

Dynamik magnetisch eingeschlossener Plasmen am L-H Übergang

Untersuchung mit Hilfe von Doppler-Reflektometrie
im Tokamak ASDEX Upgrade

Von der Fakultät Informatik, Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Stuttgart
Zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Stefan Klenge

aus Leonberg

Hauptberichter: Prof. Dr. A. Lunk
Mitberichter: Prof. Dr. H. Zohm

Tag der mündlichen Prüfung: 28.06.2005

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart
2005

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

D93

Stefan Klenge:

Dynamik magnetisch eingeschlossener Plasmen am L-H Übergang

Untersuchung mit Hilfe von Doppler-Reflektometrie
im Tokamak ASDEX Upgrade

Universität Stuttgart

© Sierke Verlag, Göttingen
www.sierke-verlag.de
ISBN 3-933893-36-4

Alle Rechte vorbehalten.

Das Werk - einschließlich seiner Teile - ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung ist ohne Zustimmung des Verlages unzulässig. Dies gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronische Systeme.

1. Auflage 2005

Abstract

This thesis work deals with magnetically confined fusion plasmas and their transition to a high-confinement regime, dubbed H-Mode. Although this plasma state was discovered already in 1982 in the ASDEX tokamak, the origin of the H-Mode transport barrier at the plasma edge has not yet been fully understood. The dynamics during the transition to H-mode represent a test case for the variety of H-mode models that have been developed since.

In this thesis, the behavior of the $\vec{E} \times \vec{B}$ -velocity and the turbulence amplitude at the L-H transition is investigated by a novel type of diagnostic, the *Doppler reflectometer*, that has been built up for that very purpose. This diagnostic allows for the first time a simultaneous and correlated measurement of these two quantities, with good spatial (< 1 cm) and superior temporal resolution ($\ll 1$ ms), compared to other diagnostics.

The k -spectrum of the turbulence in the bulk plasma of an H-mode discharge is determined. For the correct interpretation of the measured data, a sophisticated modelling of the diagnostic (based on the method of the weighting function) is carried through.

At the plasma edge, already before the L-H transition a decrease of $v_{E \times B}$ and an increase of the shear rate ω_s of the radial electric field is observed, which can be explained to full extent by the rising temperature and density gradients. The main ion fluid velocity $v_{i,\perp}$ perpendicular to the magnetic field and the density gradient remains approximately constant during the state transition to the H-Mode. When ω_s reaches the order of the diffusive decay rate ω_t of the turbulence, the reduction of the turbulence amplitude gradually sets in (prior to the L-H transition as well), as it is predicted by the BDT-criterion. All results of the measurements carried through for this thesis in ASDEX Upgrade are compatible with the H-mode model that was presented by Hinton/Staebler in 1993. An english summary of this thesis is given in the appendix.

Diese Dissertation handelt von magnetisch eingeschlossenen Fusionsplasmen und ihrem Übergang in die sogenannte H-Mode, einem Plasmazustand mit besonders gutem Einschluß. Obwohl die H-Mode bereits im Jahre 1982 in ASDEX entdeckt wurde, ist der Ursprung ihrer Transportbarriere am Plasmarand noch immer nicht vollständig verstanden. Die Dynamik während des Übergangs in die H-Mode stellt einen Testfall für die Vielzahl der bis heute entwickelten H-Mode Modelle dar. In dieser Arbeit wird das Verhalten der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit und der Turbulenzamplitude am L-H Übergang mit Hilfe einer eigens dafür aufgebauten, neuartigen Diagnostik, dem *Doppler-Reflektometer* untersucht. Sie erlaubt erstmals die gleichzeitige und korrelierte Beobachtung der beiden Größen, bei guter Orts- (< 1 cm) und - im Vergleich zu anderen Diagnostiken - besonders hoher Zeitaufösung ($\ll 1$ ms).

Es wird das k -Spektrum der Turbulenz im Hauptplasma einer H-Mode Entladung bestimmt. Zur korrekten Interpretation der Meßergebnisse wird eine aufwendige Modellierung der Diagnostik mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion durchgeführt.

Am Plasmarand zeichnet sich bereits vor Erreichen der H-Mode eine Absenkung von $v_{E \times B}$ und eine Zunahme der Verscherrate ω_s des radialen, elektrischen Feldes ab, die jedoch durch zunehmende Temperatur- und Dichtegradienten vollständig erklärt werden kann. Die Geschwindigkeit $v_{i,\perp}$ des Hauptionenfluids senkrecht zum Magnetfeld und Dichtegradient bleibt während des L-H Übergangs näherungsweise konstant. Erreicht ω_s die Größenordnung der diffusiven Zerfallsrate ω_t der Turbulenz, setzt (ebenfalls bereits vor dem L-H Übergang) fließend die Reduktion der Turbulenzamplitude ein, wie es das BDT-Kriterium vorhersagt. Alle Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit in ASDEX Upgrade durchgeführten Messungen sind kompatibel mit dem 1993 von Hinton/Staebler vorgestellten H-Mode Modell.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Driftwellenturbulenz in magnetischen Plasmen	6
2.1	Driftwellen	6
2.2	Dispersionsrelation und Phasengeschwindigkeit von Driftwellen	8
2.3	k -Spektren und Sättigungsamplitude von Driftwellenturbulenz	10
3	H-Mode	12
3.1	Phänomenologie der H-Mode	12
3.1.1	Kategorisierung von Plasmaentladungen	12
3.1.2	Voraussetzungen für die H-Mode	12
3.1.3	Die Randschichtbarriere der H-Mode	13
3.2	H-Mode-Theorien	15
3.2.1	Turbulenzreduktion durch verschertes E_r	15
3.2.2	Auf der E_r -Verscherung basierende H-Mode Modelle	18
3.2.3	H-Mode Modell mit Bifurkation im Teilchen- und Energieeinschluß	19
4	Doppler-Reflektometrie	21
4.1	Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma	21
4.2	Funktionsprinzip eines Standard-Reflektometers	22
4.3	Funktionsprinzip eines Doppler-Reflektometers	25
4.3.1	'Maibaum-Effekt'	27
4.3.2	Zusammensetzung der gemessenen Geschwindigkeit	28
4.4	Numerische Modellierung des Doppler-Reflektometers	28
4.4.1	Mikrowellenempfänger mit IQ-Detektor	29
4.4.2	Numerische Modellierung der Mikrowellenausbreitung	29
4.4.3	Berücksichtigung der Dichtefluktuationen	30

4.4.4	Methode der Bewertungsfunktion	32
4.4.5	Modelliertes Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers	33
5	Technischer Aufbau der Doppler- Reflektometer von ASDEX Upgrade	39
5.1	Technische Anforderungen und Übersicht	39
5.2	Reflektometeraufbau	41
5.3	Reflektometersteuerungs- und Datenerfassungseinheit	45
5.4	Meß-PC und Meßprogramm	47
6	Antennen	48
6.1	Kriterien für die Antennenoptimierung	48
6.2	Vereinfachte Beschreibung der Strahlausbreitung	50
6.2.1	Fernfeld von Hornantennen	50
6.2.2	Freiraumausbreitung eines gauß'schen Strahls	51
6.2.3	Kopplungseffizienz zwischen Sende- und Empfangsantenne	52
6.3	Optimierung der Antennenparameter	54
6.3.1	Optimierung der Antennen senkrecht zum Streuvektor	54
6.3.2	Optimierung der O-Mode Antennen in der Ebene des Streuvektors	58
6.3.3	Optimierung der X-Mode Antennen in der Ebene des Streuvektors	64
6.3.4	Reduktion der Nebenkeulen bei den X-Mode Antennen	66
7	Auswertung und Meßergebnisse	71
7.1	k_y -Spektrum der Fluktuationen	72
7.2	Bestimmung der Dopplerverschiebung aus gemessenen Frequenzspektren	78
7.3	Korrekturterme für die Dopplerverschiebung und den Radius	81
7.3.1	Parametrisierung des Elektronendichteprofiles	82
7.3.2	Wahl des Koordinatensystems der Modellierungen	83
7.3.3	Mikrowellenausbreitung in inhomogenen Plasma	85
7.3.4	Korrekturparameter g_{corr} und d_{corr} bei O-Mode Polarisation	88
7.3.5	Korrekturparameter g_{corr} und d_{corr} bei X-Mode Polarisation	92
7.4	Berechnung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit	94
7.5	$\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeitsprofile	94
7.5.1	Erzeugung radialer $v_{E \times B}$ -Profile mit dem Doppler-Reflektometer	94
7.5.2	Beispiele radialer $v_{E \times B}$ -Profile	96
7.5.2.1	H-Mode Entladung #14147, Vergleich mit CXRS	96

7.5.2.2	L-Mode Entladung #14367	98
7.6	Untersuchung des L-H Übergangs	100
7.6.1	Vorstellung des Experiments	100
7.6.2	Identifikation eines L-H Übergangs	102
7.6.3	Auftretende Frequenzspektren des Doppler-Reflektometers bei verschiedenen Plasmazuständen	104
7.6.4	Verhalten der n_e - und T_e -Profile am L-H Übergang	106
7.6.5	Verhalten der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit ausgewählter Zeitspuren des Doppler-Reflektometers während des L-H Übergangs	109
7.6.6	Zeitabhängige $v_{E \times B}$ -Profile während des L-H Übergangs	113
7.6.7	Verhalten der Streuleistung während des L-H Übergangs	119
8	Interpretation der Meßergebnisse	121
8.1	Verhalten abgeleiteter Größen vor dem L-H Übergang	121
8.1.1	Amplitude der Mikroturbulenz	121
8.1.2	Verscherrate ω_s des radialen elektrischen Feldes	122
8.1.3	Diamagnetische Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$ der Hauptionen	122
8.2	BDT-Kriterium	123
8.3	Vergleich mit Ergebnissen anderer Tokamaks	124
8.3.1	Turbulenzverhalten	124
8.3.2	Verhalten von $v_{E \times B}$	125
8.4	Zu den Meßergebnissen kompatibles H-Mode Modell	125
9	Zusammenfassung und Ausblick	127
A	Summary	130
B	ASDEX Upgrade	140
B.1	Der Tokamak ASDEX Upgrade	140
B.2	Verwendete Orts-Koordinatensysteme	142
B.3	Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS	143
B.4	Messung des Energie-Spektrums von Ladungsaustausch-Neutralen	144
C	Antennen der Doppler-Reflektometer	146
C.1	Richtcharakteristika	146
C.2	Detailaufnahmen der optimierten Antennen	151

D Korrekturterme g_{corr} und d_{corr}	153
D.1 O-Mode Polarisation	153
D.2 X-Mode Polarisation	155
E ELMs	158
F Ergänzende Graphen der Auswertung	160
F.1 Übersicht Plasma- und Diagnostikparameter der Entladung #14334 (hohe gemittelte Elektronendichte \bar{n}_e)	160
F.2 Elektronendichte- und -Temperaturprofile	161
F.3 Zeitspuren der L-Mode Phase vor dem L-H Übergang, Entladung #14516	165
F.4 Zeitabhängige radiale $v_{E \times B}$ -Profile während des L-H Übergangs	170
F.5 Zeitabhängige radiale $v_{dia,e}$ -Profile während des L-H Übergangs	172
G Verwendete Bezeichnungen	175
Literaturverzeichnis	183

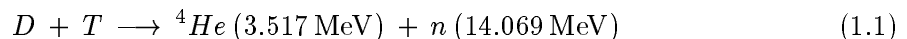
Kapitel 1

Einleitung

Gegenwärtig dienen der Menschheit hauptsächlich fossile Brennstoffe wie Kohle, Erdöl und Erdgas als Energiequelle. Wegen des drohenden Klimawandels und der Verknappung fossiler Brennstoffe in naher Zukunft ist derzeit eine der dringendsten Aufgaben der Forschung, nach alternativen Energiequellen zu suchen.

In der Sonne verschmelzen leichte Wasserstoffatomkerne zu schwereren Heliumatomkernen. Dabei wird Energie frei. Ziel der Fusionsforschung ist es, diese Energiequelle der Sonne auch auf der Erde nutzbar zu machen.

Wirtschaftlich arbeitende Fusionsreaktoren benötigen Fusionsleistungsdichten im Bereich von einigen W/cm^3 . Solch hohe Leistungsdichten können nicht mit stellaren Fusionsreaktionen erreicht werden (im Sonnenzentrum beträgt die Fusionsleistungsdichte nur circa $2.7 \cdot 10^{-7} \text{ W}/\text{cm}^3$ [2]). Die für einen Reaktor aussichtsreichste Fusionsreaktion ist diejenige zwischen den Wasserstoffisotopen Deuterium D und Tritium T :



Die erreichbare Leistungsdichte liegt bei Teilchendichten von $n_D = n_T = 10 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur der Ionen von $T_i = 15 \text{ keV}$ bei ca. $7.4 \text{ W}/\text{cm}^3$, und damit etwa 2 Größenordnungen über den Leistungsdichten aller anderen Fusionsreaktionen [2].

Atomkerne stoßen sich wegen ihrer positiven Ladung nach dem Coulombgesetz gegenseitig ab. Eine Kernverschmelzung kann jedoch nur auftreten, wenn sich die Atomkerne so nahe kommen, daß die anziehenden, starken (jedoch sehr kurzreichweitigen) Kernkräfte spürbar werden. Deshalb treten bei Stößen zwischen den Atomkernen Fusionsreaktionen nur bei sehr hohen Relativgeschwindigkeiten der beiden Stoßpartner auf. Diese werden bei der thermonuklearen Fusion erreicht, indem man das D-T-Gemisch auf eine Temperatur zwischen 10 und 20 keV ($1 - 2 \cdot 10^8 \text{ K}$) aufheizt. Das D-T-Gemisch ist bei diesen Temperaturen voll ionisiert, Elektronen und Ionen bilden ein sogenanntes Plasma (vierter Aggregatzustand der Materie, [1, 2, 4, 6]).

Durch Teilchen- und Strahlungsverluste verliert das Plasma kontinuierlich an Energie. Kann ein Plasma seine Temperatur durch die Fusionsheizleistung selbst erhalten, so spricht man von einem *brennenden Fusionsplasma*.

Trotz der hohen Temperaturen in einem brennenden Fusionsplasma und der somit hohen Relativgeschwindigkeiten der Atomkerne untereinander kommen im Mittel auf eine Fusionsreaktion mehr als 10^3 elastische Coulombstöße. Darum müssen bei genügend hoher Teilchendichte Teilchen und Energie möglichst lange in ein Volumen eingeschlossen werden, um häufige Stöße zwischen den Kernen zu ermöglichen und eine hohe Wahrscheinlichkeit für

Fusionsreaktionen zu erhalten. Die thermonukleare Zündung eines Fusionsplasmas wird erreicht, wenn das sogenannte Fusions-Tripelprodukt (das Produkt von Ionendichte n_i , Temperatur T_i und Energieeinschlußzeit $\tau_E = W/P$, mit $W =$ im Plasma gespeicherte Energie und $P =$ aufgebrachte Gesamtheizleistung) einen (von T_i abhängigen) Grenzwert im Bereich $10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keV s}$ überschreitet, siehe Abb. 1.1. Der Plasmaeinschluß kann z.B. mit Hilfe geeigneter Magnetfelder geschehen: Elektronen und Ionen des Fusionsplasmas werden durch die Lorentzkraft an das Magnetfeld gebunden, indem sie zu einer Gyrationbewegung um die Magnetfeldlinien gezwungen werden. In Richtung der Feldlinien sind die Teilchen jedoch frei beweglich. An den Stellen, an denen die Feldlinien das Plasma verlassen, kommt es deshalb zu unvermeidbaren Teilchenverlusten. Deshalb werden in der aktuellen Forschung ringförmige, in sich geschlossene Magnetfeldkonfigurationen bevorzugt. Aus Stabilitätsgründen ist eine zusätzliche Verdrillung der Magnetfeldlinien erforderlich.

In einem *Tokamak* [1–3] wird eine solche Konfiguration des Magnetfelds auf einfache Weise realisiert: Mit Hilfe vieler regelmäßig in einem Kreis angeordneten Feldspulen (siehe Abb. 1.2) wird zunächst ein toroidales Magnetfeld erzeugt. Während der Entladung wird im Plasma ein toroidaler elektrischer Strom I_P erzeugt (typischerweise nach dem Transformatorprinzip induziert, das Plasma dient dabei als Sekundärspule). Dieser Strom sorgt für das zusätzliche poloidale Magnetfeld, welches für die Verdrillung der Feldlinien und damit den stabilen Plasmaeinschluß benötigt wird. Auch ASDEX Upgrade, die Maschine, an der die für diese Arbeit notwendigen Experimente durchgeführt worden sind, ist ein Tokamak (Beschreibung Kapitel B). In Abb. 1.1 sind die bisher erreichten Fusions-Tripelprodukte verschiedener Maschinen abgebildet. Durch den relativ einfachen Aufbau eines Tokamaks ist die Fusionsforschung an solchen Maschinen bisher am weitesten fortgeschritten. Bei den heutigen, leistungsfähigsten Maschinen werden die angestrebten Temperaturen bereits erreicht, und das Fusionstripelprodukt liegt noch etwa einen Faktor 5 unterhalb der Zündschwelle.

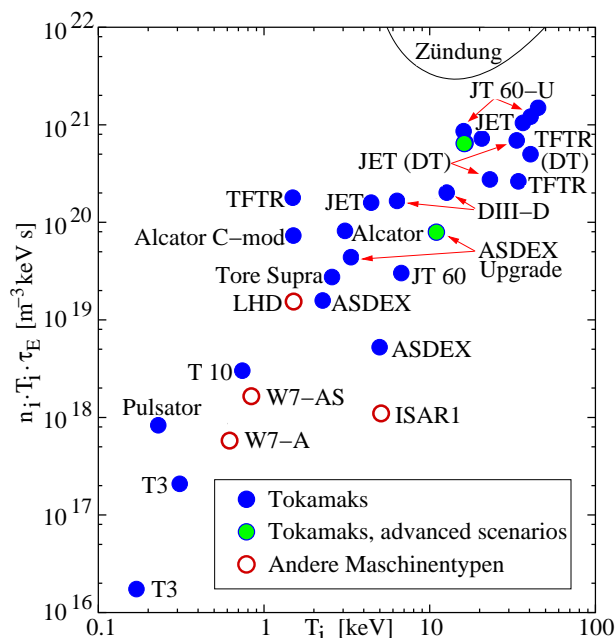


Abbildung 1.1: Fusions-Tripelprodukt $n_i \cdot T_i \cdot \tau_E$ als Funktion der Ionentemperatur, für typische Entladungen in historischen und derzeitigen Fusionsmaschinen. Die zeitliche Entwicklung läuft im Schaubild von unten links nach oben rechts.

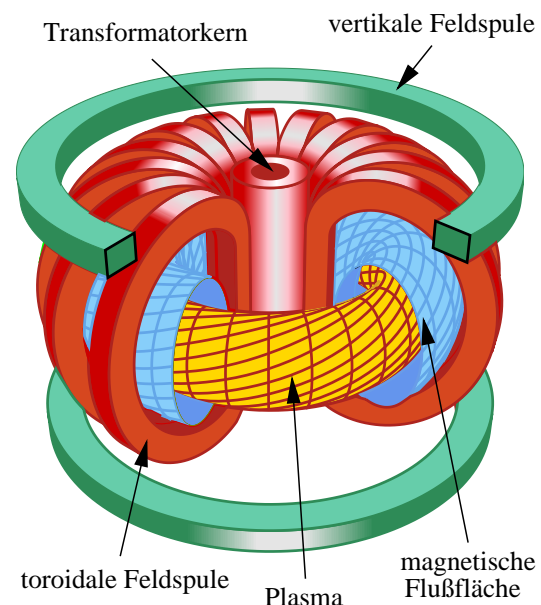


Abbildung 1.2: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks. Die Toroidalfeldspulen zusammen mit dem Plasmastrom erzeugen ein verdrilltes Magnetfeld auf den Flußflächen. Die Vertikalfeldspulen dienen zur Regelung der vertikalen Plasmaposition.

Die Magnetfeldlinien spannen bei ihren Umläufen um den Torus magnetische Flußflächen auf. Diese Flußflächen sind ineinandergeschachtelte Tori und Flächen konstanten magnetischen Flusses. Auf den Flußflächen sind in erster Näherung der Plasmadruck und das elektrische Potential Φ konstant.

Die geladenen Teilchen im Plasma sind durch ihre Gyration um die Feldlinien an diese magnetischen Flächen gebunden. Über zwei Mechanismen können die Plasmateilchen jedoch die Feldlinien wechseln und so quer zum Magnetfeld wandern [1–4]:

- Driften: Wirkt außer der Lorentzkraft zusätzlich eine Kraft \vec{F} auf ein geladenes Plasmateilchen, so *driftet* das Gyrationzentrum mit der Geschwindigkeit \vec{v}_{Drift} :

$$\vec{v}_{Drift} = \frac{1}{q} \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.2)$$

Nur der zu \vec{B} senkrechte Anteil \vec{F}_\perp von \vec{F} sorgt dabei für die Drift. Es führt nur der zur Flußflächennormalen senkrechte Anteil von \vec{F}_\perp zum Verlassen der magnetischen Flußfläche.

- Bei einem Stoß zweier Teilchen untereinander kommt es zu einem sogenannten *random walk-Prozeß* der Gyrationzentren. Je nach Magnetfeldkonfiguration und Stoßhäufigkeit kann die Schrittweite des random walk-Prozesses stark variieren.

Durch die Driften und random walk-Prozesse kommt es zu Verlusten von Teilchen und Energie, welche die jeweiligen Einschlußzeiten im Plasma limitieren und damit Größe und Kosten zukünftiger Fusionsreaktoren maßgeblich beeinflussen. Die Transportmechanismen sind folgendermaßen grob unterteilt:

- *Klassischer Transport* wird durch random walk-Prozesse mit der Schrittweite des Gyrationradius verursacht. Der klassische Transport stellt das absolute Minimum der Energie- und Teilchenverluste im Plasma dar [1, 3, 4].
- Bei einer toroidalen Magnetfeldkonfiguration ist die Schrittweite durch Driften stark vergrößert, und außerdem abhängig von der Stoßhäufigkeit. Man spricht vom *neoklassischen Transport* [1, 3, 4].
- Fluktuationen des elektrischen Potentials führen zu $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften. Sind diese mit Dichtefluktuationen aufgrund von Mikroinstabilitäten (Turbulenz) korreliert, so entsteht ein Netto-Teilchen- und Energiefluß senkrecht zu den Flußflächen. Dieser Transportmechanismus wird als *anomaler Transport* bezeichnet und führt zu den größten Teilchen- und Energieverlusten magnetisch eingeschlossener Plasmen [10].

Bei zukünftigen Fusionsreaktoren muß das brennende Plasma kontinuierlich ausgetauscht werden, sonst drohen Brennstoffverdünnung durch die bei der Fusion entstehende Heliumasche, sowie hohe Strahlungsverluste durch eindiffundierende Verunreinigungen.

Das kontrollierte Nachfüllen des Brennstoffs kann z.B. durch Einschießen gefrorener D-T Pellets in das Plasmazentrum geschehen.

Plasmateilchen und Energie werden u.a. durch die oben beschriebenen Mechanismen an den Plasmarand transportiert und müssen dort kontrolliert abgeführt werden. In heutigen Maschinen wird dies auf zwei verschiedene Weisen bewerkstelligt:

Limitierentladungen: Ab einer Randflußfläche durchdringen die äußeren magnetischen Flußflächen eine materielle Struktur, den sogenannten *Limiter* (siehe Abb. 1.3 links). Plasmateilchen, die sich auf einer magnetischen Flußfläche außerhalb der Randflußfläche befinden,

treffen deshalb bei ihrem Umlauf um den Torus auf den Limiter auf, werden dort neutralisiert und können dann als Neutralgas abgepumpt werden. Außerhalb der Randflußfläche fällt die Plasmadichte steil ab.

An der Kontaktstelle mit dem Plasma ist der Limiter einer besonders starken *Plasma-Wand-Wechselwirkung* ausgesetzt [1, 2]: Durch Materialverdampfung, chemische Erosion oder Zerstäubung durch das Auftreffen hochenergetischer Ionen kommt es zur Freisetzung von Limitermaterial, das in das Plasma diffundieren kann und eine Quelle für Verunreinigungen darstellt.

Divertorkonfiguration: Durch Zusatzspulen wird erreicht, daß sich außerhalb einer letzten geschlossenen magnetischen Flußfläche (der sogenannten Separatrix) eine offene Magnetfeldkonfiguration ergibt (siehe Abb. 1.3 rechts). Teilchen, welche die Separatrix nach außen passieren, werden entlang der Feldlinien auf separate Prallplatten geleitet, dort neutralisiert und als Neutralgas abgepumpt. Außerhalb der Separatrix fällt deshalb die Plasmadichte und Temperatur stark ab. Da bei der Divertorkonfiguration der Plasmarand über die Magnetfeldkonfiguration und nicht über einen materiellen Limiter festgelegt wird, werden im Vergleich zu Limiterentladungen sehr 'saubere' Plasmen erzeugt, die aufgrund geringerer Strahlungsverluste am Plasmarand besonders hohe Randtemperaturen aufweisen.

Eine hohe Randtemperatur ist eine der Voraussetzungen für das Erreichen der sogenannten *H(igh confinement)-Mode* des Plasmas [25]. Bei diesem Plasmazustand existiert unmittelbar innerhalb der Separatrix eine wenige Zentimeter breite Zone, in welcher der anomale Transport stark reduziert ist. Der Einschluß von Teilchen und Energie im Plasma verbessert sich durch diese Transportbarriere erheblich. So ergeben sich etwa doppelt so hohe Energie-Einschlußzeiten τ_E im Vergleich zu entsprechenden Entladungen ohne diese Randschichtbarriere. Entladungen ohne die Barriere werden deshalb als *L(ow confinement)-Mode*-Plasmen bezeichnet.

Typischerweise werden höhere Energie-Einschlußzeiten τ_E durch größere Maschinendimensionen erreicht. Jede Verbesserung von τ_E ohne Vergrößerung des Reaktorvolumens ermöglicht im Umkehrschluß kleinere und deshalb weniger kostenintensive zukünftige Fusionsreaktoren. In der Fusionsforschung wird deshalb ein detailliertes Verständnis des H-Mode Phänomens angestrebt.

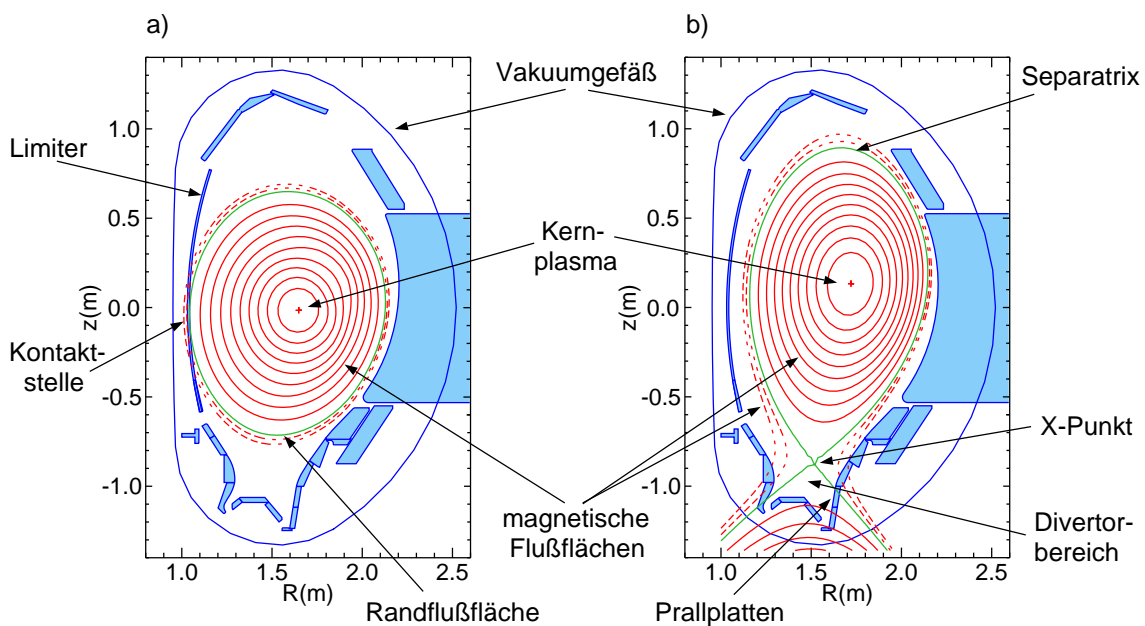


Abbildung 1.3: a) Limiter- und b) Divertorentladung in ASDEX Upgrade.

Experimentelle Beobachtungen zeigen, daß der Übergang von der L- in die H-Mode auftritt, wenn der Energiefluß über die Separatrix einen Schwellwert überschreitet. Der L-H Übergang geschieht abrupt (Dauer nur wenige μs); Er zeigt die Signatur einer *Bifurkation*. In der Zone der Randschichtbarriere beginnt das Plasma senkrecht zum Magnetfeld schnell zu rotieren. Gleichzeitig wird die Turbulenz unterdrückt, und es bilden sich aufgrund des reduzierten anomalen Transports hohe Dichte-, Temperatur- und Druckgradienten aus. Eine ausführlichere Beschreibung der H-Mode Phänomene erfolgt in Kapitel 3.1.

Obwohl die H-Mode schon im Jahre 1982 in ASDEX entdeckt wurde [23], ist der Ursprung der Transportbarriere noch immer nicht vollständig verstanden. Es existiert eine Vielzahl an theoretischen Modellen, die mögliche Erklärungen für das Entstehen der H-Mode Randschichtbarriere liefern. Die gängigsten Modelle werden in Kapitel 3.2 skizziert. Sie müssen nun anhand weiterer experimenteller Beobachtungen bestätigt oder falsifiziert werden.

Besonders das dynamische Verhalten des Plasmas am Übergang von der L- in die H-Mode stellt einen Testfall für die theoretischen Modelle dar: Die verschiedenen Mechanismen der H-Mode Modelle unterscheiden sich teilweise in der *Kausalität* der Ereignisse.

Aufgabe dieser Arbeit war es, mit Hilfe des *Doppler-Reflektometers* [98–101], einer neuartigen Diagnostik, das dynamische Verhalten des Plasmas am L-H Übergang zu untersuchen und die Ergebnisse mit den Vorhersagen gebräuchlicher H-Mode Modelle zu vergleichen. Diese Diagnostik, die an ASDEX Upgrade im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaut wurde, ist für die Untersuchung des L-H Übergangs besonders gut geeignet: Ein Doppler-Reflektometer erlaubt es erstmals, mit guter Orts- und *sehr hoher Zeitauflösung* (wenige μs) mit ein- und demselben Gerät *gleichzeitig und korreliert zwei* für den L-H Übergang relevante Plasmaparameter zu messen, nämlich sowohl die Rotationsgeschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld als auch die Stärke der Turbulenz.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen untergliedert: Die Eigenschaften der auftretenden Mikroturbulenz werden in Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 erfolgt eine tiefergehende Beschreibung der H-Mode sowie eine Skizzierung der gängigsten theoretischen Modelle.

In Kapitel 4 wird das Funktionsprinzip eines Doppler-Reflektometers erläutert und die für die Auswertung der Meßergebnisse nötige numerische Modellierung vorgestellt. Die Kapitel 5 und 6 sind der technischen Realisierung des Doppler-Reflektometers und den verwendeten optimierten Antennen gewidmet.

Auf die Auswertung der Meßdaten wird in Kapitel 7 eingegangen. Dort wird auch ein Vergleich der Rotationsgeschwindigkeitsprofile des Doppler-Reflektometers und der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS durchgeführt. Anschließend werden die Meßergebnisse aus der Untersuchung des L-H Übergangs vorgestellt. In Kapitel 8 werden diese Ergebnisse interpretiert und mit denen anderer Maschinen verglichen.

Es folgt in Kapitel 9 eine Zusammenfassung mit Ausblick.

Kapitel 2

Driftwellenturbulenz in magnetischen Plasmen

Turbulenz in magnetischen Plasmen ist für die vorliegende Arbeit in zweierlei Hinsicht relevant:

Erstens ist das Doppler-Reflektometer eine Diagnostik, bei der Mikrowelle an Fluktuationen der Elektronendichte des Plasmas gestreut wird (siehe Kapitel 4.3). Das Vorhandensein von Turbulenz und damit von Dichtefluktuationen ist deshalb eine der wichtigsten Voraussetzungen der Doppler-Reflektometrie. Für die richtige Interpretation der Meßdaten eines Doppler-Reflektometers müssen sowohl das k -Spektrum der Turbulenz als auch die Phasengeschwindigkeit v_{phase} der dieser Turbulenz zugrunde liegenden Welle bekannt sein.

Zweitens ist Turbulenz die Grundlage des anomalen Transports, welcher in der zu untersuchenden H-Mode Transportbarriere stark reduziert wird und in der H-Mode Physik eine zentrale Rolle spielt.

Das Auftreten von Turbulenz erfordert eine kontinuierliche Energiezufuhr, Umverteilung und Abgabe von Energie [8,9]. So wird z.B. die Driftwellenturbulenz über den Dichtegradient mit Leistung versorgt. Driftwellen treten bevorzugt am Plasmarand auf, da dort der Dichtegradient besonders große Werte annimmt. Dort ist die Driftwellenturbulenz die dominierende Mikroinstabilität.

In der vorliegenden Arbeit wurden mit dem Doppler-Reflektometer fast ausschließlich Messungen am Plasmarand durchgeführt. Die folgenden Abschnitte gehen deshalb auf die Eigenschaften von Driftwellen und Driftwellenturbulenz ein. Die Dispersionsrelation und die Phasengeschwindigkeit von Driftwellen, sowie aus der Theorie abgeleitete k -Spektren der Driftwellenturbulenz werden in Kapitel 2.2 bzw. 2.3 vorgestellt.

2.1 Driftwellen

In diesem Kapitel soll ein qualitatives Verständnis der Driftwellen vermittelt werden. Das betrachtete Plasma sei makroskopisch neutral, bestehe aus Ionen der Ladung $Z_i \cdot e$ und der Masse M_i sowie Elektronen der Ladung $-e$ und der Masse m_e . Die Ionen- und Elektronendichte sei n_i bzw. n_e .

Das Plasmavolumen sei mit einem homogenen Magnetfeld \vec{B} durchsetzt, welches in w -Richtung orientiert ist. Im Zweiflüssigkeitsbild [1] wird für die Ionen und Elektronen (wenn Index i durch e ersetzt wird) das Kräftegleichgewicht im Plasma zwischen der Lorentzkraftdichte

und dem Gradienten des Drucks $\nabla p_i = \nabla(n_i k_B T_i)$ beschrieben durch [9]:

$$-\nabla p_i + Z_i e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) = 0 \quad (2.1)$$

Das elektrische Feld kann als Gradient des elektrostatischen Potentials Φ geschrieben werden:

$$\vec{E} = -\nabla\Phi \quad (2.2)$$

Trägheitskräfte und Stöße der Elektronen sollen der Einfachheit halber vernachlässigt werden. Da dies zumindest parallel zum Magnetfeld eine hohe Wärmeleitfähigkeit impliziert, wird von einer (räumlich und zeitlich) konstanten Elektronentemperatur T_e ausgegangen.

Parallel zum Magnetfeld ergibt sich dann aus dem Kräftegleichgewicht der Elektronen:

$$-\frac{k_B T_e \partial n_e}{\partial w} + e n_e \frac{\partial \Phi}{\partial w} = 0 \quad (2.3)$$

Ersetzt man $\partial n_e / \partial w$ durch $\partial n_e / \partial \Phi \cdot \partial \Phi / \partial w$ und dividiert Gleichung (2.3) durch $\partial \Phi / \partial w$, erhält man die folgende Differentialgleichung:

$$-k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial \Phi} + e n_e = 0 \quad (2.4)$$

Lösung dieser Differentialgleichung ist die Boltzmann-Verteilung:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\Phi}{k_B T_e}\right) \quad (2.5)$$

Dies bedeutet, daß die Elektronen sich adiabatisch verhalten, und eine Dichtefluktuation \tilde{n}_e unmittelbar mit einer Störung des elektrostatischen Potentials $\tilde{\Phi}$ zusammenhängt. Bildet man das Vektorprodukt von Gleichung (2.1) mit \vec{B} , erhält man folgenden Ausdruck für die Geschwindigkeit des Elektronenfluids senkrecht zum Magnetfeld [9]:

$$\vec{v}_{e,\perp} = \frac{1}{B^2} \vec{E} \times \vec{B} + \frac{1}{e n_e B^2} \nabla p_e \times \vec{B} = \vec{v}_{E \times B} + \vec{v}_{dia,e} \quad (2.6)$$

Die Geschwindigkeit des Elektronenfluids senkrecht zum Magnetfeld ist also die Summe der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit und der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit. Die Teilchenstromdichte $n_e \vec{v}_{dia,e}$, die durch die diamagnetische Elektronendrift verursacht wird, ist in einem homogenen Magnetfeld divergenzfrei [9]. Somit erzeugt die diamagnetische Elektronendrift keine Störungen der Elektronendichte und wird deshalb im Folgenden außer Acht gelassen. Zudem wird angenommen, daß in dem hier betrachteten Koordinatensystem kein makroskopisches elektrisches Feld \vec{E}_0 vorliegt.

Elektrische Felder aufgrund von Potentialfluktuationen $\tilde{\Phi}$ führen zu $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften der Elektronen, die sich nach den Gleichungen (2.6) und (2.2) beschreiben lassen durch [9]:

$$\vec{v}_{E \times B} = -\frac{1}{B} \nabla \tilde{\Phi} \times \vec{w} \quad (2.7)$$

Aus Gleichung (2.7) sieht man, daß die Strömungslinien der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit mit den Äquipotentiallinien von $\tilde{\Phi}$ zusammenfallen, denn es gilt:

$$\vec{v}_{E \times B} \cdot \nabla \tilde{\Phi} = 0 \quad (2.8)$$

Wie in Kapitel 2 bemerkt, ist die Existenz eines makroskopischen Dichtegradienten (senkrecht zum Magnetfeld) als Energielieferant für das Auftreten von Driftwellen essentiell. Deshalb soll ein konstanter Gradient n_e' der Elektronendichte in negativer x -Richtung angenommen werden, siehe Abb. 2.1.

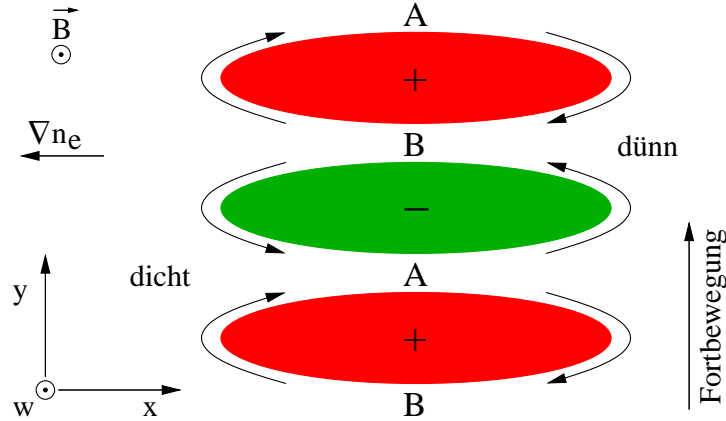


Abbildung 2.1: Zeitliche Entwicklung einer Driftwelle [9].

Dieser Gleichgewichtsdichteverteilung seien in y -Richtung regelmäßige Störungen überlagert, sodaß sich abwechselnde Bereiche höherer und niedrigerer Elektronendichte ergeben. Diese Bereiche sind in Abb. 2.1 mit einem Plus bzw. einem Minus gekennzeichnet.

Nach Gleichung (2.5) sind diese Dichtefluktuationen aufgrund der parallelen Elektronenbewegung mit Potentialfluktuationen verknüpft. Die daraus resultierende $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift sorgt dafür, daß verdichtete Bereiche im Uhrzeigersinn, verdünnte Bereiche entgegen dem Uhrzeigersinn von dem Elektronenfluid umströmt werden.

Deshalb fließt in ein Gebiet zwischen Plus- und Minus-Bereich (Reihenfolge in y -Richtung) durch diese Rotationsbewegung von links dichteres Elektronenfluid hinein. Solche Gebiete sind in Abb. 2.1 mit **A** gekennzeichnet. In ein Gebiet zwischen Minus- und Plus-Bereich strömt dünneres Elektronenfluid von rechts ein (in Abb. 2.1 mit **B** markiert).

Aufgrund dieser Dynamik verlagern sich die Plus- und Minus-Bereiche allmählich nach oben, die Driftwelle schreitet in y -Richtung voran [9]. Die Elektronenbewegung parallel zum Magnetfeld sorgt dabei dafür, daß sich die Potentialfluktuationen als Zentren der Driftrotation mit den Dichtefluktuationen mitbewegen.

Aufgrund bislang vernachlässigter Wechselwirkungen mit dem Plasma (Landau-Dämpfung oder Stöße mit Ionen) ist die Geschwindigkeit der Elektronen parallel zum Magnetfeld begrenzt. Deshalb kommt es in Ausbreitungsrichtung der Driftwelle zu einer Phasenverschiebung zwischen den Dichte- und Potentialfluktuationen (die Dichtefluktuationen gehen voraus). Über die Bereiche **A** werden mehr Teilchen von links nach rechts (in Richtung dünneres Plasma) transportiert, als über die Bereiche **B** von rechts nach links gepumpt werden. Dieser Mechanismus wird als *anomaler Transport* bezeichnet [10] und versorgt die Driftwellenturbulenz mit Leistung.

2.2 Dispersionsrelation und Phasengeschwindigkeit von Driftwellen

Dichtefluktuationen breiten sich am Plasmarand mit der *Phasengeschwindigkeit* der Driftwelle aus. Diese Phasengeschwindigkeit muß für eine exakte Auswertung der Daten des Doppler-Reflektometers bestimmt werden, siehe Kapitel 4.3.2.

Für die Phasengeschwindigkeit einer Welle mit Wellenzahl k gilt:

$$v_{phase}(k) = \frac{\omega_{DW}(k)}{k} \quad (2.9)$$

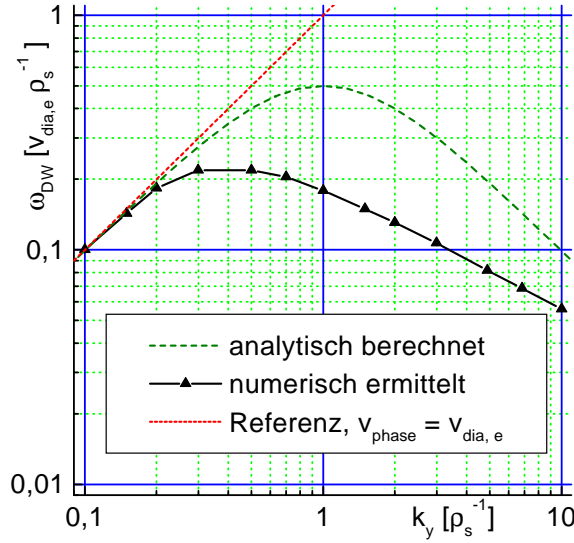


Abbildung 2.2: Dispersionsrelationen von Driftwellen: Analytisch berechnet (kaltes Plasma, adiabatisch [6,9]) sowie numerisch ermittelt (warmes Plasma, stoßfrei, [8]). Referenz: Ursprungsgerade mit Steigung $v_{dia,e}$.

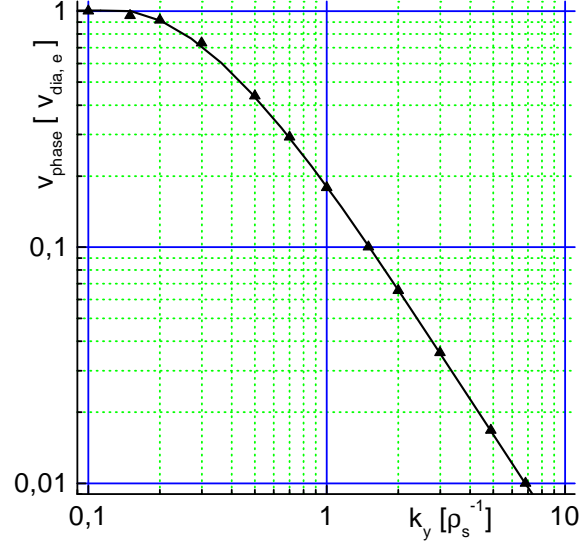


Abbildung 2.3: Intrinsische Phasengeschwindigkeit einer stoßfreien Driftwelle im warmen Plasma, bezogen auf die elektromagnetische Driftgeschwindigkeit.

Wobei $\omega_{DW}(k)$ als *Dispersionsrelation* der zugrundeliegenden Welle bezeichnet wird. Eine analytische Herleitung der Dispersionsrelation von Driftwellen im kalten Plasma ($T_i = 0$ K) wird in [6,9] durchgeführt. Diese Dispersionsrelation gibt das Verhalten der Driftwellen für kleine Wellenzahlen gut wieder ($k_y \ll 1/\rho_s$) und wird in Abb. 2.2 durch die grüne, gestrichelte Kurve dargestellt. Um dimensionslose Koordinaten zu erhalten, sind in dieser Abbildung k_y und ω_{DW} in Einheiten von $1/\rho_s$ bzw. $v_{dia,e}/\rho_s$ aufgetragen, mit $\rho_s^2 = 2M_i k_B T_e / e^2 B^2$. Dispersionsrelationen, welche die Realität auch bei Wellenzahlen im Bereich von $1/\rho_s$ gut wiedergeben, finden sich für verschiedene Plasmazustände in [8] und wurden mit Hilfe eines aufwendigen Modells numerisch ermittelt. Die schwarzen Dreiecke in Abb. 2.2 sind die numerisch ermittelten Stützpunkte der Dispersionsrelation einer stoßfreien, nicht adiabatischen Driftwelle im warmen Plasma. Nach [7] sind diese Bedingungen am Plasmarand von ASDEX Upgrade gegeben. Das Maximum dieser Kurve ist im Vergleich zur abgebildeten analytischen Lösung zu kleineren Wellenzahlen hin verschoben.

In Abb. 2.3 ist die nach Gleichung (2.9) berechnete Phasengeschwindigkeit der stoßfreien Driftwelle von Abb. 2.2 dargestellt. Bei langwelliger Driftwellen gilt demnach $v_{phase} \approx v_{dia,e}$. Zu kürzeren Wellenlängen hin nimmt ab etwa $k_y \rho_s = 0.2$ die Phasengeschwindigkeit stark ab.

Bei Wellenzahlen k_y im Bereich von $1/\rho_s$ beträgt die Phasengeschwindigkeit der Driftwelle nur einen Bruchteil der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Am Plasmarand ergeben sich typischerweise Werte von mehreren hundert m/s. Die Phasengeschwindigkeit ist gegenüber den auftretenden $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeiten aufgrund eines makroskopischen, radialen elektrischen Feldes vergleichsweise klein. Messungen am Stellarator W7 AS bestätigen, daß sich Dichtefluktuationen mit Wellenzahlen im Bereich von $k_{fl,y} \sim 1/\rho_s$ näherungsweise mit der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit bewegen [100].

In radialer Richtung (senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwelle) beträgt die gemessene Geschwindigkeit der Dichtefluktuationen nur wenige m/s [22].

2.3 k -Spektren und Sättigungsamplitude von Driftwellenturbulenz

Die numerischen Turbulenzrechnungen von [8] liefern neben Dispersionsrelationen auch realistische, zeitabhängige Dichteverteilungen (Fluktuationen). Beispiele solcher Dichteverteilungen, sowie k -Spektren der Fluktuationen in Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz sind in [8] für verschiedene Plasmazustände aufgeführt. Das dort vorgestellte k -Spektrum $F(k_{fl,y})$ einer Driftwellenturbulenz bei geringer Kollisionalität ist in Abb. 2.4 abgebildet. Bei großen Wellenzahlen (ab einer Wellenzahl $k_{edge} \sim 0.4/\rho_s$) ergibt sich ein steiler Abfall, der näherungsweise durch einen Verlauf gemäß

$$F_K(k_{fl,y}) = k_{fl,y}^{-p} \quad (2.10)$$

mit $p \approx 5.5$ beschrieben werden kann (bestimmt aus Abb. 2.4). Diese Form wird auch als Kolmogoroff-Skalierung bezeichnet und ist der Turbulenztheorie für Flüssigkeiten entlehnt [14]. Zu kleinen Wellenzahlen hin flacht das Spektrum von Abb. 2.4 ab.

Messungen im TFTR-Tokamak zeigen, daß die Fluktuationen in der Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz eine wellenartige Struktur aufweisen können [19]. Dementsprechend besitzen an verschiedenen Maschinen gemessene k_y -Spektren der Dichtefluktuationen häufig ein Maximum [17–19] bei

$$k_{fl,y} = t_{max}/\rho_s \quad (2.11)$$

wobei für t_{max} Werte zwischen 0.25 [17] und 0.6 [18] angegeben werden. k_y -Spektren aus Messungen an anderen Maschinen zeigen zumindest ein Abflachen für $k_{fl,y} \rho_s < 1$ [15, 16]. Alle gemessenen k_y -Spektren fallen ab einer Wellenzahl $k_{edge} \sim 2 \text{ cm}^{-1}$ zu größeren Wellenzahlen hin steil ab und können näherungsweise durch die Kolmogoroff-Skalierung beschrieben werden [15–18, 98]. Der Parameter p liegt dabei zwischen 2.8 [98] und 4 [18].

Die gemessenen k_y -Spektren stimmen qualitativ gut mit dem numerisch bestimmten k_y -Spektrum der Driftwellenturbulenz von Abb. 2.4 überein.

Die Korrelationslängen l_y in Ausbreitungsrichtung der Driftwellenturbulenz liegen bei etwa

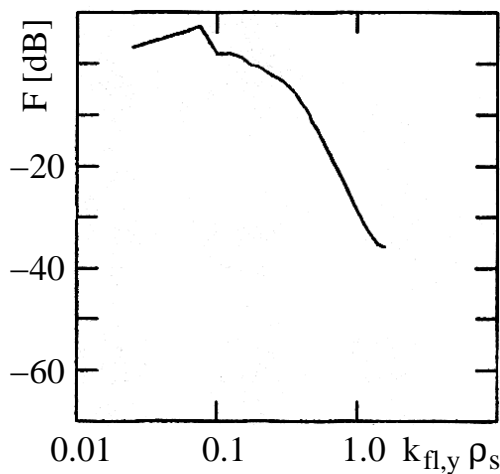


Abbildung 2.4: k -Spektrum $F = \tilde{n}_e^2$ von Driftwellenturbulenz in deren Ausbreitungsrichtung \vec{y} , bei geringer Kollisionalität [8].

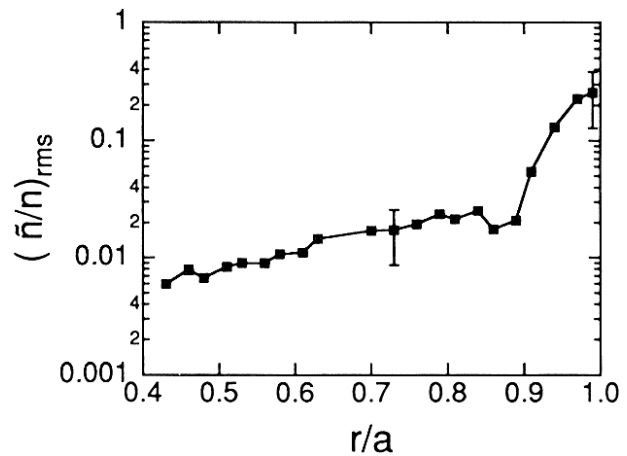


Abbildung 2.5: In TFTR gemessenes, radiales Profil der relativen Sättigungsamplitude (rms) von Turbulenz [19]. Dabei ist a der kleine Plasmaradius in der Mittelebene.

1 cm [12, 13]. Sie geben die Größenordnung der räumlichen Ausdehnung der Fluktuationen in y -Richtung wieder.

Radiale k -Spektren der Fluktuationen (im Koordinatensystem von Abb. 2.1 in x -Richtung) besitzen ein Maximum bei $k_{fl,r} = 0 \text{ cm}^{-1}$, und fallen zu größeren Wellenzahlen hin sehr steil ab [19]. Im Experiment wird keine wellenartige Struktur in radialer Richtung beobachtet. Die radialen Korrelationslängen l_r liegen mit etwa 0.5 cm im Bereich der Korrelationslängen l_y in Ausbreitungsrichtung der Driftwellenturbulenz [12, 13].

Die Fluktuationen sind in Richtung des Magnetfeldes \vec{B} (w -Richtung in Abb. 2.1) sehr stark elongiert. Typisch gilt parallel zu \vec{B} für die Wellenzahlen der Fluktuationen

$$k_{fl,\parallel} L \sim u_{\parallel} \quad (2.12)$$

Für u_{\parallel} werden Zahlenwerte zwischen 1 und 10 angegeben [3, 20]. $L = q_{zyl} R$ in Gleichung (2.12) ist die sogenannte 'connection length', die Verbindungslänge der Feldlinien um den Torus. Demnach existieren parallel zu \vec{B} nur extrem langwellige Fluktuationen, $k_{fl,\parallel} \ll k_{fl,\perp}$. Die Korrelationslänge l_{\parallel} liegt im Meterbereich [13].

Die 'mixing length' Abschätzung von Kadomtsev liefert einen Anhaltspunkt für die Sättigungsamplitude der Turbulenz [3, 17]. Bei dieser Abschätzung wird angenommen, daß für das Wachstum von Dichtefluktuationen ein Dichtegradient n_e' vorhanden sein muß. Die Amplitude \tilde{n}_e der Dichtefluktuationen kann demnach nie so groß werden, daß der Dichtegradient lokal verschwindet oder sogar negative Werte annimmt. Diese Annahme führt zu folgender Forderung für die Sättigungsamplitude [3]:

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e} \approx \frac{1}{k_{fl,\perp} L_{n_e}} \quad (2.13)$$

Dabei wird $L_{n_e} = n_e/n_e'$ als Gradientenlänge der Elektronendichte bezeichnet. Der in Gleichung (2.13) benötigte Wert für $k_{fl,\perp} \approx k_{fl,y}$ kann (bei bekanntem ρ_s) mit Hilfe von Gleichung (2.11) abgeschätzt werden.

Ein im Tokamak TFTR gemessenes, radiales Profil der relativen Sättigungsamplitude [19] ist in Abb. 2.5 abgebildet. Dargestellt ist der rms-Wert, also die Wurzel des gemittelten Quadrats von \tilde{n}_e/n_e . Bei der beobachteten Entladung handelte es sich um einen sogenannten 'supershot' (L-Mode Entladung).

Bis nahe an den Plasmarand ($r/a < 0.9$) nimmt in Abb. 2.5 der rms-Wert der relativen Sättigungsamplitude nur um etwa einen Faktor 2 zu. Weil zum Plasmarand hin die Elektronendichte n_e leicht *abnimmt*, kann die *absolute* Fluktuationsamplitude \tilde{n}_e im radialen Bereich bis $r/a \approx 0.9$ lokal als nahezu konstant angenommen werden.

Am Plasmarand nimmt nach außen hin die Gradientenlänge der Elektronendichte ab. Wie durch Gleichung (2.13) wiedergegeben nimmt in Abb. 2.5 der rms-Wert der relativen Sättigungsamplitude stark zu. Da andererseits in diesem radialen Bereich die Elektronendichte n_e stark *abnimmt*, ändert sich die *absolute* Fluktuationsamplitude \tilde{n}_e vergleichsweise wenig. Deshalb wird bei der Modellierung des Doppler-Reflektometers in Kapitel 4.4.2 die absolute Turbulenzamplitude \tilde{n}_e über den gesamten Radiusbereich als näherungsweise konstant angenommen.

In H-Mode Plasmen werden im Bereich der Randschichtbarriere die Dichtefluktuationen (besonders im kurzwelligen Bereich) stark unterdrückt (siehe Kapitel 3.1.3). Gleichung (2.13) ist deshalb dort nicht mehr gültig. Für den radialen Verlauf der Sättigungsamplitude der Dichtefluktuationen in der Barriere gibt es bisher noch keine verlässliche Abschätzung. Aus diesem Grund, und um die Modellierung des Doppler-Reflektometers zu vereinfachen, wird auch für H-Mode Entladungen am Plasmarand die Turbulenzamplitude \tilde{n}_e als konstant angenommen. Dies muß bei der Interpretation der Simulationsergebnisse berücksichtigt werden.

Kapitel 3

H-Mode

3.1 Phänomenologie der H-Mode

3.1.1 Kategorisierung von Plasmaentladungen

Durch den Ringstrom I_P im Plasma eines Tokamaks kommt es zu ohm'schen Verlusten. Ist diese Stromheizung die einzige Wärmequelle des Plasmas, so spricht man von einer *Ohm'schen Entladung*. Der spezifische elektrische Widerstand nimmt stark mit der Elektronentemperatur ab ($\eta_{\parallel} \sim T_e^{-3/2}$). Deshalb wird die Stromheizung bei Elektronentemperaturen oberhalb weniger keV ineffizient.

Höhere Elektronen- und Iontemperaturen können deshalb nur durch zusätzliche Heizmethoden erreicht werden. Die gebräuchlichsten sind die *Neutralinjektionsheizung* (neutral beam injection NBI) sowie die *Hochfrequenzheizung* des Plasmas durch elektromagnetische Wellen verschiedener Frequenzbereiche (ICRH, ECRH, Heizung an der unteren hybriden Frequenz). Eine detaillierte Einführung in die verschiedenen Heizmethoden findet sich in [2, 3].

Im Vergleich zu Ohm'schen Entladungen *verschlechtert* sich durch die Zusatzheizung der Einschluß im Plasma [6, 25]. Solche Entladungen werden deshalb als *L(ow confinement)-Mode-Entladungen* bezeichnet.

Im Jahr 1982 wurde in ASDEX ein Plasmazustand entdeckt, bei dem sich *trotz Zusatzheizung* stark vergrößerte Teilchen- und Energieeinschlußzeiten τ_P und τ_E einstellen (typischerweise eine Verdopplung gegenüber den L-Mode Werten, [23]). Aufgrund des verbesserten Einschusses wird dieser Plasmazustand als *H(igh confinement)-Mode* bezeichnet.

3.1.2 Voraussetzungen für die H-Mode

Bei der H-Mode handelt es sich um einen *universellen Plasmazustand*, der unabhängig von der magnetischen Konfiguration als auch von der Art der Heizung ist. So wurde die H-Mode außer in Tokamaks auch in einem Stellarator [29, 30], einem Heliotron [31] und in einer Tandem-Spiegelmaschine [32] erreicht. H-Mode-Plasmen wurden sowohl durch Neutralinjektionsheizung [23], als auch durch Hochfrequenzheizung (ECRH [29, 30], ICRH [34, 36, 39] oder Heizung an der unteren hybriden Frequenz [33]), und sogar durch bloße ohm'sche Heizung [39] erzeugt.

Das Plasma wechselt vom Zustand der L- in die H-Mode, wenn der Energiefluß über die Separatrix einen Schwellwert $P_{Sep, thr}^{LH}$ überschreitet [39, 50]. Dieser Energiefluß hängt mit einem

Schwellwert der Zusatzheizleistung P_{thr}^{LH} für den L-H Übergang folgendermaßen zusammen:

$$P_{Sep,thr}^{LH} = P_{thr}^{LH} - \frac{dW}{dt} - P_{rad,core} \quad (3.1)$$

Die Größen $P_{rad,core}$ und dW/dt bezeichnen die Strahlungsverluste bzw. die Änderung des Energieinhalts des Plasmas innerhalb der Separatrix.

Für P_{thr}^{LH} werden häufig empirisch ermittelte Skalierungsgesetze veröffentlicht. Ein aktuelles Skalierungsgesetz für Tokamaks findet man z.B. in [40, 41]:

$$P_{thr}^{LH} = 0.054 \cdot \bar{n}_e^{0.49} B_t^{0.85} S^{0.84} \quad [\text{MW}] \quad (3.2)$$

Die Plasmaoberfläche S muß in Gleichung (3.2) in m^2 , B_t in T und die über eine Sichtlinie durch das Plasmazentrum gemittelte Dichte \bar{n}_e in 10^{20} m^{-3} angegeben werden.

Die hohen Energieflüsse über die Separatrix sind mit einer hohen Randtemperatur des Plasmas verknüpft. Der Einfluß der Randtemperatur auf die H-Mode wird durch folgende Beobachtung aufgezeigt: Durch Gasblasen gezielt eingebrachte Verunreinigungen kühlen durch Linienstrahlung den Plasmarand ab und veranlassen einen Zustandswechsel von der H- in die L-Mode [23].

Zuerst konnten die für die H-Mode benötigten hohen Randtemperaturen nur in den besonders sauberen Plasmen von Divertorentladungen erzeugt werden. Deshalb ging man zunächst davon aus, daß eine der Voraussetzungen für die H-Mode die Divertorkonfiguration selbst ist [23]. Mittlerweile wurde jedoch auch in Limiterentladungen die H-Mode erreicht [25, 35, 36].

Unterschreitet die Zusatzheizleistung einen Schwellwert $P_{thr}^{HL} \sim 0.5 P_{thr}^{LH}$, so fällt ein H-Mode Plasma zurück in die L-Mode: Bei niedriger Dichte besteht eine Hysterese der Zusatzheizleistung [37, 38], jedoch nicht der Plasmarandtemperatur [38].

3.1.3 Die Randschichtbarriere der H-Mode

Zum Zeitpunkt des L-H Übergangs entsteht unmittelbar innerhalb der Separatrix abrupt (innerhalb $\sim 100\mu\text{s}$) eine wenige cm breite Zone mit stark reduzierter Turbulenz [26, 27, 48, 51, 79–81]. Dadurch wird auch der anomale Transport, der durch die Korrelation von Dichtefluktuationen und $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driften aufgrund von Fluktuationen des elektrischen Potentials entsteht (siehe Kapitel 2.1) in diesem radialen Bereich am Plasmarand stark unterdrückt. Die Zone reduzierter Turbulenz und des unterdrückten anomalen Transports wird deshalb als *Transportbarriere*, oder wegen ihrer radialen Lage als *Randschichtbarriere* der H-Mode bezeichnet.

Der aufgrund der Transportbarriere herabgesetzte Teilchenfluß macht sich in einem schlagartigen Rückgang des von den Prall-/Divertorplatten abströmenden Neutralgasflusses bemerkbar. Auch die D_α -Strahlung im Divertorbereich und die weiche Röntgenstrahlung von der Flußfläche, die als erste eine Materialwand berührt ('scrape off layer' SOL) nehmen wegen des verminderten Energie- und Teilchenflusses durch die H-Mode-Barriere abrupt ab [23, 24]. Deshalb wird häufig der Rückgang des D_α -Signals zur Bestimmung des Übergangszeitpunkts in die H-Mode-Phase verwendet.

Im Barrierenbereich bilden sich unmittelbar nach dem L-H Übergang lokal hohe Dichte-, Temperatur- und Druckgradienten aus. Die dynamische Entwicklung des Elektronendichteprofiles in einer H-Mode-Entladung in ASDEX ist in Abb. 3.1 zu sehen (verwendetes Koordinatensystem siehe Anhang B.2): Aus dem Plasmazentrum an den Plasmarand transportierte Teilchen stauen sich innerhalb der H-Mode Barriere auf und führen wegen eines nahezu

konstanten Dichtegradienten in der Barriere zu einem Anwachsen der Barrierenbreite. Im Plasmaminnern flacht das Dichteprofil ab [25].

Die L- und H-Mode Elektronendichteprofile kreuzen sich im sogenannten *Pivot-Punkt*. Der Entstehungsort der Barriere liegt im Bereich des Pivot-Punktes.

Die innerhalb der Randschichtbarriere aufgestaute thermische Energie führt dort zu einem deutlichen Temperaturanstieg [24].

Hat sich in der H-Mode im Bereich der Transportbarriere ein großer Druckgradient aufgebaut, so tritt typischerweise eine sich in regelmäßigen Abständen wiederholende MHD-Instabilität auf, die wegen ihrer Lokalisierung am Plasmarand als Edge Localized Mode (ELM) bezeichnet wird. ELMs sind im Anhang E beschrieben.

Am Plasmarand entsteht beim L-H Übergang spontan eine Zone starker Rotation (senkrecht zu \vec{B} entlang der Flußflächen), wie Geschwindigkeitsmessungen an Haupt- [80] und verschiedenen Verunreinigungionen [26, 78, 80–84] mit Hilfe der Ladungsaustausch-Rekombinationspektroskopie ergeben.

Diese Rotation der verschiedenen Ionenspezies i und der Elektronen hängt über die radiale Komponente der jeweiligen Kraftgleichung (2.1) mit dem radialen elektrischen Feld im Plasma zusammen [28, 51, 84]:

$$E_r = v_{i,\perp} B + \frac{p_i'}{Z_i e n_i} = (v_{i,\perp} - v_{dia,i}) B \quad (3.3)$$

Dabei wurden trägheitsbedingte Terme vernachlässigt. Die Zone starker Plasmarotation ist nach Gleichung (3.3) mit einer Senke im radialen elektrischen Feld E_r verknüpft, siehe Abb. 3.2. Die Existenz dieser Senke wird durch Messungen mit Langmuir-Sonden [80] bestä-

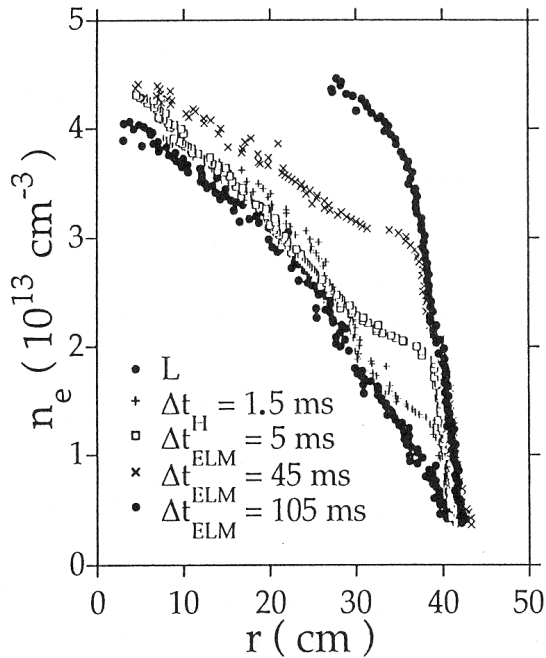


Abbildung 3.1: Mit dem Standardreflektometer an ASDEX gemessene Elektronendichteprofile vor und nach dem Übergang des Plasmas in die H-Mode-Phase [26]. Die Dichteprofile ab 5 ms nach Beginn der H-Mode wurden zwischen ELMs gemessen.

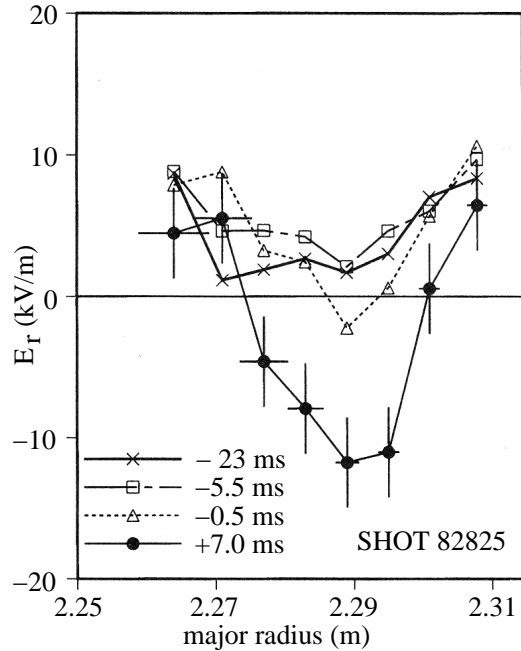


Abbildung 3.2: Profile von E_r vor und nach dem L-H Übergang, gemessen mit Hilfe der Ladungsaustausch-Rekombinationspektroskopie an einem H-Mode Plasma in DIII-D [82]. Die Separatrix liegt etwa bei dem großen Torusradius $R = 2.296 \text{ m}$.

tigt. Zwar wirkt auf die verschiedenen Ionenflüssigkeiten das gleiche E_r , jedoch unterscheiden sich die jeweiligen $p_i/Z_i n_i$. Deshalb ergeben sich für die unterschiedlichen Ionenspezies voneinander abweichende Rotationsgeschwindigkeitsprofile.

Die experimentellen Ergebnisse bisheriger Untersuchungen der H-Mode Randschichtbarriere sowie Vergleiche mit verschiedenen Theorien sind in [28] zusammengefaßt.

3.2 H-Mode-Theorien

In der Randschichtbarriere einer H-Mode wird der anomale Transport durch einen noch nicht eindeutig identifizierten Mechanismus stark reduziert.

Der bisher erfolgversprechendste Ansatz für dieses Phänomen besagt, daß ein *verschertes, radiales elektrisches Feld* sowohl die Phasenbeziehung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen beeinflusst als auch die Turbulenzamplitude reduziert. Beide Effekte können zu einer Abnahme des anomalen Transports führen. Diese Theorie wird in Abschnitt 3.2.1 vorgestellt. Darauf beruhende H-Mode Modelle werden in Kapitel 3.2.2 klassifiziert. In Kapitel 3.2.3 ist das einfachste dieser H-Mode Modelle skizziert.

Die Reduktion des anomalen Transports kann jedoch auch andere Ursachen als die Verschierung des radialen elektrischen Felds haben: Die Amplitude diverser Moden hängt von verschiedenen Parametern ab, wie z.B. von der Kollisionalität oder der Eindringtiefe (skin depth). Der Aufbau einer Transportbarriere scheint auch dann möglich, wenn einer dieser Parameter einen Schwellenwert über- oder unterschreitet. Beispiele für Szenarien dieser Art sind in [52] aufgeführt.

3.2.1 Turbulenzreduktion durch verschertes E_r

Eine einfache, numerische Modellierung [72] zeigt die Wirkung eines verscherten, radialen E-Feldes auf Turbulenz und den anomalen Transport. Dieser Modellierung sind ein radialer Dichtegradient, sowie in Θ -Richtung (= poloidal) sich periodisch wiederholende, stationäre (und gegenläufige) Wirbel (etwa verursacht durch ein regelmäßiges Fluktuationmuster $\tilde{\Phi}(\vec{r})$ des elektrischen Potentials) zugrundegelegt. In Abb. 3.3 oben ist die räumliche Geschwindigkeitsverteilung eines solchen Wirbels dargestellt, links ohne, rechts mit überlagerter $\vec{v}_{E \times B}$ -Verschierung aufgrund eines $E_r \neq 0$.

Auch die lokalen Elektronendichteverteilungen (abzüglich des überlagerten Dichtegradienten) sind mit Hilfe von Höhenlinien in Abb. 3.3 oben eingezeichnet: Durch die Wirbel ergeben sich Berge und Täler in der lokalen Dichteverteilung. In dem einfachen Modell, in dem die Rückkopplung der Dichtefluktuationen \tilde{n}_e auf die Potentialfluktuationen $\tilde{\Phi}$ über Gleichung (2.5) fehlt, ist bei $E_r = 0$ (Abb. 3.3 links) \tilde{n}_e gegenüber $\tilde{\Phi}$ um π in Θ -Richtung phasenverschoben, und die Strömungslinien sind nahezu senkrecht zu den Linien konstanter Dichte.

In Abb. 3.3 rechts ist ein verschertes, radiales elektrisches Feld vorhanden. Es ist deutlich zu erkennen, wie durch die $\vec{v}_{E \times B}$ -Verschierung die Störungen der Dichteverteilung in die Länge gezogen und gleichzeitig schmaler werden. Schmalere Dichtefluktuationen zerfallen jedoch schneller diffusiv (3.5). Die Geschwindigkeitsverschierung hilft somit, Dichtefluktuationen schneller abzubauen, und reduziert dadurch die Turbulenzamplitude (in der Simulation nicht berücksichtigt).

Außerdem ändert sich bei $r - r_0 \neq 0$ die Phasenverschiebung zwischen den Fluktuationen $\tilde{\Phi}$ des elektrostatischen Potentials und der Dichtefluktuationen \tilde{n}_e ($\tilde{\Phi}$ und \tilde{n}_e werden dekorreliert). Die Strömungslinien und die Linien konstanter Dichte schneiden sich unter spitzen Winkeln.

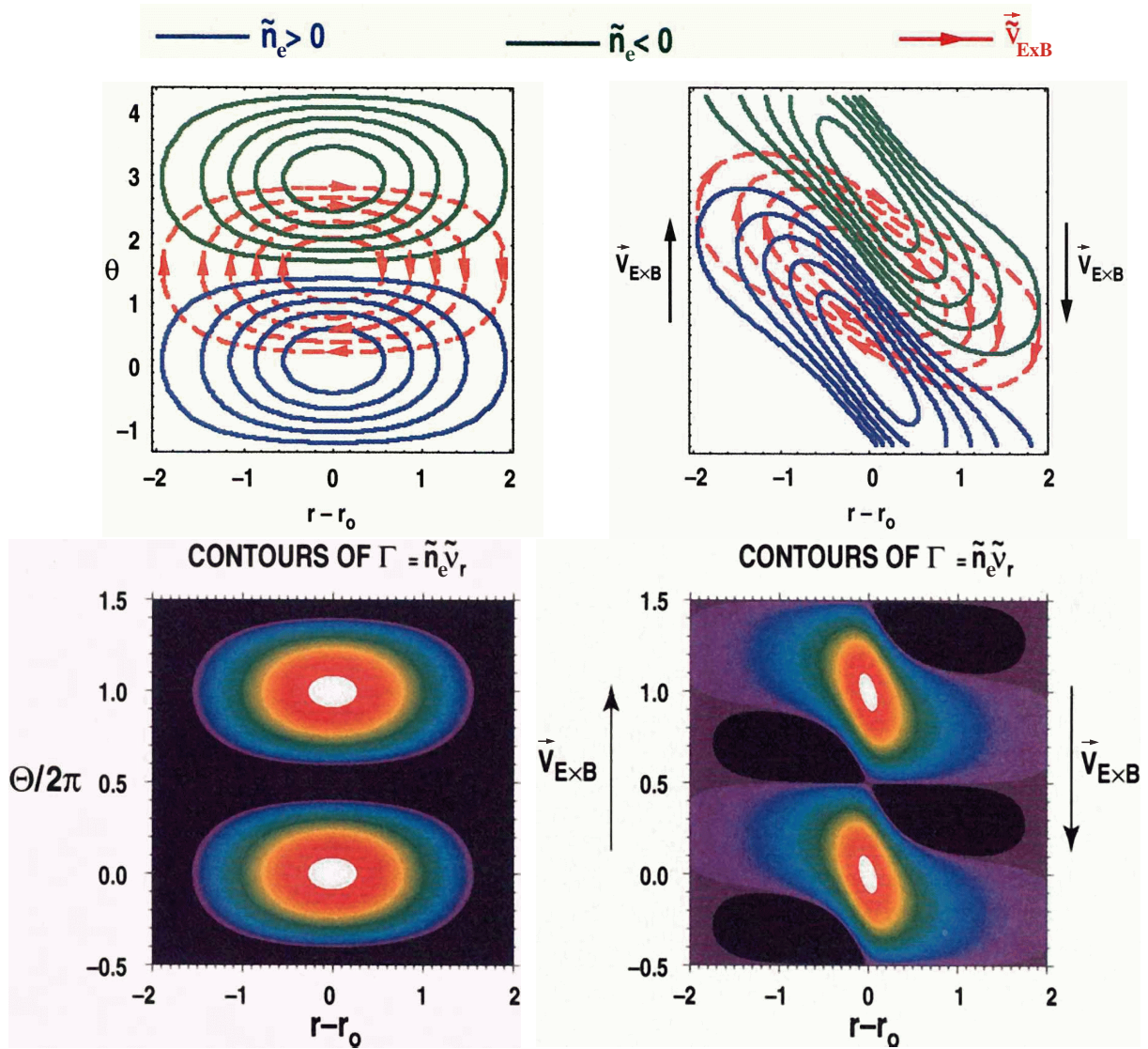


Abbildung 3.3: Ergebnisse einer einfachen Simulation des anomalen Transports [72] (negativer radialer Dichtegradient, Zylindergeometrie). Links ohne, rechts mit verschertem, radiales elektrisches Feld (bzw. der resultierenden $\vec{v}_{E \times B}$ -Verscherung). Oben: Räumliche Geschwindigkeitsverteilung der dem Modell zugrundegelegten Wirbel $\vec{v}_{E \times B}$, sowie die sich ergebende Elektronendichteverteilung (abzüglich des überlagerten Dichtegradienten). Unten: Aus der Korrelation von Wirbel und lokaler Dichteverteilung berechnete radiale Flußdichte Γ .

Diese Effekte reduzieren die Effektivität des anomalen Transports, und die orts aufgelöste, radiale Teilchenflußdichte $\Gamma(\vec{r}) = \tilde{n}_e \tilde{v}_r$ (siehe Abb. 3.3 unten, mit $\tilde{v}_r =$ radiale Komponente von $\vec{v}_{E \times B}$) im Bereich der Wirbel nimmt ab. Der radiale Gesamtfluß ohne und mit $v_{E \times B}$ -Verscherung erhält man durch räumliche Integration der Teilchenflußdichte. In der Modellierung von [72] hat sich der anomale Transport durch das verscherte E_r -Feld mehr als halbiert.

Die mögliche Reduktion von Turbulenz und anomalem Transport durch E_r -Verscherung wurde erstmals in [73] beschrieben. Um effektiv anomalen Transport reduzieren zu können, muß die E_r -Verscherung stark genug sein. Diese Forderung ist erfüllt, wenn die Verscherrate ω_s die Zerfallsrate aufgrund von Diffusion ω_t übersteigt. Sie wird auch als das *BDT-Kriterium* bezeichnet, nach den Autoren von [73] (Biglari, Diamond, Terry):

$$|\omega_t| < |\omega_s| \quad \text{BDT-Kriterium} \quad (3.4)$$

$$\omega_t = \frac{4D}{(l_r)^2} \quad \text{diffusive Zerfallsrate} \quad (3.5)$$

$$\omega_s = k_\theta l_r v_{E \times B} \quad \text{Verscherrate (Zylindergeometrie)} \quad (3.6)$$

D ist dabei der Diffusionskoeffizient, l_r die radiale Korrelationslänge und k_θ die charakteristische poloidale Wellenzahl (bzw. in Ausbreitungsrichtung) der Turbulenz. Die Gleichungen (3.5) und (3.6) stammen aus [52]. Das BDT-Kriterium kann umgeformt werden zu [49, 52]:

$$\left| \frac{dE_r / dr}{B} \right| > \frac{\omega_t}{l_r k_\theta} \quad \text{BDT-Kriterium (Zylindergeometrie)} \quad (3.7)$$

Gleichungen (3.6) und (3.7) gelten strenggenommen nur für Zylindergeometrie. In toroidaler Geometrie muß Gleichung (3.4) verwendet werden, mit einer modifizierten Verscherrate ω_s , siehe [74]. Werden einige Näherungen (z.B. Beschränkung auf Driftwellen, äquivalente k -Spektren der Turbulenz in Radius- und y-Richtung etc.) zugelassen, ergibt sich nach [52, 61] ein handlicher Ausdruck für ω_s in toroidaler Geometrie:

$$\omega_s = \frac{R B_\theta}{B} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{R B_\theta} \right) \quad \text{Verscherrate (toroidale Geometrie)} \quad (3.8)$$

Neben der Dekorrelation von Turbulenz zur Reduktion von anomalem Transport wird auch die vollständige Stabilisierung bestimmter Moden durch ein verschertes, radiales elektrisches Feld diskutiert [72].

Die Verscherrung der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit spielt bei der Turbulenzreduktion eine besondere Rolle [67]: Nach [68] ist die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift der einzige konvektive Term in den Gleichungen, welche die Ausbreitung elektrostatischer Driftwellen beschreiben. Da es sich bei Turbulenz typischerweise um elektrostatische Driftwellen handelt, folgt hieraus, daß die $v_{E \times B}$ -Verscherrung die *einzigste Geschwindigkeitsverscherrung* ist, die Turbulenz unterdrücken kann.

Die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit ist (am gleichen Ort) für sämtliche geladenen Teilchen gleich, unabhängig von der Masse oder Ladung. Deshalb sollte, falls eine Mode überhaupt durch die Verscherrung einer Geschwindigkeit stabilisiert werden kann, diese Mode prinzipiell auch durch eine $v_{E \times B}$ -Verscherrung stabilisiert werden können (vorausgesetzt, daß die $v_{E \times B}$ -Verscherrung ausreichend groß ist). Die radiale Verscherrung von E_r liefert somit einen *universellen Mechanismus* zur Modenunterdrückung.

Daß die $v_{E \times B}$ -Verscherrung im Plasma tatsächlich Turbulenz und anomalen Transport reduzieren kann, wurde bereits experimentell bestätigt: Mit Hilfe einer Elektrode am Plasmarand konnte durch Anlegen eines elektrischen Feldes im Elektrodenbereich E_r kontrolliert werden. Bei hoher E_r -Verscherrung ergaben sich steilere Randdichteprofile ($|n_e|$ nahm zu), und es konnte eine feine Struktur mit zwei Maxima und einem Minimum dazwischen beobachtet werden, wobei das Minimum mit dem Maximum von E_r , die Maxima mit denen von $|E_r|$ zusammenfielen [88, 89].

Es fehlt jedoch bislang der Nachweis, daß die Reduktion von Turbulenz und anomalem Transport beim spontanen L-H Übergang tatsächlich durch die E_r -Verscherrung erfolgt.

Die Turbulenz, der anomale Transport und das radiale elektrische Feld können in eine *positive Rückkopplungsschleife* eingebunden sein und sich dann nicht unabhängig voneinander ändern [77, 86]: Innerhalb der Zone eines durch E_r -Verscherrung abnehmenden, anomalen

Transports stauen sich Teilchen und Energie, und der Druckgradient steigt lokal an. Dies ist gleichbedeutend mit einer Zunahme der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$. Gleichung (3.3) besagt dann, daß daraus ein Absenken des radialen elektrischen Feldes in der Zone des bereits reduzierten anomalen Transports resultiert. Dies führt dort zu einer weiter anwachsenden Verschönerung von E_r , d.h. die Rückkopplungsschleife schließt sich.

Die in der radialen Kraftgleichung aufgeführte Geschwindigkeit $v_{i,\perp}$ des Ionenfluids senkrecht zu \vec{B} wurde bei dieser Betrachtung vernachlässigt: Die toroidale Komponente von $v_{i,\perp}$ ändert sich am L-H Übergang kaum und spielt für die H-Mode Modelle keine Rolle. Die poloidale Komponente wird durch Viskosität und Reibung stark abgebremst, siehe Kapitel 3.2.2.

Es wird zwar erwartet, daß bei geschlossener positiver Rückkopplung sich alle beteiligten Größen gleichzeitig ändern. Es besteht jedoch die Hoffnung, daß aufgrund der Dynamik des Plasmas am L-H Übergang Hinweise auf die Kausalität des L-H Übergangs gefunden werden können. Denn ist im Vergleich zur diffusiven Zerfallsrate ω_t die Verschönerate ω_s des radialen elektrischen Feldes ausreichend klein, so besagt das BDT-Kriterium, daß eine meßbare Änderung von ω_s möglich ist bei nur minimalem Einfluß auf Turbulenz und Transport [82, 86]. In diesem Fall nimmt die E_r -Verschönerung nicht *als Folge* eines geänderten anomalen Transports zu, sondern entwickelt sich zunächst davon nahezu unabhängig. Eine experimentelle Beobachtung dieses Verhaltens würde zumindest die hier beschriebene zentrale Rolle der Turbulenzreduktion durch verschertes E_r und des BDT-Theorems stützen.

Erste Messungen zur Untersuchung der Kausalität am L-H Übergang wiesen zunächst eine Koinzidenz von Turbulenzunterdrückung, Änderung von E_r und ω_s und des L-H Übergangs innerhalb der Zeitaufösung der Diagnostiken (typischerweise > 1 ms) auf [27, 51, 79].

Unlängst veröffentlichte Ergebnisse von Experimenten, durchgeführt in DIII-D an besonders langsamen L-H Übergängen deuten jedoch darauf hin, daß dem Phasenübergang zur H-Mode eine Zunahme der E_r -Verschönerung *minimal vorausgeht*, während die Abnahme der Turbulenz erst mit dem L-H Übergang einsetzt [81–83, 87].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe eines Doppler-Reflektometers in ASDEX Upgrade korrelierte, orts aufgelöste Messungen von E_r und der Turbulenzamplitude mit besonders hoher Zeitaufösung ($\ll 1$ ms) durchgeführt und deren Verhalten am L-H Übergang mit den Vorhersagen gängiger H-Mode Modelle verglichen.

3.2.2 Auf der E_r -Verschönerung basierende H-Mode Modelle

Im (quasi)stationären Zustand des Plasmas lange nach dem L-H Übergang haben die an der Rückkopplungsschleife beteiligten Parameter Gleichgewichtswerte angenommen. Im Experiment gemessene Gleichgewichtswerte können mit Hilfe einer erweiterten neoklassischen Transporttheorie (orbit squeezing) quantitativ (zumindest am Plasmarand) gut erklärt werden [27, 67, 76, 87]. In der stationären H-Mode ergibt sich somit ein selbstkonsistentes Bild [76], in dem der große Druckgradient in der Randschichtbarriere den dominierenden Term für das radiale elektrische Feld in Gleichung (3.3) liefert.

Das dynamische Verhalten des Plasmas am L-H Übergang wird zum Testfall der H-Mode Modelle: Die Dauer eines L-H Übergangs beträgt typischerweise weniger als $100 \mu\text{s}$. Derart kurze Übergangszeiten werden typischerweise beobachtet, wenn für einen der für den Zustandswechsel relevanten Parameter (z.B. der Kollisionalität oder E_r) eine *harte Bifurkation* vorliegt. Bei einer harten Bifurkation existieren in einem Teilintervall der Ordnungsvariable *gleichzeitig mehrere stabile Lösungen*, [52–54, 69]. Verschwindet der stabile Lösungszweig, in dem sich das Plasma gerade befindet, so muß ein schneller Zustandswechsel in den verbleibenden Lösungszweig erfolgen.

Experimente neueren Datums belegen allerdings, daß auch langsamere L-H Übergänge mit einer Dauer von wenigen Millisekunden möglich sind, wenn schnelle Temperatur- und Dichteänderungen am Plasmarand (z.B. aufgrund von Instabilitäten) während des Übergangs vermieden werden [83, 85]. Bei diesen Übergängen werden keine Anzeichen einer harten Bifurkation beobachtet [85]. Ein H-Mode Modell muß deshalb sowohl schnelle als auch langsame L-H Übergänge beschreiben können.

Messungen in DIII-D zeigen bereits unmittelbar vor dem Phasenübergang in die H-Mode eine Absenkung des radialen elektrischen Feldes E_r , die zwischen 30 und 50 % der Gesamtänderung dieser Größen liegt [82, 83, 87]. Diese Absenkung ist so groß, daß sie durch eine *Änderung der Druckgradienten allein* nicht erklärt werden kann. Nach Gleichung (3.3) muß sich deshalb auch das in Kapitel 3.2.1 vernachlässigte $v_{i,\perp}$ am L-H Übergang ändern.

Es wurden deshalb H-Mode Modelle entwickelt, in denen zusätzliche Mechanismen während des L-H Übergangs für die Dynamik von $v_{i,\perp}$ sorgen (d.h. die beobachtete starke Abnahme des radialen E-Feldes erklären), und die sich in der statischen H-Mode nicht mehr bemerkbar machen.

In diesen H-Mode Modellen bilden in der Kraftgleichung (2.1) zusätzliche Impuls-/Drehmomentquellen und -senken ein Momentengleichgewicht, von dessen Lage $v_{i,\perp}$ und damit über die radiale Komponente (3.3) der Kraftgleichung auch E_r abhängt. Das Gleichgewicht verschiebt sich vor dem L-H Übergang langsam, bis die Bedingung des Phasenübergangs erreicht ist. Die wichtigsten Quellen sind Ion orbit loss [54, 70], Stringer spin-up [55, 59], Reynolds stress [64–66] oder ein nicht ambipolarer Elektronenverluststrom [70, 71].

Als Senken werden Viskosität (magnetisches Pumpen [54, 56–59, 65], Reibung zwischen gefangenen und vorbeiziehenden Teilchen [69] oder anomale Viskosität aufgrund von Mikroturbulenzen [62, 63]) und Momentverlust durch Wechselwirkung mit Neutralteilchen [71] in Betracht gezogen. Ein aktueller Überblick über H-Mode Modelle findet sich in [28, 52, 61].

3.2.3 H-Mode Modell mit Bifurkation im Teilchen- und Energieeinschluß

Dieses H-Mode Modell [60] basiert auf den folgenden Annahmen:

1. Die Turbulenz und der anomale Transport am Plasmarand werden reduziert durch die Verscherung $E_r \iota$ des radialen elektrischen Feldes bzw. durch $v_{E \times B} \iota$. Das BDT-Theorem ist gültig.
2. In der Kraftgleichung (3.3) ist der Term mit $v_{i,\perp}$ vernachlässigbar, Begründung siehe Kapitel 3.2.1.

Bei diesem Modell handelt es sich um eines der einfachsten H-Mode Modelle, da es ohne Zusatzterme in (2.1) auskommt, die am L-H Übergang auf $v_{i,\perp}$ wirken (nicht kompatibel zu den DIII-D Meßergebnissen). Das Modell stellt eine harte Bifurkation für den Teilchen- und Energiefluß bereit.

Der Teilchen- und Energiefluß Γ bzw. Q wird approximiert durch:

$$\Gamma = -D \frac{dn_i}{dr} = - \left(D_0 + \frac{D_1}{1 + \alpha v_{E \times B} \iota} \right) \frac{dn_i}{dr} \quad (3.9)$$

$$Q = -\chi \frac{dp_i}{dr} = - \left(\chi_0 + \frac{\chi_1}{1 + \alpha v_{E \times B} \iota} \right) \frac{dp_i}{dr} \quad (3.10)$$

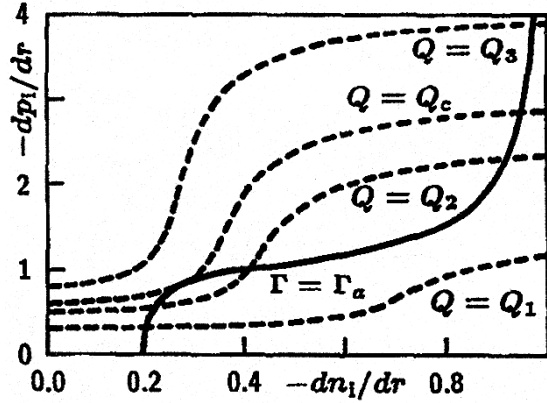


Abbildung 3.4: Lösungsgraphen verschiedener konstanter Teilchen- und Energieflüsse

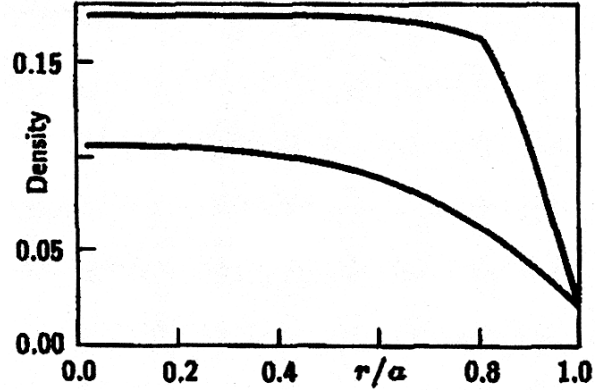


Abbildung 3.5: L- und H-Mode Dichteprofile bei nahezu identischem Randenergiefluß

Dabei sind D und χ die Diffusionskoeffizienten der Teilchen bzw. der Energie, und α dient der Vereinfachung der Gleichungen. Im Modell wird $\gamma = 2$, $D_0 = 1$, $D_1 = 4$, $\chi_0 = 1$, $\chi_1 = 4$ und $\alpha = 10$ festgelegt. Die Auftrennung der Diffusionskoeffizienten in einen konstanten und einen von $v_{E \times B'}$ abhängigen Teil trägt dem BDT-Kriterium Rechnung: Erst wenn $\alpha v_{E \times B'}^\gamma$ die Größenordnung von 1 erreicht, wird der anomale Transport reduziert. D und χ nähern sich bei sehr großer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Verscherung asymptotisch einem Grenzwert.

Die Kraftgleichung (3.3) stellt den Zusammenhang zwischen $v_{E \times B'}$ und dn_i/dr bzw. dp_i/dr her:

$$v_{E \times B'} \approx \frac{1}{Z_i B e n_i^2} \frac{dn_i}{dr} \frac{dp_i}{dr} = \beta \frac{dn_i}{dr} \frac{dp_i}{dr} \quad (3.11)$$

Der Faktor β wird zur Vereinfachung als konstant angenommen und ist bereits in α enthalten. Zusammen mit der Teilchen- und Energieerhaltung und weiteren vereinfachenden Annahmen über den radialen Verlauf der Quelledichten von Teilchen und Energie können die Transportgleichungen (3.9) und (3.10) graphisch lokal (d.h. abhängig von r) gelöst werden, siehe Abb. 3.4: Für einen Teilchen- und verschiedene Energieflüsse sind die jeweils zugehörigen Graphen abgebildet. Die Lösungen für die lokalen Gradienten $dn_i/dr(r)$ und $dp_i/dr(r)$ ergeben die Schnittpunkte der Graphen des dort vorliegenden Teilchen- und Energieflusses $\Gamma(r)$ und $Q(r)$. Ergeben sich drei Schnittpunkte (z.B. bei $Q = Q_2$ und $\Gamma = \Gamma_a$), so liegen Γ und Q im Bereich einer harten Bifurkation. In diesem Fall ist der mittlere Lösungszweig instabil. Der Schnittpunkt mit den geringsten Gradienten ist der Lösungszweig des L-Mode Plasmazustands, der mit den größten Gradienten entspricht der H-Mode. Damit eine solche Bifurkation vorliegen kann, darf der Parameter γ in (3.9) und (3.10) einen von D_1/D_0 und χ_1/χ_0 abhängigen Grenzwert nicht unterschreiten.

Ändert sich der Energie- oder Teilchenfluß, so wandert auch der zum aktuellen Plasmazustand gehörige Schnittpunkt der Graphen. Verschwindet der Lösungszweig des aktuellen Plasmazustandes an einer beliebigen radialen Position, so führt dort das Plasma einen Zustandswechsel auf den einzig verbliebenen Lösungszweig durch (und zwar nur dann!). Liegt z.B. ein L-Mode Plasma vor und der Energiefluß Q überschreitet lokal den Schwellwert Q_c (siehe Abb. 3.4), so geschieht dort der L-H Übergang. Dies ist der Ursprung der Randschichtbarriere, die sich anschließend schnell über den gesamten radialen Bereich ausbreitet, in dem der H-Mode Lösungszweig existiert.

Die zum jeweiligen Plasmazustand gehörigen Dichte- und Druckprofile erhält man durch Integration der lokalen Lösungen von dn_i/dr bzw. dp_i/dr , ausgehend vom Plasmarand (siehe z.B. Abb. 3.5).

Kapitel 4

Doppler-Reflektometrie

In der Radartechnik wird schon seit langer Zeit das Verfahren der Reflektometrie zur Vermessung von Plasmen angewandt, so z.B. bei der Vermessung der Elektronendichte in der Ionosphäre [94]. An ASDEX Upgrade wird diese Methode zur Bestimmung von Elektronendichteprofilen benutzt [95–97]. Sie ist in Abschnitt 4.2 beschrieben und wird in der vorliegenden Arbeit als *Standard-Reflektometrie* bezeichnet.

Das Doppler-Reflektometer unterscheidet sich vom Standard-Reflektometer im Aufbau prinzipiell nur durch die Ausrichtung der Antennen zum Dichtegradienten des zu untersuchenden Plasmas. In Abschnitt 4.3 ist die Funktionsweise dieser Diagnostik erklärt und wird auf die Besonderheiten der *Doppler-Reflektometrie* eingegangen.

Beide Diagnostiken beruhen auf dem Verhalten von elektromagnetischen Wellen in einem Plasma. Dieses ist im folgenden Abschnitt zusammengefaßt.

4.1 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Plasma

Bei elektromagnetischen Wellen, die sich in einem Plasma senkrecht zu einem statischen Magnetfeld \vec{B} bewegen, unterscheidet man zwei Polarisationsrichtungen: Bei der *ordentlichen Welle* (O-Mode) schwingt der Vektor \vec{E}_{mw} des elektrischen Wechselfeldes parallel zu \vec{B} , bei der *außerordentlichen Welle* (X-Mode) ist er senkrecht zu \vec{B} ausgerichtet. Geladene Teilchen werden durch \vec{E}_{mw} zum Schwingen angeregt. Bei O-Mode Polarisation ist diese Bewegung parallel zu \vec{B} . Deshalb hat das statische Magnetfeld keinen Einfluß auf die Teilchenschwingung und damit auf die Wellenausbreitung. Der Brechungsindex N_O ist somit unabhängig von der Magnetfeldstärke B . In der Näherung für ein kaltes Plasma gilt [1, 5, 6]:

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2}, \quad \text{mit} \quad \omega_{p,e} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4.1)$$

Wird der Brechungsindex 0, so spricht man von einem *Cutoff*. An einer Cutoff-Schicht wird die elektromagnetische Welle reflektiert. Auch die Cutoff-Frequenz $\omega_{cut,O}$ sowie die Cutoff-Dichte $n_{cut,O}$ sind bei O-Mode Polarisation unabhängig von B :

$$\omega_{cut,O} = \omega_{p,e} \quad (4.2)$$

$$n_{cut,O} = \frac{\omega^2 \cdot \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (4.3)$$

Bei der X-Mode schwingt das elektrische Wechselfeld \vec{E}_{mw} senkrecht zu \vec{B} . N_X , $\omega_{cut,X}$ und $n_{cut,X}$ hängen nun von der Magnetfeldstärke B ab (siehe z.B. [1, 5, 6]):

$$N_X^2 = 1 - \frac{\frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2} (1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2})}{1 - \frac{\omega_{p,e}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{c,e}^2}{\omega^2}}, \quad \text{mit} \quad \omega_{c,e} = e \cdot B / m_e \quad (4.4)$$

Am Cutoff gilt somit:

$$\omega_{cut,X} = 1/2 \cdot (\omega_{c,e} + \sqrt{\omega_{c,e}^2 + 4 \cdot \omega_{p,e}^2}) \quad (4.5)$$

$$n_{cut,X} = \frac{\epsilon_0 \cdot m_e}{e^2} \cdot (\omega^2 - \omega \cdot \frac{e \cdot B}{m_e}) \quad (4.6)$$

Cutoff-Dichten für elektromagnetische Wellen in O-Mode und X-Mode Polarisation für Frequenzen des V-Bands bei verschiedenen Magnetfeldstärken sind in Abb. 5.1 aufgetragen.

4.2 Funktionsprinzip eines Standard-Reflektometers

Das Funktionsprinzip eines Standard-Reflektometers ist das folgende: Zur Bestimmung von Elektronendichteprofilen wird parallel zum Dichtegradient Mikrowelle in ein Plasma eingestrahlt. Wenn die elektromagnetische Welle auf ihrem Weg durch das Plasma die Cutoff-Dichte erreicht, so wird sie dort wie an einem Spiegel reflektiert (siehe Abb. 4.1). Dabei hängt nach Gl. (4.3) bzw. (4.6) die Cutoff-Dichte und damit auch die Weglänge l_{cut} der Mikrowelle von der Antenne zur Cutoff-Schicht von der Mikrowellenfrequenz ab. Die reflektierte Welle wird mit einer Empfangsantenne aufgenommen und ihre Phase im Reflektometer mit der Phase der ausgestrahlten Welle verglichen. Für die Phasendifferenz gilt nach [1]:

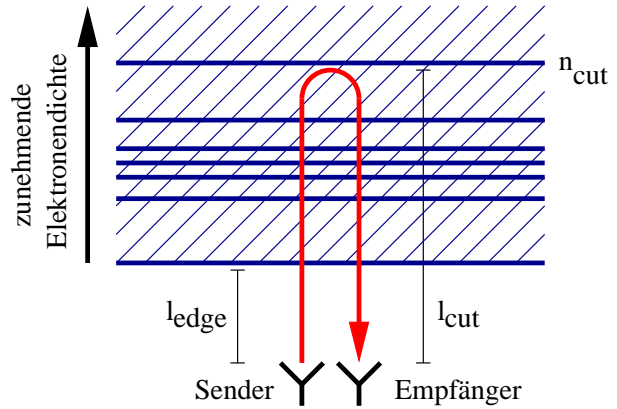


Abbildung 4.1: Anordnung der Sende- und Empfangsantenne bei einem Standard-Reflektometer

$$\Delta\Phi = 2 \frac{\omega}{c} \int_{l_{edge}}^{l_{cut}} N(l) dl - \frac{\pi}{2} \quad (4.7)$$

l_{edge} ist dabei der Weg der Mikrowelle von der Antenne zum Plasmarand. Somit besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen $\Delta\Phi$ und der Frequenz der ausgestrahlten Welle. Gleichung (4.7) kann nach l_{cut} aufgelöst werden:

$$l_{cut} = l_{edge} + \frac{c}{\pi} \int_0^\omega \frac{d(\Delta\Phi)}{d\tilde{\omega}} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - \tilde{\omega}^2}} d\tilde{\omega} \quad (4.8)$$

Wird die Sendefrequenz durchgeföhren, kann aus dem Verhalten der Phasenverschiebung die zu jeder Cutoff-Dichte gehörige Position ermittelt werden. Die Messung muß dabei so schnell vonstatten gehen, daß das Elektronendichteprofil als konstant angenommen werden kann (in ASDEX Upgrade $\approx 100 \mu s$, siehe [12]).

Bei konstanter Sendefrequenz f_{TR} kann ein Reflektometer zur Charakterisierung langwelliger Fluktuationen eingesetzt werden (Fluktuationsmonitor). Dazu die folgenden Überlegungen: Ein Teil der ausgestrahlten Mikrowellenleistung wird an der Cutoff-Schicht direkt reflektiert, siehe z.B. Abb. 4.2 a). Die Cutoff-Schicht wird zunächst als ruhend angenommen. Dann sind die Wellenzahlen der Mikrowelle vor der Reflexion $k_{i,bc}$ (*before cutoff*) und nach der Reflexion $k_{i,ac}$ (*after cutoff*) identisch, und es bildet sich im Meßspektrum des Reflektometers eine scharfe Linie bei der Trägerfrequenz f_{TR} aus.

Der Rest der Mikrowellenleistung wird an Fluktuationen des optischen Brechungsindex (hervorgerufen durch Dichtefluktuationen aufgrund von Turbulenz) gestreut. Mehrfachstreuungsprozesse spielen bei der Reflektometrie nur eine untergeordnete Rolle. Deshalb werden hier vereinfachend nur Einfachstreuungen (meist in Kombination mit Reflexionen an der Cutoff-Schicht) betrachtet, siehe Abb. 4.2 b) und c). Aus der Impulserhaltung folgt [98]:

$$\vec{k}_i + \vec{k}_{fl} = \vec{k}_s \quad (4.9)$$

wobei \vec{k}_i und \vec{k}_s die Wellenvektoren der ankommenden (*initial*) und der gestreuten Mikrowelle (*scattered*) sind, sowie \vec{k}_{fl} der Gittervektor der Fluktuationen ist, an denen gestreut wird.

Bewegen sich die Fluktuationen mit der Geschwindigkeit \vec{v}_{fl} , so ergibt sich eine Dopplerverschiebung der gestreuten Mikrowelle [98] um

$$2\pi f_D = \omega_D = \vec{k}_{fl} \cdot \vec{v}_{fl} \quad (4.10)$$

Da die Geschwindigkeit der Fluktuationen im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit immer sehr klein ist, ist auch die Frequenzverschiebung f_D verglichen mit der Trägerfrequenz f_{TR} gering. Deshalb gilt bei den Streuprozessen für die Wellenzahlen der ankommenden und gestreuten Welle $k_i \approx k_s$.

Bei den Streuprozessen wird zwischen Vorwärts- und Rückstreuung unterschieden. Maßgeblich ist dabei der Winkel zwischen \vec{k}_i und \vec{k}_s : Ist er kleiner als 90° , handelt es sich um Vorwärtsstreuung (siehe Abb. 4.2 b)), sonst um einen Rückstreuprozess (Abb. 4.2 c)).

Durch die radiale Ausrichtung der Sende- und Empfangsantennen werden die Richtungen der Wellenvektoren \vec{k}_i und \vec{k}_s bis auf das Vorzeichen vorgegeben. Bei Vorwärtsstreuung muß eine zusätzliche Reflexion an der Cutoff-Schicht des Plasmas erfolgen (vor oder nach dem Streuprozess), damit die gestreute Mikrowelle in die Empfangsantenne gelangen kann. Bei einer

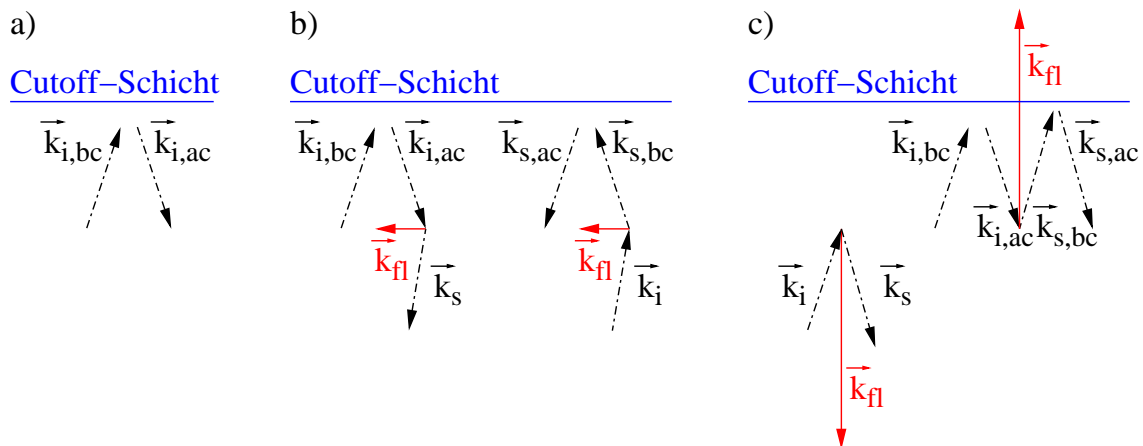


Abbildung 4.2: Wellenvektoren bei der direkten Reflexion der ausgestrahlten Mikrowelle an der Cutoff-Schicht a), sowie bei den Einfachstreuungsprozessen b) Vorwärts- und c) Rückstreuung. Die Indizes i und s stehen für *initial* und *scattered*, die Indizes bc und ac für *before cutoff reflection* bzw. *after cutoff reflection*.

rückgestreuten Mikrowelle wird dazu entweder keine Reflexion benötigt, oder der Streuprozess geschieht eingebettet zwischen zwei Reflexionen an der Cutoff-Schicht.

Bei einem Rückstreuprozess wird nach Gleichung (4.9) in radialer Richtung ein Wellenvektor $\vec{k}_{fl,r} \approx -2\vec{k}_i$ benötigt. Für ein Reflektometer welches im V-Band arbeitet (Mikrowellenfrequenzen zwischen 50 und 75 GHz) bedeutet dies Wellenzahlen $k_{fl,r}$ zwischen 20 und 30 cm^{-1} . Messungen der radialen Geschwindigkeit der Fluktuationen aufgrund von Turbulenz ergaben im ASDEX Tokamak (unter vergleichbaren Bedingungen wie in ASDEX Upgrade) Werte von nur wenigen m/s [22]. Dies bedeutet nach Gleichung (4.10), daß der Beitrag der Rückstreuung im Meßspektrum nur gering dopplerverschoben ist.

Nach Kapitel 2.3 besitzen radiale k -Spektren der Fluktuationen ein Maximum bei $k_{fl,r} = 0 \text{ cm}^{-1}$ und fallen zu größeren Wellenzahlen hin sehr steil ab. Schon bei wenigen cm^{-1} ist die Fluktuationsamplitude so gering, daß der Anteil der rückgestreuten Mikrowellenleistung zum Spektrum eines Standard- oder Doppler-Reflektometers vernachlässigt werden kann.

Nach Abb. 4.2 b) zeigen bei der Vorwärtsstreuung \vec{k}_i und \vec{k}_s nahezu in dieselbe Richtung. Bei Vorwärtsstreuungen werden deshalb und wegen $k_i \approx k_s$ Fluktuationen mit Wellenvektoren $\vec{k}_{fl,\perp k_i}$ senkrecht zum k -Vektor der einfallenden Welle benötigt. Für die Wellenzahlen der Fluktuationen gilt $k_{fl,\perp k_i} = |\vec{k}_s - \vec{k}_i| \ll k_i$.

Nach Gleichung (2.11) besitzen die k -Spektren der Fluktuationen in Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz am Plasmarand ($\rho_s \sim 3 \text{ mm}$) ein breites Maximum bei $k_{fl,y} \sim 1 \text{ cm}^{-1}$, oder zumindest ein flaches Plateau. Die Amplitude der Fluktuationen in y -Richtung reicht deshalb gut aus, um einen meßbaren Beitrag der Vorwärtsstreuung zum gemessenen Leistungsspektrum zu ermöglichen.

Parallel zum Magnetfeld sind nach Kapitel 2.3 die Fluktuationen extrem langwellig und spielen bei der hier betrachteten Mikrowellenstreuung keine Rolle.

In der Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz ergeben sich in ASDEX Upgrade typischerweise Geschwindigkeiten der Fluktuationen im Bereich mehrerer km/s (siehe Kapitel 7.5.2). Da sowohl der Streuvektor \vec{k}_{fl} als auch die Geschwindigkeit \vec{v}_{fl} der Fluktuationen in y -Richtung ausgerichtet sind, vereinfacht sich Gleichung (4.10) zu:

$$2\pi f_D = \omega_D = k_{fl,y} \cdot v_{fl,y} \quad (4.11)$$

Durch die Ausrichtung der verwendeten Antennen senkrecht zur Cutoff-Schicht wird aus dem k_y -Spektrum der Fluktuationen eine symmetrische Linie um $k_{fl,y0} = 0 \text{ cm}^{-1}$ selektiert. Die Breite dieser Linie hängt dabei ab von der Divergenz der verwendeten Antennen und der Krümmung der Cutoff-Schicht, siehe Kapitel 6.3.2. Im *Frequenzspektrum* des Reflektometers taucht zusätzlich zur scharfen Linie der direkten Reflexion (bei der Trägerfrequenz f_{TR}) aufgrund der gestreuten Mikrowelle eine symmetrische Linie um f_{TR} auf, deren Breite durch die Linienbreite im k_y -Spektrum der Fluktuationen sowie durch die Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen $v_{fl,y}$ bestimmt ist.

Der Leistungsanteil der gestreuten Mikrowelle an der gesamten Empfangsleistung gibt Aufschluß über die Amplitude langwelliger Fluktuationen.

Die bisher vernachlässigte, radiale Variation der Position der Cutoff-Schicht durch turbulente Dichtefluktuationen führt durch die daraus resultierende Phasenmodulation der empfangenen Mikrowelle zu kontinuierlichen Seitenbändern und verbreitert auf diese Weise das Spektrum.

Wird das Standard-Reflektometer zur Messung von Dichteprofilen eingesetzt, ist die Mikrowellenstreuung an Fluktuationen ein unerwünschter Effekt. Durch Streuprozesse geht Leistung für die direkte Reflexion an der Cutoff-Schicht verloren, und es treten Phasen- und Amplitudenmodulationen des Empfangssignals auf, welche die Auswertung erschweren [99].

4.3 Funktionsprinzip eines Doppler-Reflektometers

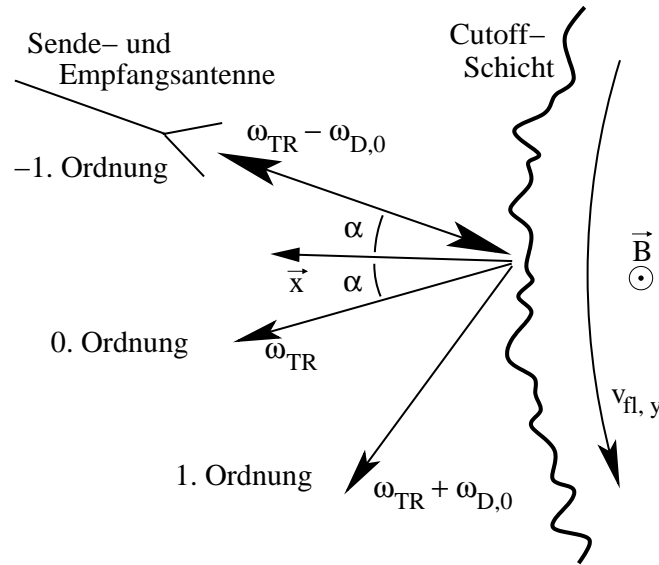


Abbildung 4.3: Skizze zum Funktionsprinzip eines Doppler-Reflektometers.

Bei einem Doppler-Reflektometer werden im Gegensatz zum Standard-Reflektometer von Kapitel 4.2 die Mikrowellenantennen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld gezielt um den Winkel α zur Normalen \vec{x} der Cutoff-Schicht verkippt (siehe Skizze in Abb. 4.3).

Durch die Ausrichtung der verwendeten Antennen wird für Vorwärts-Streuprozesse der ausgestrahlten Mikrowelle (siehe Abb. 4.2 b)) ein Bereich des k_y -Spektrums der Fluktuationen um $k_{fl,y0}$ ausgewählt. Es gilt die Bragg-Bedingung [98–100]:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda_i}{2\lambda_{fl,y0}} = \frac{k_{fl,y0}}{2k_i} \quad (4.12)$$

Das im vorigen Kapitel beschriebene Standard-Reflektometer entspricht demnach dem Spezialfall $\alpha = 0$. Bei einer solchen Anordnung gilt nach (4.12) $k_{fl,y0} \sim 0$.

Für $\alpha \neq 0$ entsteht nach Gleichung (4.12) und (4.11) im Frequenzspektrum eine um $f_{D,0} = k_{fl,y0} \cdot v_{fl,y} / 2\pi$ dopplerverschobene Linie. Analog zum Standard-Reflektometer wird auch hier die Breite der Linie durch die Divergenz der verwendeten Antennen, der Krümmung der Cutoff-Schicht und der Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen senkrecht zu \vec{B} bestimmt, siehe Kapitel 6.3.2.

Die dopplerverschobene Linie eröffnet die Möglichkeit einer Geschwindigkeitsmessung im Plasma: Ist $k_{fl,y0}$ bekannt (berechnet mit Hilfe von (4.12)) und kann aus dem gemessenen Frequenzspektrum die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ bestimmt werden, so erhält man nach (4.11) die Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen senkrecht zum Magnetfeld.

Ein Frequenzspektrum wird durch eine Fouriertransformation über ein Intervall von Meßdaten berechnet. Da an Fluktuationen gestreut wird und deren Amplitude zeitlich stark variiert, kann die Intervalllänge nicht beliebig kurz gewählt werden. Es hat sich jedoch bei der Auswertung der Meßdaten gezeigt, daß schon eine Intervalllänge von $50 - 100 \mu\text{s}$ ausreicht, um aus einem Frequenzspektrum zuverlässig die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ extrahieren zu können. Die Zeitaufösung eines Doppler-Reflektometers liegt somit weit unter 1 ms. Deshalb ist diese Diagnostik besonders für Geschwindigkeitsmessungen bei transienten Vorgängen wie z.B. dem L-H Übergang interessant.

Wie bei einem Standard-Reflektometer kann die radiale Position des Meßvolumens über die Trägerfrequenz f_{TR} gewählt werden. Wird die Trägerfrequenz schrittweise durchgestimmt, können auf diese Weise radiale Profile der Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen und des Plasmas erstellt werden.

Die radiale Ortsauflösung von Standard- und Doppler-Reflektometer hängt vom Gradienten der Elektronendichte ab und liegt typischerweise zwischen etwa 1 mm (X-Mode Polarisierung, H-Mode Randschichtbarriere) bis ~ 5 cm (O-Mode Polarisierung, Hauptplasma), siehe Kapitel 7.3.3.

Bisher wurden nur Streuprozesse in die ± 1 . Ordnung berücksichtigt. Für Streuprozesse in eine höhere Ordnung n muß in den Gleichungen (4.9) bis (4.12) k_{fl} durch $n \cdot k_{fl}$ ersetzt werden. Wird Gleichung (4.12) in die Gleichungen (4.10) und (4.11) eingesetzt, so kürzt sich die Ordnungszahl n wieder heraus. Die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ der empfangenen Mikrowelle ist deshalb für Streuprozesse in jede Ordnung gleich.

Bei einem Standard-Reflektometer wird das Signal des an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Trägers zur Bestimmung von Dichteprofilen eingesetzt, und die Mikrowellenstreuung an Fluktuationen ist ein eher unerwünschter Nebeneffekt. Bei der Doppler-Reflektometrie ist es gerade umgekehrt: Hier ist in der gestreuten Mikrowellenleistung die Geschwindigkeitsinformation enthalten, während das Signal der direkt an der Cutoff-Schicht reflektierten Mikrowelle nur die maximal mögliche Verstärkung des Empfängers begrenzt.

Der Anteil des Trägers wird durch die gezielte Verkippung und eine geringe Divergenz der Antennen stark vermindert. Dominiert die dopplerverschobene Linie über den Träger bei f_{TR} , so läuft die Phase des empfangenen Signals im Vergleich zu der des ausgesandten Signals im Mittel mit der Kreisfrequenz $2\pi f_{D,0}$ davon, man spricht vom 'phase runaway' [101]. Aus diesem Grund wird das Doppler-Reflektometer auch als PRA-Diagnostik bezeichnet.

Ein Doppler-Reflektometer kann auch als Fluktuationsdiagnostik betrieben werden. Durch die Antennenverkippung und eine geringe Divergenz der Antennen wird die Mikrowellenstreuung an langwelligen Dichtefluktuationen mit $k_{fl,y} \sim 0$ unterdrückt. Andererseits nimmt nach Kapitel 2.3 in den k_y -Spektren der Fluktuationen deren Amplitude zu größeren Wellenzahlen hin stark ab. Dadurch ist auch die Leistung der an kurzwelligen Fluktuationen gestreuten Mikrowelle stark reduziert.

Beide Effekte zusammen führen dazu, daß über den gesamten k_y -Bereich der Fluktuationen zwischen 0 und $k_{fl,y0}$ und darüber hinaus die Leistungsdichte der gestreuten Mikrowelle im Empfänger nur wenig variiert. Die Verstärkung im Empfänger kann dadurch so eingestellt werden, daß über den gesamten k_y -Bereich hinweg Aussagen über die Amplitude der Driftwellenturbulenz gemacht werden können (siehe Kapitel 7.1). Im Gegensatz zum Standard-Reflektometer ist das Doppler-Reflektometer zur Charakterisierung lang- und kurzwelliger Fluktuationen geeignet.

In dem in diesem Kapitel beschriebenen Modell des Doppler-Reflektometers sind Brechungseffekte im Plasma nicht berücksichtigt, d.h. es wird angenommen, daß die Mikrowelle nur an der Cutoffschicht reflektiert und gestreut wird. Auch der Einfluß einer gekrümmten Cutoff-Schicht sowie der Aufweitung des Mikrowellenstrahls durch die Divergenz der verwendeten Antennen wurde vernachlässigt.

Eine präzisere Beschreibung der Doppler-Reflektometrie, bei der all diese Effekte berücksichtigt werden, ist in Kapitel 4.4 dargestellt. Ein Überblick über die Doppler-Reflektometrie ist gegeben in [99–102].

4.3.1 'Maibaum-Effekt'

Nach Kapitel 2.3 gilt für die Fluktuationen der Elektronendichte $k_{fl,\perp} \gg k_{fl,\parallel} \sim 0$, d. h. die Fluktuationen sind in Richtung der Magnetfeldlinien sehr stark elongiert. Die Cutoff-Oberfläche, an der ein Doppler-Reflektometer streut, stellt sich somit als Rillengitter dar, wobei die Rillen parallel zu den Magnetfeldlinien ausgerichtet und nach Gleichung (2.12) typischerweise mehrere Meter lang sind.

In Analogie zu optischen Gittern wird die Mikrowelle nur in der Ebene *senkrecht* zu den Rillen, also senkrecht zu \vec{B} gestreut. Parallel zum Magnetfeld tritt nur die Reflexion an der Cutoff-Schicht auf, da für Streuprozesse an den Fluktuationen in Richtung von \vec{B} keine passenden k -Vektoren zur Verfügung stehen.

Eine Verkippung der Antennenanordnung in Magnetfeldrichtung führt somit *nicht* zu einer dopplerverschobenen Linie. Deshalb kann mit einem Doppler-Reflektometer die Geschwindigkeitskomponente $v_{fl,\parallel}$ der Fluktuationen *parallel* zu \vec{B} *nicht* bestimmt werden.

Die Intensität des Signals im Detektor nimmt jedoch stark ab, wenn der Verkippwinkel in Richtung \vec{B} die Größenordnung des Divergenzwinkels der verwendeten Antennen erreicht. Die Antennen eines Doppler-Reflektometers werden deshalb im Allgemeinen senkrecht zu den Feldlinien des das Plasma einschließenden Magnetfelds ausgerichtet, um das Empfangssignal zu maximieren.

Mit dem Doppler-Reflektometer ist grundsätzlich nur die Komponente $v_{fl,\perp} = v_{fl,y}$ der Plasmarotation (in Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz) experimentell zugänglich. Gerade deshalb ist es für die Untersuchung des L-H Übergangs besonders gut geeignet: Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit, welche am Phasenübergang in die H-Mode eine zentrale Rolle spielt (Kapitel 3.1.3 und 3.2.1), zeigt per Definition in y -Richtung (da senkrecht zur radialen Richtung und zu dem das Plasma einschließenden Magnetfeld). Sie ist folglich über die Doppler-Reflektometrie direkt zugänglich (siehe Kapitel 4.3.2) und ermöglicht besonders geringe Fehlerbalken.

Sollen jedoch mit dem Doppler-Reflektometer toroidale oder poloidale Geschwindigkeitskomponenten des Plasmas bestimmt werden, so ist dies ohne zusätzliche Geschwindigkeitsmessungen (z.B. mit der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS, siehe Anhang B.3) oder Annahmen über die poloidale bzw. toroidale Rotationsgeschwindigkeit nicht möglich. Dies verdeutlicht die folgende Überlegung:

Die Magnetfeldlinien winden sich bei einem Tokamak wegen der Verdrillung der Feldlinien (siehe Kapitel 1) um die Flußflächen, ähnlich den Bändern eines Maibaumes. Wenn man bei einem Maibaum nur einen kurzen Abschnitt in der Mitte zu Gesicht bekommt, kann man nicht unterscheiden, ob der Maibaum um seine Längsachse rotiert oder ob er in Achsrichtung verschoben wird, siehe dazu Abb. 4.4. Nur wenn zusätzlich eine der beiden Geschwindigkeiten (aus einer anderen Messung) bekannt ist, kann die exakte Bewegung des Maibaumes (bzw. des Plasmas) bestimmt werden.

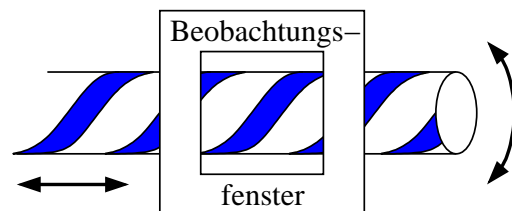


Abbildung 4.4: Skizze zum 'Maibaum'-Effekt. Im Beobachtungsfenster ist eine Verschiebung in Achsrichtung nicht von einer Rotation um die Längsachse unterscheidbar.

4.3.2 Zusammensetzung der gemessenen Geschwindigkeit

Durch die Auswertung der Doppler-Verschiebung $f_{D,0}$ kann nach Gleichung (4.11) und (4.12) bei bekannter Trägerfrequenz f_{TR} (und dadurch bekannter Wellenzahl k_i) sowie bekanntem Verkippwinkel α der Antennenanordnung die Rotationsgeschwindigkeit der Dichtefluktuationen senkrecht zum Magnetfeld $v_{fl,\perp} = v_{fl,y}$ bestimmt werden. Über die Messung zugänglich ist somit die *Geschwindigkeit der Phasenfronten der Driftwellenturbulenz*.

Die *intrinsische Phasengeschwindigkeit* von Driftwellen v_{phase} wurde in Kapitel 2.2 vorgestellt. Sie ist mit Hilfe von Abb. 2.3 experimentell zugänglich. Die Phasenfronten von Driftwellenturbulenz bewegen sich mit dieser intrinsischen Phasengeschwindigkeit, wenn *kein (makroskopisches) elektrisches Feld vorliegt*. Führt man eine Koordinatentransformation in das Laborsystem (das Koordinatensystem, in dem das Doppler-Reflektometer ruht) durch, so bewegen sich dort wegen des endlichen radialelektrischen Feldes die Phasenfronten der Driftwellenturbulenz zusätzlich mit der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit.

Die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit des Plasmas kann deshalb berechnet werden durch:

$$v_{E \times B} = v_{fl,y} - v_{phase} \quad (4.13)$$

4.4 Numerische Modellierung des Doppler-Reflektometers

In Kapitel 4.3 wurde das Prinzip der Doppler-Reflektometrie anhand eines idealisierten Bildes dargestellt. Der Einfluß des Plasmas vor der Cutoff-Schicht wurde vernachlässigt, und die Cutoff-Schicht durch ein lokal ebenes, nichtperiodisches Gitter approximiert. Dies gibt nur ein sehr grobes Bild von der Realität wieder: Die Meßergebnisse eines Doppler-Reflektometers in einem Plasmaexperiment werden stark beeinflusst durch das Zusammenspiel von Mikrowellenbrechung, der Divergenz der verwendeten Antennen, der Krümmung der Flußflächen (Flächen konstanter Dichte) und dem k_y -Spektrum der Fluktuationen, an denen gestreut wird. Für die richtige Interpretation einer Messung ist deshalb die Modellierung des Experiments unerlässlich. Dazu sind im Wesentlichen fünf Elemente wichtig:

1. Die Richtcharakteristik der *Sendeanenne*, welche die Mikrowelle in das Plasma abstrahlt,
2. die *Ausbreitung der Mikrowelle* im Vakuum und im Plasma,
3. die im Plasma vorhandenen *Elektronendichtefluktuationen*, welche die k -Vektoren für den Mikrowellen-Streuprozess liefern sowie
4. die Richtcharakteristik der *Empfangsantenne*, welche die in ihre Richtung gestreute Mikrowelle wieder aufnimmt.
5. Im *Reflektometerempfänger* wird schließlich die empfangene Mikrowelle in ein elektrisches Signal umgewandelt, frequenztransformiert und anschließend für die Datenerfassung bereitgestellt.

Die k -Spektren der Dichtefluktuationen wurden in Kapitel 2.3 vorgestellt. Im folgenden Kapitel 4.4.1 werden die für die Modellierung wichtigen Eigenschaften des Mikrowellenempfängers aufgeführt. Die numerische Berechnung der Mikrowellenausbreitung im Vakuum und im Plasma wird in Kapitel 4.4.2 geschildert.

Ab Kapitel 4.4.3 wird gezeigt, auf welche Art und Weise das Doppler-Reflektometer im Rahmen der vorliegenden Arbeit modelliert wurde.

4.4.1 Mikrowellenempfänger mit IQ-Detektor

Das elektrische Wechselfeld $E_{mw}(t)$ einer Mikrowelle kann durch den Realteil eines rotierenden Zeigers in der komplexen Zahlenebene beschrieben werden:

$$E_{mw} = \text{Re}(E_{mw,0} \cdot \exp(i(2\pi f t + \phi_0))) \quad (4.14)$$

Hier ist $E_{mw,0}$ der Betrag des Wechselfeldes und f die Mikrowellenfrequenz. ϕ_0 gibt die Phase des Zeigers zum Zeitpunkt $t = 0$ an.

Die Frequenz der gestreuten Mikrowelle eines Doppler-Reflektometers ist wegen der Dopplerverschiebung während des Streuprozesses $f = f_s = f_{TR} + f_D$. Die Frequenz f_{TR} der nicht gestreuten Mikrowelle beträgt mehrere GHz (siehe Kapitel 5.1), f_D liegt bei wenigen MHz. Die Aufgabe des Mikrowellenempfängers im Doppler-Reflektometer ist es, die mit der Empfangsantenne eingefangene Mikrowelle in ein elektrisches Signal umzuwandeln und (mit Hilfe eines Mischers) eine Frequenzverschiebung so vorzunehmen, daß die Zwischenfrequenz $f_Z = 0$ MHz beträgt. Dann kann das Meßsignal mit Hilfe bewährter Videotechnik aufgezeichnet werden.

Das Meßsignal kann ebenfalls durch einen Zeiger in der komplexen Zahlenebene beschrieben werden:

$$S = S_0 \cdot \exp(i(2\pi f_D t + \phi_0)) \quad \text{mit } f_D = f_s - f_{TR} \quad (4.15)$$

Soll aus dem Meßsignal eines Doppler-Reflektometers sowohl die Dopplerverschiebung als auch deren Vorzeichen bestimmt werden, müssen wegen der Zwischenfrequenz $f_Z = 0$ MHz sowohl Real- als auch Imaginärteil des komplexen Signalzeigers vom Mikrowellenempfänger bereitgestellt werden [102, 103]. Bei den an ASDEX Upgrade verwendeten Doppler-Reflektometer geschieht dies mit Hilfe eines Phase- und Quadratur-Detektors ('in-phase quadrature', deshalb auch IQ-Detektor). Der genaue Aufbau der verwendeten Empfänger wird in Kapitel 5.2 vorgestellt.

4.4.2 Numerische Modellierung der Mikrowellenausbreitung

Am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik IPP wird für Entladungen in ASDEX Upgrade mit Mikrowellenheizung (electron cyclotron resonance heating, kurz ECRH) die Ausbreitung der elektromagnetischen Welle durch ray-tracing modelliert [129, 130]. Dies ist möglich, weil sich der Brechungsindex des Plasmas über eine Wellenlänge nur unwesentlich ändert. Bei den Doppler-Reflektometern gilt dies nicht mehr. Hier kann die Mikrowellenausbreitung nur mit Hilfe eines full wave codes exakt beschrieben werden, also mit einem Programm, das auf der *vollständigen Lösung der Maxwellgleichungen* unter Berücksichtigung des Plasmas beruht. Dabei kann die Variation des Brechungsindex entlang des das Plasma einschließenden Magnetfelds \vec{B} vernachlässigt werden; Es genügt eine zweidimensionale Modellierung der Wellenausbreitung in der Ebene senkrecht zu \vec{B} . Für diese Modellierung stehen mehrere Algorithmen zur Verfügung:

In [139] wird ein Verfahren nach der Methode der Finiten Differenzen vorgestellt, bei dem auf die zu untersuchende Schnittebene des Plasmas ein Gitter gelegt, und dann an den Gitterpunkten aus den jeweils berechneten elektromagnetischen Feldern mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen die Feldverteilung des folgenden Zeitpunkts berechnet wird. Dieser Algorithmus wurde am IPP in Garching implementiert [128] und für die Modellierung des Doppler-Reflektometers zur Verfügung gestellt. In dem Programm wird die Elektronendichteverteilung eingelesen, und es können Quellen (Antennen) und Senken (Absorber) des elektromagnetischen Feldes berücksichtigt werden. Ist die stationäre Lösung erreicht (Amplitude

der Mikrowelle an jedem Ort zeitlich konstant), werden die Verteilung von E_{mw} sowie die Bewertungsfunktion (s.u.) ausgegeben. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen war die Gitterkonstante $p_{gc} = 1/16$ der Wellenlänge, und eine Periode des Erregerfeldes wurde jeweils in 16 gleichlange Zeitschritte eingeteilt.

Bei der Modellierung des Doppler-Reflektometers hat sich herausgestellt, daß die Krümmung der Cutoff-Schicht auf das Auflösungsvermögen des Antennensystems einen großen Einfluß hat. Um diese Krümmungseffekte berücksichtigen zu können, wird das Plasma in erster Näherung als zylinderförmig angenommen, d.h. Linien konstanter Dichte werden durch konzentrische Kreise approximiert. Ein gemessenes Dichteprofil auf den Radiusvektor projiziert ergibt dabei die Elektronendichteverteilung (siehe z.B. Abb. 4.5).

Bei X-Mode Polarisation wurde eine konstante Feldstärke des das Plasma einschließenden \vec{B} -Feldes angenommen.

Eine Alternative zu oben vorgestelltem Finite Differenzenverfahren ist in [136] angegeben. In diesem Algorithmus wird eine Analogie zur Netzwerktheorie der Elektrotechnik ausgenutzt (siehe z.B. [137]), die es erlaubt, die stationäre Lösung direkt zu berechnen. Ein solcher Code wurde am Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart IPF entwickelt [99–101]. Der Vergleich beider Methoden ergab eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse [128].

Ein weiterer, zweidimensionaler full wave code wird in [138] verwendet. Hier wird die zeitu-nabhängige Wellengleichung mit Hilfe eines konjugierten Gradientenverfahrens [147] gelöst.

4.4.3 Berücksichtigung der Dichtefluktuationen

Bei der Modellierung des Experiments gibt es mehrere Näherungs-Stufen, die sich durch die jeweils berücksichtigten Effekte in ihrer Komplexität erheblich unterscheiden.

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit angewandten Modellierungsprinzip wird mit Hilfe des in Kapitel 4.4.2 vorgestellten Codes, welcher auf der orts aufgelösten, numerischen Lösung der Maxwellgleichungen beruht, die Ausbreitung der Mikrowelle im Plasma nachvollzogen. Dabei wird die Born'sche Näherung [131] benutzt, d.h. die Amplitude der Dichtefluktuationen im Plasma wird als so gering angenommen, daß sie die Ausbreitung der Mikrowelle im Plasma nicht stört. Es wird sowohl der Weg der Mikrowelle von der Sendeantenne in das Plasma, als auch der Weg der gestreuten Mikrowelle zurück in die Empfangsantenne modelliert. Der Streuprozess an den infinitesimalen Dichtefluktuationen wird getrennt behandelt, siehe Kapitel 4.4.4. Dabei wird nur Einfachstreuung berücksichtigt.

Aus den Ausbreitungsmustern der Mikrowelle kann dann ein zu einer Messung äquivalentes Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers berechnet werden, siehe Kapitel 4.4.4 und 4.4.5.

Gibt man eine realistische Gleichgewichts-Elektronendichteverteilung (ohne Dichtefluktuationen), die Position, Ausrichtung und Divergenz der verwendeten Antennen sowie das k_y -Spektrum der an der Streuung beteiligten Fluktuationen vor, so werden sämtliche sich daraus ergebenden Effekte auf das zu einer Messung äquivalente Spektrum bei der Modellierung *automatisch* berücksichtigt. Diese so berechneten Spektren stimmen bereits sehr gut mit den tatsächlich gemessenen Spektren überein, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird. Mit Hilfe dieses Modellierungsprinzips konnten u.a. bei der Optimierung der Antennen Aussagen gemacht werden, welche Antennenparameter sich für das Doppler-Reflektometer von ASDEX Upgrade eignen, und welche nicht (siehe Kapitel 6.3.2 und 6.3.3).

Bei der Rekonstruktion der k_y -Spektren der Dichtefluktuationen in Kapitel 7.1 wurde für die noch bessere Übereinstimmung von Modellierung und Experiment ein zusätzlicher Effekt

berücksichtigt: Die Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ im Plasma senkrecht zu \vec{B} variiert radial. Dadurch kommt es zu einer Geschwindigkeitsverschierung. Weil außerdem die Ortsauflösung des Doppler-Reflektometers begrenzt ist (siehe Kapitel 4.3), ergibt sich eine Unschärfe der Geschwindigkeit, welche nach Gleichung (4.11) einen verschmierenden Effekt auf das Frequenzspektrum hat.

Die beste Übereinstimmung von Modellierung und Experiment erhält man, wenn die Born'sche Näherung aufgegeben wird. Dann ist die Elektronendichteverteilung, die der Berechnung der Wellenausbreitung zugrunde liegt, nicht mehr die Gleichgewichtsverteilung von oben, sondern enthält Dichtefluktuationen endlicher Amplitude. Der Streuprozess wird dadurch natürlicher Bestandteil der Mikrowellenausbreitung und muß nicht getrennt betrachtet werden.

Eine solche Modellierung wurde unlängst am IPF durchgeführt [128]. Die dazu benötigte, zeitabhängige Dichteverteilung stammte aus einer numerischen Turbulenzrechnung [8, 128] für ein typisches ASDEX Upgrade L-Mode Plasma, siehe Kapitel 2.3. Der zeitliche Rechenaufwand für ein einziges auf diese Weise erhaltenes Frequenzspektrum betrug viele Stunden und ist damit ein Vielfaches des Zeitaufwands für ein modelliertes Spektrum mit Born'scher Näherung. Dies ist der Grund, weshalb bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Modellierungen *immer* mit der Born'schen Näherung gearbeitet wurde.

Die Modellierung ohne Born'sche Näherung zeigte, daß es durch die nichtperiodische, radiale Bewegung der Cutoff-Schicht aufgrund der senkrecht zu \vec{B} und zur Flußflächennormalen \vec{x} vorbeiziehenden Dichtefluktuationen zu einer unregelmäßigen Phasenmodulation der empfangenen Mikrowelle im Detektor kommt. Diese Phasenmodulation führt durch die Ausbildung von Seitenbändern zu einer zusätzlichen Linienverbreiterung [99]. Bei diesem Vorgang bleibt jedoch die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ erhalten.

Ohne Born'sche Näherung modellierte Frequenzspektren der gestreuten Mikrowelle können angenähert werden, indem man ein *mit* Born'scher Näherung berechnetes Spektrum mit dem Profil der Seitenbänder faltet. Die Auswertung des modellierten Frequenzspektrums aus [128] ergab, daß dieses Profil näherungsweise durch eine Gaußkurve mit Halbwertsbreite FWHM_S von ca. 120 kHz beschrieben werden kann. Dies wurde bei der Rekonstruktion des k_y -Spektrums der Dichtefluktuationen in Kapitel 7.1 berücksichtigt, um trotz Born'scher Näherung ein möglichst realitätsnahes k_y -Spektrum zu erhalten.

4.4.4 Methode der Bewertungsfunktion

In dem Mikrowellenempfänger eines Doppler-Reflektometers überlagern sich die elektrischen Felder E_{mw} der Mikrowellenanteile sämtlicher Streuprozesse. Die Beiträge der Streuprozesse an verschiedenen lokalen Fluktuationen zum Streusignal in der Empfangsantenne sind somit *additiv*. Deshalb wird zunächst die Antwort des Systems Sendeantenne/Empfangsantenne/heterodyner Empfänger auf eine einzelne, ruhende, deltaförmige Testfluktuation (im folgenden kurz als Delta-Funktion bezeichnet) gesucht. Dabei ist mit 'Antwort des Systems' die Differenz der komplexen Signalzeiger aus den Modellierungen mit und ohne Delta-Funktion gemeint. Weil der heterodyne Empfänger im System integriert ist und dieser das Meßsignal auf die Zwischenfrequenz $f_Z = 0$ MHz transformiert, ergibt sich bei einer ruhenden Delta-Funktion als Systemantwort ein zeitlich konstanter Zeiger im komplexen Zahlenraum.

Für die numerische Modellierung des Doppler-Reflektometers muß an jedem Ort \vec{r} des zu untersuchenden Bereichs (dem Rechenfeld der Modellierung) die Antwort des Systems auf die Delta-Funktion bekannt sein. Daraus ergibt sich eine komplexe, räumliche 'Antwortfunktion' des Systems, die sogenannte *Bewertungsfunktion* ('weighting function') $\hat{W}(\vec{r})$. Der Hut über einer Größe weist im folgenden darauf hin, daß es sich um eine Funktion des Ortsraums handelt.

Weil jedes Muster der Dichtefluktuationen $\hat{n}_e(\vec{r})$ in Delta-Funktionen zerlegt werden kann, ist es umgekehrt möglich, durch Multiplikation der Bewertungsfunktion $\hat{W}(\vec{r})$ mit $\hat{n}_e(\vec{r})$ und anschließender Integration die Antwort \mathcal{S} des Systems auf ein Fluktuationmuster zusammenzusetzen [134]:

$$\mathcal{S} = \int \hat{W}(\vec{r}) \hat{n}_e(\vec{r}) d\vec{r} \quad (4.16)$$

Dieses Prinzip der Modellierung des Signals eines Doppler-Reflektometers wird im folgenden als 'Methode der Bewertungsfunktion' bezeichnet. Sämtliche in der vorliegenden Arbeit modellierten, zu einer Messung äquivalenten Frequenz- und k -Spektren wurden auf diese Art und Weise bestimmt.

Da die Bewertungsfunktion nur die Antwort auf deltaförmige Testfluktuationen enthält, ist klar, daß die direkt am Cutoff reflektierte Mikrowelle in dieser Art von Modellierung nicht berücksichtigt wird. Sie muß gegebenenfalls gesondert betrachtet werden.

Um aus den Antennencharakteristiken und der Mikrowellenausbreitung im Plasma die Bewertungsfunktion zu gewinnen, wird das Antennentheorem für optische Mischempfänger [132–134] benutzt. Dieses besagt, daß formal der Mischprozeß des Empfängers (siehe Kapitel 4.4.1) in das Meßvolumen verlagert werden kann, indem man das Signal des Senders an jedem Ort mit dem Signal eines fiktiven, zweiten Mikrowellenstrahls mischt, welcher die Richtcharakteristik (inklusive Phasenlage) der *Empfangsantenne* wiedergibt. Eine anschauliche Beschreibung findet sich in [117]. Beim Mischprozeß werden die elektrischen Felder der beiden Mikrowellenstrahlen miteinander multipliziert und über eine halbe Periode gemittelt, um die hochfrequenten Mischprodukte der Frequenz $f = 2f_{TR}$ (die im realen Mikrowellenempfänger durch die Tiefpaßwirkung des Mischers unterdrückt werden) zu eliminieren.

An dieser Stelle der Modellierung muß zudem der Streuprozess an der Deltafunktion eingefügt werden. Die Elektronen in der infinitesimalen Elektronendichtefluktuation werden zum Schwingen angeregt und strahlen dadurch selbst senkrecht zur Auslenkungsrichtung um 90° phasenversetzt Mikrowelle ab. Der Streuprozess macht sich deshalb in der Modellierung durch eine Phasenverschiebung von 90° und einem Faktor η_s für den Wirkungsgrad der Streuung bemerkbar. Weil jedoch η_s ortsunabhängig ist und die Bewertungsfunktion in willkürlichen

Einheiten angegeben wird, kann auf die Multiplikation mit η_s verzichtet werden. Ebenso muß die Phasenverschiebung von 90° beim Streuprozeß nicht durchgeführt werden, da nach Gleichung (4.14) die Phase des Empfangssignals nur bis auf eine unbestimmte Konstante ϕ_0 festgelegt ist und diese Konstante so gewählt werden kann, daß sie die Phasenverschiebung von 90° bereits enthält.

Geschieht der Streuprozeß an einer ruhenden Delta-Funktion, so ergibt sich eine zeitlich konstante Bewertungsfunktion $\hat{W}(\vec{r})$. Bei bewegten Delta-Funktionen ergibt sich eine Dopplerverschiebung der gestreuten Mikrowelle, und die Mischfrequenz im Empfänger des Doppler-Reflektometers ist $f_D = f_s - f_Z \neq 0$. Die Systemantwort wird nun durch einen in der komplexen Zahlenebene mit der Frequenz $f_D = f_s - f_Z$ rotierenden Zeiger konstanten Betrags repräsentiert.

Der Ablauf bei der Berechnung der Bewertungsfunktion ist der folgende [134]: Zunächst betrachtet man *beide Antennen als Sendeantennen* und berechnet jeweils numerisch die Ausbreitung einer durch sie abgestrahlten Mikrowelle, um die Richtcharakteristik beider Antennen in der Simulation zu erhalten. Ist in beiden Fällen eine stationäre Lösung erreicht (der Betrag des elektrischen Feldes der Mikrowelle ist im Rechenfeld zeitlich konstant), so *ändert man die Zeitrichtung* für die Mikrowelle der Empfangsantenne, um die Ausbreitungsrichtung dieser Welle im Mischprozeß zu berücksichtigen. Anschließend multipliziert man an den Gitterpunkten die E_{mw} -Felder der sich überlagernden Mikrowellenstrahlen und mittelt über eine halbe Periode, siehe oben. So erhält man den Realteil der Bewertungsfunktion (siehe z.B. Abb. 4.6 links). Den Imaginärteil von $\hat{W}(\vec{r})$ erhält man, indem man vor der Multiplikation der E_{mw} -Felder die Phase des Mikrowellenstrahls aus der Empfangsantenne um 90° verschiebt.

Die 2D-Bewertungsfunktion kann sogar experimentell im Labor bestimmt werden, indem ein dünner Draht (senkrecht zu der Ebene ausgerichtet, in der die Bewertungsfunktion bestimmt werden soll) stellvertretend für die Delta-Funktion den zu untersuchenden Bereich abfährt und vom aufgezeichneten Signal das Signal einer Messung ohne Draht abgezogen wird [135].

4.4.5 Modelliertes Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers

Bei den Doppler-Reflektometern von ASDEX Upgrade sind in Richtung des das Plasma einschließenden Magnetfeldes die Sende- und Empfangsantennen hintereinander angebracht, siehe Abb. 6.19 und 6.27. Projiziert in die Ebene senkrecht zum Magnetfeld befinden sich die beiden Antennen am selben Ort. Da zudem die Sende- und Empfangsantenne jeweils baugleich sind, kann das Antennensystem als monostatisch betrachtet werden. Bei der Berechnung der Bewertungsfunktion ergibt sich somit exakt das gleiche Ausbreitungsmuster für die Mikrowellenstrahlen der Sende- und Empfangsantenne. Deshalb genügt es, die Mikrowellenausbreitung nur für *eine* der beiden Antennen eines Doppler-Reflektometers zu berechnen.

Abb. 4.5 zeigt eine für das O-Mode Reflektometer berechnete Verteilung des elektrischen Feldes der ausgesandten Mikrowelle. Für die Modellierung wurden die Antennengeometrie und die Plasmaparameter von Plasmaentladung #14147 in ASDEX Upgrade, zum Zeitpunkt $t = 2.052$ s gewählt. Die farbigen Kreisbögen in Abb. 4.5 stellen Linien konstanter Elektronendichte, der gestrichelte schwarze Kreisbogen die Cutoff-Schicht dar. Die Koordinaten der Aperturen von Sende- und Empfangsantenne sind $R_0 - R \approx -0.02$ m und $z \approx 0.135$ m. R_0 markiert den Beginn des Rechenfelds in Richtung des großen Torusradius. Die Breite der Aperturen beträgt 70 mm, der Antennenfokus liegt jeweils etwa $f_a = 1.26$ m vor der Apertur. Die Antennenstrahlen sind außerhalb des Plasmas nahezu divergenzfrei.

Tritt die Mikrowelle aus dem Vakuum in das Plasma ein, so ändert sich für die Welle der optische Brechungsindex N . In diesem Bereich ist deshalb die Wellenlänge vergrößert ($\lambda \sim 1/N$). Der Mikrowellenstrahl wird gebrochen und beschreibt einen Bogen, bis er wieder das Plasma verläßt.

Die Überlappung der Mikrowellenstrahlen von Sende- und Empfangsantenne definieren das 'Meßvolumen' der Modellierung, d.h. den Bereich des Rechenfeldes, der sowohl durch Mikrowelle der Sendeantenne beleuchtet wird als auch in 'Blickrichtung' der Empfangsantenne liegt. Nur in diesem Bereich ist ein von 0 verschiedener Betrag der Bewertungsfunktion $\hat{W}(\vec{r})$ möglich. In Abb. 4.6 ist der Realteil der Bewertungsfunktion aus der Modellierung von Abb. 4.5 dargestellt (nur positive Werte). Da die Ausbreitungsmuster der Sende- und Empfangsantennen identisch sind, erstreckt sich das Meßvolumen im Prinzip entlang des gesamten Mikrowellenstrahls. Es zeigt sich jedoch, daß nur nahe des Cutoffs der Betrag der Bewertungsfunktion große Werte annimmt. Das Betragsquadrat der Bewertungsfunktion $|\hat{W}(\vec{r})|^2$ (siehe Abb. 4.7) ist (bei räumlich konstanter Fluktuationsamplitude und breitbandigem k -Spektrum) proportional zur Leistungsdichte $\hat{P}(\vec{r})$ der gestreuten Mikrowelle, die im Empfänger zum Signal des Doppler-Reflektometers beiträgt. Aus Abb. 4.7 ist erkennbar, daß nahezu die gesamte gemessene Streuleistung aus dem radial schmalen Bereich nahe des Cutoffs stammt. $\hat{K}(\vec{r}) = |\hat{W}(\vec{r})|^2$ definiert demnach das Meßvolumen des Antennensystems und wird deshalb im folgenden als *Selektivität des Antennensystems* bezeichnet.

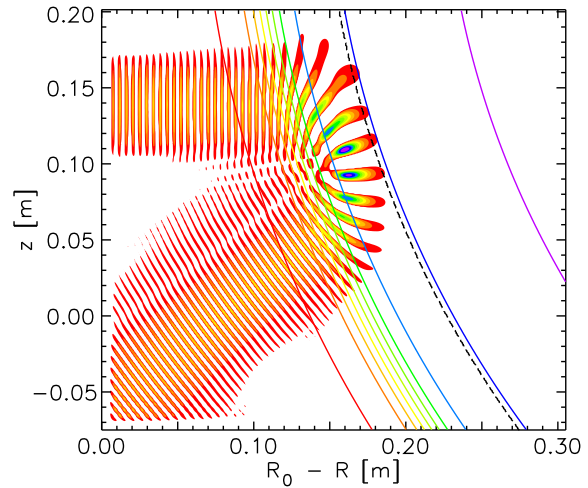


Abbildung 4.5: Modellierung des ASDEX Upgrade O-Mode Doppler-Reflektometers bei Plasmaentladung #14147, zum Zeitpunkt $t = 2.052$ s, mit $f_{TR} = 65$ GHz, $\rho_{pol} = 0.90$, Verkippwinkel der Antennen zur Cutoff-Normalen $\alpha = -15.8^\circ$, Krümmungsradius der Cutoff-Schicht $R_{cut} = 0.67$ m. Abgebildet ist die auf 1 normierte elektrische Feldverteilung E_{mw} (nur positive Werte).

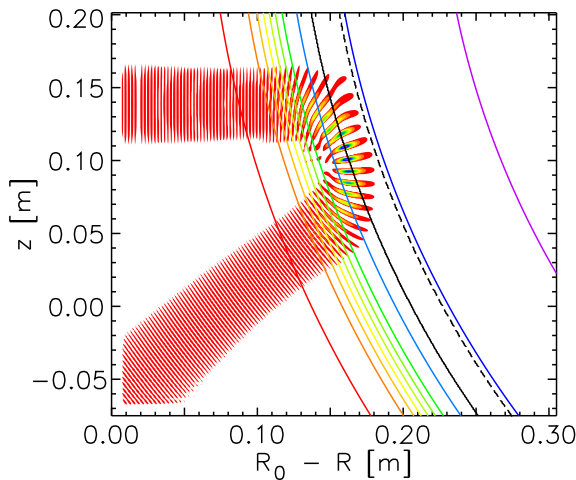


Abbildung 4.6: Realteil der Bewertungsfunktion $Re(\hat{W}(\vec{r}))$ aus der Modellierung von Abb. 4.5 (nur positive Werte).

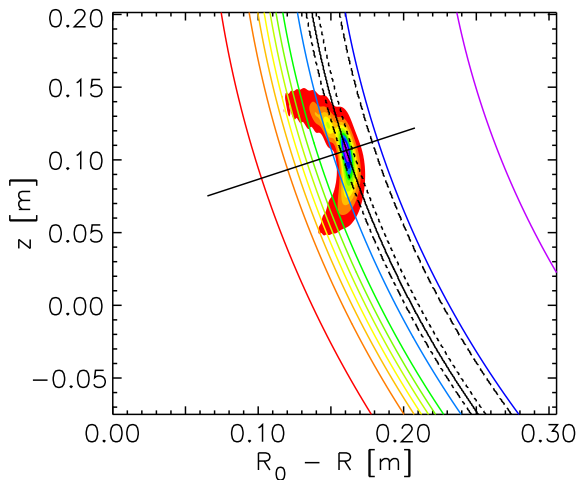


Abbildung 4.7: Betragsquadrat der Bewertungsfunktion $\hat{K}(\vec{r}) = |\hat{W}(\vec{r})|^2$ aus der Modellierung von Abb. 4.5.

Für den Real- und Imaginärteil der Bewertungsfunktion ergeben sich im Meßvolumen entlang der Mikrowellenstrahlen zwei um $\lambda/4$ versetzte Streifenmuster, siehe z.B. Abb. 4.6 für den Realteil $Re(\hat{W}(\vec{r}))$. Da $\hat{W}(\vec{r})$ durch einen mit der Frequenz f_D langsam rotierenden Zeiger im komplexen Zahlenraum repräsentiert wird, bewegen sich die Streifen mit der Geschwindigkeit der Dichtefluktuationen, an denen gestreut wird. Das Streifenmuster der Bewertungsfunktion stellt ein Empfindlichkeitsgitter des Antennensystems dar, welches die Fluktuationen nach passenden Wellenzahlen für den Streuprozeß abtastet.

Nach dem einfachen Modell des Doppler-Reflektometers in Kapitel 4.3 sind Vorwärtsstreu- prozesse in Kombination mit einer Reflexion an der Cutoff-Schicht für das Meßsignal im Empfänger verantwortlich. Bei der numerischen Modellierung des Doppler-Reflektometers zeigt sich ein detaillierteres Bild der physikalischen Vorgänge im Plasma: Die Reflexion an der Cutoff-Schicht spaltet sich auf in Mikrowellenbrechung vor und nach dem Streuprozeß. Anstel- le von Vorwärtsstreuung handelt es sich tatsächlich um einen *Rückstreu*prozeß *in y-Richtung* (da von den Fluktuationen für den Streuprozeß nur in y-Richtung k -Vektoren zur Verfügung gestellt werden), mit

$$k_{fl,y} = 2 k_{i,ref} \quad (4.17)$$

$k_{i,ref}$ ist die Wellenzahl der ausgesandten Mikrowelle nahe der Cutoff-Schicht. Der Index *ref* steht für *refraction*, um anzudeuten, daß es sich um den Bereich handelt, in dem der Mikrowellenstrahl gebrochen wird. Wie man anhand der E-Feld-Verteilung von Abb. 4.5 erkennen kann, nimmt die Wellenlänge der ausgesandten Mikrowelle nahe der Cutoff-Schicht stark zu. An der Stelle des Mikrowellenstrahls, die der Cutoff-Schicht am nächsten ist, gilt für die Wellenzahl der Mikrowelle:

$$k_{i,ref} \approx k_i \sin(\alpha) \quad (4.18)$$

Dabei stellt α den Verkippwinkel der Antennen zum Normalenvektor \vec{x} der Cutoff-Schicht dar. Setzt man Gleichung (4.18) in Gleichung (4.17) ein, so erhält man näherungsweise wieder Gleichung (4.12).

In Kapitel 4.3 wurde ein stark vereinfachtes Modell des Doppler-Reflektometers vorgestellt. Deshalb gibt (4.12) die Auswahl der Wellenzahlen im Fluktuationsspektrum nur grob wieder, weil Effekte wie Mikrowellenbrechung, Krümmung der Cutoff-Schicht etc. nicht berücksichtigt sind, siehe Kapitel 7.3. Die numerische Modellierung des Doppler-Reflektometers jedoch führt zur *exakten Lösung*.

Das Meßvolumen des Doppler-Reflektometers (s.o.) ist eine Funktion der Antennenengeometrie und des ungestörten Dichteprofiles. Der Bereich, in dem die Streuprozesse auftreten, welche letztendlich zum Streusignal in der Empfangsantenne führen, wird durch die Anisotropie der Dichtefluktuationen (siehe Kapitel 2.3) weiter eingeschränkt: Weil nur in y-Richtung (Ausbreitungsrichtung der Driftwellenturbulenz) die für Streuprozesse benötigten Wellenvektoren der Dichtefluktuationen existieren, trägt zum Meßsignal nur der Bereich des Meßvolumens bei, in dem der Mikrowellenstrahl annähernd in y-Richtung verläuft. Dies bedeutet, daß die 'Enden' des Meßvolumens, die in Richtung dünneres Plasma weggebogen sind (siehe Abb. 4.7), nicht wesentlich zum Meßsignal beitragen.

Die radiale Breite des Meßvolumens in dem Bereich, in dem der Wellenvektor der Mikrowelle näherungsweise parallel zur Ausbreitungsrichtung \vec{y} ausgerichtet ist, bestimmt die Ortsauf- lösung des Doppler-Reflektometers in radialer Richtung.

Um die Ortsauflösung abzuschätzen, wurde durch das Maximum von $\hat{K}(\vec{r})$ ein radialer Schnitt gelegt (siehe radiale Linie in Abb. 4.7) und die sich entlang der Schnittlinie ergebende Kur- ve $\hat{A}(r)$ auf 1 normiert. Sie entspricht der radialen Selektivität des Doppler-Reflektometers und ist in Abb. 4.8 dargestellt. $\hat{A}(r)$ besitzt näherungsweise die Form einer Gaußkurve. De- ren Halbwertsbreite Δr gibt die radiale Ortsauflösung des Doppler-Reflektometers wieder

und beträgt im Fall von Abb. 4.8 etwa 1.4 cm. Bei steilen Dichtegradienten (z.B. am Plasmarand) verbessert sich die Ortsauflösung (besonders bei X-Mode Polarisation) auf bis zu $\Delta r \sim 1$ mm.

Nach Kapitel 2.3 kann im Hauptplasma bei flachen Dichtegradienten über ein Radiusintervall der Größe Δr die Sättigungsamplitude der Turbulenz \tilde{n}_e und damit auch $F = \tilde{n}_e^2$ als konstant angenommen werden. Die radiale Position des Meßvolumens entspricht dann dem Schwerpunkt der Funktion $\hat{A}(r)$.

Am Plasmarand, insbesondere im Bereich der H-Mode Randschichtbarriere ist der exakte radiale Verlauf von \tilde{n}_e nicht bekannt. Da dort jedoch die Ortsauflösung Δr des Doppler-Reflektometers besonders gut ist (~ 1 mm), kann der Einfluß von $\tilde{n}_e(r)$ nur vernachlässigbar gering sein. Daher bestimmt auch hier die radiale Position des Schwerpunkts von $\hat{A}(r)$ den Ort der Messung des Doppler-Reflektometers.

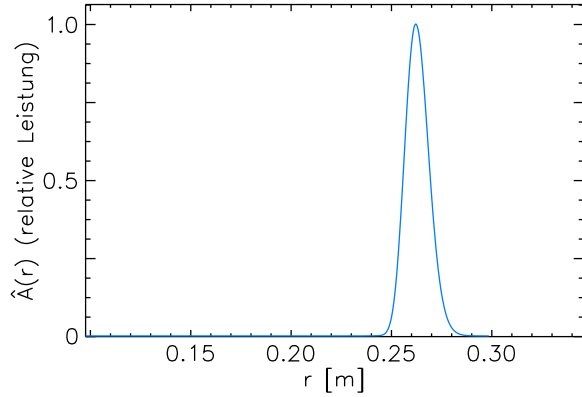


Abbildung 4.8: Sensitivität $\hat{A}(r)$ des Doppler-Reflektometers ($\hat{K}(\vec{r})$ entlang der radialen Linie in Abb. 4.7).

Nach Gleichung (4.16) kann die Antwort des Systems auf ein Fluktuationmuster berechnet werden, indem man die Bewertungsfunktion $\hat{W}(\vec{r})$ mit der räumlichen Dichteverteilung der Fluktuationen $\hat{n}_e(\vec{r})$ multipliziert und dann über die gesamte Fläche integriert.

Dazu wird zunächst die aufzuintegrierende Fläche in radialer Richtung in infinitesimale Intervalle zerlegt. Entlang der Kreisbögen ist y die Ortskoordinate, weil auch die Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz den Kreisbögen folgt. Dann gilt für die Systemantwort \mathcal{S} :

$$\mathcal{S} = \int \hat{W}(\vec{r}) \hat{n}_e(\vec{r}) d\vec{r} = \int \int \hat{W}(y, r) \hat{n}_e(y, r) dy dr \quad (4.19)$$

Die radiale Position des Kreisbogens durch das Maximum der Selektivität des Antennensystems von Abb. 4.7 (durchgezogene schwarze Kurve) sei r_0 . Als Beispiel für den Verlauf der Bewertungsfunktion entlang der Kreisbögen ist in Abb. 4.9 $\hat{W}(y, r_0)$ dargestellt.

Für die (normierte) Signalleistung der gestreuten Mikrowelle nach dem Empfänger gilt:

$$\mathcal{P} = |\mathcal{S}|^2 = \left| \int \int \hat{W}(y, r) \hat{n}_e(y, r) dy dr \right|^2 \quad (4.20)$$

Durch den statistischen Charakter der Fluktuationen sind die lokalen Beiträge zur gesamten Signalleistung im Empfänger im wesentlichen unkorreliert. Deshalb darf in Gleichung (4.20) Multiplikation und Summation (Integration) vertauscht werden, und es gilt:

$$\mathcal{P} = \int \int \left| \hat{W}(y, r) \hat{n}_e(y, r) \right|^2 dy dr \quad (4.21)$$

Über die Messung zugänglich sind *Frequenzspektren*. Für die Frequenz f_D des Meßsignals gilt Gleichung (4.11):

$$k_{fl,y} = 2\pi \frac{f_D}{v_{fl,y}} \quad (4.22)$$

Die Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen $v_{fl,y}$ wird zunächst über das Meßvolumen als konstant angenommen. Dann sind Frequenz- und Wellenzahlspektren äquivalent. Ein Schritt

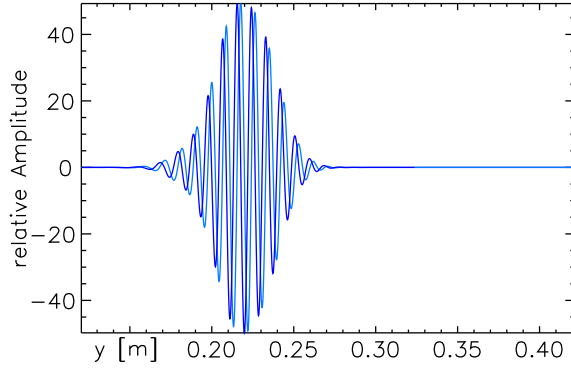


Abbildung 4.9: Real- und Imaginärteil der Bewertungsfunktion $\hat{W}(y, r_0)$ entlang des Kreisbogens mit $r = r_0$ (durch das Maximum der Antennenselektivität von Abb. 4.7).

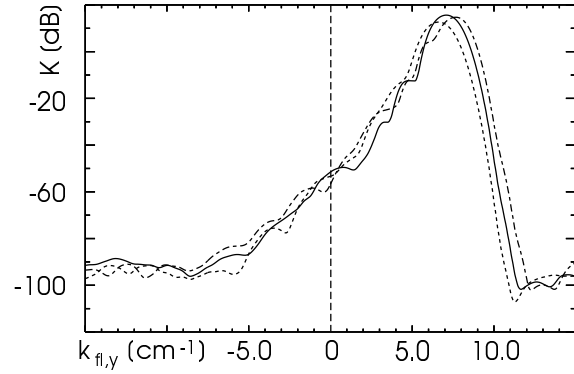


Abbildung 4.10: k -Selektivität der Antennenanordnung entlang der drei Kreisbögen mit der durchgezogenen, gepunkteten und gestrichpunkteten schwarze Linie in Abb. 4.7). Alle Radien liegen innerhalb der Ortsauflösung Δr .

in Richtung modellierter Frequenzspektren ist deshalb die Fouriertransformation von Gleichung (4.21) bezüglich der y -Koordinate. Nach der Parseval-Plancherel-Gleichung [144, 145] kann (4.21) umgeformt werden zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= \int \int |W(k_{fl,y}, r) \tilde{n}_e(k_{fl,y}, r)|^2 dk_{fl,y} dr = \int \int K(k_{fl,y}, r) F(k_{fl,y}, r) dk_{fl,y} dr \\ &= \int \int P(k_{fl,y}, r) dk_{fl,y} dr \end{aligned} \quad (4.23)$$

Dabei ist $\tilde{n}_e(k_{fl,y})$ das k -Spektrum der Driftwellenturbulenz in Ausbreitungsrichtung \vec{y} , bzw. $F(k_{fl,y}) = \tilde{n}_e^2(k_{fl,y})$ dessen Quadrat, siehe z.B. Abb. 2.4. Da es sich in Gleichung (4.23) bei \tilde{n}_e , F , W , K und P um *Spektren* handelt, wird der Hut über den Größen weggelassen.

$K(k_{fl,y}, r)$ ist die radial aufgelöste Selektivität des Antennensystems im k -Raum. In Abb. 4.10 ist diese radial aufgelöste k -Selektivität exemplarisch für drei Kreisbögen (durchgezogene, gepunktete und gestrichpunktete schwarze Linie in Abb. 4.7) innerhalb der Ortsauflösung Δr dargestellt: Wie man sieht, ändert sich die *Form* von $K(k_{fl,y}, r)$ innerhalb von Δr nur geringfügig. $K(k_{fl,y}, r)$ wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit als konstant angenommen und durch $\hat{A}(r) \cdot K(k_{fl,y}, r_0)$ ersetzt.

Zwar ist die radiale Abhängigkeit von $F(k_{fl,y})$ nur grob bekannt (siehe z.B. [8]). Man kann jedoch davon ausgehen, daß auch $F(k_{fl,y})$ innerhalb der Ortsauflösung Δr nahezu konstant ist. (Eine Ausnahme bildet der radiale Bereich einer H-Mode Randschichtbarriere, in der größere Werte für den Kolmogoroff-Parameter p erwartet werden. Dies muß bei der Interpretation der modellierten Spektren berücksichtigt werden.) Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für die Signalleistung:

$$\mathcal{P} = \int \int \hat{A}(r) \cdot K(k_{fl,y}, r_0) F(k_{fl,y}) dk_{fl,y} dr = \int \int \hat{A}(r) \cdot P(k_{fl,y}, r_0) dk_{fl,y} dr \quad (4.24)$$

Bei der Modellierung des Doppler-Reflektometers soll für $F(k_{fl,y})$ die in Kapitel 2.3 vorgestellte Kolmogoroff-Skalierung $F_K(k_{fl,y})$ verwendet werden, mit den in Kapitel 7.1 bestimmten Parametern $p = 6$ und $k_{edge} = 1,8 \text{ cm}^{-1}$.

Nach Gleichung (4.22) sind bei radial konstanter Geschwindigkeit $v_{fl,y}$ der Fluktuationen die Koordinaten $k_{fl,y}$ und r voneinander unabhängig. Deshalb kann in Gleichung (4.24) $dk_{fl,y}$

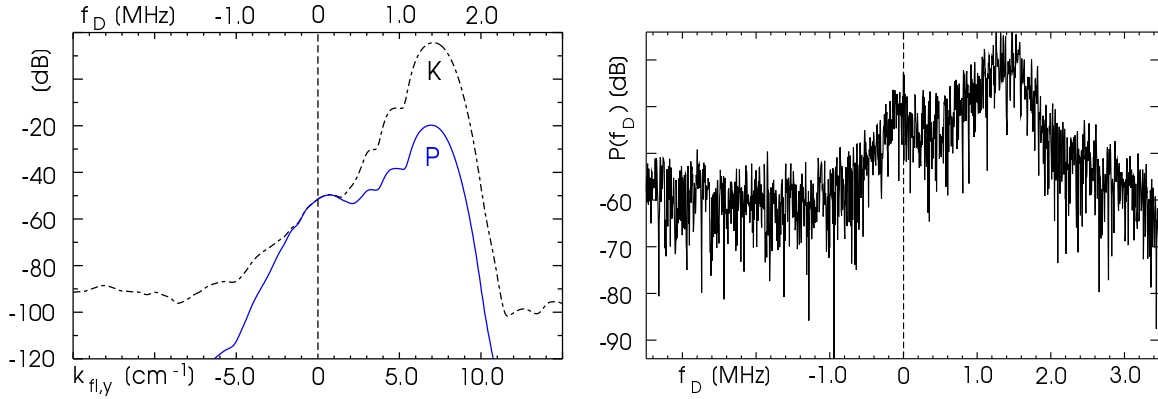


Abbildung 4.11: Links abgebildet ist das k_y -Spektrum der Antennenselektivität $K(k_{fl,y}, r_0)$ (gestrichelte schwarze Linie) sowie das modellierte k_y -Leistungsspektrum $P(k_{fl,y}, r_0)$ (blaue, durchgezogene Linie), welches (bei einer innerhalb des Meßvolumens konstanten Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen $v_{fl,y}$) bis auf einen konstanten Vorfaktor A identisch mit dem Frequenz-Leistungsspektrum des Doppler-Reflektometers ist. Für $v_{fl,y}$ wurde eine Geschwindigkeit von 12.6 km/s angesetzt. Zum Vergleich rechts das mit dem O-Mode Doppler-Reflektometer von ASDEX Upgrade gemessene Frequenzspektrum mit den Plasma- und Reflektometerparametern von Abb. 4.5.

und dr vertauscht, und anschließend die Integration über den Radius durchgeführt werden:

$$\mathcal{P} = A \cdot \int K(k_{fl,y}, r_0) F_K(k_{fl,y}) dk_{fl,y} = A \cdot \int P(k_{fl,y}) dk_{fl,y} \quad (4.25)$$

In Abb. 4.11 links ist sowohl $K(k_{fl,y}, r_0)$ (gestrichelte Linie) als auch $P(k_{fl,y}, r_0)$ (durchgezogene Linie) dargestellt. Aus dem modellierten k -Leistungsspektrum $P(k_{fl,y}, r_0)$ ergibt sich das Frequenzspektrum der Signalleistung der gestreuten Mikrowelle, indem man es mit der Konstante A multipliziert und nach Gleichung (4.22) die Ordinate $k_{fl,y}$ durch $2\pi f_D/v_{fl,y}$ ersetzt (konstante Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ der Fluktuationen über das Meßvolumen vorausgesetzt).

In Abb. 4.11 rechts ist das tatsächlich gemessene Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers abgebildet, welches in diesem Kapitel mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion modelliert wurde. Das modellierte Spektrum zeigt die Charakteristika des gemessenen Frequenzspektrums: In beiden Frequenzspektrern erscheint eine zentrale und eine dopplerverschobene Linie mit vergleichbaren Halbwertsbreiten und Steigungen der Linienflanken.

Durch den Vergleich der Linienverschiebung des modellierten k_y -Leistungsspektrums und des gemessenen Frequenz-Leistungsspektrums in Abb. 4.11 erhält man nach Gleichung (4.22) für die Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen $v_{fl,y}$ am Meßort einen Zahlenwert von 12.6 ± 0.3 km/s.

In dieser Arbeit wurde auf eine *absolute Kalibrierung* des Doppler-Reflektometers verzichtet. Sämtliche gemessene und modellierte Leistungsspektren P sowie modellierte Antennenselektivitäten K sind deshalb *immer relativ* und logarithmisch bzw. in dB aufgetragen. Die gemessene Amplitude des Doppler-Reflektometer Rohsignals ist wie z.B. in Abb. 7.26 in Kapitel 7.6.3 in 'counts' angegeben, die von der Digitalisierung der analogen Reflektometersignale (siehe Kapitel 5.3) stammen.

Kapitel 5

Technischer Aufbau der Doppler-Reflektometer von ASDEX Upgrade

5.1 Technische Anforderungen und Übersicht

Nach Kapitel 4.3 wird die radiale Position des Meßorts eines Doppler-Reflektometers festgelegt durch die Position der Cutoff-Dichte n_{cut} auf dem radialen Elektronendichteprofil $n_e(r)$. Die Cutoff-Dichte hängt von der gewählten Polarisation (X- oder O-Mode) und Frequenz der ausgestrahlten Mikrowelle ab (siehe Kapitel 4.2). Bei X-Mode Polarisation wird die Cutoff-Dichte zudem von der Magnetfeldstärke B beeinflusst. Um größtmögliche Flexibilität bei den Experimenten zu erhalten, wurden Doppler-Reflektometer mit variabler Frequenz aufgebaut. Der Frequenzbereich der Doppler-Reflektometer wurde nach den folgenden Gesichtspunkten auf das V-Band (50 - 75 GHz) festgelegt:

In ASDEX Upgrade werden im Plasmazentrum typischerweise Elektronendichten bis zu $n_e = 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ erreicht. Wie in Kapitel 7.5.2 gezeigt wird, ist der Einsatz der Doppler-Reflektometrie jedoch auf den Plasmarand bis zu einem minimalen Radius von etwa $\rho_{pol} = 0.7$ beschränkt (Definition von ρ_{pol} siehe Anhang B.2).

Bei Mikrowelle des V-Bandes liegt nach Gleichung (4.3) bei O-Mode Polarisation die Cutoff-Dichte zwischen etwa 3.1 und $7.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, siehe Abb. 5.1.

Bei X-Mode Polarisation liegt nach Gleichung (4.6) bei einer Magnetfeldstärke von $B = 1.5 \text{ T}$ die Cutoff-Dichte zwischen etwa 0.4 und ca. $3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Bei größeren Magnetfeldstärken verschiebt sich das Intervall der Cutoff-Dichte in Richtung geringerer Dichten, siehe Abb. 5.1. Sind sowohl O-Mode- als auch X-Mode-Antennen vorhanden, erstreckt sich bei V-Band Doppler-Reflektometer das Intervall der zugänglichen Cutoff-Dichte nahezu lückenlos zwischen $n_{cut} \sim 0$ (abhängig von B) und $n_{cut} \approx 7.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Mit V-Band Reflektometer sind somit Messungen vom äußersten Plasmarand bis hinein in das Hauptplasma möglich, was dieser Diagnostik eine größtmögliche Flexibilität verleiht.

Bei den verwendeten Antennen und -verklippwinkeln wird an ASDEX Upgrade eine Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ der Mikrowellenfrequenz von maximal 5 MHz erwartet. Um auch das Vorzeichen der Frequenzverschiebung und damit die Richtung der Plasmarotation rekonstruieren zu können, wurde ein heterodyner Mikrowellenempfänger mit IQ-Detektor (Phase- und Quadratur-Detektor) implementiert (siehe Kapitel 4.4.1 und 5.2). Ein solcher Detektor liefert die Signale I und Q , die dem Real- und Imaginärteil des komplexen Signalzeigers entsprechen.

Beim Bau der Doppler-Reflektometer wurde ein maximales Signal-Rausch-Verhältnis angestrebt. Das Signal-Rausch-Verhältnis wird z.B. durch Übersprechen zwischen den Analog-

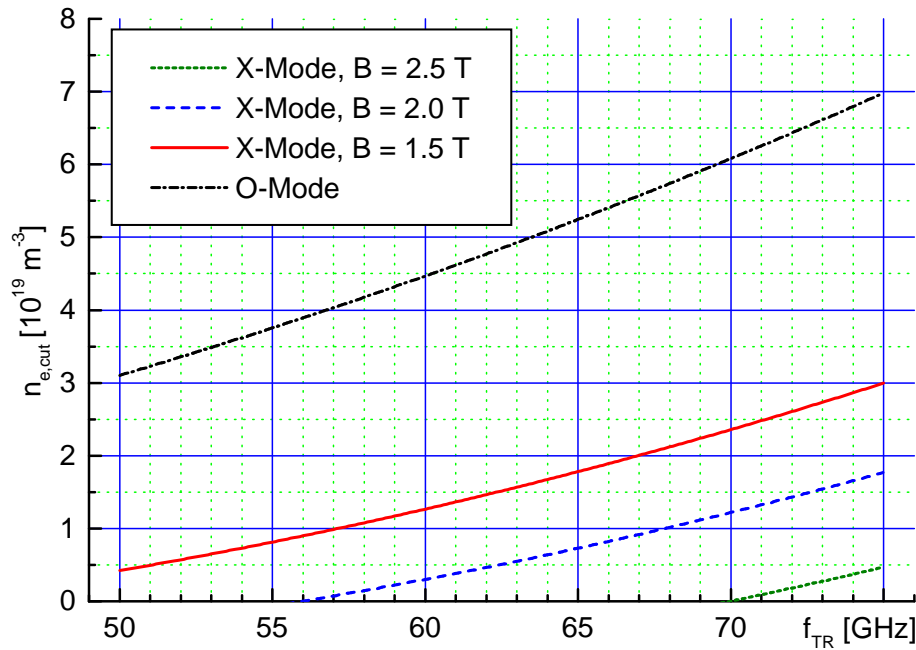


Abbildung 5.1: Mit Mikrowelle des V-Bandes erreichbare Cutoff-Dichten in O- und X-Mode, vgl. Kapitel 4.1.

signalen der verschiedenen Frequenzbereiche (HF bis Videofrequenzen) und der digitalen Elektronik verschlechtert. Um Übersprechen zu vermeiden, wurden ein Reflektometer in zwei Einschübe aufgeteilt (siehe Abb. 5.2):

Der untere Einschub enthält das eigentliche Doppler-Reflektometer, welches (bis auf die gesondert abgeschirmte PLL, siehe Kapitel 5.2) komplett in Analogtechnik aufgebaut ist und für die HF- und Niederfrequenzbereiche abgeschirmte Kammern besitzt. Er benötigt zum Betrieb analoge Steuerspannungen, und gibt die analogen Meßsignale I und Q ab.

Der Steuerungs- und Datenerfassungseinschub stellt über D/A-Wandler die Reflektometer-Steuerspannungen zur Verfügung, übernimmt die A/D-Wandlung der Meßsignale und die Kommunikation per Glasfaserkabel mit dem Meß-Rechner.

Auch das Rauschen der Versorgungsspannungen der Mikrowellenbauteile und der Elektronik kann das Signal-Rausch-Verhältnis mindern. Deshalb wurden getrennte Spannungsversorgungen der beiden Einschübe, sowie rauscharme Spannungsregler an jedem Mikrowellenbauteil

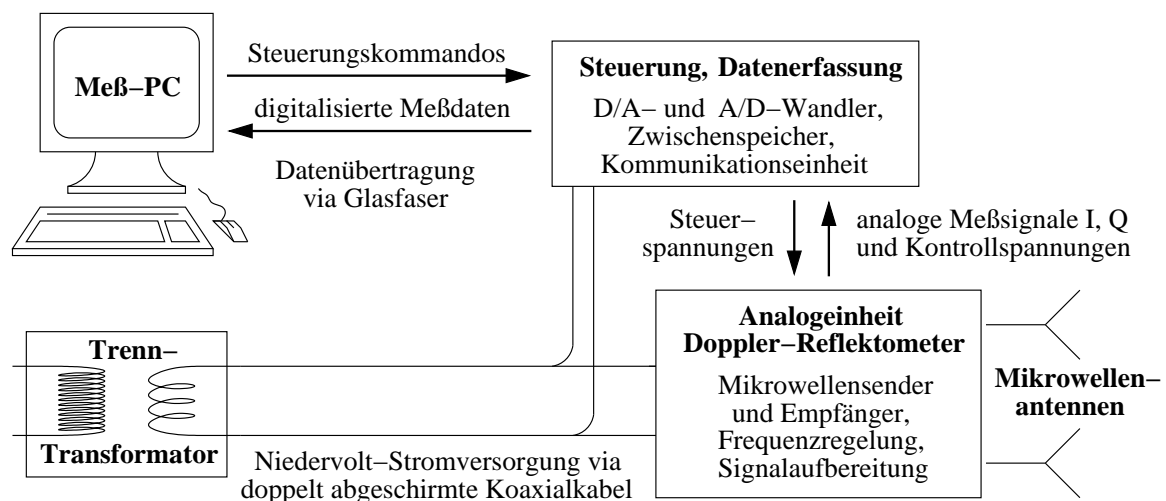


Abbildung 5.2: Übersicht des Doppler-Reflektometers.

bzw. an jeder Platine eingesetzt. Diese schützen zudem direkt am Verbraucher vor Spannungsspitzen (die während des Experiments bei schnellen Änderungen des Magnetfeldes durch Induktion in Kabelschleifen entstehen können).

Die Einschübe der Doppler-Reflektometer und die Steuerungs- und Datenerfassungseinheiten befinden sich in einem Rahmen oberhalb des Torus, ca. 3 Meter vom Plasmarand entfernt. Dort treten während des Experiments Magnetfelder in der Größenordnung von 0.1 T auf. Dies stellt besondere Anforderungen an die Niedervolt-Stromversorgung der Diagnostik: Bei solch hohen Magnetfeldern geraten die Eisenkerne gebräuchlicher Niedervolt-Transformatoren in Sättigung. Darum wurde eine mit Hilfe von Trenntransformatoren elektrisch isoliert aufgebaute Niedervolt-Stromversorgung weit entfernt vom Experiment aufgebaut, welche die Diagnostik über lange, doppelt abgeschirmte Koaxialkabel mit elektrischer Leistung versorgt.

Es wurden zwei Exemplare dieses Reflektometersystems aufgebaut. Damit sind sowohl gleichzeitige Messungen mit den O- und X-Mode Antennen (unterschiedliche Dichtebereiche) als auch radiale Korrelationsmessungen durchführbar.

5.2 Reflektometeraufbau

Abb. 5.3 zeigt schematisch den Aufbau des Doppler-Reflektometers. Als Sender und Lokoszillator mit variabler Frequenz f_{TR} bzw. f_{LO} wird jeweils ein spannungsgesteuerter 'hyper abrupt varactor tuned oscillator' (HTO) mit anschließendem Frequenz-Vervierfacher (inklusive Verstärker) benutzt. Mit diesen Bauelementen sind Ausgangsleistungen von ca. 10 dBm = 10 mW über das ganze V-Band hinweg möglich. Die Rauschleistung des Empfängers (noise equivalent power) beträgt etwa -85 dBm bei 1 kHz Bandbreite.

Es wurde ein heterodyner Mikrowellenempfänger (erste Zwischenfrequenz $f_{Z1} \neq 0$) mit

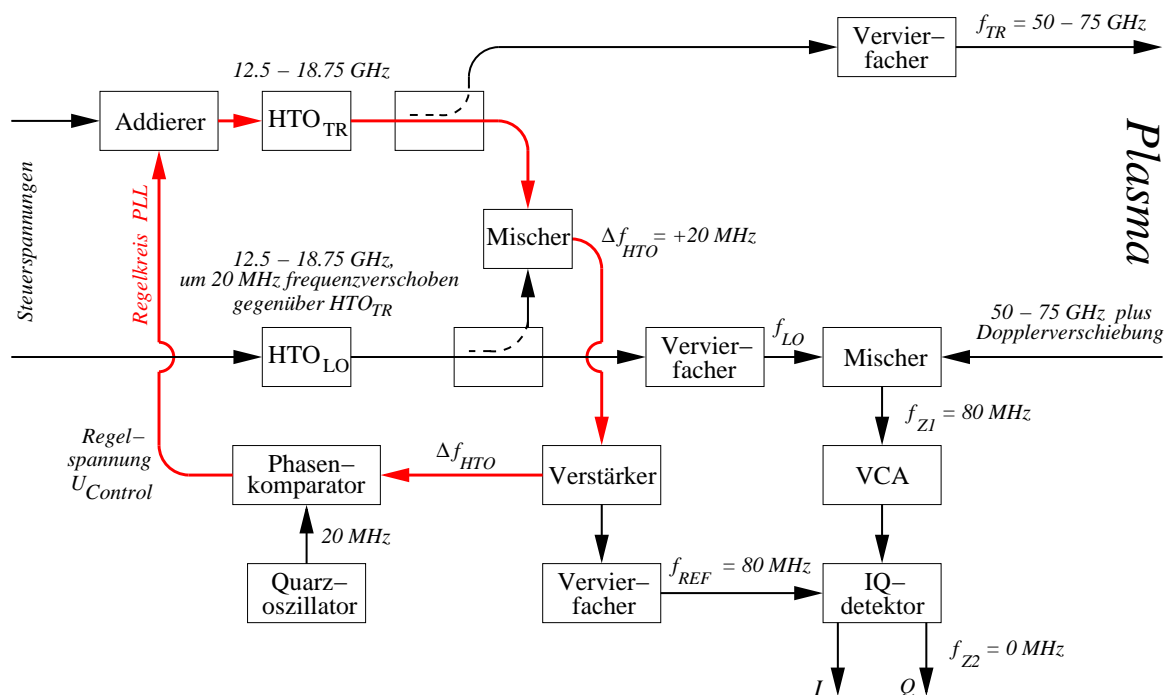


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau des an ASDEX Upgrade verwendeten Doppler-Reflektometers

IQ-Detektion aufgebaut: In einer ersten Stufe wird das Empfangssignal mit dem gegenüber der Sendefrequenz f_{TR} um $f_{Z1} = 80$ MHz verstimmten Signal f_{LO} eines Lokaloszillators gemischt und anschließend in einem rauscharmen VCA ('voltage controlled amplifier', variable Verstärkung 20 - 50 dB) verstärkt. Im Phase- und Quadratur-Detektor wird das Empfangssignal nochmals an einem Referenzsignal mit $f_{REF} = f_{Z1}$ bzw. am 90° phasenverschobenen Referenzsignal gemischt. Das Ergebnis sind *zwei* Videosignale I und Q bei der Zwischenfrequenz $f_{Z2} = f_Z = 0$, die dem Real- und Imaginärteil des komplexen Signalzeigers entsprechen und der Datenerfassung zur Verfügung gestellt werden.

Die Frequenz f_{LO} des Lokaloszillators wird durch die Steuerspannung des zugehörigen HTO_{LO} vom digitalen Steuerungseinschub vorgegeben. Da die Zwischenfrequenz f_Z bei diesem Reflektometer 80 MHz betragen soll, muß der Frequenzabstand Δf_{HTO} zwischen HTO_{TR} auf der Senderseite und HTO_{LO} des Lokaloszillators mit Hilfe einer PLL ('phase locked loop', elektronischer Regelkreis zur Frequenzabstimmung [104–108]) auf exakt +20 MHz einregelt werden, siehe Abb. 5.3. Die Sendefrequenz der ausgestrahlten Mikrowelle wird somit indirekt über die Frequenz des Lokaloszillators geregelt. Dazu wird zunächst das Signal von HTO_{LO} mit dem des HTO_{TR} gemischt (die Zwischenfrequenz sei Δf_{HTO}) und anschließend verstärkt. Dann wird Δf_{HTO} mit den 20 MHz eines Quarzoszillators verglichen und eine Regelungsspannung $U_{Control}$ ausgegeben. Für diese Aufgabe wurde eine Demonstrations-Platine der Firma Qualcomm [107, 108] angepasst.

Die Regelungsspannung wird nun um einen festen Faktor reduziert und zur Steuerspannung des digitalen Steuerungseinschubs für HTO_{TR} addiert und HTO_{TR} zugeführt. Dadurch ist der Regelkreis geschlossen. Die Reduktion der Regelungsspannung hat den folgenden Grund: Das Vorzeichen der Differenzfrequenz Δf_{HTO} ist für die PLL nicht erkennbar und wird *immer als positiv* angenommen. Bei einem Frequenzabstand der beiden HTOs von $\Delta f_{HTO} < -20$ MHz würde die Regelungsspannung in die falsche Richtung verändert werden. Die PLL wäre damit instabil, und die Frequenz von HTO_{TR} liefe davon.

Durch die folgenden Maßnahmen kann dies verhindert werden: Vor der Messung wird für jeden Wert der Steuerspannung von HTO_{LO} die Steuerspannung des HTO_{TR} ermittelt, bei welcher der Betrag der PLL-Regelspannung minimal wird (Abgleichalgorithmus s.u.). Dies sind die Steuerspannungskombinationen, bei denen schon die *frei laufenden* HTOs (offene PLL) ein Δf_{HTO} von nahezu +20 MHz besitzen.

Ohne die Funktionsweise der PLL zu beeinträchtigen kann dann, wie oben erwähnt, durch die Verkleinerung der Regelspannung $U_{Control}$ der PLL-Aussteuer- und Fangbereich auf wenige MHz verringert werden, sodaß ein Frequenzabstand $\Delta f_{HTO} < -20$ MHz unmöglich wird.

Das Signal der Referenzfrequenz $f_{REF} = 80$ MHz, das als Lokaloszillator in den Mischern des IQ-Detektors dient, wird erzeugt durch Vervierfachung des Signals Δf_{HTO} , welches mit Hilfe der PLL auf exakt 20 MHz eingestellt ist.

Da bei den verwendeten Mikrowellenvervierfachern mit kleiner Leistung auch die drei- bzw. fünffache Frequenz entsteht, erscheinen in den Signalen I und Q bei 20 MHz weitere Mischprodukte. Um diese herauszufiltern, folgt ein aktiver Butterworth-Tiefpaß 8. Ordnung (siehe [109, 110]) mit einer Grenzfrequenz bei 7 MHz (30 dB Dämpfung bei 10 MHz). Bei einer Butterworth-Charakteristik ist das Überspringen minimiert, und die Übertragungsfunktion verläuft flach bis nahe an die Grenzfrequenz. So ist gewährleistet, daß die Frequenzspektren der Signale I und Q durch den Tiefpaß nicht verfälscht werden.

Ohne Tiefpaß würden bei einer Samplingrate von 20 MHz im Analog-/Digitalwandler des Steuerungs- und Datenerfassungseinschubs die unerwünschten Mischprodukte sowie zusätzliches Rauschen durch Aliasing in den Frequenzbereich des eigentlichen Meßsignals transformiert.

Die niedrige erste Zwischenfrequenz von $f_{Z1} = 80$ MHz bietet den Vorteil eines einfacheren Aufbaus. Es bringt jedoch auch besondere Anforderungen mit sich: Wie oben schon beschrieben muß der Aussteuer- und Fangbereich der PLL stark reduziert werden, um den unerwünschten Fall mit $\Delta f_{HTO} < -20$ MHz zu verhindern und damit immer ein Einrasten der PLL zu ermöglichen. Deshalb müssen die Steuerspannungen für die beiden HTOs von vorne herein so aufeinander abgestimmt sein, daß der Frequenzabstand der beiden HTOs innerhalb des Einrastbereiches der PLL (-20 bis +60 MHz für Δf_{HTO}) liegt. Wegen der temperaturbedingten Driften der HTO-Frequenzen wird dieser Abgleich vor jeder Messung nach folgendem Algorithmus erneut durchgeführt:

Anhand des Vorzeichens der PLL-Regelungsspannung $U_{control}$ kann abgelesen werden, ob die Frequenz eines freilaufenden HTO_{TR} (PLL offen) in einem Abstand Δf_{HTO} von *mehr* oder *weniger* als +20 MHz zur Frequenz von HTO_{LO} laufen würde. Diese Information wird über ein Statusbit an die Steuerungseinheit und den Meß-PC weitergeleitet. Im Fall $\Delta f_{HTO} > +20$ MHz (PLL-Regelungsspannung < 0) erhöht das Abgleichprogramm im PC die Steuerspannung für HTO_{LO} in kleinen Schritten, bis das PLL-Statusbit von 0 auf 1 springt. Dann ist $\Delta f_{HTO} < +20$ MHz, und die Steuerungsspannung für HTO_{TR} muß so lange erhöht werden, bis das Statusbit der PLL wieder auf 0 zurückspringt u.s.w. (siehe Abb. 5.4). Auf diese Weise ergibt sich eine Tabelle für HTO-Steuerspannungen, bei denen die PLL sicher einrastet.

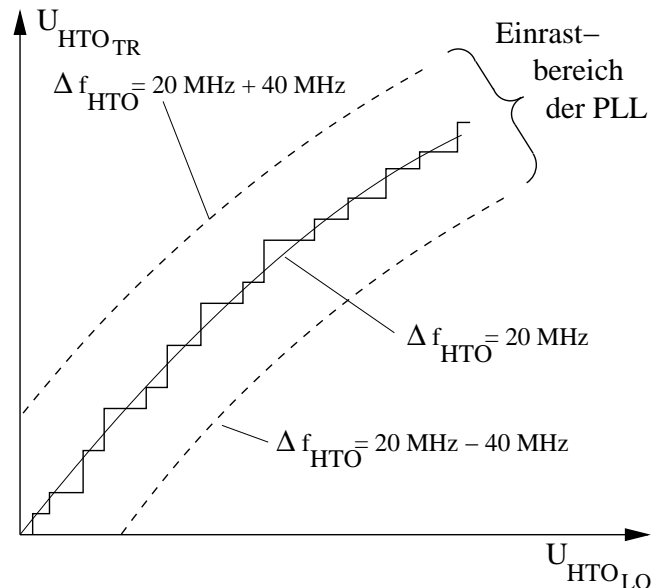


Abbildung 5.4: Abgleichalgorithmus für die Anpassung der Steuerspannungen der HTOs. Dies geschieht durch abwechselndes Erhöhen der Steuerspannungen von HTO_{TR} und HTO_{LO} .

Sind die HTO-Steuerspannungen verrauscht, so hat dies ein Phasenrauschen der Oszillatorfrequenz zur Folge, welches die Stabilität der PLL vermindert und zu Seitenbändern in Δf_{HTO} und damit auch in I und Q führt. Dieser Effekt wurde durch die Verwendung rauscharmer Operationsverstärker in der Steuerungskette, sowie durch die Bereitstellung rauscharmer Versorgungsspannungen für diese Operationsverstärker und einem Tiefpaß für das Steuersignal von HTO_{LO} stark vermindert. Das Steuersignal von HTO_{TR} kann nicht mit einem Tiefpaß geglättet werden, da HTO_{TR} in die PLL-Regelschleife integriert ist und dessen Phase sehr schnell über die Steuerspannung $U_{Control}$ korrigiert werden muß.

HTO_{TR} und HTO_{LO} haben also unterschiedliche Zeitkonstanten, mit denen sie auf Änderungen der Steuerspannungen reagieren. Soll während des Betriebs des Reflektometers die Mikrowellenfrequenz geändert werden, so geschieht dies bei HTO_{LO} entsprechend langsamer, und die PLL kann kurzfristig ausrasten (Dauer ca. 0.5 - 1 ms). Ein weiteres Statusbit gibt die Information, ob die PLL eingerastet ist oder nicht, über die Datenerfassung an den Meß-PC weiter. Damit ist sichergestellt, daß Meßdaten nur in Zeitintervallen mit eingerasteter PLL ausgewertet werden.

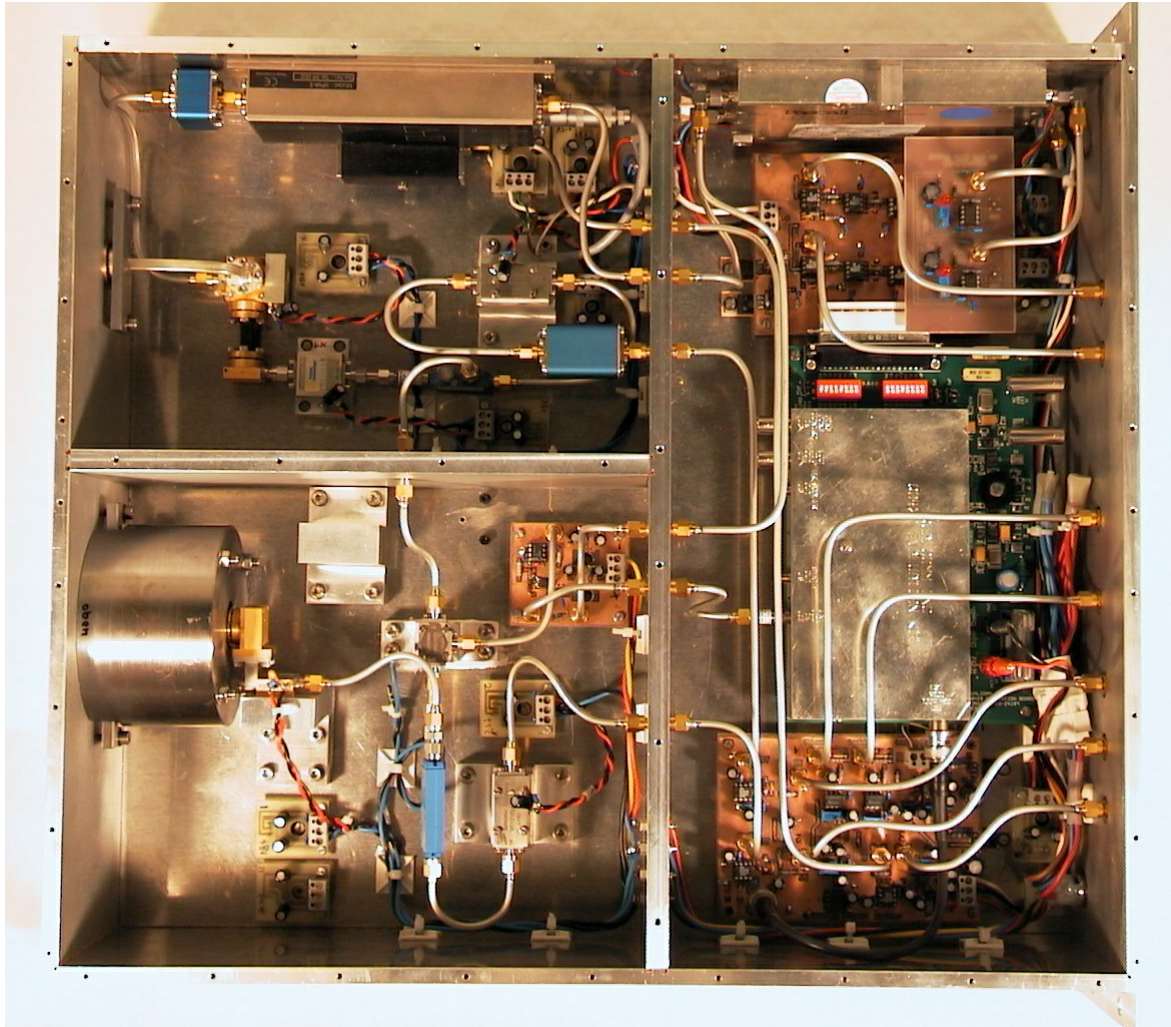


Abbildung 5.5: Photographie des Doppler-Reflektometers. Der Einschub ist unterteilt in drei HF-dichte Kammern: Links unten der Sender, links oben der Empfänger, rechts der Niederfrequenzbereich mit den Steuerungsplatinen und der Datenaufbereitung.

Abb. 5.5 zeigt eine Photographie des geöffneten Analogeneinschubs des Doppler-Reflektometers. Darauf sind die drei durch HF-dichte Wände getrennte Kammern des Sende-, Empfangs- und Niederfrequenzteils des Doppler-Reflektometers zu erkennen.

Die auszusendende Mikrowelle der Frequenz f_{TR} wird über einen Isolator aus dem Gerät herausgeführt. Der Isolator dient dazu, empfindliche Mikrowellenbauteile auf der Senderseite nicht durch reflektierte Mikrowellenleistung zu gefährden. Der Ferritkern im Isolator ist mit einem ca. 4 cm dicken Weicheisenmantel (dem Metallzylinder an der linken Außenwand) abgeschirmt, damit seine Funktion nicht durch die starken Magnetfelder in der Experimentierhalle beeinträchtigt wird.

5.3 Reflektometersteuerungs- und Datenerfassungseinheit

Der Steuerungseinschub des Doppler-Reflektometers besteht im wesentlichen aus drei Teilen (siehe Blockschaltbild in Abb. 5.6):

Die *Kommunikationsplatine* stellt die Verbindung per Lichtleiter zu einem Meß-PC her.

Mit Hilfe der *Digital-/Analogwandler-Platine* können vorher programmierte Abfolgen von Sendefrequenzen und der zugehörigen Aussteuerung des Doppler-Reflektometers während des Experiments automatisch durchfahren werden.

Zwei *12-Bit Analog-/Digitalwandlerkarten* der Firma Burr Brown übernehmen die Wandlung der Meßsignale I und Q des Reflektometers mit einer Abtastrate von 20 MHz.

Die Kommunikation mit dem Meß-PC wird mit Hilfe eines bei CERN entwickelten S-Link Interfaces [112] durchgeführt ('smart link', Datenübertragungssystem per Glasfaserkabel mit einer Rate von 80 MBytes/s).

Das S-Link Interface ist auf die am IPP entwickelte Kommunikationsplatine [111] aufgesteckt. Diese Platine übernimmt die Steuerung der S-Link Verbindung, das Handshake Protokoll zwischen den FIFOs der Digital/Analogwandler-Platine (s.u.) und dem S-Link Interface, die Erzeugung aller Systemtakte sowie die Aufbereitung digitaler Steuersignale für die anderen Platinen. Dazu wird ein CPLD verwendet (Complex Programmable Logic Device).

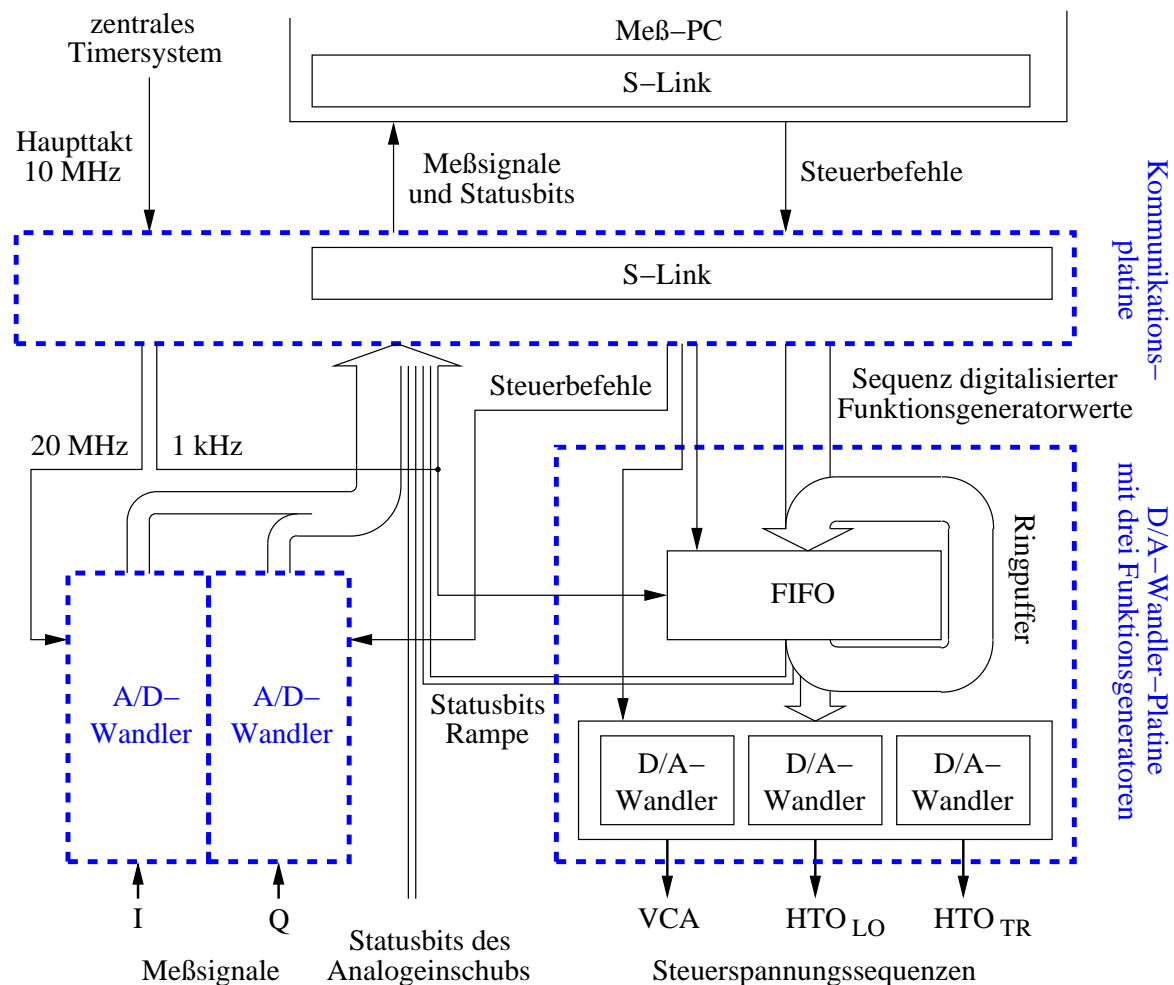


Abbildung 5.6: Blockschaltbild der Steuerungs- und Datenerfassungseinheit

Die Systemtakte werden phasenstarr aus dem 10 MHz-Haupttakt des zentralen Timersystems der ASDEX Upgrade Experimentsteuerung abgeleitet.

Die digitalisierten Meßwerte für I und Q sowie die Statusbits des Reflektometers (s.u. und Kapitel 5.2) werden über 2 FIFO-Speicher gepuffert (in Abb. 5.6 nicht eingezeichnet) und über das S-Link Datenübertragungssystem in den Hauptspeicher des Meß-PCs geschrieben.

Die Steuerspannungen für die HTOs und des VCA des Reflektometers werden durch drei frei programmierbare Funktionsgeneratoren auf der Digital-/Analogwandlerplatine erzeugt.

Die Kurven der Ausgangsspannungen werden wie folgt programmiert: Die seriellen Daten der Kommunikationsplatine werden in Schieberegister geladen und dann parallel in zwei FIFOs geschrieben (zusammen 36 Bit Datenbreite). Die Speichertiefe der FIFOs beträgt 4095 Worte. Beim Betrieb der Funktionsgeneratoren werden die Daten mit einer Taktfrequenz von 1 kHz ausgelesen und an die 12-Bit Digital-/Analogwandler weitergegeben. Aus- und Eingänge der FIFOs sind so verdrahtet, daß nach jedem Ausleseprozeß die gerade gelesenen Daten wieder in das FIFO geschrieben werden. Dadurch geht die programmierte Sequenz an Ausgangsspannungen nicht beim Auslesen verloren, sondern wird zyklisch wiederholt. Damit

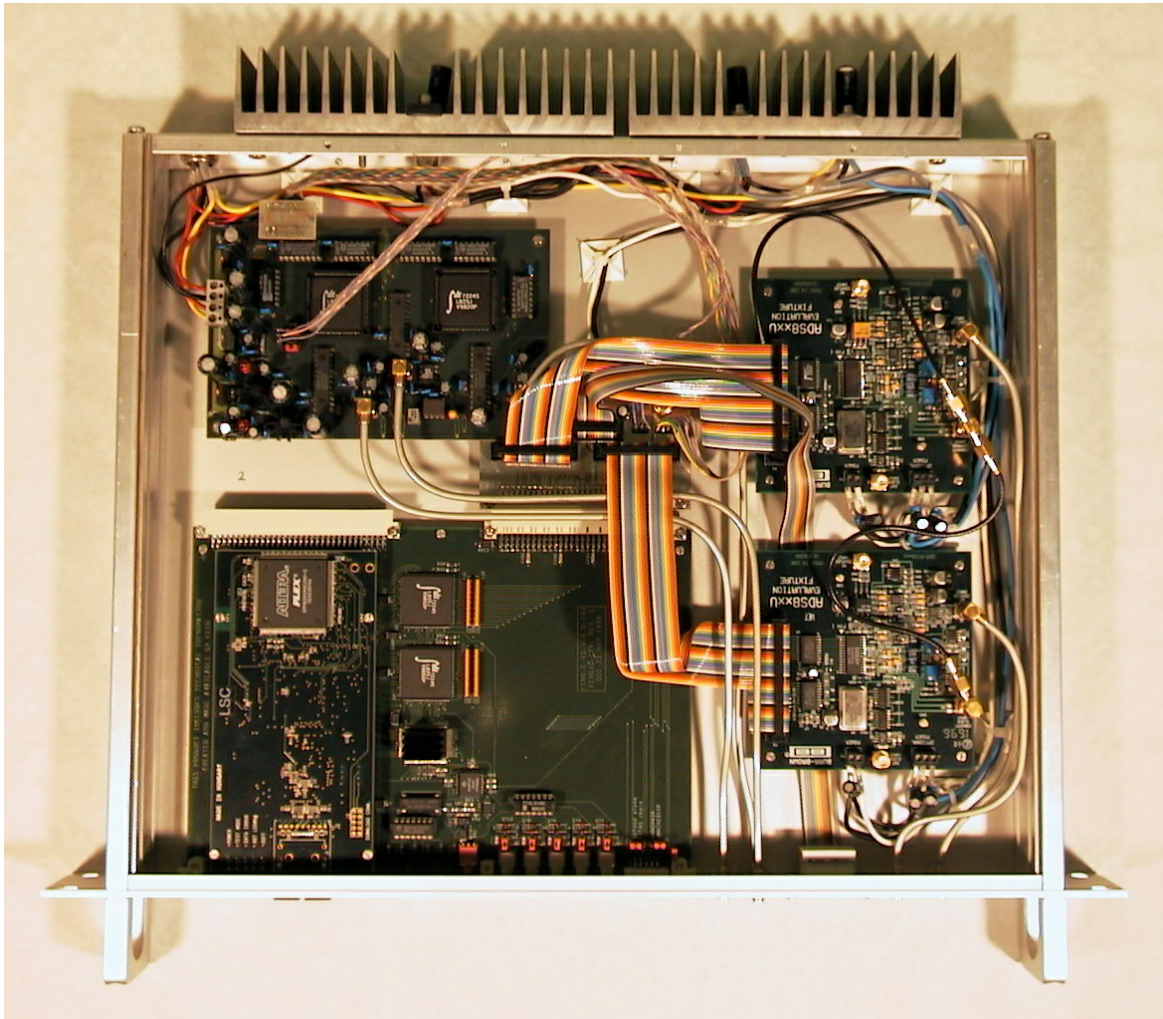


Abbildung 5.7: Photographie des Steuerungs- und Datenaufnahmeeinschubs. Unten links ist die Kommunikationsplatine mit dem aufgesteckten S-Link Interface zu sehen, oben die Digital-/Analogwandler-Platine mit den Funktionsgeneratoren. Rechts angeordnet sind die beiden 12-Bit Analog-/Digitalwandlerkarten.

kann man z.B. einmalig eine Frequenzrampe des Reflektometers programmieren, die dann während des Experiments automatisch wiederholt durchgeführt wird. Dabei können in der Rampe Stufen einer Länge von mehreren ms programmiert werden, indem mehrmals hintereinander derselbe Wert in die FIFOs geschrieben wird.

Da die Datenbreite der S-Link-Karte bei 20 MHz Abtastfrequenz 32 Bit beträgt, die Meßdaten I und Q aber nur jeweils 12 Bit benötigen, können zusätzlich zu den Meßdaten Statusinformationen übertragen werden. Dazu gehören die zwei Statusbits des Analogeneinschubs, aber auch die drei im folgenden beschriebenen Statusbits.

Für die Datenauswertung ist es wichtig zu wissen, welche Mikrowellenfrequenz bei welchem Zeitpunkt am Reflektometer eingestellt war. Die Sequenz der Frequenzen beginnt mit dem Start der Messung, damit ist zu jedem Zeitpunkt die Mikrowellenfrequenz festgelegt. Zu Prüfzwecken wird diese Information trotzdem zusätzlich bereitgestellt, und zwar auf folgende Weise:

Da es bei dem variablen Verstärker im Analogeneinschub nicht auf eine allzu feine Abstufung der Steuerspannung ankommt, werden bei dem entsprechenden D/A-Wandler die zwei LSBs (Least Significant Bits) nicht benutzt, sondern als Marker in den FIFOs verwendet. Das eine Bit ist nur zu Beginn der programmierten Frequenzrampe 1 und sonst 0. Das zweite Bit ist genau dann 1, wenn eine neue Stufe in der Rampe anfängt. Diese beiden Statusbits und der Auslesetakt der FIFOs stehen zur Rekonstruktion der eingestellten Mikrowellenfrequenz zur Verfügung. Zusätzlich zu den Statusbits werden zur Überprüfung noch der Auslesetakt der FIFOs auf der Platine der Funktionsgeneratoren, der jeweilige Stufenbeginn in der Frequenzrampe als auch der Beginn einer Rampe aufgezeichnet.

Auf der Platine wurden getrennte Spannungsversorgungen für den Digital- und den Analogbereich aufgebaut, um Störsignale durch Übersprechen (insbesondere bei digitalen Schaltvorgängen) in den analogen Ausgangsspannungen zu vermeiden. Auch auf dieser Platine sorgt eine rauscharme Spannungsversorgung im Analogteil und die Verwendung rauscharmer Operationsverstärker für möglichst rauscharme Steuerspannungen der HTOs im Analogeneinschub des Doppler-Reflektometers.

5.4 Meß-PC und Meßprogramm

Der Meß-PC besitzt einen Pentium II Prozessor mit 350 MHz Taktfrequenz, einen Hauptspeicher von 1 GB, eine 10 GB Festplatte zur Speicherung der Meßdaten sowie die S-Link PC-Steckkarte für die Kommunikation mit dem Steuerungseinschub des Doppler-Reflektometers. Das Linux-Betriebssystem besitzt einen speziellen Kernel, der die Reservierung eines physikalisch zusammenhängenden großen Speicherbereichs (momentan maximal 810 MB) ermöglicht.

Für die Steuerung und Datenerfassung steht das am IPP entwickelte Programm 'DAQserver' zur Verfügung [113]. Vor einer Messung müssen zuerst das Reflektometer (und das S-link System) initialisiert, die Funktionsgeneratoren programmiert, die beiden HTOs abgeglichen und die Datenerfassung aktiviert werden. Auf ein Triggersignal hin werden im Steuerungs- und Datenaufnahmeinschub die Funktionsgeneratoren, die Datenaufnahme und die Slink-Datenübertragung gestartet. Dabei werden die aufgenommenen Meßdaten I und Q und die Statusbits direkt in den reservierten Bereich des PC-Hauptspeichers geschrieben. Nach maximal 10.125 s (je nach Größe des reservierten Speicherbereichs) ist die Messung beendet und die Meßdaten können (Huffman-Code-komprimiert) auf die Festplatte gespeichert werden.

Kapitel 6

Antennen

In diesem Kapitel werden die in ASDEX Upgrade von der Doppler-Reflektometrie verwendeten Antennen vorgestellt.

Für erste Messungen wurden am IPP bereits vorhandene Mikrowellenantennen des V-Bands in O-Mode Orientierung verwendet. Die erzielten Meßergebnisse während Plasmaentladungen sowie Modellrechnungen mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion (Kapitel 4.4) haben gezeigt, daß diese Antennenanordnung für die Doppler-Reflektometrie nicht geeignet ist. Deshalb wurden neue, optimierte Antennen in X- und O-Mode Orientierung entwickelt.

6.1 Kriterien für die Antennenoptimierung

Im Torus von ASDEX Upgrade stehen für das Doppler-Reflektometer am oberen und unteren Rand des A-Ports in Sektor 13 ein begrenzter Platz für jeweils eine besonders flache Antennenanordnung zur Verfügung.

Deshalb wurden Hog Horn Antennen ausgewählt. Eine Hog Horn Antenne besteht aus einem Antennenhorn und einem fokussierenden Spiegel, der die Mikrowelle senkrecht zur Hornachse ablenkt. Damit können sehr flache und platzsparende Antennenanordnungen gebaut werden. Um ein Übersprechen der Sende- auf die Empfangsseite so gut wie möglich zu vermeiden, werden *getrennte Sende- und Empfangsantennen* verwendet. Die Entscheidung fiel auf eine Antennengeometrie, bei der die Antennenhörner mit den Hornöffnungen zueinander ausgerichtet sind und der Abstand zwischen Sende- und Empfangsstrahl möglichst gering ist. Eine Skizze dieser Anordnung ist in Abb. 6.1 zu sehen. Durch die räumlichen Gegebenheiten ist die Länge der Hornantennen auf jeweils maximal 230 mm begrenzt.

Nach Kapitel 4.2 sind bei den für das Leistungsspektrum eines V-Band (Doppler-)Reflektometers relevanten Mikrowellen-Streuprozessen die Streuvektoren \vec{k}_{fl} in Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellen ausgerichtet (d.h. senkrecht zum Druckgradient ∇p und dem das Plasma einschließende Magnetfeld \vec{B}).

Die Antennenanordnung muß deshalb so justiert sein, daß der durch sie ausgewählte Streuvektor möglichst genau in die \vec{y} -Richtung zeigt. Die optimierten Antennen sind aus diesem Grunde mit den Längsachsen der Antennenhörner parallel zu den Feldlinien von \vec{B} am Plasmarand ausgerichtet (ca. 10° zur toridalen Richtung geneigt). Die für die Geschwindigkeitsmessung nötige Verkipfung der Antennenstrahlen um α erfolgt um die Verbindungsachse der Antennen senkrecht zu \vec{B} , siehe Abb. 6.1.

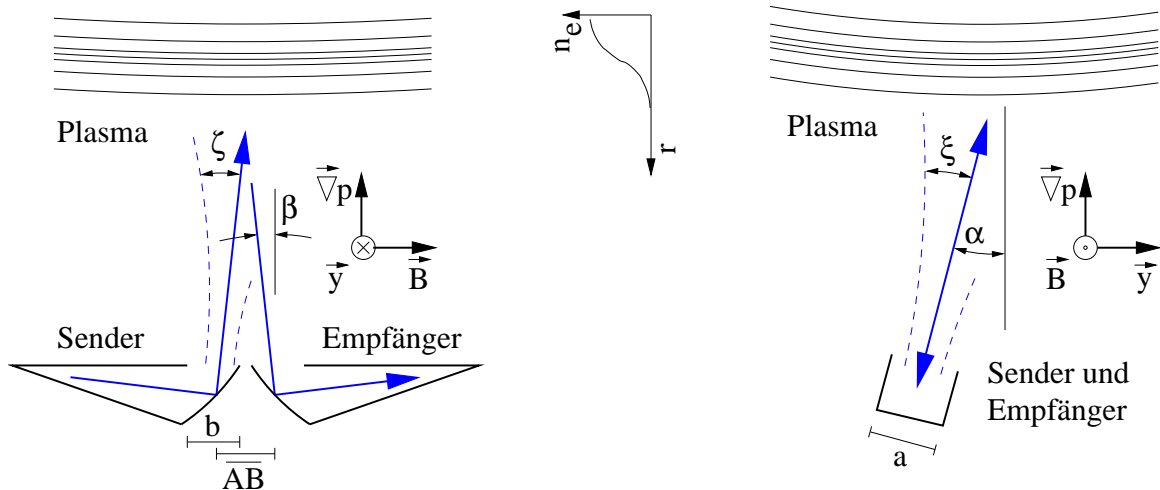


Abbildung 6.1: Skizze zum Aufbau des Hog-Horn Antennensystems. Links Blickrichtung senkrecht zu den Antennenstrahlen und senkrecht zu dem das Plasma einschließenden Magnetfeld \vec{B} . Rechts Blickrichtung parallel zu \vec{B} .

Durch diese Ausrichtung des Antennensystems ist zudem gewährleistet, daß bei den O-Mode Antennen der X-Mode Anteil der ausgestrahlten Mikrowelle, sowie bei den X-Mode Antennen der O-Mode Anteil minimiert ist.

Die Form des Leistungsspektrums, insbesondere die Form der dopplerverschobenen Linie, hängt vom k_y -Spektrum der Driftwellenturbulenz sowie von dem Ausbreitungsmuster der Mikrowelle in der Ebene ab, die durch die Strahlrichtung der Antennen und der Richtung der Streuvektoren $\vec{k}_{fl,y}$ bestimmt wird (betrachtete Ebene in Abb. 6.1 rechts). In dieser Ebene wurde deshalb mit Hilfe der in Kapitel 4.4.4 vorgestellten Methode der Bewertungsfunktion das Experiment modelliert. So konnte für einen gegebenen Satz an Antennenparameter α , a und des Fokus f_a der Mikrowellenstrahlen (entspricht dem Krümmungsradius $R_{ph,a}$ der Phasenfronten in der Öffnungsebene der Antennen) ein zu einer Messung äquivalentes Leistungsspektrum berechnet werden. Durch Variation der Antennenparameter konnte eine Konfiguration gefunden werden, bei der die modellierten Leistungsspektren besonders gut erkennbare, dopplerverschobene Linien aufweisen.

Die Modellierung des Experiments ist für das Design des Doppler-Reflektometeraufbaus und für die richtige Interpretation der Meßdaten ein unerlässliches Hilfsmittel.

In der Ebene senkrecht zu den Streuvektoren $\vec{k}_{fl,y}$ kommt es zu einer *direkten Reflexion* der Mikrowelle an der Cutoff-Schicht. Dadurch wird die Form des Leistungsspektrums nicht verändert. Durch die geeignete Wahl von β , b , \overline{AB} und des Fokus $f_b = R_{ph,b}$ kann jedoch die *Empfangsleistung* und der *radiale Einsatzbereich* des Doppler-Reflektometers maximiert werden. Zu diesem Zweck sind keine aufwendigen Modellierungen nötig. Stattdessen wurden analytische Gleichungen benutzt, welche die Freiraumausbreitung eines gauß'schen Mikrowellenstrahls beschreiben. Diese Gleichungen werden in Kapitel 6.2 vorgestellt.

Die Antennen können nur für ein endliches radiales Intervall optimiert werden. Die Auswahl dieses Intervalls richtet sich nach dem Einsatzbereich der jeweiligen Antennenanordnung, siehe Kapitel 5.1. Die X-Mode-Antennen wurden deshalb für Messungen im Bereich der Separatrix optimiert. Für die O-Mode-Antennen wurde ein Kompromiß gesucht, welcher Messungen von der Separatrix bis möglichst weit in das Plasmainnere hinein erlaubt.

6.2 Vereinfachte Beschreibung der Strahlausbreitung

6.2.1 Fernfeld von Hornantennen

Ist der Öffnungswinkel μ von Hornantennen klein genug ($\tan(\mu/2) \leq 1/6$ nach [114]), so weiten die Antennen nur die Mikrowellenmode des angeflanschten Monomodehohlleiters auf, Modenkonzersion wird größtenteils vermieden. Damit ist die elektrische Feldverteilung der Mikrowelle in der Austrittsebene des Antennenhorns gleich der in einem Hohlleiter, siehe Abb. 6.2: In Richtung des elektrischen Wechselfeldes \vec{E}_{mw} der Mikrowelle ist die elektrische Feldstärke konstant, senkrecht dazu ergibt sich ein halber Kosinus, mit den Nullstellen am Rand (entspricht der TE_{01} -Mode im Rechteckhohlleiter). Die Phasenfronten enden jeweils senkrecht auf der Innenwand des Antennenhorns und sind deshalb leicht gekrümmt.

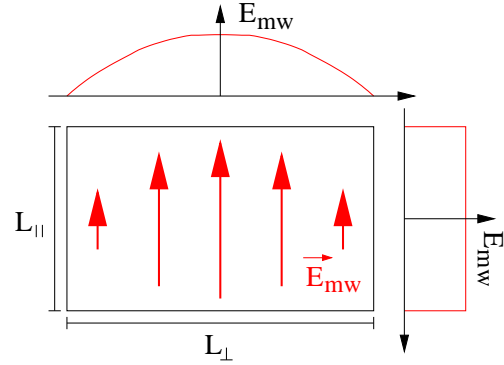


Abbildung 6.2: Skizze zur Verteilung des elektrischen Feldes in der Austrittsebene der Antenne.

Das Fernfeld der Antenne ergibt sich aus der Fouriertransformation der Feldverteilung in der Austrittsebene des Antennenhorns. $L_{||}$ und L_{\perp} sind die Aperturen parallel bzw. senkrecht zu \vec{E}_{mw} . Für die O-Mode Antennen gilt nach Abb. 6.1 und 6.2 die Beziehung $L_{\perp} = a$, $L_{||} = b$. Für die X-Mode Antennen ist $L_{\perp} = b$ und $L_{||} = a$. In der Richtung parallel zu \vec{E}_{mw} gilt im Fernfeld:

$$\frac{E_{mw}}{E_{mw,max}} = \sin\left(\frac{\pi L_{||} \sin \gamma}{\lambda}\right) \frac{1}{\left(\frac{\pi L_{||} \sin \gamma}{\lambda}\right)} \quad (6.1)$$

$E_{mw,max}$ bezeichnet den Zentrumswert. Senkrecht zu \vec{E}_{mw} gilt für das Fernfeld:

$$\frac{E_{mw}}{E_{mw,max}} = \cos\left(\frac{\pi L_{\perp} \sin \gamma}{\lambda}\right) \frac{1}{1 - \left(\frac{2 L_{\perp}}{\lambda} \sin \gamma\right)^2} \quad (6.2)$$

Dabei ist γ der Winkel zur Richtung der Strahlausbreitung. Betrachtet man die Leistungsdichte im Fernfeld der Hornantenne ($\sim E_{mw}^2$, siehe Abb. 6.3 und 6.4), so erkennt man, daß die Hauptmaxima der Fernfeldverteilungen stark Gaußfunktionen ähneln. Deshalb kann die Freiraumausbreitung der ausgestrahlten Mikrowelle in guter Näherung durch die Gleichungen für einen gauß'schen Strahl beschrieben werden (die Nebenmaxima werden bis auf weiteres vernachlässigt). Bei gauß'schen Strahlen ist sowohl im Nah- als auch im Fernfeld die Verteilung des elektrischen Feldes gaußförmig. Dieser Umstand vereinfacht stark die Antennenoptimierung in Kapitel 6.3.1.

Innerhalb der *Strahlbreite* $2w$ fällt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung die Leistungsdichte auf den Wert $1/e$ der Leistungsdichte im Strahlzentrum ab.

Für die Breite der gauß'schen Strahlen, welche die Feldverteilungen im Fernfeld (Abbildung 6.3 und 6.4) am besten wiedergeben, gilt in der Antennenapertur $2w \approx 2 \cdot 0.43 L_{||}$ bzw. $2w = 2 \cdot 0.32 L_{\perp}$, siehe auch [118].

Die Ausbreitung eines gauß'schen Strahls im freien Raum wird im folgenden Kapitel kurz beschrieben. Eine detailliertere Darstellung findet sich z.B. in [115–117].

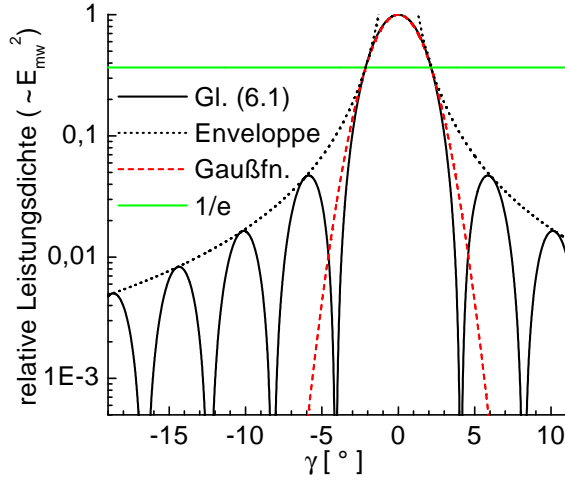


Abbildung 6.3: Fernfeld in Richtung des \vec{E}_{mw} -Feldes, berechnet nach Gleichung (6.1) für Wellenlänge $\lambda = 5$ mm, Antennenbreite $L_{\parallel} = 70$ mm.

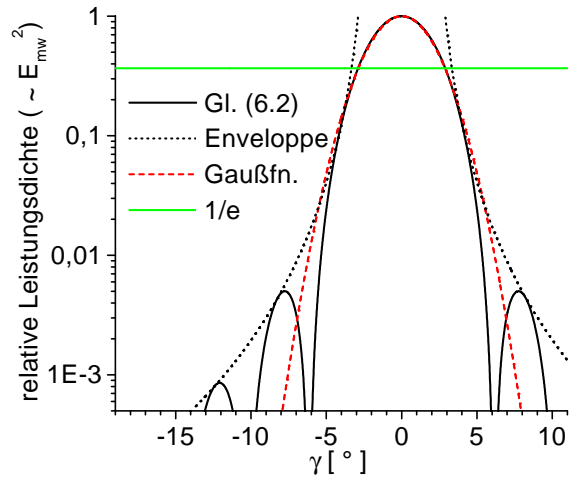


Abbildung 6.4: Fernfeld senkrecht zum \vec{E}_{mw} -Feld, berechnet nach Gleichung (6.2) für Wellenlänge $\lambda = 5$ mm, Antennenbreite $L_{\perp} = 70$ mm.

6.2.2 Freiraumausbreitung eines gauß'schen Strahls

Neben der Wellenlänge λ charakterisiert die *Strahltaille* $2\omega_0$ die Ausbreitung eines gauß'schen Strahls im freien Raum (siehe Abb. 6.5). Die Taille ist die *geringste Breite des Strahls*.

Für die Krümmung κ_{ph} der Phasenfronten eines gauß'schen Strahls und den Krümmungsradius R_{ph} gilt folgende Beziehung [115]:

$$R_{ph} = \frac{1}{\kappa_{ph}} = u \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda u} \right)^2 \right) \quad (6.3)$$

Der Parameter u gibt in (6.3) den Abstand der Betrachtungsebene zur Strahltaille in der Richtung des Strahls an (siehe Abb. 6.5). Bei der Strahltaille ($u = 0$) gilt $R_{ph} = \infty$, die Phasenfronten sind *eben*. Für die halbe Strahlbreite w bei Abstand u gilt [115]:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda u}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (6.4)$$

Dies kann nach der halben Strahltaille w_0 aufgelöst werden:

$$w_{0,1,2}^2 = \frac{w^2 \pm \sqrt{w^4 - \left(\frac{2\lambda u}{\pi} \right)^2}}{2} \quad (6.5)$$

Die Strahltaille kann also aus einer beliebigen Strahlbreite im Abstand u berechnet werden. Aus Gleichung (6.3) und (6.4) folgt:

$$w_0^2 = \frac{w^2}{1 + \frac{\pi^2}{R_{ph}^2 \lambda^2} w^4} \quad (6.6)$$

$$u_{1,2} = \frac{R_{ph} \pm \sqrt{R_{ph}^2 - 4 \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2}}{2} \quad (6.7)$$

Somit können mit Hilfe von (6.6) und (6.7) aus einer vorgegebenen Strahlbreite und Phasenkrümmung (z.B. in der Austrittsebene des Antennenhorns, festgelegt durch die Antennengeometrie) der Abstand u der Strahlteile und ihre Breite $2w_0$ berechnet werden. Sind diese beiden Größen bekannt, ergeben sich aus Gleichung (6.3) und (6.4) Strahlbreite und Phasenkrümmung in *jedem beliebigen Abstand* zur Antenne.

6.2.3 Kopplungseffizienz zwischen Sende- und Empfangsantenne

Zunächst sollen sich Sende- und Empfangsantenne (mit einer Tilde versehene Größen, siehe Abb. 6.5) koaxial gegeneinander überstehen (ohne Verkippung θ oder axialen Versatz d), die Verbindungsachse sei die z -Achse.

Bei einem elliptischen Profil gauß'scher Strahlen (Hauptachsen in x - und y -Richtung) können nach [115] die Wellenfunktionen produktzerlegt werden: $\psi(x, y, z) = \psi_x(x, z)\psi_y(y, z)$. Die Kopplungseffizienz T_a (= Leistungsübertragungsfaktor) zwischen Sende- und Empfangsstrahl erhält man durch Projektion der beiden gauß'schen Moden aufeinander bei einem beliebigen Querschnitt (z -Koordinate z_Q):

$$T_a = \psi(x, y, z_Q)\tilde{\psi}(x, y, z_Q)^* = \tau_{a,x}\tau_{a,y} \quad (6.8)$$

Der Index a steht für 'aligned'. Man sieht, daß die Kopplungseffizienzen τ_a der x - z - und y - z -Ebene unabhängig voneinander berechnet werden können. Die Strahlteilen befinden sich bei den z -Koordinaten z_0 bzw. \tilde{z}_0 . Nach [115] ergibt sich für den Spezialfall gleicher Strahlteilen:

$$\tau_a = \frac{2}{\sqrt{4 + \left(\frac{\lambda s}{\pi w_0^2}\right)^2}} \quad (6.9)$$

Dabei ist $s = u + \tilde{u} = |z_0 - \tilde{z}_0|$ der Abstand der Strahlteilen von Sende- und Empfangsstrahl. Bei einem geringen Verkippungswinkel θ oder einem kleinen axialen Offset d (siehe Abb. 6.5) der Antennenstrahlen in der Beobachtungsebene ergeben sich nach [115] Korrekturfaktoren für die Kopplungseffizienz τ einer Hauptachsebene:

$$\tau = \tau_a \cdot \exp\left[-\left(\frac{\theta}{\theta_e}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\left(\frac{d}{d_e}\right)^2\right] \quad (6.10)$$

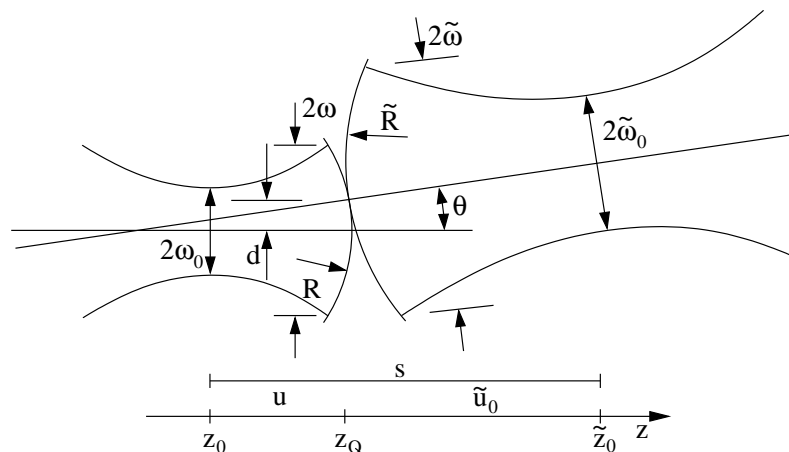


Abbildung 6.5: Skizze zur Anordnung von Sende- und Empfangsstrahl.

$$\theta_e = \frac{\lambda}{\pi \tau_a \sqrt{\frac{w(z_Q)^2 + \tilde{w}(z_Q)^2}{2}}} \quad (6.11)$$

$$d_e = \frac{w_0}{\tau_a} \quad (6.12)$$

θ_e und d_e sind der Verkippungswinkel bzw. der axiale Offset, bei dem die Kopplungseffizienz um einen Faktor $1/e^2$ zurückgeht. Weil θ_e von z_Q abhängt, muß bei $\theta \neq 0$ der Wert z_Q so gewählt werden, daß der Kreuzungspunkt der Strahlzentren in der Betrachtungsebene liegt (d.h. $d = 0$). Im Gegensatz dazu sind d_e und τ_a unabhängig von der Position z_Q der Betrachtungsebene. Deshalb spielt bei $\theta = 0$ die Position der Betrachtungsebene keine Rolle.

6.3 Optimierung der Antennenparameter

6.3.1 Optimierung der Antennen senkrecht zum Streuvektor

In der Ebene senkrecht zum Streuvektor wirkt die Cutoff-Schicht wie ein Spiegel. Der Einfallswinkel und Ausfallswinkel der Mikrowelle sind identisch. Die Parameter b , β (siehe Abb. 6.1) und f_b haben deshalb näherungsweise keinen Einfluß auf die *Form eines Spektrums*, sondern nur auf die *Leistung im Empfänger*. Diese Leistung muß ausreichend hoch sein, um auswertbare Meßspektren des Doppler-Reflektometers zu erhalten. Die Voraussetzung dazu ist eine hohe Kopplungseffizienz τ der Sende- und Empfangsantenne.

In diesem Kapitel wird untersucht, wie durch Optimierung von b , β und des Abstands u_b der Strahlentaille zur Antennenöffnung ($f_b = R_{ph,b}$ hängt über Gleichung (6.3) von u_b ab) über ein möglichst großes, radiales Intervall die Kopplungseffizienz τ maximiert werden kann.

Dazu wurde das vereinfachte Modell entsprechend Abb. 6.6 benutzt: Der Abstand \bar{AB} der Sende- und Empfangsantenne ist gleich der Breite b der Antennenöffnung plus 6 mm Isolation zwischen den Antennen, um elektrische Überschläge (aufgrund hoher, induzierter Spannungen durch dB/dt) während der Plasmaexperimente zu vermeiden. Die Krümmung der Cutoff-Fläche wird für die folgende Betrachtung vernachlässigt, und die Cutoff-Fläche wird als ebener Spiegel angenähert. Dann ist die Kopplungseffizienz der Antennen A und B identisch mit dem der Antennen C und B ohne Reflexion, wobei C der an der Cutoff-Schicht gespiegelte Antenne A entspricht. Der Abstand der beiden Antennen zur Cutoff-Schicht beträgt h . Die Antennenstrahlen von B und C sind um den Winkel β zur Normalen der Cutoff-Schicht verkippt, parallel ausgerichtet und besitzen den geometrisch bedingten Versatz d_g . Nach Abb. 6.6 ist d_g bei kleinen Winkeln β positiv definiert, und wechselt ab $\beta_0 = \arctan(\bar{AB}/2h)$ das Vorzeichen. Für d_g gilt die folgende Beziehung:

$$d_g = \cos \beta \cdot |\bar{AB} - 2h \tan \beta| \quad \text{mit } \bar{AB} = b + 6 \text{ mm} \quad (6.13)$$

Bei geringen Dichtegradienten kann für den an der Cutoff-Schicht reflektierten Strahl durch Brechung ein zusätzlicher Versatz d_b des reflektierten Mikrowellenstrahls auftreten. Dieser ist desto stärker, je größer β gewählt wurde (Skizze dazu in Abb. 6.7). Die Mikrowelle scheint an

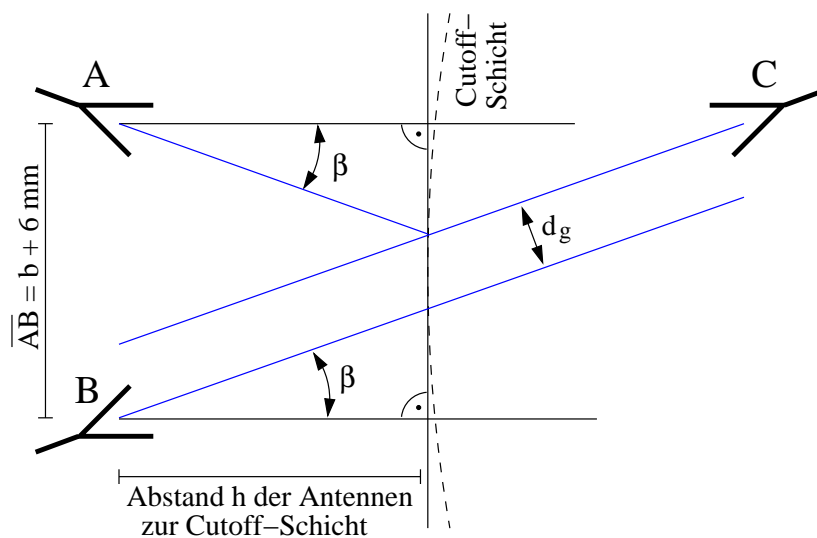


Abbildung 6.6: Skizze zur vereinfachten Anordnung von Sende- und Empfangsstrahl. Die Kopplungseffizienzen der Antennen A und B mit reflektierender Cutoff-Schicht und der Antennen C und B ohne Reflexion sind näherungsweise identisch.

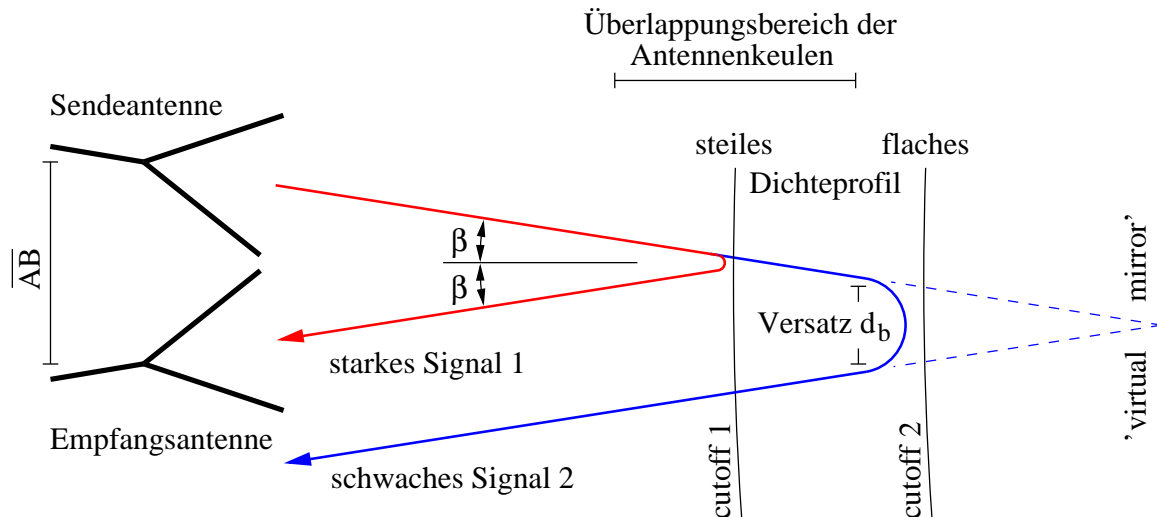


Abbildung 6.7: Skizze zum toroidalen Versatz d_b des reflektierten Mikrowellenstrahls aufgrund von Brechung.

einem weit hinter der Cutoff-Schicht liegenden Spiegel reflektiert worden zu sein ('virtual mirror', siehe [94]). Bis jetzt steht am IPP nur für die numerische Modellierung der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in der Ebene senkrecht zu dem das Plasma einschließenden Magnetfeldes \vec{B} ein full wave code zur Verfügung. Somit konnte dieser Mikrowellenversatz d_b in Richtung von \vec{B} nicht quantifiziert werden. Eine Abschätzung ergab jedoch bei den nicht optimierten Antennen ($\beta = 5.7^\circ$) bei flachen Dichtegradienten (wie sie einige cm innerhalb der Separatrix auftreten) einen Versatz von mehreren Zentimetern. Bei steilen Dichtegradienten z.B. am Plasmarand ist d_b vernachlässigbar.

Ein Vergleich von Abb. 6.6 mit Abb. 6.7 zeigt, daß das Vorzeichen von d_b immer negativ ist. Da typischerweise das Dichteprofil in Richtung Plasmazentrum abflacht, nimmt der Versatz d_b mit zunehmendem Abstand h der Cutoff-Schicht zu den Antennen ab (der Betrag nimmt zu). Nach Gleichung (6.13) nimmt d_g mit zunehmendem h ebenfalls ab, ist jedoch bei kleinem h positiv. Demnach fällt der Gesamtversatz $d = d_g + d_b$ monoton mit zunehmendem h und besitzt eine von β , \overline{AB} und dem Dichteprofil abhängige Nullstelle h_0 .

Eine maximale Signalleistung im Doppler-Reflektometer ist gleichbedeutend mit einem maximalen Kopplungsfaktor τ zwischen Sende- und Empfangsantenne, siehe Kapitel 6.2.3. Nach Gleichung (6.10) muß bei einem Gesamtversatz d die Kopplungseffizienz τ mit dem Korrekturfaktor $\exp[-(d/d_e)^2]$ multipliziert werden.

Mit Hilfe von β kann die Nullstelle von d und damit das Maximum des Korrekturfaktors auf einen gewünschten Wert von h gelegt werden. Die Kopplungseffizienz τ ist dann bei diesem Abstand der Cutoff-Schicht zur Antennenanordnung maximal. Die nicht optimierten Antennen der ersten Testmessungen waren für eine Messung an der Separatrix ausgelegt ($\beta = 5.7^\circ$, $\overline{AB} = 50$ mm, $d_b \approx 0$ mm). Dadurch war zwar am äußeren Plasmarand die Empfangsleistung des Doppler-Reflektometers besonders hoch, jedoch schon wenige Zentimeter innerhalb der Separatrix hatte der Betrag des (negativen) Gesamtversatzes d so sehr zugenommen, daß der ausgesandte Mikrowellenstrahl nach der Reflexion am Cutoff größtenteils an der Empfangsantenne vorbei ging und der Signalpegel im Detektor zu gering für auswertbare Spektren war. Ziel dieser Optimierung ist es, einen nahezu konstanten, hohen Signalpegel über ein möglichst großes Radiusintervall zu erreichen. Dazu wurden die folgenden Überlegungen angestellt:

- Variiert die radiale Position der Cutoff-Schicht, dann ändern sich d_g und d_b desto geringfügiger, je *kleiner* der Winkel β ist. Das radiale Intervall, in dem Messungen mit dem Doppler-Reflektometer möglich sind, nimmt mit abnehmendem Winkel β zu.

- Gleichung (6.9) zeigt, daß bei gegebener Strahltaille $2\omega_0$ und Wellenlänge λ die Kopplungseffizienz τ_a mit zunehmendem Antennenabstand s abnimmt (Voraussetzung: Die Strahltaille liegt nahe der jeweiligen Antennenapertur, siehe unten). Die Kopplungseffizienz τ_a nimmt demnach mit zunehmendem Abstand h der Cutoff-Schicht von der Antennenanordnung ab . Durch geschicktes Platzieren der Nullstelle h_0 des Versatzes $d(h)$ kann für $h < h_0$ der Abnahme der Kopplungseffizienz τ durch einen *zunehmenden* Korrekturfaktor $\exp[-(d/d_e)^2]$ entgegengewirkt werden.

Der Winkel β wurde deshalb bei beiden Antennensystemen (X- und O-Mode) auf den Wert $\beta = 1^\circ$ festgelegt. Das Experiment bestätigt, daß damit Messungen mit dem Doppler-Reflektometer von der Separatrix bis weit in das Hauptplasma hinein möglich sind, siehe z.B. Abb. 7.22 und 7.23.

Eine Abschätzung zeigt, daß wegen des sehr klein gewählten Winkels β der Versatz d_b typischerweise weniger als 1 cm beträgt. Nach Gleichung (6.13) bleibt damit bei einem Wert für b um 30 mm der Gesamtversatz d bis über das Plasmazentrum hinaus positiv. Da die Abhängigkeit des Versatzes d_b vom Parameter h nicht quantifiziert werden konnte, wurde bei der nun folgenden Optimierung der Apertur b und des Abstands u_b der Strahltaille zur Apertur der Gesamtversatz $d = d_g$ gesetzt ('worst case' Abschätzung). Da d immer positiv ist, liegen die im Experiment tatsächlich erzielten Kopplungseffizienzen *oberhalb* der berechneten τ . b ist nach Kapitel 6.2.1 mit der Strahlbreite $2w$ in der Antennenapertur verknüpft. Man erkennt aus (6.5), daß diese Strahlbreite in einem gegebenen positiven Abstand u_b zur Strahltaille durch zwei verschieden große Strahltaillen $2w_{0,2}$ ermöglicht wird.

In Abb. 6.8 sind die Kopplungseffizienzen τ der beiden Lösungswege einander gegenübergestellt. Für die Rechnung wurden ein fester Abstand der Antennen zur Cutoff-Schicht von $h = 250$ mm und eine Wellenlänge von $\lambda = 5$ mm gewählt.

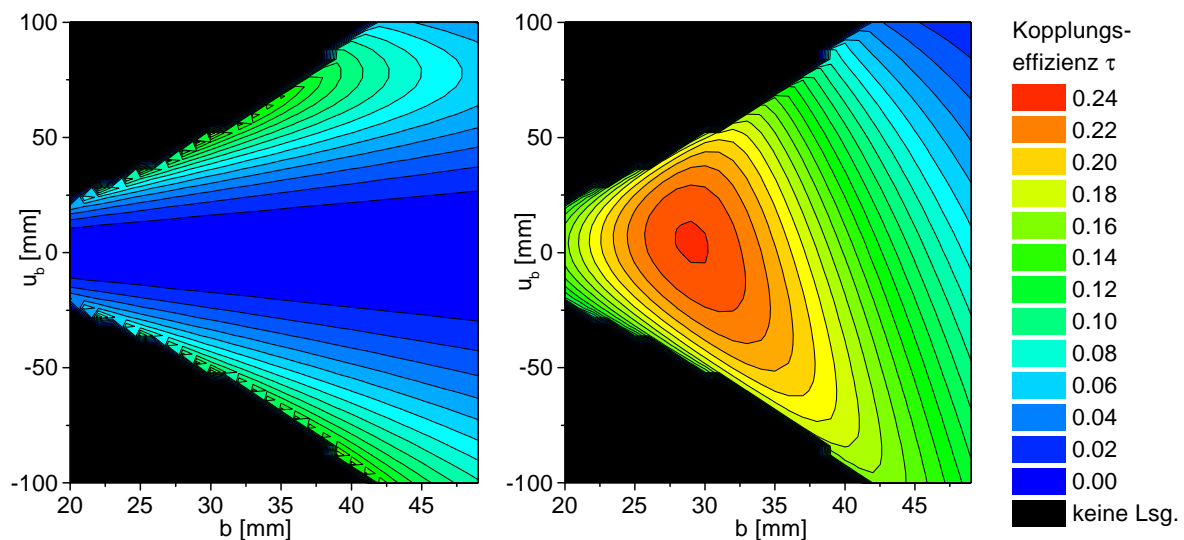


Abbildung 6.8: Kopplungseffizienzen als Funktion der Antennenbreite b und des Abstands u_b der Strahltaille zur Apertur, berechnet für O-Mode Polarisation, $\lambda = 5$ mm und einen Abstand der Antennen zur Cutoff-Schicht von $h = 250$ mm. Nach Gleichung (6.5) gibt es (bei positiven Werten unter der Wurzel) zwei Lösungen für die Strahltaille. Links ist die Kopplungseffizienz der kleineren Strahltaille (Lösungszweig 1), rechts der größeren Strahltaille (Lösungszweig 2) abgebildet.

Der Lösungszweig 1 mit der kleineren Strahltaile (und größeren Divergenz) besitzt bei einer gewählten Antennenbreite b sein Maximum bei dem positiven u_b -Wert (fokussierende Lösung), bei dem die Wurzel von Gleichung (6.5) gerade Null ist:

$$u_1 = \frac{\pi\omega^2}{2\lambda} \quad (6.14)$$

Lösungszweig 2 mit der größeren Strahltaile (und kleineren Divergenz) besitzt ein breites Maximum bei $u_2 \approx 0$.

In Abb. 6.9 und Abb. 6.10 können die Kopplungseffizienzen der O-Mode Antenne bei einer Antennenbreite von $b = 28$ mm für die beiden Lösungszweige verglichen werden. Es zeigt sich, daß im angestrebten Parameterbereich bei möglichst kleiner Antennenbreite b (wegen des geringen Platzangebots und kleinem Winkel β) die größeren Kopplungskonstanten τ bei Lösungszweig 2 (mit dem größeren w_0) erreicht werden. Deshalb wurde bei der weiteren Optimierung diese Lösung von Gleichung (6.5) verwendet und der Antennenparameter $u_b = 0$ mm festgelegt. Die Strahltaile mit den parallelen Phasenfronten liegt somit in der Ebene der Antennenöffnung.

In Abb. 6.10 erkennt man, daß das Maximum von τ sich mit abnehmenden Wellenlängen zu größeren Abständen h der Cutoff-Schicht zu den Antennen hin verschiebt. Dies ist günstig, da für Messungen bei kleinerem ρ_{pol} (und damit bei größeren h) wegen der ansteigenden Dichteprofile kurzwelligere Mikrowelle eingestrahlt werden muß als bei Plasmarandmessungen. Die Separatrix befindet sich bei den O-Mode Antennen in einem Abstand von etwa $h = 230$ mm. Mit einer Antennenbreite $b = 28$ mm für die O-Mode Antennen sind Messungen im Bereich der Separatrix bis weit in das Hauptplasma hinein (besonders bei kürzeren Wellenlängen) möglich.

Die X-Mode-Antenne soll hauptsächlich innerhalb weniger Zentimeter im Bereich der Separatrix ($h \approx 280$ mm) benutzt werden. Deshalb wurde hier die Antennenbreite $b = 32$ mm festgelegt (siehe Abb. 6.11), die solche Messungen ermöglicht.

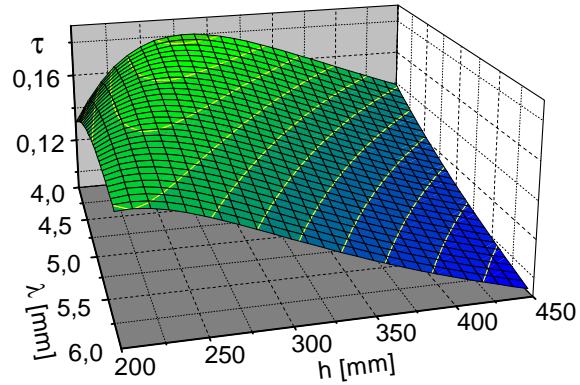


Abbildung 6.9: Kopplungseffizienz τ der O-Mode Antennen, Lösungszweig 1 von (6.5), $u_b = u_1$ nach Gleichung (6.14), $b = 28$ mm, Separatrix bei $h = 230$ mm.

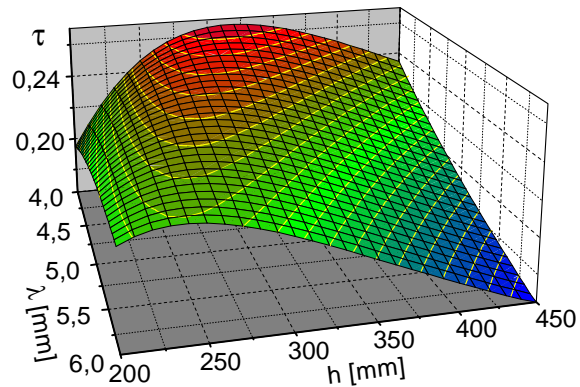


Abbildung 6.10: Kopplungseffizienz τ der O-Mode Antennen, Lösungszweig 2 von (6.5), $u_b = 0$ mm, $b = 28$ mm, Separatrix bei $h = 230$ mm.

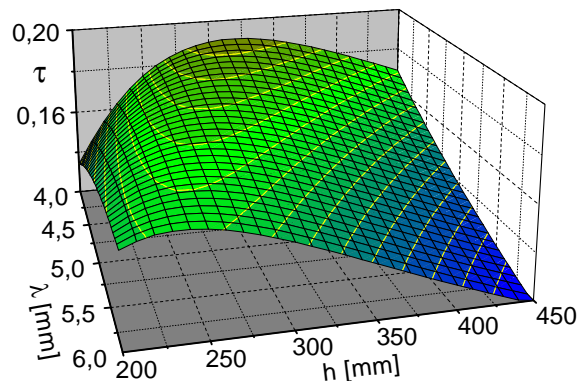


Abbildung 6.11: Kopplungseffizienz τ der X-Mode Antennen, Lösungszweig 2 von (6.5), $u_b = 0$ mm, $b = 32$ mm, Separatrix bei $h = 280$ mm.

6.3.2 Optimierung der O-Mode Antennen in der Ebene des Streuvektors

Um eine möglichst genaue Bestimmung der Dopplerverschiebung mit Hilfe der in Kapitel 7.2 beschriebenen (und in dieser Arbeit verwendeten) Methode zu ermöglichen, muß die dopplerverschobene Linie im gemessenen Leistungsspektrum eine Reihe von Merkmalen aufweisen: Die Linie muß *markant* sein, d.h. sie muß möglichst *intensiv* sein, sich gut vom Rauschuntergrund abheben und *steile Flanken* besitzen. Die Dopplerverschiebung muß *groß* im Vergleich zur Linienhalbwertsbreite sein. Die Linienform muß der einer *Gaußkurve* ähneln.

Die Form des Leistungsspektrums und damit die Form der dopplerverschobenen Linie wird durch das Ausbreitungsmuster der Mikrowelle in der Ebene, die durch den Streuvektor $\vec{k}_{fl,y}$ und die Strahlrichtung der Antennen aufgespannt wird, sowie dem k -Spektrum $F(k_{fl,y})$ der Fluktuationen in Ausbreitungsrichtung \vec{y} der Driftwellenturbulenz bestimmt.

Das Leistungsspektrum kann mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion modelliert werden. Diese Modellierung liefert zunächst die k -Selektivität der Antennenanordnung $K(k_{fl,y})$. Das modellierte Leistungsspektrum des Doppler-Reflektometers erhält man nach einer Multiplikation von $K(k_{fl,y})$ mit $F(k_{fl,y})$. Für $F(k_{fl,y})$ wurde die Kolmogoroff-Form (2.10) mit dem in Kapitel 7.1 bestimmten Parameter $p = 6$ verwendet.

In Abb. 6.12 und 6.13 sind die Ergebnisse einer Modellierung der ersten Testmessungen mit den nicht optimierten Antennen dargestellt. Die Flanken der verschobenen Linie in der Antennenselektivität $K(k_{fl,y})$ sind in Abb. 6.13 sehr flach. Nach der Multiplikation mit dem zu größeren Wellenzahlen stark abfallenden k -Spektrum $F(k_{fl,y})$ der Fluktuationen verschwindet das Maximum der dopplerverschobene Linie, und es bleibt nur eine asymmetrische Zentrallinie übrig. Diese Beobachtung wird durch die gemessenen Leistungsspektren bestätigt, siehe Abb. 6.14. Bei solchen Spektren ist eine Bestimmung der Dopplerverschiebung nicht oder nur mit sehr großen Fehlerbalken möglich.

Anhand dieses Beispiels wird klar, daß bei der Auslegung des Antennensystems in der hier betrachteten Ebene besonders sorgsam vorgegangen werden muß. In diesem Kapitel wird untersucht, wie die Form des Leistungsspektrums durch die Wahl der Antennenparameter so optimiert werden kann, daß eine Auswertung der Dopplerverschiebung möglich ist und dabei oben genannte Kriterien für kleinstmögliche Fehlerbalken erfüllt sind.

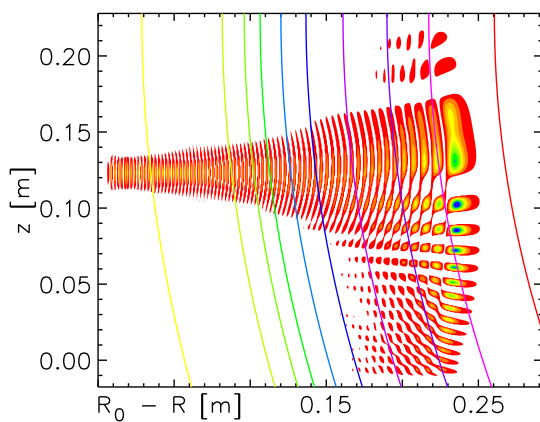


Abbildung 6.12: Realteil der Bewertungsfunktion $Re(W(\vec{r}))$ für Entladung #13599 (nur positive Werte), L-Mode Phase von Abb. 6.14.

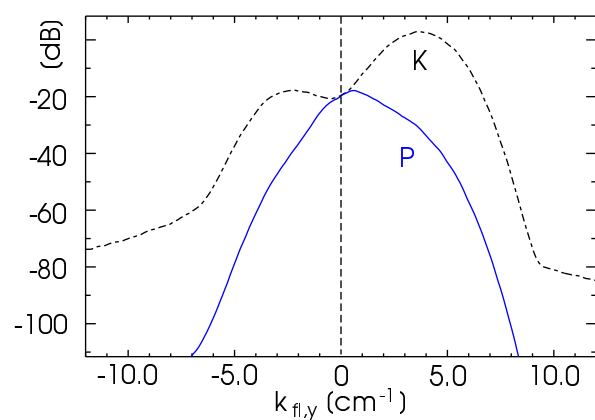


Abbildung 6.13: Sensitivität $K(k_{fl,y})$ der Antennenanordnung sowie daraus berechnetes Leistungsspektrum $P(k_{fl,y})$ für L-Mode Phase von Abb. 6.14.

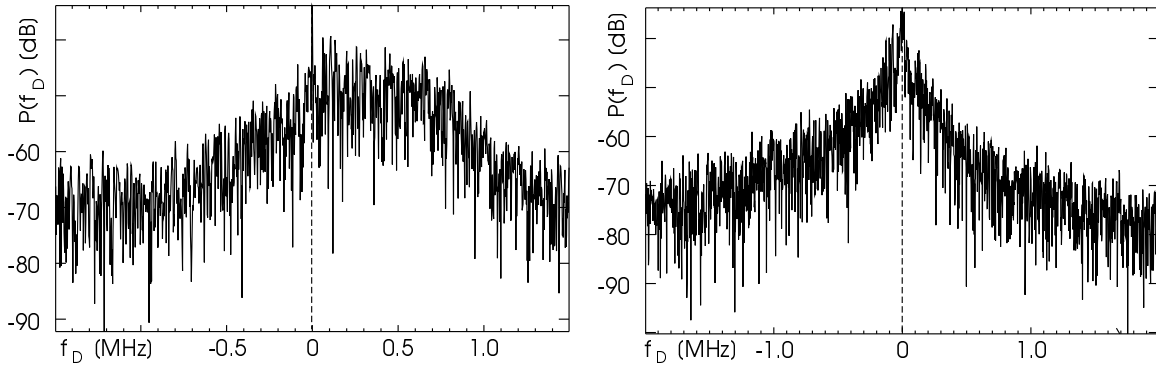


Abbildung 6.14: Gemessene Frequenzspektren von Entladung #13599. Links eine Messung im L-Mode Rand, $t = 4.404$ s, $\rho_{pol} = 0.96$, Verkippwinkel $\alpha = 8.2^\circ$, $f_{TR} = 64$ GHz, $R_{cut} = 0.73$ m. Rechts Messung in der H-Mode Randbarriere, $t = 4.462$ s, $\rho_{pol} = 0.93$, $\alpha = 8.0^\circ$, $f_{TR} = 64$ GHz, $R_{cut} = 0.97$ m.

Einen großen Einfluß auf die Form der dopplerverschobenen Linie hat das Fernfeld der verwendeten Antennen. So sind in den modellierten Leistungsspektren die Haupt- und Nebenmaxima des Strahlungsdiagramms der Antennen zumindest zwischen $k_{fl,y0}$ und dem Ursprung deutlich erkennbar (vergleiche z.B. für O-Mode Antennen Abb. 4.11 links mit Abb. 6.4).

Da die gemessenen Leistungsspektren der Doppler-Reflektometer stark verrauscht sind, können dort die einzelnen Nebenmaxima nicht mehr aufgelöst werden. Deshalb spiegelt sich im gemessenen Spektrum im Bereich der Nebenmaxima nur die *Form der Einhüllenden* (Envelope) des Strahlungsfernfelds der Antennen wieder.

Die Forderung nach einer möglichst gaußförmigen, verschobenen Linie ist aufgrund der stark verrauschten Leistungsspektren bereits hinlänglich erfüllt, wenn diese Linie in guter Näherung *symmetrisch* ist. Die verschobene Linie der Antennenselektivität $K(k_{fl,y})$ weist dieses Merkmal nahezu immer auf. Bei *flachen Linienflanken* geht jedoch diese Symmetrie bei der Multiplikation mit dem zu größeren Wellenzahlen stark abfallenden k -Spektrum $F(k_{fl,y})$ verloren, was am Beispiel von Abb. 6.13 besonders deutlich wird. Bei *steilen Flanken* fällt dieser Effekt kaum in's Gewicht. Steile Linienflanken sind somit in zweifacher Hinsicht wichtig für kleine Fehlerbalken der ermittelten Dopplerverschiebung: Sie sorgen für eine *markante und symmetrische* dopplerverschobene Linie.

Steile Linienflanken werden erreicht, wenn das Hauptmaximum schmal ist (geringe Halbwertsbreite) und das Fernfeld der Antennen nur geringe Nebenmaxima aufweist. Nach Kapitel 6.2.1 ergibt sich das Fernfeld aus der Fouriertransformierten der Feldverteilung in der Antennenapertur. Bei Antennen mit O-Mode Polarisierung ist dies eine Kosinus-Verteilung, siehe Abb. 6.2. Deren Fouriertransformierte besitzt wie gefordert nur schwach ausgeprägte Nebenmaxima. In diesem Fall müssen keine Maßnahmen ergriffen werden, um das Strahlungsdiagramm der Antennen zu optimieren. Die Optimierung der Linienhalbwertsbreite erfolgt mit Hilfe der Apertur a und des Fokus f_a und ist weiter unten beschrieben.

Bei der Wahl des Verkippwinkels α der Strahlrichtung der Antennen zur Normalen der Cutoff-Schicht müssen zwei Einflüsse von α auf das Leistungsspektrum der Doppler-Reflektometer gegeneinander abgewägt werden:

Einerseits ist nach Gleichung (4.12) die Linienverschiebung $k_{fl,y0}$ proportional zu $\sin \alpha$. Die Forderung nach einer im Vergleich zur Halbwertsbreite großen Dopplerverschiebung verlangt deshalb nach einem möglichst großen Winkel α .

Andererseits nimmt aufgrund des fallenden k -Spektrums der Amplitude der Fluktuationen zu großen Wellenzahlen $k_{fl,y}$ die Linienintensität der dopplerverschobenen Linie ab. Bei einem *zu groß* gewählten Winkel α könnte die Linie im Rauschuntergrund verschwinden.

Nach [119] ist bei Messungen mit einem vergleichbaren Doppler-Reflektometer am Stellarator W7 AS (O-Mode, W-Band ($f_{TR} = 75 - 110$ GHz), Meßvolumen nicht in einer Randschichtbarriere) noch bei einem Verkippwinkel von $\alpha = 14^\circ$ der Signalpegel ausreichend hoch, um die dopplerverschobene Linie gut erkennen zu können. Sind die k_y -Spektren der Fluktuationen von Plasmen im Stellarator W7 AS und dem Tokamak ASDEX Upgrade vergleichbar, so sollte nach Gleichung (4.12) im V-Band ($f_{TR} = 50 - 75$ GHz) bei Verkippwinkeln α von bis zu $\alpha_{max} \approx 21^\circ$ der Signalpegel der gestreuten Mikrowelle im Empfänger für Doppler-Reflektometrie ausreichend hoch sein.

Die Richtung der Antennenstrahlen kann während der gesamten Meßkampagne nicht verändert werden. Sie wurde deshalb so festgelegt, daß α bei Plasmaentladungen niedriger Triangularität zwischen 14 und 20° liegt. Bei mittlerer und hoher Triangularität verringert sich α auf bis zu 0° , sodaß über die Triangularität des Plasmas der Verkippwinkel der Antennenstrahlen zu den Flußflächen grob eingestellt werden kann, sollte bei niedriger Triangularität der Winkel α zu groß und damit der Signalpegel wider Erwarten zu gering sein.

Bei der Optimierung der Halbwertsbreite der verschobenen Linie wurden zunächst die Mechanismen der Linienverbreiterung identifiziert und anschließend durch die Wahl der Apertur a und des Antennenfokus f_a so aufeinander abgestimmt, daß sich eine minimale Gesamtverbreiterung der verschobenen Linie ergab. Die Breite einer Linie im Leistungsspektrum des Doppler-Reflektometers wird im Wesentlichen durch zwei Faktoren beeinflusst:

Erstens wird durch die endliche Fleckgröße der Intensitätsverteilung auf der Cutoff-Schicht in der betrachteten Ebene und der Unschärferelation zwischen Orts- und k -Raum eine minimale, natürliche Linienbreite in der Antennenselektivität vorgegeben. Diese natürliche Linienbreite ist umgekehrt proportional zur Fleckgröße. Besitzen zweitens die Cutoff-Schicht und die Phasenfronten des Mikrowellenstrahls im Bereich des Cutoffs nicht dieselbe Krümmung, so variiert entlang dieser Schicht der lokale Einfallswinkel der Mikrowelle mit dem Ort, und damit die Wellenzahl k_y der Wellenprojektion auf der Cutoff-Schicht (siehe Abb. 6.15). Aus dieser Unschärfe des Wellenvektors ergibt sich im k_y -Spektrum der Selektivität der Antennen eine Linienverbreiterung [99, 120].

Dieser Verbreiterungsmechanismus beruht auf einem geometrischen Effekt und wird deshalb im Folgenden als *geometrische Verschmierung im k_y -Raum* bezeichnet. Die geometrische Verschmierung im k_y -Raum nimmt mit der Fleckgröße zu und ist desto stärker, je unterschiedlicher die Krümmung der Cutoff-Schicht und der Mikrowellen-Phasenfronten ist.

Die Krümmung der Cutoff-Schicht ist durch das Experiment vorgegeben und kann kaum variiert werden. Sie ist deshalb nicht Gegenstand der Antennenoptimierung. Die Fleckgröße der Intensitätsverteilung auf der Cutoff-Schicht und die Krümmung der Mikrowellen-Phasenfronten können durch die Wahl der Antennenbreite a und des Fokus f_a optimiert werden.

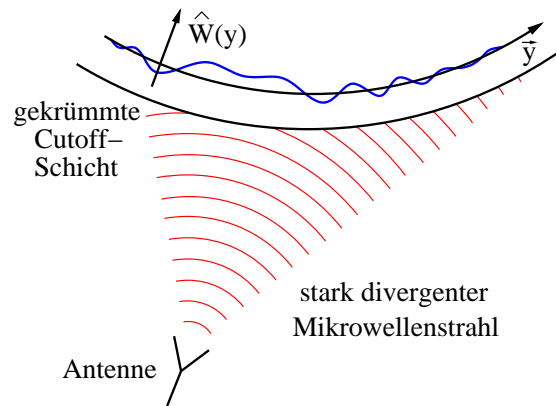


Abbildung 6.15: Skizze zur Linienverbreiterung aufgrund eines stark divergenten Mikrowellenstrahls und einer gekrümmten Cutoff-Schicht (geometrische Verschmierung im k_y -Raum).

Bei den nicht optimierten Antennen der ersten Testmessungen beträgt die Apertur $a = 26$ mm. In der Apertur ist die Krümmung der Phasenfronten vernachlässigbar, d.h. $f_a = R_{ph,a} \sim \infty$. Dadurch ergibt sich ein Divergenzwinkel 2ξ (siehe Abb. 6.1) von etwa 16° . Auf der Cutoff-Schicht ist deshalb der Fleck der Mikrowellenintensitätsverteilung so ausge dehnt, daß die natürliche Linienbreite vernachlässigt werden kann.

Jedoch ist die Krümmung der Phasenfronten der Mikrowelle hoch, und besitzt im Vergleich zur Cutoff-Schicht das umgekehrte Vorzeichen. Dies führt zusammen mit der erheblichen Fleckgröße zu einer stark ausgeprägten geometrischen Verschmierung der verschobenen Linie im k_y -Raum, mit den oben genannten Folgen für die Auswertbarkeit der Leistungsspektren der Doppler-Reflektometer.

Die geometrische Verschmierung geht zurück, wenn die Divergenz und damit die Strahlbreite im Bereich der Cutoff-Schicht reduziert wird. Anhand der Gleichungen aus der Wellenoptik (Kapitel 6.2) wird verständlich, wie die Divergenz eines Mikrowellenstrahls durch die geeignete Wahl der Antennenparameter verkleinert werden kann: Im Fernfeld einer Antenne (λu groß im Vergleich zu πw_0^2) wird nach Gleichung (6.4) die Strahlbreite desto geringer, je größer die Strahltaile gewählt wird. In der Antennenapertur gilt nach Kapitel 6.2.1 für O-Mode Antennen $w_a = 0.32 a$. Deshalb muß für eine kleinstmögliche Linienverbreiterung durch die geometrische Verschmierung die Apertur a maximiert werden.

In diesem Punkt schränkt das geringe Platzangebot im Torus die Optimierungsmöglichkeiten etwas ein: Nach Kapitel 6.2.1 kann der Öffnungswinkel μ der Antennenhörner nicht beliebig groß gewählt werden, wenn die Bildung von Falschmoden unterbunden werden soll. Das Verhältnis der Apertur zur Hornlänge sollte $1/3$ nicht überschreiten. Wegen der maximalen Antennenlänge von etwa 230 mm und der Hog-Horn-Geometrie der Antennen beträgt die Hornlänge für das Strahlzentrum bis zur Spiegelmitte noch ca. 210 mm. Damit ergibt sich eine maximale Apertur von $a_{max} = 70$ mm.

Durch die Apertur a wird die Strahlbreite $2w_a$ in der Ebene der Antennenöffnung vorgegeben. Die Strahltaile ist nach (6.5) maximal, wenn die Strahltaile in der Ebene der Antennenöffnung liegt ($u \approx 0$). Dann gilt $w_0 = w_a$. Die geometrische k_y -Verschmierung ist somit gering bei $u \approx 0$. Ein kleines u bedeutet nach Gleichung (6.3), daß die Phasenfronten in der Apertur nur minimal gekrümmt sein dürfen. Der Krümmungsradius der Phasenfronten in der Apertur $R_{ph,a} = f_a$ muß demnach sehr groß gewählt werden, d.h. die Antenne darf nicht oder nur schwach fokussierend sein.

Die Ergebnisse der numerischen Modellierung des Experiments bestätigen, daß bei der größtmöglichen Apertur von $a_{max} = 70$ mm bei sonst konstant gehaltenen Antennenparametern die verschobene Linie in dem zur Messung äquivalenten k -Spektrum am schmalsten ist. Deshalb wurde die Apertur auf $a = a_{max}$ festgelegt. Bei dieser Apertur ist eine Feinabstimmung der Fleckgröße an der Cutoff-Schicht durch die Wahl der Fokussierung (Wahl von $R_{ph,a}$) möglich und wird im folgenden durchgeführt.

Bei dem Eintritt des Mikrowellenstrahls in das Plasma weitet sich der Strahl etwas auf (siehe z.B. Abb. 7.13), da der optische Brechungsindex gegenüber dem Vakuum verringert ist ($0 \leq N_O \leq 1$ nach Gleichung (4.1)). Dieser Effekt wurde bei der obigen Abschätzung des Krümmungsradius der Phasenfronten in der Apertur vernachlässigt, ist jedoch bei der numerischen Modellierung des Experiments berücksichtigt. Es zeigt sich, daß bei einer schwachen Fokussierung z.B. mit $R_{ph,aO} = 1.26$ m bei den Dichteprofilen, wie sie auch im Experiment vorkommen, und in dem im Experiment interessanten radialen Bereich die verschobene Linie im zur Messung äquivalenten k -Spektrum am deutlichsten hervortritt und am besten zu identifizieren ist. Deshalb wurde für die optimierten Antennen $R_{ph,a} = R_{ph,aO}$ gewählt. Dies entspricht einem Wert für u von ca. 75 mm.

Bei diesen optimierten Antennenparametern liegt die Fleckgröße (Halbwertsbreite von \hat{W}^2) an der Cutoff-Schicht nur noch bei ca. 3 Wellenlängen der Bewertungsfunktion, siehe z.B. Abb. 4.9. Dies entspricht etwa 1.5 Wellenlängen der projizierten einfallenden Mikrowelle von Abb. 6.15.

In Abb. 6.16 und Abb. 6.17 sind die Ergebnisse einer Modellierung der H-Mode Entladung #14147 zu sehen, bei dem mit den optimierten Antennen gemessen wurde. Zum Zeitpunkt $t = 2.035$ s lag die Cutoff-Schicht im flachen Bereich des Dichteprofiles. In dem zu einer Messung äquivalenten k_y -Leistungsspektrum ist trotz des steil abfallenden k_y -Spektrums der Fluktuationen die verschobene Linie bei $k_{fl,y0} \approx 6.5 \text{ cm}^{-1}$ markant, näherungsweise symmetrisch und besitzt eine im Vergleich zu $k_{fl,y0}$ geringe Halbwertsbreite. Die Meßergebnisse von Abb. 6.18 bestätigen dieses Resultat.

In Abb. 4.11 rechts und 7.2 sind weitere, mit der optimierten O-Mode Antennenanordnung gemessene Leistungsspektren der Entladung #14147 dargestellt. Während der Messung des Spektrums von Abb. 7.2 links lag die Cutoff-Schicht in der Randschicht-Barriere. Die Messergebnisse zeigen, daß selbst in der H-Mode Barriere, wo das k_y -Spektrum der Fluktuationen extrem steil abfällt (siehe Kapitel 3.1.3), mit den optimierten Antennen noch Messungen möglich sind.

In Abb. 6.19 ist eine Photographie der eingebauten O-Mode Antennenanordnung im Torus zu sehen. Während des Experimentierbetriebs ist vor den Antennen zum Schutz vor Hitze und Korosion zusätzlich eine Karbonabdeckung angebracht, siehe Abb. C.10 und C.11. In Abb. C.8 - Abb. C.11 sind Detailaufnahmen der optimierten O- und X-Mode Antennen

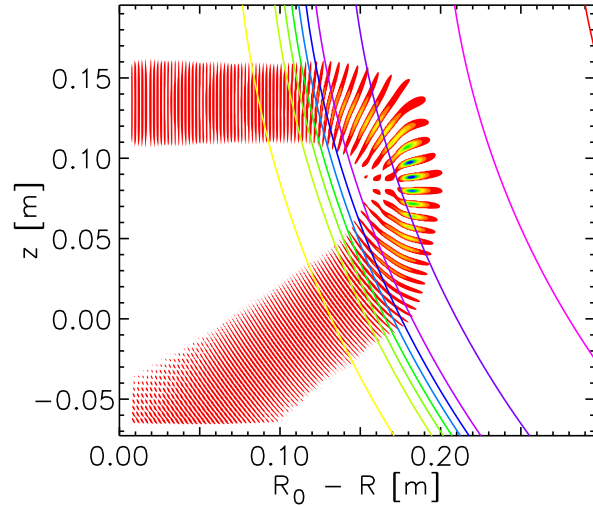


Abbildung 6.16: Beispiel für die Modellierung eines Experiments mit den optimierten Antennen: $f_{TR} = 67 \text{ GHz}$, $\rho_{pol} = 0.81$, $\alpha = 15.0^\circ$, $R_{cut} = 0.55 \text{ m}$. Es ist der Realteil der Bewertungsfunktion dargestellt (nur positive Werte).

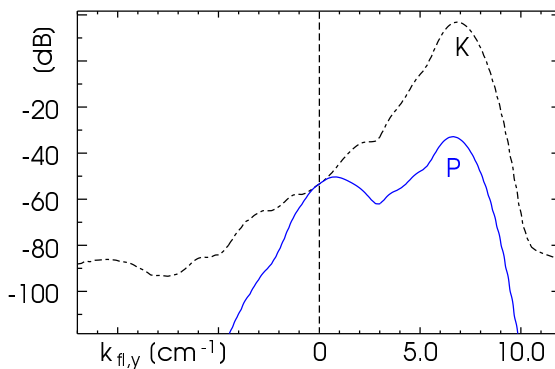


Abbildung 6.17: Selektivität K der Antenne im k_y -Raum (schwarze, gestrichelpunktete Kurve), berechnet aus Abb. 6.16, sowie das zu einer Messung äquivalente k_y -Spektrum P (blaue, durchgezogene Kurve).

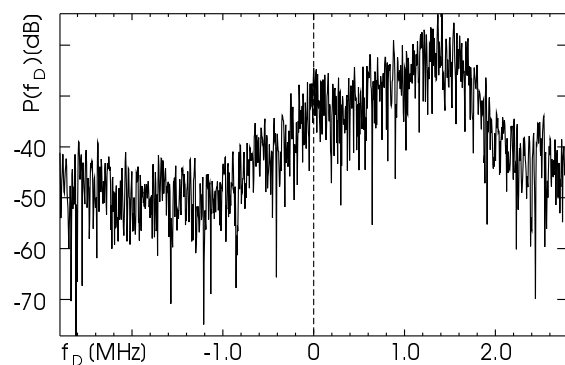


Abbildung 6.18: Gemessenes Frequenz- bzw. k_y -Spektrum von Entladung #14147 zum Zeitpunkt $t = 2.035$ s. Die Plasmaparameter sind dieselben wie unter Abb. 6.16 angegeben.

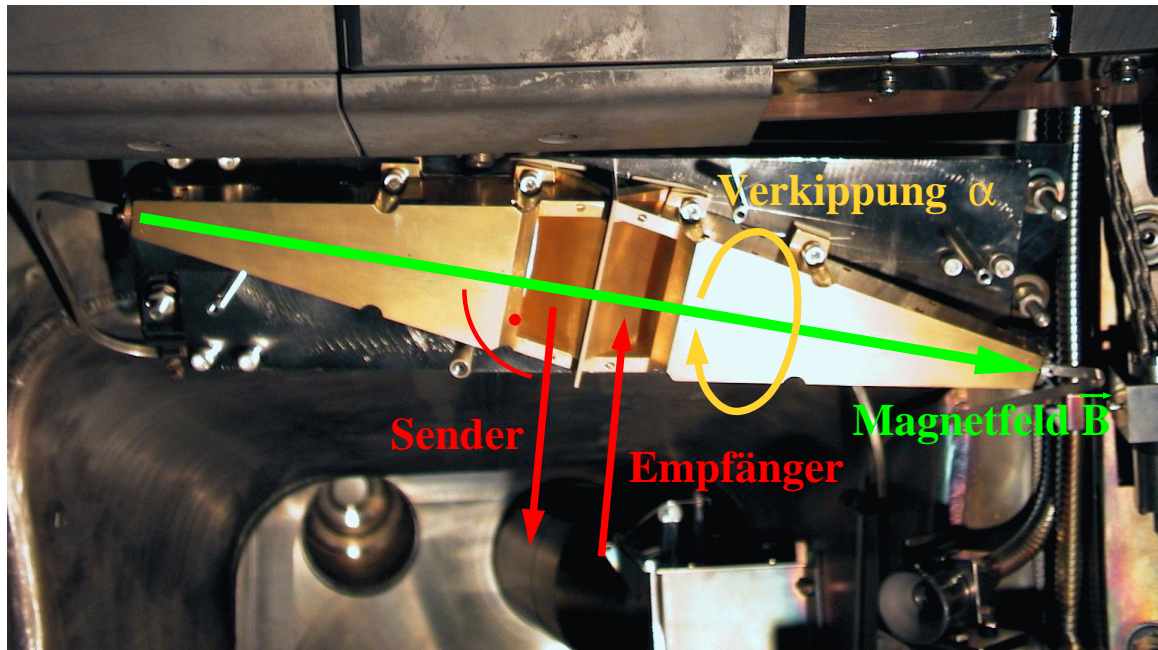


Abbildung 6.19: Photographie der O-Mode Antennenanordnung am oberen Rand des A-Ports von Sektor 13. Die Anordnung ist mit den Längsachsen der Hörner parallel zum äußeren Magnetfeld \vec{B} am Plasmarand (durch den grünen Pfeil angedeutet) ausgerichtet. Damit ist gewährleistet, daß der Anteil der X-Mode Polarisation minimiert ist. Durch die roten Pfeile sind die Richtungen der Hauptkeulen von Sende- und Empfangsantenne angedeutet. Die gesamte Antennenanordnung ist so justiert, daß sich (abhängig von der Plasmaform) für den Verkippwinkel zur Normalen der Cutoff-Schicht typischerweise Werte zwischen 10° und 20° ergeben (angedeutet durch den gekrümmten gelben Pfeil).

sowie eine Photographie des gesamten A-Ports in Sektion 13 mit allen im Torus eingebauten Antennensystemen der Doppler-Reflektometer abgebildet. Die Antennencharakteristik der O-Mode Antennen in einem Abstand $h = 515$ mm zur Antennenapertur ist für verschiedene Mikrowellenfrequenzen in Abb. C.3, C.6 und C.7 abgebildet.

6.3.3 Optimierung der X-Mode Antennen in der Ebene des Streuvektors

Bei der Optimierung der X-Mode Antennen müssen im Wesentlichen zwei Unterschiede zu den O-Mode Antennen beachtet werden:

Erstens ergeben sich für die Mikrowellenstrahlen der beiden Polarisationsrichtungen unterschiedliche Dispersionsrelationen. So hängt bei X-Mode Polarisation der Brechungsindex von der Feldstärke B des das Plasma einschließenden Magnetfelds ab (4.4). Im Vergleich zur O-Mode Polarisation ist bei derselben Mikrowellenfrequenz die Cutoff-Dichte niedriger (vergleiche dazu Gleichung (4.6) mit (4.3)), und bei gegebenem Dichteprofil ergibt sich ein steilerer Verlauf des optischen Brechungsindex.

Auch bei der Optimierung der X-Mode Antennen wurde der Meßvorgang des Doppler-Reflektometers in der Ebene des Streuvektors modelliert. Dazu wurde der O-Mode 2D full wave code von Kapitel 4.4.2 an die abweichende Dispersionsrelation der O-Mode Polarisation angepaßt. Weil sich die Magnetfeldstärke B im beobachteten Radiusintervall kaum ändert, wurde sie in der Modellierung als konstant angenommen.

Bei sehr steilen Dichtegradienten ist bei X-Mode Polarisation eine Modellierung des Experiments nicht mehr möglich, da dann die Obere Hybridfrequenz (Resonanz mit Polstelle) im Rechenfeld liegt und der 2D full wave code instabil wird. Die Modellierung des Experiments ist bei X-Mode Polarisation mit dem am IPP vorhandenen Code nur bei moderaten Dichtegradienten möglich.

Zweitens unterscheidet sich bei X- und O-Mode Antennen die Feldverteilung E_{mw} in der Apertur der Antennen: War dort bei O-Mode Polarisation in der Ebene senkrecht zum Streuvektor eine Rechteck-, und in der Ebene des Streuvektors eine Kosinusverteilung, so sind bei den X-Mode Antennen die Feldverteilungen genau vertauscht (siehe Kapitel 6.2.1).

Ohne weitere Maßnahmen ergibt sich deshalb bei X-Mode Polarisation in der Ebene des Streuvektors das in Abb. 6.3 dargestellte Antennenmuster. Dieses besitzt ein im Vergleich zu den O-Mode Antennen (Abb. 6.4) etwas schmäleres Hauptmaximum, sowie sehr viel stärker ausgeprägte Nebenmaxima. Die Einhüllende (Envelope) verläuft im Bereich der Nebenmaxima sehr viel flacher als bei den O-Mode Antennen.

Wie die im Folgenden beschriebenen Modellierungen deutlich machen, hat dies weitreichende Konsequenzen für das Leistungsspektrum des Doppler-Reflektometers.

Der für die X-Mode Antennenanordnung zur Verfügung stehende Platz ist in etwa so groß wie der des O-Mode Systems. Auch lassen sich die in Kapitel 6.3.2 gewonnenen Erkenntnisse über die geometrische Verschmierung im k_y -Raum auf die X-Mode Antennen übertragen. Deshalb wurde zunächst die Antennenapertur auf $a = 70$ mm und die Fokussierung auf $f_a = 1.26$ m festgelegt.

In Abb. 6.20 sind die Ergebnisse einer solchen Modellierung mit X-Mode Polarisation dargestellt. In der Bewertungsfunktion (links) sind deutlich die Nebenkeulen der Antennenmuster zu erkennen. Die Antennencharakteristik spiegelt sich ebenso in dem zu einer Messung äquivalenten Leistungsspektrum P wieder (Abb. 6.20 rechts): Die verschobene Linie mit dem Maximum bei $k_{fl,y0} \approx 8.0$ cm⁻¹ zeigt zu kleineren Wellenzahlen hin eine *sehr flache Flanke*, in der andeutungsweise die Nebenmaxima erkennbar sind. Das Linienmaximum liegt aufgrund dieser flachen Flanke nur etwa 21 dB über dem Minimum zwischen der Zentral- und der verschobenen Linie. Durch die stark ausgeprägten Nebenkeulen trifft mehr Mikrowellenleistung unter kleinen Winkeln auf die Cutoff-Schicht. Deshalb ist die Zentrallinie in P stark ausgeprägt, und überragt die verschobene Linie um ca. 18 dB.

Nach Kapitel 7.2 ist eine Bedingung für die genaue Bestimmung der Dopplerverschiebung, daß die Flanken der verschobenen Linie zu beiden Seiten hin stark abfallen. Diese Bedingung

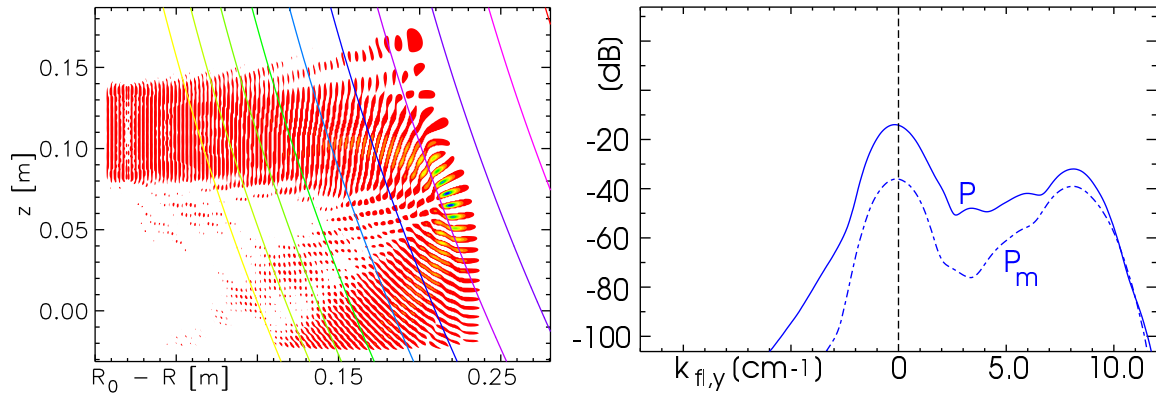


Abbildung 6.20: Links Realteil der Bewertungsfunktion (nur positive Werte) bei einer Modellierung mit den Parametern $\alpha = 19^\circ$, $R_{cut} = 1.25$ m, $f_{TR} = 50$ GHz, $n_{eI} = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$, $n_{eII} = 1.0 \cdot n_{eI}$, $B = 1.5$ T, sowie Rechteckverteilung des E -Felds in der Antennenapertur. Rechts die zu einer Messung äquivalenten k_y -Spektren dieser Modellierung mit Rechteck- (P) und Kosinusverteilung (P_m).

wird von dem Leistungsspektrum P in Abb. 6.20 nicht erfüllt. Ohne zusätzliche Maßnahmen werden deshalb bei X-Mode Polarisation große Fehlerbalken der ermittelten Dopplerverschiebung erwartet.

Weil das Maximum der verschobenen Linie weit unterhalb des Maximums der Zentrallinie liegt, wird der Aussteuerungsbereich des Doppler-Reflektometers nicht optimal genutzt. Dies kann dazu führen, daß sich die dopplerverschobene Linie bei einer realen Messung nicht aus dem Rauschuntergrund abhebt.

Deshalb wurden Maßnahmen ergriffen, die zu einer Reduktion der Nebenkeulen in der Antennencharakteristik führten. Die X-Mode Antennen wurden so modifiziert, daß sich in der Apertur in der Ebene des Streuvektors wie bei den O-Mode Antennen eine kosinusförmige Feldverteilung E_{mw} der Mikrowelle ergab. Die Vorgehensweise ist in Kapitel 6.3.4 beschrieben.

In Abb. 6.20 ist das modellierte Leistungsspektrum P_m einer so modifizierten X-Mode Antenne abgebildet. Die restlichen Antennenparameter dieser Modellierung sind identisch mit denen der Modellierung des Leistungsspektrums P . Die verschobene Linie erscheint etwas breiter und besitzt sehr viel steilere Flanken als die verschobene Linie von Spektrum P . Dadurch hebt sie sich sehr viel deutlicher hervor: Das Linienmaximum liegt etwa 37 dB über dem Minimum zwischen der verschobenen und der zentralen Linie. Durch die steileren Flanken wurde auch die Zentrallinie stark abgeschwächt. Die dopplerverschobene und die zentrale Linie sind nun etwa gleichstark. Dadurch kann der Aussteuerungsbereich des Doppler-Reflektometers sehr viel besser ausgenutzt werden.

Die Modellierungen haben gezeigt, daß die modifizierten X-Mode Antennen mit den von den O-Mode Antennen übernommenen Parametern ($a = 70$ mm, $f_a = 1.26$ m und α zwischen 14° und 20°) für die Doppler-Reflektometrie sehr gut geeignet sind. Deshalb wurde diese Antennenkonfiguration in ASDEX Upgrade realisiert.

6.3.4 Reduktion der Nebenkeulen bei den X-Mode Antennen

Nebenkeulen im Antennenmuster können durch verschiedene Methoden unterdrückt werden:

- **Modenkonzersion:** Bei runden oder elliptischen Hornantennen wird häufig eine Korugation in die leitenden Wände eingebracht. Diese ruft eine Modenkonzersion in die Hybridmode HE_{11} hervor [121], die sehr gut an die gauß'sche Mode der Vakuumausbreitung ankoppelt, und somit nur sehr schwach ausgeprägte Nebenkeulen besitzt. Solche Hörner sind nur in einem schmalen Frequenzband einsetzbar (Bandbreite typisch 10 %, [121,122]) und eignen sich deshalb nicht für die breitbandigen Anwendungen an ASDEX Upgrade.
- **Ausblenden:** Verwendet man ein kleines Speisehorn ('feeder'), so hat sich bereits in einem geringen Abstand das Fernfeld ausgebildet. Dort kann die Hauptkeule der Antenne über einen Spiegel in Richtung Plasma umgelenkt werden. Dadurch sind die Nebenkeulen für das Experiment ausgeblendet. Durch die offene Bauweise besteht hier die Gefahr des direkten Übersprechens durch nur unzureichend abgeschirmte Nebenkeulen. Zudem benötigt dieses Verfahren vergleichsweise viel Platz und ist ebenfalls nicht breitbandig einsetzbar.
- **Apodisation:** Die Leistungsdichte I_i der Mikrowelle ist proportional zum Quadrat der Amplitude E_{mw} des elektrischen Wechselfelds. Für beide Größen ergibt sich in der Antennenapertur a eine Rechteckverteilung. Durch den gezielten Entzug von Mikrowellenleistung kann aus der Rechteckverteilung von E_{mw} prinzipiell *jede Form* des Nahfelds der Antennen modelliert werden, z.B. eine Gauß- oder Kosinusverteilung. Deren Antennenmuster besitzen keine oder nur schwache Nebenkeulen. Mikrowellenleistung kann z.B. durch das Einbringen keilförmiger Absorber (z.B. aus Macor [126]) entzogen werden. Durch die erniedrigte Ausbreitungsgeschwindigkeit der Mikrowelle im Absorber werden jedoch die Phasenfronten verzerrt, was eine aufwendige Korrektur durch eine speziell angepaßte Spiegelform notwendig machen würde. Eine andere Möglichkeit der Apodisation ist es, bei Hohörnern an den Spiegelrändern die reflektierende Fläche durch Aussparungen zu verkleinern ('serrated aperture', zu deutsch ausgefranste Apertur). Dabei kann es jedoch zu unerwünschten Streueffekten und zu direktem Übersprechen der Sende- auf die Empfangsantenne kommen. Bei den X-Mode Antennen dieser Arbeit wurde die elektrische Feldverteilung auf dem Antennenspiegel mit Hilfe von *destruktiver Interferenz* geformt. Hierbei wird Leistung nicht vernichtet, sondern durch Beugung in höhere Ordnungen umverteilt. Die Mikrowellenleistung dieser Ordnungen trägt jedoch nicht zum Meßergebnis bei. Die elektrische Feldverteilung der 0. Ordnung wird deshalb im Folgenden als *die effektive Feldverteilung* $E_{mw,eff}$ bezeichnet. Durch eine entsprechende Variation der Beugungseffizienz kann *jede effektive Feldverteilung* erzeugt werden. Im folgenden wird diese Methode genauer beschrieben.

Zunächst wird die Streuung eines Mikrowellenstrahls an einem unendlich ausgedehnten, sinusförmig gewellten Spiegel genauer untersucht. Dieses Phasengitter [125] soll eine Wellenlänge λ_t und eine Rillentiefe (Spitze zu Spitze) von t besitzen. Die Polarisation des Mikrowellenstrahls sei so ausgerichtet, daß der E -Vektor parallel zu den Rillen orientiert ist. Mit Hilfe des am IPF entwickelten Codes [99–101] wurden numerisch die Streuprozesse an einem solchen Phasengitter modelliert. Dabei betrug die Wellenlänge der ausgesandten Mikrowelle $\lambda = 4.2$ mm (Frequenz $f_{TR} = 71$ GHz).

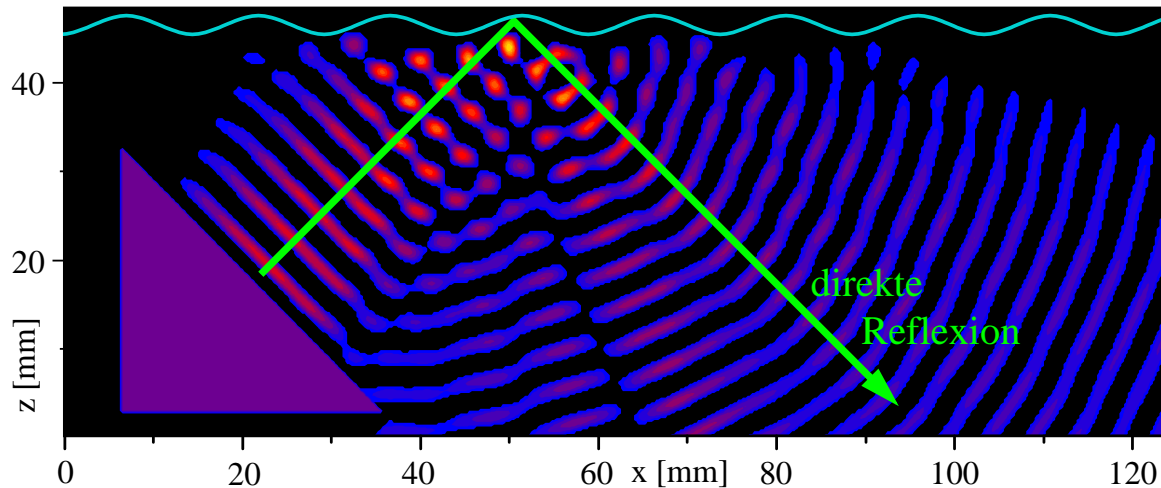


Abbildung 6.21: Modellierung der Mikrowellenstreuung an einer gewellten Oberfläche der Gitterkonstante $\lambda_t = 15$ mm und der Rillentiefe $t = 2$ mm. Die Mikrowellenfrequenz ist $f_{TR} = 71$ GHz, der Einfallswinkel der Mikrowelle beträgt 45° . Abgebildet ist eine Momentaufnahme der elektrischen Feldverteilung E_{mw} (nur pos. Werte). Die Antenne wird durch das violettfarbene Dreieck symbolisiert.

In Abb. 6.21 ist eine Momentaufnahme der elektrischen Feldverteilung abgebildet, wie sie sich bei einer der Modellierungen ergab. Wie erwartet wird ein Teil der Mikrowellenleistung durch Streuprozesse am gewellten Spiegel aus dem direkt reflektierten Strahl abgezweigt und *in höhere Ordnungen umverteilt*. Der Anteil der direkt reflektierten Mikrowellenleistung (gestreut in 0. Ordnung), bezogen auf die eingestrahlte Gesamtleistung, wird im folgenden als *Transmissionsfaktor* T_0 bezeichnet. Der Transmissionsfaktor T_0 hängt von der Rillentiefe t ab. Dies gilt jedoch nur, wenn die Mikrowelle dieser Polarisation in die Rillen bis zum Minimum der Wellentäler eindringt. Damit diese Forderung gut erfüllt ist, muß nach einer einfachen Abschätzung [124] (Eindringtiefe des elektrischen Feldes in der Zweiplattenleitung) gelten:

$$\lambda_t > 2\lambda \quad (6.15)$$

Da im Experiment λ zwischen 4 und 6 mm liegt, wurde die Gitterkonstante des Phasengitters λ_t auf 15 mm festgelegt. Aus der numerischen Modellierung des Streuvorgangs an gewellten Spiegeln unterschiedlicher Rillentiefe wurde die Abhängigkeit des Transmissionsfaktors T_0 vom Parameter t bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 6.22 aufgetragen. Es zeigt sich, daß es bei $t \approx 2.65$ mm $= 0.63 \lambda$ durch destruktive Interferenz zu einer völligen Auslöschung der 0. Ordnung kommt ($T_0 = 0$), und die gesamte Mikrowellenleistung in höhere Ordnungen gestreut wird. Durch die berechneten Punkte von Abb. 6.22 wurde ein Parabelfit 4. Ordnung gelegt und dessen Gleichung nach t aufgelöst:

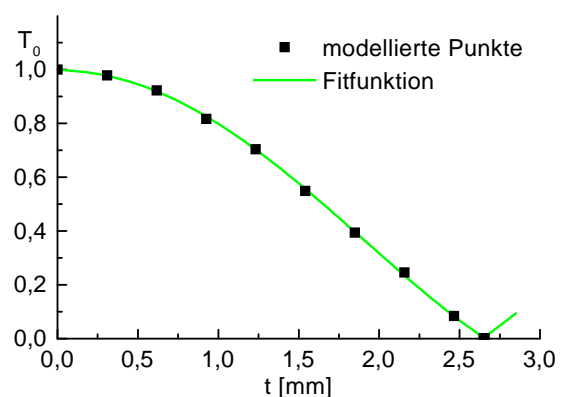


Abbildung 6.22: Abhängigkeit des Transmissionsfaktors T_0 von der Rillentiefe t , bei $f_{TR} = 71$ GHz.

$$t = \sqrt{\frac{m_2 - \sqrt{m_2^2 - 4m_4(m_0 - T_0)}}{2m_4}} \quad \text{mit } m_0 = 1.0, m_2 = 0.20786 \text{ und } m_4 = 0.00948 \quad (6.16)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann für jeden gewünschten Transmissionsfaktor T_0 der 0. Ordnung die benötigte Rillentiefe t des Gitters ermittelt werden. Über t ist damit Amplitude des effektiven elektrischen Feldes (die zum Antennenstrahl der 0. Ordnung beiträgt) kontrollierbar.

In der Ebene der Apertur $a = L_{\parallel}$ soll nun auf dem X-Mode Antennenspiegel die Amplitudenverteilung des effektiven elektrischen Feldes modelliert werden. Die zugehörige Koordinate auf dem Spiegel sei p_a . Die Rillen des Phasengitters auf dem Spiegel sollen parallel zur Apertur a verlaufen.

Die Koordinate in der Ebene der Apertur $b = L_{\perp}$ sei p_b . Entlang dieser Koordinatenrichtung sei die Rillentiefe t konstant. In der Ebene der Apertur b wird nun wie bei der Modellierung von Abb. 6.21 Leistung in höhere Ordnungen des Phasengitters umverteilt. Die Skizze der Antennenanordnung in Abb. 6.23 zeigt, weshalb bei diesem Phasengitter der in höhere Ordnungen gestreute Anteil der Mikrowellenleistung nicht zum gemessenen Spektrum beiträgt: In der Richtung des das Plasma einschließenden Magnetfelds \vec{B} stehen keine Streuvektoren \vec{k}_{fl} zur Verfügung (Kapitel 2.3), und die Mikrowelle wird an der Cutoff-Schicht *wie an einem Spiegel reflektiert*. Die ausgesandte Mikrowellenleistung der höheren Ordnungen kann deshalb nicht in die Empfangsantenne gelangen. In der Ebene der Apertur b ist nur die Hauptkeule der 0. Ordnung für das Meßergebnis relevant; Nebenkeulen können vernachlässigt werden.

Durch die Apodisation wird die für eine Messung zur Verfügung stehende Mikrowellenleistung verringert. Der Verlust beträgt bei einer Kosinusverteilung des effektiven elektrischen Feldes $E_{mw,eff}$ entlang der Antennenapertur a für die Sende- und Empfangsantenne jeweils 3 dB. Die verschobene Linie verschiebt sich dadurch 6 dB nach unten, siehe Abb. 6.20. Noch stärkere Nebenkeulenunterdrückung (Durch in [123] beschriebene Feldverteilungen von $E_{mw,eff}$) geht einher mit einem weiteren Leistungsverlust. Die gewählte Kosinusverteilung entlang der Apertur a stellt ein Kompromiß zwischen Leistungsverlust und Nebenkeulenreduktion in der Ebene des Streuvektors $\vec{k}_{fl,y}$ dar.

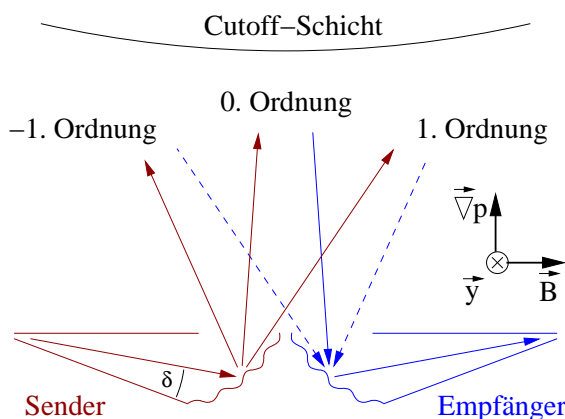


Abbildung 6.23: Skizze zur Anordnung der X-Mode Antennen. In höhere Ordnungen gestreute Mikrowelle wird an der Cutoff-Schicht reflektiert und trägt nicht zum Meßsignal bei.

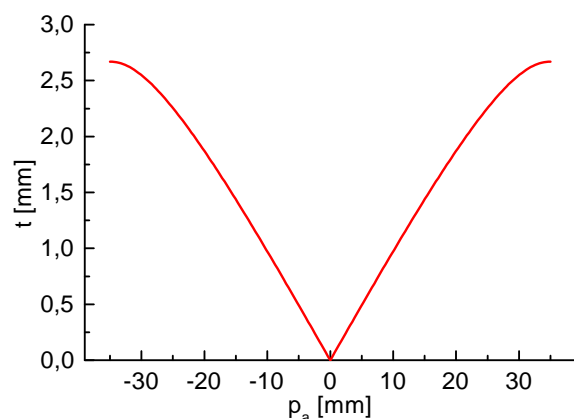


Abbildung 6.24: Verlauf der Rillentiefe $t(p_a)$, bei der sich aufgrund destruktiver Interferenz entlang der Apertur a eine kosinusförmige Verteilung $E_{mw,eff}(p_a)$ der in 0. Ordnung gestreuten Mikrowelle ergibt.

Die Leistungsverteilung der in die 0. Ordnung gestreuten Mikrowelle ergibt sich in der Apertur der Antenne durch

$$I_0(p_a) = I_i \cdot T_0(p_a) \quad (6.17)$$

Bei einem kosinusförmigen Verlauf der effektiven elektrischen Feldstärke muß für den Transmissionsfaktor $T_0(p_a)$ gelten:

$$T_0(p_a) = \cos\left(\frac{\pi p_a}{a}\right)^2 \quad \text{mit } -\frac{a}{2} \leq p_a \leq \frac{a}{2} \quad (6.18)$$

Setzt man Gleichung (6.18) in (6.16) ein, so erhält man den gesuchten Verlauf der Rillentiefe t (siehe Abb. 6.24).

Bei den in ASDEX Upgrade bei Experimenten üblicherweise auftretenden Magnetfeldern zwischen 1.5 und 3 Tesla liegen die für die Doppler-Reflektometrie interessanten Plasmabereiche bei Cutoffdichten, die in der X-Mode Polarisation eher mit den höheren Mikrowellenfrequenzen des V-Bands erreichbar sind (siehe Abb. 5.1). Deshalb wurde die Wellung der Antennenspiegel für eine Mikrowellenfrequenz von $f_w = 71$ GHz ausgelegt.

In Abb. 6.25 ist einer der X-Mode Antennenspiegel abgebildet. Die Wellung an den Spiegelrändern links und rechts beträgt etwa 2.65 mm (völlige Auslöschung der 0. Ordnung durch destruktive Interferenz), während in der Mitte die Wellung verschwindet. Die Periodenlänge des Gitters λ_t wurde nicht konstant gehalten, sondern so variiert, daß sich die Phase der Wellung linear mit dem Winkel δ (siehe Abb. 6.23) ändert. Dort, wo das Strahlzentrum auf den Spiegel trifft, gilt $\lambda_t \approx 15$ mm.

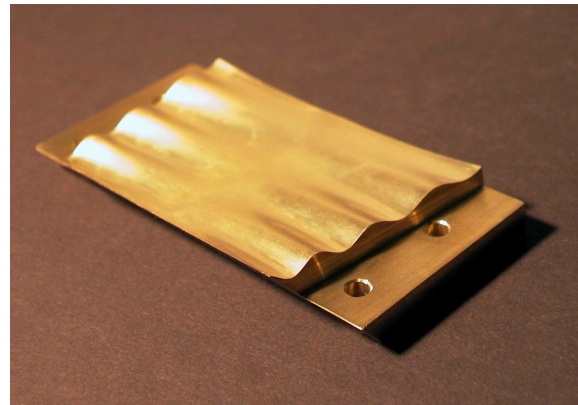


Abbildung 6.25: Photographie eines der X-Mode Antennenspiegel, bei denen durch die gewellte Oberfläche mit variabler Rillentiefe die bei der Messung störenden Nebenkeulen reduziert wurden.

Die Unterdrückung der Nebenkeulen funktioniert nur bei $f = f_w$ optimal. Gilt $f < f_w$, so wird zwar zu den Rändern des Spiegels hin das elektrische Feld der Welle (der 0. Ordnung) reduziert, aber es tritt keine völlige Auslöschung durch destruktive Interferenz auf. Die Nebenkeulen werden schwächer reduziert als bei $f = f_w$. Dies geschieht auch bei $f > f_w$, weil dann die völlige Auslöschung der 0. Ordnung nicht am Spiegelrand, sondern schon bei einem $|p_a| < a/2$ auftritt, und am Spiegelrand wieder ein endliches (um 180° phasenverschobenes) elektrisches Feld vorhanden ist.

Es wurden bei Frequenzen zwischen 50 und 70 GHz die Antennencharakteristika der X-Mode Antennen mit gewellten und nicht gewellten Antennenspiegeln ausgemessen. Die Meßergebnisse sind in Abb. C.4 - C.7 abgebildet. Sie zeigen, daß bei Verwendung des gewellten Spiegels die Nebenkeulenunterdrückung in der 0. Ordnung sehr gut funktioniert. Generell sind die Nebenkeulen sehr viel schwächer ausgeprägt als bei den ungewellten Spiegeln, mit einem Minimum in etwa bei $f_w = 71$ GHz (relative Leistung der 1. Nebenkeule in Bezug zur Hauptkeule -17 dB bei 50 GHz und -19 dB bei 70 GHz, gegenüber -13 dB bei Verwendung eines nicht gewellten Spiegels).

Die Nebenkeulen in der Richtung parallel zum Magnetfeld haben indes stark zugenommen, vergleiche dazu Abb. C.5 mit Abb. C.4. Es soll dabei nochmals betont werden, daß diese Nebenkeulen zum Meßergebnis nicht beitragen, siehe Abb. 6.23.

In Abb. 6.26 ist als Beispiel ein mit den X-Mode Antennen gemessenes Frequenzspektrum abgebildet. Die dopplerverschobene Linie hebt sich von der unverschobenen Linie im Zentrum des Spektrums deutlich ab und bestätigt die Wirksamkeit des hier angewendeten Verfahrens zur Unterdrückung von Nebenkeulen senkrecht zu \vec{B} .

In Abb. 6.27 ist eine Photographie der eingebauten X-Mode Antennen im Torus zu sehen. In Abb. C.8 - Abb. C.11 sind Detailaufnahmen der optimierten O- und X-Mode Antennen sowie eine Photographie des gesamten A-Ports in Sektion 13 mit allen im Torus eingebauten Antennensystemen der Doppler-Reflektometer abgebildet.

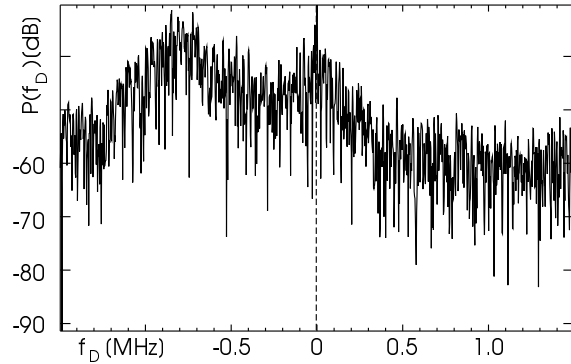


Abbildung 6.26: Gemessenes Spektrum mit den optimierten X-Mode Antennen, #14516, L-Mode, $t = 2.53$ s, $f_{TR} = 74$ GHz, $\rho_{pol} = 0.84$, $\alpha = 14.5^\circ$, $R_{cut} = 0.7$ m. Dopplerverschiebung in ionendiamagn. Driftrichtung.

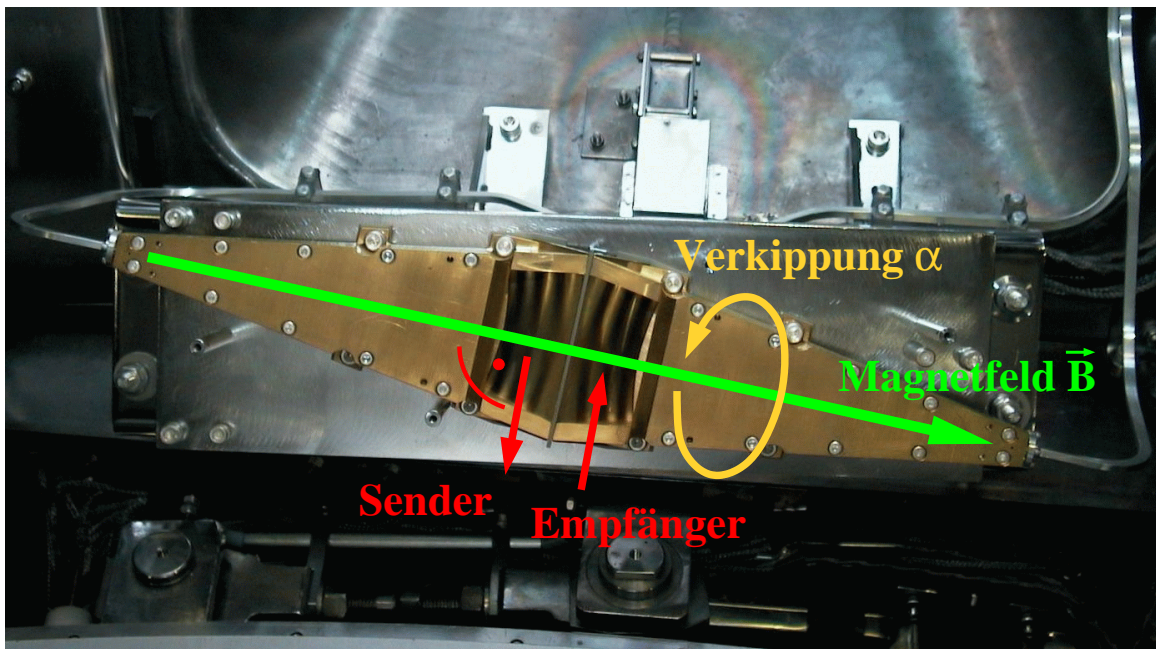


Abbildung 6.27: Photographie der X-Mode Antennenanordnung am unteren Rand des A-Ports von Sektor 13. Die Anordnung ist mit den Längsachsen der Hörner parallel zum äußeren Magnetfeld am Plasmarand ausgerichtet. Für den Experimentierbetrieb wird vor den Antennen zusätzlich noch eine Karbonabdeckung als Hitze- und Korosionsschutz angebracht, siehe Abb. C.10 und C.11.

Kapitel 7

Auswertung und Meßergebnisse

Das Prinzip eines Doppler-Reflektometers ist zwar einfach im Vergleich zu anderen Diagnostiken (siehe Kapitel 4.3). Um systematische Fehler zu minimieren, muß jedoch eine aufwendige Auswertung durchgeführt werden, die hier kurz umrissen wird.

Aus einem einzelnen Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers können zweierlei Informationen herausgelesen werden:

Wird das gemessene Frequenzspektrum mit der zugehörigen Antennenselektivität $K(k_{fl,y})$ (die mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion von Kapitel 4.4.4 - 4.4.5 berechnet werden kann) kombiniert, kann in bestimmten Fällen das *k-Spektrum der Fluktuationen* $F(k_{fl,y})$ am Meßort ermittelt werden. Eine solche Bestimmung von $F(k_{fl,y})$ wird in Kapitel 7.1 durchgeführt. Dieses *k-Spektrum* der Fluktuationen wird bei den Modellierungen der *k-Leistungsspektren* des Doppler-Reflektometers $P(k_{fl,y})$ benötigt.

Die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ (Linienzentrum) der gestreuten Mikrowelle gibt Auskunft über die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit am Meßort. Dazu wird zunächst $f_{D,0}$ nach der in Kapitel 7.2 beschriebenen Methode aus dem gemessenen Spektrum bestimmt.

Der Streuvektor $k_{fl,y0}$ kann mit Hilfe von Gleichung (4.12) berechnet werden. Allerdings basiert (4.12) auf einem stark vereinfachenden Bild des Doppler-Reflektometers (Kapitel 4.3). Modellierungen mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion haben gezeigt, daß $k_{fl,y0}$ im Experiment bezüglich des Streuvektors von (4.12) systematisch verschoben ist. Hier spielen die Mikrowellen-Brechung, die lokale Flußflächengeometrie, das Elektronendichteprofil und das in Kapitel 7.1 bestimmte *k-Spektrum* der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ eine Rolle. In Kapitel 7.3 wird dieser Effekt methodisch untersucht und für $k_{fl,y0}$ eine Korrekturfunktion g_{corr} erstellt. Auch muß die radiale Position des Meßorts um den ebenfalls in Kapitel 7.3 bestimmten Korrekturwert d_{corr} verschoben werden.

$f_{D,0}$ und $k_{fl,y0}$, in Gleichung (4.11) eingesetzt, liefern die Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ der Turbulenz. Die schließlich durchzuführende Umrechnung in die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit ist in Kapitel 7.4 beschrieben.

Kapitel 7.5 beschreibt, wie aus Einzelmessungen von $v_{E \times B}$ radiale Profile zusammengesetzt werden können. Zwei typische Beispiele mit dem Doppler-Reflektometer gemessener, radialer $v_{E \times B}$ -Profile (einer L- und einer H-Mode Entladung) demonstrieren die Praxistauglichkeit dieser Diagnostik und der bereitgestellten Auswertemethoden.

Schließlich werden in Kapitel 7.6 die Doppler-Reflektometer zur Untersuchung des Verhaltens von Plasmen während des L-H Übergangs eingesetzt.

7.1 k_y -Spektrum der Fluktuationen

Der Verkippwinkel α der Antennenstrahlen zur Normalen \vec{x} der Cutoff-Schicht beeinflusst nach Gleichung (4.12) die Wellenzahl der turbulenten Dichtefluktuationen, welche die ausgestrahlte Mikrowelle in die Empfangsantenne streuen. Die Leistung des gestreuten Signals ist proportional zu $F(k_{fl,y}) = \tilde{n}_e^2(k_{fl,y})$. Ist das Antennensystem des Doppler-Reflektometers schwenkbar (bei ASDEX Upgrade nicht der Fall), kann der Winkel α durchgestimmt und somit das k_y -Spektrum der Dichtefluktuationen gemessen werden.

Auch ohne schwenkbare Antennen kann durch eine Verschiebung des Plasmas (radial oder vertikal) der Winkel α über einen kleinen Winkelbereich variiert werden [98]. Änderungen der Plasmaform und der Plasmaparameter können dabei nicht ausgeschlossen werden. Der Effekt dieser Änderungen auf das k_y -Spektrum der Fluktuationen ist jedoch unbekannt. Auf diese Weise gemessene k -Spektren sind deshalb nur gering aussagefähig.

Prinzipiell sind Aussagen über k_y -Spektren der Fluktuationen schon bei einer Messung mit *nur einem* Verkippwinkel α der Antennenanordnung möglich:

Bei der Modellierung des Experiments nach Kapitel 4.4.5 wird die Selektivität der Antennen $K(k_{fl,y})$ mit einem approximierten k -Spektrum der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ multipliziert, um ein k - bzw. Frequenzspektrum zu erhalten, das möglichst gut ein gemessenes Spektrum wiedergibt. Im Umkehrschluß kann zu einem gemessenen Leistungsspektrum (im Prinzip) das k_y -Spektrum der Fluktuationen ermittelt werden, indem man für die Parameter, die sich beim Experiment ergaben, die Selektivität der Antennen modelliert und anschließend das gemessene k_y -Spektrum durch dieses $K(k_{fl,y})$ teilt. Die Vorgehensweise soll anhand von gemessenen Frequenzspektren der Entladung #14147 (siehe Abb. 4.11 rechts, welches in Abb. 7.3 nochmals abgebildet ist, und 7.2) dargestellt werden.

Bei der Modellierung des Doppler-Reflektometers nach Kapitel 4.4.5 werden Näherungen gemacht, welche die Modellierung des Experiments stark vereinfachen. Der dabei erreichte Grad der Übereinstimmung von Experiment und Modellierung reicht aus, um z.B. bei der Konstruktion der Antennen der Doppler-Reflektometer die optimalen Parameter zu finden. Soll jedoch das k -Spektrum der Fluktuationen aus dem Vergleich von Experiment und Modellierung ermittelt werden, müssen einige dieser vereinfachenden Näherungen fallengelassen oder modifiziert werden, um zusätzliche Effekte zu berücksichtigen und damit aussagekräftigere Ergebnisse zu erhalten.

So wird in Kapitel 4.4.5 die Born'sche Näherung benutzt, d.h. es ist nur Einfachstreuung berücksichtigt. Sowohl Mehrfachstreuung als auch die direkte Reflexion an der Cutoff-Schicht werden vernachlässigt. Durch direkte Reflexion an der Cutoff-Schicht entsteht jedoch im gemessenen Frequenzspektrum zusätzlich zur dopplerverschobenen Linie (ohne weitere Verbreiterungsmechanismen) eine scharfe, unverschobene Linie bei $f_D = 0$ MHz. Einerseits wird durch die Verkippung der Antennenanordnung die Leistung stark reduziert, die zu der unverschobenen Linie im gemessenen Spektrum führt. Andererseits ist aber auch die Effizienz der Streuprozesse gering, die zu der dopplerverschobenen Linie im Spektrum des Doppler-Reflektometers führen (Linie wird stark gedämpft). Deshalb kann bei der Berechnung von Fluktuations- k -Spektren die direkt reflektierte Leistung in den gemessenen Frequenzspektren nicht vernachlässigt werden. Ein Maß für die an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Leistung ist der Wert der Antennenselektivität bei $k_{fl,y} = 0 \text{ cm}^{-1}$. Mehrfachstreuung wird wegen der extrem geringen Streueffizienz auch weiterhin vernachlässigt.

Bei der Auswertung der Bewertungsfunktion wurde bisher nicht in Betracht gezogen, daß sich durch die vorbeiziehenden, langwelligen Elektronendichtefluktuationen die Cutoffschicht radial bewegt. Diese Bewegung hat eine nichtperiodische Phasenmodulation der empfangenen

Mikrowelle zur Folge, siehe Kapitel 4.4.3. Die daraus resultierenden Seitenbänder (die wegen des statistischen Charakters der Fluktuationen kontinuierlich sind) führen zu einer *Verbreiterung des gemessenen Spektrums*. Der Einfluß dieser Verbreiterung auf das Frequenzspektrum der gestreuten Mikrowelle kann approximiert werden durch eine Faltung des Spektrums mit dem Profil der Seitenbänder. Die genaue Form dieses Profils hängt vom Experiment ab und ist i. A. nicht bekannt. Messungen mit Standard-Reflektometern und eine Modellierung des Experiments mit nicht vernachlässigbarer Fluktuationsamplitude ([128], siehe Kapitel 4.4.3) ergaben jedoch, daß dieses Profil monoton mit zunehmendem Betrag der Frequenz abfällt und eine Halbwertsbreite in der Größenordnung von 120 kHz besitzt.

Da das Seitenbandprofil nicht bekannt ist, kann die Verbreiterung des Spektrums der gestreuten Mikrowelle durch die Phasenmodulation nicht herausgerechnet werden. Besitzt die dopplerverschobene Linie jedoch wie in der Skizze 7.1 c) dargestellt zwei Flanken mit *stark unterschiedlicher Steigung*, so kann davon ausgegangen werden, daß die *flachere Flanke* der dopplerverschobenen Linie (Frequenzen mit $f_D < f_2$) während der Faltung mit dem Seitenbandprofil nahezu unverändert geblieben ist.

Zudem wird durch die Phasenmodulation ein Teil der an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Leistung im gemessenen Spektrum symmetrisch auf Frequenzen nahe $f_D = 0$ MHz umverteilt. Auch dies ist in Abb. 7.1 c) skizziert (schraffierte Fläche). Weil das Profil der Seitenbänder nicht bekannt ist, kann der Anteil dieser umverteilten Leistung bei Frequenzen kleiner f_1 nicht berechnet werden (f_1 liegt dabei im Frequenzspektrum am tiefsten Punkt der Mulde zwischen der zentralen und der dopplerverschobenen Linie). Aus diesem Grund kann in diesem Frequenzbereich die für die Berechnung des k_y -Spektrums der Fluktuationen benötigte, gestreute Mikrowellenleistung nicht angegeben werden. Für Frequenzen oberhalb f_1 gilt dies jedoch nicht: Da das Profil der Seitenbänder monoton abfällt, das gemessene Spektrum ab $f_D = f_1$ zu größeren Frequenzen hin jedoch wieder ansteigt, kann davon ausgegangen werden, daß dort der Anteil der an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Leistung vernachlässigbar ist. Für die Berechnung des k_y -Spektrums der Fluktuationen werden deshalb gemessene Frequenzspektren benötigt, bei denen f_1 möglichst nahe bei Null liegt.

Die Forderung nach einer im Vergleich zur Zentrallinie dominierenden, stark unsymmetrischen, dopplerverschobenen Linie schränkt die Auswahl an gemessenen Frequenzspektren stark ein, siehe dazu Abb. 7.2:

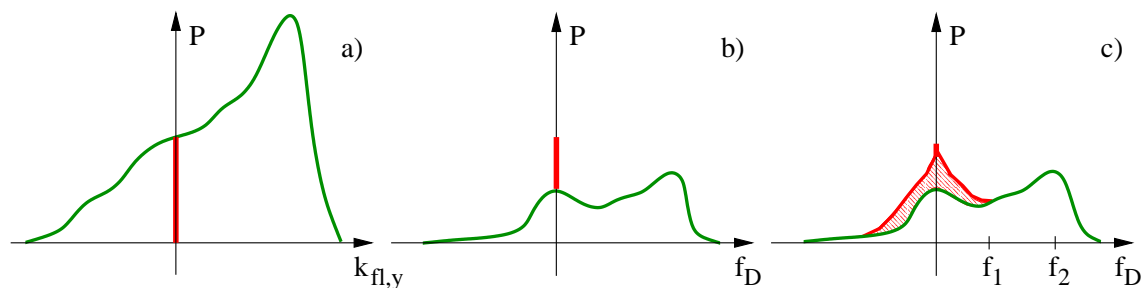


Abbildung 7.1: Skizze zum Verbreiterungseffekt durch die radiale Bewegung der Cutoff-Schicht. a) k -Selektivität der Antennenanordnung. Die Leistung sei logarithmisch aufgetragen. Der Wert der k -Selektivität bei $k_{fl,y} = 0 \text{ cm}^{-1}$ gibt die Größenordnung der an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Leistung wieder. b) ein noch unverbreitertes Frequenzspektrum. Durch die radiale Bewegung der Cutoff-Schicht muß dieses Spektrum mit dem Profil der Seitenbänder gefaltet werden. Außerdem wird ein Teil der Leistung aus der direkten Reflexion in Bereiche nahe $f_D = 0$ MHz umverteilt. Das daraus resultierende Spektrum ist in c) skizziert.

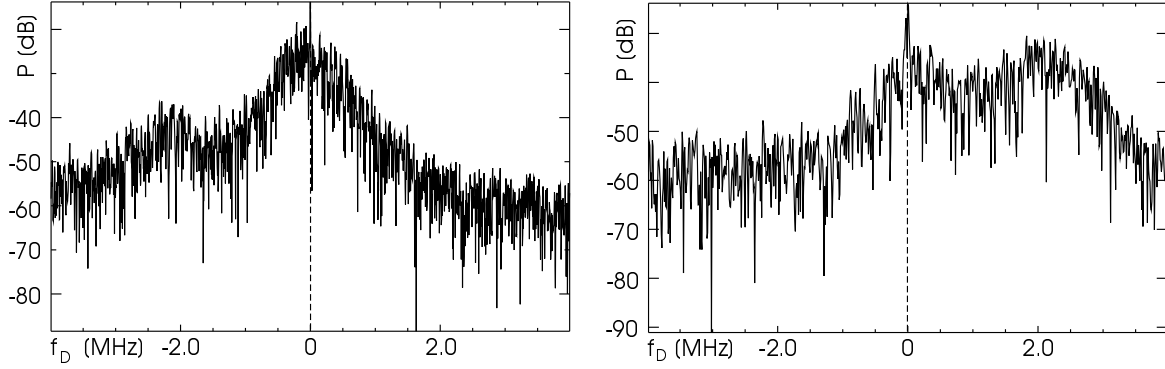


Abbildung 7.2: Gemessene Spektren, Entladung #14147. Links H-Mode Randschichtbarriere zur Zeit $t = 2.052$ s, mit $f_{TR} = 57$ GHz, $\rho_{pol} = 0.96$, $R_{cut} = 0.801$ m. Rechts H-Mode Hauptplasma ('bulk') bei $t = 2.080$ s, $f_{TR} = 74$ GHz, $\rho_{pol} = 0.72$, $R_{cut} = 0.541$ m.

Bei Messungen in der H-Mode Randschichtbarriere sind die Fluktuationen so stark reduziert, daß der an der Cutoff-Schicht direkt reflektierte Anteil der Mikrowellenleistung überwiegt. In den gemessenen Spektren ist eine stark dominierende, zentrale Linie zu sehen. Die dopplerverschobene Linie (die wegen der Plasmarotation in Richtung der elektronendiamagnetischen Drift bei negativen Frequenzen auftritt) ist nur sehr schwach zu sehen, außerdem ist ihr Profil nicht asymmetrisch.

Bei Messungen im Plasmainneren (z.B. Abb. 7.2 rechts) nimmt die Selektivität der Antennen im k -Raum wegen der geometrischen Verschmierung (siehe Kapitel 6.3.2) im Vergleich zu Messungen am Plasmarand ab, die verschobene Linie wird breiter (Flankensteigung nimmt ab). Deshalb nimmt der Wert der k -Selektivität der Antennen bei $k_{fl,y} = 0 \text{ cm}^{-1}$ zu (weil es noch im Flankenbereich der verschobenen Linie liegt). Damit steigt der Anteil der direkt reflektierten Mikrowelle an der Gesamtleistung. Im Vergleich zum Spektrum von Abb. 7.3 nimmt die Leistung in der Zentrallinie zu, und die Frequenz f_1 verschiebt sich zu größeren Werten. Zudem ist auch hier meist eine Asymmetrie der dopplerverschobenen Linie nicht erkennbar.

Bei Messungen am Plasmarand, jedoch innerhalb der H-Mode Barriere sind die oben genannten Forderungen teilweise gut erfüllt, wie man in Abb. 7.3 rechts sieht. Dort liegen die Frequenzen f_2 bei ca. 1.4 MHz und f_1 bei etwa 0.2 MHz. Anhand des Spektrums von Abb. 7.3 soll beispielhaft das Fluktuations- k -Spektrum berechnet werden.

Nach Gleichung (4.24) gilt für das k -Spektrum der Fluktuationen:

$$F(k_{fl,y}) = \frac{P(k_{fl,y}, r_0)}{K(k_{fl,y}, r_0)} \quad (7.1)$$

Die k -Selektivität $K(k_{fl,y}, r)$ des Antennensystems beim Radius $r = r_0$ kann mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion modelliert werden. Damit $F(k_{fl,y})$ berechnet werden kann, muß das Leistungsspektrum $P(k_{fl,y}, r_0)$ aus dem gemessenen Frequenz-Leistungsspektrum $P(f_D)$ des Doppler-Reflektometers extrahiert werden.

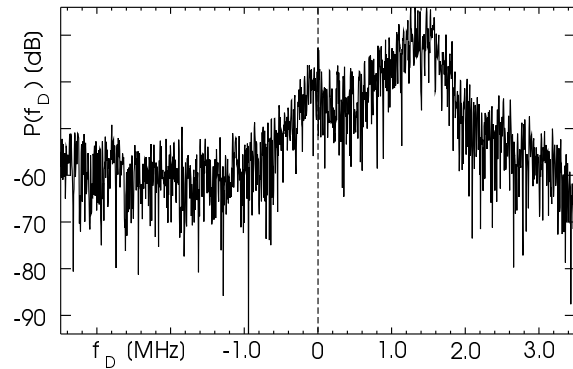


Abbildung 7.3: Gemessenes Spektrum von Abb. 4.11 (Plasmaentladung #14147, $t = 2.052$ s, $f_{TR} = 65$ GHz, $\rho_{pol} = 0.90$, $\alpha = -15.8^\circ$, $R_{cut} = 0.67$ m).

Ausgangspunkt hierfür ist die bei der Modellierung des Doppler-Reflektometers benutzte Gleichung (4.24). Bislang wurde von einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas in dem für das Meßsignal verantwortlichen Radiusintervall ausgegangen.

Eine vorhandene Geschwindigkeitsverscherung hat jedoch zusammen mit der endlichen radialen Ortsauflösung einen Verschmierungseffekt auf die gemessenen Frequenzspektren. Bei der Berechnung der Fluktuations- k -Spektren soll dieser Effekt berücksichtigt werden. Die Geschwindigkeitsverscherung $a_v = dv_{fl,y}/dr$ sei näherungsweise konstant, und es gelte:

$$v_{fl,y}(r) = v_0 + a_v (r - r_0) \quad (7.2)$$

Für die Rotationsgeschwindigkeit und ihre Verscherung ergeben sich bei $r = r_0$ aus dem mit dem Doppler-Reflektometer gemessenen Geschwindigkeitsprofil von Abb. 7.22 Zahlenwerte von $v_0 \approx 12.6$ km/s und $a_v \approx 1.4$ km/(s cm). Weil $v_{fl,y}$ nun eine Funktion von r ist, hängt nach Gleichung (4.22) $k_{fl,y}$ ebenfalls vom Radius ab. Darum können die beiden Integrationen in Gleichung (4.24) nicht vertauscht und die Integration über den Radius durchgeführt werden. Deshalb wird zunächst Gleichung (4.22), und dann (7.2) in (4.24) eingesetzt:

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= \int \int \hat{A}(r) \cdot P(k_{fl,y}, r_0) dk_{fl,y} dr = \int \int \hat{A}(r) \cdot P\left(\frac{2\pi f_D}{v_{fl,y}}, r_0\right) \frac{2\pi}{v_{fl,y}} df_D dr \\ &= \int \int \frac{2\pi}{(v_0 + a_v r)} \hat{A}(r) \cdot P\left(\frac{2\pi f_D}{(v_0 + a_v r)}, r_0\right) df_D dr \end{aligned} \quad (7.3)$$

Weil die Koordinaten f_D und r voneinander unabhängig sind, können nun analog zu Gleichung (4.25) df_D und dr vertauscht, und die Integration über den Radius durchgeführt werden:

$$\mathcal{P} = \int \int \frac{2\pi}{(v_0 + a_v r)} \hat{A}(r) \cdot P\left(\frac{2\pi f_D}{(v_0 + a_v r)}, r_0\right) dr df_D = \int P(f_D) df_D \quad (7.4)$$

Gleichung (7.4) beschreibt, wie das gesuchte k -Leistungsspektrum $P(k_{fl,y}, r_0)$ mit dem gemessenen Frequenz-Leistungsspektrum $P(f_D)$ zusammenhängt. Durch die Geschwindigkeitsverscherung wird das Frequenz-Leistungsspektrum verschmiert und abgeflacht. Bei der Umrechnung von $P(k_{fl,y}, r_0)$ zu $P(f_D)$ handelt es sich *nicht* um eine Faltung mit einem Glättungsprofil. Die Verbreiterung einer Linie aufgrund der Geschwindigkeitsverscherung skaliert *linear* mit der Verschiebung der Linie. Sie ist desto stärker, je größer das Verhältnis von $a_v \cdot \Delta r = \Delta v$ zu v_0 ist.

Gleichung (7.4) kann nicht auf einfache Weise nach $P(k_{fl,y}, r_0)$ aufgelöst werden. Deshalb wurde zunächst mit Hilfe diskreter Stützpunkte eine erste Abschätzung $P_g(k_{fl,y}, r_0)$ ('first guess') in Gleichung (7.4) eingesetzt und daraus ein $P_g(f_D)$ berechnet. Dieses Spektrum wurde mit dem gemessenen Spektrum $P(f_D)$ verglichen und die mittlere quadratische Abweichung χ^2 berechnet. Anschließend wurden mit Hilfe einer Fitroutine die Stützpunkte von $P_g(k_{fl,y}, r_0)$ solange variiert, bis sich ein minimaler Wert für χ^2 ergab. Bei der Fitroutine selbst handelt es sich um die Levenberg-Marquardt Methode, die z.B. in [147] beschrieben ist. Bei diesem Algorithmus sind die Methode des steilsten Abfalls ('steepest descent method') und die inverse Hesse'sche Methode, ('inverse hessian method') kombiniert, um möglichst schnell eine Konvergenz der Fitparameter zu erzielen.

In Abb. 7.4 ist das leicht geglättete Leistungsspektrum $P(f_D)$ von Abb. 7.3 (Filterbandbreite 200 kHz) zu sehen, sowie das Spektrum $P_g(f_D)$. Die beiden Spektren und $P_g(f_D)$ sind nahezu identisch, ein Zeichen dafür, daß die Fitroutine gut konvergiert. Das Ergebnis des Fitalgorithmus $P_g(2\pi f_D/v_0, r_0)$, multipliziert mit Faktor A ist ebenfalls in Abb. 7.4 dargestellt.

Schließlich wurde für die Berechnung von $F(k_{fl,y})$ die Funktion $P_g(k_{fl,y}, r_0)$ in Gleichung (7.1) eingesetzt. In Abb. 7.5 ist das durch den Vergleich von Meßdaten und modellierten Daten ermittelte k_y -Spektrum der Fluktuationen abgebildet.

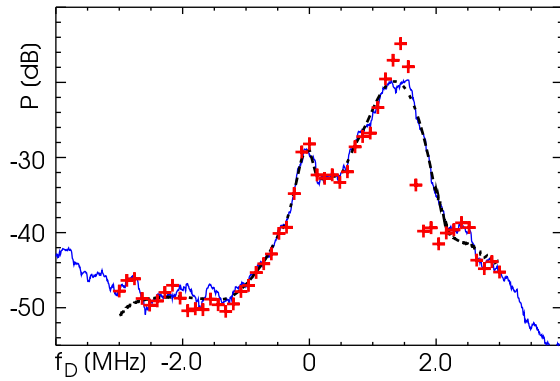


Abbildung 7.4: Die durchgezogene blaue und die gestrichelte schwarze Kurve geben die beiden Frequenzspektren $P(f_D)$ und $P_g(f_D)$ wieder. Die roten Kreuze sind die Stützpunkte von $A \cdot P_g(2\pi f_D/v_0, r_0)$.

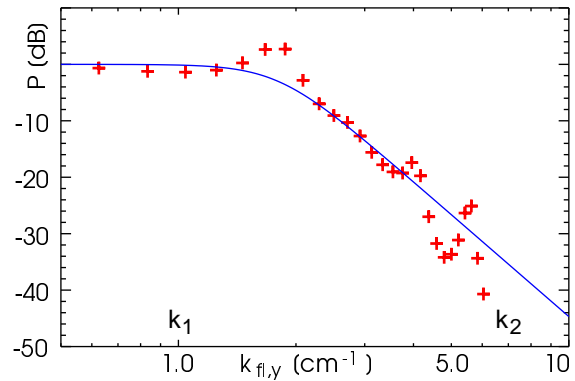


Abbildung 7.5: k_y -Spektrum der Fluktuationen für die Messung von Abb. 7.3 bzw. Abb. 4.11, sowie der Graph der Kolmogoroff-Form $F_K(k_{fl,y})$ mit $k_{edge} = 1.8 \text{ cm}^{-1}$ und $p = 6$ (durchgezogene blaue Linie)

Das Frequenzintervall, in dem das Spektrum $P(f_D)$ zur Berechnung des k -Spektrums der Fluktuationen herangezogen werden kann, besitzt die Grenzfrequenzen $f_1 = 0.2 \text{ MHz}$ und $f_2 = 1.4 \text{ MHz}$. Dies entspricht einem Wellenzahl-Intervall mit den Grenzen $k_1 = 1 \text{ cm}^{-1}$ und $k_2 = 7 \text{ cm}^{-1}$. Bei Frequenzen kleiner f_1 kann im Spektrum $P(f_D)$ der Anteil der direkt reflektierten Mikrowelle nicht mehr kategorisch vernachlässigt werden. $P(f_D)$ liefert in diesem Frequenzbereich eine *obere Grenze* der gestreuten Mikrowellenleistung. Deshalb geben auch die Stützpunkte für $F(k_{fl,y})$ in Abb. 7.5 für $k_{fl,y} < k_1$ *Maximalwerte* wieder.

In diesem Kapitel wurden bei der Modellierung des Experiments bzw. bei der Aufbereitung des gemessenen Spektrums relevante Effekte wie z.B. die Geschwindigkeitsverschönerung oder die radiale Bewegung der Cutoff-Schicht berücksichtigt. Mit dem so erhaltenen Fluktuations- k -Spektrum können die folgenden Aussagen gemacht werden:

- Für kleine Werte von $k_{fl,y}$ zeigt $F(k_{fl,y})$ zunächst einen flachen Verlauf. Ab $k_{edge} \approx 1.8 \text{ cm}^{-1}$ folgt zu größeren k -Werten hin ein steiler Abfall. $F(k_{fl,y})$ läßt sich dort näherungsweise durch die Kolmogoroff-Form $F_K(k_{fl,y})$ (Gleichung (2.10)), mit dem Parameter $p \approx 6$ beschreiben.
Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen der numerischen Fluktuationsrechnungen von B. Scott [8] überein ($k_{edge} \approx 2 \text{ cm}^{-1}$ und $p \approx 5.5$, siehe Kapitel 2.3).
- Zumindest eine qualitative Übereinstimmung ergibt sich beim Vergleich des hier ermittelten Fluktuations- k -Spektrums $F(k_{fl,y})$ mit den an anderen Maschinen gemessenen k -Spektren der Fluktuationen, die in Kapitel 2.3 vorgestellt wurden. Die Gemeinsamkeiten der k -Spektren sind ein flacher Verlauf bei kleinen Wellenzahlen, sowie ab einer Wellenzahl k_{edge} zu größeren k -Werten hin der steile Abfall des Spektrums, dessen Verlauf näherungsweise durch die Form k^{-p} beschrieben werden kann.
- Die exakten Zahlenwerte für k_{edge} und den Exponent p weichen jedoch voneinander ab. Neben des möglichen Einflusses der weiterhin verwendeten Näherungen auf $F(k_{fl,y})$ gibt es dafür weitere, denkbare Ursachen: Wird $F(k_{fl,y})$ wie bei den in Kapitel 2.3 angeführten Messungen *durch einen Winkelscan* bestimmt, ist der Abfall von $F(k_{fl,y})$ prinzipiell begrenzt durch die für jede Diagnostik spezifische, endliche Trennschärfe im k -Raum. Vermutlich ergeben sich deshalb bei den auf diese Weise gemessenen k -Spektren zu kleine Werte für den Parameter p . Bei der in diesem Kapitel vorgestellten

ten Methode zur Bestimmung des k -Spektrums der Fluktuationen tritt dieser Effekt grundsätzlich *nicht* auf.

Zudem handelt es sich bei den k -Spektrums der Fluktuationen von Kapitel 2.3 um Ergebnisse anderer Maschinen bei rein ohm'scher Heizung [15–18], oder zumindest ohne Neutralteilchenheizung [98]. Auch wurden die Messungen in [15–18] mit einer anderen Diagnostikmethode (Laserlichtstreuung [21]) durchgeführt.

Deshalb ist ein quantitativer Vergleich der Kolmogoroff-Parameter nicht unbedingt sinnvoll.

Sowohl bei den in Kapitel 2.3 vorgestellten k_y -Spektrums der Fluktuationen als auch bei der hier durchgeführten Berechnung von $F(k_{fl,y})$ wurde die Streuung in höhere Ordnungen nicht berücksichtigt. Der Einfluß höherer Ordnungen wird im folgenden kurz erörtert, siehe dazu Abb. 7.6:

Ist einerseits das k -Spektrum der Fluktuationen für $k > k_{edge}$ durch die Kolmogoroff-Form k^{-p} beschreibbar, so kann auch die Leistungsdichte der gestreuten Mikrowelle *jeder* Ordnung im k -Raum durch k^{-p} beschrieben werden. Deshalb ergibt sich unabhängig von der bei der Streuung dominierenden Ordnung bei der Auswertung der gemessenen k -Spektrums der Fluktuationen immer der korrekte Wert für den Parameter p . Bei dem Parameter k_{edge} ist dies nicht so: Falls nicht wie in diesem Kapitel angenommen die gestreute Leistung der ± 1 . Ordnung das gemessene Spektrum dominieren sollte (wie in dem Beispiel von Abb. 7.6 dargestellt), so wäre der tatsächliche Wert für k_{edge} etwa um die Ordnungszahl des dominierenden Streuprozesses *kleiner* als der oben berechnete.

Andererseits wird das k -Spektrum der Fluktuationen in der vorliegenden Arbeit benötigt, um bei der Modellierung der Spektren des Doppler-Reflektometers realistischere Ergebnisse zu erzielen. Gerade weil das k -Spektrum der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ durch den Vergleich von Experiment und Modell gewonnen wurde, heben sich nun durch die Verwendung eben dieses Spektrums $F(k_{fl,y})$ bei weiteren Modellierungen eventuelle, systematische Fehler von $F(k_{fl,y})$ (wie z.B. ein zu großes k_{edge}) wieder auf. Aus diesem Grund muß hier die Streuung in höhere Ordnungen nicht gesondert betrachtet werden.

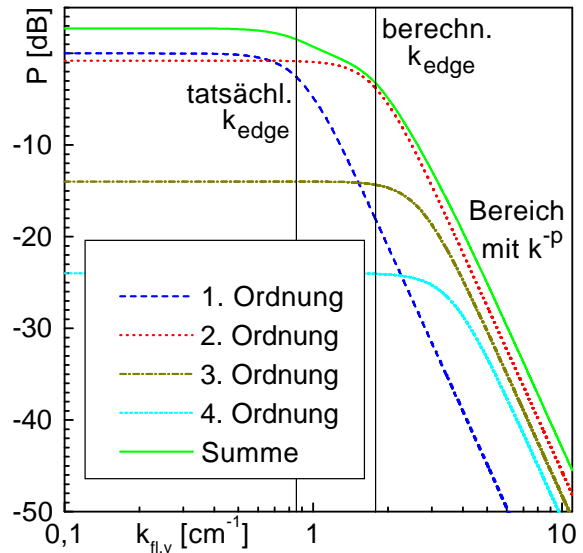


Abbildung 7.6: Eine mögliche Zusammensetzung eines gemessenen k -Spektrums der Fluktuationen (= Summe). In dem Beispiel dominiert der Beitrag der in die 2. Ordnung gestreuten Mikrowellenleistung.

7.2 Bestimmung der Dopplerverschiebung aus gemessenen Frequenzspektren

Für die Bestimmung der Plasmarotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ mit Hilfe von Gleichung (4.11) muß aus dem Frequenzspektrum die Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ der dopplerverschobenen Linie ermittelt werden.

Wie in Kapitel 4.3 bzw. 7.1 bereits erwähnt, ergeben sich bei der Messung mit dem Doppler-Reflektometer typischerweise Frequenzspektren, die eine dopplerverschobene *und* eine zentrale Linie aufweisen. Bei großen Dopplerverschiebungen $f_{D,0}$ treten beide Linien klar voneinander getrennt auf, und das Maximum der dopplerverschobenen Linie kann leicht identifiziert werden. Bei geringen Rotationsgeschwindigkeiten überlappen jedoch die beiden Linien signifikant, was eine Bestimmung der Dopplerverschiebung sehr erschwert.

Ist die Zentrallinie sehr viel schwächer ausgeprägt als die dopplerverschobene Linie (wie z.B. in Abb. 6.26 oder Abb. 7.3), so gibt der *Schwerpunkt* des gemessenen Frequenzspektrums in guter Näherung die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ wieder.

In der Regel sind die beiden Linien jedoch etwa gleichstark, oder die Zentrallinie dominiert sogar (siehe Abb. 7.2). Dann kann der Schwerpunkt des Frequenzspektrums *nicht* zur Bestimmung der Plasmarotationsgeschwindigkeit herangezogen werden.

In diesem Kapitel wird die in der vorliegenden Arbeit angewandte Vorgehensweise beschrieben, mit der selbst bei starker Überlappung der Linien und einer dominierenden Zentrallinie in dem gemessenen Frequenzspektrum die Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ zuverlässig bestimmt werden kann. Diese Methode basiert auf den folgenden Überlegungen:

Die Antennenanordnung wurde so optimiert (Kapitel 6.3.2 und 6.3.3), daß die dopplerverschobene Linie gut durch eine Gaußkurve der folgenden Form approximiert werden kann:

$$P = b_{lc} \cdot \exp \left(- \left(2 Q \cdot \left(\frac{f_D}{f_{D,0}} - 1 \right) \right)^2 \ln(2) \right) \quad (7.5)$$

Dabei gibt $Q = f_{D,0}/\Delta f_{FWHM}$ das Verhältnis von Linienverschiebung zur Halbwertsbreite der Gaußkurve an, b_{lc} ist das Maximum im Linienzentrum.

Die Zentrallinie besteht aus der Trägerlinie mit kontinuierlichen, symmetrischen Seitenbändern aufgrund der radialen Schwankungen der Cutoff-Position, sowie aus an langwelliger Turbulenz gestreuter Mikrowelle. Die gemessenen Frequenzspektren weisen immer eine bezüglich der Ordinate nahezu spiegelsymmetrische Zentrallinie auf. Die Form der zentralen Linie hängt vom Plasmazustand und der radialen Position des Meßvolumens im Plasma ab (siehe dazu z.B. die gemessenen Spektren in Abb. 6.18, 6.26, 7.2 und 7.3) und ist prinzipiell nicht auf einen bestimmten Funktionstyp beschränkt. Sie kann deshalb im Gegensatz zur dopplerverschobenen Linie nicht generell durch eine Gaußkurve beschrieben werden.

Jede Funktion $g(x)$ kann in einen geraden ($g_g(x)$, spiegelsymmetrisch bezüglich der Ordinate) und einen ungeraden Anteil ($g_u(x)$, punktsymmetrisch zum Ursprung) zerlegt werden:

$$g(x) = g_g(x) + g_u(x) = 0.5 (g(x) + g(-x)) + 0.5 (g(x) - g(-x)) \quad (7.6)$$

Da die zentrale Linie eines gemessenen Frequenzspektrums spiegelsymmetrisch bezüglich der Ordinate ist, liefert sie nur einen Beitrag zu dessen *geraden Anteil*. Demzufolge kann der *ungerade Anteil* des Frequenzspektrums *nur von der dopplerverschobenen Linie* herrühren. Wie oben bereits erwähnt, soll diese durch eine Gaußfunktion mit dem Maximum bei $f_{D,0} \neq 0$ beschrieben werden. Mit Hilfe einer Fitroutine werden deshalb die Parameter der Gaußkurve ermittelt, deren ungerader Anteil den ungeraden Anteil des gemessenen Frequenzspektrums bestmöglichst wiedergibt. Die Frequenzverschiebung dieses Gaußfits entspricht dann der Dopplerverschiebung $f_{D,0}$.

Zur Illustration sind in Abb. 7.7 eine um ihre halbe Halbwertsbreite verschobene Gaußkurve, sowie ihr gerader und ihr ungerader Anteil abgebildet. Variiert man das Verhältnis von Linienverschiebung zu Halbwertsbreite $Q = f_{D,0}/\Delta f_{FWHM}$, so ändert sich die *Form des ungeraden Anteils der Gaußkurve*. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abb. 7.8 links Gaußkurven mit verschiedenen Werten für Q , und rechts deren ungerade Anteile abgebildet. Die Gaußkurven sind jeweils so normiert, daß die Extrempunkte der ungeraden Anteile aufeinander liegen.

Oben beschriebenes Vorgehen zur Ermittlung der Dopplerverschiebung einer Linie funktioniert nur, weil ein *eindeutiger Zusammenhang* besteht zwischen der Form des ungeraden Anteils einer Gaußkurve und der Gaußkurve selbst (bzw. den Parametern der zugehörigen Gaußfunktion). Dies ist formal immer gegeben. Wie man jedoch in Abb. 7.8 sieht, sind bei Werten von $Q \leq 1.0$ die ungeraden Anteile der Gaußkurven nahezu identisch, obwohl die Gaußkurven selbst sich in ihrer Form und ihren Parametern $f_{D,0}$ und b_{lc} stark unterscheiden. Da die gemessenen Frequenzspektren des Doppler-Reflektometers stark verrauscht sind (bei der Doppler-Reflektometrie wird an turbulenten Fluktuationen gestreut), ergeben sich bei dopplerverschobenen Linien mit kleinem Q typischerweise sehr große Fehlerbalken für $f_{D,0}$.

Mit Hilfe des Fitalgorithmus wurde getestet, bis zu welchem Wert von Q akzeptable Fehlerbalken für $f_{D,0}$ auftreten. Dazu wurden frequenzverschobene Gaußkurven mit verschiedenen Zahlenwerten für Q generiert und mit einem Rauschen versehen, wie es bei experimentell erhaltenen Spektren typischerweise auftritt. Dabei ergab sich bei einem Q von 1.0 ein Fehlerbalken in der Größenordnung von 10%. Bei $Q = 0.5$ lag die Standardabweichung bei etwa

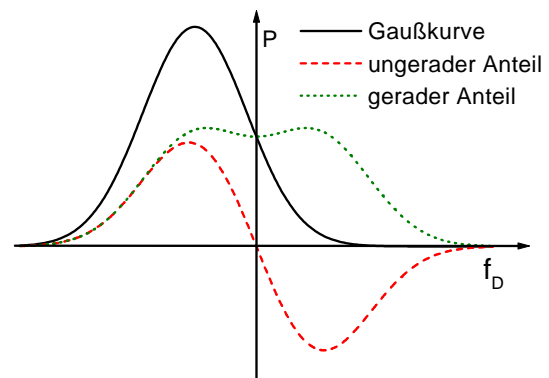


Abbildung 7.7: Zerlegung einer um ihre halbe Halbwertsbreite verschobenen Gaußkurve ($Q = 0.5$) in ihren geraden und ungeraden Anteil.

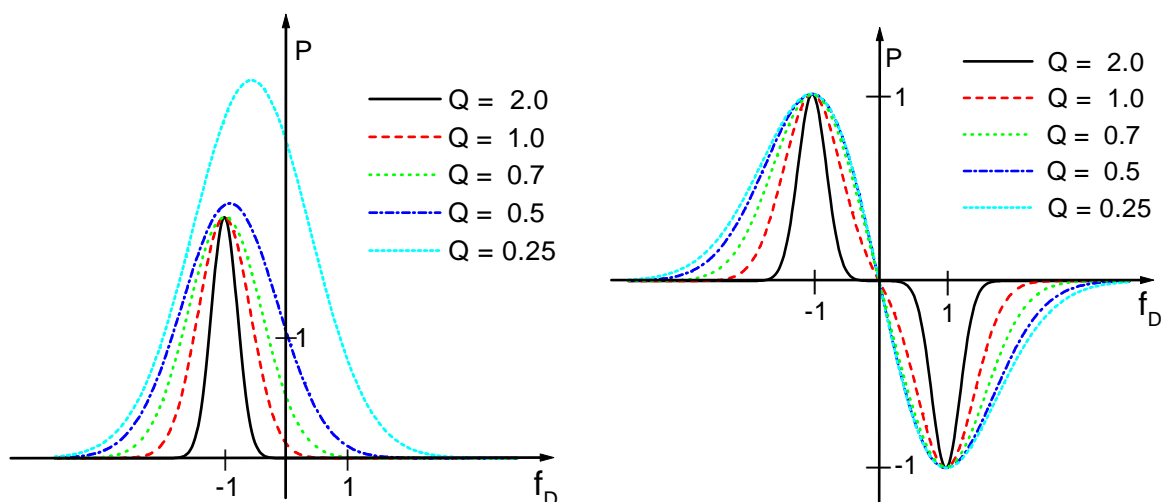


Abbildung 7.8: Gaußkurven mit verschiedenen Werten für Parameter $Q = f_{D,0}/\Delta f_{FWHM}$ (links) sowie deren ungeraden Anteile (rechts). Die Dopplerverschiebungen $f_{D,0}$ und die Vorfaktoren b_{lc} (siehe Gleichung (7.5)) wurden jeweils so gewählt, daß die Extrempunkte der ungeraden Anteile aufeinander liegen. Die Form des ungeraden Anteils der Gaußkurven variiert mit Q . Bei Werten von Q kleiner 1.0 sind sich die ungeraden Anteile der Gaußkurven einander sehr ähnlich.

50%. Für annehmbare Fehlerbalken muß deshalb die Forderung nach $Q > 1.0$ erfüllt sein. Die Dopplerverschiebung kann nur dann genau bestimmt werden, wenn sich die verschobene Linie in den zu Messungen äquivalenten Spektren näherungsweise durch eine Gaußkurve beschreiben läßt. Hier reicht es jedoch meist aus, wenn die verschobene Linie auf beiden Seiten steile Flanken besitzt.

Die Spektren, die mit den nicht optimierten Antennen gemessen wurden (e.g. Abb. 6.14), erfüllen keine dieser Forderungen. Dies führt bei den Fitwerten für die Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ wie erwartet zu großen Fehlerbalken im Bereich von 100%, bzw. der Fitalgorithmus findet überhaupt keine Lösung und bricht ab.

Bei der Optimierung der Mikrowellenantennen in Kapitel 6.3 wurde darauf geachtet, daß die dopplerverschobene Linie sich in den zu Messungen äquivalenten Spektren möglichst gut von der Linie im Zentrum abhebt. Dies beinhaltet die Forderung nach möglichst steilen Flanken und im Vergleich zur Halbwertsbreite großen Dopplerverschiebungen. Bei den optimierten Antennen ergeben sich aus der numerischen Modellierung des Doppler-Reflektometers für Q typischerweise Zahlenwerte zwischen 2 und 4, wie z.B. in Abb. 6.17 oder Graph P_m in Abb. 6.20. Dies wird durch die gemessenen Spektren bestätigt, siehe z.B. Abb. 6.18, Abb. 6.26 oder Abb. 7.9. Der Fitalgorithmus funktioniert hier im Allgemeinen sehr gut und liefert sehr kleine Fehlerbalken für $f_{D,0}$ und die daraus berechneten Geschwindigkeiten (siehe Kapitel 7.5.2).

Vor der Fitprozedur wird zunächst der ungerade Anteil des gemessenen Frequenzspektrums berechnet und leicht geglättet (Faltung mit einem Glättungsprofil der Halbwertsbreite Δf_g , mit $\Delta f_g \ll \Delta f_{FWHM}$). Dabei erhält man durch den Vergleich mit dem nicht geglätteten, ungeraden Anteil Werte für die Standardabweichung. In Abb. 7.10 sind der so aufbereitete, ungerade Anteil des Frequenzspektrums von Abb. 7.9, sowie die zugehörige Standardabweichung abgebildet. Bei dem Fitalgorithmus selbst handelt es sich wieder um die schon in Kapitel 7.1 verwendete Levenberg-Marquardt Methode [147].

Sind die optimalen Parameter der Fitfunktion gefunden, so können in einem weiteren Rechendurchgang 'confidence limits' für die Fitparameter ausgegeben werden. Dabei entspricht das '68% confidence limit' der Standardabweichung für den jeweiligen optimierten Parameter. So ergab sich z.B. für den Gaußfit von Abb. 7.9 und 7.10 eine Linienverschiebung von $f_{D,0} = 2.08$ MHz, mit einer Standardabweichung von ± 80 kHz. Im folgenden wird diese Standardabweichung zur Ermittlung der Fehlerbalken für die gemessene Dopplerverschiebung und Rotationsgeschwindigkeit verwendet.

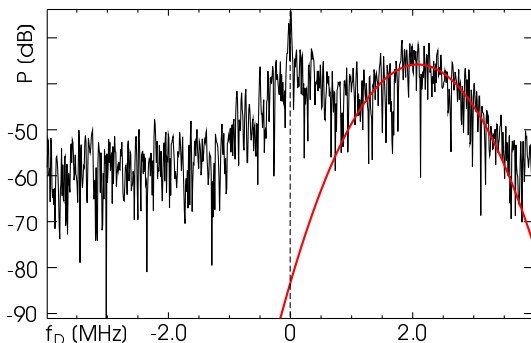


Abbildung 7.9: Mit dem optimierten O-Mode Antennen gemessenes Frequenzspektrum von Abb. 7.2 rechts, sowie der mit Hilfe der Levenberg-Marquardt Methode gefundene Gaußfit.

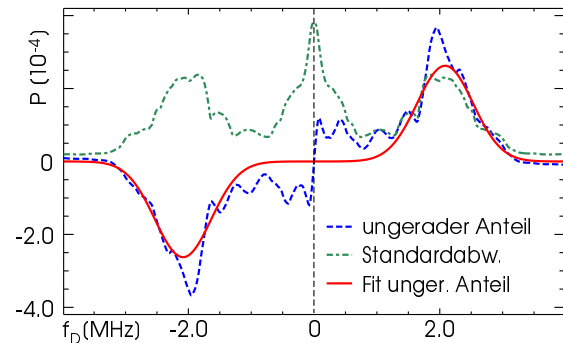


Abbildung 7.10: Geglätteter, ungerader Anteil des Frequenzspektrums von Abb. 7.9 und dessen Standardabweichung, sowie der ungerade Anteil des Gaußfits für die dopplerverschobene Linie.

7.3 Korrekturterme für die Dopplerverschiebung und den Radius

Für die Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ der Dichtefluktuationen gilt Gleichung (4.11):

$$v_{fl,y} = \frac{2\pi f_{D,0}}{k_{fl,y0}} \quad (7.7)$$

Dabei ist $f_{D,0}$ die Zentralfrequenz der dopplerverschobenen Linie im Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers. Der Wellenvektor $k_{fl,y0}$ gibt die Position des Zentrums der verschobenen Linie im zugehörigen k -Spektrum $P(k_{fl,y})$ wieder.

In dem einfachen Modell von Kapitel 4.3, in dem Mikrowellenbrechung im Plasma ebenso unberücksichtigt bleibt wie die Krümmung der Cutoff-Schicht, die Divergenz der Mikrowellenstrahlen sowie das k -Spektrum der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$, gilt für $k_{fl,y0}$ Gleichung (4.12):

$$k_{fl,y0} = 2k_i \sin \alpha \quad (7.8)$$

Dabei sind $k_i = 2\pi f_{TR}/c$ die Wellenzahl der ausgestrahlten Mikrowelle und α der Winkel der Antennenanordnung zur Normalen \vec{x} der Cutoff-Schicht. Bei der Modellierung des Experiments mit der Methode der Bewertungsfunktion wird bestätigt, daß der Wert für $k_{fl,y0}$ von α und auch von k_i abhängt. Es zeigt sich aber auch, daß $k_{fl,y0}$ von der Antennenapertur a , dem Abstand des Fokus zur Antennenöffnung f_a , dem Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht, dem radialen Profil des optischen Brechungsindex und dem k_y -Spektrum der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ abhängt. Der Wert für $k_{fl,y0}$ muß deshalb mit einem von diesen Parametern abhängigen Korrekturfaktor g_{corr} multipliziert werden, damit (7.7) die Rotationsgeschwindigkeit der Dichtefluktuationen ohne systematischen Fehler liefern kann.

Das Maximum der Bewertungsfunktion liegt in einem Abstand d_{corr} vor der Cutoff-Schicht. Auch der Wert von d_{corr} hängt von den oben genannten Parametern ab und beträgt etwa 0.3 cm bei sehr steilen und bis zu 7 cm bei sehr flachen Profilen des optischen Brechungsindex. Dieses Maximum der Bewertungsfunktion gibt die Position des Meßvolumens wieder. Ist die radiale Position r_{cut} der Cutoff-Schicht bekannt, so muß zu diesem Radius der Korrektursummand d_{corr} addiert werden, um die exakte Position des Meßvolumens zu erhalten.

Wegen der benötigten Rechenzeit ist es bei der Auswertung der Daten des Doppler-Reflektometers nicht möglich, für jedes gemessene Spektrum eine Modellierung mit den passenden Parametern durchzuführen, um die exakten Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} zu bestimmen. Deshalb wird in diesem Kapitel die Abhängigkeit der Korrekturterme von den oben genannten Größen untersucht und mit Hilfe von Fitformeln approximiert.

Das k -Spektrum der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ kann radial variieren und zudem von den Entladungsbedingungen abhängen. Nur in ganz bestimmten Fällen ist $F(k_{fl,y})$ mit dem Doppler-Reflektometer experimentell ermittelbar (siehe Kapitel 7.1). Damit systematische Fehler auf ein Minimum beschränkt sind, sollen jedoch gerade solche Fluktuations- k -Spektren bei der Bestimmung der Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} herangezogen werden (Erläuterung in Kapitel 7.1).

Da sich die Frequenzspektren der Doppler-Reflektometer in L-Mode Entladungen und in H-Mode Plasmen außer- und innerhalb der Randschichtbarriere nicht grundlegend voneinander unterscheiden, wird angenommen, daß auch die k_y -Spektren der Fluktuationen vergleichbar sind. Deshalb wird zur Bestimmung oben definierter Korrekturterme das in Kapitel 7.1 beispielhaft bestimmte k_y -Spektrum der Fluktuationen bzw. dessen Kolmogoroff-Form bei *sämtlichen* radialen Positionen und Plasmazuständen herangezogen.

Es ist bekannt, daß im Bereich der H-Mode-Randschichtbarriere $F(k_{fl,y})$ zu hohen Wellenzahlen hin sehr viel stärker abfallen kann als außer- oder innerhalb der Randschichtbarriere

bzw. in L-Mode Plasmen (siehe Kapitel 3.1.3). In solchen Fällen wäre der Korrekturfaktor g_{corr} mit einem systematischen Fehler behaftet. Bei solch steilen k_y -Spektren der Dichtefluktuationen verschwindet jedoch im Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers die dopplerverschobene Linie im Rauschuntergrund, siehe z.B. Abbildung 7.26 b). Dann ist die Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ nicht bestimmbar, und die (evtl. mit einem systematischen Fehler behafteten) Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} werden nicht benötigt. Wenn bei einer Messung in der Randschichtbarriere dennoch eine dopplerverschobene Linie über dem Rauschuntergrund sichtbar ist (z.B. kurz vor einem Typ III ELM, siehe Kapitel 7.6.3), so muß zu diesem Zeitpunkt auch in der Randschichtbarriere $F(k_{fl,y})$ einen flacheren, durch die in Kapitel 7.1 berechnete Kolmogoroff-Form näherungsweise beschreibbaren Verlauf aufweisen, und der systematische Fehler von g_{corr} ist vernachlässigbar.

Zudem soll im Rahmen dieser Arbeit primär das Verhalten der Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas *vor und während* des L-H Übergangs untersucht werden. Systematische Fehler, die in der H-Mode Barriere *nach* dem L-H Übergang auftreten, können bei dieser Analyse vernachlässigt werden.

Die Antennenapertur a und der Abstand f_a des Fokus zu der jeweiligen Antennenöffnung sind durch die Antennengeometrie festgelegt und sind damit unveränderlich.

Somit muß nur der Einfluß der übrigen Parameter α , f_{TR} , R_{cut} und des Profils des optischen Brechungsindex auf die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} systematisch untersucht werden. Die Vorgehensweise wird am Beispiel der O-Mode Reflektometrie erklärt.

Wie bei der Optimierung der Antennen des Doppler-Reflektometers wurde zur Vereinfachung der Modellierung des Experiments die Born'sche Näherung verwendet (Kapitel 4.4.3), und die Linienverbreiterung durch eine radiale Bewegung der Cutoff-Schicht sowie die radiale Verscherung der Rotationsgeschwindigkeit vernachlässigt. Dies ist gerechtfertigt, weil es bei der Bestimmung des Korrekturfaktors g_{corr} nicht auf den exakten Verlauf des modellierten k -Spektrums ankommt, sondern nur auf die Position und auf die Breite der verschobenen Linie, die beide nur unwesentlich durch die Vereinfachungen beeinflusst werden.

Die verwendeten Antennen sind nur sehr schwach fokussierend ($f_a = 1.26$ m). Deshalb kann die Divergenz der Mikrowellenstrahlen vernachlässigt werden. Damit hat der Abstand h der Antennenöffnungsebene zur Cutoff-Schicht keinen Einfluß auf die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} . Er wird darum bei der Modellierung auf konstant 25 cm festgesetzt.

7.3.1 Parametrisierung des Elektronendichteprofiles

Der optische Brechungsindex hängt nach Gleichung (4.1) direkt mit der Elektronendichte zusammen. Da im Experiment das Elektronendichteprofil durch verschiedene Diagnostiken zugänglich ist, werden für die Modellierungen anstatt Profile des Brechungsindex verschiedene Profile der Elektronendichte vorgegeben.

Diese Profile sollen einerseits den gemessenen Dichteprofilen möglichst ähnlich sein. Andererseits sollen die hier ermittelten Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} möglichst universell anwendbar sein und nicht nur für bestimmte Dichteprofile gelten. Deshalb werden die Dichteprofile um die Cutoff-Position herum in einer Potenzreihe entwickelt. Die jeweiligen Koeffizienten parametrisieren somit ein gegebenes Dichteprofil. Bei der Modellierung des Experiments zeigt sich, daß es ausreicht, nur die ersten drei Parameter dieser Potenzreihe (nämlich die *Cutoff-Dichte*, der *Dichtegradient* $n_e' = dn_e/dr$ und die *zweite radiale Ableitung* $n_e'' = d^2n_e/dr^2$ der Dichte zu berücksichtigen. Nur diese beeinflussen den Wert für $k_{fl,y0}$ nennenswert.

Deshalb werden die radialen Dichteprofile durch eine Parabel zweiter Ordnung approximiert. Ergibt sich im Abstand 10 cm vor der Cutoff-Schicht noch eine Dichte größer Null, so wird eine weitere Dichteransteige angefügt, die auf den folgenden 5 cm den Wert Null erreicht (siehe dazu die Skizze in Abb. 7.11).

Die auf diese Weise erzeugten Dichteprofile besitzen einerseits einen einfachen Aufbau (sie werden nur durch die Cutoff-Dichte $n_{cut,O}(f_{TR})$ und zwei weitere Parameter charakterisiert). Andererseits besitzen sie eine Form, die mit der Form gemessener Dichteprofile in den wesentlichen Merkmalen (steiler Dichteanstieg am Plasmarand und flacher Verlauf im Plasmaminner) übereinstimmt. Dadurch werden realistische Profile des optischen Brechungsindex erzeugt.

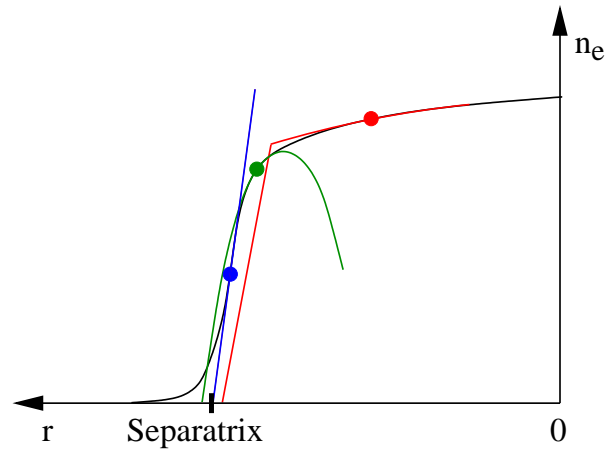


Abbildung 7.11: Skizze zur Approximation von Dichteprofilen. Drei verschiedene Cutoff-Positionen wurden auf einem typischen H-Mode Dichteprofil jeweils mit einem Kreis markiert.

7.3.2 Wahl des Koordinatensystems der Modellierungen

Bei den Messungen mit dem Doppler-Reflektometer stellt sich heraus, daß die Parameter α , R_{cut} , $n_{e'}$ und $n_{e''}$ sowie die Mikrowellenfrequenz f_{TR} in einem begrenzten Bereich liegen:

- Es ergeben sich für α Werte zwischen 12° und 18° .
- Der Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht liegt zwischen 0.5 und ca. 1.0 m.
- Der Dichtegradient $n_{e'}$ liegt im Plasmaminner bei Werten um $5.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$. In der Randschichtbarriere sind die Dichteprofile sehr viel steiler, und der Dichtegradient liegt in der Größenordnung von etwa $100 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$.
- Der Wertebereich der zweiten Ableitung der Dichte hängt stark ab vom Dichtegradienten $n_{e'}$. Bei großem Dichtegradienten ergibt sich typischerweise auch ein großer Wert für $n_{e''}$. Deshalb wird $n_{e''}$ in Einheiten von $n_{e'} \cdot \text{m}^{-1}$ angegeben. Die so normierte zweite Ableitung $n_{e''}$ erreicht Zahlenwerte bis etwa 30. Negative Werte werden nicht zugelassen.
- Bei den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Doppler-Reflektometern kann die Frequenz f_{TR} der ausgestrahlten Mikrowelle zwischen 50 und 75 GHz variiert werden.

Die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} stellen mathematisch jeweils eine Hyperfläche im 6-dimensionalen Raum dar, mit den Koordinaten α , R_{cut} , $n_{e'}$, $n_{e''}$, f_{TR} und g_{corr} bzw. d_{corr} . Für die Auswertung der Spektren des Doppler-Reflektometers muß die Topologie dieser Hyperflächen möglichst exakt über den gesamten Parameterbereich beschrieben werden. Dazu muß zunächst die Topologie der Hyperflächen mit Hilfe eines möglichst engmaschigen Netzes an Stützpunkten bestimmt, und anschließend durch Gleichungen approximiert werden.

Der Einfluß der einzelnen Parameter auf die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} läßt sich am Besten untersuchen, wenn dieser Parameter unabhängig von den anderen variiert werden kann, d.h. das verwendete Koordinatensystem *orthogonal* ist. Während der Verkippwinkel α , der

Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht und der Verlauf des optischen Brechungsindex mit Hilfe des parametrisierten Elektronendichteprofiles voneinander unabhängig variiert werden können, ändert sich bei der Variation der Mikrowellenfrequenz f_{TR} auch der Verlauf des optischen Brechungsindex. In der O-Mode gilt nach Gleichung (4.1) und (4.3):

$$N_O^2 = 1 - \frac{n_e}{n_{cut,O}} = 1 - V_n \quad \text{mit} \quad n_{cut,O} = \frac{4\pi^2 f_{TR}^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (7.9)$$

V_n ist dabei das Verhältnis der Elektronendichte zur Cutoff-Dichte. Wird die Frequenz f_{TR} um einen Faktor u verändert, so ändert sich die Cutoff-Dichte um einen Faktor u^2 . Dadurch kommt es zu einem modifizierten radialen Profil des optischen Brechungsindex. Diese Modifikation kann jedoch vermieden werden, indem die Elektronendichte ebenfalls an jedem Ort mit dem Faktor u^2 multipliziert wird.

Diese Kompensationsmöglichkeit besteht deshalb, weil der optische Brechungsindex N_O in O-Mode Polarisation *nur vom Verhältnis V_n der Elektronendichte zur Cutoff-Dichte abhängt*. In Abb. 7.12 ist für verschiedene Mikrowellenfrequenzen f_{TR} das Quadrat des optischen Brechungsindex von O- und X-Mode Polarisation über V_n dargestellt. Weil N_O nur von V_n abhängt, ergeben sich in Abb. 7.12 bei O-Mode Polarisation für alle Frequenzen identische Kurven. Man sieht, daß dies in guter Näherung auch bei X-Mode Polarisation gilt.

Wird die Frequenz f_{TR} durch $u \cdot f_{TR}$ ersetzt, so hat dies noch eine weitere Folge: *Im Vergleich zur Vakuumwellenlänge λ der sich ausbreitenden Mikrowelle ändern sich alle Längen wie der Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht oder die Antennenbreite a um den Faktor u* . Dies ist aus folgendem

Grund von Bedeutung: Bei dem in Kapitel 4.4.2 vorgestellten und bei der Modellierung des Experiments verwendeten 2D full wave code beträgt der Abstand der Gitterpunkte einen konstanten Bruchteil $p_{gc} = 1/16$ der Vakuumwellenlänge λ .

Soll das Ergebnis einer Modellierung bei der Frequenz $u \cdot f_{TR}$ vorliegen, so kann alternativ bei der Frequenz f_{TR} modelliert werden, wenn zuvor alle Längen (inklusive der dr in den radialen Ableitungen) mit u multipliziert, sowie die Elektronendichte n_e in den beiden Ableitungen durch $u^{-2} \cdot n_e$ ersetzt werden. Dann liegt in dem Gitterraster exakt dieselbe Verteilung des optischen Brechungsindex vor wie bei der Frequenz $u \cdot f_{TR}$. Der 2D full wave code liefert nun *im Gitterraster* eine Verteilung der Bewertungsfunktion, die mit der bei der Frequenz $u \cdot f_{TR}$ identisch ist.

Diese Skalierung wird im folgenden angewendet. Die Mikrowellenfrequenz des Transmitters wird auf $f_{TR} = f_{TR,O} = 60$ GHz festgelegt. Anstelle der Frequenz muß nun bei der Modellierung die Antennenbreite a , die im Experiment konstant ist, variiert werden. Dieser Parameter a ist *unabhängig* von den anderen Parametern R_{cut} , $n_{e'}$, $n_{e''}$ und α . Damit wurde eine Koordinatentransformation in ein für die Modellierung günstigeres, da *orthogonales Koordinatensystem* durchgeführt. Wie sich bei der Modellierung später zeigen wird, sind zudem die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} nur gering von dem Parameter a abhängig.

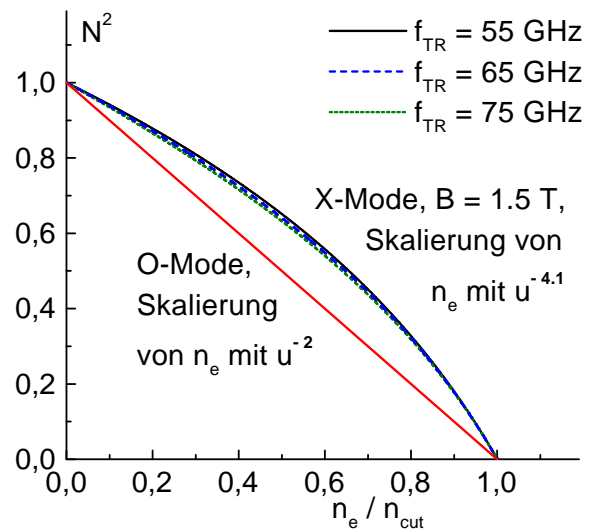


Abbildung 7.12: Quadrat des optischen Brechungsindex in O- und X-Mode Polarisation, in Abhängigkeit vom Verhältnis der Elektronendichte zur Cutoff-Dichte.

7.3.3 Mikrowellenausbreitung in inhomogenen Plasma

Bevor in diesem Kapitel die Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} ermittelt werden, sollen zunächst einige Bemerkungen zur Mikrowellenausbreitung in einem inhomogenen Plasma gemacht werden. Diese Überlegungen dienen später dem Verständnis der Abhängigkeit der Korrekturterme von den oben genannten Parametern.

Abhängig von der Steigung des Dichteprofls zeigen sich drei verschiedene Kategorien der Verteilung der Bewertungsfunktion:

Läuft die Mikrowelle in ein flaches Dichteprofil (n_e' im Bereich zwischen 0 und $10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$, siehe z.B. Modellierung von Abb. 7.13 links oder (mit gemessenem Dichteprofil) Abb. 4.6 und 6.16), so wird sie über einen großen radialen Bereich durch Brechung kontinuierlich abgelenkt. Der Mikrowellenstrahl beschreibt deshalb einen weiten Bogen. In der geometrischen Optik (die an dieser Stelle gültig ist, da die Gradientenlänge des optischen Brechungsindex viel größer ist als die Wellenlänge der Mikrowelle) wird dieses Verhalten (bei nicht gekrümmten Äquidensiten) durch das Snellius'sche Gesetz erklärt [94]. Demnach gilt für den optischen Brechungsindex:

$$N_1 \sin \alpha_1 = N_2 \sin \alpha_2 \quad (7.10)$$

Bei einem endlichen Einfallswinkel $\alpha_1 = \alpha$ im Vakuum ($N_1 = 1$) muß mit abnehmendem Brechungsindex der Winkel des Mikrowellenstrahls zur Normalen der Cutoff-Schicht zunehmen. Andererseits kann $\sin \alpha_2$ nicht größer als 1 werden, weshalb der Mikrowellenstrahl die Cutoff-Schicht ($N_2 = 0$, gestrichelte schwarze Linie in Abb. 7.13 bis 7.15, jeweils links) nicht ganz erreicht. Der Abstand dieses nächsten Punktes des Bogens zur Cutoff-Schicht ist der oben erwähnte Korrekturterm d_{corr} . Er hängt außer von α im wesentlichen von n_e' und n_e'' ab und beträgt bei den durchgeführten Modellierungen mit O-Mode Polarisation und flachen Dichtegradienten typischerweise 2 bis 7 cm.

Gleichung (7.10) gilt strenggenommen nur für nicht gekrümmte Äquidensiten/Flußflächen. Aufgrund der Krümmung der Flußflächen ist der Ausfallswinkel der Mikrowelle nur näherungsweise gleich dem Einfallswinkel.

Durch den Gradienten des optischen Brechungsindex ergibt sich vor der Cutoff-Schicht eine Aufweitung des Mikrowellenstrahls. Die Divergenz des Strahls ist in diesem radialen Bereich sehr groß. In dem Bereich des Bogens, welcher der Cutoff-Schicht am nächsten ist, ist die Wellenlänge gedehnt, und die Amplitude der Bewertungsfunktion hat stark zugenommen (siehe Kapitel 4.4.5).

Senkrecht zum äußeren Magnetfeld entlang der Flußflächen ergibt sich eine große Ausdehnung des Meßvolumens. Aus der Unschärferelation zwischen Orts- und k -Raum folgt deshalb eine vergleichsweise scharfe, verschobene Linie in der k_y -Selektivität der Antennen $K(k_{fl,y})$ und in dem zu einer Messung äquivalenten k_y -Spektrum $P(k_{fl,y})$, siehe dazu Abb. 7.13 rechts. Die radiale Ortsauflösung liegt in diesem Bereich des Dichtegradienten in der Größenordnung von 4 cm.

Bei einem Profil mittlerer Steilheit (n_e' im Bereich von $20 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$, wie z.B. in Abb. 7.14 links) erscheint im Vergleich zu Abb. 7.13 der Bogen, den der Mikrowellenstrahl beschreibt, in der Gegend des Cutoffs in radialer Richtung gestaucht. Da die Gradientenlänge des optischen Brechungsindex nun nicht mehr sehr viel größer ist als die lokale Wellenlänge der Mikrowelle, ist die geometrische Optik nicht mehr anwendbar. Durch das Zusammenspiel der vergrößerten Divergenz des Mikrowellenstrahls nahe der Cutoff-Schicht, der Mikrowellenbrechung und der Krümmung der Flußflächen trifft ein Großteil der Mikrowellenleistung unter einem sehr viel größeren Winkel als dem Einfallswinkel α auf die Cutoff-Schicht. So kommt es, daß der an der Cutoff-Schicht reflektierte Strahl das Plasma unter einem sehr viel größeren Winkel α_{out}

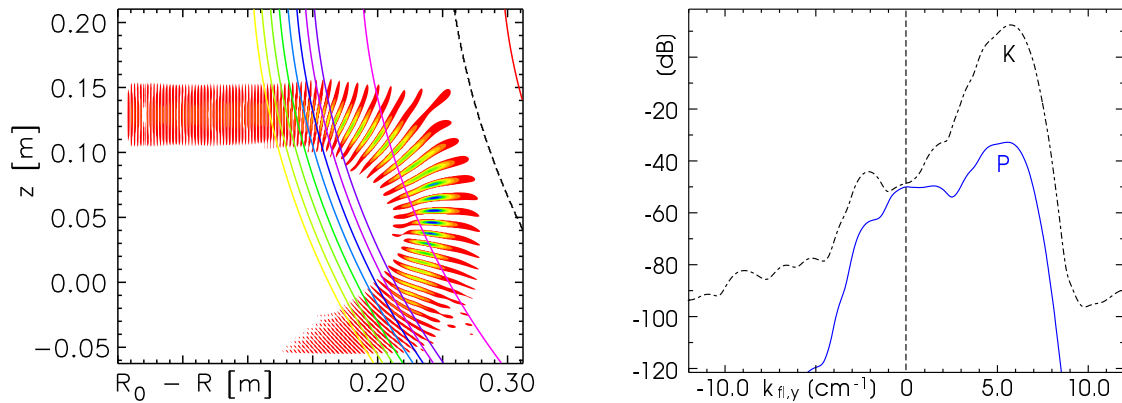


Abbildung 7.13: Links Verteilung der Bewertungsfunktion (Realteil) bei O-Mode Polarisation und den gewählten Parametern $f_{TR} = 60$ GHz, $\alpha = 14^\circ$, $R_{cut} = 0.6$ m, $n_{e'l} = 3.5 \cdot 10^{19}$ m $^{-4}$, $n_{e'l'l} = 9.0 \cdot n_{e'l}$ m $^{-1}$, $a = 70$ mm. Rechts die zugehörige k_y -Selektivität der Antennen K und das zu einer Messung äquivalente Spektrum P.

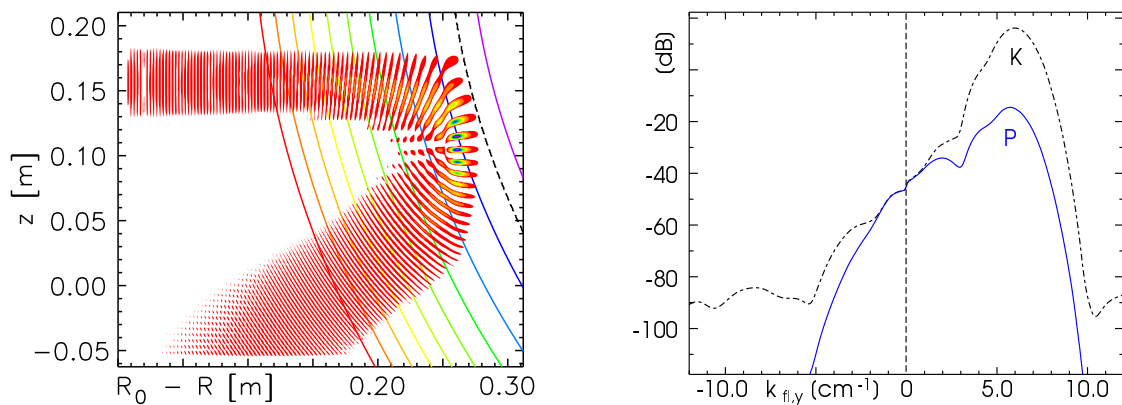


Abbildung 7.14: Links Verteilung der Bewertungsfunktion (Realteil) bei O-Mode Polarisation und den gewählten Parametern $f_{TR} = 60$ GHz, $\alpha = 14^\circ$, $R_{cut} = 0.6$ m, $n_{e'l} = 13.0 \cdot 10^{19}$ m $^{-4}$, $n_{e'l'l} = 9.0 \cdot n_{e'l}$ m $^{-1}$, $a = 70$ mm. Rechts die zugehörige k_y -Selektivität der Antennen K und das zu einer Messung äquivalente Spektrum P.

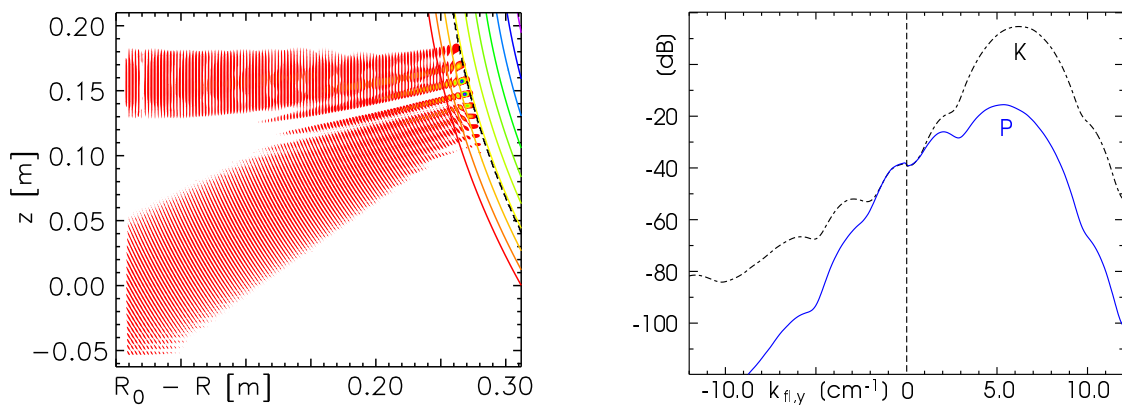


Abbildung 7.15: Links Verteilung der Bewertungsfunktion (Realteil) bei O-Mode Polarisation und den gewählten Parametern $f_{TR} = 60$ GHz, $\alpha = 14^\circ$, $R_{cut} = 0.6$ m, $n_{e'l} = 200 \cdot 10^{19}$ m $^{-4}$, $n_{e'l'l} = 9.0 \cdot n_{e'l}$ m $^{-1}$, $a = 70$ mm. Rechts die zugehörige k_y -Selektivität der Antennen K und das zu einer Messung äquivalente Spektrum P.

als dem Einfallswinkel α verläßt (z.B. $\alpha_{out} = 17^\circ$ in Abb. 7.14), wie man an dem Verlauf der Phasenfronten sieht. Hier wird deutlich, daß in diesem Fall das Snellius'sche Gesetz (7.10) nicht anwendbar ist.

Das Meßvolumen ist bei Elektronendichteprofilen mittlerer Steilheit in Bereich der Cutoff-Schicht typischerweise 1 - 2 cm von der Cutoff-Schicht entfernt. Auch hier ist, wie bei flachen Dichteprofilen, das Meßvolumen senkrecht zum äußeren Magnetfeld entlang der Flußflächen sehr ausgedehnt. In der k -Selektivität der Antennen und im zu einer Messung äquivalenten k -Spektrum ergibt sich eine vergleichsweise scharfe, verschobene Linie, siehe rechte Seite von Abb. 7.14. Die radiale Ortsauflösung liegt bei 1 - 2 cm.

Bei sehr großen Dichtegradienten im Bereich der Cutoff-Schicht ist der optische Brechungsindex bis nahe an die Cutoff-Schicht praktisch konstant, weshalb der Mikrowellenstrahl bis zur Cutoff-Schicht kaum Divergenz aufweist (siehe Abb. 7.15 links).

An der Cutoff-Schicht selbst wird die Mikrowelle wie an einem Spiegel reflektiert. Die radiale Position des Meßvolumens ist nahezu identisch mit der Position der Cutoff-Dichte. Auch die radiale Ortsauflösung liegt unter 1 cm.

Weil sich der Mikrowellenstrahl vor der Cutoff-Schicht fast nicht aufweitet, ist senkrecht zum äußeren Magnetfeld entlang der Flußflächen der beleuchtete Fleck auf der Cutoff-Schicht kaum größer als der Strahldurchmesser im Vakuum. Aus der Unschärferelation zwischen Orts- und k -Raum folgt deshalb eine im Vergleich zu den vorigen Beispielen *breite*, verschobene Linie in der k_y -Selektivität der Antennen und in dem zu einer Messung äquivalenten k_y -Spektrum, wie die rechte Seite von Abb. 7.15 belegt.

Betrachtet man die räumliche Verteilung des Betragsquadrats der Bewertungsfunktion $K(\vec{r})$ (z.B. in Abb. 7.16), so erkennt man einen weiteren Effekt: Nahe der Cutoff-Schicht treten längliche Berge und Täler auf (Interferenzstruktur), die zueinander parallel ausgerichtet und zu den Flußflächen leicht verkippt sind. Die Erklärung dazu ist die folgende:

Bei einem zur Cutoff-Schicht senkrechten Einfall der Mikrowelle ($\alpha = 0$) bildet sich eine stehende Welle aus. Bei einem linear anwachsenden Elektronendichteprofil ist die Lösung der Wellengleichung sogar analytisch bekannt (Airy-Funktion [94, 140]). Bei einem endlichen, aber kleinen Winkel α setzt sich die Lösung der Wellengleichung aus der stehenden und der gebrochenen Welle zusammen.

Wird α vergrößert und der Dichtegradient verringert, nimmt der Anteil der stehenden Welle ab und die Interferenzstruktur verschwindet.

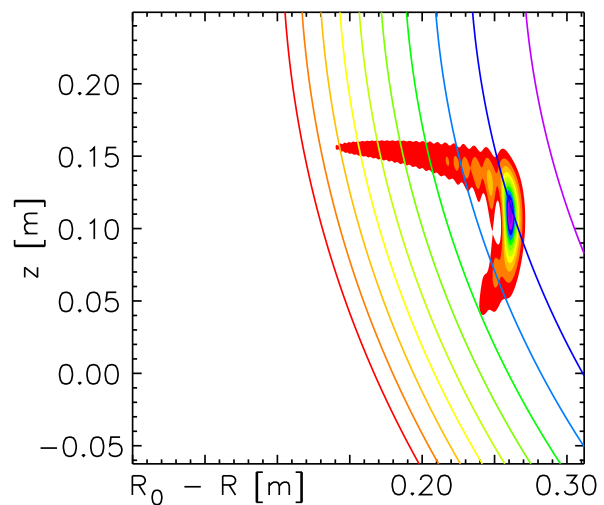


Abbildung 7.16: Betragsquadrat der Bewertungsfunktion bei der Modellierung von Abb. 7.14 (Dichteprofil mittlerer Steigung).

7.3.4 Korrekturparameter g_{corr} und d_{corr} bei O-Mode Polarisation

Um bei der Ermittlung der Linienverschiebung gleiche Bedingungen im Experiment und Modell zu erreichen, wurden dem aus der Modellierung ermittelten k -Leistungsspektrum $P(k_{fl,y})$ ein bei einer Messung typisches Rauschen aufmoduliert, und anschließend die Linienverschiebung mit Hilfe der Fitprozedur von Kapitel 7.2 bestimmt. Die Division mit dem Wert für $k_{fl,y0}$, der sich aus Gleichung (7.8) ergibt, lieferte den Korrekturterm g_{corr} für den gewählten Parametersatz.

Mit Hilfe von Modellierungen wie in Abb. 7.13 - 7.15 wurde zunächst über den gesamten, experimentell relevanten Bereich des Parameterraums die Topologie der Hyperfläche $g_{corr}(\alpha, a, R_{cut}, n_{eI}, n_{eII})$ erkundet. Dabei haben sich mehrere Eigenschaften der Hyperfläche g_{corr} herausgestellt:

Die Berücksichtigung des k_y -Spektrums der Fluktuationen $F(k_{fl,y})$ führt generell zu Werten von g_{corr} kleiner als 1. Durch die Multiplikation der Antennenselektivität $K(k_{fl,y})$ mit dem stark abfallenden Profil $F(k_{fl,y})$ wird die im k -Raum verschobene Linie zu geringeren Wellenzahlen hin versetzt, und zwar prozentual je mehr, desto größer das Verhältnis von Breite der dopplerverschobenen Linie zur Dopplerverschiebung ist. Die Wellenzahl $k_{fl,y0}$ des Linienzentrums und damit auch der Korrekturfaktor g_{corr} für Gleichung (7.8) nehmen deshalb ab. Dies wird z.B. in Abb. 7.17 ersichtlich: Dort sind die Ergebnisse der Modellierungen mit einem typischen Parametersatz $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $R_{cut} = 0.6$ m und $n_{eII} = 9 \cdot n_{eI} \text{ m}^{-1}$ sowie verschiedenen Dichtegradienten n_{eI} abgebildet. Zum Vergleich wurden die Korrekturfaktoren g_{corr} für k_y -Spektren der Fluktuationen mit Kolmogoroff-Parametern $p = 6$ (abfallendes k_y -Spektrum der Fluktuationen, ausgefüllte Symbole) als auch mit $p = 0$ (k_y -Spektrum der Fluktuationen nicht berücksichtigt, offene Symbole) berechnet.

Bei großen Dichtegradienten ist die Lücke zwischen den Stützpunkten mit und ohne Berücksichtigung des abfallenden k_y -Spektrums der Fluktuationen besonders groß. Nach der eben geführten Diskussion über die Mikrowellenausbreitung im inhomogenen Plasma ergeben sich bei sehr steilen Dichteprofilen im Vergleich zur Dopplerverschiebung besonders *breite*, verschobene Linien in der k -Selektivität der Antennen. Diese Linien werden jedoch bei der Multiplikation mit $F(k_{fl,y})$ *besonders stark* versetzt, weshalb sich g_{corr} durch die Berücksichtigung des k -Spektrums der Fluktuationen besonders ausgeprägt ändert.

Durch die ausgefüllten Symbole in Abb. 7.17 (k -Spektrum der Fluktuationen berücksichtigt) wurde eine Fitfunktion (Gleichung (D.1)) gelegt, die das Verhalten von $g_{corr}(n_{eI})$ beschreibt.

Bei den Modellierungen für Abb. 7.18 wurden dieselben Parameter wie in Abb. 7.17 gewählt, jedoch neben dem Dichtegradienten auch der Winkel α durchgestimmt. Auch hier zeigt sich eine besonders große Lücke zwischen den Stützpunkten mit und ohne Berücksichtigung von $F(k_{fl,y})$, wenn im Vergleich zur Dopplerverschiebung die verschobenen Linien besonders breit sind: Dies ist bei kleinen Winkeln α (und großen Dichtegradienten) der Fall, g_{corr} nimmt deshalb zu kleinen Winkeln α hin ab.

Im folgenden werden nur noch die ausgefüllten Symbole (abfallendes $F(k_{fl,y})$ berücksichtigt) betrachtet. Die Kurve der Winkelabhängigkeit $g_{corr}(\alpha)$ ändert sich mit dem Dichtegradienten: Von flachen Dichtegradienten ausgehend hebt sich die Kurve zunächst, und kippt dann ab $n_{e,midI} = 8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ zu steilen Dichtegradienten hin bei kleinen Winkeln α ab.

Der Winkelabhängigkeit ist in Abb. 7.18 das Verhalten bei verschiedenen Dichtegradienten überlagert. Um die reine Winkelabhängigkeit von g_{corr} untersuchen zu können, wurde ein *Produktansatz* verfolgt: Die Kurven von Abb. 7.18 wurden jeweils auf ihren Wert bei $\alpha = 14^\circ$ normiert, siehe Abb. 7.19 oben links. $g_{corr}(n_{eI}, \alpha)$ erhält man, indem man $g_{corr}(n_{eI})$ mit $g_n(\alpha)$ multipliziert.

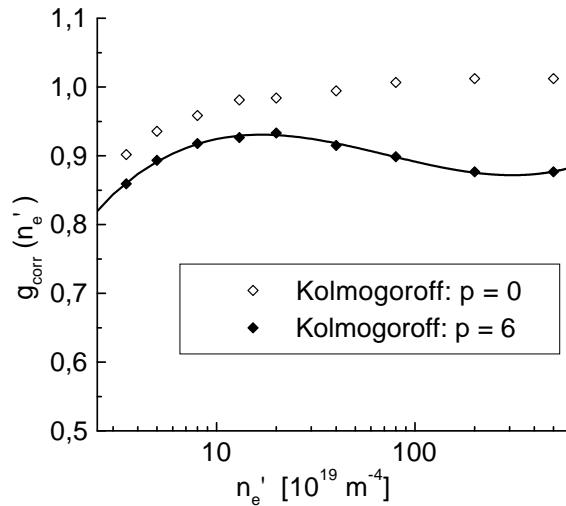


Abbildung 7.17: Abhängigkeit des Korrekturfaktors g_{corr} vom Dichtegradienten $n_{e'}$. Die offenen Symbole zeigen den Verlauf von $g_{corr}(n_{e'})$ ohne, die ausgefüllten Symbole mit Berücksichtigung des abfallenden k_y -Spektrums $F(k_{fl,y})$ der Fluktuationen.

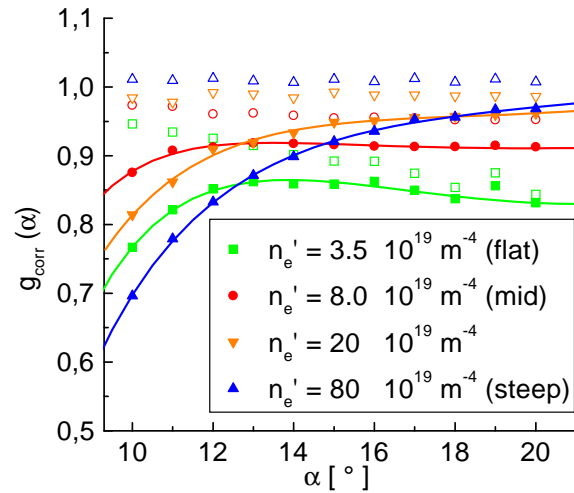


Abbildung 7.18: Abhängigkeit des Korrekturfaktors g_{corr} vom Verkippwinkel α , bei verschiedenen Dichtegradienten $n_{e'}$. Die offenen Symbole zeigen den Verlauf von $g_{corr}(n_{e'})$ ohne, die ausgefüllten Symbole mit Berücksichtigung von $F(k_{fl,y})$.

Es hat sich bei den Modellierungen gezeigt, daß insgesamt *drei* Kurven von $g_n(\alpha)$ genügen, um $g_n(\alpha)$ mit ausreichender Präzision zu beschreiben: Bei Dichtegradienten kleiner als $n_{e,flat}' = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ kann *immer* die Winkelabhängigkeit $g_{flat}(\alpha)$ (Fitfunktion (D.2)) benutzt werden. Ebenso gilt für Dichtegradienten größer $n_{e,steep}' = 80.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ die Winkelabhängigkeit $g_{steep}(\alpha)$ (Fitfunktion (D.4)). Zwischen $n_{e,flat}'$ und $n_{e,mid}'$ bzw. $n_{e,mid}'$ und $n_{e,steep}'$ wird $g_n(\alpha)$ aus g_{flat} und g_{mid} (letztere beschrieben durch Fitfunktion (D.3)) bzw. g_{mid} und g_{steep} linear interpoliert.

Die Parametersätze $\alpha = 14^\circ$, $a = 70 \text{ mm}$, $R_{cut} = 0.6 \text{ m}$, $n_{e''} = 9 n_{e'} \cdot \text{m}^{-1}$ und $n_{e'} = n_{e,flat}'$, $n_{e,mid}'$ bzw. $n_{e,steep}'$ werden im folgenden als *die drei Basispunkte* der Hyperfläche g_{corr} bezeichnet.

Bei der weiteren Untersuchung der Hyperfläche wurde versucht, den Produktansatz $g_{corr}(n_{e'}, \alpha)$ um die verbliebenen Parameter a , $n_{e''}$ und R_{cut} zu erweitern, und die folgende Form für g_{corr} zu erhalten:

$$g_{corr}(n_{e'}, n_{e''}, \alpha, a, R_{cut}) = g_{corr}(n_{e'}) \cdot g_n(n_{e''}) \cdot g_n(\alpha) \cdot g_n(a) \cdot g_n(R_{cut}) \quad (7.11)$$

Neben dem Dichtegradienten $n_{e'}$ und dem Verkippwinkel α wurden nacheinander a , $n_{e''}$ und R_{cut} variiert, und das berechnete g_{corr} durch $g_{corr}(n_{e'})$ und $g_n(\alpha)$ geteilt. So entstanden die normierten Funktionen $g_n(a)$, $g_n(R_{cut})$ bzw. $g_n(n_{e''})$, siehe Abb. 7.19. Dabei hat sich herausgestellt, daß $g_n(R_{cut})$ *nahezu unabhängig von $n_{e'}$ und allen anderen Parametern* ist. Die Kurven $g_n(a)$ und $g_n(n_{e''})$ werden zwar wie $g_n(\alpha)$ durch die Wahl von $n_{e'}$ beeinflusst, sind jedoch *annähernd unabhängig von den jeweils übrigen Parametern*. Die drei oben definierten Basispunkte *flat*, *mid* und *steep* reichen auch bei den Funktionen $g_n(a)$ und $g_n(n_{e''})$ aus, um wie bei $g_n(\alpha)$ mit Hilfe von linearer Interpolation aus den Gleichungen (D.5) bis (D.10) Werte für $g_n(a)$ und $g_n(n_{e''})$ mit ausreichender Genauigkeit (s.u.) bestimmen zu können. Die Gleichungen aller Teilfunktionen $g_{corr}(n_{e'})$ bis $g_n(R_{cut})$ sind im Anhang D.1 aufgelistet und bilden zusammen mit Gleichung (7.11) das Ergebnis für die Korrekturfunktion g_{corr} .

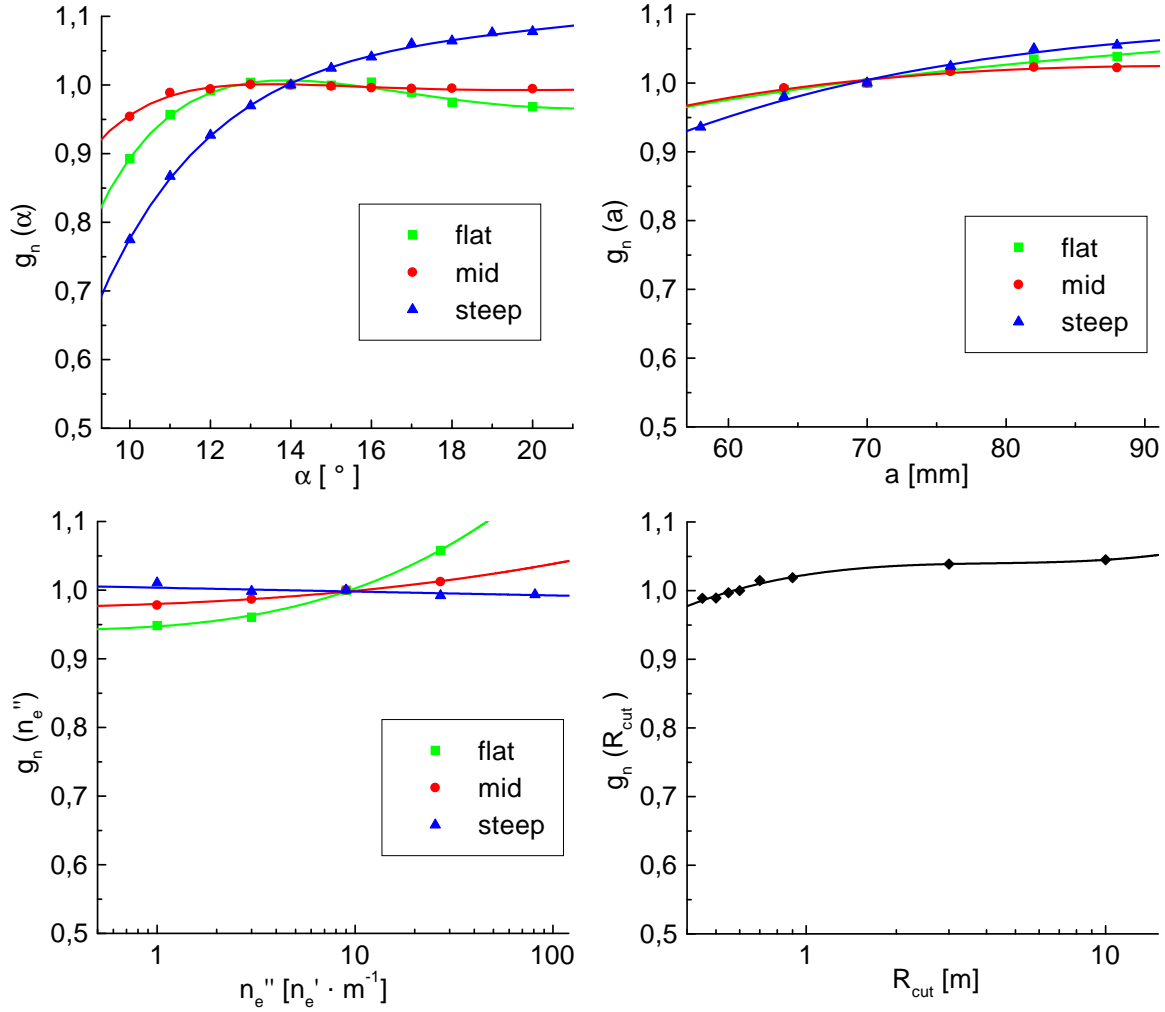


Abbildung 7.19: Normierte Korrekturfaktoren g_n für O-Mode Reflektometrie in Abhängigkeit der Parameter α , a , n_e'' und R_{cut} , sowie Kurven der jeweiligen Fitfunktionen (Gleichungen (D.2) bis (D.11)). Die Koordinaten der drei Basispunkte *flat*, *mid* und *steep* sind $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $n_e'' = 9 n_e' \cdot m^{-1}$, $R_{cut} = 0.6$ m sowie $n_e' = 3.5 \cdot 10^{19} m^{-4}$, $8.0 \cdot 10^{19} m^{-4}$ bzw. $80.0 \cdot 10^{19} m^{-4}$. Die Trägerfrequenz beträgt $f_{TR} = 60$ GHz.

Das Verhalten der neu hinzugekommenen Teilfunktionen $g_n(n_e'')$, $g_n(a)$ und $g_n(R_{cut})$ ist plausibel:

Die Werte für $g_n(R_{cut})$ verringern sich geringfügig mit abnehmenden Krümmungsradius R_{cut} . Ursache hierfür ist die zunehmende Linienverbreiterung aufgrund der geometrischen Verschmierung (Kapitel 6.3.2), die einen geringeren Korrekturterm g_{corr} erfordert (d.h. $k_{fl,y0}$ wird *stärker* korrigiert).

Da die Mikrowellenstrahlen nahezu keine Divergenz aufweisen, nimmt die Breite des mit Mikrowelle beleuchteten Flecks an der Cutoff-Schicht mit abnehmender Antennenbreite a ab. Ein schmalerer, beleuchteter Fleck bedeutet wegen der Unschärferelation zwischen Orts- und k -Raumlagerung gleichermaßen eine breitere, verschobene Linie in der Antennenselektivität. Deshalb nimmt $g_n(a)$ mit abnehmender Antennenbreite a ebenfalls leicht ab.

Treten an der Cutoff-Schicht zwar ein geringer Dichtegradient n_e' , jedoch ein großer Wert n_e'' für die zweite Ableitung auf, ergibt sich wie bei einem steileren Dichtegradienten schon in geringer Entfernung von der Cutoff-Schicht ein optischer Brechungsindex, der deutlich von 0 verschieden ist. Deshalb wird erwartet, daß die große zweite Ableitung eine ausgleichende Wirkung auf das Verhalten von g_{corr} hat: Da sich in diesem Beispiel wegen des geringen

Dichtegradienten ein sehr kleiner Wert für $g_{corr}(n_{e'})$ ergibt, muß $g_n(n_{e''})$ einen Wert größer 1 annehmen, um einer zu starken Korrektur von $k_{fl,y0}$ entgegenzuwirken. Dieses Verhalten wird in Abb. 7.19 unten links bestätigt.

Die Funktion $g_{corr}(n_{e'}, \alpha, a, R_{cut}, n_{e''})$ wurde stichprobenhaft überprüft. Dazu wurden willkürlich Parametersätze ausgewählt, das Experiment modelliert und die so ermittelten Korrekturwerte g_{corr} mit den Werten von Gleichung (7.11) verglichen. Die Abweichung betrug typischerweise 1 - 2 %, maximal jedoch nicht mehr als 5 %. Der Korrekturfaktor g_{corr} liegt bei den Parametersätzen, die sich bei einer Messung ergeben, typischerweise zwischen 0.95 und 0.8. In Extremfällen kann g_{corr} Werte unter 0.7 annehmen.

Der Einfluß der Parameter $n_{e'}$, α , a , R_{cut} und $n_{e''}$ auf den Korrektursummand d_{corr} (welcher den Abstand des Meßvolumens zur Cutoff-Schicht angibt) wurde auf dieselbe Weise wie der Einfluß auf g_{corr} systematisch analysiert. Dabei hat sich gezeigt, daß sich d_{corr} analog zu Gleichung (7.11) mit Hilfe eines Produktansatzes beschreiben läßt:

$$d_{corr}(n_{e'}, n_{e''}, \alpha, a, R_{cut}) = d_{corr}(n_{e'}) \cdot d_n(n_{e''}) \cdot d_n(\alpha) \cdot d_n(a) \cdot d_n(R_{cut}) \quad (7.12)$$

Die Ergebnisse für die Teilfunktionen $d_{corr}(n_{e'})$ bis $d_n(R_{cut})$ sind im Anhang D.1 (Gleichungen (D.12) bis (D.20)) aufgelistet. Es hat sich bei der Untersuchung des Korrektursummands d_{corr} gezeigt, daß die drei Basispunkte *flat*, *mid* und *steep* aus der Beschreibung von g_{corr} übernommen werden können. Die Kurve von $d_{corr}(n_{e'})$ durch die drei Basispunkte ist in Abb. 7.20, die Graphen von $d_n(\alpha)$, $d_n(a)$, $d_n(n_{e''})$ und $d_n(R_{cut})$ in Abb. 7.21 dargestellt.

Sowohl mit zunehmendem Gradienten $n_{e'}$ der Elektronendichte als auch mit abnehmendem Einfallswinkel α des Mikrowellenstrahls zur Normalen der Cutoff-Schicht verringert sich der Korrektursummand d_{corr} . Dieses Verhalten ist im Einklang mit den Aussagen des Snellius'schen Gesetzes. Bei sehr steilen Dichtegradienten nähert sich d_{corr} einem Grenzwert $\neq 0$, was dem Snellius'schen Gesetz formal widerspricht. Diese Abweichung erklärt sich dadurch, daß die Voraussetzungen der geometrischen Optik (Gradientenlänge sehr viel größer als die Wellenlänge) nicht mehr erfüllt sind. Da die zweite Ableitung $n_{e''}$ der Elektronendichte einen ähnlichen Einfluß auf die Modellierung der Mikrowellenausbreitung hat wie die erste Ableitung $n_{e'}$, nimmt zu größeren Werten von $n_{e''}$ hin $d_n(n_{e''})$ ab.

Der Korrektursummand d_{corr} ist nahezu unabhängig von der Antennenbreite a und dem Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht.

Die Werte für d_{corr} schwanken zwischen weniger als 0.5 cm und bis zu 7 cm, je nach Dichtegradient $n_{e'}$ und zweiter Ableitung $n_{e''}$. Die stichprobenhafte Überprüfung von Gleichung (7.12) ergab einen typischen Fehler von 0.1 - 0.2 cm. Bei sehr großen Werten für d_{corr} ergab sich ein maximaler Fehler von weniger als 1 cm.

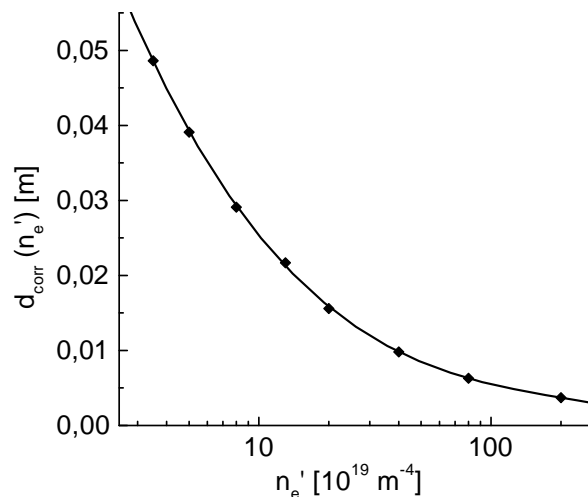


Abbildung 7.20: Abhängigkeit des Korrektursummanden d_{corr} vom Dichtegradienten $n_{e'}$.

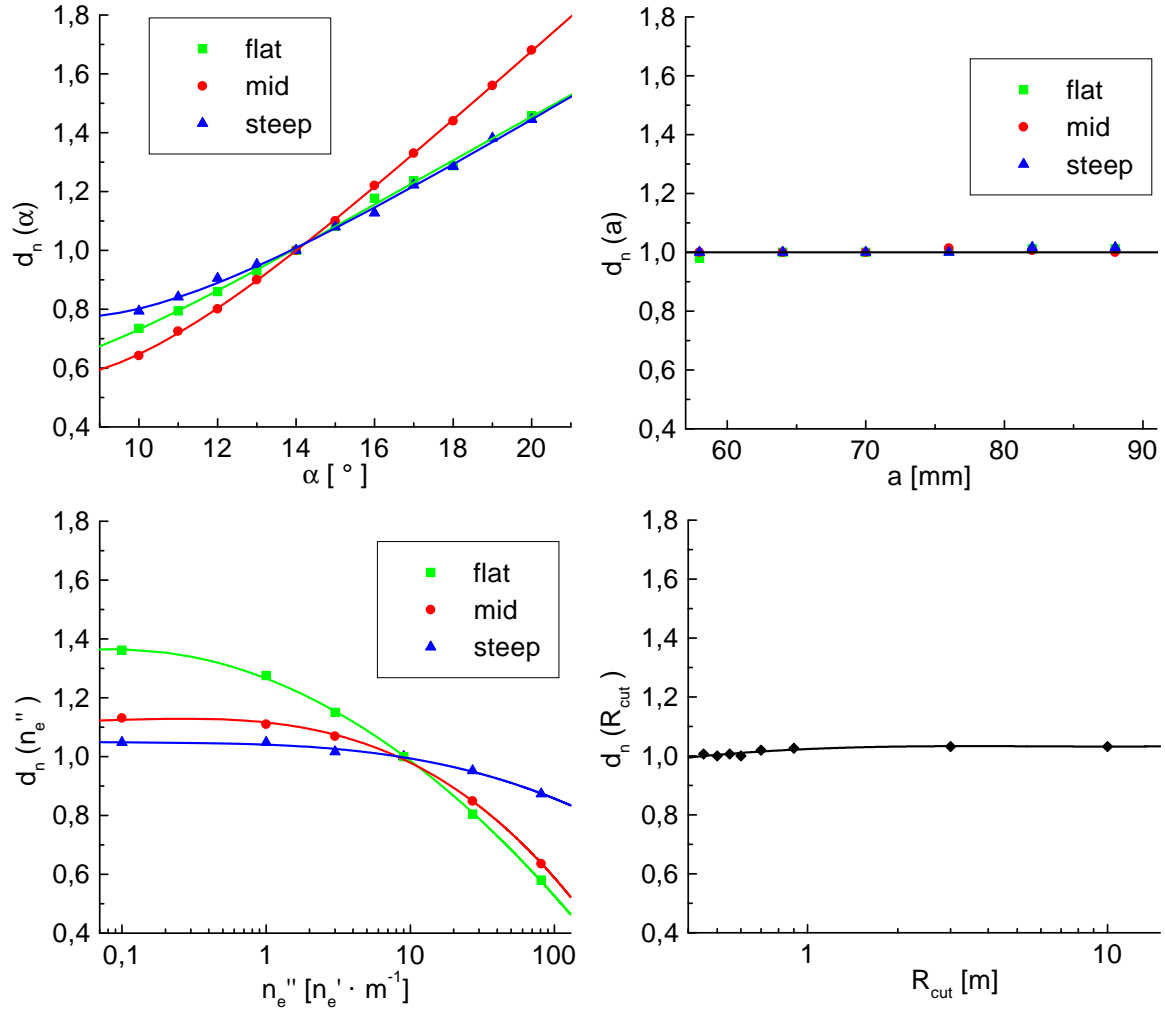


Abbildung 7.21: Normierte Korrekturfaktoren d_n für O-Mode Reflektometrie in Abhängigkeit der Parameter α , a , n_e'' und R_{cut} , sowie Kurven der jeweiligen Fitfunktionen (Gleichungen (D.13) bis (D.20)). Die Koordinaten der drei Basispunkte *flat*, *mid* und *steep* sind $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $n_e'' = 9 n_e' \cdot \text{m}^{-1}$, $R_{cut} = 0.6$ m sowie $n_e' = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$, $8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ bzw. $80.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$. Die Trägerfrequenz beträgt $f_{TR} = 60$ GHz.

7.3.5 Korrekturparameter g_{corr} und d_{corr} bei X-Mode Polarisation

Auch für die X-Mode Polarisation werden Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} benötigt.

Im Vergleich zur O-Mode ist in X-Mode Polarisation der Ausdruck für den optischen Brechungsindex N_X sehr viel komplexer. Nach Gleichung (4.4) hat neben der Elektronendichte n_e und der Mikrowellenfrequenz f_{TR} auch das äußere Magnetfeld B einen Einfluß auf N_X . Auch die Cutoff-Dichte hängt nach Gleichung (4.6) von f_{TR} und B ab.

Wird die Mikrowellenfrequenz f_{TR} um den Faktor u verändert, ergibt sich eine um den Faktor u^q modifizierte Cutoff-Dichte, bei zunächst unbekanntem Exponenten q . Der Wert von q hängt dabei prinzipiell von f_{TR} und B ab. In Abbildung 7.12 sind beispielhaft für drei verschiedene Frequenzen bei $B = 1.5$ T die Abhängigkeit des Quadrats des optischen Brechungsindex vom Verhältnis $V_n = n_e/n_{cut}$ der Elektronendichte zur Cutoff-Dichte dargestellt. Die Kurven sind im Gegensatz zur O-Mode Polarisation nicht identisch, weichen jedoch nur geringfügig voneinander ab. Deshalb kann in guter Näherung die Frequenzabhängigkeit von q vernachlässigt werden.

Das äußere Magnetfeld betrug bei den Plasmaentladungen, bei denen mit dem X-Mode Reflektometer gemessen wurde, immer 1.5 T. Deshalb braucht die Abhängigkeit des Exponenten q vom äußeren Magnetfeld nicht untersucht zu werden. Bei $B = 1.5$ T ergibt sich für q der Wert 4.1 .

Wie bei der O-Mode Polarisation wurde für die X-Mode Polarisation der Einfluß des Dichtegradienten n_e' , des Einfallswinkels α der Mikrowelle zur Cutoff-Schicht, der Antennenbreite a , der zweiten radialen Ableitung n_e'' der Elektronendichte sowie des Krümmungsradius R_{cut} der Cutoff-Schicht auf $k_{fl,y0}$ und die radiale Meßposition ermittelt.

Analog zu Kapitel 7.3.4 ergab sich auch hier für g_{corr} und d_{corr} jeweils eine Hyperfläche, die durch die Form (7.11) bzw. (7.12) näherungsweise beschrieben werden kann. Die bei X-Mode Polarisation zu verwendenden Teilfunktionen $g_{corr}(n_e')$ bis $g_n(R_{cut})$ bzw. $d_{corr}(n_e')$ bis $d_n(R_{cut})$, sowie deren Schaubilder sind im Anhang D.2 angegeben. Die Fehlerbalken für g_{corr} und d_{corr} sind mit denen bei O-Mode Polarisation vergleichbaren Fehlerbalken.

Da in X-Mode Polarisation sich selbst bei flachen Dichtegradienten steile Gradienten des optischen Brechungsindex ergeben, reichen bereits *zwei Basispunkte mid* und *steep* aus, um die Hyperflächen g_{corr} und d_{corr} zu beschreiben. Obwohl die Dichtegradienten $n_{e,mid}' = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ und $n_{e,steep}' = 15.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ vergleichsweise gering sind, *ähnelt das Verhalten der ermittelten Funktionen g_n dem der entsprechenden O-Mode Funktionen bei mittelsteilen bis steilen Dichtegradienten.*

Die Parametersätze der Basispunkte *mid* und *steep* sind: $a = 70$ mm, $R_{cut} = 0.6$ m, $n_e'' = 9 n_e' \text{ m}^{-1}$, $\alpha = 14^\circ$, sowie $n_{e,mid}'$ bzw. $n_{e,steep}'$. Bei steileren Dichtegradienten als $n_{e,steep}'$ ist eine Modellierung des Experiments nicht mehr möglich, da dann die Obere Hybridfrequenz (Resonanz mit Polstelle) im Rechenfeld liegt und der 2D full wave code instabil wird. In Abb. D.1 und Abb.D.2 jeweils oben rechts sieht man jedoch, daß die Funktionen für $g_{corr}(n_e')$ und $d_{corr}(n_e')$ schon für Dichtegradienten $n_e' < n_{e,steep}'$ Grenzwerte für große Dichtegradienten erreichen, weshalb weitere Stützpunkte bei größeren Dichtegradienten nicht benötigt werden.

Die Modellierungen mit X-Mode Polarisation wurden durchgeführt bei einer Frequenz von $f_{TR} = f_{TR,X} = 65$ GHz. Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} bei der Frequenz $u \cdot f_{TR,X}$ werden wie bei der O-Mode Polarisation ermittelt, indem man eine Skalierung aller Längen (inclusive der dr in den Ableitungen) mit dem Faktor u , und der Elektronendichte n_e in den beiden Ableitungen mit dem Faktor u^{-q} durchführt und diese so modifizierten Parameter in die für $f_{TR,X}$ bestimmten Gleichungen für g_{corr} und d_{corr} einsetzt.

7.4 Berechnung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit

Mit Hilfe des in Kapitel 7.2 vorgestellten Vorgehens kann aus den mit den Doppler-Reflektometern gemessenen Frequenzspektren die jeweilige Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ der dopplerverschobenen Linie ermittelt werden. Zwischen $f_{D,0}$ und der Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ der Fluktuationen senkrecht zum äußeren Magnetfeld \vec{B} besteht nach den Gleichungen (7.7) und (7.8) unter Berücksichtigung der in Kapitel 7.3 vorgestellten Korrekturfaktoren g_{corr} für X- und O-Mode Polarisation folgender Zusammenhang:

$$v_{fl,y} = \frac{2\pi f_{D,0}}{2k_i \sin \alpha} \cdot \frac{1}{g_{corr}(\alpha, u \cdot R_{cut}, u \cdot a, u^{-(q+1)} \cdot dn_e/dr, u^{-(q+2)} \cdot d^2n_e/dr^2)} \quad (7.13)$$

Für die Größe u gilt bei O-Mode Polarisation $u = f_{TR}/60$ GHz, und bei X-Mode Polarisation $u = f_{TR}/65$ GHz. Durch die Skalierung aller Längen mit u , sowie Multiplikation der radialen Ableitungen der Elektronendichte mit dem Faktor $u^{-(q+j)}$ ($j =$ Grad der Ableitung, sowie $q = 2$ bei O-Mode, $q = 4.1$ bei X-Mode Polarisation) wird der in Kapitel 7.3 durchgeführten Koordinatentransformation Rechnung getragen.

Die gemessene Geschwindigkeit $v_{fl,y}$ ist die Geschwindigkeit der Phasenfronten der Fluktuationen (siehe Kapitel 4.3.2 und 2.2). Diese Geschwindigkeit setzt sich zusammen aus der Geschwindigkeit des Plasmas selbst (genauer: der Geschwindigkeit der Gyrozentren = $v_{E \times B}$) und der intrinsischen Phasengeschwindigkeit der Fluktuationen relativ zu ihrem Bezugssystem, also dem Koordinatensystem, in dem die Gyrozentren ruhen. Es gilt:

$$v_{E \times B} = v_{fl,y} - v_{phase} \quad (7.14)$$

Um die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit berechnen zu können, muß die intrinsische Phasengeschwindigkeit v_{phase} der Fluktuationen für jede Messung ermittelt werden. Dies ist mit Hilfe der Dispersionsrelation der Fluktuationen aus Kapitel 2.2 möglich. Ist die elektronendiamagnetische Driftgeschwindigkeit $v_{dia,e}$ sowie $k_{fl,y} \cdot \rho_s$ am Meßort bekannt, so liefert die Funktion für v_{phase} aus Abb. 2.3 die intrinsische Phasengeschwindigkeit. Damit kann mit den Gleichungen (7.14) und (7.13) aus der Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ der dopplerverschobenen Linie des Doppler-Reflektometers die Rotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ des untersuchten Plasmas senkrecht zum äußeren Magnetfeld berechnet werden.

7.5 $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeitsprofile

7.5.1 Erzeugung radialer $v_{E \times B}$ -Profile mit dem Doppler-Reflektometer

Mit einem Doppler-Reflektometer können zu einem Zeitpunkt nur Geschwindigkeiten in *einem* (radial stark begrenzten) Meßvolumen gemessen werden. Die Position dieses Meßvolumens liegt im Abstand d_{corr} außerhalb der Cutoff-Schicht, die zu der ausgesandten Mikrowellenfrequenz gehört. Der Abstand d_{corr} ist dabei der radiale Korrekturterm von Kapitel 7.3. Die Position der Cutoff-Schicht wird mit Hilfe von Elektronendichteprofilen, die von anderen Diagnostiken wie z.B. der Thomson-Streuung (YPR) oder der Lithiumstrahl-Diagnostik in Kombination mit der DCN-Interferometrie (DLN) bereitgestellt werden, berechnet.

Dabei muß durch die Stützstellen des Dichteprofiles eine Kurve gelegt werden, aus der anschließend abgelesen werden kann, bei welchem Radius die Cutoff-Dichte erreicht ist. Hierzu wurde ein sog. B-Spline verwendet [146]. Es handelt es sich dabei nicht um einen echten Spline, sondern um eine spezielle Funktion, deren Graph nicht durch die Stützstellen selbst

gehen muß. Echte Splines neigen an Stellen wie dem Übergang vom flachen Plateau zum steilen Plasmarand zu Schwingungen (besonders, wenn wie bei der YPR-Diagnostik nur wenige Stützpunkte zur Verfügung gestellt werden), und sind für die Bestimmung der Cutoff-Position ungeeignet. Die B-Spline Funktion besitzt eine leicht glättende, schwingungsdämpfende Eigenschaft. Trotzdem bleiben im Dichteprofil Details wie das steile Profil am Plasmarand im Vergleich zu anderen Fitfunktionen besonders gut erhalten, siehe z.B. Abb. 7.22 b).

Bei den eingesetzten Doppler-Reflektometern kann die radiale Position des Meßortes über die Frequenz f_{TR} der ausgesandten Mikrowelle (in Grenzen) variiert werden. Dies wird bei der Erstellung *radialer Profile der Plasmarotationsgeschwindigkeit* $v_{E \times B}$ ausgenutzt: In einer Endlosschleife wird eine Frequenzrampe mit mehreren Stufen durchlaufen. Ein radiales Profil von $v_{E \times B}$ wird aus den diskreten Einzelmessungen der einzelnen Frequenzstufen zusammengesetzt. Bei den mit den Doppler-Reflektometern bestimmten Profilen der Plasmarotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ werden die zugehörigen Stützpunkte also *nicht gleichzeitig, sondern nacheinander* gemessen. Hierbei wird angenommen, daß sich das Geschwindigkeitsprofil des Plasmas während des Durchlaufs einer solchen Frequenzrampe nicht (nennenswert) ändert.

Während des Meßvorgangs wird an turbulenten Fluktuationen gestreut, deshalb schwankt der Signalpegel stark. Besonders bei Messungen in der H-Mode-Randbarriere kann es sein, daß über kurze Zeitabschnitte hinweg eine Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit nicht möglich ist. Deshalb liegt die sinnvolle Zeitdauer einer einzelnen Stufe der Frequenzrampe bei minimal etwa 3 ms. Die Anzahl der Stufen in einer Rampe lag bei den durchgeführten Plasmaentladungen typischerweise zwischen 10 und 20. Dies entspricht einer Rampendauer von 30 bis 60 ms.

Der zu einem Stützpunkt gehörige Fehlerbalken gibt die Unsicherheit der ermittelten Rotationsgeschwindigkeit *zum Zeitpunkt der zugehörigen, diskreten Einzelmessung* wider. Verändert sich das Rotationsgeschwindigkeitsprofil des Plasmas während des Durchfahrens der Frequenzrampe des Reflektometers, so ergibt sich durch die Art und Weise, wie bei der Doppler-Reflektometrie die Geschwindigkeitsprofile zusammengesetzt werden, eine zusätzliche Fehlerquelle, welche jedoch durch die Fehlerbalken an den Stützpunkten nicht berücksichtigt ist.

In dem folgenden Kapitel wird zum Vergleich ein Profil der Plasmarotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ herangezogen, welches mit Hilfe der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS ermittelt wurde. Die genaue Funktionsweise der CXRS-Diagnostik ist im Anhang B.3 beschrieben.

Die Stützpunkte der Geschwindigkeitsprofile der CXRS-Diagnostik werden *gleichzeitig* ermittelt. Die Meßzeit dieser Stützpunkte liegt in der Größenordnung von 40 ms und ergibt sich aus der Integrationszeit auf dem CCD-Kamerachip des verwendeten Spektrometers.

Ein weiterer Vergleich von Resultaten des Doppler-Reflektometers mit den Ergebnissen einer anderen Diagnostik (Bestimmung des radialelektrischen Felds mit Hilfe des Energiespektrums von Ladungsaustausch-Neutrals, siehe Anhang B.4) wird in Kapitel 7.6.6 durchgeführt.

7.5.2 Beispiele radialer $v_{E \times B}$ -Profile

7.5.2.1 H-Mode Entladung #14147, Vergleich mit CXRS

In diesem Kapitel werden Meßergebnisse des Doppler-Reflektometers PRA an einem H-Mode Plasma vorgestellt. Das Plasma wurde mit zwei Quellen der Neutralteilcheninjektion NBI (insgesamt 4.6 MW Leistung) geheizt. Der Plasmastrom betrug $I_P = 1.0$ kA, das äußere Magnetfeld $B = -2.48$ T. Die linienintegrierte Elektronendichte betrug zum Meßzeitpunkt t etwa $\bar{n}_e = 6.17 \text{ m}^{-3}$.

Während der Entladung wurde mit dem O-Mode Doppler-Reflektometer gemessen. In Abb. 7.22 a) ist das zur Zeit $t \approx 2.03$ s gemessene Profil von $v_{fl,y}$ dargestellt. Darunter ist das zugehörige Elektronendichteprofil (Thomson-Streuung, YPR) abgebildet. Auch das Elektronentemperaturprofil (ECE-Diagnostik, CEC) ist in Abb. 7.22 b) zu sehen. Die radial aufgelöste, intrinsische Phasengeschwindigkeit v_{phase} ist in Abb. 7.22 a) abgebildet.

Zieht man von der Fluktuationengeschwindigkeit die intrinsische Phasengeschwindigkeit ab, so erhält man nach Gleichung (7.14) die mit dem Doppler-Reflektometer gemessene Rotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ des Plasmas. Dies ist die für die Untersuchung des L-H Übergangs relevante Größe. In Abb. 7.22 c) ist das auf diese Weise erhaltene radiale Profil von $v_{E \times B}$ dargestellt. In den folgenden Kapiteln wird auf die Darstellung des Profils von $v_{fl,y}$ verzichtet, und nur Profile von $v_{E \times B}$ und der intrinsischen Phasengeschwindigkeit v_{phase} abgebildet.

Zum Vergleich des $v_{E \times B}$ -Profils werden die Meßergebnisse der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS (Kapitel B.3) herangezogen. An dieser Stelle soll vorausgeschickt werden, daß die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas keine Flußflächenkonstante ist. Da die beiden Diagnostiken PRA und CXRS an unterschiedlichen Stellen einer Flußfläche Geschwindigkeiten messen, müssen die Ergebnisse der beiden Diagnostiken nicht exakt übereinstimmen.

Die CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade kann nur toroidale Plasmageschwindigkeiten $v_{imp,tor}$ mit ausreichender Genauigkeit messen. Zwar liefern toroidale *und* poloidale Geschwindigkeitskomponenten prinzipiell einen Beitrag zur Rotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ senkrecht zum äußeren Magnetfeldes. Da die (durch die intensive Neutralteilchenheizung erzeugte) toroidale Rotationsgeschwindigkeit im Plasmaintern jedoch um Größenordnungen größer ist als die durch magnetisches Pumpen stark gebremste poloidale Rotation (Kapitel 3.2.2), kann dort $v_{imp,pol}$ außer acht gelassen werden. Ebenso ist die diamagnetische Driftgeschwindigkeit $v_{dia,imp}$ vernachlässigbar, weshalb die zu B senkrechte Komponente der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit mit $v_{E \times B}$ gleichgesetzt werden kann. Ein radiales Profil dieser so bestimmten $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit ist in Abb. 7.22 c) dargestellt. Wie man sieht, stimmen die Ergebnisse der beiden Diagnostiken in Entladung #14147 für $0.75 \leq \rho_{pol} \leq 0.95$ (Definition von ρ_{pol} siehe Anhang B.2) sehr gut miteinander überein.

Im Bereich der Randschichtbarriere einer H-Mode sind aufgrund der großen Dichte- und Temperaturgradienten die diamagnetischen Driftgeschwindigkeiten nicht mehr vernachlässigbar. Deshalb ist die zu \vec{B} senkrechte Komponente von $v_{imp,tor}$ keine gute Abschätzung für die Geschwindigkeit $v_{E \times B}$, und die beiden Kurven in Abb. 7.22 c) weichen am Plasmarand stark voneinander ab. Aus den CXRS-Daten kann $v_{E \times B}$ nur dann bestimmt werden, wenn ausreichend genaue Dichte- und Temperaturprofile zur Verfügung stehen.

Anhand dieses Beispiels wird ein großer Vorteil der PRA-Diagnostik deutlich: Im Gegensatz zur CXRS-Diagnostik ermöglicht das Doppler-Reflektometer einen *direkten* Zugriff zur physikalisch interessanten Größe $v_{E \times B}$.

Aber auch eine Schwäche des Doppler-Reflektometers zeigt sich in Abb. 7.22: Es ist in hohem Maße von den Ergebnissen anderer Diagnostiken abhängig (Elektronendichteprofi-

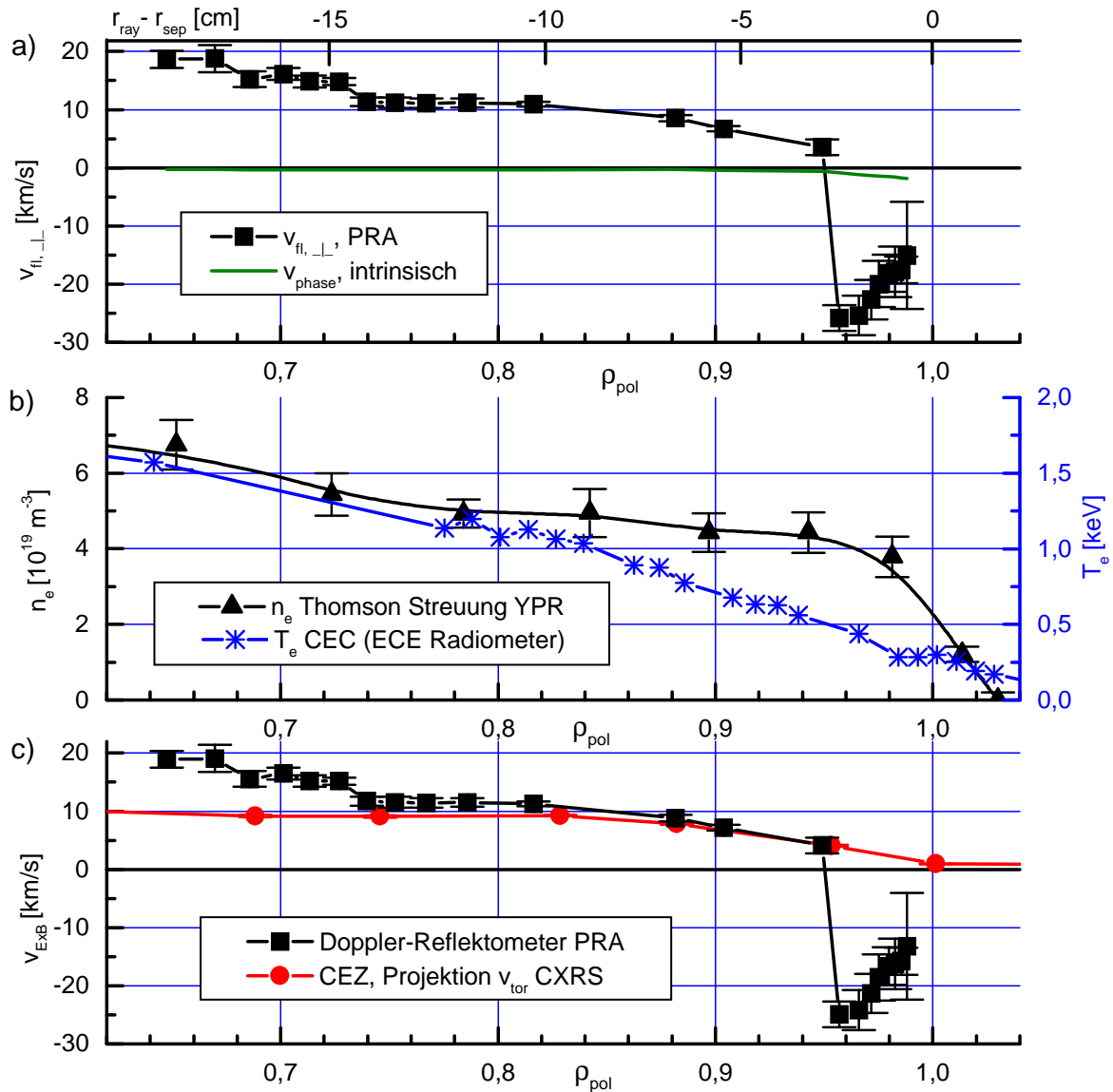


Abbildung 7.22: H-Mode Entladung #14147, $t = 2.03$ s. a) Mit dem Doppler-Reflektometer PRA gemessene Rotationsgeschwindigkeit der Fluktuationen, sowie deren intrinsische Phasengeschwindigkeit. b) Zugehöriges Elektronendichte- (YPR) und Temperaturprofil (CEC). c) Vergleich der Plasmageschwindigkeitsprofile von PRA und Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS (nur Komponente der toroidalen Plasmageschwindigkeit senkrecht zu \vec{B}).

le, Elektronentemperaturprofile, Magnetfeldkonfiguration). Die entsprechenden Diagnostiken liefern zwar am Plasmarand verlässliche Daten, je weiter jedoch das Meßvolumen der PRA-Diagnostik in den Bereich kleiner Radien vorrückt, desto fehlerbehafteter sind z.B. die berechneten Flußflächenformen und dadurch der Verkippwinkel α des Sehstrahls zu der Flußfläche an der Cutoff-Schicht, oder bei flachen Dichteprofilen die Position der Cutoff-Schicht. Aus dem großen Abstand des Meßvolumens zum Antennensystem bei Messungen nahe des Plasmazentrums in Kombination mit der Brechung des Mikrowellenstrahls im optisch aktiven Plasma ergibt sich eine weitere, quantitativ nur schwer erfassbare Fehlerquelle.

Es ist deshalb wahrscheinlich, daß ab einem minimalen Radius $\rho_{pol, min}$ die systematischen Fehler zu groß werden und zu kleineren Radien hin die gemessenen Rotationsgeschwindigkei-

ten der PRA-Diagnostik nicht mehr vertrauenswürdig sind. Dieser minimale Radius liegt bei Entladung #14147, $t \approx 2.03$ s offensichtlich bei $\rho_{pol} = 0.75$, da in Abb. 7.22 bei kleineren Radien die Geschwindigkeitsprofile von PRA und CXRS signifikant voneinander abweichen, ohne daß es dafür eine einleuchtende physikalische Erklärung gibt.

Der Einsatzbereich eines Doppler-Reflektometers liegt generell bevorzugt am Plasmarand.

7.5.2.2 L-Mode Entladung #14367

Auch bei der L-Mode Entladung #14367 konnten mit dem Doppler-Reflektometer Profile von $v_{E \times B}$ gemessen werden. Bei dem Experiment wurde das Plasma nur mit einer Quelle der Neutralteilcheninjektion NBI geheizt. Dabei war die Beschleunigungsspannung der Teilchen von standardmäßig 60 kV auf 45 kV reduziert. Die eingebrachte Zusatz-Heizleistung betrug $P_{NBI} = 1.36$ MW. Der Plasmastrom lag bei $I_P = 1.0$ MA, das äußere Magnetfeld betrug $B_t = -2.70$ T. Zu den Zeitpunkten der Messungen lag die linienintegrierte Elektronendichte bei etwa $\bar{n}_e = 4.5 \text{ m}^{-3}$.

Die mit der PRA-Diagnostik gemessenen Profile von $v_{E \times B}$ sind in Abb. 7.23 a) zu sehen. In Teil b) ist das Elektronendichte- und Elektronentemperaturprofil zum Zeitpunkt $t = 2.1$ s abgebildet. Aufgrund der reduzierten Beschleunigungsspannung der Neutralteilchenheizung war es nicht möglich, mit der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS verlässliche Vergleichsprofile der Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas zu erhalten.

Vergleicht man die Profile der Rotationsgeschwindigkeiten von Abb. 7.23 und Abb. 7.22, so fallen mehrere Punkte auf:

- Da es sich bei Entladung #14367 um eine L-Mode Entladung handelt und die Rand-schichtbarriere fehlt, gibt es keine Zone mit extrem steilen Dichtegradienten. Damit fehlt auch der Bereich mit starker Plasmarotation in elektronendiamagnetischer Richtung bei $0.95 < \rho_{pol} < 1.0$.
- Zu den Meßzeitpunkten $t = 2.1$ s und $t = 3.3$ s lagen annähernd dieselben Plasmaparameter vor. Die beiden Profile der Rotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ zeigen deshalb bis zu einem Radius $\rho_{pol} \approx 0.75$ einen fast identischen Verlauf: $v_{E \times B}$ nimmt nahezu linear mit abnehmendem Radius zu. Für $\rho_{pol} < 0.75$ bleibt $v_{E \times B}$ der Messung zum Zeitpunkt $t = 2.1$ s in etwa konstant, d.h. in diesem Geschwindigkeitsprofil ergibt sich ein scharfer Knick. $v_{E \times B}$ der Messung bei $t = 3.3$ s steigt jedoch weiter an mit abnehmendem Radius.
Die Vermutung liegt nahe, daß wie bei der Entladung #14147 der minimale Radius $\rho_{pol, min}$, ab dem zu kleineren Radien hin die gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten der PRA-Diagnostik nicht mehr vertrauenswürdig sind, auch bei Plasmaentladung #14367 bei $\rho_{pol} = 0.75$ liegt.
- Die Beträge der Geschwindigkeiten von Abbildung 7.23 sind geringer als die von Abbildung 7.22. Dies ist plausibel, da die Neutralteilcheninjektion bei Entladung #14367 nur mit einer Quelle das Plasma heizt, dazu noch mit reduzierter Beschleunigungsspannung. Bei sonst vergleichbaren Plasmaparametern hat dies einen kleineren Impulseintrag zur Folge, und führt deshalb zu geringeren Rotationsgeschwindigkeiten.

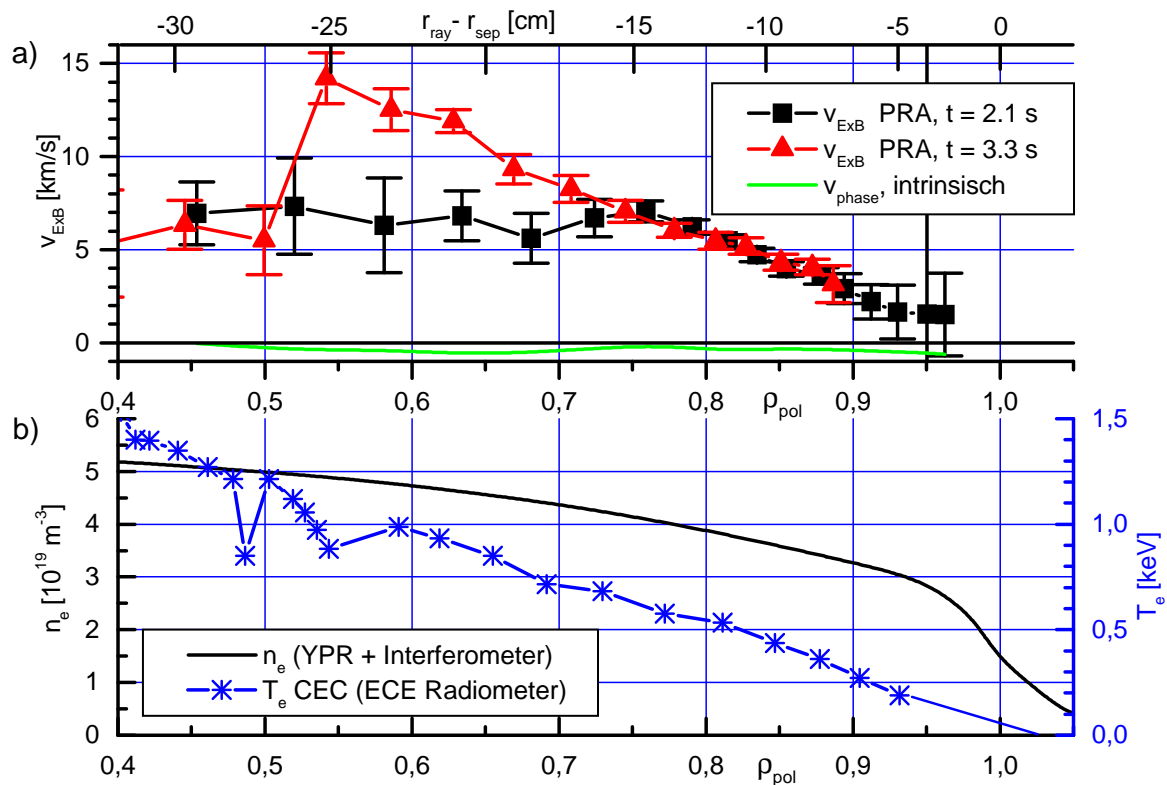


Abbildung 7.23: L-Mode Entladung #14367. a) Mit dem Doppler-Reflektometer PRA gemessene Rotationsgeschwindigkeiten des Plasmas senkrecht zu \vec{B} zu den Zeiten $t = 2.1$ s und $t = 3.3$ s, die intrinsische Phasengeschwindigkeit der Fluktuationen, sowie b) das zugehörige Elektronendichte- (DLP) und Temperaturprofil (ECE).

7.6 Untersuchung des L-H Übergangs

Die beiden Doppler-Reflektometer an ASDEX Upgrade wurden aufgebaut, um den Übergang von Plasmen von der L- in die H-Mode (low bzw. high confinement mode) zu untersuchen. Während dieses Übergangs ist u.a. das Verhalten der Plasmarotation und der Turbulenz von großem Interesse. Die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas $v_{E \times B}$ und die Turbulenzamplitude können mit Hilfe der Doppler-Reflektometer *gleichzeitig und mit extrem hoher Zeitauflösung* (μs -Bereich) beobachtet werden. Damit sind auch transiente Übergänge erfassbar.

7.6.1 Vorstellung des Experiments

Nach Kapitel 3.1.3 entsteht die H-Mode Randschichtbarriere in der Umgebung des Kreuzungspunktes (Pivot Punkt) des L-Mode- und H-Mode-Dichteprofiles. In diesem Radiusbereich laufen die für den L-H Übergang relevanten physikalischen Prozesse ab. Deshalb müssen die Plasmaparameter so gewählt werden, daß mit dem Doppler-Reflektometer genau dort gemessen werden kann.

Beim Doppler-Reflektometer kann der Meßort nur indirekt über die Frequenz der ausgestrahlten Mikrowelle ausgewählt werden: Das Meßvolumen ist näherungsweise dort lokalisiert, wo die Elektronendichte die Cutoff-Dichte der ausgestrahlten Mikrowelle erreicht.

Mit dem O-Mode Reflektometer kann demnach in dem radialen Bereich gemessen werden, in dem für die Elektronendichten n_e gilt: $3.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 7.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, siehe dazu Abb. 5.1. Bei dem X-Mode Reflektometer hängt das erreichbare Fenster der Elektronendichte vom äußeren Magnetfeld ab. Bei der gewählten Magnetfeldstärke von $B = 1.5 \text{ T}$ gilt für das Dichteintervall $0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_e \leq 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Während des Experiments kann die (entlang einer Sichtlinie durch das Plasmazentrum) gemittelte Dichte \bar{n}_e des Plasmas geregelt werden. Dies geschieht durch kontrolliertes Öffnen von Ventilen, durch die Neutralgas (Deuterium) in die Vakuumkammer geblasen wird.

Der Sollwert von \bar{n}_e muß nun so geregelt werden, daß der zu untersuchende Pivot-Punkt im mit dem Doppler-Reflektometer erreichbaren Fenster der Elektronendichte liegt. Ein Vergleich mit anderen Plasmaentladungen an ASDEX Upgrade legte nahe, bei Messungen mit dem O-Mode Reflektometer den Sollwert auf $\bar{n}_e = 5.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ festzulegen. Bei Messungen mit dem X-Mode Reflektometer wurde der Sollwert $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ausgewählt.

Da die Werte von \bar{n}_e weit auseinanderliegen, eröffnete dies die Möglichkeit, den L-H Übergang an Plasmen stark unterschiedlicher gemittelter Elektronendichte zu beobachten. Es wurden jeweils zwei gleiche Plasmaentladungen für Messungen mit dem X-Mode (Entladungen #14516 und #14523, niedere Elektronendichte) und dem O-Mode Reflektometer (Entladungen #14334 und #14356, mittlere Elektronendichte) durchgeführt. Die Plasmaströme betragen dabei $I_P = 0.6 \text{ MA}$ bzw. $I_P = 1.0 \text{ MA}$. Für jeweils eine dieser Entladungstypen sind stellvertretend in Abb. 7.24 und im Anhang in Abb. F.1 diverse Plasma- und Diagnostikparameter abgebildet. Der Ablauf der Plasmaentladungen sowie das Verhalten dieser Parameter werden im folgenden beschrieben.

Mit einem Doppler-Reflektometer ist es nur möglich, zu *einem* Zeitpunkt an *einem* Ort zu messen. Ein Durchstimmen der Mikrowellenfrequenz ist mit den an ASDEX Upgrade eingesetzten Doppler-Reflektometern nur relativ langsam möglich (Frequenzwechsel innerhalb Millisekunden, siehe Kapitel 5.2 und 5.3). Um trotzdem den Übergang eines Plasmas von der L- in die H-Mode in einem ganzen Radiusintervall um den Pivot-Punkt herum untersuchen zu können, wurden während einer Entladung möglichst viele, nahezu identische L-H Übergänge

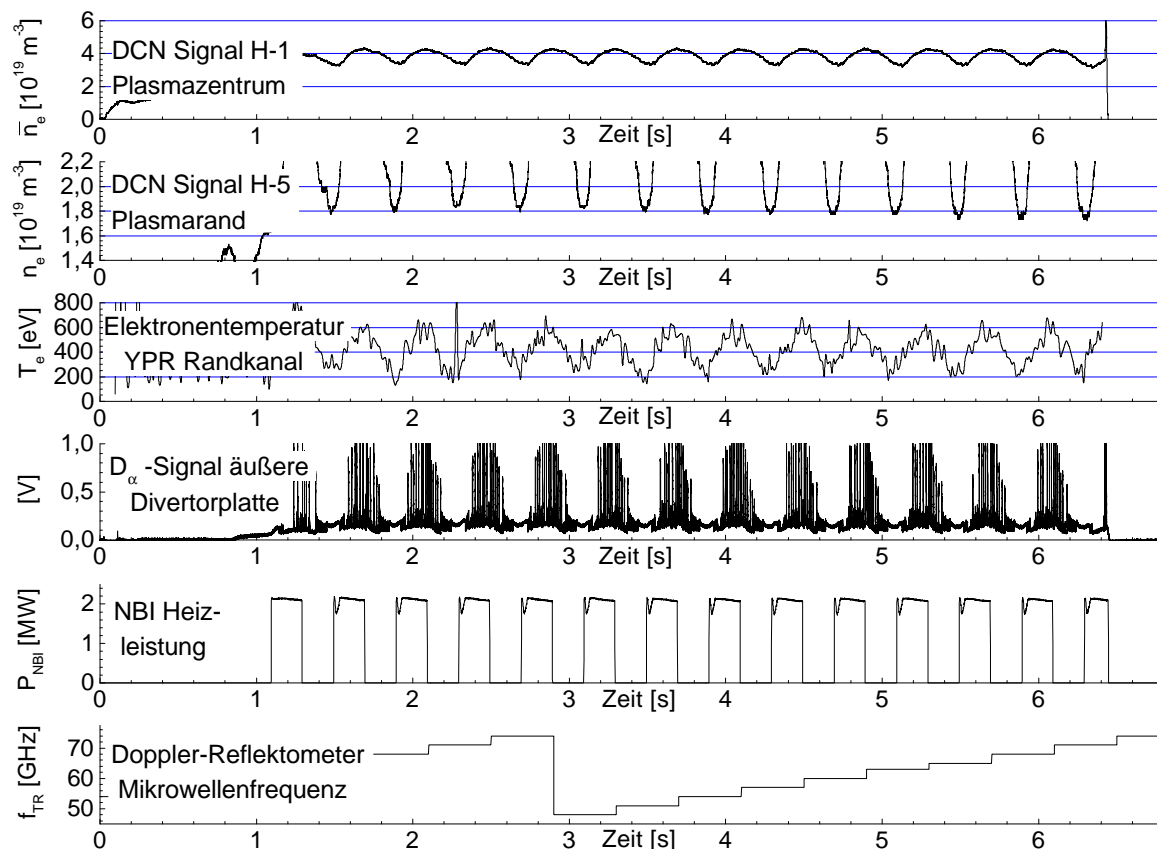


Abbildung 7.24: Plasma- und Diagnostikparameter von Entladung #14516 (Messung mit dem X-Mode Reflektometer). Die obersten zwei Spuren zeigen das Signal zweier Kanäle der DCN-Laser-Interferometrie (gemittelte Elektronendichte entlang einer Sichtlinie durch das Plasmazentrum und am Plasmarand, $\rho_{pol} \approx 0.9$). Es folgt die Elektronentemperatur am Plasmarand (Thomsonstreuung), das Meßsignal der D_α Diagnostik und die NBI-Heizleistung. Die unterste Zeile gibt die Frequenz der vom Doppler-Reflektometer ausgestrahlten Mikrowelle wieder.

generiert. Dies wurde erreicht, indem die Neutralteilchenheizung NBI mit einer sehr großen Periodendauer $T_{NBI} = 0.4$ s getaktet wurde (siehe zweitunterste Zeile von Abb. 7.24 und F.1), sodaß in den Phasen ohne Neutralteilchenheizung ein Übergang des Plasmas zurück in die L-Mode möglich war. Nach einer Einschwingphase konnten auf diese Weise ab $t \approx 1.5$ s nahezu identische L-H Übergänge erzeugt werden.

Die hohe Reproduzierbarkeit wird deutlich an der Regelmäßigkeit der Plasmaparameter in Abb. 7.24 und F.1. Besonders am Plasmarand muß gewährleistet sein, daß die Plasmaparameter für jeden L-H Übergang gleich sind, da genau dort die H-Mode Barriere entsteht. Wie man in Abb. 7.24 und F.1 jeweils in der zweiten und dritten Zeile sieht, ist der Verlauf der Elektronendichte und -temperatur am Plasmarand ($\rho_{pol} \approx 0.9$) bei jedem L-H-Zyklus vergleichbar. Zudem ist die Zeitverzögerung zwischen dem Einsetzen der NBI und des L-H Übergangs von nahezu gleicher Dauer. Dies ist ein weiterer Hinweis auf die hohe Reproduzierbarkeit. Auch das D_α -Signal von der äußeren Divertorplatte, mit dessen Hilfe der Zeitpunkt des L-H Übergangs bestimmt werden kann (siehe Kapitel 3.1.3 und 7.6.2), sieht sehr regelmäßig aus.

Während jedes L-H Übergangs und der darauffolgenden H-Mode Phase wurde die Mikrowellenfrequenz des Doppler-Reflektometers konstant gehalten und das Plasmaverhalten an der radialen Position der Cutoff-Dichte untersucht. In den dazwischenliegenden L-Mode Phasen

wurde die Mikrowellenfrequenz verstellt, um am nächsten L-H Übergang eine Messung an einer anderen radialen Position zu ermöglichen (siehe unterste Zeile in den Abbildungen 7.24 und F.1).

Aus der obersten Zeile von Abb. 7.24 und F.1 wird ersichtlich, daß nur während der L-Mode Phase des Plasmas die oben erwähnte Regelung der Plasmadichte auf einen Wert von $\bar{n}_e \approx 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ funktioniert. In der H-Mode Phase übersteigt die mittlere Plasmadichte trotz geschlossener Gasventile den angegebenen Sollwert.

Aus den Messungen während der vielen einzelnen L-H Übergänge können nun radiale Geschwindigkeitsprofile zu jedem beliebigen Zeitpunkt *relativ zum L-H Übergang* zusammengesetzt werden.

Der Übergang des Plasmas von der L- in die H-Mode geschieht innerhalb weniger μs . Um die zeitliche Abfolge der physikalischen Vorgänge bestmöglichst sichtbar machen zu können, wurde die effektive externe Gesamtheizleistung (NBI + Ohm'sch) auf einen Wert knapp oberhalb der Heizleistungsschwelle des L-H Übergangs [40] eingestellt (Entladungen für X-Mode Doppler-Reflektometer: $P_{eff} = 1.1 \text{ MW}$, $P_{thr}^{LH} = 1.03 \text{ MW}$. Entladungen für O-Mode Doppler-Reflektometer: $P_{eff} = 2.3 \text{ MW}$, $P_{thr}^{LH} = 2.15 \text{ MW}$). So wurde ein möglichst langsames Herantasten an die L-H Schwelle gewährleistet. Wie sich bei den Messungen gezeigt hat, trat der L-H Übergang jeweils mit einer Verzögerung von ca. 25 ms nach Einschalten der NBI-Heizung auf.

Bei der Plasmaentladung für das O-Mode Reflektometer wurde die Neutralteilchenheizung in zwei Stufen ein- und ausgeschaltet.

7.6.2 Identifikation eines L-H Übergangs

Ziel dieser Arbeit ist es, die zeitliche Abfolge der physikalischen Prozesse in der Plasmarandschicht vor und während des L-H Übergangs zu untersuchen. Deshalb wird der Zeitpunkt des L-H Übergangs als Bezugspunkt gewählt und muß bei jedem L-H Zyklus sehr genau bestimmt werden. Mehrere Diagnostiken stehen hierzu zur Verfügung (siehe Abb. 7.25):

- Durch den reduzierten Teilchentransport in der H-Mode Randschichtbarriere steigt innerhalb der Barriere unmittelbar nach dem L-H Übergang die Teilchendichte stark an (siehe z.B. Abb. 3.1). Dieser Anstieg kann beispielsweise mit Hilfe der DCN-Laserinterferometrie beobachtet werden. In der obersten Zeile von Abb. 7.25 ist das Signal des Kanals H-5 vom Plasmarand abgebildet. Die Kurve verzeichnet einen deutlichen Knick, welcher den Beginn des verbesserten Teilcheneinschlusses und damit den Übergang des Plasmas von der L- in die H-Mode markiert.
- Der L-H Übergang des Plasmas wird begleitet von einer plötzlichen Abnahme der D_α -Strahlung am Divertor (siehe Kapitel 3.1.3). Zeile 2 und 3 von Abb. 7.25 zeigen das Signal der D_α -Diagnostik von der äußeren und inneren Divertorplatte. Die Reduktion der D_α -Strahlung tritt an der äußeren Divertorplatte zeitgleich mit dem Übergang des Plasmas von der L- in die H-Mode auf. Es wurde beobachtet, daß das D_α -Signal an der inneren Divertorplatte erst nach einer Verzögerung von etwa 700 μs zurückgeht. Da diese Verzögerung bei allen L-H Übergängen (einer Entladung) in etwa gleich groß ist, eignen sich beide Signalspuren gut zur Bestimmung des Zeitpunkts des Phasenübergangs von der L- in die H-Mode.
An den L-H Übergang schließt sich eine H-Mode Phase mit Typ III ELMs (edge localized modes) an. Diese sind im D_α -Signal des äußeren Divertors als 'bursts' zu erkennen.

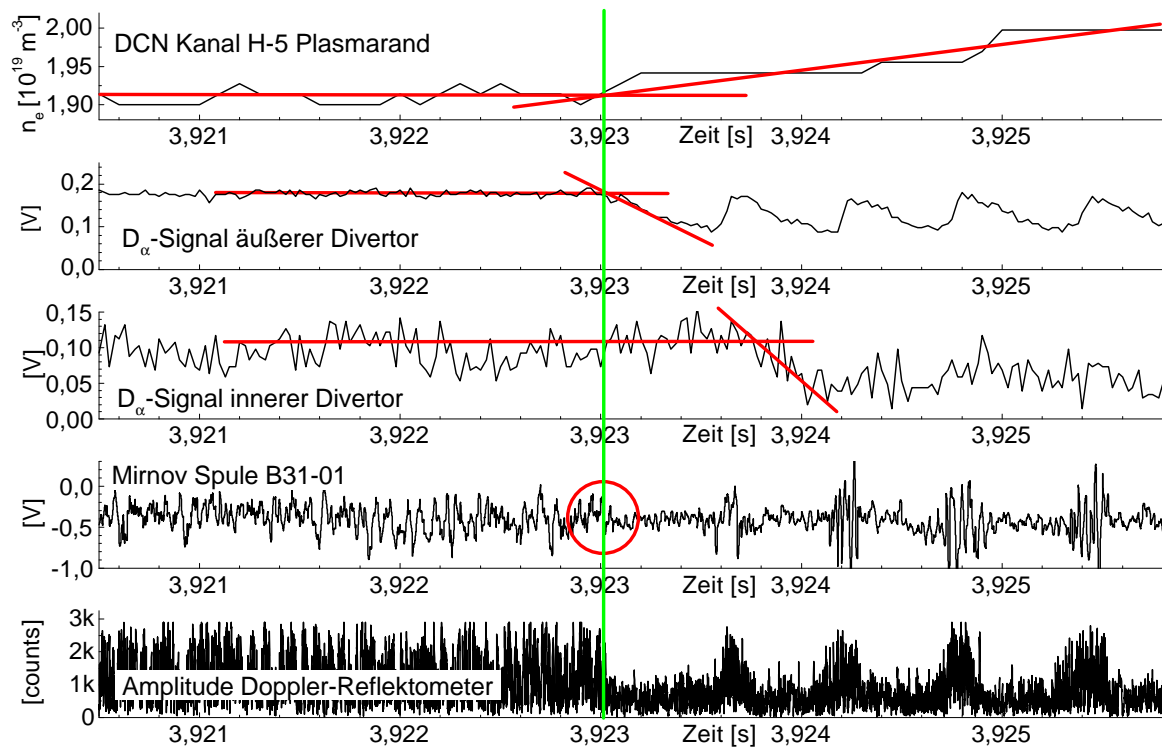


Abbildung 7.25: Entladung #14516 (Messung mit dem X-Mode Reflektometer). Verschiedene Diagnostikzeitspuren, anhand derer der Zeitpunkt des L-H Übergangs (grüne vertikale Linie bei $t_{L-H} = 3.92305$ s) bestimmt werden kann.

- Der verbesserte Teilcheneinschluss in der Randschichtbarriere geht einher mit einer abrupten Reduktion der Turbulenz, und damit auch der Magnetfeld- und Dichtefluktuationen. Magnetische Fluktuationen machen sich im Signal der Mirnov-Spulen (Abb. 7.25, 4. Zeile) als breitbandiges Rauschen bemerkbar. In der L-Mode ist die Rauschamplitude in etwa konstant. Zu dem Zeitpunkt, zu dem sich die Randschichtbarriere formiert und das Plasma in die H-Mode Phase wechselt, nimmt die Rauschamplitude im Signal der Mirnovspulen schlagartig ab. Dies lässt eine exakte Bestimmung des Zeitpunktes des L-H Übergangs zu. Es folgen in der H-Mode in regelmäßigen Abständen die 'bursts' der Typ III ELMs.
- Nach Kapitel 4.2 ist die Amplitude der gestreuten Mikrowelle in einem Reflektometer verknüpft mit der Amplitude der Dichtefluktuationen, an denen gestreut wird. In der letzten Zeile von Abb. 7.25 sieht man die Signalamplitude der PRA-Diagnostik während einer Messung am Plasmarand. Da zum Zeitpunkt des L-H Übergangs im Bereich der Randschichtbarriere die Dichtefluktuationen abrupt abnehmen, geht auch die Amplitude des Signals des Doppler-Reflektometers abrupt zurück. Dieser besonders ausgeprägte Effekt ermöglicht eine sehr exakte Bestimmung des Zeitpunktes des L-H Phasenübergangs. Da jedoch die Reduktion der Dichtefluktuationen nur in der H-Mode Barriere auftritt, kann auch nur bei Messungen des Doppler-Reflektometers in diesem radialen Bereich eine schlagartige Abnahme der Signalamplitude auftreten und zur Bestimmung des L-H Übergangs herangezogen werden. In der Amplitude des Signals der PRA-Diagnostik sind in der H-Mode wieder in regelmäßigen Abständen die 'bursts' der Typ III ELMs zu erkennen.

Nicht immer stehen alle in Abb. 7.25 abgebildeten Zeitspuren zur Verfügung, und nicht immer ist der jeweilige Effekt des L-H Übergangs so deutlich zu sehen wie in Abb. 7.25. Trotzdem ist es anhand der verbleibenden Zeitspuren immer möglich, den Zeitpunkt des L-H Übergangs bis auf maximal $\pm 50 \mu\text{s}$ zu bestimmen.

7.6.3 Auftretende Frequenzspektren des Doppler-Reflektometers bei verschiedenen Plasmazuständen

Die mit dem Doppler-Reflektometer PRA gemessenen Spektren unterscheiden sich zum Teil erheblich bei unterschiedlichen Plasmazuständen. Bei manchen Spektren ist eine Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas nicht möglich. In diesem Kapitel werden Beispiele für die auftretenden Spektren (von Entladung #14516, L-H Zyklus mit $t_{LH} = 3.9230 \text{ s}$), sowie, falls die zugehörige Rotationsgeschwindigkeit nicht bestimmt werden kann, die jeweilige Begründung dazu vorgestellt.

Generell ist im Hauptplasma, und bei L-Mode Plasmen auch am Plasmarand die Amplitude der Turbulenz so groß, sodaß die dopplerverschobene Linie im Spektrum der mit dem Doppler-Reflektometer gemessenen Daten deutlich hervortritt oder sogar das Spektrum dominiert. Hier kann durchweg die Dopplerverschiebung leicht bestimmt werden, wie z.B. in Abb. 7.26 a), L-Mode Phase des L-H Zyklus.

In der Randschichtbarriere eines H-Mode Plasmas hingegen wird Turbulenz stark unterdrückt. Häufig ist die Leistung der gestreuten Mikrowelle sehr viel geringer als die an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Mikrowelle. Dann kann die dopplerverschobene Linie komplett im Rauschuntergrund verschwinden, oder es zeigt sich nur eine leichte Asymmetrie der zentralen Linie der direkt reflektierten Mikrowelle. Dies ist z.B. zum Zeitpunkt b) von Abb. 7.26 kurz nach dem L-H Übergang der Fall. Bei solchen Spektren kann die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas nicht ermittelt werden.

Die Amplitude der kurzwelligen Fluktuationen nimmt jedoch wie in Abb. 7.26, c) vor einem ELM (edge localized mode, siehe Kapitel E) im Bereich des Precursors oder kurz davor etwas zu, sodaß die dopplerverschobene Linie gut sichtbar wird und eine Bestimmung der Plasmarotationsgeschwindigkeit $v_{E \times B}$ möglich ist.

Die beiden Spektren d) und f) von Abb. 7.26 wurden während ELMs aufgenommen. Ein ELM ist ein großskaliger, stark turbulenter Vorgang am Plasmarand, mit dem eine Reduktion der Teilchendichte und der Temperatur in der äußeren Plasmazone einhergeht (siehe Anhang E). Durch die große Amplitude der Fluktuationen dominiert während eines ELMs in den Spektren der PRA-Diagnostik die dopplerverschobene Linie über der zentralen Linie der direkten Reflektion.

Während ELMs werden immer *extrem breite dopplerverschobene Linien mit geringer Dopplerverschiebung* gemessen. Bei Typ III ELMs, deren radiale Ausdehnung auf den Plasmarand beschränkt ist, wird typischerweise eine leichte Linienverschiebung in elektronendiamagnetischer Driftrichtung beobachtet, siehe z.B. Abb. 7.26 d). Ein ELM vom Typ I ist eine sehr viel heftigere Instabilität als ein Typ III ELM und reicht weit in das Plasmaminnere hinein. Bei einem Typ I ELM kann wie in Abb. 7.26 f) die dopplerverschobene Linie geringfügig in Richtung ionendiamagnetischer Driftrichtung hin verschoben sein.

Diese Beobachtungen sind in Einklang mit dem außerhalb von ELMs während einer H-Mode gemessenen Geschwindigkeitsprofil von Abb. 7.22: Dort rotiert am Plasmarand kleinskalige Turbulenz in Richtung elektronendiamagnetischer Drift. Im Plasmaminnern bewegt sich die Turbulenz wegen des toroidalen Impulseintrags durch die Neutralteilcheninjektionsheizung in ionendiamagnetischer Driftrichtung.

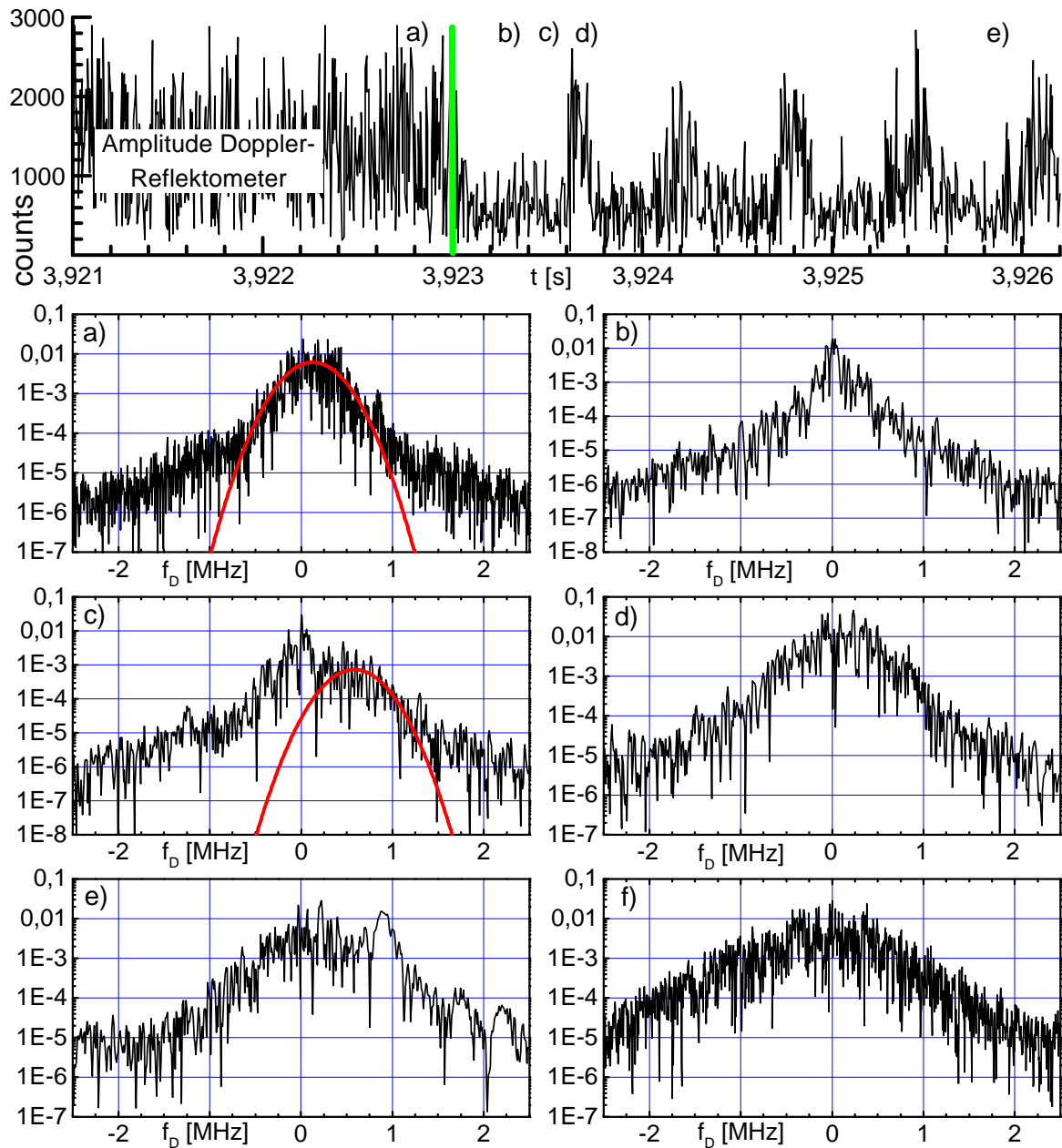


Abbildung 7.26: Plasmaentladung #14516, L-H Zyklus mit $t_{LH} = 3.9230$ s. Die Zeitspur der Amplitude des PRA-Rohsignals in der obersten Zeile dient als Referenz. Die grüne vertikale Linie markiert den Zeitpunkt des L-H Übergangs. Die PRA-Leistungsspektren wurden mit dem X-Mode Doppler-Reflektometer bei $\rho_{pol} \approx 1.01$ gemessen (\sim Separatrix). Eine positive Frequenzverschiebung bedeutet Rotation in elektronendiamagnetische Driftrichtung. Die Einheiten in y-Richtung sowohl bei der Zeitspur als auch bei den Spektren sind willkürlich. a) L-Mode Phase, $t = 3.9228$ s. b) H-Mode Phase, $t = 3.9233$ s. c) H-Mode Phase $t = 3.9235$ s, ca. 0.2 ms vor einem Typ III ELM. d) PRA-Spektrum während eines Typ III ELMs ($t = 3.9237$ s). e) Messung wie bei c) ca. 0.2 ms vor einem Typ III ELM ($t = 3.9259$ s), jedoch Streuung der Mikrowelle an einer regelmäßigen Struktur. Deshalb die schmale, dopplerverschobene Linie bei $f_D = 0.9$ MHz. f) PRA-Spektrum während eines Typ I ELMs ($t = 4.0282$ s).

Aufgrund der makroskopischen Turbulenz während eines ELMs tragen Fluktuationen aus einem großen radialen Bereich zum Meßsignal des Doppler-Reflektometers bei. Deshalb sind Meßdaten während eines ELMs *für eine lokale Geschwindigkeitsmessung im Plasma nicht geeignet*.

In der Randschichtbarriere einer H-Mode können mit dem Doppler-Reflektometer die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeiten nicht kontinuierlich, sondern meist nur während der kurzen Zeitabschnitte vor den ELMs ermittelt werden, in denen die Amplitude der kleinskaligen Turbulenz ausreichend groß ist.

Typischerweise sind die k_y -Spektren der auftretenden Fluktuationen stetig und haben einen glatten Verlauf (siehe z.B. Abb. 2.4). Dann geschieht die Streuung des von der PRA-Diagnostik ausgesandten Mikrowellenstrahls an einem nicht regelmäßigen Fluktuationsgitter. Die Breite der dopplerverschobenen Linie wird dann bestimmt durch die k_y -Selektivität der verwendeten Antennenanordnung (siehe Kapitel 6.3.2, 6.3.3 und 7.3.3).

Bei Messungen am H-Mode Plasmarand, meist kurz vor einer ELM treten vereinzelt in den Spektren der PRA-Diagnostik über einen Zeitraum von wenigen μs scharfe, dopplerverschobene Linien auf, siehe z.B. Abb. 7.26 e). Hier müssen die Elektronendichteschwankungen nahe der Cutoff-Schicht eine *regelmäßige Struktur* besitzen. Nur dann kann im k_y -Spektrum der Fluktuationen und damit auch im PRA-Frequenzspektrum eine scharfe Linie auftreten.

Um welche Art von Mode es sich bei einer solchen regelmäßigen Struktur handelt, ist unklar. Da die Wellenlänge im Bereich eines Zentimeters liegt, ist im Signal der Mirnov-Spulen keine entsprechende Signatur zu sehen, welche die Zuordnung der Mode ermöglichen würde. Damit ist auch die intrinsische Phasengeschwindigkeit der Struktur unbekannt, und es kann aus solchen Frequenzspektren keine Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas bestimmt werden.

Andererseits sind die Moden, welche mit Hilfe der Mirnov-Diagnostik leicht zu identifizieren sind, so langwellig, daß sie auf die Spektren des Doppler-Reflektometers keinerlei Einfluß haben. Ein Auftreten solcher Moden beeinträchtigt die Funktion der Doppler-Reflektometer nicht.

7.6.4 Verhalten der n_e - und T_e -Profile am L-H Übergang

Die Transportbarriere in der H-Mode Randschicht bewirkt, daß innerhalb der Barriere nach dem L-H Übergang sich sowohl Teilchen aufstauen als auch die Temperatur ansteigt. Der zeitliche Verlauf dieses Vorgangs wird anhand der in diesem Kapitel vorgestellten Elektronendichte- und -temperaturprofile deutlich:

Die Thomson-Streudiagnostik YPR liefert bis zum L-H Übergang typische L-Mode Elektronendichteprofile mit einem moderaten Gradienten im Bereich um die Separatrix, siehe z.B. Abb. 7.27 (niedere gemittelte Dichte \bar{n}_e). Ab dem Zeitpunkt des Phasenübergangs in die H-Mode fällt das Dichteprofil unmittelbar *außerhalb der Separatrix* steiler ab als das L-Mode Profil, endet jedoch wie das L-Mode Profil ebenfalls bei ca. $\rho_{pol} = 1.04$. *Innerhalb der Separatrix* bildet sich im Dichteprofil eine Stufe aus, welche mit der Zeit immer größer wird, bis sich nach ca. 70 ms das H-Mode Profil vollständig ausgebildet hat. Die H-Mode Elektronendichteprofile weisen im gesamten Barrierenbereich einen sehr viel größeren Dichtegradienten auf als die L-Mode Profile. Der Pivot-Punkt (Kreuzungspunkt von L-Mode und H-Mode Profil) liegt etwa bei $n_e = 1.3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^{-3}$.

Bei Entladung #14523 wurde das Plasma um jeweils 2 cm nach oben und radial nach außen verschoben, um (bei sonst gleichgebliebenen Parametern) einen kleineren Winkel α des Doppler-Reflektometer Mikrowellenstrahls zu den Normalen der Flußflächen zu erhalten. Leider verschob sich dadurch das Dichteprofil gegenüber den ortsfesten YAG-Laserstrahlen der

Thomson-Streudiagnostik so ungünstig, daß jeweils vor dem L-H Übergang ab $\rho_{pol} \sim 0.98$ nach außen hin keine Meßpunkte des Dichteprofiles zur Verfügung stehen. Die betroffenen L-Mode Dichteprofile wurden deshalb so durch Geraden ergänzt, daß sich vergleichbare Dichteprofile wie in Abb. 7.27 ergeben (siehe Abb. F.3).

In Abb. F.4 und Abb. F.5 jeweils oben sind Dichteprofile der Plasmaentladungen #14334 und #14356 (mittlere gemittelte Dichte \bar{n}_e) abgebildet. Hier stehen keine YPR-Dichteprofile zur Verfügung. Die verwendeten DLN-Profile entstehen durch einen Fit, welcher die Teilprofile

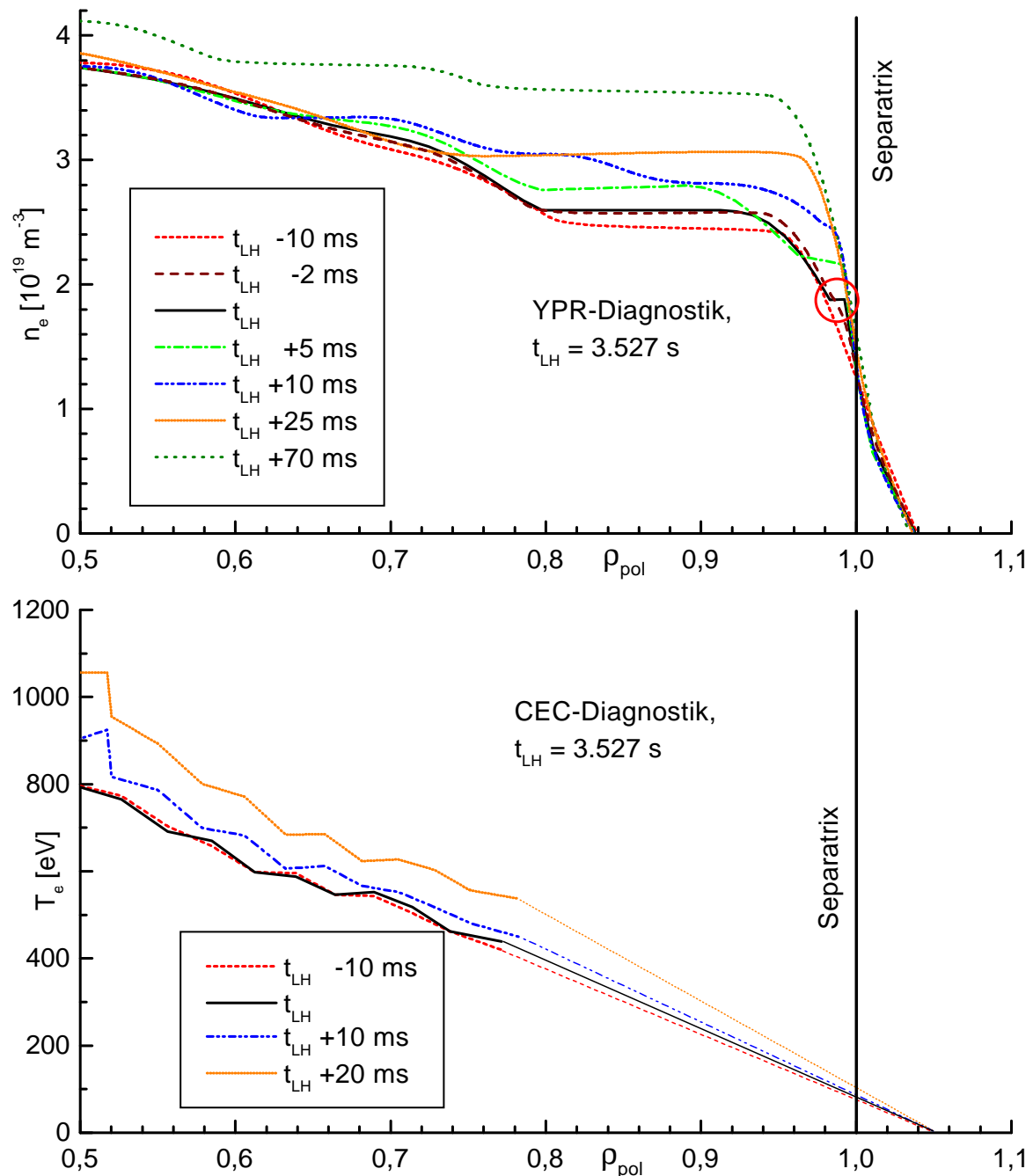


Abbildung 7.27: Elektronendichte- und -temperaturprofile von Entladung #14516, in einem Zeitraum um einen L-H Übergang. Die Dichteprofile wurden mit der Thomson-Streudiagnostik gemessen. Die Profile der Elektronentemperatur stammen von der ECE-Diagnostik und wurden zwischen $\rho_{pol} \approx 0.8$ und $\rho_{pol} = 1.05$ durch Geraden ergänzt.

der Lithiumstrahl-Diagnostik und dem DCN-Laser-Interferometer verbindet. Dabei werden Details geglättet, und in der H-Mode ist die anwachsende Stufe, die in Abb. 7.27 deutlich zu sehen war, nicht zu erkennen. Dennoch wird deutlich, daß auch hier die H-Mode Elektronendichteprofile im Bereich der Separatrix einen sehr viel größeren Dichtegradienten aufweisen als die L-Mode Profile. Der Pivot-Punkt lag bei einer Dichte von etwa $n_e = 2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, und damit leicht unterhalb des für das Doppler-Reflektometer zugänglichen Dichtefensters. Dennoch liefern diese Entladungen einen unterstützenden Beitrag bei der Untersuchung des L-H Übergangs.

Bei der weiteren Auswertung werden die Elektronentemperaturprofile der ECE-Diagnostik verwendet. Diese stehen mit einer hohen Zeitaufösung zur Verfügung und weisen geringe Fehlerbalken auf. Im jeweils unteren Schaubild von Abb. F.4 und Abb. F.5 sind ECE-Temperaturprofile der Entladungen #14334 und #14356 zum Zeitpunkt des L-H Übergangs, 10 ms davor sowie 50 ms nach dem Wechsel in die H-Mode dargestellt. Die Profile der H-Mode weisen am Plasmarand einen *Socket* ('pedestal') auf. In der vorausgehenden L-Mode Phase zeigt die Elektronentemperatur T_e am Plasmarand einen annähernd *linearen Verlauf*. Letzteres wird auch bei der L-Mode Entladung #14367 beobachtet, siehe Abb. 7.23.

Bei den Entladungen #14516 und #14523 reichen die ECE-Profile nur bis $\rho_{pol} \approx 0.8$. Zwar stellt die Thomson-Streudiagnostik YPR die Elektronentemperatur bis zur Separatrix zur Verfügung. Diese ist allerdings bei den beiden Entladungen mit niedriger gemittelter Elektronendichte sehr unzuverlässig, wie aus der Streuung der Meßpunkte in den Schaubildern von Abb. F.2 im Anhang deutlich wird. Deshalb werden auch hier ECE-Temperaturprofile verwendet, die jedoch am Plasmarand durch Geraden ergänzt werden, siehe Abb. 7.27 und F.3 jeweils unten. Dadurch werden auf besonders einfache Weise Profile erzeugt, die in der L-Mode Phase konform mit dem oben beschriebenen T_e -Verlauf am Plasmarand sind und die eine ausreichende Übereinstimmung mit den Meßergebnissen der YPR-Diagnostik zeigen (Abb. F.2 oben).

In der H-Mode ergeben sich allerdings systematische Fehler, weil diese T_e -Profile nicht den oben angeführten Socket wiedergeben. Da jedoch das Hauptaugenmerk dieser Arbeit auf der Dynamik *vor dem L-H Übergang* liegt, wird dieser systematische Fehler der H-Mode Phase vernachlässigt.

Die Messungen der Thomson-Streudiagnostik YPR zeigen, daß die Form und die zeitliche Entwicklung der Dichteprofile bei jedem L-H Übergang einer Entladung vergleichbar sind. Dies ist im Einklang mit der in Kapitel 7.6.1 beobachteten hohen Reproduzierbarkeit der L-H Zyklen. Allerdings schwankt die radiale Position der Profile bezüglich der Separatrix zufällig von L-H Zyklus zu L-H Zyklus (Größenordnung 1 cm). Der Grund dafür ist unklar. Eine mögliche Ursache liegt in der Umrechnung des ortsfest gemessenen Profils von n_e in Flußflächenkoordinaten, denn die Position der Separatrix und anderer Flußflächen kann nur mit einer endlichen Genauigkeit (typisch 0.5 cm Standardabweichung) bestimmt werden.

Die radialen Schwankungen des Elektronendichteprofiles sind dann besonders störend, wenn die einzelnen $v_{E \times B}$ -Zeitspuren der L-H Zyklen zu radialen Geschwindigkeitsprofilen zusammengesetzt werden: Es kommt dadurch zu vermeintlichen Bifurkationen in den radialen Geschwindigkeitsprofilen. Deshalb wurden bei jeder Plasmaentladung jeweils *ein repräsentativer L-H Übergang ausgewählt*, und der Verlauf der Elektronendichte- und -temperaturprofile dieses L-H Zyklus bei der Auswertung *sämtlicher L-H Zyklen* der Entladung zugrundegelegt.

7.6.5 Verhalten der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit ausgewählter Zeitspuren des Doppler-Reflektometers während des L-H Übergangs

Die vielen einzelnen Zeitspuren der Doppler-Reflektometerdaten, die während der L-H Zyklen aufgenommen wurden, lassen sich nach ihrem Verhalten während eines L-H Übergangs in drei verschiedene Gruppen klassifizieren: Je nachdem, ob das Meßvolumen in unmittelbarer Umgebung, außerhalb oder innerhalb des Pivot-Punktes liegt, verhalten sich die Amplitude des PRA-Rohsignals, die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit und die radiale Position des Meßvolumens auf eine typische Art und Weise. In diesem Kapitel wird dieses unterschiedliche Verhalten jeweils an einem Beispiel von Entladung #14516 untersucht und beschrieben.

Die Neutralteilchenheizung, welche bei der hier untersuchten Plasmaentladung schließlich zum L-H Übergang zum Zeitpunkt t_{LH} führt, setzt bei jedem L-H Zyklus etwa 25 ms vor t_{LH} ein.

In Abb. 7.28 sind die Zeitspuren der Signalamplitude, der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit und der radialen Position des Meßorts eines L-H Zyklus eingezeichnet, bei dem das Meßvolumen in unmittelbarer Umgebung des Pivot-Punktes (Kreuzungspunkt von L- und H-Mode Dichteprofil) lag. In der L-Mode Phase zwischen dem Einsetzen der NBI-Heizung und des L-H Übergangs ist die Signalamplitude und damit auch das Niveau der Elektronendichtefluktuationen nahezu konstant.

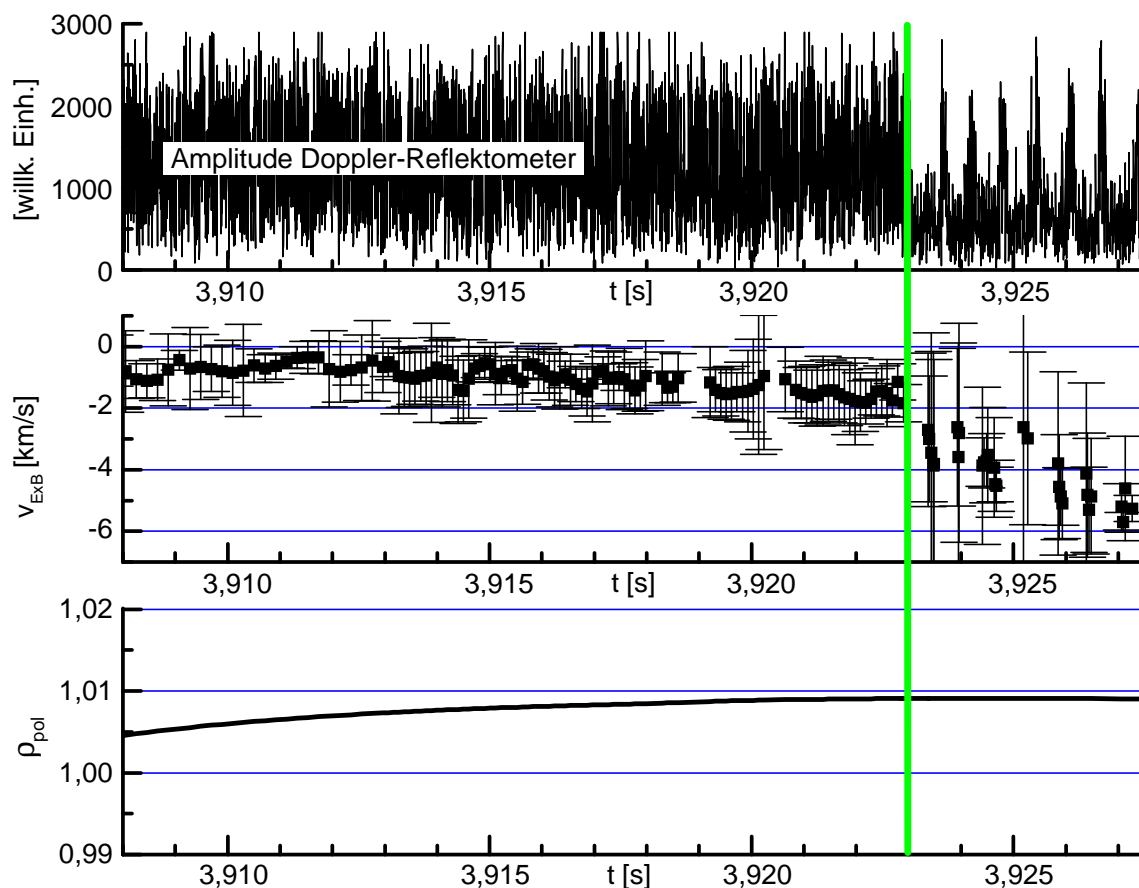


Abbildung 7.28: Entladung #14516, L-H Zyklus bei $t_{LH} = 3.9230$ s, $f_{TR} = 54$ GHz (X-Mode Polarisation), $n_e = 1.303 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Von oben nach unten Zeitspuren der Amplitude des PRA-Rohsignals, der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit sowie der radialen Position des Meßvolumens. Die grüne vertikale Linie gibt den Zeitpunkt des L-H Phasenübergangs des Plasmas an.

Die (bereits negative) $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nimmt bis zu t_{LH} innerhalb der dargestellten 15 ms geringfügig um etwa 1 km/s ab. Dies bestätigt jedoch *noch nicht* die Beobachtung von [72], nach der schon vor einem L-H Übergang eine Absenkung der Plasmarotation beobachtet werden kann ('spin up' des Plasmas am Rand in elektronendiamagnetische Drift-richtung, siehe Kapitel 3.2.2). Da sich im selben Zeitraum die radiale Position des Meßvolumens leicht nach außen verschiebt, kann auch bei einem konstanten, ortsfesten Profil der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit (wie in Abb. 7.29 skizziert) das gemessene $v_{E \times B}$ abnehmen.

Erst in Kapitel 7.6.6, wenn die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeiten der einzelnen Zeitspuren zu kompletten, zeitabhängigen Geschwindigkeitsprofilen zusammengesetzt werden, kann anhand der zeitlichen Absenkung des *Minimums des $v_{E \times B}$ -Profils* die Größe eines eventuell auftretenden 'spin ups' des Plasmas am Rand vor einem L-H Übergang bestimmt werden.

Wie schon in Kapitel 7.6.2 und 7.6.3 beschrieben, reduziert sich zum Zeitpunkt des L-H Übergangs die Turbulenzamplitude im Bereich des Pivot-Punktes schlagartig. Die Amplitude des PRA-Rohsignals geht deshalb abrupt zurück. Es folgen in regelmäßigen Abständen 'bursts' der Typ III ELMs.

Die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nimmt nach dem L-H Übergang schnell und stetig weiter ab. Da die Messung am Pivot-Punkt durchgeführt wurde, verändert sich die radiale Position des Meßortes während des L-H Übergangs nicht.

In Abb. 7.30 sind Zeitspuren eines L-H Zyklus abgebildet, bei dem das Meßvolumen etwas außerhalb des Pivot-Punktes lag. Auch hier ist in der L-Mode Phase die Signalamplitude und damit auch die Amplitude der Elektronendichtefluktuationen nahezu konstant. Die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nimmt jedoch im Gegensatz zu Abb. 7.28 während den letzten 15 ms bis zum Zeitpunkt des L-H Übergangs um etwa 1.5 km/s zu. Gleichzeitig verschiebt sich die radiale Position des Meßvolumens leicht nach innen.

Auch außerhalb des Pivot-Punktes reduziert sich ab dem Zeitpunkt des L-H Übergangs das Niveau der Fluktuationen, jedoch weit geringer, als es im Bereich des Pivot-Punktes zu beobachten ist. Ebenso sind die 'bursts' der Typ III ELMs, die nach dem L-H Übergang in regelmäßigen Abständen folgen, sehr viel schlechter zu erkennen als in Abb. 7.28.

Die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nimmt nach dem L-H Übergang ähnlich wie in Abb. 7.28 schnell und stetig ab. Die radiale Position des Meßortes verschiebt sich auch nach dem L-H Übergang weiterhin geringfügig in Richtung Plasmainneres zur Separatrix hin.

Ein anderes Verhalten zeigen die Zeitspuren der Signalamplitude, der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit und der radialen Position des Meßvolumens, wenn das Meßvolumen in der L-Mode Phase der Entladung weit innerhalb des Pivot-Punktes liegt. Ein Beispiel hierzu ist in Abb. 7.31 zu sehen. Durch die Neutralteilcheninjektion rotiert das Plasma im Plasmainnern senkrecht zum Magnetfeld entgegen der elektronendiamagnetischen Drift-richtung (in Abb. 7.31 positives Vorzeichen). Für $t < t_{LH}$ nimmt wegen des Impulseintrags durch die Neutralteilcheninjektion die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit leicht zu. Die anderen Zeitspuren von Abb. 7.31 sind in der L-Mode Phase nahezu konstant.

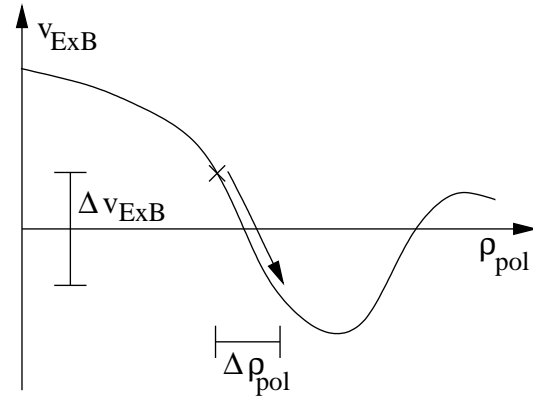


Abbildung 7.29: Eine radiale Bewegung der Position des Meßvolumens um $\Delta \rho_{pol}$ hat eine Änderung der beobachteten $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit um $\Delta v_{E \times B} \neq 0$ zur Folge.

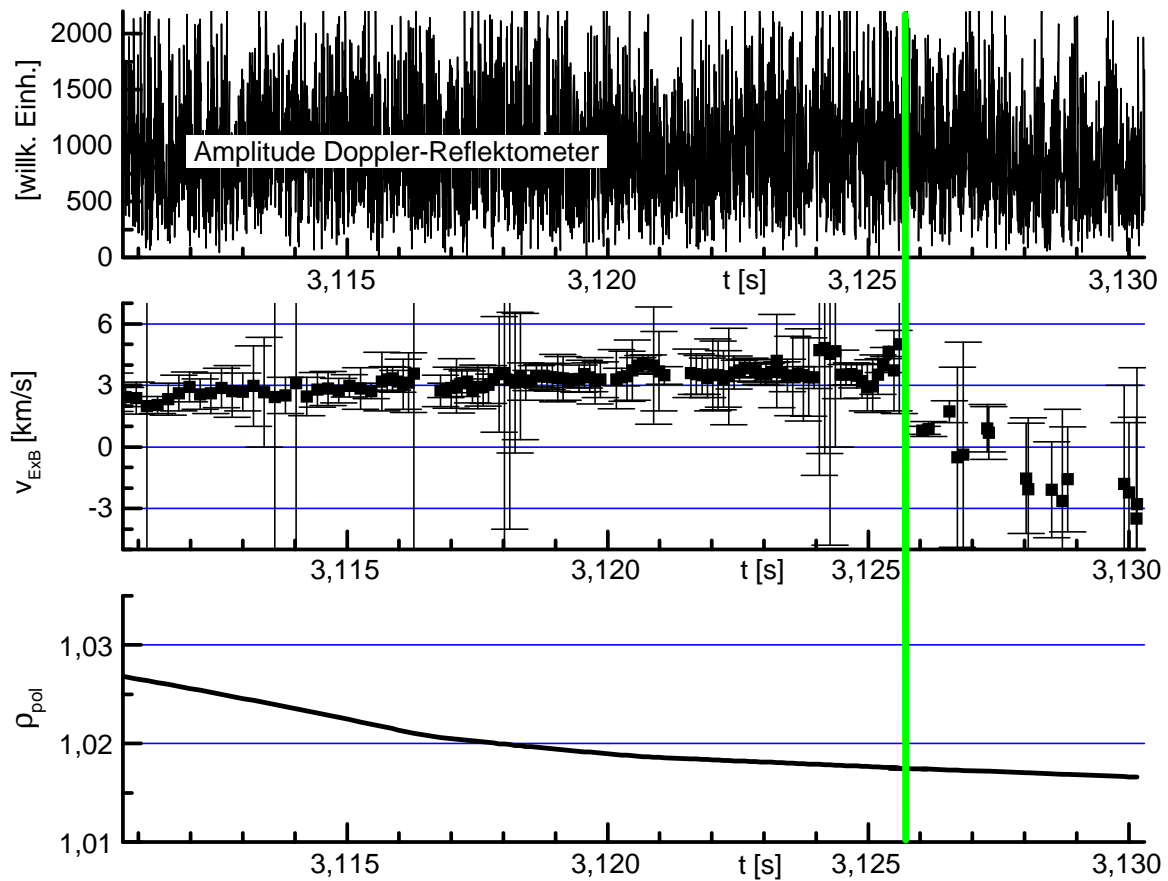


Abbildung 7.30: Entladung #14516, L-H Zyklus bei $t_{LH} = 3.1257$ s, $f_{TR} = 48$ GHz (X-Mode Polarisation), $n_e = 0.806 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Von oben nach unten Zeitspuren der Amplitude des PRA-Rohsignals, der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit sowie der radialen Position des Meßvolumens. Die grüne vertikale Linie gibt den Zeitpunkt des L-H Phasenübergangs des Plasmas an.

Nach dem L-H Übergang verändert sich wie in Kapitel 7.6.4 beschrieben das Elektronendichteprofil: Es bildet sich eine Dichtestufe am Plasmarand aus, deren Höhe solange anwächst, bis sich ein konstantes H-Mode Dichteprofil gebildet hat (siehe Abb. 7.27). Dadurch rutscht die Stelle, an der die Cutoff-Dichte der vom Doppler-Reflektometer ausgestrahlten Mikrowelle erreicht wird (entspricht in etwa der Position des Meßvolumens), nach außen in Richtung Separatrix ($\rho_{pol} = 1.0$). Der Zeitspur der radialen Position des Meßvolumens von Abb. 7.31 liegen die Dichteprofile von Abb. 7.27 zugrunde. Weil diese Profile eine sehr scharfkantige, anwachsende Stufe besitzen (siehe roter Kreis in Abb. 7.27), ergibt sich deshalb rechnerisch eine sehr rasche Verlagerung des Meßvolumens in Richtung Separatrix, und zwar genau zu dem Zeitpunkt, bei dem das Niveau der anwachsenden Stufe im Dichteprofil den Wert der Cutoff-Dichte der vom Doppler-Reflektometer ausgestrahlten Mikrowelle erreicht (in Abb. 7.31 ca. 5 ms nach t_{LH}). In der Realität ist die anwachsende Stufe der Dichteprofile vermutlich etwas weniger scharfkantig ausgeprägt, sodaß die radiale Verschiebung des Meßvolumens in die H-Mode Randschicht langsamer vonstatten geht und mit dem stetigen, kontinuierlichen Verhalten der anderen beiden Zeitspuren von Abb. 7.31 (Amplitude des PRA-Signals zwischen ELMs, und $v_{E \times B}$, im folgenden Abschnitt beschrieben) besser vereinbar ist.

In der obersten Zeitspur von Abb. 7.31 nimmt die Signalamplitude zunächst zu. In dieser Zeit verlagert sich das Meßvolumen langsam nach außen. Sobald das Meßvolumen den radialen Bereich der Randschichtbarriere erreicht (in Abb. 7.31 ca. 7 ms nach dem L-H Übergang), nimmt die Signalamplitude wegen der dort reduzierten Amplitude der Dichtefluktuationen

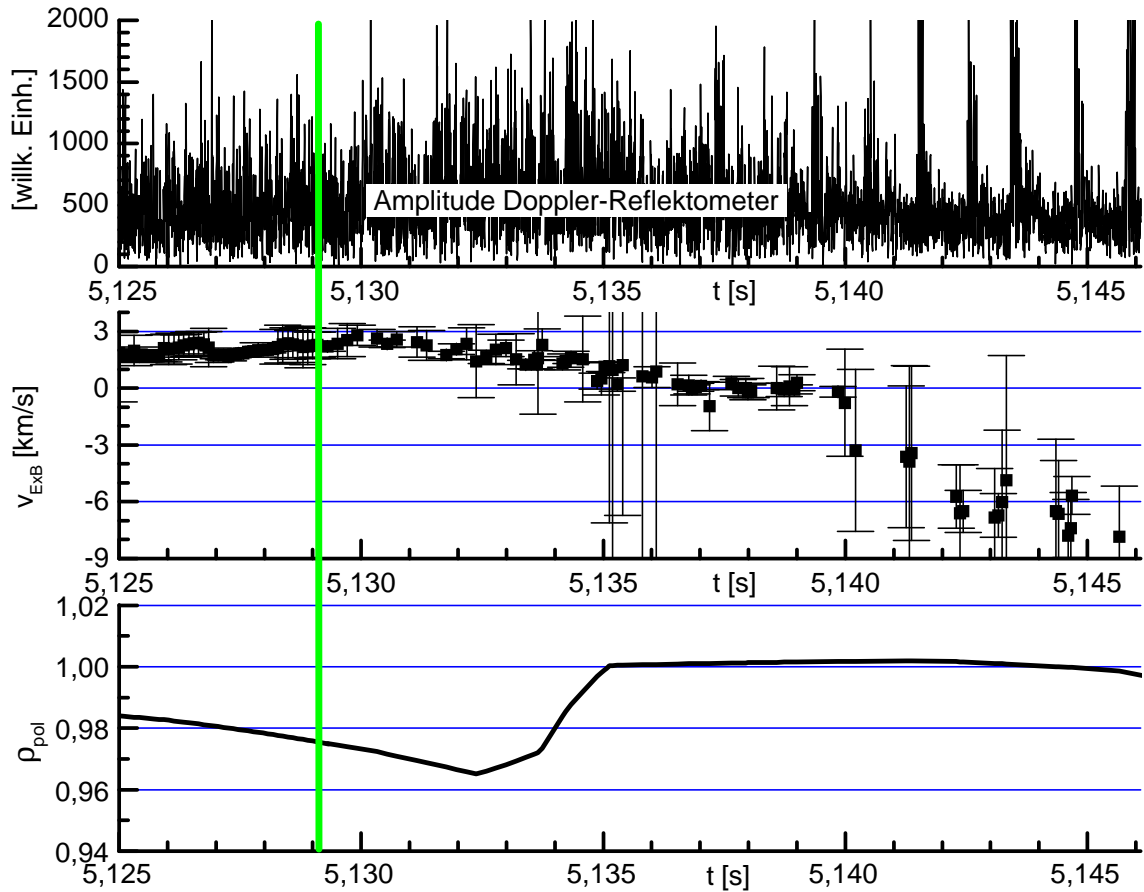


Abbildung 7.31: Entladung #14516, L-H Zyklus bei $t_{LH} = 5.1291$ s, $f_{TR} = 63$ GHz (X-Mode Polarisation), $n_e = 2.212 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Von oben nach unten Zeitspuren der Amplitude des PRA-Rohsignals, der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit sowie der radialen Position des Meßvolumens. Die grüne vertikale Linie gibt den Zeitpunkt des L-H Phasenübergangs des Plasmas an.

wieder ab, und die von Abb. 7.28 bekannte ELM-Signatur wird langsam erkennbar. Auch die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nimmt stetig und kontinuierlich ab, während sich das Meßvolumen der Separatrix nähert. Nach etwa 11 ms ist die Randschichtbarriere erreicht, und es stellen sich für die (noch im Aufbau befindliche) Randschichtbarriere typische Werte für $v_{E \times B}$ ein.

7.6.6 Zeitabhängige $v_{E \times B}$ -Profile während des L-H Übergangs

Alle Zeitspuren der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit, die während den L-H Zyklen einer Plasmaentladung gemessen wurden, können nun wie in Kapitel 7.6.1 erwähnt zu zeitabhängigen, radialen $v_{E \times B}$ -Profilen zusammengesetzt werden. Die zeitliche Absenkung des Minimums der $v_{E \times B}$ -Profile gibt dann Auskunft über die Größe eines eventuell auftretenden 'spin ups' des Plasmas vor dem L-H Übergang.

Die Abbildungen 7.28, 7.30 und 7.31 zeigen allerdings, daß die Veränderung von $v_{E \times B}$ vor dem L-H Übergang nur von der Größenordnung der Standardabweichung oder sogar geringer sind. Um trotzdem verlässliche Aussagen über eine sich ändernde Plasmarotation am Plasmarand kurz vor dem Phasenübergang des Plasmas zur H-Mode treffen zu können, muß in diesem Zeitabschnitt (insbesondere nahe des L-H Übergangs) zunächst die Standardabweichung der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit verringert werden.

Außerdem sind den Zeitspuren von $v_{E \times B}$ vor dem L-H Übergang zufällige Schwankungen mit einer Periodendauer kleiner als eine Millisekunde überlagert. Grund dieser Variationen können z.B. radiale Bewegungen der Cutoff-Schicht oder Variationen des k_y -Spektrums der Fluktuationen sein. Da diese Schwankungen bei *jeder* Messung mit dem Doppler-Reflektometer auftritt, unabhängig vom Plasmazustand und der radialen Position des Meßvolumens, wird angenommen, daß es sich hierbei nicht um Änderungen der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit handelt. Insbesondere unmittelbar vor dem L-H Übergang wird *keine* Änderung von $v_{E \times B}$ beobachtet, die über diese natürliche Variation hinausgeht. Eine Tiefpaßfilterung der Zeitspuren mit einer Zeitkonstante der Größenordnung einer Millisekunde ist deshalb zulässig und notwendig.

Da die Meßpunkte der Zeitspuren nicht äquidistant sind und zudem eine Standardabweichung für $v_{E \times B}$ benötigt wird, wurde keine Tiefpaßfilterung mit Hilfe einer Fourieranalyse durchgeführt. Stattdessen wurde eine einfachere Technik angewandt, um die Sub-Millisekunden-Schwankungen herauszufiltern:

Durch die Meßpunkte jeder $v_{E \times B}$ -Zeitspur wurden zunächst unter Berücksichtigung der Standardabweichungen Polynomfits verschiedener Ordnungen m_p gelegt [147], und die mittlere quadratische Abweichung χ^2 über der Ordnungszahl aufgezeichnet (siehe z.B. Abb. 7.32).

Die Graphen von χ^2 sämtlicher Zeitspuren besitzen dieselbe Charakteristik: Bei sehr kleinen Ordnungszahlen (in Abb. 7.32 bis $m_p = 4$) gibt der zugehörige Polynomfit die langfristige zeitliche Entwicklung von $v_{E \times B}$ zwischen dem Einsetzen der NBI-Heizung und dem L-H Übergang nur ungenügend wieder, und es ergeben sich vergleichsweise große Werte für χ^2 .

Mit zunehmender Ordnungszahl kann der Polynomfit die Grobstruktur der Zeitspur immer besser erfassen, und χ^2 nimmt ab. Ab einer Grenz-Ordnungszahl (die in Abb. 7.32 bei $m_p = 5$ liegt) führt eine weitere Erhöhung von m_p nur noch zu einer geringen Abnahme von χ^2 , da der Verlauf der $v_{E \times B}$ -Zeitspur (bis auf die Sub-Millisekunden-Schwankungen) durch den zugehörigen Polynomfit bereits sehr gut wiedergegeben wird, siehe z.B. die rote, durchgezogene Kurve in Abb. 7.33. Deshalb kommt es im Graphen von χ^2 zu einem Plateau.

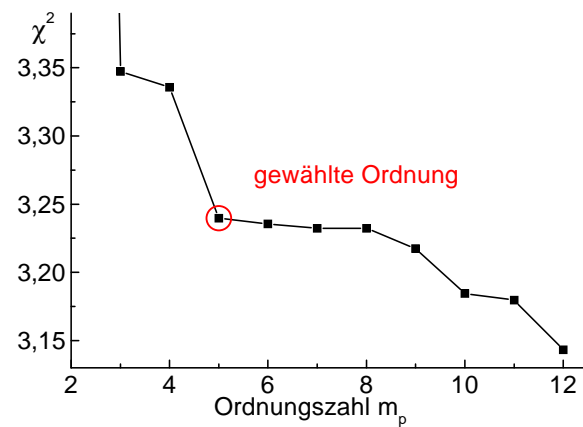


Abbildung 7.32: χ^2 von Polynomfits verschiedener Ordnungen für die Zeitspur von Abb. 7.28 (Entladung #14516, $t_{LH} = 3.923$ s, $f_{TR} = 54$ GHz), aufgetragen über der zugehörigen Ordnungszahl m_p .

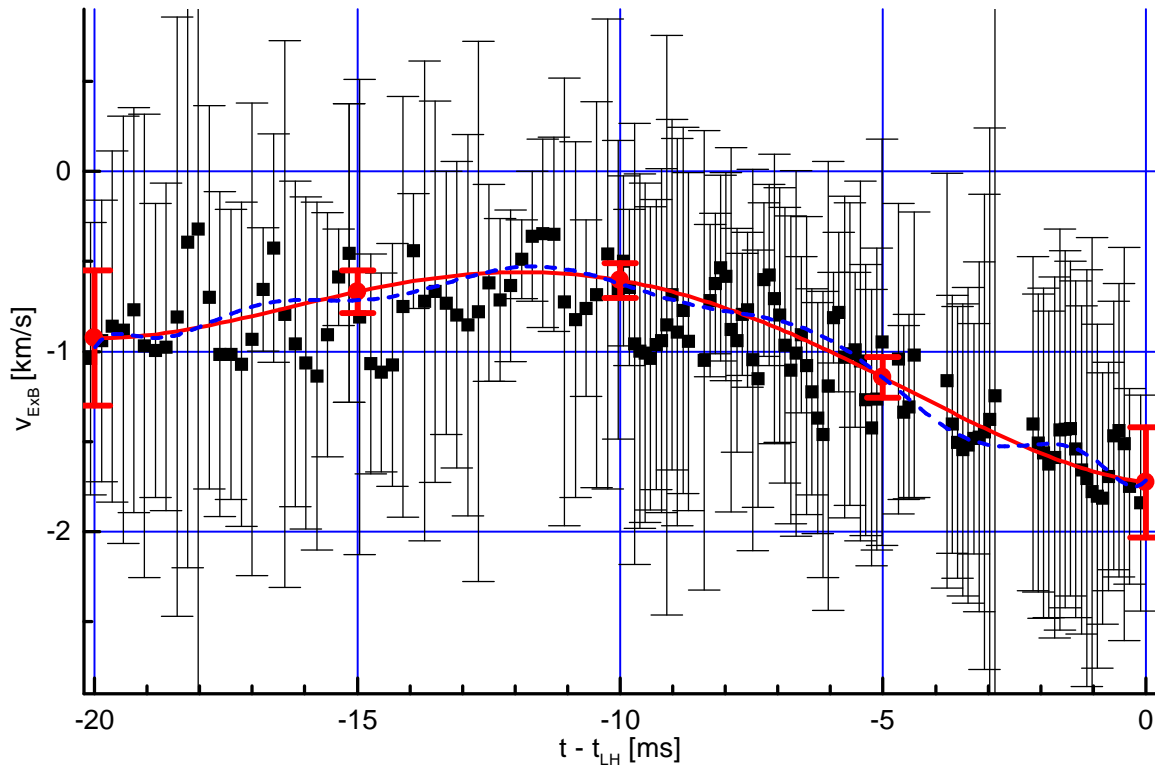


Abbildung 7.33: Zeitspur von Abb. 7.28, mit Polynomfits der Ordnungen 5 (rot, durchgezogen) und 12 (blau, gestrichelt), dazu exemplarisch jeweils im Zeitabstand 5 ms die Standardabweichung des Polynomfits 5. Ordnung.

Erst ab einer zweiten Schwelle (in Abb. 7.32 bei $m_p = 9$) führt die Zunahme der Ordnungszahl zu einer weiteren starken Verringerung von χ^2 , da Polynomfits solch hoher Ordnungen auch die oben genannten Schwankungen von $v_{E \times B}$ (die durch den Polynomfit eigentlich herausgefiltert werden sollen) wiedergeben, siehe z.B. die gestrichelte, blaue Kurve in Abb. 7.33. Für die weitere Beschreibung der $v_{E \times B}$ -Zeitspuren kommen deshalb nur Polynome in Betracht, deren Ordnungszahl aus oben genanntem Plateau stammt.

Mit der Ordnungszahl nimmt generell die Standardabweichung der Fitparameter zu. Für die weitere Auswertung wird deshalb jeweils der Polynomfit des oben genanntem Plateaus mit der *niedrigsten Ordnungszahl* verwendet.

Mit Hilfe der Fitparameter und ihrer Standardabweichung kann nun zu jedem gewünschten Zeitpunkt ein Wert der so geglätteten $v_{E \times B}$ -Zeitspur nebst Standardabweichung berechnet werden, siehe Abb. 7.33. Im Vergleich zu der einfacher durchzuführenden, fortschreitenden zeitlichen Mittelung der Meßdaten (die ebenfalls höherfrequente Schwankungen einer Zeitspur herausfiltert) ergeben sich bei der hier angewandten Methode *besonders am Rand* des zu untersuchenden Zeitintervalls sehr viel kleinere Standardabweichungen.

Im Anhang sind für die Entladung #14516 in den Abbildungen F.6 bis F.13 sämtliche verwendeten Zeitspuren der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit, die jeweiligen Polynomfits sowie in einem Rasterabstand von 5 ms die zugehörigen Standardabweichungen (jeweils in der ersten Zeile) dargestellt. In den Abbildungen folgen in der zweiten Zeile eine Zeitspur mit der elektronendiamagnetischen Geschwindigkeit sowie der intrinsischen Phasengeschwindigkeit der Fluktuationen. In der dritten Zeile ist der Verlauf der radialen Position des Meßvolumens angegeben. Mit diesen Daten werden nun zeitabhängige, radiale $v_{E \times B}$ -Profile der untersuchten Plasmaentladungen erzeugt.

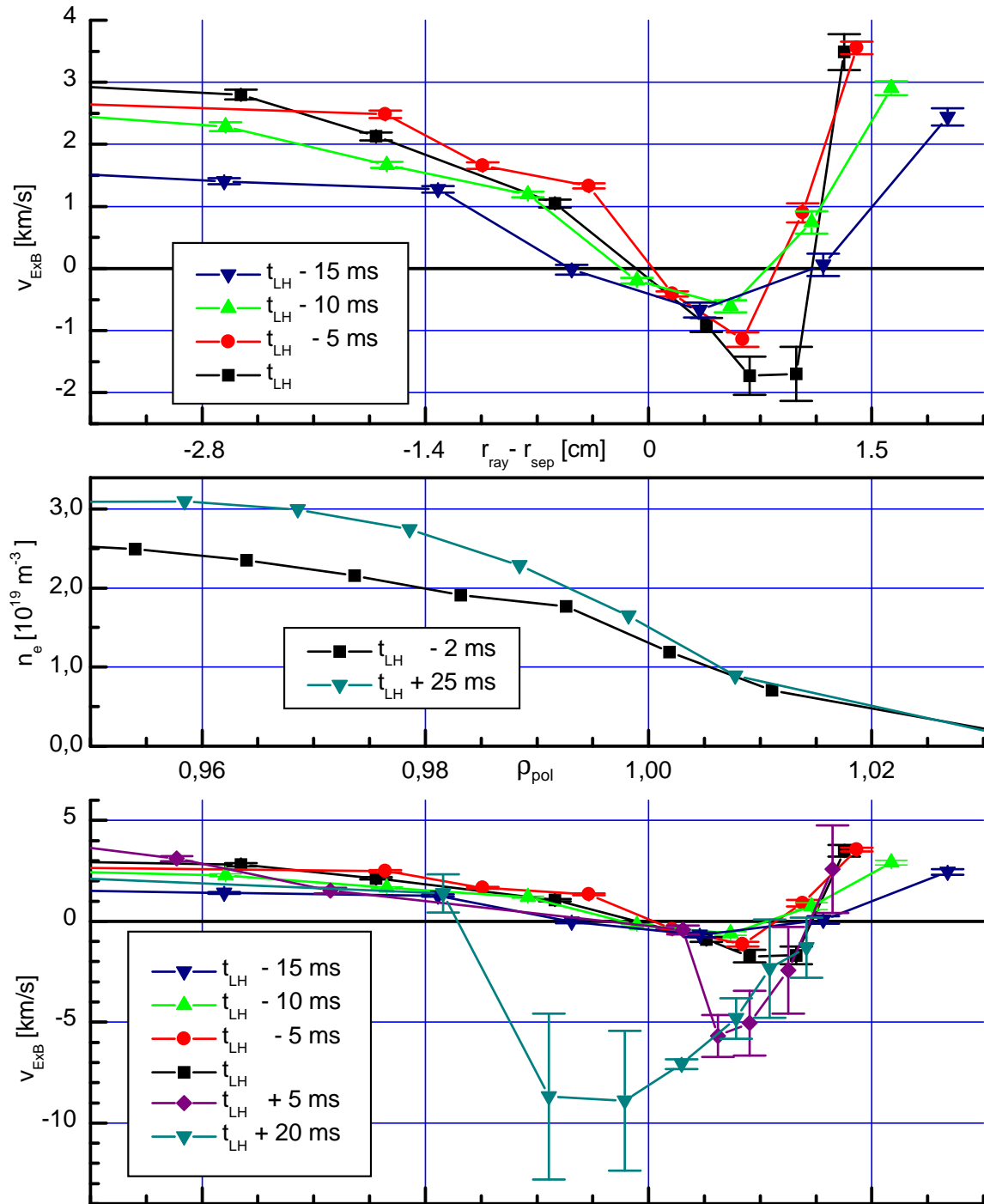


Abbildung 7.34: Zeitabhängiges, radiales $v_{E \times B}$ -Profil von Entladung #14516. Für $t \leq t_{LH}$ zusammengesetzt mit Hilfe der Polynomfits von Abb. F.6 bis F.13. Für $t > t_{LH}$ direkt gemessene Werte der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit.

In den Abbildungen 7.34 und F.14 sind die zeitabhängigen $v_{E \times B}$ -Profile der beiden Entladungen vorgestellt, bei denen mit dem X-Mode Reflektometer gemessen wurde. Bei Entladung #14516 wurden die Abstände der Sendefrequenzen des Doppler-Reflektometers auf $\Delta f_{TR} = 3.0$ GHz festgelegt, sodaß anhand der aufgenommenen Daten ein relativ großer, radialer Bereich des $v_{E \times B}$ -Profils abgedeckt werden konnte. Bei Entladung #14523 betragen die Frequenzabstände nur $\Delta f_{TR} = 2.0$ GHz, da bei dieser Entladung das bei der Bildung der Randschichtbarriere interessante Radiusintervall bereits bekannt war.

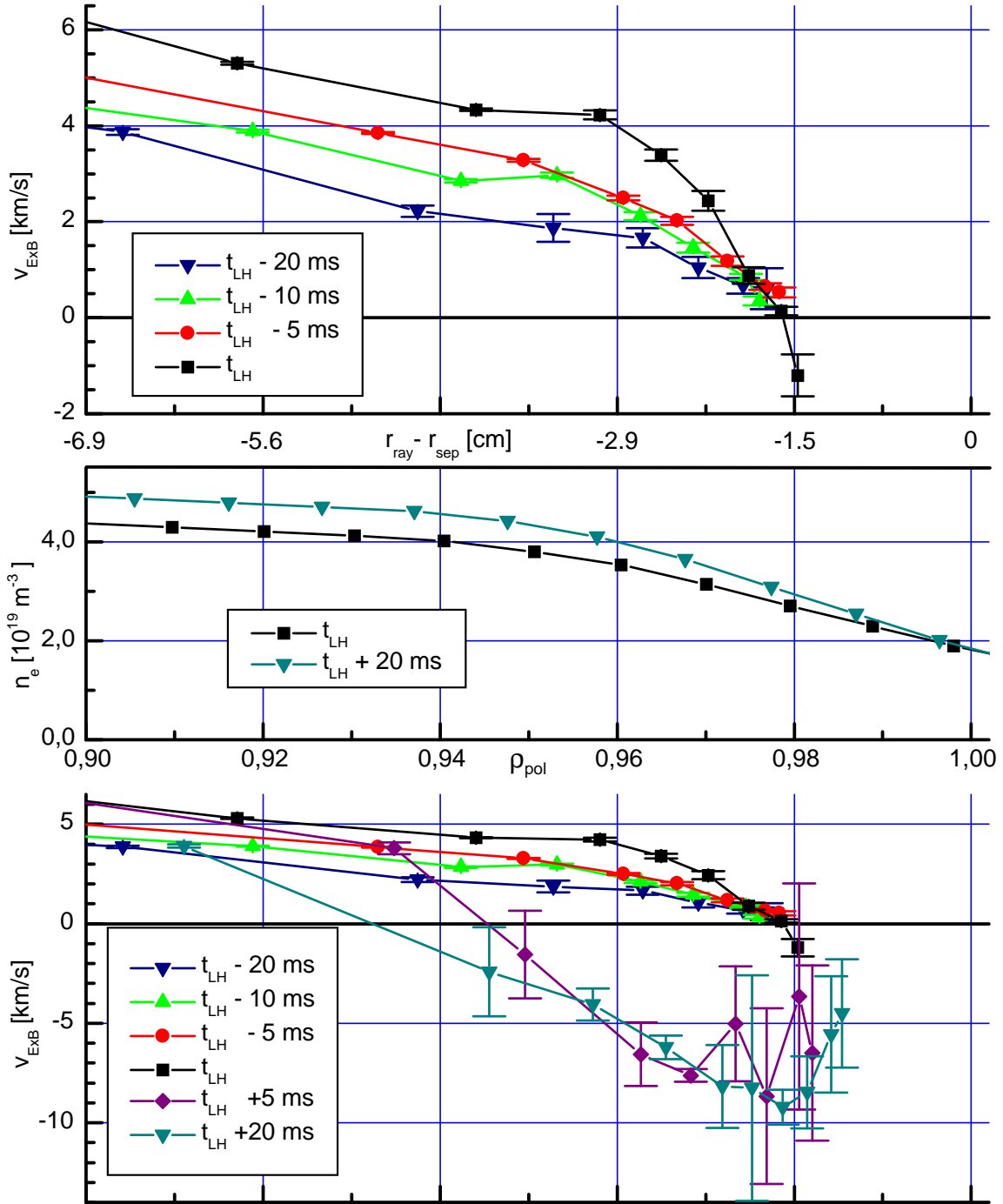


Abbildung 7.35: Zeitabhängiges, radiales $v_{E \times B}$ -Profil von Entladung #14334. Für $t \leq t_{LH}$ zusammengesetzt mit Hilfe von Polynomfits. Für $t > t_{LH}$ direkt gemessene Werte der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit.

Die oberen Graphen von Abbildung 7.34 und F.14 zeigen jeweils die Entwicklung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit bis an den L-H Übergang. In den unteren Schaubildern sind zudem die weitere Entwicklung der $v_{E \times B}$ -Profile in der H-Mode dargestellt.

Für $t > t_{LH}$ wurde auf die Verwendung von Polynomfits zur Reduktion der Standardabweichung verzichtet. Weil für $t > t_{LH}$ mit dem Doppler-Reflektometer während und kurz nach einem ELM die Messung der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit nicht möglich ist (siehe Kapitel 7.6.3), kann sich der tatsächliche Zeitpunkt der Messung von $v_{E \times B}$ bei den verschiedenen Zeitspuren um bis zu etwa 1 ms vom angegebenen Zeitpunkt verschieben.

Bei beiden Entladungen liegt ein systematischer Fehler (Offset) in der absoluten radialen Position der Geschwindigkeitsprofile vor. Dies ist daran zu erkennen, daß die ausgebildete Randschichtbarriere in den unteren Schaubildern von Abb. 7.34 und F.14 vermeintlich weit über die Separatrix hinaus reicht ($v_{E \times B} < 0$ bei $\rho_{pol} > 1.0$). Das radiale elektrische Feld und damit $v_{E \times B}$ muß jedoch bereits an der Separatrix null oder positiv sein, da das Potential außerhalb der Separatrix zur SOL ('scrape off layer', = Flußfläche, die als erste Kontakt mit einer materiellen Wand hat) hin abfällt und an der Divertorplatte einen positiven Wert von etwa $3 k_B T_e$ besitzt [141–143]. Da jedoch bei den durchgeführten Entladungen der exakte Wert von E_r an der Separatrix nicht bekannt ist, wird an dieser Stelle keine Korrektur der Radiuskoordinate durchgeführt.

Beide Entladungen zeigen schon in der L-Mode Phase eine etwa 1.5 cm breite Mulde (Halbwertsbreite) im Profil von $v_{E \times B}$, und zwar am *äußeren Rand* der später entstehenden Randschichtbarriere (radialer Abschnitt mit dem betragsmäßig größten Dichtegradienten).

Bei beiden Entladungen beginnt bereits 11 - 15 ms *vor dem L-H Übergang eine geringe, aber deutlich erkennbare Absenkung der Mulde* um insgesamt 1.0 km/s (Entladung #14516) bzw. 1.2 km/s (Entladung #14523). Diese Absenkung liegt (nach der Reduktion der Standardabweichung durch die Polynomfits) weit außerhalb der Fehlerbalken für $v_{E \times B}$. Dies entspricht nach Gleichung (3.3) einer Abnahme des radialen elektrischen Feldes E_r von -0.6 kV/m auf -1.9 kV/m. Nach dem L-H Übergang nimmt bei beiden Entladungen das Minimum der $v_{E \times B}$ -Mulde weiter um etwa 7.5 km/s auf ca. -9 km/s ab ($E_r \approx -11.2$ kV/m). Dieser Wert für E_r wird durch die Messung der kinetischen Energie der Ladungsaustausch-Neutralen bestätigt, siehe Anhang B.4.

Da der Dichtegradient in der H-Mode Randschichtbarriere näherungsweise konstant bleibt, die Dichte am Plasmarand innerhalb der Barriere jedoch zunimmt, vergrößert sich auch die Barrierenbreite während der ersten Millisekunden nach dem L-H Übergang (siehe z.B. Abb. 7.27). Diese Verbreiterung der Randschichtbarriere auf etwa 2.5 cm wird auch im $v_{E \times B}$ -Profil beobachtet. Da an der Separatrix bereits ein positives radiales elektrisches Feld anliegen muß, wächst die Randschichtbarriere *nach innen*. Der Ursprung der Barriere liegt deshalb am äußeren Rand der vollständig ausgebildeten Transportbarriere.

Bei den Messungen des O-Mode Reflektometers (Entladungen #14334, Abb. 7.35 und #14356, Abb. F.15) wurde kein Offset in der radialen Koordinate festgestellt, denn die ausgebildete H-Mode Barriere (z.B. in Abb. 7.35 unten) befindet sich vollständig innerhalb der Separatrix. Obwohl die Mulde im $v_{E \times B}$ -Profil vor dem L-H Übergang nicht im beobachteten radialen Bereich lag, bestätigen die Messungen mit dem O-Mode Reflektometer einige der mit dem X-Mode Reflektometer gefundenen Ergebnisse:

Die Breite der vollständig ausgebildeten Barriere in der H-Mode beträgt auch bei Entladungen mit höherer gemittelter Dichte (siehe Kapitel 7.6.1) etwa 2.5 cm. Ebenfalls liegt das Minimum der $v_{E \times B}$ -Mulde bei etwa -9 km/s, was jedoch wegen des höheren Magnetfelds von etwa 2.1 T einem größeren radialen elektrischen Feld von ca. -19 kV/m entspricht. Dieses Resultat für E_r wird ebenfalls durch die Messung der kinetischen Energie der Ladungsaustauschneutralen bestätigt (Anhang B.4).

Da vor dem L-H Übergang in den $v_{E \times B}$ -Profilen nur die innere Seite der $v_{E \times B}$ -Mulde sichtbar ist, muß das Minimum der $v_{E \times B}$ -Mulde am äußeren Rand oder außerhalb des radialen Meßfensters liegen (bei Entladung #14356 wird in den letzten 5 ms vor dem Phasenübergang das Minimum gerade sichtbar). Dieser Bereich ist wie bei den Entladungen #14516 und #14523 klar am äußeren Rand der späteren H-Mode Barriere angesiedelt.

In Abb. 7.34 nimmt vor dem L-H Übergang die Breite der $v_{E \times B}$ -Mulde ab. Neben der Absenkung der einzelnen Meßpunkte spielt bei diesem Effekt die Zunahme des Betrags des Dichtegradienten im Bereich der Mulde eine Rolle: Durch die steiler werdenden Dichteprofile am

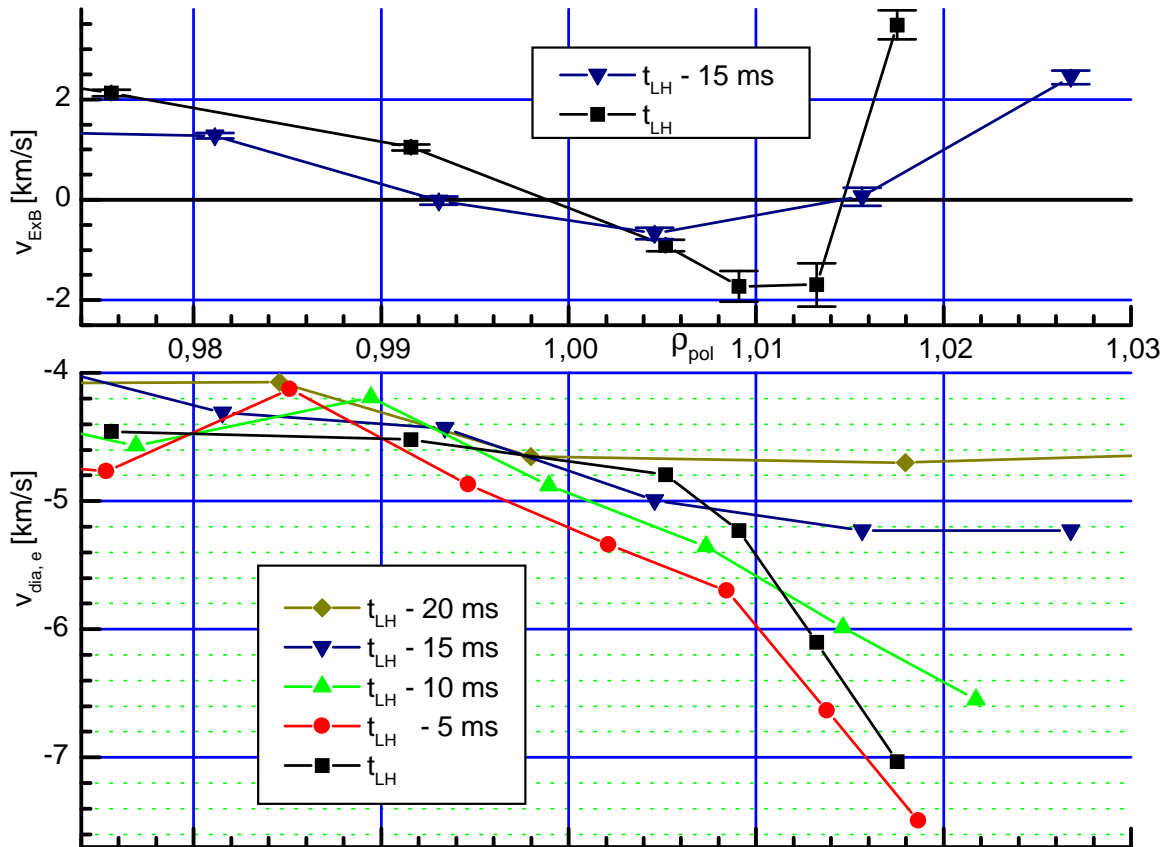


Abbildung 7.36: Zeitabhängiges, radiales Profil der diamagnetischen Geschwindigkeit der Elektronen vor dem L-H Übergang bei Entladung #14516, sowie zur besseren Orientierung das $v_{E \times B}$ -Profil lange vor und zum Zeitpunkt des L-H Übergangs.

Plasmarand (siehe Abb. 7.27, F.4 und F.5) rücken die Meßpunkte radial näher zusammen. Die Steilheit der Flanken nimmt zu, und die Verscherung des radialen elektrischen Feldes steigt. Ferner ist eine leichte Verschiebung des Muldenminimums nach außen erkennbar. Auch die O-Mode Messungen (Abb. 7.35 und F.15) zeigen zumindest auf der Innenseite der $v_{E \times B}$ -Mulde vor dem L-H Übergang eine Zunahme der Flankensteigung (auf der Außenseite standen keine Meßpunkte zur Verfügung). Dies stützt die Beobachtung der abnehmenden Muldenbreite bei Entladung #14516.

Bei Entladung #14523 fehlen am äußeren Plasmarand Meßpunkte des Dichteprofiles. Zwar wurden die Dichteprofile dort durch Geraden ergänzt, um Profilformen zu erhalten, die mit denen von Entladung #14516 vergleichbar sind. Die Aussagekraft des Dichtegradienten dieser Profile am Plasmarand ist jedoch fragwürdig. Es ist deshalb kein Widerspruch, daß bei Entladung #14523 (Abb. F.14) vor dem L-H Übergang steiler werdende Flanken der $v_{E \times B}$ -Mulde sowie die leichte Verschiebung nach außen nicht beobachtet werden.

Die diamagnetische Driftgeschwindigkeit der Elektronen $v_{\text{dia,e}}$ ist nach Gleichung (2.6) proportional zum Druckgradienten ∇p_e . Bei zunehmenden Temperaturgradienten und steiler werdenden Dichteprofilen am Plasmarand vor dem L-H Übergang nehmen der (negative) Druckgradient und somit auch $v_{\text{dia,e}}$ ab. In Abb. 7.36 ist das radiale Profil von $v_{\text{dia,e}}$ der letzten 20 ms vor dem L-H Übergang dargestellt. In diesem Zeitintervall sinkt $v_{\text{dia,e}}$ im Minimum der $v_{\text{dia,e}}$ -Mulde um etwa 1.0 km/s.

Dieser Effekt wird auch bei den Entladungen #14334 und #14356 bei höherer Elektronendichte (Messungen mit dem O-Mode Doppler-Reflektometer) beobachtet, siehe Abb. F.16 und F.17. Bei diesem Entladungstyp beträgt die Absenkung von $v_{dia,e}$ in dem Bereich, in dem das Minimum der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit vermutet wird, jedoch lediglich etwa 0.7 - 0.8 km/s.

Am Plasmarand sind die Profile der Elektronendichte besonders steil, und die Bestimmung des Druckgradienten ∇p_e erweist sich dort als schwierig. Eine realistische Standardabweichung für $v_{dia,e}$ liegt in der Größenordnung von 1 km/s. Es ist jedoch gesichert, daß $v_{dia,e}$ im Muldenbereich vor dem L-H Übergang abnimmt, da dieser Effekt bei allen Entladungen beobachtet wird, bei denen Dichteprofile am Plasmarand zur Verfügung stehen (#14334, #14356 und #14516).

7.6.7 Verhalten der Streuleistung während des L-H Übergangs

Im Leistungsspektrum des Doppler-Reflektometers findet sich sowohl an der Cutoff-Schicht direkt reflektierte als auch an kurzwelligen Dichtefluktuationen gestreute Mikrowellenleistung wieder. Letztere ist nach Gleichung (4.23) proportional zum Amplitudenquadrat der Dichtefluktuationen. Über das Verhalten der Streuleistung sind deshalb prinzipiell Rückschlüsse auf Änderungen der Turbulenz möglich.

Die direkt reflektierte Leistung ergibt im Spektrum eine schmale Linie bei $f_D = 0$ Hz, die durch die radiale Bewegung der Cutoff-Schicht (z.B. aufgrund in poloidaler Richtung vorbeiziehender Dichtefluktuationen) geringfügig verbreitert ist (Kapitel 4.4.3). Die an der Turbulenz gestreute Mikrowellenleistung führt zu einer breiten, dopplerverschobenen Linie, welche in den L-Mode Phasen der im folgenden betrachteten Zeitspuren (Entladungen #14516 und #14523, Messung mit dem X-Mode Doppler-Reflektometer) schon oberhalb einer geringen Frequenz f_1 die Linie der direkt reflektierten Leistung dominiert, siehe z.B. Abbildung 7.26 a).

Um in guter Näherung die gestreute Mikrowellenleistung zu erhalten, wurde aus dem Leistungsspektrum zunächst ein schmaler Streifen zwischen $-f_{dr}$ und $+f_{dr}$ zu null gesetzt (mit $f_{dr} = 50$ kHz, wobei $f_{dr} > f_1$). Anschließend wurde über das verbleibende Spektrum integriert.

Aufgrund der statistischen Natur der Fluktuationen ist die an ihnen gestreute Mikrowellenleistung stark fluktuierend, und die entsprechenden Zeitspuren sind verrauscht. Dennoch ist in vielen Zeitspuren ein Trend der Streuleistung vor dem L-H Übergang erkennbar (ohne Abbildung):

Die beiden Entladungen #14516 und #14523 zeigen bei Sendefrequenzen bis 50 GHz vor dem L-H Übergang eine nahezu konstante Streuleistung. Bei Mikrowellenfrequenzen zwischen 51 und 54 GHz ist eine Abnahme der gestreuten Mikrowellenleistung zu erkennen. Bei noch höheren Sendefrequenzen (untersucht wurden Zeit-

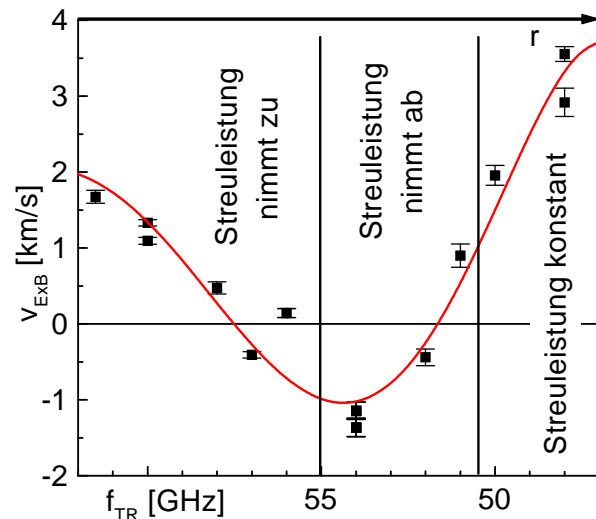


Abbildung 7.37: Entladungen #14516 und #14523, $v_{E \times B}$ zum Zeitpunkt $t = t_{LH} - 5$ ms: Einteilung der Zeitspuren der an Fluktuationen gestreuten Mikrowellenleistung nach ihrem Verhalten vor dem L-H Übergang in drei Bereiche.

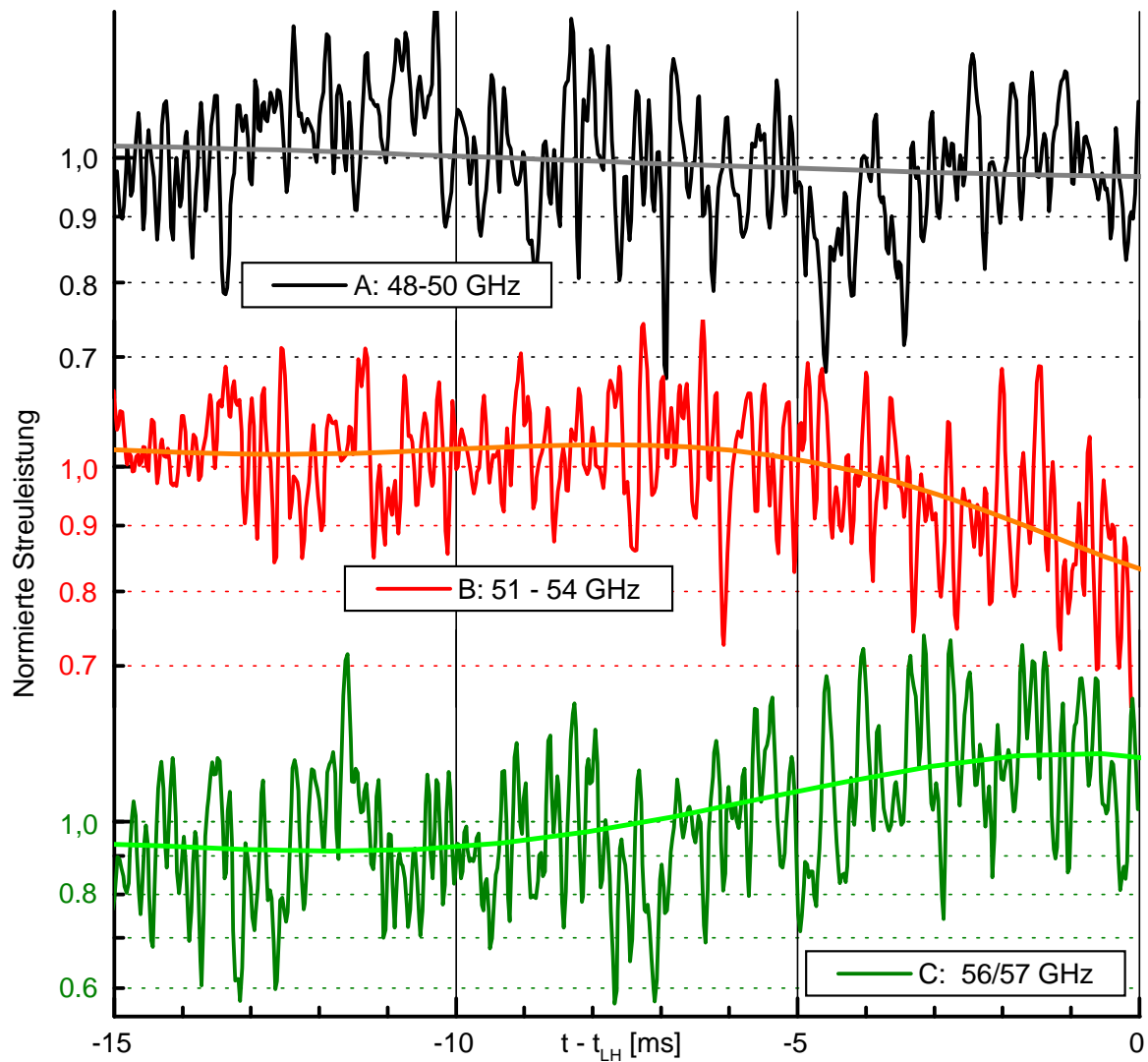


Abbildung 7.38: Auf 1 normierte, gemittelte Streuleistung des Doppler-Reflektometers (Entladungen #14516 und #14523) aus den drei Bereichen von Abb. 7.37, sowie jeweils ein Polynomfit.

spuren mit 56 und 57 GHz) nimmt die Streuleistung vor dem L-H Übergang zu. Die Zeitspuren wurden deshalb in diese drei Kategorien eingeteilt, siehe Abb. 7.37.

Da bei den Entladungen #14516 und #14523 bis auf eine geringe radiale und vertikale Plaserverschiebung identische Kontrollparameter eingestellt waren und auch sämtliche Meßergebnisse vergleichbar sind, wurde die Leistung zunächst jeweils normiert, und dann über alle Zeitspuren einer Kategorie (beider Entladungen) gemittelt. Diese so erhaltenen Zeitspuren sind in Abb. 7.38 dargestellt und zeigen deutlich die oben beschriebene Änderung der Streuleistung.

Kapitel 8

Interpretation der Meßergebnisse

In diesem Kapitel werden die Meßergebnisse der vergangenen Unterkapitel aufbereitet und auf ihre Aussagen im Bezug auf die Physik des LH-Übergangs untersucht.

8.1 Verhalten abgeleiteter Größen vor dem L-H Übergang

8.1.1 Amplitude der Mikroturbulenz

Um aus dem Verlauf der gestreuten Mikrowellenleistung bei den Entladungen #14516 und #14523 (Kapitel 7.6.7, Messung mit dem X-Mode Reflektometer) Rückschlüsse auf das Turbulenzverhalten ziehen zu können, wird zunächst untersucht, wodurch die gestreute Mikrowellenleistung beeinflusst werden kann. Im wesentlichen sind dies die folgenden Faktoren:

Geometrische Größen wie der Abstand oder der Verkippwinkel α der Antennen zur Cutoff-Schicht sind im betrachteten Zeitintervall vor dem L-H Übergang in guter Näherung konstant und vernachlässigbar. Das *Profil der Elektronendichte* hingegen wird am Plasmarand vor dem Phasenübergang in die H-Mode steiler.

Die Wirkung des betragsmäßig ansteigenden Dichtegradienten wird im Folgenden diskutiert.

Die gestreute Mikrowellenleistung hängt vom Meßvolumen ab. Das Meßvolumen entspricht dem Bereich nahe der Cutoff-Schicht, in dem die Bewertungsfunktion einen von Null deutlich verschiedenen Wert annimmt (siehe Kapitel 4.4.5). Modellierungen mit der Methode der Bewertungsfunktion zeigen, daß die Änderung des Dichtegradienten auf das Meßvolumen nur einen geringen Einfluß hat: Da sich bei X-Mode Polarisierung schon bei moderaten Dichtegradienten steile radiale Profile des optischen Brechungsindex ergeben, liegen die Dimensionen des Meßvolumens bei den hier auftretenden, betragsmäßig großen Dichtegradienten am Plasmarand bereits nahe an von n_e' unabhängigen Grenzwerten.

Auf die Turbulenz selbst hat die Änderung des Dichtegradienten jedoch eine große Wirkung: Die am Plasmarand vorherrschende Driftwellenturbulenz wird über ∇n_e mit Energie versorgt. Legt man die 'mixing length' Abschätzung der Sättigungsamplitude \tilde{n}_e von Kadomtsev (2.13) zugrunde, so erwartet man, daß die Turbulenzamplitude mit zunehmendem $|n_e'|$ zunimmt und sich deshalb auch die an der Turbulenz gestreute Mikrowellenleistung erhöht. Tatsächlich wird nur am inneren Rand der $v_{E \times B}$ -Mulde (Zeitspur C von Abb. 7.38) ab etwa 7 ms vor dem L-H Übergang ein deutlicher Anstieg der Streuleistung verzeichnet.

Hingegen zeigt Zeitspur B von Abb. 7.38 (Minimum bis äußerer Rand der $v_{E \times B}$ -Mulde) in den letzten 5 ms vor dem L-H Übergang klar eine *Abnahme der an der Turbulenz gestreuten Mi-*

krowellenleistung. Dieses gegenläufige Verhalten zur räumlich benachbarten Zeitspur C steht in krassem Widerspruch zu den Vorhersagen des Kadomtsev-Modells. Es kann jedoch durch eine Reduktion der am Streuprozeß beteiligten Mikroturbulenz z.B. aufgrund der radialen Verscherung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit erklärt werden, siehe Kapitel 8.2.

Die Zeitspur A von Abb. 7.38 zeigt für die Streuleistung einen zeitlich nahezu konstanten Wert. Die radiale Position des Meßbereichs kann aufgrund des unbekanntem radialen Offsets außerhalb der Separatrix ('scrape off layer' SOL, offene Flußflächen) liegen. In der SOL wird das Verhalten von Instabilitäten durch andere Mechanismen als innerhalb der Separatrix bestimmt. Deshalb ist ein Vergleich mit den anderen beiden Zeitspuren B und C nicht sinnvoll.

8.1.2 Verscherrate ω_s des radialen elektrischen Feldes

Die Meßergebnisse von Kapitel 7.6.6 zeigen bei den Entladungen #14516 und #14523 bereits in der L-Mode Phase im Profil der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit eine Mulde, und zwar am äußeren Rand der später entstehenden H-Mode Randschichtbarriere (siehe Abb. 7.34 und F.14).

Durch die etwa 11 - 15 ms vor dem L-H Übergang einsetzende Absenkung des Muldenminimums und der Abnahme der Muldenbreite nimmt die Flankensteigung dieser $v_{E \times B}$ -Mulde deutlich zu. Dies ist gleichbedeutend mit einer zunehmenden Verscherung des radialen elektrischen Feldes, die in diesem Unterkapitel berechnet wird.

Nach Abschnitt 8.1.1 nimmt die Mikroturbulenz *nur am äußeren Muldenrand* bereits vor dem L-H Übergang deutlich ab. Auch ist dort der Gradient von $v_{E \times B}$ und damit von E_r unmittelbar vor dem Phasenübergang etwa um einen Faktor 5 größer als auf der Innenseite. Die Vermutung liegt deshalb nahe, daß sich der L-H Übergang am äußeren Rand der untersuchten $v_{E \times B}$ -Mulde ereignet, und sich dann die Randschichtbarriere der H-Mode von dort aus ausbreitet. Deshalb wird die Verscherrate ω_s des radialen, elektrischen Feldes E_r nur am äußeren Rand der untersuchten $v_{E \times B}$ -Mulde berechnet.

Nach Gleichung (3.8) und Abb. 7.34 ergeben sich dort entlang des Mikrowellenstrahls des Doppler-Reflektometers bei Entladung #14516 die folgenden Zahlenwerte für ω_s :

$$\begin{aligned} \omega_s(t_{LH} - 15 \text{ ms}) &= 0.07 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, \quad \omega_s(t_{LH} - 5 \text{ ms}) = 0.52 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, \\ \omega_s(t_{LH}) &= 1.65 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

8.1.3 Diamagnetische Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$ der Hauptionen

Das Verhalten der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$ am L-H Übergang kann nach Gleichung (3.3) untersucht werden, wenn am Plasmarand die Gradientenlänge $L_{n_i} = n_i / \nabla n_i$ der Dichte der Hauptionen, sowie die Temperatur und der Temperaturgradient mit ausreichend hoher Zeitaufösung (~ 10 ms) zur Verfügung stehen:

$$v_{dia,i} = - \left(\frac{T_i}{L_{n_i} Z_i e} + \frac{\nabla T_i}{Z_i e} \right) \quad (8.1)$$

Für Elektronen muß i durch e ersetzt werden. Aufgrund der Quasineutralität des Plasmas [1-4] sind Elektronen- und Ionendichteprofile fest miteinander gekoppelt (die Gradientenlängen sind nahezu identisch). Die Profile der Elektronendichte können mit der Thomson-Streudiagnostik YPR bei ausreichender Zeitaufösung besonders genau bestimmt werden. Das Verhalten der Gradientenlänge $L_{n,i}$ der Ionendichte am L-H Übergang kann deshalb aus der zeitlichen Entwicklung der Elektronendichteprofile abgeleitet werden.

Die Energieaustauschzeit τ_{ei}^E zwischen Elektronen und Ionen liegt bei Entladung #14516 nach [1, 2] am Plasmarand ($n_e \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e \sim 100 \text{ eV}$) bei etwa 4 Millisekunden (6 Millisekunden bei den Entladungen #14334 und #14356). Durch die Neutralteilchen-Injektion NBI werden vornehmlich die Ionen geheizt. Deshalb können im Gegensatz zu den Dichteprofilen die Temperaturprofile der Elektronen und Ionen nach Einsetzen der NBI geringfügig voneinander abweichen. Es wird erwartet, daß gilt:

$$-\Delta v_{dia,e} \leq \Delta v_{dia,i} \quad (8.2)$$

Die mit der ECE-Diagnostik gemessenen Elektronentemperaturprofile übertreffen die Temperaturprofile anderer Diagnostiken in Genauigkeit und Zeitaufösung. Deshalb wird die mit Hilfe der ECE- und YPR-Diagnostiken bestimmte diamagnetische Geschwindigkeit $v_{dia,e}$ der Elektronen als Referenz für $-v_{dia,i}$ verwendet.

Nach den Meßergebnissen von Kapitel 7.6.6 muß die diamagnetische Geschwindigkeit $v_{dia,i}$ der Hauptionen bei Entladung #14516 in den letzten 20 Millisekunden vor dem L-H Übergang am Plasmarand um ca. 1 km/s oder sogar mehr ansteigen. Bei den Entladungen höherer gemittelter Dichte (#14334 und #14356) liegt der Anstieg bei mindestens etwa 0.8 km/s.

8.2 BDT-Kriterium

In der Literatur wird überwiegend davon ausgegangen, daß am L-H Übergang durch die zunehmende Verscherrung ω_s des radialen elektrischen Feldes der anomale Transport reduziert wird, und dies schließlich zu der Ausbildung der H-Mode Transportbarriere führt. Das einfache Modell von Kapitel 3.2.1 sagt voraus, daß dabei sowohl die Turbulenz als auch die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen verringert wird.

Eine Zunahme der Verscherrung von E_r ist jedoch nicht zwangsläufig mit einer Reduktion des anomalen Transports verknüpft. Das BDT-Kriterium (3.4) liefert dazu eine Abschätzung: Erst wenn die Verscherrate ω_s die Größenordnung der diffusiven Zerfallsrate ω_t der Dichtefluktuationen erreicht, wird die Lebensdauer der Fluktuationen durch die Verscherrung von $v_{E \times B}$ nennenswert beeinflusst. Nur dann kann eine weitere Zunahme von ω_s in einem merklichen Rückgang des anomalen Transports resultieren. Dabei setzt die Turbulenzreduktion nicht abrupt ein, sondern der Übergang geschieht fließend.

Die diffusive Zerfallsrate kann mit Hilfe von Gleichung (3.5) berechnet werden: Zwar liegen für die untersuchten Entladungen keine gemessenen Werte für die radiale Korrelationslänge l_r der Fluktuationen und den Diffusionskoeffizienten D der Teilchen vor. Erfahrungsgemäß liegt jedoch in ASDEX Upgrade am Plasmarand bei L-Mode Entladungen D typischerweise zwischen 2 und 3 m^2s^{-1} [11]. Geht man von einer radialen Korrelationslänge von $l_r = 0.5 \text{ cm}$ aus (siehe Kapitel 2.3), so ergibt sich für die diffusive Zerfallsrate ein Schätzwert von $\omega_t \sim 0.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} - 0.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Die Abbildung 7.33 (Meßpunkt des $v_{E \times B}$ -Muldenminimums von Abb. 7.34 oben) und die zeitliche Entwicklung der radialen Profile von $v_{E \times B}$ in Abb. 7.34 und F.14 zeigen bei den Entladungen #14516 und #14523 eine kontinuierliche Absenkung des $v_{E \times B}$ -Muldenminimums mindestens innerhalb der letzten 11 Millisekunden vor dem L-H Übergang.

Etwa 5 Millisekunden vor dem L-H Übergang überschreitet am äußeren Muldenrand die Verscherrate ω_s des radialen elektrischen Feldes die diffusive Zerfallsrate ω_t . Ab etwa dem selben Zeitpunkt setzt zwischen dem Minimum und dem äußeren Rand der Mulde fließend eine deutliche Reduktion der an Turbulenz gestreuten Mikrowellenleistung ein, aus der auf eine abnehmende Turbulenzamplitude und reduziertem anomalen Transport geschlossen werden kann.

Die Koinzidenz von Überschreiten der kritischen Verscherrate ω_t durch ω_s und der beginnenden Turbulenzreduktion stimmt mit den Vorhersagen des BDT-Kriteriums völlig überein. Dieses experimentell beobachtete Verhalten des Plasmas stützt die These, daß die Verminderung der Turbulenz und des anomalen Transports am L-H Übergang tatsächlich auf das verscherte, radiale elektrische Feld zurückzuführen ist.

Bemerkenswert ist der Umstand, daß die Reduktion der an Turbulenz gestreuten Mikrowellenleistung *bis in das Minimum der $v_{E \times B}$ -Mulde hineinreicht*. Dort verschwindet die erste Ableitung E_r' des radialen elektrischen Feldes, und nur E_r und E_r'' sind von Null verschieden. Manche Theorien sagen voraus, daß bei der Reduktion bestimmter Moden E_r'' eine wichtigere Rolle spielt als E_r' [52, 67, 75]. Möglicherweise muß hier das BDT-Kriterium ergänzt werden.

8.3 Vergleich mit Ergebnissen anderer Tokamaks

8.3.1 Turbulenzverhalten

Bisher wurde mit Hilfe von Standard-Reflektometern und FIR-Streuung [80–83, 87] das Turbulenzverhalten am Plasmarand vor dem L-H Übergang untersucht. Beide Diagnostiken zeigten bislang keine deutlichen Hinweise auf eine Turbulenzreduktion vor dem L-H Übergang.

Die in ASDEX Upgrade mit Hilfe des Doppler-Reflektometers gefundene Zone mit Turbulenzreduktion vor dem L-H Übergang ist nur etwa 1 Zentimeter breit, und deshalb mit der FIR-Diagnostik besonders schwer zu treffen und auszumessen. Auch ist die radiale Ortsauflösung der FIR-Diagnostik schlecht im Vergleich zu der von Reflektometern, sodaß auch Streusignal benachbarter Zonen ohne Turbulenzunterdrückung im Detektor mitgemessen wird. Standard-Reflektometer haben den Nachteil, daß die an der Cutoff-Schicht direkt reflektierte Leistung das Meßspektrum stark dominiert, und zudem die an der an Turbulenz gestreute Leistung nicht separiert werden kann. Dadurch ist eine nur geringe Turbulenzreduktion nicht nachweisbar.

Bei Messungen des Doppler-Reflektometers wird durch die Antennenausrichtung der Anteil der an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Leistung im Vergleich zu dem an Turbulenz gestreuter Mikrowellenleistung stark abgeschwächt. Im Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers erscheinen zudem die beiden Anteile voneinander getrennt, siehe Kapitel 4.3. Deshalb kann die an der Cutoff-Schicht direkt reflektierte Leistung *ausgeblendet* werden. Erst durch diese Maßnahme, sowie durch die Einteilung der Zeitspuren nach der radialen Position des Meßorts in Kategorien und durch die Mittelung über alle Zeitspuren einer Kategorie (siehe Kapitel 7.6.7) wird das zeitliche Verhalten der Mikrowellen-Streuleistung von Abb. 7.38 sichtbar, aus der auf das Verhalten der Turbulenzamplitude und des anomalen Transports geschlossen werden kann.

Zudem tritt die Turbulenzreduktion erst auf, wenn das BDT-Kriterium erfüllt ist. Bei den an ASDEX Upgrade durchgeführten Messungen war das bereits deutlich vor dem L-H Übergang der Fall. Es besteht die Möglichkeit, daß bei anderen Maschinen und Entladungstypen das BDT-Kriterium erst unmittelbar vor dem Zustandswechsel in die H-Mode erfüllt wird. Dann ist eine Turbulenzreduktion vor dem L-H Übergang nicht sichtbar.

8.3.2 Verhalten von $v_{E \times B}$

Bei den Messungen in ASDEX Upgrade beträgt die Absenkung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit vor dem L-H Übergang (z.B. bei Entladung #14516) mit 1.0 km/s etwa 1/8 der Gesamtänderung von $v_{E \times B}$. Im selben Zeitraum nimmt durch die steiler werdenden Dichte- und Temperaturprofile (Kapitel 7.6.4) die diamagnetische Driftgeschwindigkeit der Ionen $v_{dia,i}$ ebenfalls um etwa 1 km/s zu. Die Absenkung von $v_{E \times B}$ am Plasmarand kann deshalb mit Hilfe von Gleichung (3.3) mit der bloßen Änderung der Druckgradienten erklärt werden. Die Geschwindigkeit $v_{i,\perp}$ des Ionenfluids bleibt vor dem L-H Übergang im Rahmen der Meßgenauigkeit *konstant*.

Dies steht im Widerspruch zu den Beobachtungen im Tokamak DIII-D: Zwar wird auch dort vor dem L-H Übergang eine geringe Zunahme von $v_{dia,i}$ in der in ASDEX Upgrade beobachteten Größenordnung beobachtet. Die untersuchten L-H Übergänge zeigten jedoch unmittelbar vor dem Phasenübergang in die H-Mode am Ort der späteren Barriere eine Absenkung des radialen elektrischen Feldes und der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit zwischen 30 und 50 % der Gesamtänderung dieser Größen [82, 83, 87]. In diesem Fall reicht die Änderung der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit bei weitem nicht aus, um nach der radialen Kraftgleichung (3.3) die Absenkung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit vollständig zu erklären. Diese Diskrepanz führte zu der Annahme, daß zusätzliche Terme in der Kraftgleichung (2.1) am L-H Übergang auf $v_{i,\perp}$ wirken und schließlich den Zustandswechsel in die H-Mode auslösen, siehe Kapitel 3.2.2.

Die hier präsentierten Ergebnisse von ASDEX Upgrade zeigen *keine* Notwendigkeit für solche zusätzliche Mechanismen.

8.4 Zu den Meßergebnissen kompatibles H-Mode Modell

Das in Kapitel 3.2.3 vorgestellte H-Mode Modell [60] kommt ohne Zusatzmechanismen am L-H Übergang aus ($v_{i,\perp} \approx 0$ oder zumindest konstant). Damit ist es kompatibel zu dem in Kapitel 8.3.2 geschilderten Plasmaverhalten am L-H Übergang in ASDEX Upgrade. Da es auf der Reduktion des anomalen Transports durch Verscherung des radialen elektrischen Feldes und dem BDT-Kriterium basiert, steht es ebenso im Einklang mit dem in Kapitel 8.2 beschriebenen Beobachtungen. Das Modell ist außerdem wegen der enthaltenen harten Bifurkation verträglich mit dem beobachteten schnellen Zustandswechsel (Dauer weniger als 100 μ s) in die H-Mode.

Mit Hilfe des Modells können die Vorgänge am L-H Übergang folgendermaßen beschrieben werden: Die Verscherung des radialen elektrischen Feldes sei anfangs nur gering, die Diffusionskoeffizienten D und χ sind deshalb nach Gleichung (3.9) und (3.10) zunächst konstant. Der Energie- und Teilchenfluß soll zu Beginn Q_1 bzw. Γ_a betragen.

Durch das Einschalten der Neutralteilcheninjektion NBI wird das Plasma mit zusätzlicher Heizleistung versorgt. Weil der Teilcheneintrag der NBI-Heizung sehr klein ist, ändert sich der Teilchenfluß Γ nur geringfügig. Der Dichtegradient dn_i/dr bleibt deshalb näherungsweise konstant. Wegen der slowing-down Zeit der schnellen Ionen (~ 20 ms) leicht verzögert nehmen am Plasmarand lokal die Temperatur- und Druckgradienten dT_i/dr bzw. dp_i/dr , sowie der Energiefluß Q zu. In Abb. 3.4 wandert deshalb der Graph für Q kontinuierlich in Richtung der linken oberen Ecke (in Richtung Kurve Q_3), während sich der Graph für Γ kaum bewegt. Die Energie-Einschlußzeit liegt in der L-Mode bei etwa 50 Millisekunden. Es wird deshalb erwartet, daß diese Entwicklung von Q bis zum L-H Übergang (ca. 25 ms nach Einschalten der NBI) anhält.

Nach einiger Zeit hat sich der Graph für Q so weit bewegt, daß sich die Kurven für Q und Γ dreifach schneiden: Das Plasma hat den Zustandsbereich der harten Bifurkation im Teilchen- und Energieeinschluß erreicht. Dies hat jedoch keine unmittelbaren Auswirkungen auf das Plasma, es verbleibt im L-Mode Lösungsweig.

Nach Gleichung (3.11) nimmt mit dem Druckgradient dp_i/dr auch die Verscherung $v_{E \times B}/\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit zu. Erreicht $\alpha \cdot v_{E \times B} \gamma$ die Größenordnung 1 (BDT-Kriterium ist erfüllt), nehmen nach Gleichung (3.9) und (3.10) bei weiterem Anwachsen von $v_{E \times B}$ die Diffusionskoeffizienten D und χ ab. Dies ist gleichbedeutend mit einer Reduktion des anomalen Transports. Deshalb wächst von nun an mit steigendem Energiefluß Q auch der Dichtegradient dn_i/dr . Dies bedeutet, daß in Abb. 3.4 der zum L-Mode Lösungsweig gehörige Schnittpunkt der Graphen Q und Γ (Schnittpunkt mit dem geringsten Dichte- und Druckgradienten) sich durch die Entwicklung von Q nicht mehr wie anfangs nur nach oben, sondern nun zusätzlich auch nach rechts bewegt.

Der L-H Übergang geschieht dann, wenn wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben der Energiefluß Q lokal den kritischen Wert Q_c überschreitet und in Abb. 3.4 alle Schnittpunkte bis auf die H-Mode Lösung verschwinden.

Das in Kapitel 3.2.3 vorgestellte H-Mode Modell beschreibt qualitativ alle vor und während des L-H Übergangs beobachteten Effekte. Auch auf die Frage nach dem die positive Rückkopplungsschleife von Kapitel 3.2.1 antreibenden Element (Frage nach der Kausalität) liefert das H-Mode Modell eine Antwort: Durch die Heizung wird ein unmittelbarer Einfluß auf die Temperatur T_i , den Temperaturgradient dT_i/dr und den Energiefluß Q ausgeübt. Dies wirkt auf $v_{dia,i}$, und über die radiale Kraftgleichung (3.3) auf $v_{E \times B}$. Turbulenz, anomaler Transport und der Dichtegradient ändern sich im Modell nur als Folge der zunehmenden E_r -Verscherung, und sind nicht die Ursache davon.

Die Beobachtung, daß sich nach Einschalten der NBI die Geschwindigkeiten $v_{dia,i}$ und $v_{E \times B}$ bei kleiner E_r -Verscherung zunächst nahezu unabhängig von der Turbulenzamplitude und dem anomalem Transport verändern, stützt diese These und ist ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit des H-Mode Modells von Kapitel 3.2.3.

Ein quantitativer Vergleich z.B. der Barrierenbreite oder der Dichte- und Druckprofile zwischen Modell und Experiment in der voll entwickelten, quasistationären H-Mode wurde bereits in anderen Arbeiten durchgeführt und lieferte trotz der stark vereinfachenden Annahmen z.B. über die Teilchen- und Energiequellen eine zufriedenstellende Übereinstimmung, siehe Kapitel 3.2.2. In der vorliegenden Arbeit wurde auf eine solche quantitative Analyse verzichtet.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Aufgabe der vorliegenden Dissertation war es, ein Doppler-Reflektometer für den ASDEX Upgrade Tokamak aufzubauen, mit dieser Diagnostik das dynamische Verhalten des Plasmas am L-H Übergang zu untersuchen und mit den Vorhersagen gängiger H-Mode Modelle zu vergleichen.

Bei einem Doppler-Reflektometer handelt es sich um eine Mikrowellendiagnostik, mit deren Hilfe die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit des Plasmas aufgrund eines radialen elektrischen Feldes mit hoher radialer (< 1 cm) und temporaler Auflösung ($\ll 1$ ms) bestimmt werden kann.

Bei dieser Diagnostik wird ausgenutzt, daß durch Mikroturbulenz entstandene Dichtefluktuationen für eine Mikrowelle nahe der Cutoff-Schicht ein unregelmäßiges Gitter des optischen Brechungsindex (Phasengitter) darstellen. Aufgrund der Struktur der Dichtefluktuationen ist der Gittervektor \vec{k}_{fl} senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} ausgerichtet. Das Phasengitter rotiert in \vec{y} -Richtung (senkrecht zu ∇n_e und \vec{B}) mit der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit plus der (bekannten) intrinsischen Phasengeschwindigkeit der Turbulenz (die radiale Bewegung ist vernachlässigbar). Eine an dem Phasengitter gestreute Mikrowelle erscheint nun aufgrund des Doppler-Effekts frequenzverschoben. Die mit dem Doppler-Reflektometer gemessene Frequenzverschiebung $f_{D,0}$ ist proportional zur Rotationsgeschwindigkeit $v_{fl,y}$ und zur effektiven Wellenzahl $k_{fl,y}$. $k_{fl,y}$ wird durch die Bragg-Bedingung festgelegt und ist prinzipiell bekannt. Aus der Dopplerverschiebung $f_{D,0}$ kann deshalb die Rotationsgeschwindigkeit der Dichtefluktuationen, und daraus die $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit bestimmt werden.

Da die Leistung der gestreuten Mikrowelle von der Turbulenzamplitude abhängt, kann ein Doppler-Reflektometer prinzipiell auch als Monitor kurzwelliger Turbulenz eingesetzt werden.

Um simultan Messungen mit X- und O-Mode Polarisation zu ermöglichen und bereits die Voraussetzungen für zukünftige Korrelationsmessungen zu schaffen, wurden zwei nahezu identische V-Band Doppler-Reflektometer variabler Senderfrequenz aufgebaut. Bei X-Mode Polarisation werden damit bei einem Magnetfeld von $B = 1.5$ T Cutoff-Dichten zwischen 0.3 und $3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ erreicht. In O-Mode Polarisation sind Messungen bei Elektronendichten zwischen 3.0 und $7.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ möglich. Bei den typischen Elektronendichteprofilen in ASDEX Upgrade können deshalb (abhängig vom Magnetfeld) $v_{E \times B}$ -Messungen vom äußersten Plasmarand bis hinein in das Hauptplasma durchgeführt werden.

Für die richtige Interpretation der Meßdaten eines Doppler-Reflektometers ist die Modellierung der Diagnostik unerlässlich. In der vorliegenden Arbeit wurde diese Modellierung mit Hilfe der Methode der Bewertungsfunktion durchgeführt.

Damit die Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit möglich ist, muß im Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers die dopplerverschobene Linie deutlich erkennbar sein. Dabei hat

die Antennenkonstruktion einen entscheidenden Einfluß auf die Form des Frequenzspektrums. Deshalb wurde ein besonderes Augenmerk auf das Antennenlayout gelegt: Die Frequenzspektren wurden für verschiedene Meßanordnungen und Antennenausführungen modelliert und daraufhin die optimalen Parameter der O- und X-Mode Antennen ausgewählt.

Aus der Modellierung wurde zudem deutlich, daß bei den X-Mode Antennen eine Reduktion der Nebenkeulen (senkrecht zum äußeren Magnetfeld) notwendig ist. Diese Reduktion wurde mit Hilfe destruktiver Interferenz durch eine Korrugation der Spiegeloberflächen umgesetzt.

Der Vergleich eines mit dem Doppler-Reflektometer gemessenen Spektrums mit dem zugehörigen, modellierten Spektrum lieferte das k -Spektrum $F(k) = \tilde{n}_e^2(k)$ der am Plasmarand dominierenden Driftwellenturbulenz (in Ausbreitungsrichtung \vec{y}): Für kleine Wellenzahlen zeigt $F(k)$ zunächst einen flachen Verlauf. Ab $k_{edge} \approx 1.8 \text{ cm}^{-1}$ folgt zu größeren k -Werten hin ein steiler Abfall, welcher sich näherungsweise durch die Kolmogoroff-Form mit dem Parameter $p = 6$ beschreiben läßt.

Die Bragg-Bedingung für den Streuprozeß der Mikrowelle zieht weder Brechungseffekte noch die Krümmung der Flußflächen oder andere geometrische Einflüsse in Betracht. Sie gibt deshalb nur einen groben Näherungswert für die effektive Wellenzahl $k_{fl,y}$ wieder (der systematische Fehler kann über 30% betragen). Die Modellierung der Diagnostik berücksichtigt diese Effekte und liefert den exakten Wert für $k_{fl,y}$.

Aus Zeitgründen ist es nicht möglich, zu jedem gemessenen Frequenzspektrum der Doppler-Reflektometer eine Modellierung durchzuführen. Deshalb wurde heuristisch eine Korrekturfunktion g_{corr} bestimmt, mit deren Hilfe der systematische Fehler bei der Anwendung der Bragg-Bedingung vermieden werden kann.

Auch für die radiale Position des Meßorts wurde eine Korrekturfunktion d_{corr} bestimmt, da sich der Meßort nicht exakt auf der Cutoff-Schicht, sondern einige Millimeter außerhalb der Cutoff-Schicht befindet.

Neben der dopplerverschobenen Linie erscheint durch die an der Cutoff-Schicht direkt reflektierten Mikrowellenleistung im Frequenzspektrum des Doppler-Reflektometers zusätzlich eine Linie bei $f_D = 0 \text{ Hz}$. Häufig überlappen diese zentrale Linie und die dopplerverschobene Linie stark, und die Bestimmung der Dopplerverschiebung wird erschwert.

Deshalb wurde eine Methode entwickelt, welche die Symmetrieeigenschaften der Linien ausnutzt und auch bei starker Überlappung beider Linien zuverlässige Resultate für $f_{D,0}$ liefert.

Über die Senderfrequenz f_{TR} kann die radiale Position der Cutoff-Schicht und damit auch des Meßorts eines Doppler-Reflektometers variiert werden. Profile der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit werden deshalb bestimmt, indem man mit f_{TR} eine Rampe durchfährt und die seriell gemessenen Meßpunkte zu einem $v_{E \times B}$ -Profil zusammensetzt. Dabei muß sichergestellt sein, daß zu den einzelnen Meßzeitpunkten vergleichbare Elektronendichte- und Geschwindigkeitsprofile vorliegen. Für die Untersuchung des L-H Übergangs wurden deshalb Plasmaentladungen mit möglichst vielen, nahezu identischen L-H Übergängen generiert. Bei jedem L-H Zyklus wurde eine andere Sendefrequenz f_{TR} eingestellt, um Profile der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit zu verschiedenen Zeitpunkten relativ zum L-H Übergang zusammensetzen zu können.

Das Profil von $v_{E \times B}$ zeigt schon in der L-Mode Phase eine rund 1.5 cm breite Mulde am *äußeren Rand* der später entstehenden Randschichtbarriere.

Spätestens 11 Millisekunden vor dem L-H Übergang beginnt eine geringe, aber deutlich erkennbare Absenkung des Minimums der Mulde um insgesamt etwa 1.0 km/s. Die Verscherung des radialen elektrischen Feldes nimmt ebenfalls kontinuierlich zu.

In der Literatur wird überwiegend davon ausgegangen, daß am L-H Übergang durch eine zunehmende Verscherung des radialen elektrischen Feldes E_r im Bereich der späteren Trans-

portbarriere die Turbulenz und der damit zusammenhängende anomale Transport reduziert werden [52, 53, 72]. Das BDT-Kriterium [73] liefert eine Abschätzung, ab welcher Verscherrate eine Abnahme des anomalen Transports erwartet wird. Etwa 5 Millisekunden vor dem L-H Übergang setzt bei den untersuchten Entladungen im radialen Bereich zwischen dem Minimum der Mulde im $v_{E \times B}$ -Profil und dem äußeren Muldenrand fließend eine Reduktion der mit dem Doppler-Reflektometer gemessenen Streuleistung der Mikrowelle ein, aus der auf eine Abnahme der Mikroturbulenz geschlossen werden kann. Ab etwa dem selben Zeitpunkt ist in dem betrachteten radialen Bereich das BDT-Kriterium erfüllt.

Diese Koinzidenz ist ein Hinweis dafür, daß es tatsächlich die *zunehmende Verscherrung des radialen elektrischen Feldes* ist, die zur Reduktion der Turbulenz und des anomalen Transports am L-H Übergang führt.

Durch die steiler werdenden Temperatur- und Dichteprofile am Plasmarand nimmt im Bereich des Muldenminimums auch die diamagnetische Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$ der Hauptionen um etwa 1 km/s zu. Aus dem radialen Kräftegleichgewicht folgt daraus, daß die Geschwindigkeit $v_{i,\perp}$ des Ionenfluids vor dem Zustandswechsel in die H-Mode im Rahmen der Meßgenauigkeit *konstant* bleibt.

Dieses Ergebnis widerspricht dem im Tokamak DIII-D beobachteten Plasmaverhalten [82, 83, 87]: Zwar wird auch dort eine vergleichbare Zunahme von $v_{dia,i}$ vor dem Phasenübergang in die H-Mode verzeichnet. Die Absenkung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit am späteren Barrierenort ist jedoch unmittelbar vor dem L-H Übergang so groß, daß die Zunahme der diamagnetischen Driftgeschwindigkeit $v_{dia,i}$ *allein* die radiale Kraftbilanz *nicht* ausgleichen kann. Erst durch die Aufnahme zusätzlicher Impuls-/Drehmomentquellen und -senken in die Kraftgleichung (die während des L-H Übergangs für eine Dynamik von $v_{i,\perp}$ sorgen [28, 52, 61]) konnte das in DIII-D beobachtete Plasmaverhalten beschrieben werden.

Die in ASDEX Upgrade erzielten Meßergebnisse dieser Arbeit zeigen *keine Notwendigkeit* für solch zusätzliche Mechanismen.

Die Meßergebnisse der vorliegenden Arbeit sind deshalb kompatibel zu dem in [60] vorgestellten H-Mode Modell: Dieses Modell basiert auf der Reduktion von Turbulenz und anomalem Transport durch die Verscherrung des radialen elektrischen Feldes, sowie auf der Gültigkeit des BDT-Kriteriums. Am L-H Übergang wird $v_{i,\perp}$ als *konstant* angenommen.

Das Modell stellt eine Bifurkation für den Teilchen- und Energiefluß Γ und Q bereit. Dies liefert eine Erklärung für die auch in ASDEX Upgrade beobachteten, extrem schnellen Phasenübergänge in die H-Mode (Dauer $< 100 \mu\text{s}$).

Im Modell steigt am Plasmarand durch die zugeschaltete Heizung kontinuierlich die Temperatur T_i , der Temperaturgradient dT_i/dr und der Energiefluß Q an. $v_{dia,i}$ nimmt zu, sorgt durch die Kraftgleichung für ein Absenken von $v_{E \times B}$ im Muldenbereich und für eine zunehmende Verscherrung von E_r . Turbulenz, anomaler Transport und der Dichtegradient ändern sich als Folge der zunehmenden E_r -Verscherrung, und sind nicht die Ursache davon.

Die experimentelle Beobachtung, daß sich nach Einschalten der Zusatzheizung die Geschwindigkeiten $v_{dia,i}$ und $v_{E \times B}$ bei kleiner E_r -Verscherrung zunächst nahezu unabhängig von der Turbulenzamplitude verändern, stützt diese These.

Nicht nur der L-H Übergang stellt ein Testfall der H-Mode Modelle dar. Auch der Übergang des Plasmas zurück in die L-Mode ist ein hoch dynamischer Vorgang und muß durch die H-Mode Modelle ebenso korrekt beschrieben werden. In weiterführenden Arbeiten muß deshalb das Plasmaverhalten am H-L Übergang untersucht werden.

Ebenso muß untersucht werden, ob das in der vorliegenden Dissertation beschriebene Plasmaverhalten auch bei abweichenden Plasmaparametern (z.B. höherer Dichte oder anderer Zusatzheizart) beobachtet werden kann.

Anhang A

Summary

The task defined for this thesis was to build a Doppler reflectometer for the ASDEX Upgrade tokamak, to investigate with that diagnostic the dynamic behavior of the plasma at the L-H transition and to compare the results with the predictions of current H-mode models.

To reach ignition of a D-T plasma in a fusion reactor, the so called *fusion triple product* (product of energy confinement time τ_E , ion temperature T_i and ion particle density n_i) has to exceed an (ion temperature dependent) threshold, see fig. 1.1. In principle, the confinement times can be increased by expanding the dimensions of a fusion reactor, but this raises the costs for such devices. Every confinement improvement *without* an increased plasma volume will thus lead to smaller and therefore to more economic future fusion power plants.

With the discovery of the so called *H-mode* (high confinement mode) in 1982 in the ASDEX tokamak, the confinement times of particles and energy could approximately be doubled: With the transition to the H-mode, just inside the separatrix a so called *transport* or *H-mode edge barrier* forms (width ~ 3 cm), which reduces the particle and energy loss. Comparable plasma discharges without this H-mode edge barrier are dubbed *L-mode* (low confinement mode) discharges. A detailed understanding of the H-mode phenomena is essential to enable optimal exploitation of the effects that improve confinement.

Besides this improvement of confinement time, other phenomena are observed at the L-H transition: In the area of the emerging edge barrier, turbulent density fluctuations are strongly reduced. As these fluctuations are related to the anomalous transport (the dominating loss channel for particles and energy), this is assumed to be the main cause of the diminished energy and particle transport. At the same time, due to the reduced transport large temperature and density gradients develop in the H-mode barrier (see fig. 3.1).

Therefore also the diamagnetic drift velocities are very large at the plasma edge. As the poloidal component $v_{i,\perp}$ of the ion fluid velocity is heavily damped [56–58], according to the radial force balance equation (3.3) a large negative radial electric field E_r evolves in that region, see e.g. figure 3.2. The large radial electric field is equivalent to a strong $\vec{E} \times \vec{B}$ drift rotation (typically several km/s).

The transition to the H-mode plasma state is triggered when the energy flux Q across the separatrix exceeds a threshold. The transition then usually occurs abruptly (duration typically 100 μ s): It shows the signature of a bifurcation.

Once the H-mode barrier is established and a critical pressure gradient in the edge barrier has been reached, repetitive MHD instabilities called ELMs (edge localized modes) [25, 26, 47–50] can appear in the barrier region. During these modes, particles and energy are ejected, which slightly reduces the overall confinement times in H-mode discharges.

Although the phenomenon of the H-mode is well known since more than 20 years, the origin of the transport barrier is not yet fully understood. Manyfold theories supply a variety of possible explanations for the formation of the H-mode edge barrier. These models have to be verified or falsified by means of additional experimental observations.

The core statement of some of these theories is that a shear of the radial electric field (and therefore of the corresponding $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity) can suppress fluctuations. This mechanism closes a feedback loop, where turbulent fluctuations, anomalous transport, (density) gradients, plasma rotation and the radial electric field influence each other.

Various H-mode models differ in the *causality* of the events mentioned above. Therefore especially the dynamic behavior of the plasma at the L-H transition represents an important test case, as it might reveal insight into the causal relationships.

A novel type of diagnostic, the so called *Doppler reflectometer* [98–101] is exceptionally qualified for the investigation of the L-H transition:

It allows for the first time to measure *with good spatial* ($< 1\text{ cm}$) *and extraordinary temporal resolution* ($\ll 1\text{ ms}$) *simultaneously two relevant quantities for the L-H transition, with the same device and at the same location.* These quantities are the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity and the amplitude of the turbulent fluctuations.

Reflectometers launch microwave into the plasma, where it is reflected at the cutoff layer. As the cutoff density depends on the frequency of the launched microwave (see eqn. (4.3) and (4.6)), and since the density profile usually is monotonically increasing with decreasing radius, the position of the corresponding cutoff layer is a definite function of the launched microwave frequency.

A standard reflectometer functions like a Michelson interferometer where one of the mirrors is replaced by the cutoff layer of the investigated plasma, see fig. 4.1. The reflected microwave from the cutoff layer is picked up by a receiver. If the microwave launch frequency is scanned and the phase difference between the transmitted and received microwave is recorded, then for each cutoff density the radial position can be determined by use of eqn. (4.8). Therefore standard reflectometer can be applied to measure electron density profiles $n_e(r)$.

A Doppler reflectometer is designed to measure the small fraction of the microwave power that is scattered from electron density fluctuations at the cutoff layer (in addition to the reflection). If the plasma and the turbulent fluctuations move with the velocity \vec{v}_{fl} , the scattered microwave is Doppler shifted according to eqn (4.10). Typically the radial movement (in x -direction, $\|\nabla n_e$) of the fluctuations is negligible. As the plasma particles can move freely parallel to the magnetic field, the density fluctuations are strongly elongated in the direction of \vec{B} . The cutoff layer acts like a grating with irregular rulings, providing wave vectors \vec{k}_{fl} for scattering processes that are pointing in the y -direction, which is perpendicular to \vec{B} and ∇n_e . Therefore eqn (4.10) transforms to eqn (4.11). Doppler reflectometer launch microwave into the plasma perpendicular to \vec{B} , but *not perpendicular to* ∇n_e (tilt angle is α , see fig. 4.3). The effective wave number $k_{fl,y}$ of the scattering process is selected by α (and the wave number k_i of the launched microwave), and can be calculated with the Bragg condition (4.12).

Conversely, if the Doppler shift f_D is measured during the experiment, and the tilt angle α of the antenna beams is known, then the velocity $v_{fl,y}$ of the turbulent fluctuations can be determined. As the fluctuations move with the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity plus their intrinsic phase velocity v_{phase} (which is known from theory, see fig. 2.3), the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity can be determined by subtracting v_{phase} from $v_{fl,y}$. If the launch frequency is varied, radial $v_{E \times B}$ profiles can be provided.

The received power of the scattered microwave depends on the fluctuation amplitude, see eqn. (4.20). Therefore a Doppler reflectometer can also be used to monitor the *amplitude of the turbulent fluctuations* as mentioned above.

A Doppler reflectometer can only measure velocity components perpendicular to the magnetic field, as parallel to \vec{B} , the microwave beam is reflected at the cutoff layer as by a flat mirror. This restriction turns out to be a big advantage while observing the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity: As this velocity is by definition perpendicular to \vec{B} , it can directly be observed with a Doppler reflectometer, which keeps the error bars small.

Two almost identical V-band Doppler reflectometers with variable launch frequency were built to allow O- and X-mode operation at the same time, as well as correlation measurements in future projects. The corresponding cutoff densities lie between $0.3 - 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ for X-mode ($B = 1.5 \text{ T}$ assumed), and $3.0 - 7.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ for O-mode polarisation, see fig. 5.1. This is the usual electron density range at the plasma edge of ASDEX Upgrade discharges.

A scheme of the Doppler reflectometer is presented in fig. 5.3. The heterodyne detection system with IQ-detector allows to determine the Doppler shift sign. The maximum detectable Doppler shift lies at about $f_D \approx 7 \text{ MHz}$, which corresponds to a plasma rotation velocity in the order of 60 km/s .

In fig. 6.1, a sketch of the used antenna array structure is displayed. For each polarisation (O- and X-mode), two separate hog horn antennas (transmitter and receiver) were utilized to minimize direct cross-talk.

During first tests of the Doppler reflectometer, it became clear that a modelling of the diagnostic is necessary for a deeper understanding of the measuring process, the improvement of the antenna array and the correct interpretation of the recorded data. Modelling was done by using the *method of the weighting function*. The key idea of this method is the following: Every macroscopic density fluctuation can be decomposed into an infinite sum of delta functions that are calibrated with an appropriate pre-factor. The response signal of the experimental set-up (consisting of launching antenna, plasma, receiver antenna and Doppler reflectometer) to a delta function depends on the spatial position of the delta function and is called the *weighting function*, see e.g. fig. 4.6. If the weighting function for a specific set-up is known, then the response signal of the experiment to a macroscopic density fluctuation can be modelled by calibrating and spatially integrating the weighting function. This method uses the *Born approximation* (fluctuation amplitude is small enough not to disturb the microwave propagation). Also *multiple scattering* is neglected.

The weighting function can be deduced from the antenna field pattern of the launched and received microwave. These patterns (see e.g. fig. 4.5) are calculated for a given density distribution and geometry by the help of an existing 2D full wave code, which solves the time dependent Maxwell equations.

The wavenumber analysis of the modelled response signal in the y -direction (the direction in which the density fluctuations provide wave vectors for microwave scattering processes) delivers the *selectivity* $K(k_y)$ of the antenna array (transmitter and receiver) in k_y space, see e.g. graph K in fig. 4.11.

Up to now, the shape of the k_y -spectrum $F(k_{fl,y})$ of the fluctuations has not yet been considered in the modelling process. In real plasmas, $F(k_{fl,y})$ decreases with increasing wave number and is often described with the Kolmogoroff form (2.10). Modelled power spectra $P(k_{fl,y})$ or $P(f_D)$ can be deduced from the selectivity of the antenna array by multiplying $K(k_y) = K(k_{fl,y})$ with $F(k_{fl,y})$ (and for $P(f_D)$ transforming the coordinate $k_{fl,y}$ to f_D according to eqn. (4.22)). Modelled and measured power spectra show good conformity, see e.g. fig. 4.11 graph P , and the corresponding measured power spectrum, fig. 4.11 right side.

Conversely, if a measured power spectrum $P(k_{fl,y})$ of the Doppler reflectometer as well as the experimental set-up (especially the antenna- and plasma geometry and the electron density profile) of that measurement are given, then *in principle, by comparing $P(k_{fl,y})$ with a modelled $K(k_{fl,y})$, the k_y -spectrum of the fluctuations $F(k_{fl,y})$ can be deduced.*

In reality, due to additional constraints only a small fraction of the measured spectra is suitable for the determination of $F(k_{fl,y})$. Thus this method has only been applied exemplarily to the spectra of fig. 4.11. The resulting fluctuation k_y -spectrum is represented in fig. 7.5. It is in good agreement with the results of numerical turbulence simulations that were carried out at the IPP. The Kolmogoroff form (2.10) with the parameter $p = 6$ seems to be suitable to describe the shape of $F(k_{fl,y})$. For all modellations presented in this thesis, it was assumed that the k_y spectra of the fluctuations do not differ significantly from fig. 7.5. Therefore the Kolmogoroff form with $p = 6$ was always applied.

For the determination of rotation velocities, the frequency shift $f_{D,0}$ of the Doppler shifted line has to be extracted from the measured frequency spectrum $P(f_D)$. Besides the Doppler shifted line there is always a *symmetric central line* due to the directly reflected microwave power at the cutoff layer. Often both lines overlap significantly. Then it is difficult to extract the Doppler shift $f_{D,0}$. With the method described below, even in the case of heavily overlapping lines the determination of $f_{D,0}$ is possible with acceptable error bars. The key idea of that method is the following:

The Doppler shifted line can usually be approximated by a Gauss function like eqn. (7.5). The central line is symmetric, but the actual shape is unknown as it varies with the plasma state, the radial position of the measuring volume and the launch frequency (property of the microwave oscillator).

Every function (and thus every spectrum) can be split into an odd and an even part, see e.g. fig. 7.7. As the central line is *symmetric*, it does *not contribute to the odd part of the spectrum*. It follows that the odd part of the spectrum can only originate from the Doppler shifted line. Therefore by the help of a Levenberg-Marquardt fit algorithm [147], the parameters of that shifted Gauss function are determined, whose *odd part describes best the odd part of the measured frequency spectrum $P(f_D)$* . The corresponding Gauss function then describes the Doppler shifted line of the spectrum. In fig. 7.10, the odd part of the spectrum from fig. 7.9, its standard deviation as well as the fitted odd part of the Gauss curve is shown as an example. The corresponding Gauss curve can be seen in fig. 7.9. The estimated error for $f_{D,0}$ in this example amounts to less than 4%, which confirms the capability of that method.

$Q = f_{D,0}/\Delta f_{FWHM}$ describes the ratio between the Doppler shift and the full width at half maximum. In theory, there is always a definite connection between the shape of the odd part of a Gauss curve and the Gauss curve itself. In practice however, when Q remains below 1.0, it can be seen from fig. 7.8 that the odd parts of the Gauss functions look alike, and therefore especially with noisy spectra the error bars for $f_{D,0}$ become very large. Of course, error bars are also enlarged when the shape of the Doppler shifted line differs from a Gauss curve.

Q as well as the shape of the Doppler shifted line can be controlled by the antenna parameters. This is the reason why special care was taken with the antenna design for the ASDEX Upgrade Doppler reflectometer:

The antenna arrays are optimized to obtain steep flanks on both sides of the shifted line to achieve Gauss curve like, Doppler shifted lines. Also the largest possible values of Q for the given antenna size were aimed at. This yields very distinct Doppler shifted lines in the power spectra $P(f_D)$, and thus eases the determination of $f_{D,0}$. The definition of Q transforms to $Q = k_{fl,y0}/\Delta k_{FWHM}$ when the power spectra are described in the k-space. Therefore Q can be increased by raising $k_{fl,y0}$ (enlarging tilt angle α , see Bragg condition (4.12)) and/or by reducing the line width Δk_{FWHM} .

The operation of a Doppler reflectometer requires the presence of fluctuations with sufficient amplitude around $k_{fl,y0}$. As the fluctuation k_y -spectrum $F(k_{fl,y})$ decreases for increasing wavenumbers (see fig. 7.5), $k_{fl,y0}$ is limited to values less than $\sim 11 \text{ cm}^{-1}$. For microwave in the V-band, this corresponds to a tilt angle of $\alpha_{max} \approx 21^\circ$. As the beam direction could not be

varied during the experimental campaign, the antenna set-up was chosen such that during discharges with low triangularity, α is found to lie between 14° and 20° for both microwave polarisations (O- and X-mode).

With respect to small line widths Δk_{FWHM} , essentially two broadening mechanisms have to be considered: The uncertainty relation between k -space and real-space together with the finite spot size, as well as the 'geometrical blurring' in the antenna k_y -selectivity $K(k_{fl,y})$ due to the finite divergence of the microwave beams and the curved cutoff layer (see fig. 6.15).

Simulations with the method of the weighting function (with realistic density profiles and a magnetic field of $B = 1.5$ T in X-mode polarisation) helped to find optimal compromises for the parameters of the X- and O-mode antennas. Best results (Q values between 2 and 4) were achieved in the simulations with the largest possible antenna apertures $a = a_{max} = 70$ mm and slightly focussed microwave beams ($f_a = 1.26$ m). It was also seen, that in O-mode polarisation the flanks of the shifted line were already steep enough to grant a precise determination of the Doppler shift in the experiment, see e.g. figs. 6.17 and 4.11.

In X-mode polarisation however, the flank towards smaller wavenumbers often was very flat, and prevented clear and distinct Doppler shifted lines in the modelled power spectra, see e.g. fig. 6.20 right side. This is due to the more pronounced side lobes of the X-mode antennas perpendicular to the magnetic confinement field \vec{B} of the plasma: The far field antenna pattern differs with the microwave polarisation, as can be seen in figs. 6.3 and 6.4, as well as in the measured antenna pattern of figs. C.3 and C.4. Therefore a way to suppress these side lobes was sought. The antenna far field pattern is equal to the fourier transform of the electric field distribution E_{mw} along the corresponding antenna aperture. For O-mode antennas, this is the cosine shaped distribution (half period) of E_{mw} along L_\perp , see fig. 6.2. For X-mode antennas however, this is the square shaped distribution along L_\parallel .

By introducing a grating in the hog horn antenna mirrors with variable corrugation depth (see fig. 6.22), the unfavorable microwave power at the mirror edges is redistributed by interference into *sidelobes parallel to the magnetic confinement field \vec{B}* (higher orders of the mirror grating, as illustrated in sketch 6.23). In that direction, microwave power is just reflected at the cutoff layer and therefore gets lost (does not contribute to the measured signal).

The effectivity of the side lobe suppression depends on the microwave launch frequency. The X-mode antenna side lobe suppression perpendicular to \vec{B} was optimized for $f_{TR} \sim 70$ GHz (see figs. C.5 bottom and C.7 bottom right), but even at 50 GHz side lobes are still slightly reduced (see fig. C.5 top).

In the direction parallel to the magnetic confinement field \vec{B} , the antenna array was optimized to achieve a maximum coupling efficiency between transmitting and receiving antenna (which means maximum signal power for a good signal to noise ratio) over the largest possible radial interval at the plasma edge. This optimisation was performed with the analytic equations presented in chapter 6.2. The angle $2 \cdot \beta$ between the antenna beams (see fig. 6.1) was chosen to be $2 \cdot 1^\circ$. For the aperture, values of $b = 28$ mm in O-mode and $b = 32$ mm in X-mode polarisation were selected.

The Bragg condition (4.12) does neither consider the effects of refraction, nor of a curved cutoff layer or other geometrical influences. It is therefore only capable of giving a crude estimate on the selected effective fluctuation wavenumber $k_{fl,y0}$ in the microwave scattering process (the systematic error can exceed 30 %). By modelling the experiment with the method of the weighting function, all these effects are *naturally taken into account*, and the *exact solution* for the selected fluctuation wavenumber $k_{fl,y0}$ (wavenumber of the shifted maximum in $K(k_{fl,y})$) is provided.

It is way too time consuming to calculate the exact value of $k_{fl,y0}$ by modelling the experiment each time when a value for $v_{E \times B}$ has to be extracted from a measured power spectrum of

the Doppler reflectometer. In order to be able to use the more simple Bragg condition, a *correction function* g_{corr} was determined heuristically, which provides an appropriate correction factor for equation (4.12) for each experimental set-up. The following parameters influence g_{corr} and are not fixed during the experiment: The antenna tilt angle α , the microwave frequency f_{TR} , the first and second derivatives of the electron density profile n_e' and n_e'' as well as the cutoff layer radius R_{cut} . Therefore the function g_{corr} represents a hypersurface in 6-dimensional space. To get an orthogonal coordinate system and simplify the investigation of the parameter influence on g_{corr} , a coordinate transformation from the microwave frequency f_D to the antenna aperture a was performed.

It was found out that in O-mode polarisation, the topology of the g_{corr} surface can be approximated by choosing three base points (flat, middle and steep density gradients), describing g_{corr} in the vicinity of these base points as a product of appropriate polynomials (see eqns. (7.11), (D.1) - (D.11) as well as figs. 7.17 and 7.19), and linking these regions by linear interpolation. In X-mode polarisation, already two base points suffice to describe g_{corr} with adequate accuracy, see eqns. (D.21) - (D.28) as well as fig. D.1. If $k_{fl,y0}$ is multiplied by g_{corr} and the Bragg condition (4.12) is used, the remaining systematic error due to this simplification is typically 1 - 2 percent, but not larger than 5 percent.

The origin of the measured signal of a Doppler reflectometer is the area where the absolute value of the weighting function is at its maximum. This region is located a few millimeters to a few centimeters *outside* the cutoff layer (depending on the 5 parameters mentioned above). As the nominal position of the cutoff layer is easy to calculate, a second correction function d_{corr} , which leads to the exact location of the measuring volume when *added* to the radius value of the nominal cutoff layer, was determined heuristically. The structure of d_{corr} is similar to that of g_{corr} , see eqns. (7.12), (D.12) - (D.20) as well as figs. 7.20, 7.21 for O-mode, and for X-mode polarisation eqns. (D.29) - (D.36) and fig. D.2.

The exact position of the measuring volume is needed when velocity profiles are to be calculated. When the correction term d_{corr} is applied, the remaining typical systematic error amounts to about 1 - 2 millimeters. For large values of d_{corr} (very low density gradient (e.g. in the plasma bulk) and O-mode polarisation), the error is not more than 1 cm.

Before calculating the correction terms for a certain microwave frequency f_{TR} , all lengths (R_{cut} and $a = 70$ mm) have to be divided by $u = f_{TR}/60$ GHz due to the coordinate transformation mentioned above. Also n_e' has to be multiplied with u^{q+1} ($q = 2$ for O-mode, and $q = 4.1$ for X-mode polarisation and $B = 1.5$ T), and n_e'' has to be multiplied with u^{q+2} .

Via the launch frequency f_{TR} , the radial position of the cutoff layer and therefore also of the measuring volume can be varied. Thus radial profiles of the $\vec{E} \times \vec{B}$ -velocity can be obtained by ramping the launch frequency and measuring sequentially at different radii. With the help of the electron density profile and the correction factor d_{corr} , for each frequency step the radial position of the measuring volume can then be determined. When a $v_{E \times B}$ -profile is assembled from the single measuring points, it has to be verified that the $v_{E \times B}$ profile has not changed significantly in the considered time interval. In section 7.5.2, two examples for radial $\vec{E} \times \vec{B}$ -velocity profiles are given:

Fig. 7.23 a) shows typical L-mode $v_{E \times B}$ -profiles. There, the bulk plasma rotates in the ion diamagnetic drift direction due to the toroidal momentum input of the neutral beam injection NBI which is used as auxiliary heating. At the plasma edge, there is hardly any momentum input from the NBI, and the plasma does not rotate.

A typical H-mode $v_{E \times B}$ -profile can be seen in fig. 7.22 c). Similar to the L-mode discharge, the plasma bulk rotates in the ion diamagnetic drift direction due to the NBI heating. However in the transport barrier region, the plasma rotates heavily in the diamagnetic drift direction of the electrons, which is driven by the large pressure gradients in the edge barrier. For that H-mode discharge, data for the toroidal impurity ion rotation velocity $v_{imp,tor}$ of the

charge exchange recombination spectroscopy diagnostic CXRS [93] were available, so that a comparison of the measured $v_{E \times B}$ -profiles could be performed. As the poloidal rotation of the ion fluids in the plasma bulk is strongly damped by magnetic pumping [56–58], it is considered to be zero. Also, $v_{imp, dia}$ can be neglected due to the vanishing pressure gradients. Therefore the component of $v_{imp, tor}$ perpendicular to the magnetic field is a good approximation for $v_{E \times B}$ in the plasma bulk.

Although $v_{E \times B}$ is not a flux surface constant and the two diagnostics measure at different locations, the measured $v_{E \times B}$ profiles are about the same for $0.75 < \rho_{pol} < 0.95$, see fig. 7.22 c). However in the H-mode edge barrier, $v_{dia, imp}$ cannot be neglected anymore, and the component of $v_{imp, tor}$ perpendicular to \vec{B} is not equal to $v_{E \times B}$.

Also for radii $\rho_{pol} < 0.75$, there is a significant discrepancy between the two velocity curves. This is due to uncertainties of the density profile and the angle of the incident microwave beam towards the cutoff layer. These errors accumulate towards the plasma center and make it impossible to measure with the Doppler reflectometer beyond a minimum radius of about $\rho_{pol, min} = 0.75$. Therefore the Doppler reflectometer is mainly a *plasma edge diagnostic*.

For the investigation of the L-H transition, many similar L-H transitions were generated. This was achieved by regular, repetitive neutral beam heating pulses with a duty cycle of 50 %, see e.g. fig. 7.24. The NBI heating power was chosen to be slightly above the L-H transition threshold P_{thr}^{LH} to allow the longest possible transition durations. The period length of the NBI pulses was chosen to be $T_{NBI} = 0.4$ s, which gave the plasma enough time to fall back into L-mode when the NBI was switched off. After a settling time of about two cycles, many close-to-identical L-H transitions with about the same plasma parameters could be produced. This is demonstrated by the time traces in fig. 7.24, showing the behavior of the center and edge density, edge electron temperature and D_α signal at the outer divertor plate.

By changing the launch frequency f_{TR} of the Doppler reflectometer at the end of each H-mode phase, at every L-H transition the behavior of the plasma rotation and of the turbulence could be examined at another radial position.

Two different kinds of discharges were performed: The X- and O-mode Doppler reflectometer allow measurements in different electron density windows. As the transport barrier arises in the vicinity of the pivot point of the L- and the H-mode density profile, for each Doppler reflectometer optimised discharges were performed (two discharges each), where this pivot point was expected to lie within the corresponding electron density window.

While in the X-mode discharges #14516 and #14523 the pivot point indeed lies within that window, in the O-mode discharges #14334 and #14356 it is located at the lower border or even outside. The data of these discharges nevertheless confirm the results of the X-mode Doppler reflectometer measurements.

Several diagnostics helped to identify the exact time point of each L-H transition (see fig. 7.25): The signals of the DCN edge density channels, the D_α radiation at the outer and inner divertor plate, the induced voltage in mirnov coils and the amplitude of the Doppler reflectometer signal (when measured in the later barrier region) show distinct changes at the L-H transition (D_α at the inner divertor plate after a fixed delay of ≈ 0.7 ms). They allow to determine the transition time point with a temporal resolution of about 50 μ s.

As expected, the temperature and density profiles change significantly after the L-H transition, as can be seen e.g in fig. 7.27 or F.5: The absolute value of the electron density gradient rises drastically in the barrier region. However in the plasma bulk, the n_e profile becomes very flat, and the radially averaged density increases. The temperature increases all over the radius when the H-mode is reached.

Already *before* the L-H transition, the electron density and temperature profiles steepen slightly at the plasma edge. Therefore the (negative) electron diamagnetic drift velocity $v_{dia,e}$ decreases e.g. in discharge #14516 by about 1 km/s (see fig. 7.36), with an estimated error of the same order. Due to the quasineutrality of the plasma, the main ion and electron density profiles must behave similar. As primarily ions are heated by the NBI auxiliary heating, it is expected that the increase of the main ion temperature gradient is equal or even larger than that of the electrons (energy exchange time $\tau_E^{ie} \approx 4$ ms). From this it follows that in the later H-mode barrier region, the diamagnetic drift velocity $v_{dia,i}$ of the main ions increases by about 1 km/s or more prior to the L-H transition.

The time traces of $v_{E \times B}$ typically show random deviations with a period length of less than 1 millisecond, e.g. see fig. 7.33. As these deviations occur independently of the plasma type and radius of the measuring volume, they are expected not to be variations of $v_{E \times B}$, but rather to arise from variations of the cutoff layer position or of the turbulence spectrum $F(k_{fl,y})$. Therefore a low pass filtering of the $v_{E \times B}$ time traces is justified and necessary.

This filtering is achieved by a polynomial fit with appropriate order number m_p through the measuring points. This method also allows to reduce the error bars significantly. The appropriate order number m_p for a given $v_{E \times B}$ time trace was determined as follows:

First, all polynomial fits with $1 \leq m_p \leq 12$ were calculated. Then the mean square deviation χ^2 of these fits was plotted over m_p , see e.g. figure 7.32. All these plots show the same shape: For very small order numbers, the fit does not yet reproduce well the behavior of $v_{E \times B}$ before the L-H transition. χ^2 of the corresponding polynomial fit is rather high and decreases considerably with increasing m_p . Towards larger values of m_p , a plateau follows in the χ^2 plot (a further increase of m_p does not improve the fit accuracy). There, the characteristics of the $v_{E \times B}$ time trace are reflected sufficiently well by the fit (see e.g. the solid curve in fig. 7.33), and the random deviations are still filtered out satisfactorily. For very large order numbers, even the random deviations that are to be filtered out are partially reproduced by the fit (e.g. see fig. 7.33, dashed line), which results in a further reduction of χ^2 . Only the order numbers of the χ^2 plateau are appropriate.

The standard deviation of the fit increases with m_p . Therefore always the smallest m_p value of the χ^2 plateau was chosen to be the order number for the polynomial fit of the regarded $v_{E \times B}$ time trace.

As an example, all the $v_{E \times B}$ time traces and the corresponding polynomial fits of discharge #14516 are given in the appendix, as well as the diamagnetic drift velocity $v_{dia,e}$ of the electrons and the radial position of the measuring volume, see figures F.6 - F.13. The polynomial fits were evaluated at regular intervals relative to the L-H transition time point. These data were then assembled to get $v_{E \times B}$ profiles that represent snapshots during the development before the L-H transition.

In the figures 7.34 and F.14, the $v_{E \times B}$ profiles of the discharges with X-mode Doppler reflectometer measurements are shown (in L- and H-mode), as well as n_e profiles for reference. In the H-mode profiles, there is a deep well at the plasma edge: This is the transport barrier. The well is about 2.5 cm wide, and the minimum is approximately -9 km/s deep. In both discharges, at $\rho_{pol} = 1.0$ the curves are still negative. As at the separatrix the electric field has to be positive or zero [141], there has to be a radial offset in the density and $v_{E \times B}$ profiles.

Even before the L-H transition, a well in the $v_{E \times B}$ profile is visible at the outer rim of the later transport barrier (just inside the radius where the separatrix is expected). Already 11 - 15 ms prior to the L-H transition, the well minimum begins to sink (about 1.0 - 1.2 km/s in total), until the transition into H-mode occurs.

In addition, in discharge #14516 the well width decreases (density profiles of discharge #14523 are not reliable). Both effects make the well flanks become more steep. At least at the inner rim, this increase of the well flank steepness is also seen in the discharges #14334 and #14356 ($v_{E \times B}$ was measured with the O-mode Doppler reflectometer). This leads to an increase of the shear rate ω_s . The larger shear rates appear at the outer rim of the $v_{E \times B}$ well. There, in discharge #14516 the shear rate amounts to: $\omega_s(t_{LH} - 15 \text{ ms}) = 0.07 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\omega_s(t_{LH} - 5 \text{ ms}) = 0.52 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\omega_s(t_{LH}) = 1.65 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Also the turbulence behavior before the L-H transition was examined in the two discharges with X-mode Doppler reflectometer measurements: The scattered microwave power in the Doppler reflectometer spectra is linked to the turbulence amplitude. Therefore in principle conclusions about the turbulence level can be drawn from the behavior of the scattered microwave power.

In order to get a good approximation for the scattered microwave power, in the Doppler reflectometer frequency spectra a small strip between $-f_{dr}$ and f_{dr} (with $f_{dr} = 50 \text{ kHz}$) was set to zero. This was done to cut out the part of the spectrum where the at the cutoff layer directly reflected microwave power is dominating. Then, an integration over the remaining spectrum was performed.

Due to the statistical nature of the turbulence, also the microwave power that is scattered from the density fluctuations is fluctuating heavily. Nevertheless, many of the time traces of the scattered microwave power show a recognizable trend before the L-H transition: For launch frequencies f_{TR} below 51 GHz (outside the $v_{E \times B}$ well), the scattered microwave power stays almost constant in the L-mode phase. If f_{TR} lies between 51 and 54 GHz (outer rim and minimum of the $v_{E \times B}$ well), a decrease of the scattered microwave power is observed in the last 5 ms before the L-H transition. For launch frequencies above 54 GHz (inner rim of the $v_{E \times B}$ well), the scattered microwave power rises in approximately the same time interval. Thus all the time traces were classified into these three categories, see fig. 7.37.

As the discharges #14516 and #14523 have identical control parameters and show comparable velocity-, density- and temperature profiles, the time traces of both discharges were first normalised and then averaged together over the respective category. These averaged time traces are presented in fig. 7.38 and show clearly the behavior described above.

It was found that the changes of the scattered microwave power cannot be explained by altered geometrical quantities such as the measuring volume or the tilt angle α of the microwave beam towards the cutoff layer. Therefore they allow conclusions about micro turbulence amplitude changes.

The increase of the scattered microwave power from the inner rim of the $v_{E \times B}$ well can easily be understood: The energy source of the drift wave turbulence (the dominating micro turbulence at the plasma edge) is the density gradient. As $|n_e'|$ increases before the L-H transition, it is reasonable that also the fluctuation amplitude \tilde{n}_e rises in that area. This turbulence behavior is also described by the 'mixing length approximation' (2.13) of Kadomtsev [3, 17]. By way of contrast, the *decrease* of the scattered microwave power and therefore of the turbulence amplitude at the outer rim of the $v_{E \times B}$ well is in *striking contradiction to predictions of the Kadomtsev model*. However, it can be explained by additional turbulence suppression mechanisms such as the *radial shear of the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity*.

The BDT criterion (3.4) (named after the authors Biglari, Diamond and Terry, [73]) gives an estimate when the reduction of turbulence and anomalous transport due to E_r shear becomes effective: If the shear rate ω_s (3.8) exceeds the natural lifetime of the turbulence (approximated by the diffusive decay rate ω_t (3.5)), turbulence and the anomalous transport are reduced gradually with further increased shear rate.

For the diffusive decay rate ω_t , no measured data were available for discharge #14516. However, typical particle diffusion coefficients D for the L-mode plasma edge lie in ASDEX Upgrade between 2 and 3 m²s⁻¹ [11]. If a radial correlation length of $l_r = 0.5$ cm is assumed [12, 13], eqn. (3.5) delivers an estimated value for the diffusive decay rate of $\omega_t \sim 0.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} - 0.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

The comparison of ω_t with ω_s shows, that the decrease of the scattered microwave power at the outer rim of the $v_{E \times B}$ well (from which a turbulence reduction is concluded) sets in when the BDT criterion is met locally. This coincidence is a strong indication that it is indeed the radial shear of the $\vec{E} \times \vec{B}$ velocity that provides the relevant turbulence and anomalous transport reduction mechanism at the L-H transition.

As already stated, in the X-mode discharges #14516 and #14523 the drop of the $v_{E \times B}$ well minimum in the last 11 - 15 milliseconds prior to the L-H transition amounts to 1.0–1.2 km/s, which is approximately 1/8 of the overall decrease at the transition to H-mode.

In about the same time interval, in discharge #14516 the diamagnetic drift velocity of the main ions $v_{dia,i}$ rises about 1 km/s (no reliable data available for discharge #14523). Using the radial component of the ion fluid force equation (3.3), one can see that the main ion fluid velocity $v_{i,\perp}$ *does not change* prior to the L-H transition within the error bars.

This is in contradiction to earlier results from the tokamak DIII-D: While the increase of $v_{dia,i}$ is compatible with the observation in ASDEX Upgrade, the drop of E_r and $v_{E \times B}$ prior to the L-H transition is much larger (between 30% and 50 % of the overall drop). According to eqn. (3.3), at DIII-D the increment of $v_{dia,i}$ does not suffice to explain to full extent the decrease of the $v_{E \times B}$ well minimum. This discrepancy lead to the assumption that additional terms in the force equation (2.1) influence $v_{i,\perp}$ at the L-H transition, which eventually triggers the transition to H-mode.

The ASDEX Upgrade data presented here show *no need* for such additional mechanisms.

Therefore the results of this work are consistent with the H-mode model presented in [60]: This model is based on the reduction of turbulence and anomalous transport by sheared $\vec{E} \times \vec{B}$ flow, as well as on the BDT criterion. At the L-H transition, $v_{i,\perp}$ of the main ion fluid is assumed to be *constant*. The model provides a hard bifurcation [52] for the local particle- and energy flux, and thus gives an explanation for the observed rapid transitions to the H-mode (duration less than 100 μ s).

According to the model, in the L-mode phase with switched on auxiliary heating the energy flux Q as well as the ion temperature T_i and its gradient dT_i/dr grow steadily at the plasma edge. This is equivalent to an increasing $v_{dia,i}$. Therefore the $v_{E \times B}$ well minimum drops, which in turn increases the shear of the radial electric field E_r . Turbulence, anomalous transport and the density gradient change as a *result* of the increasing E_r shear, and consequently are not the *root cause* of it.

This statement of the H-mode model is in accordance with the experimental observation that after the NBI heating is switched on but clearly before the BDT-criterion is met, the velocities $v_{dia,i}$ and $v_{E \times B}$ vary independently of the turbulence amplitude and the anomalous transport.

Not only the L-H transition is a test case for the predictions of the H-mode models. Also the back transition from the H- to the L-mode is a highly dynamical process, which the H-mode models have to describe correctly as well. Therefore the plasma behavior at the H-L transition has to be analysed in future work.

Likewise it has to be investigated if the plasma behavior described in this thesis can still be observed for deviating plasma parameters (e.g. higher density or different auxiliary heating method).

Anhang B

ASDEX Upgrade

B.1 Der Tokamak ASDEX Upgrade

Der Tokamak ASDEX Upgrade wurde 1990 in Betrieb genommen und ist das Nachfolgeprojekt von ASDEX. Sein Name leitet sich ab von AxialSymmetrisches DivertorEXperiment und deutet an, daß der Tokamak eine poloidale Divertorkonfiguration besitzt, siehe Abb. 1.3. Die technischen Daten von ASDEX Upgrade stehen in Tabelle B.1:

Gesamthöhe	9 m
Gesamtradius	5 m
Gewicht	800 t
Max. Magnetfeld	3.1 T
Plasmastrom	0.4 - 1.6 MA
Max. Pulsdauer	10 s
Pulsabstand	15 - 20 min
Ohm'sche Heizleistung	1 MW
NBI Heizleistung	20 MW
NBI Beschleunigungsspannung	60 - 100 kV
ICRH Heizleistung	6 MW
ICRH Frequenz	30 - 120 MHz
ECRH Heizleistung	2 MW
ECRH Frequenz	140 GHz

Tabelle B.1: Technische Daten ASDEX Upgrade

Die Gesamtheizleistung ist aufgrund der limitierten Hitzebelastung auf den Prallplatten des Divertors auf maximal 20 MW begrenzt. Der Divertor und die erste Wand sind mit Kacheln aus Kohlenstoff verkleidet. Die Kacheln der ersten Wand sind teilweise mit Wolfram beschichtet. Der Divertor ist zur Leistungsabfuhr an einen Wasser-Kühlkreislauf angeschlossen.

Der Torus ist in 16 gleichgroße Sektoren unterteilt. Das toroidale Magnetfeld wird durch 16 Toroidalfeldspulen erzeugt. Die Plasmalage und -form wird durch ein System von 12 Vertikalfeldspulen kontrolliert: Die Form der Flußflächen ist typischerweise elliptisch, mit einem X-Punkt oberhalb des Divertors.

In ASDEX Upgrade können Plasmen aus Deuterium, Wasserstoff und Helium erzeugt werden. Die Plasmaparameter besitzen die in Tabelle B.2 aufgeführten Werte:

großer Plasmaradius R	1.65 m
kleiner horizontaler Plasmaradius a	0.5 m
kleiner vertikaler Plasmaradius b	0.8 m
Elliptizität $\kappa = b/a$	1.6
Triangularität oben/unten	0.1 / 0.3
seit 1999 bis zu	0.4 / 0.4
Plasmavolumen	14 m ³
Plasmamasse	3 mg
Max. Elektronendichte	$1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
Plasmatemperatur	60 – 200 · 10 ⁶ K

Tabelle B.2: Typische Plasmaparameter in ASDEX Upgrade

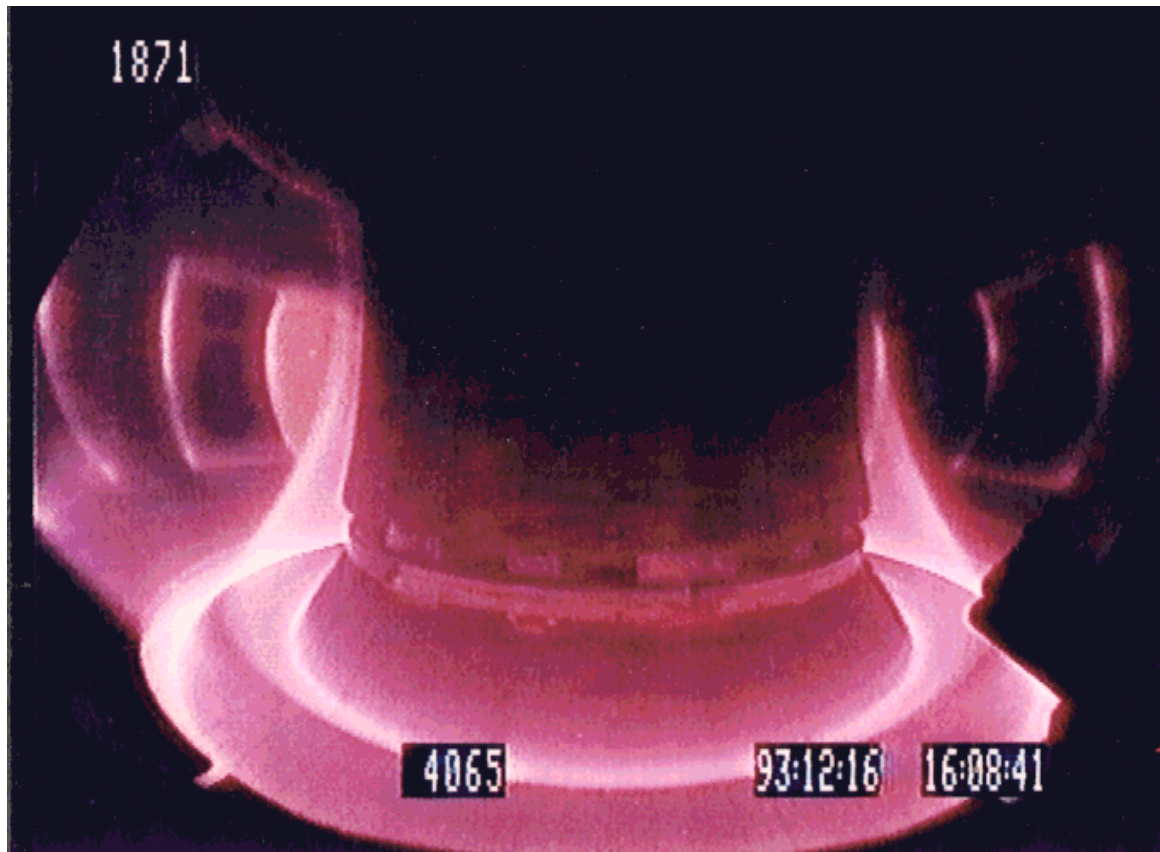


Abbildung B.1: Photographie einer typischen Plasmaentladung in ASDEX Upgrade (Entladung #4065), aufgenommen mit einer Weitwinkelkamera im sichtbaren Licht. Die zwei leuchtenden Ringe auf den Divertorprallplatten markieren die Linien, auf der die Separatrix die Prallplatten schneidet und es durch Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand und kühlem Neutralgas zu Linienstrahlung kommt. Auch der vergleichsweise kalte Plasmarand nahe der inneren Wand ist sichtbar. Im heißeren Hauptplasma sind sämtliche Teilchen vollständig ionisiert. Da das Plasma dort im sichtbaren Wellenlängenbereich optisch dünn ist, erscheint dieser Bereich nahezu durchsichtig.

B.2 Verwendete Orts-Koordinatensysteme

In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene, an die jeweilige Problemstellung angepasste Orts-Koordinatensysteme eingesetzt. Diese sind in Abb. B.2 skizziert.

Für die Darstellung der näherungsweise rotationssymmetrischen, magnetischen Flußflächen wird ein zylindrisches Koordinatensystem mit den Koordinaten R (radial), ϕ (toroidal) und z (vertikal) verwendet. Dieses Koordinatensystem wird auch bei der numerischen Modellierung des Doppler-Reflektometers benutzt (siehe z.B. Abb. 4.5). Vereinfachend wird dort ein rein toroidales Magnetfeld angenommen, sowie die Strahlrichtung der Antennen immer parallel zu \vec{R} gewählt.

Profile plasmaphysikalischer Größen wie Elektronendichte, Sättigungsamplitude der Turbulenz oder Betrag der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Geschwindigkeit sind teilweise über dem *kleinen Torusradius* r aufgetragen. Bei einem kreisförmigen Querschnitt der magnetischen Flußflächen gibt r den Abstand zur Torusseele wieder. Weicht der Querschnitt der Flußflächen vom Kreis ab, bezeichnet r den aufintegrierten Abstand der Flußflächen entlang einer Geraden von der Torusseele bis zum betrachteten Ort. Weil in diesem Fall r keine Flußflächenkonstante ist, muß spezifiziert werden, entlang welcher Geraden r berechnet wurde. Dies kann z.B. durch einen Index oder die Angabe der Orts-Koordinaten ϕ (toroidal) und θ (poloidal) geschehen, die das orthogonale Koordinatensystem komplettieren.

Diese zusätzliche Spezifikation wird weggelassen, wenn der Ort auf der Niederfeldseite der Mittelebene (Ebene, die durch die Torusseele aufgespannt wird) liegt, siehe z.B. Abb. 3.1.

Alternativ zum kleinen Torusradius r kann bei Profilen auch der 'poloidale Radius' ρ_{pol} verwendet werden. ρ_{pol} ist wie folgt definiert:

$$\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_s}{\Psi_a - \Psi_s}} \quad (\text{B.1})$$

Ψ ist dabei der poloidale magnetische Fluß. Die Indices s und a stehen für Torusseele und Separatrix. Die Koordinate ρ_{pol} ist identisch 0 auf der Torusseele und gleich 1 auf der Separatrix. Sie ist im gesamten Plasma (inner- und außerhalb der Separatrix) definiert und ist im Gegensatz zu r eine Flußflächenkoordinate (d.h. konstant auf einer magnetischen Flußfläche). Sie wird deshalb bevorzugt als radiale Koordinate bei Profilen von Flußflächenkonstanten wie Dichte oder Temperatur verwendet, siehe beispielsweise Abb. 7.27.

Da bei Mikroturbulenz die makroskopische Topologie der magnetischen Flußflächen keine Rolle spielt, wird bei der Beschreibung der Driftwellenturbulenz ein lokales, kartesisches Koordinatensystem mit den Koordinaten w , x und y verwendet. Es ist so ausgerichtet, daß $\vec{w} \parallel \vec{B}$ und $\vec{x} \parallel \nabla n_e$ gilt, siehe Abb. 2.1.

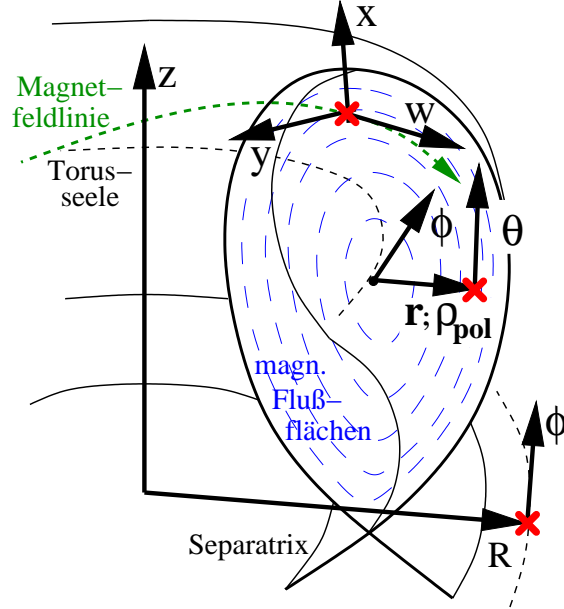
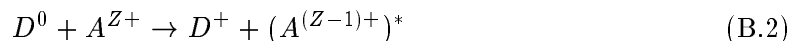


Abbildung B.2: Drei in dieser Arbeit verwendete Orts-Koordinatensysteme.

B.3 Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie CXRS

Bei der Plasmaheizung mit Hilfe der Neutralteilcheninjektion NBI kommt es u.a. zu Stößen zwischen den hochenergetischen Neutralteilchen (z.B. Deuterium) und stark ionisierten Plasmaionen. Bei diesen Stößen kann es zu einem Übertrag eines der Elektronen des Neutralteilchens kommen:



Die Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie beobachtet die Linienstrahlung, welche von den angeregten Ionen $(A^{(Z-1)+})^*$ beim Übergang in den Grundzustand ausgestrahlt wird. Anhand der Dopplerverschiebung, der Linienbreite und der Intensität können aus der Linienstrahlung Informationen über die *Rotationsgeschwindigkeit, Ionentemperatur und Dichte der Ionen* im Plasma extrahiert werden.

An ASDEX Upgrade wird hierzu meist die Linie C^{5+} , Übergang $N = 8$ nach $N = 7$ ($\lambda = 529.05$ nm) beobachtet. Der detektierte Kohlenstoff diffundiert hierbei als Verunreinigung von der Gefäßwand in das Plasma hinein.

Da die Ladungsaustauschprozesse fast ausschließlich entlang der Strahlen der Neutralteilcheninjektion NBI stattfinden, kann die CXRS-Diagnostik zur *ortsaufgelösten* Messung von \vec{v}_{imp} , T_{imp} und n_{imp} benutzt werden.

Die toroidale CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade besitzt dazu ein System von 16 Sichtstrahlen (siehe Abb. B.3), welche über einen Umlenkspiegel und ein Quarzglasfenster in eine Glasfaserkabelanordnung eingekoppelt werden. Ein BM 100 Czerny Turner Spektrometer ($300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 680 \text{ nm}$) mit programmierbarer CCD-Kamera dient der Datenaufnahme. Eine Messung dauert typischerweise 30 - 50 ms, die Auslesezeit der CCD-Kamera beträgt zusätzlich 15 ms. Eine genauere Beschreibung der CXRS-Diagnostik findet sich unter [93].

An ASDEX Upgrade ist auch eine CXRS-Diagnostik zur Messung poloidaler Rotationsgeschwindigkeiten aufgebaut. Da die poloidalen Geschwindigkeiten um mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die toroidalen, ist diese Diagnostik jedoch nur sehr begrenzt einsetzbar.

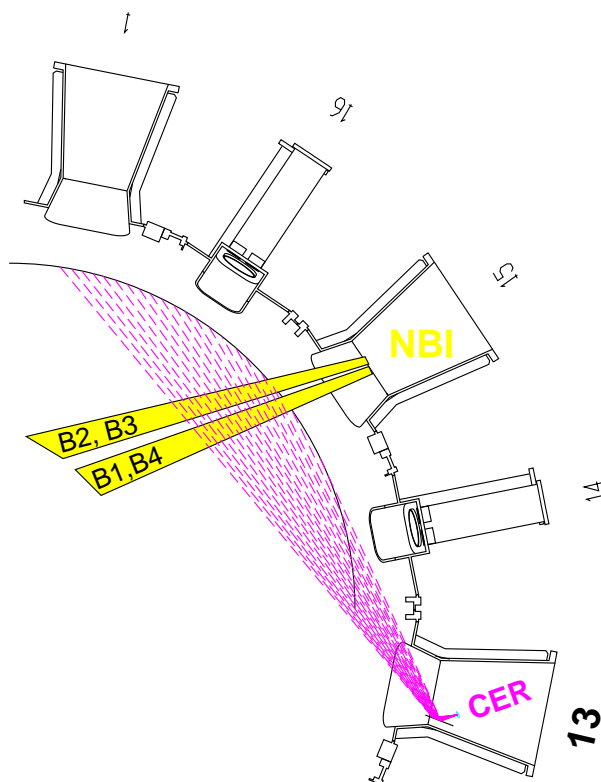


Abbildung B.3: Anordnung der 16 Sichtstrahlen der toroidalen CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade

B.4 Messung des Energie-Spektrums von Ladungsaustausch-Neutralen

Durch den modularen Aufbau der Spulen, die das toroidale Magnetfeld B_t erzeugen, ist B_t am Plasmarand nicht homogen. Vielmehr weist es in toroidaler Richtung eine regelmäßige Variation auf, die als Feldriffelung ('field ripple') bezeichnet wird. Für schwach kollisionale Ionen stellt diese Feldriffelung eine regelmäßige Anordnung magnetischer Spiegel [1, 2, 4] dar. Abgebremste Ionen der Neutralteilchenheizung NBI können zwischen den magnetischen Spiegeln gefangen werden, wenn ihre kinetische Energie ausreichend gering ist ('ripple trapped ions').

Die Dichte der in der Feldriffelung gefangenen Ionen ist in L-Mode Plasmen gering, denn die Teilchen gehen aufgrund der ∇B -Drift verloren. In der H-Mode wirkt der ∇B -Drift die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aufgrund des radialen, elektrischen Feldes in der Transportbarriere entgegen. Da beide Driften von derselben Größenordnung sind, kann eine weitaus größere Anzahl an Ionen in der Feldriffelung festgehalten werden. In Abb. B.4 sind für eine typische ASDEX Upgrade Entladung berechnete Trajektorien eines 10 keV Deuterium-Ions bei verschiedenen maximalen Feldstärken E_{max} in der Transportbarriere dargestellt. Modellierungen zeigen, daß die kinetische Energie der gerade noch festgehaltenen Ionen durch die maximale, radiale elektrische Feldstärke E_{max} in der Transportbarriere vorgegeben wird [90–92]. So reicht bei einem Magnetfeld von $B = 2.0$ T und einer Barrierenbreite von etwa 2 cm ein elektrisches Feld der Größenordnung $E_{max} \approx -10$ kV/m aus, um Deuterium-Ionen der kinetischen Energie 10 keV in der Feldriffelung festzuhalten [91]. Bei einem kleineren Magnetfeld oder einer geringeren Barrierenbreite ist die benötigte Feldstärke größer.

Aufgrund von Ladungsaustauschprozessen entsteht ein Fluß an Neutralteilchen, dessen energetisches Spektrum mit Hilfe eines Neutralteilchen-Analysators [91] gemessen

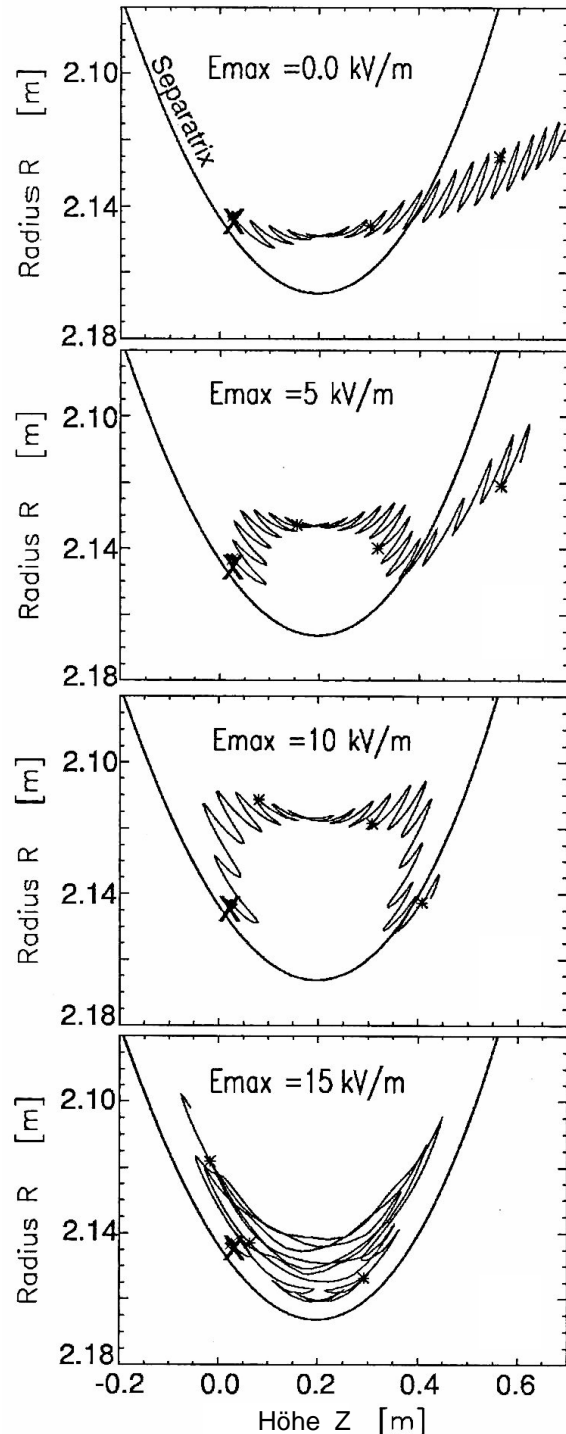


Abbildung B.4: Trajektorie des Gyrationenzentrums eines in der Feldriffelung gefangenen 10 keV Deuterium-Ions, berechnet für ASDEX Upgrade Entladung #7934 bei verschiedenen maximalen Feldstärken E_{max} des radialen elektrischen Feldes [91].

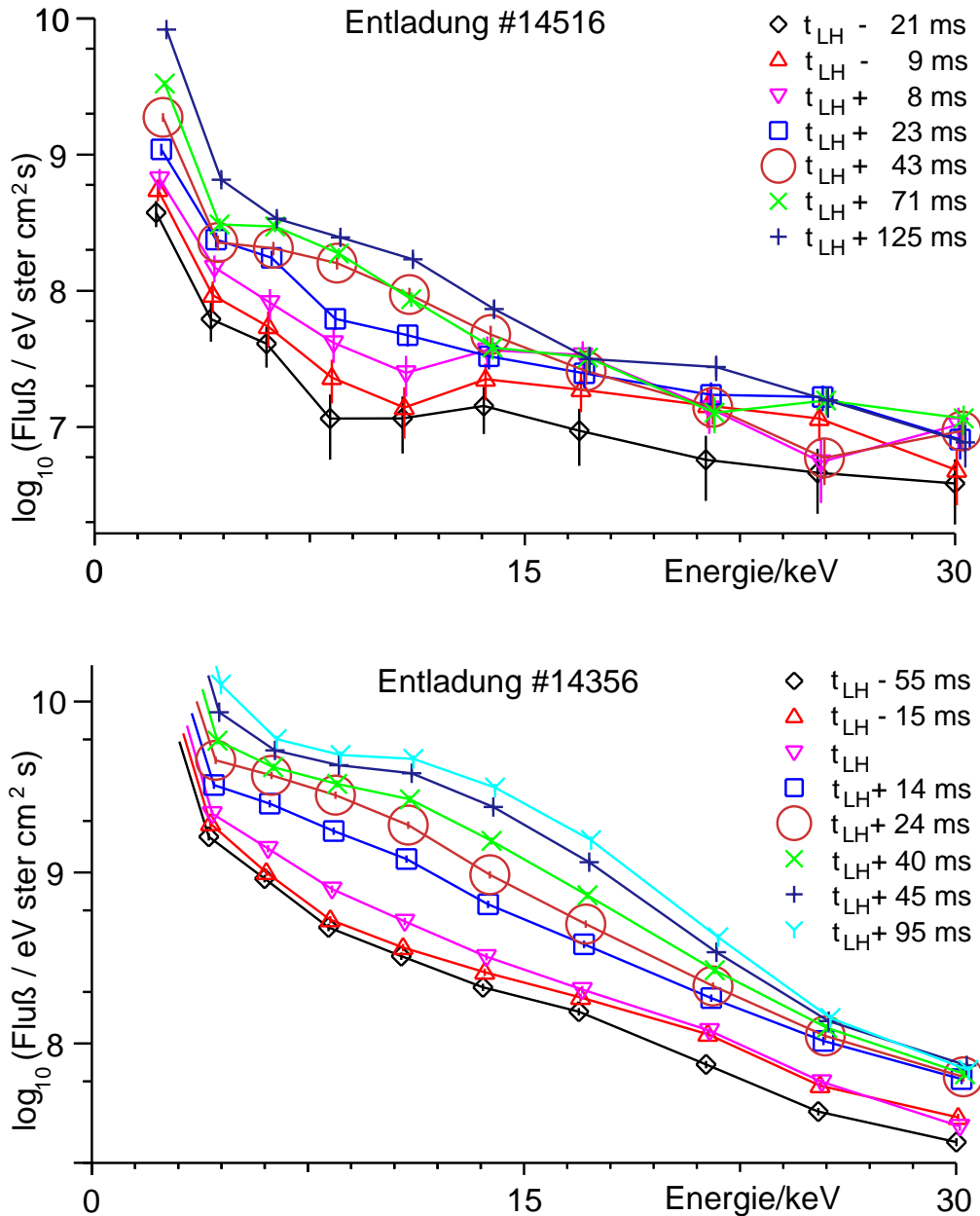


Abbildung B.5: Zeitliche Entwicklung des Energiespektrums der Ladungsaustauschneutrals am L-H Übergang, gemessen bei den Entladungen #14516 (oben, $t_{LH} = 3.527$ s) und #14356 (unten, $t_{LH} = 3.589$ s).

werden kann. In Abb. B.5 sind die während eines L-H Übergangs der Entladungen #14516 und #14356 gemessenen Energiespektren des Neutralteilchenflusses zu sehen. Aus den Energiespektren kann die kinetische Energie der gerade noch in der Felldrifflung gefangenen Ionen herausgelesen werden.

Diese Schwelle steigt bei Entladung #14516 nach dem L-H Übergang innerhalb von 50 ms auf etwa 10 keV an. Bei einem Magnetfeld von $B \approx 1.3$ T und einer Halbwertsbreite der Barriere von ca. 2 cm kann die maximale Feldstärke E_{max} auf etwa 10 - 15 kV/m abgeschätzt werden. Bei Entladung #14356 liegt die Schwelle der kinetischen Energie 50 ms nach dem L-H Übergang bei ungefähr 17 keV. Die Halbwertsbreite der Barriere liegt ebenfalls bei etwa 2 cm. Bei einem Magnetfeld von 2.1 T ergibt sich für die maximale Feldstärke E_{max} ein Schätzwert im Bereich zwischen 15 und 20 kV/m.

Anhang C

Antennen der Doppler-Reflektometer

C.1 Richtcharakteristika

Bei den Messungen der Antennencharakteristika wurden die Antennen mit der Symmetrieachse des Antennenhorns vertikal ausgerichtet (im Experiment die Richtung des äußeren Magnetfeldes \vec{B}), mit der Hornöffnung nach oben. Der Abstand der Meße Ebene zur Antennenapertur betrug bei der Messung $h = 515$ mm. In Abb. C.1 sind die Farbskalen für die folgenden Graphen der Leistungsverteilungen und Phasenbeziehungen dargestellt.

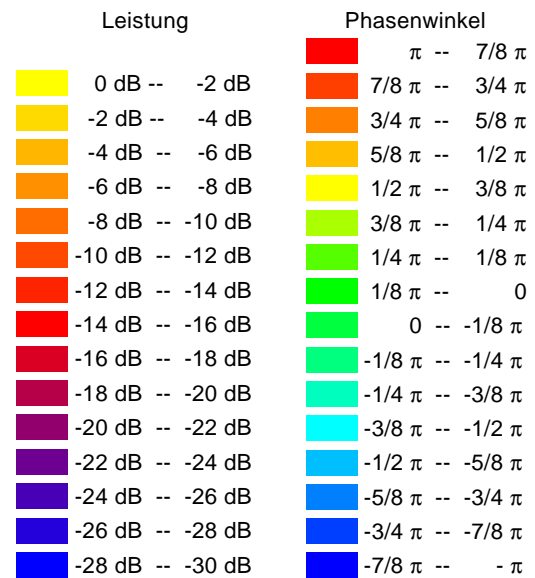


Abbildung C.1: Farbskala.

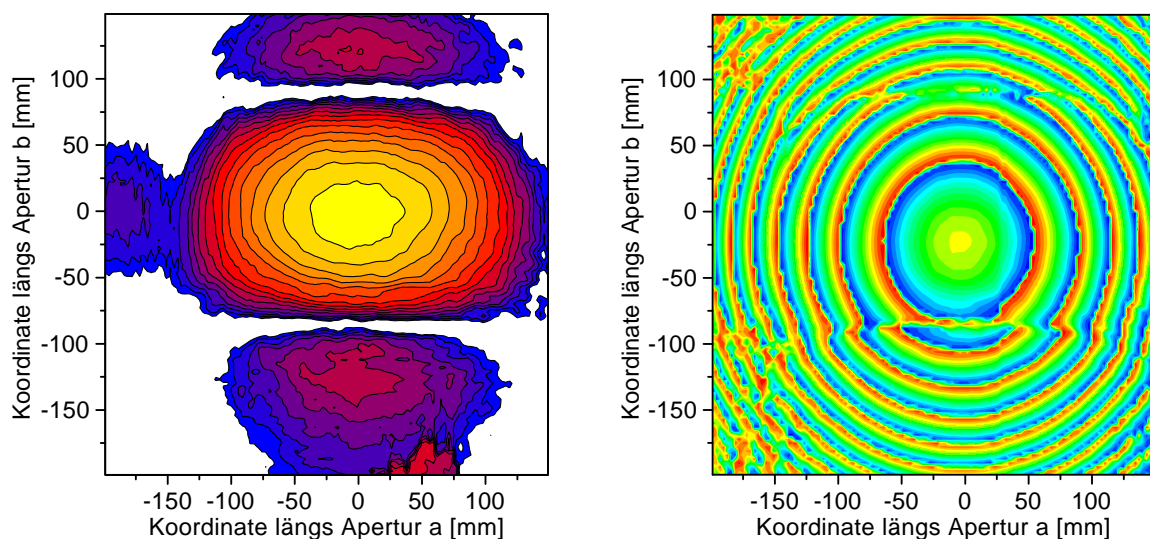


Abbildung C.2: Leistung und Phase der nicht optimierten O-Mode Antenne im Abstand $h = 515$ mm von der Antennenapertur, $f_{TR} = 60$ GHz.

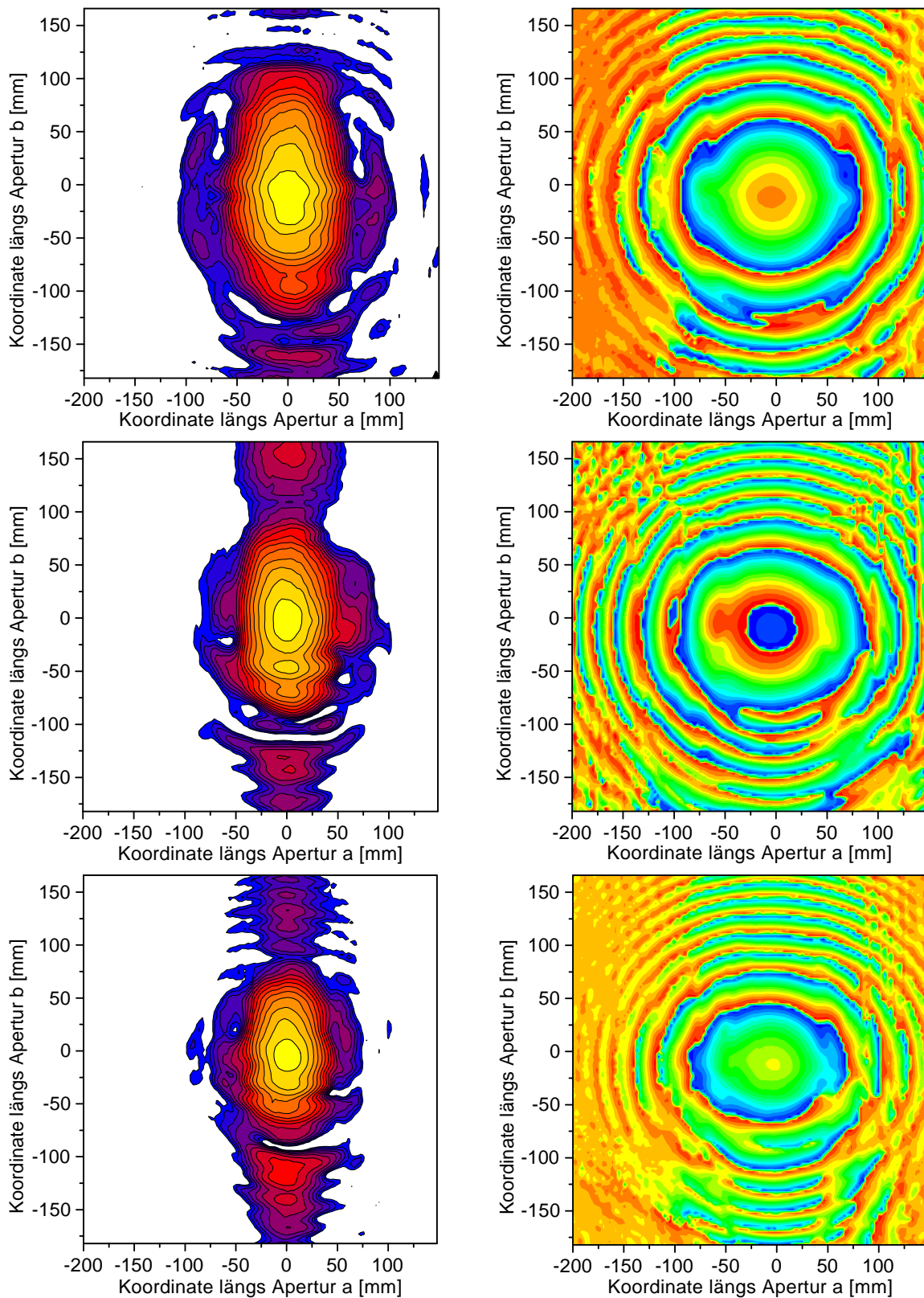


Abbildung C.3: Leistung und Phase der optimierten O-Mode Antenne im Abstand $h = 515$ mm von der Antennenapertur, bei Mikrowellenfrequenzen von $f_{TR} = 50, 60$ und 70 GHz (von oben nach unten).

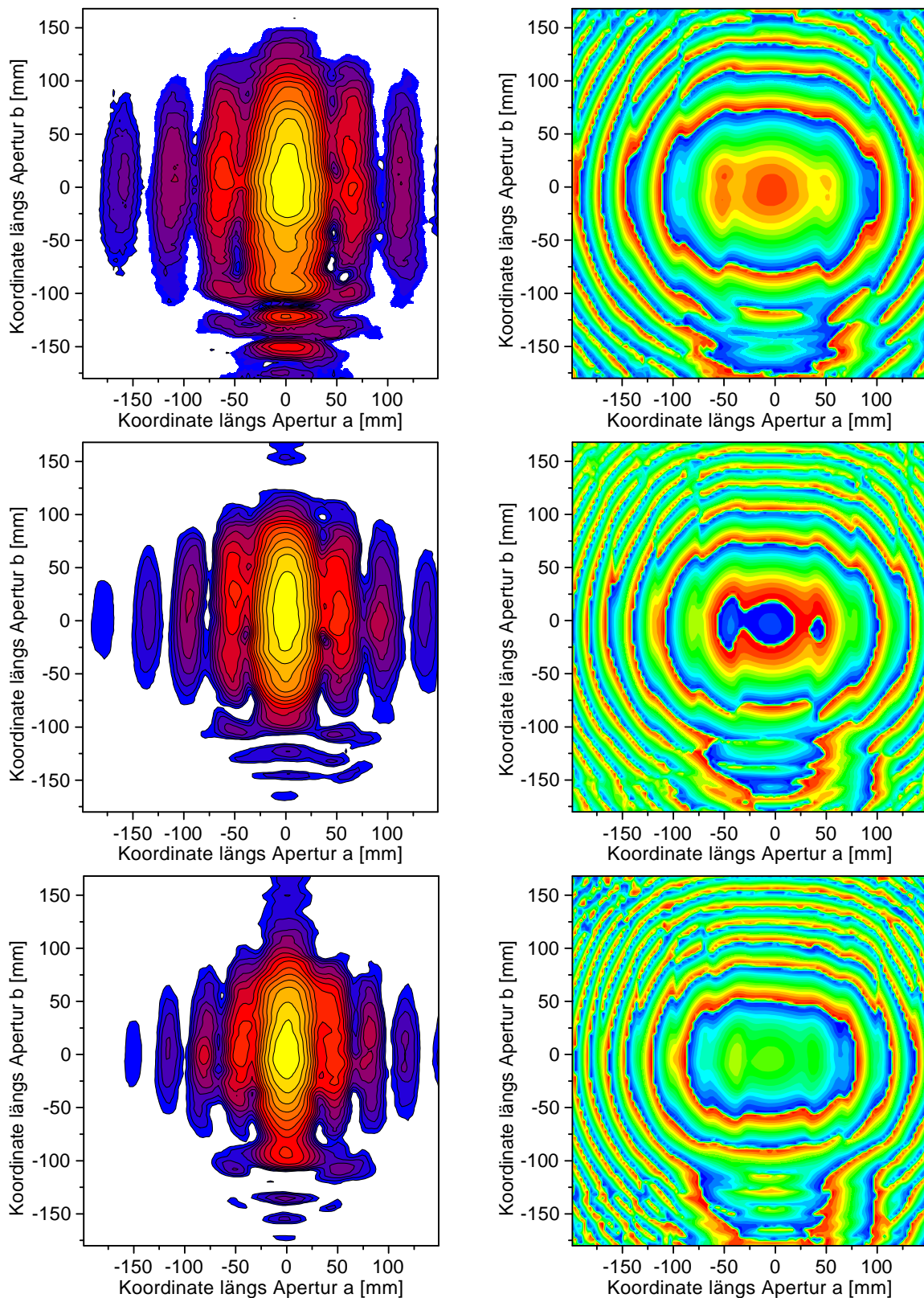


Abbildung C.4: Leistung und Phase der optimierten X-Mode Antenne ohne Nebenkeulenunterdrückung senkrecht zu \vec{B} (glatter Spiegel), Meße Ebene im Abstand $h = 515$ mm von der Antennenapertur, bei Mikrowellenfrequenzen von $f_{TR} = 50, 60$ und 70 GHz (von oben nach unten).

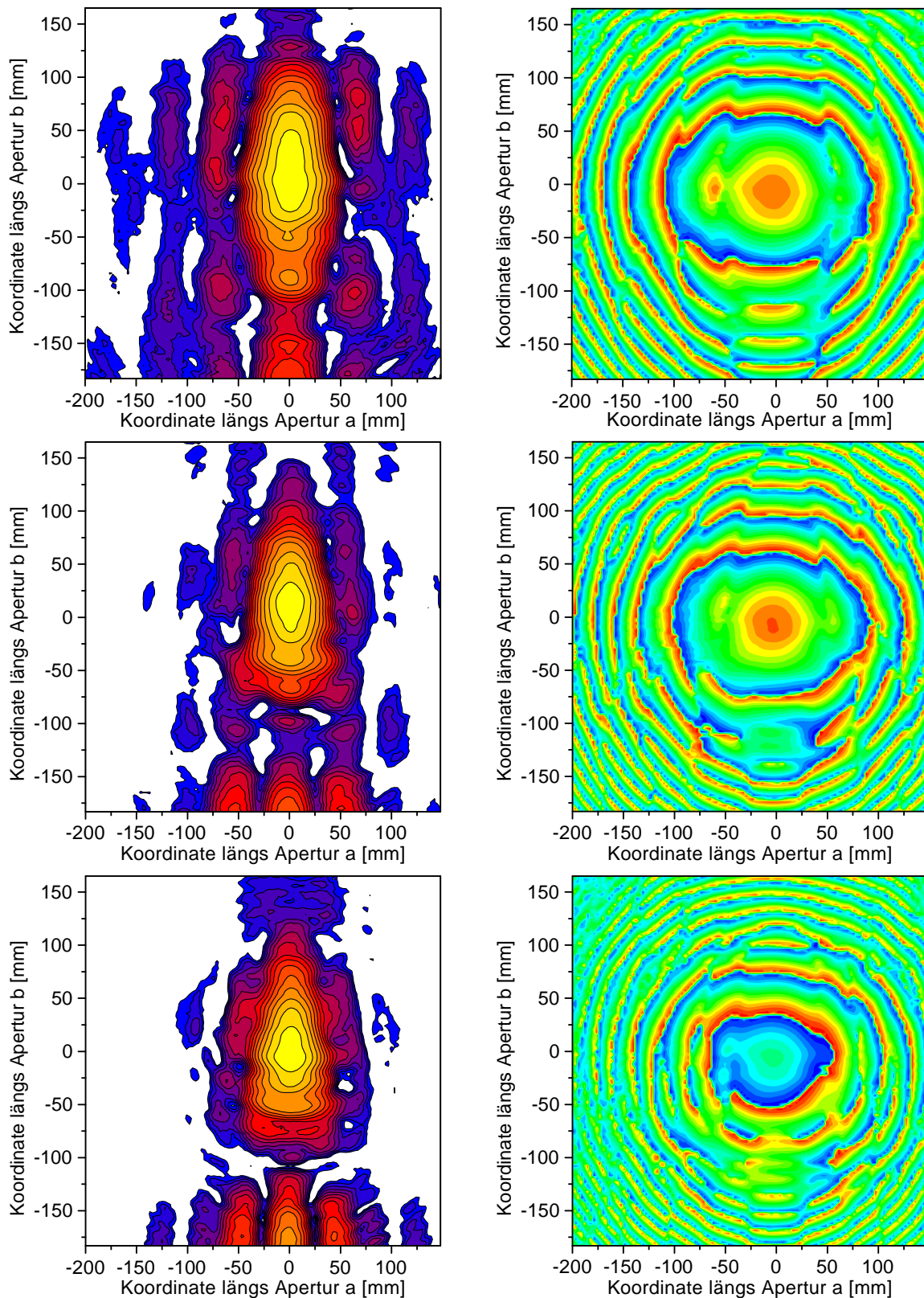


Abbildung C.5: Leistung und Phase der optimierten X-Mode Antenne mit Nebenkeulenunterdrückung senkrecht zu \vec{B} (gewellter Spiegel), Meße Ebene im Abstand $h = 515$ mm von der Antennenapertur, bei Mikrowellenfrequenzen von $f_{TR} = 50, 60$ und 70 GHz (von oben nach unten).

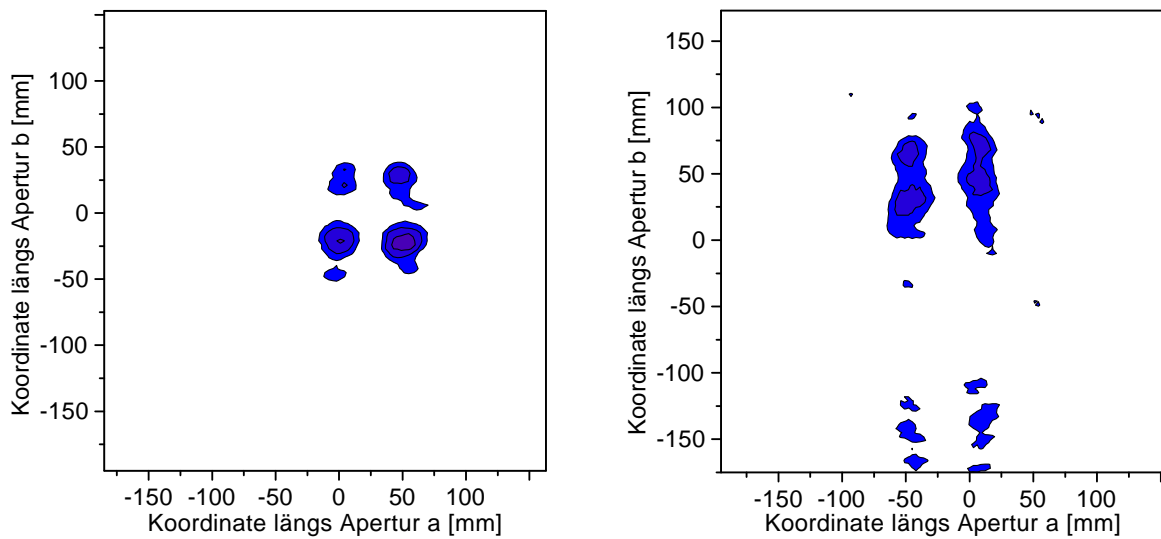


Abbildung C.6: Leistungsdiagramm der Kreuzpolarisation von O- (links) und X-Mode Antennen (rechts), Meße Ebene im Abstand $h = 515$ mm, $f_{TR} = 60$ GHz.

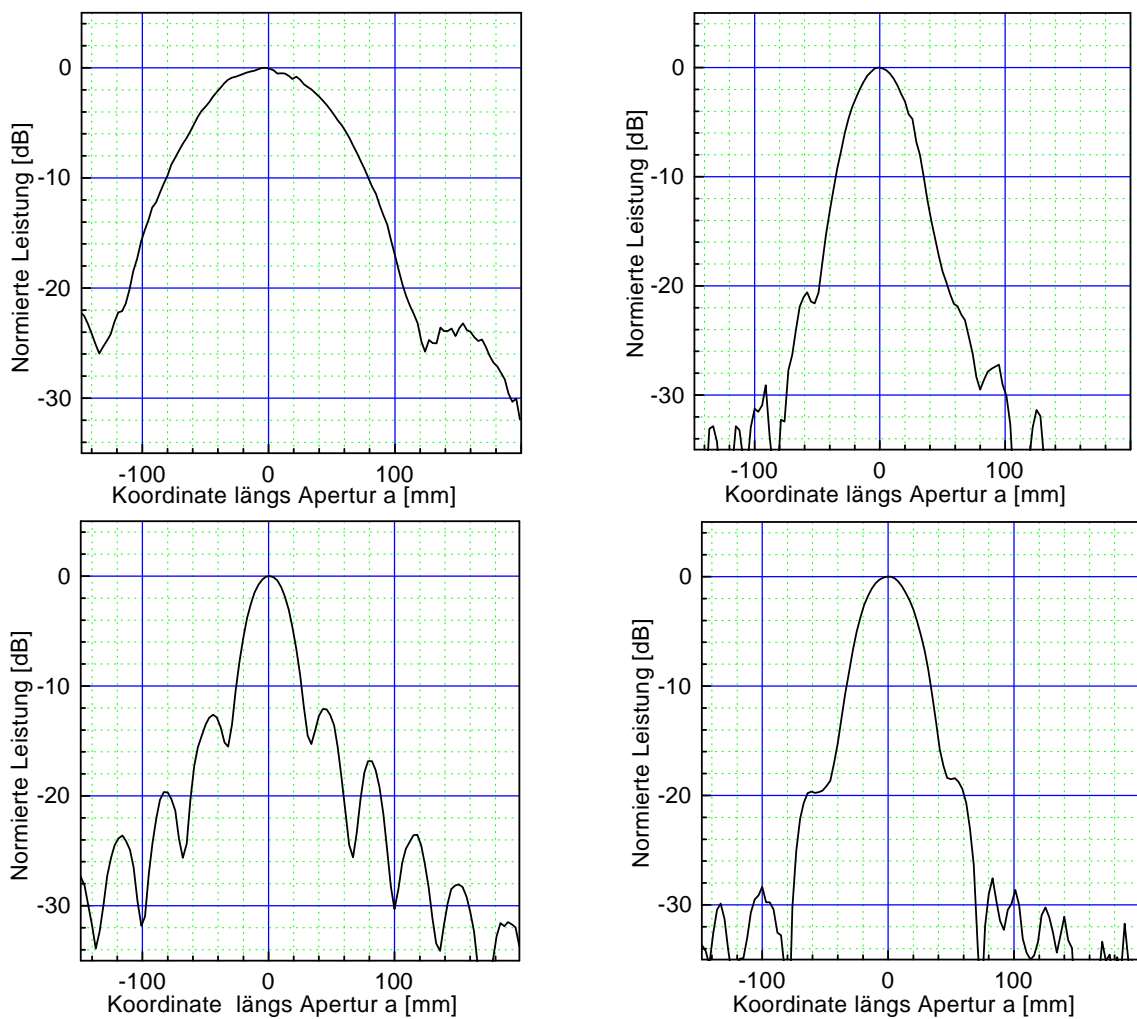


Abbildung C.7: Schnitt durch die normierten Leistungsdiagramme bei $f_{TR} = 70$ GHz (alte O-Mode Antenne oben links, neue O-Mode Antenne oben rechts, X-Mode Antenne unten, links ohne, rechts mit Nebenkeulenunterdrückung). Die Koordinate längs der Apertur b ist 0.

C.2 Detailaufnahmen der optimierten Antennen

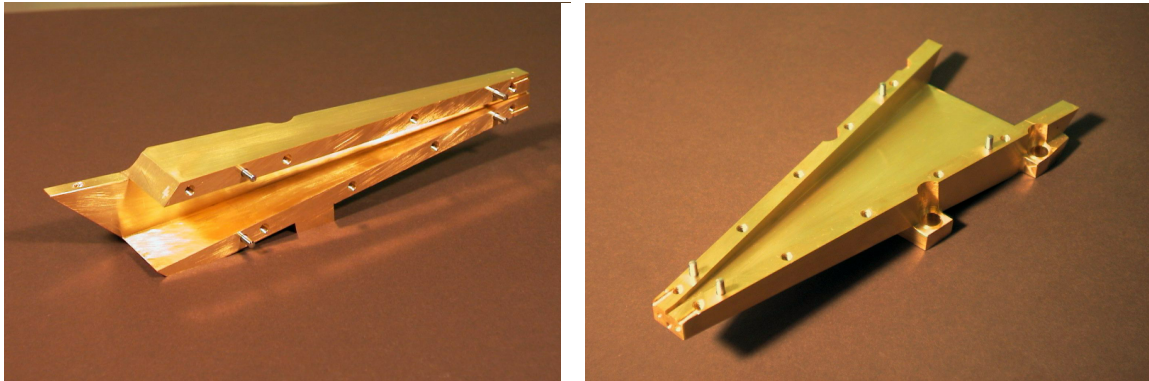


Abbildung C.8: Halbform des O-Mode- (links) und des X-Mode-Speisehorns (rechts). Zur Minimierung ohm'scher Verluste wurden die Trennebenen der Hornhälften jeweils so gewählt, daß nach Abb. 6.2 die Ausgleichströme in der Metalloberfläche nicht über die Kontaktflächen fließen müssen. Die Halbformen wurden aus vollen Kupferblöcken (SE-Kupfer [127]) herausgefräst und anschließend vergoldet.

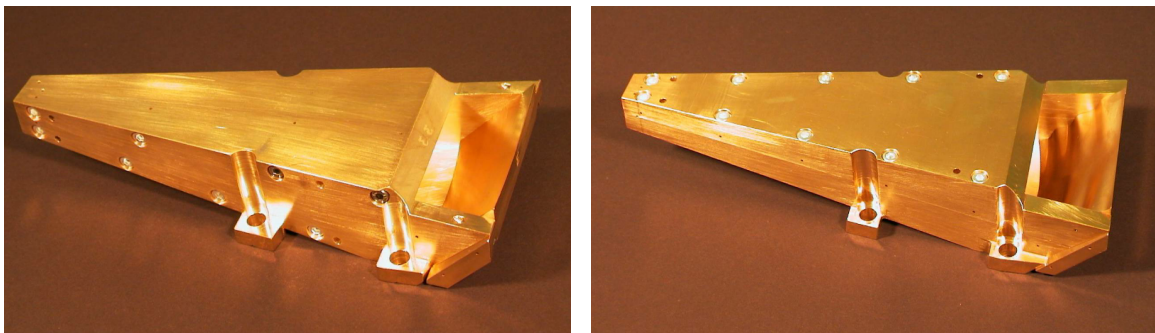


Abbildung C.9: Photographie der O-Mode- und X-Mode-Antennen (links bzw. rechts).

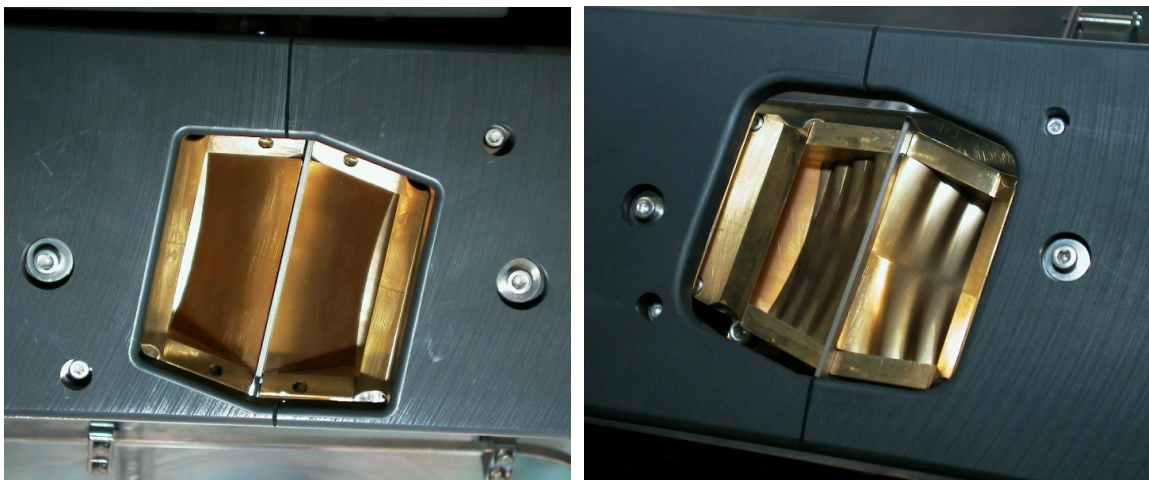


Abbildung C.10: Öffnungen der sich gegenüberstehenden Sende- und Empfangsantennen und Karbon-Schutzabdeckung. Zwischen den Antennen ist eine 2 mm dicke Isolationsplatte aus Polyimid gegen elektrische Überschlüge während des Experiments angebracht.



Abbildung C.11: Photographie des A-Ports in Sektor 13 von ASDEX Upgrade. Die optimierten O-Mode Antennen sind am oberen Rand des A-Ports angebracht, die X-Mode Antennen befinden sich am unteren Rand.

Anhang D

Korrekturterme g_{corr} und d_{corr}

D.1 O-Mode Polarisation

Die Modellierungen in O-Mode Polarisation wurden bei einer Frequenz von $f_{TR} = 60$ GHz durchgeführt. In diesem Abschnitt sind die Gleichungen für die Fitfunktionen angegeben, welche die Abhängigkeit der Korrekturterme g_{corr} und d_{corr} von der Antennenapertur a [mm], vom Krümmungsradius R_{cut} [m] der Cutoff-Schicht, vom Dichtegradienten $n_e' = dn_e/dr$ [10^{19} m^{-4}], dessen Ableitung $n_e'' = d^2n_e/dr^2$ [$n_e' \cdot \text{m}^{-1}$] und von dem Einfallswinkel α [$^\circ$] der Mikrowelle auf die Cutoff-Schicht wiedergeben.

Die Parametersätze der drei verwendeten Basispunkte *flat*, *mid* und *steep* lauten $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $n_e'' = 9 n_e' \cdot \text{m}^{-1}$ sowie der Dichtegradient $n_{e,flat}' = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$, $n_{e,mid}' = 8.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ bzw. $n_{e,steep}' = 80.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$. Zwischen den Basispunkten müssen die Funktionswerte für $g_n(\alpha)$, $g_n(a)$ und $g(n_e'')$ durch lineare Interpolation berechnet werden. Außerhalb des Wertebereichs zwischen *flat* und *steep* gilt für den betroffenen Parameter der Zahlenwert des nächsten Basispunkts.

Den Korrekturwert $g_{corr}(n_e', n_e'', \alpha, a, R_{cut})$ erhält man aus (D.1) bis (D.11) mit Hilfe von Gleichung (7.11).

In O-Mode Polarisation gilt für die Faktoren von g_{corr} (siehe Abb. 7.17 und 7.19):

$$g_{corr}(n_e') = 0.65713 + 0.53337 \log n_e' - 0.32443(\log n_e')^2 + 0.05817(\log n_e')^3 \quad (\text{D.1})$$

$$g_{flat}(\alpha) = -23.80498 + 60.96434 \log \alpha - 49.6947(\log \alpha)^2 + 13.42892(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.2})$$

$$g_{mid}(\alpha) = -34.41011 + 111.73765 \log \alpha - 131.5995(\log \alpha)^2 + 68.5636(\log \alpha)^3 - 13.33545(\log \alpha)^4 \quad (\text{D.3})$$

$$g_{steep}(\alpha) = -15.55968 + 37.5466 \log \alpha - 28.45841(\log \alpha)^2 + 7.24784(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.4})$$

$$g_{flat}(a) = -0.97914 + 1.74411 \log a - 0.36265(\log a)^2 \quad (\text{D.5})$$

$$g_{mid}(a) = -3.76903 + 4.86053 \log a - 1.23201(\log a)^2 \quad (\text{D.6})$$

$$g_{steep}(a) = -5.712 + 6.5896 \log a - 1.59854(\log a)^2 \quad (\text{D.7})$$

$$g_{flat}(n_e'') = 0.94723 + 0.01953 \log n_e'' + 0.02453(\log n_e'')^2 + 0.01124(\log n_e'')^3 \quad (\text{D.8})$$

$$g_{mid}(n_e'') = 0.9799 + 0.0112 \log n_e'' + 0.00678(\log n_e'')^2 + 0.00111(\log n_e'')^3 \quad (\text{D.9})$$

$$g_{steep}(n_e'') = 1.00359 - 0.00566 \log n_e'' \quad (\text{D.10})$$

$$g_n(R_{cut}) = 1.02304 + 0.06774 \log R_{cut} - 0.09795(\log R_{cut})^2 + 0.05205(\log R_{cut})^3 \quad (\text{D.11})$$

Für die Faktoren von d_{corr} (siehe Abb. 7.20 und 7.21) gilt in O-Mode Polarisation:

$$d_{corr}(n_e l) = 0.09439 - 0.10591 \log n_e l + 0.04292(\log n_e l)^2 - 0.00609(\log n_e l)^3 \quad (\text{D.12})$$

$$d_{flat}(\alpha) = 2.64018 - 5.22395 \log \alpha + 3.31482(\log \alpha)^2 \quad (\text{D.13})$$

$$d_{mid}(\alpha) = 5.72917 - 11.61968 \log \alpha + 6.53739(\log \alpha)^2 \quad (\text{D.14})$$

$$d_{steep}(\alpha) = 4.73329 - 8.59502 \log \alpha + 4.66368(\log \alpha)^2 \quad (\text{D.15})$$

$$d_n(a) = 1.00000 \quad (\text{D.16})$$

$$d_{flat}(n_e l l) = 1.26545 - 0.18966 \log n_e l l - 0.09(\log n_e l l)^2 \quad (\text{D.17})$$

$$d_{mid}(n_e l l) = 1.11611 - 0.05182 \log n_e l l - 0.06403(\log n_e l l)^2 - 0.02105(\log n_e l l)^3 \quad (\text{D.18})$$

$$d_{steep}(n_e l l) = 1.04075 - 0.01899 \log n_e l l - 0.01967(\log n_e l l)^2 - 0.00835(\log n_e l l)^3 \quad (\text{D.19})$$

$$d_n(R_{cut}) = 1.02337 + 0.04414 \log R_{cut} - 0.06224(\log R_{cut})^2 + 0.02659(\log R_{cut})^3 \quad (\text{D.20})$$

D.2 X-Mode Polarisation

Die Modellierungen in X-Mode Polarisation wurden bei einer Frequenz von $f_{TR} = 65$ GHz durchgeführt. Die zu verwendenden Einheiten der Parameter in den unten aufgelisteten Fitfunktionen sowie die Vorgehensweise bei der Berechnung von g_{corr} bzw. d_{corr} sind dieselben wie in Kapitel D.1.

Da in X-Mode Polarisation sich selbst bei flachen Dichtegradienten steile Gradienten des optischen Brechungsindex ergeben, reichen zwei Basispunkte *mid* und *steep* aus, um die Hyperflächen g_{corr} und d_{corr} in guter Näherung zu beschreiben. Die Parametersätze dieser Basispunkte *mid* und *steep* sind: $a = 70$ mm, $R_{cut} = 0.6$ m, $n_{e//} = 9 n_{e\perp} \cdot \text{m}^{-1}$, $\alpha = 14^\circ$, sowie $n_{e,mid}$ bzw. $n_{e,steep}$.

Aus den Modellierungen ergeben sich in X-Mode Polarisation die folgenden Fitfunktionen für die Terme von g_{corr} (siehe Abb. D.1):

$$g_{corr}(n_{e\perp}) = 0.83701 + 0.47305 \log n_{e\perp} - 0.66405(\log n_{e\perp})^2 + 0.26149(\log n_{e\perp})^3 \quad (\text{D.21})$$

$$g_{mid}(\alpha) = -18.2221 + 46.29904 \log \alpha - 37.23528(\log \alpha)^2 + 10.01052(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.22})$$

$$g_{steep}(\alpha) = -18.14281 + 44.00393 \log \alpha - 33.86231(\log \alpha)^2 + 8.75788(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.23})$$

$$g_{mid}(a) = -0.29066 + 1.22655 \log a - 0.28506(\log a)^2 \quad (\text{D.24})$$

$$g_{steep}(a) = -9.34792 + 10.46622 \log a - 2.63234(\log a)^2 \quad (\text{D.25})$$

$$g_{mid}(n_{e//}) = 0.99872 + 0.00129 \log n_{e//} - 0.00114(\log n_{e//})^2 + 0.00256(\log n_{e//})^3 \quad (\text{D.26})$$

$$g_{steep}(n_{e//}) = 0.99495 + 0.00411 \log n_{e//} + 2.4748E - 4(\log n_{e//})^2 - 0.00434(\log n_{e//})^3 \quad (\text{D.27})$$

$$g_n(R_{cut}) = 1.02701 + 0.11424 \log R_{cut} - 0.16463(\log R_{cut})^2 + 0.07542(\log R_{cut})^3 \quad (\text{D.28})$$

Die Gleichungen für die Fitfunktionen $d_{corr}(n_{e\perp})$, $d_n(\alpha)$, $d_n(a)$, $d_n(n_{e//})$ und $d_n(R_{cut})$ (Abb. D.2) lauten in X-Mode Polarisation:

$$d_{corr}(n_{e\perp}) = 0.03112 - 0.03761 \log n_{e\perp} + 0.01365(\log n_{e\perp})^2 \quad (\text{D.29})$$

$$d_{mid}(\alpha) = -11.32093 + 33.77613 \log \alpha - 33.32374(\log \alpha)^2 + 11.54271(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.30})$$

$$d_{steep}(\alpha) = -11.43325 + 33.87646 \log \alpha - 32.43788(\log \alpha)^2 + 10.76904(\log \alpha)^3 \quad (\text{D.31})$$

$$d_{mid}(a) = 1.00000 \quad (\text{D.32})$$

$$d_{steep}(a) = 0.78669 + 0.11165 \log a \quad (\text{D.33})$$

$$d_{mid}(n_{e//}) = 1.06134 - 0.01741 \log n_{e//} - 0.03497(\log n_{e//})^2 - 0.02374(\log n_{e//})^3 \quad (\text{D.34})$$

$$d_{steep}(n_{e//}) = 1.00338 + 0.01 \log n_{e//} + 1.61964E - 4(\log n_{e//})^2 - 0.02524(\log n_{e//})^3 \quad (\text{D.35})$$

$$d_n(R_{cut}) = 0.99334 + 0.01051 \log R_{cut} \quad (\text{D.36})$$

Abbildung D.1: Rechts Korrekturfaktor g_{corr} in Abhängigkeit vom Dichtegradienten $n_{e'l}$, sowie den Graphen der Fitfunktion (D.21). Unten Normierte Korrekturfaktoren g_n für X-Mode Reflektometrie in Abhängigkeit der Parameter α , a , $n_{e'l}$ und R_{cut} , sowie Kurven der jeweiligen Fitfunktionen (D.22) bis (D.28). Die Koordinaten der zwei Basispunkte *mid* und *steep* sind $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $n_{e'l} = 9 n_{e'l} \cdot \text{m}^{-1}$, $R_{cut} = 0.6$ m sowie $n_{e'l} = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$ bzw. $15.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-4}$. Die Trägerfrequenz beträgt $f_{TR} = 65$ GHz.

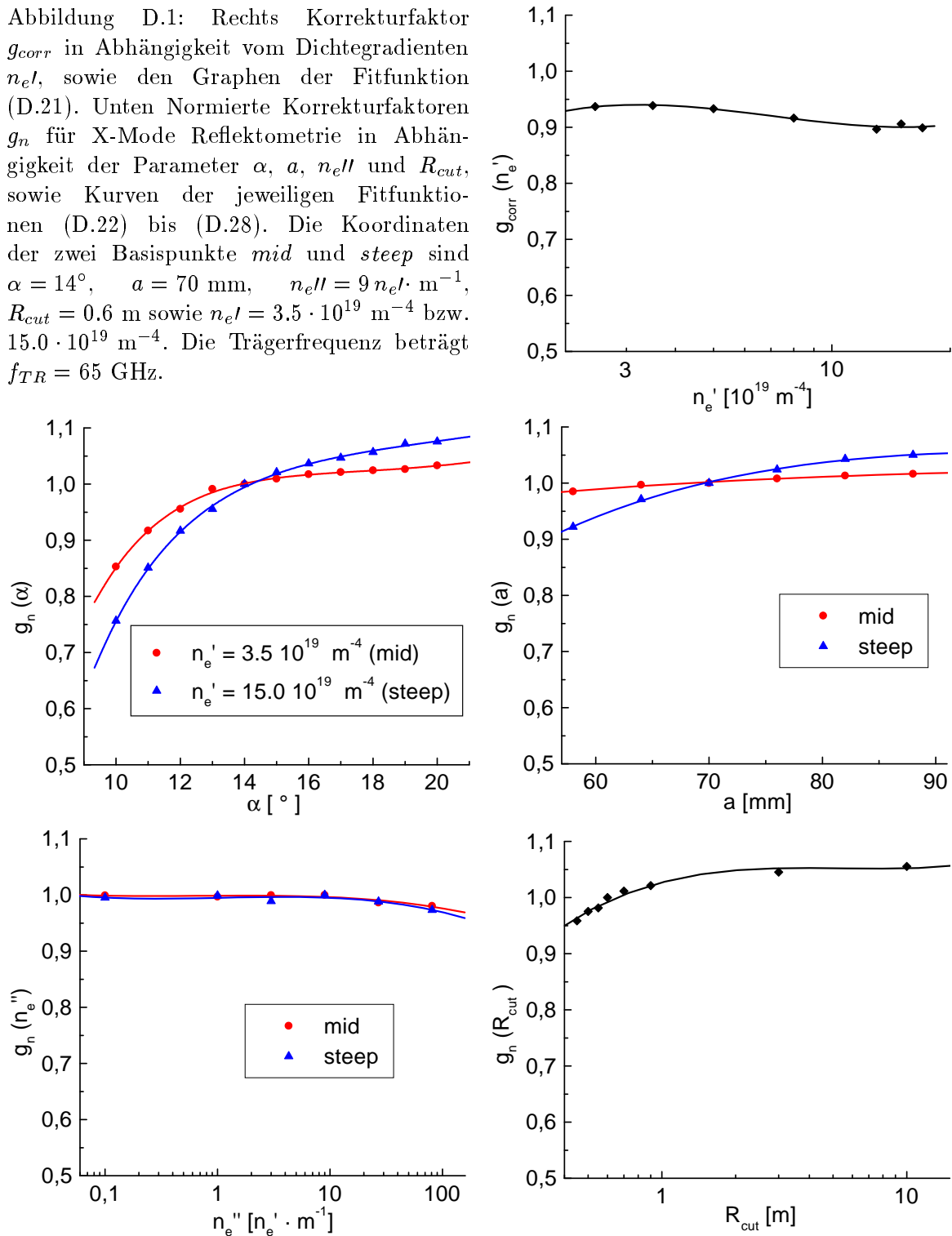
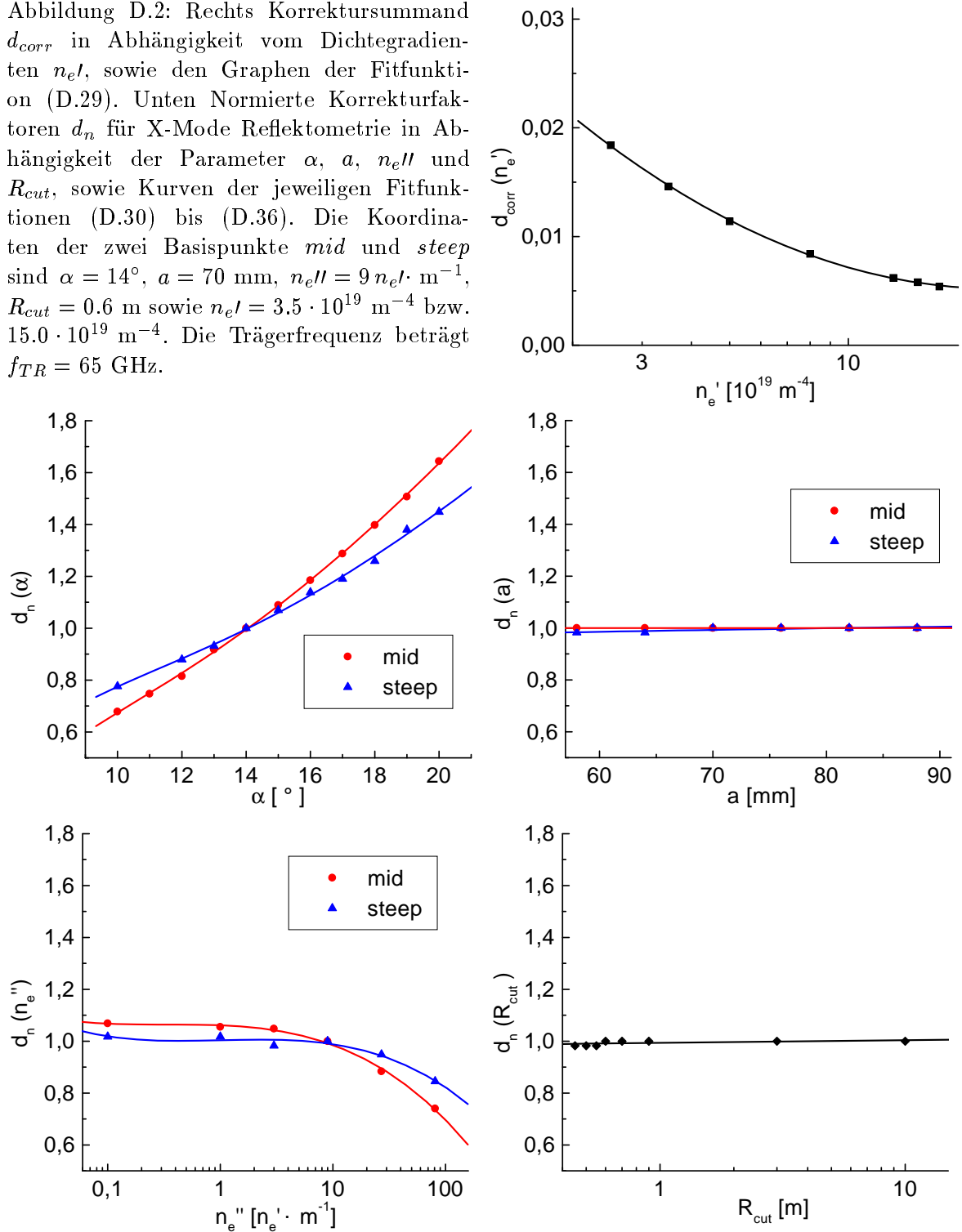


Abbildung D.2: Rechts Korrektursummand d_{corr} in Abhängigkeit vom Dichtegradienten $n_{e'l}$, sowie den Graphen der Fitfunktion (D.29). Unten Normierte Korrekturfaktoren d_n für X-Mode Reflektometrie in Abhängigkeit der Parameter α , a , $n_{e'l}$ und R_{cut} , sowie Kurven der jeweiligen Fitfunktionen (D.30) bis (D.36). Die Koordinaten der zwei Basispunkte *mid* und *steep* sind $\alpha = 14^\circ$, $a = 70$ mm, $n_{e'l} = 9 n_{e'l} \cdot m^{-1}$, $R_{cut} = 0.6$ m sowie $n_{e'l} = 3.5 \cdot 10^{19} m^{-4}$ bzw. $15.0 \cdot 10^{19} m^{-4}$. Die Trägerfrequenz beträgt $f_{TR} = 65$ GHz.



Anhang E

ELMs

Edge Localized Modes (ELMs, [25, 26, 47–50]) sind MHD-Instabilitäten am Plasmarand, die typischerweise auftreten, wenn sich in der H-Mode im Bereich der Transportbarriere ein ausreichend großer Druckgradient aufgebaut hat.

Während eines ELMs werden am Plasmarand aus dem Plasma Teilchen und Energie herausgeschleudert. Im Divertorbereich steigt dadurch der Recyclingfluß an und es kommt dort zu einem Puls starker D_α -Strahlung. Durch die Teilchen- und Energieverluste am Plasmarand flachen dort kurzfristig aber meßbar die Dichte- und Temperaturprofile ab. Da es sich bei ELMs um stark turbulente Vorgänge handelt, macht sich ihr Auftreten im Signal von Standard- und Doppler-Reflektometern durch Schwankungen der Leistung und der Phase bemerkbar (es ergeben sich besonders breite Frequenzspektren, siehe Kapitel 7.6.3). Außerdem entsteht ein breites Spektrum an magnetischen Störungen, die mit Hilfe von Mirnov-Spulen diagnostiziert werden können.

Die Dauer eines ELMs liegt (in ASDEX Upgrade) zwischen ca. 0.3 und 1 ms. Typischerweise wiederholen sich ELMs regelmäßig, wobei die Repetitionsfrequenz unter anderem von der Zusatzheizleistung und der Art des ELMs abhängt.

ELMs können in mehrere Klassen unterteilt werden [48–50]:

- Typ I ELMs: Sie können sowohl einzeln (sogenannte 'giant ELMs') als auch in regelmäßigen Abständen (Repetitionsfrequenz an ASDEX Upgrade bis etwa 200 Hz, [50]) auftreten. Mit dem Energiefluß über die Separatrix nimmt auch die Repetitionsfrequenz zu [46, 49]. Typ I ELMs treten auf, wenn die Zusatzheizleistung weit über der Heizleistungsschwelle P_{thr}^{LH} (3.2) liegt. Typ I ELMs verursachen den größten Teilchen- und Energieverlust (bei einem 'giant ELM' bis zu 10 % des Gesamtenergieinhalts des Plasmas [50]).
- Typ II ELMs ('grassy ELMs'): Wird bei einem H-Mode-Plasma mit Typ I ELMs die Plasmaform verändert (höhere Elongation und Triangularität [49]), dann kann sich die Repetitionsfrequenz vergrößern (vergleichbar mit der von Typ III ELMs), und der Energie- und Teilchenverlust pro ELM nimmt ab. Typ II ELMs kommen nur in einem sehr engen Betriebsbereich vor.
- Typ III ELMs: Diese ELMs treten auf, wenn die Zusatzheizleistung nur knapp oberhalb der Heizleistungsschwelle P_{thr}^{LH} liegt. Die Repetitionsfrequenz liegt im kHz-Bereich und nimmt mit steigender Heizleistung (bzw. mit dem Energiefluß über die Separatrix) im Gegensatz zu Typ I ELMs ab [46, 49]. Der Teilchen- und Energieverlust (1 - 5 %) pro Typ III ELM ist geringer als bei Typ I ELMs [49].

Der Druckgradient, der in einer H-Mode-Phase mit Typ III-ELMs erreicht werden kann, ist geringer als derjenige in H-Mode-Phasen mit Typ I ELMs bzw. ohne ELMs.

- Compound ELMs: Hierbei handelt es sich um ELMs mit einer besonders langen Phase vergrößerten Transports (typischerweise Typ I ELMs, [47]).

Vor einem ELM kann teilweise ein sogenannter *Precursor* [26, 46] auftreten. Dieser erzeugt eine magnetische Störung am Plasmarand, welche auf dem Signal der Mirnov-Spulen als eine Oszillation zunehmender Amplitude sichtbar wird. An ASDEX Upgrade wurden die folgenden Precursor-Eigenschaften beobachtet:

Precursor dauern typischerweise mehrere hundert μs , bis sie durch einen ELM beendet werden. Ein Precursor eines Typ I ELMs besitzt eine Frequenz der Größenordnung 20 kHz, toroidale Modenzahlen n zwischen 5 und 10 sowie poloidale Modenzahlen m von 10 - 15. Typ III ELM Precursor besitzen eine Frequenz der Größenordnung 100 kHz. Typische toroidale Modenzahlen liegen zwischen 10 und 15, die poloidalen Modenzahlen zwischen 15 und 20 [46].

In H-Mode Plasmen ohne ELMs wächst die Dichte typischerweise unkontrolliert an, bis eine Instabilität auftritt oder das Plasma wieder in die L-Mode zurückfällt. Deshalb werden in der H-Mode quasistationäre Plasmazustände meist nur in Phasen mit ELMs erreicht [26, 49]. Eine Ausnahme bildet die sogenannte '*quiescent H-Mode*' [42-44].

Durch die ELMs werden die Einschlußzeiten reduziert, z.B. τ_E bei DIII-D um etwa 10 - 15% [45, 49]. Andererseits können ELMs in einem späteren H-Mode-Fusionsreaktor vorteilhaft sein, da durch sie Verunreinigungen wie z.B. die anfallende Heliumasche aus dem Fusionsplasma (Strahlungsverluste, Brennstoffverdünnung) entfernt werden können [49, 51, 77].

Anhang F

Ergänzende Graphen der Auswertung

F.1 Übersicht Plasma- und Diagnostikparameter der Entladung #14334 (hohe gemittelte Elektronendichte \bar{n}_e)

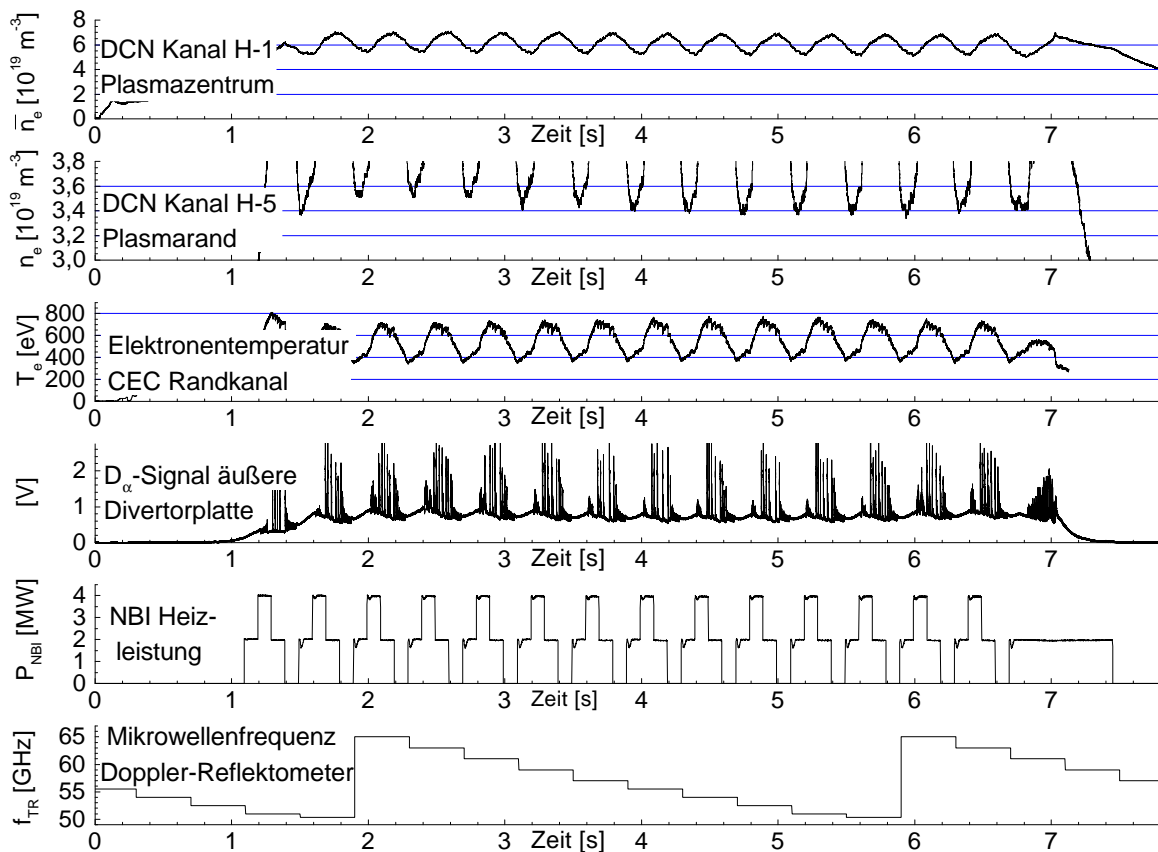


Abbildung F.1: Plasma- und Diagnostikparameter von Entladung #14334 (Messung mit dem O-Mode Reflektometer). Die obersten zwei Spuren zeigen die Signale zweier Kanäle der DCN-Laser-Interferometrie (gemittelte Elektronendichte entlang einer Sichtlinie durch das Plasmazentrum und am Plasmarand, $\rho_{pol} \approx 0.9$). Es folgt die Elektronentemperatur am Plasmarand (ECE-Diagnostik), das Meßsignal der D_α Diagnostik und die NBI-Heizleistung. Die unterste Zeile gibt die Frequenz der vom Doppler-Reflektometer ausgestrahlten Mikrowelle wieder.

F.2 Elektronendichte- und -Temperaturprofile

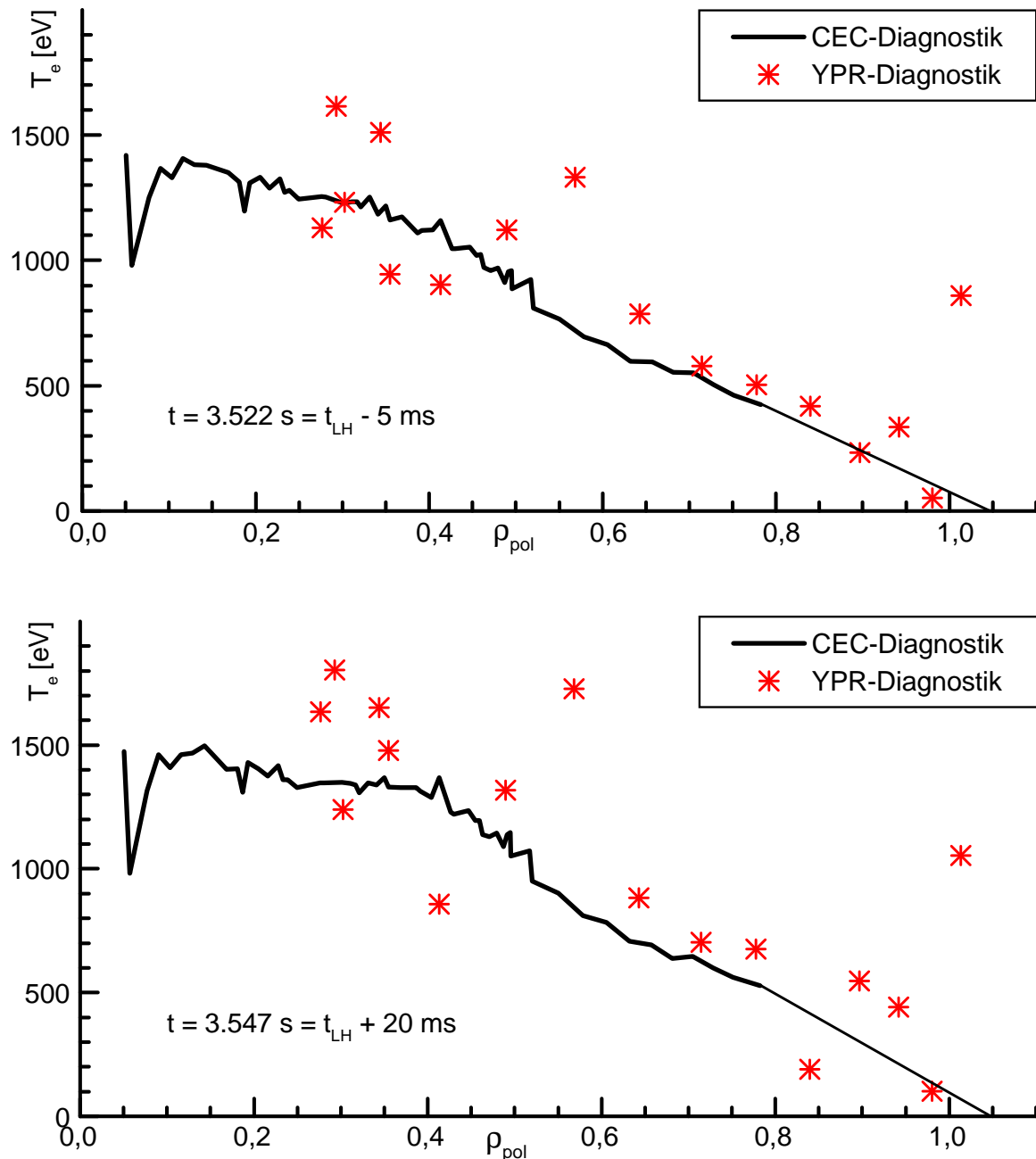


Abbildung F.2: Entladung #14516, Beispiele für Temperaturprofile der ECE- und der Thomson-Streudiagnostik YPR. Der sehr unregelmäßige Verlauf des Temperaturprofils der YPR-Diagnostik in der rechten Abbildung zeigt, daß die Temperaturdaten der Thomson-Streuung zeitweise stark schwanken. Da die Temperaturprofile der ECE-Diagnostik bei den Entladungen, die für die Messungen mit dem X-Mode Doppler-Reflektometer durchgeführt wurden, nur bis zu einem Radius von $\rho_{pol} = 0.8$ reichen, werden sie durch eine Gerade bis $\rho_{pol} = 1.05$ ergänzt.

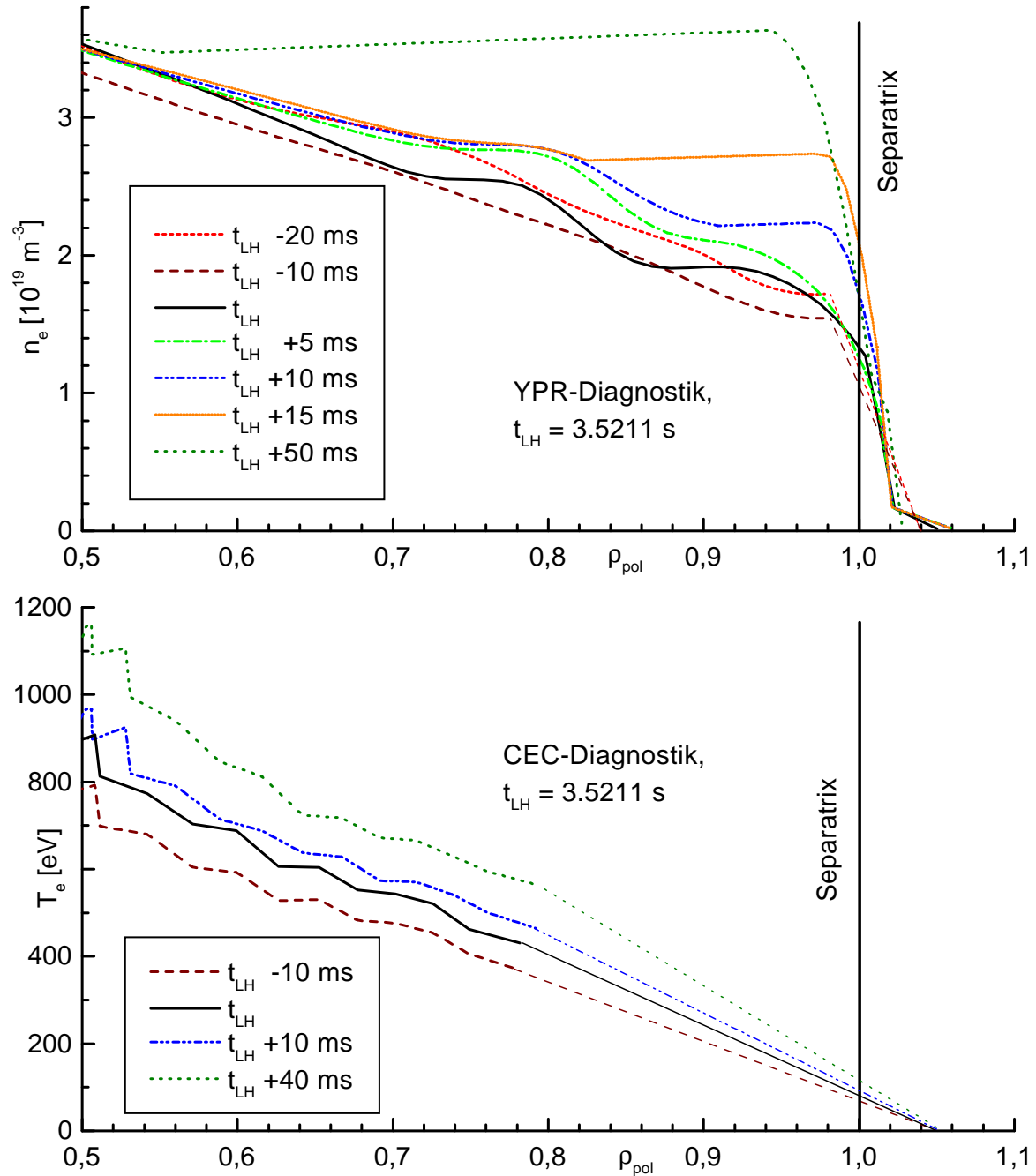


Abbildung F.3: Elektronendichte- und -temperaturprofile von Entladung #14523, in dem Zeitraum um einen L-H Übergang. Die Dichteprofile wurden mit der Thomson-Streudiagnostik gemessen. Die Profile der Elektronentemperatur stammen von der ECE-Diagnostik und wurden zwischen $\rho_{pol} \approx 0.8$ und $\rho_{pol} = 1.05$ durch Geraden ergänzt.

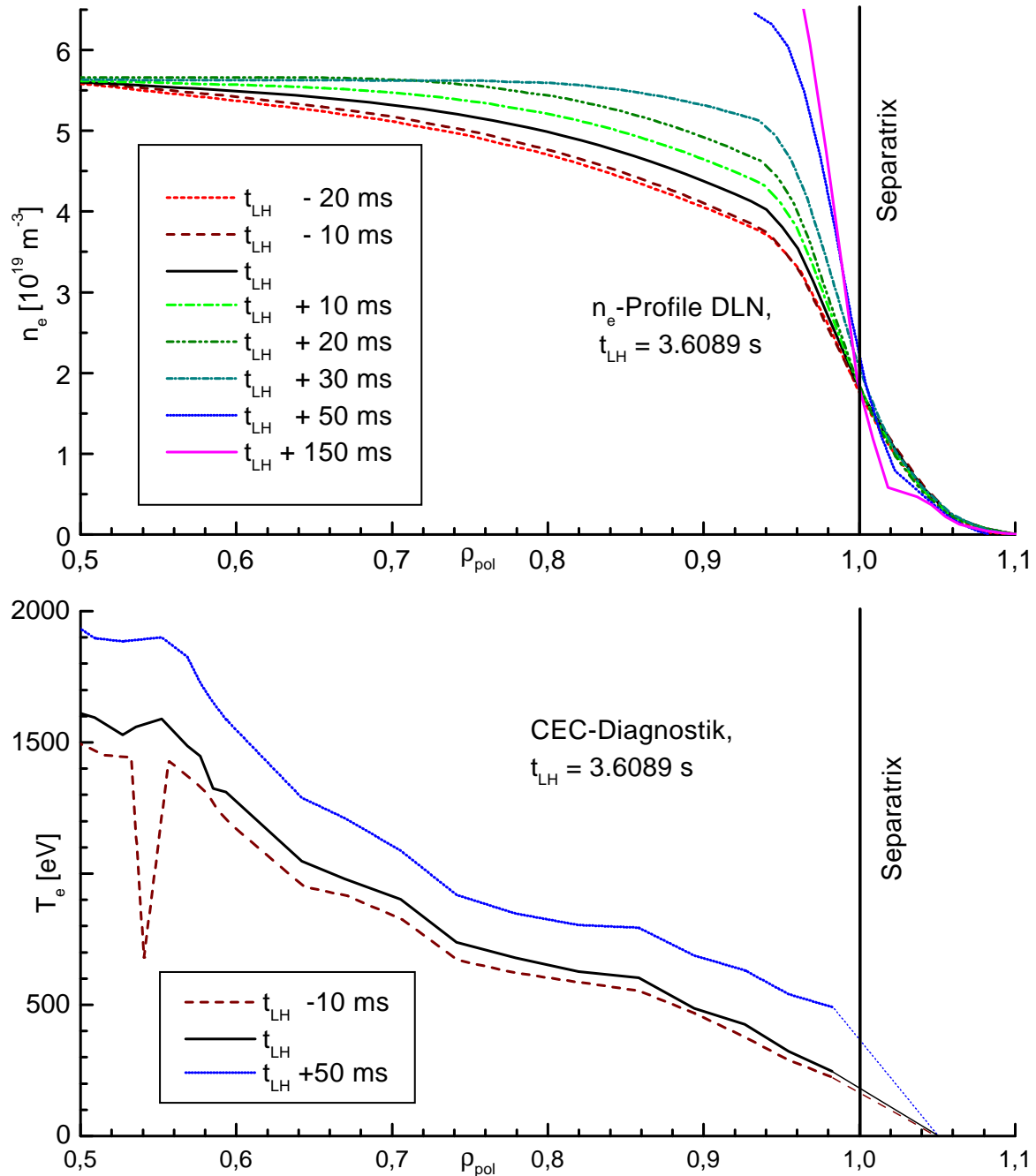


Abbildung F.4: Elektronendichte- und -temperaturprofile von Entladung #14334, in einem Zeitraum um einen L-H Übergang. Die DLN-Dichteprofile entstanden durch einen Fit, welcher die Teilprofile der Lithiumstrahl-Diagnostik und der DCN-Laser-Interferometrie verbindet. Die Profile der Elektronentemperatur stammen von der ECE-Diagnostik und wurden zwischen $\rho_{pol} \approx 1.0$ und $\rho_{pol} = 1.05$ durch Geraden ergänzt.

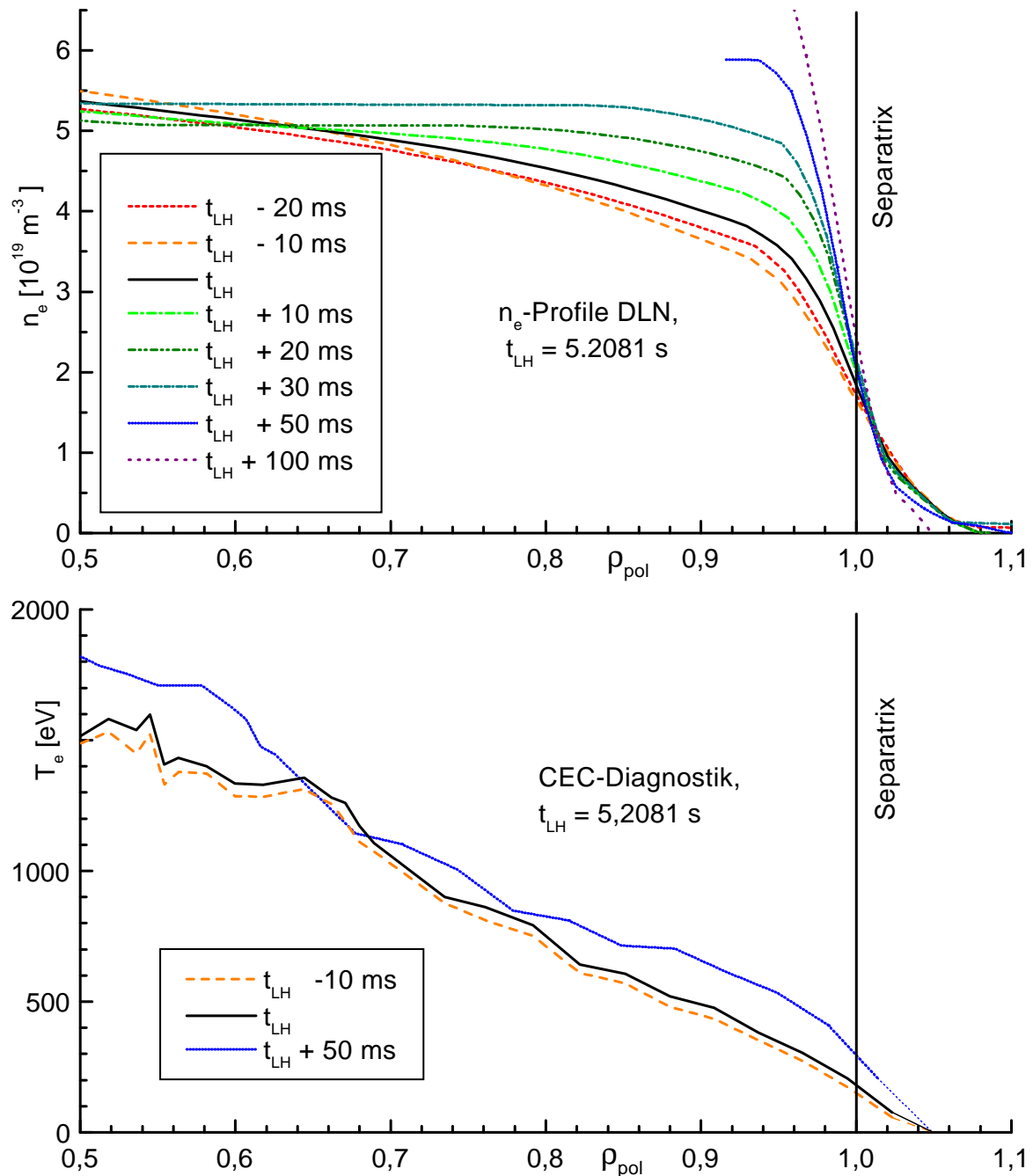


Abbildung F.5: Elektronendichte- und -temperaturprofile von Entladung #14356, in einem Zeitraum um einen L-H Übergang. Die DLN-Dichteprofile entstanden durch einen Fit, welcher die Teilprofile der Lithiumstrahl-Diagnostik und der DCN-Laser-Interferometrie verbindet. Die Profile der Elektronentemperatur stammen von der ECE-Diagnostik und wurden zwischen $\rho_{pol} \approx 1.0$ und $\rho_{pol} = 1.05$ durch Geraden ergänzt.

F.3 Zeitspuren der L-Mode Phase vor dem L-H Übergang, Entladung #14516

Die Abbildungen dieses Kapitels zeigen von Entladung #14516 (Messung mit X-Mode Doppler-Reflektometer) die folgenden Zeitspuren:

Oberste Zeile: Zeitspur der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit (Zeitintervall der Fourieranalyse ca. 0.4 ms, bzw. 0.2 und 0.1 ms direkt am L-H Übergang). Zudem ein 'least squares fit' der jeweils angegebenen Ordnung (rote Kurve), sowie dessen Standardabweichung im zeitlichen Abstand von 5 ms.

Zweite Zeile: Elektronendiamagnetische Driftgeschwindigkeit sowie die intrinsische Phasengeschwindigkeit der Elektronendichtefluktuationen.

Unterste Zeile: Verlauf der radialen Position ρ_{pol} des Meßvolumens.

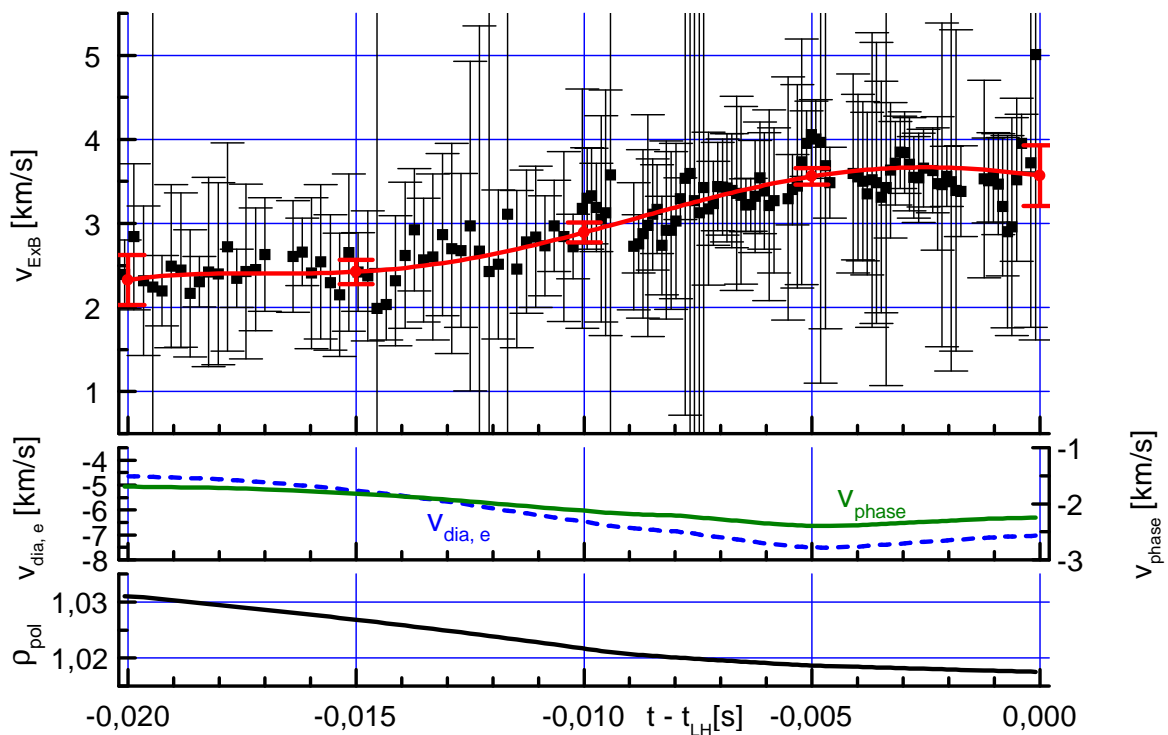


Abbildung F.6: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 3.1257$ s, $f_{TR} = 48$ GHz, $n_{cut} = 0.806 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Polynomfit 5. Ordnung

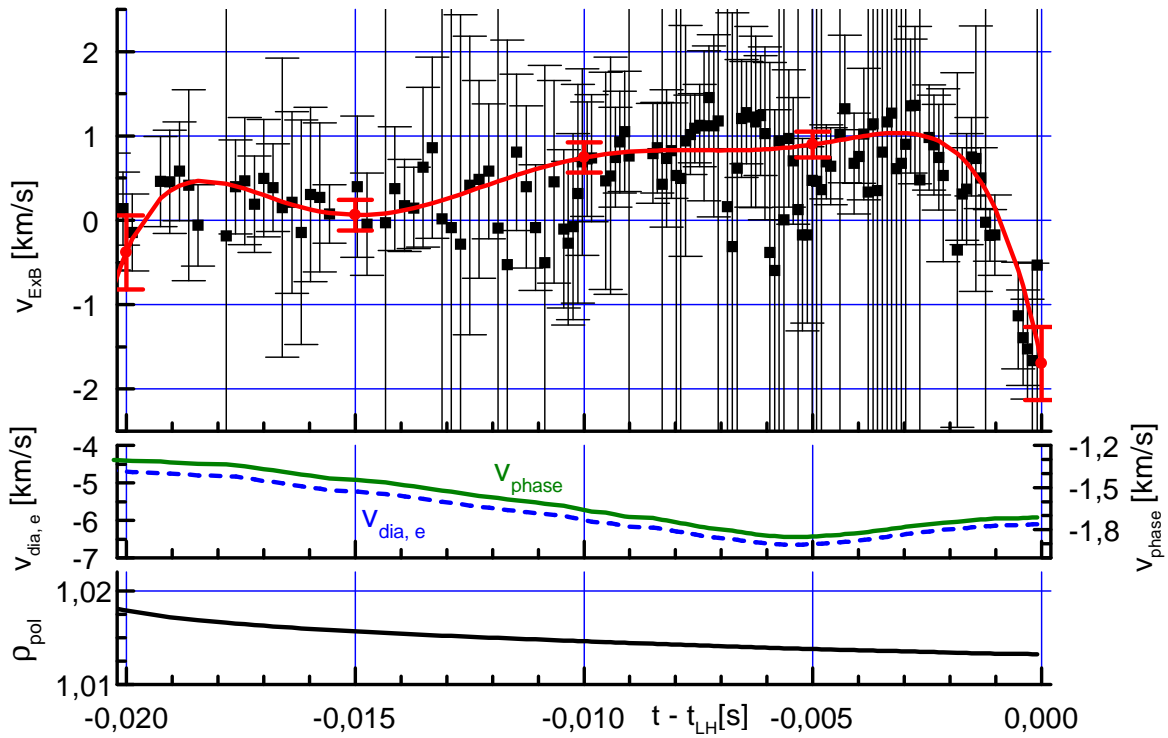


Abbildung F.7: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 3.5270$ s, $f_{TR} = 51$ GHz, $n_{cut} = 1.044 \cdot 10^{19}$ m $^{-3}$, Polynomfit 7. Ordnung

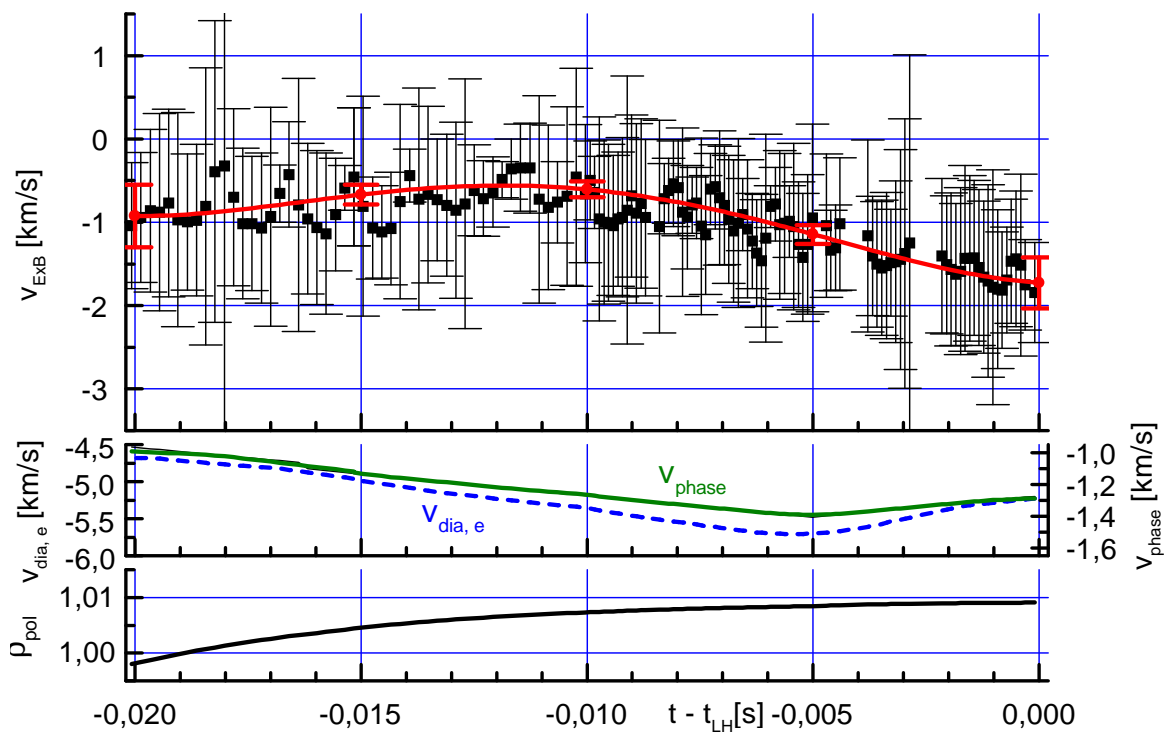


Abbildung F.8: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 3.9230$ s, $f_{TR} = 54$ GHz, $n_{cut} = 1.303 \cdot 10^{19}$ m $^{-3}$, Polynomfit 5. Ordnung

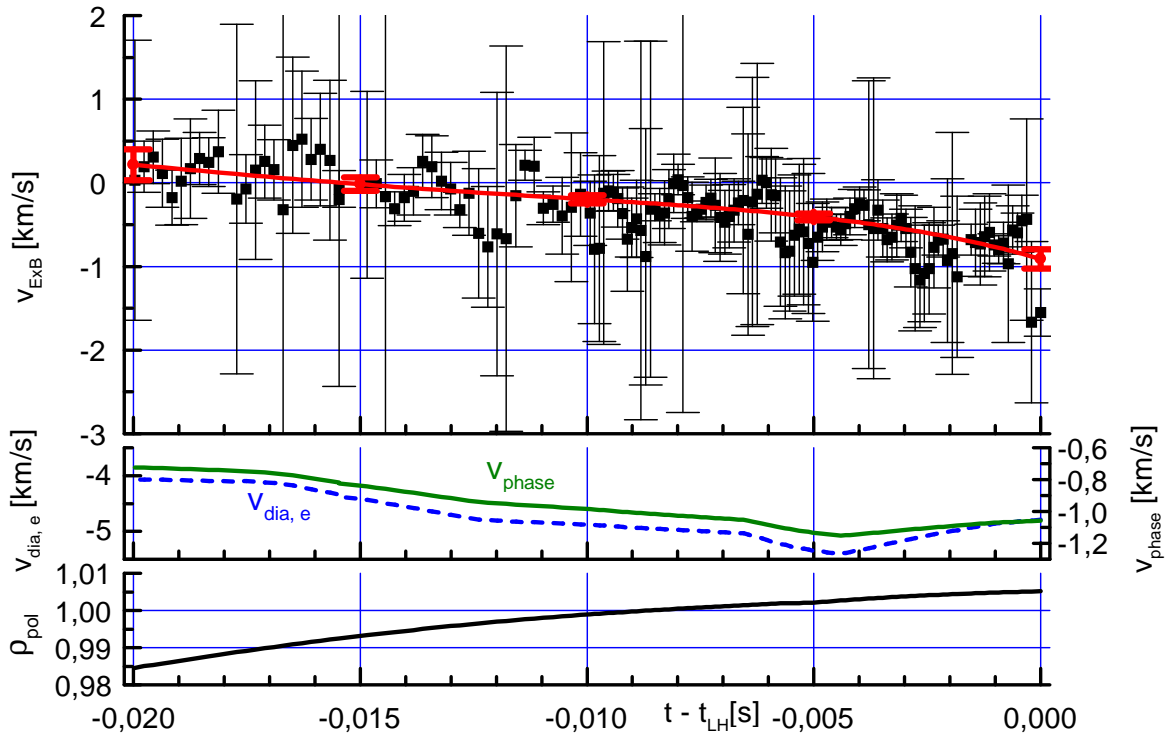


Abbildung F.9: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 4.3312$ s, $f_{TR} = 57$ GHz, $n_{cut} = 1.585 \cdot 10^{19}$ m $^{-3}$, Polynomfit 4. Ordnung

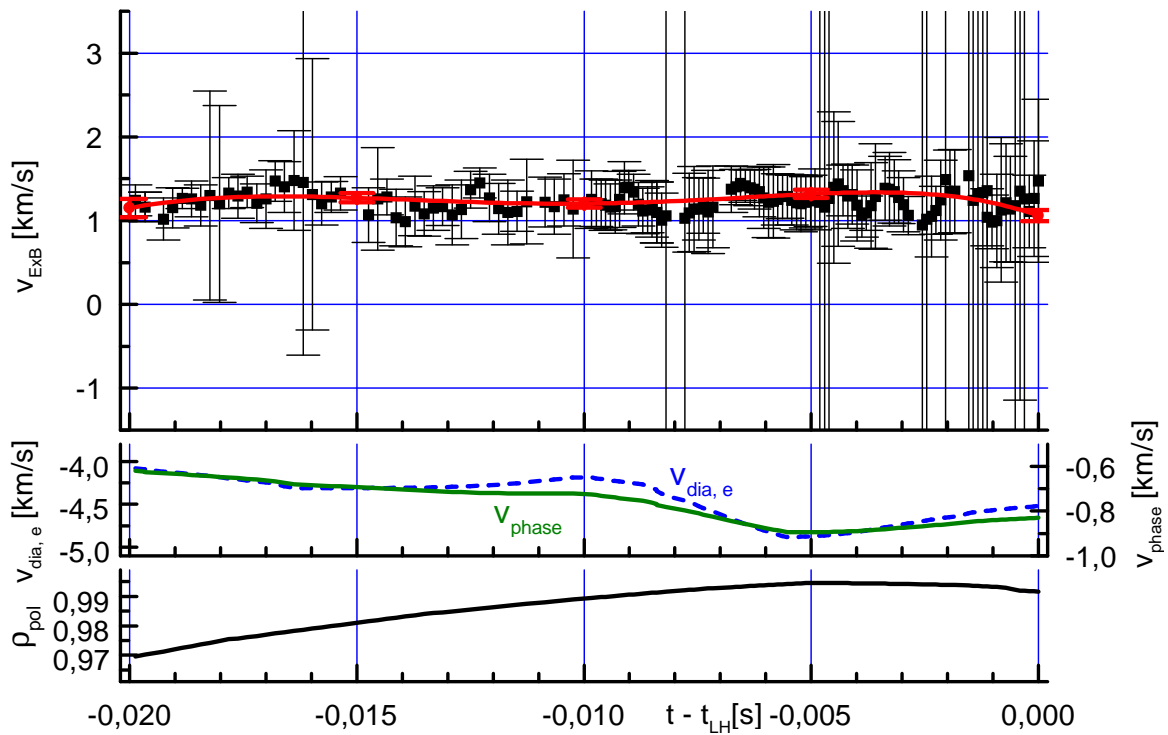


Abbildung F.10: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 4.7249$ s, $f_{TR} = 60$ GHz, $n_{cut} = 1.866 \cdot 10^{19}$ m $^{-3}$, Polynomfit 5. Ordnung

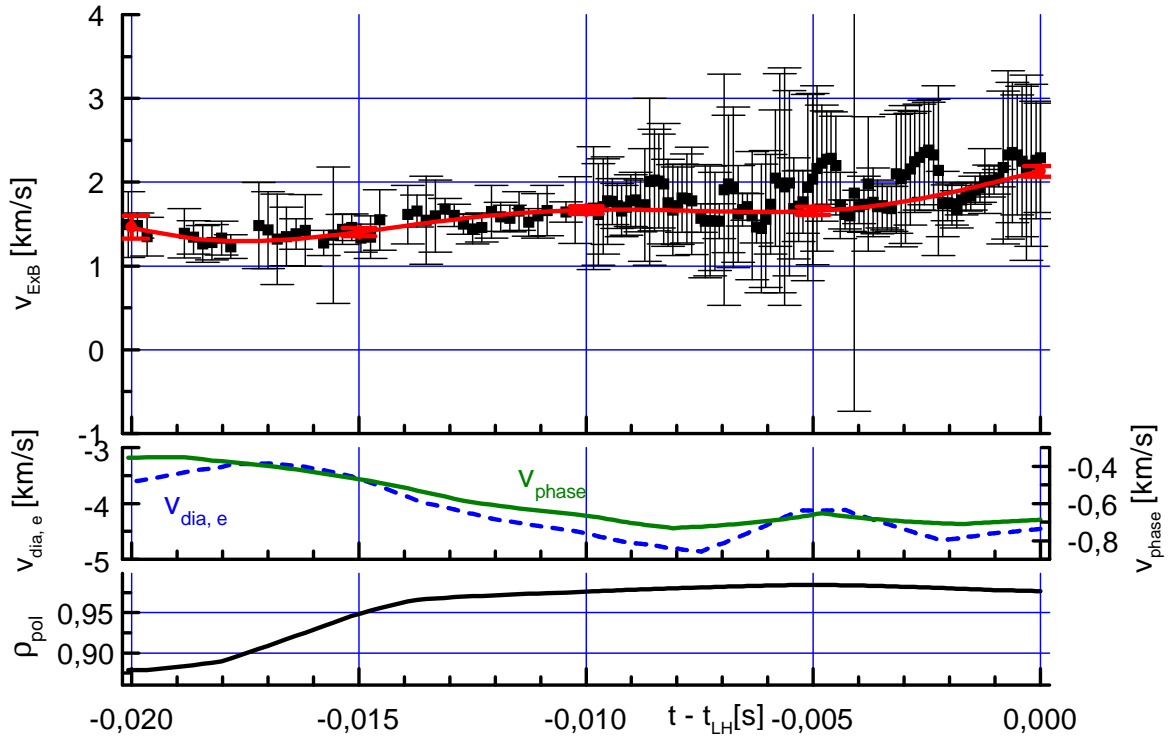


Abbildung F.11: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 5.1291$ s, $f_{TR} = 63$ GHz, $n_{cut} = 2.199 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Polynomfit 7. Ordnung

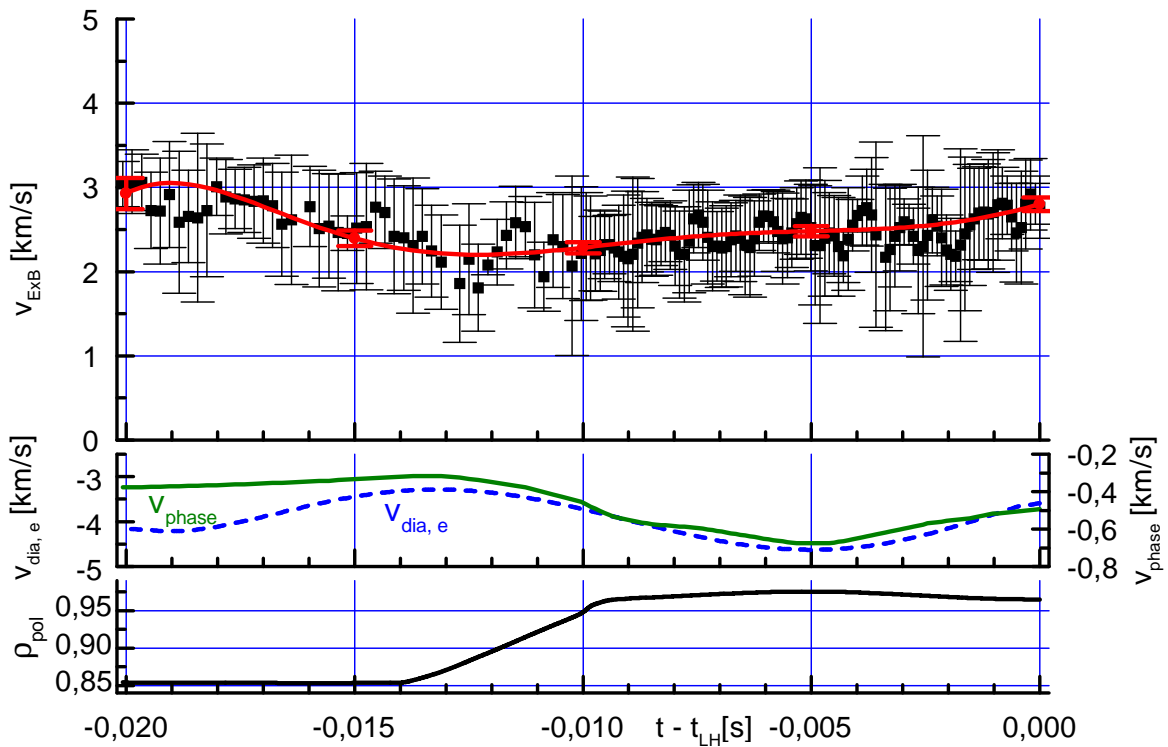


Abbildung F.12: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 5.5236$ s, $f_{TR} = 65$ GHz, $n_{cut} = 2.418 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Polynomfit 7. Ordnung

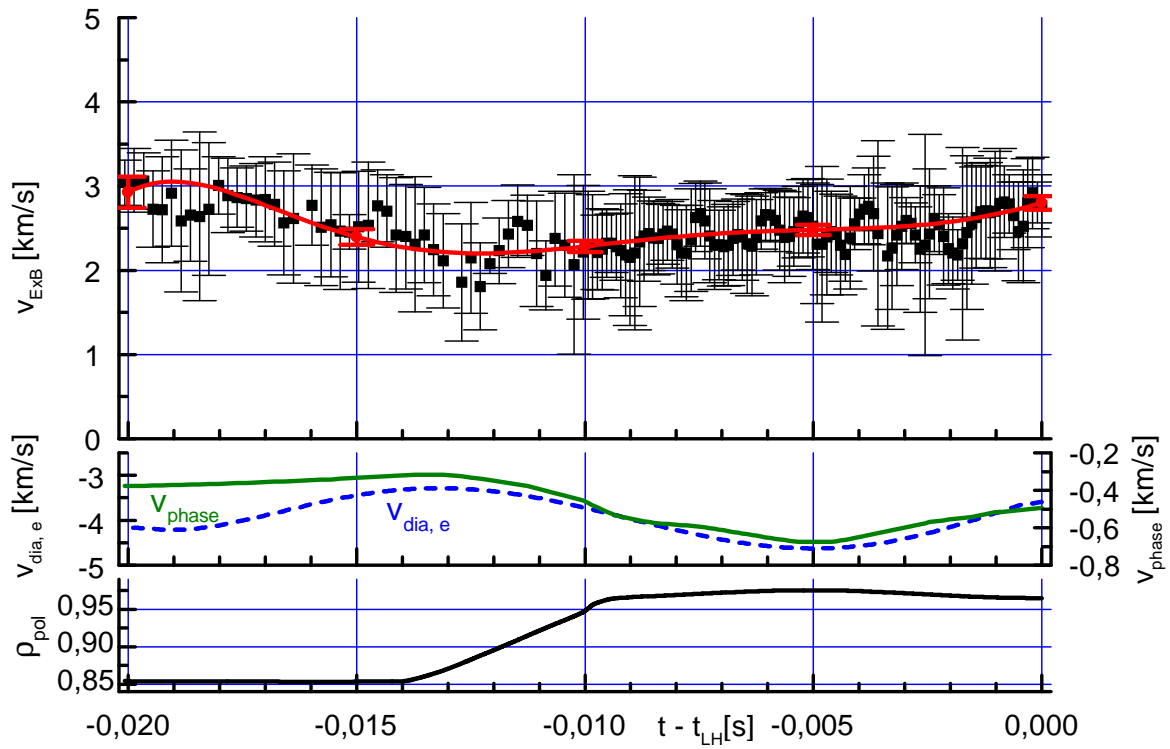


Abbildung F.13: Zeitpunkt des L-H Übergangs $t_{LH} = 5.9226$ s, $f_{TR} = 68$ GHz, $n_{cut} = 2.749 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Polynomfit 8. Ordnung

F.4 Zeitabhängige radiale $v_{E \times B}$ -Profile während des L-H Übergangs

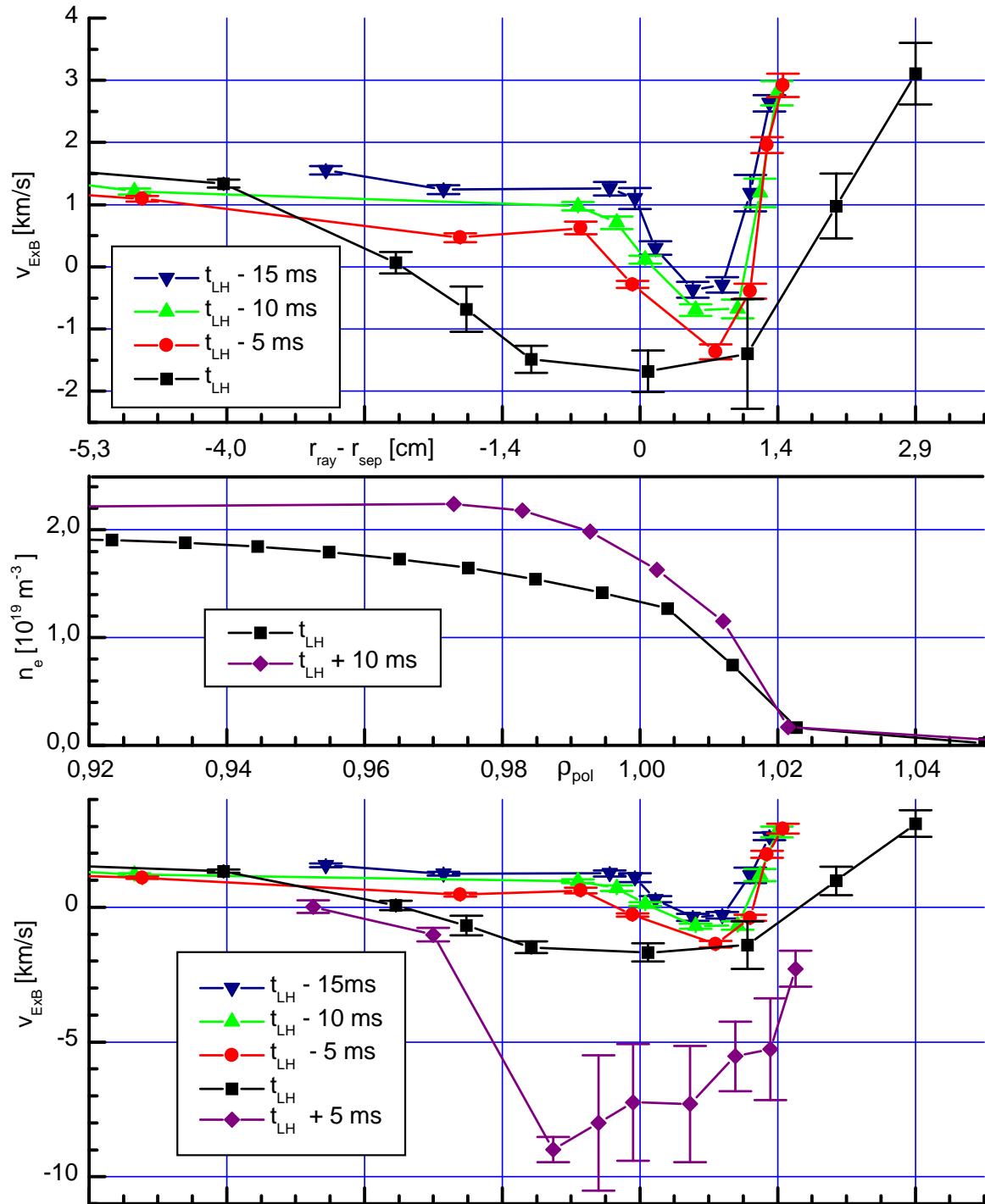


Abbildung F.14: Zeitabhängiges, radiales $v_{E \times B}$ -Profil von Entladung #14523. Für $t \leq t_{LH}$ zusammengesetzt mit Hilfe der Polynomfits. Für $t > t_{LH}$ direkt gemessene Werte der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit.

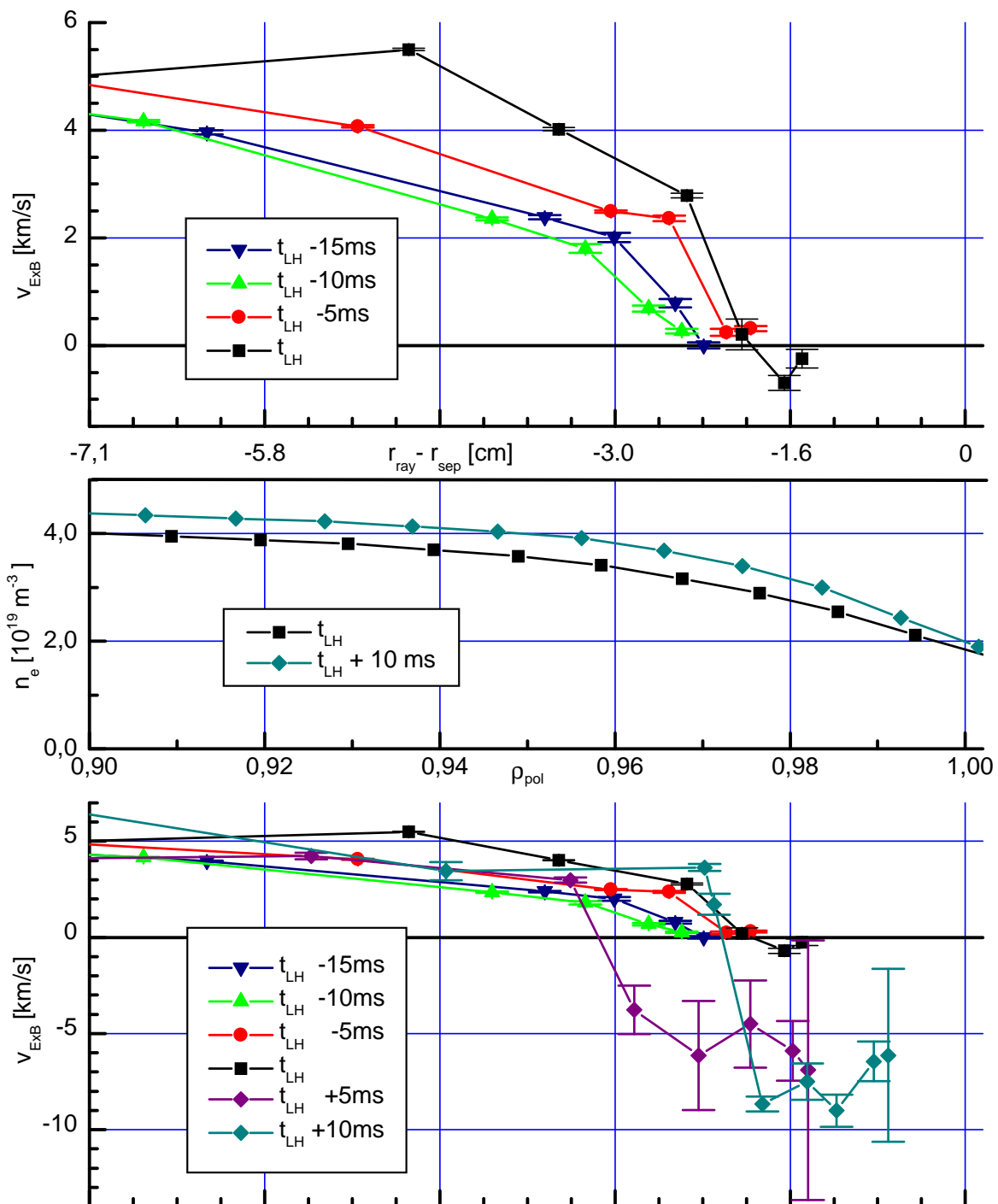


Abbildung F.15: Zeitabhängiges, radiales $v_{E \times B}$ -Profil von Entladung #14356. Für $t \leq t_{LH}$ zusammengesetzt mit Hilfe der Polynomfits. Für $t > t_{LH}$ direkt gemessene Werte der $v_{E \times B}$ -Geschwindigkeit.

F.5 Zeitabhängige radiale $v_{dia,e}$ -Profile während des L-H Übergangs

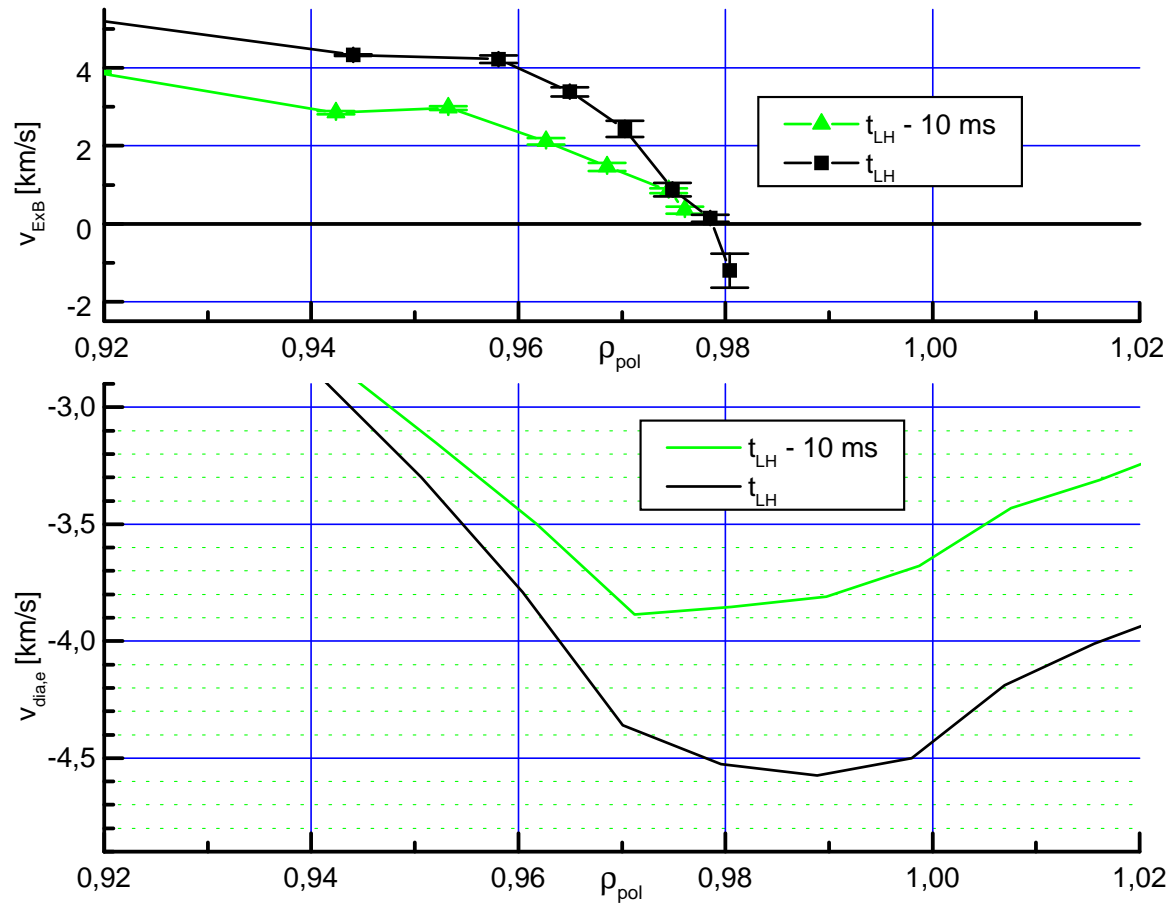


Abbildung F.16: Zeitabhängiges, radiales $v_{dia,e}$ -Profil von Entladung #14334, sowie $v_{E \times B}$ -Profil als Orientierungshilfe.

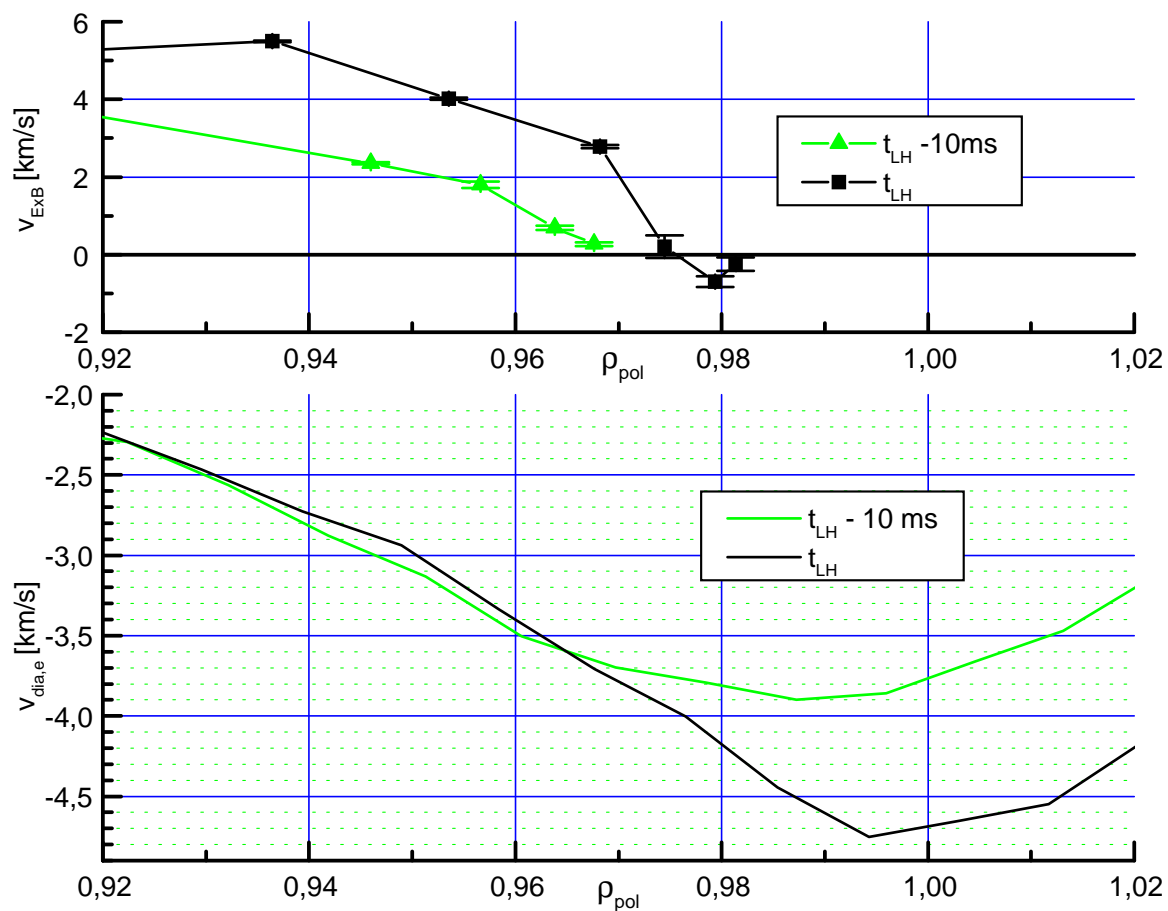


Abbildung F.17: Zeitabhängiges, radiales $v_{dia,e}$ -Profil von Entladung #14356, sowie $v_{E \times B}$ -Profil als Orientierungshilfe.

Anhang G

Verwendete Bezeichnungen

-:	Gebiet reduzierter Elektronendichte (Driftwellenturbulenz)
+	Gebiet erhöhter Elektronendichte (Driftwellenturbulenz)
α :	Parameter der Diffusionskoeffizienten (H-Mode Modell)
α :	Winkel zwischen Mikrowellenstrahl und \vec{x} (an der Cutoff-Schicht) in der Ebene $\perp \vec{B}$
α_1, α_2 :	Winkel α an den Orten mit N_1, N_2
α_{max} :	Maximaler Winkel α mit noch ausreichender Streuleistung im Empfänger
β :	Parameter der Diffusionskoeffizienten (H-Mode Modell)
β :	Winkel zwischen Mikrowellenstrahl und \vec{x} an der Cutoff-Schicht in der Ebene $\parallel \vec{B}$
β_0 :	Kritischer Winkel β für automatische Entfernungskorrektur
γ :	Parameter der Diffusionskoeffizienten (H-Mode Modell)
γ :	Winkel zur Richtung der Mikrowellen-Strahlausbreitung (Leistungsspektrum)
Γ :	Radialer, lokaler Teilchenfluß (H-Mode Modell)
Γ_a :	Teilchenfluß Γ an SOL (H-Mode Modell)
δ :	Winkelkoordinate im Antennenhorn in der \vec{B} -Strahlrichtung-Ebene
$\Delta\Phi$:	Phasendifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal eines Standard-Reflektometers
Δf_g :	Halbwertsbreite des Glättungsprofils für gemessene Spektren
Δf_{FWHM} :	Halbwertsbreite der dopplerverschobenen Linie
Δf_{HTO} :	Frequenzverstimmung der beiden Oszillatoren
Δr :	Radiale Ortsauflösung des Doppler-Reflektometers
Δv :	Breite des selektierten Geschwindigkeitsprofils
ϵ_0 :	Elektrische Feldkonstante
ζ :	Divergenz in der durch \vec{B} und den Antennenstrahlen aufgespannten Ebene
η_{\parallel} :	Spezifischer elektrischer Widerstand parallel zu \vec{B}
η_s :	Wirkungsgrad eines Streuprozesses
θ :	Verkippwinkel der Strahlrichtungen bei Kopplungseffizienz
θ_e :	Verkippwinkel, bei dem die Kopplungseffizienz um den Faktor $1/e^2$ zurückgeht
Θ :	Poloidale Toruskoordinate
κ :	Elliptizität oder Elongation des Plasmaquerschnitts, $\kappa = b/a$
κ_{ph} :	Krümmung der Phasenfronten, $\kappa = 1/R_{ph}$
λ :	Wellenlänge im Vakuum
$\lambda_{fl,y0}$:	Selektierte Wellenlänge (Linienzentrum) der Turbulenz in Ausbreitungsrichtung
λ_i :	Wellenlänge der einfallenden Mikrowelle
λ_t :	Wellenlänge des Apodisations-Phasengitters bei der X-Mode Antenne
μ :	Öffnungswinkel der Antennenhörner
ξ :	Divergenz der Antennenstrahlen senkrecht zu \vec{B}
ρ_{pol} :	Poloidaler Radius, Definition siehe Anhang B.2

$\rho_{pol,min}$:	Minimaler poloidaler Radius, bei dem die PRA-Diagnostik $v_{E \times B}$ liefern kann
ρ_s :	Gyrationsradius der Elektronen bei Ionentemperatur
τ :	Kopplungseffizienz bei verkippten und versetzten Strahlen
$\tau_{a,x}$:	Kopplungseffizienz in x-z-Ebene, koaxiale Anordnung
$\tau_{a,y}$:	Kopplungseffizienz in y-z-Ebene, koaxiale Anordnung
τ_E :	Energie-Einschlußzeit im Plasma
τ_E^{ie} :	Energieaustauschzeit zwischen Elektronen und Ionen
τ_P :	Teilchen-Einschlußzeit im Plasma
ϕ_0 :	Phase der Mikrowelle zum Zeitpunkt $t = 0$
Φ :	Elektrostatistisches Potential
$\tilde{\Phi}$:	Fluktuation des elektrostatistischen Potentials
χ :	Diffusionskoeffizient der Energie
χ_0 :	Konstanter Anteil des Diffusionskoeffizienten χ
χ_1 :	Von $v_{E \times B}$ abhängiger Anteil des Diffusionskoeffizienten χ
χ^2 :	Mittlere quadratische Abweichung bei Fitfunktionen
$\Psi(x, y, z)$:	Wellenfunktion eines Mikrowellenstrahls
$\tilde{\Psi}(x, y, z)$:	Wellenfunktion eines zweiten Mikrowellenstrahls
$\Psi_x(x, z)$:	Wellenfunktion in x-z-Ebene
$\Psi_y(y, z)$:	Wellenfunktion in y-z-Ebene
ω :	Kreisfrequenz
$\tilde{\omega}$:	Integrationsparameter bei Standard-Reflektometrie
$\omega_{c,e}$:	Zyklotronfrequenz der Elektronen
$\omega_{cut,O}$:	Cutoff-Frequenz bei O-Mode Polarisation
$\omega_{cut,X}$:	Cutoff-Frequenz bei X-Mode Polarisation
$\omega_{p,e}$:	Plasmafrequenz
ω_s :	Verscherrate von E_r
ω_t :	Diffusive Zerfallsrate von Turbulenz
ω_D :	Kreisfrequenz der Dopplerverschiebung
$\omega_{D,0}$:	Kreisfrequenz der Dopplerverschiebung (Linienzentrum)
ω_{DW} :	Kreisfrequenz der Driftwelle
ω_{TR} :	Kreisfrequenz des Reflektometer-Senders
a :	Halbe Plasmaausdehnung in Richtung \vec{R} in der Mittelebene
a :	Antennenapertur $\perp \vec{B}$
a_{max} :	Maximale Antennenapertur a bei gegebener Antennenlänge
a_v :	Radiale Geschwindigkeitsverschönerung der Fluktuationen bei $r = r_0$
A :	Gebiet zunehmender Elektronendichte (Driftwellenturbulenz)
A :	Zeitspur der gemittelten Streuleistung (außerhalb der Separatrix)
$\hat{A}(r)$:	Radialer Verlauf der Selektivität des Doppler-Reflektometers (auf 1 normiert)
A :	Über Radius aufintegrierte Selektivität $\hat{A}(r)$
A^{Z+} :	Z-fach geladenes Rumpfion
$A^{(Z-1)+}$:	Angeregtes, (Z-1)-fach geladenes Rumpfion
A/D:	Analog-Digital
A-Port:	Großer Wartungs- und Diagnostikzugang von ASDEX Upgrade
$\bar{A}B$:	Abstand der Spiegelzentren der Sende- und Empfangsantenne
ASDEX:	AxialSymmetrisches DivertorEXperiment (Garching/München)
b :	Antennenapertur $\parallel \vec{B}$
b :	Halbe Plasmaausdehnung senkrecht zu \vec{R} und der Mittelebene
b_{lc} :	Normierungsfaktor der Gaußkurven (Wert im Linienzentrum)
\vec{B} :	Magnetfeld
B_θ :	Poloidalkomponente des Magnetfelds
B_t :	Toroidalkomponente des Magnetfelds

B:	Gebiet abnehmender Elektronendichte (Driftwellenturbulenz)
B:	Empfangsantenne
B:	Zeitspur der gemittelten Streuleistung (Minimum bis äußerer Rand der $v_{E \times B}$ -Mulde)
BDT:	BDT-Kriterium von Biglari, Diamond, Terry
c :	Lichtgeschwindigkeit
C:	Virtuelle Sendeantenne (an Cutoff-Schicht gespiegelte Sendeantenne A)
C:	Zeitspur der gemittelten Streuleistung (innerer Rand der $v_{E \times B}$ -Mulde)
C^{5+} :	5-fach ionisiertes Kohlenstoff-Ion
CCD:	'Charged coupled device', Kamerachip
CEC:	Diagnostik basierend auf ECE (Elektronentemperatur)
CERN:	'Centre Européenne de la Recherche Nucléaire'
CEZ:	Toroidale CXRS-Diagnostik
CPLD:	'Complex Programmable Logic Device' (programmierbarer Logikbaustein)
CXRS:	'Charge eXchange Recombination Spektroskopie'
d :	Versatz der Strahlen am Beobachtungspunkt bei Kopplungseffizienz
d_b :	Strahlversatz zwischen Sende- und Empfangsantenne aufgrund von Brechung
d_{corr} :	Korrekturoffset für die radiale Position des Meßorts des Doppler-Reflektometers
d_e :	Strahlversatz, bei dem die Kopplungseffizienz um den Faktor $1/e^2$ zurückgeht
d_g :	Geometrisch bedingter Strahlversatz zwischen Sende- und Empfangsantenne
d_n :	Normierte, zwischen den Basispunkten linear interpolierte Teilfunktion von d_{corr}
D :	Diffusionskoeffizient der Teilchen
D_0 :	Konstanter Anteil des Diffusionskoeffizienten D
D_1 :	Von $v_{E \times B}$ abhängiger Anteil des Diffusionskoeffizienten D
D :	Deuterium
D^0 :	Deuteriumatom im Grundzustand
D^+ :	Deuteriumion
D_α :	α -Atomlinie des Deuteriums am Divertor
D/A:	Digital-Analog
DIID-D:	'Doublett III-D' Tokamak-Experiment (San Diego/USA)
DAQ:	'Data AcQuisition' (Datenerfassung)
DCN:	Laser-Interferometrie (Elektronendichteprofile)
DLN:	Lithiumstrahl-Diagnostik kombiniert mit DCN (Dichteprofile)
$-e$:	Elektronenladung
\vec{E} :	Elektrisches Feld
\vec{E}_0 :	Makroskopisches elektrisches Feld
E_{max} :	Maximales radiales elektrisches Feld in der Randschichtbarriere (Anhang B.4)
E_{mw} :	Elektrisches Wechselfeld der Mikrowelle (Realteil)
$E_{mw,0}$:	Betrag des elektrischen Wechselfeldes der Mikrowelle
$E_{mw,max}$:	Maximum von $E_{mw,0}$ im Abstand g zur Antennenapertur
$E_{mw,eff}$:	Effektives elektrisches Wechselfeld der 0. Ordnung (Apodisation)
E_r :	Radiale Komponente des elektrischen Felds
$E_{r,l}$:	Radiale Verscherung von E_r
ECE:	'Electron Cyclotron Emission'
ECRH:	'Electron Cyclotron Resonance Heating'
ELM:	'Edge Localized Mode' (Plasmainstabilität)
f :	Frequenz
f_1 :	Position des Minimums zwischen zentraler und dopplerverschobener Linie
f_2 :	Position des Maximums der dopplerverschobenen Linie
f_a :	Antennenfokus in der Ebene der Apertur a
f_b :	Fokus in der durch \vec{B} und die Antennenstrahlen aufgespannten Ebene.
f_{dr} :	Grenzfrequenz des schmalen Streifens um $f_D = 0$ mit dominierender Zentrallinie

f_s :	Frequenz der an Fluktuationen gestreuten Mikrowelle
f_w :	Optimale Mikrowellenfrequenz des Apodisations-Phasengitters der X-Mode Antennen
f_D :	Dopplerverschiebung
$f_{D,0}$:	Frequenzverschiebung der dopplerverschobenen Linie (Zentrum)
f_{LO} :	Frequenz des Lokaloszillators
f_{REF} :	Referenzsignal im Empfänger des Doppler-Reflektometers
f_{TR} :	Reflektometer-Sendefrequenz ('Transmission Reflectometer')
$f_{TR,O}$:	Senderfrequenz der Basispunkte von g_{corr} bei O-Mode Polarisation
$f_{TR,X}$:	Senderfrequenz der Basispunkte von g_{corr} bei X-Mode Polarisation
f_Z :	Zwischenfrequenz im Empfänger des Doppler-Reflektometers
$f_{Z,1}$:	Erste Zwischenfrequenz im Empfänger des Doppler-Reflektometers
$f_{Z,2}$:	Zweite Zwischenfrequenz im Empfänger des Doppler-Reflektometers
f_{flat} :	Basispunkt der Korrekturparameter mit flachem Verlauf von N
\vec{F} :	Kraft auf ein Plasmateilchen
\vec{F}_\perp :	Kraftkomponente senkrecht zu \vec{B}
$F(k_{fl,y})$:	k -Spektrum des Amplitudenquadrats der Dichtefluktuationen \tilde{n}_e
$F_K(k_{fl,y})$:	Kolmogoroff-Form von $F(k_{fl,y})$
FIFO:	'First In First Out' (Datenpuffer)
FIR:	'Far Infra-Red laser scattering'
$FWHM$:	'Full Width at Half Maximum' (Halbwertsbreite)
$FWHM_S$:	Linienverbreiterung durch Phasenmodulation ('Side bands')
$g(x)$:	beliebige mathematische Funktion
$g_g(x)$:	Gerader Anteil der Funktion $g(x)$ (spiegelsymmetrisch zur Ordinate)
$g_u(x)$:	Ungerader Anteil der Funktion $g(x)$ (punktsymmetrisch zum Ursprung)
g_{corr} :	Korrekturfaktor für die Dopplerverschiebung
g_{flat} :	Teilfunktion g_n im Basispunkt 'flat'
g_{mid} :	Teilfunktion g_n im Basispunkt 'mid'
g_{steep} :	Teilfunktion g_n im Basispunkt 'steep'
g_n :	Normierte, zwischen den Basispunkten linear interpolierte Teilfunktion von g_{corr}
h :	Abstand der Betrachtungsebene/Cutoff-Schicht zur Antennenöffnung
h_0 :	Nullstelle des Gesamtversatzes d
H-Mode:	'High confinement mode' (Plasmazustand mit gutem Einschluß)
He :	Helium
HE ₁₁ :	Hybridmode einer elektromagnetischen Welle in der Antenne
HF:	Hochfrequenz (Mikrowellenstrahlung)
HTO:	'Hyper abrupt varactor Tuned Oscillator' (Mikrowellenoszillator)
HTO _{LO} :	Lokaloszillator
HTO _{TR} :	Senderoszillator
I_i :	Intensitätsverteilung der Mikrowelle auf dem Phasengitter (Apodisation)
$I_0(p_a)$:	Intensitätsverteilung der in die 0. Ordnung des Phasengitters gestreute Mikrowelle
I_P :	Ringstrom im Tokamakplasma, erzeugt poloidales Magnetfeld
ICRH:	'Ion Cyclotron Resonance Heating'
IPF:	Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart
IPP:	Max Planck Institut für Plasmaphysik in Garching/München
IQ:	Zwei um 90° phasenverschobene Mischprodukte ('In phase Quadrature')
j :	Grad der Ableitung
k :	Wellenzahl
k_1 :	Untere Grenze k -Intervall bei Bestimmung von $F(k_{fl,y})$
k_2 :	Obere Grenze k -Intervall bei Bestimmung von $F(k_{fl,y})$
k_θ :	Charakteristische poloidale Wellenzahl der Turbulenz (\sim Ausbreitungsrichtung)
k_{edge} :	Grenzwellenzahl des k_y -Spektrums der Driftwellenturbulenz

\vec{k}_{fl} :	k -Streuvektor der Dichtefluktuationen
$k_{fl,\parallel}$:	Wellenzahl der Turbulenz in Magnetfeldrichtung
$k_{fl,\perp}$:	Wellenzahl der Turbulenz senkrecht zu \vec{B}
$\vec{k}_{fl,\perp k_i}$:	Streu-Vektor bei Vorwärtsstreuung
$k_{fl,r}$:	Wellenzahl der Turbulenz in radialer Richtung
$k_{fl,y}$:	Wellenzahl der Turbulenz in Ausbreitungsrichtung
$k_{fl,y0}$:	Zentrum der dopplerverschobenen Linie im k -Raum
\vec{k}_i :	k -Vektor der Mikrowelle vor dem Streuprozess ('initial')
$k_{i,ac}$:	Wellenzahl nach Reflexion an der Cutoff-Schicht ('after cutoff')
$k_{i,bc}$:	Wellenzahl vor Reflexion an der Cutoff-Schicht ('before cutoff')
$k_{i,ref}$:	Wellenzahl am nächsten Punkt zur Cutoff-Schicht ('initial, refraction')
\vec{k}_s :	k -Vektor der Mikrowelle nach Streuprozess ('scattered')
k_y :	Wellenzahl einer Driftwelle in Ausbreitungsrichtung
k_B :	Boltzmann-Konstante
$\hat{K}(\vec{r})$:	Selektivität des Antennensystems im Ortsraum
$K(k_{fl,y}, r)$:	Radial aufgelöste Selektivität des Antennensystems im k -Raum
l_{\parallel} :	Korrelationslänge der Turbulenz in Magnetfeldrichtung \vec{w}
l_{cut} :	Abstand der Antennen zur Cutoff-Schicht beim Standard-Reflektometer
l_{edge} :	Abstand der Antennen zum Plasmarand beim Standard-Reflektometer
l_r :	Radiale Korrelationslänge der Turbulenz
l_y :	Korrelationslänge der Turbulenz in Ausbreitungsrichtung \vec{y}
L :	'Connection length', $L = q_{zy}R$
L_{\parallel} :	Antennenbreite parallel zum elektrischen Wechselfeld \vec{E}_{mw} der Mikrowelle
L_{\perp} :	Antennenbreite senkrecht zum elektrischen Wechselfeld \vec{E}_{mw} der Mikrowelle
L_{n_e} :	Gradientenlänge der Elektronendichte, $L_{n_e} = n_e/n_e'$
L_{n_i} :	Gradientenlänge der Ionendichte, $L_{n_i} = n_i/n_i'$
L-Mode:	'Low confinement mode' (Plasmazustand mit schlechtem Einschluß)
LSB:	'Least Significant Bit' (niederwertigstes Bit)
$m_0 - m_4$:	Fitparameter des Transmissionsfaktors $T_0(t)$
m_e :	Elektronenmasse
m_p :	Ordnungszahl des Polynomfits
mid :	Basispunkt der Korrekturparameter mit einem N -Profil mittlerer Steilheit
M_i :	Ionenmasse
MHD:	MagnetoHydroDynamik
n :	Neutron
n :	Ordnungszahl des betrachteten Streuprozesses
n_{cut} :	Cutoff-Dichte
$n_{cut,O}$:	Cutoff-Dichte bei O-Mode Polarisation
$n_{cut,X}$:	Cutoff-Dichte bei X-Mode Polarisation
n_e :	Elektronendichte
\bar{n}_e :	(Linienintegrierte) gemittelte Elektronendichte
n_e' :	Gradient der Elektronendichte (in radialer Richtung)
$n_{e,flat}'$:	Gradient der Elektronendichte im Basispunkt 'flat'
$n_{e,mid}'$:	Gradient der Elektronendichte im Basispunkt 'mid'
$n_{e,steep}'$:	Gradient der Elektronendichte im Basispunkt 'steep'
n_e'' :	2. radiale Ableitung der Elektronendichte
\tilde{n}_e :	Elektronendichtefluktuation
$\hat{\tilde{n}}_e$:	Elektronendichtefluktuation im Ortsraum
n_i :	Dichte der Hauptionen
n_{imp} :	Dichte der Verunreinigungen

n_D :	Deuteriumionendichte
n_T :	Tritiumionendichte
N :	Nummer der Hauptschale des angeregten Elektrons
N :	Optischer Brechungsindex
N_1, N_2 :	Brechungsindices an zwei verschiedenen Orten 1 und 2
N_O :	Brechungsindex bei O-Mode Polarisation
N_X :	Brechungsindex bei X-Mode Polarisation
NBI:	'Neutral Beam Injection' (Neutralteilchenheizung)
O-Mode:	Ordentliche elektromagnetische Welle
p :	Parameter der Kolmogoroff-Skalierung
p_a :	Koordinate auf dem Antennenspiegel entlang der Antennenapertur a
p_b :	Koordinate auf dem Antennenspiegel entlang der Antennenapertur b
p_e :	Elektronendruck
p_{gc} :	Rasterabstand bei der Modellierung (in Einheiten von λ)
p_i :	Druck der Hauptionen
p_l :	Druckgradient der Hauptionen
\mathcal{P} :	Normierte Signalleistung der gestreuten Mikrowelle nach dem Empfänger
P :	Aufgebrachte Gesamtheizleistung incl. Fusionsleistung
P_{eff} :	Gesamte externe Heizleistung (P ohne Fusionsleistung)
$\hat{P}(\vec{r})$:	Ortsaufgelöste Leistungsdichte der im Empfänger gemessenen, gestreuten Mikrowelle
$P(k_{fl,y})$:	k -Spektrum der im Empfänger gemessenen Leistungsdichte
$P_m(k_{fl,y})$:	k -Spektrum der Leistungsdichte, X-Mode Antennen mit Nebenkeulenreduktion
$P_g(k_{fl,y}, r_0)$:	Geschätztes k -Spektrum der Leistungsdichte bei $r = r_0$
$P_g(f_D)$:	Geschätztes, zur Messung äquivalentes Frequenzspektrum der Leistungsdichte
$P_{rad,core}$:	Strahlungsverlustleistung des Plasmas innerhalb der Separatrix
P_{thr}^{HL} :	Schwellwert der Zusatzheizleistung für H-L Übergang
P_{thr}^{LH} :	Schwellwert der Zusatzheizleistung für L-H Übergang
$P_{Sep,thr}^{LH}$:	Schwellwert des Energieflusses über die Separatrix für L-H Übergang
P_{NBI} :	Gesamtheizleistung der NBI
PLL:	'Phase Locked Loop' (Phasenrückkopplungsschleife)
PRA:	Doppler Reflektometer ('Phase RunAway', Messung von $v_{E \times B}$ und Turbulenz)
q :	Ladung eines Plasmateilchens
q :	Exponent des Skalierungsfaktors der Cutoffdichte bei X-Mode Polarisation
Q :	Verhältnis von Linienverschiebung $f_{D,0}$ zur Halbwertsbreite Δf_{FWHM}
Q :	Radialer, lokaler Energiefluß
$Q_1 - Q_3$:	Beispielwerte für Energiefluß (von $Q_1 - Q_3$ ansteigend)
Q_c :	Kritischer Energiefluß für L-H Übergang
q_{zyl} :	Sicherheitsfaktor
r :	Kleiner Plasma-/Torusradius
r_0 :	Radius des Kreisbogens durch das Maximum der Antennenselektivität
r_{cut} :	Radiale Position der Cutoff-Schicht
r_{ray} :	Radiuskoordinate r der Meßpunkte entlang des PRA-Mikrowellenstrahls
r_{sep} :	Radiuskoordinate r_{ray} der Separatrix auf dem PRA-Mikrowellenstrahl
rms:	'Root mean square' (Wurzel des gemittelten Quadrats)
R :	Großer Plasma-/Torusradius
R_0 :	Offset des großen Torusradius R bei der Modellierung
R_{cut} :	Krümmungsradius Cutoff-Schicht
R_{ph} :	Krümmungsradius der Mikrowellen-Phasenfronten
\tilde{R}_{ph} :	Krümmungsradius R_{ph} der Mikrowelle einer zweiten Antenne
$R_{ph,a}$:	Krümmungsradius der Phasenfronten in der Ebene der Apertur a

$R_{ph,aO}$:	Krümmungsradius $R_{ph,a}$ der Phasenfronten bei O-Mode Polarisation
$R_{ph,b}$:	Krümmungsradius der Phasenfronten in der Ebene der Apertur b
s :	Abstand der beiden Strahltaillen, $s = u + \tilde{u}$
$steep$:	Basispunkt der Korrekturparameter mit steilem Verlauf von N
S :	Separatrixfläche
\mathcal{S} :	Signalantwort des Doppler-Reflektometer-Systems auf ein Fluktuationsmuster
\mathcal{S}_0 :	Betrag der Antwortfunktion \mathcal{S}
S-link:	'Smart link' (Datenübertragungssystem per Glasfaserkabel)
SOL:	'Scrape Off Layer' (Erste Magnetfeldfläche, die eine Materialwand berührt)
t :	Zeit
t :	Rillentiefe (peak to peak) des Apodisations-Phasengitters bei der X-Mode Antenne
t_{max} :	Position des Maximums von $F(k_{fl,y})$ (in Einheiten von ρ_s)
t_{LH} :	Zeitpunkt des L-H Übergangs
T :	Tritium
T :	Plasmatemperatur
T_0 :	Transmissionsfaktor des Apodisations-Phasengitters in 0. Ordnung
T_a :	Kopplungseffizienz zwischen Sende- und Empfangsstrahl, koaxiale Anordnung
T_e :	Elektronentemperatur
T_i :	Temperatur der Hauptionen
T_{imp} :	Temperatur der Verunreinigungen ('impurity')
T_{NBI} :	Periodendauer der NBI-Taktung bei der Untersuchung des L-H Übergangs
TE_{01} :	Grundmode einer elektromagnetischen Welle im Rechteckhohlleiter
Tokamak:	Toroidale Kammer mit magnetischem Einschluß
TFTR:	'Tokamak Fusion Test Reactor' (Princeton/USA)
u :	Variationsfaktor der Mikrowellenfrequenz bei Modellierung
u :	Abstand der Betrachtungsebene zur Strahltaille
\tilde{u} :	Abstand der Betrachtungsebene zur Strahltaille, zweite Antenne
$u_{ }$:	Typ. Wellenzahl der Turbulenz parallel zu \vec{B} (in Einheiten von L)
u_1 :	Stark fokussierende Lösung bei Optimierung der Kopplungseffizienz
u_1 :	Schwach fokussierende Lösung bei Optimierung der Kopplungseffizienz
u_b :	Abstand der Strahltaille zur Apertur b , in der Ebene von b
$U_{control}$:	Regelspannung des HTO_{TR}
v_0 :	Fluktuations-Rotationsgeschwindigkeit der Antennenselektivität bei $r = r_0$
$\vec{v}_{dia,e}$:	Diamagnetische Driftgeschwindigkeit der Elektronen
$\vec{v}_{dia,i}$:	Diamagnetische Driftgeschwindigkeit der Hauptionen
$v_{dia,imp}$:	Diamagnetische Driftgeschwindigkeit der C^{5+} -Ionen ('impurity')
$\vec{v}_{e,\perp}$:	Geschwindigkeitskomponente des Elektronenfluids senkrecht zu \vec{B}
\vec{v}_{fl} :	Geschwindigkeit der Dichtefluktuationen
$v_{fl,\perp}$:	Geschwindigkeit der Fluktuationen senkrecht zu \vec{B}
$v_{fl, }$:	Geschwindigkeit der Fluktuationen parallel zu \vec{B}
$v_{fl,y}$:	Geschwindigkeitskomponente der Turbulenz in Ausbreitungsrichtung
\vec{v}_i :	Geschwindigkeit des Hauptionenfluids
$\vec{v}_{i,\perp}$:	Geschwindigkeitskomponente des Hauptionenfluids senkrecht zu \vec{B}
v_{phase} :	Intrinsische Phasengeschwindigkeit der Driftwellenturbulenz
\tilde{v}_r :	Radiale Komponente von $\vec{v}_{E \times B}$
\vec{v}_{imp} :	Geschwindigkeit C^{5+} -Ionen ('impurity')
$v_{imp,pol}$:	Poloidale Geschwindigkeitskomponente von \vec{v}_{imp}
$v_{imp,tor}$:	Toroidale Geschwindigkeitskomponente von \vec{v}_{imp}
\vec{v}_{Drift} :	Driftgeschwindigkeit eines Plasmateilchens
$\vec{v}_{E \times B}$:	$\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit

$\vec{v}_{E \times B'}$:	Radiale Verscherung der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeit
$\vec{v}_{E \times B}$:	Wirbelfeld aufgrund einer Potentialfluktuation
V_n :	Verhältnis von Elektronen- zur Cutoff-Dichte
V-Band:	Mikrowellenfrequenzband 50 - 75 GHz
VCA:	'Voltage Controlled Amplifier' (Spannungsgeregelter Mikrowellenverstärker)
\vec{w} :	Magnetfeldrichtung
w :	Halbe Strahlbreite = halbe 1/e-wertsbreite
\tilde{w} :	Halbe Strahlbreite zweite Antenne
w_0 :	Halbe Strahltaile = halbe kleinste 1/e-wertsbreite
\tilde{w}_0 :	Halbe Strahltaile, zweite Antenne
w_A :	Strahlbreite in der Ebene der Antennenapertur
W :	Energieinhalt des Plasmas innerhalb der Separatrix
$W(k_{f1,y}, r)$:	Bewertungsfunktion
$\hat{W}(\vec{r})$:	Bewertungsfunktion im Ortsraum
W7 AS:	Wendelstein 7, Advanced Stellarator (Garching/München)
\vec{x} :	Richtung des Dichtegradienten, Normalenvektor der Flußflächen
X:	Kreuzungspunkt der Separatrix
X-Mode:	Außerordentliche elektromagnetische Welle
y :	Hauptachse eines Gauß'schen Strahls mit elliptischem Profil
\vec{y} :	Ausbreitungsrichtung der Driftwellenturbulenz (\perp zu \vec{w} und \vec{x})
YAG:	Nd-YAG Festkörperlaser ('Neodymium doped Yttrium-Aluminum-Garnet')
YPR:	Thomson-Streudiagnostik
\vec{z} :	Vertikale Koordinate
z -Achse:	Verbindungsachse der beiden Antennen bei Kopplungseffizienz
z_0 :	Koordinate der Strahltaile entlang der z -Achse
\tilde{z}_0 :	Koordinate z_0 eines zweiten Mikrowellenstrahls
Z_i :	Ionenladungszahl
z_Q :	Koordinate des Kreuzungspunkts der Strahlzentren bei $d = 0$, auf z -Achse

Literaturverzeichnis

- [1] U. Schumacher. *Fusionsforschung - Eine Einführung* -, Wissenschaftl. Buchgesellschaft Darmstadt 1993 , ISBN: 3-534-10905-8
- [2] J. Raeder et al. *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner Studienbücher: Physik 1981, ISBN: 3-519-03046-2
- [3] John Wesson. *Tokamaks*, 2nd Edition, Clarendon Press Oxford 1997, ISBN: 0-19-856293-4
- [4] Francis F. Chen. *Plasma physics and controlled fusion*, Vol. 1, Plasma Physics, 2nd edition 1984, ISBN: 0-306-41332-9
- [5] F. Cap. *Einführung in die Plasmaphysik*, Akademie Verlag Berlin 1970, ISBN: 3 528 06072 7
- [6] R. J. Goldston, P. H. Rutherford. *Plasmaphysik, Eine Einführung*, vieweg Lehrbuch Physik 1998, ISBN: 3-528-06884-1
- [7] B. Scott, private communication
- [8] B. Scott. *Low Frequency Fluid Drift Turbulence in Magnetised Plasmas*, Habilitationsschrift, IPP-Report 5/92, 2001
- [9] F. Jenko. *Numerische Modellierung von stoßfreier Driftwellenturbulenz*, IPP-Report 5/82, 1998
- [10] Rosenbluth, Sagdeev, General Editors. *Handbook of Plasma Physics* Volume II, Basic Plasma Physics II, Elsevier Science Publishers B.V., 1984
- [11] Jeong Won Kim. *An Analysis of the Anomalous Transport of the Plasma Edge in ASDEX Upgrade*, Ph. D. thesis, MPI/IPP Garching, 2002
- [12] B. Kurzan et al. *Measurement and scaling of the radial correlation lengths of turbulence at the plasma edge of ASDEX Upgrade*, Plasma Phys. Control. Fusion 42 (2000), p. 237-253
- [13] J.-N. Leboeuf et al. *TEXT tokamak edge turbulence modelling*, Phys. Fluids B 3 (8), p. 2291 (1991)
- [14] A. N. Kolmogoroff. *The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers*, Doklady ANSSSR 39, 1941, p. 301
- [15] P. Devynck et al. *Localized measurements of turbulence in the TORE SUPRA tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion 35 (1993), p. 63-75

- [16] A. Semet et al. *Study of Low-Frequency Microturbulence in the Microtor Tokamak by Far-Infrared Laser Scattering*, Phys. Rev. Lett. Vol. 45 (6), 1980
- [17] H. Weisen, Ch. Hollenstein and R. Behn. *Turbulent density fluctuations in the TCA Tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion Vol. 30 (3), p. 293, 1988
- [18] TFR Group and A. Truc. *Turbulent spectrum analysis in TFR Tokamak plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion Vol. 26 (9), p. 1045, 1984
- [19] R. J. Fonck et al. *Long-wavelength density turbulence in the TFTR Tokamak*, Phys. Rev. Letters 70, p. 3736 (1993)
- [20] Ch. P. Ritz et al. *Advanced plasma fluctuation analysis techniques and their impact on fusion research*, Rev. Sci. Instrum. 59 (8), p. 1739, 1988
- [21] J. Sheffield. *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press 1975, ISBN: 0-12-638750-8
- [22] E. Holzhauser, G. Dodel. *Collective laser light scattering from electron density fluctuations in fusion research plasmas*, Rev. Sci Instrum. 61 (10), 1990
- [23] F. Wagner et al. *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*, Phys. Rev. Letters Vol. 49, No. 19, p. 1408 (1982)
- [24] F. Wagner et al. *Development of an Edge Transport Barrier at the H-Mode Transition of ASDEX*, Phys. Rev. Letters Vol. 53, No. 15, p. 1453 (1984)
- [25] ASDEX Team. *The H-Mode of ASDEX*, Nuclear Fusion Vol. 29 (11), p. 1959 (1989)
- [26] F. Wagner et al. *Recent results of H-Mode studies on ASDEX*, Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research Vol. 1, pp. 277 (1990)
- [27] P. Gohil et al. *The phenomenology of the L-H Transition in the DIII-D Tokamak*, Nuclear Fusion, Vol. 34, No. 8, p. 1057 (1994)
- [28] K. Ida. *Experimental studies of the physical mechanism determining the radial electric field and its radial structure in a toroidal plasma*, Plasma Phys. Control. Fusion 40, p. 1429-1488, 1998
- [29] V. Erckmann et al. *H-Mode of the W7-AS Stellarator*, Phys. Rev. Lett. Vol. 70 (14), p. 2086 (1993)
- [30] V. Erckmann et al. *H-Mode like Transitions in the W7-AS Stellarator with High Power 140 GHz ECRH*, Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research 1992 Vol. 2, p. 469
- [31] K. Toi. *Formation of an H-Mode-like Transport Barrier in the CHS Heliotron/Torsatron*, Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research 1992 Vol. 2, p. 461
- [32] O. Sakai, Y. Yasaka and R. Itatani. *High Radial Confinement Mode Induced by DC Limiter Biasing in the HIEI Tandem Mirror*, Phys. Rev. Lett. 70, No. 26, p. 4071 (1993)
- [33] S. Tsuji et al. *Observation of the Limiter H-Mode in the JT-60 Tokamak with Lower-Hybrid Current Drive*, Phys. Rev. Lett. Vol. 64 No. 9, p. 1023 (1990)
- [34] K. Steinmetz, J.-M. Noterdaeme, F. Wagner et al. *Observation of a High-Confinement Regime in a Tokamak Plasma with Ion Cyclotron-Resonance Heating*, Phys. Rev. Lett. 58, p. 124 (1987)

- [35] K. H. Burrell et al. *Confinement Physics of H-Mode Discharges in DIII-D*, Plasma Phys. Control. Fusion 31, p. 1649 (1989)
- [36] H. Matsumoto et al. *Studies of H-mode in the Limiter Discharges of JFT-2M Tokamak*, Proc. 14th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madrid, Vol. 11d I, p. 4 - 8 (1987)
- [37] D. M. Thomas et al. *The Back Transition and Hysteresis Effects in DIII-D*, Plasma Phys. Control. Fusion 40, p. 707 (1998)
- [38] W. Suttrop et al. *Identification of plasma-edge-related operational regime boundaries and the effect of edge instability on confinement in ASDEX Upgrade*, Plasma Phys. Control. Fusion 39, p. 2051-2066 (1997)
- [39] F. Ryter et al. *H-Mode results in ASDEX Upgrade*, Plasma Phys. and Control. Fusion 36 (7), p. A99-A104, Suppl. A, 1994
- [40] F. Ryter and the H-mode Threshold Database Group. *Progress of the international H-mode power threshold database activity*, Plasma Phys. Control. Fusion 44, p. A415 - A421 (2002)
- [41] J. A. Snipes and the International H-mode Threshold Database Working Group. *Latest Results on the H-Mode Threshold using the International H-Mode Threshold Database*, Plasma Phys. and Controlled Fusion 42, p. A299 (2000)
- [42] W. Suttrop et al. *Study of quiescent H-Mode plasmas at ASDEX Upgrade*, Plasma Physics and Controlled Fusion 46, p. A151 - A156, Suppl. 5A, 2004
- [43] K. H. Burrell et al. *Quiescent H-Mode plasmas in the DIII-D tokamak*, Plasma Physics and Controlled Fusion 44, p. A253 - A263, Suppl. 5A, 2002
- [44] K. H. Burrell et al. *Quiescent double barrier high-confinement mode plasmas in the DIII-D tokamak*, Physics of Plasmas 8 (5) p. 2153 - 2162, Part 2, 2001
- [45] D. P. Schissel, T. H. Osborne, T. N. Carlstrom and H. Zohm. *A Quantitative Analysis of the Effect of ELMs on H-mode Thermal Confinement in DIII-D*, Controlled Fusion and Plasma Physics, Proc. 19th Europ. Conf., Innsbruck, I p. 235-238 (1992)
- [46] T. Kass, S. Günter, M. Maraschek, W. Suttrop, H. Zohm, Asdex Upgrade Team. *Characteristics of Type I and Type III ELM Precursors in ASDEX Upgrade*, nuclear fusion Vol. 38, p. 111-116, (1998)
- [47] H. Zohm. *Edge Localized Modes (ELMs)*, Review Article, Plasma Phys. Control. Fusion 38, p. 105-128, (1996)
- [48] E. J. Doyle et al. *Modifications in Turbulence and Edge Electric Fields at the L-H Transition in the DIII-D Tokamak*, Phys. Fluids B 3, p. 2300, (1991)
- [49] H. Zohm. *Dynamic Behavior of the High Confinement Mode of Fusion Plasmas*, Habilitationsschrift, MPI/IPP Garching, 1995
- [50] W. Suttrop. *Physics of edge operational limits and their effect on tokamak confinement*, Habilitationsschrift, MPI/IPP Garching, 2000
- [51] R. J. Groebner. *An emerging understanding of H-Mode discharges in tokamaks*, Phys. Fluids B 5 (7), 1993

- [52] J. W. Connor and H. R. Wilson. *A review of theories of the L-H transition*, Plasma Phys. Control. Fusion 42, 2000
- [53] K. and S.-I. Itoh. *The role of the electric field in confinement*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, p. 1-49, 1996
- [54] K. C. Shaing, E. C. Crume Jr. and W. A. Houlberg. *Bifurcation of poloidal rotation and suppression of turbulent fluctuations: A model for the L-H transition in tokamaks*, Phys. Fluids B 2 (6), p. 1492 (1990)
- [55] A. B. Hassam, T. M. Antonsen Jr., J. F. Drake and C. S. Liu. *Spontaneous Poloidal Spin-Up of Tokamaks and the Transition to H Mode*, Phys. Rev. Lett. 66, p. 309 (1991)
- [56] A. B. Hassam and Russell M. Kulsrud. *Time evolution of mass flows in a collisional tokamak*, Phys. Fluids 21 (12), 1978
- [57] T. H. Stix. *Decay of Poloidal Rotation in a Tokamak Plasma*, Phys. of Fluids Vol. 16, No. 8 (1973)
- [58] S. P. Hirshman, D. J. Sigmar. *Neoclassical Transport of Impurities in Tokamak Plasmas*, Nuclear Fusion Vol. 21, No. 9 (1981)
- [59] T. E. Stringer. *Diffusion in Toroidal Plasmas with Radial Electric Field*, Phys. Rev. Lett. 22, p. 770 (1969)
- [60] F. L. Hinton and G. M. Staebler. *Particle and energy confinement bifurcation in tokamaks*, Phys. Fluids B 5 (4) p. 1281 (1993)
- [61] G. M. Staebler. *Theory of internal and edge transport barriers*, Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998), p. 569-580
- [62] V. Rozhansky and M. Tendler. *The effect of the Radial Electric Field on the L-H Transitions in Tokamaks*, Phys. Fluids B 4, p. 1877 (1992)
- [63] G. M. Staebler and R. R. Dominguez. *Turbulent Viscosity Bifurcation and the H-Mode*, Nucl. Fusion Vol. 33 No. 1, p. 77 (1993)
- [64] P. H. Diamond and Y.-B. Kim. *Theory of mean poloidal flow generation by turbulence*, Phys. Fluids B 3 (7), 1991
- [65] P. H. Diamond et al. *Self-Regulating Shear Flow Turbulence: A Paradigm for the L to H Transition*, Phys. Rev. Letters Vol.72, No. 16, 4/1994
- [66] A. Hasegawa and M. Wakatani. *Self-Organization of Electrostatic Turbulence in a Cylindrical Plasma*, Phys. Rev. Lett. 59, p. 1581 (1987)
- [67] K. H. Burrell et al. *Role of the radial electric field in the transition from L (low) mode to H (high) mode to VH (very high) mode in the DIII-D tokamak*, Phys. Plasmas 1 (5), p. 1536 (1994)
- [68] Y.B. Kim et al. *Theory of neoclassical ion temperature-gradient-driven turbulence*, Phys. Fluids B 3, p. 384 (1991)
- [69] D. J. Ward. *LH transition theories and theory of H-mode*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, p. 1201 (1996)
- [70] S.-I. and K. Itoh. *Model of L- to H-Mode Transition in Tokamak*, Phys. Rev. Letters Vol. 60, No. 22, p. 2276 (1988)

- [71] S.-I. and K. Itoh. *Model of the H-Mode in Tokamaks*, Nucl. Fusion 29 (1), p. 1031 (1989)
- [72] K. H. Burrell. *Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices*, Phys. Plasmas 4 (5), 1997
- [73] H. Biglari, P. H. Diamond, P. W. Terry. *Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence*, Phys. Fluids B 2 (1), 1990
- [74] T. S. Hahm, K. H. Burrell. *Flow shear induced fluctuation suppression in finite aspect ratio shaped tokamak plasma*, Phys. Plasmas 2 (5), p. 1648 (1995)
- [75] B. A. Carreras et al. *Theory of shear flow effects on long-wavelength drift wave turbulence*, Phys. Fluids B 4, p. 3115 (1990)
- [76] F. L. Hinton et al. *Poloidal Rotation near the Edge of a Tokamak Plasma in H-Mode*, Phys. Rev. Letters Vol. 72 (8), p. 1216 (1994)
- [77] K. H. Burrell. *Summary of experimental progress and suggestions for future work*, Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994) p. A291-A306
- [78] K. Ida, S. Hidekuma and M. Kojima. *Edge poloidal rotation profiles of H-mode plasmas in the JFT-2M tokamak*, Phys. Fluids B 4, (8), 1992
- [79] E. Holzhauser et al. *The H-Mode in the ASDEX-Tokamak*, Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994), p. A3-A11
- [80] K. H. Burrell et al. *H-Mode and VH-Mode confinement improvement in DIII-D: Investigations of turbulence, local transport and active control of the shear in the $E \times B$ flow*, Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion Research 1994
- [81] K. H. Burrell, T. N. Carlstrom, E. J. Doyle et al. *Physics of the L-mode to H-mode transition in tokamaks*, Plasma Phys. Control. Fusion Vol. 34 (13), p. 1859 (1992)
- [82] R. A. Moyer, K. H. Burrell, T. N. Carlstrom et al. *Beyond paradigm: Turbulence transport, and the origin of the radial electric field in low to high confinement mode transitions in the DIII-D tokamak*, Phys. Plasmas 2 (6), p. 2397 (1995)
- [83] R. A. Moyer et al. *Study of the phase transition dynamics of the L to H transition*, Plasma Phys. Control. Fusion 41, p. 243-249 (1999)
- [84] A. R. Field, G. Fussmann, J. V. Hofmann and the ASDEX Upgrade Team. *Measurement of the radial electric field in the ASDEX Tokamak*, Nuclear Fusion Vol.32 (7), 1992
- [85] J. Hugill. *Edge turbulence in tokamaks and the L-mode to H-mode transition*, Plasma Phys. Control. Fusion 42, p. R75-R91, 2000
- [86] K. H. Burrell. *Tests of causality: Experimental evidence that sheared $E \times B$ flow alters turbulence and transport in tokamaks*, Physics of Plasmas Vol.6 (12), p. 4418, 1999
- [87] R. J. Groebner et al. *Evidence for modified transport due to sheared $E \times B$ flows in high-temperature plasmas*, Proc. of the Int. Conf. on Plasma Phys., p. 74, 1994
- [88] R. R. Weynants, S. Jachmich and G. Van Oost. *Demonstration of the role of $E \times B$ flow shear in improved confinement*, Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998) p. 635-639
- [89] S. Jachmich et al. *Experimental investigations on the effect of $\vec{E} \times \vec{B}$ flow shear on edge transport in improved confinement at TEXTOR-94*, 24th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Physics, 1997

- [90] W. Herrmann, J. A. Heikkinen, T. Kurki-Suonio and the ASDEX Upgrade Team. *The time behaviour of radial electric fields at the L-H transition from the observation of ripple-trapped ions*, Plasma Phys. Control. Fusion 40, p. 683-687, 1998
- [91] W. Herrmann and the ASDEX Upgrade Team. *Diagnostic method for radial electric fields in Tokamaks by the observation of ripple-trapped ions*, Rev. Sci. Instr. 69 (9), 1998
- [92] W. Herrmann and the ASDEX Upgrade Team. *Radial Electric Fields during L-to-H Transition and Edge-Localized Modes from Charge-Exchange Diagnostics of Ripple-Trapped Particles*, Phys. Rev. Lett. Vol. 75 No. 24, p. 4401-4404 (1995)
- [93] H. Meister et al. *Measurement of poloidal flow, radial electric field and $E \times B$ shearing rates at ASDEX Upgrade*, Nuclear Fusion 41, p. 1633-1644 (2001),
- [94] V. L. Ginzburg. *Propagation of electromagnetic waves in plasma*, Gordon and Breach, Science Publishers, Inc., 1961
- [95] M. E. Manso. *Reflectometry for density profile studies*, Proc. IV Workshop on Magnetic Confinement Fusion, 1992
- [96] M. E. Manso et al. *Fast sweep multiple broadband reflectometers on ASDEX and ASDEX Upgrade*, Technical Committee Meeting on Microwave Reflectometry for Fusion Plasma Diagnostics, Abingdon 1992, Wien IAEA p. 1
- [97] M. E. Manso, P. Verale, I. Nunes, J. Santos, G. D. Conway, M. Hirsch, S. Klenge, J. Stober and CFN/IST Reflectometry and ASDEX Upgrade teams. *Reflectometry in conventional and advanced plasma scenarios on ASDEX Upgrade and perspectives for ITER*, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) p. A73-A93
- [98] X. L. Zou, T. F. Seak, M. Paume, J. M. Chareau, C. Bottereau, G. Leclert. *Poloidal Rotation Measurement in Tore Supra by Reflectometry*, 26th EPS CCFPP 1999, ECA Vol. 23J, p. 1041-1044
- [99] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn, B. Kurzan, B. Scott. *Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations*, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (12), p. 1641-1660 (2001)
- [100] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn, B. Kurzan. *Doppler Reflectometry for the Investigation of Propagating Density Perturbations*, Rev. Sci. Instr. 72 (1) p. 324-327 part 2, (2001)
- [101] E. Holzhauser, M. Hirsch, T. Grossmann, B. Branas, F. Serra. *Theoretical and experimental investigation of the phase-runaway in microwave reflectometry*, Plasma Phys. Control. Fusion 40 (11), p. 1869-1886, (1998)
- [102] H. J. Hartfuss, T. Geist and M. Hirsch. *Heterodyne methods in millimetre wave plasma diagnostics with applications to ECE, interferometry and reflectometry*, Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997), p. 1693-1769
- [103] R.J. King. *Microwave homodyne systems*, Peter Peregrinus Ltd., Institution of Electrical Engineers 1978, ISBN: 0901223 52 2
- [104] R. Best. *Theorie und Anwendungen des Phase-locked Loops*, AT-Verlag 1976, ISBN: 3-85502-011-6
- [105] T. Geist, E. Würsching, H. J. Hartfuß. *Multichannel millimeter wave interferometer for W7-AS*, Rev. Sci. Instr. 68 (1997) p. 1162

- [106] T. Geist, E. Würsching, H. J. Hartfuß. *Handbuch zum 160 GHz Interferometer an W7-AS*, IPP-Bericht 1997, MPI/IPP Garching
- [107] T. Geist. *Handbuch zum Modulationsgenerator (Reflektometrie)*, MPI/IPP Garching 10/1998
- [108] *Q0420 Phase-Locked Oscillator(PLO) Evaluation System*, User's Guide 80-24112-1 A, Qualcomm Inc., 5/97
- [109] U. Tietze, Ch. Schenk. *Halbleiterschaltungstechnik*, zweite Auflage, Springer Verlag 1971, ISBN: 3-540-05285-2
- [110] D. Stoll. *Einführung in die Nachrichtentechnik*, AEG Telefunken 1978, ISBN: 3-87087-103-2
- [111] W. Suttrop, K. Behler, H. C. van der Bij, S. Klenge. *Fast economical data acquisition systems based on the CERN S-LINK interface standard*, Fusion Engineering and Design 60 (2002), p. 297
- [112] <http://www.cern.ch/hsi/s-link>
- [113] <http://www.ipp.mpg.de/~Wolfgang.Suttrop/DAQ>
- [114] W. Kasperek, private communication
- [115] W. B. Joyce and B. C. DeLoach. *Alignment of Gaussian Beams*, Applied Optics, Vol.23, No.23, p. 4187-4196, 12/1984
- [116] W. Kleen, R. Müller. *Laser*, Springer Verlag 1969
- [117] A. E. Siegman. *An introduction to Lasers and Masers*, McGraw-Hill 1971, ISBN: 0-07-057362-X
- [118] D. Wagner, W. Kasperek. *Transmission Line Design for Reflectometry Systems on ITER*, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 1995
- [119] M. Hirsch, private communication
- [120] Y. Lin, R. Nazikian, J. H. Irby and E. S. Marmor. *Plasma curvature effects on microwave reflectometry fluctuation measurements*, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (1) p. L1-L8, (2001)
- [121] P. J. B. Clarricoats, A. D. Olver. *Corrugated horns for microwave antennas*, Peter Peregrinus Ltd., London 1984, ISBN: 0-86341-003-0
- [122] R. Baldwin and P. A. McInnes. *Corrugated rectangular horns for use as microwave feeds*, Proc. IEE, Vol.122, No. 5, 5/1975
- [123] K. D. Kammeyer, K. Kroschel. *Digitale Signalverarbeitung*, Teubner Taschenbücher Elektrotechnik, 1989, ISBN: 3-519-06122-8
- [124] Zinke, Brunswig. *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, 3. Auflage, Springer Verlag 1986, ISBN: 3-540-15858-8
- [125] H. Kiemle und D. Röss. *Einführung in die Technik der Holographie*, Technisch-physikalische Sammlung Band 8, Akademische Verlagsgesellschaft Frankfurt 1969
- [126] *Macor Glaskeramik*, <http://www.pgo-online.com>

- [127] Fischer, Ulrich. *Tabellenbuch Metall*, Europa-Fachbuchreihe für Metallberufe, Verlag Europa-Lehrmittel 1987, ISBN: 3-8085-1076-5
- [128] G. D. Conway, B. Kurzan, B. Scott, E. Holzhauser and M. Kaufmann. *Coupling of turbulence and reflectometer simulation codes and comparison with experiment*, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002), p. 451-463
- [129] E. Poli, G. V. Pereverzev, A. G. Peeters and M. Bornatici. *EC beam tracing in fusion plasmas*, Fusion Engineering and Design 53, p. 9-21, (2001)
- [130] E. Poli, A. G. Peeters and G. V. Pereverzev. *TORBEAM, a beam tracing code for electron-cyclotron waves in tokamak plasmas*, Computer Physics Communications 136 (1-2), p. 90-104, (2001)
- [131] J. M. Cowley. *Diffraction Physics*, second revised edition, North-Holland Personal Library, ISBN: 0 444 86925-5
- [132] R. H. Kingston. *Detection of optical and infrared radiation*, Springer Verlag 1978, ISBN: 3-540-08617-X
- [133] A. E. Siegman. *The antenna properties of Optical Heterodyne Receivers*, Applied Optics 5 (10), p. 1588, 1966
- [134] E. Holzhauser and J. H. Massig. *An analysis of optical mixing in plasma scattering experiments*, Plasma Physics, Vol. 20, p. 867 - 877, 1978
- [135] E. Holzhauser. *Detection of Plasma Waves with FIR Lasers*, Infrared Phys. 29, (2 - 4), p. 647 - 653 (1989)
- [136] Tatsuo Itoh. *Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures*, chapter 8: *The transmission line matrix*, Wolfgang J. R. Hoefler, Wiley Interscience Publication 1989, ISBN: 0-471-62563-9
- [137] H.-G. Unger. *Elektromagnetische Wellen auf Leitungen*, ELTEX Studentexte Elektrotechnik 1991, ISBN: 3-7785-2009-1
- [138] Catherine Fanack. *Etude analytique et numérique de la réflectométrie dans un plasma fluctuant. Modèles à une et deux dimensions*, thèse de docteur, Université Henry Poincaré, Nancy 1997
- [139] J. H. Irby, S. Horne, I. H. Hutchinson and P. C. Stek. *2D full-wave simulation of ordinary mode reflectometry*, Plasma Phys. Control. Fusion 35 (1993), p. 601-618
- [140] M. Abramowitz, I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables*, National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55, 1964
- [141] Peter Stangeby. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*, IOP-Verlag 2000, ISBN: 0 7503 05592
- [142] R. D. Deranian, R. J. Groebner and D. T. Pham. *Inductive classification of low-mode and high-mode edge parameters*, Phys. of Plasmas 7 (4), p. 1235 - 1245, 2000
- [143] R. J. Groebner, D. M. Thomas and R. D. Deranian. *Evidence for edge gradients as control parameters of the spontaneous high-mode transition*, Phys. of Plasmas 8 (6), p. 2722 - 2730, 2001

-
- [144] Bronstein, Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*, 24. Auflage, Teubner Verlag 1979, ISBN: 3-322-00259-4
- [145] K. Meyberg, P. Vachenauer. *Höhere Mathematik 2*, Springer Verlag 1991, ISBN: 3-540-52334-0
- [146] *User's Manual Origin Version 4.0*, Microcal Software Inc., 1995
- [147] William H. Press, Saul A. Teukolski, William T. Vetterling, Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*, 2nd Edition, Cambridge University Press 1988

Erklärung

Ich erkläre, daß ich diese Dissertation, abgesehen von den ausdrücklich bezeichneten Hilfsmitteln und den Ratschlägen der jeweils namentlich aufgeführten Personen, selbstständig verfaßt habe.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. Zohm danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Plasmaforschung IPF durchzuführen, für die interessante Aufgabenstellung und für die hervorragende Betreuung im Laufe der Arbeit. Herrn Prof. Dr. A. Lunk danke ich für die kurzfristige Übernahme der Aufgaben des Hauptberichters.

Den Herren Dr. habil. W. Suttrop und Dr. E. Holzhauer danke ich für ihr großes Interesse an meiner Arbeit, ihre tatkräftige Unterstützung beim Bau des Doppler-Reflektometers, viele hilfreiche Diskussionen und ihre stete Bereitschaft zur Hilfe.

Herrn Dr. W. Kasperek danke ich für seine Ratschläge insbesondere beim Entwurf der optimierten Antennen. Herrn Dr. G. Conway danke ich für die Diskussionen bei der Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse.

Weiterhin danke ich Dr. U. Fahrbach, Dr. M. Hirsch, Dr. B. Kurzan, Dr. C. Maggi, Dr. M. Maraschek, Dr. H. Meister, Dr. W. Müller, Dr. A. Peeters und Dr. habil. B. Scott für ihre Mithilfe und Ratschläge.

Vielen Dank an die Herren E. Schmid und W. Zeidner für die von ihnen durchgeführten Arbeiten während des Aufbaus der Doppler-Reflektometer. Mein Dank gilt auch den Angehörigen der Elektro- und Mechanikwerkstätten des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik IPP in Garching und des IPF in Stuttgart, insbesondere Herrn G. Roth für sein besonderes Engagement bei der Herstellung der optimierten Antennen.

Allen nicht namentlich genannten Mitarbeitern des IPF und des IPP, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben, danke ich für Ihre Mithilfe.

Meiner Frau und meiner Familie danke ich für ihre Rücksicht und Unterstützung.

