, daß sich auch für $\min[d\bar{\Phi}_p/df]$ ²⁷ eine Streifenfrequenz $d\bar{\Phi}_g/dt / 2\pi$ über 1 MHz ergibt.

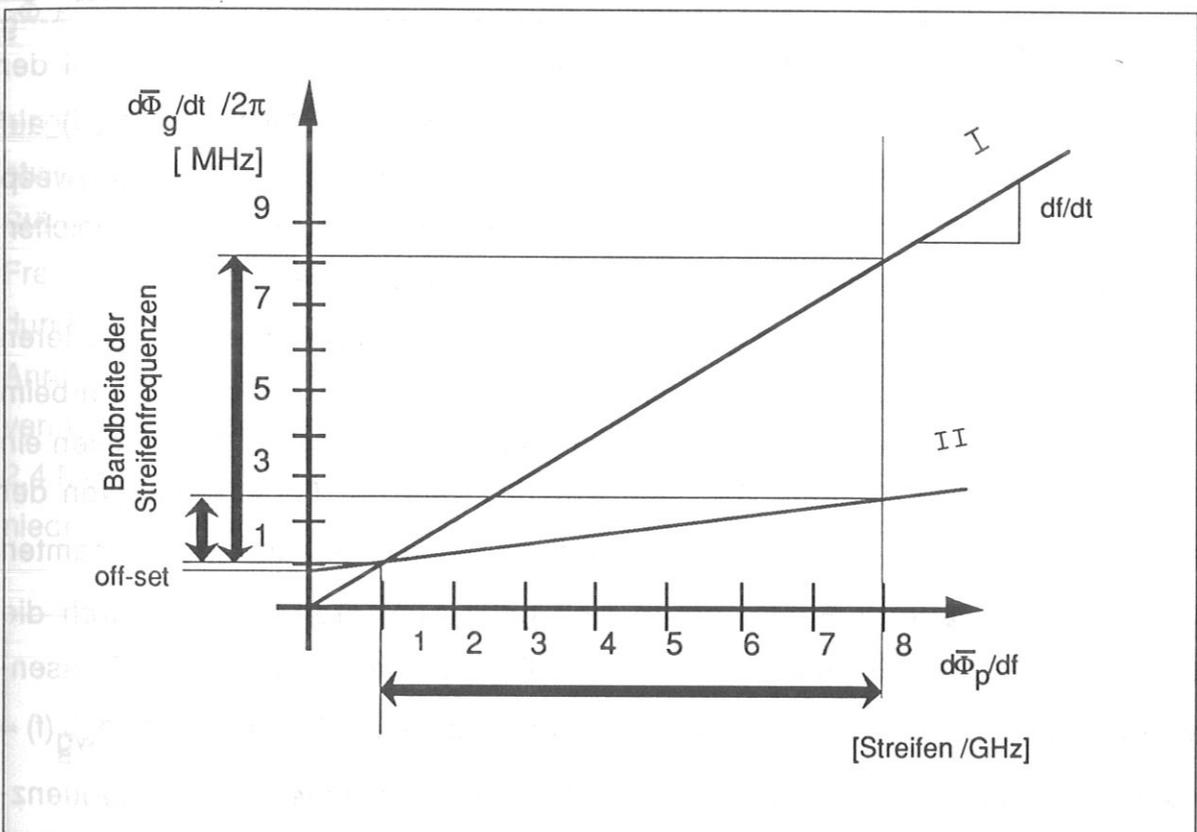


Abb.36 Streifenfrequenzen bei verschiedenen Sweepmoden: Das Spektrum der Streifenfrequenzen (Ordinate) geht durch den gewählten Sweepmodus (Gl.36) aus dem Spektrum von $d\bar{\Phi}_p/df$ (Abszisse), das durch das Plasma vorgegeben ist, hervor. Gerade I stellt einen sehr schnellen Sweep ohne off-set in den Hohlleitern dar. Gerade II entspricht in etwa dem Sweepmodus des Reflektometers in dieser Arbeit ($df/dt \approx 20 \text{ GHz} / 160\mu\text{s}$; off-set: $d\bar{\Phi}_{wg}/dt / 2\pi \approx 900 \text{ kHz}$.)

²⁷ Die niedrigsten Werte für $d\bar{\Phi}_p/df$ ergeben sich bei Plasmen hoher Dichte, da hier die cut-off Stelle für eine gegebene Frequenz weiter außen im Plasma liegt (s. Abb.4 (S11)). Somit kann es sein, daß ein System mit kleinem ΔL bei Entladungen niedriger Dichte klare Streifen liefert, aber bei Entladungen höherer Dichte nicht mehr korrekt arbeitet (s. z.B. [5]: Fig.30).

Nimmt man $a = 0$ (\Leftrightarrow Längendifferenz zwischen Signal- und Referenzweig $\Delta L = 0$), so heißt das für das in dieser Arbeit entwickelte Reflektometer, daß $df/dt \geq 20 \text{ GHz} / 30 \mu\text{s}$ gesetzt werden müßte (Gerade I, Abb.36). Zum einen ist ein so schneller Sweep technisch schwer zu realisieren, zum anderen ergibt sich, wie aus Abb.36 ersichtlich ist, eine große Bandbreite der Streifenfrequenzen. Dies bedeutet sowohl, daß man einen sehr schnellen AD-Wandler einsetzen müßte, als auch, daß man diese sehr große Bandbreite frei von Störungen halten müßte. Wählt man hingegen ΔL so groß, daß ein wesentlicher Teil der Phasenverschiebung in den Hohlleitern auftritt, und nur ein kleiner Teil im Plasma, so kann man die Sweepgeschwindigkeit erheblich reduzieren (Gerade II, Abb.36). Da Φ_g durch Abzählen der Interferenzstreifen gewonnen wird, die Gesamtzahl der Interferenzstreifen pro Sweep aber mit ΔL zunimmt, ist hierdurch $\Phi_p(f)$ auf entsprechend mehr Stützstellen definiert. Durch die längere Meßzeit pro Sweep benötigt man entsprechend weniger Sweeps für eine Mittelung um den gleichen statistischen Fehler aufgrund der Fluktuation in $\bar{n}(r)$ zu erzielen.

Wird aber ΔL sehr groß gesetzt, so erhöht sich entsprechend der größeren Gesamtzahl der auftretenden Interferenzstreifen die Möglichkeit von Fehlern beim Streifenzählen. Wie in Kap.6.4.3. näher ausgeführt, ergibt sich bei 180 Streifen ein Fehler von etwa 3 Streifen. Bei 5000 Streifen wäre der Fehler somit von der gleichen Größe wie $\Delta\Phi_p$, der Phasenverschiebung während eines gesamten Sweeps. Ein weiterer Fehler ergibt sich bei einem großen ΔL durch die Unsicherheit in der Reproduzierbarkeit der Frequenzmessung. Da die Phasenverschiebung in den Hohlleitern proportional zur Länge der Hohlleiter ist ($\Phi_{wg}(f) \approx \text{const.} \cdot f \cdot \Delta L$), führt bei großem ΔL die gleiche Unsicherheit in der Frequenzmessung zu einem viel größeren Fehler in der Phasenbestimmung.

Es sei hier noch angemerkt, daß ein System mit $\Delta L \neq 0$, in einem gewissen Sinne mit einem heterodyn System zu vergleichen ist. Die Zwischenfrequenz f_{ZF} wird hier durch die Phasenverschiebung im Hohlleiter $\Phi_{wg}(f)$ gegeben:

$$f_{ZF} = (d\Phi_{wg}(f)/df) (df/dt) / 2\pi$$

Wegen der in Kap.3.2. geschilderten Probleme bei Verwendung von nur einer Antenne mußte für die konkrete Ausführung zu getrennten Sende- und Empfangs-

antennen übergegangen werden. Um eine ausreichend hohe Streifenfrequenz zu erzielen (Gl.35 (S60)) wurde folgender Kompromiß gewählt. Der Meßzweig des Systems in der ICRH-Antenne wurde um 1,97 m und der Meßzweig des Systems beim LH-Grill um 1,52 m länger ausgeführt als der entsprechende Referenzzweig. Ein Sweep von 60 - 80 GHz wurde auf 160 μ s verkürzt. Während eines Sweeps ergibt sich aufgrund der Längendifferenz zwischen Signal- und Referenzzweig eine Phasenverschiebung von etwa $\Delta\Phi_{wg} = \Phi_{wg}(80\text{GHz}) - \Phi_{wg}(60\text{GHz}) = 154 \times 2\pi$ beim System in der ICRH-Antenne und $124 \times 2\pi$ beim System beim LH-Grill. Im Plasma erhält man je nach Plasmaparametern eine Phasenverschiebung von nur etwa $\Delta\Phi_p = \Phi_p(80\text{GHz}) - \Phi_p(60\text{GHz}) = 60 \cdot 2\pi$ (s. Abb.10a (S22)).

In Abb.37 sind die Frequenzen der möglichen Störungen schematisch eingezeichnet. Man sieht, daß ein störungsfreies Erkennen der Interferenzstreifen etwa zwischen 500 kHz und 3 MHz gewährleistet ist. Neben den möglichen Störungen durch die Fluktuationen sind auch noch mögliche Störungen durch die Frequenzabhängigkeit der Ausgangsleistung des BWOs eingezeichnet und solche durch gefangene Moden in den überdimensionierten Hohlleitern, sofern deren Anregung nicht durch den sorgfältigen Aufbau mit Hilfe von nichtlinearen Tapern vermieden wurde. In der Praxis haben sich Streifenfrequenzen von 800 kHz bis 2,4 MHz ergeben. Die sehr hohe Streifenfrequenz von 2,4 MHz ergibt sich bei sehr niedrigen Dichtegradienten (s. z.B. Abb.67 (S109)).

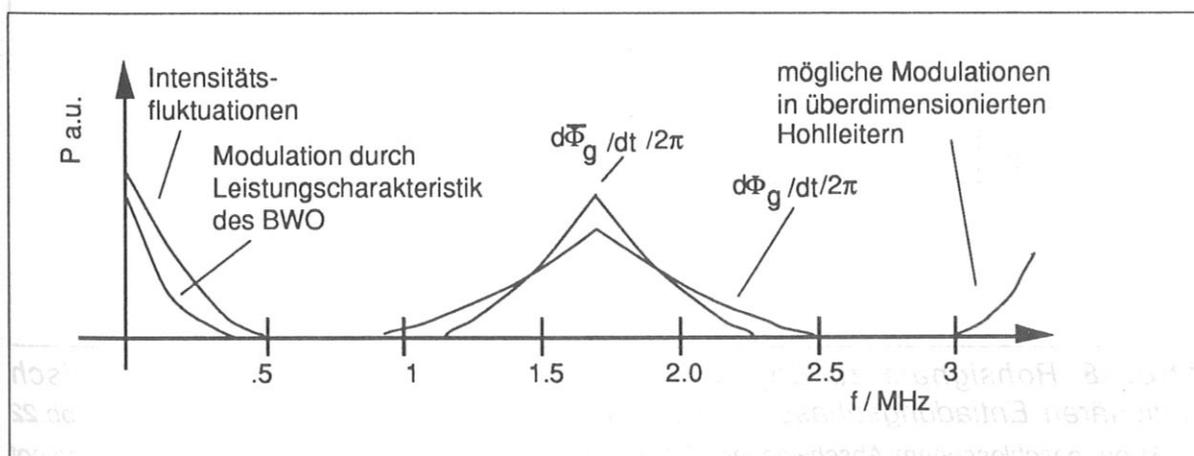


Abb.37 Schematische Darstellung des Frequenzspektrums der Nutzinformation (Streifen, $d\Phi_g/dt / 2\pi$) und von möglichen Störungen. Im Bereich von 0,5 MHz bis 3 MHz ist ein störungsfreies Erkennen der Interferenzstreifen gewährleistet. ($d\Phi_g/dt / 2\pi$ ist das Streifenspektrum, das sich ohne Phasenfluktuationen ergeben würde.)

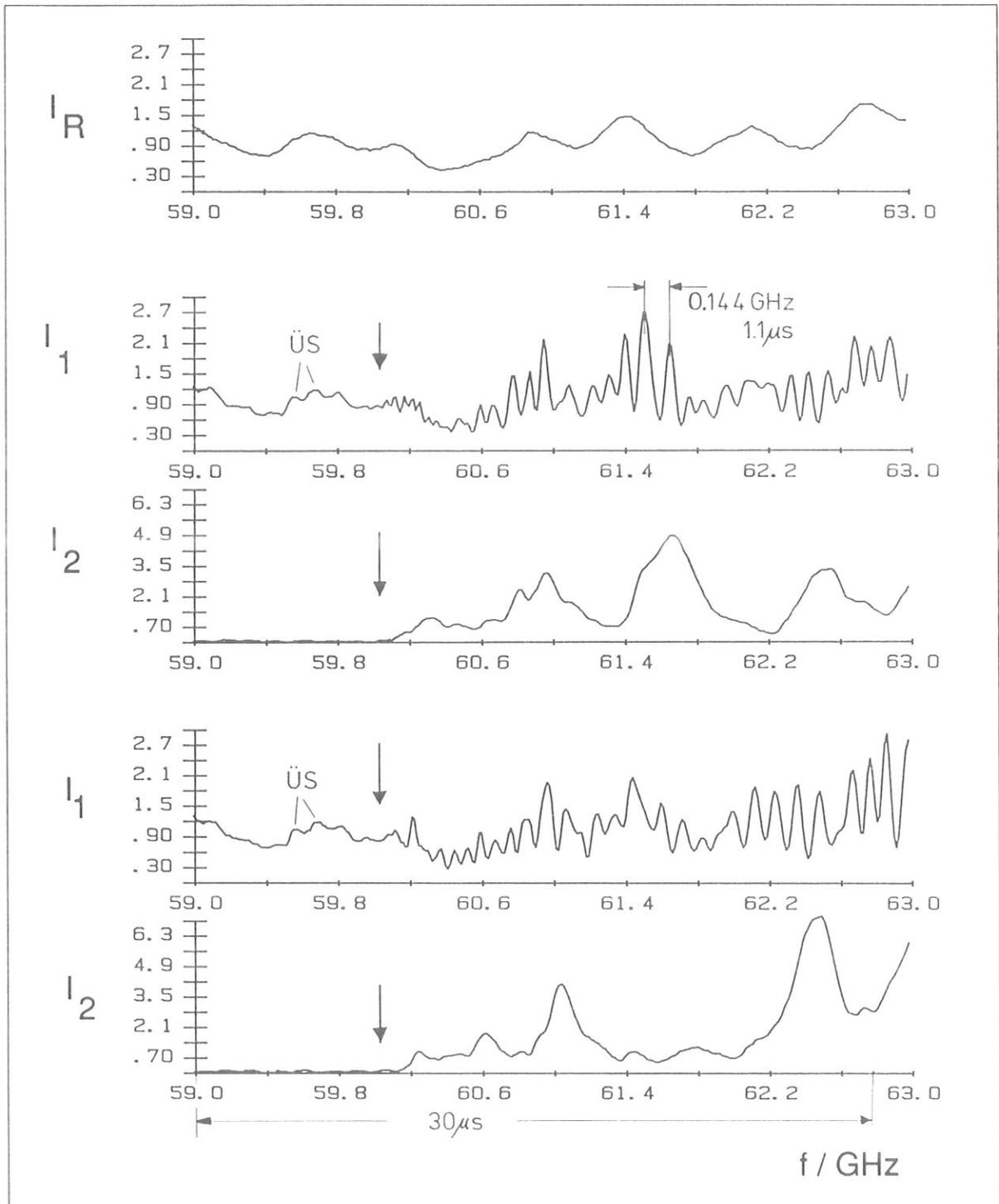


Abb.38 Rohsignale zu Beginn von zwei Sweeps in einer makroskopisch stationären Entladungsphase: I_R : Vorlaufende Leistung (= Signal von Detektor D1, Abb.22 (S38) bei geschlossenem Abschwächer AB1), I_1 : gemischtes Signal, I_2 : Intensitätssignal. Bedingt durch die Elektronendichtefluktuationen ist das reflektierte Signal sowohl starken Phasenfluktuationen (Streifenabstand in I_1), als auch starken Intensitätsfluktuationen (I_2) unterworfen, so daß jeder Sweep ein anderes Ergebnis liefert. Mit einem Pfeil ist der Wert der Elektronenzyklotronfrequenz bei der Antennenöffnung gekennzeichnet. (Die Modulation [ÜS] in I_1 , die bereits vor dem Einsetzen der Reflexion aus dem Plasma auftritt, und in I_R nicht vorhanden ist, kommt vom Übersprechen zwischen den beiden Antennen. # 29991, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 320$ kA, $\langle n_e \rangle = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

In Abb.38 sind die Rohdaten von zwei Sweeps in einer makroskopisch stationären Plasmaphase zu sehen. Man sieht, daß sowohl die Intensität (I_2), als auch die Phase (Streifenabstand in I_1) bei jedem Sweep, bedingt durch die Fluktuationen, anders ausfällt.

5.2.2. Auswertung der Daten

Nach Gl.14 (S15) ist jedem $n(r)$ ein $\Phi_p(f)$ zugeordnet. Unter den in Kap.2.3. angegebenen Bedingungen ist diese Beziehung umkehrbar:

$$n(r,t) \Leftrightarrow \Phi_p(f,t)$$

In der Praxis ist $\Phi_p(f,t)$ nur bekannt für

$$f(t) = f_s(t - k \tau_R) \quad \text{mit} \quad k = 1, m, t - k \tau_R \in \{0, \tau_s\} \quad \text{Gl.37}$$

Für die Messungen am Plasma wurde in etwa folgender Sweepmodus gewählt (s. Abb.39):

$$f_s(t) = (60 + 20 \cdot t/160\mu\text{s}) \text{ GHz}$$

$f(t)$: Zeitverlauf der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz

$m = 40$ Zahl der Sweeps, die in einem Zeitfenster erfaßt werden

$\tau_R = 2.5 \text{ ms}$ Repetitionszeit

$\tau_s = 160\mu\text{s}$ Sweepzeit

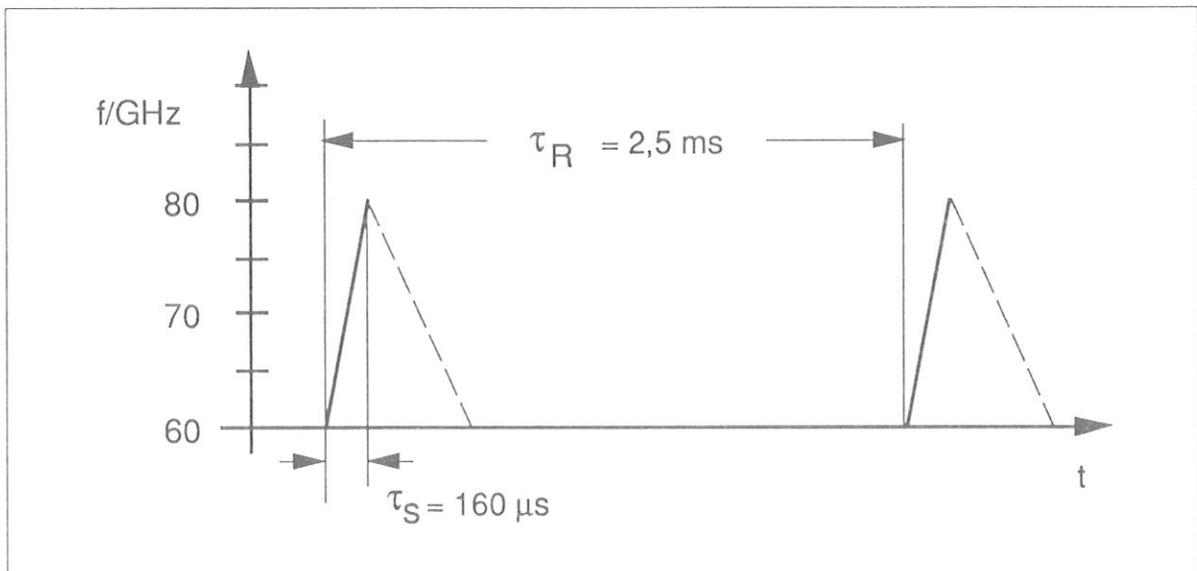


Abb.39 Der, für die Messungen am Plasma verwendete Sweepmodus $f(t)$.

Eine Rückrechnung, wie in Kap.2.3. beschrieben, ist aber nur möglich, falls $\Phi_p(f,t)$ für einen Zeitraum bekannt ist, während dessen sich $n(r,t)$ nicht merklich ändert.:

$$\tau_s \ll \tau_f$$

Gl.38

mit: τ_f : Zeitskala der Fluktuationen

In diesem Fall würde man gewinnen: $n_k(r) = n(r, k \cdot \tau_R)_{k=1, m}$. D.h. jeder Sweep ergibt ein momentanes Dichteprofil. Aus $\{n_k\}$ kann man das gemittelte Dichteprofil $\bar{n}(r)$ aber auch $\tilde{n}(r)$ und $\tilde{n}(r)/\bar{n}(r)$, die Werte für absolute und relative Fluktuationen berechnen. Die typischen Frequenzen von Dichtefluktuationen im Randplasma von ASDEX, wie sie mit Langmuirsonden und Messungen des Plasmaleuchtens²⁸ ermittelt wurden [50], liegen im Bereich von einigen kHz bis einigen 100 kHz, was auch mit den Festfrequenzmessungen des Reflektometers übereinstimmt (s. Abb.29 (S49)). τ_f liegt somit im Bereich einiger Mikrosekunden, Gl.38 ist also nicht erfüllt. Anschaulich heißt das: Die Messung ist zwar lokal schnell gegenüber den Fluktuationen, so daß die Interferenzstreifen nicht durch diese gestört werden, nicht aber global über das gesamte Profil. In der Zeit, in der der cut-off von außen nach innen wandert ($\tau_S = 160 \mu s$), hat sich das momentane Profil bereits merklich geändert. Um dennoch einen Wert für das gemittelte Dichteprofil zu gewinnen, liegt es nahe, mit der gemittelten Phase aus mehreren Sweeps (z.B: m) zu arbeiten:

$$\langle \Phi_p(f) \rangle := (\sum_{k=1, m} \Phi_{p,k}(f)) / m$$

$$\bar{n}^*(r) := \mathcal{R}(\langle \Phi_p(f) \rangle)$$

mit \mathcal{R} , den in Kap.2.3. definierten Rückrechenoperator

Für den Fall eines O-Mode-Systems bei linearem Dichteprofil und bei einer globalen, d.h. nicht vom Radius abhängenden Störung: $n(r,t) = \bar{n}(r) + n(t)_{\text{fluct}}$ mit $\langle n(t)_{\text{fluct}} \rangle_t = 0$ läßt sich zeigen, daß gilt:

$$\mathcal{R}(\langle \Phi_p(f) \rangle) = \langle \mathcal{R}(\Phi_p(f)) \rangle.$$

Für den allgemeinen Fall hingegen stellt die Nichtlinearität von \mathcal{R} , die auf die Nichtlinearität von Gl.14 (S15) zurückgeht, ein Problem dar. Die gemittelte Phase ist nicht zwangsläufig die Phase, die sich beim gemittelten Profil ergeben würde.

$$\Rightarrow \text{i. allg. } \mathcal{R}(\langle \Phi_p(f) \rangle) \neq \langle \mathcal{R}(\Phi_p(f)) \rangle$$

²⁸Es wird hierzu das Licht der H_α -Linie des Wasserstoffs detektiert. Die Intensität dieses Lichtes ist unter gewissen Annahmen proportional zu der Elektronendichte entlang des Sehstrahls.

Neben diesem Verfahren der Phasenmittelung wurde daher ein Verfahren entwickelt, das mit Einzelsweeprückrechnung bezeichnet werden soll:

$$\Phi_{p,k}(f) \longrightarrow n_k(f), r_k(f)$$

Hier wird aus der Phaseninformation eines Sweeps entsprechend dem in Kap.2.3. beschriebenen Verfahren ein fiktives Profil berechnet (fiktiv, da hier $\tau_s \ll \tau_f$ nicht erfüllt ist). Exakt dieses Profil hat zu keinem Zeitpunkt existiert, was man leicht daran sieht, daß es durchaus Stellen geben kann mit $r(f_1) = r(f_2)$ (s. Abb.40). Solche Profile, die nicht mehr als Funktion $n(r)$ geschrieben werden können, entstehen, wenn eine starke Dichteerhöhung in radialer Richtung läuft, und den cut-off entgegen der Sweeprichtung nach außen trägt. Aus den so gewonnenen fiktiven Dichteprofilen $\{ n_k(f), r_k(f) \}_{k=1, m}$ kann man ebenfalls wieder $\tilde{n}(r)$ und $\tilde{n}(r)/\bar{n}(r)$ berechnen.

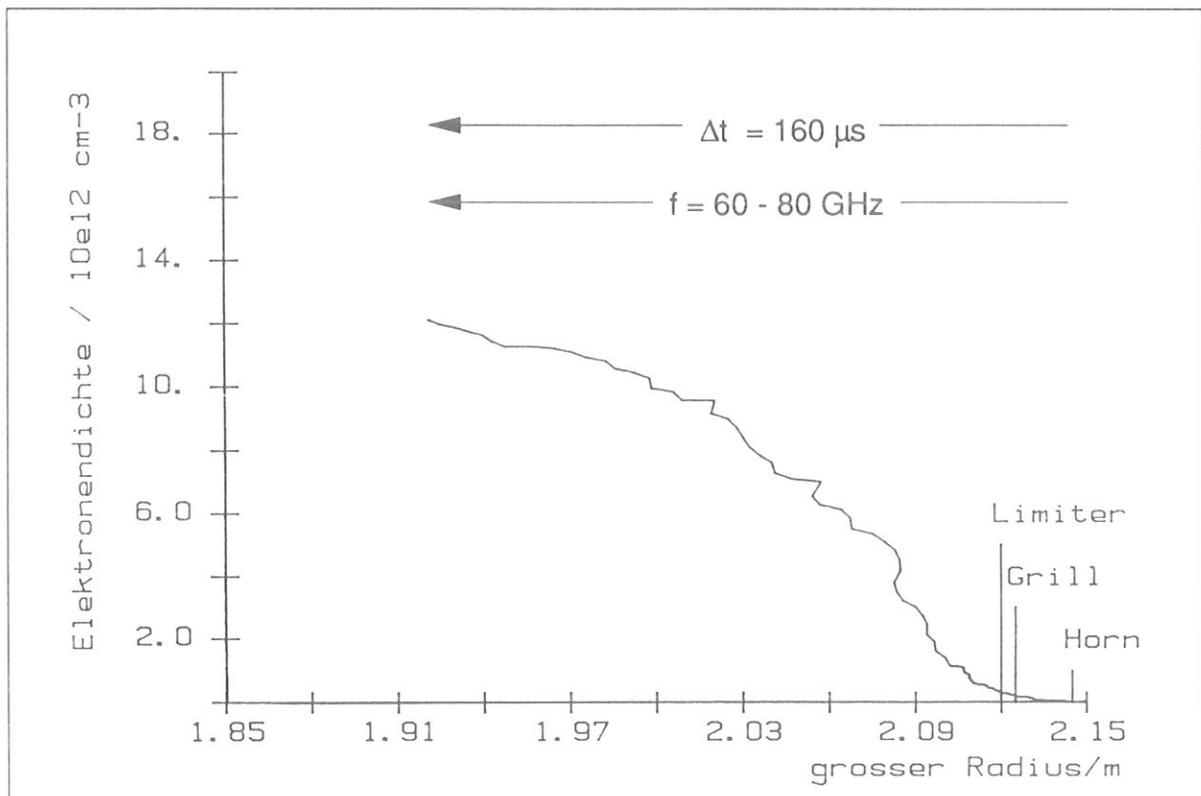


Abb.40 Elektronendichteprofil, wie es sich bei der Rückrechnung aus einem einzelnen Sweep in $160 \mu s$ ergibt. (#30873, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $R_p = 167,7 \text{ cm}$)

Es zeigt sich nun, daß das berechnete Dichteprofil praktisch unabhängig davon ist, ob es nach der Methode der Phasenmittelung oder der Methode der Einzelsweeprückrechnung gewonnen wurde (Abb.41). Nur im Bereich der Separatrix, also der Stelle des größten Fluktuationsniveaus, ist eine geringe Abweichung feststellbar. Es liegt somit die Vermutung nahe, daß beide Verfahren das korrekte Profil liefern. Da beide Methoden sehr unterschiedlich arbeiten, wäre es unwahrscheinlich, daß sie das in gleicher Weise verfälschte Profil ergeben würden. Man kann diese Vermutung noch durch folgende Überlegung untermauern: Es liegt nahe anzunehmen, daß $\bar{n}^*(r)$, das aus der Phasenmittelung gewonnene Profil, nicht von der Sweepzeit τ_s abhängt, sofern die für das Streifen zählen notwendige Bedingung Gl.35 (S60) erfüllt ist.²⁹ Es ist auch klar, daß das Profil, das aus der Einzelsweeprückrechnung gewonnen wird, für $\tau_s \rightarrow 0$ gegen das wahre gemittelte Profil strebt³⁰.

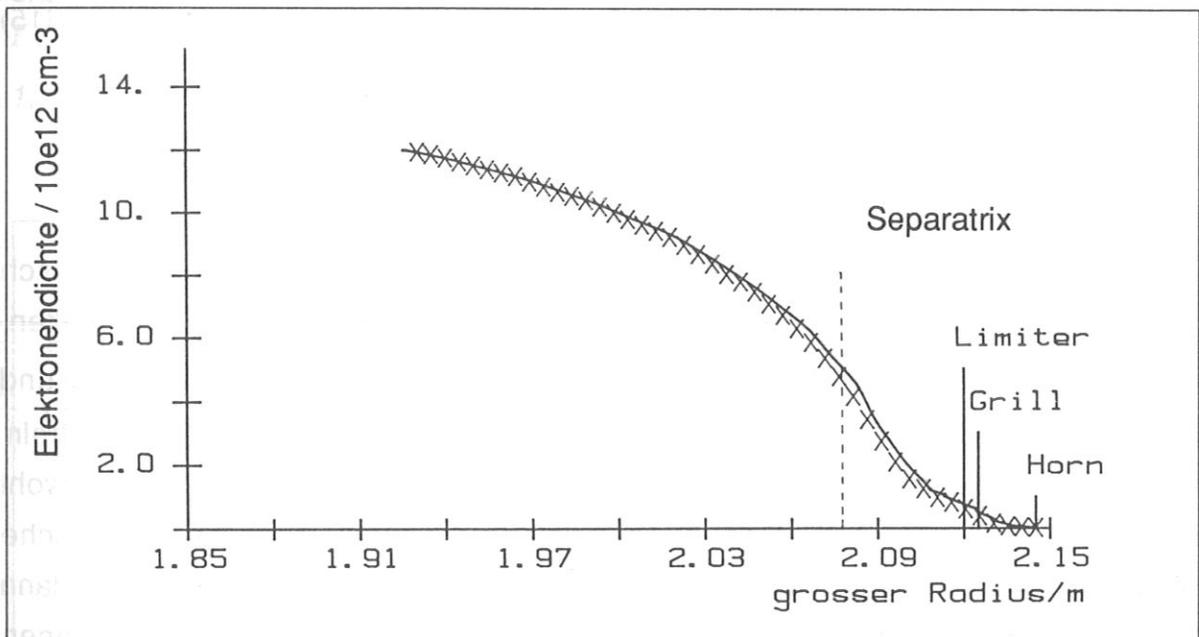


Abb.41 Gemittelttes Elektronendichteprofil: Phasenmittelung (—) und Einzelsweeprückrechnung (x) aus jeweils 40 Sweeps. (#30873, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $R_p = 167,7 \text{ cm}$)

²⁹ Es liegt hier die Überlegung zugrunde, daß die einzelnen Sweeps im statistischen Sinne als voneinander unabhängige Messungen betrachtet werden können, und daß somit $\langle \Phi_p(f) \rangle \rightarrow \bar{\Phi}_p(f)$ für $m \rightarrow \infty$, unabhängig vom gewählten Sweepmodus $f(t)$ ist. In der Praxis könnte dies dann nicht mehr gültig sein, wenn eine zeitlich kohärente Störung (z.B. MHD-Mode) mit der Frequenz $1/\tau_R$ (hier $\approx 400 \text{ Hz}$) auftritt. Die Messung würde dann ähnlich einem Stroboskop nicht das gemittelte Profil liefern, sondern das Profil, das einer bestimmten Phase der kohärenten Störung entspricht.

³⁰ Auch hier müssen Stroboskopieeffekte ausgeschlossen sein.

Wie oben bereits erwähnt, ist das Dichteprofil, das bei endlicher Sweepzeit ($\tau_S = 160 \mu\text{s}$) gewonnen wird, im wesentlichen unabhängig von der Rückrechenmethode. Es wäre nun Zufall, wenn diese Übereinstimmung nur bei der Sweepzeit von $\tau_S = 160 \mu\text{s}$ gelten würde, es liegt vielmehr die Vermutung nahe, daß dies auch bei $\tau_S \rightarrow 0$ gilt, und daß somit die ermittelten Profile im Rahmen der Meßgenauigkeit durch die Nichtlinearität von Gl.14 (S15) mit keinem großen prinzipiellen Fehler behaftet sind. Eine weitere experimentelle Überprüfung dieser Vermutung bestünde in der Verwendung unterschiedlicher Sweepzeiten oder auch in Sweeps von innen nach außen ($df/dt < 0$). Auf den Vergleich der beiden Rückrechenverfahren wird in Kap.6.3.1. im Rahmen der Fehlerbetrachtungen nochmals eingegangen. Die dort durchgeführte numerische Rechnung legt ebenfalls den Schluß nahe, daß beide Rückrechenverfahren im Rahmen der Meßgenauigkeit dasselbe, offensichtlich auch richtige, Profil liefern. Eine interessante Aufgabe für zukünftige Arbeiten wäre es, die Richtigkeit dieser Vermutung durch eine mathematische Analyse der Integralbeziehung Gl.14 (S15) zu erhärten.

5.2.3. Aussagen über Fluktuationen

In Kap.5.2.2. wurde gezeigt, daß es notwendig ist, in einer makroskopisch stationären Plasmaphase über mehrere Sweeps zu mitteln, um $\bar{n}(r)$ zu erhalten. Das Verfahren der Einzelsweeprückrechnung erlaubt es, zusätzlich $\tilde{n}(r)$ und $\tilde{n}(r)/\bar{n}(r)$, die Werte für absolute und relative Fluktuationeniveaus, zu ermitteln (Abb.43). Es ist hier zu beachten, daß die Streuung der Kurven in Abb.42 sowohl durch die Elektronendichtefluktuationen, als auch durch mögliche statistische Meßfehler wie Streifenzählfehler etc. gegeben ist. Das Verfahren liefert nur dann vernünftige Werte für $\tilde{n}(r)$ und $\tilde{n}(r)/\bar{n}(r)$, wenn die Streuung durch die Fluktuationen dominiert, wovon man im Außenbereich des Plasmas ausgehen kann. Die Ergebnisse passen gut mit den in [50] wiedergegebenen Messungen zusammen. Ein Vergleich beider Meßmethoden bei identischen Plasmaentladungen liegt nicht vor.

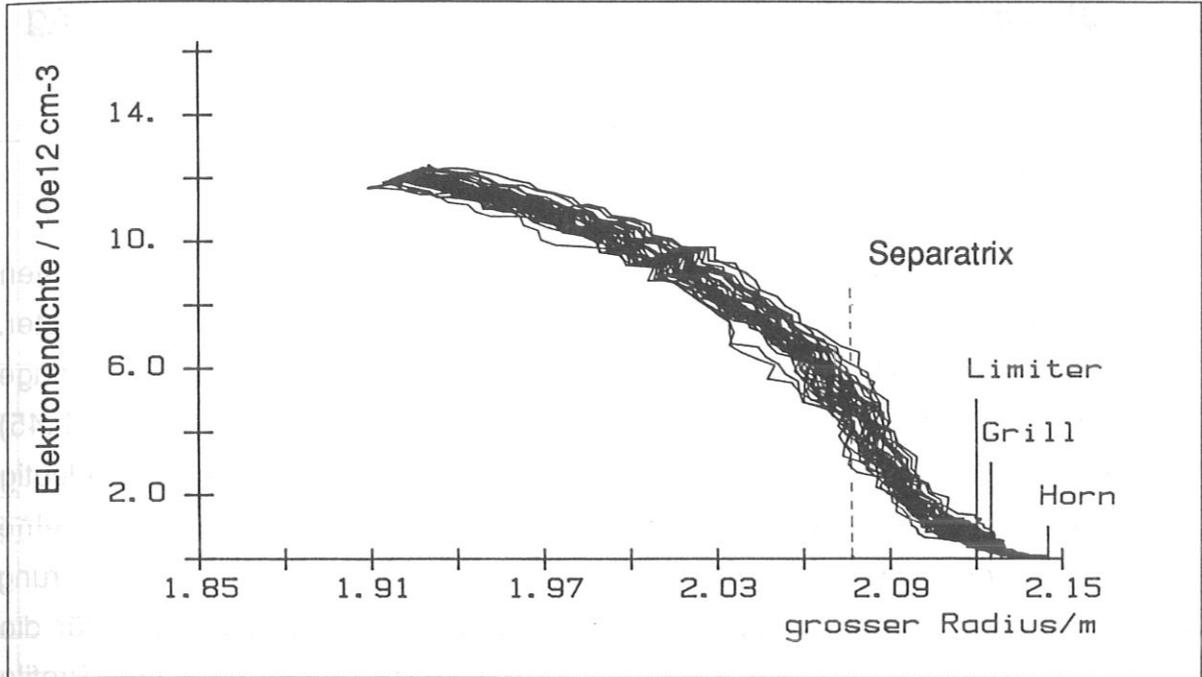


Abb.42 40 Elektronendichteprofile, wie sie sich in einer makroskopisch stationären Entladungsphase ergeben. Die Streuung der Kurven ist durch die Elektronendichtefluktuationen bedingt. (#30873, $B_0 = 2,8\text{T}$, $I_p = 420\text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$, $R_p = 167,7\text{ cm}$)

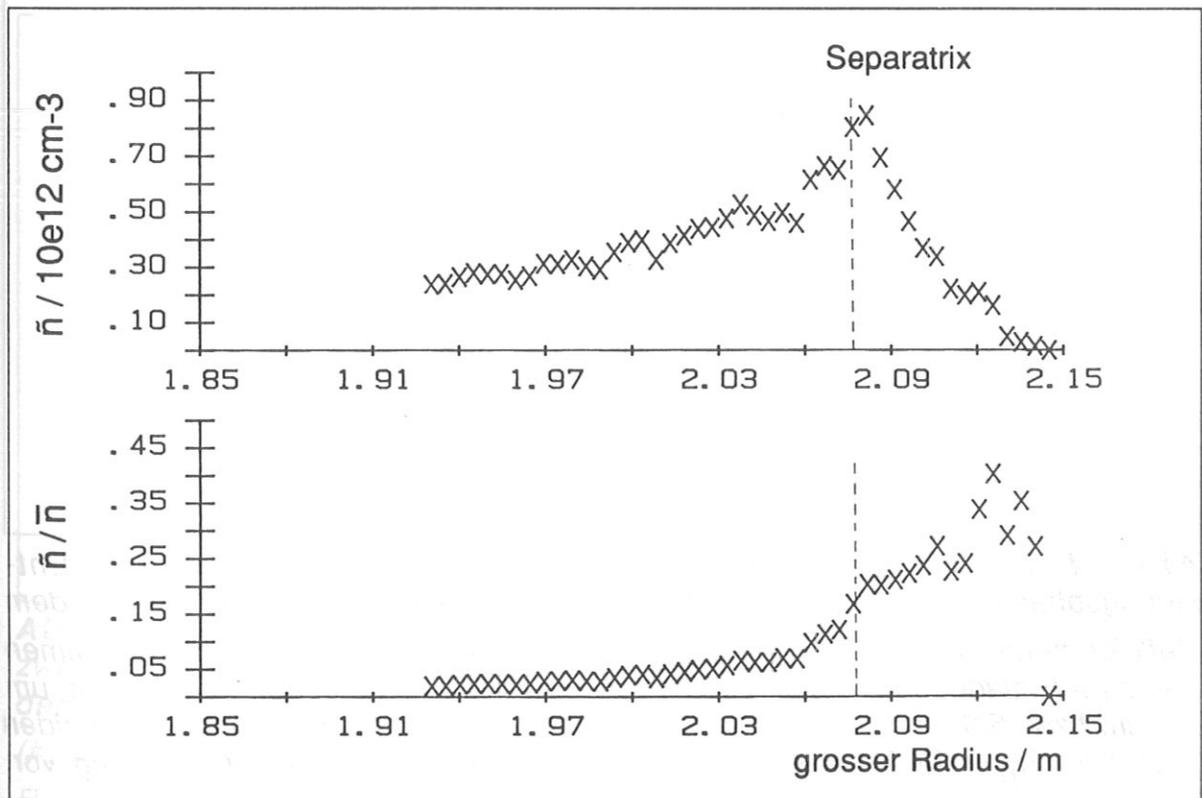


Abb.43 Absoluter und relativer Wert der Elektronendichtefluktuationen, wie sie sich aus der Streuung der Elektronendichteprofile (s. Abb.42) ergeben.

6. Überprüfung der Meßergebnisse und Fehlerbetrachtung

6.1. Vergleich von reflektometrisch gemessenen Dichteprofilen bei verschiedenen Plasmaparametern

Ein erster Schritt, die gewonnenen Dichteprofile auf ihre Richtigkeit zu überprüfen sind Messungen bei definierten Veränderungen der globalen Plasmaparameter. Sowohl eine Verschiebung des Plasmas (unterschiedliche horizontale Plasmalage R_p ; Abb.44), als auch eine Veränderung der liniengemittelten Dichte (Abb.45) werden vom Reflektometer am Plasmarand bis in den Limiterbereich eindeutig registriert. Bei einem Vergleich der Profile ist darauf zu achten, daß eine Veränderung der globalen Plasmaparameter i. allg. auch zu einer Veränderung der Profilformen führt. Aus Abb.44 ist eine Reproduzierbarkeit der Werte für die gemittelten Dichten von wenigen Prozent abzulesen. In Abb.46 sind zwei Profile angegeben, wie sie mit dem in der ICRH-Antenne eingebauten System bei Entladungen mit unterschiedlichen liniengemittelten Dichten gemessen werden.

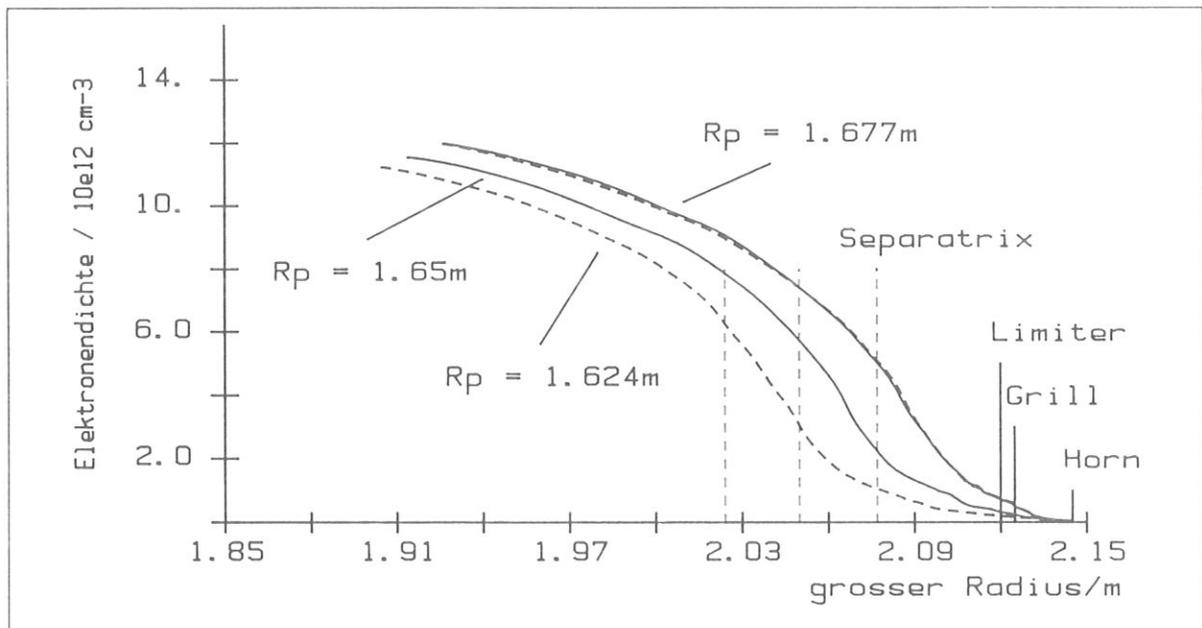


Abb.44 Elektronendichteprofile in makroskopisch stationären Entladungsphasen bei unterschiedlichen Horizontalpositionen R_p , wie sie mit dem Reflektometer am LH-Grill gemessen wurden. Die dargestellten Profile stammen aus zwei Entladungen, bei denen die Plasmasäule zwischen den Messungen um 2,7 cm bzw. 5,3 cm horizontal verschoben wurde. Aus dem Vergleich der beiden Profile für $R_p = 1,677 \text{ m}$ kann man eine Reproduzierbarkeit der Messung von wenigen Prozent ablesen. (#30871—, #30873 ---, $B_0 = 2,8\text{T}$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

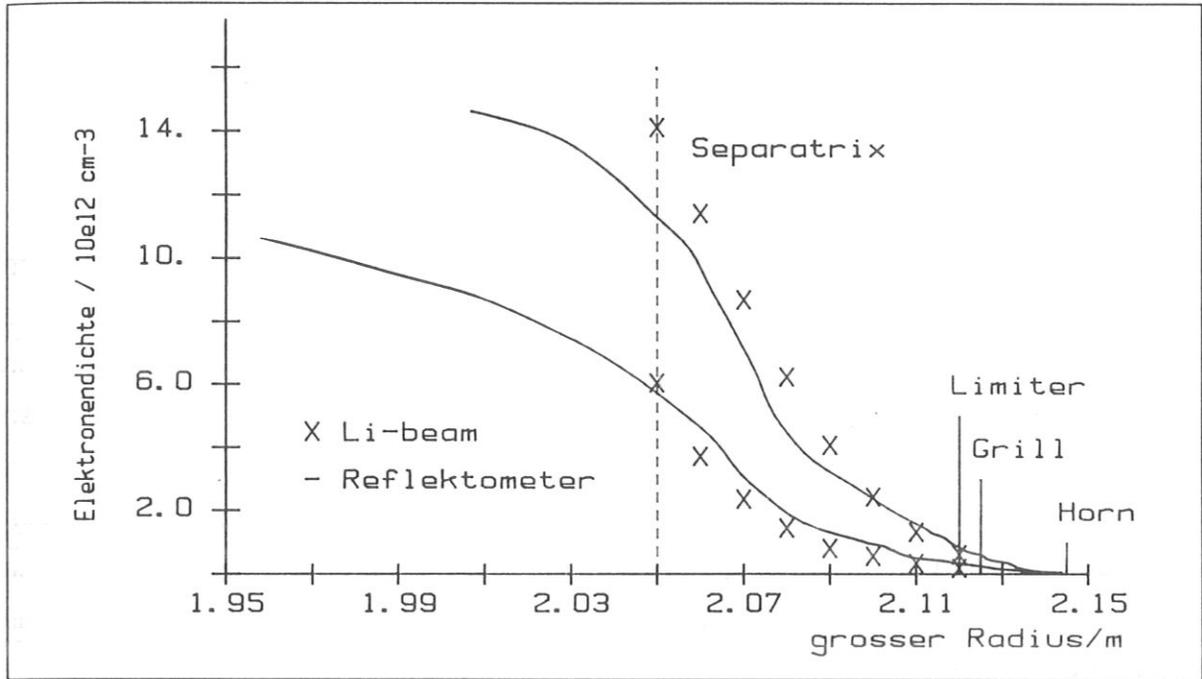


Abb.45 Elektronendichteprofile während makroskopisch stationärer Phasen für zwei Entladungen mit unterschiedlichen liniengemittelten Elektronendichten, mit dem Reflektometer beim Grill gemessen. Zum Vergleich sind die Lichtintensitätssignale des Li-System darübergerzeichnet. (Da das Li-System keine absoluten Dichtewerte liefert, wurde der Maßstab willkürlich so gewählt, daß der Meßwert bei $R = 2,10$ m für #30878 mit dem des Reflektometers zusammenfällt. #30871/30878, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420$ kA, $\langle n_e \rangle = 1,3/3,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $R_p = 1,65$ m)

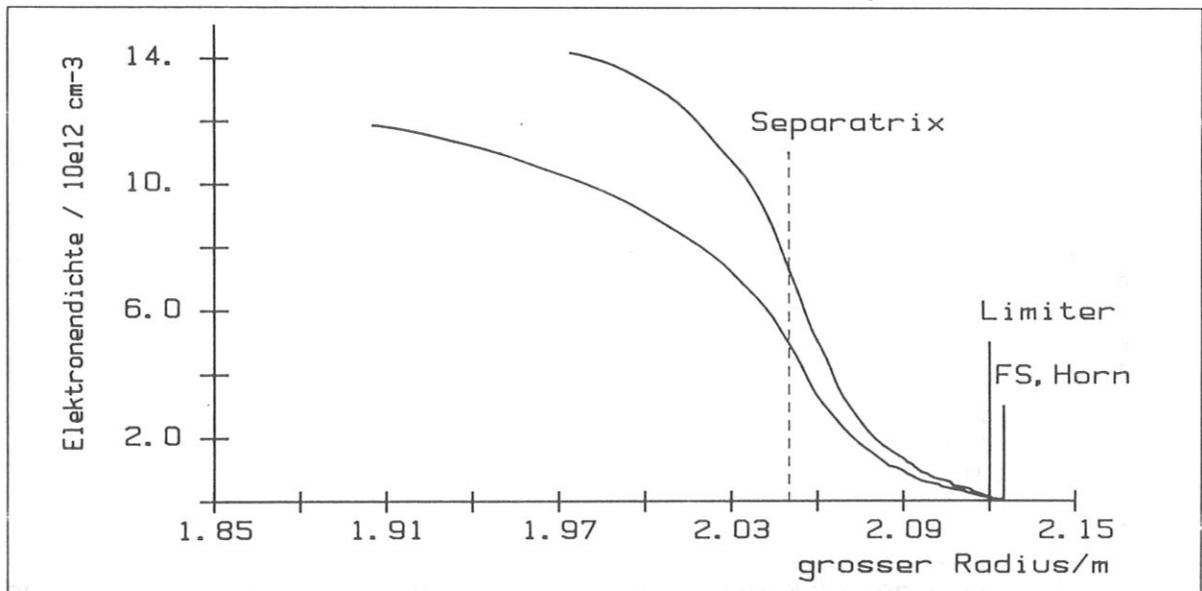


Abb.46 Elektronendichteprofile während makroskopisch stationärer Phasen in zwei Entladungen mit unterschiedlichen liniengemittelten Elektronendichten, mit dem Reflektometer im Faradayschirm (FS) der ICRH-Antenne gemessen. (#30872/30875, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420$ kA, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}/2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $R_p = 1,65$ m)

6.2. Vergleich mit anderen Diagnostiken

6.2.1. Vergleich mit den Ergebnissen des Thomsonstreusystems

An ASDEX wird das Elektronendichteprofil mit einem 16-Kanal Thomsonstreusystem [47] routinemäßig gemessen. Für das experimentell sehr aufwendige System ist eine komplizierte Eichprozedur nötig. In der Praxis werden daher die Werte für die absolute Dichte mit den Werten des HCN-Interferometers kalibriert. In Abb.47 ist ein reflektometrisch gewonnenes Dichteprofile und die dazugehörigen Dichtewerte, wie sie mit den äußersten vier Kanälen des Thomsonstreusystems gemessen wurden, aufgetragen. Die Abweichung beträgt auch bei anderen Plasmaentladungen nicht mehr als etwa 20 %. Bedingt durch die geringe Intensität des Streulichtes, sind die Dichtewerte am Rand beim Thomsonstreusystem mit relativ großen Fehlern behaftet.

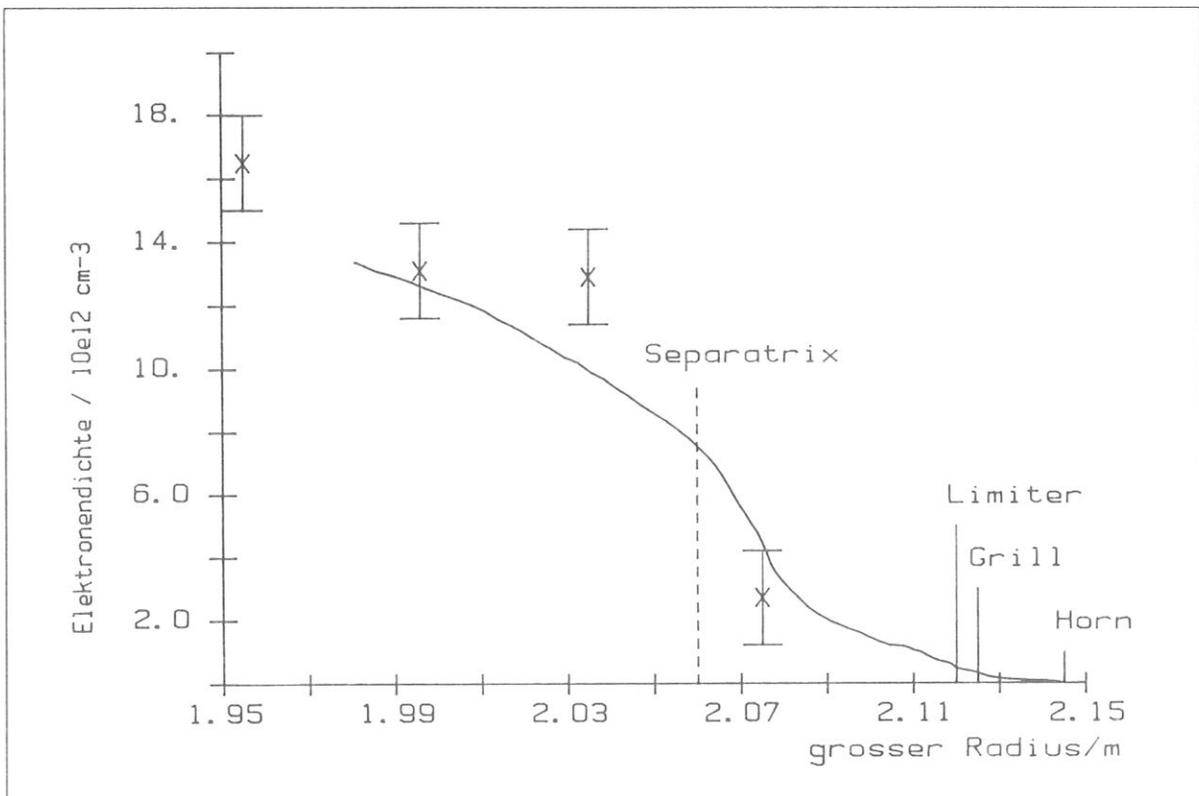


Abb.47 Vergleich der Elektronendichtemessung des Reflektometers (—) und des Thomsonstreusystem (x). (#32376, $B_0 = 2,8\text{T}$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $R_p = 1,66 \text{ m}$)

6.2.2. Vergleich mit der Li-Strahl-Diagnostik

An ASDEX ist ein Li-Strahl-System installiert [30], das etwa 120° toroidal vom Reflektometer am LH-Grill entfernt die Elektronendichte an 10 Stellen entlang des Torusradius mißt. Hierzu wird das Licht der Li[2p - 2s] Resonanzlinie vermessen, das die durch Stöße mit den Elektronen angeregte Li-Atome emittieren. Bedingt durch die Abschwächung des Li-Strahls im Plasma und die, im Vergleich zur Geschwindigkeit der Atome nicht zu vernachlässigende Relaxationszeit der angeregten Zustände, ist eine Entfaltung der Lichtintensitätssignale zur Profildberechnung notwendig³¹. Im äußersten Plasmarand ist aber die Lichtstärke in guter Näherung direkt proportional zur Elektronendichte. Eine absolute Dichtemessung ist mit dem Li-System nicht möglich, so daß i. allg. eine Eichung an den Werten des HCN-Laserinterferometers erfolgt. In Abb.45 (S73) sind zu den Elektronendichteprofilen, wie sie mit dem Reflektometer bei zwei Entladungen unterschiedlicher liniengemittelter Dichte gemessen wurden, die Lichtintensitäten der äußeren acht der 10 Kanäle des Li-Systems eingetragen.

6.2.3. Vergleich mit dem 4-Kanal-HCN-Interferometer

Zur routinemäßigen Messung des Elektronendichteprofiles wird an ASDEX weiterhin ein HCN-Interferometer eingesetzt [16]. In der Plasmasäule wird entlang von vier Sehnen die liniengemittelte Dichte bestimmt. Unter bestimmten Annahmen über die Symmetrie der Elektronendichteverteilung kann das Elektronendichteprofil $n(r)$ rückgerechnet werden. Der äußerste Kanal liegt bei $r = 30$ cm. Die Reflektometriemessungen erlauben also, bei Entladungen niedriger Dichte³², die Dichte entlang des äußersten Kanals des Interferometers anzugeben. Ein Vergleich mit der liniengemittelten Dichte, wie sie mit dem äußersten Kanal des Interferometers gemessen wird, zeigt eine Abweichung von etwa 20 %.

³¹ Ein angeregtes Atom sendet aufgrund seiner Bewegung in Richtung Plasmazentrum das Licht nicht an der Stelle der Anregung, sondern ca. 2-3 cm weiter innen ab (E_{kin} der Li-Atome ≈ 60 keV).

³² Bei Entladungen hoher Dichte kann mit dem Reflektometer nicht bis $r = 30$ cm ins Plasma hinein gemessen werden (s. Abb.4a (S11): $n_{\text{CO}}(80\text{GHz})$). Ohne weitere Annahmen ist somit ein Vergleich von Reflektometrie und Interferometrie nicht möglich.

6.3. Mögliche Fehler durch Unzulänglichkeiten der Modellannahmen

6.3.1. Mögliche Fehler durch Phasenmittelung aus mehreren Sweeps

In Kap.5.2.2. wurde gezeigt, daß eine Messung in $160 \mu\text{s}$ zwar lokal schnell gegenüber den Fluktuationen ist, so daß die Interferenzstreifen durch die Fluktuationen nicht verwischt werden, daß sie aber nicht global über das ganze Profil schnell gegenüber den Fluktuationen ist. Es liegt hier also derselbe Fall wie bei einer Kamera mit Schlitzverschluß vor. Schnell bewegte Objekte werden zwar scharf abgebildet. Es kann aber zu einer Verzerrung kommen, da das gesamte Bild nicht zum gleichen Zeitpunkt belichtet wird. Die in Kap.2.3. aufgestellte Forderung, daß das Dichteprofil auf der Zeitskala der Messung konstant ist, ist bei einem Frequenzsweep in $160 \mu\text{s}$ nicht erfüllt. Zur Dichteberechnung wird $\langle \Phi_p(f) \rangle = (\sum_{k=1,m} \Phi_{p,k}(f)) / m$, die mittlere Phasenverschiebung aus mehreren Sweeps genommen. Wie oben (Kap.5.2.2.) ausgeführt, ist $\langle \Phi_p(f) \rangle$ unabhängig von der Sweepgeschwindigkeit, so daß ein Vergleich der beiden Rückrechenverfahren (Phasenmittelung/ Einzelsweeprückrechnung) bei $\tau_s \rightarrow 0$ Aufschluß über den Fehler beider Methoden liefert. Um dies näher zu untersuchen, wurde für jeweils zwei hypothetische Profile das algebraische Dichtemittel $(n_1+n_2)/2$ und das Dichtemittel aufgrund der Phasenmittelung $\mathcal{R}[(\mathcal{M}(n_1) + \mathcal{M}(n_2))/2]$ berechnet. In Abb.48 sind zwei lineare Dichteprofile angegeben, die beiden Mittelwerte fallen praktisch zusammen. Für die in Abb.49 abgebildeten Dichteprofile weichen die beiden Mittelwerte um maximal 6% voneinander ab. Da die Abweichung in beide Richtungen geht, und in die Berechnung der gemittelten Elektronendichteprofile viele (≈ 40) Einzelmessungen eingehen, ist davon auszugehen, daß sich diese Abweichungen z.T. kompensieren. Über das gesamte Profil gesehen, scheint es daher gerechtfertigt, den Unterschied der beiden Mittelwerte mit nur 2% abzuschätzen. Zu einer weiteren Verbesserung des Reflektometerverfahrens sollte man aber versuchen, diesen Unterschied durch eine mathematische Analyse des Rückrechenoperators \mathcal{R} , oder durch einen numerischen Vergleich beider Dichtemittel mit einer größeren Zahl von Testprofilen, zu untersuchen. Eine Verkürzung der Sweepzeit um nochmals zwei Größenordnungen ($\tau_s = 160 \mu\text{s} \rightarrow \tau_s = 1 - 2 \mu\text{s}$), so daß Bedingung Gl.38 (S66) erfüllt ist, würde dieses Problem lösen. Dies scheint aber zum gegenwärtigen Zeitpunkt als technisch schwer realisierbar.

Zum einen wäre zum Betreiben der Mikrowellenröhre eine stabilisierte Hochfrequenzspannung von etwa 1 kV im Bereich von 1 MHz nötig. Zum anderen müßte das Meßsignal von einigen MHz bis fast 100 MHz breitbandig erfaßt werden.

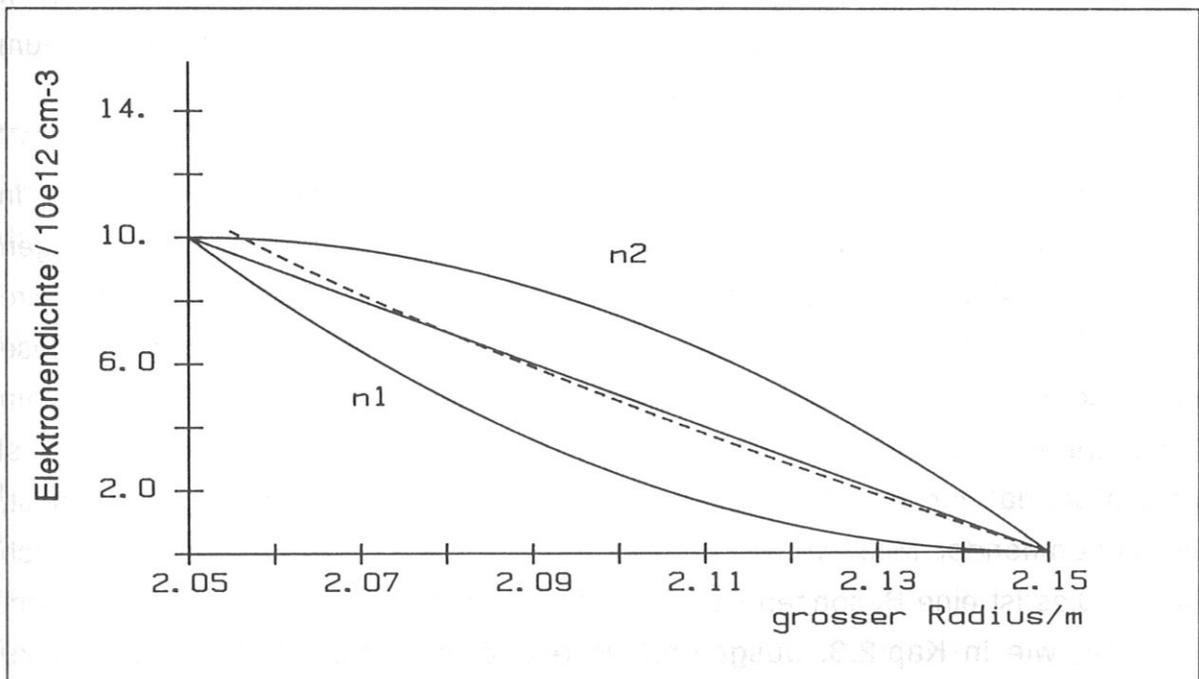
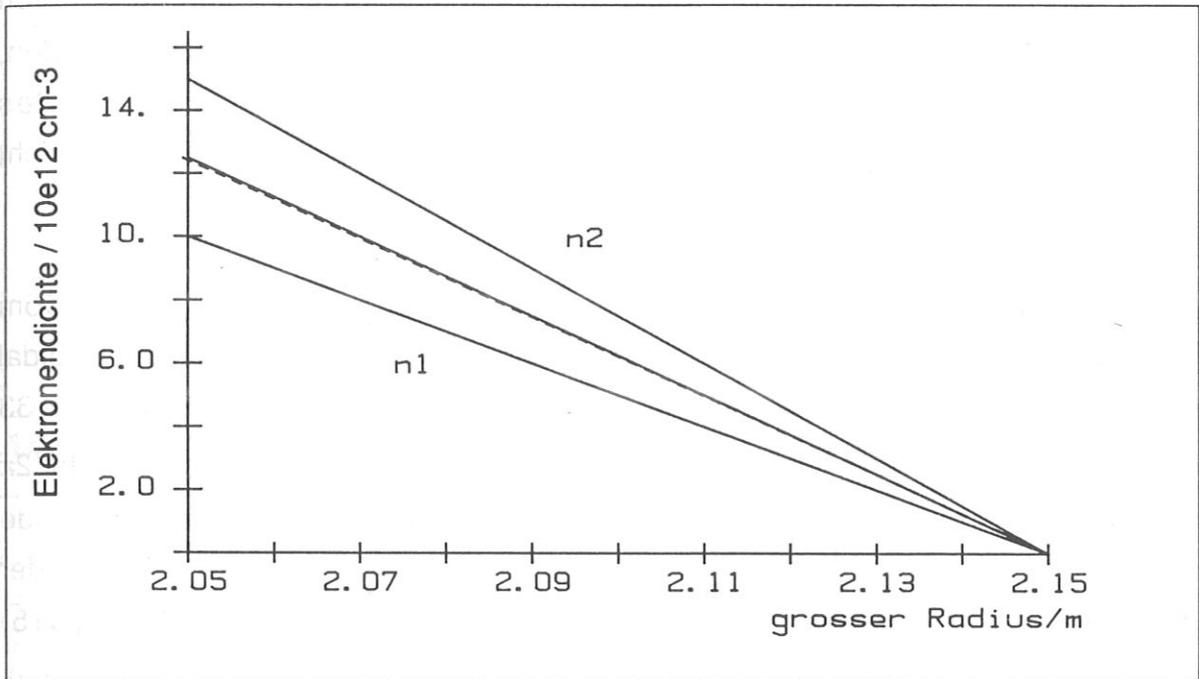


Abb.48,49 Zum Vergleich von "Einzelsweeprückrechnung" und "Phasenmittelung" für die Berechnung des gemittelten Elektronendichteprofiles: Für zwei Testprofile (n_1 , n_2) ist jeweils das algebraische Mittel $(n_1+n_2)/2$ (—) und das Dichtemittel aufgrund der Phasenmittelung $\mathcal{R}[(\mathcal{M}(n_1) + \mathcal{M}(n_2))/2]$ (----) angegeben. (\mathcal{M} , \mathcal{R} : Meß- und Rückrechenoperator, s. Kap.2.3.)

6.3.2. Eindeutigkeit und Invertierbarkeit von Φ_p in Anwesenheit starker Fluktuationen

In Kap.5. wurden die Anforderungen an das Reflektometer diskutiert, die nötig sind, damit $\Phi_g(f)$ in Anwesenheit von Elektronendichtefluktuationen eindeutig durch Streifenzählen gewonnen werden kann. Hier sollen nun Fälle besprochen werden, bei denen trotz klarer Interferenzstreifen eine Rückrechnung des Elektronendichteprofiles, bedingt durch starke Elektronendichtefluktuationen, nicht möglich ist.

a) In Kap.5.1. wurden die beobachteten, starken Intensitätsschwankungen der vom Plasma reflektierten Welle durch die Überlagerung von Wellen, die an poloidal unterschiedlichen Stellen der cut-off Fläche reflektiert werden, erklärt (Abb.33 (S54)). Kommen hier Teilwellen zur Überlagerung, die um mehr als 2π gegeneinander phasenverschoben sind, und deren relative Phase und Amplitude sich, bedingt durch die Fluktuationen, stark ändern, so ist es nicht möglich, der reflektierten Gesamtwelle eindeutig eine Phase im Sinne von Gl.14 (S15) zuzuordnen. Man gewinnt zwar durch das Streifenzählen einen Wert für $\Phi_g(f,t)$, doch ist es nicht auszuschließen, daß das Ergebnis vom Weg im Parameterraum $\{f,t\}$, also von der konkreten Sweepfunktion $f(t)$ abhängt.³³

b) Es ist denkbar, daß durch Fluktuationen lokale Dichteeinbrüche entstehen. In Abb.50 sind ein gemitteltetes Dichteprofil und zwei mögliche lokale Dichtestörungen durch Fluktuationen eingezeichnet. Eine Welle einer gegebenen Frequenz (f_i) wird an der Stelle reflektiert, an der die lokale Dichte gleich der cut-off Dichte für diese spezielle Frequenz ist. Graphisch ergibt sich somit der Reflexionsort aus dem Schnittpunkt von $n(R)$ und $n_{co}(R, f_i)$ (s. Gl.11 (S8) bzw. Gl.40 (S81)). Es ist ersichtlich, daß für die mit 1 markierte Stelle eine eindeutige Messung möglich ist, bei zunehmender Mikrowellenfrequenz wandert der cut-off kontinuierlich nach innen. Dies ist eine Besonderheit des X-Modes, im O-Mode ist es prinzipiell nicht möglich, wie in Kap.2.3. ausgeführt, Bereiche mit lokalen Dichteminima zu vermessen.

³³ Mathematisch ausgedrückt: es ist zwar noch $\nabla_{t,f} \Phi_g(f,t)$ definiert, dies kann aber nicht mehr eindeutig zu einer Funktion der Variablen f,t aufintegriert werden.

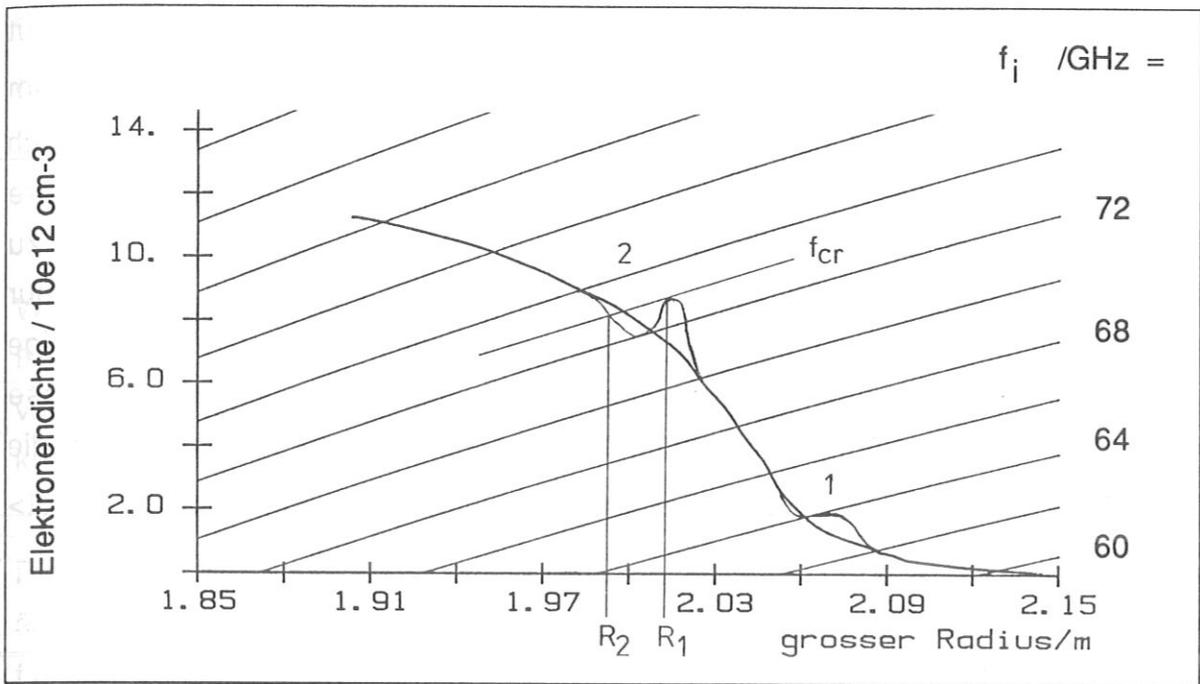


Abb.50 Fehlermöglichkeit durch Überspringen von ausgeprägten lokalen Dichteminima, die sich bei starken Fluktuationen ergeben können: Dargestellt ist ein gemitteltetes Dichteprofil mit zwei möglichen lokalen Dichtestörungen. Die darübergezeichnete Kurvenschar gibt die lokale cut-off Dichte $n_{CO}(R, f_i)^{34}$ an. Der Reflexionsort der eingestrahlten Mikrowelle ergibt sich graphisch aus dem Schnittpunkt des Dichteprofiles mit der zu f_i gehörenden Kurve der Schar. Beim Durchstimmen der Mikrowellenfrequenz kommt es bei f_{cr} zum Überspringen des Bereiches R_1 bis R_2 .

Bei Stelle 2 hingegen kommt es bei f_{cr} zum Überspringen des Bereiches R_1 bis R_2 . Eine Abschätzung aufgrund des zu erwartenden Fluktuationsniveaus [35] zeigt, daß eine solche Situation außerhalb der unmittelbaren Separatrixnähe nicht zu erwarten ist. Im Bereich der Separatrix ist dies hingegen, aufgrund des hohen lokalen Fluktuationsniveaus, nicht völlig auszuschließen. In der Praxis muß davon ausgegangen werden, daß man das "Überspringen" des Bereiches R_1 bis R_2 nicht unmittelbar am Detektorsignal erkennen kann. Bei der Annäherung der Mikrowellenfrequenz an f_{cr} wird die evaneszente Zone um R_1 sehr dünn, so daß bereits vor dem Überschreiten von f_{cr} ein Teil der Welle in der Nähe von R_2 reflektiert wird. Durch diesen fließenden Übergang der Reflexion von R_1 zu R_2 ist anzunehmen, daß im Detektorsignal ein mögliches Überspringen eines Teils des Profils an keiner Unstetigkeit zu erkennen ist. Experimentell könnte man die Fehlermöglichkeit durch starke lokale Dichteabsenkungen aber dadurch

³⁴ Die Ortsabhängigkeit in n_{CO} ist durch das Magnetfeld bedingt, das in etwa proportional zu $1/R$ ist. Für die Darstellung wurde $B_0 = 2,8$ T gesetzt, der Wert des Magnetfeldes, bei dem alle Profilmessungen in dieser Arbeit durchgeführt wurden.

überprüfen, daß man die Phase der reflektierten Welle bei Festfrequenz absolut verfolgt ($d\Phi_g/dt > 0$ und $d\Phi_g/dt < 0$). Dies könnte bei einem homodynem System im Prinzip durch Quadraturdetektion geschehen (Sin-Cos-Verfahren). Bedingt durch die starken Intensitätsfluktuationen der reflektierten Welle und durch andere Störsignale (z.B. Elektronzyklotronemission aus dem Plasma) in dem zu erwartenden Frequenzbereich (0 - einige 100 kHz), scheint in der Praxis hierfür nur ein heterodynes Verfahren geeignet zu sein. Bei einer längeren Messung (einige ms bis einige s) während einer makroskopisch stationären Entladungsphase könnte man durch das kontinuierliche Verfolgen der Phase feststellen, ob die reflektierte Welle gegenüber der eingestrahlten, einer Phasendrift $\langle d\Phi/dt \rangle$ unterworfen ist:

$$\langle d\Phi(f)/dt \rangle := \lim_{T=t_2-t_1 \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\Phi_g(f, t_2) - \Phi_g(f, t_1) \right]_{f = \text{const.}} \quad \text{Gl.39}$$

Die so definierte Größe gibt an, um wieviel rad die reflektierte Welle pro Zeiteinheit im Mittel gegenüber der eingestrahlten Welle wegdriftet.³⁵ Aus der Größe von $\langle d\Phi/dt \rangle$ könnte man den Fehler durch mögliche Phasensprünge abschätzen. Man sollte erwarten, daß durch Fluktuationen, die eine radiale Vorzugsrichtung besitzen (nach [48] in Richtung Gefäßwand), auch diese Phasensprünge eine Vorzugsrichtung haben, und sich, falls sie auftreten, nicht zu null wegheben. Aus dem Ergebnis $\langle d\Phi/dt \rangle \approx 0$ könnte man schließen, daß trotz des hohen Fluktuationsniveaus am Rande keine Phasensprünge auftreten, und so das der Reflektometrie zugrundeliegende Modell seine prinzipielle Gültigkeit behält.

6.4. Abschätzung des systematischen Fehlers

Sieht man von möglichen Unzulänglichkeiten der Grundannahmen des Reflexionsmodells ab (s. z.B. Kap.6.3.2.), so muß für eine exakte Fehlerbetrachtung von der Gleichung für die Phasenverschiebung der reflektierten Welle (Gl.14 (S15)) ausgegangen werden. Der Fehler im Dichteprofil, wie es durch eine Inversion dieser Integralbeziehung gewonnen wird, kann durch die Fehler aller Größen, die in die Berechnung eingehen, abgeschätzt werden. Eine Abschätzung

³⁵ Da, wie unter a) ausgeführt, nicht mehr davon ausgegangen werden kann, daß $\Phi_g(f, t)$ absolut sondern nur noch differentiell definiert ist, muß der Weg im Parameterraum $\{f, t\}$ für die Differenzbildung in Gl.39 vorgegeben werden. Sinnvollerweise setzt man $f = \text{const.}$.

des Fehlers in der Plasmadichte ist aber auch mit Hilfe der cut-off Bedingung für die außerordentliche Welle möglich (Gl.11 (S8) nach ω_{pe}^2 aufgelöst):

$$n \sim \omega_{pe}^2 = \omega^2 - \omega \omega_{ce} \quad \text{Gl.40}^{36}$$

Wie in Abb.10b (S22) zu sehen, weicht die erste Näherung bei der Profilirückrechnung, die mit Hilfe dieser Beziehung gewonnen wird, nur ca. 20% von der exakten Lösung ab, so daß die Größe des berechneten Fehlers in etwa als korrekt angesehen werden kann.

Es werden im folgenden die Fehler in f , $B(r)$ und $\Phi_p(f)$ bestimmt und ihr Einfluß auf $n(r)$ analysiert. Die Grundlage für eine hohe Meßgenauigkeit am äußersten Plasmarand stellt die Eichung der Messung an der ersten Reflexion dar. f und B werden hier nicht als unabhängige Meßgrößen betrachtet, es wird vielmehr $B(R_a)$ aus der Mikrowellenfrequenz, bei der die erste Reflexion auftritt, entsprechend der Formel für die Elektronzyklotronfrequenz³⁷ (Gl.5 (S6)) bestimmt. Der Wert des Magnetfeldes, der sich aus dem Strom in den Toroidalfeldspulen ergibt, geht in die Auswertung hingegen nicht ein.³⁸ Ohne dieses Eichverfahren, das bis jetzt bei noch keinem Reflektometer realisiert wurde, würden sich im Bereich unmittelbar vor den Antennen sehr hohe relative Meßfehler ergeben (s. Abb.51 (S84)), da sich die Dichte aus einer kritischen Differenz ergibt, in die das Magnetfeld (über die Elektronzyklotronfrequenz) und die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle eingeht (Gl.40). Allerdings muß bei dieser Art der Eichung die Annahme, daß die erste Reflexion unmittelbar vor den Antennenöffnungen (d.h bei R_a) auftritt, sehr sorgfältig analysiert werden.

³⁶ In Zahlen : $n [10^{12} \text{ cm}^{-3}] \approx (f_{pe} [\text{GHz}])^2 / 81 = (\omega_{pe} [10^9 \text{ s}^{-1}] / 2\pi)^2 / 81$

³⁷ Es müßte hier eigentlich die Formel für die obere cut-off Frequenz (Gl.11 (S8)) verwendet werden. Für die Mindestdichte, bei der die erste Reflexion auftritt ($n_{cr} \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, s.u.), weicht diese von der Elektronzyklotronfrequenz aber nur um ca. 0,02 GHz ab. Dieser Unterschied wird im folgenden vernachlässigt.

³⁸ Man könnte umgekehrt das Reflektometer zur exakten Magnetfeldbestimmung am Ort der Antennenöffnung einsetzen. Bei Verwendung mehrerer Antennen an unterschiedlichen Stellen des Gefäßes wäre es somit möglich, Magnetfeldstörungen wie Ripple etc. zu messen.

6.4.1 Fehler in der Magnetfeldbestimmung

In einem Tokamak gilt in erster Näherung $B(R) \sim 1/R^{39}$. In der Praxis gibt es mehrere Gründe für Abweichungen von diesem Verlauf, die hier in der Reihenfolge ihrer Größe am Plasmarand betrachtet werden sollen:

a) Da das Toroidalfeld durch diskrete Spulen und nicht durch eine toroidalsymmetrische Stromverteilung erzeugt wird, ergibt sich der sogenannte Feldripple, eine toroidale Modulation des Magnetfeldes. Für ASDEX wird der Feldripple bei $R = 2,145$ m (der Position der Antennenöffnung beim System am LH-Grill) mit $\varepsilon = 3\%$ angegeben [41] ($\varepsilon = (B_{\max} - B_{\min})/B_{\max}$; B_{\max} , B_{\min} , dem Maximal- bzw. dem Minimalwert des Magnetfeldes entlang eines Kreises in der Torusebene und Mittelpunkt auf der Torusachse mit Radius R). Diese Modulation läßt sich durch folgende Formel annähern:

$$B_t(\phi) = B_{Or} (1 + B_r/B_{Or} \cos(16 \phi)) \quad \text{Gl.41}$$

Der Faktor 16 drückt die Periodizität durch die 16 Hauptfeldspulen von ASDEX aus. Für $R = 2,145$ m erhält man $B_r/B_{Or} = 0,015$, das Magnetfeld weicht also um bis zu 1,5% vom nominellen Wert B_{Or} , d.h. vom Wert der sich ohne Ripple ergeben würde, ab. Am Ort der Mikrowellenantennen ($\phi = 6,2^\circ$) beträgt diese Abweichung weniger als 0,3 %. Allerdings ist es nicht möglich, $B_t(R)$ exakt anzugeben. Entsprechend der toroidalen Ausdehnung der Antennenkeule kommt es hier nach Gl.41 zu einer Abweichung nach oben bzw. unten bezüglich des Feldwertes entlang der Antennenachse. Der effektive Fehler in der Magnetfeldbestimmung durch den Feldripple kann im angenommenen Bereich der Antennenkeule mit 0,5% abgeschätzt werden.

b) Neben dem Toroidalfeld B_t existiert in einem Tokamak auch ein Poloidalfeld B_p , das durch den Plasmastrom erzeugt wird. Für die Ausbreitung der Mikrowellen im Plasma muß die vektorielle Summe aus beiden berücksichtigt werden, auch wenn die eingestrahlten Mikrowellen senkrecht zum Toroidalfeld polarisiert sind. Die nicht völlig senkrechte Polarisierung der eingestrahlten Mikrowellen bezüglich des Gesamtfeldes (B_G) bedeutet nur, daß neben der außerordentlichen Welle auch ein kleiner Teil der Leistung (bei 5° Falschpolarisation etwa 1 %) als ordentliche Welle

³⁹ $\int B ds \sim I \Rightarrow B 2\pi R \sim I$; I : der von einer geschlossenen Kurve im Torus umfaßte Strom

abgestrahlt wird. Diese dringt tief ins Plasma ein, und stört die Messung nicht.⁴⁰ Die Größe des Poloidalfeldes wird durch die Stromdichteverteilung bestimmt, die ihrerseits durch die Plasmatemperatur über die Leitfähigkeit gegeben ist. Für die gemessene Stromdichteverteilung an ASDEX ergibt sich am Ort der Mikrowellenantenne $B_p/B_t \approx 6,6 \%$ $\Rightarrow B_g = 1.0022 B_t$, bei $r = 25 \text{ cm}$ $B_p/B_t \approx 9,3 \%$ $\Rightarrow B_g = 1.0041 B_t$. Dies bedeutet eine Abweichung des Magnetfeldes von weniger als 0,2 % vom hyperbolischen Verlauf. Da der Fehler durch diese Abweichung im Vergleich zu anderen Fehlern sehr klein ist, wird in dieser Arbeit darauf verzichtet, für die Dichteprofilberechnung einen anderen als einen hyperbolischen Verlauf anzunehmen.

c) Das Toroidalfeld und das Poloidalfeld zusammen bewirken den stabilen Einschluß des Plasmas im Tokamak. Aus den Magnetostatischen Gleichungen ergibt sich die Druckbilanzgleichung, die besagt, daß der gaskinetische Plasmadruck durch das Magnetfeld aufgefangen wird:

$$(p + B^2 / 2\mu_0) = \text{const.}$$

Es sei angemerkt, daß das Verhältnis aus gaskinetischem Druck p und Magnetfeld-
druck $\beta = p / (B^2 / 2\mu_0)$ eine wichtige Größe für die Wirtschaftlichkeit eines
Fusionsreaktors ist. Man ist an hohen β -Werten interessiert, um somit den
Aufwand für das Magnetfeldsystem möglichst gering zu halten. Für die toroidale
Feldkomponente ergibt sich, je nach Plasmadruck, ein Para- oder Dia-
magnetismus, so daß für die Mikrowellenausbreitung ein Magnetfeld, das vom
Vakuumbereich abweicht, angenommen werden muß. In einer konservativen
Schätzung am Plasmarand sei hier $T_e \leq 1 \text{ keV}$, $n_e \leq 12 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $B_t \geq 2,4 \text{ T}$
angenommen. Es ergibt sich $\beta \leq 0,001$ und eine Abweichung des Magnetfeldes
von weniger als 0,05 % vom Vakuumbereich. Eine Beeinflussung von
Reflektometriemessungen durch eine Abnahme des Magnetfeldes aufgrund hoher
 β -Werte ist nur im Plasmainteren bei reaktorrelevanten Maschinen (NET/ITER) zu
erwarten. Für den kalten Plasmarand ist dieser Effekt hingegen immer
vernachlässigbar.

⁴⁰ Daß die Komponente mit falscher Polarisation zu keiner meßbaren Reflexion führt, sieht man am Detektorsignal für $f < f_{ce}(R_a)$ (Abb.38 (S64)). Für Frequenzen unterhalb der Elektronenzyklotronfrequenz am Plasmarand erhält man kein meßbares Signal aus dem Plasma. Eine Reflexion der O-Mode-Komponente sollte, falls sie auftritt, aber auch hier vorhanden sein.

Der Magnetfeldverlauf im gesamten Meßbereich sollte somit unter Berücksichtigung aller drei Störungen (Ripple, Poloidalfeld, β -Korrektur) um weniger als 1% vom angenommenen $1/R$ -Verlauf abweichen.

Durch die Eichung der Messung an der ersten Reflexion wird das Magnetfeld unmittelbar vor der Antenne $B(R_a)$ entsprechend der Beziehung für die Elektronenzyklotronfrequenz (Gl.5 (S6)) aus der Frequenz der ersten Reflexion bestimmt. Hierdurch ist das, für die Rückrechnung angenommene, Magnetfeld bei R_a bezüglich der gemessenen Mikrowellenfrequenz definitionsgemäß korrekt. Der größte Fehler durch die Unsicherheit in der Magnetfeldbestimmung ist somit für den innersten Teil des Profils zu erwarten. Dies wurde in Abb.51 berücksichtigt, wobei eine lineare Zunahme des Fehlers im Magnetfeld mit zunehmender Entfernung von den Antennen angenommen wurde. Für ein gegebenes Profil (n_0) wurde $\Phi_p(f)$ berechnet. Hieraus wurde ein Profil bei entsprechend verändertem Magnetfeld rückgerechnet. Es zeigt sich bei Rückrechnung von Profilen mit verschiedenen angenommenen Magnetfeldverläufen, die innerhalb der Meßgenauigkeit liegen, daß der Fehler in der Dichte hierdurch nicht mehr als 5% beträgt.

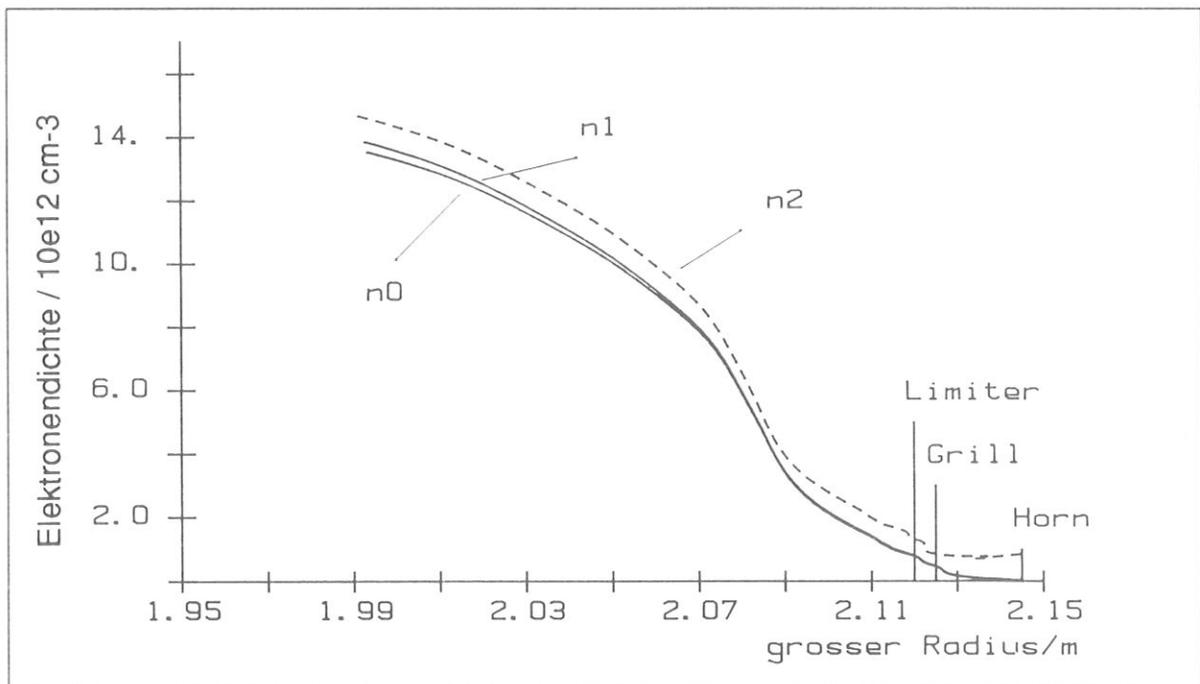


Abb.51 Fehler durch die Unsicherheit im Wert des Magnetfeldes: Für das angenommene Profil (n_0) wurde Φ_p und hieraus ein Profil (n_1) berechnet, das sich bei dem als maximal angenommenen Fehler im Magnetfeld ergibt. Ohne die Eichung der Messung an der ersten Reflexion müßte durch die Unsicherheit im Magnetfeld mit einem viel größeren Fehler gerechnet werden (n_2 , ----).

Ohne die Eichung der Messung an der ersten Reflexion müßte das Magnetfeld aus anderen Messungen absolut bekannt sein. Ein Fehler von 2% im Magnetfeld würde einen Fehler in der Größe von 10^{12} cm^{-3} über den gesamten Meßbereich ergeben (n₂ Abb.51). Eine genaue Dichtemessung im Limiterbereich, so wie sie z.B. bei der Überprüfung der LH-Kopplungstheorie benötigt wird (s. Kap.7.2.2), wäre somit nicht möglich.

6.4.2 Fehler in der Frequenzmessung

Für die Frequenzmessung wurde ein passives Frequenzmeter (Hughes 45714H-1000, 0,2% Fehler) eingesetzt. Beim endgültigen Sweepmodus wurde am Experiment ohne Plasma den Maxima und Minima der Leistungscharakteristik des Mikrowellengenerators (s. Abb.24 (S41)), die laut Herstellerangaben keiner Frequenzdrift unterworfen sind, eine Frequenz zugeordnet. Für die Reproduzierbarkeit dieser Zuordnung wird der Fehler mit 0,5 % abgeschätzt. Der Gesamtfehler bei der Frequenzbestimmung kann somit wie folgt angenommen werden:

$$f = f_0 \pm \Delta f_1 \pm \Delta f_2 \quad \text{Gl.42}$$

mit:

f: gemessene Frequenz

f₀: tatsächliche Frequenz

$\Delta f_1 = \Delta f_1(f) \leq 0,002 f$ (Meßgenauigkeit des Frequenzmessers)

$\Delta f_2 = \text{const.}(f) \leq 0,005 f$ (off-set durch Eichung an Maxima)

Mit Hilfe des Rückrechenverfahrens wurde hier, ebenso wie beim Fehler durch die Unsicherheit in der Magnetfeldbestimmung, der Fehler in der Dichte bestimmt. Auch in diesem Fall ergibt sich durch die Eichung an der ersten Reflexion ein sehr geringer Fehler. Besonders der off-set bei der Frequenzbestimmung (Δf_2) wirkt sich hierdurch nur wenig auf die Genauigkeit der Dichtemessung aus. In Antennennähe (Grill- und Limiterbereich) kann der Fehler durch die Unsicherheit in f mit 10^{11} cm^{-3} , tiefer im Plasma mit $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ abgeschätzt werden.

6.4.3. Fehler in der Bestimmung der Phasenverschiebung $\Phi_p(f)$

$\Phi_p(f)$ wird durch Abzählen der Interferenzstreifen im Detektorsignal (s. Abb.52) und anschließendes Subtrahieren der Phasenverschiebung im Hohlleitersystem $\Phi_{wg}(f)$ ermittelt ($\Phi_g = \Phi_{wg} + \Phi_p$).

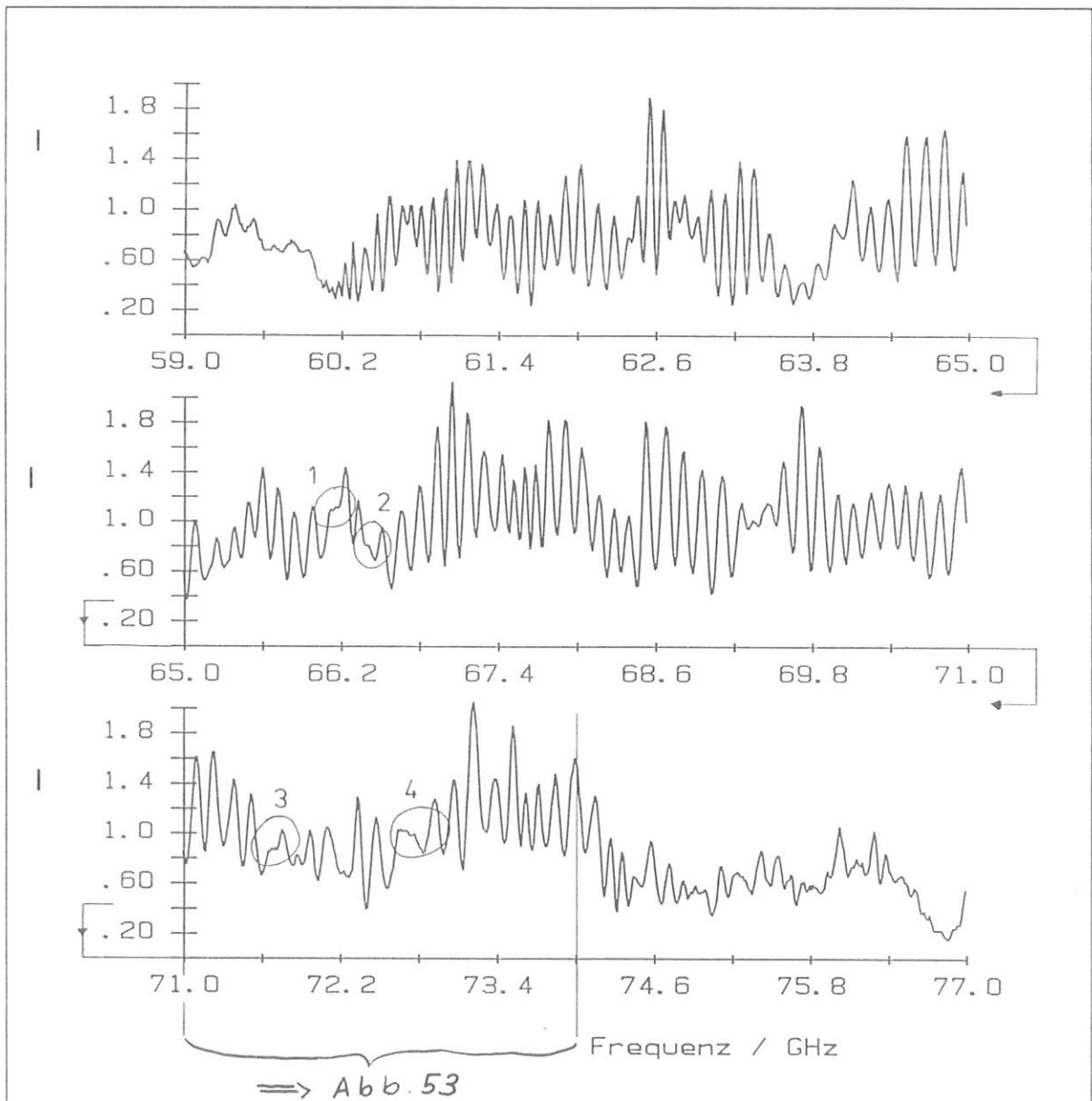


Abb.52 Fehlermöglichkeit durch nicht klar erkennbare Interferenzstreifen im Detektorsignal I beim Frequenzsweep: Bei 1,2 und 3 liegt zwar kein lokales Maximum vor, es handelt sich aber eindeutig um Interferenzstreifen, die vom numerischen Algorithmus (s. Abb.53) auch als solche erkannt werden. Wieviel Interferenzstreifen bei 4 auftreten ist hingegen unklar. (Rohdaten aus #32390, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

In Abb.52 sind vier Stellen markiert, die näher betrachtet werden sollen. Bei 1,2 und 3 ist zwar kein lokales Maximum zu erkennen, es handelt sich aber offensichtlich eindeutig um Interferenzstreifen, die vom verwendeten numerischen Algorithmus auch als solche erkannt werden (Abb.53). Bei 4 ist dies hingegen nicht klar zu sagen. Ein Vergleich mit anderen Sweeps zeigt, daß i. allg. mit nicht mehr als zwei bis drei unsicheren Stellen während eines Sweeps zu rechnen ist. Allenfalls ab 75 GHz treten solche Stellen gelegentlich etwas häufiger auf. Dies liegt zum einen offensichtlich daran, daß das Signal aus dem Plasma bereits relativ schwach ist. Zum anderen liegt zwischen 75 und 80 GHz ein lokales Minimum der Ausgangsleistung des verwendeten Mikrowellengenerators (s. Abb.24 (S41)). Man muß daher für das innerste Viertel des gemessenen Profils einen etwas größeren Fehler annehmen.

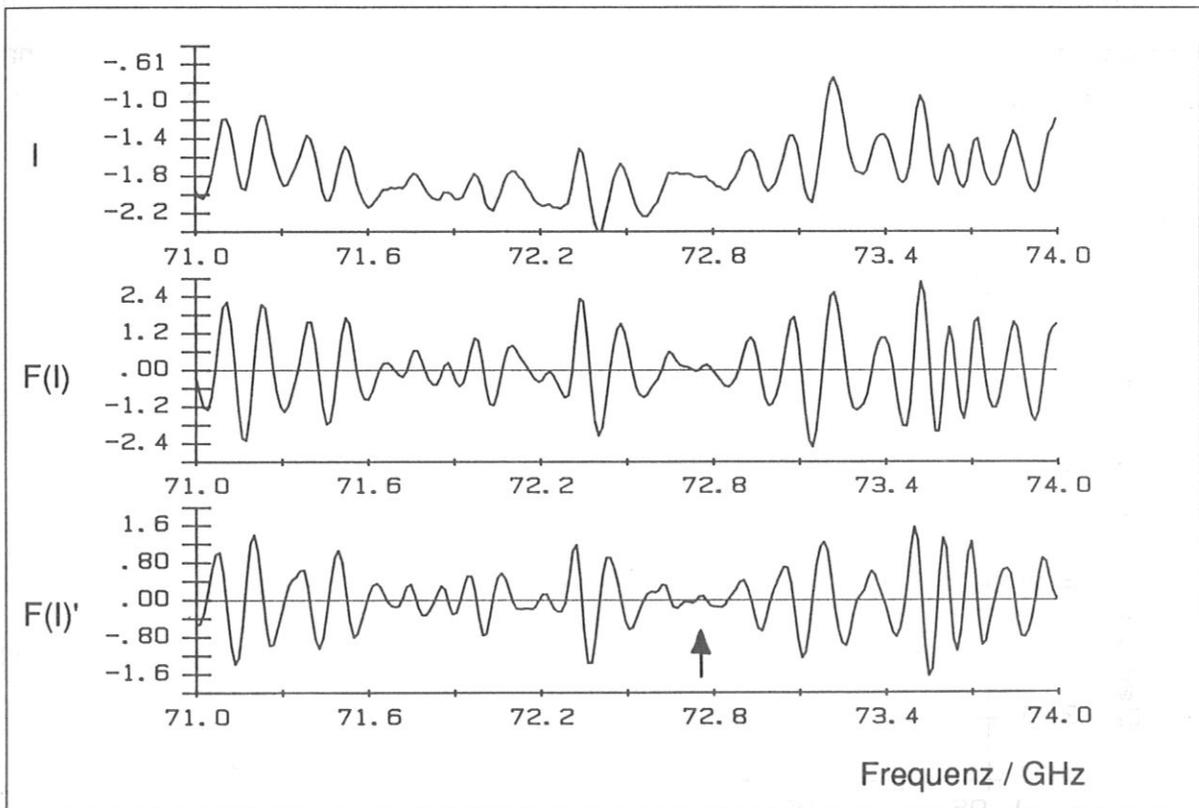


Abb.53 Zum numerischen Streifenzählen:

Das Rohsignal des Phasendetektors I (Ausschnitt aus Abb.52) wird breitbandig von ca. 500 kHz bis 3 MHz gefiltert⁴¹ ($F(I)$). Entsprechend der spektralen Verteilung von Nutzinformation und Störsignalen (s. Abb.37 (S63)) ist die Modulation in diesem Bereich nur durch die Interferenzstreifen gegeben. Die Nulldurchgänge der Ableitung des gefilterten Rohsignal [$F(I)' = 0$] liefern schließlich die Phasenverschiebung Φ_g definiert für Vielfache von π . Ein Interferenzstreifen gibt somit zwei Meßpunkte (Maximum, Minimum von $F(I)$) für die Phasenbestimmung. Bei der mit Pfeil gekennzeichneten Stelle ist eine eindeutige Phasenmessung nicht möglich (vergl. Abb.52).

⁴¹ Das Filtern dient hier lediglich zum numerischen Erfassen von Interferenzstreifen. In anderen Arbeiten (s. Kap.5.2.) wird hingegen versucht, aus verrauschten Signalen, durch Filtern Interferenzstreifen zu erhalten.

Durch die weiter oben beschriebene Unsicherheit in der Frequenzmessung ergibt sich eine Unsicherheit in der Phasenmessung im Hohlleitersystem $\Phi_{WG}(f)$ von etwa 0,5 Streifen. Es wird daher der Gesamtfehler bei der Phasenmessung, der sich aus den Fehlern in $\Phi_g(f)$ (2 bis 3 Streifen) und $\Phi_{WG}(f)$ (0,5 Streifen) zusammensetzt, mit drei Streifen angenommen. Obgleich die Zählfehler im wesentlichen statistisch verteilt sein dürften, und sich so bei der Mittelung über 40 Sweeps zum großen Teil aufheben sollten, wird in einer konservativen Schätzung davon ausgegangen, daß sich durchaus auch ein prinzipieller Fehler ergeben kann (Man verliert bei jedem Sweep Streifen bzw.: Man zählt immer zu viele Streifen.). In Abb.54 sind zwei Profile gezeichnet, wie sie sich bei $\Phi_p(f) = (1 \pm 0,05)$ $\Phi_p^0(f)$ ergeben würden, wobei $\Phi_p^0(f)$ die angenommene wahre Phasenverschiebung ist (Der Fehler von 5% in $\Phi_p(f)$ entspricht der angenommenen Unsicherheit von drei Streifen bei einer Gesamtphasenverschiebung im Plasma von 60 Streifen.).

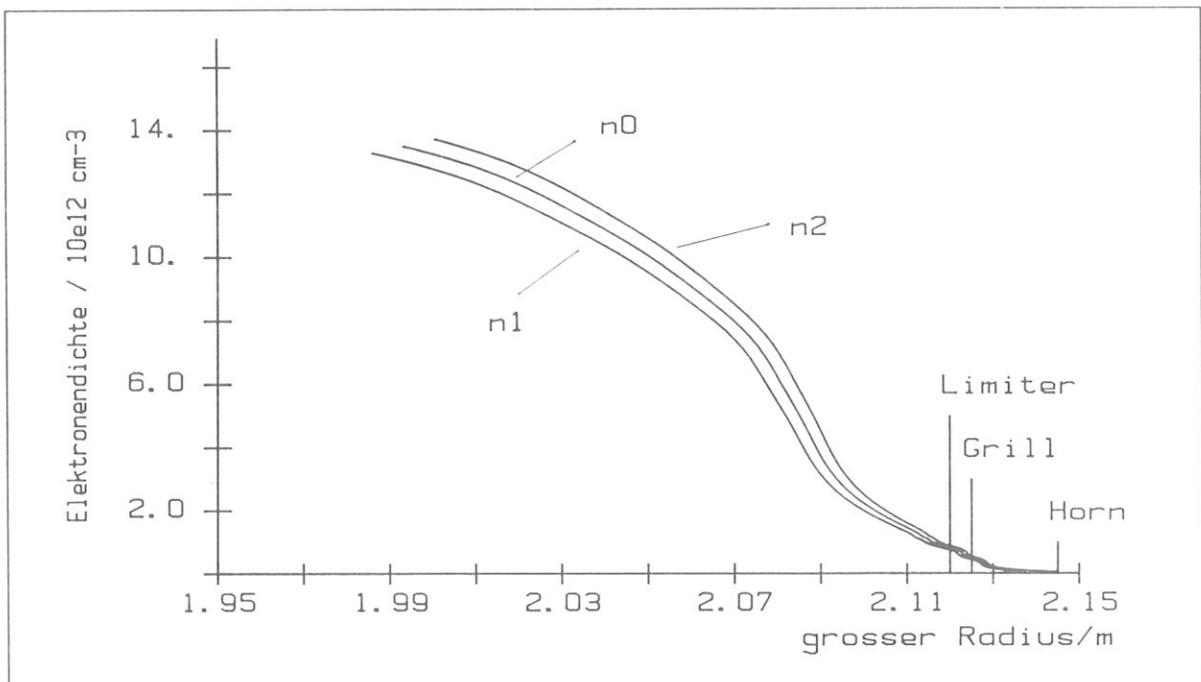


Abb.54 Fehler in der Dichtebestimmung aufgrund der Fehler in der Phasenmessung: n_0 : angenommenes wahres Dichteprofil;

n_1 : Profil mit $\Phi_p(f) = 1,05 \Phi_p^0(f)$; n_2 : Profil mit $\Phi_p(f) = 0,95 \Phi_p^0(f)$;

formal: $n_1 = \mathcal{R}(1,05 \mathcal{M}(n_0))$; $n_2 = \mathcal{R}(0,95 \mathcal{M}(n_0))$

(<=> ± 3 Streifen Unsicherheit auf 60 Streifen bei gesamtem Sweep).

Eine weitere Fehlerquelle in der Bestimmung von $\Phi_p(f)$ ergibt sich im Bereich unmittelbar vor den beiden Antennen (Abb.55). Für die Rückrechnung des Elektronendichteprofiles nach dem eindimensionalen Modell (Kap.2.2.) wird die Phase der Welle, die in die Sendeantenne zurückgestrahlt wird, benötigt. Gemessen wird aber die Phase der Welle, die in die getrennte Empfangsantenne gelangt. Nur eine exakte Lösung der dreidimensionalen Wellengleichung im Plasma vor beiden Antennen (z.B. in der Art von [7]) würde zeigen, ob und wie aus dieser Phasenmessung auf das Elektronendichteprofil am äußersten Plasmarand (≈ 1 cm vor den Antennen) geschlossen werden kann. Der Fehler, der sich durch die Beibehaltung des eindimensionalen Modells ergibt, läßt sich aber aus einer einfachen geometrischen Abschätzung ableiten (Abb.55). Vernachlässigt man die Dispersion im Plasma und betrachtet die Welle, die von der Mitte der Antennenöffnung ausgeht, so ergibt sich die Phasenverschiebung in Einantennenkonfiguration bei Verschiebung des Reflexionsortes (Metallspiegel) von der Antenne (R_a) bis R_1 zu:

$$\Delta \Phi_{EA} = \Phi_{EA}(R_1) - \Phi_{EA}(R_a) = [2d] \cdot 2\pi/\lambda \quad \text{Gl.43}$$

Für eine Zweiantennenkonfiguration ergibt sich hingegen:

$$\Delta \Phi_{ZA} = \Phi_{ZA}(R_1) - \Phi_{ZA}(R_a) = [2(c - \delta/2)] \cdot 2\pi/\lambda \quad \text{Gl.44}$$

mit: $d = R_a - R_1$; $c = (d^2 + (\delta/2)^2)^{1/2}$

Es ergibt sich hieraus eine absolute Ortsunsicherheit über den gesamten Meßbereich in der Größe des halben Abstandes der Mittelpunkte der Antennenöffnungen $\delta/2$. Im Falle von direkt aneinander anliegenden Antennen ist dies gleich der halben Antennenbreite. Im unmittelbaren Antennennahfeld (einige mm) bedeutet dies eine relative Unsicherheit in $d = R_a - R_1$ von bis zu 100 %.

Um diese Probleme zu umgehen, wird für zukünftige Anwendungen eine Kombination aus Ein- und Zweiantennenkonfiguration vorgeschlagen (s. Kap.9, Abb.74 (S122)).

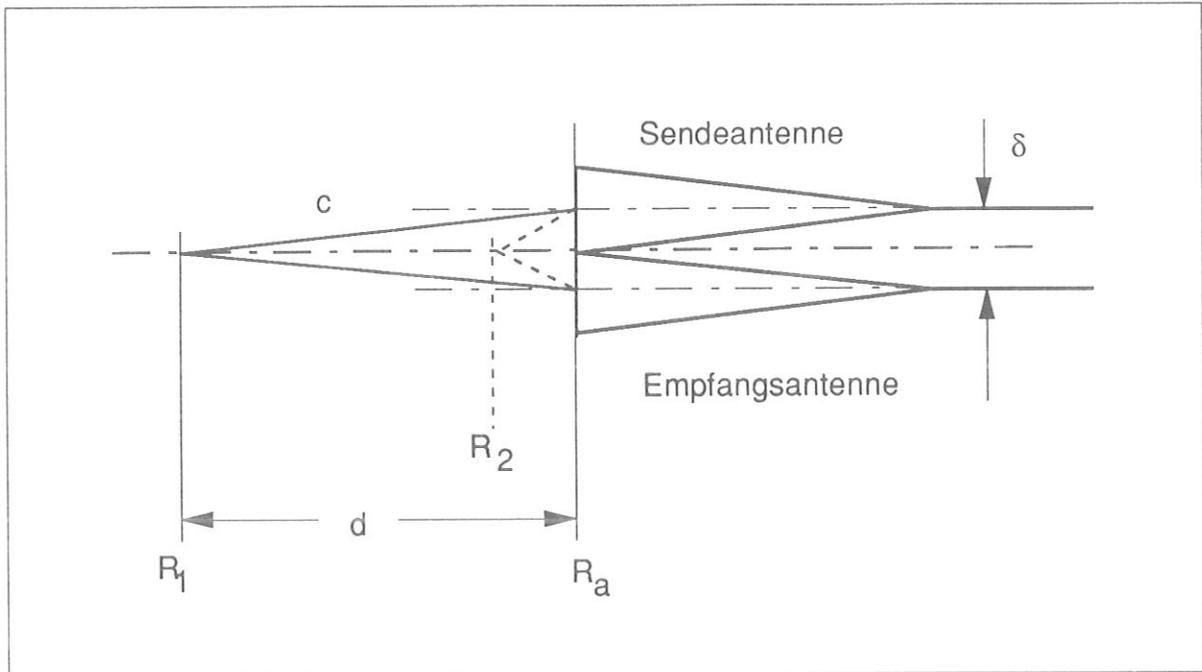
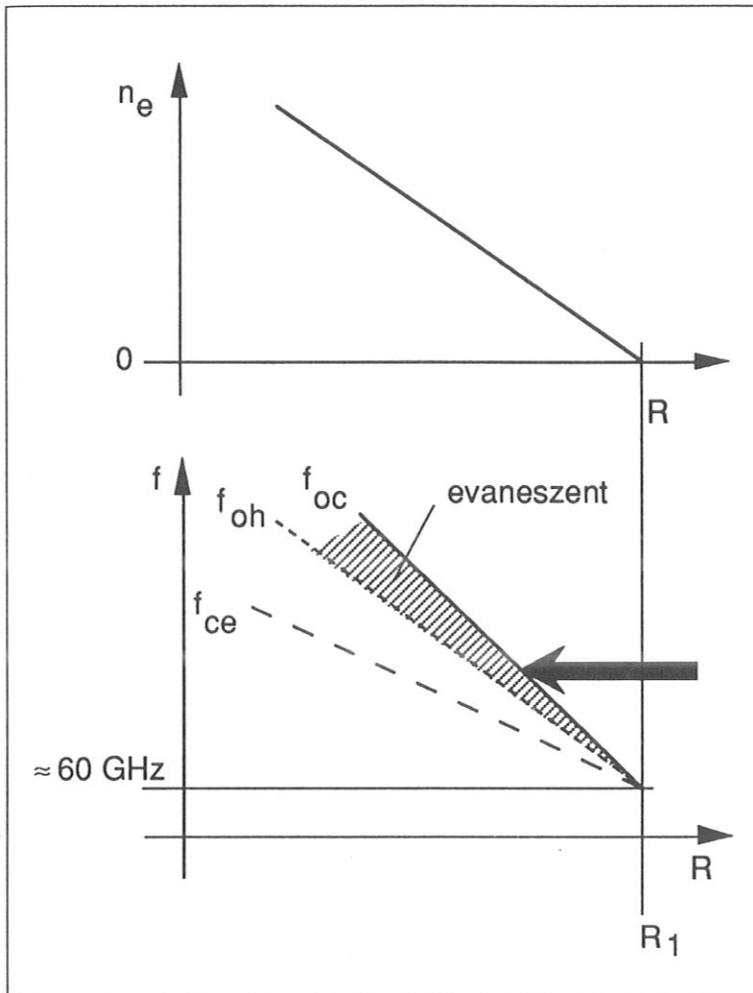


Abb.55 Geometrie im Nahfeld bei getrennten Sende- und Empfangsantennen. Für die Messung resultiert in Zweiantennenkonfiguration eine Ortsunsicherheit von etwa $\delta/2$.

6.4.4. Unsicherheit im Ort der ersten Reflexion

Für die Rückrechnung des Elektronendichteprofiles wird in dieser Arbeit, wie oben ausgeführt, von der Annahme ausgegangen, daß die erste Reflexion der Mikrowellen in unmittelbarer Antennennähe geschieht. Es zeigt sich nun aber, daß ein Plasma sehr niedriger Dichte trotz der formalen cut-off Bedingung im X-Mode für Mikrowellen transparent ist [5], und sich somit eine minimale Dichte für Reflektometriemessungen ergibt. In Abb.4b (S11) ist zu sehen, daß zwischen der Elektronzyklotronfrequenz und der oberen cut-off Frequenz die obere Hybridfrequenz liegt (vergl. auch Gl.10, 11 (S8)). In Abb.56 ist dies für den äußersten Plasmarand, bei dem die Dichte gegen null geht nochmals schematisch eingezeichnet. Nur im schraffierten Bereich zwischen oberer cut-off Frequenz f_{oc} und oberer Hybridfrequenz f_{oh} ist die eingestrahlte Mikrowelle nicht ausbreitungsfähig. Ist die Breite dieses Bereiches klein gegenüber der Wellenlänge, so wird die eingestrahlte Welle nur noch teilweise reflektiert, der andere Teil der Energie "durchtunnelt" diesen evaneszenten Bereich. Es liegt hier derselbe Fall wie bei einer sehr dünnen Goldfolie vor, die für Licht transparent ist. Die Frage der Transparenz eines sehr dünnen Plasmas für Wellen im X-Mode wurde bereits im Zusammenhang mit der Einkopplung von Mikrowellen hoher Leistung zur Plasmaheizung (ECRH = Elektronzyklotronresonanzheizung) untersucht [2].

**Abb.56**

Schematische Darstellung von f_{ce} , f_{oh} und f_{oc} im äußersten Plasmarand ($n_e \rightarrow 0$ für $R \rightarrow R_1$); vergl. Abb.4a,b. Eine Welle im X-Mode (\leftarrow) ist nur im schraffierten Bereich nicht ausbreitungsfähig. Bei sehr niedriger Dichte reicht die Dicke dieses Bereiches nicht aus, um die Welle zu reflektieren, diese "durchtunnelt" das evaneszente Gebiet. Für den hier betrachteten Fall ergibt sich eine Minimaldichte von etwa $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ($= n_{cr}$).

In diese Abschätzung geht der Magnetfeldgradient ein, der wesentlich die Breite des evaneszenten Gebietes bestimmt. Bei großen Maschinen mit niedrigen Magnetfeldgradienten ist somit die kritische Dichte entsprechend niedriger. Die Übertragung dieser Überlegungen auf den Fall des Randplasmas an ASDEX ergibt bei $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ einen Reflexionskoeffizienten von $R = 0,83$, bei $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ $R = 0,3$ und bei $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ $R = 0,16$. Die Minimaldichte für eine meßbare Reflexion der Mikrowellen läßt sich also nicht allgemein angeben, sie hängt vielmehr von der Empfindlichkeit des verwendeten Detektionssystems ab. Für das vorliegende Reflektometer kann man davon ausgehen, daß eine Dichte von $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ unmittelbar vor den Reflektometrieantennen ausreicht, so daß die erste registrierbare Reflexion am Ort der Antennenöffnung auftritt.

Um experimentell zu prüfen, in welcher Entfernung von den Antennen die, für eine Reflexion nötige, Mindestdichte vorhanden ist, wurde die Elektronendichte im äußersten Plasmarand in einem weiten Bereich variiert. Ist die Dichte vor den Antennen größer als diese kritische Dichte, so ist die Frequenz der ersten Reflexion durch die Elektronenzyklotronfrequenz am Ort der Antennenöffnungen gegeben, und somit im wesentlichen unabhängig vom konkreten Wert der Dichte. Wird die kritische Dichte hingegen nicht unmittelbar vor den Antennen, sondern erst an einem Ort weiter im Gefäß erreicht, so ist die Frequenz der ersten Reflexion durch die Elektronenzyklotronfrequenz an diesem Ort gegeben. Sie ist entsprechend dem lokalen Magnetfeld höher als die Frequenz bei einer Reflexion unmittelbar vor den Antennen. Zur Variation der Elektronendichte vor den Antennen hat man beim System am LH-Grill zwei Möglichkeiten. Man kann durch eine Variation der globalen Plasmaparameter, und hier besonders der Plasmalage (R_p), die Randdichte wesentlich beeinflussen. Man kann aber auch die Abschattungswirkung des LH-Grills benützen, um die Dichte vor den Mikrowellenantennen stark abzusenken. In Abb.57 ist die gemessene Frequenz der ersten Reflexion als Funktion der Plasmalage wiedergegeben. Es wurden Messungen sowohl mit dem LH-Grill in Arbeitsposition⁴² ($R_g = 2,125$ m; $R_a = 2,145$ m; obere Kurve), als auch mit weit zurückgezogenem Grill (s. Abb.26 (S43)) durchgeführt: Im Fall mit zurückgezogenem Grill tritt offenbar für alle Randdichten (ausgedrückt in der Variation der Plasmalage) die Reflexion unmittelbar vor den Mikrowellenantennen auf. Im Falle mit Grill hängt die Frequenz der ersten Reflexion von der Plasmalage ab. Die Reflexion tritt offensichtlich einige Millimeter vor den Mikrowellenantennen auf. Für $R_p = 1,68$ m, der Plasmalage, mit der der Großteil der Messungen durchgeführt wurde, ergibt sich für den Fall mit LH-Grill aus der Frequenz der ersten Reflexion (in Abb.57 durch Doppelpfeil gekennzeichnet) ein Ort der ersten Reflexion, der etwa 4 mm von den Mikrowellenantennen entfernt ist.⁴³

Mit dieser Meßserie ist es also gelungen, experimentell nachzuweisen, daß der Ort der ersten Reflexion sehr nahe vor den Mikrowellenantennen liegt. Somit konnte eine Grundannahme für die Eichung der Dichtemessung bestätigt werden.

⁴² Der LH-Grill dient hier lediglich als variabler Limiter. HF-Leistung wurde für diese Meßserie nicht eingekoppelt.

⁴³ Der Abstand des Reflexionsortes von den Antennenöffnung ergibt sich durch einen einfachen Dreisatz aus der Frequenz der 1. Reflexion: $\Delta r = \Delta f \cdot R_a / f_{ce}(R_a)$; $\Delta f = f_{1.reflexion} - f_{ce}(R_a)$.

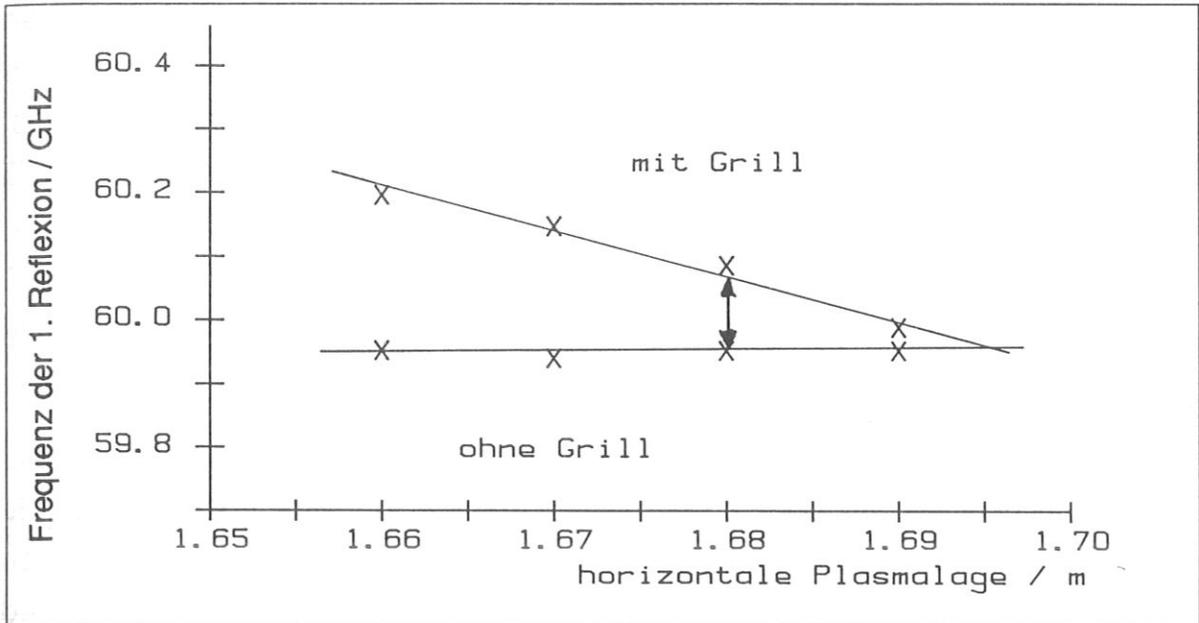


Abb.57 Frequenz der ersten Reflexion als Funktion der Plasmalage R_p .

Durch die Abschirmwirkung des Grills (obere Kurve) wird die Minimaldichte für die Reflexion der Mikrowellen erst einige Millimeter vor den Mikrowellenantennen erreicht. Die Frequenz der ersten Reflexion ist entsprechend dem lokalen Magnetfeld höher, als im Fall ohne Grill (untere Kurve), bei dem die erste Reflexion direkt vor den Mikrowellenantennen auftritt. (#32336 - 39, $B_0 = 2,8T$,

$$I_p = 420 \text{ kA}, \langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

6.5. Abschätzung des Gesamtfehlers

6.5.1. Systematischer Fehler

Um einen Überblick über den gesamten systematischen Fehler zu bekommen, werden im folgenden aus den oben genannten Punkten die Gesamtfehler in n und R abgeleitet. Die Unsicherheit des Ortes der ersten Reflexion wurde in Kap.6.4.4 mit 4 mm abgeschätzt. Aufgrund der Problematik der Phasenmessung in unmittelbarer Nähe der beiden Antennen wird in Kap.6.4.3. eine Unsicherheit in R von 5 mm abgeleitet. Da sich diese beiden Fehler nicht linear überlagern⁴⁴, kann die Gesamtunsicherheit in der Ortsbestimmung mit 6 mm abgeschätzt werden.

Die Fehler in f , B und $\Phi_p(f)$ führen zu einem Fehler in der Dichte von etwa 2%, 5% bzw. 4%. Der mögliche prinzipielle Fehler durch die Phasenmittelung wurde mit 2% abgeschätzt. Auch wenn die Fehler im Bereich kleiner Abfallängen (d.h. großer relativer Dichtegradienten $[dn/dr]/n$) z.T. etwas größer sein sollten, wird das hier nicht berücksichtigt, da an diesen Stellen der Fehler durch die

⁴⁴Tritt die erste Reflexion nicht unmittelbar vor den Antennen auf, so ist der "Paralaxenfehler" im Nahfeld der beiden Antennen entsprechend kleiner (s. Abb.55 (S90)).

Unsicherheit in der Ortsbestimmung dominiert, zumindest aber von derselben Größe ist. Die Fehlerbalken in Abb.58 geben einen Überblick über den gesamten systematischen Fehler. Für den ganzen Meßbereich ist die Unsicherheit in R 6 mm. Die Unsicherheit in n_e wird über den gesamten Meßbereich mit 10 - 15 % abgeschätzt. Nur durch die Eichung der Messung an der ersten Reflexion ist der prozentuale und nicht der absolute Fehler in der Dichte in erster Näherung konstant. Ohne diese Eichung müßte ein absoluter Fehler von $\approx 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bis einige 10^{12} cm^{-3} angenommen werden.

Bei einer verbesserten Variante des Reflektometers sollte es möglich sein, die Ortsunsicherheit auf etwa 2 mm einzuschränken (s. Vorschlag Kap.9.). Die Unsicherheit in der Streifenanzahl könnte durch die Verwendung von höheren Mikrowellenleistungen und den Verzicht auf eine gleichzeitige Phasen- und Intensitätsmessung (Abb.5 (S12)) weiter eingeschränkt werden. Schließlich könnte der Fehler in der Magnetfeldbestimmung durch eine noch detailliertere Berücksichtigung von Poloidal- und Toroidal- und Magnetfeldrippel eingeschränkt werden. Es erscheint somit ein systematischer Fehler in der Größe von nicht mehr als 1 - 3% durchaus realistisch, sofern mögliche Unzulänglichkeiten der Modellannahmen zu keinen größeren Fehlern führen. Bei einer Weiterentwicklung der Reflektometrie ist somit parallel zu einer Verbesserung der experimentellen Apparatur die Verfeinerung des Reflexionsmodells für Mikrowellen im realen Plasma anzustreben.

6.5.2. Statistischer Fehler

Am Ende von Kap.5. wurde ein Verfahren vorgestellt, aus einem Sweep angenähert ein momentanes Dichteprofil zu ermitteln (s. Abb.40 (S68), Abb.42 (S71)). Aus der Streuung von mehreren Sweeps kann das absolute und relative Fluktuationeniveau abgeschätzt werden (Abb.43 (S71)). Die statistischen Fehler für das gemittelte Dichteprofil ergeben sich entsprechend der Fehlerfortpflanzung aus dem absoluten Fluktuationeniveau durch Division durch \sqrt{m} , wobei m die Zahl der Sweeps ist. Im Plasmainneren erhält man etwa 1%, im Bereich der Separatrix und im scrape-off Bereich etwa 4% (Abb.58).

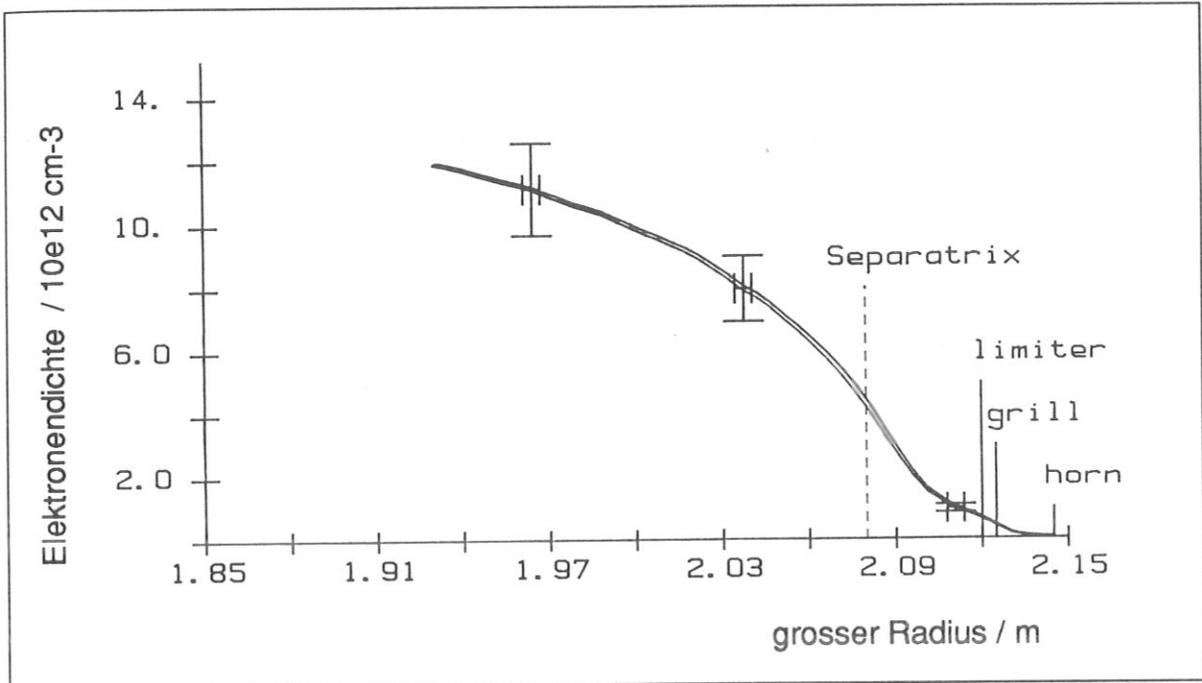


Abb.58 Fehler der Reflektometermessung:

Die Fehlerbalken geben den systematischen Fehler an: Der prozentuale Fehler in n_e von etwa $\pm 10 - 15\%$ ergibt sich aus den Fehlern in f , B und Φ_p . Die Ortsunsicherheit von etwa 6 mm rührt im wesentlichen von der Meßunsicherheit im Nahfeld der beiden Antennen (s. Abb.55 (S90)). Der statistische Fehler ergibt sich aus der Streuung der Einzelmessungen \hat{n} (s. Abb.42, 43), und variiert über den Meßbereich zwischen 1 und 4 %. Eingezeichnet ist $\bar{n}(R) + \hat{n}(R)/\sqrt{m}$ und $\bar{n}(R) - \hat{n}(R)/\sqrt{m}$ (m , Zahl der Einzelmessungen ≈ 40). Diese beiden Kurven geben den Konfidenzbereich entsprechend der Fehlerfortpflanzung an. Ein Vergleich mit Abb.44 (S72) zeigt, daß die Reproduzierbarkeit der Messungen tatsächlich in diesem Bereich liegen.

7. Meßergebnisse in Zusammenhang mit Hochfrequenzplasmaheizung

7.1. Meßergebnisse in Verbindung mit Ionenzyklotronresonanzheizung (ICRH)

7.1.1. Plasmaheizung im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz

Die geladenen Plasmateilchen führen um die Magnetfeldlinien Gyrationbewegungen aus und werden somit im toroidalen Magnetfeld eingeschlossen. Eine elektromagnetische Welle mit der Frequenz der Gyrationbewegung der Ionen⁴⁵ kann bei einer Ausbreitung schräg zum Magnetfeld zu einer resonanten Beschleunigung der Ionen und über Dämpfung dieser Bewegung schließlich zu einer Heizung des Plasmas führen. Eine genaue Betrachtung zeigt, daß nur ein Plasma aus mehreren Ionensorten für die Grundwelle der leichteren Spezies ($\omega \approx \omega_{ci}$) zu einer merklichen Absorption führt. Für Plasmen aus nur einer Ionensorte (z.B. H^+) wird daher mit $\omega \approx 2 \omega_{ci}$ gearbeitet. Für das toroidale Magnetfeld an ASDEX, das i. allg. etwas über 2 T gewählt wird, wird daher mit Frequenzen um 33 bzw. 66 MHz gearbeitet. Außerhalb dieser Resonanz wird die Ausbreitung von Wellen im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz durch die Theorie des "kalten Plasmas" beschrieben (s. Kap.2.1.). Es läßt sich hier ebenso wie für Wellen im Bereich von ω_{pe} und ω_{ce} eine Dispersionsgleichung gewinnen. Es zeigt sich, daß eine Welle mit einer Frequenz im Bereich von ω_{ci} im dünnen Außenbereich des Plasmas nicht ausbreitungsfähig ist. Eine von außen eingestrahlte Welle muß diesen evaneszenten Bereich "durchtunneln".

Eine ausführliche Beschreibung der Grundlagen der ICRH wird z.B. in [15] und [45] gegeben. Einen Überblick über ICRH-Experimente an ASDEX findet man in [56].

7.1.2. Offene Fragen bei ICRH am Plasmarand

Ogleich die Plasmaheizung im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz viele potentielle Vorzüge hat, ergeben sich bei der praktischen Durchführung eine ganze Reihe von Schwierigkeiten, die nur durch weitere Messungen am Plasma geklärt werden können.

⁴⁵ Der Zahlenwert für die Frequenz dieser Gyrationbewegung (Ionenzyklotronfrequenz) für H^+ ist: $\omega_{ci}/2\pi = f_{ci} \approx 15,26 \cdot 10^6 \text{ B/T Hz}$, also entsprechend dem Massenverhältnis von Elektron zu Proton niedriger als die Elektronzyklotronfrequenz.

Um das Plasma auf Fusionstemperaturen zu bringen muß man die Energie der Zusatzheizung möglichst im Plasmazentrum deponieren, ohne dabei den Plasmarand negativ zu beeinflussen. Wie oben bereits erwähnt, ergibt sich für Wellen im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz im Randbereich niedriger Dichte eine evaneszente Zone. Die hierdurch bedingte Reflexion macht es nötig, die Antenne durch externe Abstimmeelemente (Tuner) abzugleichen, damit man eine gute Ankopplung der HF and das Plasma erreicht. Das Hauptproblem ergibt sich nun dadurch, daß der Reflexionskoeffizient entscheidend von der Dicke der evaneszenten Schicht abhängt. Für eine gleichmäßig gute Ankopplung während des gesamten ICRH-Pulses müßten die Abstimmeelemente entsprechend den sich eventuell ändernden Plasmaparametern nachgeführt werden. Eine detaillierte Untersuchung dieses Problems wird in [29] gegeben. Eine besonders starke Veränderung des Antennenwiderstandes tritt z.B. durch den Übergang in den H-Mode auf (s. z.B. [36], [56], [63]; vergl. a Kap.5.1.), bei dem es in sehr kurzer Zeit zu enormen Dichteveränderungen am Plasmarand kommt (s. Abb.59). Eine genaue Dichtemessung unmittelbar vor der ICRH-Antenne könnte bei der Analyse dieser Probleme weiterhelfen.

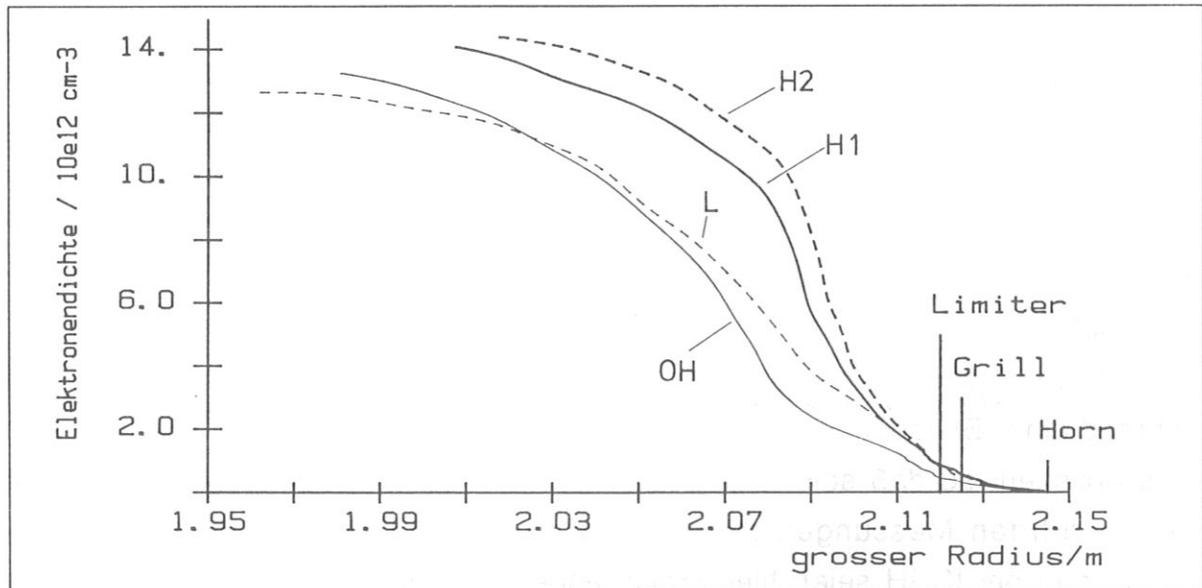


Abb.59 Dichteprofiländerung durch den Übergang in den H-Mode

Dargestellt sind Dichteprofile aus zwei Entladungen, wie sie mit dem Reflektometer neben dem LH-Grill gemessen wurden. #32050: OH (—) gemittelttes Profil im stationären Teil der ohmschen Phase, L (---) gemittelttes Profil während der ersten 100 ms bei Neutralteilcheninjektion, #32055: H1 (—) gemittelttes Profil von 20 ms - 120 ms nach Einsetzen der H-Phase, H2 (---) gemittelttes Profil von 120 ms - 220 ms nach Einsetzen der H-Phase. Durch den verbesserten Einschluß ist die Entladung in der H-Phase nicht stationär, die Dichte steigt an. Die Elektronendichte am Plasmarand ist für die Einkopplung der ICRH ein entscheidender Parameter. ($B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA} / 460\text{kA}$, $\langle n_e \rangle = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

Ein weiteres großes Problem bei der ICRH ist eine vermehrte Verunreinigungsproduktion, wie sie an vielen Tokamaks beobachtet wird und zu erhöhten Strahlungsverlusten führt (Hoch-Z-Elemente werden durch Stöße in hochenergetische Niveaus angeregt und geben diese Energie in Form von Strahlung wieder ab.). In ASDEX ist es besonders Eisen, das offensichtlich in Antennennähe erodiert wird. Es wird für die Verunreinigungsproduktion eine Reihe von theoretischen Modellen vorgeschlagen. Diese gehen z.B. von resonanter Beschleunigung der Ionen vor der ICRH-Antenne [44], wodurch es zum Herausschlagen von Metallatomen an der Antennenoberfläche (Faradayschirm) kommen kann, bis zur Bogenbildung auf den Antennen [62]. In ASDEX wurde durch eine Aufsammelprobe im Diagnostikschlitz der SO-ICRH-Antenne (Die MW-Hörner des Reflektometers befinden sich im Diagnostikschlitz der NW-Antenne. s. Abb.23 (S40)) das Auftreffen von schnellen Teilchen direkt nachgewiesen [66]. Da in viele dieser Modelle die Plasmadichte unmittelbar vor der Antenne als kritischer Parameter eingeht, ist auch in diesem Zusammenhang eine Dichtemessung vor der Antenne wünschenswert.

7.1.3 Gemessene Dichteprofile bei ICRH

Die ersten beiden Antennen des Reflektometers wurden im Diagnostikschlitz der NW-ICRH-Antenne installiert. Noch während der Testphase des Reflektometers wurde das Experimentieren mit ICRH an ASDEX eingestellt. Daraufhin wurden weitere Reflektometerantennen neben dem LH-Grill montiert, mit denen der Großteil der Messungen in dieser Arbeit durchgeführt wurde (s. nächster Abschnitt).

In der Testphase des Systems in der ICRH-Antenne konnten nur 40 Sweeps während einer Entladungsphase erfaßt werden. Die gesamte Apparatur war noch nicht optimiert, so daß sowohl der absolute, als auch der statistische Fehler der durchgeführten Messungen relativ groß ist. Als Beispiel für Reflektometrie-messungen bei ICRH seien hier Profile angegeben, bei denen die HF alternativ über die NW-Antenne (Abb.60) und über die SO-Antenne (Abb.61) eingekoppelt wurde. Die globalen Plasmamaparameter (Abb.62 (S100)) sind für beide Entladungen während der Profilmessung praktisch identisch.

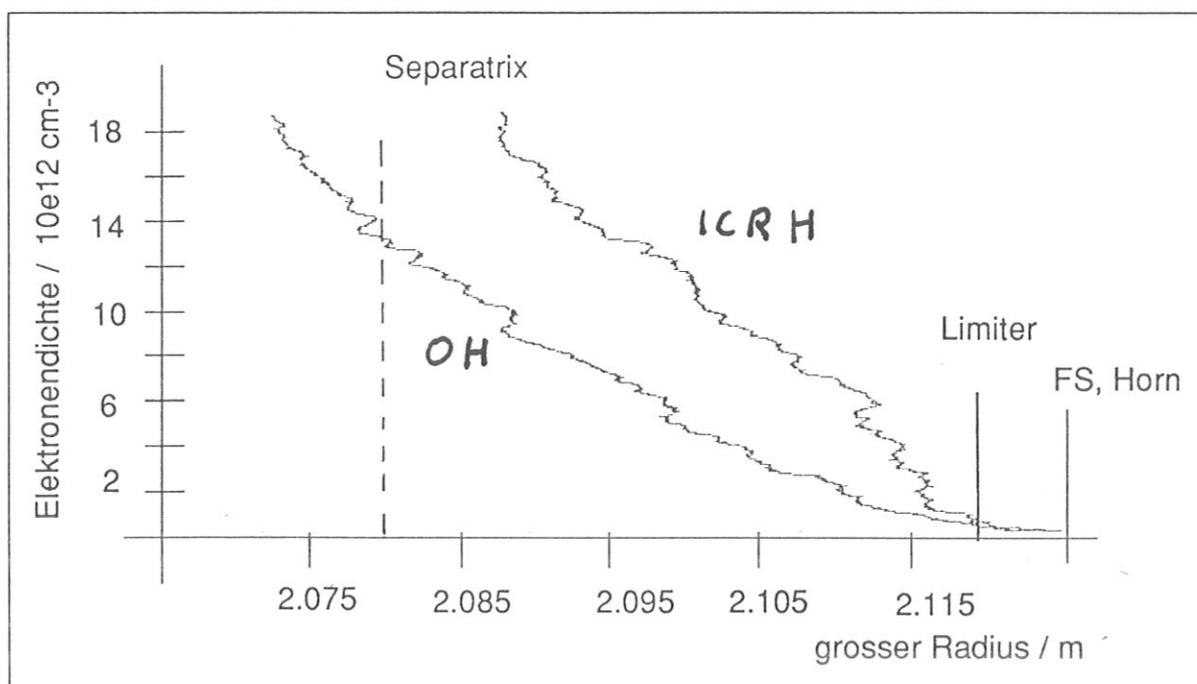


Abb.60 Elektronendichteprofile vor und während ICRH. Die ICRH wurde über die NW-Antenne, in der auch das Reflektometer installiert ist, eingekoppelt (Zeitverlauf der Entladung s. Abb.62). (#28544, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420$ kA, $\langle n_e \rangle = 3,4 \cdot 10^{13}$ cm^{-3})

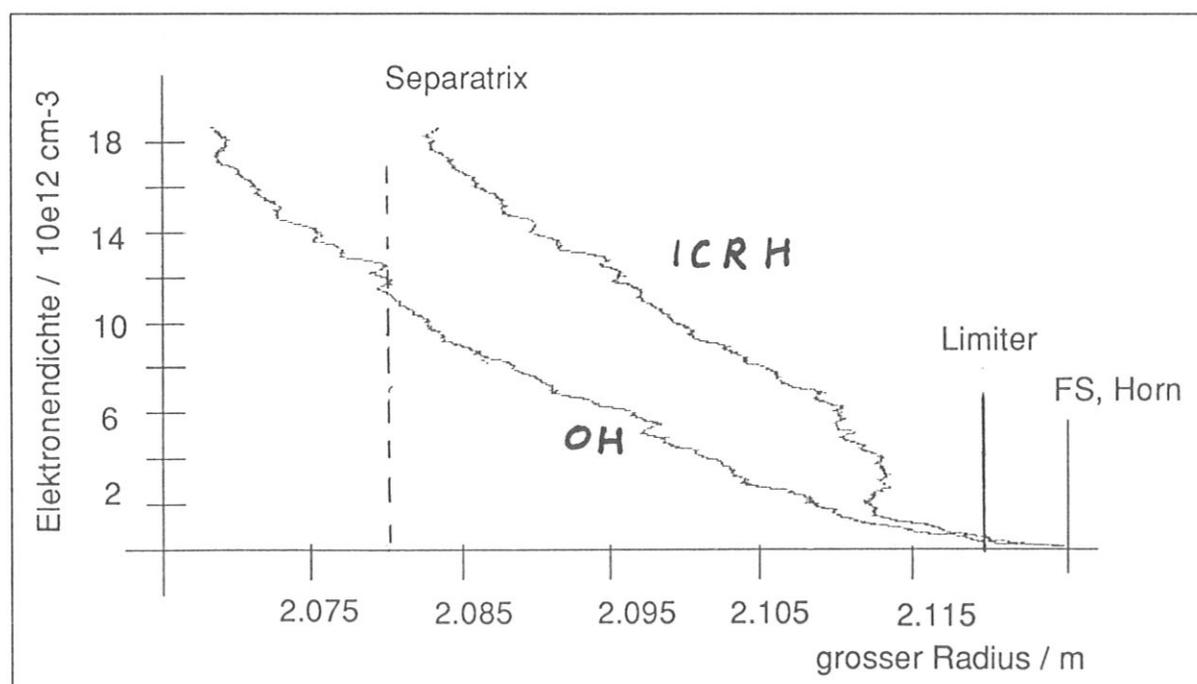


Abb.61 Elektronendichteprofile vor und während ICRH. Die ICRH wurde über die SO-Antenne eingekoppelt. Die Dichtemessung erfolgte mit dem Reflektometer in der NW-Antenne. Der zeitliche Verlauf der globalen Plasmamparameter ist bis 1,7 s, identisch zu #28544 (s. Abb.62) (#28545, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420$ kA, $\langle n_e \rangle = 3,4 \cdot 10^{13}$ cm^{-3})

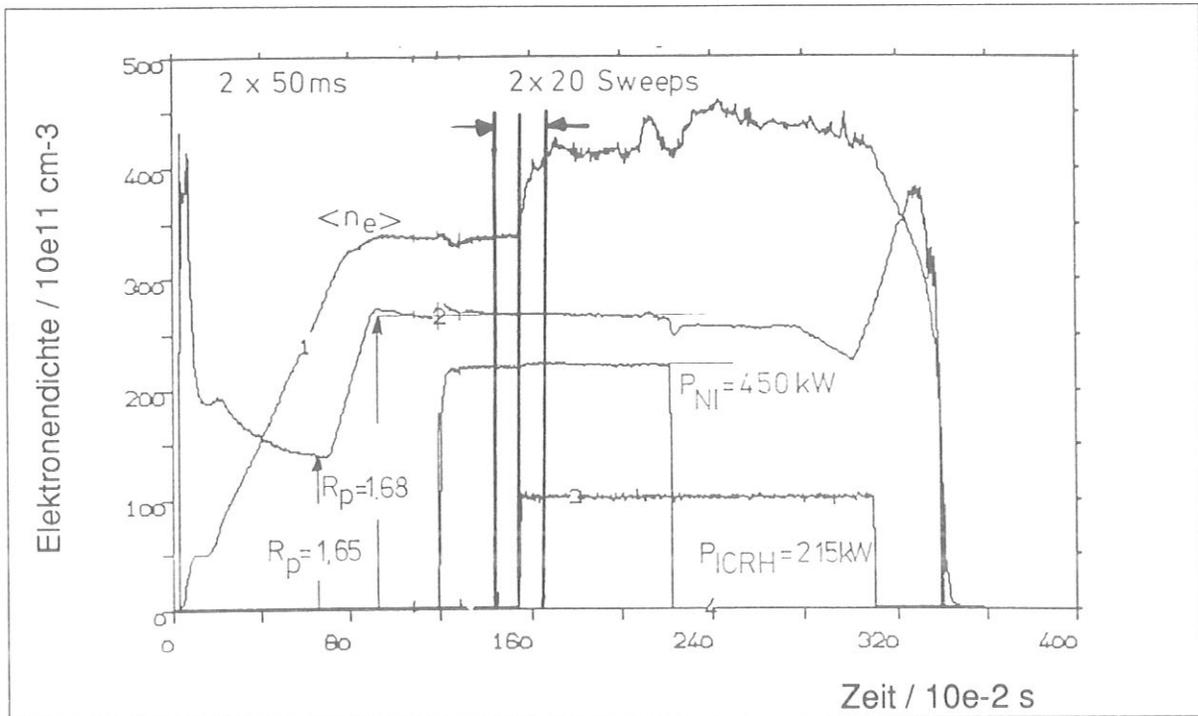


Abb.62 Zeitlicher Verlauf der liniengemittelten Elektronendichte $\langle n_e \rangle$, der horizontalen Plasmalage R_p , der injizierten Neutralteilchenleistung P_{NI} und der eingestrahlten ICRH-Leistung P_{ICRH} für eine Plasmaentladung, bei der im eingezeichneten Zeitfenster das Elektronendichteprofil reflektometrisch gemessen wurde. Die globalen Plasmaparameter hängen nicht davon ab, ob die ICRH über die NW- (Profil s. Abb.60) oder SO-Antenne (Profil s. Abb.61) eingekoppelt wird. (#28545, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 3,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

7.2. Meßergebnisse in Verbindung mit Lower Hybrid (LH) Experimenten

Neben der Wellenheizung im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz waren auch die Wellenheizung und Experimente zur Erzeugung eines nichtinduktiv getriebenen Stroms mit Wellen im Bereich der unteren hybriden Frequenz (Lower Hybrid) ein Schwerpunkt an ASDEX.

7.2.1 Physikalische Grundlagen

Ein magnetisiertes Plasma hat im Bereich zwischen Elektronenzyklotronfrequenz $\omega_{ce}/2\pi$ und Ionenzyklotronfrequenz $\omega_{ci}/2\pi$ eine weitere Resonanz ($N \rightarrow \infty$) für elektromagnetische Wellen. Für typische Fusionsplasmen liegt diese Frequenz bei einigen GHz. Im Bereich dieser Resonanz bricht die Näherung des "kalten Plasmas" (s. Kap.2.1.) zusammen ($v_{th} \ll v_{ph}$ ist nicht mehr erfüllt.), es kommt zu einer Wechselwirkung der Welle mit den Teilchen des Plasmas, es kann somit das Plasma geheizt werden. Neben dieser Möglichkeit, die thermische Energie des Plasmas zu erhöhen, erlauben es die Lower Hybrid Wellen auch, gezielt die Verteilungsfunktion der Elektronen zu beeinflussen. Wird eine LH-Welle mit einer Vorzugsrichtung bezüglich des Magnetfeldes ins Plasma eingestrahlt, so kann man eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen erreichen. Es kommt hier zu einer Impulsübertragung der Welle auf die Elektronen im hochenergetischen Teil der Verteilungsfunktion $f(\mathbf{v})$ mit $v_{ph} \approx v_e \gg v_{th}$. Auf diese Art kann prinzipiell ein unterbrechungsfreier Strom im Tokamak erzeugt werden, was für spätere reaktorrelevante Anwendungen wünschenswert ist. Durch Induktion ist wegen des begrenzten magnetischen Flusses, der mit der Primärwindung erzeugt werden kann, nur ein gepulster Betrieb möglich.

Den Ausführungen von [15] und [45] folgend sollen hier die wesentlichen Grundlagen der Ausbreitung der LH-Wellen im Plasma zusammengefaßt werden. In Kap.2.1. wurde gezeigt, wie aus der Wellengleichung und dem dielektrischen Tensor für das "kalte Plasma" die Dispersionsgleichung für Wellen im Bereich von ω_{pe} und ω_{ce} hergeleitet werden kann. Für den Bereich $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ vereinfacht sich Gl.3 (S5) in einem Plasma, das nur aus Elektronen und Ionen einer Art besteht, wie folgt:

$$S = 1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 - \omega_{pi}^2 / \omega^2 \quad \text{Gl.45}$$

$$P = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$$

$$D = \omega_{pe}^2 / \omega \omega_{ce}$$

Für $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ ergibt sich bei

$$\omega_{LH} \approx \omega_{pi} (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{-1/2} \quad \text{Gl.46}$$

die sogenannte untere Hybridresonanz.

Betrachtet man die Dispersionskurven für Wellen in diesem Frequenzbereich, so sieht man, daß diese Resonanz bei $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ von außen in einem Tokamak nicht erreichbar ist. Es wird daher im folgenden auch eine leicht schräge Ausbreitung der Welle bezüglich des Magnetfeldes betrachtet ($\angle \mathbf{k}, \mathbf{B} \neq 90^\circ$). Hierzu wird der Wellenvektor \mathbf{k} in eine Komponente parallel zum Magnetfeld (k_{\parallel}) und eine Komponente senkrecht zum Magnetfeld (k_{\perp}) aufgespalten. Entsprechendes gilt für den Brechungsindex ($N_{\parallel} = k_{\parallel} c_0 / \omega$; $N_{\perp} = k_{\perp} c_0 / \omega$). In Abb.63 ist N_{\perp}^2 als Funktion der Elektronendichte schematisch für drei verschiedene Einstrahlrichtungen der Welle bezüglich des Magnetfeldes (ausgedrückt in N_{\parallel}) aufgetragen. (1) und (2) bezeichnen die langsame (N groß) bzw. die schnelle (N klein) Welle, die sich durch ihre Polarisation bezüglich des Magnetfeldes unterscheiden. Für $0 \leq N_{\parallel}^2 < 1$ (Abb.63a) ist die Welle in einer sehr begrenzten Randzone ausbreitungsfähig ($N_{\perp}^2 > 0$), trifft dann auf einen cut-off und kann die Resonanz nicht erreichen. Eine Welle mit $N_{\parallel}^2 > (N_{\parallel, \text{crit}})^2$ hingegen (Abb.63c) ist im dichten Plasma bis zum Erreichen der Resonanz ausbreitungsfähig. Man sagt, für diese Welle ist die Resonanz akzessibel. Im Bereich der LH-Resonanz bricht die Näherung des "kalten Plasmas" zusammen, es kommt zu einer Modenkonversion der LH-Welle (1) in eine sog. Ionen-Bersteinwelle (3), die ihre Energie an die Ionen abgibt. Für den Fall, bei dem die maximale Elektronendichte im Tokamak so niedrig ist, daß die Lower Hybrid Resonanz selbst nicht existiert, so wie das bei den

Stromtriebexperimenten an ASDEX der Fall ist, arbeitet man mit einem modifizierten Akzessibilitätsbegriff. Man fordert dann nur noch, daß die Welle bis zur maximalen Dichte ausbreitungsfähig ist. Man muß aber beachten, daß es bei $N_{\parallel}^2 < 1 \rightarrow N_{\parallel}^2 > 1$ insgesamt zu einer Umkehr der Bereiche mit $N_{\perp}^2 < 0$ und $N_{\perp}^2 > 0$ kommt. Im Außenbereich sehr niedriger Dichte ist eine Wellenausbreitung für $N_{\parallel}^2 > 1$ somit nicht möglich⁴⁶. Dies ist verständlich, wenn man beachtet, daß bei $N_{\parallel}^2 > 1$ eine Welle mit $\lambda < \lambda_0$ abgestrahlt wird, die im Vakuum nicht existiert. Für die Einkopplung der LH-Wellen ins Plasma sind also zwei wichtige Voraussetzungen nötig:

1. Die Antenne muß in der Lage sein, eine Welle mit $N_{\parallel}^2 > 1$ abzustrahlen, wozu eine spezielle "slow wave" Struktur nötig ist.

2. Vor der Antenne darf nur eine sehr dünne Schicht mit niedriger Dichte existieren, so daß die Welle effektiv den hierdurch gegebenen evaneszenten Bereich "durchtunneln" kann, ohne daß ein Großteil der Energie in die Antenne zurück reflektiert wird.

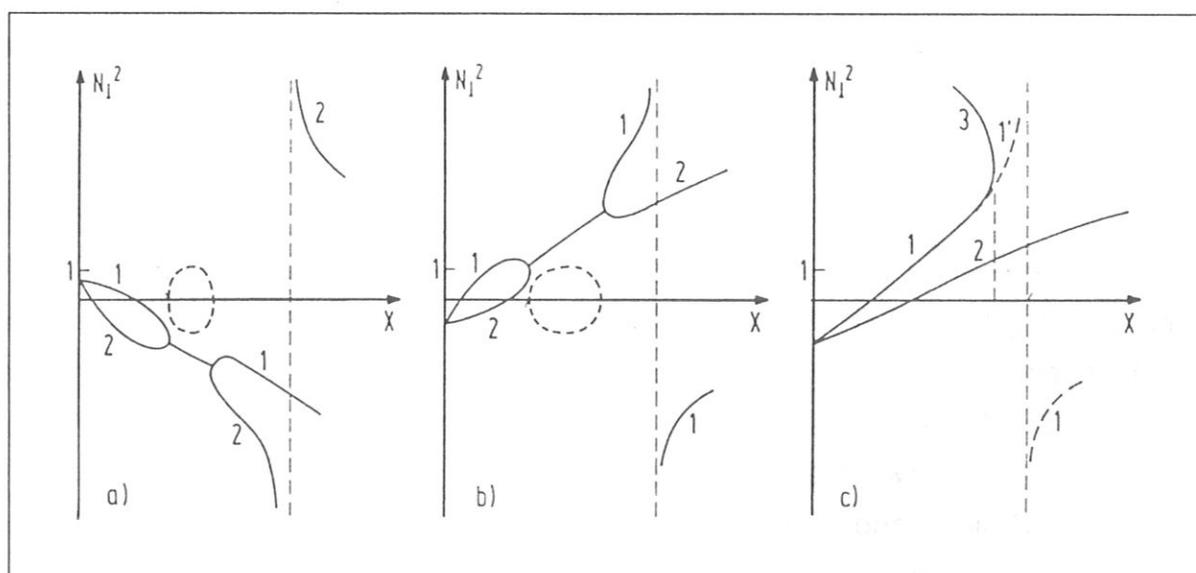


Abb.63 Dispersionskurve der Lower Hybrid Wellen im inhomogenen Plasma (schematisch) für drei verschiedene Einstrahlungsrichtungen der Welle bezüglich des Magnetfeldes (— Realteil N_{\perp}^2 ; ---- Imaginärteil N_{\perp}^2 ; X normierte Plasmadichte; nach [45]):

a) $0 < N_{\parallel}^2 < 1$

b) $1 < N_{\parallel}^2 < (N_{\parallel}^2)_{crit}$

c) $(N_{\parallel}^2)_{crit} < N_{\parallel}^2$

⁴⁶Für die an ASDEX verwendete Frequenz von 2,45 GHz ist eine Mindestdichte für die Ausbreitung einer ordentlichen Welle entsprechend der Formel für die Elektronplasmafrequenz von etwa $7,4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ nötig.

In ASDEX kann mit Hilfe einer sogenannten Grillantenne, bestehend aus zwei Reihen zu je 24 offenen Hohlleitern ($10 \times 109 \text{ mm}^2$), eine Leistung von bis zu 2 MW bei einer Frequenz von 2,45 GHz ($\Leftrightarrow \lambda_0 \approx 12 \text{ cm}$) ins Plasma eingebracht werden⁴⁷ (Ein Teil der Hohlleiter ist auf Abb.26 (S43) zu erkennen.). Man hat die Möglichkeit, die Phase der Wellen in den einzelnen Hohlleitern zueinander vorzugeben und kann somit das $N_{||}$ -Spektrum⁴⁸ der Welle bestimmen. Für Heizszenarien wird i. allg. mit einem symmetrischen Spektrum gearbeitet, wie es sich bei 180° Phasendifferenz zwischen benachbarten Hohlleitern ergibt. 90° Phasendifferenz zwischen benachbarten Hohlleitern ergibt ein stark asymmetrisches $N_{||}$ -Spektrum, wie es für Stromtriebexperimente eingesetzt wird. Um ein symmetrisches Spektrum mit niedrigen $N_{||}$ -Werten zu erreichen, wird in jeweils zwei benachbarten Hohlleitern des Grills die Welle mit gleicher Phase abgestrahlt, die Phasendifferenz zwischen zwei benachbarten 2er-Blöcken beträgt 180° : $(00\pi\pi00\pi\pi00\pi\pi00\pi\pi\dots\dots)$. Diese Phaseneinstellung wird mit $00\pi\pi$ abgekürzt (s. ausführliche Beschreibung des Systems in [24]). Mit dem Reflektometer, das 6 cm toroidal von dieser Grillantenne entfernt installiert ist, kann man zum einen die Plasmadichte ohne LH bzw. bei sehr geringer LH-Leistung messen, um den Einfluß der Elektronendichte auf die Ankopplung der Welle experimentell zu untersuchen. Zum anderen kann man aber auch den Einfluß der LH-Welle auf das Randplasma studieren.

7.2.2. Experimentelle Überprüfung der Kopplungstheorie

Eine entscheidende Frage bei allen Hochfrequenzplasmaheizungen ist, wie oben bereits ausgeführt, die Kopplung der Welle ans Plasma. Man muß eine Möglichkeit suchen, die Welle von außen ins Plasmaminnere an die gewünschte Stelle möglichst verlust- bzw. reflexionsfrei zu bringen. Die Möglichkeit, eine LH-Welle mit Hilfe einer Grillantenne, die aus mehreren nebeneinanderliegenden Hohlleitern besteht, ins Plasma einzubringen wurde in [7] theoretisch eingehend untersucht. Eine Theorie mit einem verbesserten Plasmamodell (step and ramp, Abb.64, [57]) steht in Übereinstimmung mit Ergebnissen, bei denen der experimentell

⁴⁷ Zusammen mit der Wandstärke von 4 mm ist der Abstand der Mittelpunkte von benachbarten Hohlleitern 14 mm. Bei 180° Phasendifferenz zwischen benachbarten Hohlleitern kann man somit $N_{||} = 4,4$ erreichen.

⁴⁸ Durch die begrenzte räumliche Ausdehnung des Grills wird eine Welle abgestrahlt, die nicht durch ein einziges $N_{||}$ beschrieben werden kann. Es wird vielmehr ein ganzes $N_{||}$ -Spektrum abgestrahlt.

gemessene Reflexionskoeffizient der LH-Welle mit dem Reflexionskoeffizienten verglichen wurde, wie er sich bei geschätzten Dichten am Ort des Grills [18] bzw. bei Elektronendichten ergeben würde, die an einer toroidal weit entfernten Stelle beim Grillradius gemessen wurde [37]. Eine grobe Übereinstimmung wurde auch bei einem Experiment berichtet, bei dem die Plasmadichte oberhalb des Grills mit einer Langmuirsonde gemessen wurde [40].

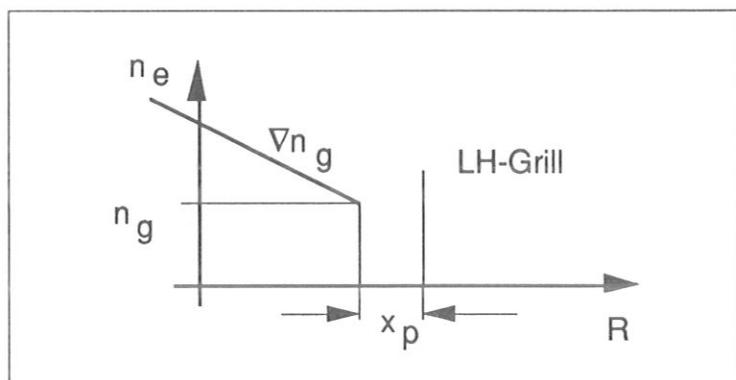


Abb.64

Das, für die theoretischen Reflexionskoeffizienten in Abb.65 verwendete Modell für das Randplasma, (step and ramp)

Bei einem Vergleich der Kopplungstheorie mit dem Experiment muß man beachten, daß die Theorie von einer Reihe von Idealisierungen ausgeht. So wird im Modell von einer ebenen, in poloidaler Richtung unendlich ausgedehnten Antenne ausgegangen. Die Gefäßwand außerhalb des Grills wird als eben, und ideal leitend angenommen. In der Praxis muß man weiter davon ausgehen, daß durch den Feldripple und andere Abweichungen von einer Torussymmetrie die Elektronendichte vor dem Grill nicht homogen ist. Wie in den folgenden Abschnitten ausgeführt, wird durch die LH selbst das Randplasma beeinflusst. Insbesondere kann die LH auch zu einer poloidal asymmetrischen Dichteverteilung führen. Aus diesem Grunde werden im folgenden für einen Vergleich der Kopplungstheorie mit dem Experiment die Dichtewerte genommen, wie sie unmittelbar vor dem LH-Puls mit dem Reflektometer gemessen wurden. In Abb.65 sind die theoretischen Reflexionskoeffizienten für LH-Wellen als Funktion der Plasmadichte vor dem Grill (n_g) und der Größe des Vakuumschlitzes (x_p ; s. Abb.64) für den Fall eines Stromtriebspektrums (90° Phasendifferenz zwischen benachbarten Hohlleitern) eingezeichnet. Der Dichtegradient, der in die Rechnung nicht kritisch eingeht, wurde für alle Kurven gleich gewählt ($\nabla n_g = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-4}$).

In der ursprünglichen Form war der LH-Grill des 2,45 GHz Systems an ASDEX von einem Schutzlimiter umgeben, der etwa drei Millimeter über die Hohlleiterenden hinausragte. Dieser wurde bereits vor der Installation des

Reflektometers durch einen Limiter ersetzt, der flach mit den Hohlleiterenden abschließt. Es ergab sich hierdurch grob eine Verringerung des Reflexionskoeffizienten der LH-Wellen um die Hälfte, was sich durch eine Verkleinerung des Vakuumpalts erklären läßt (s. detaillierte Beschreibung des Einflusses dieses Schutzlimiters in [25], [26]). Ein Minimum des Reflexionskoeffizienten ergibt sich bei etwa $n_g \approx 0,5 \cdot 10^{12}$ bis $0,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ je nach Größe des angenommenen Vakuumpaltes.

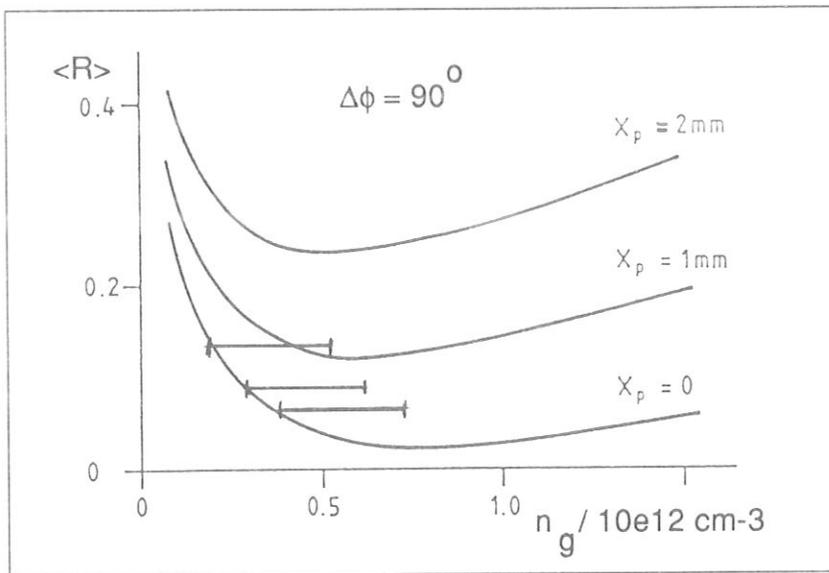


Abb.65

Theoretische Reflexionskoeffizienten für LH-Wellen nach Modell Abb. 64 als Funktion der Plasmodichte in der Grillebene n_g und der Größe des Vakuumpaltes x_p (aus [26]). Darübergezeichnet sind für drei Plasmaentladungen die gemessenen Werte.

An ASDEX hat sich nun experimentell gezeigt, daß bei $R_p \approx 1,68 \text{ m}$ und nicht bei der Standardplasmalage von $R_p = 1,65 \text{ m}$ eine optimale Ankopplung erzielt werden kann. In Abb.44 (S72) sieht man, daß bei $R_p \approx 1,68 \text{ m}$ eine Elektronendichte in der Ebene des Grills von $n_g \approx 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gemessen wird, bei $R_p = 1,65 \text{ m}$ hingegen nur etwa die Hälfte. Aus Abb.44 (S72) ist für $R_p \approx 1,68 \text{ m}$ außerdem ein Elektronendichtegradient vor dem Grill von $\nabla n_g \approx 0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-4}$ abzulesen. In Abb.65 sind für drei Entladungen zu den theoretischen Werten die gemessenen Reflexionskoeffizienten und die mit dem Reflektometer ermittelten Elektronendichten in der Grillebene⁴⁹ eingezeichnet. Auch für eine Phasendifferenz von 180° zwischen benachbarten Hohlleitern und eine Phaseneinstellungen $00\pi\pi$ ergibt sich eine entsprechende Übereinstimmung der Theorie mit dem Experiment.

⁴⁹ Im Unterschied zum theoretischen Modell liegen die Öffnungen der Hohlleiter des LH-Grills an ASDEX nicht in einer Ebene, sondern sind der toroidalen Geometrie angepaßt. Man müßte somit korrekterweise von der Torusfläche sprechen, in der die Öffnungen der Hohlleiter liegen.

Mit dem Reflektometer an ASDEX konnte somit sowohl der Absolutwert der Elektronendichte und des Elektronendichtegradienten vor dem Grill für eine gute Kopplung, als auch die Zunahme des Reflexionskoeffizienten mit abnehmender Elektronendichte, wie sie von der Kopplungstheorie [7], [57] vorhergesagt wird, bestätigt werden.

7.2.3. Gemessene Beeinflussung des Randplasmas durch die LH

7.2.3.1. Selbstkonsistente Aufrechterhaltung guter Koppelbedingungen durch die LH

In Kap.7.2.2. wurde ausgeführt, daß für eine effektive Einkopplung der LH-Welle ins Plasma bei ASDEX eine Dichte von $n_g \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ vor der Grillantenne notwendig ist. In ASDEX werden die Plasmateilchen des äußersten Plasmarandes (scrape-off layer) magnetisch in Nebenkammern (Divertoren) geleitet, um somit die Wechselwirkung des Plasmas mit der Gefäßwand und die damit verbundenen negativen Folgen, wie Verunreinigungsproduktion etc., zu verringern. Um aber die, für die Kopplung notwendige Mindestdichte am Ort des Grills, zu erreichen, wurde das Plasma bei LH-Experimenten i. allg. um 3 cm nach außen geschoben ($R_p = 1,65 \text{ m} \rightarrow R_p = 1,68 \text{ m}$). Insbesondere im Hinblick auf spätere, reaktorrelevante Anwendungen muß nach Möglichkeiten gesucht werden, am Ort des Grills eine ausreichende Plasmadichte zu erzeugen, ohne das gesamte Plasma zu verschieben. Bei Maschinen wie NET oder ITER muß davon ausgegangen werden, daß die Plasmalage durch Wand- und Limiterbelastung vorgegeben ist, und nicht als freier Parameter zur Optimierung der LH-Kopplung zur Verfügung steht. Andererseits kann aber auch der LH-Grill wegen der Gefahr der Zerstörung nicht beliebig nahe an das Hauptplasma herangefahren werden. An ASDEX wurde nun experimentell gefunden, daß es möglich ist, eine gute Kopplung auch für $R_p < 1,68 \text{ m}$ aufrechtzuerhalten, wenn man das Plasma während des LH-Pulses kontinuierlich von der optimalen Position ($R_p = 1,68 \text{ m}$) von der Antenne wegbewegt. Es zeigt sich, daß die Kopplung durch Gasblasen⁵⁰ in der Nähe des Grills noch für relativ große Grill-Separatrix-Entfernungen, d.h. bei weit nach innen geschobenem Plasma, aufrechterhalten werden kann. Ein ähnliches Phänomen wurde bereits von einem Argonlaborplasma berichtet [34]. Hier wurde die

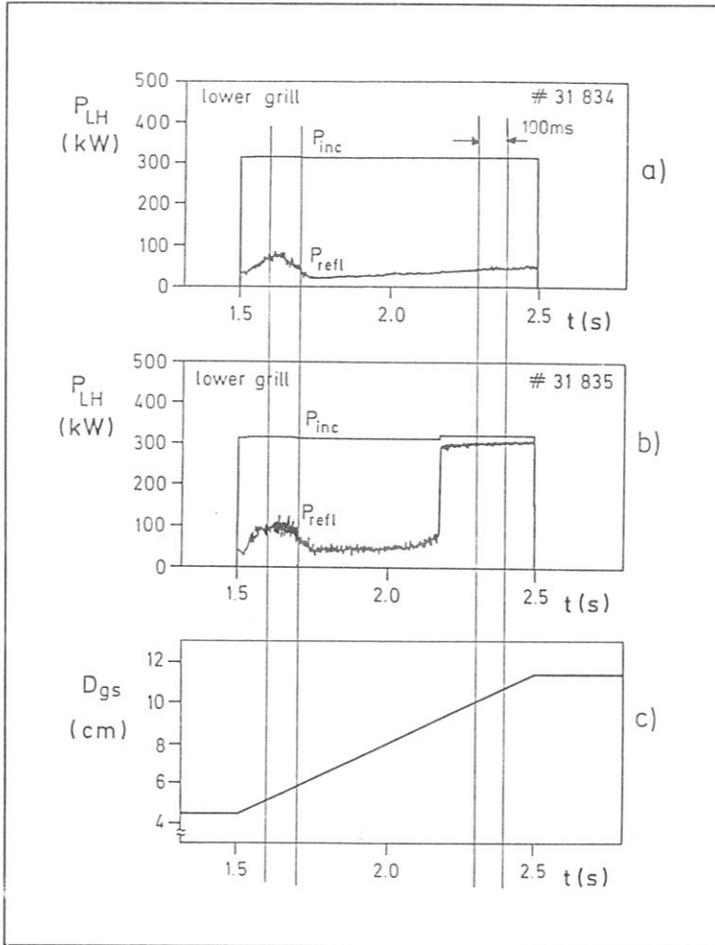
⁵⁰ An größeren Tokamaks wird i. allg. der Teilchenverlust aus dem Plasma durch Einblasen von Neutralgas, das im Plasma ionisiert wird, ausgeglichen, und so über einen längeren Zeitraum eine stationäre Entladung aufrechterhalten.

Kopplung von LH-Wellen durch ponderomotorische Kräfte (Strahlungsdruck), welche die Plasmadichte vor dem Grill verringerten, stark verschlechtert. Diese Verschlechterung wurde bei hoher Neutralgasdichte nicht beobachtet, was auf eine Ionisierung des Neutralgases zurückgeführt wird. Eine Ionisierung des Neutralgases im Randplasma beim Einstrahlen der LH-Welle und eine damit einhergehende Aufrechterhaltung der Plasmadichte vor dem Grill kann auch bei ASDEX als Ursache für die beobachtete gute Kopplung bei Gasblasen in der Nähe des Grills angenommen werden. Die Reflektometermessungen konnten nun zeigen, daß im Falle der guten Kopplung vor dem Grill, auch bei weit nach innen geschobenem Plasma, eine Dichte vor der LH-Antenne in der Größe von etwa $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ herrscht.

Dies sei am Beispiel von zwei Plasmaentladungen verdeutlicht, bei denen das Plasma kontinuierlich während des LH-Pulses nach innen geschoben wurde (Abb.66c). Im einen Fall (Abb.66a) wurde das Neutralgas in der Nähe des Grills nachgefüllt, im anderen Fall (Abb.66b) toroidal entfernt vom Grill. Für die beiden markierten Zeitfenster sind in Abb.67 die zugehörigen gemittelten Elektronendichteprofile angegeben. Man erkennt, daß in dem Falle, in dem durch Gasblasen eine gute Kopplung auch bei weit nach innen geschobenem Plasma ($R_p = 1,625\text{m}$) aufrechterhalten werden konnte, in der Grillebene eine fast unveränderte Plasmadichte gemessen wird (—). Die leichte Zunahme des Reflexionskoeffizienten könnte ihren Ursprung in der starken Verminderung von ∇n_g haben. Im anderen Fall (-----), bei dem sich ein Reflexionskoeffizient von etwa 90 % ergibt (Abb.66b), wird von der Grillebene bis etwa 1,5 cm davor eine sehr geringe Elektronendichte gemessen.⁵¹ Im step and ramp Modell (Abb.64 (S105)) entspricht dies einem sehr großen Vakuumspalt ($x_p \approx 1,5 \text{ cm}$), für den die theoretische Rechnung praktische vollständige Reflexion liefert.

Diese Ergebnisse bestätigen die Annahme, daß es in Anwesenheit der LH-Welle zu einer Ionisation des Neutralgases im Plasmarand kommt, und somit die, für die Kopplung der LH nötige Dichte am Ort des Grills aufrechterhalten wird. Wird das Neutralgas beim Grill eingeblasen, so ist offensichtlich mehr Gas im Bereich starker HF-Felder vorhanden, das ionisiert werden kann.

⁵¹ Durch die Frequenz der ersten Reflexion der Mikrowelle kann diese Dichte auf $n_g < 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ abgeschätzt werden (Ein sehr dünnes Plasma wird für Mikrowellen im X-Mode transparent. s. Kap.6.4.4.).

**Abb.66**

Zeitlicher Verlauf der reflektierten Leistung (P_{refl}) von zwei Entladungen, bei denen das Plasma während des LH-Pulses vom Grill wegbewegt wurde (P_{inc} : vorlaufende LH-Leistung)

c) D_{gs} = Grill-Separatrix-Entfernung:
 $D_{gs} = R_g - (R_p + 0,4 \text{ m})$.
 $R_p + 0,4 \text{ m}$ ist die Position der Separatrix bei 0,4 m Plasma-radius. a) Durch Gasblasen in der Nähe des Grills kann die Kopplung besonders lange aufrechterhalten werden. (aus [26]). Für die beiden Zeitfenster ist das Elektronendichteprofil in Abb.67 angegeben.

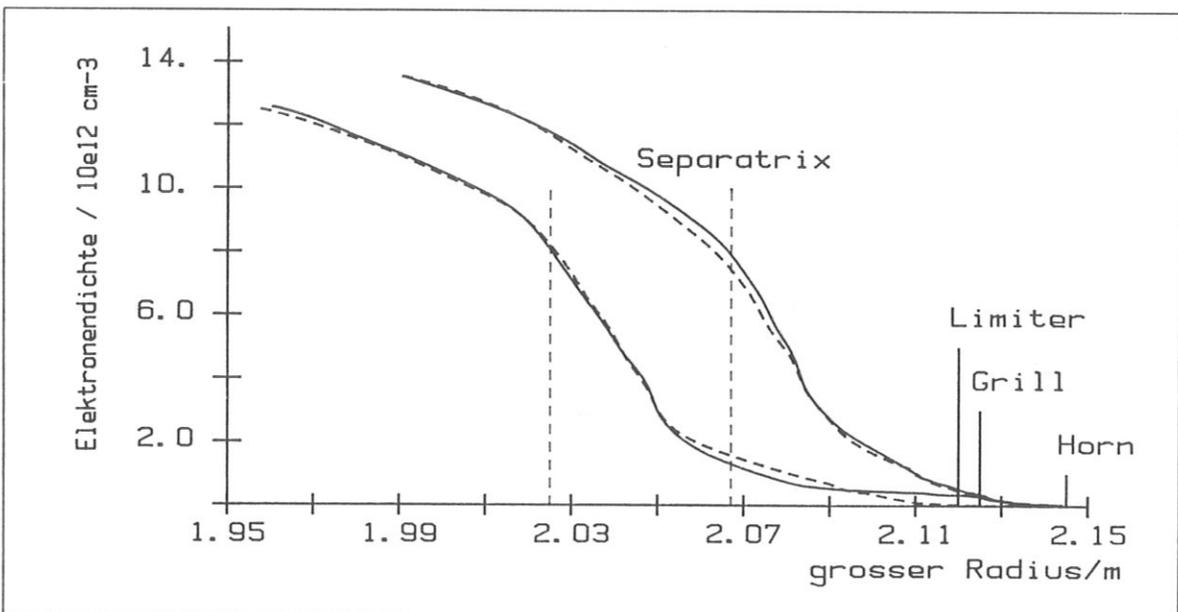


Abb.67 Elektronendichteprofile von zwei Entladungen, bei denen das Plasma kontinuierlich während des LH-Pulses vom Grill weggezogen wurde (s. Abb.66c). Durch Gasblasen in der Nähe des Grills (—) ergibt sich auch für relativ große Grill-Separatrix-Entfernungen unmittelbar vor dem Grill eine Dichte von ca. $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Im anderen Fall (---) wurde das Gas an einer toroidal entfernten Stelle eingeblasen. (Ein Dichteprofil mit $dn/dr \approx 0$, wie es hier auftritt, kann nur im X-Mode gemessen werden. #31834(—) / (#31835 (---), $B_0 = 2,8 \text{ T}$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 0,6 \text{ MW}$, Phase $00\pi\pi$, über beide Grillhälften eingekoppelt)

Das abrupte Abbrechen der Kopplung (Abb.66b) deutet ebenfalls darauf hin, daß es sich bei der Aufrechterhaltung einer minimalen Plasmadichte vor dem Grill um einen selbstkonsistenten Prozeß handelt. Wird der Punkt erreicht, an dem nicht mehr ausreichend Plasma erzeugt werden kann, kommt es zu einer Verschlechterung der LH-Einkopplung. Dies wiederum führt zu einer Verringerung der Ionisation und zu einem verstärkten Abfall der Elektronendichte vor dem Grill, die Kopplung reißt ab.

Es ist für spätere Anwendungen zu prüfen, ob es nicht möglich ist, durch optimiertes Gasblasen, und vielleicht auch in Kombination mit anderen Ionisationsverfahren (z.B. ECRH), vor dem Grill eine ausreichende Plasmadichte aufzubauen, ohne das Hauptplasma weit nach außen zu verschieben.

7.2.3.2. Dichteprofiländerungen bei LH und konstanter Plasmalage

Wie in Kap.7.2.3.3. gezeigt wird, kommt es bei LH-Experimenten an Plasmen hoher Dichte in unmittelbarer Grillnähe zu erhöhten Turbulenzen, wodurch die Fehler des Reflektometers größer werden können als die zu erwartende Profiländerung. Es werden in diesem Abschnitt deshalb nur Plasmen niedriger Dichte ($\langle n \rangle \approx 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) berücksichtigt.

Beim Einstrahlen von LH-Wellen werden mit dem Reflektometer 6 cm toroidal vom LH-Grill entfernt reproduzierbar Elektronendichteänderungen in der Größe von etwa 10^{12} cm^{-3} gegenüber der ohmschen Phase⁵² gemessen.

Wird nur die obere Grillhälfte betrieben, so ergibt sich über den gesamten vermessenen Bereich eine Dichteerhöhung. Wird nur die untere Grillhälfte betrieben, so ergibt sich von der Grillebene bis zur Separatrix eine leichte Dichteabsenkung bzw. keine signifikante Veränderung im Rahmen der Meßgenauigkeit des Reflektometers. Eine Dichteerhöhung von der Grillebene bis zur Separatrix wurde beim Betreiben der unteren Grillhälfte alleine in keinem Fall beobachtet. Tiefer im Plasma wird auch bei Betreiben nur der unteren Grillhälfte i. allg. eine leichte Dichteerhöhung gemessen. Werden beide Grillhälften zusammen betrieben, so ergibt sich im inneren Teil des gemessenen Profils i. allg. eine Dichteerhöhung, im äußeren Teil i. allg. eine Dichteabsenkung. Die unterschiedliche Veränderung des gemessenen Dichteprofiles bei Verwendung der oberen, bzw. der unteren Grillhälfte zum Einkoppeln der LH sei am Beispiel Abb.68 (S112)

⁵² Unter der ohmschen Phase (OH-Phase) versteht man bei einem Tokamak die Zeit der Entladung, in der keine Zusatzheizung angewendet wird. Die gesamte thermische Energie des Plasmas kommt in diesem Fall von den ohmschen Verlusten des im Plasma induzierten Stroms.

verdeutlicht. Dargestellt ist das Dichteprofil in der ohmschen Phase (----) und das Dichteprofil von zwei Entladungen während der LH-Phase (—), bei denen die LH über die untere bzw. obere Grillhälfte eingekoppelt wurde.

Die genaue Form der Profiländerung bei Einstrahlen von LH mit der unteren Grillhälfte hängt vom $N_{||}$ -Spektrum ab. Bei einem $00\pi\pi$ -Spektrum ergibt sich unmittelbar vor der Grillebene eine wesentlich stärkere Absenkung der Elektronendichte als bei anderen $N_{||}$ -Spektren, wie am Beispiel in Abb.69 gezeigt wird. Weiter im Plasma ist die gemessene Änderung des Dichteprofiles nicht vom $N_{||}$ -Spektrum abhängig.

Für eine Erklärung der gemessenen Dichteprofiländerungen bei LH muß man davon ausgehen, daß es verschiedene Mechanismen gibt, die zu einer Änderung der Elektronendichte führen können:

In [17] wird die globale Änderung des Elektronendichteprofiles, die mit dem HCN-Laserinterferometer [16] bei LH-Stromtriebexperimenten ($\Delta\phi = 75^\circ, 90^\circ$) gemessen wird, auf eine Änderung der Transportkoeffizienten zurückgeführt. Bei Entladungen niedriger Dichte, so wie sie in diesem Abschnitt betrachtet werden, wird an ASDEX mit dem HCN-Interferometer eine Abflachung des Dichteprofiles, d.h. eine Abnahme der Dichte in der Mitte und eine Zunahme der Dichte im äußeren Teil des Profils, beobachtet.⁵³

In [33] wird von einem Argonlaborplasma berichtet, daß es beim Einstrahlen von LH-Wellen zu einer vertikal asymmetrischen Dichteverteilung vor den Hohlleitern kommt. Das Plasma wird durch die LH in Richtung $\mathbf{S} \times \mathbf{B}$ verschoben (\mathbf{S} Poyntingvektor der eingestrahlten LH). Als Ursache hierfür wird die nicht homogene Heizung des Randplasmas vor den Hohlleitern angenommen. Durch die stärkere Aufheizung des Plasmas in der Mitte vor den Hohlleitern, ergibt sich dort ein höheres Raumladungspotential. Das so entstehende elektrische Feld führt zu einer $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift, durch die sich schließlich selbstkonsistent eine neue Dichteverteilung vor den Hohlleitern ergibt. Diese Erscheinung wird in [33] als thermische Wirbelbildung bezeichnet. Auf ASDEX übertragen heißt das, daß man bei normaler Polung des Hauptmagnetfeldes⁵⁴, bei der alle hier gezeigten Dichteprofile gemessen wurden, am unteren Ende der Hohlleiter eine höhere Elektronendichte erwarten sollte als am oberen.

⁵³ Zusätzlich zu den LH-Stromtriebszenarien ($\Delta\phi = 75^\circ, 90^\circ$), wie in [17] berichtet, wurde bei den in dieser Arbeit analysierten Entladungen auch bei $00\pi\pi$ -Spektren ein Abflachen des Dichteprofiles mit dem HCN-Interferometer beobachtet (s. z.B. # 30606/7).

⁵⁴ \mathbf{B} in mathematisch positiver Richtung beim Betrachten des Torus von oben

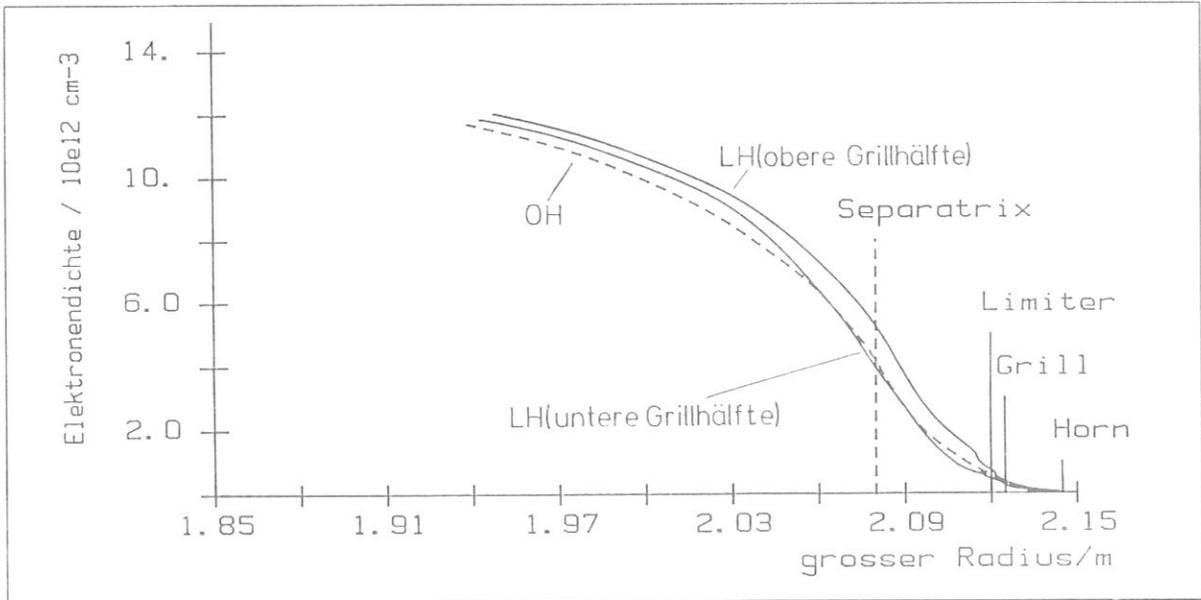


Abb.68 Typische Dichteprofiländerung beim Einstrahlen von Lower Hybrid Wellen, so wie sie mit dem Reflektometer neben dem LH-Grill gemessen wird: --- Ohmsche Phase; — LH-Phase. Die Profile stammen aus zwei Entladungen, bei denen jeweils nur die obere bzw. die untere Grillhälfte betrieben wurde. Als mögliche Ursache für die unterschiedliche Wirkung der beiden Grillhälften wird eine poloidal asymmetrische Dichteverteilung durch thermische Wirbelbildung angenommen. (#31569 [obere Grillhälfte]; #31570 [untere Grillhälfte] $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,45 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 1 \text{ MW}$, $\Delta\phi = 90^\circ$)

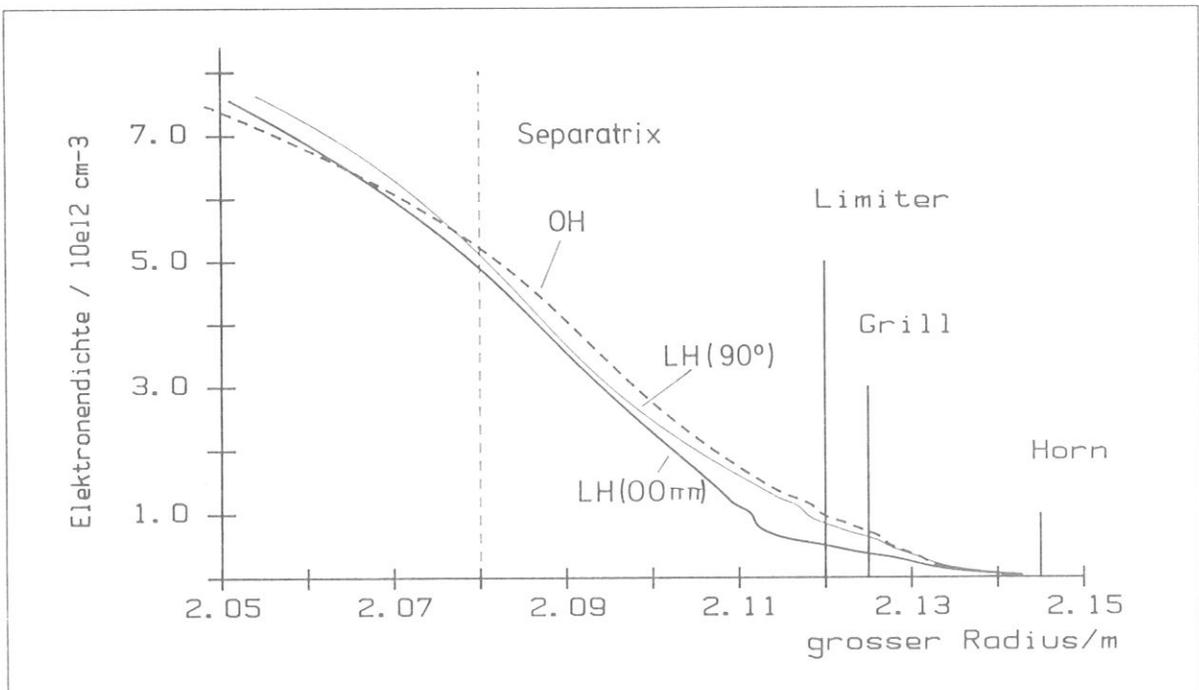


Abb.69 Äußerer Teil des gemessenen Profils in der OH-Phase (---) und in der LH-Phase bei zwei verschiedenen Phaseinstellungen: $00\pi\pi$ —, 90° —. (#30606/7, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 1 \text{ MW}$, über beide Grillhälften eingekoppelt)

Als experimenteller Hinweis auf eine poloidal asymmetrische Elektronendichteverteilung vor den Hohlleitern des Grills an ASDEX kann eine Leuchterscheinung beim Einstrahlen von LH gewertet werden (Abb.70). Diese tritt bei normaler Magnetfeldpolung am unteren Ende der Hohlleiter, bei umgekehrter Magnetfeldpolung am oberen Ende der Hohlleiter auf. Auch ohne den genauen Mechanismus der Lichtemission zu kennen, liegt es nahe, anzunehmen, daß sie mit dem Ort höherer lokaler Elektronendichte korreliert ist.

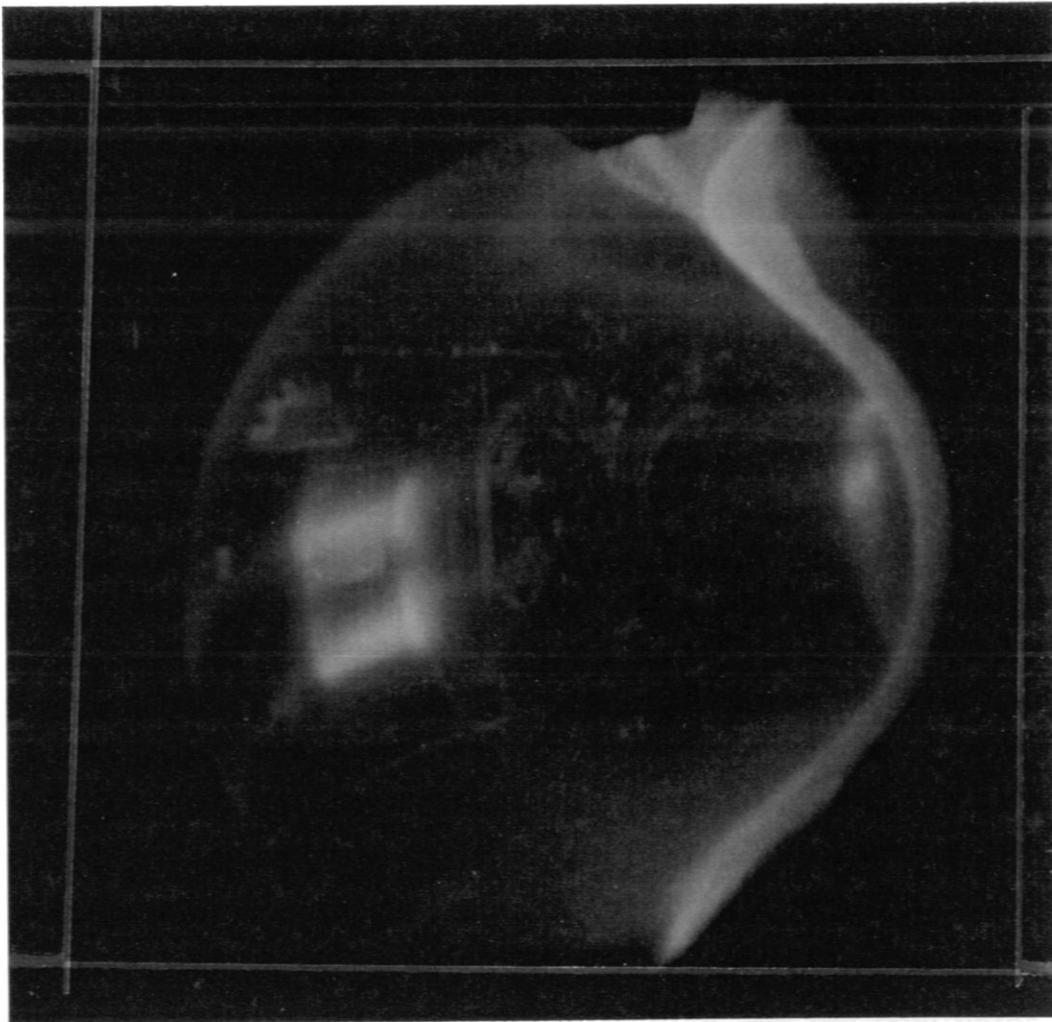


Abb.70 Leuchterscheinung am Grill während eines LH-Pulses: Je nach Polung des Hauptmagnetfeldes wird ein Leuchten am oberen bzw. unteren Ende der Hohlleiter beobachtet. Als Ursache wird eine poloidal asymmetrische Dichteverteilung vor dem Grill durch thermische Wirbel angenommen, worauf auch die Reflektometermessungen hindeuten (vergl. Abb.68).

Die mit dem Reflektometer gemessenen Elektronendichteprofiländerungen bei LH können qualitativ durch eine Überlagerung dieser beiden Mechanismen (globale Änderung der Transportkoeffizienten; lokale thermische Wirbel) erklärt werden. Die Antennen des Reflektometers liegen poloidal in der Mitte zwischen beiden Grillhälften (s. Abb.26 (S43)). Wird die obere Grillhälfte betrieben, so kommt es vor den Mikrowellenhörnern zu einer Erhöhung der Elektronendichte, wird die untere Grillhälfte betrieben, so führen die thermischen Wirbel zu einer leichten Absenkung der Elektronendichte vor den Mikrowellenhörnern. Die Dichteerhöhung im gesamten Außenbereich des Plasmas ($r \gtrsim 20$ cm), wie sie mit dem HCN-Interferometer bei LH gemessen wird, ist dieser lokalen Dichteänderung überlagert. Hierdurch kommt es offenbar unabhängig davon, ob die LH über die obere oder untere Grillhälfte eingekoppelt wird, zu einer Erhöhung der Elektronendichte im inneren Teil des reflektometrisch gemessenen Elektronendichteprofiles.

Die unterschiedliche Wirkung von verschiedenen $N_{||}$ -Spektren der LH-Welle auf das Plasma unmittelbar vor der Grillebene (Abb.69 (S112)) kann mit dieser qualitativen Betrachtung allerdings nicht erklärt werden.

Mit den gemessenen Dichteänderungen läßt sich der Einfluß der LH-Wellen einer Grillhälfte auf die Kopplung der Welle der anderen Grillhälfte ans Plasma erklären. Geht man davon aus, daß für die, in diesem Abschnitt betrachteten Entladungen niedriger Dichte, i. allg. die Plasmadichte vor dem Grill (n_g) etwas unter der Dichte für optimale Kopplung liegt (s. Abb.65 (S106)), so ist klar, daß eine Absenkung der Elektronendichte zu einer Erhöhung des Reflexionskoeffizienten, eine Erhöhung der Elektronendichte zu einer Verringerung des Reflexionskoeffizienten für LH-Wellen führt. Experimentell zeigt es sich nun, daß ein Zuschalten der oberen Grillhälfte i. allg. zu einer Verringerung des Reflexionskoeffizienten in der unteren Grillhälfte führt. Ein Zuschalten der unteren Grillhälfte führt hingegen i. allg. zu einer Erhöhung des Reflexionskoeffizienten in der oberen Grillhälfte.

7.2.3.3. Turbulenzen beim LH-Grill

Eine Analyse der Rohdaten im Sweepbetrieb zeigt, daß es bei LH-Experimenten mit höheren Plasmadichten ($\langle n_e \rangle \approx 2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) zu einer Verzerrung des Streifenmusters kommen kann. Dies sei am Beispiel von zwei stationären Phasen (OH/LH) in einer Plasmaentladung verdeutlicht. In Abb.71 ist das Streifenmuster zu sehen, wie es sich in der OH-Phase ergibt. Bedingt durch die Fluktuationen ist das Detektorsignal bei den drei wiedergegebenen Sweeps, wie in Kap.5. ausgeführt, jeweils unterschiedlich, die Streifen sind aber eindeutig zu erkennen. Ein Vergleich mit Abb.72 zeigt, daß die Streifen in der LH-Phase sehr undeutlich erscheinen. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß es bei dem verwendeten numerischen Streifenzählverfahren zu gelegentlichen Zählfehlern kommt. Eine Störung durch eine direkte Einstreuung der LH kann anhand der Austastlücke zwischen den Sweeps ausgeschlossen werden⁵⁵. Die Störung erstreckt sich von etwa 60 bis 66 GHz, dies entspricht, wenn man das Dichteprofil zugrundelegt, das in der OH-Phase gemessen wurde, einem Bereich im Plasma von $R = 2,09 \text{ m}$ bis $R = 2,145 \text{ m}$, also einem Bereich von 1 cm außerhalb der nominellen Separatrix bis zu den Mikrowellenhörnern. Um dieses Phänomen weiter zu untersuchen, wurde für einige Plasmaentladungen im Festfrequenzmode gearbeitet. Wie in Kap.5. näher ausgeführt, eignet sich das homodyn arbeitende Reflektometer nur bedingt für Festfrequenzmessungen, alle Ergebnisse im Festfrequenzbetrieb können daher nur qualitativ ausgewertet werden. In Abb.73 (S117) ist das Leistungsspektrum der Intensitätsfluktuationen des reflektierten Signals wiedergegeben. Man sieht, daß bei LH die Kurve viel langsamer abfällt als in der OH-Phase.

Ein detaillierter Vergleich dieser Festfrequenzmessungen mit Sondenmessungen, bei denen ebenfalls eine starke Erhöhung der Turbulenzen festgestellt wurde, wird in [12] gegeben. In [59] wird die Ausbreitung der Fluktuationen entlang magnetischer Flußröhren, die am Grill vorbeilaufen, analysiert. Eine Störung der Interferenzstreifen konnte am System in der ICRH-Antenne nicht festgestellt werden. Es handelt sich offensichtlich um ein lokales Phänomen.

⁵⁵Eine sehr leichte Einstreuung durch nichtthermische Elektronzyklotronemission wird auch bei Entladungen niedriger Dichte beobachtet, die Interferenzstreifen erscheinen dort aber praktisch ungestört.

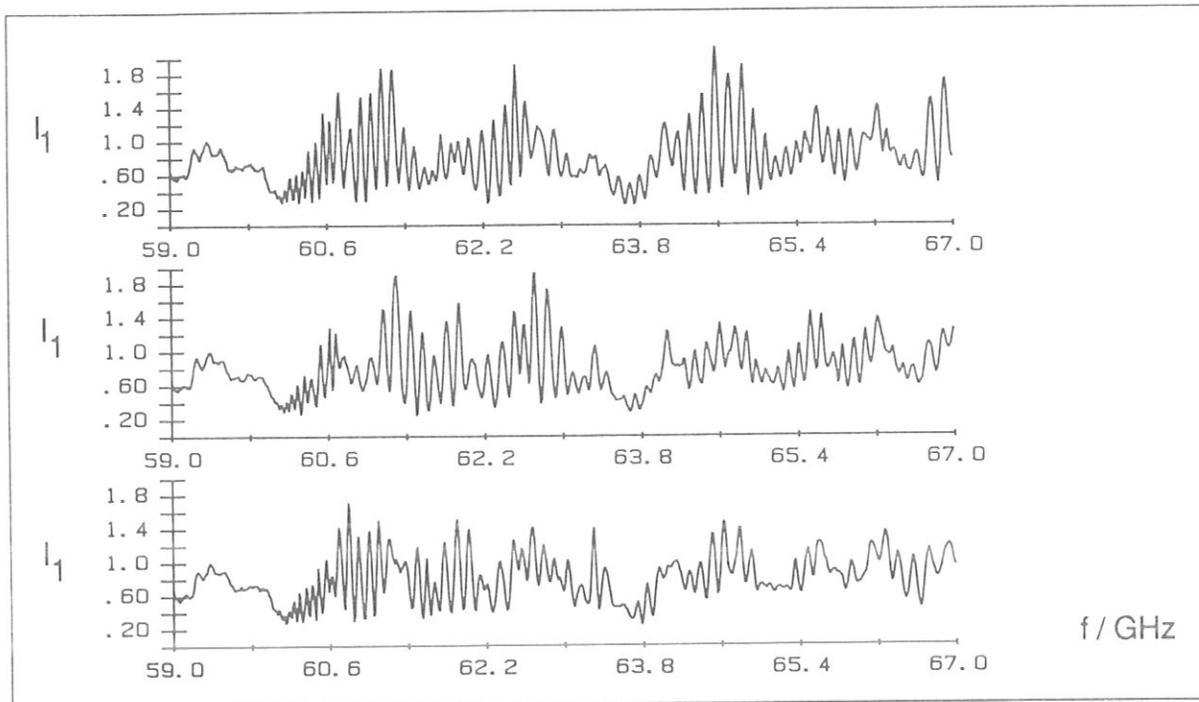


Abb.71 Rohdaten (I_1) von drei aufeinanderfolgenden Sweeps in der OH-Phase. Die Interferenzstreifen sind klar zu erkennen. (vergl. LH-Phase Abb.72)

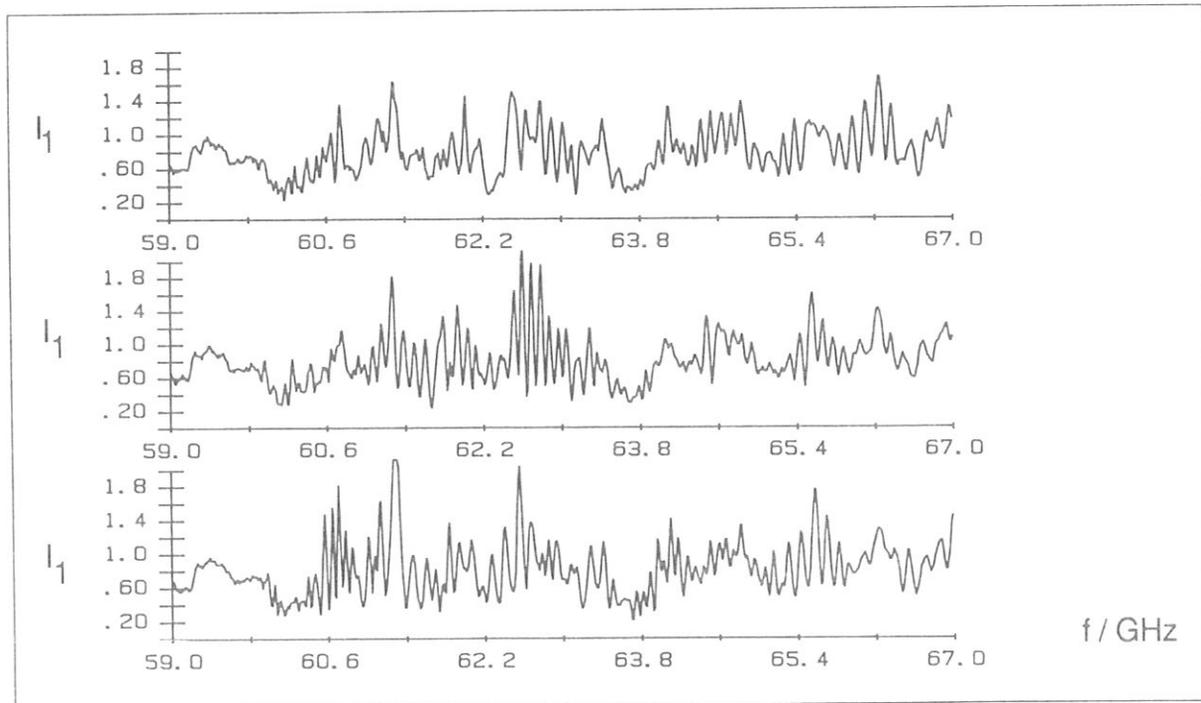


Abb.72 Rohdaten (I_1) von drei aufeinanderfolgenden Sweeps in der LH-Phase bei einer Plasmaentladung hoher liniengemittelter Dichte, beim Einkoppeln hoher LH-Leistung, wie sie sich beim Reflektometer am LH-Grill ergeben. Die Interferenzstreifen erscheinen sehr unklar, eine eindeutige Profilmessung ist nicht möglich. (vergl. OH-Phase Abb.71). Bei Entladungen niedriger liniengemittelter Dichte ist eine solche Störung nicht beobachtet worden.

(#32390, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420 \text{ kA}$, $\langle n_e \rangle = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 1,8 \text{ MW}$, Phase: 90°)

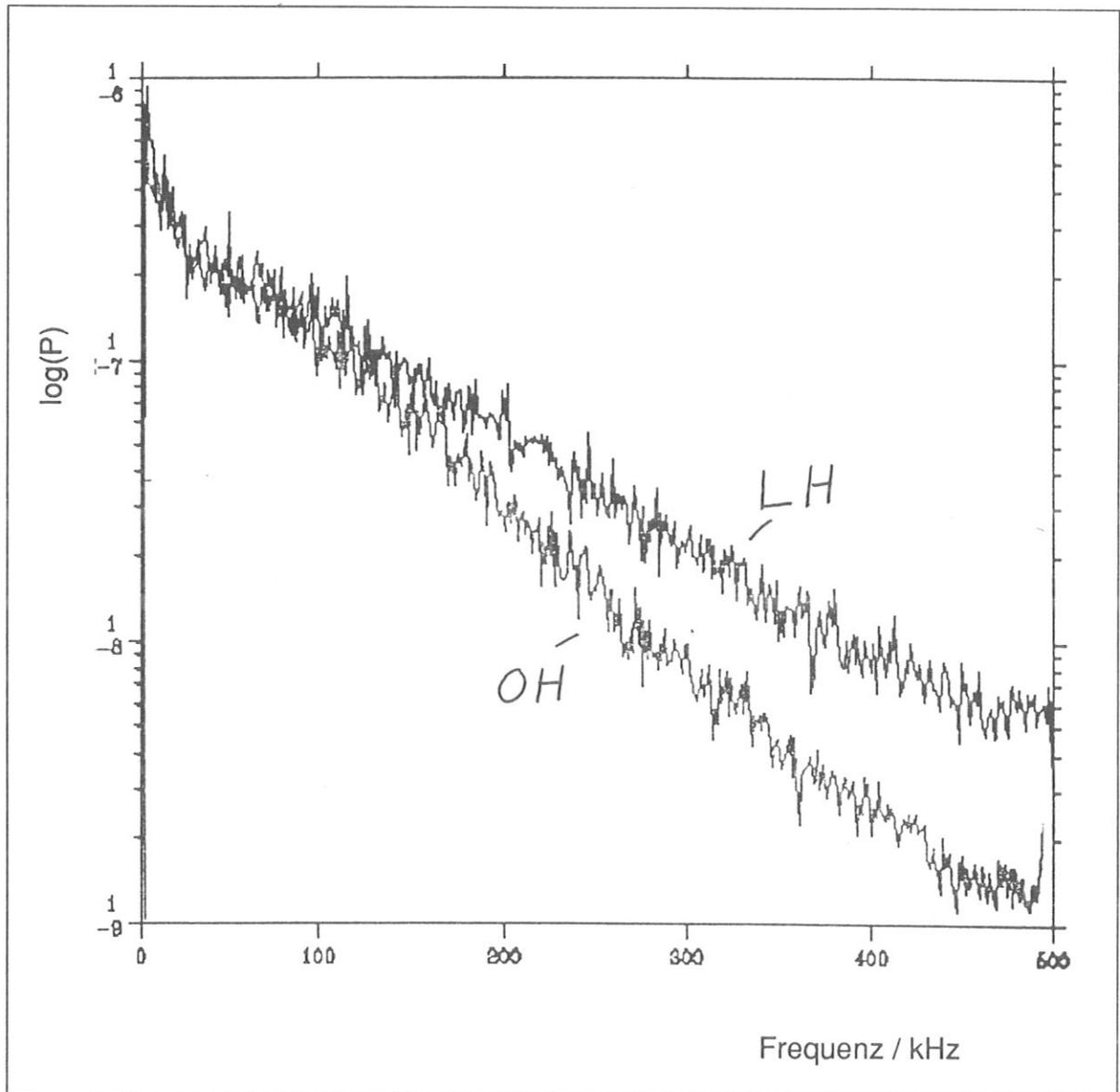


Abb.73 Leistungsspektrum der Intensitätsfluktuationen der vom Plasma reflektierten Welle bei Festfrequenzmessung ($f = 64$ GHz). Die LH bewirkt eine starke Erhöhung des Fluktuationsniveaus.

(#33499, $B_0 = 2,8T$, $I_p = 420$ kA, $\langle n_e \rangle = 2,6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{LH} = 1$ MW, $\Delta\phi = 90^\circ$)

7.2.4. Zusammenfassung der Messungen mit LH

Die Dichtemessungen in der Ebene des LH-Grills haben ergeben, daß die gemessenen Reflexionskoeffizienten für die LH-Welle in guter Übereinstimmung mit der Kopplungstheorie [7], [57] sind. Weiter ist es gelungen, zu bestätigen, daß die LH unter bestimmten Bedingungen in der Lage ist, selbständig, offensichtlich durch erhöhte Ionisation von Neutralgas, eine minimale Plasmadichte aufrechtzuerhalten, so daß auch bei einem großen Abstand des Hauptplasmas

vom Grill eine Kopplung gewährleistet werden kann. Die gemessenen Dichteprofiländerungen hängen wesentlich davon ab, ob die LH über die obere oder untere Grillhälfte eingekoppelt wird. Dies unterstreicht stark die Annahme, daß sich vor dem Grill durch nichthomogene Heizung des Randplasmas thermische Wirbel bilden, wodurch es zu einer poloidal inhomogenen Elektronendichteverteilung kommt. Bei der Auswertung der Messungen muß man daher beachten, daß vor dem Grill und vor den Mikrowellenantennen des Reflektometers ein unterschiedliches Elektronendichteprofil existieren kann. Schließlich wurde bei Plasmen höherer Dichte in der Nähe des Grills eine erhöhte Turbulenz festgestellt. Dies ist von großem Interesse für Theorien, die sich mit der Ausbreitung der LH ins Plasmainnere beschäftigen [10], [38], [39], stellt aber gleichzeitig eine Beschränkung für die Profilmessung dar. Bedingt durch diese starken Turbulenzen sind Elektronendichteprofile bei Plasmen hoher Dichte, die mit dem System bei der LH-Antenne während LH-Pulsen hoher Leistung gemessen wurden, mit großen Fehlern behaftet. Eine weitere Steigerung der Streifenfrequenz um einen Faktor zwei bis drei sollte aber auch hier eine störungsfreie Messung erlauben.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Prinzip der phasenempfindlichen Mikrowellenreflektometrie auf den äußersten, hochfluktuierenden Plasmarand ausgedehnt. Es wird eingehend analysiert, wie Elektronendichtefluktuationen die Elektronendichteprofilmessung durch Modulation von Intensität und Phase der reflektierten Welle stören können. Mit der Erhöhung der Frequenz der Interferenzstreifen auf Werte zwischen 800 kHz und 2,4 MHz wird ein Weg aufgezeigt, auch im Plasmabereich mit sehr hohem Fluktuationsniveau zuverlässige Messungen durchzuführen. Eine Profilmessung im sehr dünnen Außenbereich ist nur bei der Verwendung der außerordentlichen Welle (X-Mode) möglich, da die cut-off Frequenz dieser Mode im Gegensatz zu der der O-Mode bei $n \rightarrow 0$ einem endlichen Wert (f_{ce}) zustrebt. Ausgehend von dieser Eigenschaft wird ein Verfahren entwickelt, die gemessenen Elektronendichteprofili an der ersten Reflexion, die unmittelbar vor den Mikrowellenantennen auftritt, zu eichen. Hierdurch kann das Elektronendichteprofil zum ersten Mal mit Reflektometrie absolut, ohne Normierung auf andere Meßmethoden, bzw. ohne weitere Annahmen über den äußersten Teil des Elektronendichteprofils mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Durch Labormessungen und Modellrechnungen konnte gezeigt werden, daß eine störungsfreie Phasenmessung, die Grundlage des Verfahrens, auch im unmittelbaren Nahfeld von sehr kleinen Mikrowellenantennen möglich ist. Die Verwendung von kleinen Hornantennen erlaubte eine Messung durch einen nur wenige Quadratzentimeter großen Diagnostikschlitz in der ICRH-Schleifenantenne. Zur Rückrechnung des Elektronendichteprofils aus der Phasenmessung wurde ein neuer, schnell konvergenter und numerisch stabiler Algorithmus entwickelt.

Diese Einzelbeiträge zusammengenommen lieferten die Grundlage für einen routinemäßigen Einsatz der Reflektometrie zur Elektronendichteprofilmessung im äußersten Rand eines Fusionsplasmas.

In Anwendung auf Lower Hybrid geheizte Plasmen an ASDEX ist es gelungen, durch die Messung der Elektronendichte in der Ebene der LH-Antenne (Grill), wesentliche Aspekte der Kopplungstheorie der LH-Wellen zu bestätigen. Dabei konnte mit Hilfe der X-Mode-Reflektometrie gezeigt werden, daß leistungsstarke LH-Wellen die für ihre Ausbreitung erforderliche Randplasmadichte unter bestimmten Bedingungen selbst erzeugen und so einen großen Grill-Separatrix-Abstand überbrücken können. Ferner konnte auch die theoretisch

vermutete Oben-Unten-Asymmetrie der Elektronendichteverteilung unmittelbar vor der LH-Antenne durch Reflektometrie bestätigt werden. Die aus den Reflektometriemessungen folgende Zunahme der Turbulenz in der Nähe des LH-Koppelgrills mit steigender Plasmadichte liefert schließlich eine wichtige Basis für das theoretische Verständnis der LH-Wellenkopplung.

9. Ausblick

Möglichkeit der Weiterentwicklung der X-Mode-Randschichtreflektometrie

Für das ASDEX-Nachfolgeexperiment ASDEX Upgrade (AUG), das als einen seiner Schwerpunkte die Untersuchung des Plasmarandes unter reaktor-relevanten Bedingungen hat [21], stellt das in dieser Arbeit entwickelte Randschichtreflektometer eine leistungsfähige Diagnostik dar. Für den Ausbau als Standarddiagnostik ist es notwendig, die Messung während der gesamten Plasmaentladung mit hoher Zeitauflösung durchzuführen. Hierzu braucht man ein Sweepnetzgerät, das einen schnellen Sweep (Sweepzeit $\sim 150 \mu\text{s}$) möglichst kontinuierlich erlaubt (Das in der vorliegenden Arbeit eingesetzte Sweepnetzgerät ermöglicht nur einen Sweep mit $160 \mu\text{s}$ Sweepzeit alle $2,5 \text{ ms}$). Kommerzielle Geräte mit diesen Parametern sind nicht verfügbar, so daß man auf Eigenentwicklungen ausweichen muß. Ein einfacher Lösungsvorschlag wäre die Kombination eines handelsüblichen NF-Verstärkers mit einem nachgeschalteten Hochspannungstransformator. Für die anfallenden Rohdaten braucht man AD-Wandler mit mindestens 10 MHz Wandelrate⁵⁶ und einer Speichertiefe von 100 bis einigen 100 MB, je nach Zahl der verwendeten Kanäle. Durch die Verwendung von leistungsstarken Transputern sollte es möglich sein, die Meßdaten zwischen den Entladungen zu reduzieren. Somit erscheint es als realistisch, fünf Minuten nach der Plasmaentladung das Elektronendichteprofil für die gesamte Entladungsdauer mit etwa $5 - 10 \text{ ms}$ Zeitauflösung (bei Mittelung über je $10 - 20$ Einzelsweeps) zu erhalten.

Eine weitere Einschränkung des in dieser Arbeit betriebenen Systems war die kombinierte Verwendung von Mikrowellenbauteilen im E-Band ($60-90 \text{ GHz}$) und V-Band ($50-75 \text{ GHz}$), so daß nur etwa der Bereich von $58-80 \text{ GHz}$ zur Verfügung stand. Bei Ausnützung der gesamten Bandbreite des Sweeps würde sich der Meßbereich erheblich erweitern. (s. Abb.4a (S11): Die Grenze des Arbeitsbereiches würde sich von $n_{\text{CO}}(80\text{GHz})$ nach $n_{\text{CO}}(90\text{GHz})$ verschieben.).

Durch den Verzicht auf die Intensitätsmessung (s. Abb.5 (S12)) würde eine vierfach höhere Leistung zur Messung der Phase zur Verfügung stehen, wodurch die Möglichkeit von Zählfehlern erheblich eingeschränkt werden könnte (vergl. Abb.52 (S86)).

⁵⁶ Es wäre wünschenswert, von Anfang an eine noch höhere Wandelrate ($\approx 30 \text{ MHz}$) vorzusehen, um bei Bedarf mit noch höheren Streifenfrequenzen ($\approx 5 - 6 \text{ MHz}$) arbeiten zu können. (Vergl. erhöhte Turbulenzen an ASDEX bei LH; Kap.7.2.3.3.)

Eine der Hauptfehlerquellen in der Ortsbestimmung bei dem an ASDEX installierten Reflektometer ist die Verwendung von getrennter Sende- und Empfangsantenne (Kap.6.4.3., Abb.55 (S90)). Die Verwendung von nur einer Antenne (Sende- = Empfangsantenne) ist wegen des nötigen starken Referenzsignals nur für Messungen unmittelbar vor der Antennenöffnung möglich (Kap.3.2.). Eine Kombination aus beiden Konfigurationen (Abb.74) würde hier Abhilfe schaffen. Mit Antenne 1 könnte das Elektronendichteprofil sehr genau im Nahfeld vermessen werden, die Kombination aus Antenne 1 und 2 würde das Profil im Fernfeld liefern.

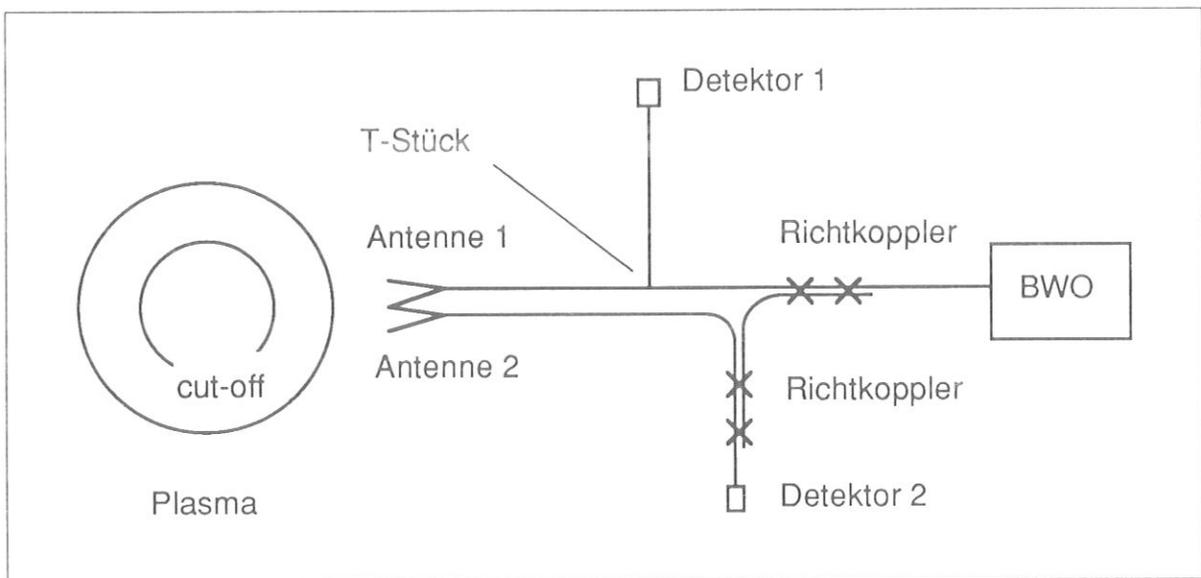


Abb.74 Mögliche Kombination aus Ein- und Zweiantennenkonfiguration für ASDEX Upgrade. Mit Antenne 1 könnte das Elektronendichteprofil sehr genau im Nahfeld vermessen werden, die Kombination aus Antenne 1 und 2 würde das Profil im Fernfeld liefern.

Ein solches Reflektometer könnte auch zur weiteren Untersuchung von Fluktuationen einen wesentlichen Beitrag liefern. Am Ende von Kap.5. wurde gezeigt, wie aus den Sweepmessungen das Niveau der Elektronendichtefluktuationen gewonnen werden kann. Durch einen modifizierten Sweep in beide Richtungen ($df/dt > 0$ und $df/dt < 0$) und mit verschiedenen Sweepgeschwindigkeiten sollte es auch möglich sein, ein ω - k -Spektrum der in radialer Richtung laufenden Fluktuationen zu ermitteln. In Kap.5.1. wurde beschrieben, wie die vom Plasma reflektierte Welle sowohl in der Phase, als auch in der Intensität durch die Fluktuationen moduliert wird. Die starke Modulation der Intensität wurde bis jetzt nur in wenigen Arbeiten korrekt berücksichtigt (s. z.B. [8]). Entsprechend ist auch die Theorie, welche Informationen aus den Intensitätsmodulationen über die

Elektronendichtefluktuationen gewonnen werden können, nur wenig entwickelt. Bei einer Verbesserung dieser Modellvorstellungen (s. a. Kap.5.1.2.) sollte es aber gelingen, gerade aus den Intensitätsmodulationen wichtige Aussagen über die Elektronendichtefluktuationen abzuleiten. Es wäre in diesem Zusammenhang auch vorstellbar, neben einer Sendeantenne an poloidal unterschiedlichen Stellen mehrere Empfangsantennen anzubringen und somit den räumlich-zeitlichen Verlauf der Fluktuationen in poloidaler Richtung in einer Art Reflexionstomographie abzutasten. Besonders im Hinblick auf den H-Mode verspricht eine so verbesserte Fluktuationsdiagnostik interessante Ergebnisse.

Durch die Verwendung von sehr kleinen Antennen ist das in dieser Arbeit entwickelte Reflektometer, im Gegensatz zu allen bisher betriebenen Systemen, sehr flexibel, so daß im Verlaufe des Betriebs von AUG das System durch den Einbau weiterer Antennen den aktuellen Erfordernissen leicht angepaßt werden kann. Durch diese hohe Flexibilität kann ein X-Mode-Randschichtreflektometer auch nachträglich in anderen Maschinen sicherlich ohne größere Probleme installiert werden. An JET wird derzeit die Möglichkeit des Einbaus eines Systems auf der Grundlage der vorliegenden Arbeit untersucht [42].

10. Anhang

Anhang I: Verwendete Formelzeichen

Vektorielle Größen werden durch Fettdruck gekennzeichnet. Soweit nichts anderes angegeben ist, bedeuten entsprechende Formelzeichen in Normaldruck die zugehörigen Beträge (z.B. $B = |\mathbf{B}|$). In Fällen, in denen eine Verwechslung ausgeschlossen erscheint, wurde gelegentlich eine Mehrfachbelegung von Symbolen in Kauf genommen, um nicht unnötig von der allgemein üblichen Nomenklatur abzuweichen. (Zur Reihenfolge: Lateinische Symbole stehen vor griechischen Symbolen, Buchstaben- vor Zahlenindizes.)

a)	A	Abkürzung (s. Kap.3.2.)
	a	kleiner Plasmaradius (i.allg.40 cm an ASDEX, s. Abb.1 (S2) und Abb.6 (S13))
	a_{BWO}	Amplitudencharakteristik des BWO ($\sim [P_{mW}]^{1/2}$, Abb.24 (S41))
	a_f	Fluktuationsamplitude der cut-off Fläche (s. Abb.33 (S54))
b)	B	Magnetische Induktion
	B	Abkürzung (s. Kap.3.2.)
	b	Höhe der Öffnung der Mikrowellenantenne
	B_g	Gesamt magnetfeld (Vektorsumme aus Toroidal- und Poloidalfeld)
	B_{max}	Maximalwert des Magnetfeldes entlang eines Kreises in der Torusebene
		mit dem Radius R (tritt bei Betrachtung des Feldripples ϵ auf)
	B_{min}	Minimalwert des Magnetfeldes entlang eines Kreises in der Torusebene
		mit dem Radius R (tritt bei Betrachtung des Feldripples ϵ auf)
	B₀	äußeres Magnetfeld (Kap.2.; \leftrightarrow magnetisches Wechselfeld einer elektromagnetischen Welle)
	B₀	Betrag des Vakuummagnetfeldes auf der Torusseesele
	B_p	poloidales Magnetfeld (s. Abb.1 (S2))
	B_r	Amplitude des Magnetfeldripples
	B_t	toroidales Magnetfeld (s. Abb.1 (S2))
	β	Plasmadruck / Magnetfelddruck
c)	C	Abkürzung (s. Kap.3.2.)
	c₀	Lichtgeschwindigkeit
	c	Abstand von einem Punkt auf der Mittelachse zum Mittelpunkt einer Antennenöffnung bei Zweiantennenkonfiguration (s. Abb.55 (S90))
	c	Streckungsfaktor für die Gewinnung von χ^k aus N^k (s. Gl.17 (S20))
d)	D	Komponente des Dielektrizitätstensors (Gl.2 (S5))
	d	Abstand (Antenne - cut-off) bzw. (Antenne - Metallspiegel)
	\tilde{d}	mittlere quadratische Auslenkung der cut-off Fläche bei Fluktuationen
	D_{gs}	Grill-Separatrix-Abstand = $R_g - (R_p + a)$
	δ	Abstand der Mittelpunkte der Antennenöffnungen bei Zweiantennenkonfiguration (s. Abb.55 (S90))
e)	E	elektrisches Feld
	E_r	Amplitude des Referenzsignals
	E_{ref}	komplexe Amplitude der reflektierten Welle bei numerischer Nahfeldrechnung (Gl.26 (S33))
	E_s	Amplitude des vom Plasma empfangenen Signals
	ϵ	Magnetfeldripple (s. Kap.6.4.1.a)
	ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums

f)	F(l)	gefiltertes Detektorsignal (s. Abb.53 (S87))
	F(l)'	zeitliche Ableitung des gefilterten Detektorsignals (= dF(l)/dt, s. Abb.53 (S87))
	f	Frequenz der Mikrowellen
	f _{ce}	Elektronzyklotronfrequenz (≈ 28 · 10 ⁹ B/T Hz)
	f _{ci}	Ionenzyklotronfrequenz (≈ 15,26 · 10 ⁶ B/T Hz)
	f _{co} , f _{co.x} , f _{co.o}	cut-off Frequenz der Mikrowelle im Plasma (X-/O-Mode)
	f _{cr}	kritische Frequenz beim Überspringen von Dichteeinbrüchen (s. Abb.50 (S79))
	f _o	tatsächliche Frequenz (bei Frequenzmessung)
	f _{fluct}	Frequenz der Fluktuationen
	f _{fringe}	Streifenfrequenz: (dΦ _g /dt)/2π
	f _{int.flukt.max}	Frequenz, oberhalb welcher Intensitätsfluktuationen vernachlässigbar sind
	f _l	Frequenzwert der l-ten Stützstelle bei Profilirückrechnung
	f _{oc}	obere cut-off Frequenz der außerordentlichen Welle
	f _{oh}	obere Hybridfrequenz
	f _{pe}	Elektronplasmafrequenz (≈ 9.0 (n _e / m ⁻³) ^{1/2} Hz)
	f _s (t)	Zeit-Frequenz-Charakteristik des Sweeps (Gl.37 (S66))
	f(v)	Geschwindigkeitsverteilung
	f _{ZF}	Zwischenfrequenz beim Sweep bedingt durch die Phasenverschiebung in den Hohlleitern: (dΦ _{wg} (f)/df) (df/dt) /2π
	Δf ₁	Meßfehler durch Frequenzmesser
	Δf ₂	Meßfehler durch Frequenzzeichnung an den Leistungsmaxima des BWO
	φ	toroidaler Winkel (s. Abb.1 (S2))
	$\tilde{\Phi}$	Amplitude der Phasenfluktuationen
	<dΦ/dt>	Phasendrift
	δΦ	nichtlinearer Teil der Phase im Antennennahfeld (s. Abb.18 (S34))
	Δφ	Phasendifferenz der Welle in benachbarten Hohlleitern des LH-Grills
	ΔΦ	Phaseninkrement beim Frequenzsweep: = Φ _{l+1} - Φ _l
	ΔΦ _A	Teil des Phaseninkrements durch Änderung des Brechungsindex
	ΔΦ _B	Teil des Phaseninkrements durch Verschiebung des cut-offs
	Φ _{EA}	Phase des reflektierten Signals in Einantennenkonfiguration
	Φ _{fluct} (f,t)	durch Fluktuationen bedingter Anteil der Phasenverschiebung: Φ _p (f,t) = $\bar{\Phi}_p$ (f) + Φ _{fluct} (f,t)
	Φ _g	gesamte Phasenverschiebung, Summe aus Phasenverschiebung im Plasma und den Hohlleitern: = Φ _p + Φ _{wg}
	$\bar{\Phi}_g$	zeitlich gemittelte Phasenverschiebung: = <Φ _g (f,t)> _t
	Φ _{i i=2-M}	Phase der Störsignale bez. des Referenzsignals bei Einantennenkonfiguration
	Φ _l	Phasenwert der l-ten Stützstelle bei Profilirückrechnung (= Φ _p (f _l))
	Φ _{l,app,k}	Phasenwert der l-ten Stützstelle der k-ten Näherung bei Profilirückrechnung
	Φ _{l,gem}	Wert der l-ten Stützstelle der im Plasma gemessenen Phasenverschiebung bei Profilirückrechnung
	Φ _p	Phasenverschiebung im Plasma (s. Gl.14 (S15))
	$\bar{\Phi}_p$	zeitlich gemittelte Phasenverschiebung: = <Φ _p (f,t)> _t

	Φ_p^0	angenommene, wahre Phasenverschiebung im Plasma
	$\langle \Phi_p(f) \rangle$	Phasenmittel aus mehreren Sweeps: $= (\sum_{k=1, m} \Phi_{p,k}(f)) / m$
	$\Phi_{p,k}$	Phasenmessung aus k-tem Einzelsweep: $= \Phi_p(f(t), t)$ mit $f(t)$ entsprechend dem gewählten Sweepmodus
	Φ_{ref}	Phase der reflektierten Welle bei numerischer Nahfeldrechnung (Kap.3.2.3.)
	$\Phi_{st}(f)$	Störterm bei Phasenbestimmung
	Φ_{wg}	Phasenverschiebung im Hohlleitersystem ($wg = \text{waveguide}$)
	Φ_{ZA}	Phase des reflektierten Signals in Zweiantennenkonfiguration
	Φ_0	Phase des Referenzsignals bei Einantennenkonfiguration
	Φ_1	Phase des vom Plasma reflektierten Signals bez. des Referenzsignals bei Einantennenkonfiguration
	$\Delta\Phi _{60-72}$	Phasenverschiebung beim Sweep von 60 -72 GHz
	$\Delta\Phi _{60-75}$	Phasenverschiebung beim Sweep von 60 -75 GHz
h)	η	spezifischer Widerstand (des Plasmas)
i)	I	Intensität der Mikrowelle; Detektorsignal (wird in dieser Arbeit immer in relativen Einheiten angegeben)
	I	Auf Sweep ohne Plasma / Metallspiegel normiertes Detektorsignal: $= I / I_R$
	I_p	Plasmastrom (s. Abb.1 (S2))
	I_R	Detektorsignal ohne Plasma bzw. ohne Metallspiegel
	I_1	gemischtes Signal, [Detektor 1 (Abb.22 (S38) bzw. Abb. 27 (S48))]
	I_2	Intensitätssignal, [Detektor 2 (Abb.22 (S38) bzw. Abb. 27 (S48))]
k)	\underline{K}	Dielektrizitätstensor (s. Gl.2 (S5))
	\mathbf{k}	Wellenvektor
	$k_{ }$	Komponente des Wellenvektors parallel zum Magnetfeld
	k_{\perp}	Komponente des Wellenvektors senkrecht zum Magnetfeld
	k_0	Vakuumwellenvektor
l)	L	Zahl der Segmente bei numerischer Nahfeldrechnung (Kap.3.2.3.)
	ΔL	Längendifferenz zwischen Signal- und Referenzzweig
	λ	Wellenlänge
	λ_f	Wellenlänge der Fluktuationen in poloidaler Richtung (s. Abb.33 (S54))
	λ_H	Wellenlänge im Hohlleiter (s. Kap.3.3.)
	λ_K	kritische Wellenlänge eines Hohlleiters (Vakuumwellenlänge die der cut-off Frequenz im Hohlleiter entspricht, s. Kap.3.3.)
	λ_0	Vakuumwellenlänge
m)	\mathcal{M}	Meßoperator: $\mathcal{M} := n(r) \rightarrow \Phi_p(f)$ (nach Gl.14 (S15))
	M	Zahl der betrachteten Störsignale + 1 bei Einantennenkonfiguration (s. Kap.3.2.1.)
	m	Zahl der Sweeps, für Berechnung eines gemittelten Dichteprofiles (≈ 40)
	m_{α}	Masse der Spezies α
	μ_0	Magnetische Feldkonstante
n)	\mathbf{N}	(vektorieller) Brechungsindex ($=k/k_0$)
	N_{\perp}	Komponente des Brechungsindex senkrecht zum Magnetfeld ($N_{\perp} = k_{\perp} c_0 / \omega$)
	$N_{ }$	Komponente des Brechungsindex parallel zum Magnetfeld ($N_{ } = k_{ } c_0 / \omega$)
	n, n_e	Elektronendichte (Teilchen/Volumen)
	$\langle n \rangle, \langle n_e \rangle$	liniengemittelte Elektronendichte (Teilchen/Volumen)
	$\hat{n}(r)$	Absolutwert der Elektronendichtefluktuationen
	$\bar{n}(r)$	zeitlich gemitteltes Elektronendichteprofil, auf einer Zeitskala, die groß ist gegenüber der der Fluktuationen

	n_α	Dichte der Spezies α (Teilchen/Volumen)
	n_{CO}	cut-off Dichte
	$N_{\parallel, \text{crit}}$	kritisches N_{\parallel} für Akzessibilität der LH-Welle (s. Kap.7.2.1.)
	n_{cr}	kritische Dichte für Reflexion am Plasma (s. Abb.56 (S91))
	n_g	Elektronendichte in der Ebene des LH-Grills (s. Abb.64 (S105))
	∇n_g	Elektronendichtegradient in der Ebene des LH-Grills (s. Abb.64 (S105))
	$n(r,t)_{\text{fluct}}$	Durch Fluktuationen bedingte Abweichung des Elektronendichteprofiles vom zeitlichen Mittelwert ($n(r,t) = \bar{n}(r) + n(r,t)_{\text{fluct}}$)
	$\{n_k\}$	Menge aller Dichteprofile aus Einzelsweeprückrechnung
	$n_k(f)$	Elektronendichte als Funktion der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz für k-ten Sweep; zusammen mit $r_k(f)$ Parameterdarstellung des Dichteprofiles bei Einzelsweeprückrechnung
	$n_k(r)$	theoretisches Dichteprofil aus Einzelsweeprückrechnung bei angenommener unendlich schneller Messung für k-ten Sweep
	n^k	k-te Näherung des Elektronendichteprofiles ($= \{n_l^k, r_l^k\}_{l=1..s}$)
	N^k	Brechungsindex, der sich aus dem k-ten Näherungsprofil ergibt
	\mathcal{X}^{k+1}	Für Iteration benötigter Näherungswert für N^{k+1} (s. Gl.18 (S20))
	n_l	Dichtewert der l-ten Stützstelle bei Profilirückrechnung ($= n(r_l)$, s. Abb.8 (S18))
	n_l^k	Dichtewert der l-ten Stützstelle der k-ten Näherung bei Profilirückrechnung
	$\bar{n}(r)^*$	mittlere Elektronendichte, aus Phasenmittelung ($\bar{n}(r)^* := \mathcal{R}(\langle \Phi_p(f) \rangle)$)
o)	ω	Kreisfrequenz ($= 2\pi f$)
	$\omega_{\text{C}\alpha}$	Zyklotronfrequenz der Spezies α (s. Gl.5 (S6))
	ω_{ce}	Elektronenzyklotronfrequenz ($= 2\pi f_{\text{ce}}$)
	ω_{ci}	Ionenzyklotronfrequenz ($= 2\pi f_{\text{ci}}$)
	ω_{uc}	untere cut-off Frequenz der außerordentlichen Welle (Gl.12 (S8))
	ω_{LH}	Frequenz der LH-Resonanz bei $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ (Gl.46 (S102))
	ω_{oc}	obere cut-off Frequenz der außerordentlichen Welle (Gl.11 (S8))
	ω_{oh}	obere Hybridfrequenz (Gl.10 (S8))
	$\omega_{\text{p}\alpha}$	Plasmafrequenz der Spezies α (s. Gl.4 (S6))
	ω_{pe}	Elektronenplasmafrequenz ($= 2\pi f_{\text{pe}}$)
p)	P	Komponente des Dielektrizitätstensors (s. Gl.2 (S5))
	P	Leistungsspektrum
	p	Plasmadruck
	P_{ICRH}	ICRH-Leistung
	P_{inc}	eingestrahlte Leistung
	P_{LH}	Leistung der Lower Hybrid Wellen
	P_{mW}	Ausgangsleistung des Mikrowellengenerators (s. Abb.24 (S41))
	P_{NI}	Neutralteilchenleistung
	P_{refl}	reflektierte Leistung
q)	q_α	Ladung der Spezies α
r)	R	großer Radius = Abstand eines Punktes von der Torusachse
	R	Reflexionskoeffizient der Mikrowellen am cut-off (s. Kap.6.4.4.)
	\mathcal{R}	Rückrechenoperator: $\mathcal{R} = \mathcal{M}^{-1} := \Phi_p(f) \rightarrow n(r)$
	$\langle R \rangle$	über die einzelnen Hohlleiter gemittelter Reflexionskoeffizient der LH-Wellen
	r	geometrischer kleiner Radius = Abstand eines Punktes von der Torusseesele;

		In der Mittelebene des Torus: $r = R - 1,65 \text{ m}$
	r_{ij}	Abstand des i-ten Elementes der Sendeantenne zum j-ten Element der virtuellen Empfangsantenne (s. Abb.16 (S33))
	Δr	Ortsinkrement beim Sweep: $\Delta r = r_{l+1} - r_l$
	r_a	Ort der Öffnung der Mikrowellenantennen (Abstand von der Torussele)
	R_a	Ort der Öffnung der Mikrowellenantennen (Abstand von der Torusachse)
	r_{co}	Ort der cut-off Stelle im Torus
	$r(f)$	Amplitudenreflexionskoeffizient des Metallspiegels
	R_g	Ort des LH-Grills (= Abstand der Hohlleiteröffnungen von der Torusachse)
	r_l	Ort der l-ten Stützstelle bei Profilrückrechnung (Abb.8 (S18))
	r_l^k	Ort der l-ten Stützstelle der k-ten Näherung bei Profilrückrechnung
	$r_k(f)$	Ort als Funktion der eingestrahlenen Mikrowellenfrequenz für den k-ten Sweep; zusammen mit $n_k(f)$ Parameterdarstellung des Dichteprofiles bei Einzelsweeprückrechnung
	R_p	horizontale Plasmalage (= Radius des Kreises, der die Mitte der Plasmasäule bestimmt)
	R_o	großer Radius des Torus (bei ASDEX $R_o = 1,65 \text{ m}$)
s)	S	Poyntingvektor
	S	Komponente des Dielektrizitätstensors (s. Gl.2 (S5))
	s	Zahl der Stützstellen bei Diskretisierung von $\Phi(f)$ und $n(r)$ falls $s_\phi = s_n$
	s_ϕ	Zahl der Stützstellen bei Diskretisierung von $\Phi(f)$ für Profilrückrechnung
	s_j	komplexe Amplitude bei Einantennenkonfiguration ($s_j = s_j \exp(2\pi i \Phi_j)$)
	$s_{li=2-M}$	Amplitude der Störsignale bei Einantennenkonfiguration
	s_n	Zahl der Stützstellen bei Diskretisierung von $n(r)$ für Profilrückrechnung
	s_o	Amplitude des Referenzsignals bei Einantennenkonfiguration
	s_1	Amplitude des reflektierten Signals bei Einantennenkonfiguration
t)	T	Temperatur
	T	Gesamtzeit bei Mittelung
	t	Zeit
	T_e	Elektronentemperatur
	τ_E	Energieeinschlußzeit
	τ_f	typische Zeitskala der Fluktuationen
	t_{ll}	Amplitudentransmissionskoeffizient des T-Stücks in Längsrichtung
	t_{lt}	Amplitudentransmissionskoeffizient des T-Stücks in Querrichtung
	τ_R	Repetitionszeit des Sweeps (s. Abb.39 (S66))
	τ_S	Sweepzeit (s. Abb.39 (S66))
	ϑ	Poloidalwinkel (Abb.1 (S2))
u)	U_H	Helixspannung des BWO
v)	v	Geschwindigkeit
	v_e	Elektronengeschwindigkeit $(2 E_{kin}/m_e)^{1/2}$
	v_{ph}	Phasengeschwindigkeit
	v_{th}	thermische Geschwindigkeit $(kT_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$
x)	X	normierte Plasmadichte (Abb.63 (S103))
	x	Ausbreitungsrichtung der Welle im slab Modell (Abb.6 (S13))
	x_p	Vakuumpalt zwischen Grill und Plasma im Kopplungsmodell (s. Abb.64 (S105))
y)	y	Koordinate $\perp \mathbf{B} \perp \mathbf{k}$ im slab Modell (Abb.6 (S13))
z)	z	Koordinate in Magnetfeldrichtung im slab Modell (Abb.6 (S13))

Anhang II: Tabelle wichtiger Abkürzungen und häufig benützter Fachausdrücke

ASDEX	Axialsymmetrisches Divertor-Experiment (großes Tokamak-Experiment in Garching)
AUG	ASDEX Upgrade (Nachfolgeexperiment von ASDEX)
BWO	Rückwärtswellenoszillator (backward wave oscillator) breitbandig durchstimmbare Mikrowellenquelle (s. Kap.4.2.)
Divertor	Nebenkammer im Tokamak, in die die Teilchen des äußersten Plasmarandes magnetisch abgelenkt werden (engl. to divert = ablenken)
DIII-D	Doublet three D (Tokamak-Experiment in San Diego, USA)
E-Band	Mikrowellenband 60-90 GHz
ECRH	Elektronenzyklotronresonanzheizung
FS	Faradayschirm
Faradayschirm	Gitter aus Metallstäben vor der ICRH-Schleifenantenne. Es dient dazu, die Polarisation der abgestrahlten Welle vorzugeben. (s. Abb.25 (S43))
Grill	= LH-Grill
H _α -Signal	Lichtsignal der H _α -Linie aus dem Plasma
H-Mode	Plasmazustand mit erhöhtem (H = high) Einschluß und vermindertem Fluktuationsniveau (s. a. Abb.59 (S97))
ICRH	Ionenzyklotronresonanzheizung
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor (von Europa, Japan, UdSSR und USA geplantes Großexperiment)
JET	Joint European Torus (Europäisches Tokamak-Experiment in England)
LH	Lower Hybrid
LH-Grill	Antenne zum Einstrahlen von LH-Wellen (s. Abb.26 (S43))
L-H-Übergang	Plötzlich eintretender Übergang vom L-Mode in den H-Mode
Limitier	materielles Begrenzungselement in einem Tokamak, dient dazu, einen definierten Kontakt des äußersten Plasmarandes mit der Wand zu erreichen. (s. Abb.23 (S40))
L-Mode	zusatzgeheizter Plasmazustand mit niedrigem (L = low) Einschluß (<-> H-Mode)
MW....	Mikrowellen.....
NET	Next European Torus
NI	Neutralteilcheninjektion (Verfahren der Plasmaheizung)
O-Mode	Ordinary Mode, ordentliche Welle: $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$
OH	ohmsch, auf nichtzusatzgeheizte Plasmen bezogen
Petula	Tokamak-Experiment in Grenoble (Frankreich)
Separatrix	letzte geschlossene magnetische Flußfläche. Sie trennt, den Bereich geschlossener Flußflächen von der scrape-off layer
scrape-off layer	Abschältschicht, Bereich außerhalb der geschlossenen Magnetfeldlinien. Alle Magnetfeldlinien in diesem Bereich treffen auf materielle Begrenzungen.
TFR	Tokamak de Fontenay aux Roses (Tokamak-Experiment bei Paris)
TJ-1	Tokamak-Experiment in Spanien
Tokamak	torusförmiges Gefäß mit Magnetspulen (s. Abb.1 (S2)) (russ. toroidalnaja kamera s magnititscheskimi katuschkami)
T-10	Tokamak-Experiment in Moskau
Tore Supra	Tokamak-Experiment in Cadarache (F) mit supraleitenden Hauptfeldspulen
V-Band	Mikrowellenband 50 - 75 GHz
WKB	Nach Wentzel, Kramers und Brillouin benannte Näherungsmethode zur Lösung von Differentialgleichungen
W-VII-AS	Wendelstein-VII advanced stellarator (Stellatorexperiment in Garching)
X-Mode	Extraordinary Mode, außerordentliche Welle: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$
00ππ	Phaseneinstellung der Welle in den Hohlleitern des LH-Grills, bei denen aus je zwei benachbarten Hohlleitern die gleiche Phase abgestrahlt wird, und benachbarte Blöcke eine Phase von 180° haben (00ππ00ππ00ππ00ππ....). (s. Kap.7.2.1.)
#	Schußnummer (Alle Plasmaentladungen werden zur Datenarchivierung numeriert.)

11. Literatur

1. Die Taper wurden numerisch von Herrn Dr. Thumm, Universität Stuttgart berechnet.
2. Use of Electron Cyclotron Waves in Tore Supra. Report Cadarache, June 1989
3. Anabitarte, E., E. G. Bustamante, M. A. G. Calderon, J. M. Senties, A. P. Navarro and J. Sanchez. Determination of the electron density profile and its fluctuations by broadband microwave reflectometry in the TJ-1 tokamak. *J.Phys. D:Appl. Phys.* **21** : 1384-1390, 1988
4. Anisimov, A. I., N. I. Vinogradov, V. E. Golant and B. P. Konstantinov. Method of investigating electron spatial distribution in a plasma. *Soviet Physics technical Physics.***5**(9): 939-1074, 1961
5. Bottollier-Curtet, H. Réflexométrie hyperfréquence pour la détermination de la densité électronique et de ses fluctuations sur le Tokamak Petula-B, Doktorarbeit Universität Paris-XI. Orsay, DRFC-SIG EUR-CEA-FC 1313, 1986
6. Bottollier-Curtet, H. and G. Ichtchenko. Microwave reflectometry with the extraordinary mode on tokamaks: Determination of the electron density profile of Petula-B. *Rev.Sci.Instrum.* **58**(4): 539-546, 1986
7. Brambilla, M. Slow-wave launching at the lower hybrid frequency using a phased waveguide array. *Nuclear Fusion.***16**(1): 47-54, 1976
8. Busankin, W. W., W. A. Werschkow, W. W. Drewal and W. A. Schurawlew. Issledowanje plazmy T-10 s pomoschtschju otraschjonnowo swtsch-signalu (russ; Plasmauntersuchung an T-10 mit Hilfe eines reflektierten Mikrowellen-Signals). *Woprosy atomnoj nauki i tehniki, ser. termojadernyi sintes,* (2): 63-65, 1988
9. Calderon, M. A. G. and F. Simonet. Experimental study of a swept reflectometer with a single antenna for plasma density profile measurements. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves.***6**(7): 605-628, 1985
10. Cardinali, A., R. Cesario, R. Paoletti and V. Pericoli-Ridolfini. Parametric decay instabilities studies in ASDEX. *Controlled Fusion and Plasma Heating, Amsterdam, EPS, conf. proc.,* **14b**: 1203-1206, 1990
11. Cavallo, A. and R. Cano. Proposal for density profile measurements by reflectometry in large tokamaks. DRFC-SCP, EUR-CEA-FC-1137 Jan. 1982
12. Cesario, R. e. al. Plasma turbulence induced by rf power and frequency spectral broadening during Lower Hybrid current drive experiment on ASDEX. (to be sub. for pub. 'Nuclear Fusion' 1991)
13. Doane, J. L., E. Mazzucato and G. L. Schmidt. Plasma density measurements using FW-CW millimeter wave radar techniques. *Rev. Sci. Instrum.* **52**(1): 12-15, 1981
14. Doyle, E. J., T. Lehecka, N. C. Luhmann and W. A. Peebles. X-Mode broadband reflectometric density profile measurements on DIII-D. *Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc.,***14b**: 1596-1599, 1990
15. England, A. C. Power transmission and coupling for radiofrequency heating of plasmas. *Nuclear Fusion.***29**(9): 1527-1633, 1989
16. Gehre, O. Measurement of electron density profiles on ASDEX by HCN-laser interferometry. Basic and advanced diagnostic techniques for fusion plasmas. EUR 10797 EN Vol. II, Varenna Sep. 1986

17. Gehre, O. and K. W. Gentle. Modifications of density profile and particle transport in ASDEX during lower hybrid heating and current drive. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc., **14b**: 70-73, 1990
18. Gormezano, C. and D. Moreau. Lower hybrid wave coupling in the WEGA Tokamak. Plasma Physics and Controlled Fusion. **26** (3): 553-564, 1984
19. Hofmann, J. Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen hochionisierter Rydberg-Atome am Experiment ASDEX. Doktorarbeit TU München, IPP III/141, Jan. 1989
20. Hubbard, A. E. Measurement of electron density on JET by microwave reflectometry, Doktorarbeit Universität London/ Imp. College, Mai 1987
21. Köppendörfer, W. ASDEX Upgrade - ein Tokamakexperiment mit reaktorrelevantem Divertor. Phys. Bl. **46** (8): 324-326, 1990
22. Lehecka, T. M. Millimeter-Wave Reflectometry Diagnostics on the DIII-D Tokamak, Doktorarbeit Universität von Kalifornien LA (UCLA), 1989
23. Lenoci, M. and G. Haas. Investigation of the parameters in the boundary plasma of ASDEX by means of a Langmuir probe, IPP III/133, Juli 1986
24. Leuterer, F. e. al. Lower hybrid experiments at 2.45 GHz in ASDEX. Controlled Fusion and Plasma Physics. EPS, conf. proc. Venice, **13b**, IV: 1287-1290, 1989
25. Leuterer, F. e. al. Coupling of the 2 x 24 Waveguide Grill at 2.45 GHz in ASDEX. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc., **14b**: 1287-1290, 1990
26. Leuterer, F. e. al. Coupling of the 2 x 24 Waveguide Grill for Lower Hybrid Waves in ASDEX. Submitted for pub. in Plasma Physics and Controlled Fusion 1990
27. Lisitano, G. Anwendung der sinusförmigen Interferenztechnik zum Bau eines Reflektometers und Polarimeters im mm-Wellenbereich. Nachrichtentechnische Zeitschrift. **15** (9): 447-450, 1962
28. Manso, M. e. al. Localized density measurements on ASDEX using microwave reflectometry. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc., **14b**, IV: 1560-1563, 1990
29. Mayberry, M. J. e. al. Coupling of fast waves in the ion cyclotron range of frequencies to H-mode plasmas in DIII-D. Nuclear Fusion. **30** (4): 579-597, 1990
30. McCormick, K. e. al. Measurement of the scrape-off layer density profile on ASDEX via an energetic neutral lithium beam. Rev. Sci. Instrum. **56** (5): 1063-1065, 1985
31. Millot, P., F. Mourgues and M. Paume. Edge electron density measurements by ordinary mode reflectometry on tore supra. Controlled Fusion and Plasma Physics, Amsterdam, 1990 (post-deadline, unpublished)
32. Millot, P. and F. Simonet. A broadband microwave reflectometer for tore supra. Controlled Fusion and Plasma Physics. **11**: 1303, Madrid, 1987
33. Motley, R. W., W. M. Hooke and G. Ananina. Formation of Thermal Eddies during rf Heating of Plasmas. Phys. Rev. Letters. **43** (24): 1799-1802, 1979
34. Motley, R. W., W. M. Hooke and C. R. Gwinn. Generation of ponderomotive craters during high power microwave irradiation of plasmas. Physics Letters. **77A** (6): 451-454, 1980
35. Niedermeyer, H. IPP, Persönliche Mitteilung. 1990

36. Noterdaeme e. al. H-mode Studies on ASDEX with ICRH. H-Mode Workshop March 1989
37. Ohkubo, K. and K. Matsumoto. Waveguide Coupling during Lower Hybrid Current Drive in a Tokamak. Japanese Journal of Applied Physics **26**(1): 142-147, 1987
38. Petrzilka, V. A. On lower hybrid wave scattering by plasma fluctuations. Czechoslovak journal of physics. **B 38**: 937-940, 1988
39. Petrzilka, V. A. On lower hybrid wave scattering in tokamaks with hollow current profiles. Czechoslovak Journal of Physics. **B 38**: 1409-1411, 1988
40. Porkolab, M. e. al. Lower hybrid heating experiments on the Alcator-C and the Versator-II tokamaks. heating in toroidal plasmas, 469-483, 3rd Varenne-Grenoble int. symp., 1982
41. Preis, H. Berechnung des magnetischen Feldes, der magnetischen Kräfte und des Betriebsverhaltens großer Spulensysteme für Fusionsexperimente, Doktorarbeit, IPP III/24, 1976
42. Prentice, R., JET, persönliche Mitteilung. 1991
43. Prentice, R., A. C. C. Sips, J. A. Fessey and A. E. Costley. First measurements of electron density profiles on JET with a multichannel reflectometer. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc., **14b**: 1500-1503, 1990
44. Puri, S. Edge plasma heating via cyclotron harmonic interaction., IPP 4/234 Dec. 1987
45. Raeder, J. e. al. "Kontrollierte Kernfusion." 1981 Teubner. Stuttgart
46. Rhodes, T. C., C. P. Ritz and H. Lin. Turbulent Enhancement of Particle and Heat Fluxes during Sawtooth Oscillations in a Tokamak Edge Plasma. Physical Review Letters **65**(5): 583-586, 1990
47. Röhr, H., K.-H. Steuer, H. Murmann and D. Meisel. Periodic multichannel Thomson scattering in ASDEX, IPP III/121b, Juli 1987
48. Rudyj, A. Untersuchung der Randschichtfluktuationen, Diplomarbeit, IPP III/117 Jan. 1987
49. Rudyj, A. Untersuchung transportrelevanter Fluktuationen in der Randschicht von ASDEX, Doktorarbeit TU München, IPP III/160, Juli 1990
50. Rudyj, A. e. al. Investigations of low-frequency fluctuations in the edge plasma of ASDEX. Controlled Fusion and Plasma Physics. **13b**, 1: 27-30, Venice, 1989
51. Sanchez, J. and H. J. Hartfuß. Reflectometry observations of density fluctuations in wendelstein VII-AS stellarator. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam, EPS, conf. proc., **14b**: 1572-1575, 1990
52. Schurawlew, W. A. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, private Mitteilung. 1989
53. Schurawlew, W. A. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, private Mitteilung. 1990
54. Simonet, F. Etude de la réflectométrie hyperfréquence en modes ordinaire et extraordinaire pour la mesure du profil radial et des fluctuations locales de la densité électronique dans les tokamaks, Doktorarbeit Universität Nancy I, Juni 1985
55. Simonet, F. Measurement of electron density profile by microwave reflectometry on tokamaks. Rev.Sci.Instrum. **56**(5): 664-669, 1985
56. Steinmetz, K., H. Niedermeyer, J.-M. Noterdaeme, F. Wesner and F. Wagner. Heating and

- confinement in the ion cyclotron range of frequencies on the divertor tokamak ASDEX. Nuclear Fusion. **29** (2): 277-294, 1988
57. Stevens, J., M. Ono, R. Horton and J. R. Wilson. Edge density profile effects for lower hybrid waveguide coupling. Nuclear Fusion. **21** (10): 1259-1264, 1981
58. Stix, H. "The theory of plasma waves." Advanced Physics Monograph Series. McGraw-Hill ed. 1962 New York, San Francisco, Toronto, London
59. Stoeckel, J. CAS, Institute of Plasma Physics Praha, persönliche Mitteilung. 1990
60. Tsois, N. e. al. Scrape-off layer investigation by Langmuir probes in ASDEX. Controlled Fusion and Plasma Physics. EPS conf. proc. Vencie, **13b**, III: 907-910, 1989
61. Vershkov. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, persönliche Mitteilung. 1990
62. Voitsenya, V. S. e. al. Flux of metal impurities from the antenna during rf plasma production and heating in the Uragan-3 torastron. Sov.J.Plasma Phys. **14** (6): 385-389, 1988
63. Wagner, F. e. al. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak. Physical Review Letters. **49** (19): 1408-1411, 1982
64. Walowitsch, M. e. al. Collective-scattering of the spectra of small-scale plasma density fluctuations in the CASTOR tokamak. Sov.J.Plasma.Phys. **15** (5): 297-300, 1989
65. Werschkow, W. A., W. W. Drewal and W. A. Schurawlew. Radar study of plasma turbulence in the T-10 tokamak. Sov.J.Plasma Phys. **15** (4): 294-296, 1989
66. Wesner, F. e. al. Measurement of fast Particles in front of the ICRH-antenna of ASDEX, IAEA Technical Committee Meeting on ICRH/Edge Physics, Proceedings in Fusion Engineering and Designs **12**: 193-196, 1990

Danksagung

- Ich danke Herrn Prof. Dr. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Leitung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchführen zu können.
- In der Abteilung Technologie ergeht mein besonderer Dank an Herrn Prof. Dr. Wilhelm dafür, daß er den Fortgang der Arbeit stets mit großem Interesse verfolgt hat.
- Bei Herrn Dr. Wesner möchte ich mich sehr herzlich für die Förderung der Arbeit im Rahmen der ICRH-Gruppe bedanken.
- Für die intensive Unterstützung seitens der LH-Gruppe durch Herrn Dr. Leuterer und Herrn München möchte ich mich sehr herzlich bedanken.
- Für die Betreuung der Arbeit durch Herrn Dr. Noterdaeme ergeht mein herzlichster Dank.
- Bei Herrn Dr. Lisitano möchte ich mich für das große Vertrauen bedanken, das er mir mit der Bereitstellung seines Labors für meine Arbeit entgegenbrachte.
- Die hervorragende Zusammenarbeit mit Herrn Gernhardt, der es mir ermöglichte, meine Messungen an ASDEX mit dem von ihm betreuten Datenerfassungssystem durchzuführen, wird mir stets in angenehmer Erinnerung bleiben.
- Für die Unterstützung bei allen hochfrequenztechnischen Aspekten möchte ich mich bei Herrn Hofmeister und Herrn Braun bedanken.
- Für die Hilfe bei der technischen Planung und Installation der Mikrowellenschaltung an ASDEX ergeht mein Dank an die Herren Fritsch, Dieterle und Heilmaier.
- Herrn Dr. Thumm danke ich sehr herzlich für die Berechnung der nichtlinearen Taper.
- Mein Dank ergeht auch an die zahlreichen weiteren Kollegen am Institut, die mich bei der Durchführung der Arbeit unterstützt haben.

.....
Die Arbeit wurde teilweise durch ein Stipendium der Hanns-Seidel-Stiftung gefördert.

Lebenslauf

- Persönliche Daten: Schubert, Richard Walter
 Geboren: 13.04.60 in Hof/Saale
 als Sohn des Landwirts
 Wilhelm Schubert und
 seiner Frau Frieda Schubert
 Staatsangehörigkeit: deutsch
- Sept. 1966 - Juli 1969 Pestalozzischule Rehau (Grundschule)
 Sept. 1969 - Juli 1972 Gutenbergschule Rehau (Grund- und Hauptschule)
 Sept. 1972 - Juli 1976 Staatliche Realschule Rehau
 Sept. 1976 - Juni 1978 Staatliche Fachoberschule Hof
 Sept. 1978 - Juli 1980 Kollegstufe am Gymnasium Selb
 Juli 1980 - Sept 1981 Grundwehrdienst in Daun/Eifel und Hof/Saale
 WS 1981 - SS 1983 Grundstudium Physik: Universität Bayreuth
 Okt. 1983 - Juni 1984 Studium im dritten Studienjahr ("licence de physique")
 an der Universität Grenoble (Frankreich)
 WS 1984 - SS 1986 Hauptstudium Physik: Universität Bayreuth
 Okt. 1986 - Okt. 1987 Diplomarbeit bei Herrn Prof. Dr. J. Kalus zum Thema:
 "Diffuse Röntgenstreuung an Molekülkristallen"
 Seit 1.1.88 Doktorarbeit bei Herrn Prof. Dr. Pinkau TU München am
 Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) in Garching
 bei München

EDGE DENSITY X-MODE REFLECTOMETRY OF RF-HEATED PLASMAS ON ASDEX

Abstract

In the present work microwave reflectometry is extended to the outermost part of tokamak plasmas ($n_e \approx 10^{11}$ to $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), which is subject to strong electron density fluctuations. The perturbations of electron density profile measurements by these fluctuations, which lead to strong modulations in intensity and phase of the reflected signal is analysed in detail. By increasing the frequency of the interference fringes to values between 800 kHz and 2.4 MHz it is possible to make reliable profile measurements even in the region of very strong fluctuations. Measurements in the low density region are only possible with reasonable errors in the X-mode (E \perp B), as only the cut-off frequency of this mode, in contrast to that of the O-mode (E \parallel B), takes a finite value (f_{ce}) for $n_e \rightarrow 0$. Taking advantage of this property, a method is presented to calibrate the measurements on the first reflection, which occurs directly in front of the microwave antennas (1- 4 mm from the opening) thus giving a high precision even in the outermost part of the plasma close to the microwave antennas. For the calculation of the electron density profile a new and numerically stable algorithm has been developed. Measurements in connection with Lower Hybrid have been made with a set of 2 reflectometer antennas installed in ASDEX 6 cm toroidally away from the LH-grill and having an opening of about 1 cm^2 each. The reflection coefficient for the LH-wave calculated with the electron density and the electron density gradient measured at the radial position of the LH-grill antenna (typ. $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-4}$ resp.) is in good agreement with the measured one. Further, it could be confirmed, that the LH itself can create, under certain experimental conditions, a sufficiently high electron density in front of the grill for good coupling even for large grill separatrix distances. The measured changes in the electron density profile during application of LH depend on whether the RF is injected with the lower or upper of the two waveguide arrays, which constitute the LH-grill antenna on ASDEX. This confirms the theoretically predicted formation of thermal eddies in front of the grill, which lead to a poloidally inhomogeneous electron density distribution in front of the grill. Finally, a strong increase of the edge turbulence during LH near the grill in high density shots could be detected.