

**Untersuchung
transportrelevanter Fluktuationen
in der Randschicht von ASDEX**

Alexander Rudyj

IPP III/160

Juli 1990



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

**MAX - PLANCK - INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Untersuchung
transportrelevanter Fluktuationen
in der Randschicht von ASDEX**

Alexander Rudyj

IPP III/160

Juli 1990

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

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

Inhaltsverzeichnis

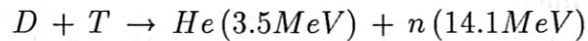
1	Einleitung	1
2	Diagnostik	5
2.1	H $_{\alpha}$ -Beobachtung	5
2.1.1	Diagnostikaufbau	7
2.2	Langmuirsonden	9
2.2.1	Einfache Sondentheorie	9
2.2.2	Diagnostikaufbau	12
2.2.3	Operationsbedingungen	14
3	Transport	16
3.1	Fluktuationsansatz	16
3.2	Bestimmung des radialen Teilchenflusses	17
3.3	Abschätzung des globalen Teilchenflusses	23
4	Charakterisierung der Fluktuationen	25
4.1	Phänomenologie der Meßdaten	25
4.2	Ausbreitung der Fluktuationen	29
4.2.1	Toroidale und poloidale Geschwindigkeitskomponente	29
4.2.2	Ermittlung der Poloidalgeschwindigkeit aus der Kreuzkorrelation	29
4.2.3	Gemessene Poloidalgeschwindigkeiten	31
4.3	Korrelationslängen	32
4.4	Spektren	37
4.5	Radiales Verhalten	40
4.6	Innen - Außen - Asymmetrie	42
4.7	Parameterabhängigkeiten	46
4.7.1	Parameterabhängigkeit der Poloidalgeschwindigkeit	47
4.7.2	Parameterabhängigkeit von Spektralfunktionen	48
5	Korrelation entlang Magnetfeldlinien	51
5.1	H $_{\alpha}$ -H $_{\alpha}$ -Korrelation	51
5.2	H $_{\alpha}$ -Sonde-Korrelation	54

5.3	Sonden-Sonden-Korrelation	55
6	Vergleich : Fluktuationen in OH-L-H-L-Phase bei Co- und Counter-Injektion	64
6.1	Verhalten der Korrelationsfunktionen	64
6.2	Strukturelle Entwicklung	69
7	Instabilitäten	75
7.1	Klassifizierung	75
7.2	Ausgewählte Instabilitäten	78
7.2.1	Austausch - Instabilität	78
7.2.2	Ballooning-Instabilität	79
7.2.3	Driftwellen	81
8	Fluktuationen an anderen Experimenten	84
8.1	Q-Maschinen	84
8.2	Tokamaks	86
8.2.1	Macrotor	86
8.2.2	Caltech	86
8.2.3	TEXT	88
8.2.4	ISX-B	88
8.2.5	TFTR	89
8.3	Magnetfeldfluktuationen an ASDEX	90
9	Diskussion	91
10	Zusammenfassung	95
11	Ausblick	97
A	ASDEX	98
A.1	Das Tokamakprinzip	98
A.2	Der Divertor-Tokamak ASDEX	99
A.3	Betriebsparameter von ASDEX	101
B	Definition statistischer Funktionen	103

B.1 Grundlagen	103
B.2 Korrelationsfunktionen	104
B.3 Die Bedeutung der Korrelationsanalyse	105
B.4 Die Fourieranalyse	105
B.5 Leistungsdichtespektren	106
B.6 Die Kohärenzfunktion	108
B.7 Stationarität und Ergodizität	108
Abbildungsverzeichnis	109
Literatur	111
Danksagung	120

1 Einleitung

Als Alternative zur Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen und Kernspaltung wird neben regenerativen Energiequellen (Wasserkraft, Windkraft und Solarenergie) seit etwa 35 Jahren die Energiegewinnung aus der Fusion von Wasserstoffkernen mit wachsendem Nachdruck erforscht. Bei der Fusion wird versucht, die bei der Verschmelzung der beiden Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium freiwerdende Bindungsenergie zu nutzen.



Neben dieser Fusionsreaktion sind noch andere möglich. Jedoch besitzt die D-T-Reaktion bei den erforderlichen Temperaturen ($T \approx 20 \text{ keV}$) einen um Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt. Die zu lösende Aufgabe besteht darin, die Reaktionspartner, genauer deren thermische Energie, so lange wie nötig (Einschlußzeit τ) bei ausreichend hoher Energie (Temperatur T) und Dichte (n) zusammenzuhalten. Als notwendige Bedingung zum Erreichen des thermonuklearen Brennens, d.h. einem Andauern der Fusionsreaktion ohne weitere Energiezufuhr von außen, muß das Fusionsprodukt [Pinkau1989a] einen unteren Grenzwert übersteigen, $n \tau T > 5 \cdot 10^{21} \text{ keV s m}^{-3}$. Um dieses Ziel zu erreichen, wurden zwei in der Vorgehensweise grundsätzlich verschiedene Methoden entwickelt, die Trägheitsfusion und der magnetische Einschluß.

In der Trägheitsfusion [Raeder1981a] wird versucht, kurzzeitig die Dichte eines Brennstoffkugelchens um 3 - 4 Größenordnungen über die Festkörperdichte zu erhöhen. Während des Durchlaufs der damit verbundenen Stoßwelle wird eine ausreichend hohe Fusionsausbeute angestrebt, bevor das Brennstoffkugelchen auseinanderfliegt. Die Teilcheneinschlußzeit [Meyer-ter-Vehn1987a] wird durch die Trägheit der Kerne bestimmt und bewegt sich im Bereich von 10^{-10} sec . Für die Zündung benötigt man eine Temperatur von $T \approx 5 \text{ keV}$ bei einem Dichte-Radius-Produkt von $\rho R \approx 0.4 \text{ g/cm}^{-2}$.

Bei dem magnetischen Einschluß wird das Plasma durch Magnetfelder eingeschlossen (geladenen Teilchen durchlaufen in geeigneten Magnetfeldern Driftbahnen auf geschlossenen Flächen). Die in den großen Fusionsexperimenten (JET, DIII-D, TFTR) erreichten maximalen Plasmadichten liegen bei einigen 10^{20} m^{-3} und damit 8 Größenordnungen unterhalb der Dichte von gefrorenem Wasserstoff. Um bei diesen Dichten und der angestrebten Temperatur von $T \approx 20 \text{ keV}$ die Zündbedingung zu erfüllen, benötigt man Einschlußzeiten im Sekundenbereich. Die Einschlußzeit von Teilchen und Energie wird durch den Transport derselben senkrecht zum Magnetfeld bestimmt. Das Einschlußverhalten eines Fusionsreaktors stellt das zentrale Problem in der Kernfusion dar.

Mit der klassischen Theorie kann man den Transport geladener Teilchen in einem geradlinigen Magnetfeld auf der Basis von Coulomb-Stößen berechnen. Die Teilchen erfahren bei jedem Stoß eine Versetzung um den Gyroradius. Weist das Magnetfeld eine Krümmung auf, so kommt es infolge der Driften (Krümmungs- und ∇B -Drift) zu einer Vergrößerung der Schrittweite. Deshalb ergibt sich gegenüber der klassischen Theorie ein erhöhter Transport senkrecht zum Magnetfeld, da die Teilchen pro Stoß eine größere Versetzung senkrecht zu den Magnetfeldlinien erfahren. Diese die Krümmung des Magnetfeldes einschließende Theorie wird als Neoklassik [Wesson1987a] bezeichnet.

Im Experiment beobachtet man jedoch einen unter Umständen um Größenordnungen höheren Transport, der mit der neoklassischen Theorie nicht zu beschreiben ist. Dieser erhöhte Transport ist unverstanden und wird allgemein als anomal bezeichnet.

Im Zentrum des Plasmas tritt unter gewissen Bedingungen eine magnetohydrodynamische Instabilität auf, durch die periodisch Dichte- und Temperaturprofile abgeflacht werden, wenn diese zu spitz werden. Aufgrund ihres Zeitverhaltens wird diese Instabilität Sägezahn-Instabilität [Goeler1974a] genannt.

Neben diesem makroskopischen Phänomen gibt es eine Vielzahl von mikroskopischen Instabilitäten, die ebenfalls einen Transport senkrecht zu den Magnetfeldlinien verursachen können. Diese Instabilitäten manifestieren sich als Fluktuationen in Dichte, Potential, Temperatur und Magnetfeld. Es ist zur Zeit unbestritten, daß der anomale Transport durch Fluktuationen [Liewer1985a] hervorgerufen wird.

Aus der Sicht der Theorie ist es bis jetzt nicht möglich, die Instabilität vorauszusagen, die den anomalen Transport von Teilchen und Energie verursacht. Es gibt jedoch momentan zwei in der Literatur favorisierte Kandidaten.

Einmal können Fluktuationen in Potential und Dichte einen Transport senkrecht zum Magnetfeld verursachen, wenn zwischen Dichte und Potential eine Phasenverschiebung existiert. Dieser Mechanismus wird durch Driftwellen [Tang1978a], [Liewer1985a] beschrieben.

Zum anderen wird die η_i -Mode [Romanelli1986a], [Romanelli1989a], [Mattor1989a], [Mattor1989b] favorisiert. Damit bezeichnet man eine Instabilität, die einen erhöhten Transport verursachen kann, wenn der Ionentemperaturgradient einen Grenzwert übersteigt.

Für diese beiden Instabilitäten ist bislang jedoch noch keine experimentelle Bestätigung erbracht worden. Es ist einsichtig, daß der durch Instabilitäten verursachte Transport immer mit Fluktuationen in den Feldern und der Dichte einhergeht. Dies sind somit die Größen, die es experimentell zu bestimmen gilt, will man die ver-

antwortliche Instabilität identifizieren. Als wesentliche Werkzeuge dienen hierbei Korrelationsfunktionen und Leistungsspektren, sowie Kohärenzspektren.

Ein gravierendes Problem besteht darin, daß das Innere eines Fusionsplasmas lokalen Messungen nur sehr schwer zugänglich ist. Das räumliche und zeitliche Auflösungsvermögen der zur Verfügung stehenden Diagnostiken (z.B. Interferometrie, kollektive Streuung, Thomson-Streuung) ist nicht ausreichend.

In der Plasmarandschicht ist die Situation bezüglich der diagnostischen Möglichkeiten günstiger, jedoch wird die theoretische Behandlung des Problems dadurch erschwert, daß keine geschlossenen magnetischen Flächen mehr existieren, sondern die Feldlinien materielle Einbauten schneiden. Durch diesen Einfluß ist das in der Randschicht beobachtete turbulente Verhalten von Dichte und Potential nicht unbedingt das gleiche, das man in der Einschlußzone beobachtet.

Es ist jedoch abzusehen, daß ein besseres Verständnis des Transports in der Randschicht auch zu einem besseren Verständnis des Transports in der Einschlußzone führt. Desweiteren können die Erkenntnisse aus der Randschicht als Basis für die Entwicklung neuer Methoden zur Untersuchung des Plasmainterneren dienen.

Das Verständnis des Transports in der Randschicht ist auch für den Entwurf neuer Experimente (NET, ITER) von großer Bedeutung. Der Energie- und Teilchenfluß aus dem Einschlußgebiet führt zu einer hohen Wandbelastung, die ein schwer zu lösendes technologisches Problem darstellt.

Es ist das Ziel dieser Arbeit, unter Anwendung von Meßverfahren, die eine hohe Zeit- und Ortsauflösung bieten, den Zusammenhang zwischen den in der Randschicht des Tokamaks ASDEX beobachteten Fluktuationen in Dichte und Potential und dem Teilchentransport aufzuzeigen. Desweiteren werden die charakteristischen Eigenschaften dieser Fluktuationen bestimmt, sowie die Größen, die diese Eigenschaften wesentlich beeinflussen. Denn ohne diese Bausteine ist eine zutreffende theoretische Voraussage des Verhaltens dieser Fluktuationen und damit des Transports nicht möglich. Von diesen neuen experimentellen Ergebnissen ist daher eine Stimulanz der theoretischen Arbeiten zu erwarten.

Für die Beobachtung der Fluktuationen wurden zwei Diagnostiken benutzt, die H_{α} -Diagnostik und Langmuirsonden. In Tokamaks ist die Emission von sichtbarem Licht hauptsächlich auf den Rand beschränkt. Der Großteil der Intensität wird im Bereich der H_{α} -Linie emittiert. Da die Emission proportional zur lokalen Elektronendichte ist, können mit einer ortsauflösenden H_{α} -Messung Fluktuationen in der Elektronendichte beobachtet werden. Eine weitere Möglichkeit, das Verhalten der Fluktuationen in der Randschicht zu beobachten, besteht im Einsatz von Langmuirsonden, mit denen neben Dichtefluktuationen auch Potentialfluktuationen gemessen werden können. In der Randschicht von ASDEX sind Dichte und Temperatur nied-

rig genug, um das kurzzeitige Einbringen von Sonden zu ermöglichen, ohne diese zu zerstören.

Nach der Beschreibung der Diagnostiken (Kapitel 2) wird in Kapitel 3 gezeigt, wie der lokale radiale Teilchenfluß sich in der Randschicht darstellt. Anschließend werden die Eigenschaften der Dichte- und Potentialfluktuationen in der Randschicht beschrieben (Kapitel 4 und folgende). In der statistischen Analyse werden die Korrelationslängen der beobachteten Fluktuationen poloidal, radial und parallel zum Magnetfeld bestimmt. Einen weiteren Zugang zum Verständnis der beobachteten Fluktuationen bilden Leistungsdichte- und Kohärenzspektren. Als herausragendes Ergebnis wird die Asymmetrie in der Fluktuationsamplitude zwischen innerer Randschicht (Hochfeldseite des Torus) und äußerer Randschicht (Niedrigfeldseite) dargestellt, die an einem Tokamak zum ersten Mal beobachtet werden konnte. Weiterhin wird die Abhängigkeit der Fluktuationscharakteristika von globalen Plasmaparametern untersucht. In Kapitel 5 wird die extrem hohe Korrelation der Fluktuationen entlang der Magnetfeldlinien diskutiert. Die dadurch möglich gewordene Reduktion des Problems 3-dimensionaler Turbulenz auf 2 Dimensionen stellt eine wesentliche Vereinfachung des Aufwands bei der Erstellung eines theoretischen Modells dar.

Den Abschluß der experimentellen Beobachtungen bildet die Beschreibung der Reaktion der Fluktuationen auf Zusatzheizung mittels Neutralinjektion. Hierbei wird insbesondere auf die Veränderungen der Fluktuationscharakteristika in der H-Mode, einem Regime mit verbessertem Einschluß, eingegangen.

In Kapitel 7 werden die an ASDEX bestimmten Charakteristika mit den Befunden anderer Maschinen verglichen, darunter auch Q-Maschinen, an denen Fluktuationen mit ähnlichen Eigenschaften beobachtet wurden. Danach wird ein kurzer Überblick über den schon angesprochenen Instabilitäten-„Zoo“ gegeben und dessen Natur kurz beleuchtet. Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse im Zusammenhang diskutiert. Danach folgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf die sich hieraus ergebenden weiteren Fragestellungen und Experimente. Im Anhang werden der Divertortokamak ASDEX und die angewandten statistischen Methoden beschrieben.

2 Diagnostik

Wie schon eingangs erwähnt stehen an ASDEX zur Beobachtung der Fluktuationen in der Randschicht zwei Diagnostiken zur Verfügung, die H_α -Diagnostik und Langmuirsonden.

2.1 H_α -Beobachtung

Die Randschicht eines Tokamaks leuchtet im Sichtbaren an den Stellen, an denen Neutralgas ins Plasma strömt. Da die Neutralgasatome durch Elektronenstoß angeregt werden, kann man das Verhalten der Elektronendichte an der zeitabhängigen H_α -Emission beobachten. Insbesondere ist die lokale Fluktuation der H_α -Intensität proportional zur lokalen Dichtefluktuation.

Der Hauptanteil (> 50%) des sichtbaren Lichtes liegt bei Entladungen in Wasserstoff bzw. Deuterium in der H_α - bzw. D_α -Linie ($\lambda_H = 656.3$ nm bzw. $\lambda_D = 656.1$ nm), während die Emissionen aus dem Plasmainternen infolge der hohen Temperatur bei kürzeren Wellenlängen (VUV, Soft-X-Ray) liegen; dort strahlen nur Verunreinigungen.

Abhängig von Temperatur und Dichte werden die Molekülbindungen des in das Plasma eindringenden Neutralgases aufgebrochen und die Atome ionisiert. Dieser Prozeß verzweigt sich in viele Kanäle, unter anderem entstehen zunächst auch einfach geladene Moleküle H_2^+ . Neben der Ionisation wird ein Teil der Neutralen durch Elektronenstoß angeregt. Infolge der Ionisation nimmt die Neutralgasdichte und damit die lokal emittierte H_α -Intensität in Richtung auf das Plasmazentrum stark ab.

An den Stellen, an denen das Plasma auf die Wand bzw. den Limiter trifft, werden durch Rekombination laufend neue Neutralgasatome und -moleküle erzeugt. Ionen, die aus dem Plasma auf die Wand treffen, werden neutralisiert, diffundieren zurück in das Plasma und werden dort wieder ionisiert. So bildet sich eine Schicht aus, in der wegen der relativ hohen Neutralgasdichte eine meßbare Intensität in der H_α -Linie emittiert wird. An Stellen ungenügenden Recyclings kann die Neutralgasdichte durch zusätzliches Gasblasen erhöht werden.

Bildet man die Randschicht auf einen Photodetektor ab, so kann man die Intensität des emittierten Lichts mit hoher Zeit- und Ortsauflösung messen. Bei einem radial orientierten Strahlengang (Abb.1) besitzt das vom Detektor registrierte Signal I zwei Quellen : das zu messende Leuchten der Randschicht und Hintergrundlicht von der zweiten diffus abgebildeten Randschicht, bzw. Streulicht von der Wand.

$$I = k \int_{R_1}^{R_2} B(T_e(r)) n_0(r) n_e(r) dr + H \quad (1)$$

B beschreibt die Anregung aus dem Grundzustand und die spontane Emission von H_α , n_0 und n_e Neutralgas- und Elektronendichte, H das Hintergrundlicht, R_1 und R_2 die Radien, ab denen bzw. bis zu denen Beiträge zur H_α -Intensität aus der abgebildeten Randschicht kommen.

Der Ratenkoeffizient für die H_α -Anregung aus dem Grundzustand hängt stark von der Elektronentemperatur T_e ab, geht aber oberhalb $T_e = 10$ eV in ein flaches Maximum über. In der Randschicht steigt in Richtung auf das Zentrum mit der Temperatur auch die Elektronendichte n_e an. Deshalb leuchtet die Randschicht dort am stärksten, wo der Ratenkoeffizient für die H_α -Anregung nur noch schwach mit T_e variiert.

Der Ionensättigungsstrom einer Langmuirsonde hängt ebenfalls, aber in anderer Weise von der Elektronentemperatur ab (3). Vergleicht man die Fluktuationen, die man bei der Messung des Ionensättigungsstromes erhält, mit den H_α -Fluktuationen, so ergeben sich qualitativ die gleichen Ergebnisse (Korrelationsfunktionen, Spektren). Daraus kann man schließen, daß eventuell vorhandene Temperaturfluktuationen zumindest ähnliche Charakteristika aufweisen wie die Dichtefluktuationen und somit die Charakteristika nicht wesentlich ändern. Eine Beeinflussung der beobachteten H_α -Fluktuationen durch Fluktuationen in der Neutralgasdichte, die z.B. durch ein Flattern des Gasventils erzeugt werden könnten, wurde nicht beobachtet.

Die H_α -Fluktuationen spiegeln daher im wesentlichen das Verhalten der Dichtefluktuationen wieder, jedoch kann eine Beeinflussung durch eventuell vorhandene Temperaturfluktuationen nicht ausgeschlossen werden, da eine zeit- und ortsaufgelöste Temperaturmessung nicht existiert.

In ASDEX ist die Intensität der H_α -Linie in der Randschicht zu gering und damit das Signal-Rausch-Verhältnis zu klein für die statistische Analyse. Deshalb muß man am Ort der Messung die Neutralgasdichte durch zusätzliches Gasblasen von H_2 bzw. D_2 , je nach gerade in der Entladung benutztem Arbeitsgas, erhöhen. Um nachzuprüfen, ob die beobachteten Fluktuationen von der Stärke dieses zusätzlichen Gasflusses beeinflußt werden, wurde dieser bei Entladungen mit ansonsten gleichen Parametern variiert [Rudyj1987a]. Dabei konnte im Verhalten der Fluktuationen keine Abhängigkeit von der Stärke des Gasblasens festgestellt werden. Daraus und aus den vergleichbaren Eigenschaften der Ionensättigungsstromfluktuationen kann man schließen, daß die beobachteten H_α -Fluktuationen nicht bzw. nur unwesentlich von der lokalen Gaszufuhr beeinflußt werden.

Erste Messungen dieser Art werden in [Zweben1983a] diskutiert. Insbesondere wird die lokale Übereinstimmung der beobachteten H_α -Fluktuationen mit denen des Ionen-sättigungsstromes einer Langmuirsonde in unmittelbarer Nähe demonstriert.

Der Vorteil der H_α -Diagnostik liegt darin, daß man nur eine Sichtverbindung zum Plasma aufbauen muß, d.h. man ist weder galvanisch noch vakuumtechnisch mit dem Experiment verbunden. Ein weiterer Vorzug besteht in der hohen Flexibilität bei der Anordnung der Kanäle. Desweiteren wird das Randschichtplasma durch die benötigte lokale Gaszufuhr nicht wesentlich gestört, wie der Vergleich mit Sondenmessungen gezeigt hat. Die Dichte des Hauptplasmas wird im Normalfall ebenfalls über die Gaszufuhr am Rand kontrolliert und ein starker Gaspuls führt allenfalls zu einer Dichteerhöhung im Hauptplasma.

2.1.1 Diagnostikaufbau

Für die Fluktuationsuntersuchungen an ASDEX wird die Randschicht in einer 1:1 Abbildung mit einer $f = 640$ mm Linse (Blende 1 : 5) auf ein Array mit 8 bzw. 16 Lichtleitern abgebildet. Der Fokus der Abbildung liegt 1 cm außerhalb der nominellen Separatrix (siehe Kapitel 3 und Anhang A). Durch die Ausrichtung der Optik auf die Torusachse und damit senkrecht auf das Fenster und die Wand werden Reflexionsverluste und Einstreuungen so weit wie möglich vermieden. Eine totale Kapselung der Optik verhindert die Einstrahlung von Falschlicht aus der Halle, das sich durch eine 300Hz-Komponente in den Fluktuationen bemerkbar machen würde. Da man so durch beide Randschichten blickt, erfaßt man auch Emissionen von der inneren Randschicht. Das Hintergrundlicht vom inneren Plasmarand trägt jedoch infolge der Unschärfe der Abbildung nur noch zum Gleichanteil bei, da der Durchmesser des Abbildungskegels dort ein Mehrfaches der Korrelationslänge (Kapitel 4) beträgt. Desweiteren wird durch den zusätzlichen Gaspuls die Intensität in der äußeren Randschicht wesentlich erhöht. Eine Bestimmung des Fluktuationslevels \tilde{n}_e/n_e wird jedoch verhindert, da man bezüglich des Gleichanteils nicht zwischen innerer und äußerer Randschicht diskriminieren kann.

Der Durchmesser der Lichtleiter beträgt 2 mm, der Außendurchmesser der Fassungen 5 mm. Der Akzeptanzwinkel der Lichtleiter beträgt 30° . Sie können entsprechend der Größe des zur Verfügung stehenden Sichtfensters (Durchmesser 8 cm) beliebig angeordnet werden.

Zur Detektion der Signale werden Photomultiplier (RCA 7265, 14 Stufen, S20-Kathode) benutzt. Durch die spezielle Kathode erhält man im Roten eine ausreichende Quantenausbeute von $\eta \approx 7\%$. Um eventuell auftretende Fluoreszenzstrahlung abzublocken, wurden die Lichtleiter an dem Ende, das in den Multiplier

führt, mit Kantenfiltern (KODAK Gelatinefilter N.91) [Rudyj1987a] versehen.

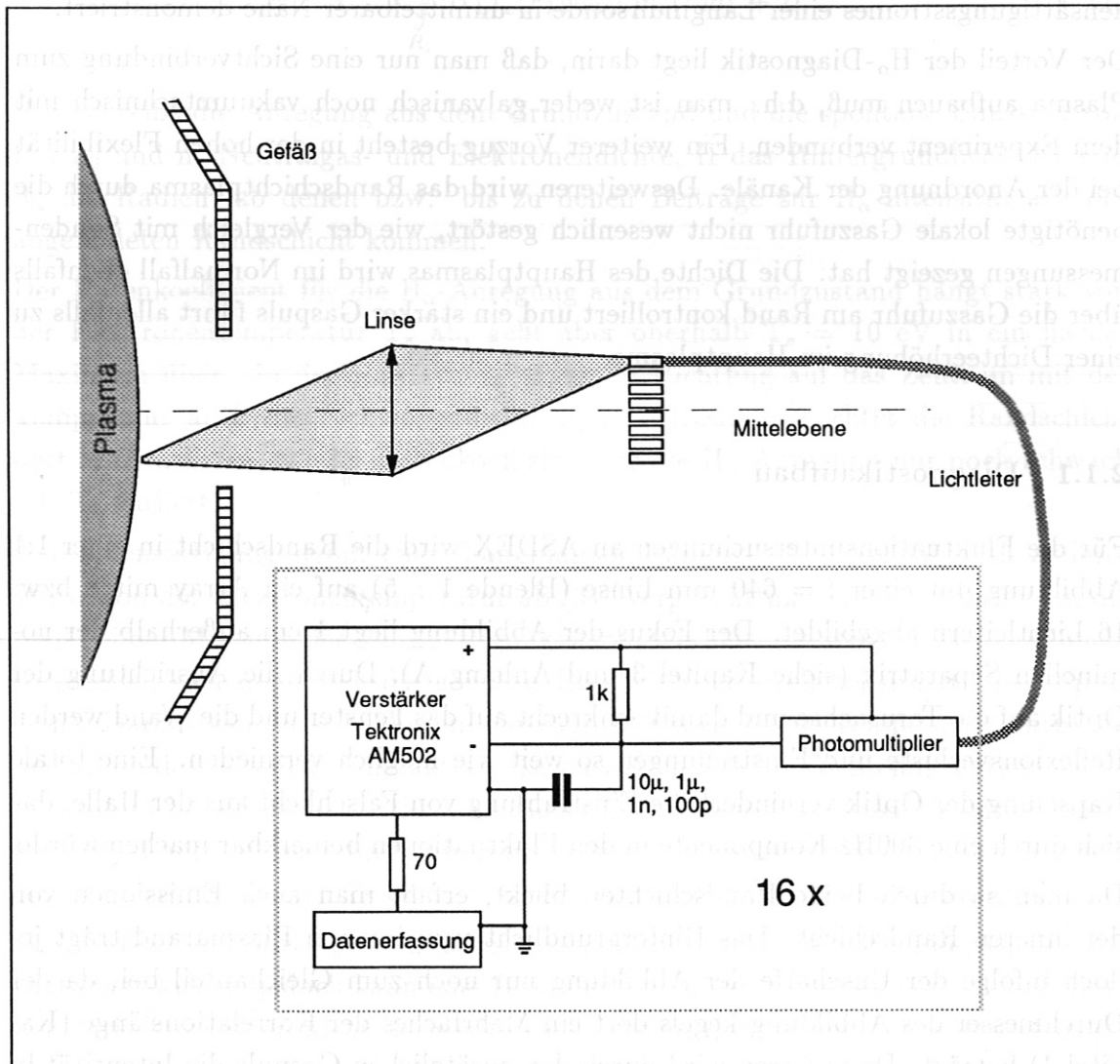


Abbildung 1: Aufbau der H_α -Diagnostik, nicht maßstäblich

Der Anodenstrom der Multiplier wird über einen Widerstand von 1 k Ω abgeleitet, so daß bei einem maximalen Ausgangssignal von 100 mV der Strom auf 100 μ A beschränkt bleibt. Dadurch wird sichergestellt, daß der Multiplier im linearen Bereich betrieben wird. Die Kapazitäten in Abbildung 1 dienen zur Koppelung der Masse und zum Dämpfen von Einstreuungen lokaler Rundfunksender.

Der Spannungsabfall am Abschlußwiderstand wird mit einem Differenzverstärker [TekAM502] verstärkt. Dies ist einer galvanischen Verbindung vorzuziehen, da so einerseits Erdschleifen über die Spannungsversorgung der Multiplier und der

Verstärker vermieden werden und andererseits Störungen, die der Verstärkerleitung auf Schirm und Signalleitung gleichermaßen aufgeprägt werden, eliminiert werden. Da der Verstärker bei einem Ausgangssignal von maximal ± 5 V nur 20 mA treiben kann, konnte die Leitung am Eingang der Datenerfassung nicht wie üblich mit 50Ω abgeschlossen werden. Um ein Schwingen zu verhindern, wurde am Ausgang des Verstärkers ein 70Ω -Serienwiderstand in die Leitung geschaltet. Die Analogbandbreite wird durch ein einstellbares RC-Filter im Differenzverstärker bestimmt. Dieses ist in 1-3-10-Schritten einstellbar, die maximale Bandbreite beträgt 1 MHz bei -3 db Abschwächung. Auf ein steileres und damit aufwendigeres Filter konnte verzichtet werden, da die Fluktuationsamplitude für Frequenzen oberhalb $\nu = 50$ kHz stark abfällt (Abb.15). Deshalb treten bei der Digitalisierung mit genügend hoher Samplingfrequenz keine Aliasingprobleme auf.

Die Digitalisierung wird mit einem Modul von LeCroy ([LeCroy8210] : ± 5 V, 10 Bit, Digitalisierungsrate ≤ 1 MHz) durchgeführt. Zusätzlich zu dieser Datenerfassung, die während einer Entladung nur 25000 Punkte pro Kanal aufnehmen kann, wurde ein mobiles System von Nicolet (± 6 V, 12 Bit, Digitalisierungsrate ≤ 10 MHz, 10^6 Punkte pro Kanal, 16 Kanäle, [Nicolet]) benutzt. Damit ist es bei den notwendigen Sampleraten von mindestens 200 kHz möglich, auch Ereignisse zu erfassen, bei denen der Zeitpunkt des Auftretens nicht exakt vorausbestimmt werden kann (vgl. H-Mode in Kapitel 6).

2.2 Langmuirsonden

In Plasmen mit ausreichend niedriger Dichte und Temperatur kann man lokal Dichte, Potential und Temperatur mit Sonden ([Langmuir1924a], [Langmuir1924b], [Langmuir1924c], [Langmuir1924d], [Langmuir1924e]) bestimmen. An ASDEX können Langmuirsonden bis zur Separatrix hin eingesetzt werden. Eine Einführung in die Sondentheorie findet man in [Stangeby1984a].

2.2.1 Einfache Sondentheorie

Kommt Plasma in Kontakt mit einem isolierten Leiter, so lädt sich dieser infolge der höheren Beweglichkeit der Elektronen negativ auf. Dadurch wird der Zufluß weiterer Elektronen reduziert und gleichzeitig werden die Ionen von dem Leiter angezogen. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, bei dem sich Elektronen- und Ionenstrom genau bilanzieren. Die Sonde befindet sich nun auf Floatingpotential V_F .

$$V_F = \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{T_i m_e}{T_e m_i} \right) \quad (2)$$

Prägt man der Sonde ein Potential relativ zum Plasma auf, stellt sich ein Sondenstrom entsprechend der Charakteristik (Abb.2) einer Einfachsonde ein. Bei einem ausreichend negativen Potential ($V_P < 0$) tragen die Elektronen nicht mehr zum Strom bei. In diesem Ionensättigungsbereich variiert der Strom nur sehr schwach mit der angelegten Spannung (3) und wird ausschließlich durch den Ionenfluß bestimmt. Dieser hängt nur von der Ionendichte n_i , der Ionentemperatur T_i , der Elektronentemperatur T_e , der Ionenmasse m_i sowie deren Ladung Z ab. Erhöht man die Spannung, so tragen immer mehr Elektronen zum Sondenstrom bei, bis bei Erreichen des Floatingpotentials V_F der Nettostrom verschwindet. Bei einem weiteren Anstieg des Sondenpotentials wächst der nun zunehmend von den Elektronen bestimmte Strom exponentiell an (8). Durch eine weitere Erhöhung der Spannung gelangt die Sonde auf Plasmapotential ($V_P = 0$, das Plasmapotential wurde hier als Referenzpotential für die Sonde gewählt) und das exponentielle Anwachsen des Stromes hört auf. An diesem Punkt der Kennlinie der Einfach-Langmuirsonde verschwindet das elektrische Feld. Oberhalb des Plasmapotentials gelangt man in einen Bereich, in dem der Strom wiederum nur schwach von der angelegten Spannung abhängt. Man bezeichnet ihn als Elektronensättigungsstrom (6). Dieser hängt nur von der Temperatur und der Dichte der Elektronen ab.

Ein einfaches Modell mit $T_i = T_e = T$, $n_i = n_e = n$ (für ein Wasserstoffplasma ergibt sich aus der Quasineutralität zwangsläufig $n_i = n_e$) ohne Berücksichtigung der zweiten Schicht an der Gegenelektrode, im Experiment das Entladungsgefäß, ergibt folgende Stromdichten j ([Manos1984a]):

$V_P < 0$:

$$j_{sat}^+ = \frac{1}{4} n e \bar{c}_i \quad (3)$$

$$j^- = \frac{1}{4} n e \bar{c}_e \exp\left(\frac{eV_P}{kT}\right) \quad (4)$$

$$j_e = j^- - j_{sat}^+ = \frac{1}{4} n e \left(\bar{c}_e \exp\left(\frac{eV_P}{kT}\right) - \bar{c}_i \right) \quad (5)$$

$V_P > 0$:

$$j_{sat}^- = \frac{1}{4} n e \bar{c}_e \quad (6)$$

$$j^+ = \frac{1}{4} n e \bar{c}_i \exp\left(\frac{-eV_P}{kT}\right) \quad (7)$$

$$j_e = j_{sat}^- - j^+ = \frac{1}{4} n e \left(\bar{c}_e - \bar{c}_i \exp\left(\frac{-eV_P}{kT}\right) \right) \quad (8)$$

mit

$$\bar{c}_{e,i} = \sqrt{\frac{8 kT}{\pi m_{e,i}}} \quad (9)$$

Die $\bar{c}_{e,i}$ beschreiben die mittlere Geschwindigkeit einer eindimensionalen, halben Maxwellverteilung für die Temperatur T .

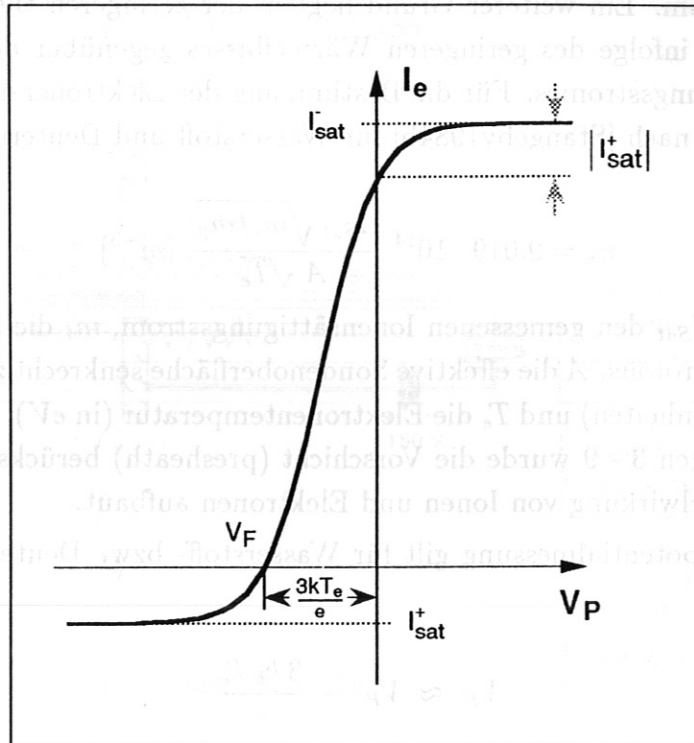


Abbildung 2: Strom-Spannungscharakteristik einer Einfach-Langmuirsonde für ein Wasserstoffplasma ($T_i = T_e$, $n_i = n_e$). Aufgetragen ist der Elektronenstrom I_e gegen das Sondenpotential V_P . Dieses ist auf das Plasmapotential bezogen, d.h. es gilt $V_P = 0$, wenn sich die Sonde auf Plasmapotential befindet.

Diese Beschreibung der Langmuir-Sonde ist nur sehr skizzenhaft, eine genauere Behandlung würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Insbesondere benötigt man für die Messung des Sättigungsstromes wie schon oben angedeutet eine Gegenelektrode. Durch diese zweite Elektrode muß der gleiche Strom wie durch die Sondenelektrode fließen, nur mit umgekehrtem Vorzeichen. Da der Elektronensättigungsstrom um $\sqrt{m_i/m_e}$ größer ist als der Ionensättigungsstrom, muß die effektive Fläche der Gegenelektrode mindestens um diesen Faktor größer sein, um den Strom bilanzieren zu können, wenn man mit der Sonde den Elektronensättigungsstrom messen will. Durch das starke Magnetfeld und die damit eingeschränkte Beweglichkeit der geladenen Teilchen senkrecht zum Feld wird auch die effektive Fläche des Gefäßes, die als Gegenelektrode wirkt, stark eingeschränkt. Dadurch kann es geschehen, daß der Elektronenstrom in die Sonde nicht mehr nur durch den Elektronenfluß bestimmt

wird, sondern durch die dem Ionensättigungsstrom entsprechende Stromdichte auf die Gegenelektrode beschränkt wird.

Deshalb benutzt man im Tokamak zur Bestimmung der Elektronendichte den Ionensättigungsstrom. Ein weiterer Grund liegt in der geringeren thermischen Belastung der Sonde infolge des geringeren Wärmeflusses gegenüber der Messung des Elektronensättigungsstromes. Für die Bestimmung der Elektronendichte wurde folgende Beziehung nach [Stangeby1984b] für Wasserstoff und Deuterium benutzt :

$$n_e = 9.019 \cdot 10^{14} \frac{I_{Sat} \sqrt{m_i/m_p}}{A \sqrt{T_e}} [m^{-3}] \quad (10)$$

Hier bezeichnet I_{Sat} den gemessenen Ionensättigungsstrom, m_i die Ionenmasse, m_p die Masse eines Protons, A die effektive Sondenoberfläche senkrecht zum Magnetfeld (alle in MKSA-Einheiten) und T_e die Elektronentemperatur (in eV). Im Unterschied zu den Gleichungen 3 - 9 wurde die Vorsicht (presheath) berücksichtigt, die sich durch die Wechselwirkung von Ionen und Elektronen aufbaut.

Für die Floatingpotentialmessung gilt für Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasmen in guter Näherung:

$$V_F \approx V_P - \frac{3 k_b T_e}{e} \quad (11)$$

2.2.2 Diagnostikaufbau

An ASDEX sind die Langmuirsonden (Abb.3) auf Manipulatoren installiert, die eine ferngesteuerte Positionierung der Sonden in der Vakuumkammer erlauben. Zusätzlich ist eine schnelle Bewegung der Sonde (10 cm in 100 ms bis 1 sec) während einer Entladung vorgesehen. Die Sondenspitzen sind zylindrisch mit einer Länge von 2 mm. Es wurden zwei Sondenmaterialien mit verschiedenen Durchmessern benutzt : Molybdän ($d = 0.8$ mm) und Graphit ($d = 2$ mm).

Als Sondenzuleitungen wurden Koaxialleitungen installiert, deren Schirme auf Gefäßpotential liegen. Für die Sättigungsstrommessungen wurden Akkumulatoren als Spannungsversorgung verwendet, um während des Schusses Störungen durch elektromagnetische Einstrahlungen anderer Diagnostiken bzw. Zusatzheizungen in ein elektronisches Netzteil auszuschließen. Der Sondenstrom wurde mit einer Stromzange [TekA6302],[TekAM503] gemessen. Dabei werden mit einer Hallsonde niedrige Frequenzen bis hinab zum Gleichanteil bestimmt. Die hohen Frequenzen werden mit einem Trafo erfaßt.

Da die maximale Ausgangsspannung des Stromzangenverstärkers ± 80 mV beträgt, wurde der gleiche Verstärker [TekAM502] wie bei der H_α -Diagnostik nachgeschaltet,

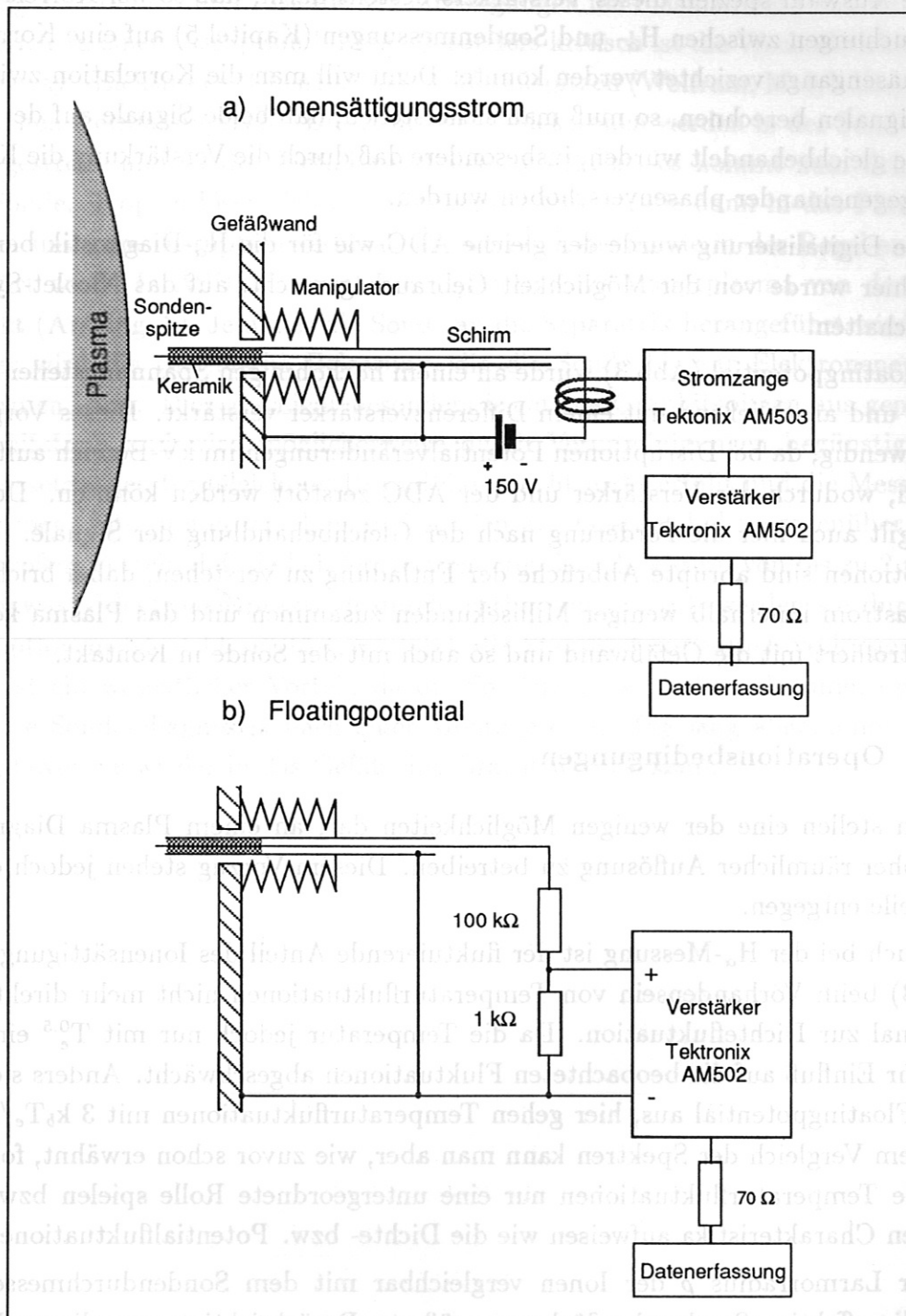


Abbildung 3: Aufbau der schnellen Langmuirsonde an ASDEX. a. Beschaltung zur Messung des Ionensättigungsstromes, b. Floatingpotentialmessung

der sich durch ein extrem niedriges Eigenrauschen auszeichnet. Ein weiterer Grund für die Auswahl speziell dieses Verstärkers besteht darin, daß so bei Korrelationsuntersuchungen zwischen H_α - und Sondenmessungen (Kapitel 5) auf eine Korrektur des Phasengangs verzichtet werden konnte. Denn will man die Korrelation zwischen zwei Signalen berechnen, so muß man sicherstellen, daß beide Signale auf der Analogseite gleichbehandelt wurden, insbesondere daß durch die Verstärkung die Kanäle nicht gegeneinander phasenverschoben wurden.

Für die Digitalisierung wurde der gleiche ADC wie für die H_α -Diagnostik benutzt. Auch hier wurde von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, auf das Nicolet-System umzuschalten.

Das Floatingpotential (Abb.3) wurde an einem hochohmigen Spannungsteiler abgegriffen und anschließend mit einem Differenzverstärker verstärkt. Dieses Vorgehen ist notwendig, da bei Disruptionen Potentialveränderungen im kV-Bereich auftreten können, wodurch der Verstärker und der ADC zerstört werden könnten. Desweiteren gilt auch hier die Forderung nach der Gleichbehandlung der Signale. Unter Disruptionen sind abrupte Abbrüche der Entladung zu verstehen, dabei bricht der Plasmastrom innerhalb weniger Millisekunden zusammen und das Plasma kommt unkontrolliert mit die Gefäßwand und so auch mit der Sonde in Kontakt.

2.2.3 Operationsbedingungen

Sonden stellen eine der wenigen Möglichkeiten dar, an einem Plasma Diagnostik mit hoher räumlicher Auflösung zu betreiben. Diesem Vorzug stehen jedoch einige Nachteile entgegen.

Wie auch bei der H_α -Messung ist der fluktuierende Anteil des Ionensättigungsstromes (3) beim Vorhandensein von Temperaturfluktuationen nicht mehr direkt proportional zur Dichtefluktuatation. Da die Temperatur jedoch nur mit $T_e^{0.5}$ eingeht, wird ihr Einfluß auf die beobachteten Fluktuationen abgeschwächt. Anders sieht es beim Floatingpotential aus, hier gehen Temperaturfluktuationen mit $3 k_b T_e / e$ ein. Aus dem Vergleich der Spektren kann man aber, wie zuvor schon erwähnt, folgern, daß die Temperaturfluktuationen nur eine untergeordnete Rolle spielen bzw. die gleichen Charakteristika aufweisen wie die Dichte- bzw. Potentialfluktuationen.

Ist der Larmorradius ρ der Ionen vergleichbar mit dem Sondendurchmesser, so wird die effektive Sondenoberfläche vergrößert. Berücksichtigt man diesen Effekt nicht, so erhält man eine zu große Dichte (ASDEX-Randschicht : $\rho_{iH} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ m, $\rho_{iD} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ m, $\rho_e \approx 1 \cdot 10^{-5}$ m für $T_i = T_e = 40$ eV, $n_i = n_e = 3 \cdot 10^{18}$ m $^{-3}$ und $B_t = 1.8$ T).

Weitere Problempunkte sind Zerstäubung und Verdampfung von Sondenmaterial,

die zu einer Erhöhung der Verunreinigungskonzentration in der unmittelbaren Umgebung der Sonde führen. Da die Verunreinigungen ins Plasmainnere wandern, kann dies auch zu einer Disruption führen. Besonders kritisch ist die Wechselwirkung von „Runaway“-Elektronen [Chen1984a] mit Metallspitzen (Wolfram, Molybdän) infolge der hohen Kernladungszahl. Die „Runaway“-Elektronen werden in der Sonde mehrfach gestreut und so das Metall zusätzlich aufgeheizt, es kommt zum Schmelzen der Sonde. Tropfen lösen sich als sogenannte „UFOs“, die dann in das Plasma gelangen und eine Disruption verursachen, wodurch die Sonde in der Regel endgültig zerstört wird. In ASDEX trennt die Separatrix das Hauptplasma von der Randschicht (Anhang A). Je näher die Sonde an die Separatrix herangeführt wird, desto größer wird die thermische Belastung, die die Sonde bis zur Elektronenemission erwärmen kann. Dies geschieht besonders leicht bei Graphitspitzen aus gepreßtem Graphitstaub und wird möglicherweise durch Verunreinigungen begünstigt. Die Voraussetzungen für Gleichung 10 sind dann nicht mehr erfüllt und die Messung ist nicht mehr interpretierbar. Langmuirsonden aus Graphit haben gegenüber Metall den großen Vorteil, daß sie bei den verwendeten Durchmessern von bis zu 2 mm für „Runaway“-Elektronen praktisch durchsichtbar sind. Auch werden sie durch eine Disruption meist nicht zerstört, wodurch die Standzeit wesentlich verlängert wird. Dies ist ein wesentlicher Vorteil, da die Sonden in der Vakuumkammer operieren und die Sondendiagnostik nach einer Montage einen Tag lang abgepumpt werden muß, bevor sie wieder in das Gefäß eingebracht werden kann.

3 Transport

Wie schon eingangs angesprochen beobachtet man in Tokamaks einen anomal hohen Transport, d.h. anomal im Vergleich zur neoklassischen Theorie. Im folgenden wird dargestellt, wie sich der durch Fluktuationen verursachte radiale Teilchenfluß an ASDEX in Abhängigkeit von der radialen Position verhält.

3.1 Fluktuationsansatz

Zunächst wird dargestellt, inwiefern Dichte- und Potentialfluktuationen einen Netto-Teilchenfluß verursachen können. Dazu betrachten wir zur Zeit t die Radialkomponente des lokalen Flusses $\Gamma_r(\mathbf{x}, t)$.

$$\Gamma_r(\mathbf{x}, t) = n(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{v}_r(\mathbf{x}, t) \quad (12)$$

Die radiale Geschwindigkeitskomponente ergibt sich aus einer $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift.

$$\mathbf{v}_r = \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \right)_r = \frac{\mathbf{E}_{pol} \mathbf{B}_{tor} - \mathbf{E}_{tor} \mathbf{B}_{pol}}{B^2} \quad (13)$$

Da die Toroidalkomponente \mathbf{E}_{tor} des E-Feldes im Vergleich zur Poloidalkomponente \mathbf{E}_{pol} sehr klein ist und umgekehrt das poloidale Magnetfeld \mathbf{B}_{pol} klein gegen das Toroidalfeld \mathbf{B}_{tor} ist, kann man den zweiten Term vernachlässigen und das Gesamtmagnetfeld durch das Toroidalfeld annähern.

$$\mathbf{v}_r \approx \frac{\mathbf{E}_{pol}}{\mathbf{B}_{tor}} \quad (14)$$

Die Poloidalkomponente des E-Feldes erhält man aus dem Potential durch Gradientenbildung.

$$\mathbf{E}_{pol} = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{z}} \Phi \quad (15)$$

Dichte und Potential kann man ganz allgemein in Fourierkomponenten entwickeln.

$$n(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_0(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} d\mathbf{k} d\omega \quad (16)$$

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} d\mathbf{k} d\omega \quad (17)$$

Damit erhält man für die Poloidalkomponente des E-Feldes:

$$\mathbf{E}_{pol}(\mathbf{x}, t) = \frac{-i}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{k}_{pol} \Phi_0(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t)} d\mathbf{k} d\omega . \quad (18)$$

Für den radialen Teilchenfluß $\Gamma_r(\mathbf{x}, t)$ ergibt sich somit:

$$\Gamma_r(\mathbf{x}, t) = \frac{-i}{(2\pi)^8} \frac{1}{\mathbf{B}_{tor}} \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} n_0(\mathbf{k}', \omega') \mathbf{k}_{pol} \Phi_0(\mathbf{k}, \omega) e^{i((\mathbf{k} + \mathbf{k}')\mathbf{x} - (\omega + \omega')t)} d\mathbf{k} d\mathbf{k}' d\omega d\omega' . \quad (19)$$

Den Nettoteilchenfluß $\bar{\Gamma}_r$ erhält man durch zeitliche und räumliche Mittelung von $\Gamma_r(\mathbf{x}, t)$. Nach Integration über \mathbf{k}' und ω' ergibt sich :

$$\bar{\Gamma}_r = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \frac{1}{\mathbf{B}_{tor}} \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_0^{T,V}(\mathbf{k}, \omega) (-i) \mathbf{k}_{pol} \Phi_0^{T,V}(-\mathbf{k}, -\omega) d\mathbf{k} d\omega , \quad (20)$$

mit $n^T(\omega) \hat{=} F_n(\omega, T)$ (vgl. Anhang B).

$$\bar{\Gamma}_r = \frac{2}{\mathbf{B}_{tor}} \frac{1}{(2\pi)^4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \mathbf{k}_{pol} \Im(n_0^*(\mathbf{k}, \omega) \Phi_0(\mathbf{k}, \omega)) d\mathbf{k} d\omega \quad (21)$$

Mittelt man über eine ausreichende Anzahl von Realisationen, respektive Frequenzen (vgl. Anhang B), so konvergiert $n_0^*(\mathbf{k}, \omega) \Phi_0(\mathbf{k}, \omega)$ gegen das Kreuzleistungsdichtespektrum $\tilde{P}_{n\Phi}(\mathbf{k}, \omega)$ und man erhält:

$$\bar{\Gamma}_r = \frac{2}{\mathbf{B}_{tor}} \frac{1}{(2\pi)^4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \mathbf{k}_{pol} \Im(\tilde{P}_{n\Phi}(\mathbf{k}, \omega)) d\mathbf{k} d\omega . \quad (22)$$

3.2 Bestimmung des radialen Teilchenflusses

Im Experiment stehen uns nur 4 Sonden zur Verfügung, von denen gemäß Abbildung 4 je zwei für die Messung des Ionensättigungsstroms bzw. des Floatingpotentials benutzt werden.

Wie bei der Beschreibung der Diagnostik diskutiert, nehmen wir an, daß die Temperatur nicht bzw. nur unwesentlich zu den Fluktuationen beiträgt. Mit dieser

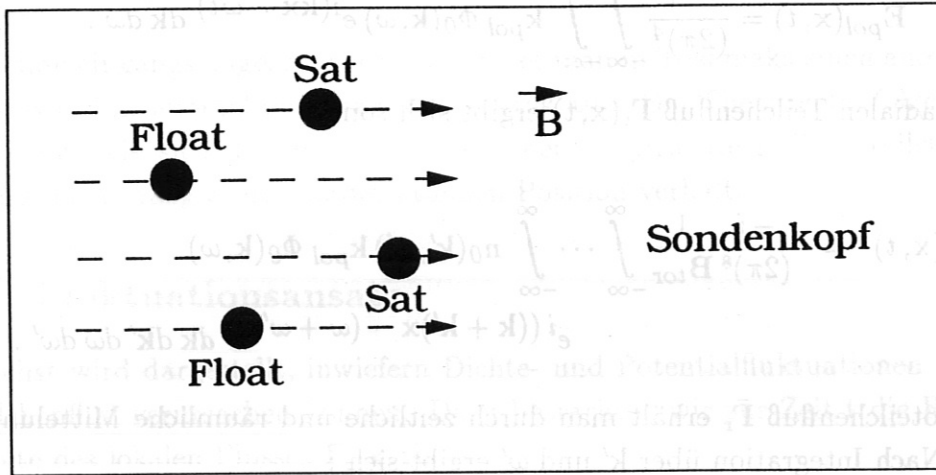


Abbildung 4: Anordnung der Sonden für Transportmessungen (Blickrichtung auf das Plasma). Die Kantenlänge des Spitzenquadrates beträgt 2 mm, der Spitzendurchmesser 0.8 mm (Molybdän). Das Quadrat wurde so arrangiert, daß der Abstand der Spitzen senkrecht zum Magnetfeld äquidistant ist.

Annahme kann man die Fluktuationen des Floatingpotentials $\tilde{\Phi}_{Float}$ direkt mit denen des Plasmapotentials $\tilde{\Phi}_{Space}$ gleichsetzen.

$$\tilde{\Phi}_{Float} \simeq \tilde{\Phi}_{Space} \quad (23)$$

Für die fluktuierende Dichte gilt nach dem Ansatz:

$$\tilde{n}_e \approx \tilde{I}_{sat}. \quad (24)$$

Da man mit nur zwei Kanälen kein k -Spektrum bestimmen kann [Carlson1989a], sondern nur den Mittelwert der spektralen Verteilung und deren Breite erhält, wurde aus dem Kreuzphasenspektrum der beiden Sättigungsstrommessungen bzw. Floatingpotentialmessungen zu jedem ω ein mittleres k_{pol} bestimmt. Auf diese Weise erhält man eine statistisch definierte Dispersionsbeziehung $k = k(\omega)$. Für den Sättigungsstrom ergibt sich das gleiche $k(\omega)$ wie für das Floatingpotential. Der Imaginärteil $\Im(\tilde{P}_{n\Phi}(k, \omega))$ in Gleichung 22 entspricht $|P_{n\Phi}(\nu)| \cdot \sin(\alpha_{n\Phi}(\nu))$.

$$\bar{\Gamma}_r = \sum_{\nu > 0} \frac{k_{pol}(\nu) |P_{n\Phi}(\nu)|}{2 B_{tor}} \sin(\alpha_{n\Phi}(\nu)) \Delta\nu \quad (25)$$

Der Faktor 4 beim Übergang von Gleichung 22 nach Gleichung 25 kommt daher, daß bei der Auswertung nur positive Frequenzen berücksichtigt werden.

Die Phasenverschiebung $\alpha_{n\Phi}(\nu)$ erhält man aus der Phase des Kreuzleistungsdichtespektrums $P_{n\Phi}(\nu)$, nachdem diese entsprechend dem poloidalen Kanalabstand mit dem mittleren $k_{pol}(\nu)$ korrigiert wurde. Dies ist notwendig, da man mit zwei Sondenspitzen wegen der Abschattung Dichte und Potential nicht auf derselben Feldlinie messen kann.

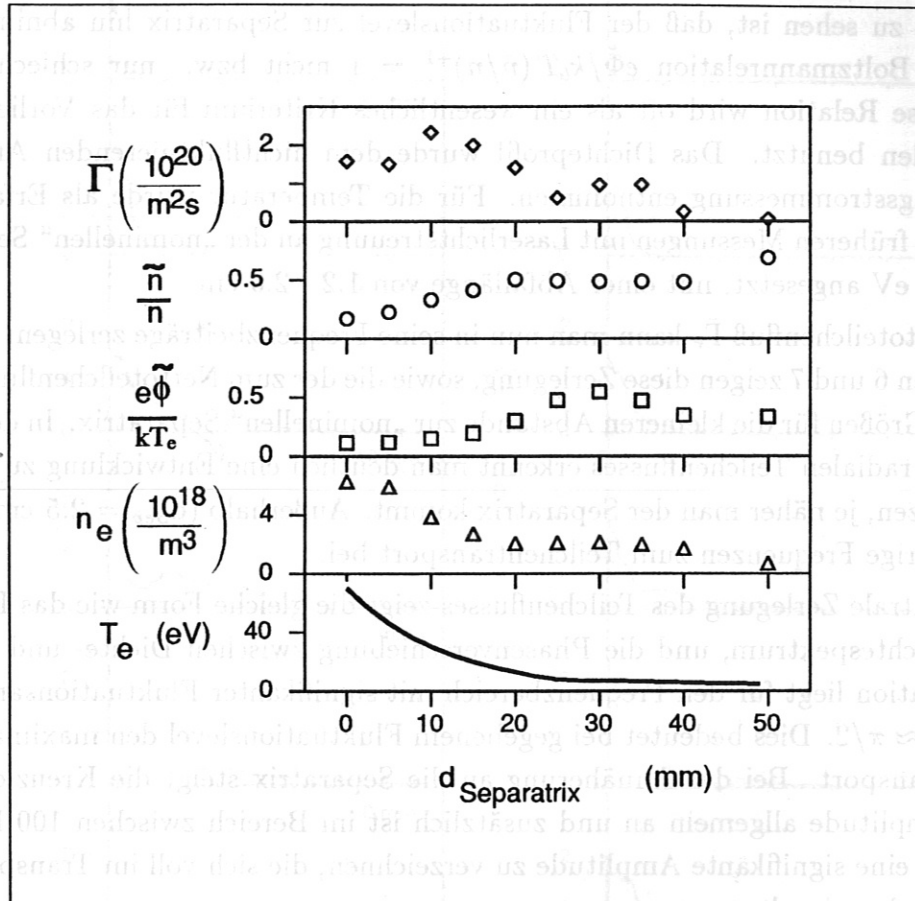


Abbildung 5: Profil des radialen Teilchenflusses $\bar{\Gamma}_r$, der relativen Dichtefluktuation \tilde{n}/n , $e\tilde{\Phi}/kT_e$, der Dichte n_e und der Temperatur T_e

Abbildung 5 zeigt den nach Gleichung 25 berechneten radialen Teilchenfluß $\bar{\Gamma}_r$. Man sieht, daß der Teilchenfluß ein lokales Maximum bei $d_{Separatrix} = 1$ cm besitzt. Der radiale Teilchenfluß nimmt deshalb nach außen hin ab, weil außerhalb der Separatrix das Plasma entlang der Feldlinien in den Divertor abströmt, wo es beim Wandkontakt neutralisiert wird.

Die Position des maximalen Flusses entspricht der „wirklichen“ Separatrixposition, wie sie aus der Verteilung der „Runaway“-Elektronen [Neuhauser1989a] und auch

aus Dichte- und Potentialprofilen von Langmuirsonden [Tsois1989a] bestimmt wird. Die „wirkliche“ Separatrix, wie sie aus Dichteprofilen bestimmt wird, liegt am Ort der Messung 1.0 - 1.5 cm außerhalb der aus magnetischen Messungen berechneten Separatrix. Dies wird wahrscheinlich durch toroidale Unsymmetrien verursacht, die dadurch zustande kommen, daß die Axialsymmetrie der Magnetfeldspulen (vgl. Anhang A) in geringem Maße verletzt ist.

Deutlich zu sehen ist, daß der Fluktuationslevel zur Separatrix hin abnimmt und daß die Boltzmannrelation $e\tilde{\Phi}/k_b T (\tilde{n}/n)^{-1} = 1$ nicht bzw. nur schlecht erfüllt ist. Diese Relation wird oft als ein wesentliches Kriterium für das Vorliegen von Driftwellen benutzt. Das Dichteprofil wurde dem nichtfluktuierenden Anteil der Sättigungsstrommessung entnommen. Für die Temperatur wurde als Erfahrungswert aus früheren Messungen mit Laserlichtstreuung an der „nominellen“ Separatrix $T_e = 70$ eV angesetzt, mit einer Abfalllänge von 1.2 - 2.0 cm.

Den Nettoteilchenfluß $\bar{\Gamma}_r$ kann man nun in seine Frequenzbeiträge zerlegen. Die Abbildungen 6 und 7 zeigen diese Zerlegung, sowie die der zum Nettoteilchenfluß beitragenden Größen für die kleineren Abstände zur „nominellen“ Separatrix. In den Spektren des radialen Teilchenflusses erkennt man deutlich eine Entwicklung zu höheren Frequenzen, je näher man der Separatrix kommt. Außerhalb ($d_{sep} = 2.5$ cm) tragen nur niedrige Frequenzen zum Teilchentransport bei.

Die spektrale Zerlegung des Teilchenflusses zeigt die gleiche Form wie das Kreuzleistungsdichtespektrum, und die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuation liegt für den Frequenzbereich mit signifikanter Fluktuationsamplitude bei $\alpha_{\tilde{n}\tilde{\Phi}} \approx \pi/2$. Dies bedeutet bei gegebenem Fluktuationslevel den maximal möglichen Transport. Bei der Annäherung an die Separatrix steigt die Kreuzleistungsdichteamplitude allgemein an und zusätzlich ist im Bereich zwischen 100 kHz und 300 kHz eine signifikante Amplitude zu verzeichnen, die sich voll im Transportspektrum widerspiegelt.

Der Rückgang der niederfrequenten Beiträge unterhalb 30 kHz ist weder auf eine Abnahme der Fluktuationsamplitude in diesem Frequenzbereich zurückzuführen, noch auf einen extremen Kohärenzverfall. Der Grund liegt in dem Zusammenbruch der Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuation (Abb.7).

Ein weiterer bemerkenswerter Umstand liegt darin, daß das mittlere k_{pol} bei Erreichen der magnetisch definierten Separatrix innerhalb von 5 mm sein Vorzeichen ändert. Da aber der Phasenwinkel zwischen Dichte- und Potentialfluktuation ebenfalls sein Vorzeichen ändert, bleibt der Nettotransport unverändert. Auch ist festzuhalten, daß die Kohärenz zwischen gleichartigen Signalen, also zwei Dichte- bzw. Floatingpotentialmessungen in der Flußfläche der „wirklichen“ Separatrix nahe bei 100% liegt, während sie bei gemischten Signalpaaren 50% nicht übersteigt. Diese

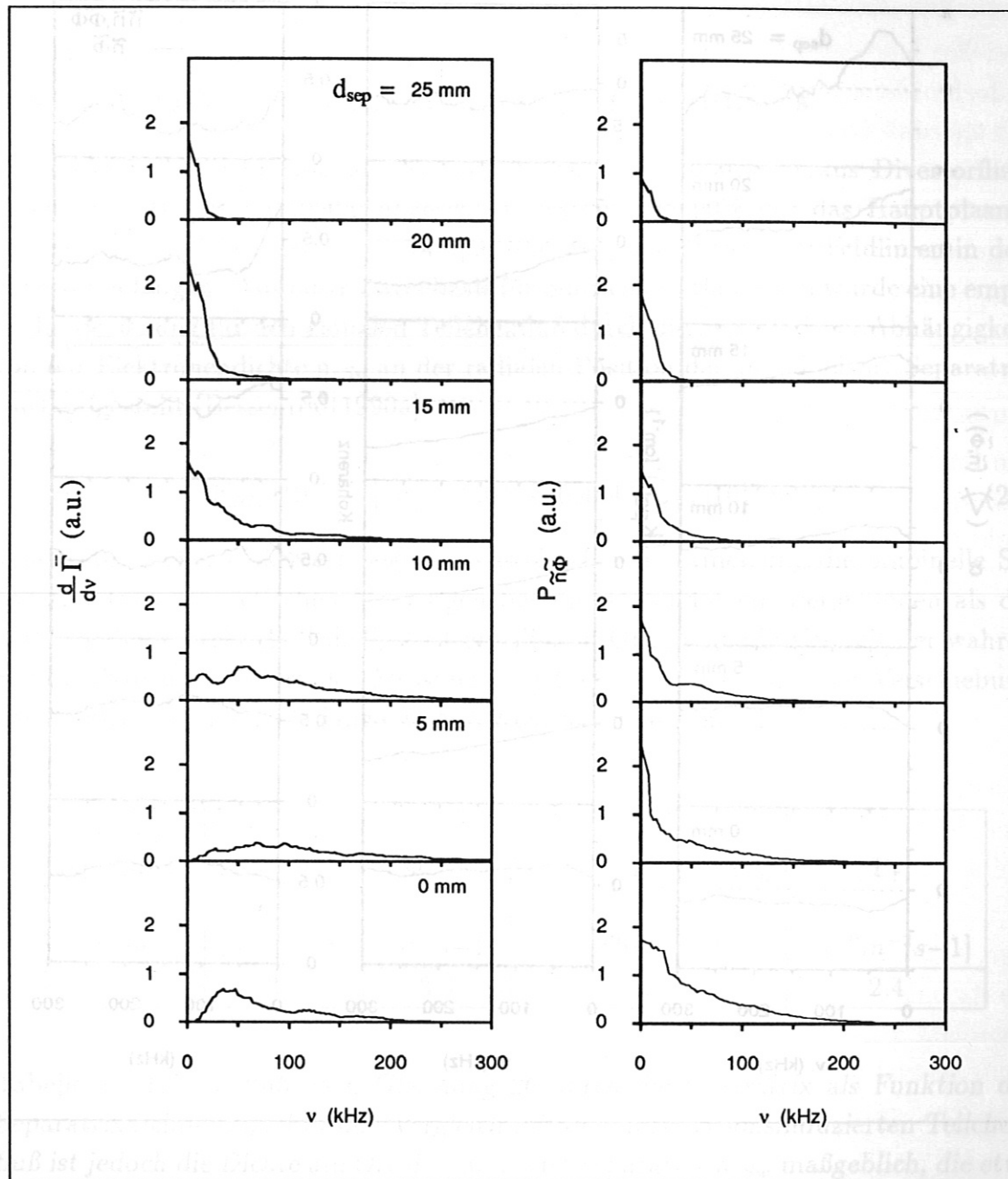


Abbildung 6: Fourierzerlegung des radialen Teilchenflusses und des Kreuzleistungsdichtespektrums zwischen Dichte- und Potentialfluktuation für verschiedene Abstände von der magnetisch bestimmten Separatrix.

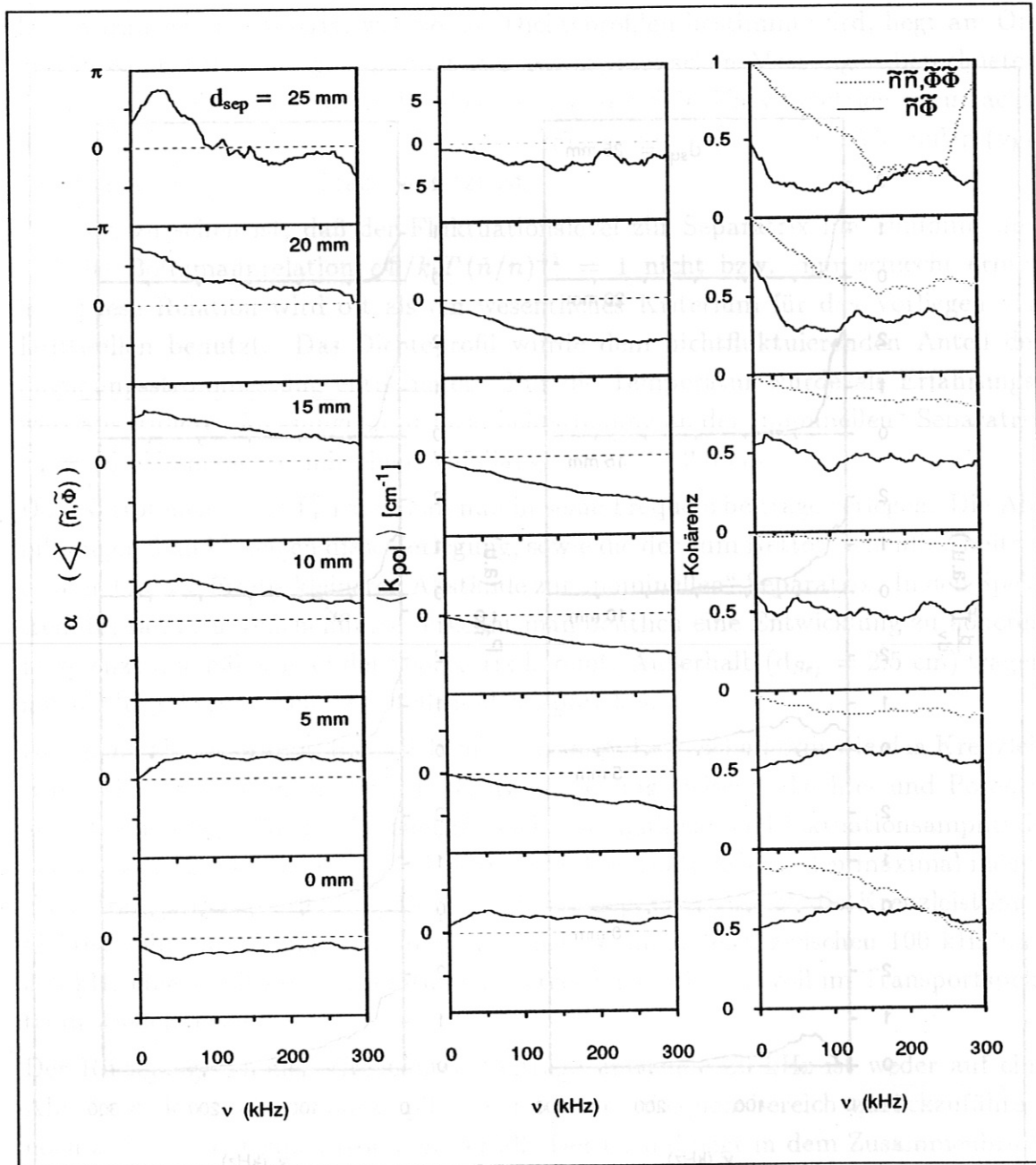


Abbildung 7: Fourierzerlegung des Phasenwinkels zwischen Dichte- und Potentialfluktuation und der zugehörigen Kohärenzfunktion sowie des mittleren poloidalen k der Fluktuationen für verschiedene Abstände von der magnetisch bestimmten Separatrix. Ein positives k_{pol} entspricht einer Wellenausbreitung in Richtung der diamagnetischen Elektronendrift. Bei den Kohärenzfunktionen ist die Kohärenz bei gleichartigen Signalen (Dichte bzw. Floatingpotential) gepunktet, für gemischte Signelpaare durchgezogen.

Tatsache ist mit großer Wahrscheinlichkeit nicht auf Störeinflüsse zurückzuführen, sondern eher auf nichtlineare Effekte in der Wechselwirkung zwischen Potential- und Dichtestörung.

3.3 Abschätzung des globalen Teilchenflusses

An ASDEX kann der globale Teilchenfluß durch die Separatrix aus Divertorflußmessungen [Bessenrodt1990a] abgeschätzt werden, da 90% der das Hauptplasma verlassenden Teilchen nach der Überquerung der Separatrix längs Feldlinien in den Divertor gelangen. Aus einer Datenbasis für ohmsche Entladungen wurde eine empirische Beziehung für den globalen Teilchenfluß durch die Separatrix in Abhängigkeit von der Elektronendichte n_{eS_n} an der radialen Position der „nominellen“ Separatrix (S_n) aufgestellt [Bessenrodt1990a].

$$\Phi_{SOL}[10^{21} s^{-1}] = -1.04 + 0.484 \cdot n_{eS_n}[10^{18} m^{-3}] \quad (26)$$

Wie schon vorher diskutiert liegt am Ort der Langmuirmessung die nominelle Separatrix (aus magnetischen Messungen bestimmt) rund 1 cm weiter innen als die wirkliche Separatrix. In Tabelle 1 ist aus diesem Grund eine Spalte mit der wahren Separatrixdichte am Ort der Messung eingefügt. Dabei wurde eine Verschiebung nach außen um eine Abfalllänge $\lambda_n \approx 1.2$ cm angenommen.

nominelle Separatrix n_{eS_n} [$10^{18} m^{-3}$]	wahre Separatrix n_{eS_w} [$10^{18} m^{-3}$]	Φ_{SOL} [$10^{21} s^{-1}$]	$\Gamma_{SOL} = \Phi_{SOL}/A_{SOL}$ [$10^{20} m^{-2} s^{-1}$]	$\bar{\Gamma}_r$ [$10^{20} m^{-2} s^{-1}$]
9.5	3.5	3.6	2.4	2.4

Tabelle 1: Teilchenfluß nach Gleichung 26 durch die Separatrix als Funktion der Separatrixdichte n_{eS_n} . Für den Vergleich mit dem fluktuationsinduzierten Teilchenfluß ist jedoch die Dichte am Ort der „wahren“ Separatrix n_{eS_w} maßgeblich, die etwa eine Abfalllänge weiter außen liegt.

Unter der Annahme von poloidaler und toroidaler Symmetrie erhält man den lokalen Teilchenfluß in der Separatrix aus dem globalen Teilchenfluß Φ_{SOL} durch Division mit der Separatrixoberfläche A_{SOL} . Der Vergleich mit den Flüssen, die aus den Sondenmessungen errechnet wurden (Maximum im lokalen Teilchenfluß), zeigt, daß in der Randschicht der Transport durch Fluktuationen bestimmt wird. In der

Randschicht von TEXT sind die Verhältnisse ähnlich [Wootton1988a]; Unterschiede können maschinenspezifisch erklärt werden, da TEXT ein Limitertokamak ist. Das Verhalten der Fluktuationen an TEXT wird in Kapitel 8 diskutiert.

Bei der hier demonstrierten guten Übereinstimmung beider Messungen darf man jedoch nicht vergessen, daß das Plasma an ASDEX nicht wirklich axialsymmetrisch ist und daß über die poloidale Verteilung des Teilchenflusses ebenfalls keine Daten vorliegen. Ein weiterer Unsicherheitsfaktor ist die Bestimmung der absoluten Dichte am Ort der Messung. Je nach benutztem Ansatz differieren die Dichtewerte bei gegebenem Ionensättigungsstrom um bis zu 40 %.

Mögliche Temperaturfluktuationen [Lin1989a] beeinflussen die Dichtemessung (10) nicht so stark, gehen dafür aber um so stärker in die Bestimmung des poloidalen elektrischen Feldes (vgl. (11)) ein. Zur Zeit existiert kein Verfahren, um Temperaturfluktuationen zeitaufgelöst zu messen.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit besteht also keine Diskrepanz zwischen dem beobachteten Teilchenfluß Γ_{SOL} und dem Teilchenfluß $\bar{\Gamma}_r$, der aus Dichte- und Potentialfluktuationen berechnet wird, während die Voraussagen der neoklassischen Theorie 2 Größenordnungen unter den allgemein beobachteten Flüssen liegen. Es ist also anzunehmen, daß die beobachteten Fluktuationen überwiegend, wenn nicht ausschließlich für den Teilchentransport in der Randschicht verantwortlich sind.

Parameter	Einheit	Wert
$\bar{\Gamma}_r$	$[10^{20} m^{-2} s^{-1}]$	2.4
$\Gamma_{SOL} = \Phi_{SOL} / A_{SOL}$	$[10^{20} m^{-2} s^{-1}]$	2.1
Φ_{SOL}	$[10^{21} s^{-1}]$	3.6
Separatrix	$[10^{20} m^{-2}]$	3.3
normale	$[10^{20} m^{-2}]$	0.5

4 Charakterisierung der Fluktuationen

Nachdem gezeigt wurde, daß an ASDEX wie auch an anderen Maschinen (vgl. Kapitel 8) der Transport durch die Separatrix bzw. die letzte geschlossene Flußfläche im wesentlichen durch Dichtefluktuationen und ein fluktuierendes poloidales E-Feld bestimmt wird, werden nun die Eigenschaften der Fluktuationen, insbesondere der Dichtefluktuationen dargestellt. Diese Untersuchungen wurden im wesentlichen mit der H_α -Diagnostik durchgeführt, da sie wesentlich flexibler zu handhaben ist als die Sonden und der Erfassungsbereich in poloidaler Richtung größer ist.

4.1 Phänomenologie der Meßdaten

In Abbildung 8 wird für ein poloidal angeordnetes lineares Lichtleiterarray mit 16 Kanälen die H_α -Intensität über einen willkürlich ausgewählten Zeitraum von 1 msec Dauer gezeigt. Der statistische Charakter der einzelnen Meßsignale ist ein Hinweis auf starke Turbulenz.

Man erkennt eine bevorzugte Ausbreitungsrichtung, die mit der ionendiamagnetischen Drift übereinstimmt. Es fällt auf, daß Strukturen existieren, die man über alle 16 Kanäle verfolgen kann (siehe Pfeil), aber auch solche, die man nach wenigen Zentimetern nicht mehr zuordnen kann. Jedoch ist allen die bevorzugte Ausbreitung in der Ionendriftrichtung gemeinsam. Dies wird auch in Abbildung 9 deutlich, in der die zuvor angesprochene weitreichende Störung nochmals als Intensitätsplot über alle 16 Kanäle dargestellt ist. Für diese spezielle Störung ist die Lebensdauer bei der gegebenen poloidalen Ausbreitung mit Sicherheit größer als die Zeit zwischen Eintritt in den Beobachtungsbereich und Wiederaustritt.

Bei der Betrachtung der Fluktuationen des Ionensättigungsstromes gewinnt man den Eindruck, daß die Ausschläge zu höheren Werten wesentlich größer sind als die Exkursionen unter den Mittelwert. Wenn man sich die Verteilung der Meßwerte anschaut, wird dieser erste Eindruck bestätigt (Abb.10). Die Amplitudenverteilung der Sättigungsstromfluktuationen ist asymmetrisch zu höheren Werten verbogen, während die Fluktuationen im Floatingpotential eine symmetrische Verteilung aufweisen. Die Verteilung der Fluktuationsamplitude im H_α ist ebenfalls symmetrisch, wie man es aus den Rohsignalen (Abb.8) zunächst auch erwartet. Die symmetrischen Verteilungen sind im Rahmen des statistischen Fehlers gaußförmig.

Da an ASDEX die Dichte am Rand exponentiell mit einer Abfalllänge in der Größenordnung der Korrelationslängen senkrecht zum Magnetfeld abnimmt, kann man dieses Verhalten folgendermaßen erklären : man stellt sich die Fluktuationen als Folge eines Austauschs von Flußbündeln unterschiedlicher Dichte vor. Damit wird

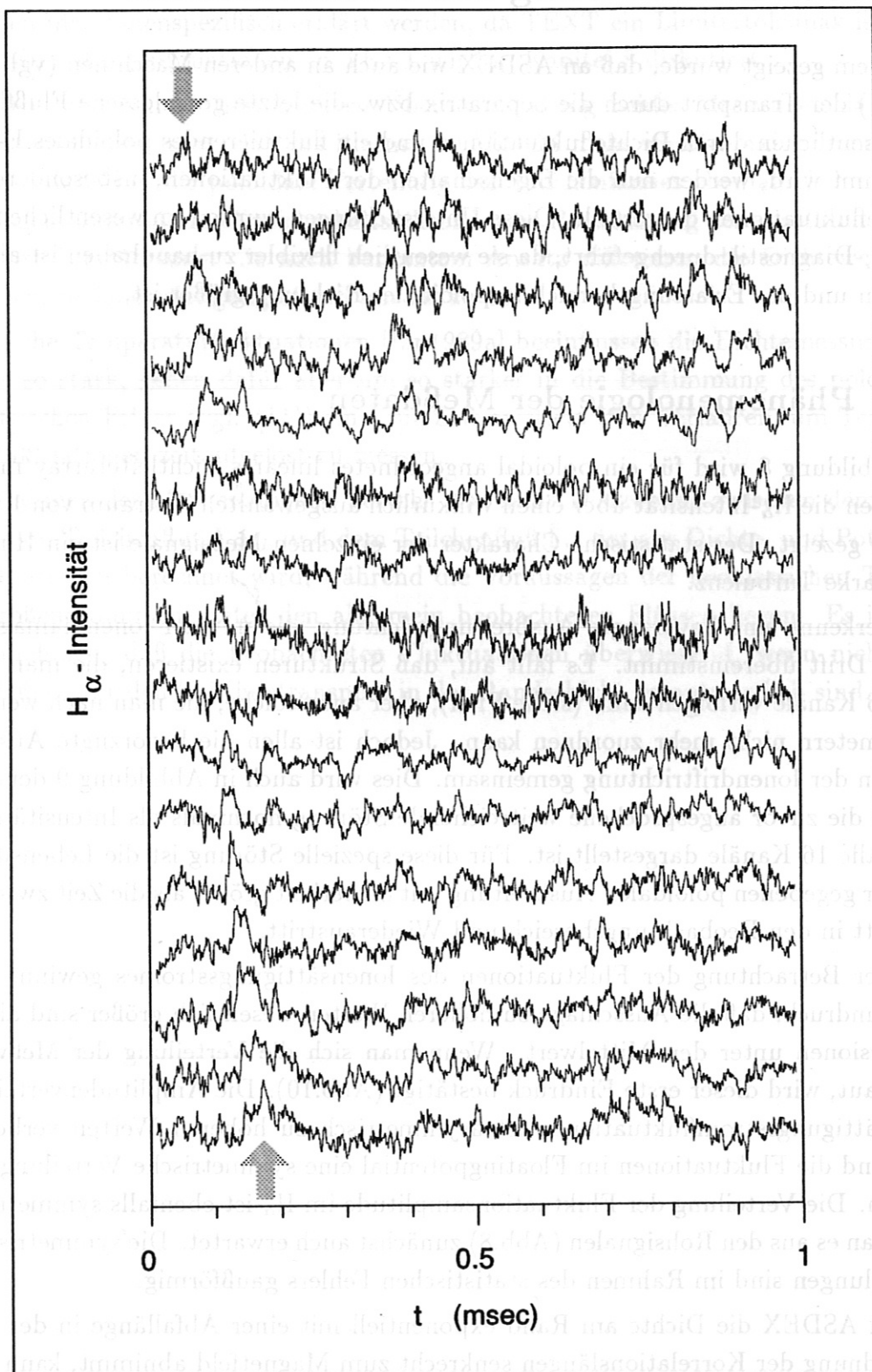


Abbildung 8: Meßwerte der H_{α} -Diagnostik für eine lineare Anordnung der 16 Kanäle in poloidaler Richtung. Die Samplerate beträgt 1 MHz, der Kanalabstand 6 mm.

die Exkursion von der mittleren Dichte zu einer höheren Dichte größer als zu einer niedrigeren. Dieses Argument gilt im übrigen für jedes konkave Dichteprofil.

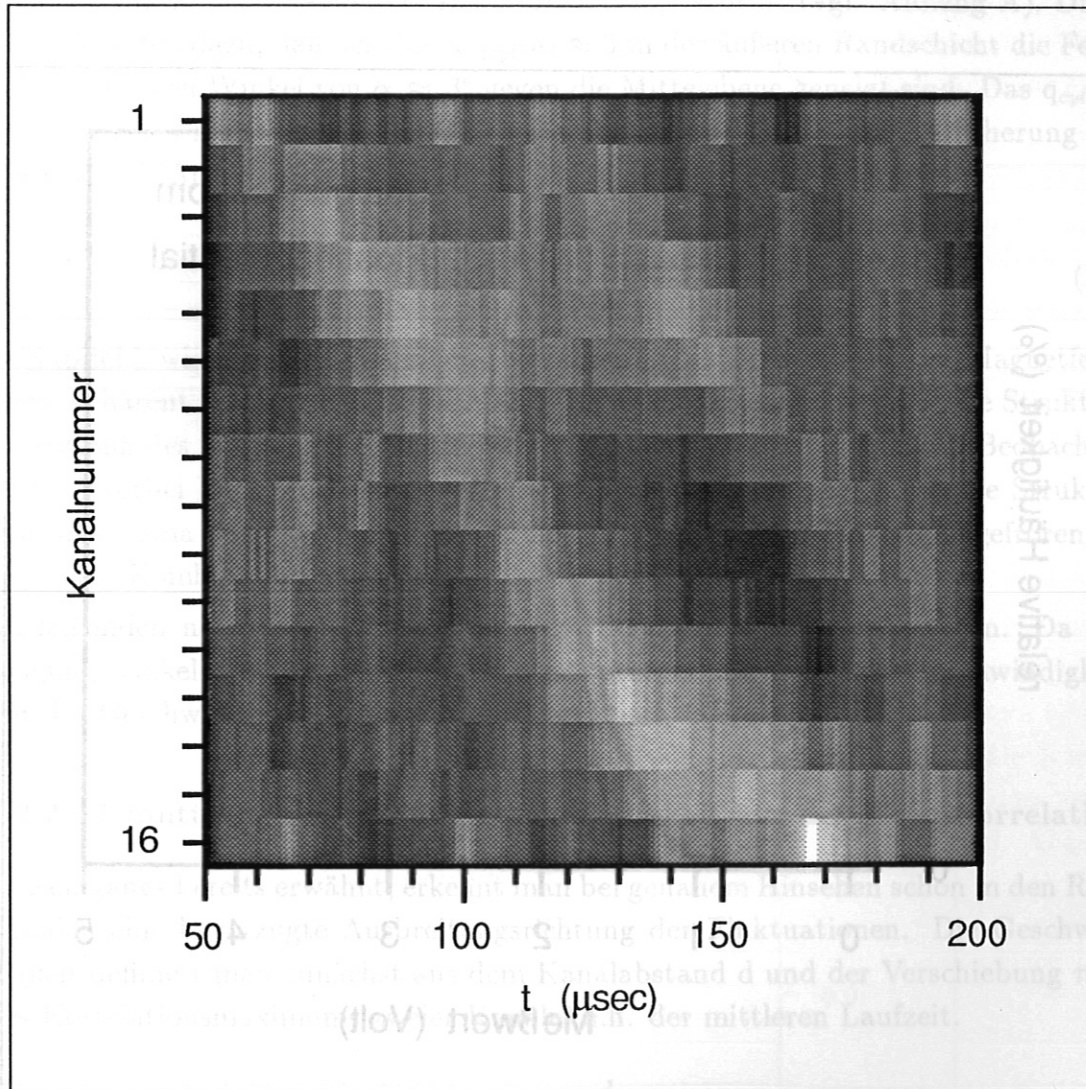


Abbildung 9: Raum-Zeit-Darstellung der H_{α} -Rohsignale als Intensitäts-Plot. Der Ausschnitt zeigt die in Abb. 8 markierte Störung. Je heller die Schattierung, desto höher die gemessene H_{α} -Intensität.

Da die in diesem Rahmen niedrigsten gemessenen Sättigungsströme deutlich oberhalb von $I_{sat} = 0$ liegen, kann eine Verzerrung der Verteilung durch Anstoßen an diese Grenze (d.h. die Dichte bzw. der Ionensättigungsstrom kann nicht negativ werden) ausgeschlossen werden.

die Fixation von der mittleren Fläche zu einer höheren Dichte über als zu einer niedrigeren. Dieses Argument ist im übrigen für jede lokale Dichtepolle

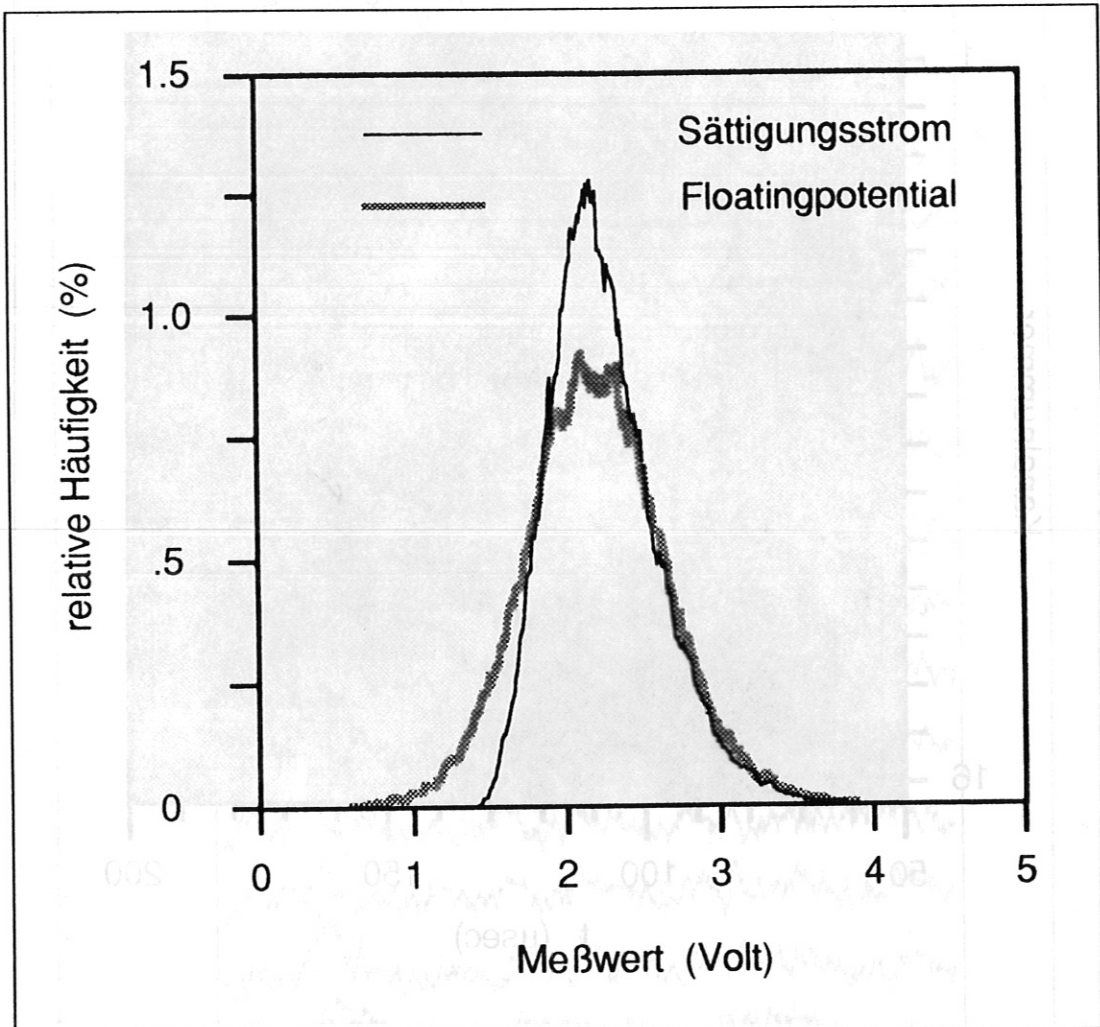


Abbildung 10: Amplitudenverteilung der Meßwerte des Ionensättigungsstroms und des Floatingpotentials. Der Nullpunkt der Floatingpotentialmessung wurde so verschoben, daß sich die Kurven weitgehend decken. Die Auflösung beträgt $\Delta U \approx 10$ mV. Der Analyse liegen jeweils 20000 Punkte zugrunde.

Da die in diesem Rahmen niedrigeren gemessenen Sättigungsströme deutlich überhalb von $I_{sat} = 0$ liegen, kann eine Verzerrung durch /zerlegung an dieser Grenze (d.h. die Dichte bzw. der Ionensättigungsstrom kann nicht negativ werden) ausgeschlossen werden.

Das ist ein Hinweis darauf, dass die Messung des Floatingpotentials mit einer Auflösung von $\Delta U \approx 10$ mV durchgeführt wurde.

4.2 Ausbreitung der Fluktuationen

4.2.1 Toroidale und poloidale Geschwindigkeitskomponente

Im Tokamak ist das Magnetfeld schraubenförmig verdrillt (vgl. Anhang A). Diese Helizität führt dazu, daß bei einem $q_{cyl}(a) \approx 3$ in der äußeren Randschicht die Feldlinien mit einem Winkel von $\alpha \approx 3^\circ$ gegen die Mittelebene geneigt sind. Das $q_{cyl}(a)$ beschreibt den Kehrwert der Rotationstransformation in zylindrischer Näherung am Plasmarand [Artsimovich1972a]. Für ASDEX gilt folgende Näherung :

$$q_{cyl} \approx 30.1 \frac{\text{Hauptfeldstrom [kA]}}{\text{Plasmastrom [kA]}} \quad (27)$$

In Kapitel 5 wird gezeigt, daß die beobachteten Strukturen entlang der Magnetfeldlinien kohärent und in Phase sind. Man kann nicht unterscheiden, ob eine Struktur, die entlang des Magnetfeldes ausgerichtet ist, poloidal oder toroidal am Beobachter (Array) vorbei läuft. Insbesondere kann man nicht unterscheiden, ob die Struktur sich im Plasma bewegt oder ob die Struktur im rotierenden Plasma eingefroren ist bzw. eine Kombination aus beidem.

Im folgenden nehmen wir an, daß sich die Strukturen poloidal bewegen. Da der Neigungswinkel des Magnetfeldes klein ist, stimmt die poloidale Geschwindigkeit mit der Geschwindigkeit senkrecht zu B praktisch überein.

4.2.2 Ermittlung der Poloidalgeschwindigkeit aus der Kreuzkorrelation

Wie eingangs bereits erwähnt, erkennt man bei genauem Hinsehen schon in den Rohsignalen eine bevorzugte Ausbreitungsrichtung der Fluktuationen. Die Geschwindigkeit definiert man zunächst aus dem Kanalabstand d und der Verschiebung τ_{max} des Korrelationsmaximums zweier Kanäle, d.h. der mittleren Laufzeit.

$$v_\tau = \frac{d}{\tau_{max}} \quad (28)$$

In Abbildung 33.ab beobachtet man eine auffällige Variation der so definierten Poloidalgeschwindigkeit (28) mit dem Kanalabstand d . Jedoch verschwindet diese Abhängigkeit vom Kanalabstand für große Abstände. Dieses Verhalten ergibt sich aus der gewählten Definition. Es verschwindet, wenn man die Geschwindigkeit v_d für jede gegebene zeitliche Verschiebung τ als Quotient aus dem Abstand des örtlichen Korrelationsmaximums d_{max} und der zeitlichen Verschiebung τ definiert.

$$v_d = \frac{d_{max}}{\tau} \quad (29)$$

Den Effekt der vom Kanalabstand abhängenden Geschwindigkeit kann man durch ein einfaches Modell qualitativ nachvollziehen. Wir nehmen eine einzelne, im Ort gaußförmige Dichtestörung $\tilde{n}(x,t)$ mit der Breite a an, deren Amplitude in der Zeit so variiert, daß die Anwachsrate größer ist als die Zerfallsrate. Das Koordinatensystem wurde so gewählt, daß die Störung zur Zeit $t = 0$ am Ort $x = 0$ ihr absolutes Maximum erreicht.

$$\tilde{n}(x,t) \sim \exp\left(-\left(\frac{x-vt}{a}\right)^2 - \left(t + \frac{1}{1+t} - 1\right)\right) \quad (30)$$

Der Parameter a beschreibt die Breite der Störung im Ort, v die Geschwindigkeit, mit der sich die Störung in x -Richtung bewegt, bzw. mit der sich das Ruhesystem, in dem die Störung anwächst und wieder vergeht, gegenüber dem Laborsystem des Beobachters bewegt. Die zeitliche Entwicklung der Amplitude wird durch den zweiten Teil des Exponenten beschrieben. Betrachtet man die Ortsfunktion der

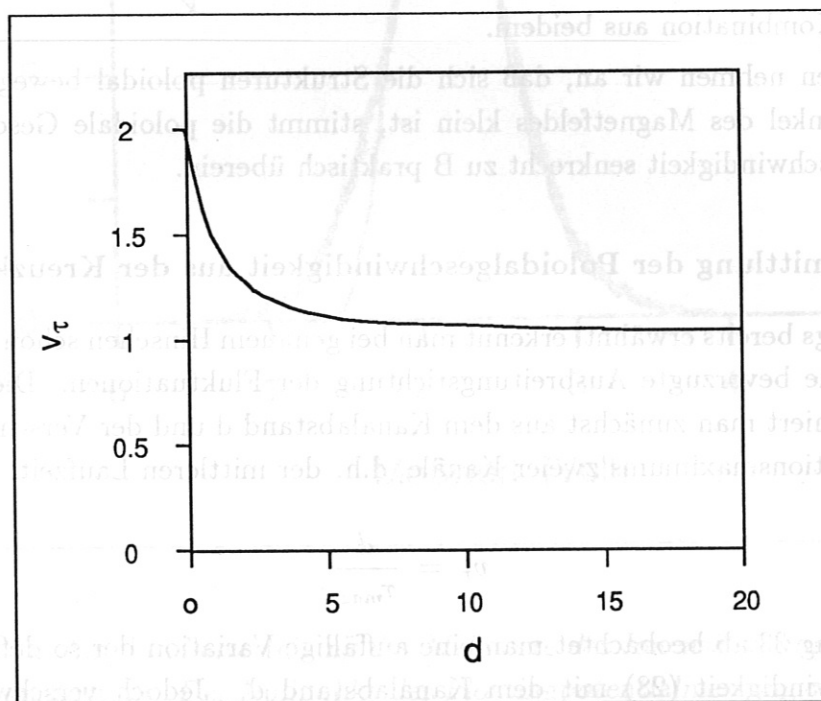


Abbildung 11: Abhängigkeit der aus dem zeitlichen Maximum der Korrelationsfunktion für den Kanalabstand d bestimmten Geschwindigkeit v_τ vom Kanalabstand d . Der Berechnung liegen Gleichung 28 und 30 zugrunde, mit $v = 1$ und $a = 1$.

Störung für verschiedene Zeiten, so stimmen alle Funktionen bis auf einen Faktor

und eine Verschiebung im Ort überein, d.h. die Form ändert sich gemäß dem Ansatz nicht.

Wir beobachten nun die zeitliche Entwicklung der Störung an zwei Orten $x = 0$ und $x = d$ und berechnen die Laufgeschwindigkeit v_r aus der Verzögerung, mit der das Maximum am Ort $x = d$ im Vergleich zu $x = 0$ registriert wird. Dies entspricht genau der zeitlichen Verschiebung des Korrelationsmaximums.

In Abbildung 11 wurde die Breite der Störung $a = 1$ gesetzt, ebenso die Geschwindigkeit $v = 1$. Die so berechnete Geschwindigkeit konvergiert für Kanalabstände, die deutlich größer als die Breite der Störung sind, gegen die wirkliche Geschwindigkeit v . Hätte die Störung den Charakter einer δ -Funktion, d.h. wäre ihre räumliche Ausdehnung beliebig klein, so würde der Effekt verschwinden. Ist der Kanalabstand jedoch kleiner oder gleich der räumlichen Ausdehnung der Störung, so erhält man mit dieser Methode eine unter Umständen um einen Faktor 2 höhere Geschwindigkeit (Abb.11).

Der Vorteil liegt jedoch darin, daß man für diese Methode nur 2 Kanäle benötigt, während man für die korrekte Bestimmung der Geschwindigkeit mehrere Kanäle braucht. Wenn der Kanalabstand d deutlich größer als die poloidale Ausdehnung der Struktur ist und dazu deren Lebensdauer im Verhältnis zur poloidalen Geschwindigkeit so klein ist, daß die Amplitude der Störung schon deutlich abgenommen hat bis sie in den Sichtbereich des nächsten Kanals kommt, so ist das berechnete Korrelationsmaximum sehr klein, und die Geschwindigkeit läßt sich nur noch sehr schwer bestimmen. Vor allem ist es schwierig, das Hauptmaximum zu identifizieren, wenn man dessen Entwicklung mit zunehmendem Kanalabstand nicht kennt (vgl. Abb.12: Kanalabstände $d > 60$ mm, bzw. Abb.13: $\tau_{max} > 60 \mu\text{sec}$).

4.2.3 Gemessene Poloidalgeschwindigkeiten

Man beobachtet in ohmschen Entladungen eine poloidale Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen mit einer Geschwindigkeit von $400 \text{ ms}^{-1} \leq v \leq 1000 \text{ ms}^{-1}$. Diese Geschwindigkeit stimmt der Größenordnung nach mit der elektronendiamagnetischen Drift überein, geht aber in die entgegengesetzte Richtung.

$$v_D^e = \frac{\nabla p_e \times \mathbf{B}}{e n_e B^2} \quad (31)$$

Für die Randschicht in ASDEX kann mit Hilfe der Abfallängen λ_n , λ_T für Dichte und Temperatur der Quotient $\nabla p_e / n_e$ in guter Näherung abgeschätzt werden :

$$\frac{\nabla p_e}{n_e} = T_e \left[\frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{\lambda_T} \right]. \quad (32)$$

Mit $\lambda_n \approx \lambda_T \approx 1.8$ cm, $T_e \approx 30$ eV und $B(a) \approx 1.8$ T ergibt sich eine diamagnetische Driftgeschwindigkeit von $v_D^e \approx 1800$ ms⁻¹ für die radiale Position der „wirklichen“ Separatrix. Eine Abfalllänge weiter außerhalb beträgt sie $v_D^e \approx 680$ ms⁻¹. Damit liegt sie betragsmäßig in der gleichen Größenordnung wie die beobachtete poloidale Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Man kann die beobachtete, poloidale Ausbreitung der Fluktuationen noch auf eine andere Art abschätzen, wenn man die hohe Korrelation entlang des Magnetfeldes (Kapitel 5) in Betracht zieht. In Separatrixnähe kann man in guter Näherung im Divertor eine Temperatur von $T \approx 10$ eV annehmen. Daraus resultiert ein Schichtpotential von 30 V und unter Einbeziehung einer Temperaturabfalllänge von $\lambda_T \approx 2$ cm ein nach außen gerichtetes radiales E-Feld von $E_r \approx 1.5$ kV/m. Für ein Magnetfeld von $B \approx 2$ T ergibt sich durch die resultierende $E \times B$ -Drift eine Geschwindigkeit von $v \approx 750$ m/s in Richtung der ionendiamagnetischen Drift. Die beobachteten Poloidalgeschwindigkeiten der Fluktuationen liegen in diesem Bereich.

Messungen des radialen E-Feldes [Kraemer1989a] in der Mittelebene mit Langmuirsonden ergeben Werte zwischen 500 V/m und 800 V/m für eine Position 2 cm außerhalb der „nominellen“ Separatrix. Dieser Position entspricht auf der gleichen Flußfläche im Divertor eine Temperatur von $T \approx 5$ eV. Mit den gleichen Annahmen wie vorher kann man ein radiales elektrisches Feld von $E_r \approx 750$ V/m abschätzen, was in der Größenordnung mit dem im Hauptraum gemessenen Feld übereinstimmt.

4.3 Korrelationslängen

Bei der Suche nach weiteren Fluktuationscharakteristika fallen als erstes die stark unterschiedlichen Korrelationslängen auf. Senkrecht zu den Feldlinien, d.h. fast poloidal findet man in ohmschen Entladungen eine Korrelationslänge der Dichtefluktuationen von $d_{pol}^\varphi \approx 1.5$ cm, radial $d_r^\varphi < 3.0$ cm und parallel zu den Feldlinien $d_{||}^\varphi > 20$ m. Wegen der speziellen Eigenschaften der Li-Diagnostik (Kapitel 4.5) kann die radiale Korrelationslänge nur nach oben abgeschätzt werden. Es ist durchaus möglich, daß sie gleich der poloidalen Korrelationslänge ist, zumal Sondenmessungen [Kraemer1990a] auf eine noch kleinere Korrelationslänge hindeuten. Die beobachtete große Korrelationslänge parallel zu den Feldlinien ist im Experiment nur durch die Länge der Feldlinie zwischen unterer und oberer Prallplatte (Abb.44) beschränkt. Hierauf wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

Zunächst soll das Verhalten der poloidalen Korrelation näher betrachtet werden. Die in Abbildung 12 dargestellten Korrelationsfunktionen φ_{xy} wurden aus den in

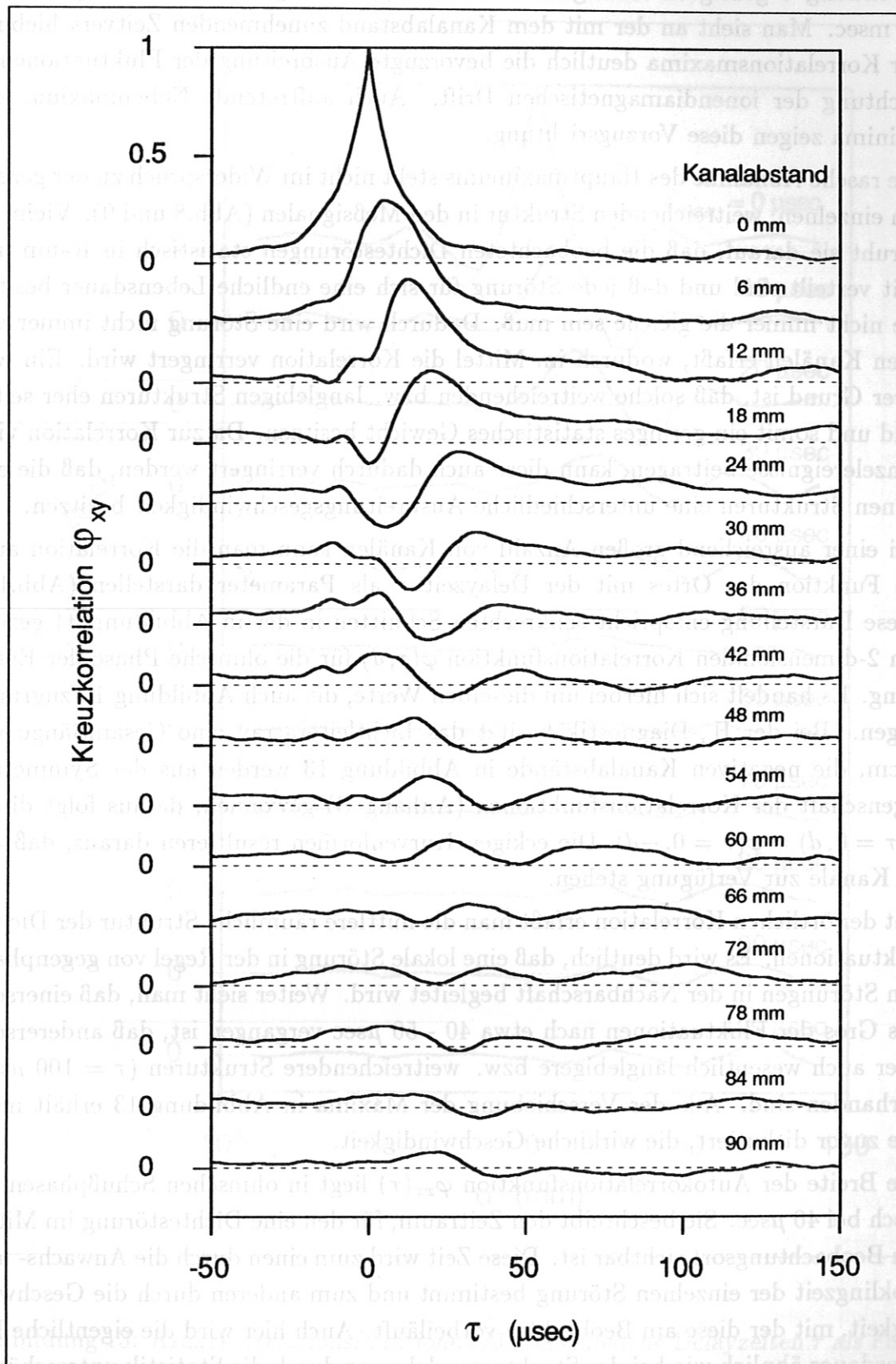


Abbildung 12: Kreuzkorrelationsfunktionen für wachsenden Kanalabstand in einer typischen ohmschen Entladungsphase. Der Analyse liegen 20000 Zeitpunkte zugrunde bei einer Samplerate von 1 MHz.

Abbildung 8 gezeigten Rohsignalen errechnet, allerdings für ein Zeitintervall von 20 msec. Man sieht an der mit dem Kanalabstand zunehmenden Zeitverschiebung der Korrelationsmaxima deutlich die bevorzugte Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der ionendiamagnetischen Drift. Auch auftretende Nebenmaxima und -minima zeigen diese Vorzugsrichtung.

Die rasche Abnahme des Hauptmaximums steht nicht im Widerspruch zu der gezeigten einzelnen, weitreichenden Struktur in den Meßsignalen (Abb.8 und 9). Vielmehr beruht sie darauf, daß die beobachteten Dichtestörungen statistisch in Raum und Zeit verteilt sind und daß jede Störung für sich eine endliche Lebensdauer besitzt, die nicht immer die gleiche sein muß. Dadurch wird eine Störung nicht immer von allen Kanälen erfaßt, wodurch im Mittel die Korrelation verringert wird. Ein weiterer Grund ist, daß solche weitreichenden bzw. langlebigen Strukturen eher selten sind und somit ein geringes statistisches Gewicht besitzen. Da zur Korrelation viele Einzelereignisse beitragen, kann diese auch dadurch verringert werden, daß die einzelnen Strukturen eine unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzen.

Bei einer ausreichend großen Anzahl von Kanälen kann man die Korrelation auch als Funktion des Ortes mit der Delayzeit τ als Parameter darstellen (Abb.13). Diese Darstellung entspricht senkrechten Schnitten in der in Abbildung 34 gezeigten 2-dimensionalen Korrelationsfunktion $\varphi(\tau, d)$ für die ohmsche Phase der Entladung. Es handelt sich hierbei um dieselben Werte, die auch Abbildung 12 zugrunde liegen. Bei der H_α -Diagnostik besitzt das Lichtleiterarray eine Gesamtlänge von 9 cm, die negativen Kanalabstände in Abbildung 13 werden aus der Symmetrieeigenschaft der Korrelationsfunktionen (Anhang B) gewonnen; daraus folgt direkt $\varphi(\tau = 0, d) = \varphi(\tau = 0, -d)$. Die eckigen Kurvenformen resultieren daraus, daß nur 16 Kanäle zur Verfügung stehen.

Mit der örtlichen Korrelation erfaßt man die mittlere räumliche Struktur der Dichtefluktuationen. Es wird deutlich, daß eine lokale Störung in der Regel von gegenphasigen Störungen in der Nachbarschaft begleitet wird. Weiter sieht man, daß einerseits das Gros der Fluktuationen nach etwa 40 - 50 μsec vergangen ist, daß andererseits aber auch wesentlich langlebigere bzw. weitreichendere Strukturen ($\tau = 100 \mu\text{sec}$) vorhanden sind. Aus der Verschiebung der Maxima in Abbildung 13 erhält man, wie zuvor diskutiert, die wirkliche Geschwindigkeit.

Die Breite der Autokorrelationsfunktion $\varphi_{xx}(\tau)$ liegt in ohmschen Schußphasen typisch bei 40 μsec . Sie beschreibt den Zeitraum, für den eine Dichtestörung im Mittel am Beobachtungsort sichtbar ist. Diese Zeit wird zum einen durch die Anwachs- und Abklingzeit der einzelnen Störung bestimmt und zum anderen durch die Geschwindigkeit, mit der diese am Beobachter vorbeiläuft. Auch hier wird die eigentliche Lebensdauer ähnlich wie bei der Strukturausdehnung durch die Statistik unterschätzt,

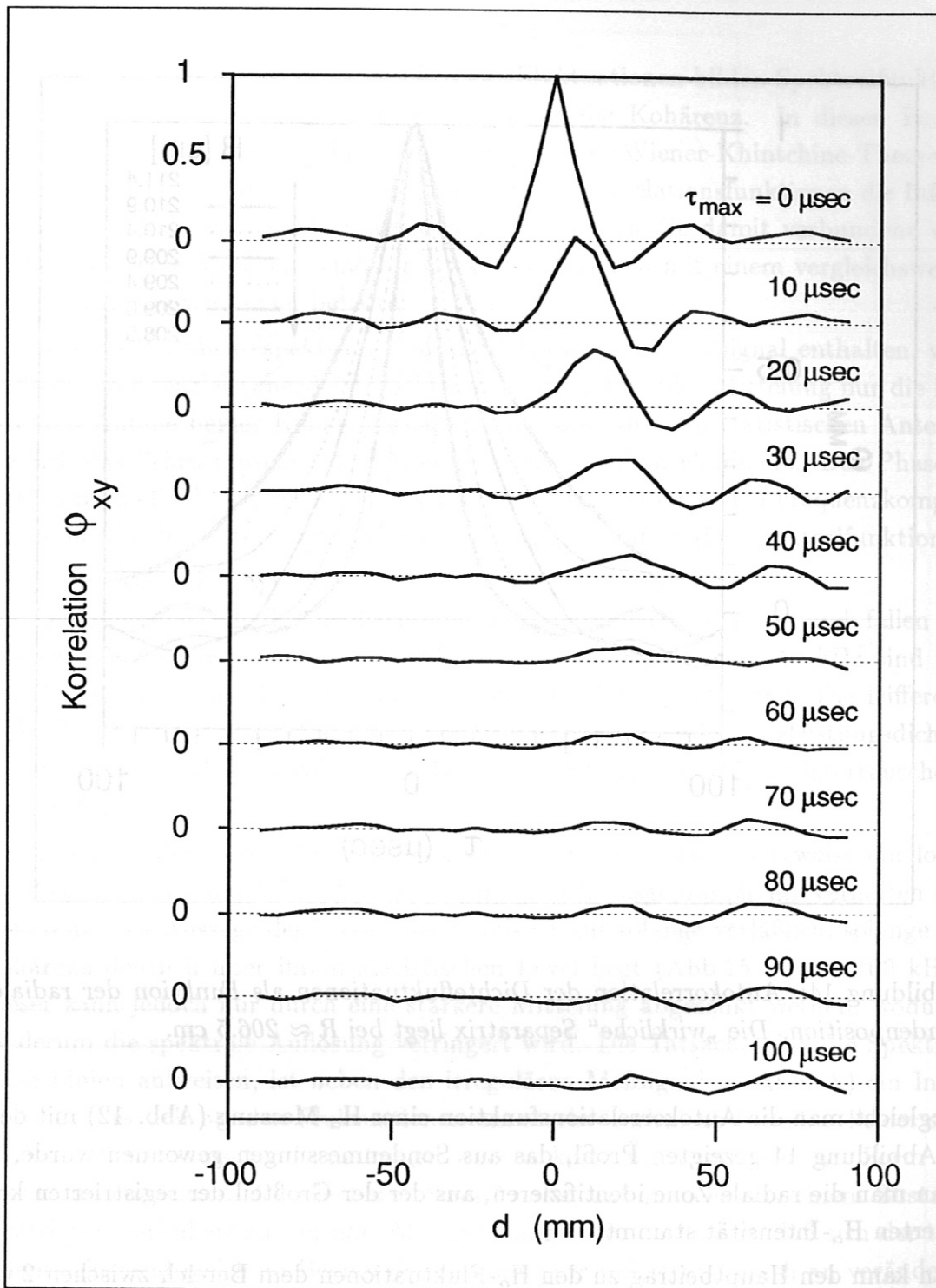


Abbildung 13: Kreuzkorrelationsfunktionen für verschiedene Delayzeiten τ als Funktionen des Ortes auf der Basis der in Abb. 12 berechneten Korrelationsfunktionen.

da man eine Störung nur selten über ihre gesamte Lebensdauer beobachtet.

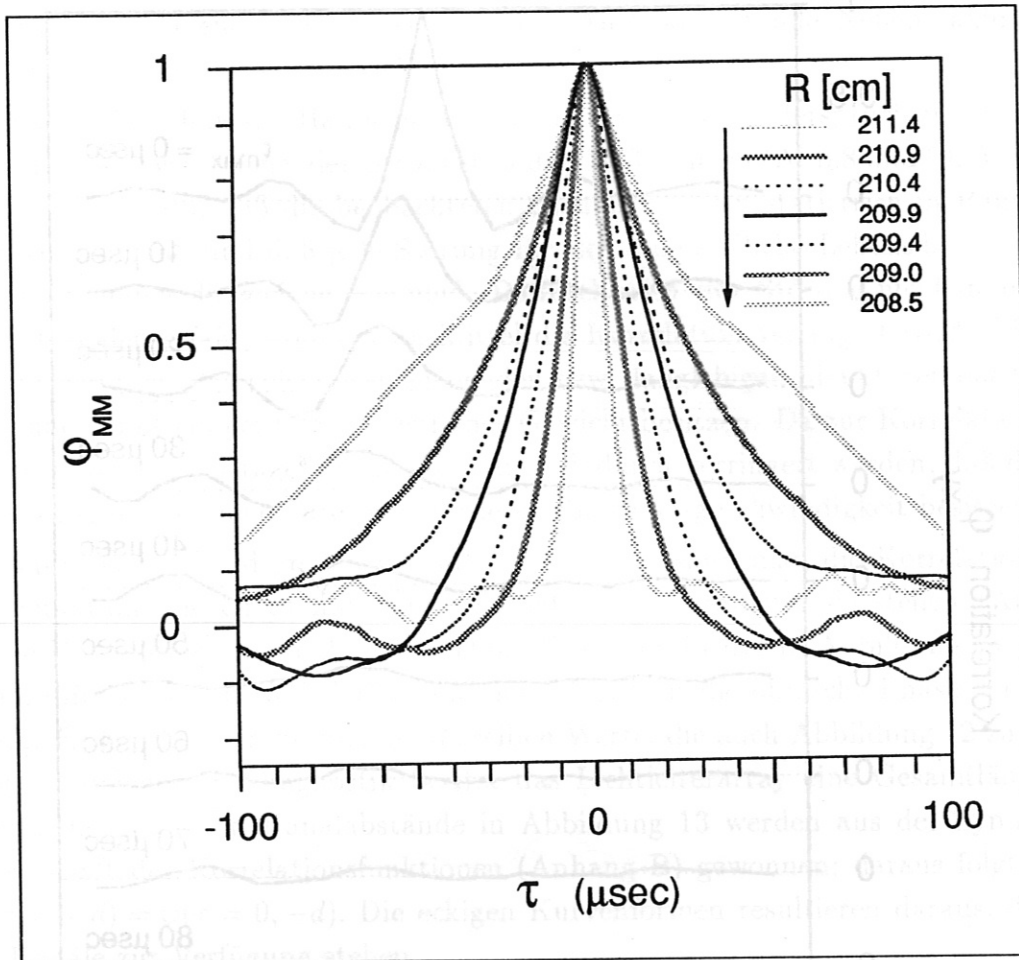


Abbildung 14: Autokorrelation der Dichtefluktuationen als Funktion der radialen Sondenposition. Die „wirkliche“ Separatrix liegt bei $R \approx 206.5$ cm.

Vergleicht man die Autokorrelationsfunktion einer H_α -Messung (Abb. 12) mit dem in Abbildung 14 gezeigten Profil, das aus Sondenmessungen gewonnen wurde, so kann man die radiale Zone identifizieren, aus der der Großteil der registrierten korrelierten H_α -Intensität stammt.

Man kann den Hauptbeitrag zu den H_α -Fluktuationen dem Bereich zwischen 2 cm und 4 cm außerhalb der „wirklichen“ Separatrix (vgl. Kapitel 3) zuordnen. Ein ähnliches Ergebnis wurde am Caltech Tokamak gefunden [Zweben1983a]. In Kapitel 5 wird im Rahmen der Korrelationsuntersuchungen parallel zum Magnetfeld noch einmal auf den Vergleich der H_α -Beobachtung mit der Sondenmessung eingegangen.

4.4 Spektren

Einen weiteren Zugang zum Verständnis der Fluktuationen bilden Spektralfunktionen wie Kreuzleistungsdichte und -phase, sowie die Kohärenz. In diesen Funktionen ist keine zusätzliche Information enthalten (Wiener-Khintchine-Theorem, Anhang B), jedoch wird hier im Gegensatz zu den Korrelationsfunktionen die Information nach Frequenzbeiträgen aufgeschlüsselt. Durch die damit verbundene wesentlich geringere Mittelung sind die Spektralfunktionen mit einem vergleichsweise großen, statistischen Fehler behaftet.

Im Eigenleistungsdichtespektrum sind alle Beiträge zum Meßsignal enthalten, wohingegen im Kreuzleistungsdichtespektrum bei ausreichender Mittelung nur die kohärenten Anteile beider Kanäle enthalten sind, d.h. die rein statistischen Anteile, wie z.B. das Schrotrauschen der Photomultiplier, werden eliminiert. Das Phasenspektrum beschreibt die relative Phasenverschiebung der einzelnen Frequenzkomponenten der beiden untersuchten Kanäle. Die Eigenschaften der Spektralfunktionen werden im Anhang B ausführlich diskutiert.

Die Leistungsspektren der beobachteten Fluktuationen sind glatt und fallen zu höheren Frequenzen monoton ab (Abb.15). Im Bereich bis $\nu = 40$ kHz sind bei den H_α -Fluktuationen über 90% der kohärenten Leistung enthalten. Die Differenz in Abbildung 15 zwischen Eigenleistungsdichtespektrum und Kreuzleistungsdichtespektren wird durch die inkohärenten Beiträge des Schrot- und Verstärkerrauschens verursacht.

Für zunehmenden poloidalen Kanalabstand entwickelt sich ansatzweise ein lokales Maximum. Diesen Effekt beobachtet man noch ausgeprägter im Verhalten der Kohärenz. Die Aussage des Phasenspektrums ist nur solange verlässlich, solange die Kohärenz deutlich über ihrem statistischen Level liegt (Abb.15 : $\nu < 100$ kHz). Dieser kann jedoch nur durch eine stärkere Mittelung abgesenkt werden, wodurch wiederum die spektrale Auflösung verringert wird. Die Tatsache, daß die Spektren keine Linien aufweisen, ist neben den irregulären Meßsignalen (Abb. 8) ein Indiz dafür, daß es sich bei den Fluktuationen um starke Turbulenz handelt. In der stationären Phase ohmscher Entladungen wurden keine Änderungen in der Form der Spektren beobachtet. Dies legt den Schluß nahe, daß man es mit einem Zustand gesättigter Turbulenz zu tun hat. Man geht allgemein davon aus, daß sich der turbulente Zustand gleich zu Beginn der Entladung etabliert und rasch an veränderte Entladungsparameter anpaßt.

Diese Aussagen gelten auch für Sondenmessungen in hinreichendem Abstand von der „wirklichen“ Separatrix. Im Gegensatz zu der H_α -Diagnostik ermöglichen die Langmuirsonden eine hohe radiale Auflösung (Länge der Sondenspitzen : $d = 2$ mm).

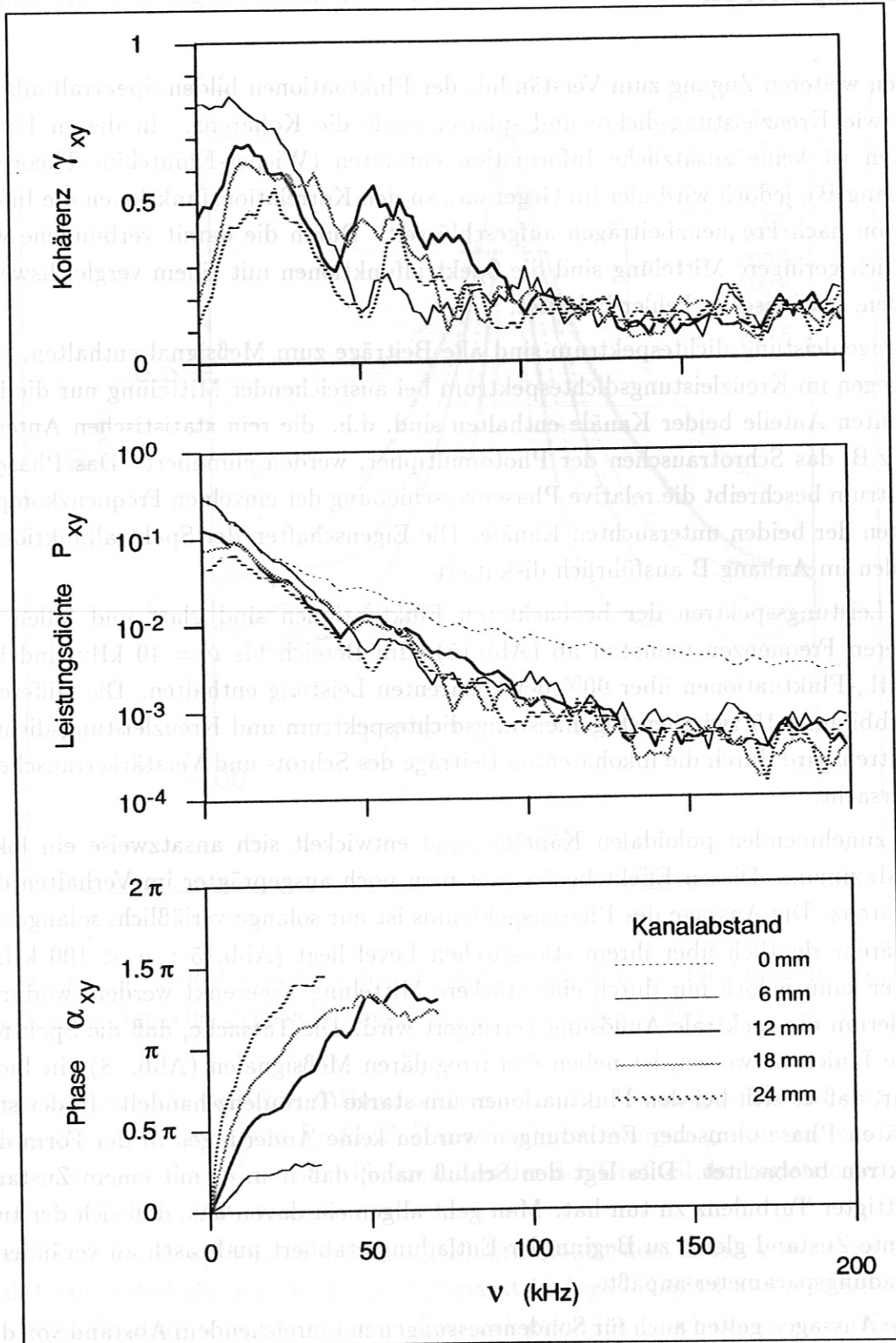


Abbildung 15: Kohärenz-, Keuzleistungsdichte- und Phasenspektren für eine ohmsche Entladungsphase, gemessen für H_α . Für den Kanalabstand $d = 0$ erhält man das Eigenleistungsdichtespektrum.

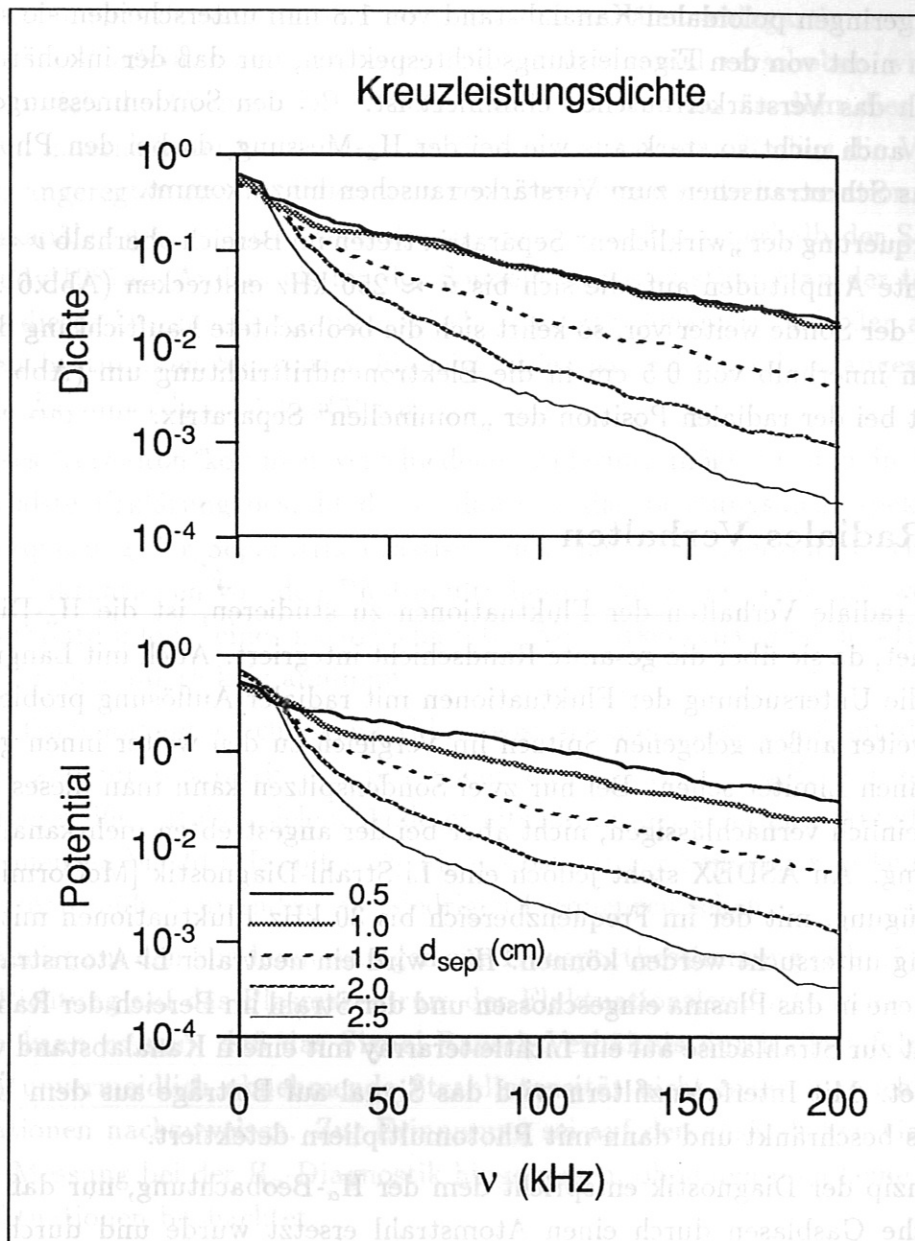


Abbildung 16: Kreuzleistungsdichtespektren für Dichte- und Potentialfluktuationen in einer ohmschen Entladungsphase für verschiedene Abstände zur „nominellen“ Separatrix. Der poloidale Kanalabstand beträgt 1.5 mm.

Nähert man sich der Separatrix, so ändert sich die Form der Spektren drastisch (Abb.16).

Bei den gezeigten Spektren handelt es sich zwar um Kreuzleistungsdichtespektren, bei dem geringen poloidalen Kanalabstand von 1.8 mm unterscheiden sie sich aber praktisch nicht von den Eigenleistungsdichtespektren, nur daß der inkohärente Anteil durch das Verstärkerrauschen eliminiert ist. Bei den Sondenmessungen wirkt sich dies auch nicht so stark aus wie bei der H_α -Messung, da bei den Photomultipliern das Schrotrauschen zum Verstärkerrauschen hinzu kommt.

Bei Überquerung der „wirklichen“ Separatrix treten im Bereich oberhalb $\nu = 30$ kHz signifikante Amplituden auf, die sich bis $\nu \approx 250$ kHz erstrecken (Abb.6). Dringt man mit der Sonde weiter vor, so kehrt sich die beobachtete Laufrichtung der Fluktuationen innerhalb von 0.5 cm in die Elektronendrifttrichtung um (Abb.7). Dies geschieht bei der radialen Position der „nominellen“ Separatrix.

4.5 Radiales Verhalten

Um das radiale Verhalten der Fluktuationen zu studieren, ist die H_α -Diagnostik ungeeignet, da sie über die gesamte Randschicht integriert. Auch mit Langmuirsonden ist die Untersuchung der Fluktuationen mit radialer Auflösung problematisch, da die weiter außen gelegenen Spitzen im Vergleich zu den weiter innen gelegenen immer einen Limiter sehen. Bei nur zwei Sondenspitzen kann man dieses Problem wahrscheinlich vernachlässigen, nicht aber bei der angestrebten mehrkanaligen Untersuchung. An ASDEX steht jedoch eine Li-Strahl-Diagnostik [McCormick1985a] zur Verfügung, mit der im Frequenzbereich bis 30 kHz Fluktuationen mit radialer Auflösung untersucht werden können. Hier wird ein neutraler Li-Atomstrahl in der Mittelebene in das Plasma eingeschossen und der Strahl im Bereich der Randschicht senkrecht zur Strahlachse auf ein Lichtleiterarray mit einem Kanalabstand von 1 cm abgebildet. Mit Interferenzfiltern wird das Signal auf Beiträge aus dem Übergang $2p \rightarrow 2s$ beschränkt und dann mit Photomultipliern detektiert.

Das Prinzip der Diagnostik entspricht dem der H_α -Beobachtung, nur daß hier das zusätzliche Gasblasen durch einen Atomstrahl ersetzt wurde und durch die Beschränkung auf einen Übergang Fremdluchteffekte stark reduziert werden. Genau genommen müßte man die Ratengleichungen zeitabhängig lösen, um von den Intensitätsfluktuationen des beobachteten Übergangs auf die Dichtefluktuationen rückzuschließen zu können. Wegen des hohen Rechenzeitbedarfs wurde jedoch darauf verzichtet.

Die mittlere Lebensdauer des $2p$ -Zustandes führt bei einer Strahlenergie von 60 keV zu einer Verschleppung der Fluktuationen von 2 - 3 cm in Richtung des Strahls.

Das bedeutet, daß ohne Lösen der Ratengleichung keine kleinere Korrelationslänge beobachtet werden kann.

Bei der Korrelationsanalyse fällt auf, daß von außen nach innen ab einem bestimmten Kanal die Korrelation zwischen benachbarten Kanälen schlagartig verschwindet. Diesen Befund erhält man auch, wenn das Plasma radial verschoben wird; dann verschiebt sich die Grenze entsprechend mit. Der Radius, an dem dies passiert, liegt 3 cm innerhalb der Separatrix. Addiert man zu diesem Radius die Verschleppung der angeregten 2p-Zustände (ca. 3 cm), verschwindet die Korrelation zwischen Nachbarkanälen genau dann, wenn der innere von beiden innerhalb der Separatrix liegt [Rudyj1987a]. Anders als bei der Sondendiagnostik stimmt an der toroidalen Position dieser Diagnostik die magnetisch definierte Separatrix mit der aus Dichteprofilen bestimmten Separatrix überein. Dies ist auf die schon angesprochene toroidale Asymmetrie zurückzuführen.

Für dieses Verhalten kommen verschiedene Erklärungsmöglichkeiten in Betracht. Die trivialste Erklärung besteht darin, daß sich das Leistungsdichtespektrum bei der Überquerung der Separatrix drastisch zu höheren Frequenzen verschiebt und daß die Fluktuationen von den Photomultipliern nicht mehr detektiert werden, da die Bandbreite infolge eines nachgeschalteten Verstärkers maximal 30 kHz beträgt und nach innen auf 15 kHz abnimmt.

Aus den Transportuntersuchungen (Abb.6) wissen wir einerseits, daß mit abnehmendem Abstand zur Separatrix höhere Frequenzen im Bereich $30 \text{ kHz} < \nu < 300 \text{ kHz}$ eine immer größere Rolle spielen. Andererseits nimmt der kohärente Anteil für niedrige Frequenzen bis 30 kHz mit sinkendem Abstand zur Separatrix in keiner Weise ab, d.h. man müßte zumindest die niedrigen Frequenzen sehen.

Weiterhin ist aus den Sondenmessungen zur Transportbestimmung (Abb.5) bekannt, daß in Richtung auf das Plasmazentrum der Fluktuationslevel \tilde{n}/n stark abnimmt. Deshalb kann es sein, daß das Signal-Rausch-Verhältnis durch die infolge der Ionisation unvermeidlich abnehmende Strahlintensität nicht mehr ausreicht, um die Fluktuationen nachzuweisen. Zur Erinnerung sei auf den zusätzlichen Gaspuls am Ort der Messung bei der H_α -Diagnostik hingewiesen, ohne den man keine korrelierten Fluktuationen beobachtet.

Zum anderen besteht aber auch die Möglichkeit, daß die beobachteten Fluktuationen verursachende Instabilität innerhalb der Separatrix, d.h. in einem Gebiet geschlossener magnetischer Flächen, unterdrückt wird. Dies wäre z.B. bei Flute-Moden der Fall, die auf geschlossenen magnetischen Flächen in Verbindung mit der Verscherung der Magnetfeldlinien nicht instabil werden können.

Der starke Dichteanstieg in diesem Bereich kann dazu führen, daß die angeregten Zustände verstärkt wegionisiert werden. Die schlagartige Abnahme des Korrelati-

onsmaximums benachbarter Kanäle von einem Paar zum anderen stellt jedoch ein starkes Indiz für den Flute-Charakter der beobachteten Fluktuationen dar.

4.6 Innen - Außen - Asymmetrie

Da korrelierte Fluktuationen nur zu beobachten sind, wenn man lokal die Neutralgasdichte erhöht, war es möglich, auch die innere Randschicht auf der Hochfeldseite des Torus zu diagnostizieren. Dazu wurde die Abbildung des Lichtleiterarrays auf diese Randschicht fokussiert und ein an der Innenseite des Gefäßes in der Nähe des Fokus der Abbildung befindliches Gasventil aktiviert.

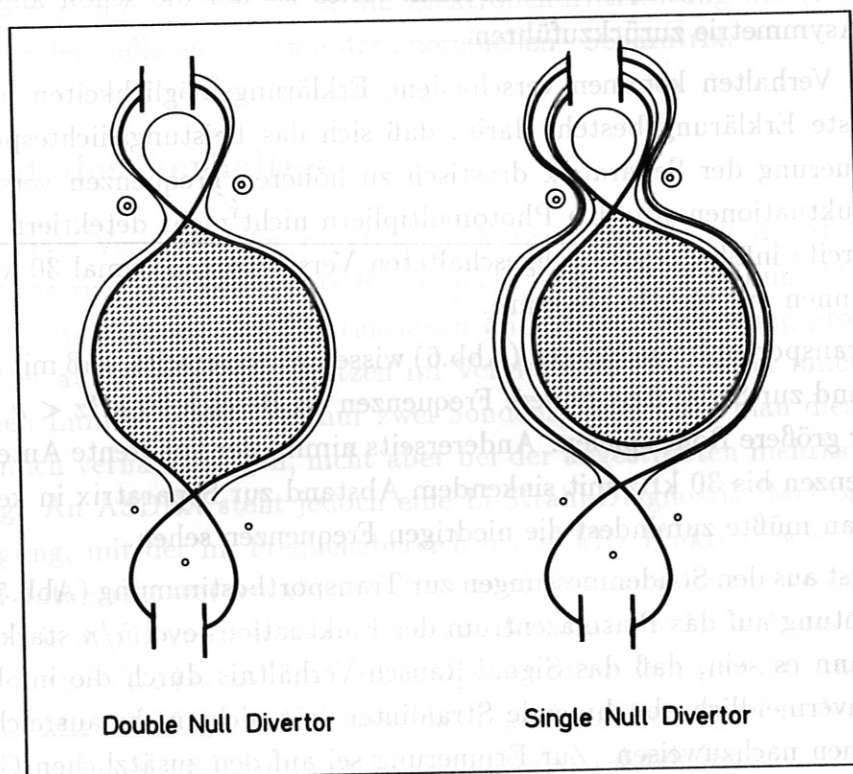


Abbildung 17: Feldlinienkonfiguration in „Double Null“- und „Single Null“- Betrieb, die „Single Null Oben“-Konfiguration wird durch eine Verschiebung des Plasmazentrums nach oben erreicht.

Im Normalbetrieb wird ASDEX in der „Double Null“-Konfiguration (Abb.17) betrieben, d.h. die separatrix besitzt zwei X-Punkte (siehe Anhang A). Hier verschwindet das poloidale Feld. Der Bereich der äußeren Randschicht ist von der inneren Randschicht völlig getrennt.

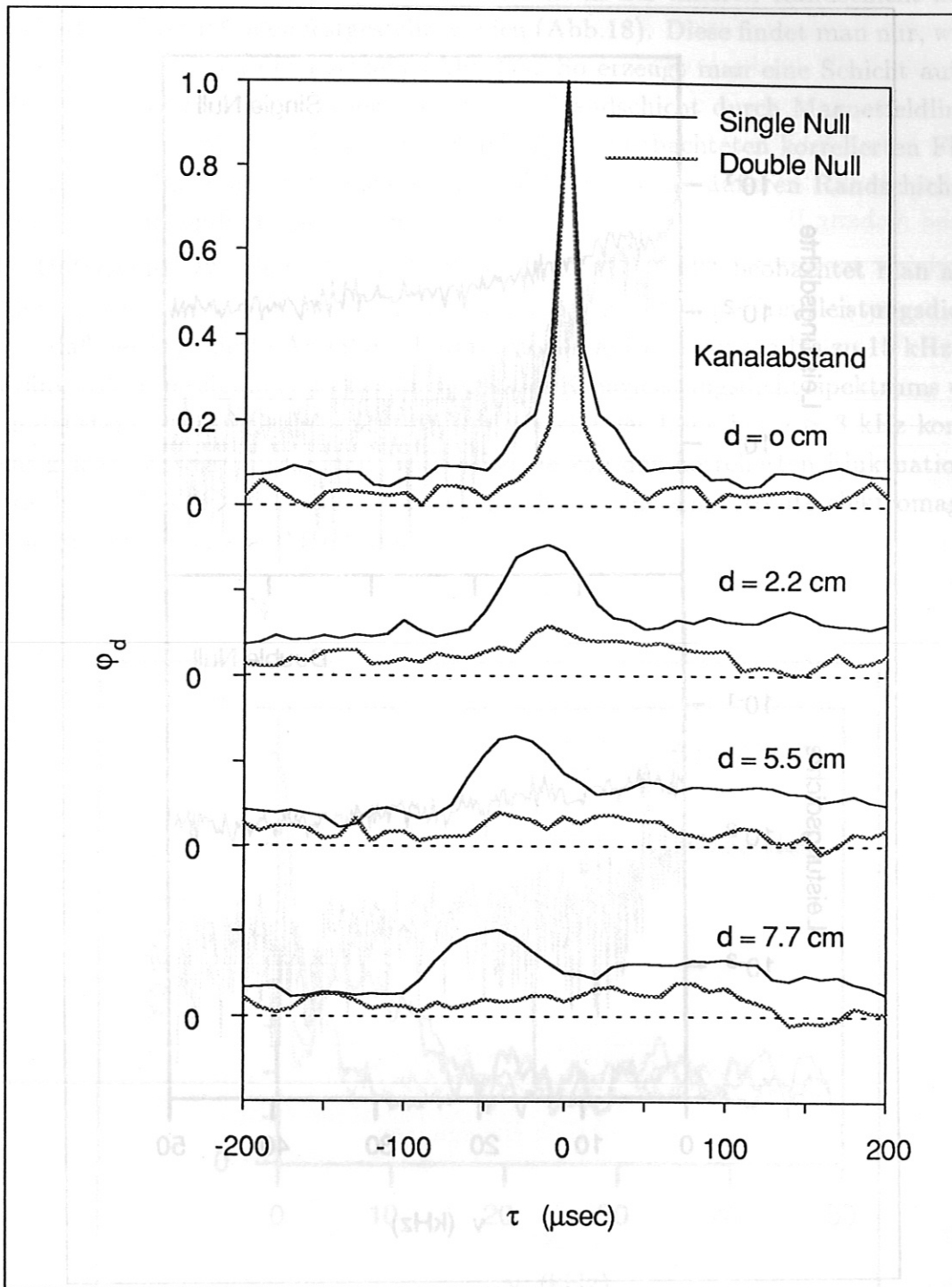


Abbildung 18: Innen-Außen-Asymmetrie der korrelierten Fluktuationen. Gezeigt werden die Autokorrelation ($d = 0 \text{ cm}$) und Kreuzkorrelationen für verschiedene poloidale Kanalabstände auf der Hochfeldseite des Torus für „Double Null“- und „Single Null“-Konfiguration.

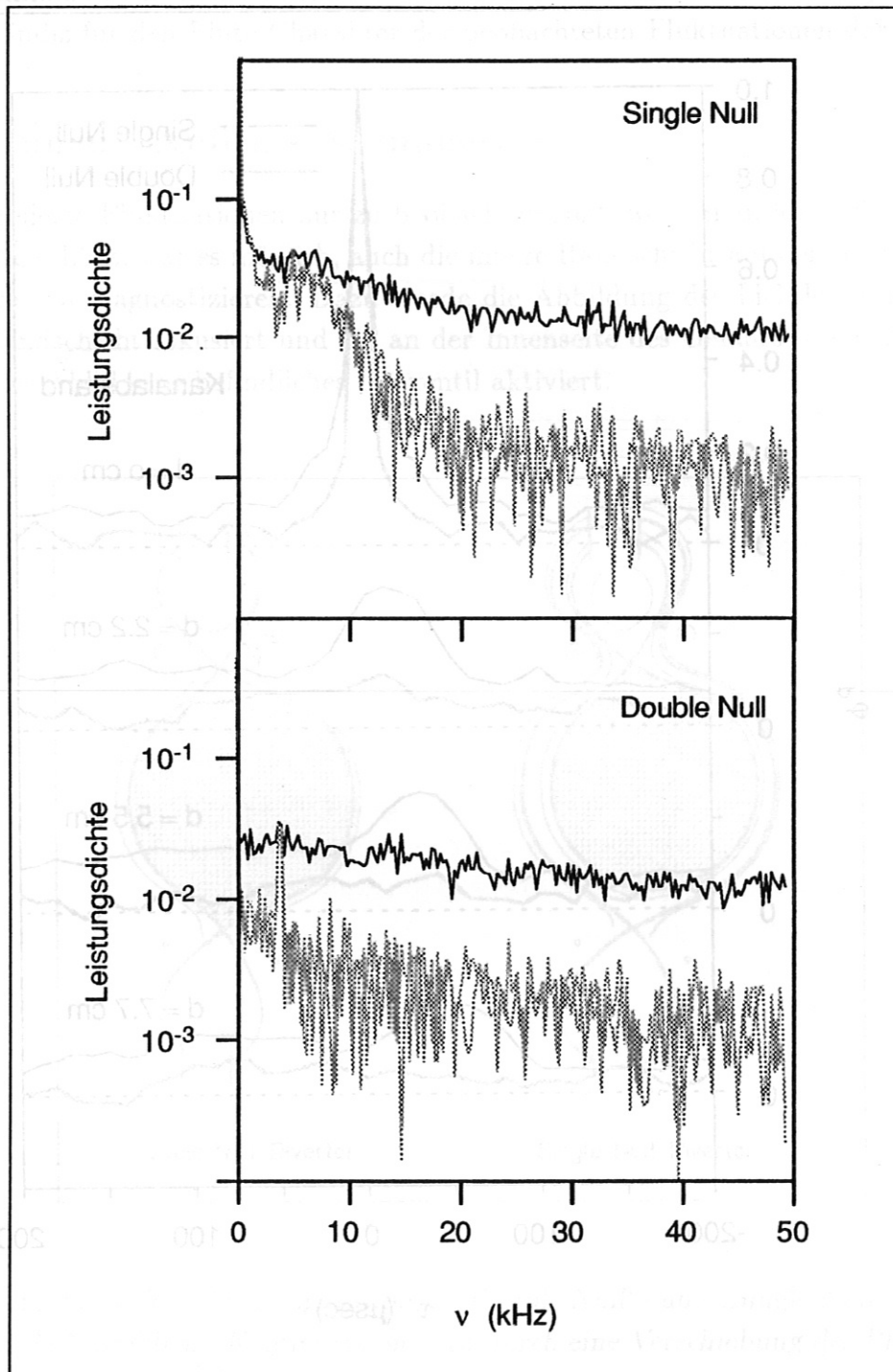


Abbildung 19: *Eigenleistungsdichte (durchgezogen) und Kreuzleistungsdichte (schattiert) der H_{α} -Fluktuationen in der inneren Randschicht für „Single Null“- und „Double Null“-Konfiguration. Der Kanalabstand für die Kreuzspektren beträgt 2.2 cm bzw. 5.5 cm. Zwischen diesen Abständen besteht in beiden Entladungen kein signifikanter Unterschied in der Amplitude der Kreuzleistungsspektren.*

Im „Double Null“ können nun trotz Gasblasens in der inneren Randschicht keine korrelierten Fluktuationen festgestellt werden (Abb.18). Diese findet man nur, wenn man das Plasma nach oben schiebt (Abb.17). So erzeugt man eine Schicht außerhalb der Separatrix, in der innere und äußere Randschicht durch Magnetfeldlinien miteinander verbunden sind. Die im „Single Null“ beobachteten korrelierten Fluktuationen der inneren Randschicht breiten sich wie in der äußeren Randschicht in Richtung der ionendiamagnetischen Drift aus.

Den Unterschied zwischen „Single Null“ und „Double Null“ beobachtet man auch in den Spektren (Abb.19). Der Vergleich zwischen Eigen- und Kreuzleistungsdichte zeigt, daß der korrelierte Anteil der Fluktuationen auf Frequenzen bis zu 15 kHz beschränkt ist. Eine signifikante Abhängigkeit des Kreuzleistungsdichtespektrums vom Kanalabstand wird nicht beobachtet. Die Ursache der Linie bei $\nu \approx 3$ kHz konnte nicht geklärt werden. Im „Single Null“ wird sie von den korrelierten Fluktuationen verdeckt. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um eine eingestreute elektromagnetische Störung oder eine MHD-Mode.

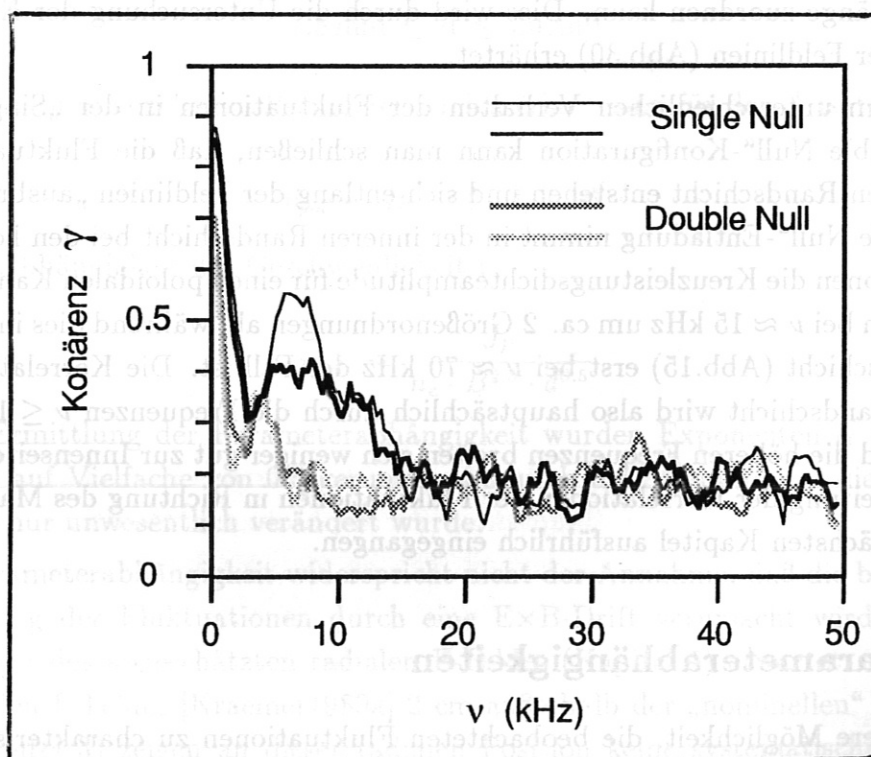


Abbildung 20: Kohärenzspektren am Innenrand für „Single Null“ und „Double Null“. Im „Single Null“ nimmt die Kohärenz mit wachsendem Kanalabstand ab, die Abstände betragen 2.2 cm und 5.5 cm

Abbildung 20 zeigt die Kohärenzspektren für Kanalabstände von 2.2 cm und 5.5 cm in beiden Konfigurationen. Es wird noch einmal deutlich, daß die Fluktuationen im „Double Null“ in der inneren Randschicht inkohärent sind. Das lokale Maximum bei ca. 3 kHz entspricht der schon oben angesprochenen Störung. Der vergleichsweise hohen Kohärenz nahe $\nu = 0$ kommt keine Bedeutung zu; sie wird durch die Einbeziehung des Gleichanteils (Frequenzkomponente für $\nu \leq \Delta\nu$) in die Mittelung (siehe Anhang B) hervorgerufen.

Vergleicht man die poloidale Korrelation in der inneren Randschicht (Abb.18) mit der in der äußeren (Abb.12), so fällt auf, daß man innen für wesentlich größere Kanalabstände noch eine signifikante Korrelation erhält.

Die kohärenten Beiträge sind auf Frequenzen $\nu < 15$ kHz beschränkt (Abb.20). Vergleicht man die Spektren aus der inneren Randschicht mit denen aus der äußeren (Abb.15), so stellt man fest, daß dort die Fluktuationen zum einen bis mindestens $\nu = 50$ kHz kohärent sind und zum anderen Eigen- und Kreuzleistungsdichte erst ab $\nu = 100$ kHz um ca. eine Größenordnung differieren, während dies bei der „Single Null“-Entladung schon bei $\nu = 15$ kHz der Fall ist. Dies Verhalten führt zu dem Schluß, daß man den niedrigeren Frequenzen eine höhere Korrelations- bzw. Kohärenzlänge zuordnen kann. Dies wird durch die Untersuchung der Korrelation entlang der Feldlinien (Abb.30) erhärtet.

Aus diesem unterschiedlichen Verhalten der Fluktuationen in der „Single Null“- und „Double Null“-Konfiguration kann man schließen, daß die Fluktuationen in der äußeren Randschicht entstehen und sich entlang der Feldlinien „ausbreiten“. In der „Single Null“-Entladung nimmt in der inneren Randschicht bei den korrelierten Fluktuationen die Kreuzleistungsdichteamplitude für einen poloidalen Kanalabstand von 2.2 cm bei $\nu \approx 15$ kHz um ca. 2 Größenordnungen ab, während dies in der äußeren Randschicht (Abb.15) erst bei $\nu \approx 70$ kHz der Fall ist. Die Korrelation in der inneren Randschicht wird also hauptsächlich durch die Frequenzen $\nu \leq 15$ kHz getragen und die höheren Frequenzen breiten sich weniger gut zur Innenseite aus. Auf die Ausbreitung der Korrelationen der Fluktuationen in Richtung des Magnetfeldes wird im nächsten Kapitel ausführlich eingegangen.

4.7 Parameterabhängigkeiten

Eine weitere Möglichkeit, die beobachteten Fluktuationen zu charakterisieren, besteht in der Untersuchung von Größen wie z.B. der Poloidalgeschwindigkeit oder der Leistungsdichtespektren in Abhängigkeit von globalen Plasmaparametern wie Plasmastrom J_P , liniengemittelter Dichte \bar{n}_e und Magnetfeld $B(a)$ am Plasmarand. Dazu wurden die ASDEX-Parameter in mehreren Schußserien über einen weiten

Bereich variiert :

$$278 \text{ kA} \leq J_P \leq 460 \text{ kA}$$

$$2.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 4.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$1.24 \text{ Tesla} \leq B(a) \leq 2.08 \text{ Tesla}$$

4.7.1 Parameterabhängigkeit der Poloidalgeschwindigkeit

Die Poloidalgeschwindigkeit v_{pol} (28) der Fluktuationen wurde aus der Verschiebung der zeitlichen Korrelationsmaxima bestimmt. Hierbei gelten jedoch die schon mehrmals angesprochenen Einschränkungen, wenn der poloidale Kanalabstand d vergleichbar mit der poloidalen Ausdehnung der einzelnen Störung ist (Abb.11). In Abbildung 33 sieht man, daß für $d \approx 3 \text{ cm}$ dieser Effekt kaum noch eine Rolle spielt. Da aber die Korrelationsmaxima im wesentlichen nur bis zu diesem Abstand eindeutig identifizierbar sind und die Statistik aufgrund der relativ geringen Schußzahl sonst zu schlecht wäre, wurde dieser Effekt als Abstandsabhängigkeit d^δ behandelt.

$$7.5 \text{ mm} \leq d \leq 30 \text{ mm}$$

Für den zuvor angegebenen Parameterbereich erhält man für den Ansatz

$$v_{pol} \sim B^\alpha \cdot \bar{n}_e^\beta \cdot J_P^\gamma \cdot d^\delta \quad (33)$$

folgende Abhängigkeit der Geschwindigkeit :

$$v_{pol} \sim \frac{J_P}{\bar{n}_e \cdot B^{2.5} \cdot d^{0.5}} \quad (34)$$

Bei der Ermittlung der Parameterabhängigkeit wurden Exponenten $\alpha = 1.1$ oder $\alpha = 2.49$ auf Vielfache von 0.5 gerundet, wodurch die Streuung um die Fitgerade (Abb.21) nur unwesentlich verändert wurde.

Diese Parameterabhängigkeit widerspricht nicht der Annahme, daß die beobachtete Ausbreitung der Fluktuationen durch eine $E \times B$ -Drift verursacht wird, wie man es aufgrund des abgeschätzten radialen E-Feldes (Kapitel 5) erwartet. Messungen des radialen E-Feldes [Kraemer1989a] 2 cm außerhalb der „nominellen“ Separatrix (vgl. Kapitel 3) zeigen an dieser radialen Position keine systematische Variation der radialen elektrischen Feldstärke mit dem Magnetfeld $B(a)$ am Rand. Durch die Überschätzung der Geschwindigkeit, die versuchsweise durch $d^{-0.5}$ zu eliminieren versucht wurde, kann es in der Regressionsanalyse zu einer scheinbaren Verstärkung der Magnetfeldabhängigkeit kommen, so daß eine Variation der Geschwindigkeit

mit nur B^{-1} letztendlich nicht ausgeschlossen werden kann, da der Parameter d wesentlich stärker variiert als das Magnetfeld.

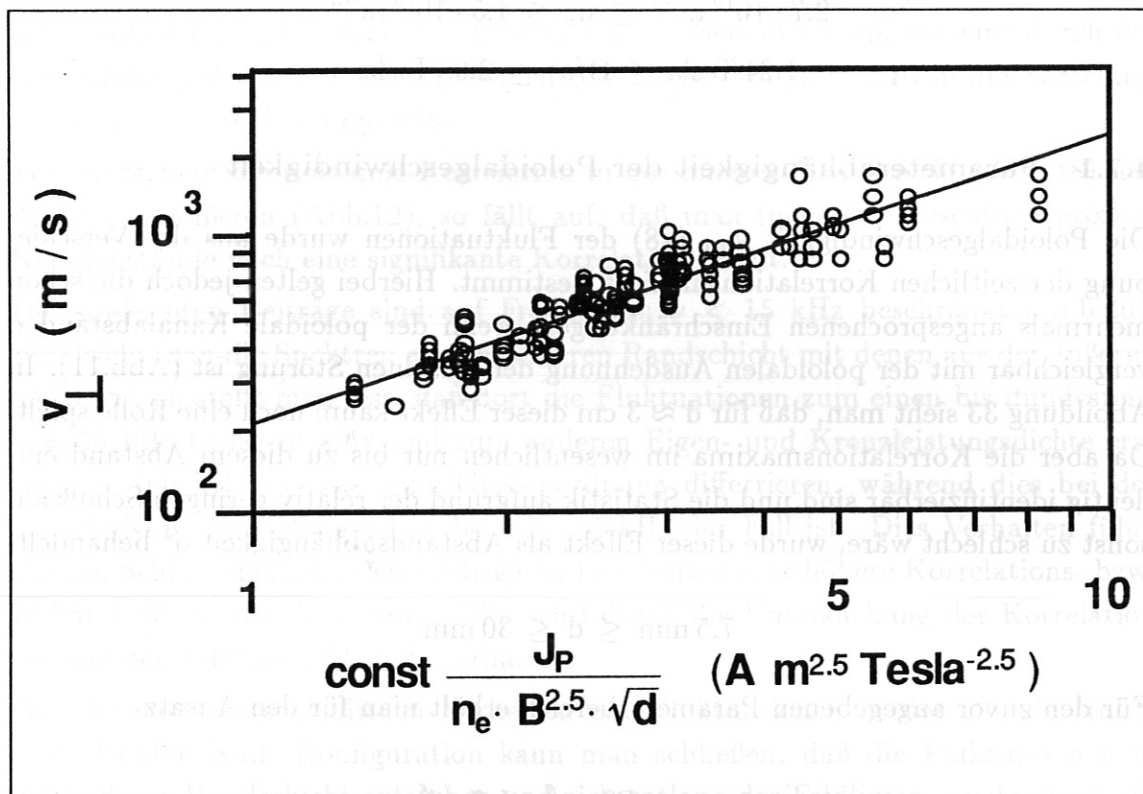


Abbildung 21: Parameterabhängigkeit der Poloidalgeschwindigkeit der mittels H_{α} beobachteten Dichtefluktuationen. Die Kreise stellen die Meßpunkte dar, die Gerade den „least-square“-Fit zu der in Gleichung 34 angegebenen Parameterabhängigkeit.

Das Hauptproblem bei dieser Analyse liegt in der mangelnden radialen Auflösung der H_{α} -Diagnostik. Da der Hauptanteil der beobachteten H_{α} -Fluktuationen aus einem Bereich großer Gradienten kommt, können so durch die radiale Mittelung mit eventuell parameterabhängiger Gewichtung Abhängigkeiten verschmiert werden.

4.7.2 Parameterabhängigkeit von Spektralfunktionen

Parameterabhängigkeiten der Spektralfunktionen, z.B. der Kohärenz γ oder des Amplitudenspektrums P , sind wesentlich schwieriger zu untersuchen. Dieses Problem wird wiederum in erster Linie durch die fehlende radiale Auflösung der H_{α} -Diagnostik verursacht.

Da die statistische Schwankung infolge des im Vergleich zur Korrelationsfunktion geringen Mittelungslevels die übliche Definition der Halbwertsbreite nicht sinnvoll erscheinen läßt und die Amplitudenspektren in der Mehrzahl monoton abfallen, wurde die Halbwertsbreite $f(P_{50\%})$ des Leistungsspektrums als die Frequenz definiert, bis zu der die Hälfte der Gesamtleistung im Spektrum enthalten ist.

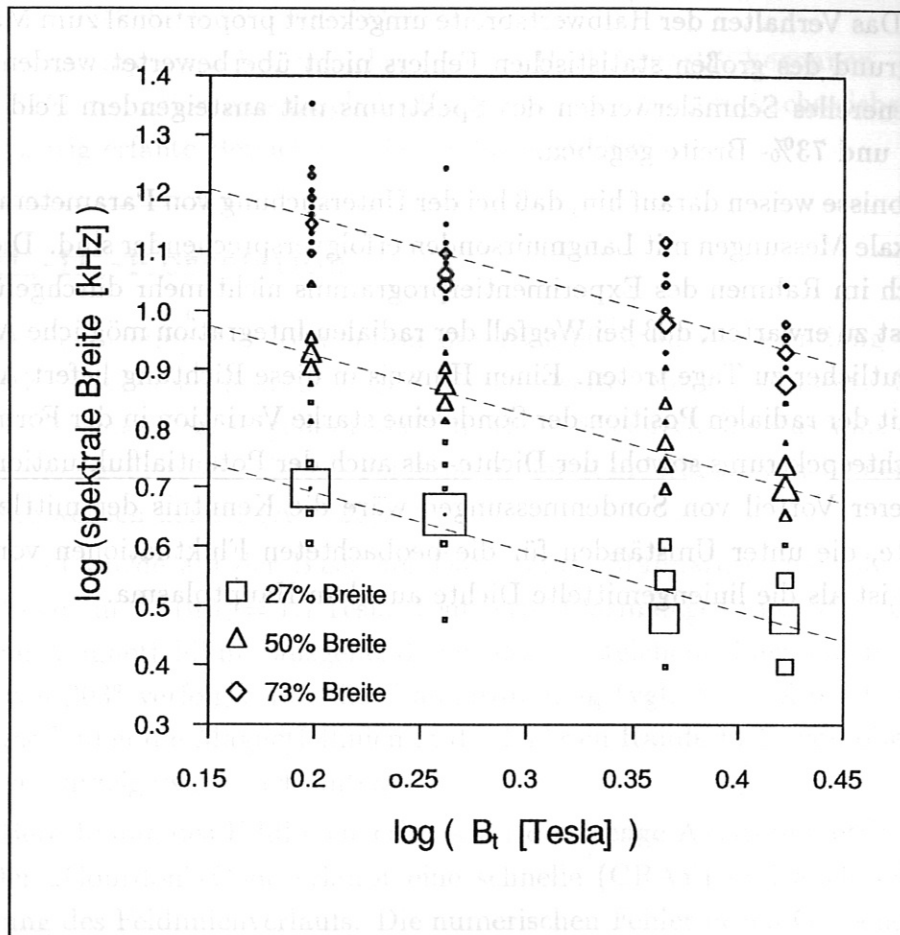


Abbildung 22: Abhängigkeit der Halbwertsbreite $f(P_{50\%})$, $f(P_{27\%})$ und $f(P_{73\%})$ der Kreuzleistungsdichtespektren vom Hauptmagnetfeld B_t . Je größer das Symbol, desto größer ist das statistische Gewicht des Punktes (d.h. mehrere Punkte fallen zusammen). Die eingezeichneten Geraden entsprechen einer Abhängigkeit $\sim 1/B_t$.

Für die so definierte Halbwertsbreite wurde eine signifikante Parameterabhängigkeit nur für das Hauptmagnetfeld (Abb.22) gefunden :

$$f(P_{50\%}) \sim \frac{1}{B} . \quad (35)$$

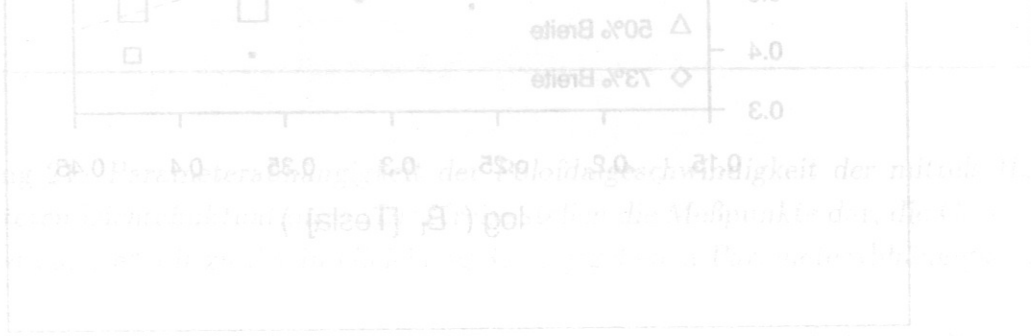
Dabei wurden Plasmastrom und Dichte konstant gehalten :

$$J_p = 350 \text{ kA} , \quad \bar{n}_e = 3.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$1.24 \text{ Tesla} \leq B(a) \leq 2.08 \text{ Tesla}$$

Für die Variation der anderen Parameter wurde keine eindeutige Abhängigkeit festgestellt. Das Verhalten der Halbwertsbreite umgekehrt proportional zum Magnetfeld darf aufgrund des großen statistischen Fehlers nicht überbewertet werden. Jedoch ist ein generelles Schmälerwerden des Spektrums mit ansteigendem Feld auch bei der 27%- und 73%- Breite gegeben.

Die Ergebnisse weisen darauf hin, daß bei der Untersuchung von Parameterabhängigkeiten lokale Messungen mit Langmuirsonden erfolgversprechender sind. Diese konnten jedoch im Rahmen des Experimentierprogramms nicht mehr durchgeführt werden. Es ist zu erwarten, daß bei Wegfall der radialen Integration mögliche Abhängigkeiten deutlicher zu Tage treten. Einen Hinweis in diese Richtung liefert Abbildung 16, die mit der radialen Position der Sonde eine starke Variation in der Form des Leistungsdichtespektrums sowohl der Dichte- als auch der Potentialfluktuationen zeigt. Ein weiterer Vorteil von Sondenmessungen wäre die Kenntnis der mittleren lokalen Dichte, die unter Umständen für die beobachteten Fluktuationen von höherer Relevanz ist als die liniengemittelte Dichte aus dem Hauptplasma.



5 Korrelation entlang Magnetfeldlinien

Erste Untersuchungen haben gezeigt, daß die Korrelationslänge parallel und senkrecht zum Magnetfeld stark verschieden ist. Da dieser Unterschied wichtig für die Bestimmung des Fluktuationsmechanismus ist, wurden die Fluktuationen am Rand sowohl mit der H_α -Diagnostik als auch mit Sonden und der Kombination aus beiden für große Distanzen parallel zum Magnetfeld untersucht.

Die Untersuchungen wurden zunächst mit der H_α -Diagnostik begonnen, da infolge der radialen Integration eine mögliche Korrelation am ehesten nachweisbar ist, weil der gleichzeitig erfaßte Bereich der Randschicht größer ist

5.1 H_α - H_α -Korrelation

Für die Untersuchung der Korrelation der Dichtefluktuationen entlang Feldlinien mit zwei H_α -Kanälen wurde an ASDEX eine zweite Optik installiert. Sie wurde toroidal 203° versetzt so aufgebaut, daß innerhalb des durch die Maschine abgedeckten Operationsgebiets die gleiche Feldlinie in der Randschicht von beiden Optiken beobachtet werden konnte (Abb.23).

Anschließend wurde auf der Basis der Daten eines Standardschusses $J_p = 320$ kA, ($\bar{n}_e = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B(a) = 1.7$ Tesla, zentrierte Plasmalage) mit dem „Gourdon“-Code eine Magnetfeldlinie ausgehend von der Mittelebene über einen toroidalen Umlauf von 203° verfolgt. Für die Standardpolung (vgl. Kapitel 6 : Co-Counter) der Ströme laufen die Magnetfeldlinien in der äußeren Randschicht von oben gesehen gegen den Uhrzeigersinn nach unten.

Bei der Berechnung des Feldlinienverlaufs wurde strenge Axialsymmetrie angenommen. Der „Gourdon“-Code erlaubt eine schnelle (CRAY) und auch sehr genaue Berechnung des Feldlinienverlaufs. Die numerischen Fehler liegen Größenordnungen unter denen, die durch die Meßfehler der Ströme und der Spulengeometrie verursacht werden. Als Startpunkt wurde die Mittelebene gewählt, 1 cm außerhalb der „nominellen“ Separatrix. Mit diesen Daten wurde das Hauptfeld B_t errechnet, bei dem dieselbe Feldlinie den Fokus beider Optiken passiert. In einer Serie wurde das Hauptfeld um diesen Wert herum leicht variiert. Für die der Abbildung 24 zugrunde liegenden Einstellungen wurde eine signifikante Korrelation nachgewiesen. Der Weg entlang der Feldlinie beträgt rund 7 m.

Die Zeitverschiebung der Korrelationsmaxima in Abbildung 24 zeigt wie in allen anderen Fällen ebenfalls die Ausbreitung der Fluktuationen in die Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen. Die Korrelationsfunktion mit dem größten Maximum φ_{17} ist gegenüber einer Korrelationsfunktion (Abb.12) wesentlich verbreitert.

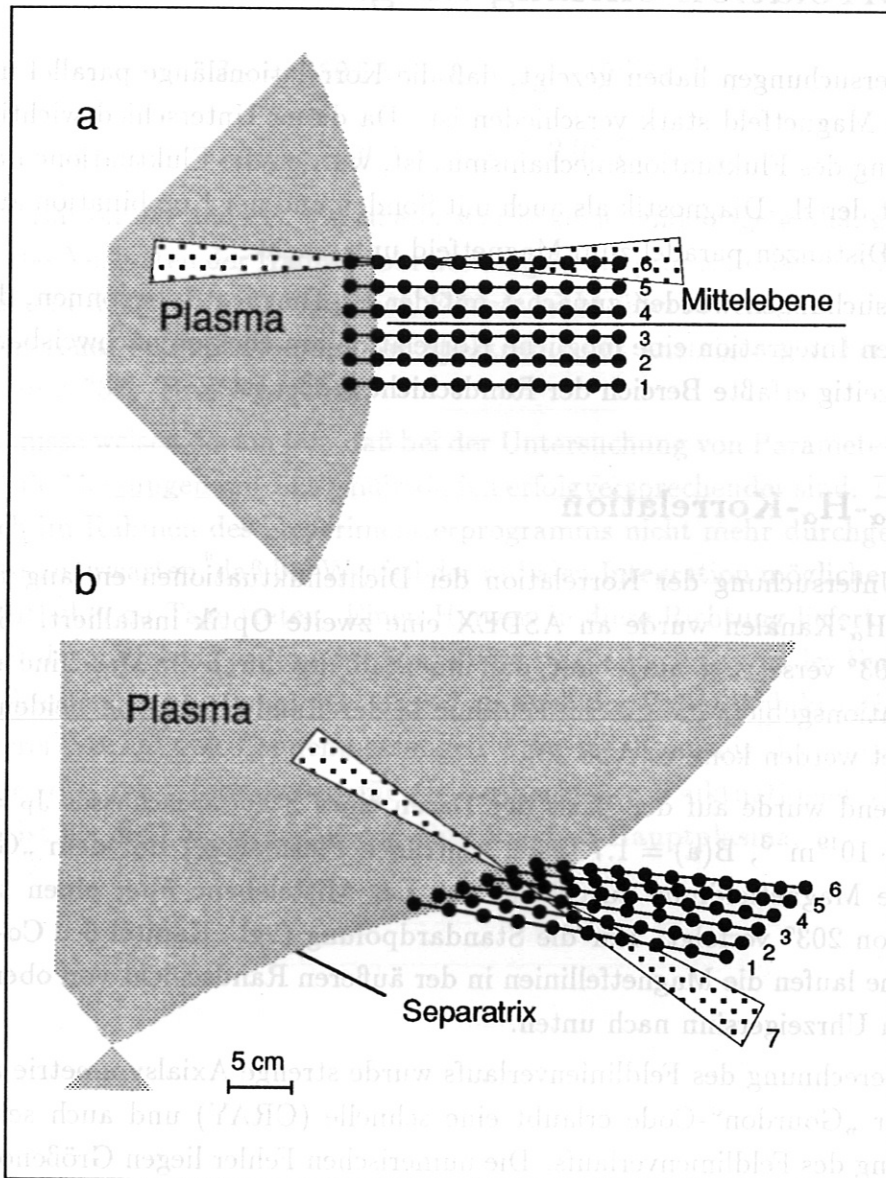


Abbildung 23: Poloidalschnitte für die H_α -Optiken. a. Mittelebene : die optische Achse liegt in der Mittelebene, jeder Punkt repräsentiert den Durchstoßpunkt einer Magnetfeldlinie. Exemplarisch ist der Abbildungskegel für Kanal 6 eingezeichnet b. Nach einem toroidalen Umlauf von 203° haben die in a. eingezeichneten Feldlinien infolge der radiusabhängigen Verscherung die hier gezeigte Lage. Mit 7 ist der Abbildungskegel der H_α -Diagnostik in diesem Poloidalschnitt bezeichnet. In der Normalpolung der Ströme laufen die Magnetfeldlinien von oben gesehen gegen den Uhrzeigersinn schräg nach unten. Die Rechnungen basieren auf den im Experiment gemessenen Strömen.

Das kommt daher, daß erstens der Fokus der Abbildungen wahrscheinlich nicht in der gleichen Flußfläche liegt und zweitens von der Verscherung der Feldlinien. Dieser Effekt würde verschwinden, wenn man mit Kanal 7 parallel zu einem der Flußbündel 1- 6 schaut. Diese Blickrichtung ist jedoch durch die Vertikalfeldspulen (vgl. Anhang A) verbaut. Darin besteht auch das Hauptproblem, denn da die Kanalpaare 1-7 bis 6-7 immer nur ein kleines Flußbündel gemeinsam haben (Abb.23), ist das Maximum der Kreuzkorrelation deutlich kleiner als 1.

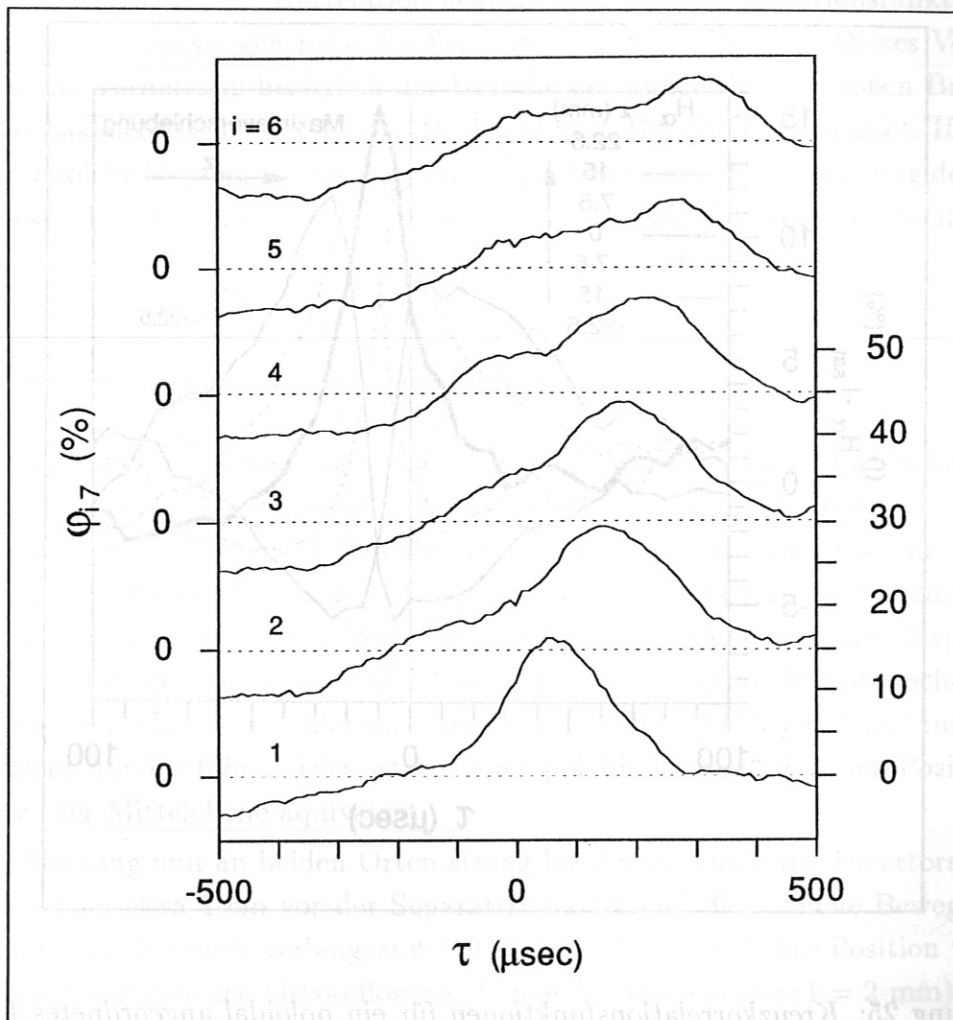


Abbildung 24: Kreuzkorrelation zwischen 2 H_α -Kanälen, in der Mittelebene (1 - 6) mit verschiedenen z -Positionen ($\Delta z = 7\text{mm}$) und toroidal um 203° versetzt (7).

5.2 H_α -Sonde-Korrelation

Um den Mangel der von vorneherein eingeschränkten maximal erreichbaren Korrelation zwischen zwei Kanälen zu beheben, wurde eine H_α -Diagnostik durch eine Langmuirsonde ersetzt. Aus technischen Gründen wurde auf eine bereits im Divertor installierte Sonde zurückgegriffen. Bei der H_α -Diagnostik in der Mittelebene (im vorangehenden Kanal 1 - 6) wurden 7 Kanäle mit einem poloidalen Abstand von je 7.5 mm arrangiert. Der toroidal zurückzulegende Winkel betrug nun 360° , die Länge der entsprechenden Magnetfeldlinie rund 10 m.

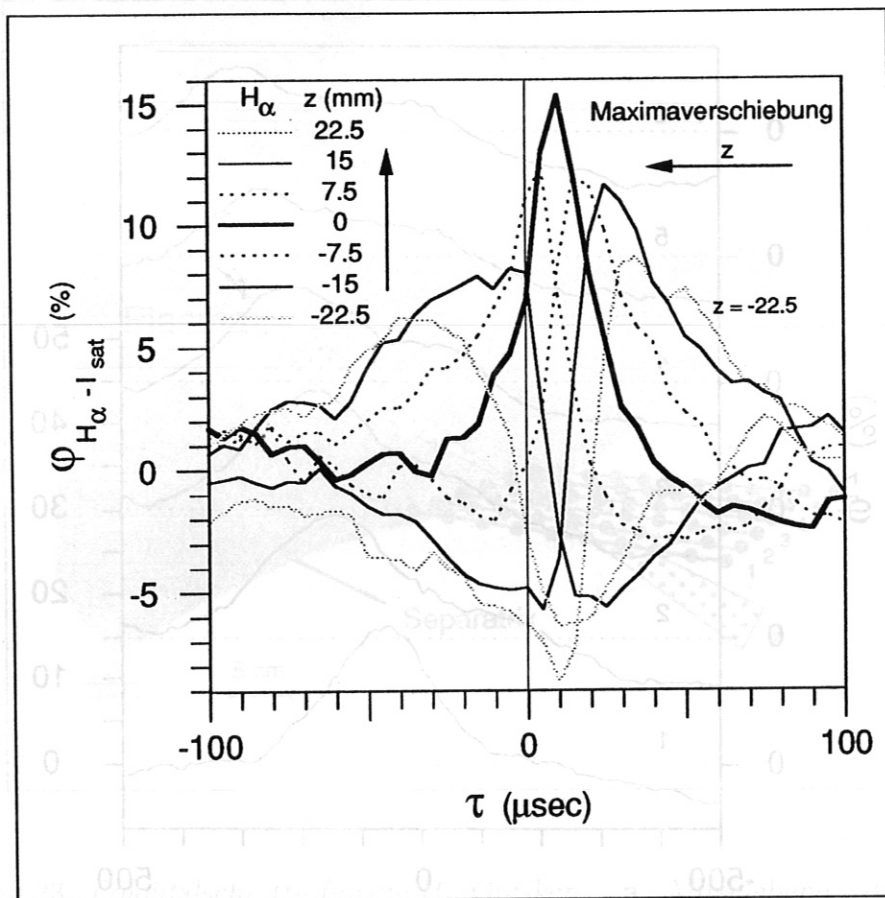


Abbildung 25: Kreuzkorrelationsfunktionen für ein poloidal angeordnetes Lichtleiterarray in der Mittelebene und einen Sondenkanal (Ionensättigungsstrom) im Divertor. Die zeitliche Verschiebung des Korrelationsmaximums verhält sich monoton in bezug auf die z -Position des H_α -Kanals. Der toroidale Winkel zwischen den beiden Diagnostiken beträgt 360° .

Ebenso wie die H_α - H_α -Korrelation weist die Korrelation zwischen einem H_α -Kanal

und einem Ionensättigungsstromkanal in Abbildung 25 für maximale Korrelation ein hohes Maß an Symmetrie auf. Das ebenfalls geringe Korrelationsmaximum deutet in Verbindung mit der Verschiebung des Maximums darauf hin, daß sich die Sondenspitze nicht in der Flußfläche befindet, aus der das Gros der H_α -Emission stammt. Die Begründung für das niedrige Korrelationsmaximum bei der H_α - H_α -Beobachtung, daß beiden Kanälen im Sichtbereich nur ein kleines Flußbündel gemeinsam ist, gilt in abgewandelter Form auch hier, denn die Sondenspitze hat eine hohe räumliche Auflösung (radial : 2 mm, poloidal : 1 mm) während die H_α -Diagnostik über einen Bereich von Zentimetern integriert.

Im Gegensatz zur H_α - H_α -Korrelation liegt die Breite der Korrelationsfunktionen in dem für Sondenmessungen nahe der Separatrix üblichen Bereich. Dieses Verhalten erhärtet die Vermutung bezüglich der Ursache der ungewöhnlich großen Breite der Korrelationsmaxima bei der H_α - H_α -Beobachtung. Bei der Kombination H_α -Sonde kann eine solche Verschmierung aufgrund der hohen räumlichen Auflösung der Sonde nicht geschehen. Man beobachtet auch hier wieder eine poloidale Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der ionendiamagnetischen Drift.

5.3 Sonden-Sonden-Korrelation

Sowohl die Korrelationsfunktion zwischen zwei H_α -Kanälen, als auch zwischen einem H_α -Kanal und einer Langmuirsonde zeigen das größte Maximum für $\tau \approx 0$ bei einem annähernd symmetrischen Verlauf ähnlich einer Autokorrelationsfunktion. Deshalb wurde die H_α -Diagnostik in der Mittelebene ebenfalls durch eine Langmuirsonde ersetzt (Abb.26). Im gleichen Verfahren wie bei den vorangegangenen Experimenten wurden die optimalen Werte für Plasmastrom und Toroidalfeld abgeschätzt und eine Serie von 9 Schuß mit kleinen Variationen ($\Delta B_t(a)/B_t(a) < 0.3\%$) im Hauptmagnetfeld durchgeführt. Dies ist zu einer poloidalen Variation der Position der Sonde in der Mittelebene äquivalent.

Da die Messung nun an beiden Orten streng lokal war, wurde die Divertorsonde an einer Position etwa 1 cm vor der Separatrix fixiert und die schnelle Bewegung der Hauptraumsonde soweit verlangsamt (10 cm in 600 ms), daß ihre Position während 10 ms bei der gegebenen Ortsauflösung (Länge der Sondenspitze $l = 2$ mm) als konstant angenommen werden konnte. Mit der NICOLET-Datenerfassung (siehe Diagnostikbeschreibung Kapitel 2) war es möglich, die gesamte Einwärtsbewegung der Sonde mit 1 MHz zu digitalisieren. Durch Auswahl der entsprechenden 10 ms-Zeitfenster kam für jeden Schuß in der Mittelebene ein kompletter Radialscan zustande.

Aus den in der Mittelebene gemessenen Fluktuationen wurden dann solche Zeitfenster ausgewählt, daß radial alle 5 mm ein Datensatz von 10 msec Dauer erzeugt

wurde. Die Länge des Zeitintervalls führt zu einer Ortsunschärfe von $\Delta r = \pm 2$ mm. Dies ist weniger als die mittlere radiale Ausdehnung der Dichtestörungen, kann aber für sehr kurzweilige Fluktuationen zu einer Reduzierung der berechneten Kohärenz führen. Aus diesen Datensätzen wurde die Kreuzkorrelation mit den Divertordaten (die Divertorsonde war während der Radialbewegung der Hauptraumsonde fixiert) im entsprechenden Zeitfenster berechnet. In der Serie mit 9 Schuß und jeweils 11 Zeitfenstern ergaben sich so 99 Parameterkombinationen in R und $q_{cyl}(a)$ (27).

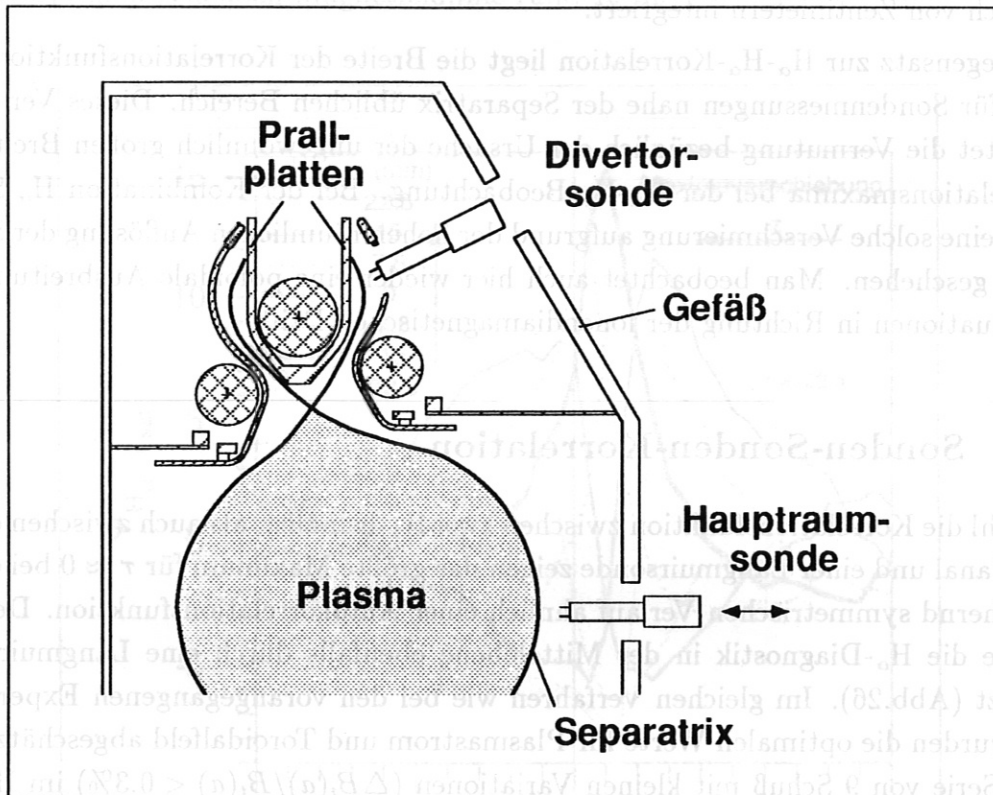


Abbildung 26: Poloidalschnitt durch das ASDEX-Gefäß mit den projizierten Positionen der beiden Sonden in Hauptraum und Divertor. Der toroidale Winkel zwischen beiden Sonden beträgt $\phi = 22.5^\circ$.

Die errechneten Korrelationsmaxima und ihre Verschiebung sind in Abbildung 27 als Funktion der Radialposition der Hauptraumsonde und des $q_{cyl}(a)$ der Entladung dargestellt. Da die Datensätze bezüglich R und $q_{cyl}(a)$ kein äquidistantes Gitter belegen, wurden die fehlenden Punkte mit einer Routine aus dem SAS-Paket [SAS1985a] interpoliert.

In Abbildung 27a sieht man deutlich die Entwicklung des Korrelationsmaximums, das für einen bestimmten Parametersatz einen maximalen Wert von 82% erreicht.

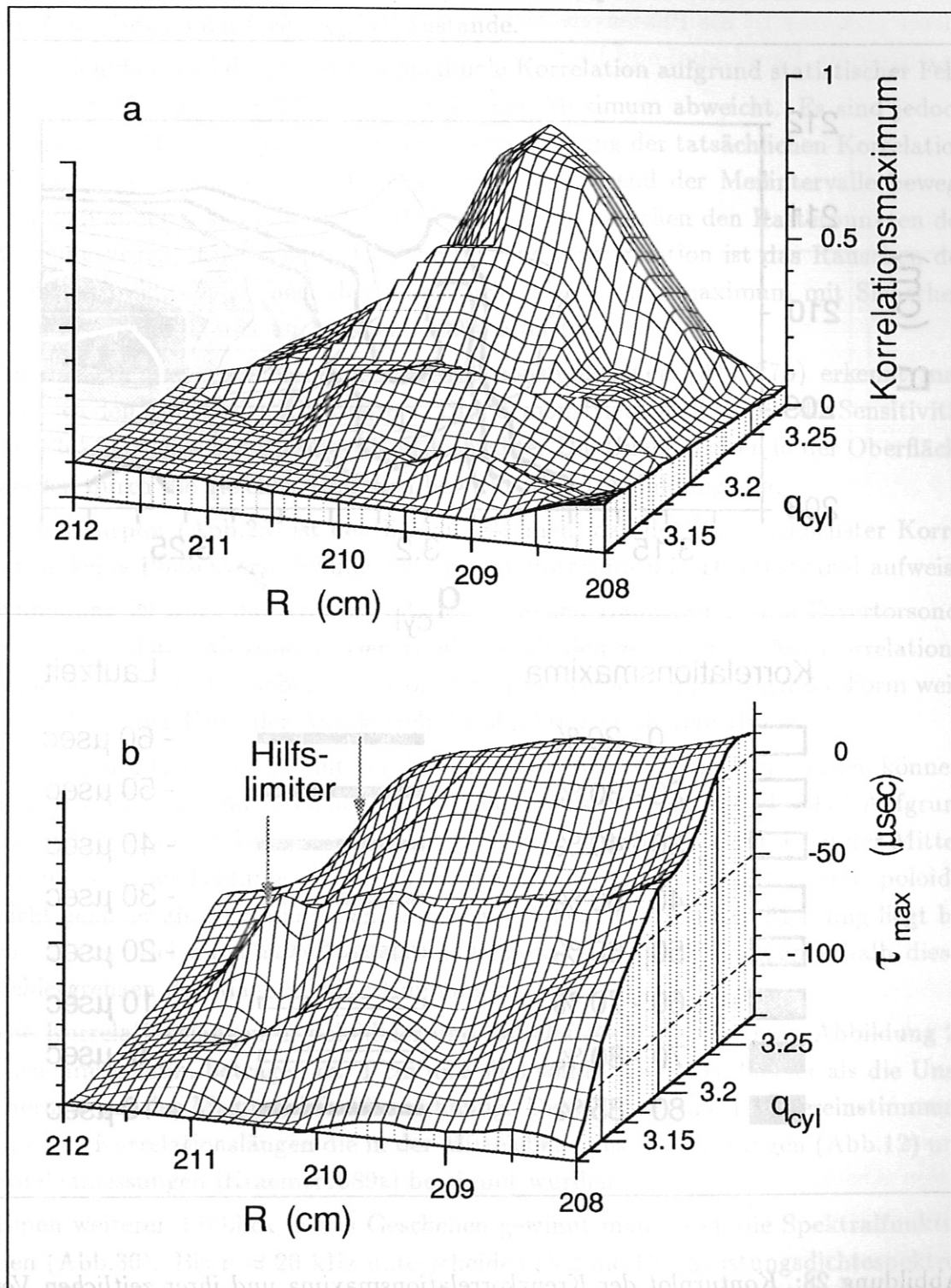


Abbildung 27: a. Kreuzkorrelationsmaxima der Dichtefluktuation zwischen Hauptraum- und Divertorsonde als Funktion der Radialposition der Hauptraumsonde und des q_{cyl} (a) der Entladung. b. Zeitliche Verschiebung der Kreuzkorrelationsmaxima. Die radiale Position des Hilfslimiters (Pfeile) wirkt sich deutlich auf die zeitliche Verschiebung des Korrelationsmaximums aus.

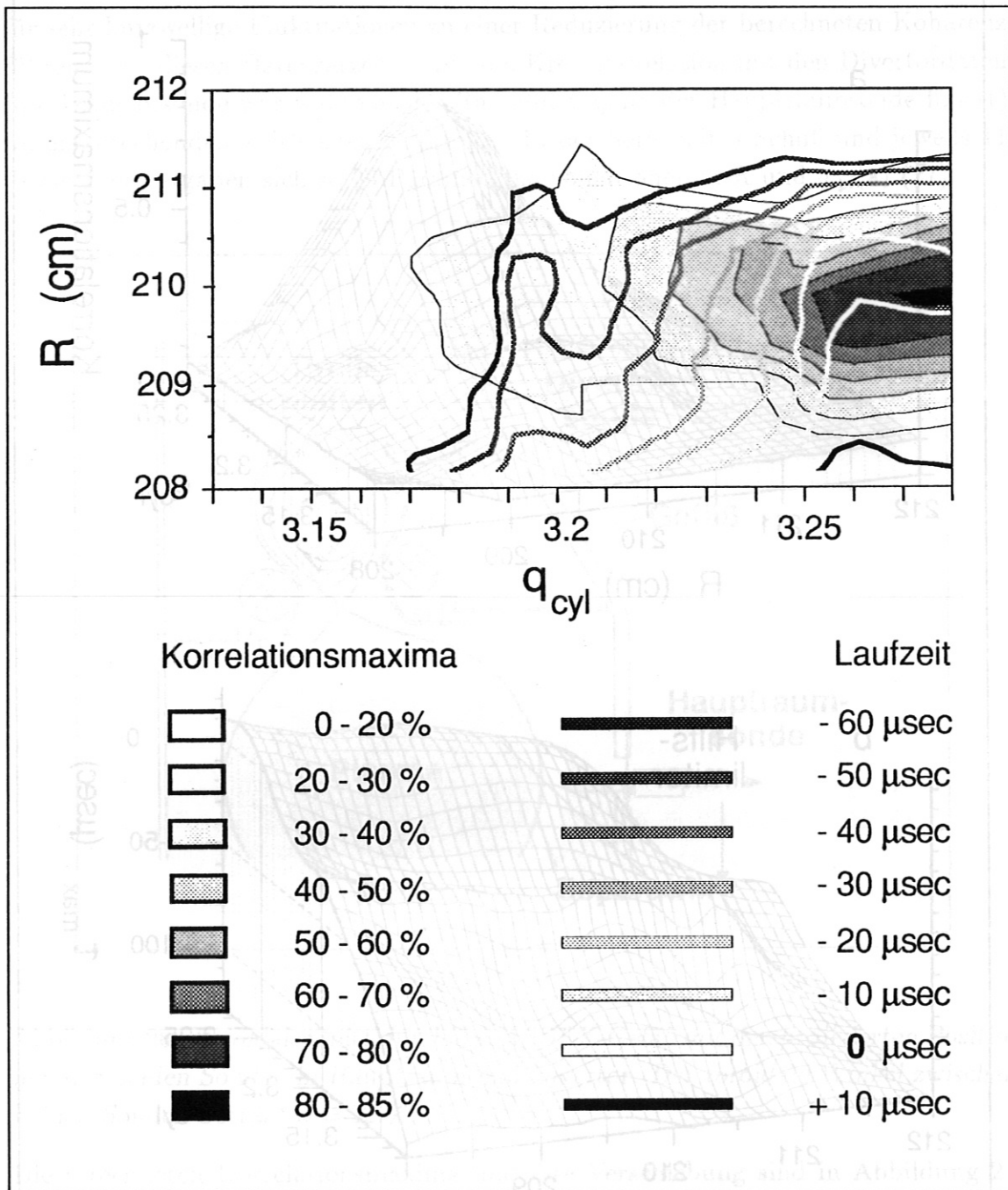


Abbildung 28: Konturplot der Kreuzkorrelationsmaxima und ihrer zeitlichen Verschiebung aus Abbildung 27 als Funktion der Radialposition der Hauptraumsonde und des $q_{cyl}(a)$ der Entladung.

Die Unebenheiten im Berg kommen durch nichtsystematische Meßfehler in den Strömen (Bestimmung von $q_{cyl}(a)$) zustande.

Es ist denkbar, daß die gemessene maximale Korrelation aufgrund statistischer Fehler [Rudyj1987a] um $\pm 2\%$ vom tatsächlichen Maximum abweicht. Es sind jedoch mehrere Effekte wirksam, die zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Korrelation führen. Zum einen wird die Hauptraumsonde während der Meßintervalle bewegt und zum anderen kann das tatsächliche Maximum zwischen den Rasterpunkten der Messung liegen. Eine weitere Ursache für eine Dekorrelation ist das Rauschen der Meßelektronik. Daher liegt das tatsächliche Korrelationsmaximum mit Sicherheit über 80%, könnte aber auch nahezu 100% erreichen.

An der Maximaverschiebung der Korrelationsfunktionen (Abb.27b) erkennt man deutlich den Einfluß des Hilfslimiters. Dies demonstriert noch einmal die Sensitivität der Fluktuationen auf Plasma-Wand-Kontakte. Die Unebenheiten in der Oberfläche werden durch die gleichen Ursachen bewirkt wie in Abbildung 27a.

Im Konturplot (Abb.28) ist deutlich zu erkennen, daß der Bereich höchster Korrelation keine Phasenverschiebung zwischen Hauptraum- und Divertorkanal aufweist.

Abbildung 29 zeigt die Kreuzkorrelation zwischen Hauptraum- und Divertorsonde mit dem größten Maximum. Der Vergleich mit den zugehörigen Autokorrelationsfunktionen zeigt, daß neben dem Korrelationsmaximum nahe 1 auch die Form weitgehend mit der Form der Autokorrelationsfunktionen übereinstimmt.

Die absolute Genauigkeit, mit der die Ströme an ASDEX gemessen werden können, liegt bei 1 %, die relative Genauigkeit ist besser als 0.5 % [Gresser1989a]. Aufgrund dieser Fehlerquellen kann man den Abstand eines gegebenen Punktes in der Mittelebene von einer Feldlinie, die im Divertor von einem festen Punkt startet, poloidal nicht genauer als 10 cm angeben; der mögliche Fehler in radialer Richtung liegt bei ca. 2 cm. Bei maximaler Korrelation befinden sich die Sonden innerhalb dieser Fehlergrenzen der Magnetfeldbestimmung auf der selben Feldlinie.

Die Korrelationslängen in poloidaler und radialer Richtung, die man Abbildung 28 entnehmen kann, betragen ca. 1 cm und sind somit wesentlich kleiner als die Unsicherheit aus der Magnetfeldberechnung. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit den Korrelationslängen die in der Mittelebene aus H_α -Messungen (Abb.12) und Sondenmessungen [Kraemer1989a] bestimmt wurden.

Einen weiteren Einblick in das Geschehen gewinnt man durch die Spektralfunktionen (Abb.30). Bis $\nu \approx 20$ kHz unterscheiden sich die Eigenleistungsdichtespektren P_{MM} , P_{DD} praktisch nicht vom Kreuzleistungsdichtespektrum P_{MD} ; hier ist auch die Kohärenz mit $\bar{\gamma} \approx 0.85$ sehr hoch. Für höhere Frequenzen nimmt die Eigenleistung im Divertor schneller ab als im Hauptraum und die Kohärenz sinkt deutlich ab, bis

sie bei $\nu \approx 55$ kHz ihr von der Statistik bestimmtes Nullniveau erreicht. Bis zu dieser Frequenz ist die Phasenverschiebung zwischen den beobachteten Dichtefluktuationen im Hauptraum und Divertor im Rahmen der Statistik gleich Null.

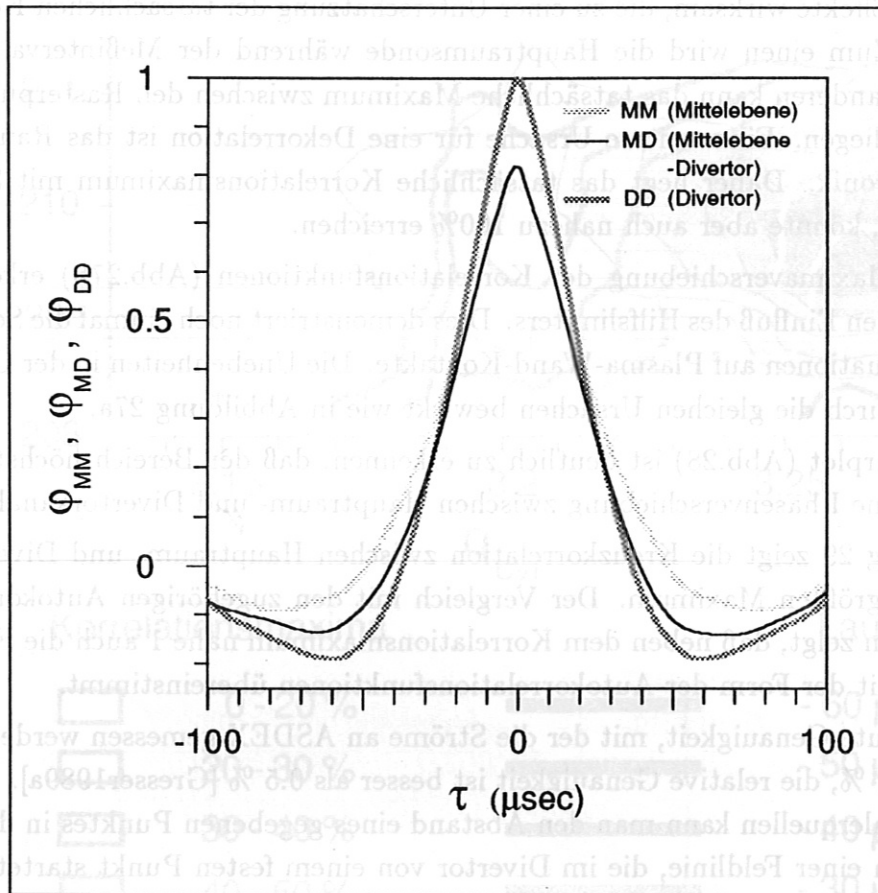


Abbildung 29: Kreuzkorrelationsfunktion zwischen Hauptraum- und Divertorkanal mit höchstem Maximum und die zugehörigen Autokorrelationsfunktionen

Zum Vergleich kann man die in der Mittlelebene abhängig von der radialen Position der Sonde berechnete Kreuzleistungsdichte (Abb.16) für eine kleinen poloidalen Abstand $d = 1.8$ mm heranziehen, sowie die zugehörige Kohärenz (Abb.7). Vergleichbar sind die Spektren für die am weitesten außen gelegene Sondenposition ($d_{\text{Sep}} = 2.5$ cm). Für größere Abstände wird keine signifikante Änderung in der Form der Spektren festgestellt. Das Maximum der Hauptraum-Divertor-Korrelation tritt bei einer Position von $d_{\text{Sep}} = 4$ cm auf. Im Bereich bis $\nu = 100$ kHz unterscheidet sich die Form der Eigenleistungsdichtespektren (Abb.30) kaum von der der Kreuzleistungsdichtespektren in Abbildung 16, jedoch beobachtet man dort noch

bei $\nu = 150$ kHz eine Kohärenz von $\gamma = 0.5$ (Abb.7).

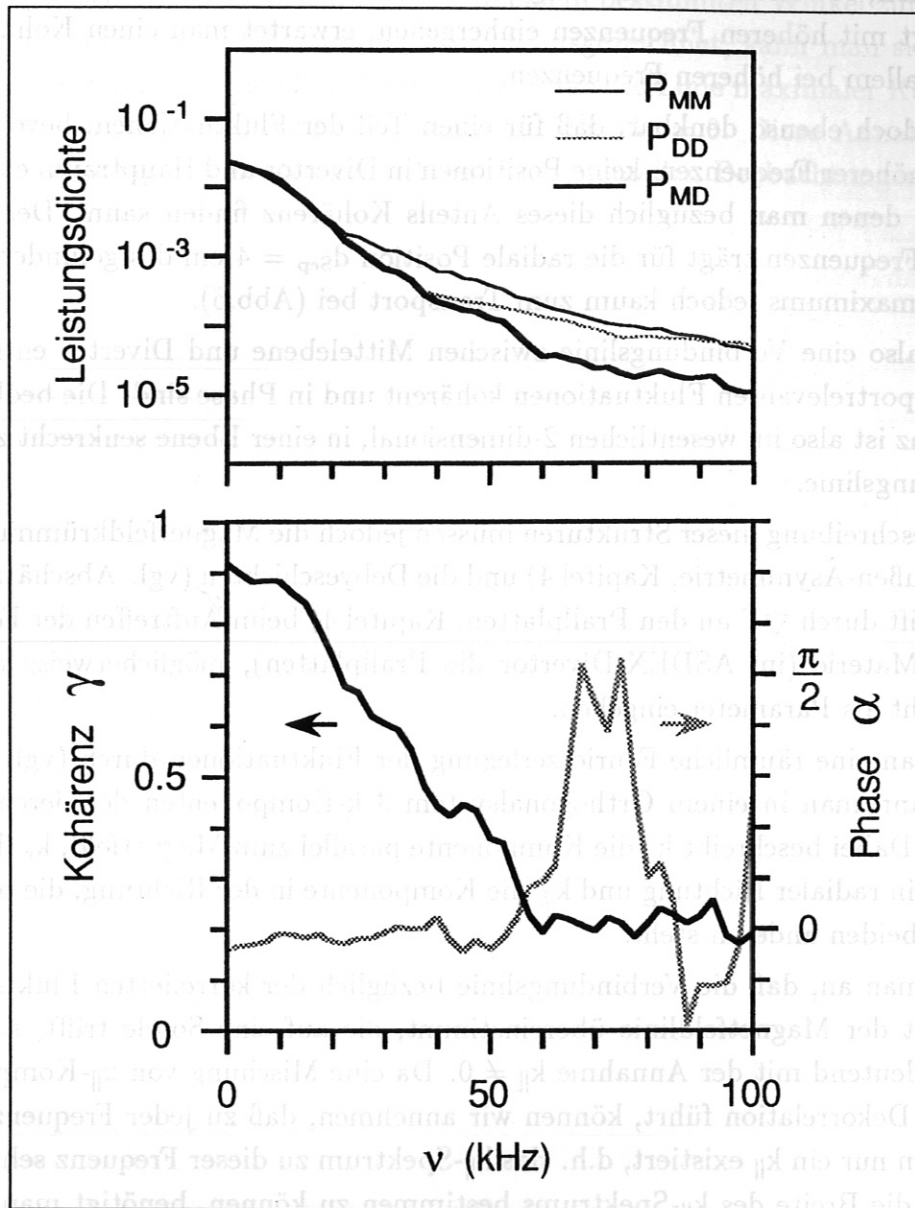


Abbildung 30: Leistungsdichte-, Kohärenz- und Phasenspektren für den Fall maximaler Korrelation entlang Feldlinien, gleiche Indizes bedeuten Eigenleistungsdichtespektren analog zu Abbildung 29.

Für diesen Befund gibt es zwei verschiedene Erklärungen. Es ist denkbar, daß es eine Position nahe der Haupttraumsonde gibt, an der die Dichtefluktuationen streng kohärent und in Phase zu den Fluktuationen im Divertor sind. Die beobachtete

Inkohärenz könnte auf die erwähnten Effekte zurückzuführen sein. Sowohl die Bewegung der Sonde wie auch eine Fehlpositionierung führen zu einem Verlust an Korrelation, vor allem bei kurzwelligen Strukturen. Unter der Annahme, daß diese bevorzugt mit höheren Frequenzen einhergehen, erwartet man einen Kohärenzverlust vor allem bei höheren Frequenzen.

Es ist jedoch ebenso denkbar, daß für einen Teil der Fluktuationen, bevorzugt im Bereich höherer Frequenzen, keine Positionen in Divertor und Hauptraum existieren, zwischen denen man bezüglich dieses Anteils Kohärenz finden kann. Der Bereich höherer Frequenzen trägt für die radiale Position $d_{sep} = 4$ cm des gefundenen Korrelationsmaximums jedoch kaum zum Transport bei (Abb.6).

Es gibt also eine Verbindungslinie zwischen Mittelebene und Divertor entlang der die transportrelevanten Fluktuationen kohärent und in Phase sind. Die beobachtete Turbulenz ist also im wesentlichen 2-dimensional, in einer Ebene senkrecht zu dieser Verbindungslinie.

In die Beschreibung dieser Strukturen müssen jedoch die Magnetfeldkrümmung (vgl. Innen-Außen-Asymmetrie, Kapitel 4) und die Debyeschichten (vgl. Abschätzung der $E \times B$ -Drift durch ∇T an den Prallplatten, Kapitel 4) beim Auftreffen der Feldlinien auf die Materie (im ASDEX-Divertor die Prallplatten), möglicherweise auch die Vorschicht als Parameter eingehen.

Führt man eine räumliche Fourierzerlegung der Fluktuationen durch (vgl. Kapitel 3), so kann man in einem Orthogonalsystem 3 k -Komponenten definieren: $k_{||}$, k_r und k_{\perp} . Dabei beschreibt $k_{||}$ die Komponente parallel zum Magnetfeld, k_r die Komponente in radialer Richtung und k_{\perp} die Komponente in der Richtung, die senkrecht auf den beiden anderen steht.

Nimmt man an, daß die Verbindungslinie bezüglich der korrelierten Fluktuationen nicht mit der Magnetfeldlinie übereinstimmt, die auf eine Sonde trifft, so ist das gleichbedeutend mit der Annahme $k_{||} \neq 0$. Da eine Mischung von $k_{||}$ -Komponenten zu einer Dekorrelation führt, können wir annehmen, daß zu jeder Frequenz im wesentlichen nur ein $k_{||}$ existiert, d.h. das $k_{||}$ -Spektrum zu dieser Frequenz sehr schmal ist. Um die Breite des $k_{||}$ -Spektrums bestimmen zu können, benötigt man das k_{\perp} -Spektrum. Dieses steht für die analysierten Entladungen nicht zur Verfügung, da mit den vorhandenen Sonden eine räumliche Fouriertransformation nicht möglich ist.

Um in dem angesprochenen Frequenzbereich $\nu < 40$ kHz eine Phasenverschiebung $\alpha = 0$ zu bewirken, muß das Verhältnis der Wellenzahlen parallel und senkrecht zum Magnetfeld für alle Frequenzen in diesem Bereich gleich sein.

$$100 < \frac{k_{\perp}}{k_{||}} = konst.$$

Die untere Schranke für dieses Verhältnis wird durch die Genauigkeit der Kenntnis der Feldlinienposition nach einem Weg von $L = 10$ m entlang der Feldlinie bestimmt. Ein physikalischer Prozeß, der diese Linie in einem bestimmten Winkel zur Feldlinie ausrichtet, d.h. es ist ein bestimmtes $k_{\parallel} \neq 0$ ausgezeichnet, kann man sich jedoch nur schwer vorstellen. Deshalb nehmen wir an, daß die Linie maximaler Korrelation jeweils mit der Magnetfeldlinie übereinstimmt, d.h. $k_{\parallel} = 0$. Diese Annahme steht in keinem Widerspruch zu den gemachten experimentellen Beobachtungen.

6.1 Verhalten der Korrelationsfunktionen

Am auffälligsten ist in diesen Bildern, daß in der ersten Phase (I) die Korrelationslänge deutlich größer ist als in den folgenden Phasen der Entladung. Dies ist drastisch und die Auswirkungen der Neutralinjektion auf die Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen. Sowohl im Co- als auch im Counter-Strahl beobachtet man eine Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der diamagnetischen Ionosphäre, die sich mit der Erpolung der Felder ebenfalls umkehrt.

Generell gilt: bei Injektion von Teilchen in toroidale Rotation des Plasmas infolge der Magnetfelderschraubung der Fluktuationen eine Geschwindigkeitskomponente in poloidaler Richtung überlagert, sofern der Rand mitrotiert. Die Überlagerung geschieht im Fall von Co-Injektion additiv, bei Counter-Injektion subtraktiv.

Man beachtet jedoch ein völlig anderes Verhalten (Tab. 2, Abb. 33). Sowohl bei Co- als auch bei Counter-Injektion stellt man in der H-Phase ein Erhöhen der Poloidalgeschwindigkeit gegenüber der OH-Phase fest. Daraus kann man nun den Schluß ziehen, daß sich in der H-Phase das radiale elektrische Feld soweit ändert, daß bei Counter-Injektion die erwartete Abnahme der Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen durch eine erhöhte poloidale Driftgeschwindigkeit des Plasmas über-

6 Vergleich : Fluktuationen in OH-L-H-L-Phase bei Co- und Counter-Injektion

Nach der Beschreibung der Fluktuationseigenschaften in ohmschen Entladungen soll im folgenden auf den Einfluß von Zusatzheizung auf die Fluktuationen in der Randschicht eingegangen werden. An ASDEX können bei Neutralinjektionsheizung die Neutralteilchen einmal mit dem Plasmastrom (Co-Injektion) und nach der Umpolung aller Felder gegen den Plasmastrom (Counter-Injektion) injiziert werden [Fussmann1989a]. Im folgenden werden H_α -Fluktuationen während einer Co- und einer Counter-Entladung in verschiedenen Schußphasen miteinander verglichen.

In Abbildung 31 und 32 sind einige wesentliche Signale der beiden zu vergleichenden Schüsse dargestellt. Die Balken markieren die analysierten Phasen der Entladungen.

Bei dem Vergleich muß man jedoch beachten, daß die Plasmaparameter bei beiden Schüssen verschieden waren (Co: $\bar{n}_e = 2.8 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $J_P = 280 kA$, $B(a) = 1.4 Tesla$, $P_{NI} = 2.4 MW$, $d_{hor} = 0 cm$ und $d_{ver} = +1 cm$; Counter: $\bar{n}_e = 3.4 \cdot 10^{19} m^{-3}$, $J_P = 420 kA$, $B(a) = 1.6 Tesla$, $P_{NI} = 1.8 MW$, $d_{hor} = +2 cm$ und $d_{ver} = 0 cm$, d_{hor} und d_{ver} bezeichnen die Horizontal- bzw. Vertikalverschiebung des Plasmas aus der zentrierten Lage).

6.1 Verhalten der Korrelationsfunktionen

Am auffälligsten ist in beiden Schüssen, daß in der ruhigen H-Phase (H^*) die Korrelationslänge deutlich größer ist als in den übrigen Phasen der Entladung. Ebenso drastisch sind die Auswirkungen der Neutralinjektion auf die Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen. Sowohl im Co- als auch im Counter-Schuß beobachtet man eine Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der diamagnetischen Ionendrift, die sich mit der Umpolung der Felder ebenfalls umkehrt.

Generell gilt: bei Injektion wird durch die toroidale Rotation des Plasmas infolge der Magnetfeldverschraubung den Fluktuationen eine Geschwindigkeitskomponente in poloidaler Richtung überlagert, sofern der Rand mitrotiert. Die Überlagerung geschieht im Fall von Co-Injektion additiv, bei Counter-Injektion subtraktiv.

Man beobachtet jedoch ein völlig anderes Verhalten (Tab.2, Abb.33). Sowohl bei Co- als auch bei Counter-Injektion stellt man in der H^* -Phase eine Erhöhung der Poloidalgeschwindigkeit gegenüber der OH-Phase fest. Daraus kann man nur den Schluß ziehen, daß sich in der H^* -Phase das radiale elektrische Feld soweit ändert, daß bei Counter-Injektion die erwartete Abnahme der Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen durch eine erhöhte poloidale Driftgeschwindigkeit des Plasmas über-

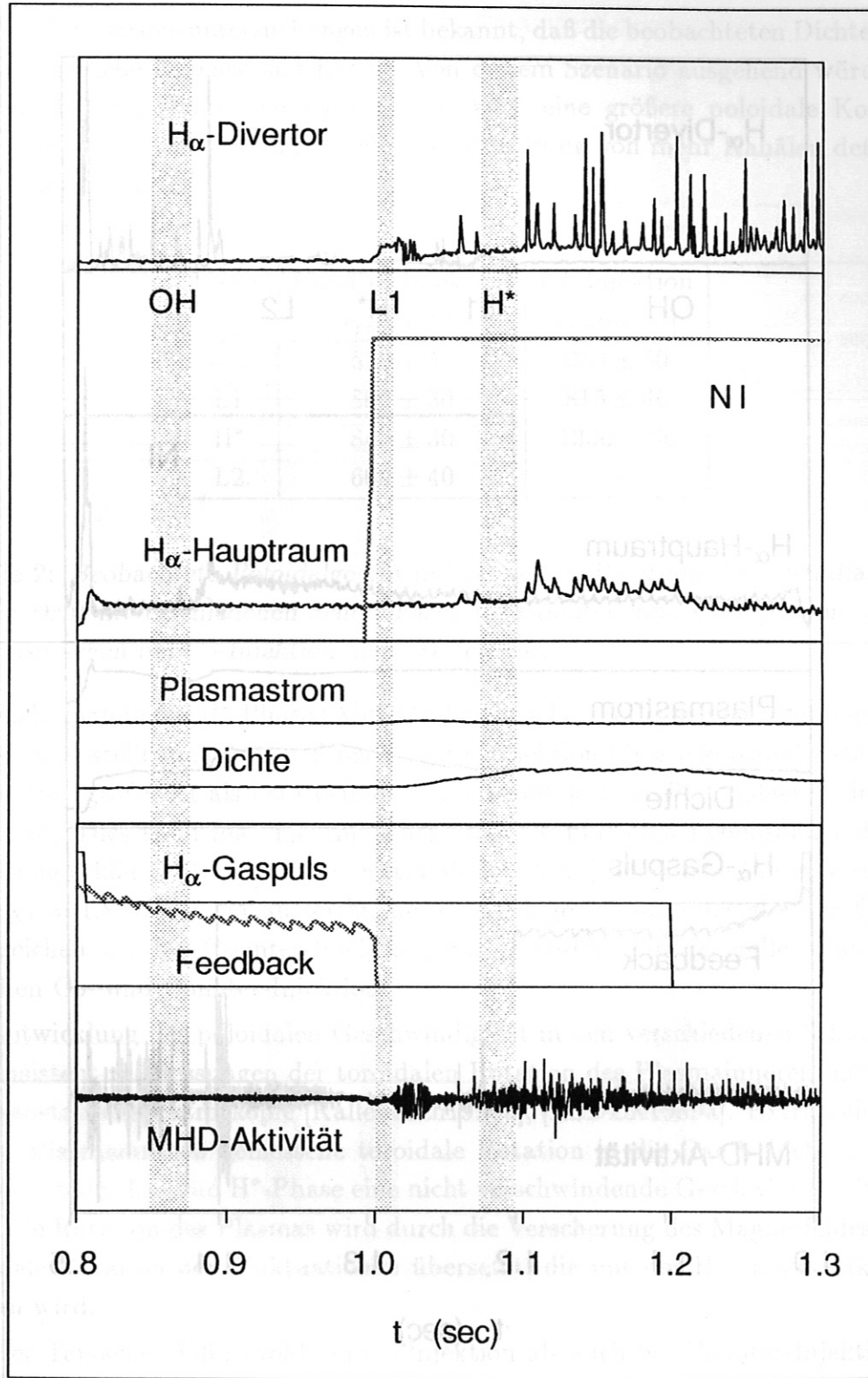


Abbildung 31: H_{α} -Signale aus Divertor und Hauptraum, Neutralinjektion, Plasmastrom und Dichte, Gaszufuhr und MHD-Aktivität für Co-Injektion mit $P_{NI} = 2.4MW$.

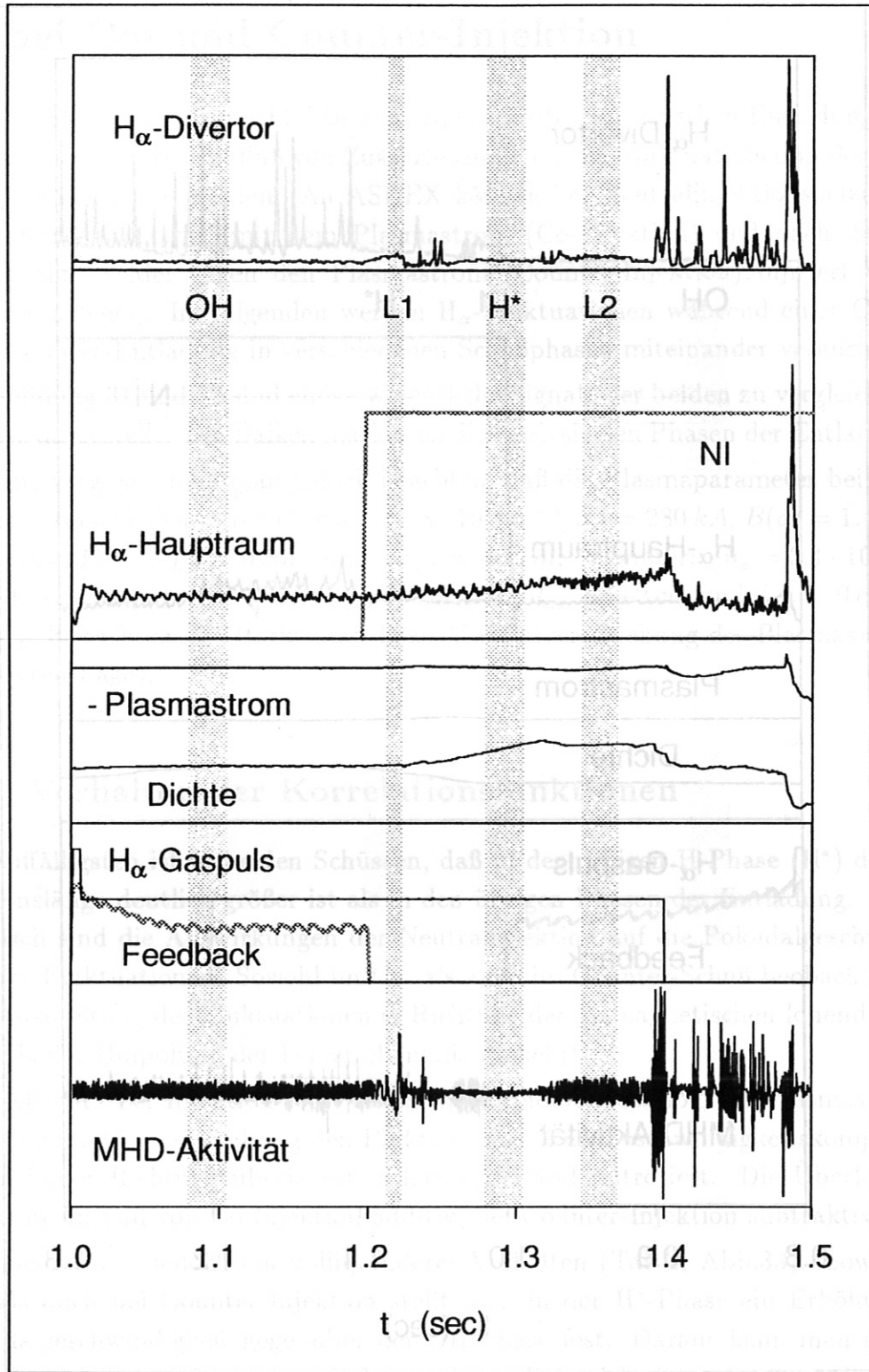


Abbildung 32: H_{α} -Signale aus Divertor und Hauptraum, Neutralinjektion, Plasmastrom und Dichte, Gaszufuhr und MHD-Aktivität für Counter-Injektion mit $P_{NI} = 1.8\text{MW}$.

kompensiert wird.

Aus den Korrelationsuntersuchungen ist bekannt, daß die beobachteten Dichtestörungen eine endliche Lebensdauer haben. Von diesem Szenario ausgehend würde man bei einer höheren Poloidalgeschwindigkeit auch eine größere poloidale Korrelationslänge erwarten, da ein und dieselbe Dichtestörung von mehr Kanälen detektiert wird, bevor sie zerfällt.

Phase	Counter-Injektion $v_{pol}[ms^{-1}]$	Co-Injektion $v_{pol}[ms^{-1}]$
OH	610 ± 50	650 ± 50
L1	860 ± 30	815 ± 40
H*	840 ± 30	1330 ± 60
L2	660 ± 40	-

Tabelle 2: Beobachtete Poloidalgeschwindigkeiten in Richtung der ionendiamagnetischen Drift in verschiedenen Schußphasen für Counter- und Co-Injektion. Für die L2-Phase liegen bei Co-Injektion keine Daten vor.

Vergleicht man in der H*-Phase (Abb.33) die Korrelation für beide Entladungen miteinander, so stellt man fest, daß bei Counter-Injektion für große Kanalabstände die Korrelation größer ist als bei Co-Injektion, obwohl dort die Poloidalgeschwindigkeit größer ist. Dies kann man nur mit einer größeren mittleren Lebensdauer der Einzelstörung erklären. Dazu sei bemerkt, daß bei Co-Injektion eine Injektionsleistung von $P_{NI} = 1.8$ MW nicht ausreicht, um eine ruhige H-Phase der gleichen Qualität zu erreichen wie bei Counter-Injektion, d.h es besteht ein genereller Unterschied zwischen Co- und Counter-Injektion.

Die Entwicklung der poloidalen Geschwindigkeit in den verschiedenen Schußphasen ist konsistent zu Messungen der toroidalen Rotation des Plasmainneren mittels Ladungsaustauschspektroskopie [Kallenbach1990a], [ASDEX1989a]. Extrapoliert man die im Plasmainneren gemessene toroidale Rotation in die Randschicht, so erhält man nur in der L1- und H*-Phase eine nicht verschwindende Geschwindigkeit. Diese toroidale Rotation des Plasmas wird durch die Verscherung des Magnetfeldes in eine poloidale Rotation der Fluktuationen übersetzt, die mit der H_α -Diagnostik mitgemessen wird.

Aus der Tatsache, daß sowohl bei Co-Injektion als auch bei Counter-Injektion sich für den Beobachter die Fluktuationen in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen ausbreiten, muß man den Schluß ziehen, daß die poloidale Drift aufgrund des radialen elektrischen Feldes so groß ist, daß sie durch die infolge der Injektion über-

lagerte toroidale Rotation nicht umgekehrt werden kann. Messungen des radialen E-Feldes bei Zusatzheizung liegen noch nicht vor, da der Einsatz von Langmuirsonden in diesen Entladungsphasen sehr kritisch ist.

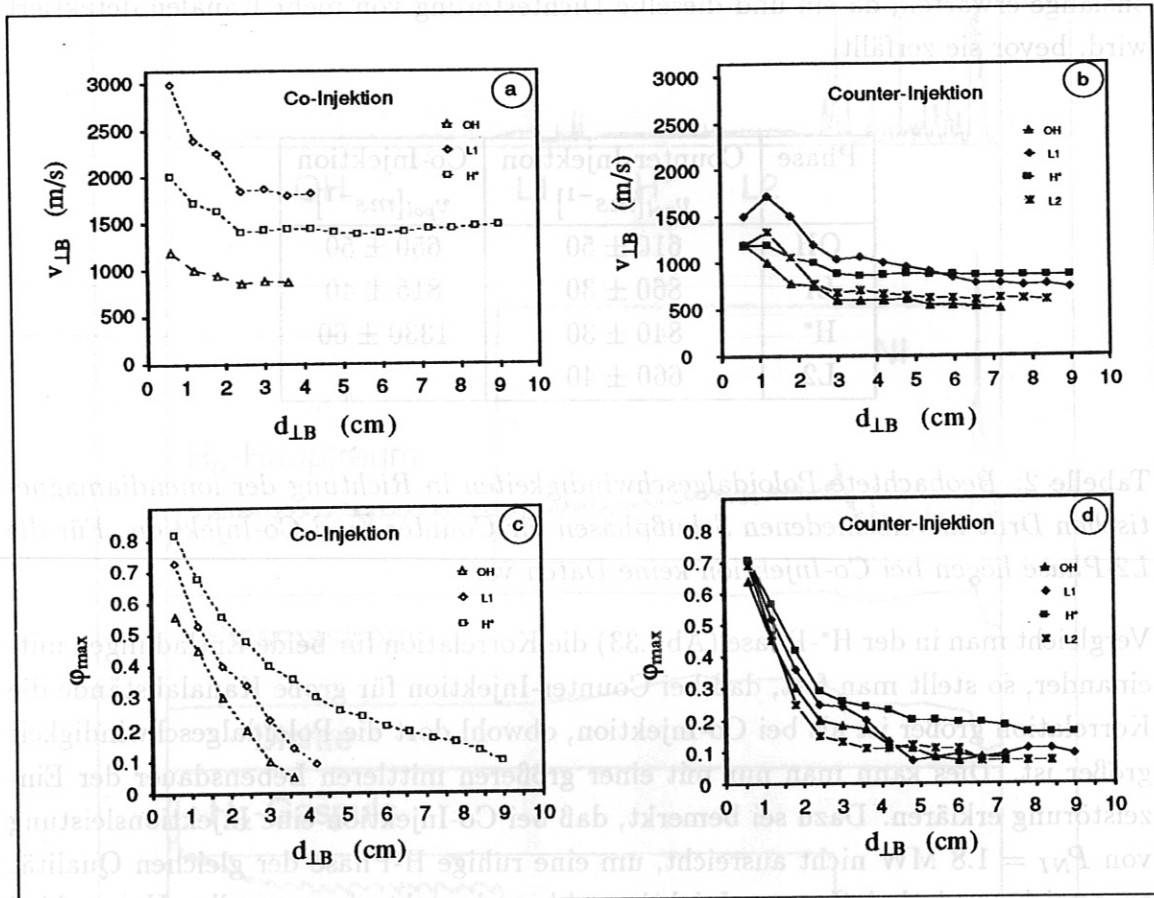


Abbildung 33: a: Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen, errechnet aus dem Kanalabstand und der Zeitverschiebung des Korrelationsmaximums für verschiedene Phasen des Schusses bei Co-Injektionspolung, Plasmaparameter in Abb. 31. b : Analog a für Counter-Injektion vgl. Abb.32, c : Korrelationsmaxima bei Co-Injektionspolung, d : Analog c für Counter-Injektion

In Kapitel 4 wurden mögliche Fehler bei der Bestimmung der poloidalen Ausbreitung der Fluktuationen diskutiert. Vergleicht man nun die Werte aus Tabelle 2 mit den Geschwindigkeiten aus Abbildung 33, die keine Abhängigkeit vom Kanalabstand mehr zeigen, so stimmen sie im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Nur in der L1-Phase bei Counter-Injektion stößt man auf einen Widerspruch: aus Abbildung 33 liest man eine sehr höhere Poloidalgeschwindigkeit ab als in Tabelle 2 angegeben.

Dieser Widerspruch kann mit dem in Kapitel 3 diskutierten Modell nicht erklärt werden. Die L1-Phase ist deutlich kürzer als eine Energieeinschlußzeit, d.h. in hohem Maße transient, und die für die Analyse geforderte Stationarität ist nicht gegeben. Deshalb kann man nicht unbedingt konsistente Ergebnisse erwarten.

6.2 Strukturelle Entwicklung

Im folgenden soll exemplarisch auf die strukturellen Veränderungen der Fluktuationen eingegangen werden, die sich bei Neutralteilchenheizung einstellen.

In Abbildung 34 und 35 wird die Korrelation $\varphi(\tau, d)$ zwischen zwei Kanälen als Funktion ihres Abstands d und der Delayzeit τ für verschiedene Entladungsphasen gezeigt. Die Konturdarstellungen sind punktsymmetrisch, eine Eigenschaft der Korrelationsfunktion. Diese Form wurde gewählt, um die Entwicklung in der Korrelation deutlicher herauszuarbeiten.

Aus dem Vergleich der verschiedenen Entladungsphasen in den beiden Entladungen erkennt man, daß die mittlere Lebensdauer der Strukturen (Ausdehnung der Korrelation parallel zur τ -Achse) unter dem Einfluß der Neutralinjektion beim Übergang in die ruhige H-Phase (H^*) anwächst, d.h. der Turbulenzgrad nimmt ab. Die Schräglage der Korrelationskonturen beschreibt die Geschwindigkeit, mit der sich die Fluktuationen für den Beobachter in poloidaler Richtung ausbreiten. Aus Abbildung 34 geht weiter hervor, daß in der ruhigen H-Phase nicht nur die Lebensdauer anwächst, sondern daß die poloidale Struktur der Fluktuationen an Größe zunimmt (Verbreiterung der Korrelationsflächen).

Bei Counter-Polung ist die räumliche Struktur deutlich größer als im oben beschriebenen Szenario. In diesem Zusammenhang sei noch einmal auf die stark unterschiedlichen Plasmaparameter der beiden Entladungen hingewiesen; dies erschwert in hohem Maße einen direkten Vergleich der beiden Entladungstypen.

Bei Counter-Injektion tauchen in allen zusatzgeheizten Phasen für kleine Kanalabstände zusätzliche Minima ($\varphi(\tau, d) < -0.1$) auf (Abb.35); dieses beobachtet man in der gezeigten Co-Entladung auch in der H-Phase. Dieses Verhalten entspricht einem Anwaschen der mittleren Lebensdauer der einzelnen Störung. In der L2-Phase sieht man, wie sich die langgestreckte Korrelation ($0.1 < \varphi < 0.3$) aus der H-Phase förmlich auflöst. Auch die ausgeprägten Minima haben sich wieder auf das Niveau aus der OH-Phase zurückgebildet. Dies ist als ein Anwachsen der Turbulenz zu werten.

Betrachtet man zu jedem Zeitpunkt den Maximalwert der Korrelation über alle Kanäle (Abb.36), so stellt man bei Co-Injektion fest, daß für große Delayzeiten $\tau_{max} > 100 \mu sec$ die Korrelation sehr klein, d.h. eine Struktur nicht mehr identi-

Abbildung 35: Kreuzkorrelation $\varphi(\tau, d)$ wie in Abbildung 34 für die in der Counter-Entladung aus Abbildung 32 markierten Phasen OH, L1, H^* und L2.

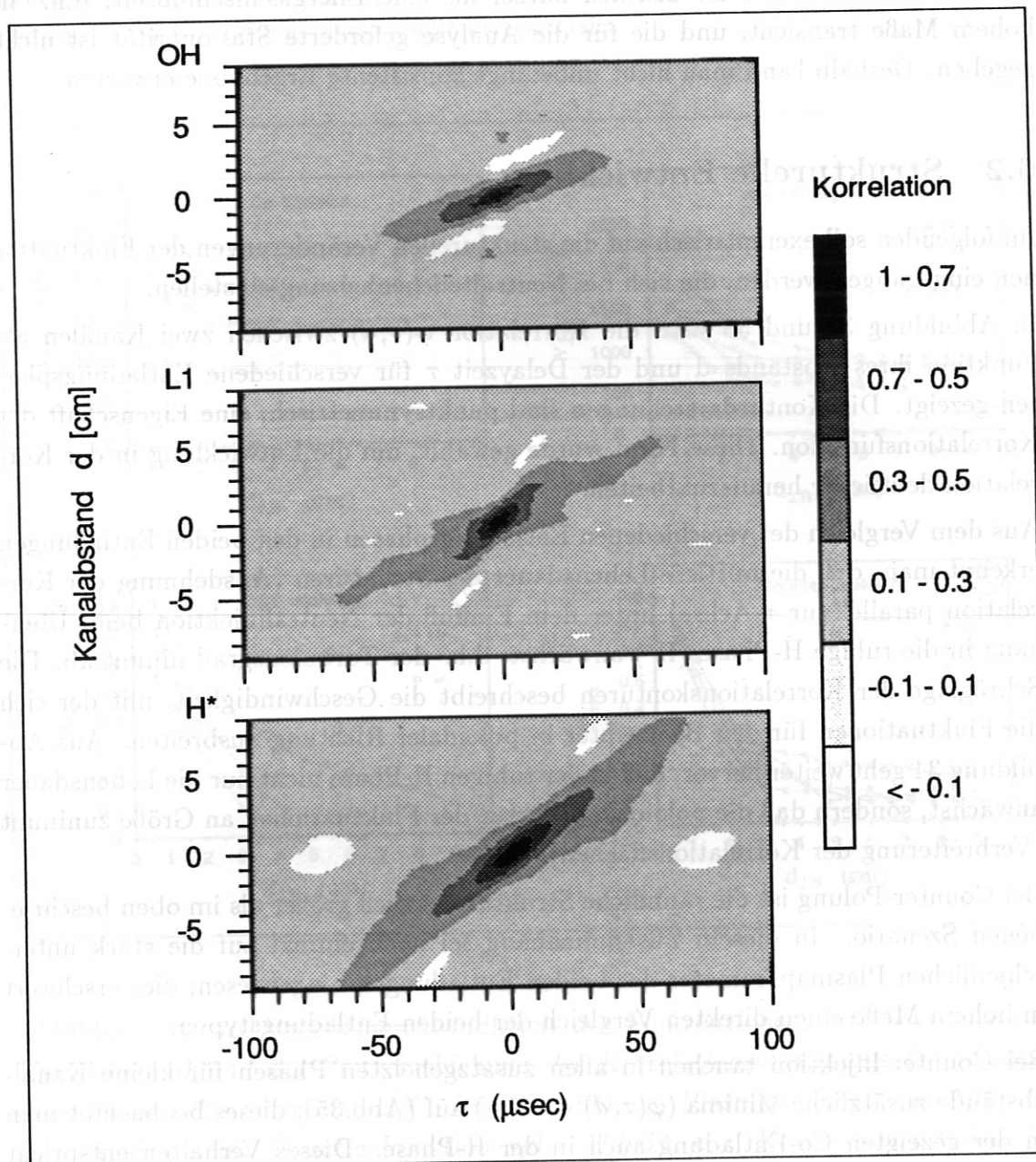


Abbildung 34: Kreuzkorrelation $\varphi(d, \tau)$ als Funktion des Kanalabstandes d und der Delayzeit τ ; je dunkler die Schattierung, desto höher die Korrelation. Um die Struktur deutlich zu machen, wurde die Anzahl der Konturen stark eingeschränkt. Die Konturplots beziehen sich auf die, für die Entladung mit Co-Injektion in Abbildung 31 markierten Phasen OH, L1 und H*.

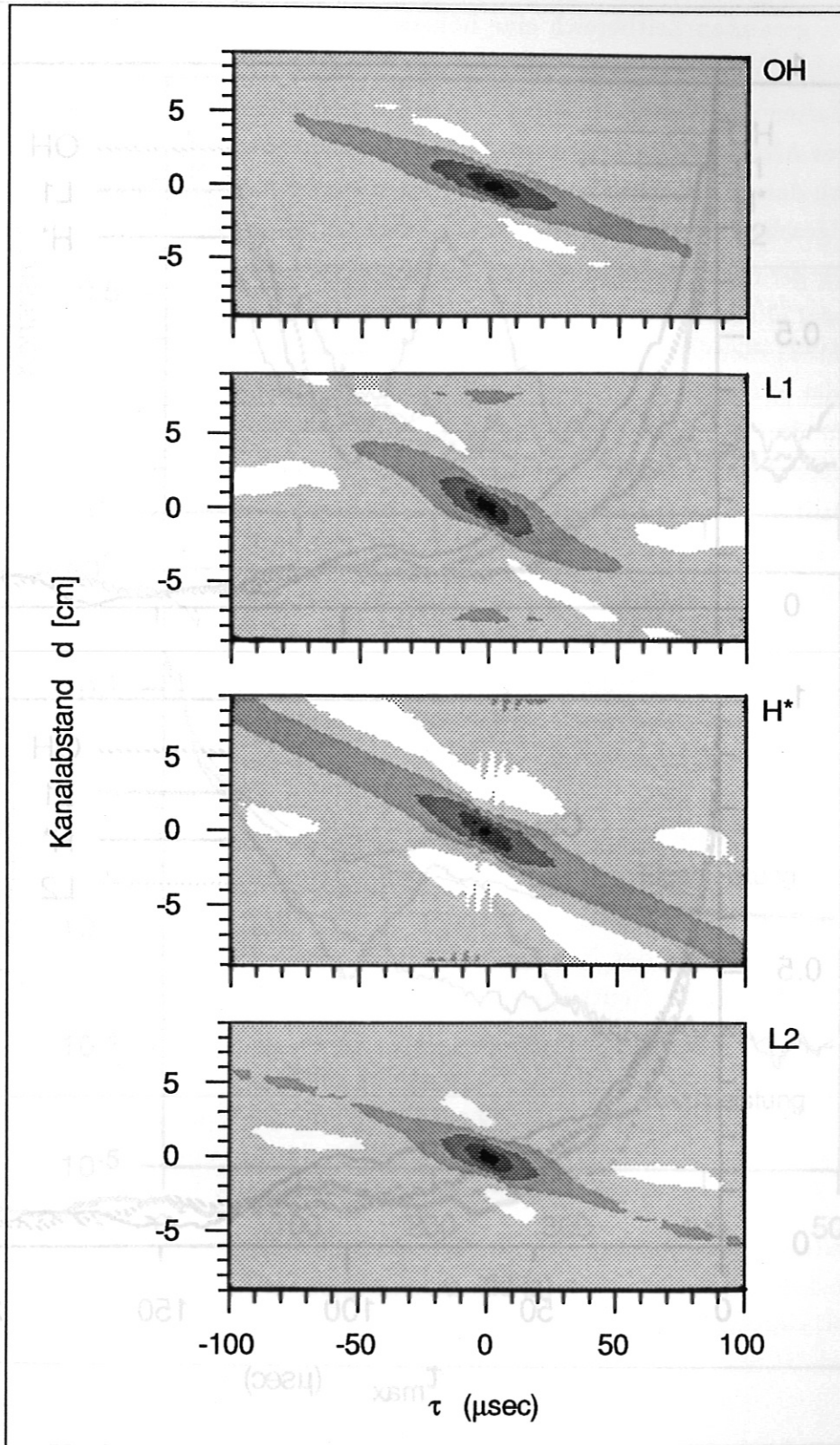


Abbildung 35: Kreuzkorrelation $\varphi(d, \tau)$ wie in Abbildung 34 für die in der Counter-Entladung aus Abbildung 32 markierten Phasen OH, L1, H* und L2.

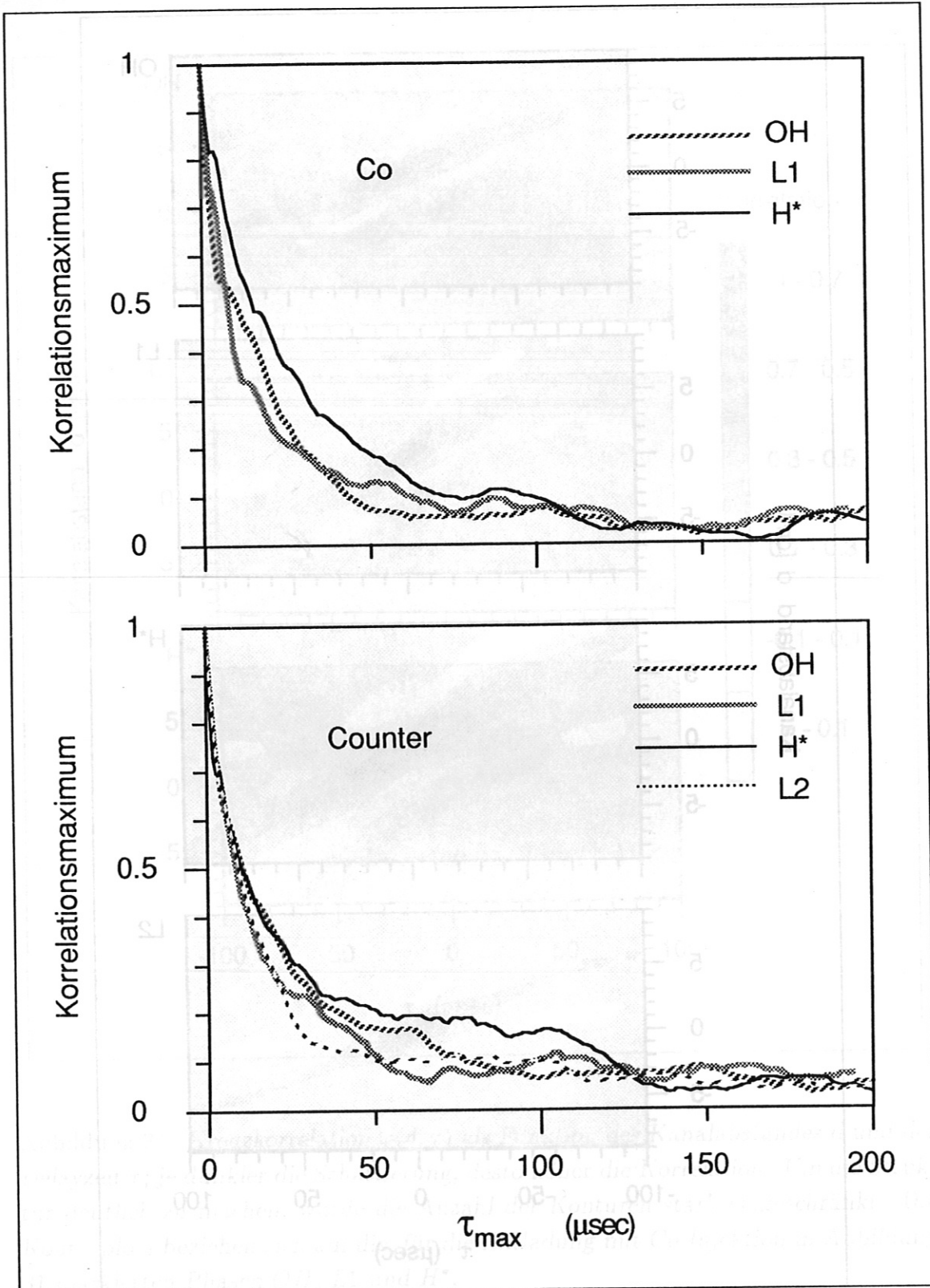


Abbildung 36: Kreuzkorrelationsmaxima in der Delayzeit τ unabhängig vom Kanalabstand. Die gezeigten Kurven beziehen sich wiederum auf die in Abbildung 31 und 32 markierten Entladungsphasen.

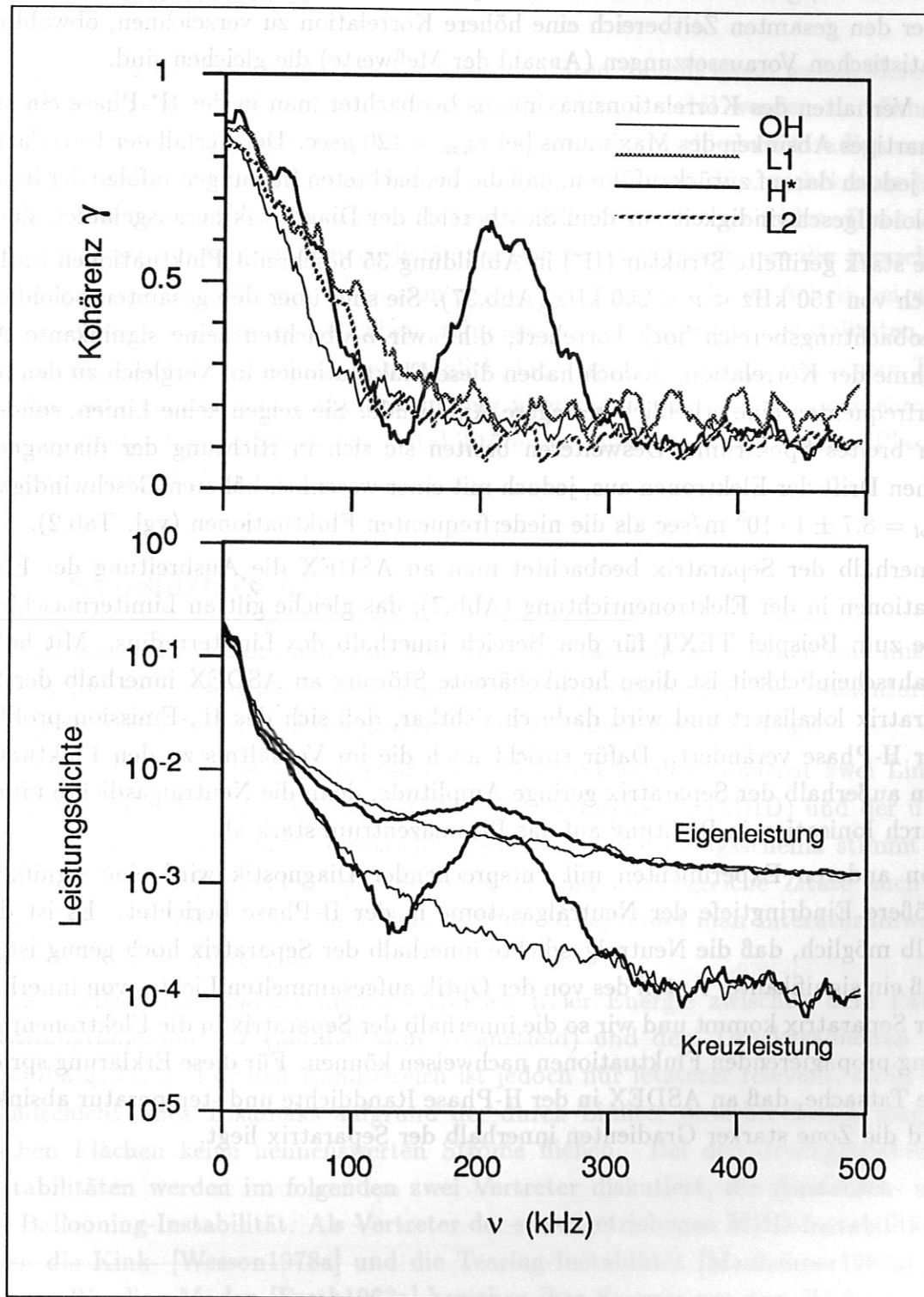


Abbildung 37: Kohärenzspektren für einen Kanalabstand von 3 cm. Die gezeigten Kurven beziehen sich auf die in Abbildung 32 markierten Entladungsphasen. Eigen- und Kreuzleistungsdichte der entsprechenden Kanalpaare. Die Spektren in OH-, L1- und L2-Phase (dünne Linie) unterscheiden sich nur unwesentlich voneinander.

fizierbar ist, gleich für welche Entladungsphase. Bei Counter-Injektion ist generell über den gesamten Zeitbereich eine höhere Korrelation zu verzeichnen, obwohl die statistischen Voraussetzungen (Anzahl der Meßwerte) die gleichen sind.

Im Verhalten des Korrelationsmaximums beobachtet man in der H*-Phase ein stufenartiges Absinken des Maximums bei $\tau_{max} = 120 \mu\text{sec}$. Der Verfall der Korrelation ist jedoch darauf zurückzuführen, daß die beobachteten Störungen infolge der hohen Poloidalgeschwindigkeit aus dem Sichtbereich der Diagnostik herausgelaufen sind.

Die stark geriffelte Struktur (H*) in Abbildung 35 beschreibt Fluktuationen im Bereich von $150 \text{ kHz} < \nu < 250 \text{ kHz}$ (Abb.37). Sie sind über den gesamten poloidalen Beobachtungsbereich hoch korreliert, d.h. wir beobachten keine signifikante Abnahme der Korrelation. Jedoch haben diese Fluktuationen im Vergleich zu den niederfrequenten eine erheblich geringere Amplitude. Sie zeigen keine Linien, sondern ein breites Spektrum. Desweiteren breiten sie sich in Richtung der diamagnetischen Drift der Elektronen aus, jedoch mit einer wesentlich höheren Geschwindigkeit $v_{pol} = 8.7 \pm 1 \cdot 10^3 \text{ m/sec}$ als die niederfrequenten Fluktuationen (vgl. Tab.2).

Innerhalb der Separatrix beobachtet man an ASDEX die Ausbreitung der Fluktuationen in der Elektronenrichtung (Abb.7); das gleiche gilt an Limitermaschinen wie zum Beispiel TEXT für den Bereich innerhalb des Limiterradius. Mit hoher Wahrscheinlichkeit ist diese hochkohärente Störung an ASDEX innerhalb der Separatrix lokalisiert und wird dadurch sichtbar, daß sich das H_α -Emissionsprofil in der H-Phase verändert. Dafür spricht auch die im Verhältnis zu den Fluktuationen außerhalb der Separatrix geringe Amplitude, denn die Neutralgasdichte nimmt durch Ionisation in Richtung auf das Plasmazentrum stark ab.

Von anderen Experimenten mit entsprechender Diagnostik wird eine signifikant größere Eindringtiefe der Neutralgasatome in der H-Phase berichtet. Es ist deshalb möglich, daß die Neutralgasdichte innerhalb der Separatrix hoch genug ist, so daß ein signifikanter Anteil des von der Optik aufgesammelten Lichtes von innerhalb der Separatrix kommt und wir so die innerhalb der Separatrix in die Elektronenrichtung propagierenden Fluktuationen nachweisen können. Für diese Erklärung spricht die Tatsache, daß an ASDEX in der H-Phase Randdichte und -temperatur absinken und die Zone starker Gradienten innerhalb der Separatrix liegt.

7 Instabilitäten

Der „Zoo“ der in Plasmen auftretenden Instabilitäten umfaßt einen weiten Bereich von Skalenlängen und charakteristischen Zeiten. Um instabil werden zu können, benötigen sie eine Quelle freier Energie. Hier kommen verschiedene Gradienten in Frage : Strom ∇J , spezifischer Widerstand $\nabla\eta$ und Druck ∇p , wobei man hier wieder zwischen Temperatur- ∇T_e und Dichtegradient ∇n unterscheidet. Die nachfolgende Klassifikation ist nicht vollständig, sondern behandelt nur die typischen Vertreter. Eine vollständige Diskussion würde den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen, denn neben den eher „reinrassig“ zu nennenden Instabilitäten ist eine große Zahl von Kombinationen möglich, bei denen die Energie von einem Typ auf den anderen z.B. durch Modenkopplung übertragen wird. Es ist anzunehmen, daß nur wenige Eigenschaften der Instabilitäten in einem stark turbulenten Plasma wiederzufinden sind.

7.1 Klassifizierung

Bei der folgenden Einordnung der verschiedenen Instabilitäten liegen nur lineare bzw. quasilineare Modelle zugrunde, nichtlineare Ansätze für z.B. Driftwellenturbulenz [Scott1989a] wurden in der jüngeren Vergangenheit selten verfolgt.

Bei der Aufstellung des Ordnungsschemas (Abb.38) werden zunächst zwei Linien unterschieden : der Zugang über die Magnetohydrodynamik (MHD) und der über die Flüssigkeitstheorie bzw. kinetische Theorie. Das Ordnungsschema stimmt im wesentlichen mit [Liewer1985a] überein. Hier sind umfangreiche Zitate auch zu speziellen Instabilitätstypen zu finden. In [Cap1976a] findet man Literaturhinweise zur Drift-Alfvén-Instabilität.

In der MHD unterscheidet man als Quellen freier Energie zwischen dem Parallelstromgradienten ∇J (parallel zum Magnetfeld) und dem Druckgradienten ∇p [Freidberg1987a]. Für den Randbereich ist jedoch nur letzterer relevant, da in der Randschicht eines Tokamaks aufgrund der durch Limiter unterbrochenen magnetischen Flächen keine nennenswerten Ströme fließen. Bei den druckgetriebenen Instabilitäten werden im folgenden zwei Vertreter diskutiert, die Austausch- und die Ballooning-Instabilität. Als Vertreter der stromgetriebenen MHD-Instabilitäten seien die Kink- [Wesson1978a] und die Tearing-Instabilität [Manheimer1989a] genannt. Rippling-Moden [Furth1963a] beziehen ihre Energie aus dem Widerstandsgradienten $\nabla\eta$ bzw. Temperaturgradienten ∇T_e .

Entsprechend der Annahme über den spezifischen Widerstand η des betrachteten Plasmas unterscheidet man zwischen idealer MHD ($\eta = 0$) und resistiver MHD

$(0 < \eta < \infty)$.

Mittels der Zweiflüssigkeits-Theorie bzw. eines kinetischen Ansatzes werden die sogenannten Mikro-Instabilitäten erschlossen. Einmal ist hier die Mikrotearing-Instabilität [Gladd1980a] zu nennen, die physikalisch auf dem gleichen Mechanismus beruht wie die Tearing-Instabilität (Inselbildung). Nur ist die Skalenlänge wesentlich kleiner (hohe m -Zahl) als bei der Tearing-Instabilität; die benötigte freie Energie wird aus dem Temperaturgradienten ∇T_e bezogen. Die Mikrotearing-Instabilität wird von der MHD nicht beschrieben.

Die zweite Gruppe, die Driftwellen-Instabilitäten, beziehen ihre Energie aus dem Druckgradienten $\nabla p = \nabla(T n)$. In der Literatur wird oft nicht zwischen Dichte- und Temperaturgradient unterschieden. Bei den Driftinstabilitäten werden entsprechend dem Verhältnis der mittleren freien Weglänge zur „connection length“ drei Bereiche [Wesson1987a] unterschieden :

- (a) das *stoßbehaftete* oder *Pfirsch-Schlüter-Regime* : ein Teilchen erfährt einen Stoß, bevor es entlang einer Magnetfeldlinie von der Torusaußenseite zur Innenseite gelangt;
- (b) das *Banana-Regime* : ein Teilchen durchläuft mindestens eine komplette Bananenbahn (Spiegelung in Regionen mit höherem Magnetfeld, $B \approx 1/R$), bevor es einen Stoß macht;
- (c) das *Plateau Regime* : der Bereich, in dem die Stoßfrequenz zwischen den in (a) und (b) angegebenen Grenzen liegt.

Eine umfangreiche Literaturliste zu Driftinstabilitäten ist in [Liewer1985a] zu finden. Wie eingangs schon angedeutet werden in der Driftwellentheorie Anstrengungen unternommen, Turbulenz unter Einbeziehung nichtlinearer Terme [Scott1989a] zu beschreiben. Als dominierendes Resultat ist zu verzeichnen, daß der turbulente Zustand erhalten bleibt, wenn man die treibenden Terme deutlich unter die von der linearen bzw. quasilinearen Theorie vorhergesagten Einsatzschwellen absenkt (subcritical turbulence). Dies bedeutet, daß die Schwellwerte nur kurzzeitig überschritten werden müssen, um dauerhaft in einen stark turbulenten Zustand zu gelangen. Weiterhin zeigt die Simulation (Slab-Modell mit magnetischer Verscherung), daß die turbulenten Strukturen dazu tendieren, in der Zeit anzuwachsen. Die Konsequenz ist, daß der durch die Turbulenz induzierte Transport von den linearen bzw. quasilinearen Theorien unterschätzt wird.

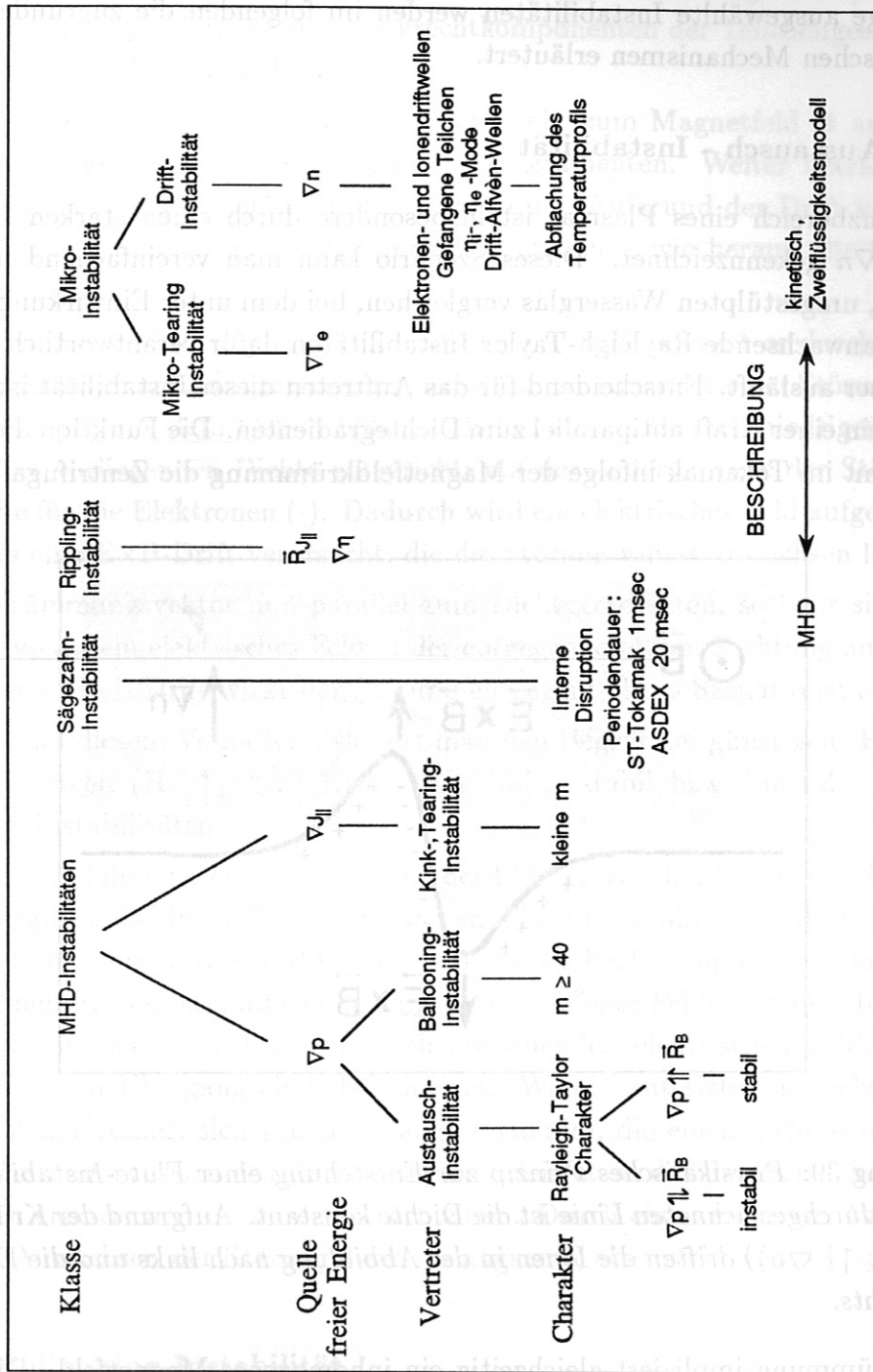


Abbildung 38: Klassifizierungsschema der Basistypen transportrelevanter Instabilitäten. \bar{R}_x beschreibt den Krümmungsradius der Größe \vec{x}

7.2 Ausgewählte Instabilitäten

Für einige ausgewählte Instabilitäten werden im folgenden die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen erläutert.

7.2.1 Austausch - Instabilität

Der Grenzbereich eines Plasmas ist insbesondere durch einen starken Dichtegradienten ∇n gekennzeichnet. Dieses Szenario kann man vereinfachend mit einem gefüllten, umgestülpten Wasserglas vergleichen, bei dem unter Einwirkung der Gravitation anwachsende Rayleigh-Taylor Instabilitäten dafür verantwortlich sind, daß das Wasser ausläuft. Entscheidend für das Auftreten dieser Instabilität ist das Vorhandensein einer Kraft antiparallel zum Dichtegradienten. Die Funktion dieser Kraft übernimmt im Tokamak infolge der Magnetfeldkrümmung die Zentrifugalkraft.

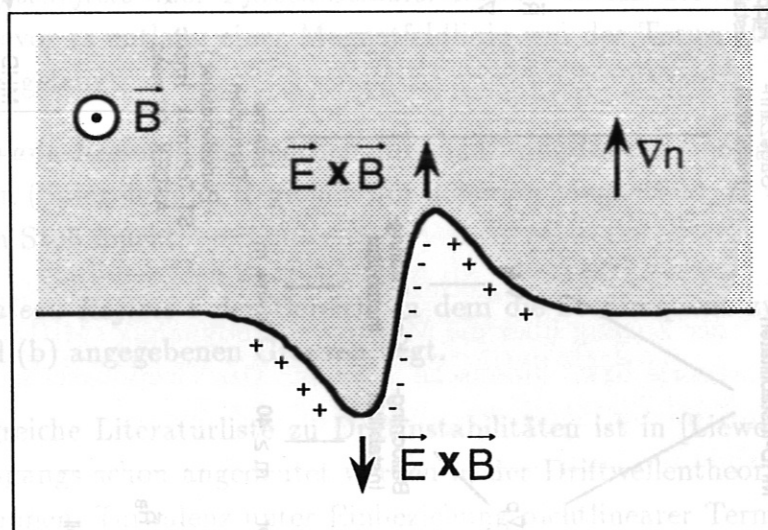


Abbildung 39: *Physikalisches Prinzip zur Entstehung einer Flute-Instabilität. Entlang der durchgezeichneten Linie ist die Dichte konstant. Aufgrund der Krümmungsdrift ($(\mathbf{R}_c \updownarrow \nabla n)$) driften die Ionen in der Abbildung nach links und die Elektronen nach rechts.*

Diese Krümmung impliziert gleichzeitig ein inhomogenes Magnetfeld. Diese Inhomogenität verursacht im Verein mit der Krümmung eine Drift $\mathbf{v}_{R,\nabla B}$ [Chen1984a] der Plasmateilchen, in entgegengesetzter Richtung für Ionen und Elektronen.

$$\mathbf{v}_{R,\nabla B} = \frac{m \mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{q R_c^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) \quad (36)$$

Hierbei beschreiben m die Masse und q die Ladung ($-e$ für ein Elektron) eines geladenen Teilchens, \mathbf{R}_c den Krümmungsvektor (vom Krümmungsmittelpunkt) des Feldes und v_{\parallel} , v_{\perp} die Parallel- und Senkrechtanteile der Teilchengeschwindigkeit bezüglich des Magnetfeldes.

Wir nehmen einen Dichtegradienten ∇n senkrecht zum Magnetfeld \mathbf{B} an, und einen Krümmungsvektor antiparallel zum Dichtegradienten. Weiter betrachten wir zunächst eine ebene Grenzfläche mit $n = \text{konstant}$. Aufgrund der Drift $\mathbf{v}_{R,\nabla B}$ driften gleichviele Ladungen in ein Volumenelement hinein wie heraus; die Situation ist jedoch instabil.

Bei einer zufälligen Störung in der Grenzfläche (Abb.39) kommt es durch die Drift $\mathbf{v}_{R,\nabla B}$ direkt zu einer Ladungstrennung, denn auf der einen Seite der Störung driften mehr Ionen (+) aus dem Gebiet höherer Dichte in den Bereich niedrigerer Dichte als der dort vorliegenden Dichte entspricht; auf der anderen Seite der Störung gilt das gleiche für die Elektronen (-). Dadurch wird ein elektrisches Feld aufgebaut, das seinerseits eine $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift verursacht, die die Störung weiter anwachsen läßt.

Ist der Krümmungsvektor nun parallel zum Dichtegradienten, so baut sich infolge der Drift $\mathbf{v}_{R,\nabla B}$ ein elektrisches Feld in der entgegengesetzten Richtung auf, und die resultierende $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift wirkt der Störung entgegen; dieses Szenario ist stabil.

Entsprechend diesem Verhalten definiert man den Begriff der günstigen ($\mathbf{R}_c \uparrow \nabla n$) und ungünstigen ($\mathbf{R}_c \downarrow \nabla n$) Krümmung, d.h. stabil bzw. instabil bezüglich Austausch-Instabilitäten.

Aufgrund der „faltenartigen“ Verformung der Flächen gleicher Dichte hat diese Form der Rayleigh-Taylor-Instabilität den Namen Flute-Instabilität erhalten. Sie wird durch $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ charakterisiert, d.h. $k_{\parallel B} = 0$. In der Feldliniengeometrie eines Tokamaks können Flute-Instabilitäten nur im Bereich offener Feldlinien instabil werden, da es sonst immer möglich ist, die sich aufbauenden elektrischen Felder kurzzuschließen. Beim Übergang einer Feldlinie zur Wand baut sich eine Debye-Schicht auf (die Wand verhält sich wie eine Langmuirsonde), die einen nichtverschwindenden Widerstand zwischen den Feldlinien gewährleistet, so daß die lokal erforderlichen poloidalen elektrischen Felder erhalten bleiben. Durch einen endlichen Widerstand wird das Anwachsen der Störung zwar verlangsamt, aber nicht verhindert.

7.2.2 Ballooning-Instabilität

Eine Instabilität, bei der man in toroidaler Geometrie eine ähnliche Asymmetrie bezüglich günstiger und ungünstiger Magnetfeldkrümmung wie bei den Randschichtfluktuationen an ASDEX beobachtet, ist die Ballooning-Instabilität. Sie tritt jedoch im Bereich ungestörter Flußflächen auf. Die Namensgebung leitet sich von einem

Analogon aus der Mechanik ab. Erhöht man in einem Fahrradschlauch kontinuierlich den Druck, so bildet sich, wenn der Druck zu groß geworden ist, an der schwächsten Stelle eine Blase (Ballon) und der Schlauch platzt.

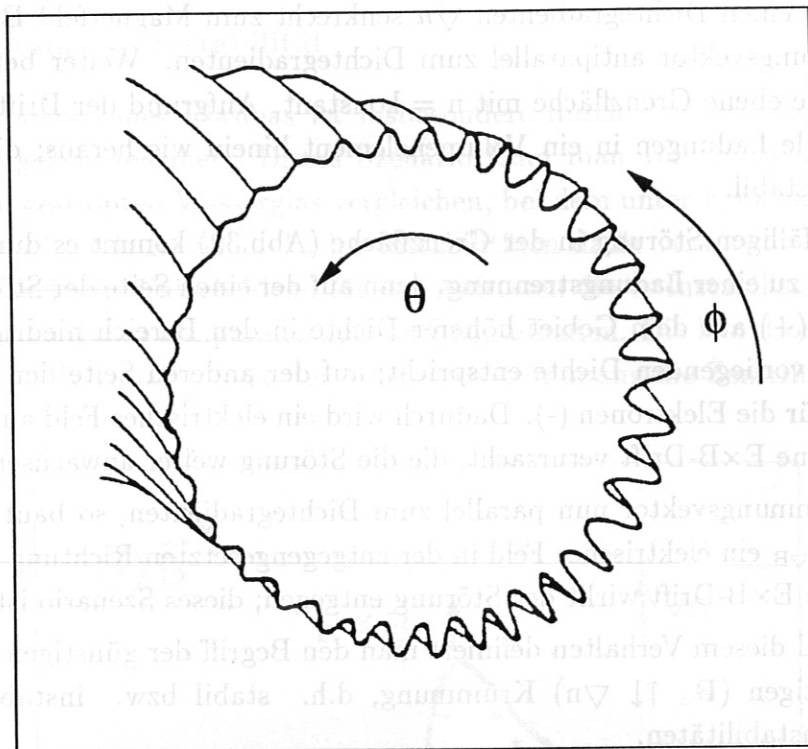


Abbildung 40: Erscheinungsbild einer Ballooning-Instabilität in einer toroidalen Konfiguration. Deutlich sichtbar ist die Asymmetrie in der Störungsamplitude zwischen innerem und äußerem Rand.

Im Tokamak befindet sich eine Feldlinie infolge der helischen Magnetfeldkonfiguration abwechselnd in Zonen günstiger und ungünstiger Krümmung, d.h. einmal ist der Druckgradient antiparallel bzw. parallel zum Krümmungsradius. In dem mit Teilchendichte erfüllten Bereich ist das Magnetfeld infolge des diamagnetischen Verhaltens des Plasmas schwächer als außerhalb. Die Magnetfeldlinien haben nun das Bedürfnis, sich in Richtung auf das Plasma zu verkürzen, da hierdurch Energie freigesetzt wird. Dies ist aber nur in Bereichen mit ungünstiger Krümmung möglich. Das in Abbildung 40 gezeigte Erscheinungsbild kommt nun gerade dadurch zustande, daß eine Feldlinie beide Bereiche alternierend sehr oft durchläuft. Die ideale Ballooning-Mode wird instabil, sobald β (das Verhältnis von Plasmadruck zu Magnetfelddruck) einen Grenzwert $\beta > \beta_c$ übersteigt. Die günstige Krümmung hat eine stabilisierende Wirkung auf die Ballooning-Insta-

bilität. Wenn der Krümmungsvektor parallel zum Dichtegradienten liegt, wird der Austausch von Flußbündeln unterschiedlicher Dichte infolge des Diamagnetismus des Plasmas verhindert.

7.2.3 Driftwellen

Ausgehend von dem vorangehend beschriebenen Modell einer Austausch-Instabilität kann man anschaulich den Mechanismus einer Driftwelle entwickeln. Driftwellen haben im Gegensatz zur Flute-Instabilität eine kleine aber endliche k -Komponente parallel zum Magnetfeld. Im Gegensatz zur Flute-Instabilität handelt es sich bei den Driftwellen um sich ausbreitende Wellen.

Erzeugt man in einem unmagnetisierten homogenen Plasma eine Dichtestörung \tilde{n} , so werden die Elektronen infolge ihrer höheren Beweglichkeit versuchen, diese auszugleichen. Geht man von Quasineutralität aus, so führt diese Ausgleichsbewegung zu einer lokalen Ladungstrennung und somit zum Aufbau elektrischer Felder, die der Ausgleichsbewegung entgegenwirken. Das damit verbundene Potential $\tilde{\Phi}$ wird in 1.Näherung durch die linearisierte Boltzmannrelation [Chen1984a] beschrieben:

$$\frac{\tilde{n}}{n} = \frac{e\tilde{\Phi}}{kT}. \quad (37)$$

Dabei beschreibt \tilde{n} die Störung und n die Gleichgewichtsdichte.

Geht man nun zu einem magnetisiertem Plasma über, so können sich die Elektronen nur entlang des Magnetfeldes frei bewegen und die Boltzmannrelation erfüllen. Wir nehmen nun einen Dichtegradienten ∇n senkrecht zum Magnetfeld an. Desweiteren nehmen wir eine sinusförmige Störung einer Grenzfläche konstanter Dichte an, ähnlich wie bei der Austausch-Instabilität, nur daß wir zusätzlich eine endliche Komponente des Magnetfeldes B_{\perp} senkrecht zu den Linien gleicher Phase (parallel zu B_n) der Störung fordern (Abb.41).

Durch das Bestreben der Elektronen, die Dichtestörung durch eine Fluß längs der B_{\perp} -Komponente des Magnetfeldes auszugleichen, kommt es an der Grenzschicht zur Ausbildung von lokalen elektrischen Feldern. Die daraus resultierende $E \times B$ -Drift ermöglicht es der Störung, sich in der in Abbildung 41 angegebenen Richtung auszubreiten. So kommt eine Driftwelle zustande.

Tritt zwischen Dichte- und Potentialfluktuation eine Phasenverschiebung auf, d.h. $\tilde{n} \sim \tilde{\Phi}(1 + i\delta)$, so kann die Driftwelle instabil werden. Nur unter dieser Bedingung kann die Driftwelle einen radialen Teilchentransport verursachen. Ein möglicher Mechanismus zur Erzeugung dieser Phasenverschiebung ist die Beeinflussung durch gefangene Teilchen.

Die B_{\perp} -Komponente des Magnetfeldes ist gleichbedeutend mit einer endlichen k_{\parallel} -Komponente der Störung parallel zum Magnetfeld, $k_{\parallel} \neq 0$. Läßt man die k_{\parallel} -Komponente immer kleiner werden, dann können die Elektronen durch die Ausgleichsbewegung nicht mehr in dem selben Maße wie vorher elektrische Felder aufbauen. Dadurch nimmt auch die $E \times B$ -Drift ab, und letztendlich breitet sich die Störung nicht weiter aus. Bei Vorliegen der zuvor angesprochenen Kraft antiparallel zum Dichtegradienten, geht die Driftwelle dann in eine Austausch-Instabilität über.

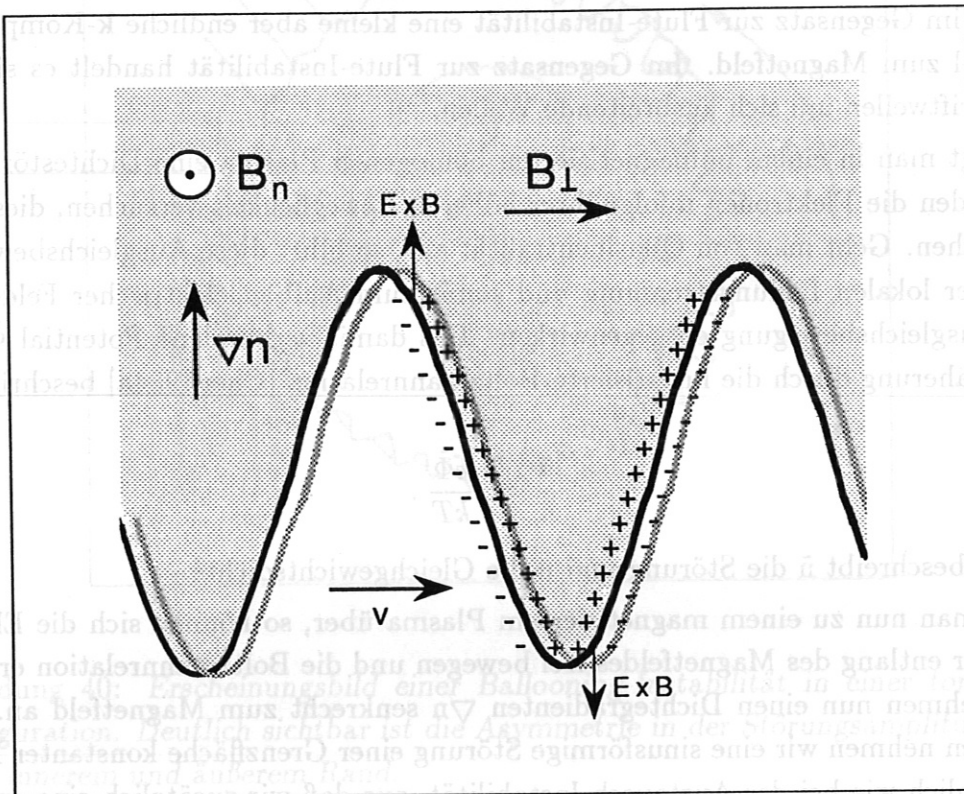


Abbildung 41: *Physikalisches Prinzip zur Entstehung einer Driftwelle. Es gilt : $B_n \gg B_{\perp}$.*

Läßt man andererseits die B_{\perp} -Komponente im Vergleich zu B_n immer größer werden, so kann man bei der Ausgleichsbewegung die Ionen nicht mehr vernachlässigen, und im Extremfall $B_n = 0$ geht die Driftwelle in eine Ionenschallwelle über. Berücksichtigt man jedoch die Ionen-Landau-Dämpfung, so wird die Driftwelle ausgedämpft, sobald die thermische Ionengeschwindigkeit vergleichbar mit der Phasengeschwindigkeit der Welle parallel zum Magnetfeld wird.

Diese Beschreibung einer Driftwelle gilt für ein unendlich großes Plasma bzw. periodische Randbedingungen, sowie ein homogenes Magnetfeld. Alle diese Annahmen

treffen in der Randschicht des Tokamaks nicht zu. In den Kapiteln 4 und 5 wurde gezeigt, daß gerade die Magnetfeldkrümmung und die Debyeschicht beim Auftreffen der Magnetfeldlinien auf die Divertorprallplatten die Eigenschaften der beobachteten Fluktuationen wesentlich bestimmen.

Deshalb kann man von den experimentellen Resultaten keine direkte Bestätigung eines theoretischen Ansatzes erwarten, wenn dieser wesentliche Abhängigkeiten und Randbedingungen nicht enthält. Speziell für die Randschicht eines Tokamaks existieren zur Zeit keine Driftwellenmodelle, die dies berücksichtigen.

8 Fluktuationen an anderen Experimenten

Fluktuationen in Plasmen sind schon lange Gegenstand des Interesses. Der Höhepunkt der Aktivitäten lag in den 60er Jahren bei den Q-Maschinen [Chen1965b], [Coppi1966a], [Lehnert1967a], [Hendel1968a], [Little1969a]. Jedoch hat sich der Schwerpunkt der Forschung dann immer stärker in die Richtung fusionsorientierter Plasmaphysik verlagert. Desweiteren hat man sich infolge der Komplexität der Vorgänge innerhalb eines Tokamaks immer mehr der Empirie zugewandt. Erst in den letzten Jahren haben wieder verstärkt Aktivitäten eingesetzt, um die Natur der Transportmechanismen zu klären, die letztendlich zu den empirisch aufgestellten Skalierungsgesetzen führen.

Im folgenden sollen deshalb neben dem Tokamak auch Ergebnisse von Q-Maschinen diskutiert werden, die in verblüffender Weise ähnliche Fluktuationsphänomene demonstrieren, wie man sie auch im Tokamak findet.

8.1 Q-Maschinen

Eine ausführliche Beschreibung von Q-Maschinen findet man in [Motley1975a]. Die Q-Maschine arbeitet mit einem offenen, in der Regel homogenen Magnetfeld, an dessen einem Ende das Plasma erzeugt wird und an dessen anderem Ende es ausströmt oder neutralisiert wird. Meist erzeugt man durch Kontaktionisation Alkaliplasmen mit einer Dichte von $n \approx 10^{14} - 10^{17} m^{-3}$ und Temperaturen um $T \approx 0.2 eV$, die von der Temperatur der Ionisationsplatte bestimmt werden. Der Durchmesser der Plasmen liegt in der Regel bei 3 cm, die Länge beträgt meist ungefähr 1 m.

In [Sugai1977a] wird der Einfluß der Krümmung auf die Stabilisierung von Rayleigh-Taylor-Instabilitäten beschrieben. Bei dem Experiment handelt es sich um eine Q-Maschine, an die sich eine gekrümmte Röhre ($R = 60 cm$) anschließt. Mit Langmuirsonden wurden bei ungünstiger Krümmung in dem Bereich, in dem Potential- und Dichtegradienten maximal sind, Dichtefluktuationen beobachtet, die bei günstiger Krümmung nicht nachgewiesen werden konnten. Im geraden Teil der Q-Maschine ist die Störampplitude als Funktion des Azimutwinkels konstant. Diese Fluktuationen wurden als Flute-Moden identifiziert. Gleichzeitig wurden auch Driftinstabilitäten nachgewiesen, bei denen aber keine Lokalisierung infolge der Krümmung beobachtet werden konnte.

Die beobachtete Propagation in Richtung der elektronendiamagnetischen Drift ist auf eine $E \times B$ -Drift zurückzuführen und damit auf eine Rotation der Plasmasäule. Die strenge Lokalisierung im Bereich ungünstiger Krümmung konnte durch eine Verlangsamung der Axialgeschwindigkeit der Ionen aufgehoben werden. So kann die

Plasmasäule weit genug rotieren, bevor die Ionen die kalte Endplatte erreichen. Die mittlere freie Weglänge ist größer als die Maschinendimension, d.h. die betrachtete Q-Maschine ist stoßfrei.

Dieser Befund korrespondiert im wesentlichen mit den an ASDEX gefundenen Ergebnissen, die im Double Null keine korrelierten Fluktuationen in der inneren Randschicht zeigen, wohl aber in der Single Null Konfiguration, bei der die Fluktuationen entlang Feldlinien von der äußeren zur inneren Randschicht gelangen können.

Das Auftreten beider Instabilitätstypen, Drift- und Flute-Moden, in einer Q-Maschine wird auch in [Huld1988a] diskutiert. Hier wird zwischen dem Hauptplasma, das im wesentlichen durch die heiße Ionisierungsplatte bestimmt wird, und dem Randplasma unterschieden. Im Hauptplasma werden Driftinstabilitäten beobachtet, während die Fluktuationen in der Randschicht als konvektive Zellen identifiziert wurden. Wie schon im vorangehend beschriebenen Experiment wird auch hier eine Azimutalbewegung mit der $E \times B$ -Drift aufgrund eines radialen elektrischen Feldes beobachtet. Aufgrund des bei einer Q-Maschine nach innen gerichteten elektrischen Feldes stimmt die Richtung der $E \times B$ -Drift mit der elektronendiamagnetischen Drift-Richtung überein.

Die Berechnung des durch die Fluktuationen am Rand verursachten radialen Teilchenflusses basiert auf den gleichen Annahmen wie an ASDEX. Jedoch macht der radiale Teilchenfluß bei der betrachteten Q-Maschine nur 1% der Teilchenverluste aus. Im wesentlichen sind diese durch den Fluß entlang des Magnetfeldes und der Rekombination an der kalten Endplatte bestimmt.

Aus dem Umstand, daß in der Verteilungsdichte des stochastischen radialen Teilchenflusses die hohen Auswärtsflüsse asymmetrisch betont sind, schließen die Autoren, daß der Nettofluß nach außen durch sporadisch auftretende Ausbrüche bestimmt wird. Dies ist insofern kein Widerspruch zu den an ASDEX gemachten Beobachtungen, da hier in allen analysierten Entladungsphasen zufällig auftretende langlebige Strukturen (Abb. 8, 9) beobachtet werden. Weiterhin ist bekannt, daß statistisch verteilte Bursts ein breites Spektrum erzeugen.

In [Iizuka1989a] wird die Wechselwirkung von injizierten konvektiven Zellen mit den Hintergrundfluktuationen diskutiert. Obwohl die Lebensdauer einer solchen Zelle nur 200 - 300 μsec beträgt, beobachtet man nach Ausdämpfen der Zelle eine Phasenstarre der Hintergrundfluktuationen mit der injizierten Zelle im msec-Bereich. Je breiter das Spektrum ist, desto schneller zerfällt die kohärente Struktur durch Modenkopplung. An diesem Experiment wird weiterhin ein inverser Kaskadenprozeß, d.h. das Bestreben der konvektiven Zellen, sich zu vereinigen und größere Strukturen zu bilden, beobachtet [Pecseli1984b], [Pecseli1985a], wenn der Abstand zwischen den Zellen einen kritischen Wert unterschreitet.

Schon in [Kent1969a] wurde von Kelvin-Helmholz-Instabilitäten berichtet, die bei Q-Maschinen in Bereichen mit großem Radialfeld auftreten. Im Gegensatz dazu beobachtet man Driftinstabilitäten in Zonen mit einem großen Dichtegradienten. Beide Bereiche können in einer Q-Maschine durch Blenden voneinander getrennt werden. Die Kelvin-Helmholz-Instabilität ist aus der Hydrodynamik bekannt und tritt bei Vorliegen von hinreichend großen Geschwindigkeiten und einem Geschwindigkeitsgradienten auf [Chandrasekhar1961a]. Im vorliegenden Experiment werden bei den gegebenen Parametern die vorhandenen Driftinstabilitäten von der Kelvin-Helmholz-Instabilität dominiert. Desweiteren wurde mit der Erhöhung des Magnetfeldes ein Übergang von einem Single-Mode-Spektrum zu einem wesentlich verbreiterten Spektrum beobachtet.

Neben den Experimenten an Q-Maschinen wurden auch numerische Simulationen von Plasmen mit zylindrischer Geometrie und magnetischem Shear (aufgebogene Toroidalkonfiguration) durchgeführt [Cheng1977a]. Ausgehend von Driftwellen entwickeln sich hier konvektive Zellen ($k_{\parallel} = 0$), die infolge ihrer größeren Anwachsrate die Driftwellen nach kurzer Zeit ($\omega \cdot t > 2000$) dominieren. In Tokamaks ist in der stationären Phase bei gleichen Voraussetzungen nur der stark turbulente Endzustand zu beobachten, der durch ein monoton abfallendes Leistungsspektrum charakterisiert wird.

8.2 Tokamaks

8.2.1 Macrotor

Schon im Macrotor Tokamak [Zweben1981a] wurden Fluktuationen in der Dichte \tilde{n} , dem Floatingpotential $\tilde{\Phi}_{fl}$ und dem Magnetfeld \tilde{B}_r , \tilde{B}_{pol} mit Sonden untersucht. Es wurde, wie auch später an anderen Experimenten (TFTR : [Zweben1987a]), kein Zusammenhang zwischen Dichte- bzw. Potentialfluktuationen und Magnetfeldfluktuationen festgestellt. Die beobachtete Ausbreitung der Fluktuationen geht mit $0.5 - 1 \cdot 10^3 \text{m/sec}$ für Messungen innerhalb des Limiterradius wie bei ASDEX in Richtung der elektronendiamagnetischen Drift.

8.2.2 Caltech

Erste systematische Fluktuationsbeobachtungen im Bereich des sichtbaren Lichtes H_{α} wurden am Caltech Tokamak durchgeführt [Zweben1983a], nachdem an verschiedenen Tokamaks, insbesondere an ASDEX [Niedermeyer1981a], Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen (bis zu 7000 Bildern pro Sekunde) von fluktuierenden Leuchtfilamenten im Randschichtplasma gemacht wurden. Diese leuchtenden Filamente

(H_α) sind in der örtlichen und zeitlichen Abfolge regellos, jedoch zeigen sie eine Ausrichtung parallel zum Magnetfeld in der Randschicht. In [Zweben1983a] wird gezeigt, daß ebenso wie an ASDEX der Hauptanteil der fluktuierenden H_α -Emission aus einer relativ schmalen Zone ($\Delta d \approx 1\text{cm}$) kommt und daß die beobachteten H_α -Fluktuationen in der Tat die Dichtefluktuationen zeigen. Die hohe Übereinstimmung zwischen beobachteter H_α -Emission und dem Ionensättigungsstrom einer in der unmittelbaren Nähe positionierten Langmuirsonde führen zu dem Schluß, daß Temperaturfluktuationen nur eine untergeordnete Rolle in bezug auf die Dichtefluktuationen spielen.

In Fortführung dieser Arbeiten wird in [Zweben1983b] gezeigt, daß man bei starker MHD-Aktivität unter Umständen die Mode im Leistungsspektrum der Dichtefluktuationen als deutliche Linie wiederfindet. Die große Amplitude, die diese Modenaktivität mit sich bringt, verhindert auch an ASDEX in diesen Fällen eine zuverlässige Auswertung, da bis jetzt über die Wechselwirkung solcher MHD-Moden mit dem turbulenten Hintergrund keine Erkenntnisse vorliegen.

Bei den durchgeführten Parameterstudien zeigt sich keine Abhängigkeit von der lokalen Kollisionalität ($\nu_{ei}/\nu_{Te} = 0.1 \dots 10$). Erst bei ungewöhnlich hohen Erstfüllungsdrücken wurde eine sukzessive Abnahme des Dichtefluktuationslevels auf 3% beobachtet. Allerdings wird unter diesen Bedingungen die Entladungsdauer sehr kurz und mit Sicherheit keine Stationarität erreicht, d.h. das Plasma war von vornherein instabil.

Im weiteren Verlauf der Fluktuationsuntersuchungen wurden am Caltech Tokamak Dichtefluktuationen mit ein- und zweidimensionalen Sondenarrays untersucht [Zweben1985a]. Die Ergebnisse (Korrelationslängen, Form der Spektren) stimmen trotz der großen Unterschiede zwischen beiden Maschinen qualitativ gut mit ASDEX überein. Insbesondere wurden mit der zweidimensionalen Sondenordnung (8 poloidal \times 8 radial) eine bevorzugte Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der ionendiamagnetischen Drift festgestellt, wenn sich die Sondenspitzen außerhalb des Limiterradius befinden. Diese Bewegung kehrt sich sukzessive in die Elektronenrichtung um, wenn man die Sonden aus dem Limiterschatten in Richtung Plasmazentrum verschiebt. Im Rahmen der Fehlergrenzen kann dieser Effekt am Caltech Tokamak mit Driftwellen und der Überlagerung einer $E \times B$ -Drift aufgrund eines stationären radialen elektrischen Feldes ($\langle E_r \rangle \approx 1.5 \cdot 10^3 \text{V/m}$) erklärt werden; dies ist bei ASDEX nicht der Fall (vgl. Kapitel 4).

Desweiteren wurde auf der Basis von Sondenmessungen unter den gleichen Annahmen wie an ASDEX der radiale Teilchenfluß Γ_r (Tab.3) untersucht, der lokal durch Fluktuationen in der Dichte und im poloidalen elektrischen Feld verursacht wird. Der Nettoteilchenfluß ist wie an ASDEX und anderen Experimenten stets nach

außen gerichtet. Es sei hier vermerkt, daß auch am Caltech Tokamak die Korrelation bzw. Kohärenz zwischen Dichte- und Potentialfluktuation signifikant von 1 abweicht.

8.2.3 TEXT

Am Tokamak TEXT [Ritz1984a], [Ritz1987a], [Ritz1987b], [Ritz1988a], [Ritz1989a], [Rowan1987a] wurden ebenfalls umfangreiche Fluktuationsuntersuchungen durchgeführt. Auch hier stimmt der lokale Teilchenfluß $\Gamma_r \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ an der letzten geschlossenen Flußfläche mit dem globalen Teilcheneinschluß überein, der aus H_α -Beobachtungen bestimmt wird.

Ebenso wie an ASDEX und an Macrotor wird in der Randschicht kein signifikanter Beitrag von Magnetfeldfluktuationen zum Transport beobachtet. Bei der Fourierzerlegung des radialen Teilchenflusses zeigt sich keine Dominanz bei niedrigen Frequenzen $\nu \simeq 30 \text{ kHz}$ wie an ASDEX.

Der beobachtete Wechsel in der Ausbreitung der Fluktuationen von der ionendiamagnetischen Drift $v_{pol} \approx 2.8 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ im Limiterschatten in die Elektronenrichtung $v_{pol} \approx 2.5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ innerhalb des Limiterradius vollzieht sich kontinuierlich über 2 cm, während dies bei ASDEX innerhalb 0.5 cm geschieht. Dieser Unterschied und die geringere Poloidalgeschwindigkeit der Fluktuationen an ASDEX sowie das unterschiedliche Frequenzverhalten des lokalen Teilchenflusses sind mit großer Wahrscheinlichkeit darauf zurückzuführen, daß ASDEX ein Divertortokamak und TEXT eine reine Limitermaschine ist. Dies ist ein Indiz dafür, daß das beobachtete Verhalten der Fluktuationen wesentlich vom Wandkontakt abhängt. Bei einem Limitertokamak ist bei den gleichen Randprofilen die Temperatur vor dem Limiter wesentlich höher als im Divertor von ASDEX, da hier die hohe Neutralgasdichte für eine rasche Abkühlung sorgt, d.h. es existiert ein Temperaturgradient entlang der Feldlinie.

Eine qualitative Übereinstimmung mit ASDEX besteht in der Bestimmung der Korrelationslängen (TEXT : $L_r \approx 0.5 \text{ cm}$, $L_{pol} \approx 1 \text{ cm}$). Es sind Zweifel angebracht, daß die angegebene Korrelationslänge entlang des Magnetfeldes von $L_{tor} \approx 1 \text{ m}$ tatsächlich die maximale Korrelation beschreibt.

8.2.4 ISX-B

Eine weitere Bestätigung für die Relevanz des fluktuationsinduzierten Transports wurde an ISX-B [Hallock1987a] demonstriert. Dichte- und Potentialfluktuationen wurden unter Verwendung einer Schwerionensonde [Hallock1986a] mit hoher Orts- und Zeitaufösung innerhalb des Plasmas für Frequenzen oberhalb $\nu = 50 \text{ kHz}$ gemessen, sowohl in ohm'schen Entladungen als auch bei Neutralteilchenheizung

(Co-Injektion). Der Vorteil der Schwerionensonde besteht darin, daß man nicht nur auf den Plasmarand beschränkt ist, sondern auch weit innerhalb des Limiterradiuses mit hoher Ortsauflösung direkte Messungen durchführen kann. Die Einschränkung des Frequenzbereiches wurde vorgenommen, um die Beeinflussung der Ergebnisse durch MHD-Aktivitäten zu verhindern.

Bei Zusatzheizung wird ein deutlicher Anstieg der Amplitude von Dichte- und Potentialfluktuationen registriert. Die Form der Spektren ändert sich im Vergleich zu ohmschen Entladungen nicht; dies wird auch an ASDEX beobachtet (Abb.37).

Die Abschätzungen der Teilcheneinschlußzeit aus dem lokal bestimmten Transport am Plasmarand liefern für ohm'sche Plasmen zu große Werte ($\tau_{pOH} \approx 60 \pm 30 \text{ ms}$, $\Gamma_{rOH} \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$), während sie bei Neutralinjektion ($\tau_{pOH} \approx 7 \pm 3 \text{ ms}$, $\Gamma_{rNI} \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) innerhalb der Fehlerschranken mit globalen Abschätzungen ($\tau_{pNI} \approx 3 \text{ ms}$) übereinstimmen. Die Diskrepanz bei rein ohm'scher Heizung mag aus der Beschränkung auf Frequenzen oberhalb 50 kHz resultieren, auch der im Vergleich zu anderen Experimenten (ASDEX, TEXT) niedrige Dichtefluktuationslevel am Rand ($OH: \tilde{n}/n \approx 0.07$, $e\tilde{\Phi}/k_b T_e \approx 0.6$; $NI: \tilde{n}/n \approx 0.14$, $e\tilde{\Phi}/k_b T_e \approx 0.7$) weist darauf hin.

An ASDEX findet man bei Annäherung an die Separatrix einen Rückgang der niederfrequenten Anteile im lokalen Teilchenfluß (Abb. 6) und gleichzeitig eine Zunahme in der Fluktuationsamplitude für hohe Frequenzen ($30 \text{ kHz} < \nu < 300\text{kHz}$). Ein wesentliches Charakteristikum bei Annäherung an die Separatrix ist der Anstieg der Temperatur. Die Erhöhung der Randtemperatur an ISX-B um einen Faktor 2 bei NI mag einen ähnlichen Effekt bewirken und so die bessere Übereinstimmung des lokalen Teilchenflusses mit globalen Abschätzungen der Einschlußzeit bei Zusatzheizung erklären.

Die Variation von $e\tilde{\Phi}/k_b T_e (\tilde{n}/n)^{-1}$ mit dem normierten Radius $\rho = r/a$ deutet in ISX-B daraufhin, daß am Rand ($\rho = 1$, $e\tilde{\Phi}/k_b T_e (\tilde{n}/n)^{-1} \approx 10$) der dominierende Prozeß nicht durch Driftwellenturbulenz bestimmt wird, während dies im Inneren ($\rho < 0.8$, $e\tilde{\Phi}/k_b T_e (\tilde{n}/n)^{-1} \approx 1$) durchaus möglich ist.

8.2.5 TFTR

Filmaufnahmen in der Randschicht von TFTR [Zweben1987a] zeigen ebenso wie an ASDEX und am Caltech Tokamak eine leuchtende Filamentstruktur, die parallel zu den Magnetfeldlinien orientiert ist. Die beobachteten Emissionen sind im wesentlichen durch H_α bzw. D_α bestimmt und in einer Schicht von ungefähr 4 cm Dicke außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche angesiedelt. Die Filamente haben einen Abstand von 5 - 10 cm in poloidaler Richtung. Da die Filmaufnahme über

10 μ sec integriert, sind die Strukturen relativ breit (halber Abstand). Vergleicht man dies mit den H_α -Signalen an ASDEX (Abb. 9), so stimmt die poloidale Ausdehnung bei langlebigen Strukturen mit der an TFTR unter Berücksichtigung der zeitlichen Integration überein.

Aufgrund der höheren Elektronentemperatur ($T_e \leq 100$ eV) in der Randschicht ist der Einsatz von Langmuirsonden an TFTR (Graphit, $d = 5$ mm, ASDEX: Molybdän, $d = 0.8$ mm) noch stärker eingeschränkt als an anderen Maschinen.

Die mit Sonden bestimmten Fluktuationslevel für die Dichte ($\tilde{n}/n \approx 0.3 \dots 0.5$) stimmen ebenfalls mit ASDEX-Befunden überein, während sie für Potentialfluktuationen ($e\tilde{\Phi}/k_b T_e > 0.1$) deutlich kleiner sind. Dies kann durch die höhere Elektronentemperatur in der Randschicht von TFTR verursacht werden und/oder durch den wesentlich größeren Sondendurchmesser. Über Korrelationslängen für Dichte- und Potentialfluktuationen liegen noch keine Aussagen vor, jedoch zeigen die Filmaufnahmen wegen der Filamentstruktur ein ähnliches Verhältnis poloidal:toroidal in den Korrelationslängen wie alle Maschinen.

Die Spektren sind glatt und fallen monoton ab. Im Gegensatz zu ASDEX zeigt sich ein starker Einfluß der Neutralinjektion: im Frequenzbereich $20 \text{ kHz} < \nu < 70 \text{ kHz}$ erhöhen sich die Amplituden der Potentialfluktuationen um mehr als eine Größenordnung, während unterhalb von $\nu < 10 \text{ kHz}$ die Amplitude sich praktisch nicht ändert. Bei ASDEX liegen bisher noch keine Fluktuationsuntersuchungen mit Sonden bei NI vor, jedoch sind in den H_α -Fluktuationen keine Anzeichen für eine derartige Änderung in den Spektren bei Einsatz von NI beobachtet worden, weder in der L-Phase, noch in der H-Phase. Da TFTR ebenfalls ein Limitertokamak ist, wird dieses unterschiedliche Verhalten wahrscheinlich durch die stark differierende Randstruktur verursacht.

An TFTR wurde zwar ein Anwachsen der Magnetfeldfluktuationen bei Neutralinjektion proportional zur Leistung $\tilde{B}_\theta/B_\phi \leq 2 \cdot 10^{-5}$ beobachtet, jedoch konnte auch hier wie an ASDEX und Macrotor kein Einfluß auf das Einschlußverhalten festgestellt werden.

8.3 Magnetfeldfluktuationen an ASDEX

An ASDEX sind die Magnetfeldfluktuationen zu klein ($\tilde{B}_r/B_\phi \approx \tilde{B}_\theta/B_\phi \approx 10^{-7}$ 4 cm außerhalb der Separatrix), um einen signifikanten Beitrag zum Transport liefern zu können [Giannone1989a].

9 Diskussion

Die wesentlichen Ergebnisse der Fluktuationsuntersuchungen an Macrotor, Caltech, TEXT und TFTR kann man in der Aussage zusammenfassen, daß der radiale Teilchentransport am Rand wie an ASDEX zum überwiegenden Teil durch Fluktuationen verursacht wird.

	ASDEX	Q-Maschine	TEXT	Caltech	
Γ_r gemessen	$2 \cdot 10^{20}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{20}$	$m^{-2}s^{-1}$
n	$3 \cdot 10^{18}$	$5 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$	m^{-3}
\tilde{n}/n	0.3	0.04	0.3	0.2	
B	1.8	0.25	1.6	0.25	T
$e\tilde{\Phi}/k_B T e$	0.2		0.5	0.6	
k_{pol}	200		100	100	m^{-1}
$\tilde{E} = k_{pol} \cdot \tilde{\Phi}$	1600	20	1000	1200	V/m
T_e	40	0.2	20	20	eV
$\tilde{n} \cdot \tilde{E}/(2B)$	$4 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{16}$	$8.5 \cdot 10^{20}$	$4.8 \cdot 10^{20}$	$m^{-2}s^{-1}$

Tabelle 3: Zusammenstellung von gemessenen, durch Fluktuationen verursachten radialen Teilchenflüssen. Daran schließen sich typische Fluktuationsgrößen an, die eine Abschätzung des radialen Teilchenflusses erlauben. In der Abschätzung in der letzten Zeile sind die Kohärenz $\gamma_{n\Phi}(\nu)$ und Phase $\alpha_{n\Phi}(\nu)$ (vgl. Kapitel 3 (25)) nicht berücksichtigt.

In Tabelle 3 sind die typische Werte der Fluktuationslevel sowie der gemessene radiale Teilchenfluß für die diskutierten Experimente zusammengestellt. Im Frequenzbereich signifikanter Amplitude beträgt der Phasenwinkel zwischen Dichte- und Potentialfluktuation $\alpha_{n\Phi} \approx 90^\circ$ (Abb.7), d.h. Dichte- und E-Feldfluktuation sind in Phase. Berücksichtigt man weiterhin die eingeschränkte Kohärenz $\gamma_{n\Phi}(\nu) < 0.5$, so stimmt die Abschätzung der oberen Schranke des radialen Teilchenflusses bei ASDEX gut mit dem gemessenen Wert überein. Für die anderen Experimente liegen diese detaillierten Informationen jedoch nicht vor.

Bei der Q-Maschine ist der fluktuationsinduzierte radiale Transport wesentlich geringer als bei den betrachteten Tokamaks. Dies ist auf die niedrigere Dichte zurückzuführen (zum Vergleich: der Fluß längs Feldlinien übersteigt in der Q-Maschine den radialen Teilchenfluß um einen Faktor 100).

Obwohl sich die Tokamaks in der Größe stark unterscheiden und im Gegensatz zu ASDEX Limitermaschinen sind, zeigen sie überraschende Übereinstimmungen in den

Charakteristika wie z.B. dem Dichtefluktuationslevel und der Form der Spektren.

Es wird generell keine signifikante Entwicklung in den Charakteristika der beobachteten Fluktuationen mit fortschreitender Entladungsdauer beobachtet. Wir werten dies als Rechtfertigung für die Annahme, daß in den beobachteten stationären Entladungsphasen ein Zustand gesättigter Turbulenz vorliegt und daß sich die Turbulenz mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Beginn der Entladung während des Plasmaaufbaus etabliert.

Veränderungen des turbulenten Zustandes können nur dann beobachtet werden, wenn das Plasma nachhaltig beeinflusst wird, wie z.B. durch das Einschalten der Neutralinjektion (Kapitel 6). Bei dem Übergang in die ruhige H-Phase beobachten wir ein signifikantes Anwachsen in der Ausdehnung der beobachteten Strukturen, sowie ihrer mittleren Lebensdauer. Wir werten diese Entwicklung als Abnahme der Turbulenz.

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Fluktuationscharakteristika von globalen Plasmaparametern (Kapitel 4.7) mit der H_α -Diagnostik hat keinen Widerspruch zu der Annahme ergeben, daß die poloidale Ausbreitung der Fluktuationen im wesentlichen durch eine $E \times B$ -Drift verursacht wird. Man kann jedoch annehmen, daß man durch lokale Messungen mit Langmuirsonden detailliertere Ergebnisse erhält, da man wegen des Zufallcharakters der Ereignisse einen stärkeren Einfluß lokaler Parameter wie z.B. der Dichte erwartet als ihn globale Parameter ausüben können. Ein weiterer Vorteil ist im Wegfall der radialen Integration zu sehen.

Man beobachtet an allen Tokamaks ein gleichartiges Verhalten der poloidalen Ausbreitung der Fluktuationen. Im Limiterschatten breiten sie sich in die ionendiamagnetische Driftrichtung aus und innerhalb des Limiterradius in die elektronendiamagnetische Driftrichtung. An Q-Maschinen wird die beobachtete Ausbreitung der Fluktuationen durch die $E \times B$ -Drift verursacht.

Da der Wandkontakt der Magnetfeldlinien bei Limitertokamaks bei höheren Temperaturen stattfindet als im Divertor von ASDEX, können dort im Bereich des Limiters größere radiale E-Felder auftreten als an ASDEX. Die resultierende $E \times B$ -Drift ist dort groß genug, um eine Driftwelle in die Ionenrichtung laufen zu lassen. Deshalb ist an diesen Maschinen die im Limiterschatten beobachtete Ionendriftrichtung kein unmittelbares Entscheidungskriterium gegen das Vorliegen von Driftwellenturbulenz.

In Kapitel 4 wurde das plötzliche Verschwinden der Korrelation zwischen benachbarten Kanälen ab einem bestimmten Radius (radiale Position der Separatrix in der Mittelebene korrigiert um die Strahlverschleppung) diskutiert. Obwohl man einen Großteil des Effekts mit der Entvölkerung des angeregten Niveaus, dessen Übergang wir beobachten, durch Ionisation erklären können, weist das plötzliche Verschwin-

Charakteristika wie z.B. dem Dichtefluktuationslevel und der Form der Spektren. Es wird generell keine signifikante Entwicklung in den Charakteristika der beobachteten Fluktuationen mit fortschreitender Entladungsdauer beobachtet. Wir werten dies als Rechtfertigung für die Annahme, daß in den beobachteten stationären Entladungsphasen ein Zustand gesättigter Turbulenz vorliegt und daß sich die Turbulenz mit hoher Wahrscheinlichkeit zu Beginn der Entladung während des Plasmaaufbaus etabliert.

Veränderungen des turbulenten Zustandes können nur dann beobachtet werden, wenn das Plasma nachhaltig beeinflußt wird, wie z.B. durch das Einschalten der Neutralinjektion (Kapitel 6). Bei dem Übergang in die ruhige H-Phase beobachten wir ein signifikantes Anwachsen in der Ausdehnung der beobachteten Strukturen, sowie ihrer mittleren Lebensdauer. Wir werten diese Entwicklung als Abnahme der Turbulenz.

Die Untersuchung der Abhängigkeit der Fluktuationscharakteristika von globalen Plasmaparametern (Kapitel 4.7) mit der H_α -Diagnostik hat keinen Widerspruch zu der Annahme ergeben, daß die poloidale Ausbreitung der Fluktuationen im wesentlichen durch eine $E \times B$ -Drift verursacht wird. Man kann jedoch annehmen, daß man durch lokale Messungen mit Langmuirsonden detailliertere Ergebnisse erhält, da man wegen des Zufallcharakters der Ereignisse einen stärkeren Einfluß lokaler Parameter wie z.B. der Dichte erwartet als ihn globale Parameter ausüben können. Ein weiterer Vorteil ist im Wegfall der radialen Integration zu sehen.

Man beobachtet an allen Tokamaks ein gleichartiges Verhalten der poloidalen Ausbreitung der Fluktuationen. Im Limiterschatten breiten sie sich in die ionendiamagnetischen Driftrichtung aus und innerhalb des Limiterradius in die elektronendiamagnetische Driftrichtung. An Q-Maschinen wird die beobachtete Ausbreitung der Fluktuationen durch die $E \times B$ -Drift verursacht.

Da der Wandkontakt der Magnetfeldlinien bei Limitertokamaks bei höheren Temperaturen stattfindet als im Divertor von ASDEX, können dort im Bereich des Limiters größere radiale E-Felder auftreten als an ASDEX. Die resultierende $E \times B$ -Drift ist dort groß genug, um eine Driftwelle in die Ionenrichtung laufen zu lassen. Deshalb ist an diesen Maschinen die im Limiterschatten beobachtete Ionendriftrichtung kein unmittelbares Entscheidungskriterium gegen das Vorliegen von Driftwellenturbulenz.

In Kapitel 4 wurde das plötzliche Verschwinden der Korrelation zwischen benachbarten Kanälen ab einem bestimmten Radius (radiale Position der Separatrix in der Mittelebene korrigiert um die Strahlverschleppung) diskutiert. Obwohl man einen Großteil des Effekts mit der Entvölkerung des angeregten Niveaus, dessen Übergang wir beobachten, durch Ionisation erklären können, weist das plötzliche Verschwin-

den der Korrelationen auf den Flute-Charakter der beobachteten Fluktuationen hin, da wir innerhalb der Separatrix eine Stabilisierung dieser Instabilität erwarten. Im Gegensatz zur Ballooning-Instabilität sind die an ASDEX beobachteten Fluktuationen in einer Zone außerhalb der Separatrix lokalisiert, d.h. in einem Bereich in dem die Feldlinien auf materielle Einbauten treffen. Dem Anwachsen der lokalen (in der Poloidalebene) Störungen wirkt das Abströmen von Dichte in den Divertor entlang Feldlinien entgegen. Die Strömungsgeschwindigkeit entspricht ca. 10 % der Ionenschallgeschwindigkeit.

Aus der an einem Tokamak zum ersten Mal beobachteten Asymmetrie in der Fluktuationsamplitude zwischen innerer und äußerer Randschicht in „Double Null“-Entladungen (Kapitel 4.6) haben wir geschlossen, daß die die Fluktuationen verursachende Instabilität in der äußeren Randschicht lokalisiert ist, zumal korrelierte Fluktuationen in der inneren Randschicht nur im „Single Null“ nachweisbar sind. Da dieser Einfluß der Krümmung auf Fluktuationen mit Flute-Charakter auch an Q-Maschinen beobachtet wird, kann man annehmen, daß die beobachteten Fluktuationen ein generelles Phänomen darstellen, das relativ unabhängig vom Maschinentyp auftritt.

Das wesentliche Ergebnis dieser Arbeit stellt die beobachtete hohe Korrelation der Dichtefluktuationen entlang Magnetfeldlinien (Kapitel 5) dar. Durch die hohe Korrelation kann man die Fluktuationen in der Randschicht 2-dimensional beschreiben. Diese 2-dimensionale Beschreibung stellt eine gravierende Vereinfachung für die Entwicklung eines Randschichtmodells dar, das fähig ist, das Verhalten der Fluktuationen und damit auch des Transports in der Randschicht innerhalb akzeptabler Fehlergrenzen vorauszusagen. Die numerische Simulation des Problems ist erst unter diesen Voraussetzungen erfolversprechend, da 3-dimensionale Turbulenz numerisch mit vernünftigem Aufwand nicht berechenbar ist.

Aufgrund der Ergebnisse kann man ein anschauliches Modell der beobachteten Vorgänge entwerfen. Man stellt sich die Randschicht in Flußbündel parallel zum Magnetfeld unterteilt vor; dabei werden die Fluktuationen durch zufällig auftretende Austausch-Instabilitäten verursacht, die Flußbündel unterschiedlicher Dichte gegeneinander austauschen. In diesem Modell sind einerseits die Ionensättigungsstromfluktuationen erklärbar, andererseits aber auch die H_α -Fluktuationen, da wir wissen, daß die H_α -Emission stark mit dem Radius variiert. Man kann sich diese Vorgänge als sporadisch auftretende an den Magnetfeldlinien orientierte Wirbel vorstellen, die durch das Abfließen des Plasmas längs Feldlinien in den Divertor wieder abgebaut werden.

Gegen Driftwellen als Ursache der an ASDEX beobachteten Fluktuationen spricht in erster Linie die Ausbreitung in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen

und daß im Gegensatz zu anderen Experimenten die radialen E-Felder an ASDEX zu klein sind, um eine Ausbreitung in die elektronendiamagnetische Driftrichtung durch die überlagerte $E \times B$ -Drift verbergen zu können.

Ein weiteres Argument gegen das Vorliegen von Driftwellenturbulenz ist die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuation. Die Theorien sagen für Driftwellen eine Phasenverschiebung nahe Null voraus, und an ASDEX beobachtet man eine Phasenverschiebung von $\alpha_{n\phi} \approx 90^\circ$ für die Frequenzen, bei denen die Fluktuationen zum Transport beitragen. Aufgrund dieses Wertes würde die Theorie die Fluktuationen eher der Flute-Instabilität zuordnen.

Für den Bereich innerhalb der Separatrix ergeben sich jedoch keine Argumente gegen Driftwellen. Zum einen beobachtet man mit Sonden eine Ausbreitung der Fluktuationen in die elektronendiamagnetische Driftrichtung (Abb.7), was im Einklang mit anderen Experimenten ist. In der ruhigen H-Phase beobachtet man ebenfalls Fluktuationen die in diese Richtung laufen (Kapitel 6). Zum anderen sind die diagnostischen Möglichkeiten wegen der schweren Zugänglichkeit in bezug auf lokale Messungen für diesen Plasmabereich stark eingeschränkt.

Es ist daher nicht auszuschließen, daß innerhalb der Separatrix die Fluktuationen durch Driftwellen bestimmt werden, außerhalb die Fluktuationen aber durch eine Austausch-Instabilität verursacht werden, d.h. beide Instabilitäten in getrennten Bereichen koexistieren und an der Grenzschicht wahrscheinlich miteinander wechselwirken.

10 Zusammenfassung

Zu Beginn dieser Arbeit wurde gezeigt, daß an ASDEX der Teilchentransport durch die Separatrix im wesentlichen durch Fluktuationen der Dichte und des lokalen elektrischen Feldes verursacht wird. Es wurden radiale und poloidale Korrelationslängen in der Größenordnung von 1 cm bestimmt; dies entspricht ungefähr der Schichtdicke in der Randschicht. Die glatten Spektren weisen zusammen mit dem Zufallscharakter der Rohsignale auf eine vollentwickelte Turbulenz hin.

Die Durchsicht bisheriger Arbeiten auf diesem Gebiet, die ausschließlich an Limitertokamaks (Macrotor, Caltech, TEXT, ISX-B, TFTR) durchgeführt wurden, zeigt eine qualitative Übereinstimmung in den Korrelationslängen, der Form der Spektren und der Relevanz des fluktuationsinduzierten Teilchentransports in der Randschicht, auch mit ASDEX. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei den Fluktuationen nicht um ein maschinenspezifisches Problem handelt, sondern um einen an allen Tokamaks auftretenden Effekt.

Es wurde festgestellt, daß die Fluktuationen in der äußeren Randschicht, d.h. im Bereich ungünstiger Krümmung angesiedelt sind. Daraus schließen wir, daß die Magnetfeldkrümmung einen starken Einfluß auf die Fluktuationen ausübt, d.h. daß in Bereichen mit günstiger Krümmung die treibende Instabilität stabilisiert wird.

Die vergleichbaren Ergebnisse an Q-Maschinen charakterisieren die beobachteten Fluktuationen ebenfalls als Randphänomen, bei dem der Kontakt der Feldlinien mit der Oberfläche materieller Einbauten eine bedeutende Rolle spielt. Darauf deutet auch die hohe Korrelation der Dichtefluktuationen entlang Feldlinien hin, bei der man im Rahmen der Fehlergrenzen über große Entfernungen keine Phasenverschiebung feststellt.

Bei Neutralinjektionsheizung werden deutliche Veränderungen im Erscheinungsbild der H_α -Fluktuationen beobachtet. In der ruhigen H-Phase stellt man sowohl ein Anwachsen der mittleren Lebensdauer der einzelnen Störungen fest, als auch eine Vergrößerung der poloidalen Ausdehnung.

Die erhöhte Poloidalgeschwindigkeit in der H-Phase ist konsistent zu Messungen der toroidalen Rotation im Plasmainneren und deren Extrapolation auf den Rand. Die Auswirkungen auf den lokalen Transport konnten jedoch nicht untersucht werden, da bisher der Einsatz von Langmuirsonden am Hauptplasma in Separatrixnähe bei Neutralinjektion aufgrund der hohen thermischen Belastung nicht möglich ist.

Generell beobachtet man eine Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung der diamagnetischen Drift der Ionen. Nur wenn man in Entladungen mit möglichst kaltem Rand mit der Sonde über die Separatrix vordringt, beobachtet man ebenfalls eine Ausbreitung in der Elektronendriftichtung. Eine weitere Ausnahme bildet die ru-

hige H-Phase; hier beobachtet man zusätzlich Fluktuationen mit einer sehr viel höheren Frequenz, aber kleinerer Amplitude, die sich in der elektronendiamagnetischen Driftrichtung mit hoher Geschwindigkeit ausbreiten.

An ASDEX sind die statischen radialen elektrischen Felder in der Randschicht im Mittel jedoch zu klein, um Fluktuationen, die sich in Richtung der diamagnetischen Elektronendrift ausbreiten, durch die Überlagerung einer $E \times B$ -Drift für den Beobachter in die Ionenrichtung umbiegen zu können.

Außerhalb der Separatrix beträgt bei signifikanter Amplitude die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen $\alpha \approx 90^\circ$. Dies schließt im Verein mit der hohen Korrelation entlang Magnetfeldlinien für die Randschicht Driftwellenturbulenz nach heutigen Theorien als Ursache für die beobachteten Fluktuationen mit hoher Wahrscheinlichkeit aus.

Wir haben für die beobachteten Fluktuationen folgendes phänomenologische Modell entworfen: Austausch-Instabilitäten vertauschen zufällig in Raum und Zeit Flußröhren unterschiedlicher Dichte.

Die hohe Korrelation entlang der Magnetfeldlinien bietet die Möglichkeit, die Turbulenz in der Randschicht in Form von 2-dimensionalen Strukturen senkrecht zum Magnetfeld zu beschreiben, mit der Magnetfeldkrümmung als Parameter.

Es ist festzuhalten, daß in die aktuellen theoretischen Modelle zur Driftwellenturbulenz die endliche Länge der Feldlinien und somit der Wandkontakt nicht eingeht. Die Ergebnisse zeigen jedoch deutlich, daß der Kontakt der Feldlinie zur Wand und die Krümmung der Feldlinien das Verhalten der Fluktuationen in der Randschicht wesentlich beeinflussen.

Damit wurden die Plasmarandschicht betreffend zwei wesentliche Bausteine identifiziert, die eine theoretische Beschreibung beinhalten muß, um das Verhalten der Fluktuationen und den daraus resultierenden Transport richtig voraussagen zu können.

11 Ausblick

Mit der H_α -Diagnostik und den Langmuirsonden sind an ASDEX wesentliche Charakteristika der Fluktuationen in der Randschicht erarbeitet worden. Durch die Erweiterung der Kanalanzahl auf 16 sowohl bei der H_α -Diagnostik als auch bei den Langmuirsonden ist es nun möglich, Leistungsdichtespektren als Funktion von k und ω zu berechnen. In einer Diplomarbeit werden zur Zeit die diagnostischen Möglichkeiten erarbeitet. Der Vergleich der Fluktuationen an Tokamak und Stellarator (W VII-AS) ist Gegenstand einer weiteren Dissertation.

Im Rahmen der Weiterentwicklung der Langmuirsonden ist anzustreben, die Messungen in der unmittelbaren Umgebung der Separatrix auszubauen und auch auf darüberhinausgehende Bereiche auszudehnen. Weiterhin ist geplant, die Korrelationsuntersuchungen entlang des Magnetfeldes auch auf Potentialfluktuationen und den radialen Teilchenfluß auszuweiten.

Durch die Installation eines zusätzlichen Gaseinlasses an der Innenseite des Torus genau gegenüber der H_α -Diagnostik wird es in Zukunft möglich sein, das Verhalten der in der H-Phase auftretenden ELMs (Edge Localized Modes [Klueber1990a]) auch dort mit hoher Zeitaufösung zu untersuchen. Möglicherweise sind die ELMs eng mit den beobachteten Fluktuationen verwandt; es gibt Hinweise, daß sie ebenfalls am Außenrand auftreten. Das Potential, in der H-Phase die toroidale Rotation zu bestimmen, wird zur Zeit untersucht.

Ein weiterer wesentlicher Punkt werden Parameterstudien mit Langmuirsonden sein, insbesondere die Untersuchung von Parameterabhängigkeiten im Teilchenfluß, um zu überprüfen, ob dieser in gleicher Weise skaliert wie die empirischen Gesetze.

In bezug auf mögliche zusätzliche Diagnostiken sei die Li-Strahl-Diagnostik genannt. Bei einer Erhöhung der Strahlstärke (in Bau) und einer entsprechenden Erweiterung der Bandbreite (geplant) kann damit das radiale Verhalten der Fluktuationen auch innerhalb der Separatrix untersucht werden.

Weitere Möglichkeiten bietet die Fern-Infrarot-Streuung, die bei Absenkung der unteren Grenzfrequenz auf $\nu \approx 5k\text{Hz}$ (im Bau) einen Anschluß der Fluktuationsuntersuchungen am Rand an das Plasmainnere ermöglichen sollte.

Eine an ASDEX nicht zur Verfügung stehende Diagnostik ist die Schwer-Ionen-Sonde, die an TEXT betrieben wird. Mit dieser Diagnostik ist es möglich, auch im Plasmainnere durch Fluktuationen bestimmte lokale Teilchenflüsse zu messen. Der Aufwand ist jedoch so groß, daß eine Installation an ASDEX nicht in Frage kam; dies am Nachfolgeexperiment ASDEX-Upgrade zu tun, wäre wünschenswert.

A ASDEX

A.1 Das Tokamakprinzip

Die Hauptlinie im magnetischen Einschluß befaßt sich mit dem Tokamak, das experimentell in der Sowjetunion [Artsimovich1972a] entwickelt wurde. Die Hauptkompo-

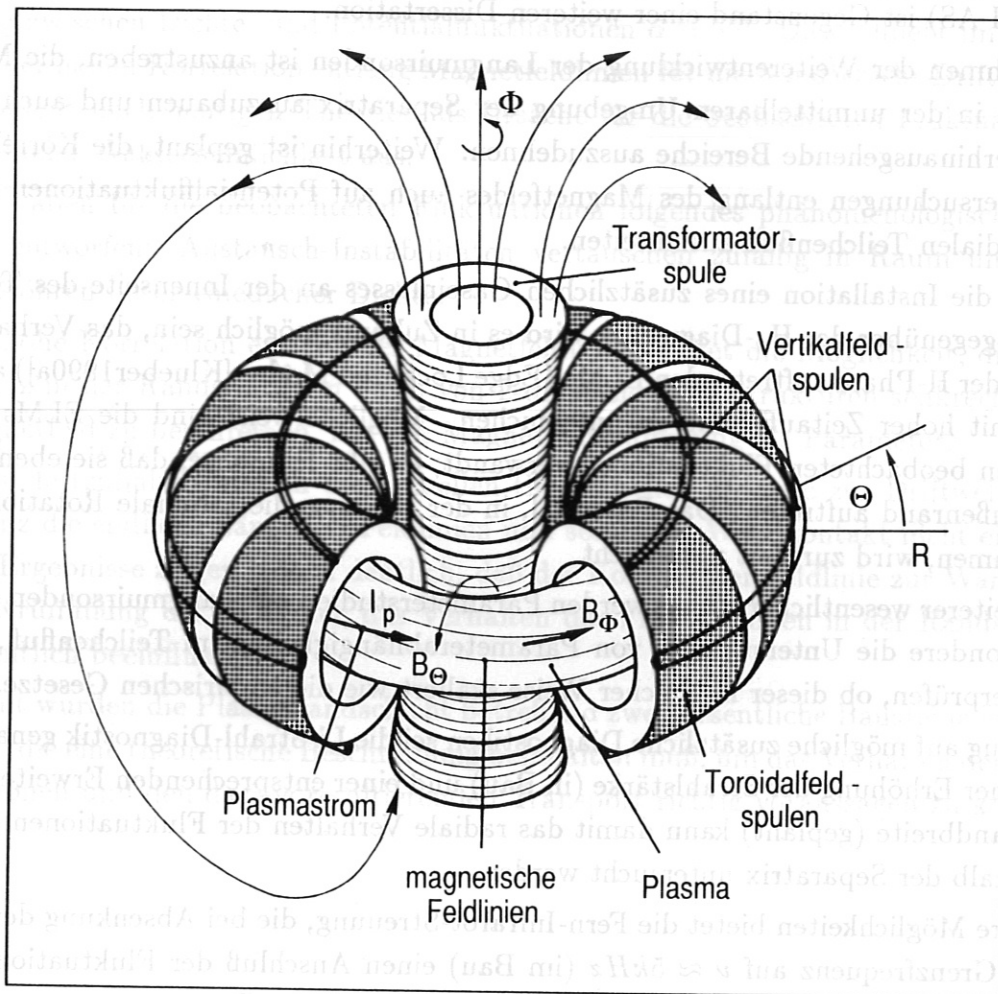


Abbildung 42: Feldkonfiguration für einen Tokamak. Die Toroidalfeldspulen erzeugen das Hauptmagnetfeld B_ϕ . Der toroidale Plasmaplastrom I_p wird durch die Flußänderung des zentralen OH-Transformators induziert und erzeugt ein poloidales Magnetfeld B_θ , durch dessen Überlagerung mit dem Hauptfeld die helikale Magnetfeldstruktur des Tokamaks entsteht. Mit den toroidalen Vertikalfeldspulen wird die Lage des Plasmas kontrolliert.

nenten eines Tokamaks setzen sich aus dem Hochvakuumgefäß, den Hauptfeldspulen, die das toroidale Magnetfeld erzeugen, dem zentralen Transformator, der im Plasma einen toroidalen Strom induziert, und den Vertikalfeldspulen zusammen. Im Tokamak benutzt man vorzugsweise Toruskoordinaten (r, Φ, Θ) . Dabei beschreibt r den kleinen Radius von der Torusseule (Radius R) aus und $(R + r \cdot \cos\Theta) \cdot \Phi$ den parallel zur Torusseule zurückgelegten Weg; dies bezeichnet man als die toroidale Richtung. Wandert man um den kleinen Umfang des Torus, so beschreibt dies die poloidale Richtung und der zurückgelegte Weg ergibt sich zu $r \cdot \Theta$ (Abb.42).

Der toroidale Strom erzeugt ein poloidales Magnetfeld, das überlagert mit dem Hauptmagnetfeld zur Verdrillung der Magnetfeldlinien und zum Entstehen geschlossener magnetischer Flächen führt. Durch diese Verdrillung wird verhindert, daß Ionen und Elektronen gegen die Gefäßwand driften. So entstehen Driftflächen, d.h. ohne Wechselwirkung mit anderen Teilchen verläßt das „guiding centre“ eines geladenen Teilchens diese Fläche nicht. Diese Driftflächen stimmen nicht mit den magnetischen Flächen überein.

Durch die Krümmung ist das Poloidalfeld an der Torusinnenseite größer als am äußeren Rand. Mit den Vertikalfeldspulen erzeugt man deshalb ein Magnetfeld, das das Poloidalfeld des Plasmastromes an der Innenseite abschwächt und am Außenrand verstärkt. Diese Maßnahme verhindert, daß sich der Plasmatorus ausdehnt. Das Hauptfeld fällt im Bereich des Vakuumgefäßes mit $1/R$ ab. Das Poloidalfeld ist ungefähr 10 mal schwächer als das Toroidalfeld.

Der im Plasma induzierte Strom bewirkt nicht nur den Einschluß sondern auch die ohmsche Heizung des Plasmas (daher auch die Bezeichnung OH für den zentralen Transformator). Da aber der Widerstand des Plasmas proportional zu $T_e^{-3/2}$ abnimmt, müssen oberhalb von $T_e = 1$ keV zusätzliche Heizmethoden angewandt werden. Diese sind die Injektion hochenergetischer Neutralteilchen (NI) und die Einstrahlung hochfrequenter Wellen (ICRH, ECRH, LH) [Wesson1987a].

A.2 Der Divertor-Tokamak ASDEX

Die Tokamaklinie ist in zwei Familien gespalten, den Limiter- und den Divertor-Tokamak. Bei ersterem wird die letzte geschlossene Flußfläche durch den Kontakt mit der materiellen Wand bestimmt, während dies im anderen Fall durch die magnetisch erzeugte Separatrix geschieht. Der Plasma-Wand-Kontakt wird dadurch von der Oberfläche der Entladung in den Divertor verlegt. Das hat zur Folge, daß im Divertor-Tokamak die Verunreinigungszuflüsse gegenüber der Limitermaschine wesentlich reduziert sind.

ASDEX (Abb.43) ist ein Divertortokamak mit zwei X-Punkten [Keilhacker1981a],

[Keilhacker1983a]. Die magnetische Separatrix wird hier folgendermaßen erzeugt: in den mittleren Divertorspulen (Abb.44) fließt der Strom parallel zum Plasmastrom, in den anderen entgegengesetzt. Am X-Punkt heben sich die Felder des Plasmastromes, des Vertikalfeldes und des Spulentriplets auf, d.h. die Feldlinie durch den X-Punkt hat nur eine toroidale Komponente. Die Summe der Ströme in dem Spulentriplet ist Null, um die Feldstörung auf einen möglichst kleinen Bereich zu beschränken.

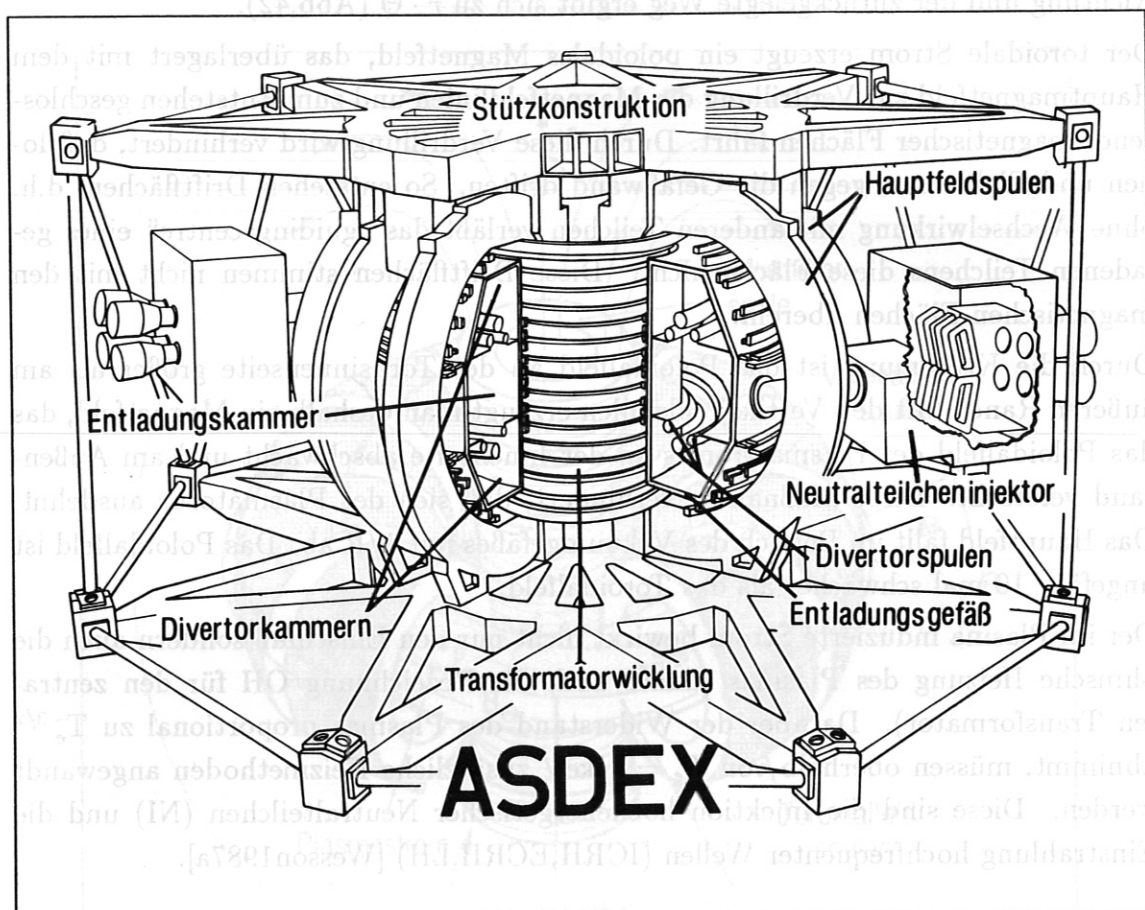


Abbildung 43: Gesamtansicht von ASDEX: Zentrale Säule mit der Wicklung des OH-Transformators. D-förmiges Vakuumgefäß mit der Plasmahauptkammer in der Mitte und den beiden Divertorkammern. Die Gefäßeinbauten sind der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die großen D-förmigen Spulen erzeugen das Toroidalfeld B_ϕ . Die Kräfte zwischen den Spulen werden durch die Stützkonstruktion aufgefangen. Desweiteren sind exemplarisch die beiden Injektoren der Neutralteilchenheizung zu sehen.

Die Wirkung des Divertors als „magnetischer Staubsauger“ beruht auf der unter-

schiedlichen Beweglichkeit geladener Teilchen senkrecht und parallel zu magnetischen Feldlinien. Da die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Feld die Ionen zu einer Gyration um die Feldlinie zwingt, sie aber andererseits entlang der Feldlinien ungestört in den Divertor gelangen können, wo sie an den Prallplatten neutralisiert werden und dann abgepumpt werden können, wird der Energie- und Teilchenfluß auf die Wand im Hauptraum des Entladungsgefäßes im Gegensatz zum Limiter-Tokamak wesentlich reduziert.

Ein wesentlicher Faktor beim ASDEX-Divertor ist die Wechselwirkung des abströmenden Plasmas mit dem Neutralgas im Divertor, wodurch sich die Temperatur an den Prallplatten gegenüber der an einer Limiteroberfläche reduziert. Dadurch wird das Sputtering von Wandmaterialien vermindert. Weiterhin wird ein Großteil der immer noch produzierten Verunreinigungen in den Divertor abgeleitet, falls sie außerhalb der Separatrix ionisiert worden sind.

A.3 Betriebsparameter von ASDEX

Bei ASDEX [Keilhacker1981a],[Keilhacker1983a] beträgt der Radius der Plasmaachse $R_0 = 1.65$ m und der Plasmaradius $a = 0.40$ m. Es können Plasmaströme zwischen 100 kA und 500 kA erzeugt werden, bei einem Toroidalfeld von $B_\phi \leq 2.8$ T auf der Plasmaachse. Daraus resultiert ein $2.0 \leq q_{cyl}(a) \leq 16$.

Je nach Plasmastrom werden über den Plasmaquerschnitt gemittelte Elektronendichten von bis zu $8 \cdot 10^{19} m^{-3}$ erreicht. In ohmsch geheizten Plasmen werden an ASDEX Elektronenspitzentemperaturen von bis zu $T_e \approx 1.2$ keV erreicht, bei niedrigen Dichten ($1.2 \cdot 10^{19} m^{-3}$) wurden mit Lower-Hybrid Heizung zentrale Elektronentemperaturen von $T_e \approx 6$ keV erreicht. Die Ionentemperaturen, die mit Neuralinjektion erreicht werden, liegen bei $T_i \approx 2$ keV.

Die Entladungsdauer beträgt typisch 3 sec, wobei die Plasmaparameter problemlos über mehr als 2 sec konstant gehalten werden können.

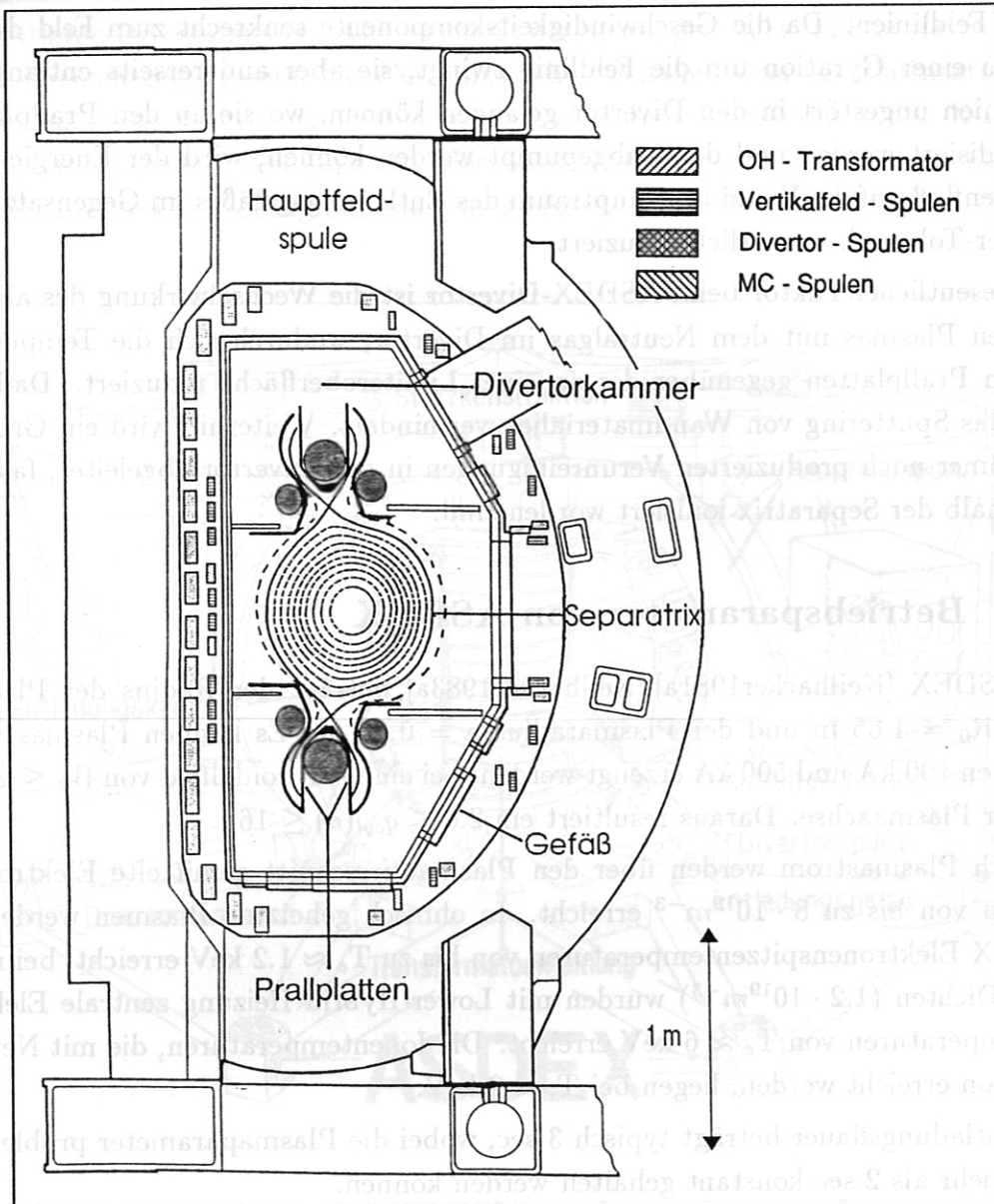


Abbildung 44: Poloidschnitt durch das ASDEX-Gefäß. In der Bildmitte befindet sich das Plasma mit Flußflächen. Nach der Überquerung der Separatrix bilden die Magnetfeldlinien keine ungestörten Flußflächen mehr, sondern schneiden die Prallplatten im Divertor. Die Separatrix wird durch das Feld der Divertorspulen, das Poloidfeld des Plasmas und das Vertikalfeld gebildet. Außerhalb des Vakuumgefäßes befinden sich die weiteren Magnetfeldspulen: Vertikalfeldspulen, MC-Spulen, OH-Transformator und Hauptfeldspulen. Die MC-Spulen dienen dazu, den Einfluß der Divertorspulen im Bereich des Hauptplasmas zu minimieren. Der OH-Transformator ist so ausgelegt, daß er am Ort des Plasmas ein minimales Magnetfeld erzeugt

B Definition statistischer Funktionen

Die Definition der statistischen Funktionen ist in der Literatur nicht einheitlich. Deshalb werden die verwendeten Definitionen hier zusammengefaßt.

Im folgenden betrachten wir ein zeitabhängiges Signal $x(t)$, zum Beispiel das während einer Entladung gewonnene Ausgangssignal eines Photomultipliers. Dieses wird im Intervall $[t_a, t_e]$ der Länge $T = t_e - t_a$ mit der Frequenz f_a abgetastet. Dadurch erhält man $(N + 1)$ Werte $x(t_j)$ im zeitlichen Abstand $\Delta t = f_a^{-1} = T \cdot N^{-1}$ mit $t_j = t_a + j \cdot \Delta t$, $j = 0, 1, \dots, N$. Im folgenden werden kontinuierlich definierte Funktionen gegenüber den diskret gewonnenen durch eine Tilde gekennzeichnet (z.B. $\tilde{\sigma}_x^2$ und σ_x^2), komplexwertige Funktionen werden fett hervorgehoben (z.B. $\tilde{\mathbf{F}}_x(\nu)$ und $x(t)$).

Wir nehmen an, daß der zugrundeliegende physikalische Prozeß beliebig oft reproduzierbar ist und innerhalb der Zeit T als stationär betrachtet werden kann.

B.1 Grundlagen

Führt man m gleiche Versuche mit den Ergebnissen $x_l(t)$ durch, so wird der Ensemblemittelwert $\bar{x}(t)$ wie folgt definiert :

$$\bar{x}(t) = \frac{1}{m} \sum_{l=1}^m x_l(t) \quad (38)$$

Für $m \rightarrow \infty$ konvergiert der Mittelwert $\bar{x}(t)$ gegen den Erwartungswert $\langle x(t) \rangle$ des Prozesses $\{x(t)\}$

$$\langle x(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot p(x(t)) dx \quad (39)$$

$$= \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{l=1}^m x_l(t) \quad (40)$$

mit der Verteilungsdichte $p(x(t))$. Die Varianz $\tilde{\sigma}_x^2$ beschreibt die Breite der Verteilung.

$$\tilde{\sigma}_x^2(t) = \langle (x(t) - \langle x(t) \rangle)^2 \rangle \quad (41)$$

Die Wurzel aus der Varianz heißt Standardabweichung. Für eine begrenzte Anzahl m von Schüssen erhalten wir als Näherung die empirische Varianz σ_x^2 .

$$\sigma_x^2(t) = \frac{1}{m-1} \sum_{l=1}^m (x_l(t) - \bar{x}(t))^2 \quad (42)$$

Analog kann man für zeitunabhängige Prozesse und beliebige Funktionen auf Prozessen Ensemblemittelwert und Varianz definieren. Beschränken wir uns nun auf einen Schuß, so können wir den zeitlichen Mittelwert \bar{x} des Signals $x(t)$ berechnen.

$$\bar{x} = \frac{1}{N+1} \sum_{j=0}^N x(t_j) \quad (43)$$

Dabei gehen wir von einer endlichen Anzahl $(N+1)$ von Meßpunkten aus. Die empirische Varianz σ_x^2 eines Zeitsignals definieren wir als

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N (x(t_j) - \bar{x})^2 \quad (44)$$

B.2 Korrelationsfunktionen

Mit der Kreuzkorrelation $\tilde{\phi}_{xy}(\tau)$ gewinnt man ein Maß für die statistische Bindung zwischen zwei Signalen $x(t)$ und $y(t)$

$$\tilde{\phi}_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t) \cdot y(t + \tau) dt \quad (45)$$

mit folgenden Eigenschaften

$$\tilde{\phi}_{xy}(\tau) = \tilde{\phi}_{yx}(-\tau) \quad (46)$$

$$\tilde{\phi}_{xy}(0) = \langle x(t) \cdot y(t) \rangle_t \quad (47)$$

$$\tilde{\phi}_{xy}(\infty) = \langle x(t) \rangle_t \cdot \langle y(t) \rangle_t \quad (48)$$

$$|\tilde{\phi}_{xy}(\tau)| \leq 0.5 \langle x^2(t) + y^2(t) \rangle_t \quad (49)$$

Hier bezeichnet $\langle \dots \rangle_t$ den zeitlichen Erwartungswert.

Einen Näherungswert der Kreuzkorrelationsfunktion berechnen wir aus $(N+1)$ Werten im Zeitintervall $[t_a, t_e]$

$$\phi_{xy}(\tau_i) = \frac{1}{N+1-i} \sum_{j=0}^{N-i} x(t_j) \cdot y(t_{j+i}) \quad (50)$$

mit $\tau_i = i \cdot \Delta t, i = 0, 1, \dots, [w(N-1)]$ und $t_j = t_a + j \cdot \Delta t, j = 0, 1, \dots, N$. Dabei ist zu beachten, daß für in hohem Maße zufällige Signale bei großen Zeitverschiebungen, d.h. $w > 0.5$ der statistische Fehler groß werden kann. Dies sollte nach Möglichkeit vermieden werden, um Fehlinterpretationen auszuschließen.

Um den Vergleich verschiedener Signale zu vereinfachen, führt man folgende Normierung durch

$$\varphi_{xy}(\tau) = \frac{\phi_{xy}(\tau)}{\sqrt{\phi_{xx}(0) \cdot \phi_{yy}(0)}} \quad (51)$$

B.3 Die Bedeutung der Korrelationsanalyse

Aus dem Verlauf von Korrelationsfunktionen kann wegen der Mittelwertbildung über der Zeit grundsätzlich nicht auf den zeitlichen Verlauf der analysierten Daten geschlossen werden. So geht z.B. die Information über die Anfangsphase verloren, d.h. die Autokorrelationsfunktionen einer Sinus- und einer Cosinusfunktion sind identisch.

Auch ist zu beachten, daß zwei Signale, die statistisch unabhängig sind, auch unkorreliert sind, die Umkehrung aber allgemein nur für Prozesse mit gaußscher Amplitudenverteilung gilt.

Bei ausreichend großen Meßzeiten hebt sich bei der Berechnung der Kreuzkorrelation zweier Signale der zufällige Anteil infolge der Mittelwertbildung heraus. Deshalb ist es möglich, bei stark verrauschten Signalen eine Korrelation festzustellen, auch wenn diese durch relativ seltene Einzelereignisse verursacht wird. Aus der Zeitverschiebung des Korrelationsmaximums kann man eine Laufzeit bestimmen.

B.4 Die Fourieranalyse

Die Fouriertransformation und deren Umkehrung wird durch folgende Gleichung beschrieben :

$$\tilde{F}_x(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-i2\pi\nu t} dt \quad (52)$$

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}_x(\nu) \cdot e^{i2\pi\nu t} d\nu \quad (53)$$

Periodische Signale besitzen ein Linienspektrum, während man für nicht periodische Vorgänge ein kontinuierliches Spektrum erhält. Die Transformierte des Produkts zweier Signale ist gleich dem Faltungsprodukt der Transformaten der Einzelfunktionen und umgekehrt .

$$z(t) = x(t) \cdot y(t) \quad (54)$$

$$\tilde{F}_z(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{F}_x(\nu') \cdot \tilde{F}_y(\nu - \nu') d\nu' \quad (55)$$

$$(56)$$

$$\tilde{F}_z(\nu) = \tilde{F}_x(\nu) \cdot \tilde{F}_y(\nu) \quad (57)$$

$$z(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \cdot y(t - t') dt' \quad (58)$$

Die digitale Signalerfassung macht die Annäherung des Integrals durch eine Summe notwendig. Die für diesen Umstand gültige Fouriertransformierte eines Signals $x(t_i)$, das in der Zeit zwischen t_a und t_e mit der Frequenz f_a abgetastet wurde, lautet :

$$F_x(\nu_n) = \frac{2}{N} \sum_{j=0}^{N-1} x(t_j) \cdot \exp\left(-i2\pi \frac{nj}{N}\right) \quad (59)$$

mit

$$N = T \cdot f_a$$

$$t_j = t_a + j \cdot \Delta t = t_a + i \cdot T \cdot N^{-1} \quad j = 0, 1, \dots, N$$

$$\nu_n = n \cdot \Delta \nu = n \cdot T^{-1} \quad n = -[0.5 \cdot N] \dots, 0, \dots, [0.5 \cdot N].$$

Es sei darauf hingewiesen, daß die Amplitudenwerte der Fouriertransformierten zu gleichen Teilen auf die positive und die negative Frequenz verteilt sind (die Fouriertransformierte einer reellen Zahlenfolge ist hermitesch). Da negative Frequenzen physikalisch keinen Sinn haben, werden oft die den positiven Frequenzen zugeordneten Amplituden der vorangehenden Definition mit einem Faktor 2 multipliziert. Allerdings benötigt die Rücktransformation wieder die nicht modifizierten Werte.

Bei der Anwendung des Algorithmus der Fast-Fourier-Transformation (FFT) [Schlitt1972a] erreicht man für $N + 1 = 2^k$ eine Minimierung der relativen Rechenzeit. Darunter versteht man die Rechenzeit pro Datenpunkt.

Die Frequenzauflösung beträgt $\Delta \nu = T^{-1}$ und die größte im Signal enthaltene Frequenz $\nu_{max} = [0.5 \cdot N] \cdot \Delta \nu$. Bei Spannungssignalen ist die Fouriertransformierte in Volt gegeben.

B.5 Leistungsdichtespektren

Rauschen besitzt ein Fourierspektrum, dessen Phase und Amplitude wiederum Zufallsfunktionen sind.

Ausgehend von folgender Definition der Fouriertransformation

$$\tilde{F}_x(\nu, T) = \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t) \cdot \exp(-i2\pi \nu t) dt \quad (60)$$

hat man mit dem individuellen Eigenleistungsdichtespektrum \tilde{P}_{xx} eine phasenlose Funktion zur Verfügung, die uns die spektrale Verteilung der Signalleistung angibt.

$$\tilde{P}_{xx}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \tilde{\mathbf{F}}_x^*(\nu, T) \cdot \tilde{\mathbf{F}}_x(\nu, T) \quad (61)$$

Da man hiermit nur das Leistungsdichtespektrum eines einzelnen Vorgangs $x(t)$ bekommt, das im allgemeinen keine Aussage über den Prozeß zuläßt, muß es durch Mittelung über eine Anzahl m von Eigenleistungsdichtespektren der spektralen Leistungsdichte des Prozesses $\{x(t)\}$ angenähert werden. Für endliche Zeitintervalle T gilt das Gleiche; durch Mittelung erhält man eine Näherung.

Die Schwankung um den Erwartungswert skaliert mit $1/\sqrt{m}$. Das Leistungsdichtespektrum eines Spannungssignals hat die Dimension $V^2 Hz^{-1}$.

Der Erwartungswert eines weißen Rauschens $r(t)$ ist gleich 0. Die Varianz beschreibt die im Signal enthaltene Leistung. Der Erwartungswert der Fouriertransformierten (komplexwertig) ist ebenfalls 0, nicht aber der der Amplitude $|\mathbf{F}_r(\nu)|$.

$$|\mathbf{F}_r(\nu)| = \sqrt{\mathbf{F}_r(\nu) \cdot \mathbf{F}_r^*(\nu)} \quad (62)$$

Die Bedeutung des Eigenleistungsdichtespektrums liegt darin, daß der Ensemblemittelwert des Quadrats der Amplitude der Fouriertransformierten für $m \rightarrow \infty$ gegen einen im allgemeinen von 0 verschiedenen Wert konvergiert.

Analog zum Eigenleistungsdichtespektrum definiert man das individuelle Kreuzleistungsdichtespektrum $\tilde{P}_{xy}(\nu)$ einer Realisation.

$$\tilde{P}_{xy}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \tilde{\mathbf{F}}_x^*(\nu, T) \cdot \tilde{\mathbf{F}}_y(\nu, T) \quad (63)$$

Durch Mittelung über m Realisationen erhalten wir eine Näherung für den Erwartungswert $\langle \tilde{P}_{xy}(\nu) \rangle$ des Prozesses $\{x(t), y(t)\}$.

Da das Kreuzleistungsdichtespektrum komplexwertig ist und die vollständige Phasenbeziehung der Signale enthält, kann die Phasendrehung zwischen beiden bestimmt werden.

Anstatt der komplexen Funktion $\tilde{P}_{xy}(\nu_n)$ betrachten wir nun die Amplitude $|\tilde{P}_{xy}(\nu)|$ und die zugehörige Phase $\tilde{\theta}_{xy}(\nu)$ des Kreuzleistungsdichtespektrums, und es gilt:

$$\tilde{P}_{xy}(\nu) = |\tilde{P}_{xy}(\nu)| \cdot \exp(i\tilde{\theta}_{xy}(\nu)) \quad (64)$$

Nach dem Wiener-Khintchine-Theorem gilt folgende Beziehung

$$\tilde{P}_{xy}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\phi}_{xy}(\tau) \cdot \exp(-i2\pi\nu\tau) d\tau \quad (65)$$

Geht man nun zur Behandlung einer endlichen Datenmenge über, kann man, anstatt über viele einzelne Vorgänge zu mitteln, dies bei ergodischen Prozessen näherungsweise auch über einen Spektralbereich $m \cdot \Delta\nu$ tun, wenn das Spektrum in diesem Bereich annähernd linear verläuft. Die spektrale Auflösung nimmt bei dieser Vorgehensweise um den Faktor m ab.

Damit erhalten wir folgende Beziehung :

$$\mathbf{P}_{xy}(\nu_n) = \frac{T}{2m} \cdot \sum_{l=n \cdot m - k}^{n \cdot m + k} \mathbf{F}_x^*(\nu_l) \cdot \mathbf{F}_y(\nu_l) \quad (66)$$

mit $m = 2 \cdot k + 1$ $k = 0, 1, \dots$
 $\nu_n = n \cdot m \cdot T^{-1}$ $n = 0, 1, \dots, [(N + 1)/2 \cdot m].$

B.6 Die Kohärenzfunktion

Die Kohärenzfunktion $\gamma_{xy}(\nu_n)$ ist definiert durch

$$\gamma_{xy}(\nu_n) = \frac{|\mathbf{P}_{xy}(\nu_n)|}{\sqrt{\mathbf{P}_{xx}(\nu_n) \cdot \mathbf{P}_{yy}(\nu_n)}} \quad (67)$$

Diese Funktion kann offensichtlich nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Die Heranziehung der Kohärenzfunktion ist nur sinnvoll, wenn vor der Berechnung über eine hinreichend große Anzahl m von Realisationen bzw. Spektrallinien gemittelt wurde, ohne Mittelung gilt immer: $\gamma = 1$. Das Verhalten der Funktionen im Spektralbereich für verschieden starke Mittelung kann ([Powers1974a]) entnommen werden. In der Arbeit [Smith1974a] sind die Varianzen für Amplitude und Phase des Kreuzleistungsdichtespektrums und der Kohärenzfunktion angegeben. Sie skalieren mit $1/m$.

B.7 Stationarität und Ergodizität

Zur Definition der Begriffe Stationarität und Ergodizität sei auf die Literatur verwiesen [Korn1961a], [Bendat1966a]. Alle beschriebenen Funktionen setzen voraus, daß die beobachteten Prozesse stationär und ergodisch sind, solange alle beobachteten Plasmamaparameter konstant sind. Bei ergodischen Prozessen muß nicht über eine große Anzahl von Realisationen gemittelt werden, sondern man kann bei ausreichend großer Meßzeit und Abtastfrequenz die benötigte Information aus einer einzigen Entladung gewinnen.

Abbildungsverzeichnis

1	Aufbau der H_α -Diagnostik	8
2	Strom-Spannungscharakteristik einer Einfach-Langmuirsonde	11
3	Schnelle Langmuirsonde	13
4	Sondenkopf für Transportmessungen	18
5	Profil des radialen Teilchenflusses	19
6	Fourierzerlegung des radialen Teilchenflusses, Teil a	21
7	Fourierzerlegung des radialen Teilchenflusses, Teil b	22
8	H_α -Rohsignale	26
9	Raum-Zeit-Darstellung der H_α -Rohsignale	27
10	Amplitudenverteilung der Fluktuationen im Ionensättigungsstrom und im Floatingpotential	28
11	Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit aus Korrelationsfunktionen	30
12	Poloidale Korrelation als Funktion der Zeit	33
13	Poloidale Korrelation als Funktion des Ortes	35
14	Autokorrelationsprofil der Dichtefluktuationen	36
15	H_α -Spektralfunktionen für eine ohmsche Entladung	38
16	Sonden-Spektralfunktionen für eine ohmsche Entladung	39
17	„Double Null“- und „Single Null“-Konfiguration	42
18	Innen - Außen - Asymmetrie der korrelierten Fluktuationen	43
19	Leistungsdichtespektren am Innenrand für „Single Null“ und „Double Null“	44
20	Kohärenzspektren am Innenrand für „Single Null“ und „Double Null“	45
21	Parameterabhängigkeit der Poloidalgeschwindigkeit	48
22	Magnetfeldabhängigkeit der Halbwertsbreite des Kreuzleistungsdichtespektrums	49
23	Poloidalschnitte für die H_α -Optiken.	52
24	Kreuzkorrelation zwischen 2 H_α -Kanälen	53
25	Kreuzkorrelation zwischen H_α und Sonde entlang Magnetfeldlinien	54
26	Sondenordnung in Hauptraum und Divertor	56
27	Lokale Kreuzkorrelation entlang Magnetfeldlinien	57

28	Konturplot der Kreuzkorrelationsmaxima und ihrer zeitlichen Verschiebung	58
29	Maximale Kreuzkorrelation entlang Feldlinien	60
30	Leistungsdichte-, Kohärenz- und Phasenspektren für maximale Kreuzkorrelation entlang Feldlinien	61
31	H-Mode bei Co-Injektion	65
32	H-Mode bei Counter-Injektion	66
33	Korrelationseigenschaften in Co- und Counter-Entladungen für verschiedene Schußphasen	68
34	Kreuzkorrelationskonturen $\varphi(d, \tau)$ für Co-Injektion	70
35	Kreuzkorrelationskonturen $\varphi(d, \tau)$ für Counter-Injektion	71
36	Kreuzkorrelationsmaxima $\varphi_{max}(\tau)$ für Co- und Counter-Injektion	72
37	Kohärenz- und Leistungsdichtespektren bei Counter-Injektion	73
38	Klassifizierungsschema für transportrelevante Instabilitäten	77
39	Physikalisches Prinzip zur Entstehung einer Flute-Instabilität.	78
40	Erscheinungsbild einer Ballooning-Instabilität	80
41	Physikalisches Prinzip zur Entstehung einer Driftwelle.	82
42	Tokamakprinzip	98
43	Gesamtansicht von ASDEX	100
44	Poloidalschnitt durch ASDEX	102

Literatur

- [Artsimovich1972a] Lew A. Artsimovich, "Tokamak Devices", *Nuclear Fusion*, **12**, 2, (1972), pp. 215–252.
- [ASDEX1989a] ASDEX Team, "The H-Mode of ASDEX", *Nuclear Fusion*, **29**, 11, (1989), pp. 1959–2040.
- [Bendat1966a] J.S. Bendat and A.G. Piersol, *Measurement and Analysis of Random Data*, John Wiley & Sons, (1966).
- [Bessenrodt1990a] M. Bessenrodt-Weberpals, A. Carlson, G. Haas, H.D. Murmann, J. Neuhauser, N. Tsois, H. Verbeek, and the ASDEX-Team, "Characterizing the Edge Plasma of Different Ohmic Confinement Regimes in ASDEX", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **32**, 1, (1990), pp. 21–31.
- [Cap1976a] Ferdinand F. Cap, *Handbook on Plasma Instabilities*, Academic Press, (1976).
- [Carlson1989a] A. Carlson, A. Rudyj, and H. Niedermeyer, "The Limitation of Measurements of the Local Wavenumber", in X. Garbet, P. Ghendrih, and C. Laviron, editors, *Workshop on Electrostatic Turbulence*, (Centre d'etudes nucléaires de Cadarache, 1989), pp. 255–261.
- [Chandrasekhar1961a] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford University Press, (1961).
- [Chen1965b] F.F. Chen, "Excitation of Drift Instabilities in Thermionic Plasmas", *Plasma Physics*, **7**, (1965), pp. 399–417.
- [Chen1984a] Francis F. Chen, *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, (1984).
- [Cheng1977a] C.Z. Cheng and H. Okuda, "Formation of Convective Cells, Anomalous Diffusion, and Strong Plasma Turbulence Due to Drift Instabilities", *Physical Review Letters*, **38**, 13, (1977), pp. 708–711.
- [Coppi1966a] B. Coppi, G. Laval, R. Pellat, and M.N. Rosenbluth, "Convective Modes Driven by Density Gradients", *Nuclear Fusion*, **6**, (1966), pp. 261–267.

- [Freidberg1987a] Jeffrey P. Freidberg, *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, (1987).
- [Furth1963a] Harold P. Furth, John Killen, and Marshall N. Rosenbluth, "Finite-Resistivity Instabilities of a Sheet Pinch", *Physics of Fluids*, **6**, 4, (1963), pp. 459-484.
- [Fussmann1989a] G. Fussmann, O. Gruber, H. Nierdermeyer, F.X. Söldner, A. Stäbler, F. Wagner, and ASDEX-Team, "Improved Confinement Regimes with Ohmic and with Counter-Injection Heating in ASDEX", in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988*, 1989, Vol. 1, pp. 145-157.
- [Giannone1989a] Louis Giannone and ASDEX- and NI- and ICRH- and Pellet-Team, "Experimental Observation of Broadband Magnetic Fluctuations in ASDEX", Laborbericht IPP III/138, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1989.
- [Gladd1980a] N.T. Gladd, J.F. Drake, C.L. Chang, and C.S. Liu, "Electron Temperature Gradient Driven Microtearing Mode", *Physics of Fluids*, **23**, 6, (1980), pp. 1182-1192.
- [Goeler1974a] S. von Goeler, W. Stodiek, and N. Sauthoff, "Studies of Internal Disruptions and $m = 1$ Oscillations in Tokamak Discharges with Soft-X-Ray Techniques", *Physical Review Letters*, **33**, 20, (1974), pp. 1201-1203.
- [Gresser1989a] Friedrich Gresser, 1989. private Mitteilung.
- [Hallock1986a] G.A. Hallock, J. Mathew, W.C. Jennings, and R.L. Hickok, "Space Potential Distribution in the ISX-B Tokamak", *Physical Review Letters*, **56**, 12, (1986), pp. 1248-1251.
- [Hallock1987a] G.A. Hallock, A.J. Wootton, and R.L. Hickok, "Space-Potential and Density Fluctuations in the ISX-B Tokamak", *Physical Review Letters*, **59**, 12, (1987), pp. 1301-1304.
- [Hendel1968a] H.W. Hendel, T.K. Chu, and P.A. Politzer, "Collisional Drift Waves - Identification, Stabilization, and Enhanced Plasma Transport", *Physics of Fluids*, **11**, 11, (1968), pp. 2426-2439.

- [Huld1988a] T. Huld, S. Iizuka, H.L. Pécseli, and J. Juul Rasmussen, "Experimental Investigation of Flute-Type Electrostatic Turbulence", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **30**, 10, (1988), pp. 1297–1318.
- [Iizuka1989a] S. Iizuka, T. Huld, H.L. Pécseli, and J. Juul Rasmussen, "Forced Organisation of Flute-Type Fluctuations by Convective Cell Injektion", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **31**, 5, (1989), pp. 855–871.
- [Kallenbach1990a] A. Kallenbach, H.-M. Mayer, G. Fussmann, R. Büchse, O. Gruber, O. Klüber, V. Mertens, O. Vollmer, and H. Zohm, "Improvement of Angular Momentum Confinement with Density Peaking on ASDEX", *Nuclear Fusion*, **30**, (1990). in press.
- [Keilhacker1981a] M. Keilhacker and the ASDEX-Team, "Impurity Control Experiments in the ASDEX Divertor Tokamak", in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1980*, 1981, Vol. 2, pp. 351–366.
- [Keilhacker1983a] M. Keilhacker and the ASDEX-Team, "Divertor Operation at Large Power Flows in Neutral-Beam-Heated ASDEX Discharges", in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1982*, 1983, Vol. 3, pp. 183–199.
- [Kent1969a] Gerald I. Kent, Norman C. Kent, and Francis F. Chen, "Transverse Kelvin-Helmholtz Instability in a Rotating Plasma", *Physics of Fluids*, **12**, 10, (1969), pp. 2140–2151.
- [Klueber1990a] O. Klüber, R. Büchse, M. Endler, J. Gernhardt, M. Kornherr, A. Rudyj, H. Zohm, and the ASDEX-Team, "ELMs as Triggered and as Triggering relaxation Phenomena", in *Controlled Fusion and Plasma Physics*, (European Physical Society, 1990). als Konferenzbeitrag eingereicht.
- [Korn1961a] G.A. Korn and T.M. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers*, McCraw Hill, (1961).
- [Kraemer1989a] M. Krämer, A. Carlson und H. Kleeberg, 1989. Ruhr-Universität Bochum, private Mitteilung, Vortrag : ASDEX-Ringberg-Seminar.

- [Kraemer1990a] M. Krämer, "Fluktuationsinduzierter Transport in magnetisierten Plasmen", in *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, (Physik Verlag, 1990), Vol. 25 of *DPG (U)*, p. 410.
- [Langmuir1924a] Irving Langmuir and Harold Mott-Smith, "Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part I", *General Electric Review*, **17**, 8, (1924), pp. 449–455.
- [Langmuir1924b] Irving Langmuir and Harold Mott-Smith, "Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part II", *General Electric Review*, **17**, 8, (1924), pp. 538–548.
- [Langmuir1924c] Irving Langmuir and Harold Mott-Smith, "Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part III", *General Electric Review*, **17**, 9, (1924), pp. 616–623.
- [Langmuir1924d] Irving Langmuir and Harold Mott-Smith, "Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part IV", *General Electric Review*, **17**, 11, (1924), pp. 762–771.
- [Langmuir1924e] Irving Langmuir and Harold Mott-Smith, "Studies of Electric Discharges in Gases at Low Pressures, Part V", *General Electric Review*, **17**, 12, (1924), pp. 810–820.
- [LeCroy8210] LeCroy. *CAMAC Model 8210 Quad 10-Bit Transient Digitizer*, 1983. Version 5 Edition.
- [Lehnert1967a] B. Lehnert, "Experimental Evidence of Plasma Instabilities", *Plasma Physics*, **9**, (1967), pp. 301–337.
- [Liewer1985a] Paulette C. Liewer, "Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons with Theories of Turbulence and Anomalous Transport", *Nuclear Fusion*, **25**, 5, (1985), pp. 543–621.
- [Lin1989a] H. Lin, Roger D. Bengtson, and Ch.P. Ritz, "Temperature Fluctuations and Transport in a Tokamak Edge Plasma", *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **1**, 10, (1989), pp. 2027–2030.
- [Little1969a] P.F. Little and C.R. Middleton, "Noise in Collision-Free Alkali Metal Plasmas", *Nuclear Fusion*, **9**, (1969), pp. 67–75.

- [Manheimer1989a] Wallace M. Manheimer and Chris N. Lashmore-Davies, *MHD and Microinstabilities in Confined Plasmas*, Adam Hilger, (1989).
- [Manos1984a] D.M. Manos and G.M. McCracken, "Probes for Plasma Edge Diagnostics in Magnetic Confinement Fusion Devices", in D.E. Post and R. Behrisch, editors, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, (Plenum Press, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, p. 135.
- [Mattor1989a] N. Mattor and P.H. Diamond, "Theory of Weak Ion Temperature Gradient-Driven Turbulence Near the Threshold of Instability", *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **1**, 10, (1989), pp. 1980-1992.
- [Mattor1989b] N. Mattor and P.H. Diamond, "Ion Temperature Gradient-Driven Turbulence in Tokamaks with Flat Density Profiles", *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, **1**, 10, (1989), pp. 1993-1997.
- [McCormick1985a] Kent McCormick and the ASDEX-Team, "Measurements of the Scrape-Off Layer Density Profile on ASDEX via an Energetic Neutral Lithium Beam", *Review of Scientific Instruments*, **56**, (1985), p. 1063.
- [Meyer-ter-Vehn1987a] J. Meyer ter Vehn, "Trägheitseinschluß", in U. Schumacher, editor, *Ferienkurs Plasmaphysik*, (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1987), pp. 238-250.
- [Motley1975a] Robert W. Motley, *Q Machines*, Academic Press, (1975).
- [Neuhauser1989a] J. Neuhauser, M. Bessenrodt-Weberpals, B.J. Braams, A. Carlson, R. Chodura, G. Fussmann, L. Giannone, G. Haas, G. Janeschitz, M. Kaufmann, M. Krech, K. Lackner, K. McCormick, D. Meisel, E.R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, J. Roth, A. Rudyj, U. Schneider, W. Schneider, G. Siller, A. Stäbler, K.-H. Steuer, E. Taglauer, N. Tsois, H. Verbeek, O. Vollmer, R. Wunderlich, H. Würz, and the ASDEX-Team, "Tokamak Edge Modelling and Comparison with Experiment in

- ASDEX", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **31**, 10, (1989), pp. 1551–1568.
- [Nicolet] Nicolet Instrument Corporation. *System 500, Data Acquisition System*, 1988.
- [Niedermeyer1981a] Helmut Niedermeyer, 1981. Hochgeschwindigkeitsfilm über Randschichtfluktuationen, private Mitteilung, siehe auch Jahresbericht des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik 1981, S.10.
- [Pecseli1984b] H.L. Pécseli, J. Juul Rasmussen, H. Sugai, and K. Thomsen, "Evolution of Externally Excited Convective Cells in Plasmas", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **26**, 8, (1984), pp. 1021–1034.
- [Pecseli1985a] H.L. Pécseli, J. Juul Rasmussen, and K. Thomsen, "Nonlinear Interactions of Convective Cells in Plasmas", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **27**, 8, (1985), pp. 837–845.
- [Pinkau1989a] K. Pinkau, U. Schumacher und G.H. Wolf, "Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Einschluß", *Physikalische Blätter*, **45**, 2, (1989), pp. 41–47.
- [Powers1974a] E.J. Powers, "Spectral Techniques for Experimental Investigation of Plasma Diffusion due to Polychromatic Fluctuations", *Nuclear Fusion*, **14**, 5, (1974), pp. 749–752.
- [Raeder1981a] Jürgen Raeder, Kurt Borraß, Rolf Bünde, Wolfgang Dänner, Rolf Klingelhöfer, Lajos Lengyel, Fritz Leuterer und Matthias Söll, *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner, (1981).
- [Ritz1984a] Ch.P. Ritz, Roger D. Bengtson, S.L. Levinson, and E.J. Powers, "Turbulent Structure in the Edge Plasma of the TEXT Tokamak", *Physics of Fluids*, **27**, 12, (1984), pp. 2956–2959.
- [Ritz1987a] Ch.P. Ritz, D.L. Brower, T.L. Rhodes, R.D. Bengtson, S.L. Levinson, N.C. Luhmann, W.A. Peebles, and E.J. Powers, "Characterization of Tokamak Edge Turbulence by Far-Infrared Laser Scattering and Langmuir Probes", *Nuclear Fusion*, **27**, 7, (1987), pp. 1125–1134.

- [Ritz1987b] Ch.P. Ritz, R.V. Bravenec, R.D. Bengtson, K.W. Gentle, C. C. Klepper, P.E. Phillips, E. J. Powers, T.L. Rodes, B. Richards, W.L. Rowan, and A.J. Wootton, "Edge Diagnostics and Transport in the TEXT Tokamak", *Journal of Nuclear Materials*, **145-147**, (1987), pp. 241-244.
- [Ritz1988a] Ch.P. Ritz, E.J. Powers, T.L. Rhodes, R.D. Bengtson, K. W. Gentle, Hong Lin, P.E. Phillips, A.J. Wootton, D.L. Brower, N.C. Luhmann, W.A. Peebles, P.M. Scoch, and R.L. Hickok, "Advanced Plasma Fluctuation Analysis Techniques and their Impact on Fusion Research", *Review of Scientific Instruments*, **59**, 8, (1988), pp. 1739-1744.
- [Ritz1989a] Ch.P. Ritz, R.V. Bravenec, P.M.Schoch, R.D Bengtson, J.A. Boedo, J.C. Forster, K.W. Gentle, Y. He, Y.J. Kim, H. Lin, P.E. Phillips, T.L. Rodes, W.L. Rowan, P.M. Valanju, and A.J. Wootton, "Tokamak Edge Modelling and Comparison with Experiment in ASDEX", *Physical Review Letters*, **31**, 10, (1989), pp. 1551-1568.
- [Romanelli1986a] F. Romanelli, W.M. Tang, and R.B. White, "Anomalous Thermal Confinement in Ohmically Heated Tokamaks", *Nuclear Fusion*, **26**, 11, (1986), pp. 1515-1528.
- [Romanelli1989a] F. Romanelli, "Models of Plasma Transport Based on Microturbulence", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **31**, 10, (1989), pp. 1535-1549.
- [Rowan1987a] W.L. Rowan, C.C. Klepper, Ch.P. Ritz, R.D. Bengtson, K.W. Gentle, P.E. Phillips, T.L. Rhodes, B. Richards, and A.J. Wootton, "Global Particle Confinement in the Texas Experimental Tokamak", *Nuclear Fusion*, **27**, 7, (1987), pp. 1105-1118.
- [Rudyj1987a] Alexander Rudyj. "Untersuchung der Randschichtfluktuationen am Divertor-Tokamak ASDEX", 1987. Laborbericht IPP III/117, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching.
- [SAS1985a] SAS-Institute. *SAS/GRAPH*, 1985. Version 5 Edition.
- [Schlitt1972a] H. Schlitt und F. Dittrich, *Statistische Methoden der Regelungstechnik*, Bibliographisches Institut, (1972).

- [Scott1989a] Bruce D. Scott, H. Biglari, P.W. Terry, and P.H. Diamond, "Self-Organisation in Sheared Drift Wave Turbulence", in X. Garbet, P. Ghendrih, and C. Laviron, editors, *Workshop on Electrostatic Turbulence*, (Centre d'etudes nucléaires de Cadarache, 1989), pp. 281-288.
- [Shimomura1988a] Y. Shimomura, "ITER : Operation Scenario", in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988*, 1989, Vol. 3, pp. 273-284.
- [Smith1974a] D.E. Smith, E.J. Powers, and G.S. Caldwell, "Fast-Fourier-Transform Spectral-Analysis Techniques as a Plasma Fluctuation Tool", *IEEE Transactions on Plasma Science*, **2**, 12, (1974), pp. 261-272.
- [Stangeby1984a] Peter C. Stangeby, "The Plasma Sheath", in D.E. Post and R. Behrisch, editors, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, (Plenum Press, 1984), Vol. 131 of *NATO ASI series, Series B, Physics*, pp. 41-97.
- [Stangeby1984b] P.C. Stangeby, "Plasma Sheath Transmission Factors for Tokamak Edge Plasmas", *Physics of Fluids*, **27**, 3, (1984), pp. 682-690.
- [Sugai1977a] H. Sugai, A. Komori, T. Sawafuzi, N. Sato, and Y. Hatta, "Observation of Velocity-Shear Flute Instability in the Region of Bad Curvature", *Physics of Fluids*, **20**, 1, (1977), pp. 90-94.
- [Tang1978a] W.M. Tang, "Microinstability Theory in Tokamaks", *Nuclear Fusion*, **18**, 8, (1978), pp. 1089-1160.
- [TekA6302] Tektronix Inc. *A6302 Current Probe*, 1984.
- [TekAM502] Tektronix Inc. *AM502 Differential Amplifier*, 1984.
- [TekAM503] Tektronix Inc. *AM503 Current Probe Amplifier*, 1981.
- [Tsois1989a] N. Tsois, M. Bessenrodt-Weberpals, A. Carlson, G. Haas, K. McCormick, J. Neuhauser, G. Siller, H. Würz, and the ASDEX-Team, "Scrape-off Layer Investigations by Langmuir Probes in ASDEX", in S. Segre, H. Knoepfel, and E. Sindoni, editors, *Controlled Fusion and Plasma Physics*, (European Physical Society, 1989), Vol. 13B Part III, p. 907.

- [Wesson1978a] J.W. Wesson, "Hydromagnetic Stability of Tokamaks", *Nuclear Fusion*, **18**, 1, (1978), pp. 87-132.
- [Wesson1987a] John Wesson, *Tokamaks*, Clarendon Press, (1987).
- [Wootton1988a] A.J. Wootton, M.E. Austin, R.D. Bengtson, J.A. Boedo, R.V. Bravenec, D.L. Brower, J.Y. Chen, G. Cima, P.H. Diamond, R.D. Durst, P.H. Edmonds, S.P. Fan, M.S. Foster, J.C. Forster, R. Gandy, K.W. Gentle, R.L. Hickok, Y.X. Hey, S.K. Kim, Y.J. Kim, H. Lin, N.C. Luhmann, S.C. McCool, W.H. Miner, A. Ouroua, D.M. Patterson, W.A. Peebles, P.E. Phillips, B. Richards, Ch.P. Ritz, T.L. Rhodes, D.W. Ross, W.L. Rowan, P.M. Schoch, D. Sing, E.J. Synakowski, P.W. Terry, K.W. Wenzel, J.C. Wiley, X.Z. Yang, X.H. Yu, Z. Zhang, and S.B. Zheng, "Fluctuations and Anomalous Transport (in Tokamaks, Particularity TEXT)", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **30**, 11, (1988), pp. 1479-1491.
- [Zweben1981a] S.J. Zweben and R.J. Taylor, "Phenomenological Comparison of Magnetic and Electrostatic Fluctuations in the Macrotor Tokamak", *Nuclear Fusion*, **21**, 2, (1981), pp. 193-200.
- [Zweben1983a] S.J. Zweben, J. McChesney, and R.W. Gould, "Optical Imaging of Edge Turbulence in the Caltech Tokamak", *Nuclear Fusion*, **23**, 6, (1983), pp. 825-830.
- [Zweben1983b] S.J. Zweben and R.W. Gould, "Scaling of Edge-Plasma Turbulence in the Caltech Tokamak", *Nuclear Fusion*, **23**, 12, (1983), pp. 1625-1641.
- [Zweben1985a] S.J. Zweben and R.W. Gould, "Structure of Edge Plasma Turbulence in the Caltech Tokamak", *Nuclear Fusion*, **25**, 2, (1985), pp. 171-183.
- [Zweben1987a] S.J. Zweben, D. Manos, R.V. Budny, P. Efthimion, E. Fredrickson, H. Greenside, K.W. Hill, S. Hiroe, S. Kilpatrick, K. McGuire, S.S. Medleys, H.K. Park, A.T. Ramsey, and J. Wilgen, "Edge Turbulence Measurements in TFTR", *Journal of Nuclear Materials*, **145-147**, (1987), pp. 250-254.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit unter seiner Leitung durchzuführen.

Herrn Dr. G. v. Gierke und Herrn Dr. F. Wagner danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an ASDEX und das Interesse, mit dem sie diese Arbeit begleitet haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H. Niedermeyer für die Themenstellung und die Betreuung der Arbeit, zu deren Gelingen er durch seine fachliche Unterstützung in hohem Maße beigetragen hat.

Den Mitgliedern der Fluktuations-Arbeitsgruppe, Herrn Dr. A. Carlson, Herrn M. Endler, Herrn Dr. L. Giannone, Herrn Dr. Holzhauser (IPF Stuttgart), Herrn G. Theimer und Herrn Dr. N. Tsois (NRCNS 'Democritos', Athen) möchte ich für ihre Kooperation und Diskussionsfreude danken.

Der Datenverarbeitungsgruppe unter der Leitung von Herrn Dr. N. Ruhs danke ich herzlich für die stetige Unterstützung bei auftretenden Problemen in der Datenverarbeitung.

Dem Randschichtlabor unter der Leitung von Herrn R. Komen und der Werkstatt unter der Leitung von Herrn K. Sahner danke ich für die Mithilfe bei der technischen Realisierung des experimentellen Aufbaus.

Bei allen Mitarbeitern des ASDEX-Teams und auch der übrigen Abteilungen des IPP möchte ich mich ganz herzlich für ihr kollegiales Verhalten und die Hilfsbereitschaft bedanken, mit der sie zum Gelingen dieser Arbeit wesentlich beigetragen haben.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Edith bedanken, die während dieser Arbeit sehr viel Verständnis aufgebracht und mich auf jede denkbare Art unterstützt hat.