

Untersuchung der Randschichtfluktuationen
am Divertor-Tokamak ASDEX

A. Rudyj

IPP III/117

Januar 1987



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung der Randschichtfluktuationen
am Divertor-Tokamak ASDEX

A. Rudyj

IPP III/117

Januar 1987

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

January 1987

Abstract

Stochastic density fluctuations occur in the plasma edge in a frequency range up to some 100 kHz. In regions with a high enough neutral gas density they are visible as a fluctuating band structure. On the divertor tokamak ASDEX these fluctuations are examined with the aid of photomultipliers connected to a variable arrangement of 8 light conductors whose inputs are projected on the plasma surface in the midplane. The analogue signals are digitised and then evaluated by spectral and correlation analysis. Radial resolution is realized by optical observations of a neutral Li-beam (K. McCormick).

In the ohmic discharges the detected plasma light demonstrates smooth power density spectra decreasing continuously to the highest observed frequency of 30 kHz. The fluctuations are well correlated along the magnetic field lines; perpendicularly, the correlation length is about 1.5 cm. They move with nearly the electron drift velocity. The fluctuations in the observed frequency range are located radially outside of the separatrix and have their origin at the outer surface of the torus. Drift wave turbulence is probably responsible for these phenomena.

Inhaltsverzeichnis

0.	<u>Einleitung</u>	1
1.	<u>Experimenteller Aufbau</u>	3
1.1.	ASDEX	3
1.2.	Geometrie der Diagnostik	3
1.3.	Die Elektronik	4
1.3.1.	Die Photomultiplier	5
1.3.2.	Die Signalverstärkung	6
1.3.3.	Die Digitalisierung	7
2.	<u>Definition statistischer Funktionen</u>	9
2.1.	Grundlagen	9
2.1.1.	Kenngößen	9
2.1.2.	Die Digitalisierung	10
2.2.	Korrelationsfunktionen	11
2.2.1.	Die Autokorrelationsfunktion	11
2.2.2.	Die Kreuzkorrelationsfunktion	12
2.2.3.	Die Bedeutung der Korrelationsanalyse	13
2.3.	Die Fourieranalyse	14
2.3.1.	Die diskrete Fouriertransformation	15
2.3.2.	Der Einfluß von Fensterfunktionen	16
2.4.	Leistungsdichtespektren	18
2.4.1.	Das Eigenleistungsdichtespektrum	18
2.4.2.	Das Kreuzleistungsdichtespektrum	19
2.4.3.	Die Kohärenzfunktion	21
2.5.	Stationarität und Ergodizität	21

3.	<u>Beobachtete Fluktuationen</u>	22
3.1.	Messung	22
3.2.	Ergebnisse	22
3.2.1.	Phänomenologische Betrachtung	22
3.2.2.	Korrelationsfunktionen	25
3.2.3.	Kohärenzspektren	30
3.2.4.	Leistungsdichtespektren	33
3.2.5.	Phasenspektren	33
4.	<u>Abhängigkeit der Fluktuationen von der Stärke des Gasblasens</u>	41
4.1.	Motivation	41
4.2.	Meßanordnung	41
4.3.	Ergebnisse	42
4.3.1.	Amplitudenverteilung und Fluktuationsniveau	42
4.3.2.	Verhalten im Spektralbereich	47
5.	<u>Orientierung und Ausbreitung der Fluktuationen</u>	52
5.1.	Experimentelle Anordnung	52
5.2.	Ergebnisse	53
6.	<u>Vergleich: Außenrand - Innenrand</u>	57
6.1.	Messung	57
6.2.	Ergebnisse	58
7.	<u>Radiale Abhängigkeit</u>	61
7.1.	Meßanordnung	61
7.2.	Ergebnisse	62

8.	<u>Zusammenfassung und Schlußfolgerungen</u>	71
8.1.	Charakterisierung der Fluktuationen	71
8.2.	Vergleich mit Messungen am Caltech-Tokamak	72
8.3.	Befunde zur Diagnostik	73
8.4.	Ausblicke	74

Anhang

A.	<u>Anwendung von Korrelationsfunktionen und Leistungsdichtespektren auf numerisch berechnete Zufallsprozesse</u>	75
B.	<u>Das Auswertprogramm</u>	86
B.1.	Der Daten-Stack	87
B.2.	Das Hauptprogramm	88
B.3.	Der Kommando-Interpreter	88
B.4.	Die Grafik	89
B.5.	Der Calculator	89
B.6.	Der Filer	90
C.	<u>ASDEX - Ansichten</u>	92
D.	<u>Schußparameter</u>	94
E.	<u>Literaturverzeichnis</u>	96

0. Einleitung

In klassischen Fusionsexperimenten mit magnetischem Einschluß wird der unmittelbare Kontakt des Plasmas mit der Wand durch eine Blende aus widerstandsfähigem Material, dem sogenannten Limiter, vermieden. Dies ist notwendig, da der magnetische Einschluß nicht vollständig ist, und die Wechselwirkung der entkommenen Teilchen mit der Wand zur Verunreinigung des Plasmas führt.

In ASDEX /16/ wird das Plasma nicht durch eine materielle Blende begrenzt, sondern durch die Separatrix des Magnetfeldes (siehe Kapitel 5 und Anhang C). Wegen dieser Besonderheit wurde die Plasmarandschicht, das ist die wenige Zentimeter breite Zone außerhalb der Separatrix, von Anfang an besonders intensiv untersucht.

Schon kurz nach der Inbetriebnahme des ASDEX-Experiments wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (bis ca. 7000 Bilder/sec) Aufnahmen von der Plasmarandschicht gemacht /1/. Diese zeigen eine fluktuierende Streifenstruktur. Die Beurteilung des zeitlichen und räumlichen Verhaltens der Fluktuationen ist jedoch nicht möglich.

Quantitativ auswertbare Untersuchungen wurden am Caltech-Tokamak /2/ durchgeführt. Dort wurde die Randschicht auf ein Photodiodenarray abgebildet und die Signale korreliert. Dabei ergaben sich folgende Korrelationslängen: $k_{\text{poloidal}} \approx 5 \text{ cm}$, $k_{\text{toroidal}} > 1 \text{ m}$.

Es wurden auch Vergleiche mit einer in unmittelbarer Nähe eingeführten Langmuirprobe angestellt. Der Sättigungsstrom der Sonde und die Lichtsignale zeigen ein hohes Maß an Übereinstimmung.

In /3/ werden, ebenfalls für den Caltech-Tokamak, Turbulenzuntersuchungen mit ein- und zweidimensionalen Sondenarrays beschrieben. Ein Vergleich von Potential- und Magnetfeldfluktuationen wird in /4/ durchgeführt. In /5/ findet man eine Übersicht über bisher durchgeführte Fluktuationsuntersuchungen, sowie umfangreiche Literaturangaben; insbesondere werden auch zahlreiche Ergebnisse aus Streuexperimenten referiert. Am TCA Tokamak wurden Fluktuationen unter Anwendung des Phasenkontrastverfahrens /6,7/ untersucht.

Es wird allgemein angenommen, daß der Teilchen- und Energietransport im Tokamak durch Fluktuationen hervorgerufen wird. Da der Transport senkrecht zum Magnetfeld eine Verringerung der Energieeinschlußzeit bedeutet, ist man bestrebt, möglichst viel über die Natur der Fluktuationen zu erfahren.

In der vorliegenden Arbeit sollen die Randschichtfluktuationen am ASDEX, die wegen der Wechselwirkung des Plasmas mit dem Neutralgas in der Randschicht einer optischen Beobachtung zugänglich sind, mit Hilfe von Detektorarrays quantitativ untersucht werden.

Dazu wurde die Plasmaoberfläche auf verschiedene Anordnungen von Lichtleitern abgebildet, die zu Photomultipliern führten. Deren Signale wurden digital registriert und nach verschiedenen Verfahren statistisch ausgewertet.

Alle Beobachtungen wurden in der ohmschen Phase der Plasmaschüsse durchgeführt. Um eine Vorstellung vom radialen Verhalten der Fluktuationen zu bekommen, wurden die statistischen Methoden auch auf die Meßwerte der Lithiumstrahldiagnostik /19 - 22/ angewandt.

Ein wesentliches Ziel dieser Arbeit ist es, die Leistungsfähigkeit und die Grenzen dieser technisch unkomplizierten und flexiblen Untersuchungsmethode aufzuzeigen. Es wurde ermittelt, in welchem Rahmen die Korrelations- und Spektralanalyse des Plasmaleuchtens Aussagen über Größen wie Ausbreitungsgeschwindigkeit und -richtung, Korrelationslängen und Lebensdauer der Fluktuationen zulassen. Schließlich werden die wichtigsten Eigenschaften dieser Fluktuationen beschrieben. Als Ergebnis wird plausibel gemacht, daß es sich dabei um Driftwellenturbulenz handelt.

1. Experimenteller Aufbau

1.1. ASDEX

ASDEX (Axially Symmetric Divertor Experiment) ist ein Divertor-Tokamak ($R=1.65\text{m}$, $a=0.40\text{m}$) mit Plasmaströmen bis 500 kA und einem Hauptfeld von $B(R) \leq 2.8$ Tesla, das von 16 Spulen aufgebaut wird. Weitere Einzelheiten bezüglich des Aufbaues und des allgemeinen Verhaltens der Maschine sind in Referenz /16/ beschrieben. Eine Übersichtsskizze sowie eine Querschnittszeichnung sind in Anhang C zu finden.

1.2. Geometrie der Diagnostik

Die Diagnostik, deren Meßwerte dieser Arbeit zugrunde liegen, blickt radial in der Mittelebene ($z=0$) auf das Plasma.

Mit einer Fernbildlinse der Brennweite 640 mm und einem Öffnungsverhältnis von 1:5 werden verschiedene Anordnungen der acht zur Verfügung stehenden Lichtleiter in das Innere des Entladungsgefäßes abgebildet. Eine einschneidende Beschränkung lag in der Größe des zur Verfügung stehenden Fensters mit einem Durchmesser von 10 cm.

Um verschiedene Abbildungsmaßstäbe realisieren zu können, wurden Lichtleiterhalter und Linse auf einer mechanisch stabilen optischen Schiene montiert. Die optische Achse der Anordnung wurde mit einem Laser justiert und von Zeit zu Zeit überprüft.

In ASDEX leuchtet der Plasmarand im Bereich der Mittelebene nur in der Nähe einer aktivierten Gaseinlaßstelle, da sonst die Neutralgasdichte sehr niedrig ist. Bei fast allen Messungen wurde deshalb knapp unterhalb des Beobachtungsfensters aus einem Ventil Wasserstoff in die Entladung geblasen.

Dabei wurde ausgenutzt, daß nur der Plasmarand leuchtet und das Licht von der gegenüberliegenden Randschicht aufgrund der Ausdehnung des erfaßten Bereichs und der Unschärfe der Abbildung nichts zu den beobachteten Fluktuationen beiträgt, sondern nur zum Gleichanteil des Signals.

Der Durchmesser der Lichtleiter beträgt 2 mm ; bei der in der Regel benutzten 2:1-Abbildung der Lichtleiter auf den Plasmarand entspricht dies im Fokus der Abbildung einem Durchmesser von 1 mm .

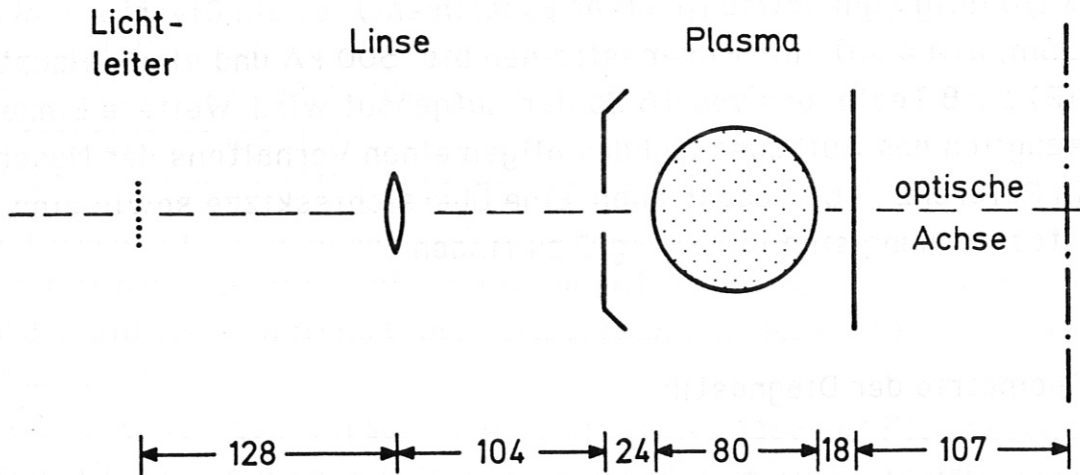


Abb. 1.1 Schematischer Aufbau der Diagnostik Randschichtfluktuationen. Die Angaben verstehen sich in cm, die Darstellung von Linse und Lichtleitern ist nicht maßstabsgetreu. Die angegebenen Distanzen gelten für eine 1:1 Abbildung der Lichtleiter auf den linsennahen Plasmarand.

1.3. Die Elektronik

Beim Aufbau der Elektronik wurde auf einen niedrigen Stör- und Rauschpegel großer Wert gelegt. Die folgende Abbildung zeigt das Schema der Meßelektronik.

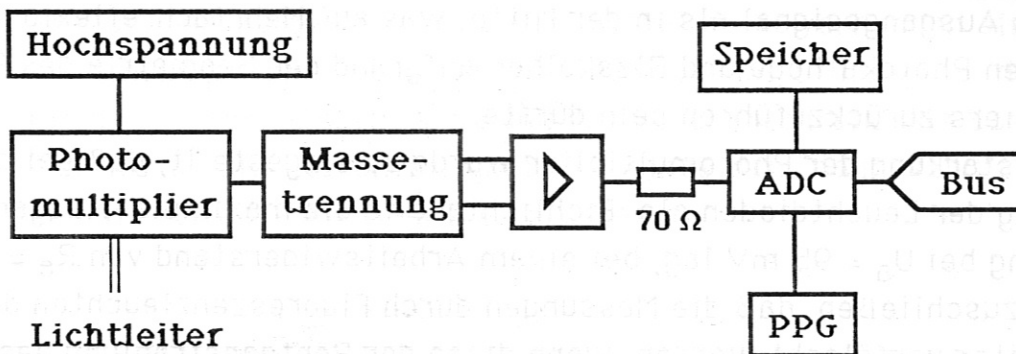


Abb. 1.2 Blockdiagramm der Meßelektronik. Der Analogteil befindet sich in der Nähe des Entladungsgefäßes, der Rest im Meßraum.

1.3.1. Die Photomultiplier

Über die Lichtleiter gelangen die Fluktuationssignale zu einem Satz von Photomultipliern. Diese befinden sich in Weicheisenhülsen, die wiederum von einem Kasten aus 2 mm Eisenblech umschlossen sind, um die Beeinflussung durch Magnetfelder möglichst klein zu halten. Weiter wurde durch Testreihen sichergestellt, daß die Photomultiplier im linearen Bereich betrieben wurden, was einem maximalen Anodenstrom von 100 μA entspricht. Bei einem Abschlußwiderstand von 1 k Ω bedeutet das ein maximales Ausgangssignal von 100 mV. Bei den gegebenen Lichtintensitäten wurde die Versorgungsspannung zwischen 1.5 kV und 2.0 kV variiert, um Signalspitzen knapp unter dieser Grenze zu erhalten. Da die Empfindlichkeit natürlich von Multiplier zu Multiplier variiert und sich auch mit der Zeit unterschiedlich stark ändert, mußte an jedem Experimentiertag nachjustiert werden, obwohl die Versorgungsspannung nicht abgeschaltet wurde. Dazu wurden acht in Reihe geschaltete rote Leuchtdioden benutzt, die mit einem Funktionsgenerator angesteuert wurden, dem ein Leistungsverstärker nachgeschaltet war.

Durch die Variation der Einführtiefe der Lichtleiter in das Multipliergehäuse konnte das Ausgangssignal bis zu einem Faktor 2 optimiert werden; auch ergab das Einführen des Lichtleiters am Rande der Photokathode ein höheres Ausgangssignal als in der Mitte, was auf Mehrfachreflexionen zwischen Photokathode und Glaskolben aufgrund der Geometrie des Photomultipliers zurückzuführen sein dürfte.

Die Verstärkung der Photomultiplier wurde so eingestellt, daß bei der Verwendung der Leuchtdioden als Eichlichtquelle die maximale Ausgangsspannung bei $U_a = 95 \text{ mV}$ lag, bei einem Arbeitswiderstand von $R_a = 1 \text{ k}\Omega$. Um auszuschließen, daß die Messungen durch Fluoreszenzleuchten der Lichtleiter verfälscht werden, wenn diese der Röntgenstrahlung des Experiments ausgesetzt werden, wurden auf die Enden der Lichtleiter Kantenfilter (KODAK Gelatinefilter N.91) geklebt. Die Durchlässigkeitswerte betragen :

620 nm	0.4 %
640 nm	51.2 %
680 nm	86.5 %

Die H_α -strahlung des Plasmarandes bei $\lambda = 656 \text{ nm}$ wird also durch den Filter nicht wesentlich (Durchlässigkeit $\approx 75 \%$) geschwächt.

1.3.2. Die Signalverstärkung

Zur Signalverstärkung wurden Differenzverstärker des Typs AM 502 von Tektronix mit einem 50Ω -Ausgang benutzt /17/, um Störungen, wie z.B. Netzbrummen, auf den gemessenen Signalen zu vermeiden. Masse- und Signalleiter des Photomultipliers wurden vorher in einem Abschirmgehäuse wie schon erwähnt mit $1 \text{ k}\Omega$ abgeschlossen. Mit verschiedenen großen Kapazitäten wurde die Photomultiplier-Masse von der Verstärker-Masse abgeblockt. Das Signal wurde an den nichtinvertierenden Eingang gelegt, die Photomultipliermasse an den invertierenden.

Der Verstärker wurde mit seinem niedrigsten Verstärkungsfaktor 100 betrieben, da die Verwendung des Eingangsteilers ($\div 100$) das Signal-Rausch-Verhältnis zu sehr verschlechtert hätte. Um Aliasing zu vermeiden, wurden die im Verstärker eingebauten Tiefpaßfilter mit einer relativ geringen Steilheit benutzt. Dies hat sich jedoch nicht als kritisch erwiesen.

Das Abtasttheorem besagt, daß die Abtastfrequenz f_a mehr als doppelt so groß sein muß, wie die höchste, im Signal vorkommende Frequenz f_{\max} . Aliasing kommt durch die Verletzung des Abtasttheorems zustande. Es werden Frequenzen vorgetäuscht, die im Signal nicht vorhanden sind. Es wurden umfangreiche Tests zur Bestimmung des Störpegels durchgeführt, einmal mit dem Oszilloskop und dann auch während des Schußbetriebs. Hier wurde die Störanfälligkeit der einzelnen Diagnostikkomponenten durch schrittweise Aktivierung getestet.

1.3.3. Die Digitalisierung

Nach der Verstärkung gelangen die Signale über eine 50Ω -Leitung aus dem Experimentbereich in den Meßraum zu zwei 4-fach-ADC's des Typs 8210 von LeCroy /18/ mit einer Auflösung von 10 Bit. Da die Eingänge der ADC's hochohmig sind, wurde direkt am Ausgang der Differenzverstärker ein 70Ω -Serienwiderstand in die Leitung geschaltet, um Störungen durch Reflexion zu vermindern. Diese werden am niederohmigen Ende der Leitung gedämpft.

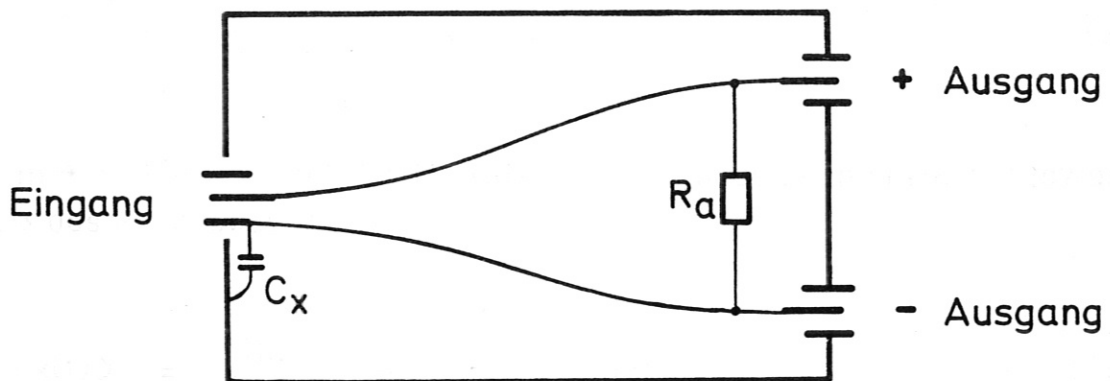


Abb. 1.3 Abschirmgehäuse zur Trennung von Photomultiplier- und Verstärkermasse. Die Kapazität C_x setzt sich aus 2 nF, 100 nF, 1 μ F und 10 μ F zusammen.

Jeder ADC ist mit einem Speicher von 96 kWorten ausgerüstet, wobei ein Wort entsprechend der Auflösung der ADC's 10 Bit bedeutet. Im Rechner liegen die Werte dann als 4 Byte lange Realzahlen vor.

Beide ADC-Blöcke werden von einem Impulsgenerator (PPG) gesteuert, mit dem die Abtastintervalle $[t_a, t_e]$ und die Abtastfrequenz f_a frei programmiert werden können; dabei sind Abtastfrequenzen bis zu 1MHz möglich.

Bei der Benutzung aller 8 Kanäle können pro Kanal 24576 Datenpunkte aufgenommen werden. Beschränkt man sich auf 4 Kanäle so erhöht sich die Zahl der möglichen Samples auf 45056.



Abb. 1.3. Abtastimpuls zur Erzeugung von Taktimpulsen und zur Veranschaulichung der Kanalbreite (C) wird ein aus $\omega = 100$ kHz bestehendes Signal in die Kanäle eingespeist.

2. 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 $t_j = t_a + j \cdot \Delta t$, $j = 0, 1, \dots, N$.

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

2.1. Grundlagen

2.1.1. Kenngrößen

Führt man m gleiche Versuche $x_1(t)$ durch, so wird der Ensemblemittelwert $\bar{x}(t)$ wie folgt definiert :

$$\bar{x}(t) = \frac{1}{m} \sum_{l=1}^m x_l(t) \quad (2.1)$$

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

$$\begin{aligned} \langle x(t) \rangle &= \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \sum_{l=1}^m x_l(t) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot p(x(t)) dx \end{aligned} \quad (2.2)$$

mit der Verteilungsdichte $p(x(t))$.

Die Varianz $\tilde{\sigma}_x^2$ beschreibt die Breite der Verteilung.

$$\tilde{\sigma}_x^2(t) = \langle (x(t) - \langle x(t) \rangle)^2 \rangle \quad (2.3)$$

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

$$\sigma_x^2(t) = \frac{1}{m-1} \sum_{l=1}^m (x_l(t) - \overline{x(t)})^2 \quad (2.4)$$

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 \overline{x} des Signals $x(t)$ berechnen.

$$\overline{x} = \frac{1}{N+1} \sum_{j=0}^N x(t_j) \quad (2.4.1)$$

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

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N (x(t_j) - \overline{x})^2 \quad (2.4.2)$$

2.1.2. Die Digitalisierung

Die Verarbeitung analoger Signale mit digitalen Rechenanlagen bedingt die Beschreibung wert- und zeitkontinuierlicher Vorgänge mit wert- und zeitdiskreten Daten.

Da mit einem Analogdigitalwandler (ADC) nur eine endliche Auflösung erreicht wird, stellt das gespeicherte Signal eine Überlagerung des unverfälschten Signals mit einer Störung dar, die als Quantisierungsrauschen /10/ bezeichnet wird. Im Verlauf der Arbeit hat sich diese Fehlerquelle als nicht relevant erwiesen.

2.2. Korrelationsfunktionen

2.2.1. Die Autokorrelationsfunktion

Die Autokorrelationsfunktion $\tilde{\phi}_{xx}(\tau)$ beschreibt den Grad der mittleren Abhängigkeit des Funktionswertes $x(t+\tau)$ vom Wert zur Zeit t , d.h. die zeitliche Korrelation des Signals $x(t)$.

$$\tilde{\phi}_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t) \cdot x(t+\tau) dt \quad (2.5)$$

Hier nun einige Eigenschaften :

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{xx}(\tau) &= \tilde{\phi}_{xx}(-\tau) \\ \tilde{\phi}_{xx}(0) &= \langle x^2(t) \rangle \\ \tilde{\phi}_{xx}(\infty) &= \langle x(t) \rangle^2 \\ |\tilde{\phi}_{xx}(\tau)| &\leq \tilde{\phi}_{xx}(0) \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

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

Bei der rechnergestützten Korrelationsanalyse geht man von der Integration zur Summation über. Wir betrachten nun $N+1$ Daten aus dem Zeitintervall $[t_a, t_e]$. Damit ergibt sich die Autokorrelationsfunktion zu

$$\phi_{xx}(\tau_i) = \frac{1}{N+1-i} \sum_{j=0}^{N-i} x(t_j) \cdot x(t_{j+i}) \quad (2.6)$$

mit $\tau_i = i \cdot \Delta t, i = 0, \dots, [w(N-1)]$ und $t_j = t_a + j \cdot \Delta t, j = 0, 1, \dots, N$.

Werte $w > 0.5$ sind nicht sinnvoll, da sonst der statistische Fehler die Aussagekraft der Autokorrelationsfunktion zu sehr einschränkt.

Zu bemerken ist, daß sich diese, auf das reale Experiment bezogene Definition der Autokorrelationsfunktion von der vorangehenden (2.5) grundsätzlich unterscheidet. Während letztere den Charakter eines Mittelwertes trägt, entspricht (2.5) durch die Grenzwertbildung einem Erwartungswert. In Zukunft wollen wir nur noch auf die diskrete Definition mit endlich vielen Stützstellen zurückgreifen, aber den innewohnenden statistischen Fehler im Auge behalten.

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

$$\psi_{xx}(\tau_i) = \frac{\phi_{xx}(\tau_i)}{\phi_{xx}(0)} \quad (2.7)$$

und somit gilt: $\psi_{xx}(0) = 1$.

2.2.2. Die Kreuzkorrelationsfunktion

Im Gegensatz zur Autokorrelation gibt uns die Kreuzkorrelation $\tilde{\phi}_{xy}(\tau)$ /9/ ein Maß für die statistische Bindung zwischen zwei Signalen $x(t)$ und $y(t)$

$$\tilde{\phi}_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t) \cdot y(t+\tau) dt \quad (2.8)$$

mit folgenden Eigenschaften

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{xy}(\tau) &= \tilde{\phi}_{yx}(-\tau) \\ \tilde{\phi}_{xy}(0) &= \langle x(t) \cdot y(t) \rangle \\ \tilde{\phi}_{xy}(\infty) &= \langle x(t) \rangle \cdot \langle y(t) \rangle \\ |\tilde{\phi}_{xy}(\tau)| &= 0.5 \langle x^2(t) + y^2(t) \rangle \end{aligned} \quad (2.8.1)$$

Auch hier bezeichnet $\langle \dots \rangle$ den zeitlichen Erwartungswert.

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

$$\phi_{xy}(\tau_i) = \frac{1}{N+1-i} \sum_{j=0}^{N-i} x(t_j) \cdot y(t_{j+i}) \quad (2.9)$$

mit $\tau_i = i \cdot \Delta t$, $i = 0, 1, \dots, [w(N-1)]$ und $t_j = t_a + j \cdot \Delta t$, $j = 0, 1, \dots, N$.

Auch hier verfahren wir analog zur Autokorrelationsfunktion und führen folgende Normierung ein:

$$\psi_{xy}(\tau_i) = \frac{\phi_{xy}(\tau_i)}{\sqrt{\phi_{xx}(0) \cdot \phi_{yy}(0)}} \quad (2.10)$$

2.2.3. 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 Gauß'scher Amplitudenverteilung gilt.

Bei ausreichend großen Meßzeiten kann man den Rauschanteil bestimmen. Gegeben sei ein periodisches Nutzsignal $s(t)$ und ein stochastisches Stör-signal $r(t)$; der Messung sind jedoch nur die Summe $x(t) = s(t) + r(t)$ der beiden Signale zugänglich. Berechnet man nun die Autokorrelationsfunktion, so erhält man unter der Voraussetzung, daß Nutz- und Störsignal nicht miteinander korreliert sind:

$$\phi_{xx}(\tau) = \phi_{ss}(\tau) + \phi_{rr}(\tau) \quad (2.11)$$

Setzt man rein stochastische Störungen mit Mittelwert $r = 0$ voraus, so ist bei genügend langer Meßzeit die Autokorrelationsfunktion des Störsignals für große τ auf Null abgeklungen und es gilt:

$$\phi_{xx}(\tau) = \phi_{ss}(\tau) \quad (2.12)$$

Große τ bedeutet hier größer als die Breite des Maximums der Autokorrelationsfunktion des Störsignals.

Festzuhalten ist, daß die Autokorrelationsfunktion periodischer Funktionen selbst wieder periodisch ist.

Aus der Autokorrelation lassen sich somit die Periode und aus dem Abfall an der Stelle $\tau=0$ ein Maß für die innere Kohärenz gewinnen. Darunter ist bei aperiodischen Vorgängen die mittlere Dauer eines Einzelereignisses zu verstehen.

Mit der Kreuzkorrelation läßt sich zusätzlich der Verwandtschaftsgrad zwischen zwei Signalen bestimmen, sowie die relative Phase oder Signallaufzeit. Zu erwähnen ist noch die Korrelation mit Modellfunktionen, die hier jedoch nicht angewandt wurde.

Mit Hilfe der Korrelationsfunktionen ist nur die Detektion von Vorgängen möglich, die innerhalb des Analyseintervalls streng periodisch sind ($x(t) = x(t+T_p) + r(t)$). Bei den Störspitzen der Vertikalfeld-Stromsteller ist das nicht der Fall, da ihr zeitlicher Abstand wegen der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit des Generatorschwungrades langsam abnimmt. Hierauf angewandt, würde die Autokorrelationsfunktion eine Abhängigkeit von der Länge des Analyseintervalls zeigen.

2.3. Die Fourieranalyse

Die Fouriertransformation und deren Umkehrung wird durch folgende Gleichung beschrieben :

$$\tilde{F}_x(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \cdot e^{-i2\pi\nu t} dt \quad (2.13)$$

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

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 (2.14a) der Transformaten der Einzelfunktionen und umgekehrt (2.14b).

$$z(t) = x(t) \cdot y(t) \quad (2.14a)$$

$$F_Z(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_X(v') \cdot F_Y(v - v') \, dv'$$

$$F_Z(v) = F_X(v) \cdot F_Y(v) \quad (2.14b)$$

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

2.3.1. Die diskrete Fouriertransformation

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

$$F_X(v_n) = \frac{2}{N} \sum_{j=0}^{N-1} x(t_j) \cdot e^{-i2\pi \frac{nj}{N}} \quad (2.15)$$

mit

$$N = T \cdot f_a^{-1}$$

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

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

Da die Amplitudenwerte der diskreten Fouriertransformation (2.15) zu gleichen Teilen auf die positive und die negative Frequenz verteilt sind (die Fouriertransformierte einer reellen Zahlenfolge ist hermitesch) und negative Frequenzen physikalisch keinen Sinn haben, wurden in der vorangehenden Definition die den positiven Frequenzen zugeordneten Amplituden mit einem Faktor 2 multipliziert. Allerdings benötigt die Rücktransformation wieder die nicht modifizierten Werte.

Bei der Anwendung des Algorithmus der Fast-Fourier-Transformation (FFT) /11/ 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.

2.3.2. Der Einfluß von Fensterfunktionen

Sobald ein endlicher Signalausschnitt einer Fouriertransformation unterworfen wird, erhält man ein diskretes Spektrum mit vorgegebener Auflösung $\Delta\nu = T^{-1}$. Mathematisch gesehen erhält man das tatsächlich analysierte Signal indem man das vollständige ($T \rightarrow \infty$) Signal mit der Rechteckfensterfunktion $w_{RF}(t)$ multipliziert und mit der Periode T fortsetzt.

$$w_{RF}(t) = \begin{cases} 1 & t_a \leq t \leq t_e \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.16)$$

Das Ergebnis der Fouriertransformation stellt sich dann als Faltung (2.14a) der Fouriertransformierten des idealisierten Signals mit der des Rechteckfensters dar /12/.

Wenn man, um Fehler durch das harte Abschneiden an den Rändern bei Anwendung eines Rechteckfensters zu vermeiden, ein anderes Fenster benutzt, so muß die Fouriertransformierte mit einem Korrekturfaktor K_F multipliziert werden, um die Fensterfläche der des Rechteckfensters anzugleichen und so einen Leistungsverlust auszugleichen.

$$K_F = \frac{\text{Fläche des Rechteck-Fensters}}{\text{Fäche des aktuellen Fensters}} \quad (2.17)$$

Für das Dreieckfenster, auch Bartlet-Fenster genannt, und das Hanning-Fenster (\sin^2 -Glocke) beträgt der Faktor $K_F = 2$.

Mit den verschiedenen Fenstertypen erhält man unterschiedliche Ergebnisse in der Frequenzselektivität und der Nebenzipfeldämpfung. Unter Nebenzipfel verstehen wir die relativen Maxima der Fouriertransformierten der Fensterfunktion.

Es soll darauf hingewiesen werden, daß eine Steigerung der Nebenzipfeldämpfung immer mit einem Verlust an Frequenzselektivität erkaufte wird und umgekehrt.

Für Signale mit vorwiegend zufälligem Charakter sollte man das Rechteck-Fenster benutzen, da hier der harte Übergang von einer Periode zur anderen innerhalb der statistischen Schwankung liegt und bei anderen Fensterformen der Zeitpunkt von Einzelereignissen stark in die Amplitude der Fouriertransformierten eingeht. Auch weist dieses Fenster die beste Frequenzselektivität auf.

Die Fouriertransformierte des Rechteckfensters lautet

$$|F_{RF}(\nu)| = \pi \left| \frac{\sin(\pi\nu T)}{\pi\nu T} \right| \quad (2.18)$$

2.4. Leistungsdichtespektren

2.4.1. Das Eigenleistungsdichtespektrum

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

Ausgehend von folgender Definition der Fouriertransformation

$$\tilde{F}_x(\nu, T) = \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x(t) \cdot e^{-i2\pi\nu t} dt \quad (2.19)$$

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

$$\tilde{P}_{xx}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \tilde{F}_x^*(\nu, T) \cdot \tilde{F}_x(\nu, T) \quad (2.20)$$

Nach dem Theorem von Wiener und Khintchine erhält man mit

$$\tilde{P}_{xx}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{xx}(\tau) \cdot e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau \quad (2.21)$$

für ergodische Prozesse das Leistungsdichtespektrum des Prozesses. Da man mit (2.20) 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. Aus (2.21) erhält man das Eigenleistungsdichtespektrum des Prozesses nur, wenn unendlich lange gemessen wird. Für endliche Zeitintervalle T gilt das für (2.20) Gesagte; durch Mittelung erhält man eine Näherung.

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

Der Erwartungswert eines weißen Rauschens ist gleich 0. Die Varianz beschreibt die im Signal enthaltene Leistung. Der Erwartungswert der Fouriertransformierten ist ebenfalls 0, nicht aber der der Amplitude $|F(\nu)|$, wie im Anhang A gezeigt wird.

$$|F(\nu)| = \sqrt{F(\nu) \cdot F^*(\nu)} \quad (2.22)$$

Die Bedeutung des Eigenleistungsdichtespektrums liegt also darin, daß nur der Ensemblemittelwert der Amplitude der Fouriertransformierten für $m \rightarrow \infty$ gegen einen im allgemeinen von 0 verschiedenen Wert konvergiert. Nun wollen wir wieder zur Behandlung einer endlichen Datenmenge übergehen. Anstatt über viele einzelne Vorgänge zu mitteln, kann man dies bei ergodischen Prozessen näherungsweise auch über einem 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 :

$$P_{xx}(\nu_n) = \frac{T}{2m} \cdot \sum_{l=n \cdot m - k}^{n \cdot m + k} F_x^*(\nu_l) \cdot F_x(\nu_l) \quad (2.23)$$

mit $m = 2 \cdot k + 1$, $k = 0, 1, \dots$, $\nu_n = n \cdot m \cdot T^{-1}$, $n = 0, 1, \dots, [(N+1)/(2 \cdot m)]$. Diese Definition wurde verwendet, um das Leistungsdichtespektrum einer einzelnen Entladung bestimmen zu können.

2.4.2. Das Kreuzleistungsdichtespektrum

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

$$\tilde{P}_{xy}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \tilde{F}_x^*(\nu, T) \cdot \tilde{F}_y(\nu, T) \quad (2.24)$$

Durch Mittelung über m Realisationen erhalten wir 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.

Nach dem Wiener-Khintchine-Theorem gilt wiederum folgende Beziehung

$$\tilde{P}_{xy}(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{xy}(\tau) \cdot e^{-i2\pi v\tau} d\tau \quad (2.25)$$

Für endliche Datensätze, wie wir sie bei der digitalen Meßwerterfassung erhalten, führen wir folgende Definition ein

$$P_{xy}(v_n) = \frac{T}{2m} \cdot \sum_{l=n-m-k}^{n \cdot m + k} F_x^*(v_l) \cdot F_y(v_l) \quad (2.26)$$

wobei wir über $m = 2 \cdot k + 1$, $k = 0, 1, \dots$, Spektrallinien mitteln /13/, um eine Näherung für den Erwartungswert $\langle \tilde{P}_{xy}(v) \rangle$ des Prozesses zu bekommen. Das für das Eigenleistungsdichtespektrum Gesagte gilt analog.

Anstatt der komplexen Funktion $P_{xy}(v_n)$ betrachten wir nun die Amplitude $|P_{xy}(v_n)|$ und die zugehörige Phase $\Theta_{xy}(v_n)$ des Kreuzleistungsdichtespektrums und es gilt

$$P_{xy}(v_n) = |P_{xy}(v_n)| \cdot e^{i\Theta_{xy}(v_n)} \quad (2.27)$$

2.4.3. Die Kohärenzfunktion

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

$$\gamma_{xy}(v_n) = \frac{|P_{xy}(v_n)|}{\sqrt{P_{xx}(v_n) \cdot P_{yy}(v_n)}} \quad (2.28)$$

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, da sonst gilt: $\gamma = 1$. Das Verhalten der Funktionen im Spektralbereich für verschieden starke Mittelung kann Anhang A entnommen werden. In Arbeit /13/ sind die Varianzen für Amplitude und Phase des Kreuzleistungsdichtespektrums und der Kohärenzfunktion angegeben. Sie skalieren mit $1/m$.

2.5. Stationarität und Ergodizität

Zur Definition der Begriffe Stationarität und Ergodizität sei auf die Literatur /14,15/ verwiesen. Wir nehmen an, daß die stochastischen Prozesse in unserem Fall stationär und ergodisch sind, solange alle beobachteten Plasmaparameter 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.

3. Beobachtete Fluktuationen

3.1. Messung

Ausgehend von Filmaufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, die ein annähernd horizontales Streifenmuster zeigten, gibt es zwei triviale Anordnungen der Lichtleiter, parallel und senkrecht zur ($z=0$)-Ebene.

Gemessen wird, wie schon erwähnt, die Lichtintensität im Umfeld der H_{α} -Linie. Das registrierte Signal ist

$$I = k \cdot \int B(T_e) \cdot n_0 \cdot n_e \, dr \quad (3.1)$$

Die Konstante k ist eine Apparatekonstante, abhängig von erfaßtem Raumwinkel, Quantenausbeute und Verstärkung des Photomultipliers, sowie den Verlusten durch die Signalübertragung mit Lichtleitern.

Die Diagnostik mittelt also radial über die leuchtende Randschicht und erfaßt eine Funktion von Neutralgasdichte n_0 , Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e , mißt also keinen definierten Plasmamparameter. Sie kann also nur zur Bestimmung räumlicher und zeitlicher Größen und allenfalls zu einer Abschätzung der Amplituden von Fluktuationen dienen, wenn man annimmt, daß es sich um Dichtefluktuationen handelt.

3.2. Ergebnisse

3.2.1. Phänomenologische Betrachtung

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen einen Ausschnitt aus den Rohsignalen für die beiden zuvor angesprochenen Anordnungen der Lichtleiter.

Bei der toroidalen Aufnahme sind von Kanal zu Kanal keine großen Unterschiede zu erkennen; auch zeigen die einzelnen Kanäle keinerlei periodische Struktur. Eine Übersicht über die Entladungs- und Diagnostikparameter ist in Anhang D zu finden.

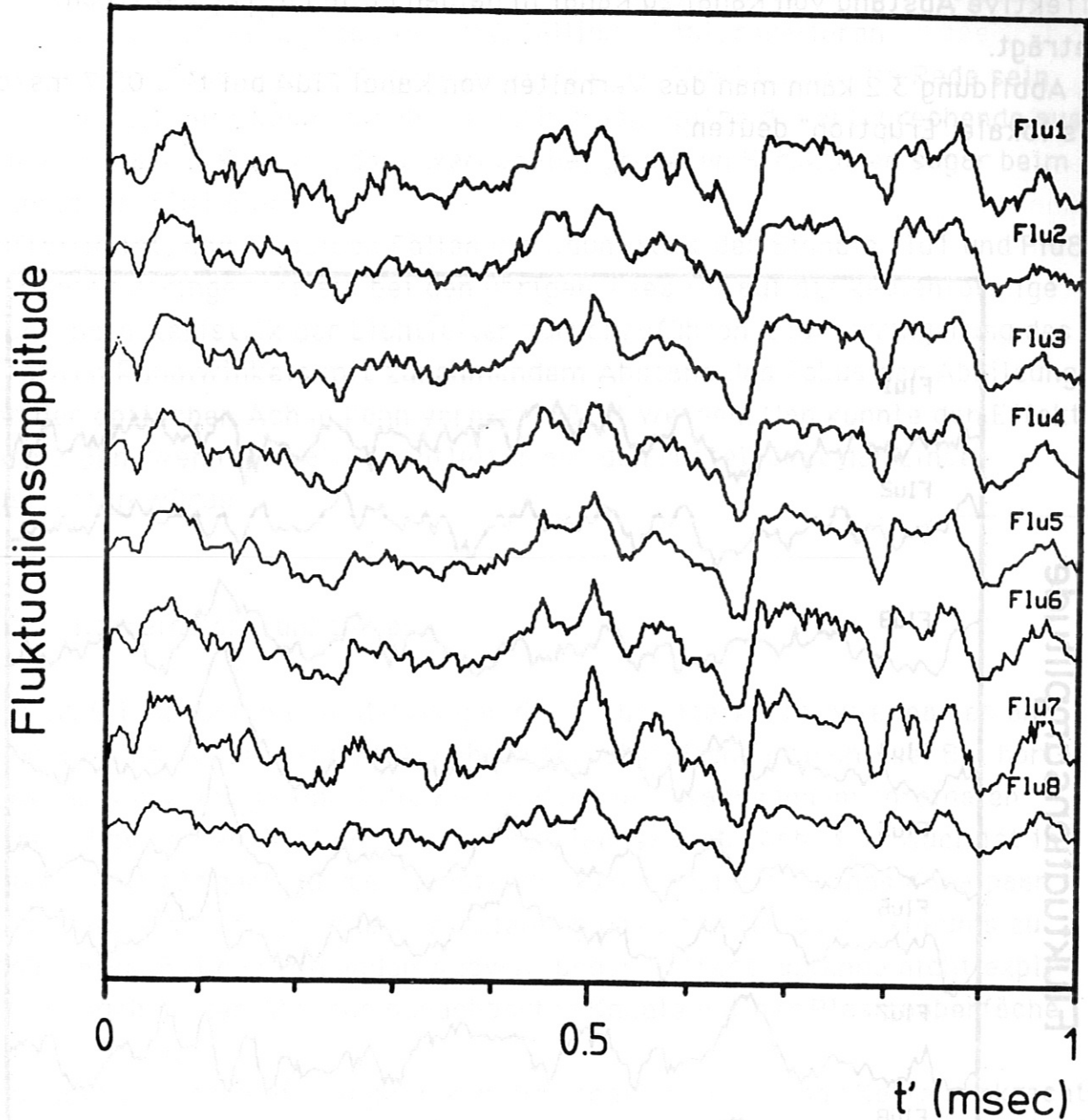


Abb. 3.1 Gemessene Rohsignale $x_1(t_0+t')$ mit $t_0 = 0.94$ sec für Schuß #18872 bei toroidaler Anordnung der Lichtleiter in der $(z=0)$ -Ebene. Der effektive Kanalabstand auf der Plasmaoberfläche ($r = 40$ cm) beträgt $\Delta d_K = 0.75$ cm, die Zeitschrittweite $\Delta t = 4 \mu\text{sec}$.

Betrachtet man nun den Schuß #18879 (siehe Anhang D) mit poloidaler Anordnung der Lichtleiter, findet man ein total konträres Bild, obwohl der effektive Abstand von Kanal zu Kanal in beiden Fällen $d_{1,1+1} = 0.75$ cm beträgt.

In Abbildung 3.2 kann man das Verhalten von Kanal Flu4 bei $t' \approx 0.77$ msec als lokale "Eruption" deuten.

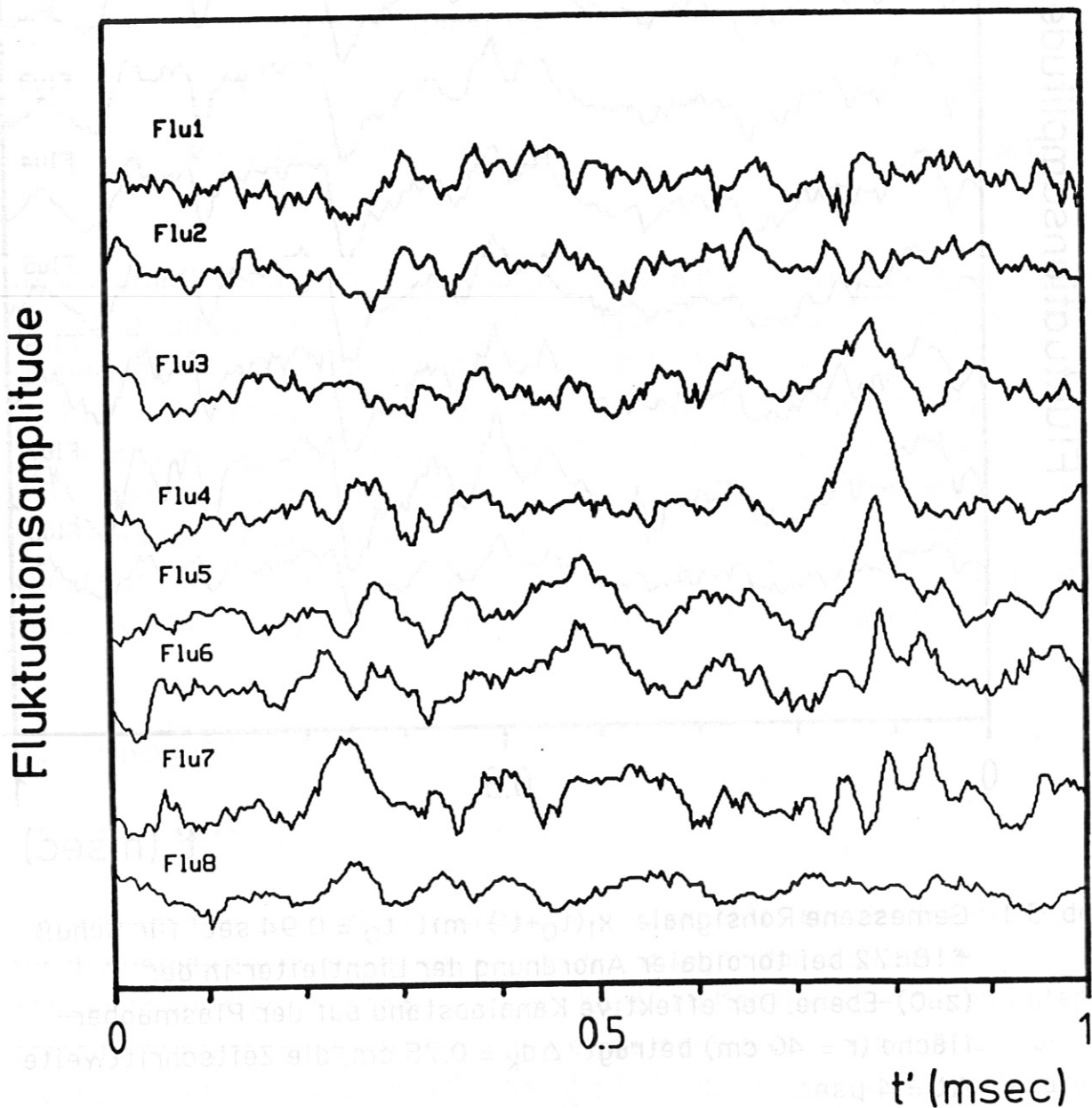


Abb. 3.2 Gemessene Rohsignale $x_1(t_0+t')$ mit $t_0 = 0.94$ sec für Schuß #18879 bei poloidaler Anordnung der Lichtleiter symmetrisch um die ($z=0$)-Ebene. Der effektive Kanalabstand auf der Plasmaoberfläche ($r = 40$ cm) beträgt $\Delta d_k = 0.75$ cm, die Zeitschrittweite $\Delta t = 4 \mu\text{sec}$.

Die Tatsache, daß bei den Signalen Flu2 und Flu7 nichts mehr von dieser Eruption zu sehen ist, kann man einmal als Indiz für die Lokalität der Fluktuationen und deren geringe Reichweite werten, aber auch als ein Auseinanderlaufen und Untergehen in der Zufälligkeit interpretieren.

Von einem solchen Verhalten kann bei Schuß #18872 nicht die Rede sein, im Gegenteil, hier kann beinahe jeder kleinen Spitze die entsprechende aus dem Nachbarkanal zugeordnet werden, bei größeren Strukturen sogar beim Signalpaar Flu1-Flu8.

Auffällig ist, daß in beiden Fällen die Rauigkeit der Signale Flu1 und Flu8 ein wenig geringer ist als bei den übrigen. Dies ist auf die keulenförmige Richtcharakteristik der Lichtleiter zurückzuführen. Die Verringerung des erfaßten Raumwinkels mit zunehmendem Abstand des Fokus der Abbildung von der optischen Achse kann vernachlässigt werden. Man könnte den Effekt vermeiden, wenn man alle Lichtleiter auf den Mittelpunkt der Linse ausrichten würde.

3.2.2. Korrelationsfunktionen

Man erhält für beide Orientierungen der Lichtleiterkette, wie man es anhand der Rohsignale erwartet, sehr unterschiedliche Ergebnisse. Bei horizontaler Anordnung nimmt die Korrelation mit wachsendem toroidalen Abstand zwischen den Kanälen nur sehr langsam ab (Abb. 3.3). Auch ist in diesem Fall für geringe Kanalabstände keine und z.B. für das Kanalpaar Flu1-Flu8 nur eine geringe Verschiebung des Korrelationsmaximums zu beobachten. Bei den folgenden Auswertungen beträgt, solange nicht explizit angegeben, der Abstand benachbarter Kanäle auf der Plasmaoberfläche $\Delta d_k = 7.5 \text{ mm}$.

Ganz anders liegen die Dinge, wenn die Lichtleiter in einer Kette senkrecht zur ($z=0$)-Ebene angeordnet werden (Abb. 3.4). Hier tritt ein rascher Verfall der Korrelation mit wachsendem Kanalabstand auf, ebenso eine deutlich sichtbare Drift des Korrelationsmaximums. Desweiteren beobachtet man eine anwachsende, sich in gleicher Weise wie das Maximum bewegende Antikorrelation, die dann aber auch wieder verflacht.

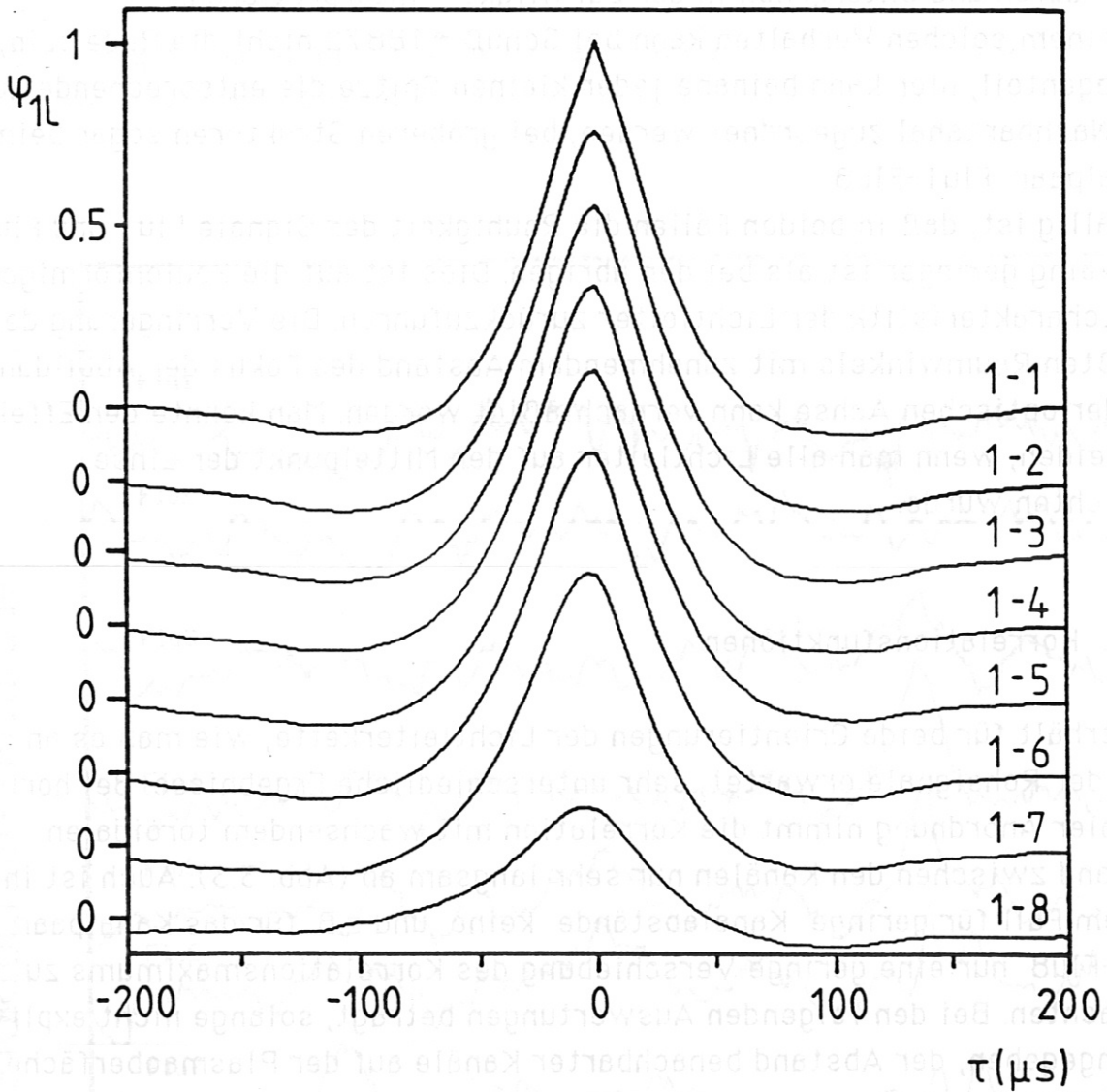


Abb. 3.3 Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen für die toroidale Anordnung der Lichtleiter (#18872), $\Delta\tau = 4 \mu\text{sec}$. Der Abfall des Korrelationsmaximums bei ϕ_{1B} ist nicht echt, sondern auf Störungen in der Datenaufnahme (Bitsprünge) zurückzuführen.

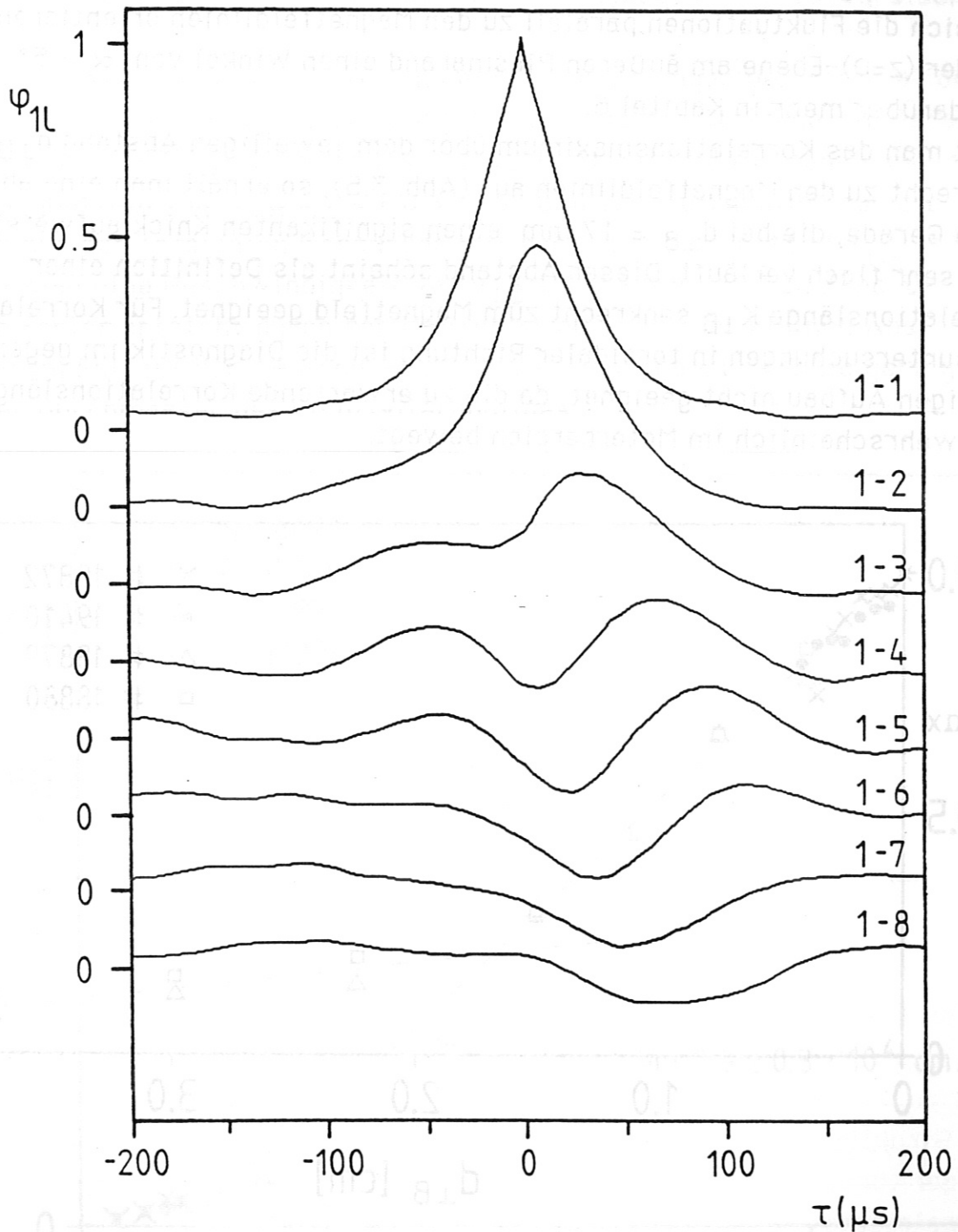


Abb. 3.4 Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen für die poloidale Anordnung der Lichtleiter (*18879), $\Delta\tau = 4 \mu\text{sec}$

Die bisher gezeigten Ergebnisse belegen eine Fortbewegung der Fluktuationen in poloidaler Richtung und stimmen, was das unterschiedliche Erscheinungsbild in toroidaler und poloidaler Richtung angeht, mit den anfangs angesprochenen Filmaufnahmen überein.

Die beständige Korrelation in toroidaler Richtung legt die Vermutung nahe, daß sich die Fluktuationen parallel zu den Magnetfeldlinien orientieren, die mit der ($z=0$)-Ebene am äußeren Plasmarand einen Winkel von $\alpha \approx 5^\circ$ bilden, darüber mehr in Kapitel 6.

Trägt man das Korrelationsmaximum über dem jeweiligen Abstand $d_{\perp B}$ senkrecht zu den Magnetfeldlinien auf (Abb. 3.5), so erhält man eine abfallende Gerade, die bei $d_{\perp B} \approx 17$ mm einen signifikanten Knick aufweist und dann sehr flach verläuft. Dieser Abstand scheint als Definition einer Korrelationslänge $K_{\perp B}$ senkrecht zum Magnetfeld geeignet. Für Korrelationsuntersuchungen in toroidaler Richtung ist die Diagnostik im gegenwärtigen Aufbau nicht geeignet, da die zu erwartende Korrelationslänge sich wahrscheinlich im Meterbereich bewegt.

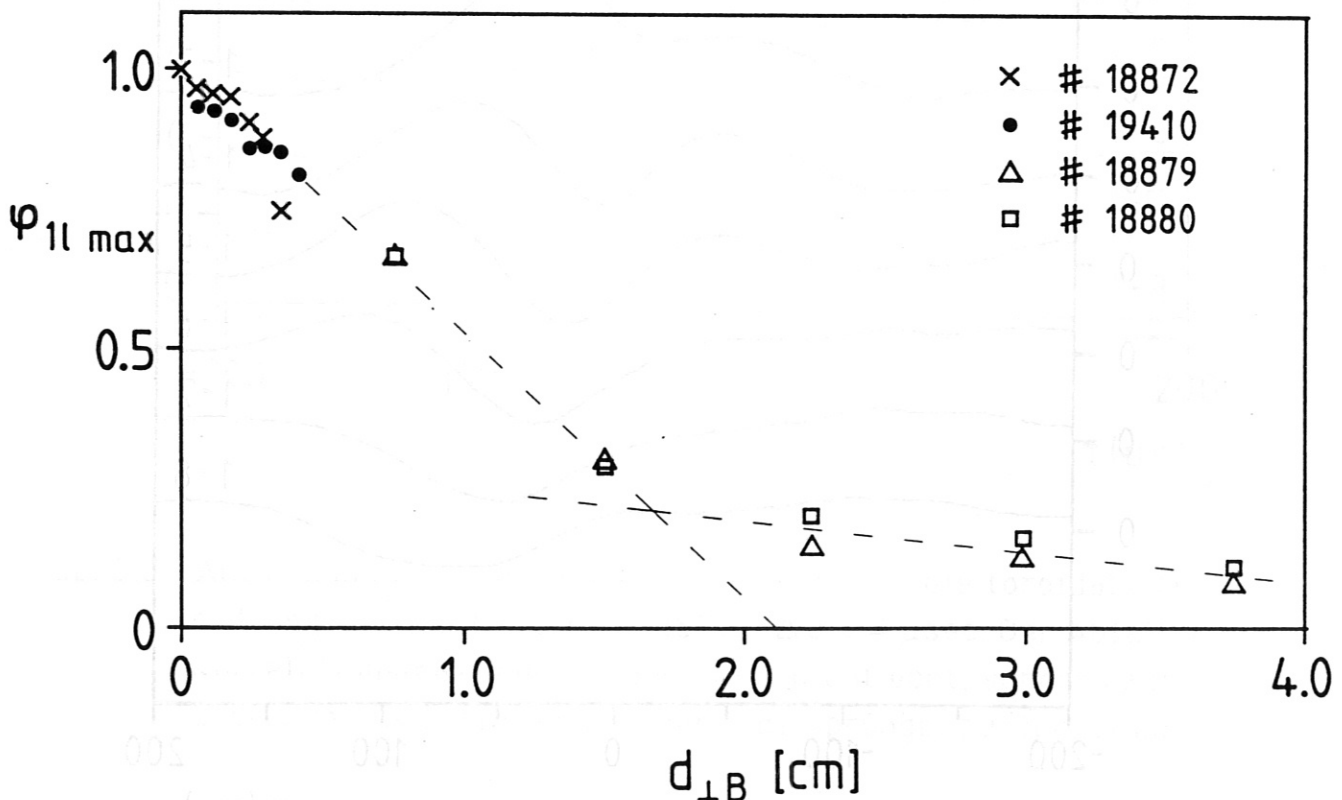


Abb. 3.5 Korrelationsmaxima aufgetragen über dem effektiven Abstand $d_{\perp B}$ der Kanäle untereinander für toroidale (#18872, #19410) und poloidale (#18879, #18880) Anordnung der Lichtleiter

Unterstellt man die Kopplung der Fluktuationen an das Magnetfeld und einen Winkel $\alpha \approx 5^\circ$ zwischen diesem und der ($z=0$)-Ebene, so kann man aufgrund einer Rückrechnung unter Annahme der gezeigten linearen Korrelationsabnahme mit $d_{\perp B}$ bei toroidaler Ausrichtung der Lichtleiter die Verringerung der Korrelation voll dem effektiven Abstand $d_{\perp B}$ zuschreiben.

In der nächsten Abbildung (3.6) sind die Verschiebungen der Korrelationsmaxima gegen den Abstand $d_{\perp B}$ aufgetragen. Aus der Steigung der Geraden erhält man eine Durchschnittsgeschwindigkeit der Fluktuationen senkrecht zum Magnetfeld von $v_{\perp B} = 2.9 \pm 0.3 \cdot 10^4$ cm/sec. Betrachtet man die Werte aus den toroidalen Messungen mit sehr kleinem Abstand $d_{\perp B}$, so erhält man eine Geschwindigkeit von $v_{\perp B} = 1.0 \pm 0.4 \cdot 10^5$ cm/sec. Der große Fehler entsteht durch den Meßfehler aufgrund der kleinen Abstände. In diesem Fall ist der Abstand $d_{\perp B}$ für zwei benachbarte Kanäle geringer als der Durchmesser des Lichtleiterabbildes.

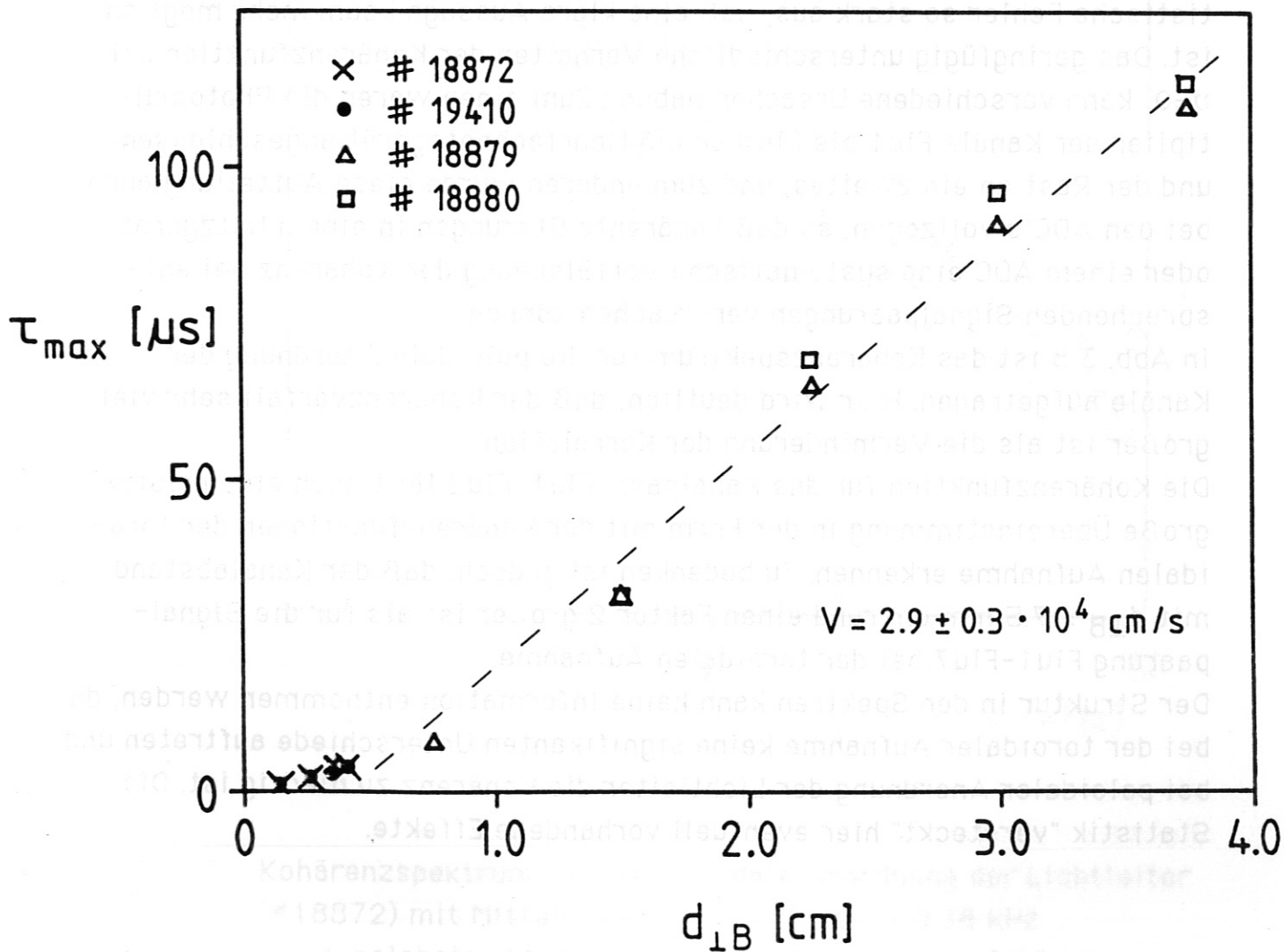


Abb. 3.6 Verschiebung τ_{max} der Korrelationsmaxima aufgetragen über dem effektiven Kanalabstand $d_{\perp B}$ senkrecht zum Magnetfeld, mit $\Delta\tau = 4 \mu sec$.

Dies sind keine Geschwindigkeiten, die man einem bestimmten Wellentyp oder einer Wellenlänge zuordnen könnte, es ist durchaus möglich, daß sich ein Teil der Fluktuationen wesentlich schneller bzw. langsamer fortbewegt; auch ist ein geringer Anteil von gegenläufigen Fluktuationen nicht auszuschließen.

3.2.3. Kohärenzspektren

Nun wechseln wir vom Zeitbereich mittels der Fouriertransformation in den Frequenzbereich. Als erster Punkt stehen die Kohärenzspektren an. Betrachtet man die folgenden Abbildungen (Abb. 3.7 und 3.8) so stellt man wieder einen deutlichen Unterschied zwischen toroidaler und poloidaler Anordnung der Lichtleiter fest.

Im ersten Fall kann man von kohärenten Anteilen bis zu einer Frequenz von ungefähr 40 kHz sprechen. Im höherfrequenten Bereich wirkt sich der statistische Fehler so stark aus, daß eine klare Aussage kaum mehr möglich ist. Das geringfügig unterschiedliche Verhalten der Kohärenzfunktion bei $\nu=0$ kann verschiedene Ursachen haben: Zum einen waren die Photomultiplier der Kanäle Flu1 bis Flu4 an ein Mehrfachnetzgerät angeschlossen und der Rest an ein zweites, und zum anderen wurde diese Aufteilung auch bei den ADC's vollzogen, so daß kohärente Störungen in einem Netzgerät oder einem ADC eine systematische Verfälschung der Kohärenz bei entsprechenden Signalpaarungen verursachen können.

In Abb. 3.8 ist das Kohärenzspektrum für die poloidale Anordnung der Kanäle aufgetragen. Hier wird deutlich, daß der Kohärenzverfall sehr viel größer ist als die Verminderung der Korrelation.

Die Kohärenzfunktion für das Kanalpaar Flu1-Flu2 läßt noch eine relativ große Übereinstimmung in der Form mit der Kohärenzfunktionen der toroidalen Aufnahme erkennen. Zu bedenken ist jedoch, daß der Kanalabstand mit $d_{\perp B} = 7.5$ mm um rund einen Faktor 2 größer ist als für die Signalpaarung Flu1-Flu7 bei der toroidalen Aufnahme.

Der Struktur in den Spektren kann keine Information entnommen werden, da bei der toroidaler Aufnahme keine signifikanten Unterschiede auftreten und bei poloidaler Anordnung der Lichtleiter die Kohärenz zu niedrig ist. Die Statistik "versteckt" hier eventuell vorhandene Effekte.

Der Vergleich der beiden diskutierten Abbildungen zeigt, daß die Fluktuationen Frequenzkomponenten verschieden großer Reichweite besitzen. Die vorher definierte Korrelationslänge kann als eine obere Schranke angesehen werden.

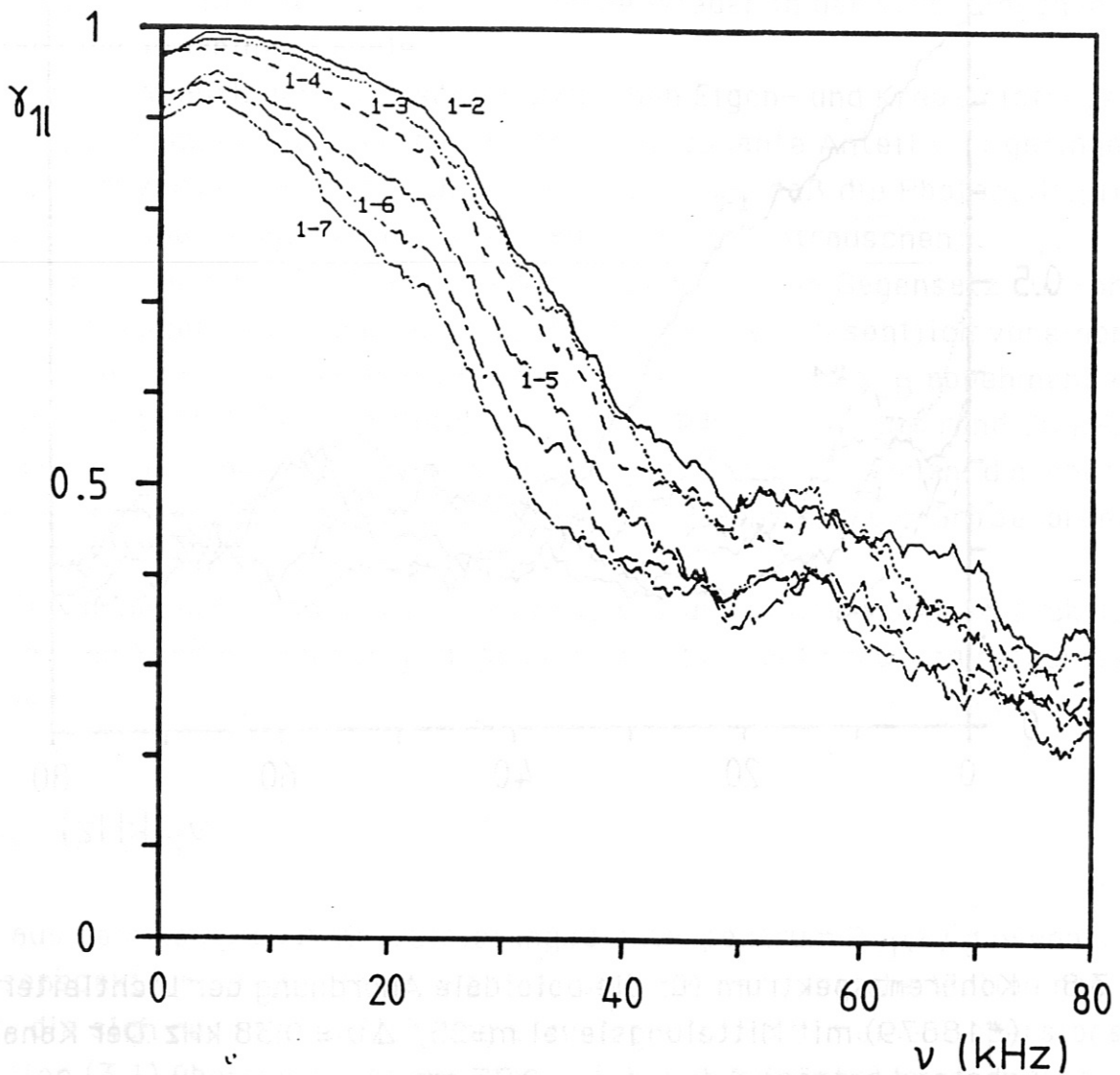


Abb. 3.7 Kohärenzspektrum für die toroidale Anordnung der Lichtleiter (#18872) mit Mittelungslevel $m=25$, $\Delta\nu = 0.38$ kHz . Der Kanalabstand beträgt $\Delta d_K = 0.75$ cm , $d_{\perp B} = 0.06$ cm .

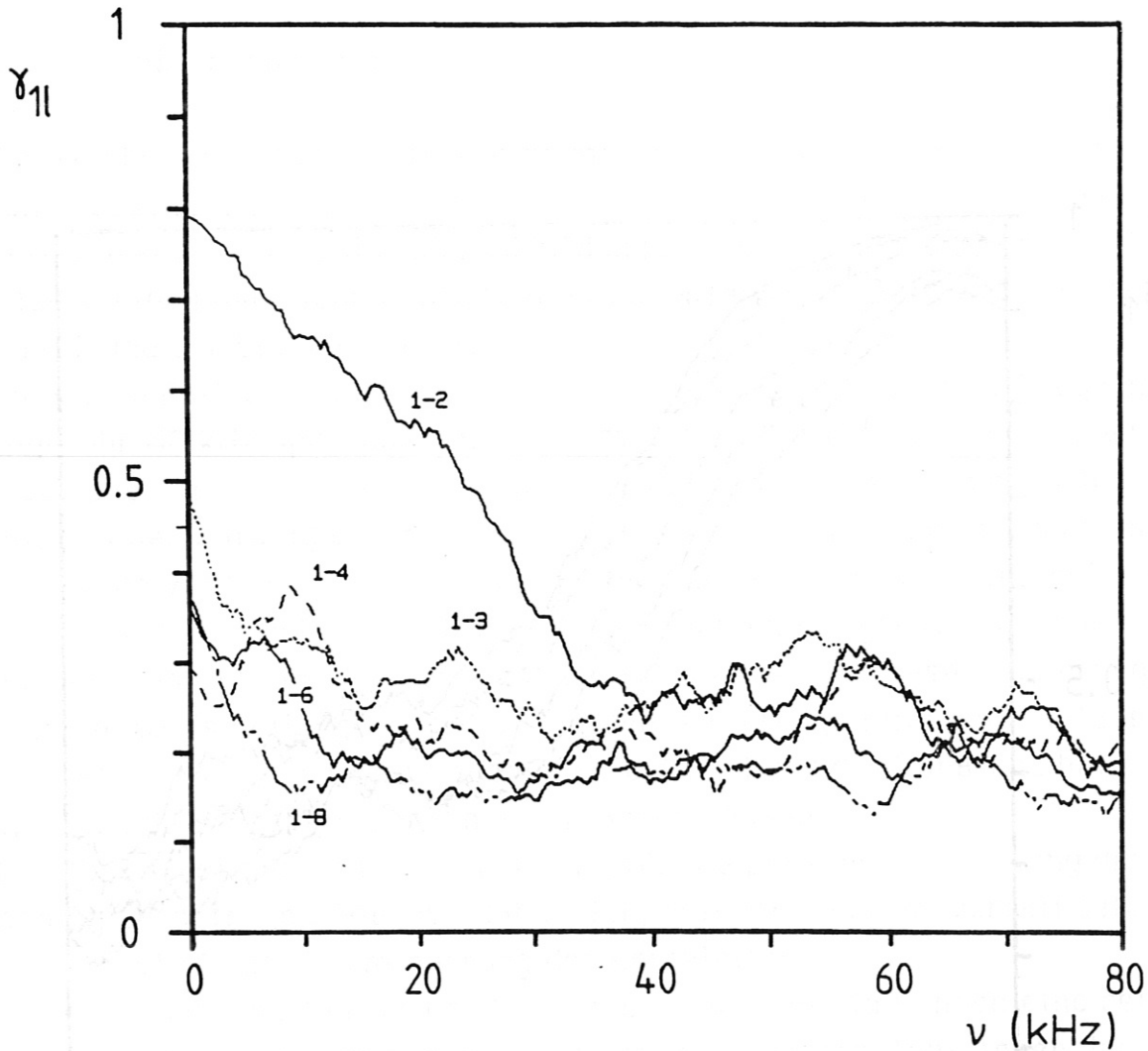


Abb. 3.8 Kohärenzspektrum für die poloidale Anordnung der Lichtleiter (#18879) mit Mittelungsebene $m=25$, $\Delta\nu = 0.38$ kHz. Der Kanalabstand beträgt $\Delta d_k = d_{\perp B} = 0.75$ cm.

3.2.4 Leistungsdichtespektren

Durch Vergleich der Leistungsdichtespektren (Abb. 3.9, Abb. 3.10) kann man ebenfalls eine Unterscheidung zwischen toroidaler und poloidaler Aufnahme treffen. Die Eigenleistungsdichtespektren unterscheiden sich in der Form nur unwesentlich, Differenzen können der Statistik angelastet werden, und von Fall zu Fall auftretende faktorielle Abweichungen haben ihre Ursache in der unterschiedlichen Varianz der gemessenen Signale.

Übereinstimmend mit dem anhaltend hohen Kohärenzpegel unterscheiden sich in Abb. 3.9 auch die Kreuzleistungsdichtespektren nur unmerklich voneinander. Auch hier liegt die Hauptursache wieder in der verschiedenen Varianz der einzelnen Kanäle.

Deutlich wird auch der Unterschied zwischen Eigen- und Kreuzleistungsdichtespektrum. Bei letzterem ist der hochfrequente Anteil viel geringer. Dieser Sachverhalt erklärt sich aus der Tatsache, daß die Photomultiplier statistisch unabhängig voneinander rauschen (Schrotrauschen).

Betrachtet man nun Abb. 3.10, so erkennt man, daß im Gegensatz zur toroidalen Aufnahme, die Kreuzleistungsdichtespektren wesentlich voneinander verschieden sind, was wiederum eine mit dem Abstand $d_{\perp B}$ abnehmende Reichweite belegt. Der Vergleich mit Abb. 3.9 zeigt, daß bis rund 20 kHz die Effekte der Photomultiplier vernachlässigt werden können; d.h. oberhalb dieser Frequenz liegen die Beiträge des Plasmas in der Größenordnung des Schrotrauschens oder darunter.

Der Tatsache, daß in Abb. 3.10 die Kreuzleistungsdichtespektren praktisch gleich sind kann wegen der geringen Kohärenz keine Bedeutung beigemessen werden.

3.2.5 Phasenspektren

Das aus dem komplexen Kreuzleistungsdichtespektrum $P_{ij}(\nu)$ gewonnene Phasenspektrum $\Theta_{ij}(\nu)$ kann, wenn es sich um harmonische Wellen handelt, die sich nur in eine Richtung ausbreiten, direkt in eine Dispersionsrelation (3.1) überführt werden, wobei d_{ij} der dem Kanalpaar i - j zugeordnete Abstand ist.

$$k(\omega) = \frac{\Theta_{ij}(\omega)}{d_{ij}} \quad (3.2)$$

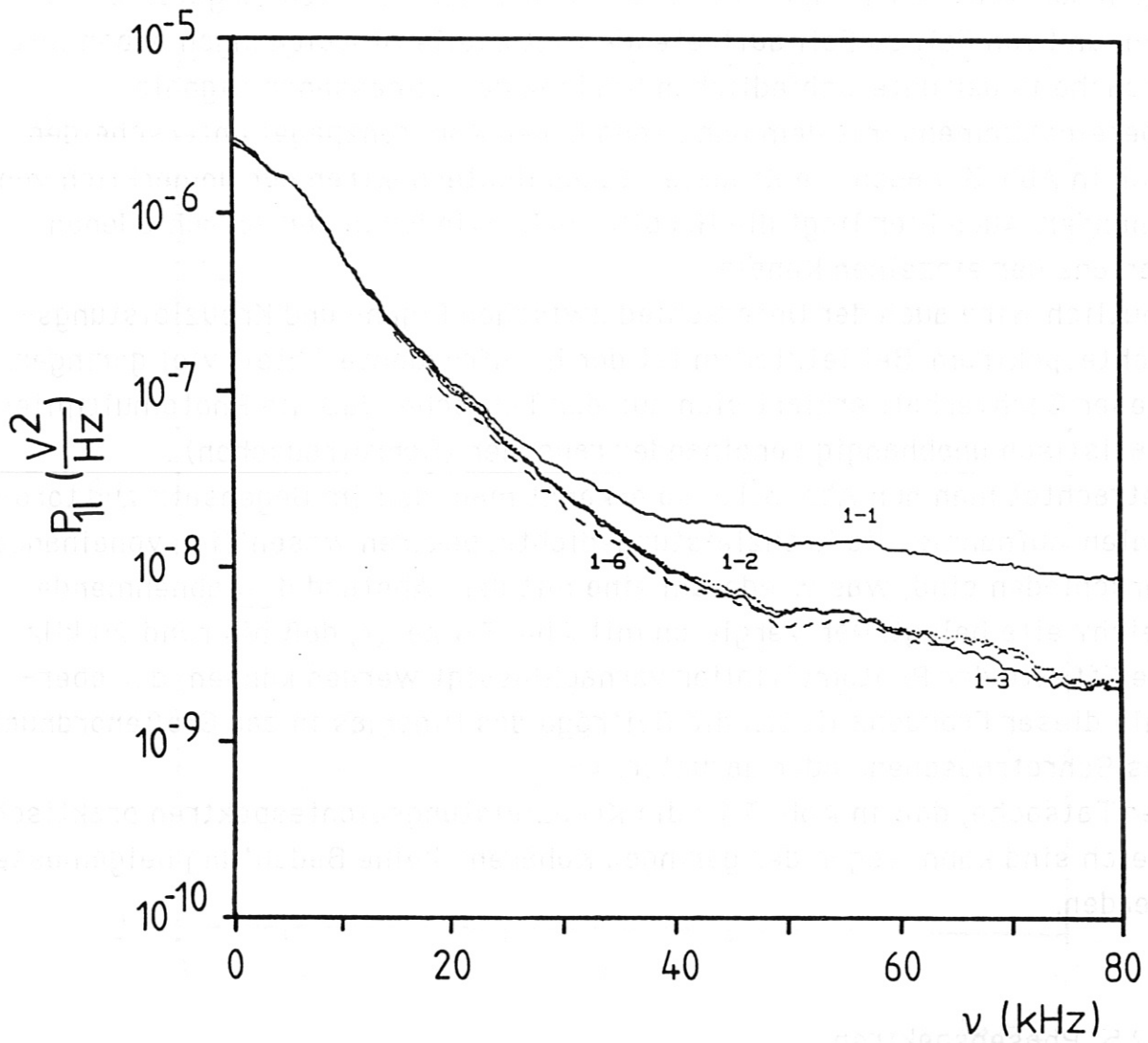


Abb. 3.9 Eigenleistungsdichtespektrum für Kanal Flu1 und Kreuzleistungsdichtespektren P_{11} bei toroidaler Anordnung der Lichtleiter (#18872), Mittelungslevel $m = 25$, $\Delta\nu = 0.38$ kHz.

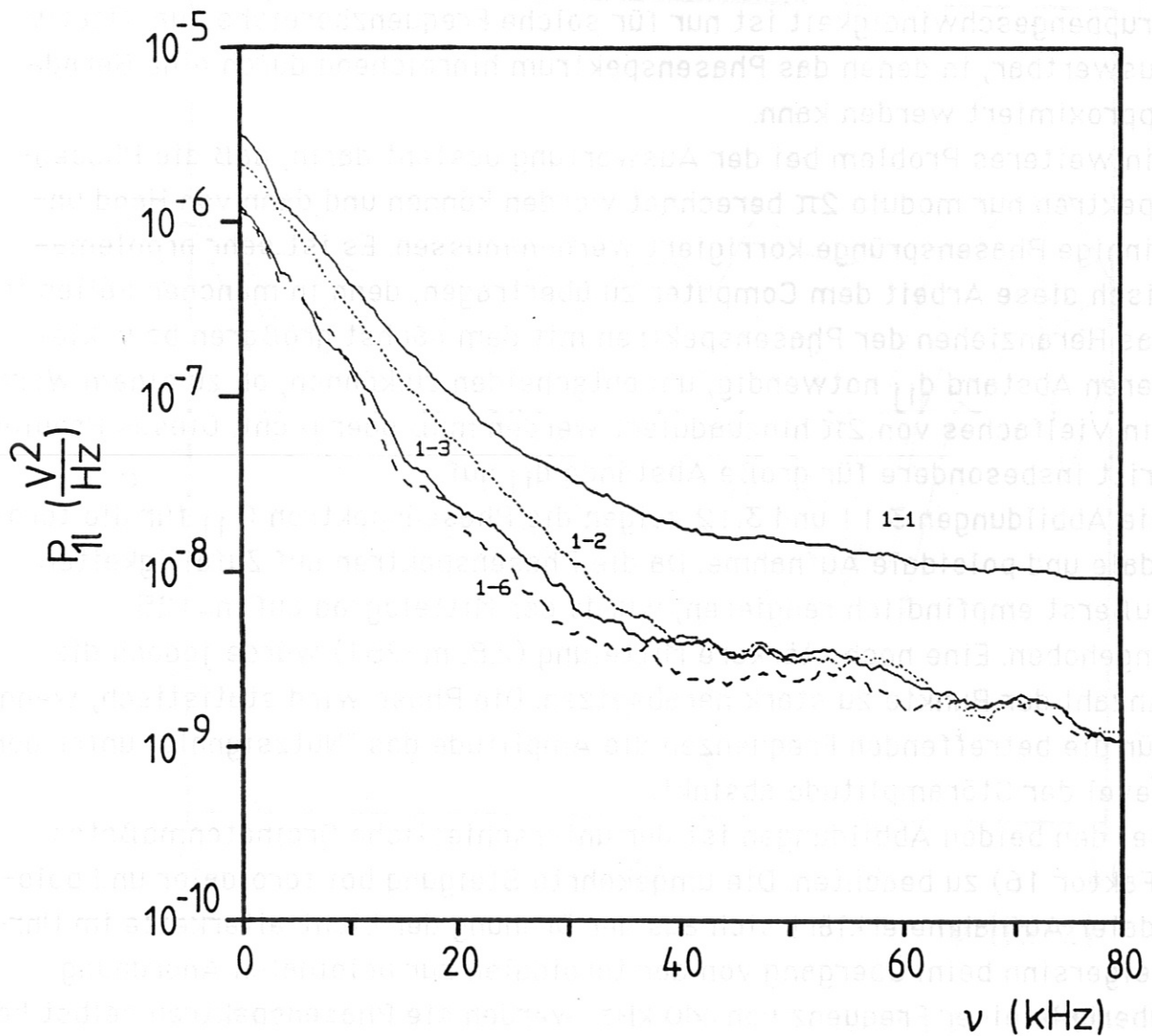


Abb. 3.10 Eigenleistungsdichtespektrum für Kanal Flu1 und Kreuzleistungsdichtespektren $P_{||}$ bei poloidaler Anordnung der Lichtleiter (#18879), Mittelungslevel $m = 25$, $\Delta \nu = 0.38$ kHz.

Somit erhält man für die Gruppengeschwindigkeit v folgende Formel :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = 2\pi \frac{d\vartheta}{d\Theta_{ij}} d_{ij} \quad (3.3)$$

In Unkenntnis der ablaufenden Vorgänge ist bei der Interpretation der berechneten Phasenspektren erhöhte Skepsis geboten. Die oben definierte Gruppengeschwindigkeit ist nur für solche Frequenzbereiche quantitativ auswertbar, in denen das Phasenspektrum hinreichend durch eine Gerade approximiert werden kann.

Ein weiteres Problem bei der Auswertung besteht darin, daß die Phasenspektren nur modulo 2π berechnet werden können und dann von Hand unsinnige Phasensprünge korrigiert werden müssen. Es ist sehr problematisch diese Arbeit dem Computer zu übertragen, denn in manchen Fällen ist das Heranziehen der Phasenspektren mit dem nächst größeren bzw. kleineren Abstand d_{ij} notwendig, um entscheiden zu können, ob zu einem Wert ein Vielfaches von 2π hinzuaddiert werden muß oder nicht. Dieses Problem tritt insbesondere für große Abstände d_{ij} auf.

Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen die Phasenspektren Θ_{11} für die toroidale und poloidale Aufnahme. Da die Phasenspektren auf Zufälligkeiten äußerst empfindlich reagieren, wurde der Mittelgrad auf $m=125$ angehoben. Eine noch stärkere Mittelung (z.B. $m=251$) würde jedoch die Anzahl der Punkte zu stark herabsetzen. Die Phase wird statistisch, wenn für die betreffenden Frequenzen die Amplitude des "Nutzsignals" unter den Level der Störampplitude absinkt.

Bei den beiden Abbildungen ist der unterschiedliche Ordinatenmaßstab (Faktor 16) zu beachten. Die umgekehrte Steigung bei toroidaler und poloidaler Aufnahme erklärt sich aus der Drehung der Lichtleiterkette im Uhrzeigersinn beim Übergang von der toroidalen zur poloidalen Anordnung. Oberhalb einer Frequenz von 40 kHz werden die Phasenspektren selbst bei toroidaler Aufnahme in einem solchen Maße zufällig, daß ein sinnvolles "Geradebiegen" durch die Addition Vielfacher von 2π nicht mehr möglich ist.

Will man die gezeigten Phasenspektren aus Schuß #18872 als Dispersionsrelation interpretieren, so hat man große Schwierigkeiten dabei. Es gibt keine physikalische Begründung dafür anzunehmen, daß die Vorzugsrichtung der Ausbreitung der Fluktuationen frequenzabhängig wäre. Eine mögliche Erklärung wäre der gleichphasige Einfluß des Ventilrauschens. Dadurch würde die Phasenbeziehung zwischen Kanälen mit abnehmender Kreuzleistungsichteampplitude ausgelöscht, dem steht aber die geringe Kohärenz bei poloidaler Aufnahme entgegen.

Bis zu einer Frequenz von $\nu = 10$ kHz lassen sich die Phasenspektren hinreichend durch eine Gerade approximieren, jedoch ist aufgrund des kleinen Abstands $d_{\perp B}$ zwischen den Kanälen der Fehler bei der Bestimmung der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sehr groß.

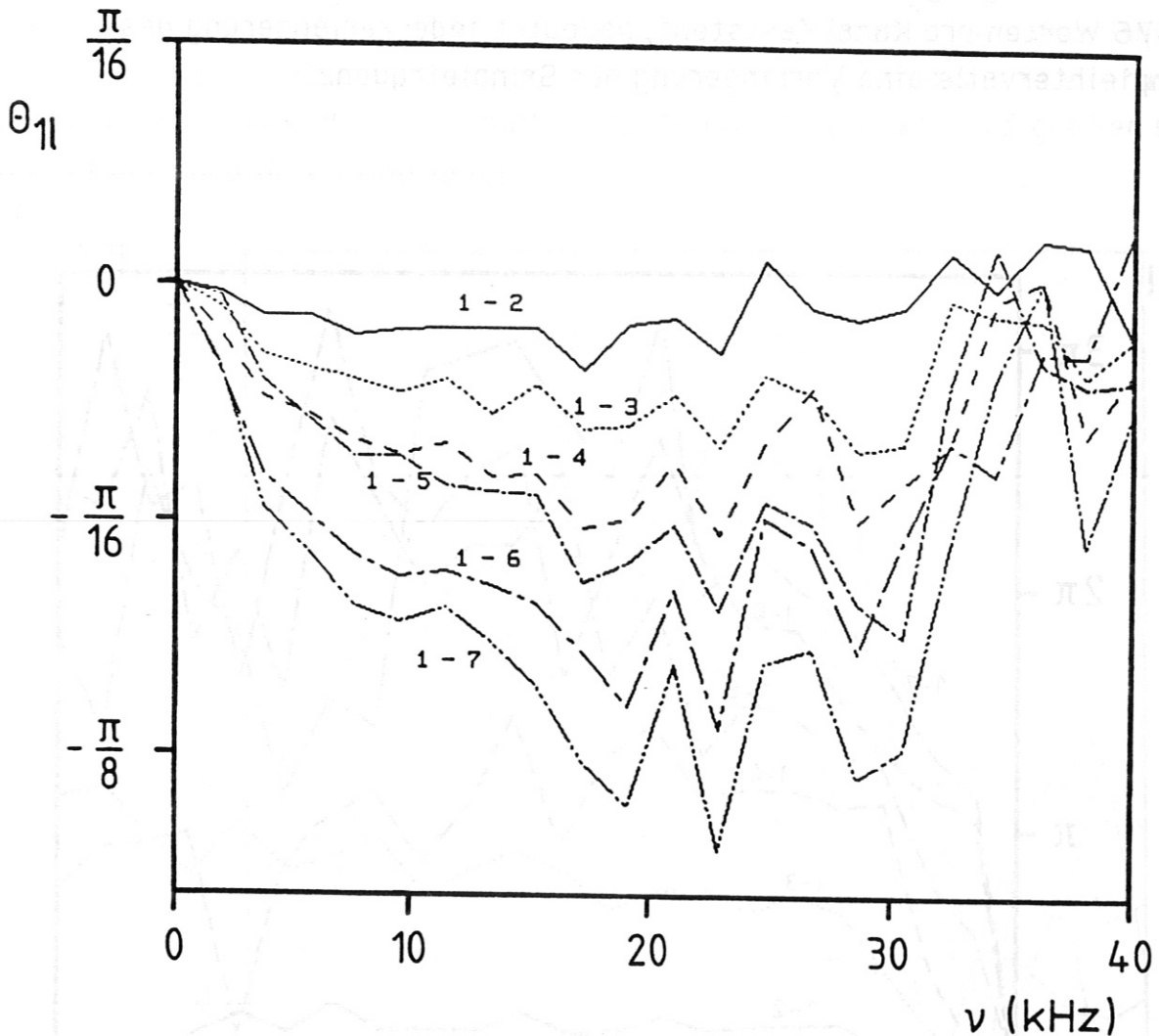


Abb. 3.11 Phasenspektren θ_{11} für die toroidale Anordnung der Lichtleiter (#18872). Aus dem Mittelungslevel von $m = 125$ ergibt sich eine Frequenzauflösung von $\Delta\nu = 1.9$ kHz.

Für das Kanalpaar Flu1-Flu7 ergibt sich eine Gruppengeschwindigkeit von $v_{17} = 8.2 \pm 2 \cdot 10^4$ cm/sec senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Diesem Wert steht eine mittlere Geschwindigkeit von $v'_{17} = 1.0 \pm 0.2 \cdot 10^5$ cm/sec aus der Verschiebung des Korrelationsmaximums für dieses Signalpaar gegenüber.

In diesem Fall könnte der Fehler durch eine Erhöhung der Samplefrequenz verringert werden. Bei der Berechnung der Geschwindigkeit aus dem Phasenspektrum dagegen müßte das Sampleintervall vergrößert werden, wodurch die Kurve im betrachteten Frequenzbereich glatter würde. Da aber der zur Verfügung stehende Speicherplatz bei der Datenaufnahme mit 24576 Worten pro Kanal feststeht, bedeutet jede Verlängerung des Sampleintervalls eine Verringerung der Samplefrquenz.

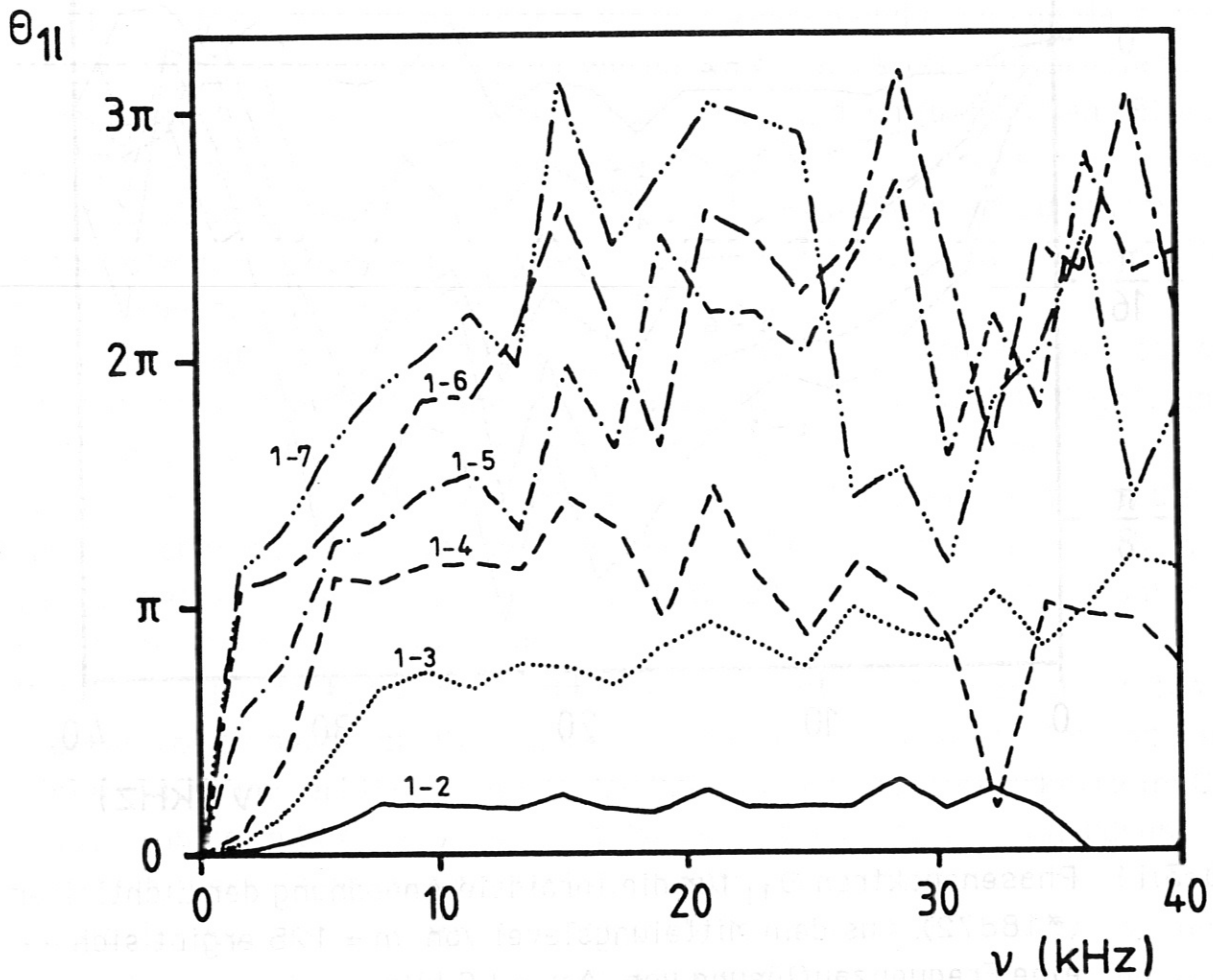


Abb. 3.12 Phasenspektren θ_{11} für die poloidale Anordnung der Lichtleiter (#18879). Aus dem Mittelungslevel von $m = 125$ ergibt sich eine Frequenzauflösung von $\Delta\nu = 1.9$ kHz.

Die gewählte Taktfrequenz mit $f_a = 250$ kHz im hochauflösenden Zeitfenster hat sich in dieser Hinsicht als guter Kompromiß erwiesen.

Die Phasenspektren in Abbildung 3.12 sind ohne Vorurteil und nur in der Absicht, sie möglichst glatt zu bekommen, in der schon erwähnten Art und Weise korrigiert worden.

Zieht man jedoch Abbildung 3.11 zu Rate und behandelt die Spektren für große Kanalabstände $d_{\perp B}$ ($\Theta_{15}, \Theta_{16}, \Theta_{17}$) entsprechend, so erhält man eine gleichartige Form, nur mit größerer Rauigkeit. Größenordnungsmäßig jedoch entspricht der unterschiedliche Ordinatenmaßstab der Skalierung in den Abständen $d_{\perp B}$, die bei Schuß #18879 um einen Faktor 13 größer sind als bei der toroidalen Anordnung.

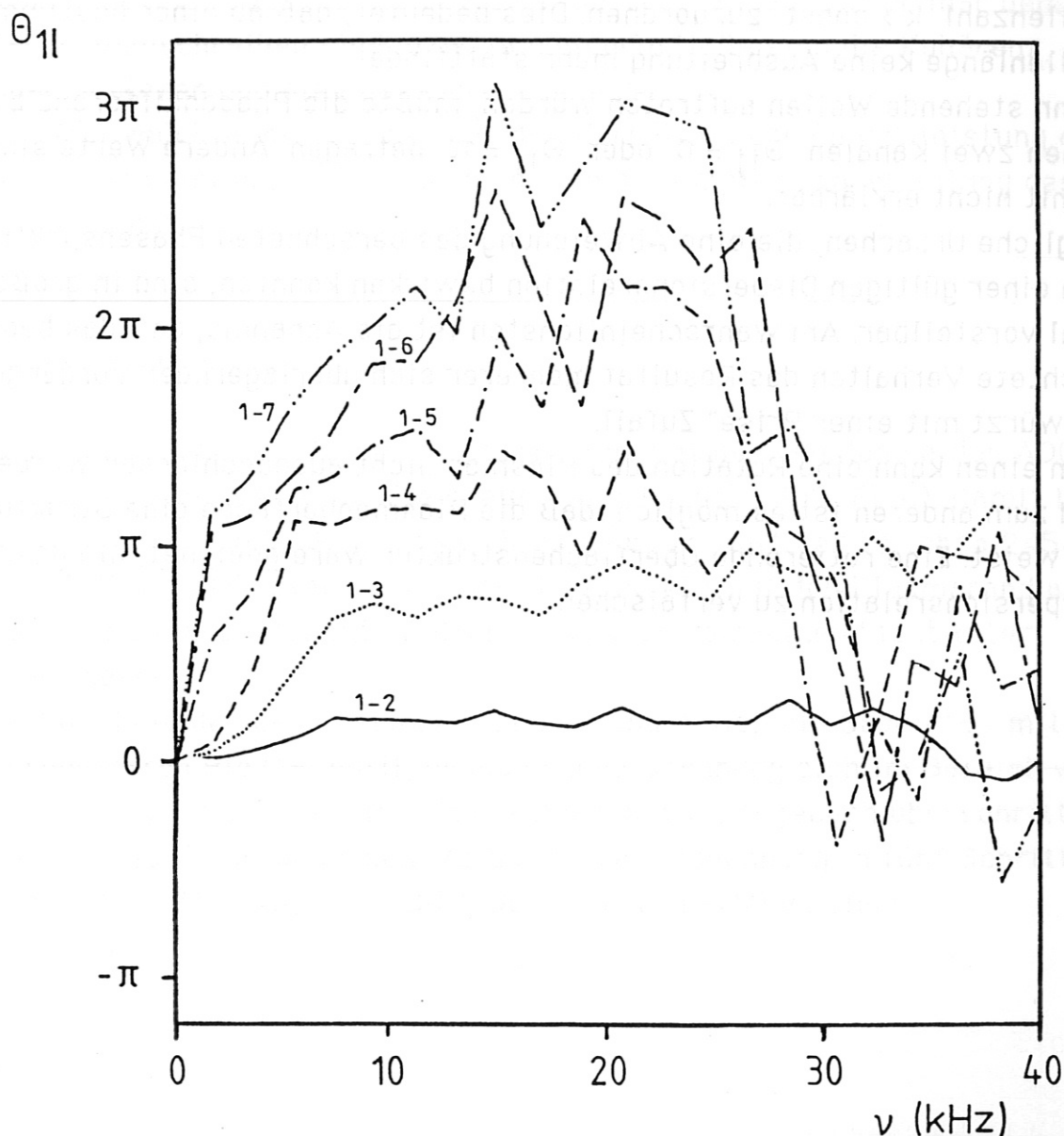


Abb. 3.13 Phasenspektren Θ_{11} für die poloidale Anordnung der Lichtleiter (#18879). Aus dem Mittelungslevel von $m = 125$ ergibt sich eine Frequenzauflösung von $\Delta\nu = 1.9$ kHz. Hier wurde die Phase jedoch durch die Addition Vielfacher von 2π in der Absicht modifiziert, der Form aus Abbildung 3.11 möglichst nahe zu kommen.

Das Problem liegt darin, daß die Kohärenz zu klein ist, um in Verbindung mit der Einschränkung auf Werte modulo 2π eine vernünftige Phasendrehung zu bestimmen.

Auch ist das Verhalten bei $\nu=0$ nicht als gesichert anzunehmen. Daß $\Theta_{11}(\nu=0) = 0$ gilt, ist durch die Anwendung der Fouriertransformation vorgegeben. D.h. es gibt keinen Grund, den Wert für $\nu=0$ nicht aus dem Kurvenverlauf zu interpolieren. Bei dieser Vorgehensweise ist es jedoch nicht mehr erlaubt, das Phasenspektrum als Dispersionsrelation zu werten, da es physikalisch keinen Sinn ergibt, beliebig kleinen Frequenzen eine endliche Wellenzahl $k > \text{const}$ zuzuordnen. Dies bedeutet, daß ab einer bestimmten Wellenlänge keine Ausbreitung mehr stattfindet.

Wenn stehende Wellen auftreten würden, müßte die Phasendifferenz zwischen zwei Kanälen $\Theta_{ij} = 0$ oder $\Theta_{ij} = \pi$ betragen. Andere Werte sind damit nicht erklärbar.

Mögliche Ursachen, die eine Abweichung des berechneten Phasenspektrums von einer gültigen Dispersionsrelation bewirken könnten, sind in großer Zahl vorstellbar. Am wahrscheinlichsten ist die Annahme, daß das beobachtete Verhalten das Resultat mehrerer sich überlagernder Vorgänge ist, "gewürzt mit einer Prise" Zufall.

Zum einen kann eine Rotation des Plasmas nicht ausgeschlossen werden, und zum anderen ist es möglich, daß die Plasmaoberfläche eine Struktur aufweist. Eine rotierende Oberflächenstruktur wäre geeignet, die gesuchte Dispersionsrelation zu verfälschen.



Abb. 3.7. Phasenspektrum Θ_{11} für die polare Anordnung der Lichtleiter (*1575). Aus dem Mittelwert von $m = 125$ ergibt sich eine Frequenzlösung von $\nu = 1.9$ kHz. Hier wurde die Phase Θ_{11} für die Anordnung $\nu = 0$ in der Abbildung 3.7. möglichst nahe zu

4. Abhängigkeit der Fluktuationen von der Stärke des Gasblasens

4.1. Motivation

Ausgehend von der Tatsache, daß man nur dann auswertbare Signale erhält, wenn man Gas auf den Plasmarand bläst, d.h. die Neutralgasdichte in der Randschicht $n_0(R)$ erhöht, ist die Abhängigkeit der beobachteten Fluktuationen von der Stärke des Gasblasens von großem Interesse.

Es stellt sich die Frage, ob die analysierten Vorgänge nicht primär dem Gasblasen zuzuschreiben sind, bzw. in welchem Maße sich die Kohärenz, die Form der Spektren und die Phasendrehung ändern.

Desweiteren möchte man etwas über das Verhältnis der Rauschleistung σ^2 zur mittleren Leistung \bar{x}^2 erfahren, sowie die Amplitudenverteilung des Rauschen ermitteln.

4.2. Meßanordnung

Um eine möglichst gute Statistik zu erhalten, wurden von den beiden ADC-Blöcken nur jeweils zwei Kanäle benutzt (Flu1, Flu2, Flu5, Flu6). Damit hat man pro Kanal 45056 Meßpunkte zur Verfügung anstatt der üblichen 24576. Die Lichtleiter wurden toroidal angeordnet und 2:1 auf den Plasmarand abgebildet und die angestammte Halterposition der einzelnen Lichtleiter nicht verändert.

Direkt unterhalb des benutzten Fensters befindet sich ein Gaseinlaß mit einem regelbaren Piezo-Ventil, dessen Steuerspannung sich im Bereich von 50V bis 100V bewegt; für kurze Zeit können die 100V jedoch überschritten werden. Für die Untersuchungen wurde die Ventilspannung in fünf Schritten (Schüsse : #19136 - 40, 75V, 84V, 96V, 105V, 114V) variiert.

4.3. Ergebnisse

4.3.1. Amplitudenverteilung und Fluktuationsniveau

Bei dieser Serie von fünf Schüssen weichen die mittleren Dichten um bis zu 30 % voneinander ab und bei Schuß 19138 liegt ein $q = 4.9$ im Gegensatz zu den übrigen Schüssen mit $q = 4.2$ vor. Bisher haben sich noch keine auffälligen Abhängigkeiten vom q -Wert bzw. der Dichte gezeigt, jedoch ist festzuhalten, daß systematische Parameterstudien den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit gesprengt hätten.

Da ein stationärer Prozeß mit Gauß'scher Amplitudenverteilung ergodisch ist, war es ein Anliegen, dies mit möglichst großer Wahrscheinlichkeit nachzuweisen. Abb. 4.1 zeigt eine gute Übereinstimmung der Häufigkeitsverteilung der Fluktuationen mit der auf der errechneten Varianz σ^2 basierenden Gaußverteilung.

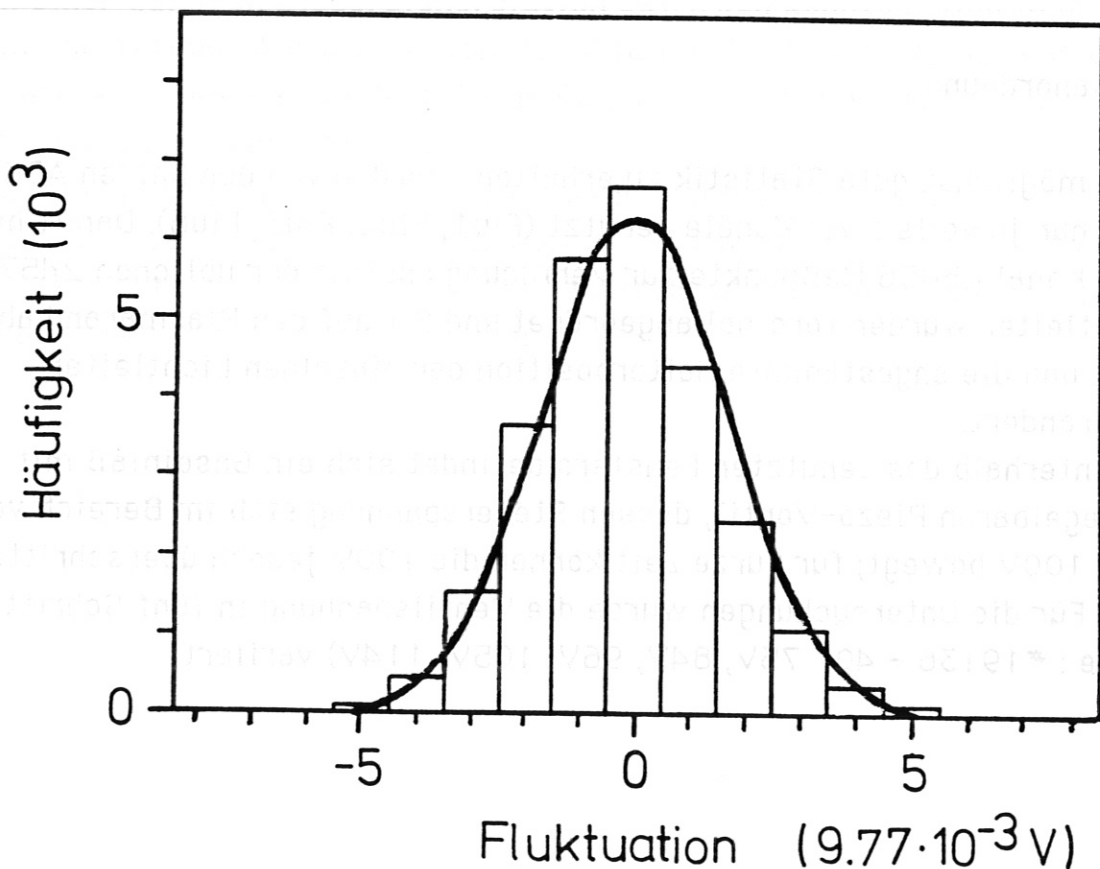


Abb. 4.1 Häufigkeitsverteilung der gemessenen Fluktuationen um den Mittelwert (Schuß 19139, Flu2). Eingezeichnet ist die Normalverteilung basierend auf der errechneten Varianz der Meßwerte mit $\sigma^2 = 2.78 \cdot 10^{-4} \text{ V}^2$.

Die erkennbare Unsymmetrie der Häufigkeitsverteilung liegt bei der gegebenen Auflösung (9.8 mV) des ADC's innerhalb des statistischen Fehlers und die Verschiebung des Histogramms gegen die Gaußglocke wird mit großer Wahrscheinlichkeit durch eine unsymmetrische Lage des Konvertierungsintervalls des ADC's um den Nominalwert im niederwertigsten Bit verursacht.

Als nächsten Punkt betrachten wir das Verhältnis zwischen Rauschleistung σ^2 und mittlerer Leistung x^2 , wie es in Abb. 4.2 dargestellt ist.

Dem Folgenden ist vor auszuschicken, daß in der aufgenommenen Schußserie der Gleichanteil des Signals linear mit der Ventilspannung angewachsen ist, und bei einer ebenfalls als linear angenommenen Abhängigkeit zwischen Ventilspannung und Teilchendurchsatz anstelle der Spannung auch die beobachtete mittlere Intensität I aufgetragen werden kann. Bei den vorliegenden Elektronen- und Neutralgasdichten ($n_e \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $n_0 \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) in der Randschicht und einer Elektronenstoßfrequenz von $n_e \cdot \langle \sigma v \rangle \approx 10^5 \text{ sec}^{-1}$ sind keine Nichtlinearitäten bei der Anregung der Neutralgasatome zu erwarten.

Das Zustandekommen der in Abb. 4.2 gezeigten Abhängigkeit ist durch folgenden Vorgang erklärbar.

$$R(I) = c_1 \cdot \sqrt{I} + c_2 \cdot (I) \cdot I \quad (4.1)$$

Der fluktuierende Anteil des Signals $R(I)$ setzt sich aus zwei voneinander unabhängigen Anteilen zusammen. Die erste Komponente in (4.1) beschreibt das Schrotrauschen des Photomultipliers, c_1 stellt also eine Gerätekonstante dar, die u.a. die Güte des Multipliers beschreibt.

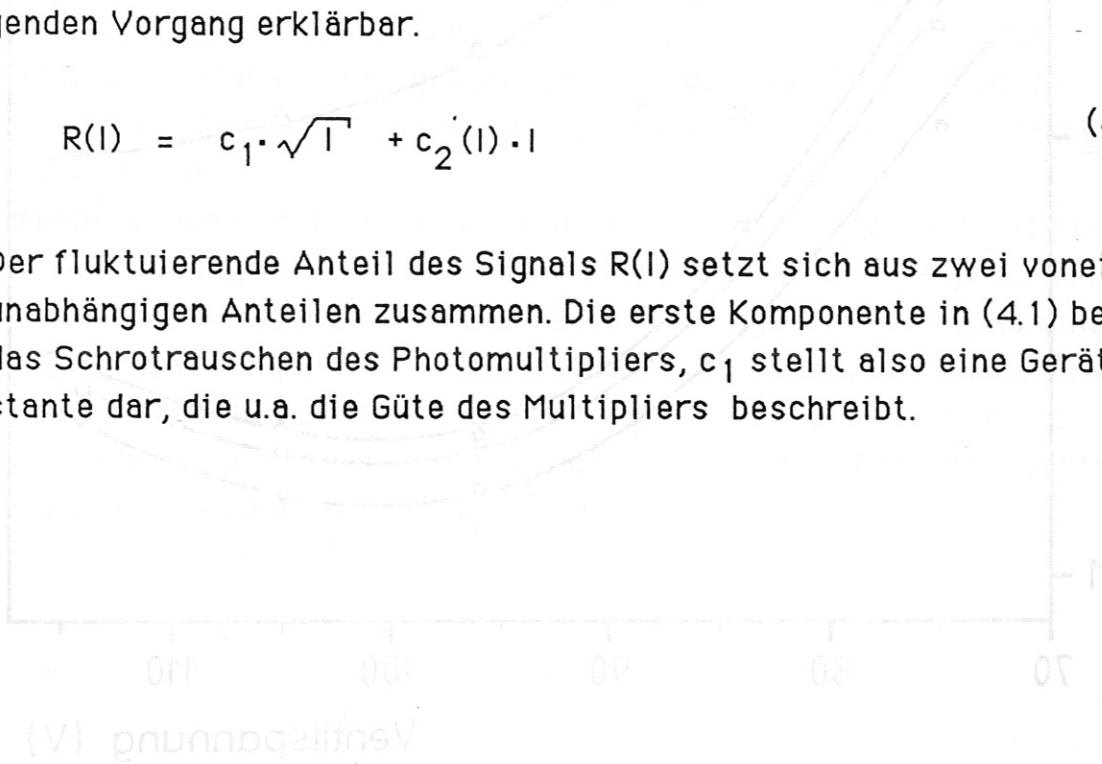


Abb. 4.2 - Verhältnis von Rauschleistung zur mittleren Leistung in Abhängigkeit von der Spannung am Gasinlaßventil

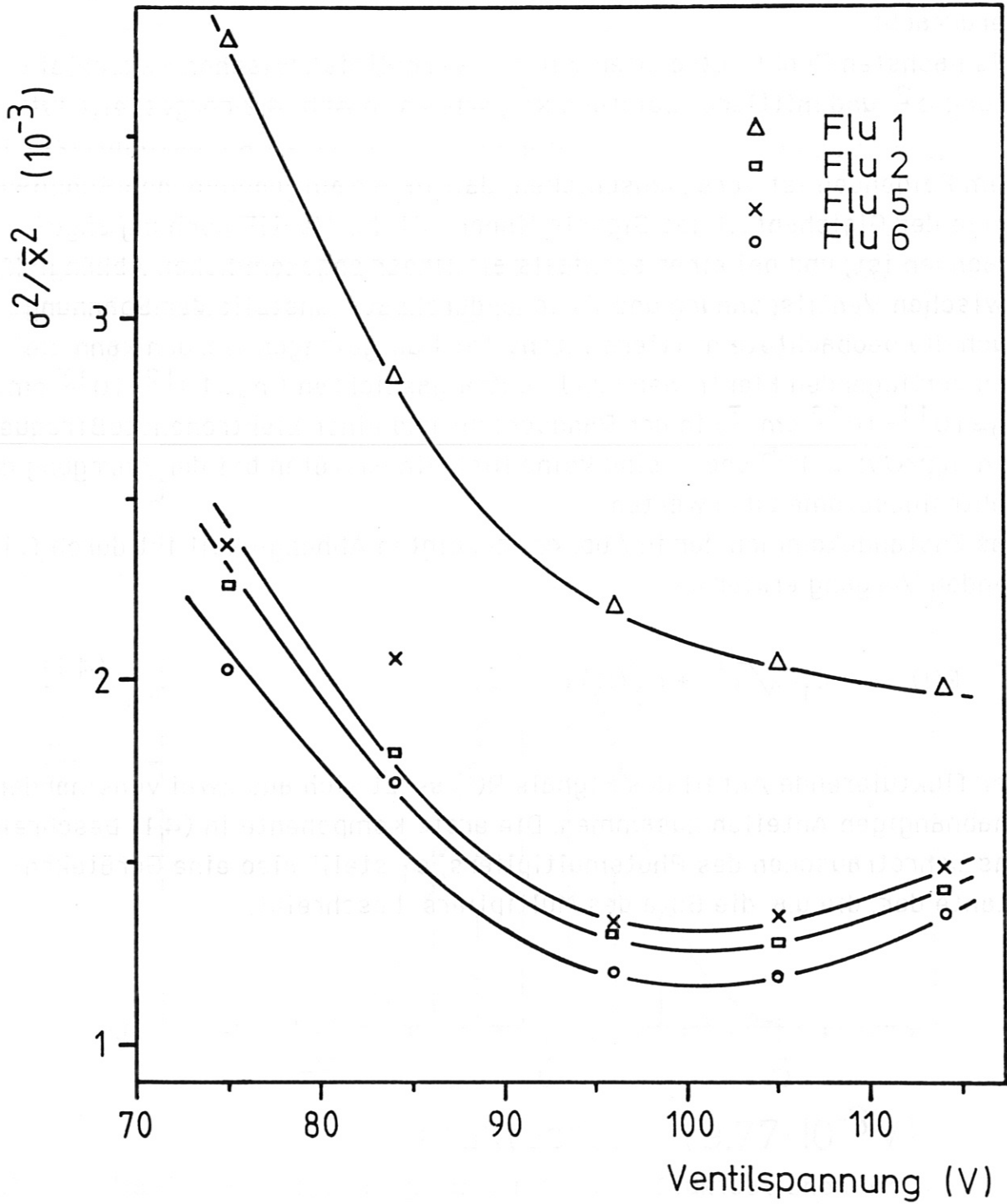


Abb. 4.2 Verhältnis von Rauschleistung zur mittleren Leistung in Abhängigkeit von der Spannung am Gaseinlaßventil,

Der zweite Anteil hat wiederum zwei Ursachen : einmal ist das vom Plasma produzierte Rauschen proportional zur Neutralgasdichte und damit, wie schon vorher ausgeführt, auch zur mittleren Intensität und zum anderen beschreibt die Intensitätsabhängigkeit des Faktors $c_2(I)$ den Umstand, daß das Ventil den Gasdurchsatz eventuell auf unbekannte Art und Weise moduliert und so ein Rauschen zum Plasmarand transportiert wird (turbulente oder oszillierende Gasströmung). Dieser Anteil an den Fluktuationen könnte über einen großen Bereich der Plasmaoberfläche kohärent sein. Diese Art von Fluktuationen kann jedoch weder für die berechnete Verschiebung der Korrelationsmaxima verantwortlich gemacht werden, noch kann damit der Unterschied zwischen toroidaler und poloidaler Aufnahme erklärt werden.

Bildet man nun den Quotienten aus Rauschleistung und mittlerer Leistung, der Abb. 4.2 zugrunde liegt, so erhält man für das diskutierte Modell :

$$\frac{\sigma^2}{\bar{x}^2} = \left(\frac{R}{I} \right)^2 = \left(\frac{c_1}{\sqrt{I}} + c_2(I) \right)^2 \quad (4.2)$$

In Abb. 4.3 sind beide Vorgänge in beliebigen Einheiten dargestellt. Die Abweichung der flach ansteigenden Kurve beschreibt das postulierte Rauschen des Gaseinlaßventils, das der Einfachheit halber als linear angenommen wurde.

Betrachtet man nun die Meßwerte in Abb. 4.2, so liegen 3 Kanäle nahe beisammen und zeigen das gleiche Verhalten. Für sie übersteigt die Anwachsrate der Turbulenz, die durch das Ventil hervorgerufen wird, ab einer gewissen Spannung die Abnahme des Schrotrauschens der Photomultiplier. Ist aber der Photomultiplier "schlecht" genug, d.h. die Konstante c_1 groß, so tritt dieses Verhalten erst viel später zu Tage und wir beobachten ein Verhalten, wie es der Kanal Flu1 zeigt.



Kohärenzspektren der Kanäle Flu1 und Flu6 bei toroidaler Anordnung
 räumlicher Abstand in der Randschicht : 3.75 cm
 Betriebsspannung bei #19136 : 78 V, bei #19140 : 114 V.

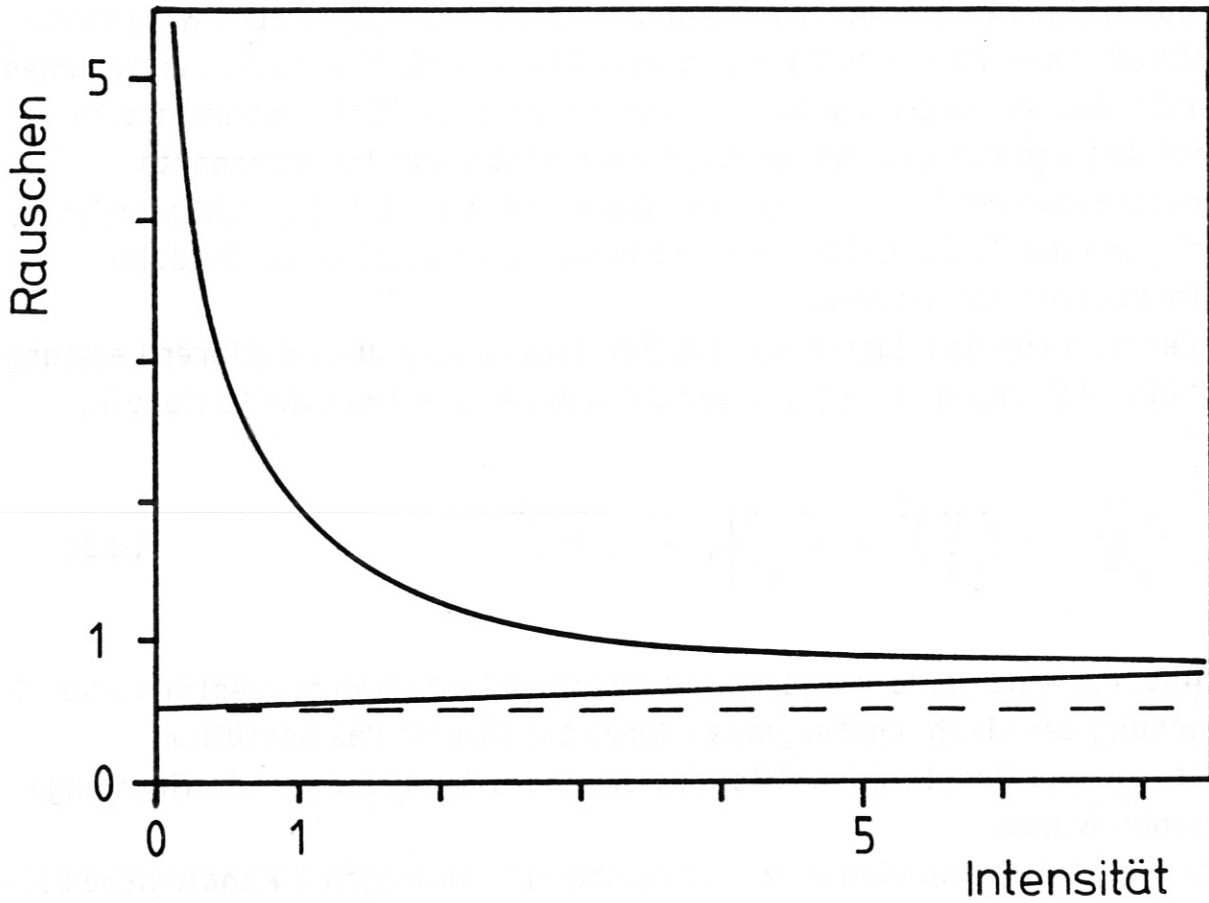


Abb. 4.3 Modell für die Abhängigkeit des Rauschens von der beobachteten Intensität. Die abfallende Kurve beschreibt das Schrotrauschen der Photomultiplier, der Anstieg der zweiten Kurve repräsentiert die vermutete Turbulenz des Gasstroms.

4.3.2 Verhalten im Spektralbereich

Führt man eine Kohärenzanalyse durch, so erhält man für das Kanalpaar 1-6 die in Abb. 4.4 gezeigte Abhängigkeit. Mit zunehmender Neutralgasdichte in der Randschicht sieht man im Bereich zwischen 30 kHz und 65 kHz eine deutliche Zunahme der Kohärenz, was zwar für die Hypothese des Ventilrauschens spricht, aber es ist ebenso möglich, daß infolge der erhöhten Neutralgasdichte in diesem Frequenzbereich die Amplitude der Plasmafluktuationen gegenüber dem Schrotrauschen der Photomultiplier erheblich zunimmt.

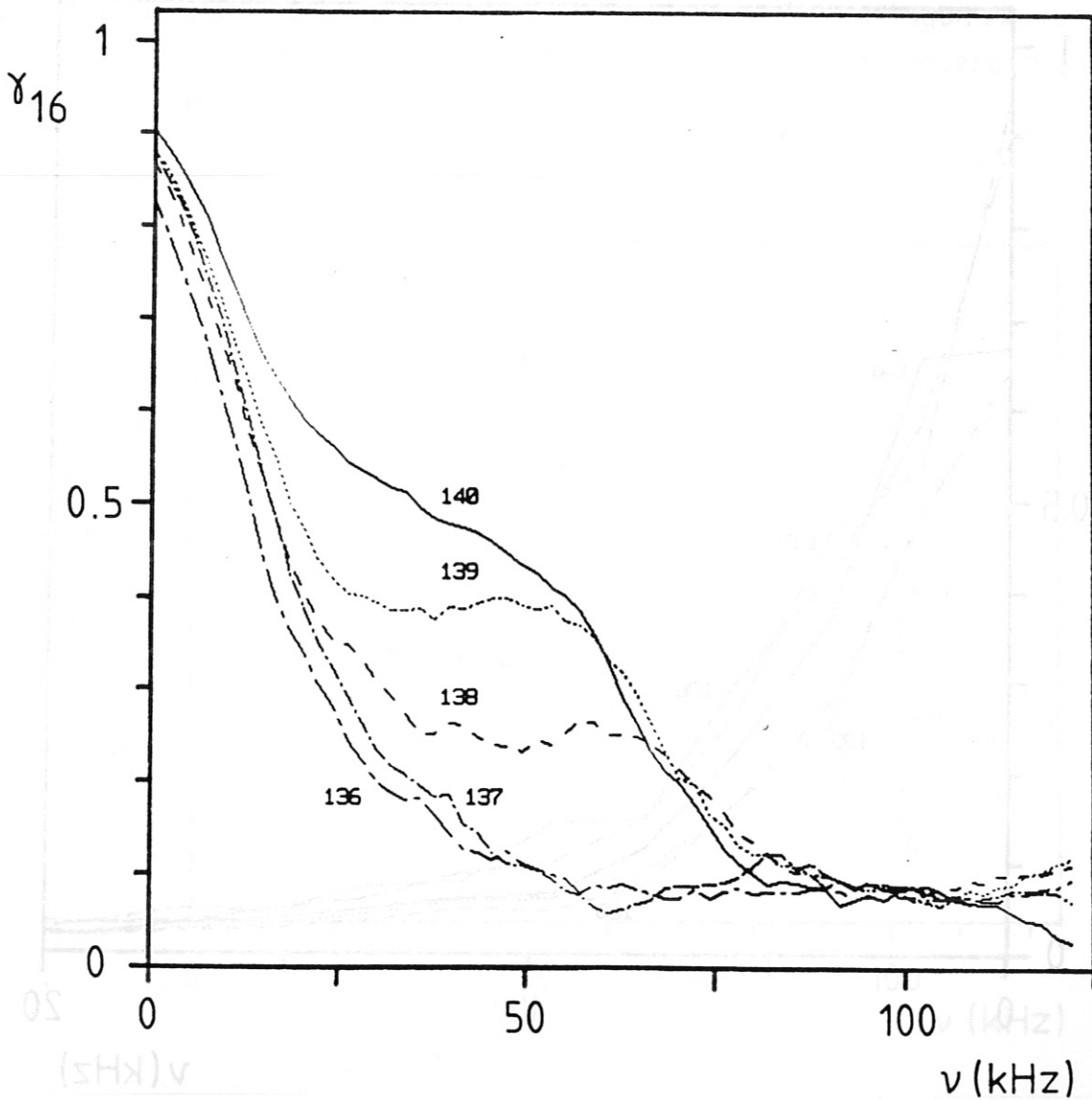


Abb. 4.4 Kohärenzspektren der Kanäle Flu1 und Flu6 bei toroidaler Anordnung; örtlicher Abstand in der Randschicht : 3.75 cm.
Ventilspannung bei #19136 : 75 V , bei #19140 : 114 V.

Ein Problem liegt in der Abhängigkeit der Kohärenz vom Signal-Rausch-Verhältnis. In diesem Fall wird unter dem Signal das kohärente Rauschen verstanden. Die inkohärenten Anteile, die durch die Photomultiplier und eventuell die Verstärker verursacht werden, senken den natürlich vorhandenen Kohärenzgrad.

Kohärente Störungen wurden abgesehen von den Thyristorspitzen der Stromsteller des Vertikalfeldes nicht beobachtet; diese Störungen weisen zwar ein hohes Maß an Kohärenz auf, jedoch keinerlei Abhängigkeit vom Gasblasen und konnten auch nicht eindeutig identifiziert werden.

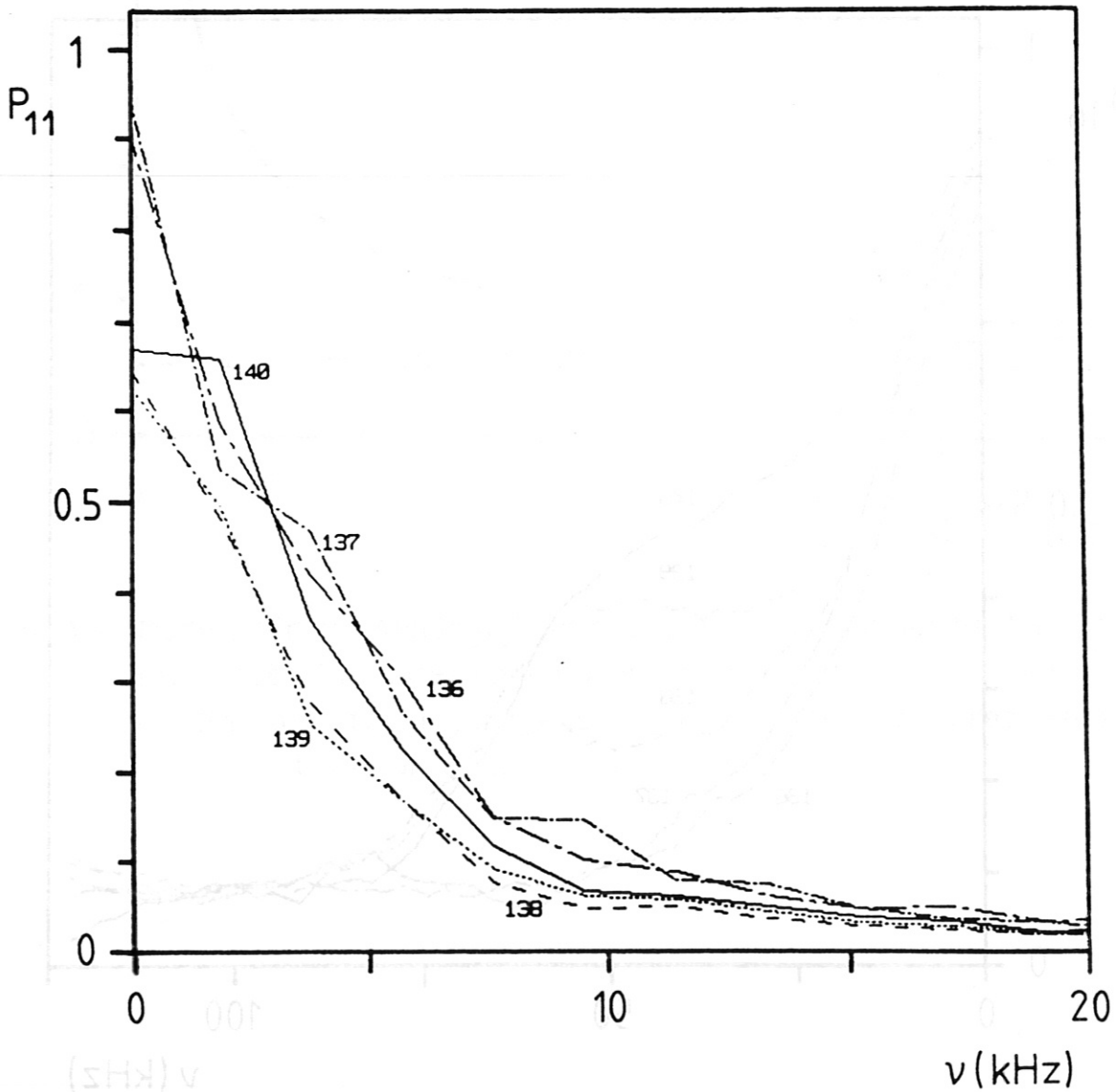


Abb. 4.5 Eigenleistungsdichtespektren des Kanals Flu1, normiert auf die Rauschleistung aus Schuß #19140 mit $\sigma_{Flu1}^2 = 1.02 \cdot 10^{-3} V^2$.

Nimmt man das Signal-Rausch-Verhältnis für zwei Kanäle mit x an, dann ist die Abhängigkeit der Kohärenz vom Signal-Rausch-Verhältnis durch die Funktion $x / (1+x)$ gegeben, unter der Voraussetzung, daß die Signale abgesehen vom Rauschen kohärent sind. Dies bedeutet, daß bei kohärenten Signalen ein Signal-Rausch-Verhältnis von mindestens 1 erreicht werden muß, um eine Kohärenz von $\gamma = 0.5$ zu erhalten.

Da der monotone Anstieg der Rauschleistung mit der Neutralgasdichte unmittelbar einsichtig ist und damit auch die Absoluthöhe der Leistungsspektren ansteigt, wurde für die Leistungsspektren eine auf gleiche Rauschleistung σ^2 normierte Darstellung gewählt.

Betrachtet man das Eigenleistungsdichtespektrum (Abb. 4.5) eines Kanals, so kann man im unteren Frequenzbereich keine signifikante Abhängigkeit der Form von der Stärke des Gasblasens erkennen. Die geringen Abweichungen bei $\nu=0$ werden hier durch die Glättung und einen unterschiedlichen Gleichanteil hervorgerufen.

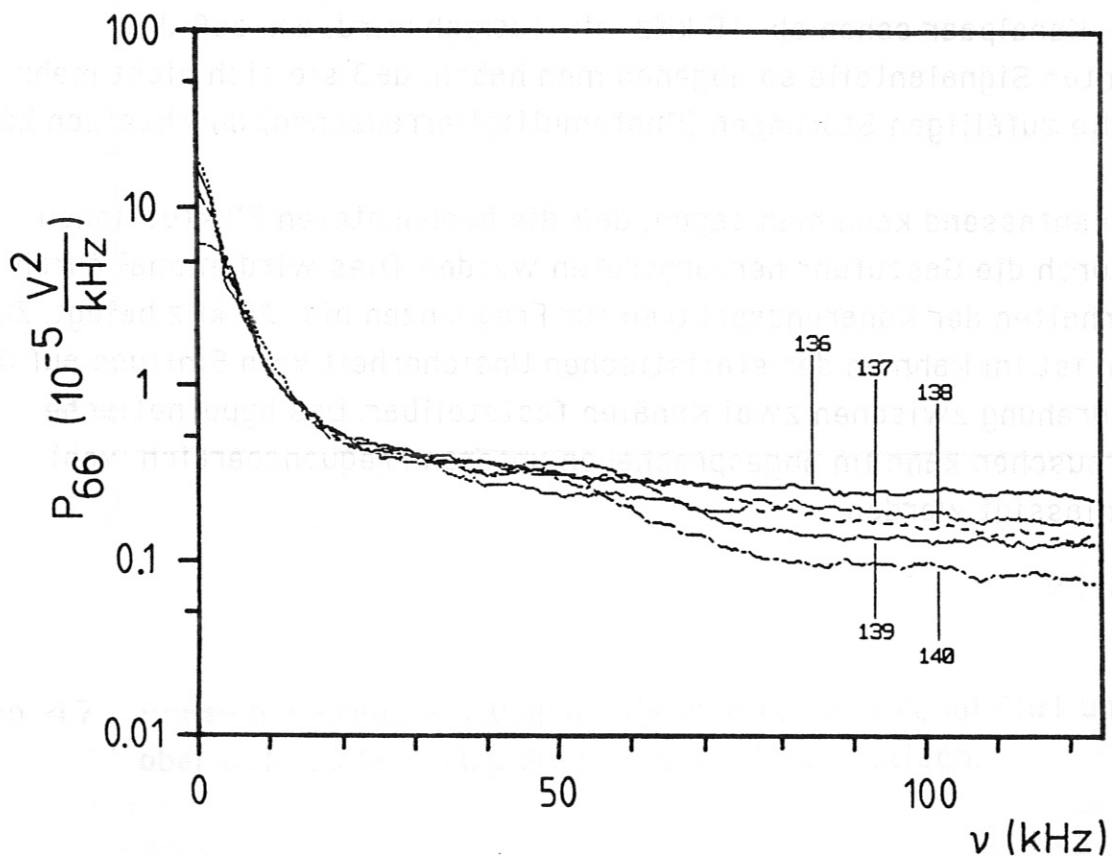


Abb. 4.6 Eigenleistungsdichtespektren des Kanals Flu6, normiert auf die Rauschleistung ($\sigma^2_{Flu6} = 6.8 \cdot 10^{-4} V^2$) dieses Kanals bei Schuß #19140.

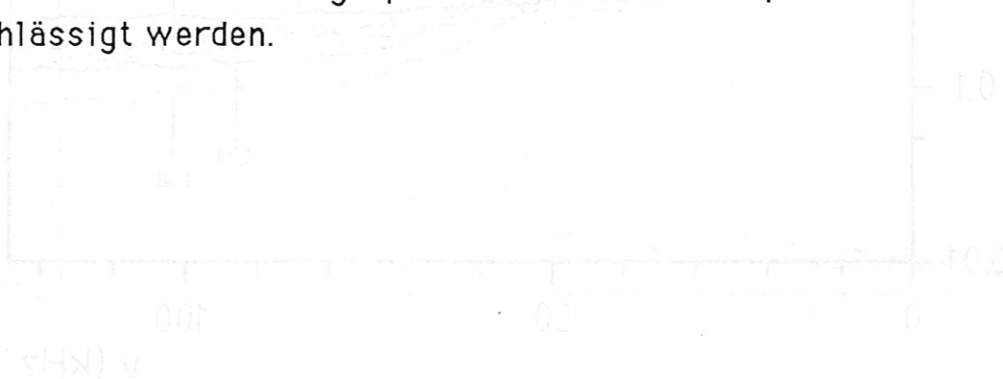
In Abb. 4.6 ist das Eigenleistungsdichtespektrum P_{66} über die gesamte zugängliche Bandbreite (halbe Samplefrequenz) halblogarithmisch dargestellt. Daraus kann man erkennen, daß der hochfrequente Anteil des Spektrums mit steigender Neutralgasdichte relativ abnimmt.

Um eine instruktive Darstellung zu erreichen, war wie schon vorher eine starke Glättung der Ergebnisse notwendig. Die daraus resultierenden Unterschiede am Anfang des Spektrums rühren von verschiedenen großen Gleichanteilen im Analyseintervall her, die sich im ungeglätteten Fall nur auf $P_{66}(0)$ auswirken und haben sich durch die eingesetzte starke Glättung bis ungefähr 5 kHz fortgepflanzt; im Vergleich mit Abb. 4.5 sind sie als unbedeutend zu betrachten.

Wie Abb. 4.7 zeigt, hat die Stärke des Gasblasens keine Auswirkungen auf die Phasendrehung Θ_{16} ; dieses Kanalpaar wurde gewählt, da es den größten verfügbaren örtlichen Abstand aufweist und so eventuell auftretende Effekte am deutlichsten sichtbar werden müßten.

Die Abweichungen bei $\nu=0$ rühren wieder von der Glättung her; ebenso die Abweichung des Schusses #19137, dessen Phasendrehung für das ausgewählte Kanalpaar schon ab 15 kHz statistisch wird, d.h. daß die kohärenten Signalanteile so abgenommen haben, daß sie sich nicht mehr gegen die zufälligen Störungen (Photomultiplerrauschen) durchsetzen können.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die beobachteten Fluktuationen nicht durch die Gaszufuhr hervorgerufen werden. Dies wird einmal durch das Verhalten der Kohärenzspektren für Frequenzen bis 20 kHz belegt. Zum anderen ist im Rahmen der statistischen Unsicherheit kein Einfluss auf die Phasendrehung zwischen zwei Kanälen feststellbar. Das hypothetische Ventilrauschen kann im angesprochenen unteren Frequenzbereich wohl vernachlässigt werden.



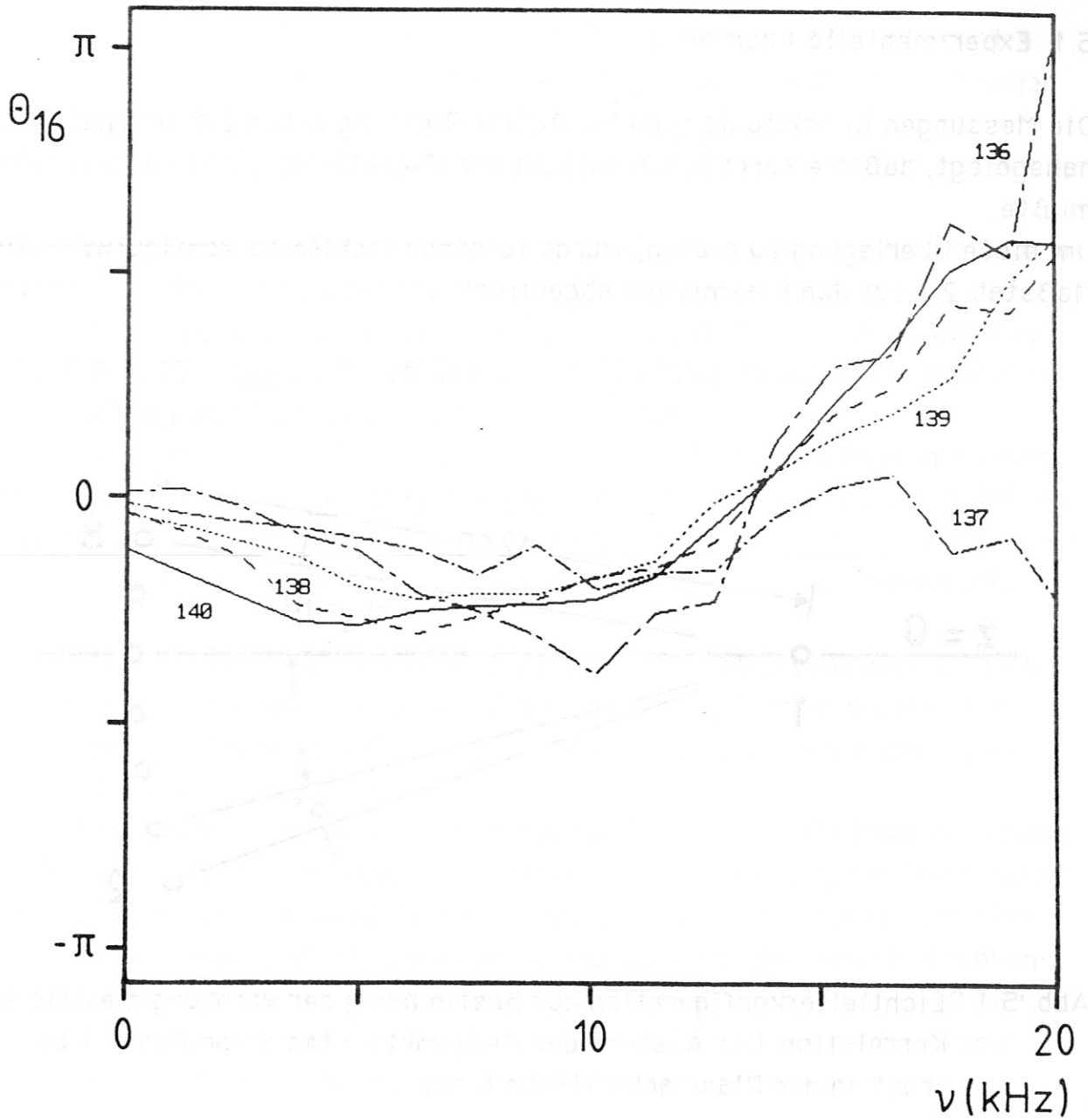


Abb. 4.7 - Phase der Kreuzleistungsdichtespektren von Kanal Flu1 und Flu6, oberhalb 20 kHz wird die Phase stark statistisch.

5. Orientierung und Ausbreitung der Fluktuationen

5.1 Experimentelle Anordnung

Die Messungen in poloidaler und toroidaler Richtung haben den Verdacht nahegelegt, daß die Korrelation entlang der Magnetfeldlinien maximal sein müßte.

Um diese Überlegung zu prüfen, wurde folgende Lichtleiterkonfiguration im Maßstab 2:1 auf den Plasmarand abgebildet.

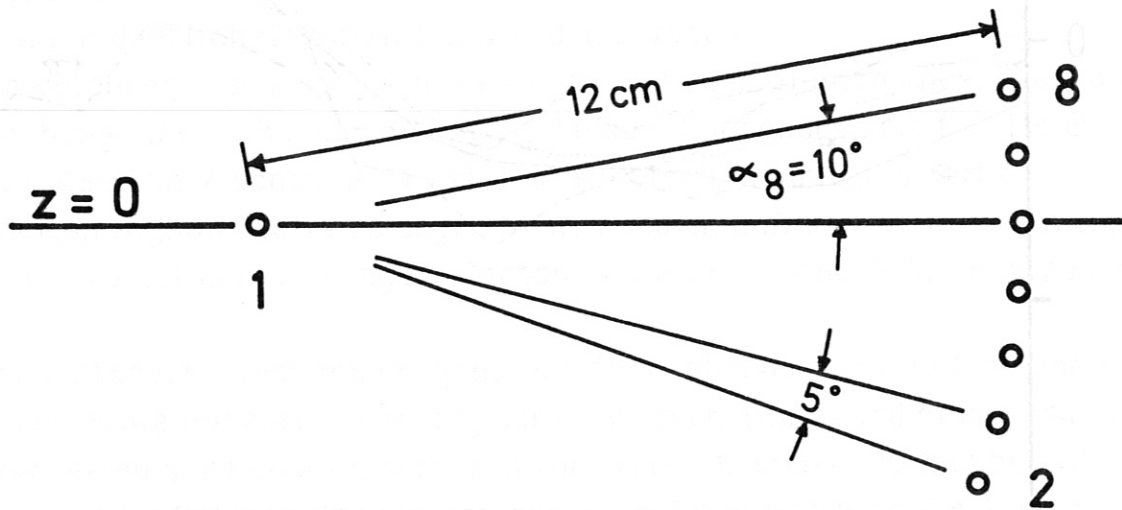


Abb. 5.1 Lichtleiterkonfiguration zur Bestimmung der Richtung maximaler Korrelation. Der Abstand der Meßpunkte 2 bis 8 von Punkt 1 beträgt an der Plasmaoberfläche 6 cm.

Für eine Auswertung wurden jeweils zwei Schüsse mit übereinstimmenden Parametern benötigt. Da es sich um zwei voneinander unabhängige Experimente handelt, wurde mit großer Sorgfalt die Konstanz der Schußparameter geprüft.

Um die Winkelauflösung zu erhöhen, führt man die erste Messung mit einem Startwinkel $\alpha_8 = 10^\circ$ durch und die zweite mit $\alpha_8 = 12.5^\circ$; die Winkelschrittweite zwischen zwei benachbarten Kanälen beträgt $\Delta\alpha = 5^\circ$.

Die Unsymmetrie der Winkelordnung ergab sich aus der Tatsache, daß am Plasmarand die Magnetfeldlinien mit der ($z=0$)-Ebene einen Winkel von annähernd 5° bilden.

Für die Auswertung können vier verschiedene Verfahren benutzt werden.

In Abb. 5.2a wurde die mittlere Kohärenz für Frequenzen bis 10 kHz gegen den dem Signalpaar 1-1 zugeordneten Winkel α_1 aufgetragen und in Abb. 5.2b die maximale Korrelation zwischen den beiden Kanälen in gleicher Weise.

Eine Möglichkeit, die Richtung minimaler Zeitverschiebung zwischen korrelierten Fluktuationen zu bestimmen, erhält man, wenn man die Zeitverschiebung τ_{\max} des Korrelationsmaximums gegen den Winkel α_1 aufträgt (Abb. 5.2c); für $\tau_{\max} = 0$ erhält man die Richtung, in der keine zeitliche Verschiebung der Fluktuationen feststellbar ist.

Errechnet man aus der Phase Θ_{11} der Kreuzkorrelation die Phasendrehung pro Frequenzintervall und trägt sie gegen den Winkel α_1 auf (Abb. 5.2d), so erhält man die gesuchte Richtung, wenn für die Phasendrehung $\Delta\Theta/\Delta\nu = 0$ gilt. Dabei ist darauf zu achten, daß die Kohärenz noch signifikant ist, d.h. $\chi_{11} > 0.5$.

Die vier hier vorgestellten Möglichkeiten liefern keine voneinander unabhängige Lösungen, Korrelation und Kohärenz beschreiben den Verwandtschaftsgrad zwischen zwei Kanälen. Dementsprechend liegen die Ergebnisse auch nahe beieinander.

Die Verschiebung des Korrelationsmaximums τ_{\max} und die Phasendrehung $\Delta\Theta/\Delta\nu$ zwischen zwei Kanälen beschreiben die Bewegung der Fluktuation. Aus τ_{\max} und dem Abstand $d_{\perp B}$ zwischen zwei Kanälen erhält man eine mittlere Geschwindigkeit, während die aus $\Delta\Theta/\Delta\nu$ gewonnene "Gruppengeschwindigkeit" nur für niederfrequente Fluktuationen bis $\nu = 10$ kHz gilt. Bei der Auswertung wurde die Richtung, in der keine Ausbreitung stattfindet mit der Richtung bester Korrelation gleichgesetzt

5.2 Ergebnisse

Im Fall des Schußpaares #19405/06 erhält man durch Rechnung aus den Strömen und Stromverteilungen in Plasma und Spulen mit Hilfe des Gourdon-Codes für den Winkel zwischen Magnetfeldlinien und ($z=0$)-Ebene am Ort der scharfen Abbildung den Wert $\alpha_{\text{Gourdon}} = -4.8^\circ \pm 0.2$, für das Schußpaar #19484/86, bei dem alle Magnetfelder und der Plasmastrom umgepolt waren, errechnet man $\alpha_{\text{Gourdon}} = -5.1 \pm 0.2^\circ$.

Die nachfolgende Tabelle Tab. 5.1 zeigt die Ergebnisse für beide Schußpaare im Vergleich mit den numerischen Rechnungen.

Schuß		#19405/06	#19484/86
α	Υ_{11}	- 3.7° ± 0.9	- 3.8° ± 1.0
	Φ_{11}	- 3.6° ± 0.9	- 4.1° ± 0.9
	τ_{\max}	- 4.8° ± 0.5	- 4.7° ± 0.5
	$\Delta\Theta/\Delta v$	- 4.7° ± 0.5	- 4.3° ± 0.5
α_{Gourdon}		- 4.8° ± 0.2	- 5.1° ± 0.2

Tab. 5.1 Vergleich des Winkels α bester Korrelation (Υ_{11} , Φ_{11}) und der Richtung senkrecht zur Ausbreitung der Fluktuationen (τ_{\max} , $\Delta\Theta/\Delta v$) mit der Magnetfeldrichtung am Ort der Messung nach dem Gourdon-Code.

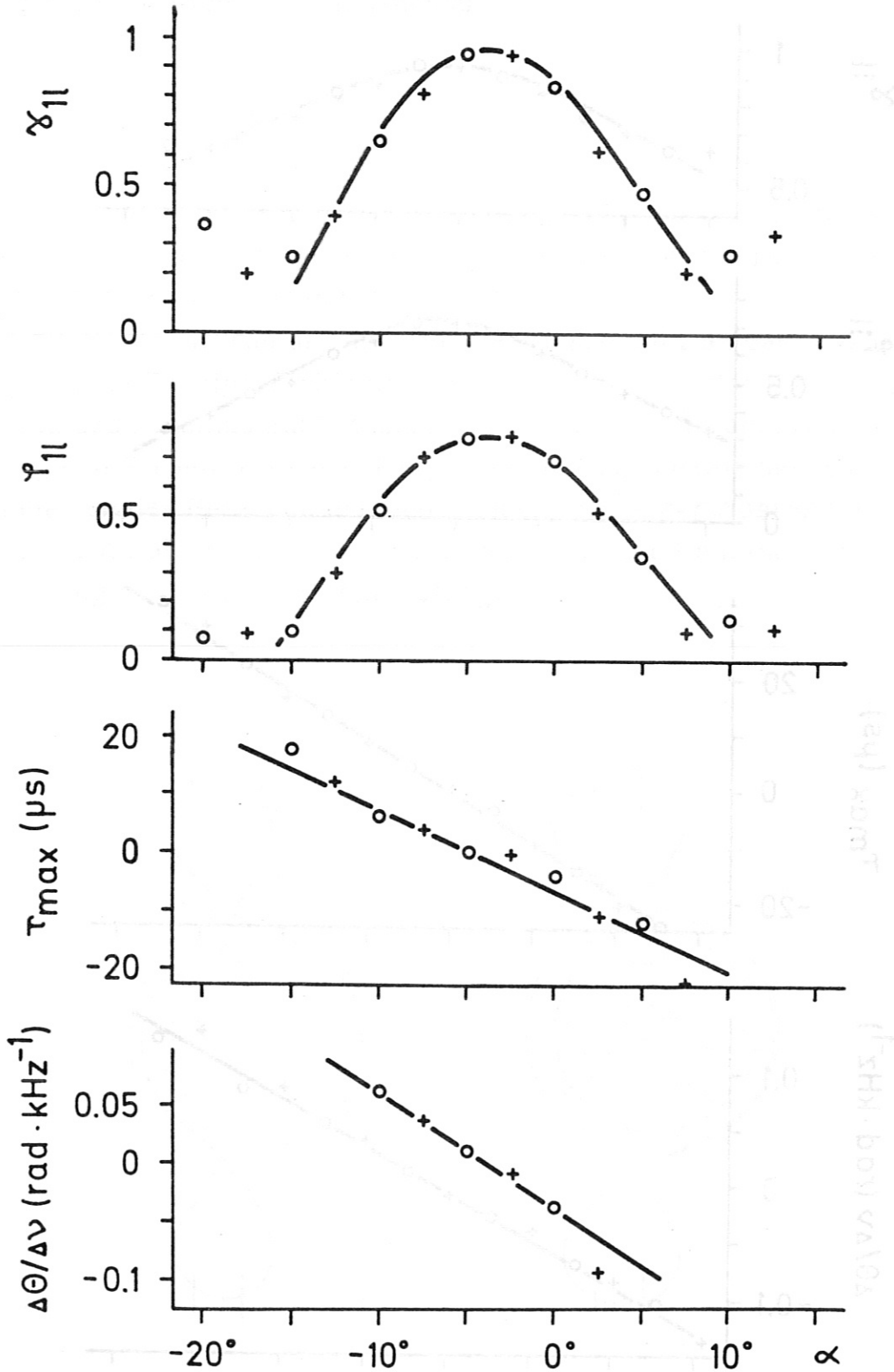


Abb. 5.2 Kohärenz γ_{11} für $\nu < 10$ kHz (a), maximale Korrelation φ_{11} (b), Zeitverschiebung τ_{\max} der maximalen Korrelation (c) und Phasendrehung pro Frequenzbereich $\Delta\theta/\Delta\nu$ für $\nu < 10$ kHz (d) gegen den Winkel α_1 aufgetragen, + : #19405, o : #19406.

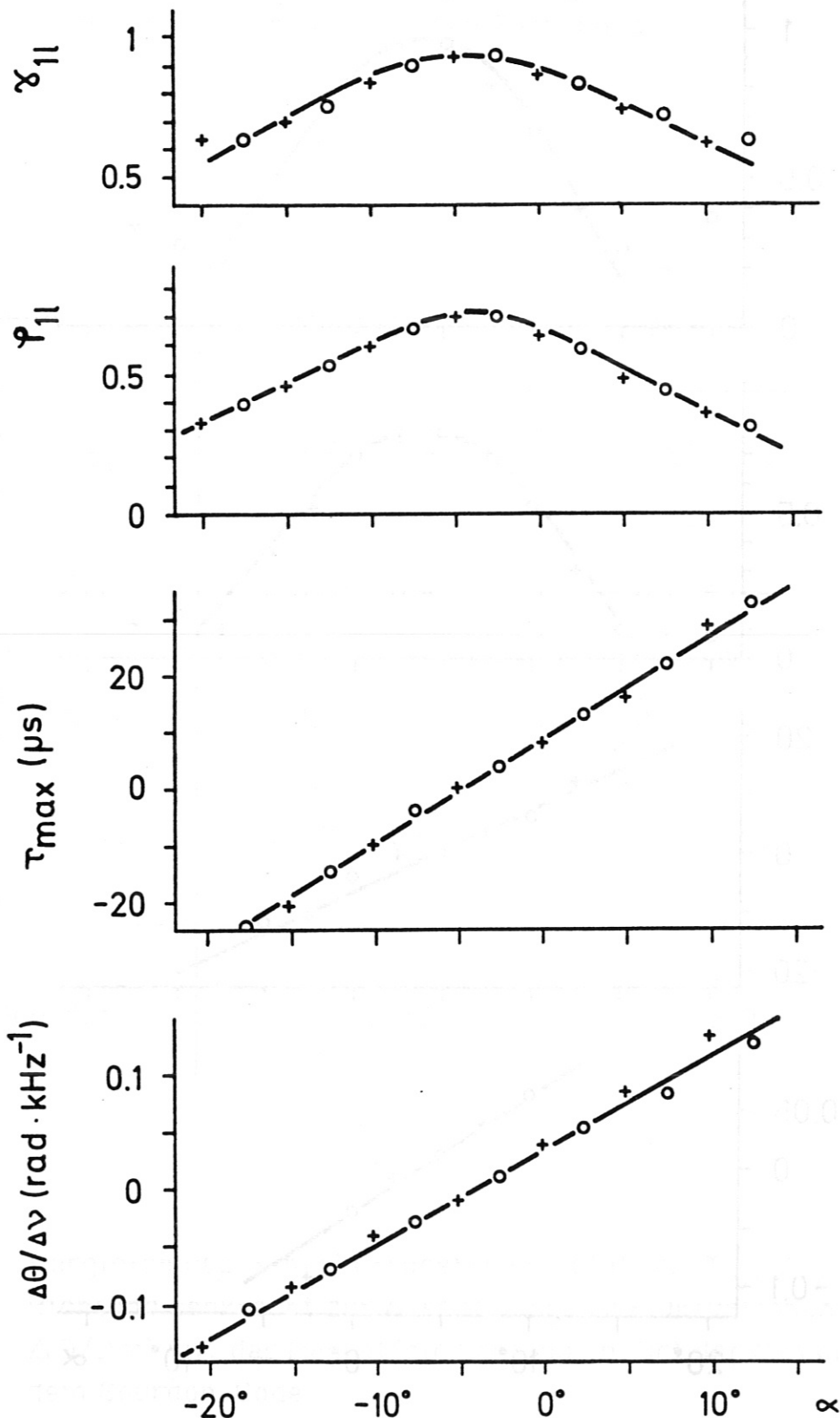


Abb. 5.3 Kohärenz γ_{11} für $\nu < 10$ kHz (a), maximale Korrelation φ_{11} (b), Zeitverschiebung τ_{\max} der maximalen Korrelation (c) und Phasendrehung pro Frequenzbereich $\Delta\theta/\Delta\nu$ für $\nu < 10$ kHz (d) gegen den Winkel α_1 aufgetragen, + : #19484, o : #19486.

6. Vergleich : Außenrand - Innenrand

6.1. Messung

Ausgehend von der beobachteten Kopplung der Fluktuationen an das Magnetfeld am Außenrand stellt sich die Frage, ob am Innenrand vergleichbare Erscheinungen nachgewiesen werden können.

Um dies zu klären, wurde der dem Beobachtungspunkt an der Innenwand nächstgelegene Gaseinlaß aktiviert und die Abbildung der Lichtleiter vom Außenrand des Plasmas zum Innenrand verschoben. Gleichzeitig wurde die Abbildung von 2:1 auf 1:3 verändert, da keine Möglichkeit bestand, die Linse näher an das Gefäß zu bringen. Jedoch wurde der Abstand der Lichtleiter auf dem Halter halbiert, so daß der effektive Kanalabstand im Fokus der Abbildung nun $\Delta d = 2.25$ cm beträgt.

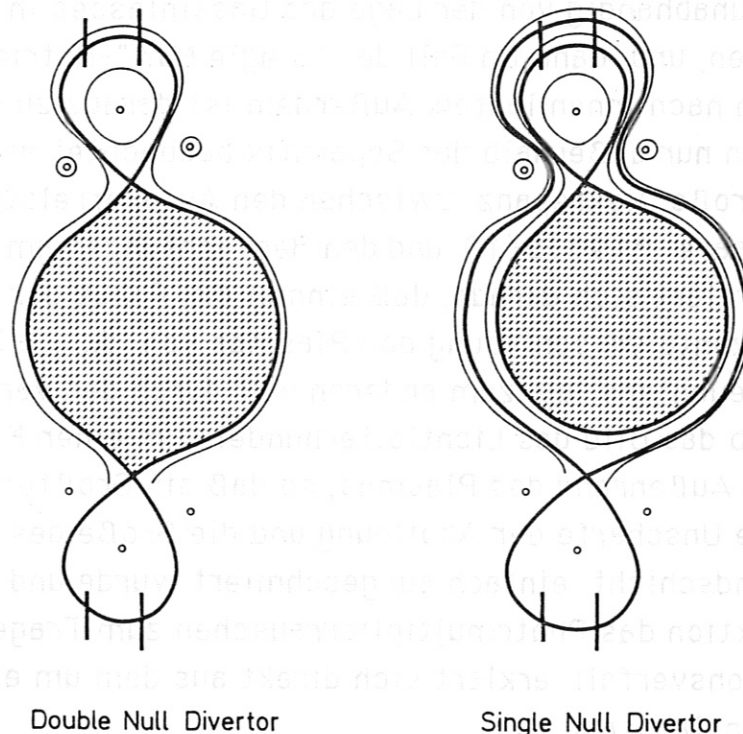


Abb. 6.1 "Double Null"- und "Single Null"-Betrieb, der "Single Null"-Betrieb wird hier durch eine Verschiebung des Plasmazentrums um 3 cm nach oben erreicht.

Im Normalbetrieb des Experiments weist die Separatrix zwei X-Punkte auf, d.h. Plasmainnenrand und -außenrand sind voneinander entkoppelt. Dies nennt man den "Double Null"-Betrieb. Schiebt man nun das Plasma um mehrere Zentimeter nach oben bzw. unten, so verliert die Separatrix den in Gegenrichtung liegenden X-Punkt und man erhält eine Magnetfeldkonfiguration, bei der die Feldlinien außerhalb der Separatrix ohne Unterbrechung von der Außenseite zur Innenseite verlaufen. Dieser Betriebsmodus wird "Single Null" genannt.

6.2 Ergebnisse

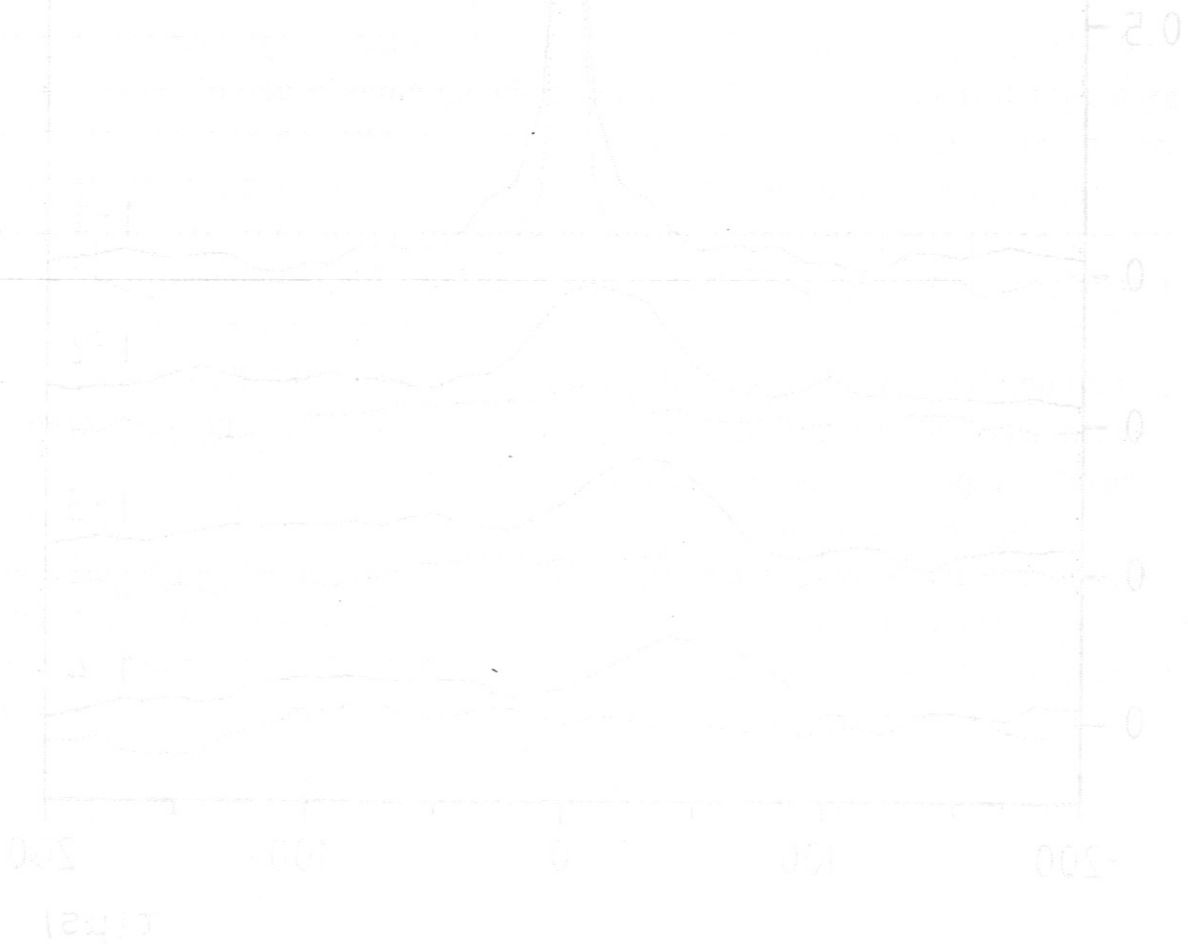
Die Korrelationsanalyse zeigt nun für beide Betriebsarten unterschiedliche Ergebnisse. Im "Double Null"-Betrieb läßt sich zwischen zwei poloidal benachbarten Kanälen keine signifikante Korrelation feststellen (Abb.4.2). Jedoch findet man im anderen Fall ein Verhalten, das den Messungen am Außenrand entspricht.

Dieses Resultat legt den Schluß nahe, daß die beobachteten Fluktuationen ihren Ursprung unabhängig von der Lage des Gaseinlasses in der äußeren Randschicht haben, und dann im Fall des "Single Null"-Betriebs entlang der Magnetfeldlinien nach innen laufen. Außerdem ist daraus zu schließen, daß die Fluktuationen nur außerhalb der Separatrix beobachtet werden.

Die auffallend große Diskrepanz zwischen den Autokorrelationsfunktionen ϕ_{11} der Schußpaare #19818/19 und den Beobachtungen am Außenrand (Abb. 3.3, 3.4) erklärt sich daraus, daß einmal der Fokus der Abbildung infolge einer Horizontalverschiebung des Plasmas von $d_{hor} = 3$ cm nicht am Ort des Plasmaleuchtens lag, zum anderen war durch den veränderten Abbildungsmaßstab das Bild des Lichtleiterbündels um einen Faktor 6 größer ($\varnothing=6$ mm) als am Außenrand des Plasmas, so daß ein Großteil der Fluktuationen durch die Unschärfe der Abbildung und die Größe des Lichtleiterbildes in der Randschicht einfach ausgeschmiert wurde und so in der Autokorrelationsfunktion das Photomultiplirrerauschen zum Tragen kam. Der rapide Korrelationsverfall erklärt sich direkt aus dem um einen Faktor 3 vergrößerten Kanalabstand.

Die Wanderung des Korrelationsmaximums mit wachsendem Kanalabstand zu negativen τ -Werten ist konsistent mit der Verschiebung zu positiven Zeiten, die am Außenrand bei gleicher Magnetfeldkonfiguration und Lichtleiteranordnung nachgewiesen wurde (Abb. 3.4). Denn unter der Annahme einer ausgezeichneten Bewegungsrichtung der Fluktuationen senkrecht zum Magnetfeld, kehrt sich die Verschiebung des Korrelationsmaximums bei gleicher Lichtleiteranordnung um.

Aus der Verschiebung des Korrelationsmaximums τ_{\max} ergibt sich eine Geschwindigkeit von $v_{\perp B} = 1.3 \cdot 10^5$ cm/sec.



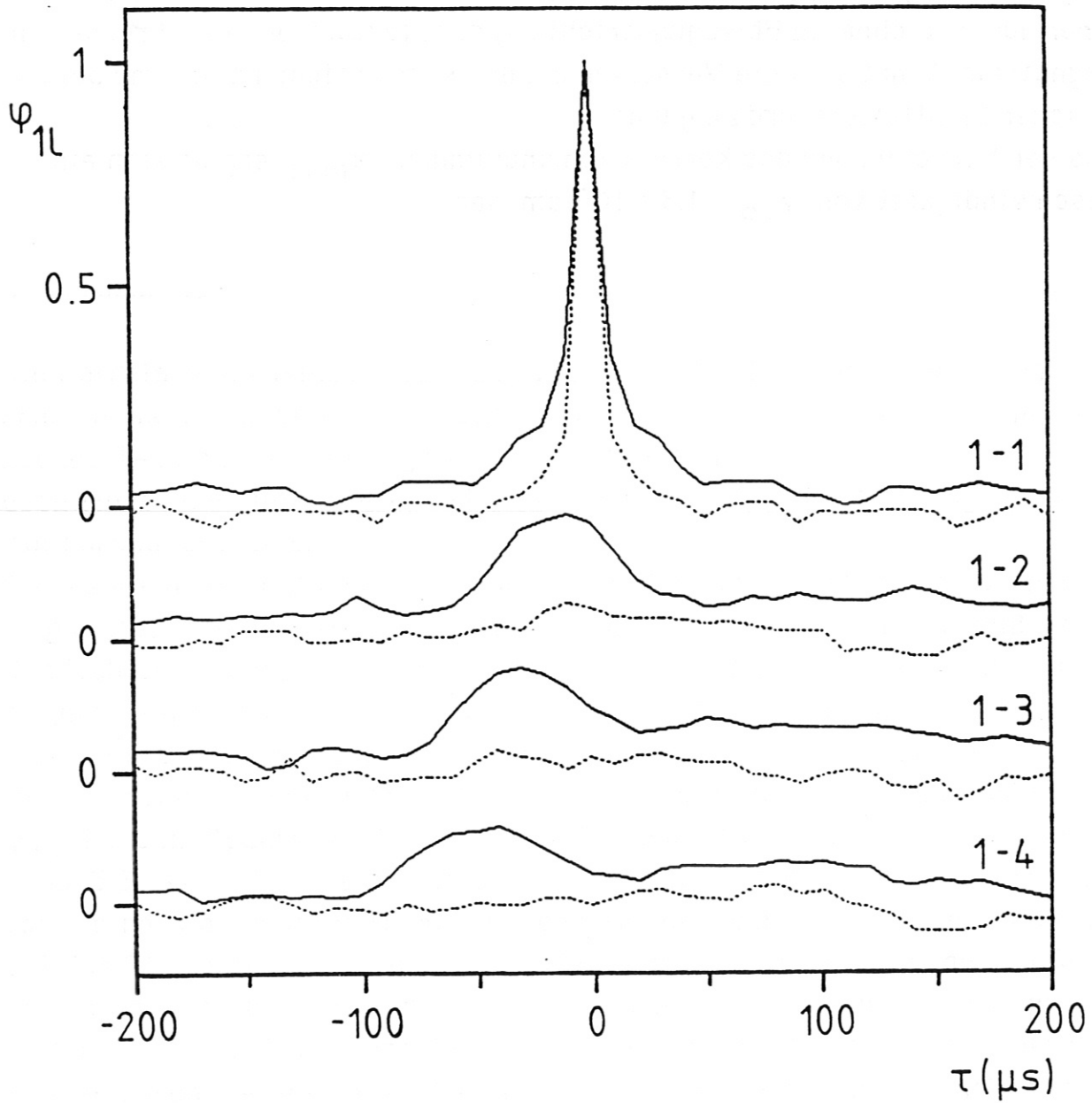


Abb. 6.2 Kreuzkorrelation φ_{1l} für "Single Null"- (— : #19818) und "Double Null"-Betrieb (..... : #19819) bei poloidaler Anordnung der Lichtleiter. Die Zeitschrittweite beträgt $\Delta\tau = 10\mu s$, der effektive Kanalabstand $d_{\perp B 1,1+1} = 2.25$ cm.

7. Radiale Abhängigkeit

7.1. Meßanordnung

Da mit der Diagnostik während eines Schusses nur poloidal oder toroidal gemessen werden kann, ist sie für die Beobachtung der radialen Abhängigkeit der Fluktuationen nicht geeignet. Deshalb wurde die schnelle Datenerfassung auf die Lithiumstrahl-Diagnostik von McCormick /19 - 22/ aufgesetzt.

Hier werden neutrale Lithiumatome mit einer Teilchenenergie von rund 60 keV radial in das Plasma geschossen (Abb. 7.1). Der Strahl dringt durch die Randschicht in das Plasma ein, dabei werden die Lithiumatome durch Stöße angeregt bzw. ionisiert. Auf den Strahl werden im Bereich der Randschicht 10 Lichtleiter in radialer Folge abgebildet; mit Hilfe von Filtern wird die Messung auf Photonen aus dem Übergang $2p \rightarrow 2s$ beschränkt; der Kanalabstand beträgt $\Delta R = 1$ cm.

Aufgrund der endlichen Lebensdauer τ_{eff} der angeregten Zustände und der Strahlgeschwindigkeit v_B ($\approx 10^6$ m/sec) kommt es zu einer Verschleppung der angeregten Atome um 2 - 3 cm. Bei der Auswertung und Interpretation der Meßwerte ist dies entsprechend zu berücksichtigen.

Da das Hauptaugenmerk der Randschicht gilt, wurden die zwei innersten Kanäle nicht verwendet. Für die Messung wurde folgende Zuordnung getroffen : Kanal Flu1 entspricht einem großen Radius von $R = 202$ cm und Kanal Flu8 $R = 209$ cm.

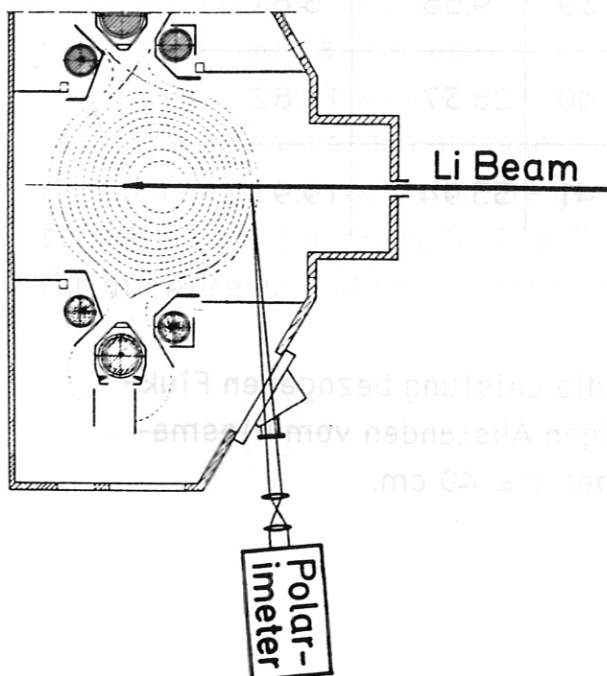


Abb. 7.1

Schematische Darstellung der Lithiumstrahl-Diagnostik. Durch Verschieben des Plasma-zentrums können verschiedene Randschichtregionen analysiert werden.

7.2. Ergebnisse

Hier sollen zwei Schüsse in der Ohm'schen Phase diskutiert werden :
 *19945, ein Standardschuß ohne Verschiebung und *19948 mit einer Verschiebung von $\Delta R = 3$ cm nach außen. Damit ergibt sich eine Separatrixlage in der ($z=0$)-Ebene im Zeitfenster der Analyse von $R_S = 204$ cm und $R_S = 207.5$ cm .

Kanal	#19945			#19948		
	r (cm)	σ^2 ($10^{-3}v^2$)	σ^2/\bar{x}^2 (10^{-3})	r (cm)	σ^2 ($10^{-3}v^2$)	σ^2/\bar{x}^2 (10^{-3})
Flu1	37	2.16	3.63	34	3.57	2.28
Flu2	38	2.73	2.64	35	5.03	1.03
Flu3	39	7.81	9.27	36	19.75	2.26
Flu4	40	3.58	12.34	37	8.74	1.68
Flu5	41	3.94	15.03	38	8.46	1.41
Flu6	42	3.05	-	39	9.56	3.81
Flu7	43	5.85	28.17	40	28.37	10.82
Flu8	44	5.15	35.28	41	55.94	19.91

Tab. 7.1 Tabelle der Varianzen und auf die Leistung bezogenen Fluktuationslevel mit den zugehörigen Abständen vom Plasmazentrum. Die Separatrix liegt bei $r \approx 40$ cm.

Vergleicht man in Tabelle 7.1 das Leistungsverhältnis von Fluktuation zu Gleichanteil für beide Schüsse, so erkennt man, daß das Verhältnis nach außen hin anwächst; dies deutet auf eine Lokalisation der Rauschquelle außerhalb der Separatrix hin.

Abbildung 7.2 zeigt für beide Schüsse die Autokorrelationsfunktionen der einzelnen Kanäle. Auffällig ist, daß für alle Kanäle außer Fluß die Breite des Maximums für den nach außen verschobenen Schuß systematisch kleiner ist und in beiden Fällen mit der Kanalzahl zunimmt; d.h. mit wachsendem Abstand von der Separatrix wird die Autokorrelation breiter. Dies kann als eine Erhöhung der Lebensdauer der einzelnen "Blob's" gedeutet werden.

Betrachtet man nun die beiden Tabellen (Tab. 7.3,7.4), in denen die Höhe des Korrelationsmaximums und seine Verschiebung festgehalten sind, so erkennt man deutlich den Unterschied zwischen dem Standardschuß und dem nach außen verschobenen; es scheint eine Grenze zu geben, an der die Korrelation abrupt aufhört. Einmal ist sie bei Kanal Flu1 und beim anderen Schuß bei Flu4 lokalisiert, was genau der Verschiebung entspricht.

Nimmt man eine Verschleppung der angeregten Zustände um 3 cm an und addiert diese Strecke zur Kanalposition in der ($z=0$)-Ebene, so gelangt man in beiden Fällen genau in den Bereich der Separatrix. In den Tabellen entsprechen sich die fettgedruckten Bereiche.

Aber die Berücksichtigung der Verschiebung allein kann jedoch nicht alle Unterschiede in den Auto- und Kreuzkorrelationsfunktionen erklären. Zum einen weisen die beiden Schüsse unterschiedliche Dichten auf und zum anderen kann eine direkte Auswirkung der Verschiebung auf die Fluktuationen nicht ausgeschlossen werden.

Für eine genauere Aussage ist jedoch ein Mehrfaches an Schüssen notwendig, bei dem bis auf die zu untersuchende Größe alle Parameter konstant gehalten werden müssen.

Eine mögliche Ursache für die geringere Korrelation beim Standardschuß ist die geringere Dichte. Dadurch wird der Wirkungsquerschnitt für die Anregung kleiner und somit auch das Signalrauschverhältnis.

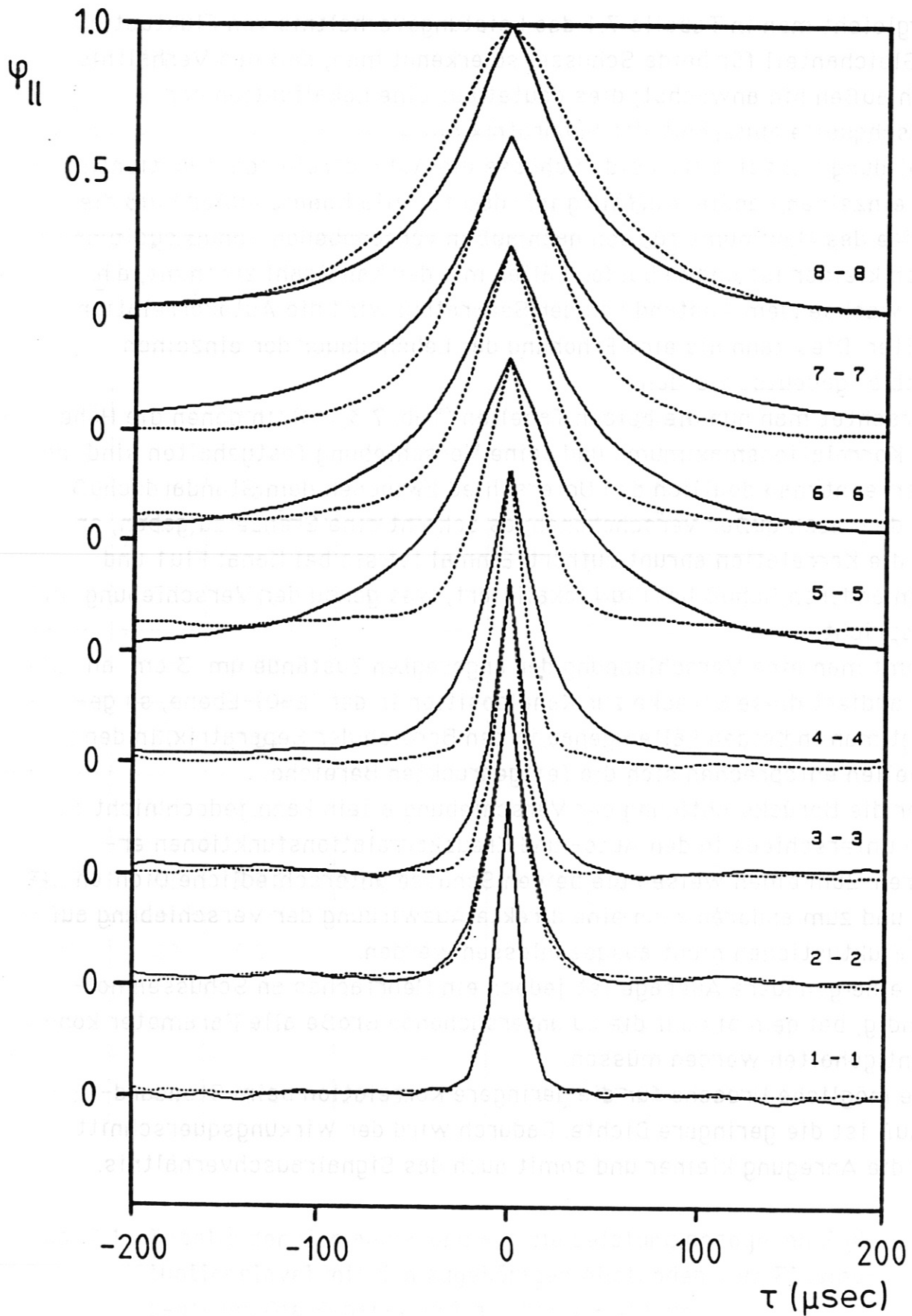


Abb. 7.2 Autokorrelationsfunktionen der Kanäle Flu1 bis Flu8 ,
—— : #19945 und : #19948 mit $\Delta\tau = 10 \mu\text{sec}$.

k,l	1	2	3	4	5	6	7	8
1	+1	+0.06	+0.06	+0.07	+0.05	0+	0+	0
2	0	+1	+0.24	+0.24	+0.16	+0.12	+0.1	+0.07
3	0	0	+1	+0.32	+0.26	+0.19	+0.13	+0.1
4	0	0	0	+1	+0.48	+0.37	+0.26	+0.2
5	+15	+10	+15	+10	+1	+0.58	+0.45	+0.33
6	-	+15	+25	+15	+5	+1	+0.56	+0.41
7	-	+50	+50	+30	+15	+5	+1	+0.53
8	-	+60	+60	+60	+45	+30	+15	+1
r	37	38	39	40	41	42	43	44

Tab. 7.2 Tabelle der Maxima der Kreuzkorrelation ϕ_{kl} und deren Verschiebung τ_{\max} in μsec (unterhalb der Diagonalen) für Schuß #19945, sowie die dem Kanal entsprechende Entfernung vom Plasmazentrum r in cm. Eine "0" mit Vorzeichen deutet eine Tendenz an, ein "-" besagt, daß hier die Bestimmung einer Verschiebung nicht möglich war. Die Indizes k und l sind so zu nehmen, daß immer gilt : $k < l$.

k,l	1	2	3	4	5	6	7	8
1	+1	0+	0+	0	-0.07	-0.13	-0.12	-0.1
2	-	+1	0+	0	-0.09	-0.15	-0.17	-0.15
3	-	-	+1	0+	-0	-0.07	-0.07	-0.06
4	-	-	-	+1	0+	0+	-0	-0
5	+10	0	-	-	+1	+0.41	+0.24	+0.1
6	+10	+5	+15	-	0	+1	+0.53	+0.37
7	+5	0	+10	-	0	0	+1	+0.67
8	+10	+10	+10	-	+5	+5	+5	+1
r	34	35	36	37	38	39	40	41

Tab. 7.3 Tabelle der Maxima der Kreuzkorrelation ϕ_{kl} und deren Verschiebung τ_{\max} in μsec (unterhalb der Diagonalen) für Schuß #19948, sowie die dem Kanal entsprechende Entfernung vom Plasmazentrum r in cm. Eine "0" mit Vorzeichen deutet eine Tendenz an, ein "-" besagt, daß hier die Bestimmung einer Verschiebung nicht möglich war. Die Indizes k und l sind so zu nehmen, daß immer gilt: $k < l$.

Um eine konkrete Aussage über das radiale Verhalten der Fluktuationen im unmittelbaren Bereich der Separatrix machen zu können, müßte zunächst die Samplefrequenz um einen Faktor 5 bis 10 gesteigert werden. Jedoch ist zur Zeit bei dieser Diagnostik die Elektronik nicht für diese hohen Frequenzen bis 1 MHz ausgelegt.

Weiter außen wird eine Ausbreitungsrichtung der Fluktuationen in Richtung Wand deutlich. Aus der Verschiebung der Korrelationsmaxima kann das Mittel der Geschwindigkeit mit $v \approx 10^5$ cm/sec größenordnungsmäßig abgeschätzt werden. Desweiteren zeichnet sich eine Verringerung der Geschwindigkeit nach außen hin ab.

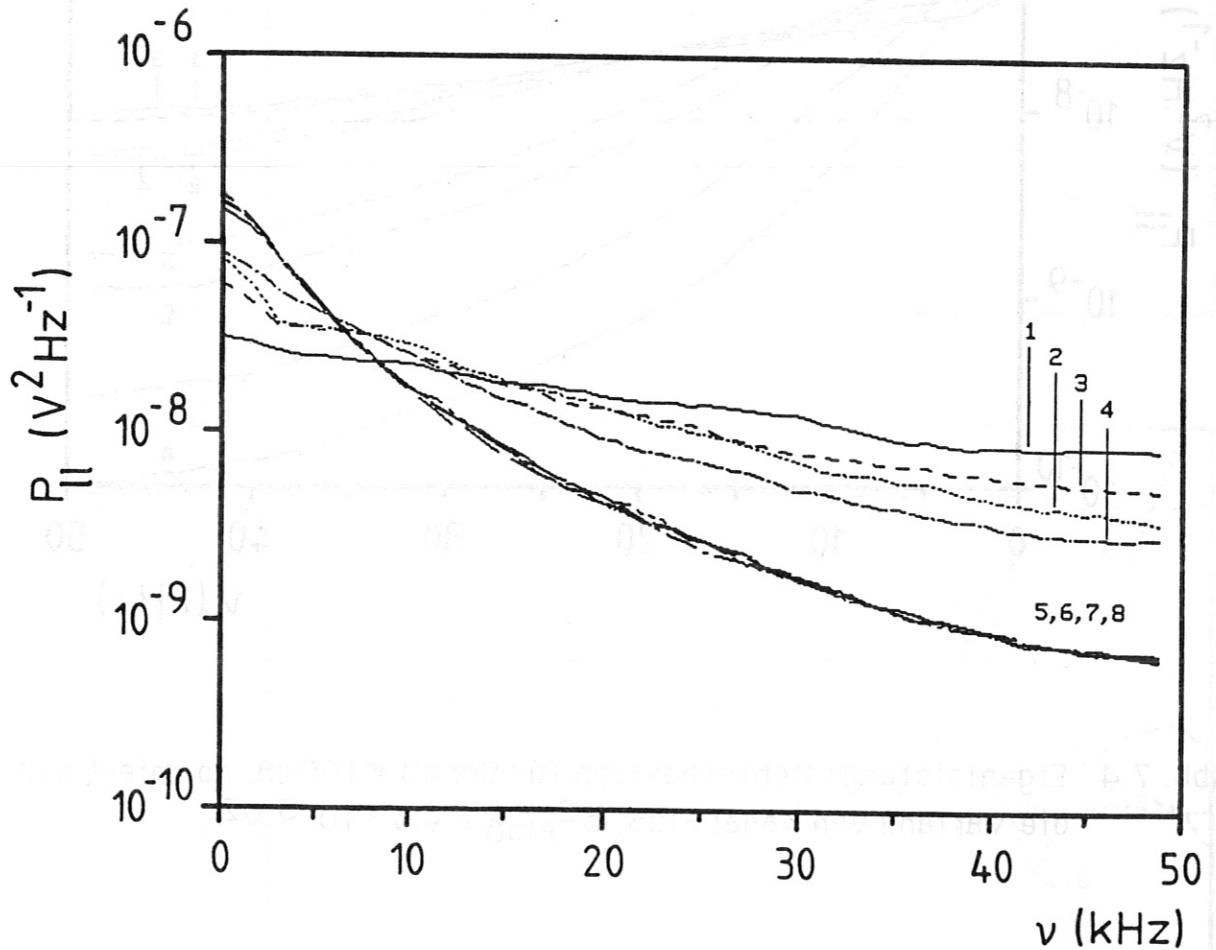


Abb. 7.3 Eigenleistungsdichtespektren für Schuß #19945, normiert auf die Varianz von Kanal Flu3, $\sigma^2_{Flu3} = 9.3 \cdot 10^{-3} V^2$.

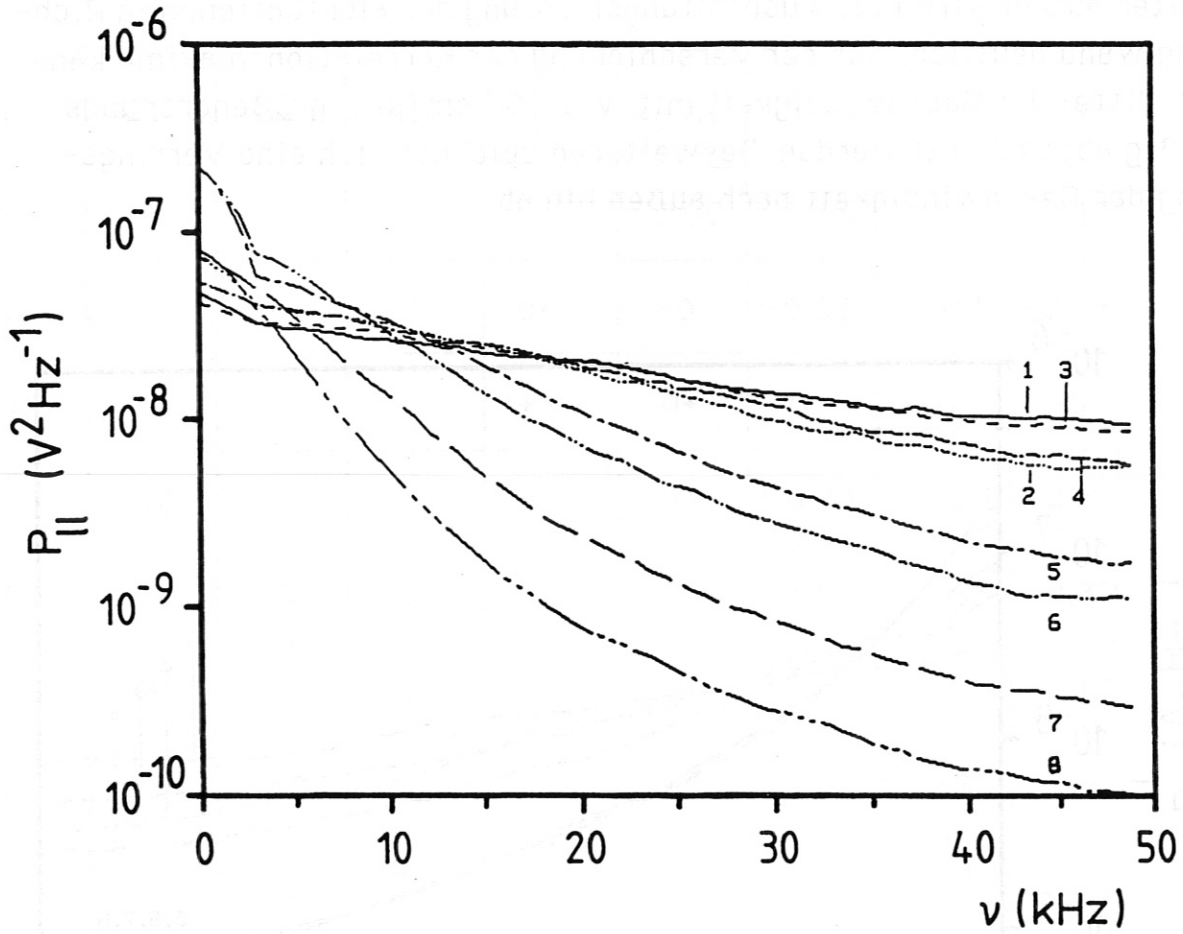


Abb. 7.4 Eigenleistungsdichtespektren für Schuß #19948, normiert auf die Varianz von Kanal Flu6, $\sigma^2_{Flu6} = 9.6 \cdot 10^{-3} V^2$.

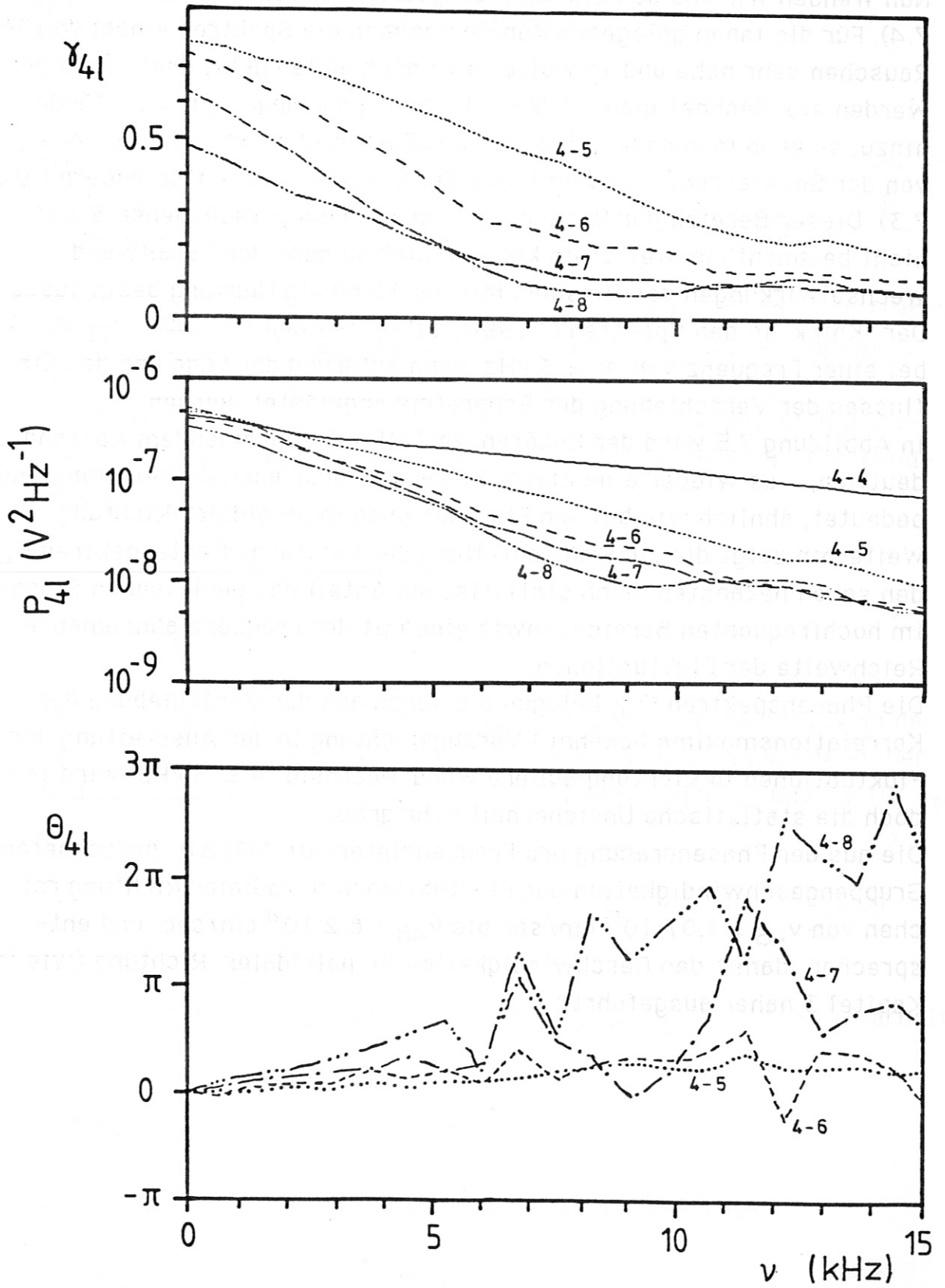


Abb. 7.5 Kohärenz-, Leistungsdichte- und Phasenspektren für den Standardschuß #19945.

Nun wenden wir uns den Eigenleistungsdichtespektren zu (Abb. 7.3 und 7.4). Für die innen gelegenen Kanäle kommen die Spektren einem weißen Rauschen sehr nahe und je weiter man nach außen geht, desto farbiger werden sie. Rechnet man die Verschleppung der angeregten Zustände hinzu, so kann man sagen, daß in einer Entfernung von ungefähr 4 cm von der Separatrix ($r = 40$ cm) sich die Spektren kaum noch ändern (Abb. 7.3). Dieser Bereich der Randschicht ist bei dem verschobenen Schuß nicht beobachtbar. Weiterhin könnten hier so nahe der Gefäßwand Wechselwirkungen des Plasmas mit der Wand die Messung beeinflussen. Der "Knick" in den Spektren (#19945 : P₂₂, P₃₃ und #19948 : P₅₅, P₆₆) bei einer Frequenz von $\nu \approx 3$ kHz kann aufgrund der Lage und des Einflusses der Verschiebung der Separatrix angelastet werden.

In Abbildung 7.5 wird der Kohärenzverfall mit zunehmendem Abstand deutlich, was wieder eine kleine Kohärenz- oder auch Korrelationslänge bedeutet, ähnlich wie bei den Fluktuationen in poloidaler Richtung.

Weiterhin zeigt die Zusammenstellung der Leistungsdichtespektren P₄₁ den schon bekannten, hoch statistischen Anteil des gemessenen Signals im hochfrequenten Bereich, sowie eine mit der Frequenz abnehmende Reichweite der Fluktuationen.

Die Phasenspektren Θ_{41} belegen die schon aus der Verschiebung der Korrelationsmaxima bekannte Vorzugsrichtung in der Ausbreitung der Fluktuationen in Richtung äußere Wand. Oberhalb $\nu \approx 5$ kHz wird jedoch die statistische Unsicherheit sehr groß.

Die aus der Phasendrehung pro Frequenzintervall $\Delta\Theta/\Delta\nu$ berechneten Gruppengeschwindigkeiten der Fluktuationen in radialer Richtung reichen von $v_{45} = 1.07 \cdot 10^5$ cm/sec bis $v_{48} = 6.2 \cdot 10^4$ cm/sec und entsprechen damit den Geschwindigkeiten in poloidaler Richtung (wie in Kapitel 3 näher ausgeführt).

8. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

8.1. Charakterisierung der Fluktuationen

Der Vergleich von innerer und äußerer Randschicht zeigt, daß die beobachteten Fluktuationen in der äußeren Randschicht entstehen und auf den Bereich außerhalb der Separatrix beschränkt sind. Bestätigt wird die radiale Lokalisierung durch die Li-Strahl-Messungen.

Die Fluktuationen breiten sich poloidal in Richtung der Elektronendrift mit einer Geschwindigkeit von bis zu 10^5 cm/sec aus. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit liegt damit in der Größenordnung der Elektronendriftgeschwindigkeit. Vermutlich liegen also den Fluktuationen Driftwellen zugrunde. Die diamagnetische Drift der Elektronen /25/ wird durch folgende Gleichung beschrieben :

$$\mathbf{v}_D = \frac{\nabla p_e \times \mathbf{B}}{e \cdot n_e \cdot B^2} \quad (8.1)$$

Anhaltspunkte für eine Abschätzung des Elektronendruckgradienten an der Separatrixposition kann man mit Hilfe der Randschichtstreuung gewinnen /26/, die mit guter Genauigkeit T_e sowie die Abfallängen λ_n und λ_T für n_e und T_e liefert.

$$\frac{\nabla p_e}{n_e} = T_e \cdot \left[\frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{\lambda_T} \right] \quad (8.2)$$

Mit $\lambda_n = \lambda_T \approx 1.8$ cm , $T_e \approx 60$ eV und $B(R_{\text{Separatrix}}) \approx 1.8$ Tesla erhält man :

$$\nabla p_e / n_e \approx 1.9 \cdot 10^5 \text{ eV/cm}$$

Die so abgeschätzte Elektronendriftgeschwindigkeit beträgt :

$$v_D \approx 10^5 \text{ cm/sec}$$

Die Untersuchungen zeigen ferner eine Abnahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand $d_{\perp B}$ der Kanäle.

Die poloidale und radiale Kohärenzlänge sind klein ($k_{\perp B} \approx 1.5 \text{ cm}$, $k_{\text{rad}} \approx 3 \text{ cm}$), dabei hat es den Anschein, als nähme die radiale Kohärenzlänge mit dem Abstand von der Separatrix zu. In beiden Fällen liegen die Korrelationslängen deutlich unter der typischen "Wellenlänge", die man aus der Phasendifferenz zwischen zwei Meßpunkten abschätzen kann. Daher kann man kaum noch von Wellen sprechen; es handelt sich um starke Turbulenz.

Die halbe Breite der Autokorrelationsmaxima, die man mit der typischen Lebensdauer der Fluktuationen identifizieren kann, bewegt sich um $60 \mu\text{sec}$.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Fluktuationen in radialer Richtung beträgt ebenfalls $\approx 10^5 \text{ cm/sec}$ und ist nach außen gerichtet.

Die Korrelation entlang der Feldlinien ist hoch ($k_{\parallel B} \gtrsim 1 \text{ m}$). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Magnetfeldlinien ist so hoch, daß sie beim maximalen Abstand der Meßpunkte noch nicht bestimmt werden konnte ($> 10^6 \text{ cm/sec}$).

Die niederfrequenten Fluktuationen haben ein monoton abfallendes Eigenleistungsdichtespektrum, das bis ca. 30 kHz reicht und bei einer Frequenz von rund 15 kHz auf 10% seines Maximalwertes abfällt.

Die Spektren sind im Rahmen des statistischen Fehlers glatt, es konnten keine reproduzierbaren Linien gefunden werden.

Es ist möglich, daß durch eine poloidale Plasmarotation den Fluktuationen eine poloidale Geschwindigkeitskomponente überlagert wurde, die eine Abweichung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von v_D nach Gleichung (8.1) erklären würde. Stehende Wellen konnten nicht identifiziert werden.

Um eine Rotationsgeschwindigkeit von 10^5 cm/sec zu erreichen, sind radiale Feldstärken um 10^3 V/m notwendig, was durchaus als realistisch anzusehen ist.

8.2. Vergleich mit Messungen am Caltech-Tokamak

Die am Caltech-Tokamak beobachteten Fluktuationen /2,3/ weisen eine deutlich größere Korrelationslänge in poloidaler Richtung auf ($2 \text{ cm} < k_{\text{pol}} < 4 \text{ cm}$).

Dagegen sind die gemessenen Korrelationszeiten mit $10 \mu\text{sec}$ um das 6-fache kleiner.

Desweiteren ist die Bandbreite der Fluktuationen sehr viel größer, die für ASDEX mit 15 kHz angegebene 10%-Grenze liegt beim Caltech-Tokamak um fast einen Faktor 10 höher und das Spektrum zeigt einen annähernd linearen Abfall.

Diese Unterschiede erklären sich aus der Verschiedenheit der beiden Maschinen hinsichtlich der Größe, der Betriebsparameter und aus dem Fehlen eines Divertors am Caltech-Tokamak

Ein verfahrenstechnischer Unterschied liegt in den analysierten Zeitbereichen. Am ASDEX wurden die Korrelationsberechnungen über Zeitintervalle von 80 msec Länge durchgeführt, während am Caltech-Tokamak die Intervalllänge "nur" 0.5 msec betrug. Die Gesamtentladungsdauer ist hier allerdings auf ca. 15 msec beschränkt.

Die Messungen mit einem 2-dimensionalen Sondenarray zeigen im Gegensatz zu ASDEX radiale Korrelationslängen, die unter den poloidalen liegen. Zusammengenommen belegen auch die Untersuchungen am Caltech-Tokamak den ausgeprägten Turbulenzcharakter der beobachteten Fluktuationen.

8.3. Befunde zur Diagnostik

Die Beobachtung des Randschichtleuchtens erlaubt trotz der Einfachheit interessante Messungen an Fluktuationen. Die statistische Auswertung der Zeitfunktionen ist mit vertretbarem Aufwand durchzuführen (FFT).

Als nachteilig anzusehen ist die radiale Mittelung. Hier stellt die Li-Strahl-Diagnostik eine sinnvolle Ergänzung dar, jedoch hat sie den Nachteil, daß die Intensität des Neutralteilchenstrahls nach innen abnimmt und daß die Auswertung durch die Verschleppung der angeregten Atome erschwert wird.

Die Variation der zugeführten Gasmenge hat gezeigt, daß die Messung durch das Gasblasen anscheinend nicht gravierend verfälscht wird. Der Vergleich mit den Li-Strahl-Messungen zeigt, daß die Fluktuationen auch ohne lokale Gaszufuhr vorhanden sind. Da der Entladung ohnehin Gas zugeführt werden muß, stört die Diagnostik nicht den Verlauf des Experiments.

Selbst wenn bei Zusatzheizung wesentlich höhere Frequenzen auftreten sollten, läßt sich die Diagnostik noch sinnvoll einsetzen. Als Faustregel kann hier gelten, daß die Samplefrequenz ungefähr das 10-fache der Frequenz betragen sollte, bei der die Amplitude des Eigenleistungsdichtespektrums auf 10% des Maximums abgefallen ist.

Eine Bestimmung des k-Spektrums ist wegen der geringen Anzahl von Ortspunkten nicht möglich.

8.4. Ausblicke

In der Fortführung der in dieser Arbeit angestellten Untersuchungen ist geplant, die Korrelation entlang den Magnetfeldlinien näher zu untersuchen. Dazu müssen die Detektoren entsprechend der großen Korrelationslänge über einen weiten toroidalen Bereich angebracht werden.

Als weiterer Punkt sind systematische Parameterstudien zu nennen. So sind bis heute am ASDEX keine Abhängigkeiten der Fluktuationen von den Betriebsparametern der Maschine untersucht, wie z.B. Plasmastrom, Dichte und q -Wert.

Desweiteren ist das Verhalten bei Einsatz der verschiedenen Zusatzheizungen von Interesse.

Mit der Li-Strahl-Diagnostik sind nähere Untersuchungen der radialen Fluktuationen, insbesondere bei Einsatz von Zusatzheizungen, denkbar. Durch eine Verschiebung des Plasmas nach innen könnten Untersuchungen weiter außerhalb der Separatrix als bisher durchgeführt werden.

Anhang

A. Anwendung von Korrelationsfunktionen und Leistungsdichtespektren auf numerisch berechnete Zufallsprozesse

Um das Auswerteprogramm zu testen und die Bedeutung der verschiedenen Funktionen sowie deren statistische Unsicherheit zu veranschaulichen, wurden Auswertungen numerisch erzeugter Zufallsfunktionen durchgeführt. Wir betrachten einen gaußverteilten Zufallsprozeß $\{x\}$, der Erwartungswert sei $\langle x \rangle = 0$ und die Standardabweichung $\tilde{\sigma}$.

$$\tilde{p}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2\tilde{\sigma}^2}} \quad (\text{A.1})$$

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann man als Zeitintervall $[0, T]$ annehmen und jeder Realisation x_k einen Zeitpunkt t_k zuordnen; man erhält das Rauschsignal $x(t_k)$. Damit ergibt sich die Fouriertransformierte $F_1(v_n)$ einer Realisation zum Zeitpunkt t_k , also $x(t_k)$ zu

$$F_1(v_n) = \frac{1}{N} x(t_k) \cdot e^{-i2\pi \frac{nt}{N}} \quad (\text{A.2})$$

mit

$$\begin{aligned} t_k &= k \cdot T \cdot N^{-1} & k &= 0, \dots, N-1 \\ v_n &= n \cdot T^{-1} & n &= -0.5 \cdot N, \dots, 0, \dots, 0.5 \cdot N \end{aligned}$$

So erhält man als Fouriertransformierte $F(v_n)$ des Rauschsignals $x(t_k)$ im Intervall $[0, T]$

$$F(v_n) = \sum_{l=0}^{N-1} F_1(v_n) \quad (\text{A.3})$$

Das Amplitudenspektrum $|F(v_n)|$ stellt nun wiederum eine Zufallsfunktion dar, mit der Verteilungsdichte $\tilde{p}(|F|)$, dem Erwartungswert $\langle |F| \rangle$ und der Standardabweichung $\tilde{\sigma}_{|F|}$

$$\begin{aligned}\tilde{p}(|F|) &= \frac{2N}{\tilde{\sigma}^2} |F| \cdot e^{-\frac{N|F|^2}{\tilde{\sigma}^2}} \\ \langle |F| \rangle &= \sqrt{\frac{\pi}{N}} \tilde{\sigma} \\ \tilde{\sigma}_{|F|} &= \sqrt{\frac{\tilde{\sigma}^2}{N} (4 - \pi)}\end{aligned}\tag{A.4}$$

Zur Simulation eines idealen Rauschprozesses wurde der Zufallsgenerator der NAG-Library mit Gaußverteilung benutzt. Der Einfachheit halber wurde als Standardabweichung $\tilde{\sigma} = 1$ gewählt.

In Abb. A.1 sind für verschiedene N numerisch berechnete Verteilungsdichten der Fouriertransformierten des Rauschsignals dargestellt. Der Vergleich von Mittelwert und Standardabweichung mit den analytisch berechneten Werten zeigt eine gute Übereinstimmung. Die mit abnehmender Zahl der Realisationen N zunehmende Rauigkeit der Kurven liegt in der Statistik des Zufallsprozesses begründet.

Das Phasenspektrum ist im Intervall $[-\pi, +\pi]$ gleichverteilt mit Mittelwert 0 und Standardabweichung $\pi/\sqrt{3}$.

Berechnet man für diesen Fall das Eigenleistungsdichtespektrum $P_{XX}(v_j)$ so erhält man als Verteilungsdichte $\tilde{p}(P_{XX})$

$$\begin{aligned}\tilde{p}(P_{XX}) &= \frac{N}{\tilde{\sigma}^2} \cdot e^{-\frac{NP_{XX}}{\tilde{\sigma}^2}} \\ \langle P_{XX} \rangle &= \tilde{\sigma}_{P_{XX}}^2 = \frac{\tilde{\sigma}^2}{N}\end{aligned}\tag{A.5}$$

Die Mittelung über m Spektralwerte führt wie schon erwähnt zu einer Skalierung mit $1/\sqrt{m}$ in der Standardabweichung. In Abb. A.2 sind wiederum die analytisch und numerisch berechneten Werte einander gegenübergestellt.

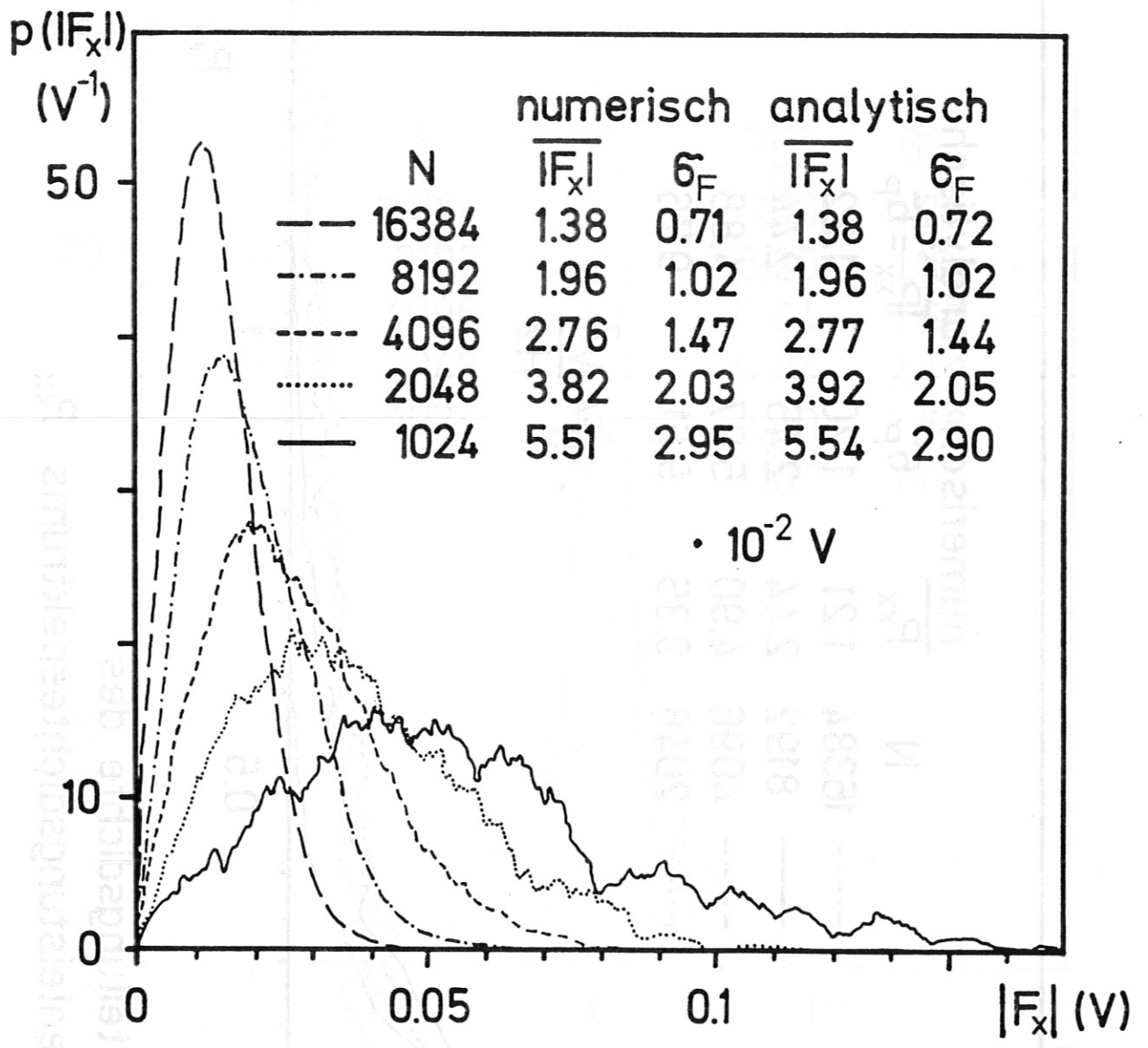


Abb. A.1 Verteilungsdichte der Fouriertransformierten $|F_x|$

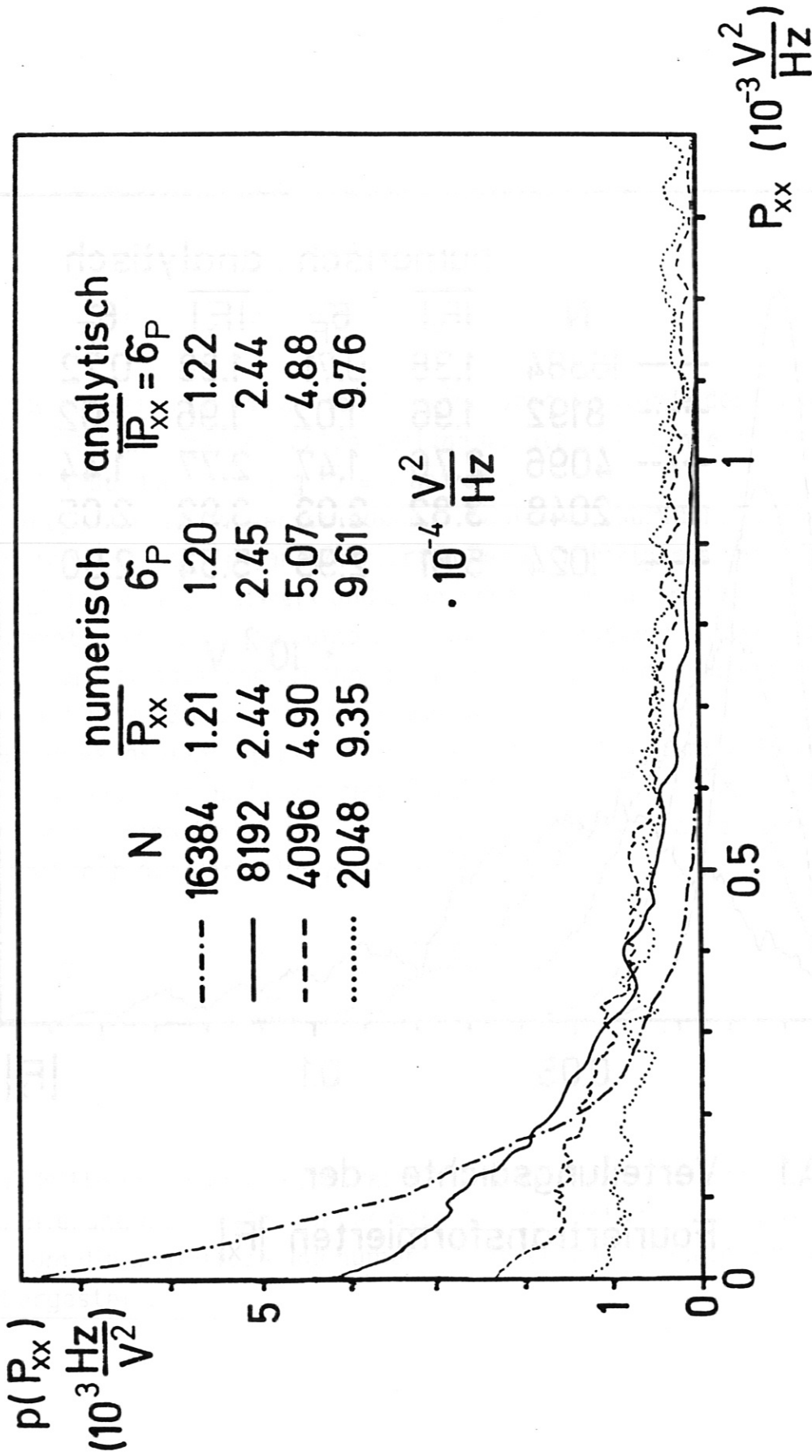


Abb. A.2 Verteilungsdichte des
Eigenleistungsdichtespektrums P_{xx}

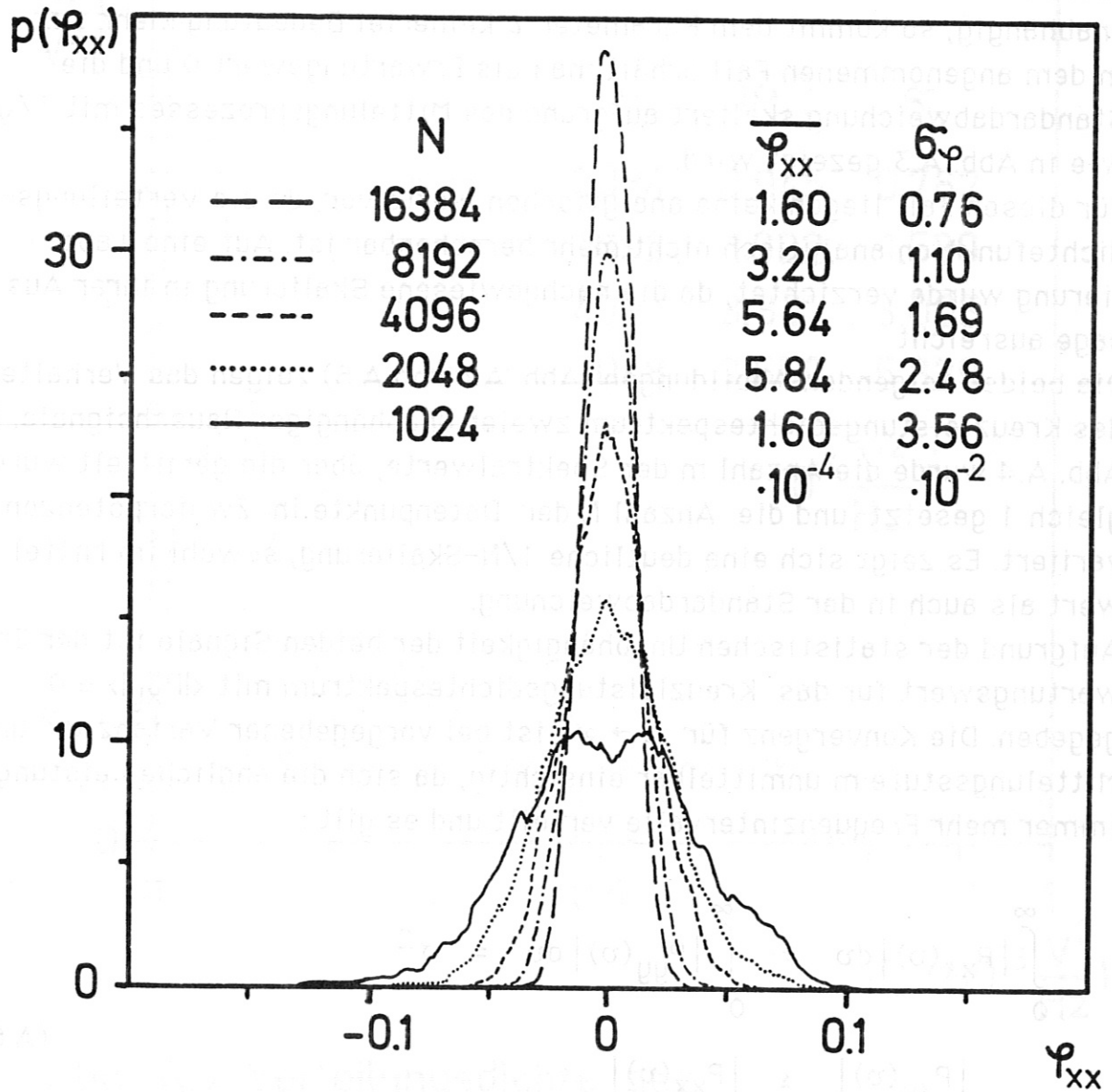


Abb. A.3 Verteilungsdichte der Autokorrelationsfunktion φ_{xx}

Da aus der Sicht des Experimentalphysikers nur positive Frequenzen einen Sinn haben, wurden die Amplitudenwerte bei der Berechnung entsprechend aufaddiert, die Formeln wurden ebenfalls entsprechend korrigiert.

Wenn man vom Wert für $\tau=0$ absieht, stellt die Autokorrelationsfunktion eines Zufallsprozesses den Mittelwert des Produktes zweier Zufallsvariablen aus diesem Prozeß über N Realisationen dar. Sind diese statistisch unabhängig, so kommt dem Parameter τ keinerlei Bedeutung mehr zu.

In dem angenommenen Fall erhält man als Erwartungswert 0 und die Standardabweichung skaliert aufgrund des Mittelungsprozesses mit $1/\sqrt{N}$, wie in Abb. A.3 gezeigt wird.

Für diesen Fall liegen keine analytischen Werte vor, da die Verteilungsdichtefunktion analytisch nicht mehr berechenbar ist. Auf eine Tabellierung wurde verzichtet, da die nachgewiesene Skalierung in ihrer Aussage ausreicht.

Die beiden folgenden Abbildungen (Abb. A.4 und A.5) zeigen das Verhalten des Kreuzleistungsdichtespektrum zweier unabhängiger Rauschsignale. In Abb. A.4 wurde die Anzahl m der Spektralwerte, über die gemittelt wurde, gleich 1 gesetzt und die Anzahl N der Datenpunkte in Zweierpotenzen variiert. Es zeigt sich eine deutliche $1/N$ -Skalierung, sowohl im Mittelwert als auch in der Standardabweichung.

Aufgrund der statistischen Unabhängigkeit der beiden Signale ist der Erwartungswert für das Kreuzleistungsdichtespektrum mit $\langle |P_{xy}| \rangle = 0$ gegeben. Die Konvergenz für $N \rightarrow \infty$ ist bei vorgegebener Varianz σ^2 und Mittelungsstufe m unmittelbar einsichtig, da sich die endliche Leistung auf immer mehr Frequenzintervalle verteilt und es gilt :

$$\int_0^{\infty} |P_{xx}(\nu)| d\nu = \int_0^{\infty} |P_{yy}(\nu)| d\nu = \sigma^2 \tag{A.6}$$

$$|P_{xy}(\nu)| \leq |P_{xx}(\nu)|$$

$$|P_{xy}(\nu)| \leq |P_{yy}(\nu)|$$

In Abb. A.5 wurde die Anzahl der analysierten "Datenpunkte" mit $N=16384$ festgehalten und m variiert; hier ist die $1/\sqrt{m}$ -Skalierung der Standardabweichung deutlich zu erkennen.

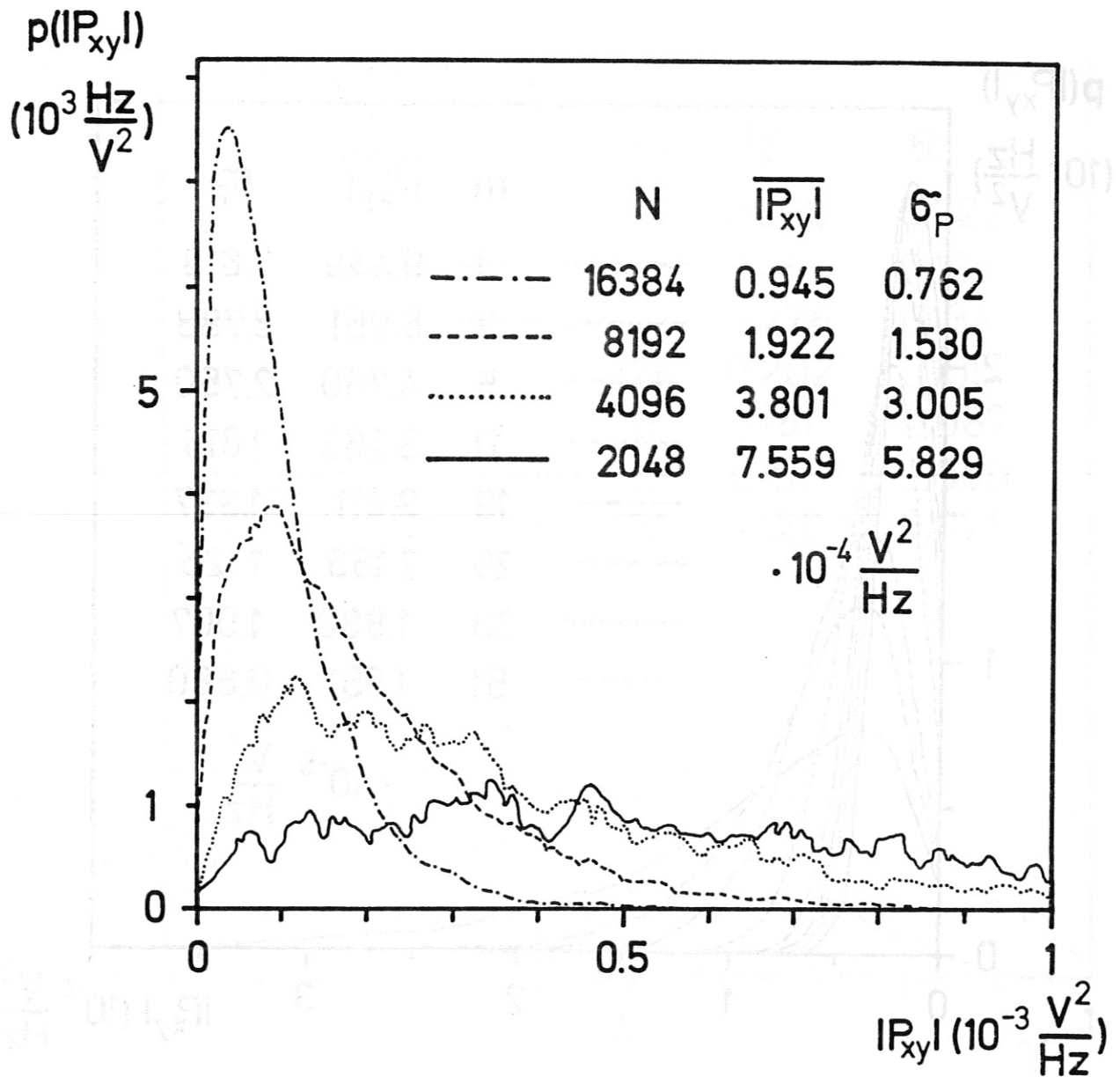


Abb. A.4 Verteilungsdichte des Kreuzleistungsdichtespektrums mit Erwartungswert 0.0

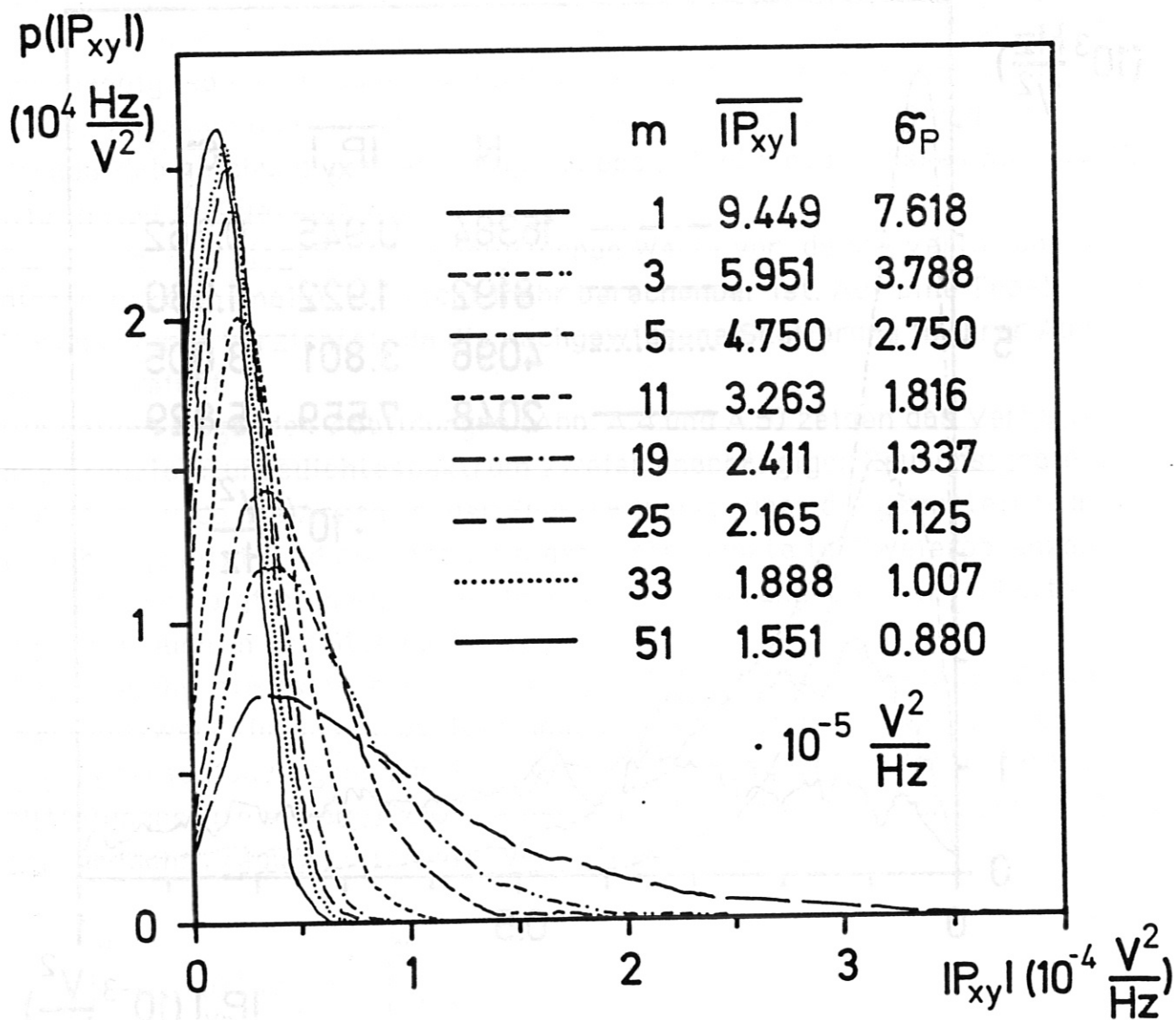


Abb. A.5 Verteilungsdichte des Kreuzleistungsdichtespektrums $|P_{xy}|$ mit Erwartungswert 0.0

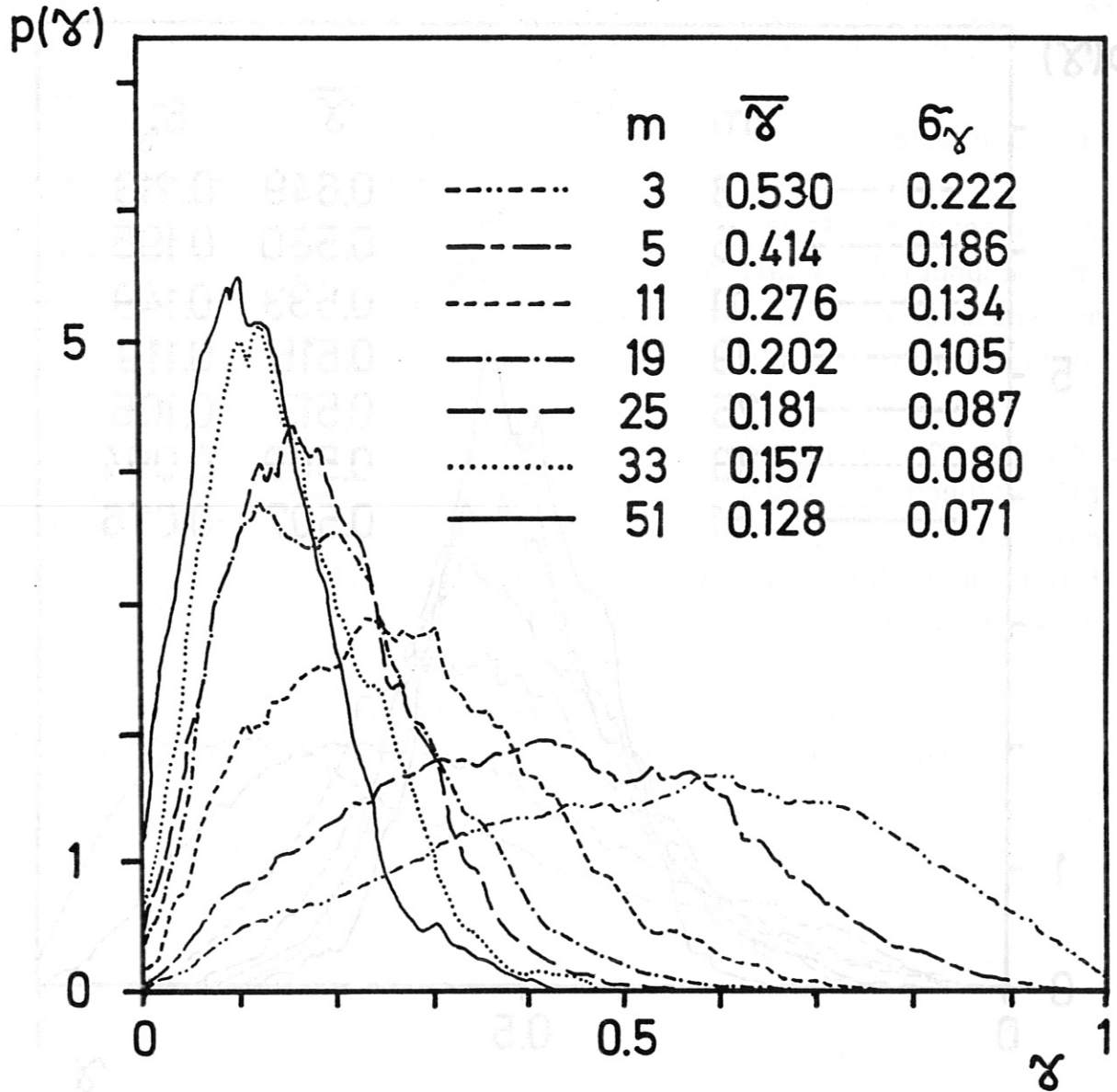


Abb. A.6 Verteilungsdichte der Kohärenzfunktion γ mit Erwartungswert 0.0

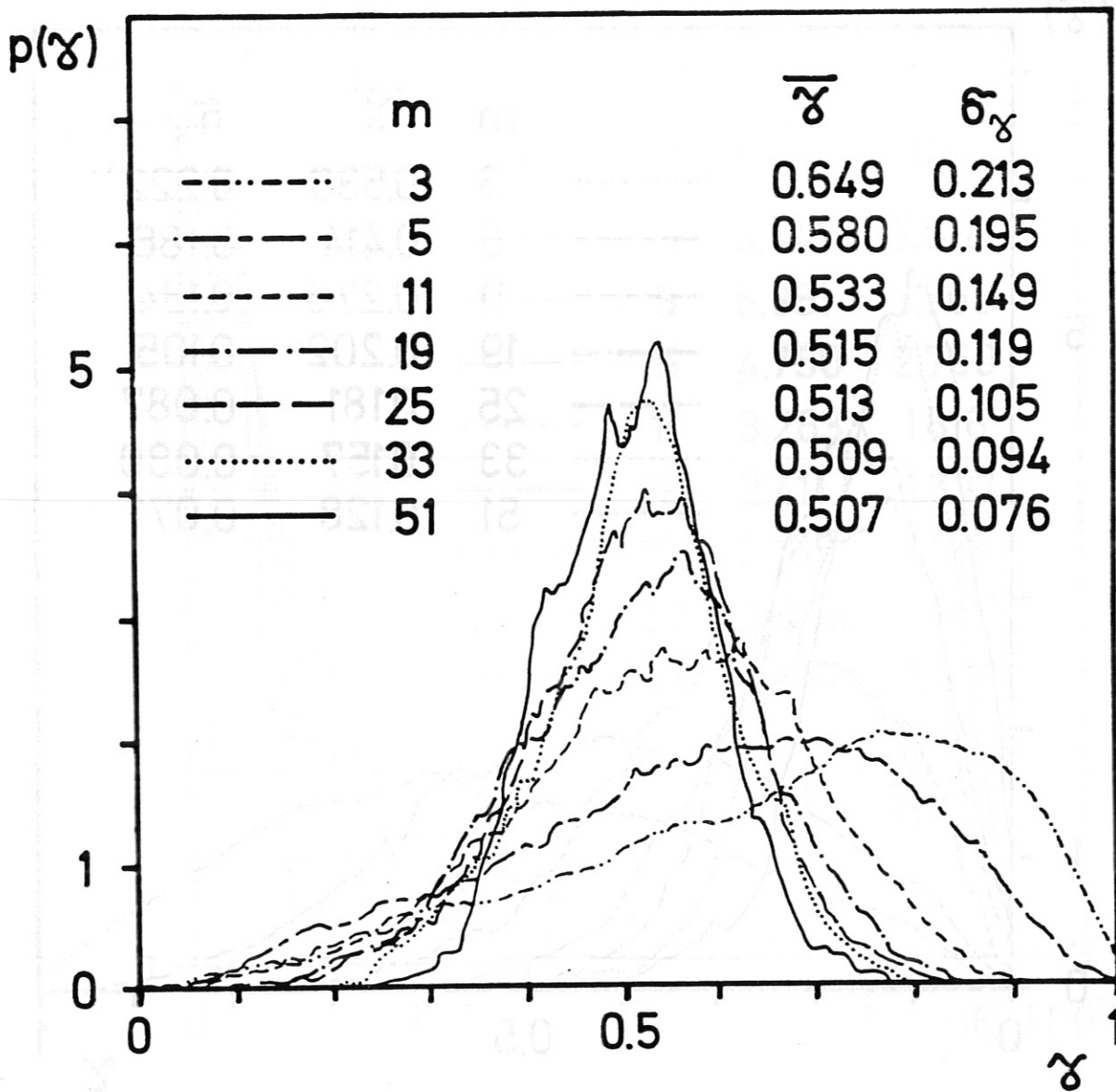


Abb. A.7 Verteilungsdichte der Kohärenzfunktion γ mit Erwartungswert 0.5

Abbildung A.6 und A.7 zeigen die Verteilungsdichte des Kohärenzspektrums, einmal für zwei unkorrelierte Signale und dann für Signale, die aus der paarweisen Überlagerung dreier statistisch unabhängiger Rauschprozesse entstanden sind, deren Amplitude wiederum gaußverteilt ist, mit Erwartungswert $\langle x_i \rangle = 0$ und Standardabweichung $\tilde{\sigma}$. In diesem letzteren Fall stimmen also die beiden Signale zu 50% überein, dies bedeutet einen Erwartungswert der Kohärenzfunktion von $\langle Y \rangle = 0.5$. Hier wurde auf eine Variation der Zahl N der Datenpunkte verzichtet, da dies keine neuen Erkenntnisse liefert.

Der Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß der statistische Fehler mit fallender Kohärenz ansteigt, d.h. bei einer Mittelwertbildung über $m=25$ Spektralwerte liegt man bei einer tatsächlich vorhandenen Kohärenz von $\langle Y \rangle = 0.5$ im Mittel viel näher am wahren Wert als bei unkorrelierten Signalen.

Es wird ferner deutlich, daß man bei einem Mittelungslevel von $m = 25$ ab $Y = 0.5$ von Signifikanz reden kann, da bei statistisch unabhängigen Signalen (Abb. A.6) eine zufällige Kohärenz in dieser Höhe unwahrscheinlich ist. Auch in Fällen, in denen die Kohärenz auf Werte $\gamma < 0.5$ abgefallen ist, kann unter Umständen der Phase (Abb. 4.7) des Kreuzleistungsdichtespektrums noch Bedeutung beigemessen werden.

Eine ausführliche Diskussion der statistischen Eigenschaften der Korrelations- und Kohärenzanalyse, sowie ihrer Anwendung findet man in /23/.



Abb. B.1. Flußdiagramm des Auswerteprogramms

Als Funktionen sind angegeben: Ein Array enthält die Ergebnisse der Identifizierung der gewählten Funktion, was eine Darstellung der zeitlichen Zuverlässigkeit bedeutet. In den Unterprogrammen werden die einzelnen die Übertragung der Signale zu verschiedenen Werten des Parameters der Zeitveränderung Funktion und die Aufbereitung der Ergebnisse durchgeführt.

B. Das Auswertungsprogramm

Die Auswertung des gesammelten Datenmaterials wurde auf einer VAX vom Typ 11/780 durchgeführt. Es mußte ein neues Programm geschrieben werden, um die einzelnen Verfahren wie zum Beispiel die Korrelationsanalyse und die Fouriertransformation beliebig miteinander verknüpfen zu können. Als Programmiersprache wurde FORTRAN_77 gewählt.

An bestehender Software wurden eine Routine zum Lesen der Meßwerte eines Kanals aus dem Plattenspeicher und zwei Plotroutinen übernommen. Für den Zufallsgenerator, die Fastfouriertransformation und die Berechnung der statistischen Momente wurde die NAG-Bibliothek /24/ herangezogen.

In Abbildung B.1 ist der Aufbau des Programms dargestellt.

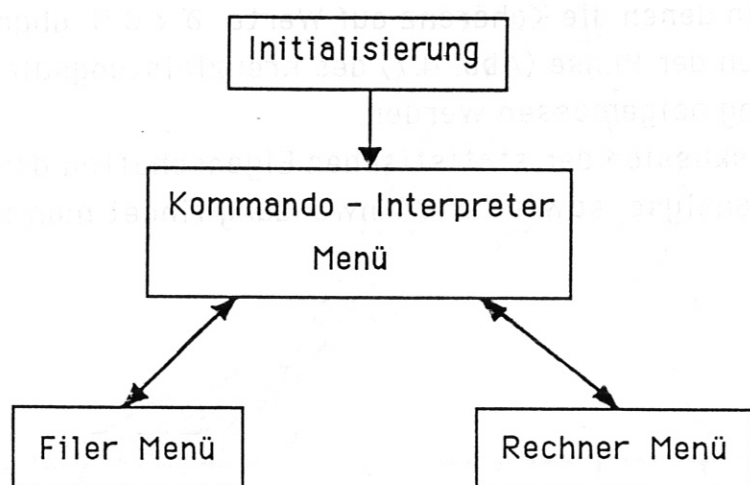


Abb. B.1 Flußdiagramm des Auswerteprogramms

Alle Funktionen sind menügesteuert. Ein 4-Zeichencode erleichtert die Identifizierung der gewünschten Funktion, was eine Steigerung der Benutzerfreundlichkeit bedeutet.

In den Unterprogrammen wurden das Einlesen, die Überprüfung der Zulässigkeit der zu verarbeitenden Werte, das Berechnen der entsprechenden Funktion und die Aufbereitung des Ergebnisses voneinander getrennt,

so daß wieder ein modulares Rahmenprogramm entstand. Das Ergebnis dieser strukturierten Programmierung resultiert in der einfachen Ausbaufähigkeit und Modifizierbarkeit des Programms. Beim Hinzufügen einer Funktion kann eine große Zahl von bestehenden Unterprogrammen eingebunden werden, was den Aufwand im wesentlichen auf die Realisierung der eigentlichen Funktion reduziert. Um die Verbindung mit dem Programm herzustellen, muß dann nur noch im betreffenden Menü die Abfrage auf den Auswahlcode angefügt und die Menükarte entsprechend erweitert werden.

In den folgenden Abschnitten wird kurz auf die Datenorganisation eingegangen und die wesentlichen Programmteile kurz erläutert.

B.1 Der Daten-Stack

Die Datenorganisation wurde dem Taschenrechner HP11C abgeschaut und entspricht dessen adressierbaren Speichervariablen. Entsprechend der in Fortran geltenden Speicherabbildungsfunktion können in dem als "Stack" bezeichneten zweidimensionalen Array bis zu 15 verschiedene Datensätze verwaltet werden. Die Daten werden über die Spaltennummer selektiert. Die ersten 50 Komponenten einer Spalte dienen der Identifizierung des Datensatzes. Hier sind die Herkunft, die Grenzwerte, die vorangegangene Verarbeitung und eventuell zugehörige Datensätze, wie zum Beispiel bei der Fouriertransformation Betrag und Phase vermerkt. Anschließend folgen zweimal 45056 Komponenten, die zum einen die Zeitwerte und zum anderen die Datenwerte enthalten. Die angegebene Zahl entspricht der maximal während eines Schusses pro Kanal aufnehmbaren Daten. Die Beschränkung auf 15 Datensätze im Stack wird von Größe des virtuellen Speichers festgelegt, die das Betriebssystem der VAX handhaben kann; durch eine Systemmodifikation könnte diese Grenze durchaus noch nach oben verschoben werden.

B.2 Das Hauptprogramm

Im Hauptprogramm sind sämtliche Initialisierungswerte, wie zum Beispiel die Größe der Grafik verankert, sowie alle globalen Variablen definiert; auf die implizite Variablendefinition wurde generell verzichtet. Nach der Initialisierung geht die Kontrolle auf den Kommando-Interpreter über.

B.3 Der Kommando-Interpreter

Der Kommando-Interpreter steuert den Aufruf der sogenannten Service-Routinen. Damit sind das Datenhandling, die Bildschirmverwaltung und die Modifizierung der Initialisierungswerte gemeint, wobei letzteres nur eine temporäre Wirkung hat, d.h. beim Neustart des Programms vergessen ist.

COMMAND INTERPRETER MENU

```
EXIT  : QUIT THE PROGRAM
GET   : GET DATA
GEN   : FUNCTION-GENERATOR
PLOT  : PLOT DATA
3DIM  : 3D-PLOT
HC01  : HARDCOPY FROM GRAPHIC-AREA 1
HC02  : HARDCOPY FROM GRAPHIC-AREA 2
EGRA  : ERASE GRAPHIC-AREA
REST  : RESTORE GRAPHICS
LIST  : LIST DATA-STACK
MODY  : MODIFY DATA-STACK
TYPE  : DESCRIPTION OF DATA-SET
SHOW  : DISPLAY KEY-FUNCTIONS
MGET  : MODIFY PREADJUSTED PARAMETER FOR GET
MPLO  : MODIFY PREADJUSTED PARAMETER FOR PLOT
FILE  : SAVING AND LOADING DATA
CALC  : CALCULATIONS
```

Abb. B.2 Kommando - Interpreter - Menü; die hervorgehobenen Kommandos sind Einstiege zu weiteren Menütafeln.

Der Funktionsgenerator leistet beim Testen von neuen Optionen wertvolle Dienste und stellt weiterhin ein wichtiges Hilfsmittel bei der Konstruktion von Fenstern beliebiger Form dar. Mit ihm können Sinus-, Rechteck-, Dreieck- und Rauschsignale, sowie e-Funktionspulse erzeugt werden. Bei allen diesen Signalformen können in einem Durchgang bis zu 10 Einzelsignale des gleichen Typs überlagert werden, was zum Beispiel in begrenztem Maße eine Fouriersynthese möglich macht. Diese Zahl kann bei Bedarf ohne Schwierigkeiten beliebig erhöht werden, was sich im Endeffekt jedoch bei der Rechenzeit bemerkbar machen würde.

Von der Ebene dieses Interpreters wird auch zum Filer- bzw. Calculatormenü weiterverzweigt.

B.4 Die Grafik

Es wurde eine Grafik implementiert, bei der zwei Arbeitsblätter wahlfrei benutzt werden können. Auch das separate Löschen eines Bildes und dessen Neudefinition ist möglich, ohne das andere zu zerstören.

Als nachteilig hat sich erwiesen, daß das verwendete Tektronix Terminal 4025A nur einen Bildschirmspeicher von 32 kByte besitzt. Bei der Benutzung beider Arbeitsblätter ist die Kapazitätsgrenze schnell erreicht.

B.4 Der Calculator

In diesem Menü (Abb. B.3) sind alle mathematischen Verfahren, die zur Auswertung notwendig sind, zusammengefaßt.

Für die Fouriertransformation werden die entsprechenden Routinen aus der NAg-Bibliothek, Version 11, benutzt, die Korrelationsfunktionen werden, wie aus Kapitel 1.2 hervorgeht, klassisch berechnet, um Fenstereffekte auszuschließen. Die Anwendung der Wiener-Khintchine-Relation wurde hintenangestellt, da die benötigte CPU-Zeit infolge der geringen Auslastung des Rechners noch vertretbar erschien und die Auswertung hauptsächlich im Batchbetrieb während der Nacht gerechnet wurde. Der Weg über die Fouriertransformation bei der Berechnung der Korrelationsfunktionen unter Verwendung einer nullstellenfreien Fensterfunktion, z.B. der Gaußfunktion, könnte den CPU-Zeitbedarf um rund einem Faktor 50 reduzieren.

CALCULATOR MENU

EXIT : QUIT THE CALCULATOR
BASE : BASE OPERATIONS (+,-,*,/,**) ON DATA-SETS
MODY : MODIFY DATA WITH FACTOR AND OFFSET
MFLU : FLUCTUATIONS AROUND THE MEAN-VALUE
SHIF : TIME-SHIFT OF DATA
INTE : INTEGRAL-FUNCTION
AUTO : AUTOCORRELATION-FUNCTION
CROS : CROSSCORRELATION-FUNCTION
FOUR : FOURIER-TRANSFORM
IFOU : INVERSE FOURIER-TRANSFORM
CRPO : CROSS-POWER-DENSITY-SPECTRUM
CHER : COHERENCE-SPECTRUM
STAT : STATISTICS

Abb. B.3 Rechner-Menü; die Parametereingabe erfolgt in den angewählten Unterprogrammen und bleibt für die jeweilige Funktion während eines Programmlaufes als Voreinstellung erhalten

Die Funktion "MFLU : Fluktuationen um den Mittelwert" dient dazu, in einem anzugebenden Zeitintervall den Gleichanteil vom Meßsignal zu subtrahieren, da dieser für die Analyse unbedeutend ist und bei den Spektren nur die Maßstäbe verzerrt, sowie bei den Korrelationsfunktionen die Struktur verflacht.

B.5 Der Filer

Das Filer-Menü (Abb. B.4) stellt vier Unterprogramme zur Verfügung, die es gestatten einzelne Stackkomponenten, z.B. Korrelationsfunktionen oder Spektren, auf die Platte zu schreiben und von dort wieder zu lesen, sowie den Stack als Ganzes.

Dabei wurde das Schreiben und Lesen von überflüssigen Nullen vermieden, und damit zum einen Plattenkapazität eingespart und zum anderen die Ausführungszeit der Prozeduren klein gehalten.

FILER MENU

EXIT : QUIT THE FILER
VSAV : SAVE A STACK-VECTOR INTO A FILE
VLOA : LOAD A STACK-VECTOR FROM A FILE
SSAV : SAVE THE STACK INTO A FILE
SLOA : LOAD THE STACK FROM A FILE

Abb. B.4 Filer-Menü

Von den so auf die Platte geschriebenen Daten kann dann eine Sicherung auf Magnetband gemacht und die Platte für weitere Auswertergebnisse freigegeben werden. Bei Bedarf können die Daten wieder von Band auf die Platte übertragen werden, vom Programm gelesen und weiterverarbeitet werden.

Auf diese Weise muß jede Funktion nur einmal berechnet werden, und die Rechenanlage wird nicht durch unnötige Mehrarbeit belegt. Dieses Vorgehen hat sich bei der systematischen Auswertung als sehr vorteilhaft erwiesen, da nicht alle Ergebnisse direkt im Detail angeschaut und bewertet werden mußten.

Für die errechneten Daten stand eine Plattenkapazität von 10 MByte zur Verfügung, die in Verbindung mit der Bandeinheit ein rationelles Arbeiten ermöglichte. Das Schreiben der 10 MByte von der Platte auf Band dauert ungefähr 10 Minuten, abhängig von der Stelle, an der die Information steht, da das Magnetband ein sequentielles Speichermedium ist.

C. ASDEX - Ansichten

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen das ASDEX-Experiment. In der Querschnittszeichnung (Abb. C.2) ist die Anordnung der Magnetfeldspulen und die Separatrix zu sehen.

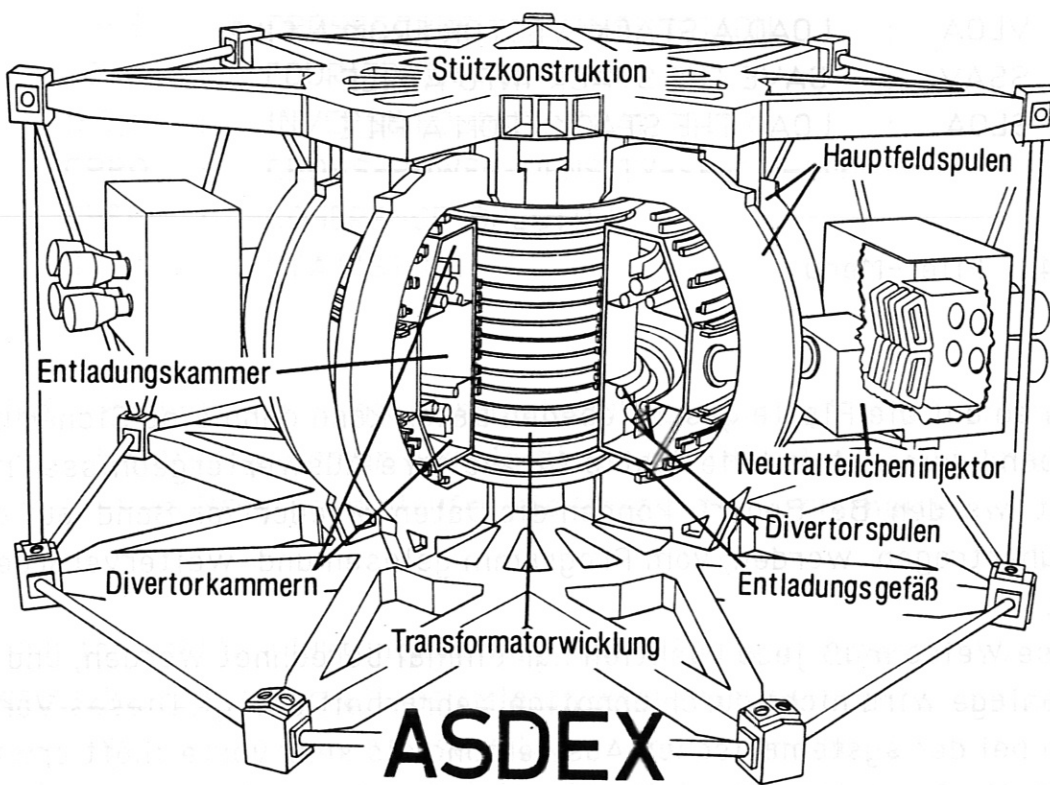


Abb. C.1 Rißzeichnung des ASDEX-Tokamaks.

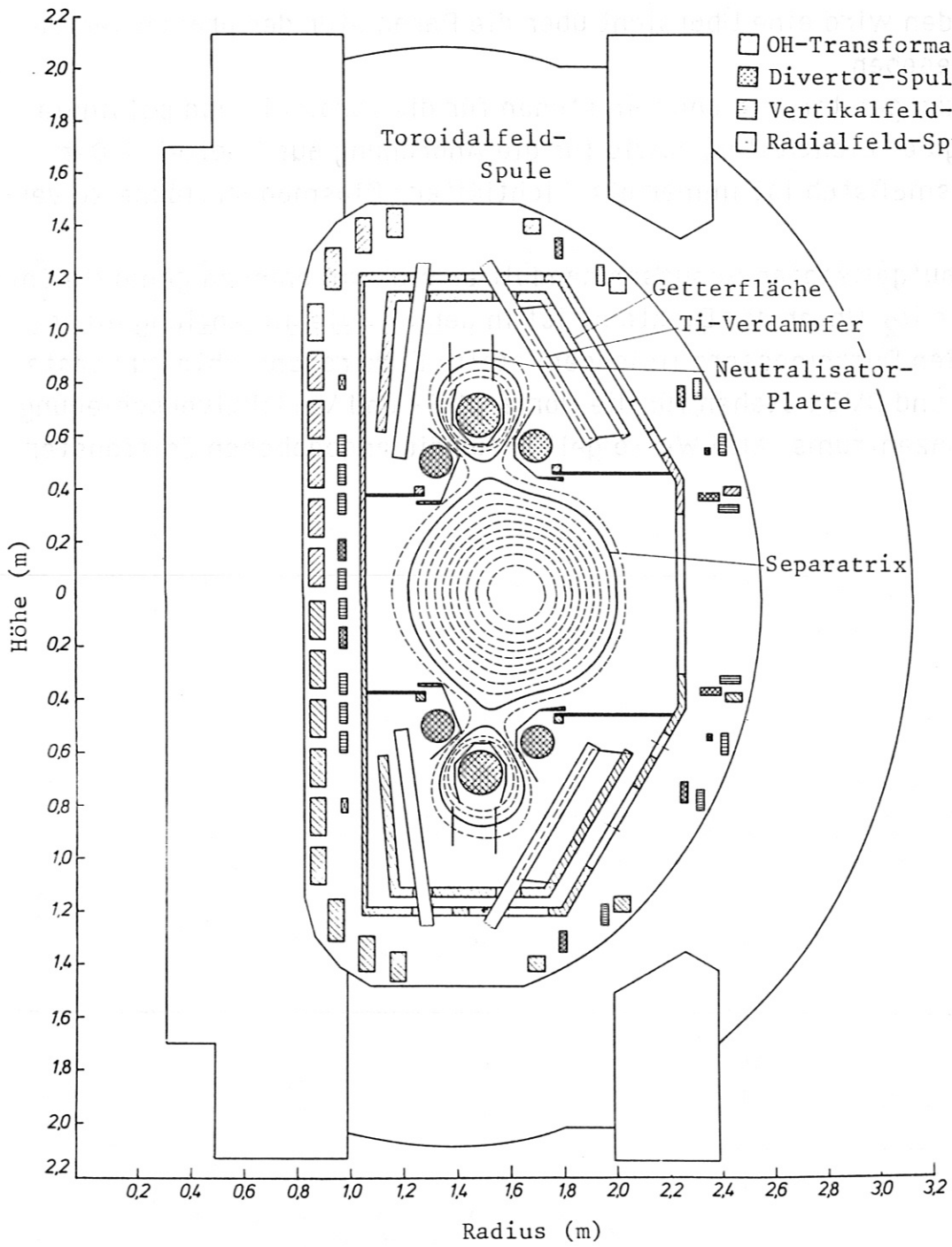


Abb. C.2 Querschnitt durch das Entladungsgefäß. Eingezeichnet sind die Magnetfeldspulen und die Separatrix

D. Schußparameter

Im Folgenden wird eine Übersicht über die Parameter der präsentierten Schüsse gegeben.

Die Abkürzungen tor, pol und win stehen für die toroidale und poloidale Anordnung der Lichtleiter, sowie für die Anordnung aus Kapitel 5. Der Abbildungsmaßstab ist immer als Lichtleiter : Plasmaoberfläche zu verstehen.

Bei allen aufgelisteten Schüssen handelt es sich um ohmsch geheizte Entladungen in D_2 . Unter der Dichte n_e ist in der Tabelle die entlang eines horizontalen Durchmessers liniengemittelte Elektronendichte zu verstehen. DHOR und DVER stehen für die Horizontal- und Vertikalverschiebung des Plasmazentrums. Alle Werte gelten für die angegebenen Zeitfenster.

Schuß	Fenster sec	Abbildung	Plasma- strom kA	Hauptfeld- strom kA	q	n_e $10^{13} \cdot \text{cm}^{-3}$	DHOR cm	DVER cm	Bemerkungen
18872	.912-.975	tor 2:1	378	35	2.8	4.1	+0.2	0	Außenrand
19410	2.4-2.488	tor 2:1	418	36.5	2.6	≈3.9	0	0	Außenrand
18879	.93-1.002	pol 2:1	378	35	2.8	≈4.3	0	0	Außenrand
18880	.93-1.002	pol 2:1	380	35	2.8	≈4.0	0	0	Außenrand
19136	1.9-2.02	tor 2:1	249	35	4.2	≈1.9	-0.3	-0.1	Außenrand
19137	1.9-2.02	tor 2:1	249	35	4.2	≈2.3	-0.2	-0.1	Außenrand
19138	1.9-2.02	tor 2:1	216	35	4.9	2.8	0	-0.1	Außenrand
19139	1.9-2.02	tor 2:1	250	35	4.2	2.9	0	-0.1	Außenrand
19140	1.9-2.02	tor 2:1	250	35	4.2	2.9	0	-0.1	Außenrand
19405	2.4-2.488	win 2:1	298	36.5	3.7	3.2	+1.5	0	Außenrand
19406	2.4-2.488	win 2:1	299	36.5	3.7	2.9	+1.5	0	Außenrand
19484	2.45-2.53	win 2:1	-302	-35	3.5	2.9	+2.9	+0.7	Außenrand
19486	2.45-2.53	win 2:1	-304	-35	3.5	2.9	+2.9	+0.7	Außenrand
19818	1.99-2.05	tor 1:3	376	38	3.0	≈2.8	+2.9	+2.9	Innenrand, Double Null
19819	1.99-2.05	tor 1:3	376	38	3.0	≈3.2	+2.9	0	Innenrand, Single Null
19945	0.8-1.0		320	37	3.5	2.5	-0.2	0	Lithium-Strahl-Diagnostik
19948	0.8-1.0		380	37	2.9	3.6	+3.0	0	Lithium-Strahl-Diagnostik

E. Literaturverzeichnis

- /1/ Niedermeyer, H.
Hochgeschwindigkeitsfilm über Randschichtfluktuationen
private Mitteilung, siehe auch
Jahresbericht des Max-Planck-Inst. f. Plasmaphysik 1981 , S.10
- /2/ Zweben, S.J., McChesney, J. and Gould, R.W.
Optical Imaging of Edge Turbulence in the Caltech Tokamak
Nucl. Fusion 23 (1983), S. 825
- /3/ Zweben, S.J. and Gould, R.W.
Structure of Edge Plasma Turbulence in the Caltech Tokamak
Nucl. Fusion 25 (1985), S. 171
- /4/ Zweben, S.J. and Taylor, R.J.
Phenomenological Comparison of Magnetic and Electrostatic
Fluctuations in the Macrotor Tokamak
Nucl. Fusion 21 (1981), S. 193
- /5/ Liewer, P.C.
Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons
with Theories of Turbulence and Anomalous Transport
Nucl. Fusion 25 (1985), S. 543
- /6/ Weisen, H.
Imaging Methods for the Observation of Plasma Density
Fluctuations
Plasma Phys. Contr. Fusion 28 (1986), S. 1147
- /7/ Weisen, H., Simm, A., Pochelon, A., Hollenstein, A. and Behn, R.
Observation of Long Wavelength Turbulence in the TCA Tokamak
Plasma Phys. Contr. Fusion 28 (1986), S. 1161
- /8/ Schlitt, H. und Dittrich, F.
Statistische Methoden der Regelungstechnik
Bibliographisches Institut, Mannheim (1972), S. 23

- /9/ siehe /8/, S. 31
- /10/ Hesselman, N.
Digitale Signalverarbeitung
Vogel - Buchverlag, Würzburg (1983), S. 79
- /11/ siehe /8/, S. 135
- /12/ siehe /8/, S. 119
- /13/ Smith, D.E., Powers, E.J. and Caldwell, G.S.
Fast-Fourier-Transform Spectral-Analysis Techniques as a Plasma
Fluctuation Tool
IEEE Trans. on Plasma Science PS-2 (1974), S. 261
- /14/ Korn, G.A. and Korn, T.M.
Mathematical Handbook for Scientists and Engineers
McGraw Hill, New York (1961), S. 576
- /15/ Bendat, J.S. and Piersol, A.G.
Measurement and Analysis of Random Data
John Wiley & Sons, New York (1966), S. 88
- /16/ Keilhacker, M. et al.
Impurity Control Experiment in the ASDEX Divertor Tokamak
Proc. of 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear
Fusion Research, Brüssel (1980), Vol. II, S. 351
- /17/ Instruction Manual
Am502 Differential Amplifier
Tektronix Inc., Oregon, Beaveton (1980)
- /18/ Technical Information Manual
Camac Model 8210
LeCroy Research Systems, California, Palo Alto (1978)

- /19/ McCormick, K. and the ASDEX Team
Measurements of the scrape-off layer density profile on ASDEX via
an energetic neutral lithium beam
Rev. Sci. Instrum. 56 (1985), S. 1063
- /20/ McCormick, K.
Cross Sections and Rate Coefficients for the Interaction of a
Monoenergetic Neutral Lithium Beam with a Maxwellian Plasma
Laborbericht IPP III/40 (1978), Max-Planck-Institut für
Plasmaphysik
- /21/ McCormick, K.
The Charge-Exchange Cell for the Neutral Lithium Beam Probe on
Pulsator, W VIIa and ASDEX
Laborbericht IPP III/82 (1983), Max-Planck-Institut für
Plasmaphysik
- /22/ McCormick, K. and Kick, M.
The ASDEX 100 keV Neutral Lithium Beam Diagnostic Gun
Laborbericht IPP III/83 (1983), Max-Planck-Institut für
Plasmaphysik
- /23/ Jenkins, G.W. and Watts, D.G.
Spectral Analysis and its Application
Holden Day, San Francisco (1968)
- /24/ Fortran Library Mark 11
NAg, Oxford (1984)
- /25/ Chen, F.F.
Introduction to Plasma Physics
Plenum Press, New York (1974), S. 59

/26/ Keilhacker, M. et al.

Divertor Operation at Large Power Flows in Neutral-Beam-Heated ASDEX Discharges

Proc. of 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore (1982), Vol. III, S. 183

siehe auch

Jahresbericht des Max-Planck-Inst. f. Plasmaphysik 1981 , S.31

Ich danke Herrn Prof. Dr. Trümper für die interessante Themenstellung und Herrn Prof. Dr. Pinkau, der mir die Durchführung der Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ermöglicht hat.

Desweiteren gilt mein Dank Herrn Dr. McCormick, der mir seine Diagnostik zur Verfügung gestellt hat und mir bei der Interpretation der Meßwerte behilflich war.

Herrn Dr. Ruhs und seinem Team danke ich für Unterstützung in allen Fragen der Datenverarbeitung.

Mein Dank gilt auch dem technischen Team, insbesondere Herrn Schaal für die Fertigung aller benötigten Teile, sowie Herrn Henningsen für die photographischen Arbeiten.

Herr Bosch übernahm freundlicherweise die Berechnungen der Magnetfeldrichtungen.

Dem ASDEX-Team danke ich für die freundliche Aufnahme. Die hilfreichen Diskussionen mit den Kollegen trugen wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Besonderen Dank möchte ich Herrn Dr. Niedermeyer für sein Engagement aussprechen. Im gesamten Verlauf meiner Tätigkeit stand er mir mit "Rat und Tat" zur Seite. In den Diskussionen mit Ihm haben viele Gedanken an Klarheit gewonnen und durch seine Anregungen profitierte ich von seiner Sachkenntnis.