



Institut für Plasmaphysik

***Statistische Beschreibung von intermittenten
Ereignissen in der Randschicht des
Tokamaks TEXTOR***

Daniela Schmitz

***Statistische Beschreibung von intermittenten
Ereignissen in der Randschicht des
Tokamaks TEXTOR***

Daniela Schmitz

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4221
ISSN 0944-2952
Institut für Plasmaphysik Jül-4221

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461 61-5220 · Telefax: 02461 61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Kurzfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Charakterisierung von intermittenten Ereignissen in der Randschicht des Tokamaks TEXTOR. Dazu wurden Messdaten der Dichte und des poloidalen elektrischen Feldes analysiert. Diese Daten stammen zum einen von einer sich schnell bewegenden und einer fest positionierten elektrischen Sonde und zum anderen aus emissionsspektroskopischen Messungen eines thermischen Lithium-Strahls.

Das intermittente Verhalten wurde mittels der statistischen Momente der Daten quantifiziert. Bei hoher Intermittenz lassen sich kohärente Strukturen (im folgenden Blobs genannt) detektieren, die mit Hilfe der bedingten Mittelung charakterisiert wurden.

Die wesentlichen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Im Tokamak TEXTOR konnte intermittentes Verhalten in der Abschälschicht nachgewiesen werden, wobei die Intermittenz ab der letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS) mit wachsendem Radius zunimmt. In der Limiter-Geometrie besitzen die untersuchten Blobs auf der Mittelebene eine radiale Ausdehnung von bis zu 8 cm und bewegen sich mit (1-7)% der Ionenschallgeschwindigkeit radial nach außen. Hierbei trägt der intermittente Transport 40% des gesamten senkrechten Transports. Im oberen Bereich des Tokamak ist die Intermittenz dagegen sehr gering. Dies lässt sich verstehen, wenn man als Ursache Austauschinstabilitäten annimmt, die hauptsächlich auf der Niederfeldseite auftreten.

Unter dem Einfluss des Dynamischen Ergodischen Divertors (DED) und des darauf zurückzuführenden Ausbildens von Tearing-Moden nimmt die Intermittenz in den untersuchten Entladungen zu. Dies könnte auch auf den steileren Dichtegradienten in der Abschälschicht nahe der LCFS zurückgeführt werden, der durch den regulierenden Gaseinlass verursacht wird. Der Einfluss des ergodischen Feldes verändert die charakteristischen Eigenschaften der Blobs außerhalb der LCFS nicht. Innerhalb der LCFS konnten dagegen Dichtelöcher detektiert werden, die sich in Richtung Plasmazentrum bewegen. Der Anteil der Blobs am Gesamttransport bleibt dabei unverändert.

Allgemein ist die Geschwindigkeit der Blobs proportional zur Quadratwurzel ihrer poloidalen Ausdehnung. Dies bestätigt die Vorhersage des Modells, indem die nichtlineare Entwicklung von Austauschinstabilitäten für die Ausbreitung der Blobs verantwortlich ist.

Abstract

Within the scope of this work intermittent events in the plasma edge of the tokamak TEXTOR were characterized. For that data of measurements of the density and the poloidal electrical field were analysed. The data was collected by a reciprocating and a fixed probe as well as by a Lithium beam.

The intermittent behaviour was quantified by the statistical moments of the data. If intermittency is high, coherent structures (also called blobs) can be detected. The detected blobs were described using the statistical method of conditional averaging.

The main results can be summarised as follows:

Intermittent behaviour has been detected in the scrap off layer of the tokamak TEXTOR and it is increasing with the radius from the last closed flux surface (LCFS) on. On the midplane the blobs in the limiter geometry have a radial size of up to 8 cm and move onto the wall with velocities as high as (1-7)% of the ion sound speed. It was found that intermittent transport causes 40% of the total perpendicular transport in the investigated discharges. In the upper part of the tokamak there is less intermittency. This is reasonable if intermittency is caused by interchange instabilities which mainly occur on the low field side of the tokamak.

With the Dynamic Ergodic Divertor (DED) and the associated formation of tearing modes intermittency is increasing. This can also be due to the steeper gradient of density in the scrap off layer close to the LCFS which is caused by gas puffing used for the regulation of the density. Outside the LCFS the ergodic field does not have any influence on the characteristics of blobs. Within the LCFS density holes have been found which propagate towards the centre of the plasma. The radial transport due to blobs is still the same.

In general the velocity of the detected blobs is proportional to the square root of their poloidal size. That confirms the prediction of the blob model in which the nonlinear development of interchange instabilities causes the propagation of blobs.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlegende Prozesse in der Abschälschicht von Tokamaks	5
2.1. Magnetischer Einschluss im Tokamak	5
2.2. Plasmabegrenzung	6
2.2.1. Limiter	6
2.2.2. Divertor	7
2.2.3. Dynamische ergodische Divertor (DED)	7
2.3. Transport in der Abschälschicht	9
2.3.1. Abschälschicht	10
2.3.2. Turbulenter Fluss	10
2.3.3. Intermittenz	11
2.4. Beschreibung des turbulenten Transports durch kohärente Strukturen - Blobs	12
2.4.1. Modellvorstellung für Blobs und ihre Ausbreitung	12
2.4.2. Übersicht über experimentelle Ergebnisse zur Intermittenz und Blobstrukturen	14
3. Experimenteller Aufbau und Messprinzipien	17
3.1. TEXTOR	17
3.2. Langmuir-Sonden	18
3.2.1. Grundlagen	18
3.2.2. Rake-Sonde	20
3.2.3. Schnelle Sonde	21
3.2.4. Vor- und Nachteile einer Sonde	22
3.3. Strahl-Emissions-Spektroskopie	22
4. Analyse von Randschichtfluktuationen	23
4.1. Methoden zur Bestimmung der Intermittenz	23
4.1.1. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion	24
4.1.2. Statistische Momente	25
4.1.3. Leistungsdichtespektrum	26
4.1.4. Filtern mittels Fouriertransformation	27
4.1.5. Korrelationsfunktionen	28
4.2. Methoden zur Charakterisierung der kohärenten Strukturen	29
4.2.1. Bedingte Mittelung	29
4.2.2. Kreuzbedingte Mittelung	31
4.2.3. Charakteristische Größen der Blobs	32

5. Ergebnisse zur Charakterisierung von Intermittenz	37
5.1. Intermittenz in ohm'schen Entladungen in Limiter-Geometrie	37
5.1.1. Entladung und Signale	37
5.1.2. Quantifizierung der Intermittenz	41
5.1.3. Charakterisierung der Blobs	43
5.1.4. Ergebnisse unterschiedlicher Fluktuationsdiagnostiken	51
5.2. Einfluss des DED auf intermittente Ereignisse	57
5.2.1. Radiale Abhängigkeit der Intermittenz	63
5.2.2. Charakterisierung der Blobs	66
5.2.3. Teilchenfluss	75
6. Zusammenfassung und Ausblick	79
A. MatLab-Routine für bedingte Mittelung	83
Abbildungsverzeichnis	85
Literaturverzeichnis	89

1. Einleitung

Mit der Entscheidung im Sommer 2005 den Fusionsreaktor ITER (**I**nternational **T**hermonuclear **E**xperimental **R**eactor) in Cadarache/Frankreich zu bauen, ist das Ziel durch Kernfusion Energie zu gewinnen näher gerückt. Diese Energie hat - verglichen mit der derzeitig vorherrschenden Energie aus fossilen Rohstoffen - die Vorteile, dass der benötigte Rohstoff weltweit und unbegrenzt zur Verfügung steht und keine Treibhausgase entstehen.

Bei der Fusion leichter Atomkerne wird aufgrund des Massendeffekts Energie freigesetzt. Die günstigsten Bedingungen für die Fusion herrschen, wenn die Wasserstoffisotope Deuterium (H_1^2) und Tritium (H_1^3) als Reaktoren verwendet werden. Ersteres kommt in ausreichender Menge natürlich im Meer vor, letzteres kann aus Lithium erbrütet werden, das in der Erdkruste gleichmäßig verteilt ist. Bei der Fusionsreaktion zwischen Deuterium und Tritium wird eine Bewegungsenergie von 17.6 MeV freigesetzt, die sich im Verhältnis 4:1 auf ein Neutron und einen Heliumkern (α -Teilchen) verteilt:



Damit Atomkerne verschmelzen können, müssen sie so nah zusammengebracht werden, dass sie die repulsiven Coulombkräfte überwinden können. Aufgrund des Tunneleffektes ist dies auch bei niedrigeren Temperaturen, d.h. kleineren Bewegungsenergien möglich, als es die klassische Physik vorhersagen würde. Bei einer Temperatur¹ von 10-100 keV ist die Tunnelwahrscheinlichkeit so groß, dass genügend Fusionsreaktionen stattfinden können. Bei diesen Temperaturen sind die Gasatome vollständig ionisiert. Ein Gas, das sich in diesem Zustand befindet, wird *Plasma* genannt. Zum Erreichen dieser hohen Temperaturen ist es notwendig, das Plasma einzuschließen.

Als das zurzeit weitentwickelteste Konzept hat sich der magnetische Einschluss in einem Tokamak etabliert. Dazu werden die geladenen Teilchen durch ein helikales Magnetfeld eingeschlossen. Ionisierte Teilchen gyrieren dabei aufgrund der Lorentzkraft um die Magnetfeldlinien. Ihre Bewegung senkrecht zum Feld wird so begrenzt [Wes04].

Die Fusionsleistung wird von mehreren Faktoren beeinflusst. Neben der Fusionsrate ist die Fusionsenergie der α -Teilchen, die Brennstoffdichte n , die Temperatur T und die Energieeinschlusszeit τ_E von Bedeutung. Die Qualität des Einschlusses eines Reaktors kann über das so genannte *Tripelprodukt* ($nT\tau_E$) aus Einschlusszeit, Plasmadichte und -temperatur angegeben werden.

Ziel ist es, eine positive Leistungsbilanz zu erreichen, d.h. dass die Fusionsleistung größer der Verlustleistung² ist. Um eine positive Leistungsbilanz zu erreichen, muss das Tripelprodukt Wert größer $5 \cdot 10^{21} \text{ keVs/m}^3$ erreichen. Die Leistungsbilanz wird oft als Quotient Q aus erzeugter und eingebrachter Leistung ausgedrückt, der *Energieverstärkungsfaktor* genannt wird. Am derzeit größten Fusionsreaktor, dem Tokamak JET (**J**oint **E**uropean **T**orus), kommt man dem 'break even point' von $Q = 1$ sehr nah. Für ITER ist mindestens eine Energieverstärkung um den Faktor $Q = 10$ geplant. Dies kann nur erreicht werden, wenn eine lange Einschlusszeit und eine geringe Belastung und damit lange Lebenszeit der begrenzenden Elemente gewährleistet werden kann.

Nachdem die schnellen Heliumkerne ihre Energie an das Plasma abgegeben haben, muss diese so genannte Asche abgeführt werden, da die Heliumkerne sonst das Plasma verdünnen. Dazu werden die

¹Temperaturangaben in der Fusionsphysik werden i. Allg. in keV angegeben. Dabei entspricht 1 eV ungefähr 11600 K.

²Leistungsverluste entstehen durch Brems- und Linienstrahlung sowie durch radialen Transport.

Heliumkerne gezielt auf geeignete Begrenzungsflächen geleitet, wo sie rekombinieren und als Neutralteilchen abgepumpt werden können. Die Magnetfeldlinien werden entweder durch mechanische Einbauten (Limiter) oder durch ein überlagertes Magnetfeld (Divertor) auf die Begrenzungsfläche abgelenkt. Die Wärmeflussdichte auf die Begrenzungsflächen ist abhängig von der Breite der Schicht mit offenen Magnetfeldlinien, die durch den senkrechten Transport bestimmt wird. Eine schmale Abschälschicht belastet die Begrenzungsflächen stark. Die Optimierung und Kontrolle des Verhältnisses aus parallelem und senkrechtem Transport ist für die Realisierung eines Fusionsreaktors von großer Bedeutung.

Das Magnetfeld verhindert, dass sich die geladenen Teilchen senkrecht zum Feld frei bewegen können. Der Großteil des senkrechten Transports im Plasma wird durch Turbulenz hervorgerufen. Dieser, als anomal bezeichneter Transport, wird durch Driften getrieben, die die Folge von Fluktuationen der Plasmaparameter (Dichte, Temperatur, elektrische und magnetische Felder) sind. Dabei hat im Plasmarand die elektrostatische Turbulenz die größte Auswirkung auf den radialen Transport.

Turbulenz zeichnet sich durch eine sehr große Zahl von Freiheitsgraden aus. Dies bedeutet, dass die zeitliche Entwicklung einer Größe normalerweise nicht wiederholt wird und das System nur mittels statistischer Methoden beschrieben werden kann. Hier bieten sich am einfachsten die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und ihre Momente an. Einfach fluktuierende Größen besitzen i. Allg. eine gauss'sche Verteilung. Es wurde allerdings an den verschiedensten Fusionsanlagen (z.B. W7-AS, DIII-D, Tore Supra, TEXTOR, ADITYA, PISCES) beobachtet, dass die turbulente Größen im Plasmarand von dieser Verteilung abweichen ([vMSC⁺05], [GNN⁺05]). Das ist darauf zurückzuführen, dass sich vor allem im turbulenten Fluss zwei Prozesse mit unterschiedlicher Skalierung ereignen. Zum einen gibt es schnelle und schmale Fluktuationen (Diffusion) und zum anderen langsame und große Transportereignisse (Konvektion). Die veränderte Form der Verteilung ist hauptsächlich auf das gelegentliche, kurzzeitige Ausbrechen der Signale zurückzuführen [vMSC⁺05]. Dieses Verhalten wird Intermittenz³ genannt. Es konnte gezeigt werden, dass diese Ereignisse kohärenten Strukturen zugeordnet werden können, die radial propagieren und den senkrechten Transport dominieren [BRM⁺03]. Sie unterscheiden sich von diffusivem und neoklassischem Transport dadurch, da sie sich so schnell bewegen (mit 1-10% der Ionen-schallgeschwindigkeit), dass sie an der Wand recycled werden und nicht parallel zum Feld auf die Prallplatten abgelenkt werden. Dies führt zu einer Verringerung der Funktionalität der Begrenzungsvorrichtungen (Limiter oder Divertor) und gefährdet durch die erhöhte Verunreinigung des Plasmas den Gleichgewichtszustand. Obwohl weniger Teilchen über diese abfließen, führt der erhöhte radiale Transport nicht zu einer Entlastung des Materials. Die kohärenten Strukturen entstehen so tief in der Abschälschicht, dass die Wärmeflussdichte auf den Begrenzungsflächen nicht abnimmt.

Diese Ansammlungen von Teilchen, die sich alle in die gleiche Richtung bewegen und sich durch ihre Eigenschaften vom Hintergrund abheben, werden auch Intermittente Plasma Objekte (IPOs) genannt [BRM⁺03]. IPOs haben eine höhere Dichte als ihre Umgebung und sind in Richtung der Feldlinien ausgedehnt, weshalb sie auch als Fäden (engl. Filaments) bezeichnet werden. In der zweidimensionalen poloidal-radialen Ebene senkrecht zum Magnetfeld sind sie jedoch zentriert und werden häufig mit dem Begriff⁴ 'Blob' versehen [DMK02]. Letztere Bezeichnung hat sich durchgesetzt, da sie weder Aussagen über den zugrunde liegenden Mechanismus noch den Ursprung macht. Dies passt auf die aktuelle Situation, in der die Existenz von Blobs in den verschiedensten Fusionsanlagen und auf unterschiedlichste Art (Sonden und Kameras) nachgewiesen wurde, es jedoch keine geschlossene Theorie für deren Entstehung gibt.

³Der Begriff Intermittenz (lat. *intermittere* - unterbrechen) stammt aus der nichtlinearen Dynamik und beschreibt hier den Wechsel in einem Signal zwischen langem regulären und kurzen irregulären Verhalten. In den irregulären Phasen verhält sich das System chaotisch. Eine Zunahme dieser Phasen zeigt den Übergang zum Chaos an.

⁴Die Bezeichnung 'Blob' wurde erstmals 1985 von Zweben et al. verwendet [Car05].

Die radiale Propagation wird durch die Polarisierung der Teilchenansammlung im Plasma aufgrund des ladungsabhängigen poloidalen Druckgradienten und der Feldkrümmung erklärt. Teilchen, die zusätzlich zum Magnetfeld einem poloidalen elektrischen Feld ausgesetzt sind, erfahren eine radiale Drift, der Blob propagiert.

An TEXTOR (Tokamak Experiment for Technology Oriented Research) wurde ebenfalls intermittentes Verhalten der Dichte und des elektrischen Feldes festgestellt [XJW⁺05]. Für ohm'sche Entladungen konnte gezeigt werden, dass intermittente Ereignisse für 50% des senkrechten Transports verantwortlich sind.

Ziel dieser Arbeit ist es, aufbauend auf der Arbeit von Xu et al., die Untersuchung des intermittenten Verhaltens in der Randschicht des Tokamaks TEXTOR auf verschiedene Entladungsarten und um verschiedenen Diagnostiken zu erweitern. Ein Schwerpunkt dabei bildet die Untersuchung des Einflusses des Dynamisch Ergodischen Divertors (DED), der ein alternatives Konzept zur Teilchen- und Energieabfuhr ist [WBdB⁺05].

Dazu werden die Daten drei verschiedener Randschichtdiagnostiken analysiert. Die betrachteten Daten stammen zum einen aus Messungen mit Langmuir-Sonden, die von der Gruppe 'Laboratory for Plasma Physics' der Association 'Euratom-Belgian State (Royal Military Academy)', betrieben werden, und zum anderen aus Ergebnissen eines thermischen Lithium-Strahls, die Alexander Huber im Rahmen seiner Dissertation gewonnen hat [Hub97].

Im Rahmen dieser Arbeiten sollen statistische Methoden entwickelt und implementiert werden mit denen sich die makroskopischen Strukturen hinsichtlich ihres Auftretens, der zeitlichen und radialen Ausdehnung und ihrer Geschwindigkeit charakterisieren lassen. Diese Größen ermöglichen den Vergleich des intermittenten Verhaltens unter verschiedenen Bedingungen.

In einem weiteren Schritt werden die charakteristischen Größen mit Blob-Modellen aus der Literatur verglichen.

Die Arbeit gliedert sich dazu wie folgt. Im **Kapitel 2** wird ein Überblick über die Prozesse in der Randschicht gegeben. Dazu wird kurz das Konzept des magnetischen Einschlusses und dessen relevanten Kenngrößen vorgestellt. Danach werden verschiedene Konzepte zur Plasmabegrenzung und zur Teilchen- und Energieabfuhr aufgezeigt. Anschließend wird die Auswirkung des turbulenten Transports auf den Fluss beschrieben. Dazu wird besonders auf intermittente Ereignisse und die charakteristische Größen der kohärenten Strukturen eingegangen. Folgend wird ein einfaches Konzept zur Beschreibung von kohärenten Strukturen vorgestellt. Die Aussagen zweier Blob-Modelle werden kurz verglichen. Abschließen werden Ergebnisse anderer Maschinen beschrieben und eingeordnet. Im **Kapitel 3** wird der Aufbau und die Anordnung der verwendeten Diagnostiken im Tokamak Textor vorgestellt. Es wird das allgemeine Konzept von Langmuir-Sonden beschrieben und die Besonderheiten der Rake-Sonde und Schnellen-Sonde vorgestellt. Ebenfalls wird der Aufbau des Lithium-Strahls beschrieben. **Kapitel 4** beschreibt die statistischen Methoden, mit denen Intermittenz detektiert und charakterisiert werden kann. Ersteres erfolgt über die Analyse der Verteilungsfunktion und derer Momente. Die Charakterisierung ist mit Hilfe der bedingten Mittelung möglich. Diese Methode wird hergeleitet und in Bezug zu den gewünschten Informationen gesetzt. **Kapitel 5** stellt die Ergebnisse der Analysen vor. Dazu wird zunächst die Intermittenz in ohm'schen Entladungen in Limiter-Geometrie beschrieben. Im zweiten Teil wird die Intermittenz dann unter DED-Einsatz untersucht. Die Ergebnisse werden verglichen. In **Kapitel 6** werden die Ergebnisse zusammengefasst, diskutiert und ein Ausblick gegeben.

2. Grundlegende Prozesse in der Abschälschicht von Tokamaks

2.1. Magnetischer Einschluss im Tokamak

Für die Leistungsbilanz eines Fusionsreaktors sind der Einschluss des Plasmas und die Auskopplung von Teilchen und Energie von grundlegender Bedeutung. Das Konzept des magnetischen Einschlusses im Tokamak, wie es auch an TEXTOR angewandt wird, wird zu Beginn dieses Kapitels kurz vorgestellt. Verschiedene Begrenzungsarten wie die des Divertors, Limiters und des Dynamischen Ergodischen Divertors (kurz DED) werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

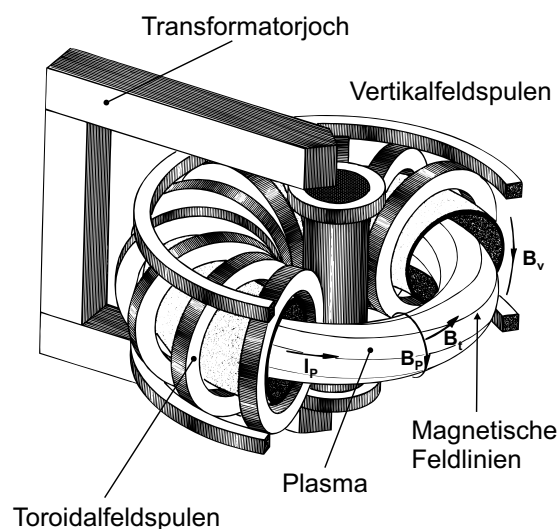


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Tokamak-Prinzips

Das Hauptmagnetfeld in einem Tokamak wird durch poloidale Spule (Toroidalfeldspulen) erzeugt. Das resultierende toroidale Magnetfeld B_ϕ besitzt einen radial zur Achse gerichteten Gradienten. Dieser Gradient bewirkt, dass Elektronen für die in Abbildung 2.1 vorgegebene Richtung des Toroidalfeldes nach unten, Ionen jedoch nach oben driften (∇B -Drift), so dass sich ein elektrisches Feld aufbaut. Dies führt zu einer radial nach außen gerichteten Teilchendrift für Ionen und Elektronen, und der einschließende Effekt wird zerstört. Daher wird durch einen Transformator ein Plasmastrom getrieben, der ein poloidales Magnetfeld B_θ induziert. Es entsteht eine helikale Magnetfeldstruktur, mit der das Plasma eingeschlossen wird.

Die Stabilität und die Qualität des Einschlusses lassen sich durch zwei Kenngrößen angeben. Durch Überlagerung der beiden Magnetfelder entstehen ineinander geschachtelte magnetische Flussflächen, auf denen sich die Feldlinien helikal winden. Der Druck dieses Magnetfelds gleicht den Plasmadruck p aus. Das Verschrauben der Feldlinien auf den einzelnen Flussflächen wird durch den so genannten Sicherheitsfaktor q charakterisiert. Er gibt den toroidalen Feldlinienversatz pro poloidalem Umlauf an: $q = \Delta\phi/2\pi$. Drückt man den toroidalen Versatz durch die Magnetfelder aus und eliminiert über das Ampère'sche Gesetz das poloidale Magnetfeld, kann $q(r)$ für Tokamaks in der Näherung eines großen Aspektverhältnisses ($A = R/a$) abgeschätzt werden zu¹:

¹In [Wes04] findet sich eine ausführliche Herleitung in Kapitel 3.4.

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_t}{\mu_0 I(r) R} \quad (2.1)$$

Der Name dieser Größe beruht auf der Erfahrung, dass sich ein stabiles Plasma nicht unter $q_a \leq 2$ einstellt (q_a ist der Sicherheitsfaktor am Plasmarand). Anhand dieser Größe lassen sich die Flussflächen in rationale und irrationale unterteilen. Bei rationalen Flussflächen ist das Verhältnis g aus der Anzahl m der toroidalen zu den poloidalen n Umläufen rational. Diese in sich selbst geschlossenen Feldlinien kommen selten vor, werden jedoch von externen, lokalen Störungen (siehe Kapitel 2.2.3) stark beeinflusst, da sie bei jedem m -ten Umlauf wieder an der gleichen Stelle vorbeikommen.

Eine weitere Maßzahl für die Güte des Einschlusses, d. h. für den Ausgleich des Plasmadruckes p durch die Magnetfelder, wird durch folgende Relation gegeben:

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

Je höher β , umso effizienter ist der magnetische Einschluss. Dabei muss die Summe aus kinetischem Druck p_{kin} und Magnetfelddruck p_B im Gleichgewicht konstant sein [Kau02].

2.2. Plasmabegrenzung

Die Herausforderung bei der Begrenzung des Plasmas liegt in der Minimierung der Belastung des Wandmaterials bei gleichzeitiger effektiver Teilchen- und Energieauskopplung. Grundlegend werden die Magnetfeldlinien dazu bewusst auf materielle Begrenzungsflächen geführt (siehe Abbildung 2.2). Dies kann erfolgen durch eine mechanische Begrenzung (Limiter), die in das Randplasma eingeführt wird, oder durch ein zusätzliches Magnetfeld (Divertor), das das Magnetfeld auf Begrenzungsflächen (Divertor-Targetplatten) leitet, die nicht direkt mit dem eingeschlossenen Plasma im Kontakt stehen. Das Divertor-Konzept ist für das kommende Fusionsexperiment ITER geplant und wird heute bereits bei fast allen großen Experimenten verwendet. Das Limiter-Konzept wird in TEXTOR verwendet und wird daher im Folgenden ebenfalls kurz vorgestellt. Ein alternatives Konzept zur Plasmabegrenzung ist das Konzept des ergodischen Divertors, bei dem das einschließende Magnetfeld des Tokamaks selektiv durch ein radiales magnetisches Störfeld in der Randschicht gestört wird. Die sich dabei ausbildende ergodische Schicht schützt das eingeschlossene Plasma vor Verunreinigungen und ermöglicht außerhalb einen erhöhten Transport, dem eine erhöhte Strahlungskühlung folgt. Dieses erweiterte Konzept wird an TEXTOR in Form des Dynamisch Ergodischen Divertors (DED) erprobt und weiterentwickelt. Eine Spezialität des DED ist die Option, das magnetische Störfeld rotieren zu lassen.

2.2.1. Limiter

Um eine effektive Wärme- und Teilchenabfuhr zu ermöglichen, wird im Rahmen des Limiterkonzepts eine begrenzende Fläche ins Plasma eingeführt, auf die die Feldlinien abgelenkt werden. Diese mechanische Begrenzung des eingeschlossenen Plasmavolumens wird *Limiter* genannt. Diese Anordnung in einem Tokamak ist schematisch in Abbildung 2.2 (a) skizziert. Außerhalb des eingeschlossenen Plasmavolumens, das durch die letzte geschlossene Flussfläche (engl. **Last Closed Flux Surface**) begrenzt ist, bildet sich ein Übergangsbereich, indem die magnetischen Feldlinien vom Limiter geschnitten werden. Dieser Bereich wird Abschälschicht (engl. **Scrape Off Layer**) genannt. Gelangen geladene Teilchen in die Abschälschicht bewegen sie sich entlang der Feldlinie auf den Limiter zu, wo sie absorbiert, als Neutralteilchen abgepumpt oder zurück ins Plasma reionisiert (recycled) werden [The97].

Diese einfache Begrenzung hat den Nachteil, dass die Verunreinigung, die durch den Kontakt des Plasmas mit dem Limiter entsteht, direkt ins Plasma abgegeben wird.

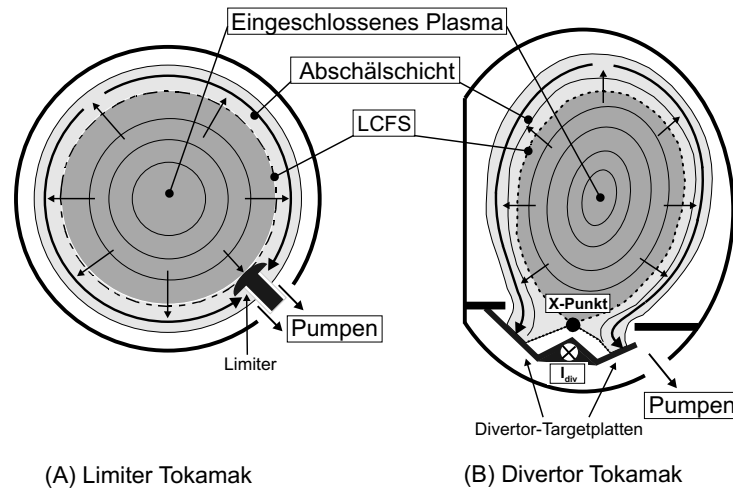


Abbildung 2.2.: Plasmabegrenzung durch Limiter (a) und Divertor (b)

2.2.2. Divertor

In einem Divertor-Tokamak wird die Trennung zwischen eingeschlossenem Plasmavolumen und dem Bereich der offenen Feldlinien durch ein weiteres poloidales Feld mithilfe einer toroidal umlaufenden so genannten *Divertorspule* erzeugt. Dieses lenkt die äußeren Feldlinien auf vom Plasma entfernte Prallplatten ab. Das hat den Vorteil, dass die an der Prallplatte entstehenden Neutrale nur schwer wieder bis ins Plasma zurück gelangen und damit effektiver abgepumpt werden können. Wie im Limiter-Tokamak entsteht hierbei außerhalb der LCFS die Abschälschicht. Im Divertor-Tokamak ist die Realisierung eines Regimes mit verbessertem Einschluss durch eine Transportbarriere am Rand möglich [Kau02].

2.2.3. Dynamische ergodische Divertor (DED)

Voraussetzung für den erfolgreichen Einschluss eines Plasmas ist die Abschirmung von Verunreinigungen (screening genannt) und der Delokalisierung von Wärmeflüssen auf die Wand. Eine Möglichkeit dies zu verbessern ist die Störung des magnetischen Feldes in der Randschicht. Dies geschieht durch eine gezielte Störung im Bereich der rationalen Flussflächen im Rand.

In TEXTOR wurde dazu der Dynamisch Ergodische Divertor (DED) eingebaut, der dieses alternative Konzept zur Teilchen- und Energieabfuhr umsetzt. Mit einem Satz aus 16 Spulen, die auf der Hochfeldseite (HFS) parallel zu den Feldlinien der $q = 3$ Flussfläche angeordnet sind (siehe Abbildung 2.3), kann das Magnetfeld der Randschicht beeinflusst werden.

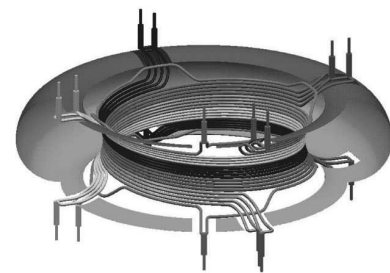


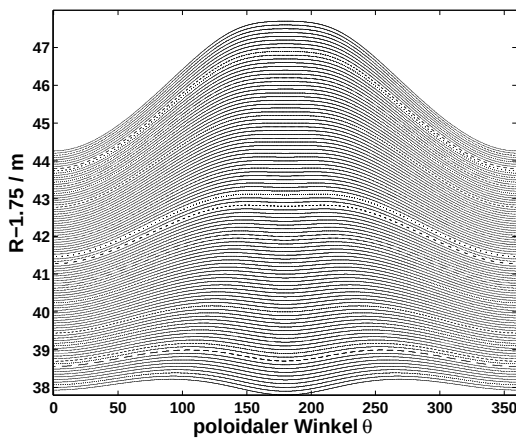
Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der DED-Spulenordnung mit der Strombeschaltung in der $m/n = 3/1$ Moden-Konfiguration

Durch unterschiedliche Beschaltung dieser Spulen können radiale magnetische Störfelder mit verschiedener Multipolordnung erzeugt werden. Abhängig von der Störung bilden sich drei markante Bereiche in der Nähe der resonant gestörten Flussfläche aus: Die gestörten Feldlinien bilden zunächst magnetische *Inseln* aus. Dort wo sich diese Inseln überlappen entstehen *ergodische Bereiche*. Dies bedeutet für eine Feldlinie, dass sie nach einem toroidalen Umlauf an einer poloidal und radial versetzten Stelle wieder ankommen kann. In diesem Bereich herrscht demnach ein erhöhter radialer Transport. Vor den DED-Spulen selbst werden die Feldlinien

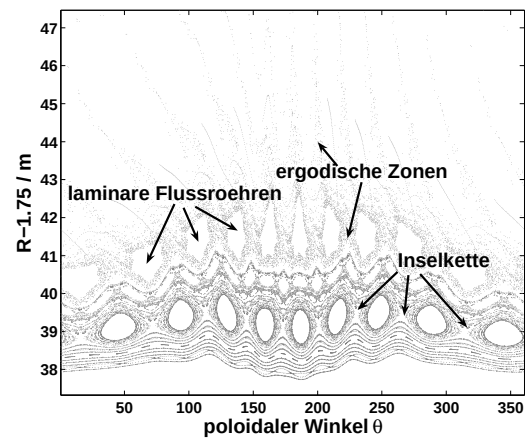
auf die Wand abgelenkt und besitzen kurze Verbindungslängen² L_c . Diese Zonen werden als *laminar* bezeichnet und das Plasma strömt hier schnell, parallel zu den Feldlinien, zum Divertortarget ab. Somit bildet sich ein helikaler Divertor aus. Die Bereiche, in denen radialer Transport favorisiert wird, können durch die Einstellung verschiedener Resonanzen beeinflusst werden [Sch06]. Bei Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden die Spulen so geschaltet, dass sie ein Störfeld mit einer kleinen Multipolordnung erzeugen, das dementsprechend tief in das Plasma reicht (3/1 Basis-Mode). Dazu wurden je vier Spulen vom einem Strom in dieselbe Richtung durchflossen (siehe Abbildung 2.3). Die Hauptresonanz liegt bei dieser Konfiguration bei der poloidalen Modenzahl $m = 3$ und der toroidalen $n = 1$. Die veränderte Magnetfeldstruktur kann berechnet werden. Dazu stehen an TEXTOR zwei Verfahren [FAJ⁺05] zur Verfügung (GOURDON-Code, ATLAS-Code). Darstellen lässt sie sich entweder durch Pointcaré Plots oder durch Laminare Plots.

Pointcaré Plot

Pointcaré Plots visualisieren die Struktur des Magnetfeldes in zwei Dimensionen. Dazu werden die Feldlinien toroidal verfolgt und deren Koordinaten im Schnitt mit der poloidalen Ebenen festgehalten, die sich durch fest vorgegebenen toroidalen Abständen unterscheiden. Die Durchstoßpunkte der Feldlinien in diesen Ebenen werden in einer (θ, r) -Darstellung aufgetragen. Bildet eine Feldlinie nach vielen toroidalen Umrundungen mit der poloidalen Ebene einen Schnittkreis, würde sie im Pointcaré Plot durch eine Gerade parallel zur Winkelachse dargestellt.



(a) Struktur des ungestörten Magnetfeldes



(b) Struktur des resonant gestörten Magnetfeldes

Abbildung 2.4.: Pointcaré Plots

Aufgrund des Shafranov-Shift³ besitzt auch das ungestörte Magnetfeld in TEXTOR Flussflächen, die nicht radialsymmetrisch zur geometrischen Mitte des Gefäßes sind. Es ergibt sich die in Abbildng 2.4 (a) gezeigte Struktur des ungestörten Magnetfeldes. Im Vergleich zu dieser Struktur kann der Einfluss des DED auf das Magnetfeld untersucht werden. In den Pointcaré Plots können die oben beschriebenen sich aufgrund des Störfeldes ausbildenden Strukturen identifiziert werden. Es sind die Inselketten und die laminaren Bereiche zu sehen. Die ergodischen Bereiche, die sich durch eine stochastische Verteilung der Durchstoßpunkte auszeichnen, sind in diesem Plot durch die punktierten Bereiche zu identifizieren (siehe dazu 2.4 (b)).

²Unter der Verbindungslänge L_c versteht man die Länge, die eine Feldlinie bei ihren toroidalen Umläufen zurücklegt bis sie wieder an einer Wand ankommt. Die Länge wird in poloidalen Umläufen ($p.U.$) gemessen.

³siehe z.B. [Kau02], S.144ff.

Laminar Plot

Feldlinien, die nur wenige poloidale Umläufe machen und dadurch kurze Verbindungslängen L_c haben, werden im Pointcaré Plot nur durch wenige Punkte dargestellt. Um eine genauere Untersuchung der Strukturierung dieser Feldlinien zu ermöglichen, werden in Laminaren Plots die Werte der Verbindungslängen in der (θ, r) -Ebene aufgezeigt. Beispielhaft ist in Abbildung 2.5 der Laminare Plot auf der Niederfeldseite dargestellt. Kenntnisse der Magnetfeldtopologie werden im Rahmen dieser Arbeit ver-

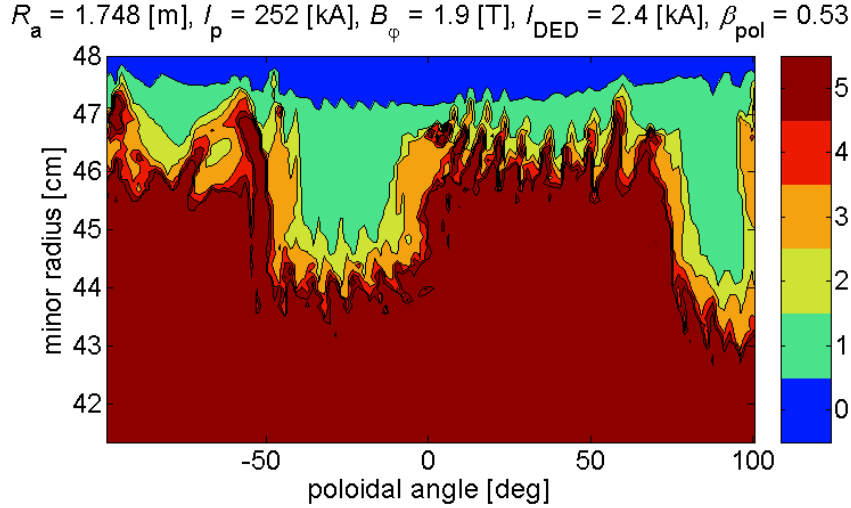


Abbildung 2.5.: Laminar Plot auf der Niederfeldseite

wendet, um den Einfluss des DED auf das statistische Verhalten der Plasmaparameter zu interpretieren.

Tearing-Mode

In der 3/1 Konfiguration reicht das Störfeld weit ins Plasma hinein. Abhängig vom DED-Strom I_{DED} können sich auf weiter innen liegenden Flussflächen zusätzlich so genannte Tearing-Moden ausbilden, die vom radialen Störfeld des DED angeregt werden. Tearing-Moden entstehen im Plasma mit endlicher Leitfähigkeit auf rationalen q -Flächen durch Abreißen der Magnetfeldlinien, Rekonnektion und Ausbildung von großskaligen Inseln.

Es wurde beobachtet, dass sich in der 3/1 Basis-Mode des DED ab $I_{DED} = 0.8kA$ eine 2/1 Mode ausbildet, ab $I_{DED} \sim 2kA$ zusätzlich eine 3/1 Mode. Durch die Tearing-Moden wird der Einschluss im Bereich der $q = 2$ bzw. $q = 3$ Fläche deutlich verschlechtert, da die breiten Inseln quasi einen radialen Kurzschluss für den Transport über ihre Breite hinweg erzeugen.

2.3. Transport in der Abschälschicht

In diesem Abschnitt werden grundlegende physikalische Vorgänge in der Abschälschicht (SOL), dem Bereich des Übergangs von eingeschlossenem Plasmavolumen bis zur ersten Wand, gegeben. Anschließend wird der turbulente Transport im Plasma mit seinen sporadischen Fluktuationen großer Amplitude beschrieben. Der letzte Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Möglichkeit der statistischen Beschreibung von Intermittenz.

2.3.1. Abschälschicht

In der Abschälschicht (SOL), dem Bereich in dem die Feldlinien von Begrenzungselementen unterbrochen werden, konkurrieren der parallele und senkrechte Transport. Parallel zu den Feldlinien strömt das Plasma auf die Prallplatten ab. Der senkrechte Transport mit Flussdichte

$$\Gamma = -D_{\perp} \frac{dn}{dr} = nv_r \quad (2.3)$$

bestimmt die Breite dieser Schicht. Da sowohl beim toroidalen Limiter als auch beim poloidalen Divertor (siehe Abbildung 2.2) die toroidale Symmetrie erhalten bleibt, können die Vorgänge in der SOL zweidimensional, d.h. entlang der magnetischen Feldlinien und in radialer Richtung, betrachtet werden.

Die Struktur der SOL ist in Abbildung 2.6 verdeutlicht. Teilchen, die durch Senkrechttransport in die SOL gelangen, strömen entlang der Feldlinien zum Limiter/Divertor. Auf der Symmetrieebene, am so genannten Staupunkt, ist die Flussgeschwindigkeit null, am Ende der offenen Feldlinie erreichen die geladenen Teilchen Schallgeschwindigkeit⁴ (Bohm Kriterium). Die Breite der SOL kann nun abgeschätzt werden, indem man das Verhältnis aus senkrechter und paralleler Geschwindigkeit gleich dem Verhältnis aus Schichtdicke λ und der Verbindungslänge L zwischen Staupunkt und Prallplatte setzt. Mit der Annahme, dass für die mittlere Geschwindigkeit $v_{\parallel} = 0.5c_s$ gilt, ergibt sich:

$$\lambda = \sqrt{\frac{D_{\perp}}{0.5c_s}} \quad (2.4)$$

Mit diesen vereinfachten Annahmen ergibt sich ein exponentieller Abfall der Dichte in der SOL [Sta00].

Vor der Materialoberfläche, die vom Plasma beaufschlagt wird, bildet sich die so genannte Debye-Schicht aus. Dies beruht darauf, dass sich die Elektronen, aufgrund ihrer geringeren Masse, schneller bewegen und zunächst vermehrt auf die Wand treffen. Diese lädt sich negativ auf bis sich durch Abstoßung der Elektronen ein Gleichgewicht zwischen Ionen- und Elektronenfluss eingestellt hat, es also keinen Netto-Strom auf die Oberfläche gibt. Die Ladungen auf der Oberfläche werden durch die Debye-Schicht abgeschirmt.

2.3.2. Turbulenter Fluss

Der Transport von Teilchen und Energie senkrecht zum Magnetfeld ist in magnetische eingeschlossenen Plasmen und insbesondere im Randbereich weitaus höher, als durch die klassische Transporttheorie auf der Basis von Stößen und Driften erwartet werden kann. Im Plasma gibt es vielmehr sowohl elektrostatische, als auch magnetische Fluktuationen [Wes04], die einen turbulenzgetriebenen, im Allgemeinen anomal genannten, Transport hervorrufen.

Für den anomalen Transport am Plasmarand und insbesondere in der Abschälschicht werden elektrostatische Fluktuationen verantwortlich gemacht ([Sta00], Kapitel 8). Mit diesen Fluktuationen beschäftigt sich auch diese Arbeit. Elektrische Fluktuationen des Plasmapotentials erzeugen ein fluktuierendes elektrisches Feld, dessen poloidale Komponente gegeben ist durch: $\tilde{E}_{\theta} = -\nabla_{\theta} \tilde{\phi}$. Dies führt zu turbulenten Strömungen, die sich mit der Driftgeschwindigkeit $\tilde{v}_r = \tilde{E}_{\theta} / B_{\phi}$ radial ausbreiten.

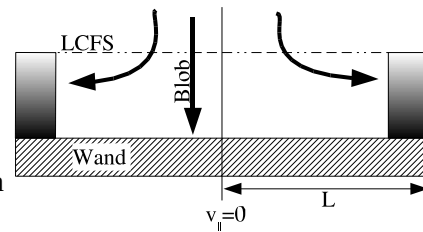


Abbildung 2.6.: Schematische Darstellung der Prozesse in der SOL

⁴Die Schallgeschwindigkeit ist definiert als: $c_s = \sqrt{(k_B(T_e + T_i))/m_i}$. Unter der Annahme $T_e = T_i$ und in einem Wasserstoffplasma ($m_i = m_p$) vereinfacht sich die Bestimmung zu: $c_s = \sqrt{2k_B T / m_p}$.

Wesentlich für den anomalen Transport ist der turbulente Teilchenfluss. Zu dessen Bestimmung werden die fluktuierende Größen in eine Summe aus Mittelwert und fluktuierendem Anteil zerlegt. Für die Plasmadichte n , die radiale Geschwindigkeit v und die Teilchenflussdichte Γ ergibt sich [The97]:

$$n = \bar{n} + \tilde{n}, v = \bar{v} + \tilde{v}, \Gamma = \bar{\Gamma} + \tilde{\Gamma} \quad (2.5)$$

Der Teilchenfluss lässt sich aus den gemessenen Größen n und v bestimmen:

$$\langle \Gamma \rangle = \bar{\Gamma} = \overline{nv} + \langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle + \langle \tilde{n}\bar{v} \rangle + \langle \bar{n}\tilde{v} \rangle \quad (2.6)$$

Da der Mittelwert der fluktuierenden Anteile gerade null ist, ergibt sich:

$$\bar{\Gamma} = \overline{nv} + \langle \tilde{n}\tilde{v} \rangle \quad (2.7)$$

Hier und im Folgenden wird der Teilchenfluss über die Bestimmung der Elektronendichte aus dem mit Sonden gemessenen Ionensättigungsstrom (siehe Kapitel 3.2.1) unter der Annahme berechnet, dass Temperaturfluktuationen vernachlässigbar sind. Dies führt dazu, dass die Berechnung des Teilchenflusses zu hoch ist [HPG02].

Experimente zur Messung der Fluktuationen im Randbereich magnetischer Einschlussexperimente haben gezeigt, dass die dort auftretende Turbulenz⁵ nicht durch gleichverteilte Plasmafluktuationen (d.h. mit gauss'scher Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung) in der SOL bestimmt wird, sondern vielmehr durch sporadische Fluktuationen mit großer Amplitude in Dichte und im Potential durchsetzt ist [GTL⁺06]. Ihr Vorkommen ist episodisch und kurz, wodurch sie auch als intermittente Ereignisse bezeichnet werden. Sie verursachen einen fluktuationsgetriebenen Transport, der selbst intermittent ist und von großen Transportereignissen dominiert wird.

2.3.3. Intermittenz

Die intermittenten Ereignisse sind auf zeitlich und räumlich fluktuierende Strukturen zurückzuführen. Diese bewirken, dass turbulenter Transport im Plasma kein rein diffusiver turbulenter Prozess ist, sondern Langzeitkorrelation besitzt. Diese Strukturen zerstören die Selbstähnlichkeit und die damit verbundene Frequenzabhängigkeit im Spektrum, die charakteristisch für Turbulenz nach Kolmogorov⁶ ist.

Turbulenz als stochastischer Prozess lässt sich mit statistischen Methoden beschreiben. Die im Plasma existierenden, relativ seltenen aber sehr großen Fluktuationen führen zu einer nicht-gauss'schen Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion mit asymmetrischen Flanken und einer Neigung hin zu großen Ereignissen. Diese Abweichung kann durch die Momente der Verteilung quantifiziert werden. Es konnte gezeigt werden, dass die Abweichung von der Gauss-Verteilung ein universelles Verhalten ist. Dazu wurde gezeigt, dass die Verteilungsfunktion der fluktuierenden Größen von den verschiedensten Maschinen einer Bramwell-Holdsworth-Pinton-Verteilung [vMSC⁺05] entspricht und zum andern bei unterschiedlichsten Entladungsbedingungen als Gamma-Verteilung beschrieben werden kann [G⁺05].

⁵Turbulenz ist der Zustand eines nichtlinearen physikalischen Systems, in dem Energie auf großen Skalen zugeführt wird und auf kleinen dissipiert. Turbulenter Fluss ist die räumlich und zeitlich ungeordnete Strömung von Teilchen. Zahlreiche ineinander greifende Wirbel bewirken eine effektive Durchmischung (Diffusion). Diese Wirbel führen zu einer selbstähnlichen Struktur (d.h. invariant unter Reskalierung). Der Strömungszustand ist nicht vorhersehbar, jedoch durch statistische Eigenschaften beschreibbar. [Fri95]

⁶Eine einfachere Herangehensweise bietet die spektrale Untersuchung von Turbulenz. Dies bietet sich an, da Turbulenz die Eigenschaft besitzt, Energie auf verschiedene Skalen und damit im Frequenzraum zwischen verschiedenen Frequenzen zu verteilen. Kolmogorov zeigte dazu in seiner 1941 veröffentlichten Arbeit, dass Turbulenz universell und selbstähnlich ist und dass das Energiespektrum feste Frequenzabhängigkeit ($\sim k^{-5/3}$) besitzt.

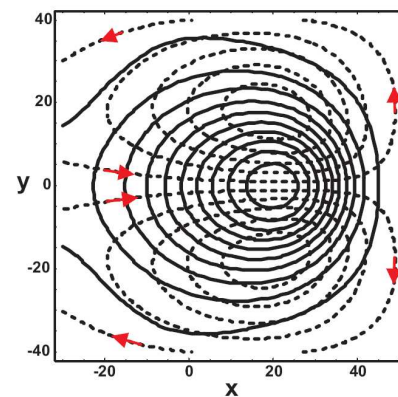
2.4. Beschreibung des turbulenten Transports durch kohärente Strukturen - Blobs

Zunächst wird die Grundidee, dass der erhöhte Transport von kohärenten Strukturen getrieben wird, vorgestellt. Diese Vorstellung wird allgemein als Blob-Modell bezeichnet. Es werden kurz zwei Ansätze zur Modellierung der Blobpropagation beschrieben. Im folgenden Abschnitt werden dann die charakteristischen Größen der Blobs vorgestellt. Für diese werden abschließend Beispiele von verschiedenen Fusionsanlagen aus der Literatur gegeben.

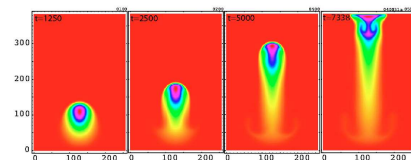
2.4.1. Modellvorstellung für Blobs und ihre Ausbreitung

Theoretisch erklärt man den konvektiven und intermittenten radialen Transport mit dem Bilden und Propagieren von langlebigen, makroskopischen, kohärenten Strukturen, den so genannten Blobs. Blobs, die typischer Weise im poloidal-radialen Querschnitt einen Durchmesser von ein paar Zentimetern haben, jedoch parallel zum Feld wie Filamente stark elongiert sind, werden auf der Basis nicht-linearer Austauschinstabilitäten nahe der LCFS gebildet und propagieren hauptsächlich radial mit Geschwindigkeiten von bis zu 1000 m/s. Die Ursache für die Propagation ist in diesem Kontext einfach erklärt: Jede makroskopische Ansammlung von Teilchen in einem toroidalen Plasma wird aufgrund von der ladungsgebundenen ∇B - und Krümmungs-Drift polarisiert. Die schematischen Profile der Dichte und des elektrischen Feldes sind in Abbildung 2.7 (a) gezeigt. Der Blob besitzt in diesem Bild eine kometenartige Form. Die Polarisation führt zu einem poloidalen elektrischen Feld, der poloidale Dichtegradient zu einem nicht divergenzfreien diamagnetischen Strom. Im eingeschlossenen Plasma wird diese Ladungstrennung durch die auf den geschlossenen Feldlinien sich frei bewegenden Elektronen kurzgeschlossen. In der SOL dagegen kann der diamagnetische Strom durch einen parallelen Strom über den Widerstand der Debye-Schicht bilanziert werden. Poloidales elektrisches und toroidales Magnetfeld bewirken dann eine radiale $E \times B$ -Drift des Blobs [Ayd05]⁷. Die Dynamik des Blobs erinnert dabei an eine propagierende Schockwelle.

Aufbauend auf dieser Idee gibt es eine Vielzahl von Veröffentlichungen, in denen Modellierungen der Ausbreitung von Blobs dargestellt sind. In Abbildung 2.7 (b) ist ein Ergebnis der Simulation von Aydemir gezeigt⁸. Hier erkennt man die typische Blobform, die als kometförmig (bei anderen Simulationen als pilzförmig) beschrieben wird. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Frage, in welcher Größe die Blobs als kohärente Objekte bestehen bleiben und durch die SOL konvektiv transportiert werden. Aydemir führt an,



(a) Schematisches Profil der Dichte (—) und des Potentials (---) eines Blobs, der sich in x-Richtung bewegt (aus [DMK⁺04]).



(b) Simulation kohärenter Strukturen (aus [Ayd05]).

Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung von Blobs

⁷Siehe auch [FBL⁺95], [GNN⁺05].

⁸Diese Simulation zeigt, dass sich die kohärenten kometförmigen Strukturen radial nach außen bewegen. Horizontal ist die poloidale Richtung, vertikal die radiale Richtung aufgetragen. Die LCFS liegt am unteren Bildrand. Die Bildrate beträgt 12.5 μ s und es ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von 2400 m/s.

dass die Größe der Blobs nach unten hin durch den Einsatz von Kelvin-Helmholtz Instabilitäten⁹ begrenzt werden. Große Blobs sind begrenzt durch den Einsatz von Austauschinstabilitäten, die die Strukturen auseinander reißen. Aydemir postuliert auf der Basis dieser Argumentation eine charakteristische Blob-Größe von ([Ayd05], Kapitel III, Gleichung 8).

$$l_{pol} \simeq r_{gyro} \left(\frac{l_{tor}^2}{2r_{gyro}R} \right)^{1/5} \quad (2.8)$$

Hier sind r_{gyro} der Gyroradius¹⁰, l_{pol} und l_{tor} die poloidale bzw. toroidale Ausdehnung (letzte abgeschätzt mit der Verbindungslänge parallel zum Magnetfeld) und R der große Plasmaradius.

Alle Modelle auf der Basis von Dissipation durch den Schichtwiderstand sagen eine charakteristische Geschwindigkeit der Blobs voraus, die umgekehrt proportional mit der poloidalen Ausdehnung l_{pol} der Blobs skaliert. Diese Geschwindigkeit ist zuerst in [Kra01] gegeben worden als

$$v_B = c_s \frac{r_{gyro}^2}{l_{pol}} \frac{l_{tor} n_{Blob}}{n_{plasma} R} \quad (2.9)$$

Dabei sind c_s die Plasmaschallgeschwindigkeit, n_{plasma} die Plasmadichte und n_{Blob} die erhöhte Dichte im Blob. Das bedeutet, dass sich Blobs mit einer geringeren poloidalen Ausdehnung schneller radial bewegen. Mit der Abschätzung des Dichteverhältnisses n_{Blob}/n_{plasma} und des Sicherheitsfaktors q kann über den Gyroradius¹¹ r_{gyro} eine temperaturabhängige Blobgeschwindigkeit v_B berechnet werden. Sie liegt typischerweise im Bereich von 1-10% der Schallgeschwindigkeit.

Abbildung 2.8 skizziert die nach [Kra01] vorgestellte Darstellung des Blobs. Die in den oben dargestellten Blob-Modellen gemachte Annahme, dass parallele Verluste durch Schicht-Dissipation (paralleler Strom über den Schicht-Widerstand) den diamagnetischen Strom aufgrund des durch den Blob hervorgerufenen poloidalen Dichte- (und Druck-) Gradienten bilanzieren, wird in ([GNN⁺05], [GHP⁺06], [BBP⁺03]) kritisiert.

Wesentlicher Punkt der Argumentation ist, dass, wie auch in Abbildung 2.8 dargestellt, die Blob-Struktur entlang des B-Feldes von Prallplatte zu Prallplatte reicht (bzw. entlang der Magnetfeldlinien gemittelt wird), also auch auf der Hochfeldseite auftaucht, was im Widerspruch zur Natur der Austauschinstabilität steht, die insbesondere im Bereich ungünstiger Magnetfeldkrümmung (Gradienten des Druckes und des Magnetfeldes) parallel wirksam ist. Weiterhin erlaubt die Verwendung des Schicht-Dissipation-Mechanismus keine konsistente Betrachtung der Blob-Physik innerhalb und außerhalb der LCFS. Garcia et al. verwenden stattdessen einen allgemeineren Ausdruck für die Dissipation des Systems.

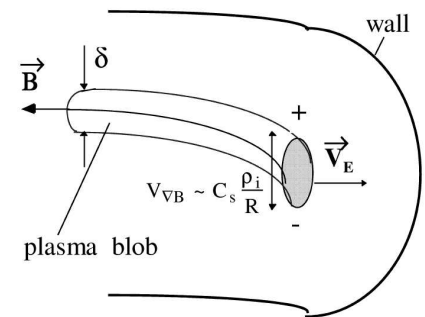


Abbildung 2.8.: Ein polarisierter Blob erfährt eine radiale Driftgeschwindigkeit (aus [Kra01]).

⁹Als Kelvin-Helmholtz-Instabilität bezeichnet man das Anwachsen kleiner Störungen in der Scherschicht zweier Fluide mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten.

¹⁰Ein geladenes Teilchen gyriert in einem homogenen Magnetfeld mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = \frac{\pm eB}{m}$ um die Feldlinien. Der Gyroradius ergibt sich zu $r_{gyro} = \frac{v}{\omega_c}$.

¹¹Der Gyroradius ist proportional der thermischen Geschwindigkeit und damit der Quadratwurzel der Temperatur.

Dies führt allerdings auch zu einer anderen Skalierung der Blob-Geschwindigkeit mit der poloidalen Ausdehnung¹² l_{pol} des Blobs. Sie ist gegeben als [GHP⁺06]:

$$v_B \sim c_s \left(\frac{2l_{pol}}{R} B_{intens} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

Die Blobgeschwindigkeit ist hier im Gegensatz zur Bestimmung nach Krasheninnikov et al. proportional der Wurzel aus der poloidalen Blobausdehnung l_{pol} . Je größer der Blob ist, umso schneller bewegt er sich.

Auf alle Implikationen durch die alternative Beschreibung der Dissipation kann im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen werden. [BBP⁺03] beschreibt z. B. die Unterschiede in den radialen Dichteprofilen über die Blobstruktur: Während die Nutzung der Schicht-Dissipation eher schockwellenartige Strukturen erzeugt, mit rampenartigen Dichteprofilen entlang des Blobs, propagieren nach Garcia et al. die Blobs als Ganzes.

In Abbildung 2.9 ist die Dynamik des Blobs auf der Basis der Simulation von Garcia et al. dargestellt. Es wird der zeitliche Verlauf der Dichteverteilung gezeigt. Dabei ist gut zu erkennen, dass der Blob von der LCFS (schwarze Linie) an nach außen propagiert. Dabei formatiert er sich zu einer pilzartigen Dichtestruktur.

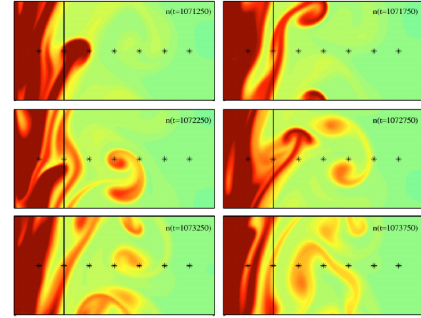


Abbildung 2.9.: Simulationen ergeben eine pilzförmige Struktur, die an der LCFS (schwarze Linie) gebildet wird und sich ablöst (aus [GNN⁺05]).

2.4.2. Übersicht über experimentelle Ergebnisse zur Intermittenz und Blobstrukturen

Die Intermittenz lässt sich über die Momente der Verteilungsfunktion quantifizieren. Die charakteristischen Größen der kohärenten Strukturen können über das bedingte Mittel (siehe Kapitel 4.2.1) bestimmt werden. Es kann die Wartezeit zwischen zwei Blobs und damit ihre Häufigkeitsverteilung bestimmt werden. Zusätzlich können die zeitliche und radiale Ausdehnung sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit angegeben werden. Typische Werte für diese Größen¹³ werden im Folgenden vorgestellt.

Im Mega Ampere Spherical Tokamak (MAST) wurden die Eigenschaften der Blobs in Abhängigkeit der Dichte bestimmt. Die hier beobachteten Blobs haben eine radiale Ausdehnung von (2-6) cm (abhängig von der Dichte) und eine poloidale von 5 cm. Ihre zeitliche Ausdehnung beträgt 80 μ s. Sie bewegen sich mit einer maximalen Geschwindigkeit von 3000 m/s (bei einer Dichten¹⁴ von 0.4 n_G) nach außen und mit 5000 m/s in poloidaler Richtung [ACA05].

Im DIII-D Tokamak wurde eine Blobgröße von (0.5-4) cm, eine Geschwindigkeit von (330-2600) m/s und eine Burstdauer von 30 μ s gefunden ([BRM⁺01], [BRM⁺03]). Die Wartezeit zwischen den intermittenten Ereignissen beträgt hier 0.33 ms. Die Eigenschaften hängen ebenfalls von der Dichte ab.

Im T-10 Tokamak bewegen sich die Blobs kurz hinter der LCFS (weiter außen) mit einer radialen Geschwindigkeit von 1000 (200) m/s und haben dort eine radiale Ausdehnung von 3 (0.5) cm [KBG⁺05].

¹²Die experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit erlauben jedoch keine detaillierten Aussagen über die Blobform.

¹³Die Definitionen dieser Größen werden in Kapitel 4.2.1 (S.29) gegeben.

¹⁴ n_G ist die so genannte Greenwalddichte, ein empirisch bestimmte Dichtegrenze in Tokamaks. Sie ist definiert als: $n_G = 1 \cdot 10^{20} \cdot I_p [MA] / \pi a^2$ [ACA05].

In beiden letzt genannten Tokamaks sind Blobs für 50% des radialen Teilchentransports verantwortlich.

In [vMSC⁺05] wurde gezeigt, dass sich kohärente Strukturen im Tokamak Alcator C-Mod und TJ-II wie auch im Stellarator W7-AS ähnlich verhalten. Antar zeigt dies in [ACY⁺03] zusätzlich für die lineare Anordnung PISCES. Am Alcator C-Mod Tokamak konnten Blobs mit einer GPI-Kamera (gas puffing imaging) sichtbar gemacht werden.

Am Jülicher Tokamak TEXTOR wurden Blobs von Xu et al. mit ohm'scher Heizung in der Limiter-Geometrie ($\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_t = 2.33 \text{ T}$, $I_p = 200 \text{ kA}$ und $q = 7$) mit Hilfe einer Langmuir-Sonde in der Mittelebene untersucht [XJW⁺05]. Hier ergab sich eine mittlere Blobgeschwindigkeit von 450 m/s und einer maximalen von 750 m/s. Die Burstdauer lag bei $70 \mu\text{s}$, womit sich eine radiale Ausdehnung der Blobs von 3 cm ergibt. Intermittenter Transport ist in den untersuchten Entladungen zu 40% am senkrechten Transport beteiligt.

3. Experimenteller Aufbau und Messprinzipien

3.1. TEXTOR

Die zu untersuchenden Fluktuationsdaten stammen aus Messungen im Jülicher Tokamak TEXTOR [NCG⁺05]. Das Vakuumgefäß besitzt einen großen Torusradius von $R = 175\text{ cm}$. Das Gefäß ist von 16 Hauptfeldspulen umgeben, die das toroidale Magnetfeld B_t erzeugen (siehe Abbildung 3.1). Die toroidale Position in TEXTOR wird konventionell durch den Winkel ϕ angegeben, der zwischen Spule 1 und 16 seinen Ursprung hat und in positive Richtung gemessen wird. Der Plasmastrom wird durch einen Transformator getrieben und erzeugt das poloidale Magnetfeld B_θ . Die Gefäßinnenseite ist mit einem auswechselbaren Liner ausgekleidet. Das Plasma selbst wird durch ein System von Limitern oder den Dynamisch Ergodischen Divertor (siehe Kapitel 2.2.3) begrenzt. Je nachdem an welcher Begrenzung das Plasma anliegt, ist die Position der letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS) über den Abstand der Begrenzung zum Plasmamittelpunkt bestimmt. Sie wird durch den kleinen Radius a angegeben, der vom Mittelpunkt des Plasmas aus gemessen wird und zwischen 40 cm und 48.8 cm liegt. Die poloidale Position im Plasmagefäß wird über den Winkel θ bestimmt. Der Ursprung liegt dafür auf der Niederfeldseite (Low Field Side), in der äquatorialen Mittelebene. Er wird in negative Richtung gemessen.

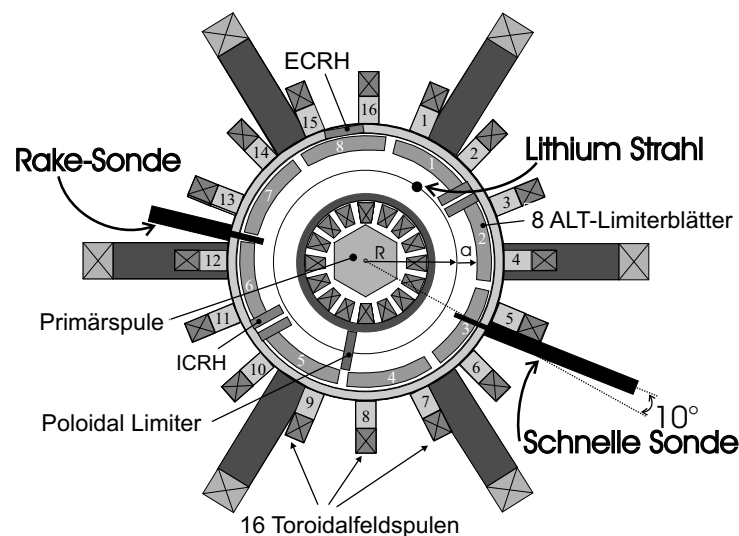


Abbildung 3.1.: Übersicht über Diagnostikanordnung in TEXTOR

In TEXTOR kann ein Plasmastrom zwischen 200 kA und 800 kA erzeugt werden. Das dadurch erzeugte poloidale Magnetfeld B_θ ist viel kleiner als das Hauptmagnetfeld B_t , das bis zu 2.8 T betragen kann. Neben der ohm'schen Heizung kann das Plasma in TEXTOR standardmäßig durch Neutralteilcheninjektion (Neutral Beam Injection) und durch eine Elektronen- bzw. Ionen-Zyklotron-Resonanzfrequenz-Heizung (ECRH/ICRH) geheizt werden. Es kann eine Heizleistung bis zu 9 MW und eine Entladungsdauer von 12 s erreicht werden. Die Anordnung der Heizsysteme ist ebenfalls in Abbildung 3.1 gezeigt.

Abhängig von der Wahl der Plasmabegrenzung (Limiter oder DED), der Heizart, des toroidalen Magnetfeldes, des Plasmastroms und des Teilchendrucks lassen sich verschiedene Entladungsszenarien durchführen. Die untersuchten Entladungen werden im Folgenden durch die Angabe dieser Parameter charakterisieren:

Entladungsparameter	
n_e	Dichte
B_t	Magnetfeld
I_{Plasma}	Plasmastromstärke
P	Heizleistung und -art
q_a	Sicherheitsfaktor
β	normierter Plasmapression
R	großer Plasmaradius
a	kleiner Plasmaradius

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Daten dreier verschiedener Fluktuationsdiagnostiken in TEXTOR untersucht. Diese sind ebenfalls in der TEXTOR-Übersicht, Abbildung 3.1, eingezeichnet.

Zum einen wurden die Fluktuationen in der Randschicht mit einer schnellen Sonde gemessen, die toroidal zwischen Spule 5 und 6 angeordnet ist. Sie wird mit einem poloidalen Winkel von $\theta = 0^\circ$ in das Plasma eingeführt. Gegen den Radius ist die Sonde um 10° versetzt. Dies hat in dem Bereich, über den die Sonde bewegt wird, eine toroidale Winkeländerung von weniger als 0.5° zur Folge und wird daher vernachlässigt. Eine unbewegliche Rake-Sonde misst zwischen Spule 12 und 13 auf der Mittelebene. Ein thermischer Lithium-Strahl ist zwischen Spule 1 und 2 oben auf dem Vakuumgefäß ($\theta = 270^\circ$) installiert. Die erwähnten Diagnostiken werden in diesem Kapitel näher beschrieben. Dazu wird zunächst das generelle Konzept von Langmuir-Sonden erklärt und dann die Besonderheiten der Schnellen- und der Rake-Sonde erläutert. Abschließend wird ein kurzer Überblick über Strahl-Emissions-Spektroskopie und den Lithium-Strahl gegeben.

3.2. Langmuir-Sonden

3.2.1. Grundlagen

Langmuir-Sonden bestehen aus einer kleinen Elektrode, die dem Plasma ausgesetzt und von außen gegenüber dem Plasmapotential (V_{Plasma}) vorgespannt (V_{Sonde}) wird. Potentiale im Tokamak werden meist gegen das Wandpotential (auch Maschinenpotential genannt) gemessen. Anhand der Strom-Spannungs-Kennlinie (Abbildung 3.2) der Sonde können verschiedene Größen wie das Plasmapotential und der Ionen- und Elektronensättigungsstrom abgelesen werden. Daraus können dann Plasmapichte und -temperatur berechnet werden. Nach dem gleichen Prinzip wie sich die Debye-Schicht (siehe Kapitel 2.3.1) ausbildet, lädt sich die Oberfläche der Sonde im Plasma zunächst negativ auf.

Das Sondenpotential, bei der sich der Elektronen- und Ionenstrom aufheben ($I_{Sonde} = 0$), wird Floatingpotential (V_{float}) genannt. Baut eine angelegte, negative Spannung eine so hohe Potentialbarriere auf, dass kein thermischen Elektronen mehr auf die Spitze treffen, wird der Strom allein von den Ionen getragen und Ionensättigungsstrom genannt. Die Ionen bewegen sich nach dem Bohmkriterium mit Schallgeschwindigkeit c_s auf die Sonde zu. Für den Sättigungsstrom¹ ergibt sich:

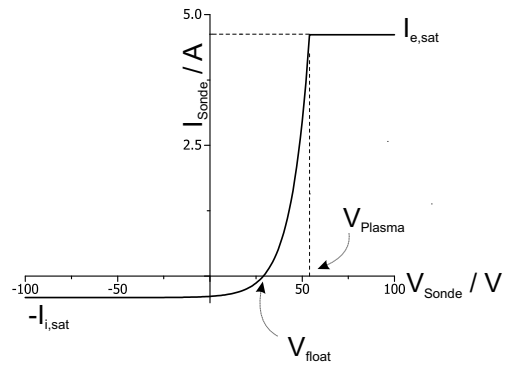


Abbildung 3.2.: Strom(I) - Spannungs(V) - Kennlinie

$$I_{i,sat} = j \cdot F_{Sonde} = enc_s F_{Sonde}, \quad c_s = \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}} \quad (3.1)$$

¹Dabei wird die Geometrie der Sondenspitze sowie ihre Lage zum Magnetfeld nicht berücksichtigt.

F_{Sonde} ist die Auftrefffläche der Teilchen auf den Sondenkopf, j die Stromdichte und c_s die thermische Schallgeschwindigkeit, e die Elementarladung und n die Dichte in der Schicht.

Unter Vernachlässigung der Temperaturfluktuation ist der Ionensättigungsstrom $I_{i,\text{sat}}$ der Plasmadichte proportional. Die Fluktuation des Sättigungsstroms kann als Fluktuation der Dichte interpretiert werden:

$$\frac{\tilde{n}}{\bar{n}} = \frac{\tilde{I}_{i,\text{sat}}}{I_{i,\text{sat}}} \quad (3.2)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann dagegen als maxwell-verteilt angenommen werden.

$$I_e = I_{e,\text{sat}} \exp\left(\frac{e(V_{\text{Sonde}} - V_{\text{Plasma}})}{k_B T_e}\right) \quad (3.3)$$

Betrachtet man den Fall, dass das Sondenpotential dem Floatingpotential entspricht ($I_{\text{Sonde}} = 0$), lässt sich aus der Gleichung für den gesamten Sondenstrom das Plasmapotential V_{Plasma} bestimmen [Jaced]:

$$V_{\text{Plasma}} = V_{\text{float}} - \frac{k_B \cdot T}{e} \ln \frac{-I_i}{I_e} \quad (3.4)$$

Aus dem exponentiellen Verlauf der Kennlinie könnte auch die Elektronentemperatur bestimmt werden. Da der Elektronenfluss jedoch durch mögliche Emission von thermischen Elektronen (z. B. Edison-Richardson-Effekt) beeinflusst wird, ist es besser, auf eine besondere Anordnung von Sonden zurückzugreifen, bei der die Temperatur direkt gemessen werden kann.

Tripelsonde

Am einfachsten lassen sich Elektronendichte und -temperatur mit drei Sonden messen, der sogenannten Tripelsonde [Kau02]. Dazu wird für eine Sonde S3 das Floatingpotential gemessen. Zwischen den anderen beiden Sonden wird eine so hohe Spannung angelegt, dass in der Sonde S1 der Ionenstrom I_i fließt. Dann gilt

$$I_1 = I_i, \quad I_2 = I_i + I_e = -I_i, \quad I_3 = I_i + I_e = 0 \quad (3.5)$$

Verbindet man die Gleichungen 3.3 und 3.5 so ergibt sich für die Elektronentemperatur:

$$T_e = \frac{e(V_2 - V_3)}{\ln 2} \quad (3.6)$$

Erweitert man die Sonde um eine weitere Spitze S4, die ebenfalls das Floatingpotential misst, jedoch poloidal versetzt zur Sonde S3 angeordnet ist, kann aus der Spannungsdifferenz zwischen diesen Spitzen das poloidale elektrische Feld E_θ bestimmt werden:

$$E_\theta = -\nabla V \approx \frac{V_3 - V_4}{d} \quad (3.7)$$

Hierbei ist d der Abstand zwischen den beiden Spitzen. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie der Spitzen im Feld sind hier nur die relativen Werte der Potentiale von Bedeutung.

Durch das poloidale elektrische Feld E_θ erfahren die geladenen Teilchen eine Drift, die senkrecht zum magnetischen und poloidalen Feld wirkt. Für die Randschicht besteht das Magnetfeld hauptsächlich aus der toroidalen Komponente B_t . Dies führt zu einer Driftbewegung mit der Geschwindigkeit:

$$v_r = \frac{E_\theta}{B_t} \quad (3.8)$$

Es ergibt sich:

$$\Gamma = n v_r \sim I_{i,\text{sat}} E_\theta \quad (3.9)$$

Der Teilchenfluss wird maximal, wenn Dichte und poloidales elektrisches Feld in Phase sind.

3.2.2. Rake-Sonde

Für Fluktuationsmessungen in TEXTOR wird eine hoch entwickelte Anordnung von Langmuir-Sonden verwendet. Der Aufbau dieser Sonde, die Rake-Sonde (Eng. für Rechen) genannt wird, da die Spitzen auf ihr wie bei einem Rechen angeordnet sind, wird im Folgenden beschrieben.

Der Sondenkopf besteht aus einem isolierten Bor-Nitrid-Block, an dem 16 Kohlespitzen befestigt sind. Alle Spitzen sind so angeordnet, dass sie sich gegenseitig nicht in den Teilchenschatten stellen. Die Anordnung ist schematisch in Abbildung 3.3 gezeigt. Je sechs Spitzen sind oben und unten auf der Sonde

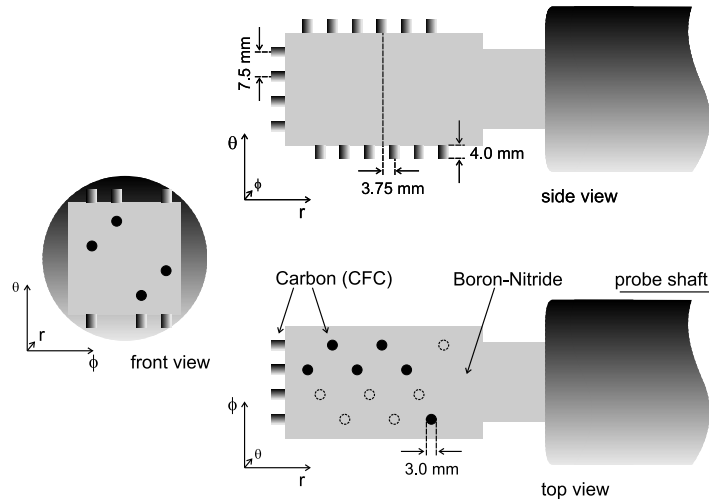


Abbildung 3.3.: Schematische Anordnung der Rake-Sonde (aus [Jaced])

radial angeordnet. Der radiale Abstand zwischen zwei Spitzen auf einer Seite beträgt 7.5 mm. In den durchgeführten Versuchen wurden maximal sechs radiale Spitzen auf einer Seite benutzt, um eventuelle Einflüsse durch die unterschiedliche Lage der oberen und unteren Spitzenreihe auf das Signal auszuschließen. An der Stirnseite, deren Flächennormale senkrecht zum Magnetfeld B liegt, sind vier weitere Spitzen angebracht. Drei davon werden bei jeder Messung als Tripelsonde geschaltet. Als Referenzpotential dient das Maschinenpotential. Mit der vierten Spitze wurde ebenfalls das Floatingpotential gemessen, um aus der Spannungsdifferenz zweier Spitzen die radiale Geschwindigkeit zu bestimmen. An den Spitzen auf der Längsseite wurde jeweils der Ionensättigungsstrom² gemessen. Dies ermöglicht die Bestimmung eines radialen Profils der Plasmadichte.

Der Sondenkopf ist auf einem Manipulator befestigt und kann schussweise radial verschoben werden. Die Sonde wird auf der Mittelebene zwischen Spule 12 und 13 eingeführt (vergleiche dazu Abbildung 3.1). Die Signale werden durch einen Linearverstärker (eng. amplifier) verstärkt und von einem Analog-Digital-Wandler mit einer Abtastfrequenz von $F_s = 500 \text{ kHz}$ aufgenommen und auf dem TEXTOR-Daten-Server gespeichert [Jaced]. Die Aufnahmezeit beträgt maximal 2 s.

Zur Bestimmung des poloidalen elektrischen Feldes E_θ wurde die Spannungsdifferenz zweier poloidal angeordneten Sondenspitzen berechnet. Diese liegen $3 \times 7.5 \text{ mm}$ auseinander. Das poloidale elektrische Feld kann bei jeder Entladung nur an der radialen Position der Stirnseite bestimmt werden. Alternativ kann die Geschwindigkeit mithilfe der Kreuz-Bedingten-Mittelung (Kapitel 4.2.2) aus den Signalen der sechs radial angeordneten Spitzen bestimmt werden.

²Bei den verwendeten elektrischen Sonden wurde der Ionensättigungsstrom I nicht direkt gemessen. Über einen Widerstand R wird das Signal gemäß dem ohmschen Gesetz $U = RI$ verstärkt und die gemessene Spannung abgespeichert. Da die Erfassungseinheit auf das Spannungsintervall $[-100 \text{ V}, 100 \text{ V}]$ begrenzt ist, kann das erfasste Signal gesättigt und damit unbrauchbar sein.

3.2.3. Schnelle Sonde

Mit feststehenden Sonden ist der radiale Bereich, in dem gemessen wird, eingeschränkt. Wird eine feststehende Sonde zu tief in das Plasma eingeführt, besteht die Gefahr, dass die Spitzen schmelzen und das Plasma verunreinigt wird. Um diese Einschränkung zu umgehen, können schnellbewegte Sonden eingesetzt werden. Eine solche Schnelle Sonde steht am Tokamak TEXTOR seit Oktober 2005 zur Verfügung.

Ein Probenhalter, auf den verschiedene Sondenköpfe aufgesetzt werden können, wird auf einem fahrbaren Schlitten mit hoher Geschwindigkeit in das Plasma eingeführt. Dabei kann die Sonde aus ihrer Ruheposition bei $r = 53\text{ cm}$ bis auf $r = 40\text{ cm}$ mit einer Maximalgeschwindigkeit von 5 m/s bewegt werden. Während eines *Strokes*, dem Herein- und Herausfahren der Sonde, werden die Signale der Sondenspitzen aufgenommen. Anders als bei einer unbeweglichen Sonde enthalten die Signale hier immer einen radialen Fehler. Dieser kann durch das Begrenzen der Anzahl der Datenpunkte, die zur Analyse verwendet werden, sowie über die Sondengeschwindigkeit minimiert werden. Bei den beobachteten Messungen wurde festgestellt, dass das Herausfahren oft keine konsistenten Daten liefert, da hier zuvor die Sonde mit dem heißen Plasma im Inneren im Kontakt stand und der Einfluss der dabei ablaufenden Prozesse auf die Signale schwer abzuschätzen ist.

Zur Untersuchung der Intermittenz wurden zwei verschiedene Sondenköpfe verwendet. Zum einen wurde eine Mach-Sonde³ und zum anderen eine Reynolds-Stress-Sonde⁴ genutzt. Dabei wurden jeweils drei der Spitzen als Tripelsonde geschaltet, und an zwei weiteren Spitzen wurde das Floatingpotential zur Bestimmung des poloidalen elektrischen Feldes gemessen. Die Sonden unterscheiden sich daher für die vorgenommenen Messungen nur durch die unterschiedliche Anordnung und damit durch die Entfernung der einzelnen Spitzen. Zur Verdeutlichung sind die Abmessungen der beiden Sondenköpfe in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Abstand d der Spitzen beträgt 9 mm bzw. 5.6 mm . Für die Berechnung der Plasmadichte ist die unterschiedliche Sondauftrittsfläche zu beachten.

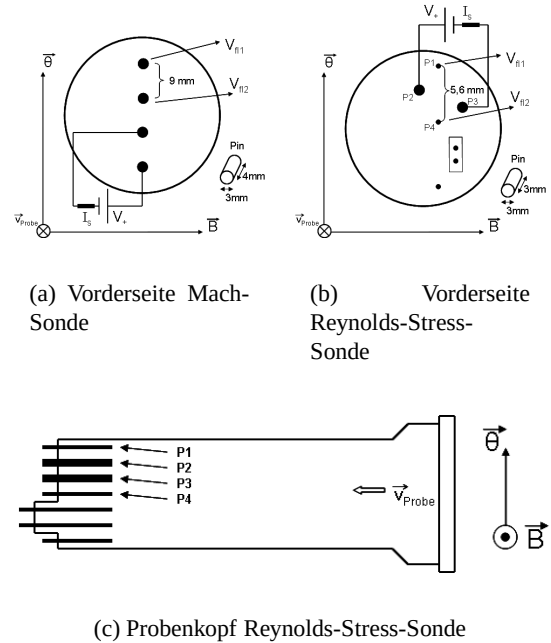


Abbildung 3.4.: Schematische Skizze der Schnellen Sonde

³Mach-Sonden zeichnen sich dadurch aus, dass sie gleichzeitig Elektronentemperatur, Elektronendichte, Floatingpotential und Plasmafluss messen können. Dabei wird aus der senkrechten und parallelen Machzahl $M = c_s/v$ die parallele und poloidale Geschwindigkeit bestimmt. Aus diesen lässt sich mit der Impulsgleichung das radiale Feld bestimmen. Die Machzahlen werden aus Messungen unter verschiedenen Winkeln zu den Feldlinien bestimmt. Dazu bietet sich die Schnelle Sonde an, da diese hochfrequent rotiert werden kann.

⁴Hier sind die Spitzen auf unterschiedlichen radialen und poloidalen Positionen angeordnet. Das hat den Vorteil, dass gleichzeitig das poloidale und radiale elektrische Feld bestimmt werden kann. Kennt man diese Größen kann über die $E \times B$ -Drift der Reynolds-Stress-Tensor bestimmt werden.

3.2.4. Vor- und Nachteile einer Sonde

Die Vorteile der Langmuir-Sonde sind der leichte und kostengünstige Aufbau. Diese Art der Dichte-, Potential- und Elektronentemperaturmessung wird schon lange in Tokamaks genutzt. Die experimentelle Flexibilität hat jedoch den Preis, dass das Plasma verunreinigt werden kann und dass die Sondenköpfe schnell abgenutzt werden [Sta00].

Das Hauptproblem bei elektrischen Sondenmessungen ist die Interaktion der Sonde mit dem Plasma. Auch wenn die Sonde nicht zu weit in das Plasma eingeführt wird und dort nur kurz verweilt, finden physikalische und chemische Prozesse an ihrer Oberfläche statt. Dies kann zur Verunreinigung des Plasmas führen. Bei hohen Temperaturen werden zusätzlich Elektronen aus dem Sondenmaterial freigesetzt. Diese beeinflussen das Sondenschichtpotential und somit die Messung.

Eine hohe räumlich und zeitlich aufgelöste Fluktuationsmessung ist neben Sondenmessungen auch mit Neutralteilchenstrahlern möglich. Hier wird die Messung mithilfe optischer Methoden durchgeführt, und das Verunreinigungsrisiko kann ausgeschlossen werden. Das Prinzip eines thermischen Lithium-Strahls wird im nächsten Abschnitt erläutert.

3.3. Strahl-Emissions-Spektroskopie

Grundprinzip der Strahl-Emissions-Spektroskopie ist die Wechselwirkung zwischen injizierten neutralen Atomen und dem Plasma, bei der die Atome angeregt und Photonen emittiert werden. Die Anzahl der emittierten Photonen ist der Elektronendichte proportional. So kann über die Messung des Linienemissionsprofils die radiale Elektronendichteverteilung bestimmt werden.

In dieser Arbeit wurden Daten eines thermischen Lithium-Strahls verwendet, der zum Zeitpunkt der Datenanalyse im Oktober 2005 als Diagnostik nicht mehr zur Verfügung stand. Die Lithium-Strahl-Diagnostik (Abbildung 3.5) wurde von Alexander Huber im Rahmen seiner Dissertation [Hub97] aufgebaut. Der Zusammenhang der gemessenen Emissionsintensität dieses Strahls mit der Elektronendichte wird in [HSS⁺05] hergeleitet. Die Lithiumquelle an TEXTOR ist in Sektion 2/3 angeordnet (siehe dazu Abbildung 3.1). In diesem Ofen wird Lithium thermisch aus der Wandschicht diffundiert. Die Lithiumatome dringen von oben radial ins Plasma. Die Erfassungseinheit ist senkrecht zu dem Strahl in der poloidalen Ebene angeordnet. Sie ist auf die Linienstrahlung angepasst, die für die Messung der

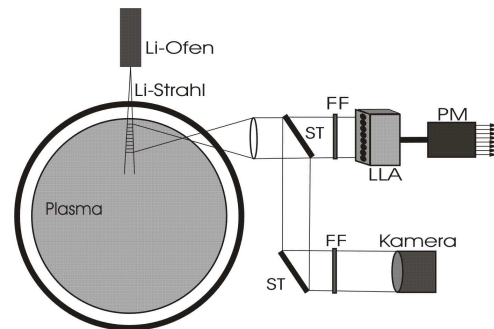


Abbildung 3.5.: Schematische Anordnung der Li-Strahl-Diagnostik bestehend aus Lithium-Ofen, Strahlteilern (ST), Frequenzfiltern (FF), Lichtleiterarray (LLA), Photomultiplier (PM) und 2d-Kamera.

Dichte optimal ist. Das heißt, es wird der Übergang gewählt, der nur schwach an die existierende Temperaturschwankungen gekoppelt ist und dessen Emissionskoeffizient verhältnismäßig groß ist. Dies erfüllt der 2p2s-Übergang mit der Wellenlänge $\lambda = 670.8\text{nm}$. Die Linienstrahlung wird über eine optische Anordnung auf ein acht Felder großes Lichtleiterarray abgebildet. Zuvor wurde mithilfe eines Interferenzfilters die zu untersuchende Linie separiert. Die Mittelpunkte der einzelnen Lichtleiter liegen 2 mm auseinander und es kann ein radialer Bereich von 16 mm beobachtet werden. An jedes Messfeld ist ein Photomultiplier angeschlossen, dessen elektrisches Signal in einem A/D-Wandler mit einer Abtastfrequenz von $F_s = 500\text{kHz}$ digitalisiert und abgespeichert wird. Da jeder Photomultiplier eine andere Empfindlichkeit hat, wird der Strahl gleichzeitig mit einer 2d-Kamera aufgenommen, mit deren Hilfe die Mittelwerte der Photomultipliersignale normiert werden. So können die Amplituden der Dichtefluktuationen absolut bestimmt werden. Dies geschieht, indem das Licht mithilfe eines Strahlteilers sowohl auf die Lichtleiter als auch die Kamera gelenkt wird. Eine Messung der Elektronentemperatur und des poloidalen elektrischen Feldes ist mit diesem Aufbau jedoch nicht möglich.

4. Analyse von Randschichtfluktuationen

Um das intermittente Verhalten von Fluktuationen in der Randschicht quantitativ zu bestimmen und zu vergleichen, kann eine Vielzahl von statistischen Kenngrößen herangezogen werden [XJW⁺05]. Die Methoden zur Bestimmung dieser Größen sind Inhalt dieses Kapitels. Im ersten Teil werden Standardinstrumente zur Charakterisierung der Intermittenz beschrieben. Hier ist vor allem die Analyse der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit ihren Momenten ([HBC⁺99], [SHLB⁺00], [ACY⁺03]) und des Leistungsdichtespektrum ([ACY⁺03], [ADG⁺01]) zu nennen. Im zweiten Teil wird dann die erweiterte Methode der bedingten Mittelung hergeleitet ([FBL⁺95], [ACY⁺03], [BRM⁺03]). Mit dieser Methode können die kohärenten Strukturen (siehe dazu Kapitel 2.4), die mit intermittentem Verhalten in Verbindung gesetzt werden, beschrieben werden.

Wichtig für die statistische Auswertung der Signale ist die Erfüllung der Stationarität der Plasmaparameter während der Messzeit. Zur Auswertung werden daher nur Zeitfenster gewählt, in denen Dichte $\bar{n}_e$, Plasmastromstärke I_p , torroidales Magnetfeld B_t und Heizleistung P zeitlich konstant sind.

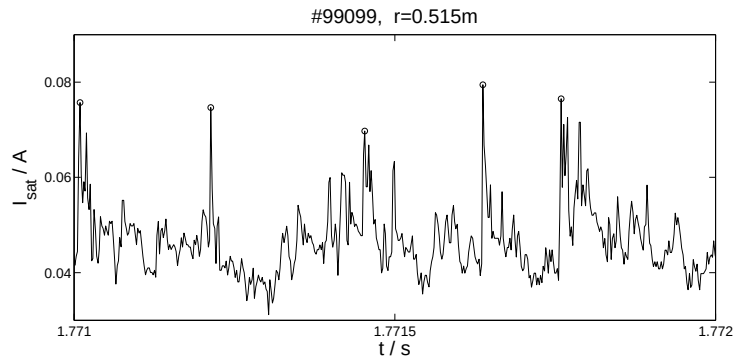


Abbildung 4.1.: Rohsignal des Ionensättigungsstroms I_{sat}

Ein erstes Indiz für intermittentes Verhalten kann bereits aus dem Rohsignal (unbearbeitete diskrete Zeitreihe) gewonnen werden. Die intermittenten Ereignisse können als ein erhöhter Ausschlag um den Mittelwert erkannt werden. Da die Ausschläge sehr kurzlebig sind (im Durchschnitt $70\mu s$) muss die Messung mit einer hohen Auflösung erfolgen.

In Abbildung 4.1 ist das Rohsignal des Ionensättigungsstroms I_{sat} über 1 ms dargestellt. Man kann deutlich die intermittenten Ereignisse sehen. Die Ereignisgröße wird durch den relativen Ausschlag des Signal über dem Mittelwert μ , gemessen in Vielfachen der Standardabweichung σ (s. u.), angegeben. Die Ausschläge, die in dem gezeigten Signal größer ($2.5\sigma + \mu$) sind, sind mit Kreisen (o) gekennzeichnet.

Ob es sich in diesem Signal um starke oder schwache Intermittenz handelt, ist allerdings schwer zu bestimmen. Über statistische Kenngrößen lassen sich die Eigenschaften des Signals jedoch quantifizieren. Dies wird im Folgenden näher beschrieben.

4.1. Methoden zur Bestimmung der Intermittenz

Zeitauflösung und Länge eines Signals werden durch die Diagnostik vorgegeben. Die Speicherkapazität begrenzt die Messdauer T . Über die Abtastrate bzw. der Abtastfrequenz (engl. sampling rate) ist die Anzahl der Datenpunkte N bestimmt. Sie ist definiert als der Kehrwert des zeitlichen Abstandes zwischen

zwei Abtastzeitpunkten [BP00]:

$$Fs = \frac{1}{t_{i+1} - t_i} \quad (4.1)$$

Da die zu analysierenden Messsignale Mengen diskreter Datenpunkte sind, konzentriert sich folgende Herleitung auf diskrete Ereignismengen.

Eine Zufallsvariable $X(t)$ nimmt zu jedem Zeitpunkt einen beliebigen Wert der Ereignismenge an¹. Es lässt sich bei der Messung einer stochastischen Größe X also nicht aus dem Wert x_i auf den Wert x_{i+1} schließen. Es zeichnet sich jedoch über das gesamte Signal, den zeitlichen Verlauf der Zufallsvariable $X(t)$, ein allgemeines Verhalten ab. Die Streuung um den so genannten Mittelwert μ , wird mit der statistischen Größe der Standardabweichung σ beschrieben.

4.1.1. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Zufallsvariable X einen bestimmten Wert x aus der Ereignismenge annimmt, wird durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $p(x)$ beschrieben (engl. **Probability Density Function**)².

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion kann durch eine Histogrammberechnung geschätzt werden. Dazu wird das Amplitudenintervall in n Abschnitte der Länge l mit dem Mittelwert x_i unterteilt. Je Abschnitt i wird nun gezählt, wie oft die Zufallsvariable einen Wert in diesem Intervall $[x_i - \frac{1}{2}l < X \leq x_i + \frac{1}{2}l]$ annimmt. Die Folge, die jedem Abschnitt i diese Anzahl an Ereignissen N_i zuordnet³, wird Histogramm genannt. Graphisch wird ein Histogramm dargestellt, indem die N_i über den zugehörigen Mittelwert x_i aufgetragen werden.

Der prozentuale Anteil eines jeden Abschnittes an der Gesamtheit der N Ereignisse ist gegeben durch den Quotienten aus der Anzahl N_i der Ereignisse in dem Intervall i und der Stichprobengröße N :

$$\tilde{p}_i = \text{Prob} \left[x_i - \frac{1}{2}l < X \leq x_i + \frac{1}{2}l \right] = \frac{N_i}{N} \quad (4.2)$$

Die geschätzte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist dann gegeben durch:

$$\tilde{p}_i = \frac{N_i}{N \cdot l} \quad (4.3)$$

Normalverteilung

Die statistischen Eigenschaften einer Zufallsvariable werden vollständig durch die Angabe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion beschrieben. Der zentrale Grenzwertsatz der Statistik besagt, dass eine Summe von N unabhängigen, identisch verteilten Zufallsvariablen im Grenzfalle $N \rightarrow \infty$ normalverteilt ist. Vereinfacht wird auch für eine endliche Anzahl von Zufallswerten angenommen, dass sie glockenförmig um ihren Mittelwert verteilt sind. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Normalverteilung (auch Gauss-Verteilung genannt) lautet:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.4)$$

Die Normalverteilung ist durch ihre ersten beiden Momente (Mittelwert μ und Standardabweichung σ) vollständig bestimmt.

¹Das größte und kleinste Element der Ereignismenge gibt das Amplitudenintervall an, in dem die Werte des gemessenen Signals liegen.

²Dieser Abschnitt richtet sich nach [BP00]; zur Abschätzung der PDF siehe besonders S.416ff.

³Es gilt $N = \sum_{i=1}^n N_i$.

Zur Beschreibung der Intermittenz wird die Abweichung der Verteilung des Signals zu einer Normalverteilung bestimmt. Die Quantifizierung erfolgt über die Momente der Verteilung. Diese werden im nächsten Abschnitt definiert.

4.1.2. Statistische Momente

Mittelwert und Standardabweichung

Die Verteilungsfunktion wird durch ihre statistischen Momente charakterisiert⁴. Das k-te zentrale Moment ist der Erwartungswert der k-ten Potenz der Zufallsgröße x:

$$m_i(x) = E((x - \mu)^k) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu)^k p(x) \quad (4.5)$$

Der Mittelwert als erstes Moment ist der Wert, um den sich die Messpunkte versammeln. Er kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (4.6)$$

Das zweite Moment ist ein Maß für die Abweichung von diesem Mittelwert und wird Varianz genannt:

$$Var = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2 \quad (4.7)$$

Oft wird als Kenngröße auch die Standardabweichung benutzt:

$$\sigma = \sqrt{Var} \quad (4.8)$$

Skewness, Kurtosis

Die Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wird durch das dritte und vierte Moment beschrieben⁵. Verschiedenen Ausprägungen der Verformung sind in Abbildung 4.2 gezeigt und werden im Folgenden erläutert.

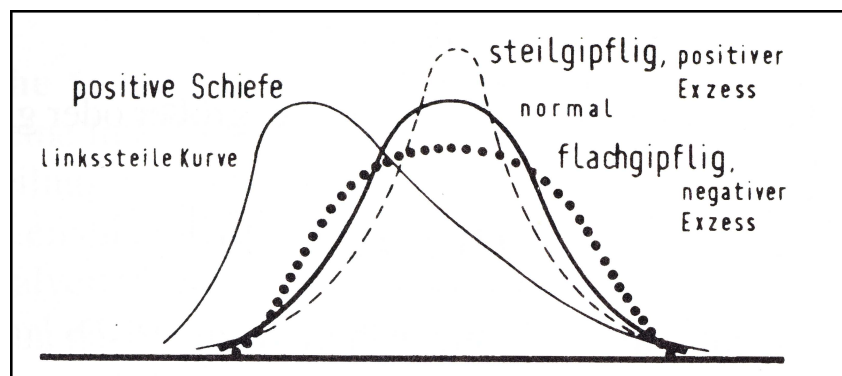


Abbildung 4.2.: Verformung der Verteilungsfunktion durch das dritte (Schiefe) und vierte (Wölbung) Moment (aus [Sac02]). Für eine linkssteilrechtsschiefe Verteilung (durchgezogene dünne Linie) gilt: $\text{Modus} < \text{Median} < \text{Mittel}$.

⁴Dieser Abschnitt richtet sich nach [AM02], Kapitel 3.

⁵Dieser Abschnitt richtet sich nach [FKP⁺02], Kapitel 2.

Das dritte Moment m_3 charakterisiert die Asymmetrie einer Verteilung und wird daher auch Schiefe (engl. Skewness) genannt. Man spricht von einer linkssteilen bzw. rechtsschiefen Verteilung, wenn der überwiegende Anteil der Daten links vom Mittelwert konzentriert ist (siehe durchgezogene dünne Linie in Abbildung 4.2). D. h. der Median⁶ ist in diesem Fall kleiner als der Mittelwert, er liegt links von diesem. Ein typisches Beispiel einer linkssteilen Verteilung ist die Einkommensverteilung, da sie für sehr hohe Einkommen flach nach rechts ausläuft. Es überwiegen in diesem Fall die Abweichung hin zu Werten, die größer als der Mittelwert sind.

Die Verteilungsfunktion hat eine längere rechte Flanke als die Normalverteilung und der Modus⁷ liegt links vom Mittelwert. Da die Abweichung in der dritten Potenz in die Skewness eingeht, ist die Skewness in diesem Fall positiv. Bei einem negativen Wert ist das Verhalten genau spiegelverkehrt.

Die Normalverteilung ist symmetrisch und Mittelwert, Modus und Median sind hierfür identisch. Die Skewness nimmt dann den Wert null an.

Für die Skewness⁸ ergibt sich:

$$S = \frac{m_3}{\sigma^3} \quad (4.9)$$

Das vierte Moment m_4 beschreibt die Wölbung (engl. Kurtosis) der Verteilung. Bei positiven Werten ist der Bereich um den Symmetriemittelpunkt und in den Randbereichen (Flanken) stärker besetzt. Die Verteilung ist in der Mitte sehr spitz und außen von Ausreißern geprägt (siehe gestrichelte Linie in Abbildung 4.2). Dieser Verlauf wird auch steilgipflig bzw. leptokurtisch genannt. Bei negativen Werten ist die Verteilung, verglichen mit der gauss'schen Glockenkurve, abgeflacht und wird als flachgipflig bzw. platykurtisch bezeichnet (punktierte Linie). Die Kurtosis berechnet sich wie folgt:

$$K = \frac{m_4}{\sigma^4} - 3 \quad (4.10)$$

Die Kurtosis ist gerade so definiert, dass sie im Fall der Normalverteilung ebenfalls identisch null ist.

Nach der 'Fünferregel' von Tukeys ist die Berechnung des k-ten Momentes erst dann sinnvoll, wenn mindestens 5^k Beobachtungen vorliegen [Sac02]. Dies ist bei den Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, immer gegeben. Analysen der vorliegenden Signale haben gezeigt, dass eine Bestimmung der Momente jedoch erst ab 1500 Datenpunkten verlässlich ist. Für diese Abschätzung wurde ein Signal in acht Subsets mit je 8000 Datenpunkten unterteilt. Für diese Subsets wurde die Skewness für Signale mit variierender Länge (zwischen 100 bis 8000 Datenpunkten) berechnet. Der Fehler, hier die Standardabweichung der einzelnen Subsets zum Mittelwert, kann ab einer Signallänge von 1500 Datenpunkten als konstant betrachtet werden. Der Fehler liegt bei ± 0.2 . Bei den statistischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden daher mindestens 1500 Datenpunkte verwendet. Dies ist in Abbildung 4.3 verdeutlicht.

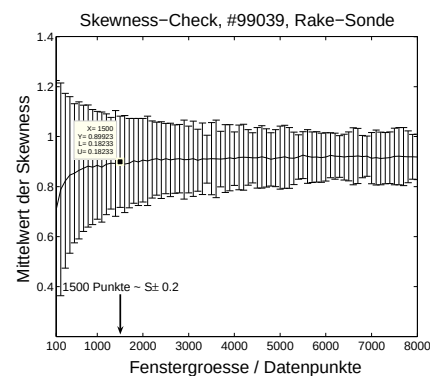


Abbildung 4.3.: Mittelwert der Skewness mit Fehler in Abhängigkeit der Anzahl der Datenpunkte.

4.1.3. Leistungsdichtespektrum

Neben der Untersuchung des Signals im Zeitraum ist es oft aufschlussreich, das Signal im Frequenzraum zu betrachten [PTV⁺02]. Besonders weil Fluktuationen als zufälliger Prozess betrachtet werden, sollten sich im Signal keine ausgezeichneten Frequenzen finden lassen. Grundlage für Frequenzbetrachtungen

⁶Der Median zeichnet sich dadurch aus, dass links und rechts von ihm je 50% der Daten liegen.

⁷Der Modus gibt das Ereignis mit der größten Häufigkeit an.

⁸Da das dritte wie vierte Moment allein die Form der Verteilung beschreiben, werden sie durch Division mit der Standardabweichung dimensionslos gemacht.

ist die Fouriertransformation, die eine Vorschrift für den Übergang zwischen Zeit- und Frequenzraum ist:

$$F(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i2\pi\nu t} dt \quad (4.11)$$

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\nu) e^{i2\pi\nu t} d\nu \quad (4.12)$$

Dabei ist $F(\nu)$ die Fouriertransformierte⁹ von $f(t)$.

Da der experimentelle Aufbau die Messzeit beschränkt, können die Fourierkoeffizienten nur diskret bestimmt werden. Die Frequenzauflösung ist begrenzt. Liegen die N diskreten Zeitpunkte t_i , zu denen die Messung stattfindet, je Δt auseinander, ergibt sich eine Gesamtmesszeit von $T = N\Delta t$. Die Abtastfrequenz ist dann $F_s = 1/\Delta t$. Das bedeutet, dass die Frequenzauflösung durch $\Delta f = 1/T$ gegeben ist. Die Messzeit legt die kleinste im Signal detektierbare Frequenz fest. Die größte detektierbare Frequenz wird Nyquistfrequenz genannt:

$$f_{Nyq} = \frac{1}{2\Delta t} = F_s/2 \quad (4.13)$$

Abhängig von den gesuchten Strukturen ist also die die Messzeit T und die Abtastfrequenz F_s zu wählen, da sonst unter Umständen die Strukturen nicht detektiert werden können bzw. es zu Aliasing-Effekten kommt¹⁰.

Im Frequenzraum kann die Leistung pro Frequenzbereich bestimmt werden. Da die Leistung P das Produkt aus Spannung U und Strom I ist und U und I proportional sind, ist die Leistung proportional zum Quadrat des Stroms bzw. der Spannung [Bes93]. Das Leistungsdichtespektrum ist daher als Fouriertransformierte dieses Produktes definiert. Das Faltungstheorem zeigt, dass die Fouriertransformation eines Produkts zweier Funktionen gerade das Produkt ihrer Fouriertransformierten ist. Das Leistungsdichtespektrum¹¹ ist dann gerade das Amplitudenquadrat der Fouriertransformierten:

$$P_f(\nu) = |F(\nu)|^2 \quad (4.14)$$

4.1.4. Filtern mittels Fouriertransformation

Für die statistische Analyse der Signale ist es wichtig, dass alle Artefakte identifiziert und beseitigt werden. Da in Rahmen dieser Arbeit turbulente Signale mit einem diffusiven und kohärenten Anteil untersucht werden, sollten die periodischen Anteile, die auf externe Effekte zurückzuführen sind, beseitigt werden. Dies ist z.B. ein 1 kHz Schwingung, die auf die Plasmalageregelung zurückzuführen ist, die die Position des Plasmas im 1 ms-Takt korrigiert. Die einfachste Art diesen Anteil zu filtern, ist die Fourierkoeffizienten der entsprechenden Frequenzen auf Null zu setzen und durch Rücktransformation das gefilterte Signal zu erhalten. Dies ist z.B. in [PTV⁺02] beschrieben.

Es wird zunächst das Frequenzspektrum des Signals bestimmt. Hier werden die zu filternden Frequenzen identifiziert und auf null gesetzt. Dies soll an einem einfachen Beispiel demonstriert werden. Dazu

⁹Fouriertransformationen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit der vorimplementierten MatLab-Funktion 'fft' durchgeführt, die die diskrete Fouriertransformation mittels FFT berechnet.

¹⁰Bei einer Messzeit von $T = 6$ ms (3000 Datenpunkten) und einer Abtastfrequenz von $F_s = 500$ kHz ergibt sie eine Frequenzauflösung von $\Delta f = 166$ Hz und eine Nyquistfrequenz von $f_{Nyq} = 250$ kHz.

¹¹Das Leistungsdichtespektrum (eng. **P**ower **D**ensity **S**pectrum) wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der vorimplementierten MatLab-Funktion 'psd' berechnet, die das Spektrum mit der Welch-Methode abschätzt.

wird über 0.6 s ein periodische Signal generiert, das eine Superposition von zwei Sinuswellen mit unterschiedlicher Frequenz (50/120 Hz) und Amplitude ist:

$$f(t) = 1.5\sin(2\pi \cdot 50\text{Hz} \cdot t) + \sin(2\pi \cdot 120\text{Hz} \cdot t) \quad (4.15)$$

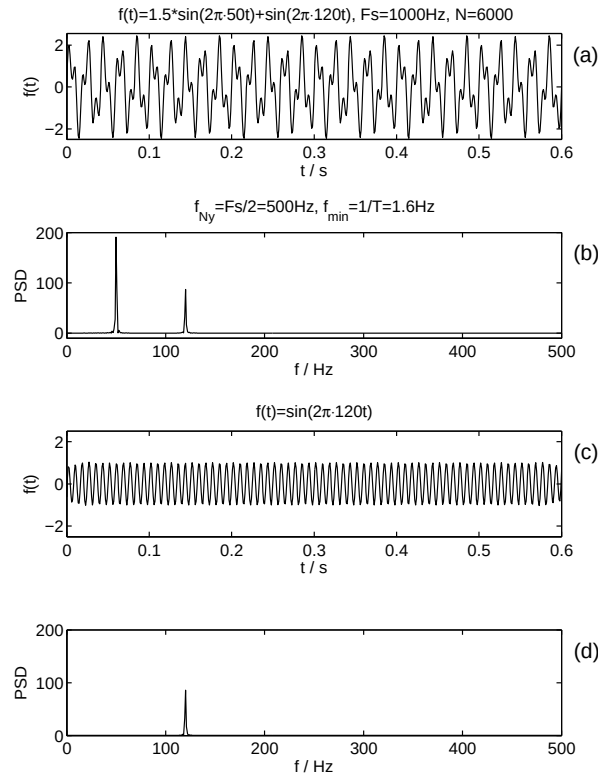


Abbildung 4.4.: Filtern durch inverse FFT

Dieses Signal ist in Abbildung 4.4 (a) zu sehen. Über die Fouriertransformierte¹² wird das Leistungsdichtespektrum nach Gleichung 4.14 bestimmt. Die Abtastfrequenz $F_s = 1000\text{Hz}$ bestimmt die Nyquistfrequenz (Gleichung 4.13) zu $f_{Nyq} = 500\text{Hz}$. Die kleinste aufzulösende Frequenz wird über die Messzeit T bestimmt und liegt hier bei $f_{min} = 1.6\text{Hz}$. Im Frequenzspektrum (b) ist der 50 Hz und 120 Hz Anteil zu erkennen. In dem Beispiel werden nun die Koeffizienten um 50 Hz auf Null gesetzt. Dieses Signal wird danach in den Zeitraum zurücktransformiert und man erhält eine einfache Sinusschwingung (c) mit einer Frequenz von 120 Hz. Zur Kontrolle wurde für dieses bereinigte Signal erneut das Leistungsdichtespektrum berechnet, das in (d) zu sehen ist. Das gefilterte Signal fällt an den Rändern leicht ab. Dies ist auf den unterschiedlichen Anfangs- und Endwert des Ausgangssignals zurückzuführen (Gibbs'sches Phänomen). Um die Effekte auf Grund des endlichen Signals zu minimieren kann die Methode der Fensterfunktionen angewendet werden (siehe dazu [Bes93]).

4.1.5. Korrelationsfunktionen

Ereignisse, die durch einen festen Zeitversatz in Beziehung stehen, können mit der Autokorrelationsfunktion bestimmt werden. Dazu wird das Signal zeitlich gegen sich selbst um die Zeit τ verschoben und auf sich selbst multipliziert. Anschließend wird über das Produkt der beiden Signale integriert. Für

¹²Diese wurde über schnelle Fouriertransformation mittels der MatLab-Funktion 'fft' berechnet.

unterschiedliche Zeitverschiebungen ergibt sich:

$$\text{Corr}_{ff}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t+\tau)f(t)d\tau \quad (4.16)$$

Die Ähnlichkeit zweier Signale lässt sich mit der Kreuzkorrelationsfunktion bestimmen. Es kann untersucht werden, ob zwei Signale, die an unterschiedlichen radialen Positionen gemessen wurden, die gleichen Strukturen aufweisen und ob diese zeitlich versetzt auftreten. Die Kreuzkorrelationsfunktion¹³ für zwei Funktionen $f(t)$ und $g(t)$ bestimmt sich zu:

$$\text{Corr}_{fg}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t+\tau)g(t)d\tau \quad (4.17)$$

Unter der Korrelationslänge versteht man dann den Abstand L der Messpunkte zweier Signale, für den die Kreuzkorrelationsfunktion bei $\tau = 0$ auf $1/e$ abgefallen ist. Auf gleiche Weise bestimmt sich die Lebensdauer Δt_{corr} . Misst eine Fluktuationsdiagnostik (wie z. B. der Lithium-Strahl) sowohl räumlich als auch zeitlich lässt sich über die Korrelationsfunktion die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Fluktuation bestimmen. Dies wird näher in [Hub97] beschrieben.

4.2. Methoden zur Charakterisierung der kohärenten Strukturen

4.2.1. Bedingte Mittelung

Die Technik der bedingten Mittelung (engl. **Conditional Averaging**) ermöglicht es, Teilstücke eines Signals, die sich durch eine bestimmte Eigenschaft auszeichnen, auszuwählen und zu untersuchen. Fluktuierende Größen lassen sich im Allgemeinen als Superposition einer zeitunabhängigen, einer kohärenten und einer stochastischen Komponente beschreiben. Um die kohärente Komponente, in der die Information über das intermittente Verhalten steckt, statistisch zu untersuchen, ist eine Methode notwendig, bei der die Phaseninformation nicht verloren geht und der inkohärente Anteil unbeachtet bleibt. Dies erfüllt die bedingte Mittelung.

Intermittente Bursts können mit dieser Methode vom Hintergrundsignal getrennt und damit separat untersucht werden. Die Bedingung, die als Auswahlkriterium für die Mittelung dient, hängt von der gewünschten Information ab. Bei der Untersuchung von intermittentem Verhalten bezieht sich die Bedingung auf die Amplitude des Signals, da intermittente Bursts unregelmäßige Ausbrüche des Signals sind. Es wird dabei nur über die Ereignisse gemittelt, die einen gewissen Schwellenwert¹⁴ übersteigen. Dieser Schwellenwert wird meist als ein Vielfaches der Standardabweichung vom Mittelwert des Signals festgelegt [ACY⁺03].

Gegeben sei ein Signal $\varphi(t)$, dessen kohärente Strukturen auf ihre Form untersucht werden sollen. Zunächst wird das Signal auf Ereignisse durchsucht, die die Bedingung Φ_{cond} erfüllen. Die Zeitpunkte t_i , zu denen diese Ereignisse $\varphi(t_i)$ stattfinden, werden festgehalten.

Anschließend wird über Wellenformen mit einer bestimmten (Fenster-)Länge gemittelt, die als Mittelpunkt je ein ausgewähltes Ereignis enthalten. Vor der Mittelung muss jedoch sichergestellt werden, dass zum einen nicht mehrmals über ein und die selbe Struktur gemittelt wird und zum anderen die Fensterlänge so gewählt wird, dass sie länger als die zeitliche Ausdehnung der kohärenten Strukturen ist. Dies

¹³Korrelationsfunktionsbestimmungen wurden in Rahmen dieser Arbeit mit der vorimplementierten MatLab Funktion 'XCorr' vorgenommen. Diese führt eine Normierung durch und die Korrelationsfunktion nimmt Werte zwischen ± 1 an.

¹⁴Üblich ist, dass nur über die Ereignisse gemittelt wird, für die gilt: $\varphi(t) \geq 2.5\sigma + \mu$

ist wichtig, da nur so das bedingte Mittel verlässlich die durchschnittliche Form der auftretenden Strukturen beschreibt. Dazu werden an die Zeitfenster weitere Bedingungen gestellt.

Die zeitliche Ausdehnung¹⁵ Δt_{Burst} ist gegeben durch die räumliche Ausdehnung und die Bewegung der Strukturen. Das Zeitfenster Δt muss nun so gewählt werden, dass es mindestens so lang wie die durchschnittliche Burstdauer Δt_{Burst} ist:

$$\Delta t \geq \Delta t_{Burst} \quad (4.18)$$

Zudem wird nur über Ereignisse gemittelt, die mindestens Δt_{Burst} auseinander liegen. Dieser geforderte Abstand wird dabei rekursiv aus der bedingten Mittelung bestimmt¹⁶.

Liegen zwei der zuvor ausgewählten Zeitpunkte t_i näher zusammen, wird daher derjenige Zeitpunkt ausgewählt, bei dem die Amplitude größer ist und zudem gilt, dass dies auch für das gesamte Zeitintervall $[t_i - \Delta t/2, t_i + \Delta t/2]$ gilt. Dieses Verfahren legt vereinfacht zugrunde, dass die Strukturen aus einer Reihe von Ereignissen bestehen, die über dem Schwellenwert liegen, und dass sie durch das maximale Ereignis identifiziert werden können¹⁷. Dieser Auswahlprozess wird für alle t_i durchgeführt und ist im Anhang A

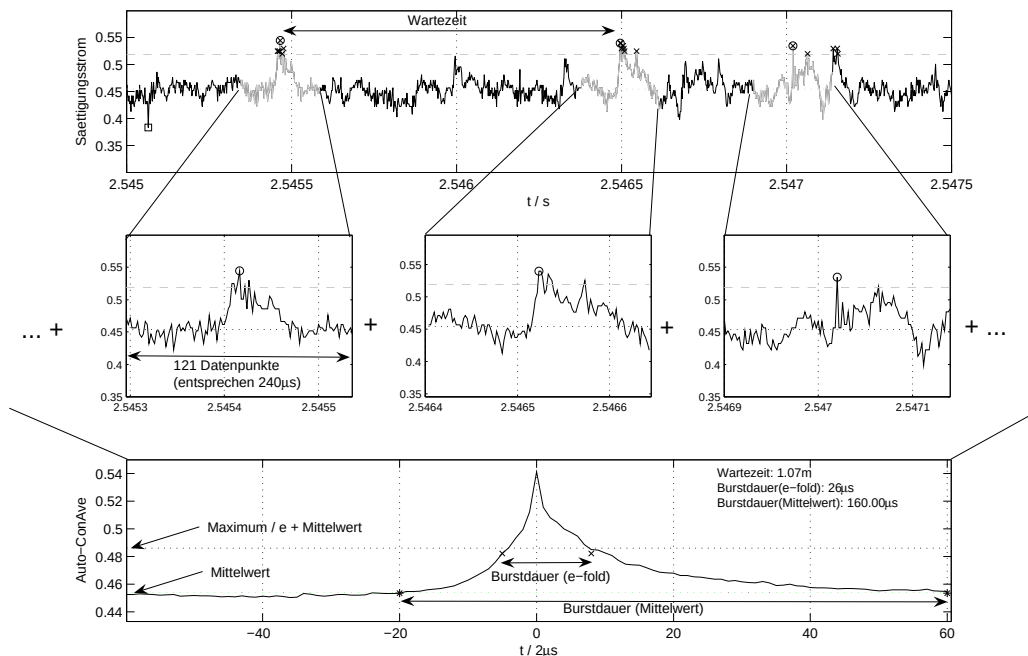


Abbildung 4.5.: Veranschaulichung der Methode der bedingten Mittelung: Auswahl der intermittenten Ereignisse (oben), Bildung der Wellenformvektoren (Mitte) und bedingtes Mittel (unten).

näher beschrieben. Abbildung 4.5 verdeutlicht die Auswahl graphisch:

In der ersten Zeile ist das intermittente Signal gezeigt. Für dieses wurden sowohl die Ereignisse (x) gekennzeichnet, die über dem Schwellenwert (hier größer $3\sigma + \mu$) liegen, als auch die Maxima (o) der kohärenten Strukturen, über die gemittelt wird.

¹⁵Als Anhaltspunkt gilt, dass das Zeitfenster mindestens größer als die Autokorrelationszeit (vgl. S.29, Gleichung 4.16) sein muss: $\Delta t \geq \Delta t_{corr}$. So wird sichergestellt, dass es sich im nächsten Fenster nicht um das gleiche Ereignis handelt [ADG⁺01].

¹⁶Bei einer durchschnittlichen Lebensdauer von 80 μs und einer Abtastfrequenz von $F_s = 500$ kHz ist ein guter Startwert für den Abstand 60 Datenpunkte. In diesem Fall ist eine Fensterlänge Δt von 120 μs sinnvoll.

¹⁷Der Fall, dass nur ein Einzelereignis als Ausreißer in dem untersuchten Zeitfenster über dem Schwellenwert liegt und die benachbarten Ereignis viel kleiner sind, tritt kaum auf. Da dieser Ausreißer nicht als Blob identifiziert werden kann, wurde untersucht, ob ein Ausschluss dieser Ereignis für die Mittelung Einfluss auf die Form hat. Dies ist jedoch nicht der Fall und es wurde daher darauf verzichtet eine weitere Bedingung an die Maxima zu stellen.

Weiterhin muss sichergestellt werden, dass auch für das erste und letzte Ereignis über das Zeitfenster gemittelt werden kann. Dazu muss der Abstand dieser zu den Rändern mindestens $\Delta t/2$ betragen.

Die Anzahl der Zeitpunkte t_i ist nun auf N reduziert und beschränkt sich auf diejenigen, die das Maximum einer Struktur beschreiben und mindestens den Abstand Δt_{Burst} zueinander haben. Zu jedem der N ermittelten Zeitpunkte t_i wird nun ein Vektor $\varphi(t_i + \tau)$, $\tau \in [-\Delta t/2, \Delta t/2]$ mit n Datenpunkten gebildet. Das heißt, es wird über Wellenformen der Länge $\Delta t = n/Fs$ gemittelt¹⁸. Dies ist in der mittleren Zeile von Abbildung 4.5 zu sehen.

Die Mittelung dieser Vektoren ergibt ein Signal $\varphi_{cond}(\tau)$ der Länge Δt , das die Form der Struktur wiedergibt, die durch die Bedingung Φ_{cond} charakterisiert ist:

$$\varphi_{cond}(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^N [\varphi(t_i + \tau) | \Phi_{cond}], \text{ mit } t_i \in [t_1, t_N] \text{ und } \tau \in [-\Delta t/2, \Delta t/2] \quad (4.19)$$

Dieses Signal wird das *bedingte Mittel* der fluktuierenden Größe genannt [FBL⁺95].

Diese Art der Mittelung über ein Ensemble hat den Vorteil, dass der fluktuierende Anteil herausgemittelt wird und die Form der kohärenten Komponenten des Signals widerspiegelt. Voraussetzung dafür ist, dass die kohärenten Strukturen stets die gleiche Form haben und sich mit gleicher Geschwindigkeit fortbewegen. Ist dies nicht der Fall, ist die bedingte Mittelung nicht geeignet, da sie die unterschiedlichen Strukturen verwaschen würde [HBC⁺99]. Zusätzlich ist zu beachten, dass die bedingte Mittelung erst ab einer bestimmten Anzahl von Ereignissen die klare Form der Struktur hervorhebt.

Daher ist es wichtig, ein nicht zu kurzes jedoch stationäres Zeitsignal zu wählen und den Schwellenwert nicht zu hoch zu setzen.

Die Anzahl der intermittenten Ereignisse, über die gemittelt wird, hängt nicht kritisch vom Schwellenwert ab [ACY⁺03], [XJW⁺05]. Die Zahl der Ereignisse, die die Bedingung erfüllen, nimmt zwar mit steigendem Schwellenwert ab, jedoch ist die Änderung ab einem Schwellenwert von 2σ gering. Dies ist in Abbildung 4.6 verdeutlicht. Hier ist die Anzahl der Ereignisse, die über dem Schwellenwert liegen, in Abhängigkeit von diesem aufgetragen. Für Ereignisse größer 2σ ist der Gradient der Funktion bedeutend flacher.

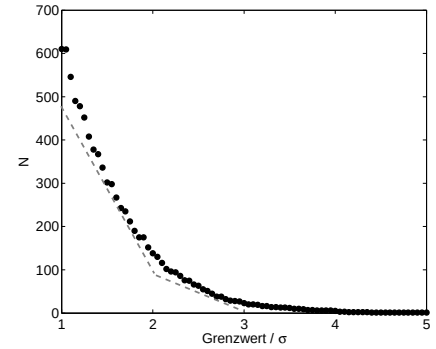


Abbildung 4.6.: Anzahl der Ereignisse über die gemittelt wird in Abhängigkeit vom Schwellenwert.

4.2.2. Kreuzbedingte Mittelung

Besonders nützlich ist die bedingte Mittelung, wenn man die räumliche Ausdehnung der Strukturen untersuchen möchte. Dazu werden in einem Referenzsignal die Zeitpunkte des Auftretens der kohärenten Strukturen bestimmt und für ein anderes Signal, das an einem anderen Raumpunkt gemessen wurde, wird das Verhalten zu diesen Zeit untersucht.

Eine bedingte Mittelung, bei der die Mittelung für ein anderes Signal vorgenommen wird als an demjenigen an dem die Auswahl der Zeitpunkte stattgefunden hat, wird *kreuzbedingtes Mittel* genannt (engl. Cross Conditional Average).

Auf gleiche Weise wie bei der bedingten Mittelung werden in dem Referenzsignal $\varphi_{ref}(t)$ anhand einer Bedingung Φ_{cond} Ereignisse identifiziert. Die Vektoren, über die gemittelt wird, werden jedoch aus einem anderen Signal $\varphi_{mov}(t)$ gebildet. Dieses Signal wird meist radial um δr verschoben gemessen. Das kreuzbedingte Mittel ergibt sich damit zu:

$$\varphi_{Xcond}(r + \delta r, \tau) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^N [\varphi_{mov}(r + \delta r, t_i + \tau) | \varphi_{ref}(r, t_i) = \Phi_{cond}], \text{ mit } \tau \in [-\Delta t/2, \Delta t/2] \quad (4.20)$$

¹⁸ Fs ist hier die Abtastrate, siehe Gleichung 4.1.

Das Maximum des kreuzbedingten Mittels wird in der Regel um $\delta t_{ref, mov}$ verschoben sein. Dies lässt auf eine Bewegung der Struktur schließen. Es kann jedoch nicht bestimmt werden, ob es sich dabei um eine rein radiale Bewegung zwischen den Messorten handelt.

Liegen keine radial separierten Signale vor, kann die Geschwindigkeit der Strukturen z. B. aus dem poloidalen elektrischen Feld bestimmt werden. Eine genauere Beschreibung dazu findet sich auf Seite 34.

4.2.3. Charakteristische Größen der Blobs

Mit Hilfe des bedingten Mittels können kohärente Strukturen, die so genannten Blobs, charakterisiert werden. Die entsprechenden Größen werden im Folgenden definiert.

Burstdauer

In der Literatur finden sich zwei Definitionen für die Burstdauer Δt_{Burst} . Zum einen ist es die Zeit, in der das Signal auf $\frac{\varphi(t_i)}{e} + \mu$ abgefallen ist. Die andere Version nimmt die Zeit, in der das Signal auf den Mittelwert zurückgefallen ist. Die Burstdauern sind in Abbildung 4.5 nach beiden Definitionen eingezeichnet und ihre Werte angegeben. Für die Berechnung der Geschwindigkeit der Blobs wurde die Zeit aus dem ersten Moment der zeitlichen Blob-Verteilung wie folgt bestimmt:

$$\Delta t_{Burst} = \frac{\sum_{i=1}^N (t_i - t_0) I_i^{CA}}{\sum_{i=1}^N I_i^{CA}} \quad (4.21)$$

Dabei bezeichnet I_i^{CA} die N Ereignisse über die bei der bedingten Mittelung gemittelt wird. Diese Berechnung bietet eine konsistente Berechnung, die insbesondere für die Bestimmung der Bloblänge wichtig ist.

Wartezeit

Die Wartezeit ist die Zeit zwischen zwei kohärenten Strukturen. Sie lässt sich abschätzen, indem über die Zeitabstände benachbarter Ereignisse, die mit der Methode der bedingten Mittelung bestimmt wurden, gemittelt wird. Da intermittente Ereignisse jedoch im Allgemeinen kein periodisches Verhalten aufweisen, liefert besonders das Histogramm (PDF) der Zeitabstände Informationen über das Vorkommen von intermittenten Strukturen.

Asymmetriefaktor

Für viele Strukturen lässt sich eine zeitliche Asymmetrie des bedingten Mittels feststellen. Meist erfolgen ein rascher Anstieg des Signals und ein längerer Abfall. Dies lässt auf die Form des Blobs schließen. Denn besitzt dieser eine kometartige Form, verursacht der breite Kopf, bei einer Bewegung an der SONDENSPIITZE entlang, eine plötzliche, starke Erhöhung des Signals. Bei einer konstanten Geschwindigkeit führt der lange, dünner werdende Schweif zu einem langsameren Abklingen.

Dies ist schematisch in Skizze 4.7 verdeutlicht. Dies ist eine bildliche Vorstellung. In der Realität ist die SONDENSPIITZE viel kleiner als die Ausdehnung der Struktur, die komplexe Formen und inhomogene Dichteverteilungen besitzen kann. Ist die Dichteverteilung wie in Abbildung 2.7 (a) gezeigt, ergibt sich jedoch ebenfalls die oben beschriebene Asymmetrie.

Die Asymmetrie lässt sich quantifizieren, wenn man die Skewness der zeitlichen Ableitung des bedingten Mittels berechnet [SHLB⁺00]. Dazu werden die Wellenformen, über die im bedingten Mittel gemittelt wird, künstlich zu einem Signal x_i verbunden. Die zeitliche Ableitung dieses Signals x_i ist dann für alle N Ereignisse:

$$x_t(i) = \frac{dx_i}{dt} \approx [x(i+1) - x(i)] \cdot Fs, i \in [1, N] \quad (4.22)$$

Hierbei ist Fs die Abtastrate. Mit dem Mittelwert $\tilde{\mu}$ und der Standardabweichung $\tilde{\sigma}$ der Steigungen dieser Signale $x_t(i)$ ist die Skewness der Ableitung (SA) nach [SHLB⁺00] wie folgt abschätzbar:

$$SA = \frac{1}{\tilde{\sigma}^3 N} \sum_{i=1}^{N-1} [x_t(i) - \tilde{\mu}]^3 \quad (4.23)$$

Positive Werte für SA bedeuten, dass das Signal durchschnittlich mehr Ausbrüche hat, die eine kurze Anstiegszeit und einen langen Abfall haben. Negative Werte zeigen ein spiegelverkehrtes Verhalten an.

normierte Blobintensität

Mit Hilfe der bedingten Mittelung können Bursts identifiziert und charakterisiert werden. Ein Maß für die Andersartigkeit der kurzzeitigen Struktur bezogen auf den Hintergrund ist die Amplitudenverstärkung, die als normierte Blobintensität B_{intens} bezeichnet wird. Bursts haben eine erhöhte Dichte und damit erzeugen sie einen erhöhten Sättigungsstrom. Diese Verstärkung kann durch das Verhältnis¹⁹

$$B_{intens} = \frac{I_{Blob}^{max} - \bar{I}}{\bar{I}} \quad (4.24)$$

quantifiziert werden. Ein Wert von $B_{intens} = 0.8$ bedeutet, dass die Dichte im Blob, verglichen mit der Durchschnittsdichte, um 80% erhöht ist.

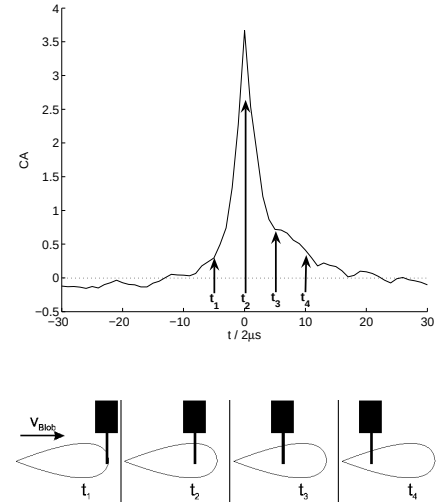


Abbildung 4.7.: Skizze zur Erläuterung des Zusammenhangs zwischen der zeitlichen Asymmetrie des bedingten Mittels und der Propagation eines kometförmigen Blobs.

¹⁹Dieses Verhältnis wurde in [BRM⁺03] in Abhängigkeit von der Dichte und radialen Position bestimmt und liegt bei 50-80 %.

Anteil der intermittenten Ereignisse am radialen Teilchenfluss

Sind intermittente Ereignisse einmal identifiziert, lassen sich gut Vergleiche zwischen dem allgemeinen Verhalten des Signals und dem Einfluss der Blobs auf dieses ziehen. Ein Beispiel dafür ist die Bestimmung des Anteils der kohärenten Strukturen am radialen Teilchenfluss Γ (Gleichung 2.3, S.10). Der relative Anteil berechnet sich wie folgt [XJW⁺05]:

$$\frac{\langle \Gamma_{int} \rangle}{\langle \Gamma_{tot} \rangle} \sim \frac{\langle I_{sat} E_{\Theta} \rangle_{int}}{\langle I_{sat} E_{\Theta} \rangle_{tot}} \quad (4.25)$$

Der Erwartungswert des intermittenten Teilchenflusses wird bestimmt, indem das Signal $I_{sat} E_{\Theta}$ zuerst bedingt gemittelt und anschließend über die einzelnen Wellenformen der detektierter Struktur integriert wird. Es wird allerdings nicht über die gesamte Fensterlänge sondern nur über die Burstdauer integriert, die aus der $1/e$ -Abfalllänge bestimmt werden kann.

Blobgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit²⁰ kohärenter Strukturen kann aus der Zeitverschiebung $\delta t_{ref,mov}$ des Maximums des kreuzbedingten Mittels (siehe Kapitel 4.2.2) zum Maximum des bedingten Mittels des Referenzsignals und dem radialen Abstand δr der Messorte bestimmt werden [ADG⁺01]:

$$v_{Burst} = \frac{\delta r}{\delta t_{rev,mov}} \quad (4.26)$$

Voraussetzung für diese Methode ist, dass die Messorte nicht weit auseinander liegen und dass das Signal nicht von anderen Prozessen gestört wird.

Liegt ein Signal für die radiale Flussgeschwindigkeit vor (wie es z. B. mit Hilfe der Tripel-Sonde bestimmt werden kann, Kapitel 3.2.1), kann die Blobgeschwindigkeit wie folgt bestimmt werden:

Die Blobs werden dazu im Sättigungsstrom identifiziert und für die bestimmten Zeitpunkte wird das kreuzbedingte Mittel²¹ im Geschwindigkeitssignal bestimmt. Die Blobgeschwindigkeit ist dann als Mittelwert des kreuzbedingten Mittels während der $1/e$ -Burstdauer definiert:

$$v_{Burst} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [\varphi_{Xcond}^i | \varphi_{Xcond}^i \geq 1/e \cdot \max(\varphi_{Xcond}^i) + \bar{\varphi}_{Xcond}^i] \quad (4.27)$$

Radiale Ausdehnung

Ist die radiale Geschwindigkeit v_r und die durchschnittliche Burstdauer Δt_{Burst} des Blobs bekannt, kann dessen radiale Ausdehnung bestimmt werden [BRM⁺01]:

$$L_{Blob} = v_{Burst} \cdot \Delta t_{Burst} \quad (4.28)$$

²⁰Die Bestimmung der radialen Geschwindigkeit aus dem Versatz der kreuzbedingten Mittel wurde in dieser Arbeit nur bei den Signalen des Lithium-Strahls durch geführt.

²¹Die radiale Verschiebung ist in diesem Fall $\delta r = 0$.

Anhand der in diesem Kapitel beschriebenen Größen, können die kohärenten Strukturen charakterisiert werden. Diese sind zusammenfassend:

- Burstdauer t_{Burst}
- Wartezeit t_{Wait}
- Asymmetriefaktor SA
- Blobintensität B_{intens}
- radiale Geschwindigkeit v_{Burst}
- radiale Ausdehnung L_B

5. Ergebnisse zur Charakterisierung von Intermittenz

Dieses Kapitel gliedert sich in zwei Teile. Im ersten Teil werden die Verfahren zur Charakterisierung der intermittenten Ereignisse an Messungen mit der neu in Betrieb genommenen schnellen Sonde in Entladungen mit rein ohm'scher Heizung in Limiter-Geometrie illustriert¹. Dazu wird zunächst die Intermittenz quantifiziert und anschließend die Blobstruktur charakterisiert. Die Aussagekraft wird unterlegt, indem die Ergebnisse unterschiedlicher Diagnostiken verglichen werden. Abschließend wird kurz auf die Abhängigkeit der Intermittenz von der Plasmadichte eingegangen. Im zweiten Teil konzentriert sich die Analyse auf den Einfluss des DED auf intermittente Ereignisse und den senkrechten Teilchentransport in der Abschälschicht.

5.1. Intermittenz in ohm'schen Entladungen in Limiter-Geometrie

5.1.1. Entladung und Signale

Das intermittente Verhalten am Tokamak TEXTOR wird zunächst für ohm'sche Entladungen in Limiter-Geometrie, d.h. ohne Zusatzheizungen, untersucht. Um die Signifikanz der statistischen Größen zu bewerten und eine Fehlerabschätzung der Messwerte vorzunehmen, werden zunächst die Ergebnisse dreier Entladungen (# 99039-99041) mit vergleichbaren Entladungsparametern dargestellt.

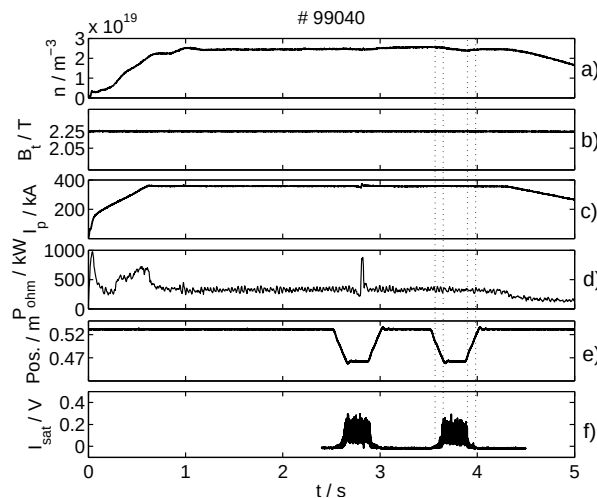


Abbildung 5.1.: Zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter ((a) liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, (b) toroidale Magnetfeldstärke B_t , (c) Plasmastrom I_p , (d) Heizleistung P_{ohm} , (e) der Sondenposition $Pos.$ und (f) des Sättigungsstromes I_{sat} einer typischen ohm'schen Entladung (#99040).

Die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter und des Sättigungsstroms ist für einen typische ohm'sche Entladung in Abbildung 5.1 beispielhaft aufgezeigt. Die schnelle Sonde fährt während der Entladung zweimal in das Plasma hinein. Die radiale Position der Sonde ist in (e) gezeigt². Die Zeitreihe (f)

¹Derartige Untersuchung wurde an TEXTOR bereits mit der Rake-Sonde vorgenommen [XJW⁺05].

²Diese Angabe ist hier und im Folgenden auf den Maschinenmittelpunkt $R = 1.75\text{m}$ bezogen und berücksichtigt nicht eventuelle Verschiebungen des Plasmas. Die mechanische Begrenzung ist in allen betrachteten Entladungen durch den Limiter bestimmt, der auf der radialen Position 46.3 cm steht. Aus Konsistenzgründen wird die LCFS im Folgenden graphisch aus Floatingpotential und Sättigungsstrom bestimmt, dabei ergeben sich Abweichungen von der Limiterposition bis zu 1.7 cm.

zeigt das entsprechende Signal des Ionensättigungsstroms. Weiterhin sind von oben nach unten ((a)-(d)) die liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, die toroidale Magnetfeldstärke B_t , der Plasmastrom I_p und die Heizleistung P_{ohm} aufgezeigt. Im Folgenden werden die radialen Profile der Plasmaparameter durch Messungen während des Hereinfahrens (3.6 s-3.67 s) und des Herausfahrens (3.88 s-3.93 s) der zweiten Sondenbewegung bestimmt (gekennzeichnet durch gepunktete Linien). Während dieser Zeit können die Plasmaparameter als stationär betrachtet werden. Am Sondenkopf wird für die Berechnung des poloidalen elektrischen Feldes an zwei weiteren Spitzen das Floatingpotential gemessen (Signale nicht gezeigt). Aus diesen und dem Ionensättigungsstrom kann wie in Kapitel 3.2.1 gezeigt u. a. die Fluktuation der Plasmadichte und des turbulenten Teilchenflusses bestimmt werden. Für die im Folgenden untersuchten

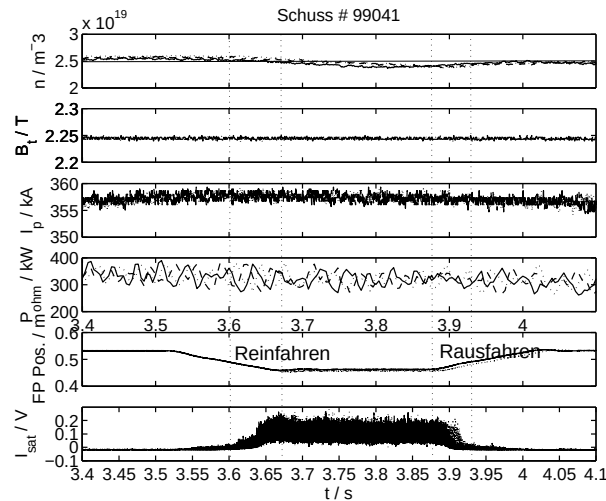


Abbildung 5.2.: Ausschnittsvergrößerung des Messbereichs, der durch die punktierten Linien markiert ist (Rein- und Rausfahren der Sonde)

Entladungen³ ergeben sich für den Messbereich folgende Entladungsparameter (siehe dazu S.18):

Entladungsparameter #99039-99041	
R_0	176 cm
a	46.8 cm
$\bar{n}_e$	$2.5 \cdot 10^{19} m^{-3}$
B_t	2.25 T
I_{Plasma}	350 kA
q_a	4
β	0.3
P_{ohm}	320 kW

Die Sonde bewegt sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von $v_{Sonde} = 0.5 m/s$ aus ihrer Ruheposition bei 53 cm bis hinter die LCFS, die in den untersuchten Entladungen bei $(46.8 \pm 0.2) cm$ liegt. Da der Sättigungsstrom in der äußersten Randschicht zu schwach ist und das Bitrauschen das Signal dominiert, ist die radiale Untersuchung in dieser Entladungsserie auf den Bereich zwischen 46 cm und 48 cm beschränkt.

Durch die Lageregelung, die in TEXTOR im 1 ms-Takt die Lage des Plasmas korrigiert, werden die Signale im Frequenzbereich 1 kHz beeinflusst. Dieser extern verursachte Frequenzanteil wurde in den untersuchten Signalen mit Hilfe des im Kapitel 4.1.4 (S. 27) beschriebenen Filters entfernt.

³Dass die Entladungsparameter der drei Entladungen nicht stark von einander abweichen, ist in Abbildung 5.2 gezeigt, in der die oben erwähnten Plasmaparameter für die untersuchten Entladungen überlagert wurden.

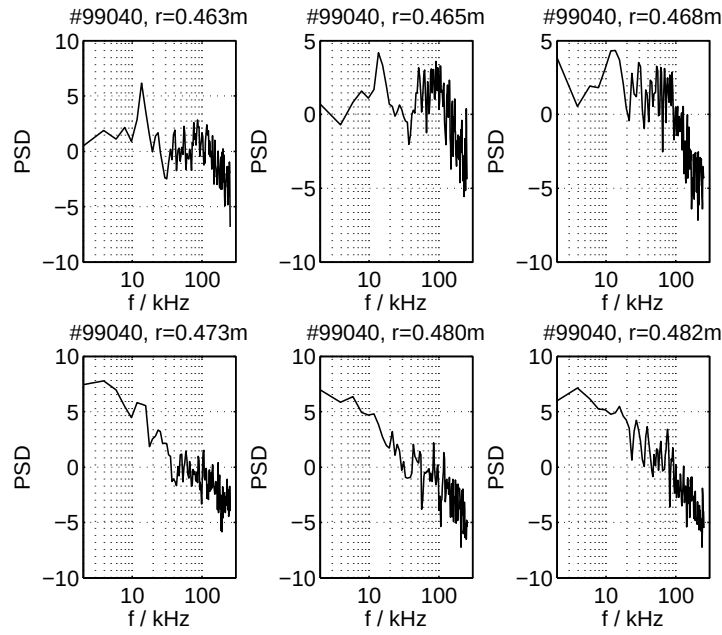


Abbildung 5.3.: Leistungsdichtespektrum (PSD) des Ionensättigungsstroms I_{sat} . #99040

In Abbildung 5.3 sind die Leistungsdichtespektren des Sättigungsstroms an sechs radialen Positionen exemplarisch gezeigt. Hier ist zu erkennen, dass das Spektrum innerhalb LCFS im Frequenzbereich 5-15 kHz ein Maximum besitzt. Im diesen Bereich sind im Plasmarand häufig niederfrequente quasi-kohärente Moden sichtbar [KFDS⁺04]. Außerhalb der LCFS besitzt der Sättigungsstrom keine ausgezeichneten Frequenzanteile. Da die Wartezeit der meisten Blobs im Bereich von (0.1-0.6) ms liegt⁴, können diese Moden durch Filter nicht entfernt werden, da dann die Signatur der Blobs beeinflusst würde. Innerhalb der LCFS findet also eine Überlagerung zweier Phänomene statt: Hier sind quasi-kohärente Moden und Blobs zu finden. Da die quasi-kohärenten Moden nicht von den Blobstrukturen getrennt werden können und die intermittenten Ereignisse somit verdeckt sind, ist eine Analyse dieser schwierig.

Zur Erstellung der verschiedenen radialen Profile wurde in den Folgenden Auswertungen jeweils über 1500 Datenpunkte gemittelt. Dieses Vorgehen beruht auf der Annahme, dass die Bewegung der Sonde in diesem Zeitbereich vernachlässigt werden kann⁵. Bei der Abtastfrequenz von $F_s = 500$ kHz findet die Mittelung über einen Zeitraum von 3 ms statt und führt bei der entsprechenden Sondengeschwindigkeit zu einer radialen Auflösung von rund 1.5 mm. Diese Auflösung ist hinsichtlich einer erwarteten Blobausdehnung von mehreren Zentimetern (vergleiche dazu S.14) hinreichend.

In Abbildung 5.4 ist das radiale Profil des Floatingpotentials V_{fl} und des Ionensättigungsstroms I_{sat} gezeigt. Beide Größen können direkt an den Sondenspitzen gemessen werden. Das Floatingpotential und der Sättigungsstrom zeigen folgendes typische Verhalten:

Von der LCFS fällt das Potential in Richtung Plasmazentrum stark ab. Im Bereich der LCFS besitzt das Floatingpotential ein Maximum und das radiale elektrische Feld wechselt sein Vorzeichen⁶. Dieses Verhalten markiert die LCFS. Der Ionensättigungsstrom, der proportional der Plasmadichte ist, fällt kurz hinter der LCFS mit einem hohen Gradienten ab, da ab hier vermehrt Teilchen entlang der offenen Feldlinien zum Limiter hin abfließen. Weiter außen wird der Teilchenfluss hauptsächlich durch konvektiven

⁴Siehe PDF der Wartezeit auf S. 47.

⁵Da der Einfluss der Bewegung jedoch auch noch in diesen kurzen Signalstücken durch einen stetigen Anstieg (Abfall) der Amplitude beim Hereinfahren (Herausfahren) gegeben ist, wurde für spätere statistische Auswertungen dieser als lineare angenommene Trend aus dem Signalstück entfernt.

⁶Es gilt $V_{plasma} = V_{fl} - 3k_B T$ und $E_r = -\nabla V_{plasma}$.

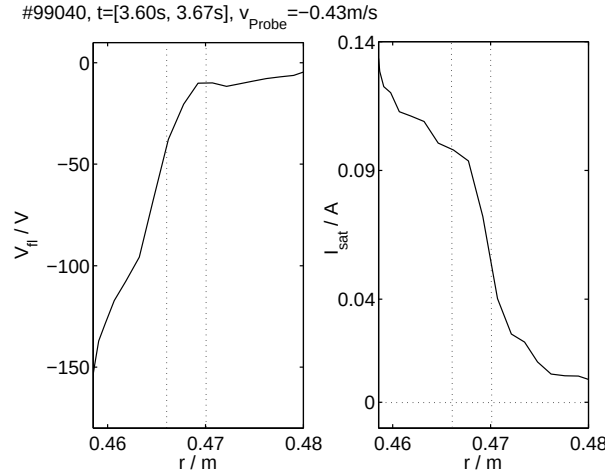


Abbildung 5.4.: Radiales, zeitlich gemitteltes Profil des Floatingpotentials V_{fl} und des Ionensättigungsstroms I_{sat} für die Entladung #99040.

senkrechten Transport bestimmt. Der Gradient flacht hier aufgrund des intermittenten Transports wieder ab, der im weiteren nachgewiesen wird.

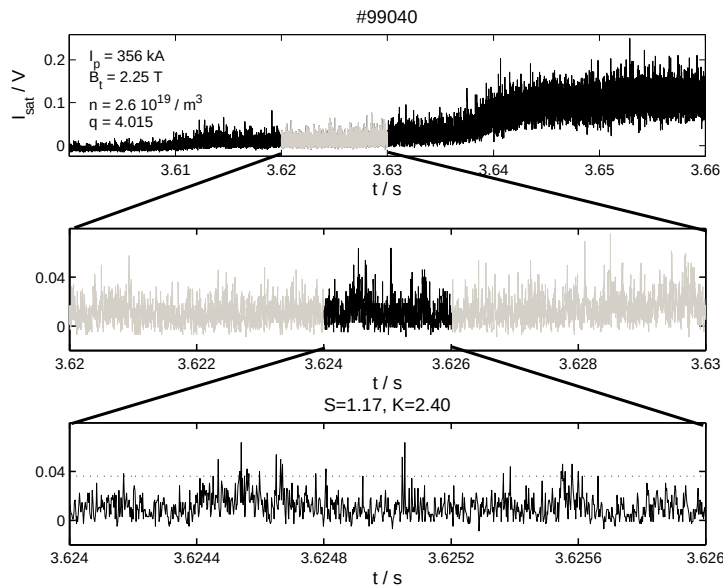


Abbildung 5.5.: Rohsignal des Sättigungsstroms: Das Rohsignal ist über die Zeit aufgetragen, in der die Sonde bis auf 46cm ins Plasma hineinfährt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Sättigungsstrom mit Annäherung an die LCFS zunimmt. In der stärksten Vergrößerung ($r = 47.6\text{cm}$) sind deutlich die positiven Ausbrüche des Sättigungsstroms zu erkennen.

Intermittentes Verhalten als extremer Ausbruch des Signals in eine ausgezeichnete Richtung kann in einem ersten Schritt direkt am Rohsignal ausgemacht werden. Da Bursts kurzzeitige Ereignisse sind⁷, muss das betrachtete Zeitfenster klein gewählt werden um einzelne Bursts erkennen zu können. In Abbildung 5.5 wird der Signalausschnitt von 600 ms bis auf 2 ms schrittweise vergrößert. In der stärksten Vergrößerung ist im Rohsignal des Sättigungsstroms deutlich intermittentes Verhalten zu sehen. Es kann eine Reihe von Ereignissen identifiziert werden, bei denen das Signal einen gewissen Schwellenwert⁸

⁷Die Burstdauer liegt durchschnittlich bei $70\mu\text{s}$.

⁸Intermittente Ereignisse als Fluktuationen großer Amplitude lassen sich durch ihre Intensität vergleichen mit dem Mittelwert

überschreiten, der hier zu 2.5σ gewählt wurde und durch eine punktierte Linie gekennzeichnet ist. Die Stärke der Intermittenz ist jedoch anhand des Rohsignals quantitativ nicht bestimmbar. Die Werte der Skewness $S = 1.17$ und Kurtosis $K = 2.4$ weichen deutlich von den zu erwartenden gauss'schen Werten ($S = K = 0$) ab und bestätigen die Beobachtung. Anhand dieser Größen lässt sich die Intermittenz quantifizieren. Dies ist Inhalt des folgenden Abschnittes.

5.1.2. Quantifizierung der Intermittenz

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF)

Um die Stärke der Intermittenz zu quantifizieren, wird die Abweichung des Signals von einer normalverteilten Größe anhand der statistischen Momente bestimmt (siehe Kapitel 4.1.2, S. 25). Graphisch lässt

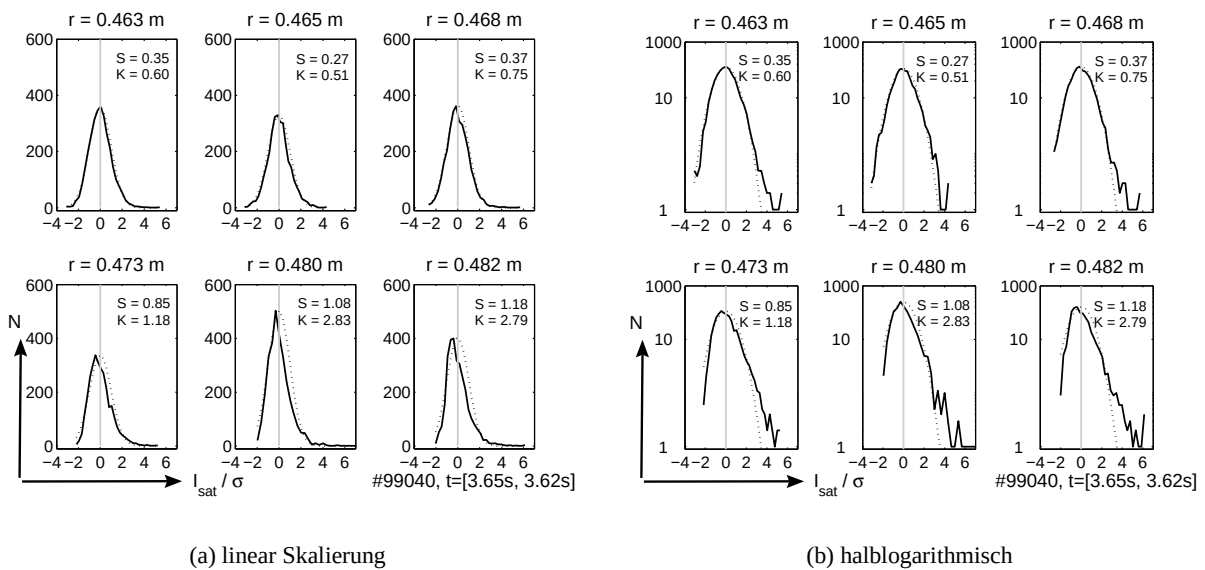


Abbildung 5.6.: Histogramm des Sättigungsstroms: Die zunehmende Abweichung zur Normalverteilung (punktiert) mit zunehmendem Radius ist deutlich zu erkennen.

sich dies gut verdeutlichen, wenn der normierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Signals die der Normalverteilung überlagert wird. Da die Abweichung vor allem in den Flanken auftritt, wurde in Abbildung 5.6 zum Vergleich zusätzlich eine logarithmisch-skalar Darstellung gewählt. Es wurden die Histogramme für den Sättigungsstrom an sechs verschiedene radiale Positionen berechnet. Das Signal wurde auf die Standardabweichung normiert und der Mittelwert abgezogen. Die Abweichung von null kann so direkt in Vielfachen der Standardabweichung abgelesen werden.

Die radiale Abfolge zeigt, dass die Abweichung von der Normalverteilung, die der Verteilungsfunktion des Signals punktiert überlagert ist, nach außen hin zunimmt. In der skalaren Darstellung ist deutlich zu erkennen, dass die Verteilung steilgipfliger ist. Dieses Verhalten kommt auch in den erhöhten Werten für die Kurtosis ($0.51 \leq K \leq 2.83$) zum Ausdruck. Es gibt also viele Ereignisse, die nur wenig um den Mittelwert streuen. Werte, die eine mittelgroße Abweichung besitzen, sind im Vergleich zu einer Normalverteilung unterbesetzt. Dafür gibt es vermehrt Ereignisse, die extrem weit um den Mittelwert streuen. Da es jedoch vor allem positive Ausreißer gibt, tritt letzterer Effekt nur in der rechten Flanke auf. Dies sieht man besonders deutlich in der halblogarithmischen Darstellung.

In beiden Darstellung ist zu sehen, dass die Kurve nach links geneigt und die rechte Flanke erhöht und verlängert ist. Dieses linkssteile Verhalten wird durch die erhöhten Werte der Skewness ($0.27 \leq S \leq 1.18$)

charakterisieren. Die Ereignisgröße wird in Vielfachen der Standardabweichung σ angegeben (siehe S.29).

beschrieben, die ein Maß für die asymmetrische Verteilung des Signals um den Mittelwert ist. Es tragen hier also vor allem Ereignisse, die viel größer als der Mittelwert sind, zur Standardabweichung bei. Die Verteilungsfunktion ist von positiven Ausreißern geprägt. Diese Analyse zeigt, dass der Sättigungsstrom keine Normalverteilung besitzt⁹. Es handelt sich also nicht um einen rein diffusiven Transportvorgang. Die Turbulenz ist von intermittenten Ereignissen, den Blobs, geprägt.

Skewness und Kurtosis

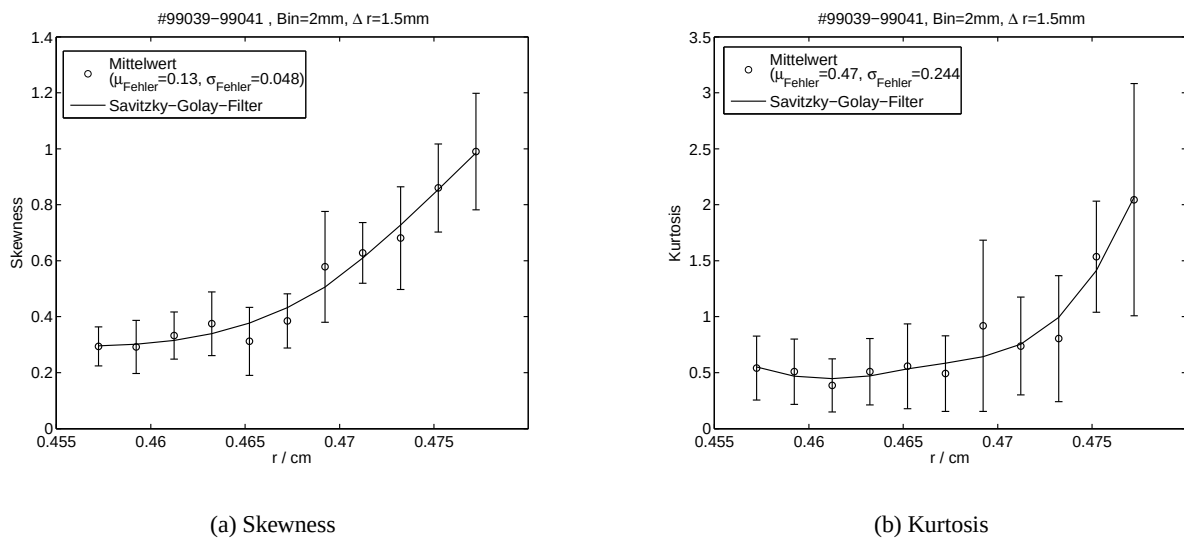


Abbildung 5.7.: Radiale Profile der Kurtosis und der Skewness. #99039-99041

Um die radiale Abhängigkeit der Verteilungsfunktion besser zu untersuchen, wurden das dritte und vierte Moment an verschiedenen radialen Positionen für alle drei Entladungen bestimmt. Dabei wurde jeweils das Herein- und Herausfahren untersucht. Für jede radiale Position wurden Mittelwert und Standardabweichung der Momente bestimmt. In Abbildung 5.7 sind die Mittelwert der Momente aller Entladungen gegen den Radius aufgetragen. Der Fehler wurde aus der Standardabweichung zu diesen Mittelwerten bestimmt. Zu beachten ist, dass die Bestimmung der radialen Position aufgrund der Bewegung der Sonde einen Fehler hat ($\Delta r = 1.5$ mm). Um die Momente der drei Entladungen zu vergleichen, wurden diese zusätzlich einem radialen Intervall (engl. bin) zugeordnet. Es ergibt sich daher ein radialer Fehler von 2mm. Trotz einer Standardabweichung von bis zu 20% bei der Skewness (a) und bis zu 50% bei der Kurtosis (b) ist das Ansteigen der Abweichung von der Normalverteilung ($S = K = 0$) zu erkennen. Das intermittente Verhalten nimmt von der LCFS, die bei 46.8 ± 0.2 cm liegt, nach außen hin zu. Ob dieses Verhalten unter dem Einfluss der quasi-kohärenten Moden steht, kann hier nicht beurteilt werden. Die Kurtosis schwankt deutlich mehr als die Skewness. Die Aussagekraft der Momente ist an ihre Ordnung gekoppelt. Je höher das Moment, desto mehr Daten sind für die statistische Signifikanz erforderlich. Da das dritte und vierte Moment hier für die gleiche Anzahl von Datenpunkten berechnet wurde, ergibt sich für die Kurtosis (vierte Moment) somit eine größere Schwankung. Um das Auge zu führen, wurde der radiale Verlauf mit Hilfe eines Savitzky-Golay Filter (Polynom 2. Grades, Fensterlänge 5) geglättet.

⁹Turbulenter Fluss ist nach der Kolmogorov-Theorie stochastisch und hat eine normalverteilte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion.

Durch die Untersuchung der Histogramme des gemessenen Sättigungsstroms und die radiale Betrachtung des dritten und vierten Momentes wurde gezeigt, dass die Plasmadichte in TEXTOR außerhalb der LCFS bei ohm'schen Entladungen intermittentes Verhalten zeigt. Diese Ergebnisse bestätigen auch die Messungen mit anderen Sonden (Kapitel 5.1.4). Dabei haben die Plasmaparameter q_a und $\bar{n}_e$ einen geringen Einfluss.

Die gleiche radiale Abhängigkeit wurde ebenfalls in früheren Untersuchungen an TEXTOR gefunden [XJW⁺05]. Dieses Verhalten ist weiter vergleichbar mit den Ergebnissen an JET [SHLB⁺00]. Hier wurde die Skewness ebenfalls in einer ohm'schen Entladung bestimmt. Ab der LCFS steigt dort die Skewness bis auf 1.5. Der Fehler beträgt hier ebenfalls 30-50%. Am T-10 Tokamak wurde auf der Niederfeldseite eine radial anwachsende Skewness ($-0.1 \leq S \leq 1.6$) beobachtet [KBG⁺05]. Die Kurtosis K steigt dort ebenfalls an und beträgt 0.5-3. An der linearen Anlage PISCES [AK01] nehmen die Momente ebenfalls ab der LCFS zu. Weit entfernt fallen sie dann wieder ab.

Im nächsten Schritt wird untersucht, ob sich auf Grund des detektierten intermittenten Verhaltens kohärente Strukturen ausmachen lassen, die sich radial nach außen bewegen. Dazu soll die Form, die Häufigkeit des Vorkommens, die radiale Ausdehnung und die radiale Geschwindigkeit der so genannten Blobs nach der Methode der bedingten Mittelung (Kapitel 4.2.1) bestimmt werden. Weiterhin wird der Beitrag der Blobs zum gesamten turbulenten Teilchentransport untersucht.

5.1.3. Charakterisierung der Blobs

Frequenz, Intensität und Größe

Die kohärenten Strukturen zeichnen sich durch eine erhöhte Teilchendichte aus. Dies macht sich aufgrund der Beziehung 3.2 (S.19) in einem erhöhten Sättigungsstrom bemerkbar. Detektiert die Sonde nun über einen kurzen Zeitraum einen außergewöhnlich hohen Anstieg des Sättigungsstroms und ist diese Dichtewelle asymmetrisch in der Zeit (siehe Bemerkung zu Abbildung 4.7), so wird daraus geschlossen, dass sich in diesem Zeitintervall eine Blobstruktur an der Sondenspitze vorbeibewegt hat. Um die Eigenschaften dieser Struktur unabhängig von der Hintergrundfluktuationen zu untersuchen, wird die Methode der bedingten Mittelung (Kapitel 4.2.1) angewandt. Diese ermöglicht es, nur die Zeitpunkte zu untersuchen, bei denen ein außergewöhnlich hoher Strom gemessen wurde. Bei der Mittelung über diese Zeitpunkte zeigt sich das typische Verhalten des Signals, das über einem gewissen Schwellenwert größer als der Mittelwert liegt. Dieser Schwellenwert wurde bei der vorliegenden Untersuchung auf $(2.5\sigma + \mu)$ festgelegt. Die Ereignisse lassen sich gut im Rohsignal, wie in Abbildung 5.5 unten gezeigt, bestimmen. Die bedingte Mittelung wurde beispielhaft an sechs verschiedenen radialen Positionen für die Entladung #99040 durchgeführt. Hierbei wurden 4000 Datenpunkte auf intermittente Ereignisse untersucht. Die dabei gewählte schlechtere radiale Auflösung wird durch den Vorteil ausgeglichen, dass über mehrere Ereignisse gemittelt werden kann und so die durchschnittliche Form der kohärenten Strukturen besser bestimmt wird. Sie entspricht hier $\Delta r = 3.5\text{mm}$ und ist damit immer noch viel kleiner als die erwartete Blobausdehnung (Größenordnung Zentimeter). Die Mittelung erfolgt über ein Zeitfenster von $120\mu\text{s}$.

Die Ergebnisse der bedingten Mittelung sind in Abbildung 5.8 gezeigt. Die charakteristischen Größen der bedingten Mittelung (Anzahl N der Wellenformen über die gemittelt wurde, Skewness S , Kurtosis K , Wartezeit Δt_{Wait} und Burstdauer Δt_{Burst}) sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

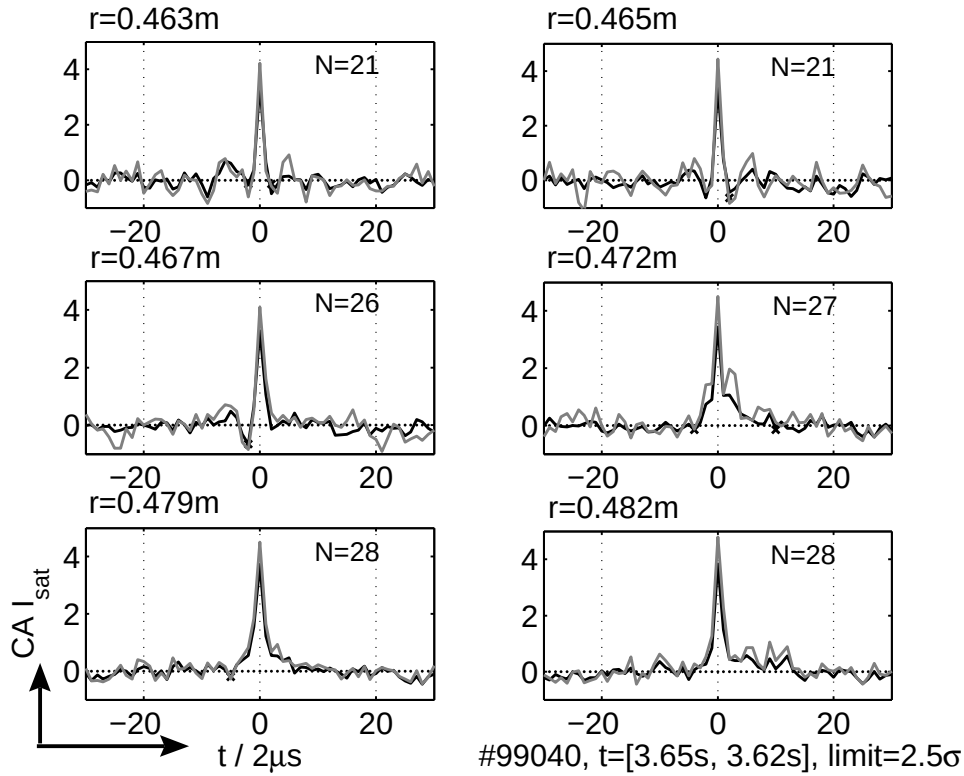


Abbildung 5.8.: Bedingte Mittelung mit dem Schwellenwert 2.5σ für sechs unterschiedliche radiale Positionen: Überlagert ist hier in grau das bedingte Mittel für den Grenzwert 3.5σ . #99040

Bedingte Mittelung für Entladung #99040					
r/m	N	S	K	$\Delta t_{\text{wait}}/ms$	$\Delta t_{\text{Burst}}/\mu s$
0.463	21	0.37	0.63	0.35	8
0.465	21	0.36	0.80	0.36	8
0.467	26	0.33	0.66	0.33	8
0.472	27	0.89	0.60	0.30	28
0.479	28	1.00	1.42	0.26	22
0.482	28	1.14	1.65	0.29	38

Es zeigt sich, dass der Sättigungsstrom nur kurzzeitig ansteigt und dann wieder abfällt. Die Burstdauer nimmt radial von $8\mu s$ bis auf $38\mu s$ weit außen in der SOL zu. Ab 47 cm bzw. ab einer Skewness von über $S = 0.8$ beobachtet man eine Asymmetrie der Peakform und eine verlängerte Burstdauer. Der Sättigungsstrom steigt steil an und fällt danach langsam ab.

Dieses Verhalten ist charakteristisch für intermittente Ereignisse, die mit kohärenten Strukturen in Verbindung gebracht werden. Diese so genannten Blobs besitzen eine gewisse zeitliche und räumliche Ausdehnung und bewegen sich nach außen. Daher kann in dem hier gezeigten Fall erst ab einer radialen Position von 47 cm von einem Blob gesprochen werden. Ab hier dauert es im Mittel $30\mu s$ bis das Signal auf seinen Mittelwert zurückgefallen ist. Aus der Asymmetrie kann auf eine kometenartige Form der kohärenten Struktur geschlossen werden ([ACY⁺03], [XJW⁺05]). Bei einer Bewegung des Blobs an der Sondenspitze entlang verursacht der breite Kopf eine plötzliche, starke Erhöhung des Signals (siehe Diskussion von Abbildung 4.7). Bei einer konstanten Geschwindigkeit führt der lange, dünner werdende Schweif zu einem langsameren Abklingen.

Zur Verdeutlichung, dass dieses Verhalten nicht kritisch vom gewählten Schwellenwert abhängt, ist dem Signal der bedingten Mittelung ein weiteres Signal (grau) überlagert, das sich bei einem Schwellenwert

vom 3.5σ ergeben würde. Die charakteristische Größe der Burstdauer ändert sich nicht signifikant. Es wird nur über weniger Ereignisse gemittelt, was dazu führt, dass das stochastische Rauschen die Form beeinflusst.

Um die Aussagekraft der Methode des bedingten Mittels abzuschätzen wurde in Abbildung 5.9 das

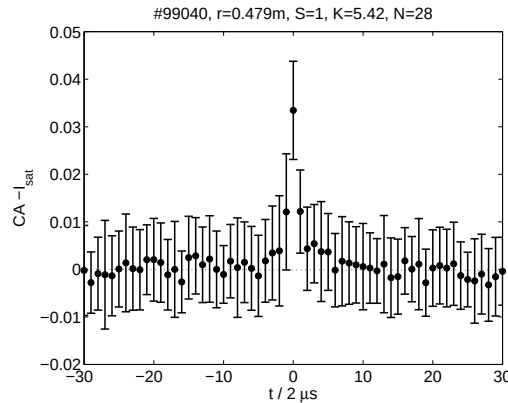


Abbildung 5.9.: Standardabweichung der bedingten Mittelung. #99040

bedingte Mittel mit seinem Fehler eingezeichnet. Der Fehlerbalken entspricht hier der Standardabweichung der einzelnen 28 intermittenten Ereignisse um das bedingte Mittel. Man erkennt, dass der Fehler konstant bei 15-30 % liegt. Die Voraussetzung der bedingten Mittelung, dass die Strukturen, über die gemittelt wird, gleichförmig sind, ist gegeben. Das bedingte Mittel gibt demnach gut die Form der Bursts wieder, bereinigt um die kleinskaligen Fluktuationen.

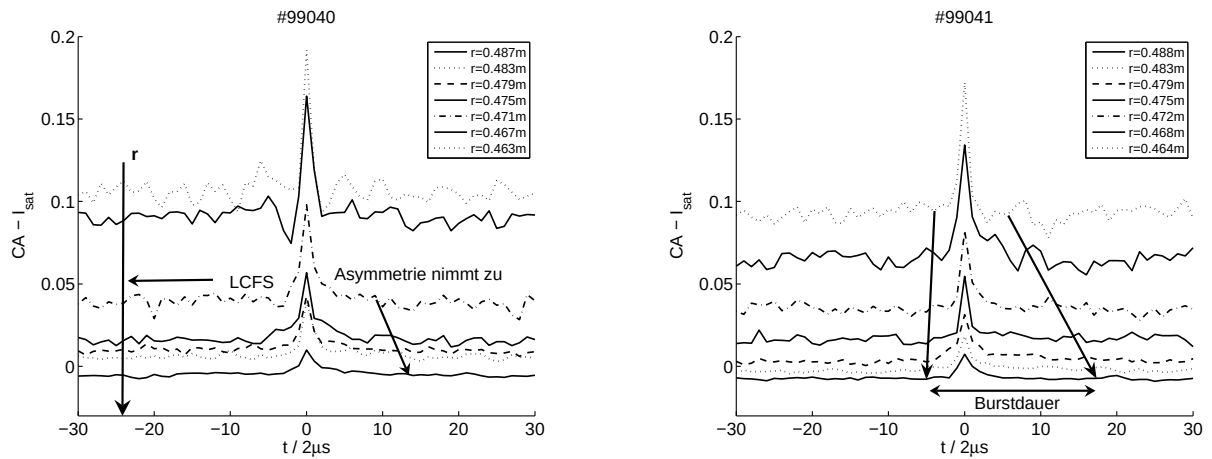


Abbildung 5.10.: Radiale Abhängigkeit des bedingten Mittels: Die Asymmetrie nimmt ab der LCFS nach außen hin zu. #99040/41

Die radiale Abhängigkeit der Form des bedingten Mittels - und damit die charakteristischen Eigenschaften der Bursts - lassen sich gut darstellen, wenn diese überlagert werden. Dies wurde in Abbildung 5.10 gemacht. Hier wurde darauf verzichtet, den Sättigungsstrom zu normieren, da man so zusätzlich das Amplitudenverhalten verfolgen kann. Der Sättigungsstrom nimmt nach außen hin ab. Die Zunahme der radialen Position ist durch den vertikalen Pfeil in der ersten Abbildung angedeutet. Hier ist auch zu erkennen, dass ab der LCFS die oben beschriebene Asymmetrie zunimmt. Damit verbunden ist eine verlängerte Burstdauer. Dies ist kein Einzelfall und ist für die Entladungen #99041 und #99039 ebenfalls zu erkennen. Die Werte für Burstdauer¹⁰ (a), Asymmetriefaktor¹¹ (b) und Blobintensität¹² (c) sind

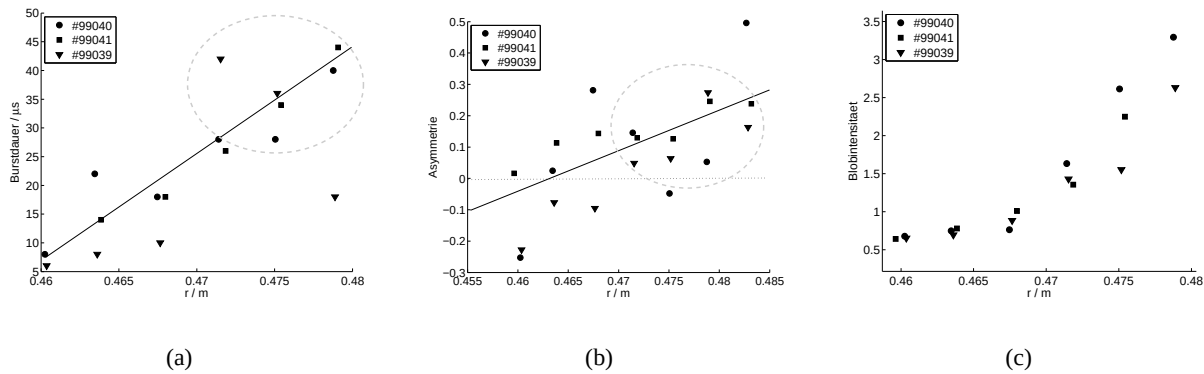


Abbildung 5.11.: Radiale Abhängigkeit der Bursteigenschaften: (a) Burstdauer, (b) Asymmetrie, (c) Blobintensität. #99039-99041

in Abbildung 5.11 radial aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass für alle drei Entladungen gilt, dass die Burstdauer nach außen hin zunimmt. Die zeitliche Entwicklung der Blobstruktur wird wie oben beobachtet mit zunehmender Abweichung zur Normalverteilung ebenfalls asymmetrischer. Innerhalb der LCFS dagegen gibt es auch vereinzelt Blobformen, die einen langen Anstieg und einen kurzen Abfall haben. Obwohl der Sättigungsstrom nach außen hin abnimmt, werden die Blobs intensiver. Dies ist in (c) zu erkennen und direkt an die radial anwachsenden Momente (siehe Abbildung 5.10) gekoppelt. Eine Identifizierung und weitere Charakterisierung von Blobs ist nur sinnvoll, wenn die Burstdauer¹³, die Asymmetrie und Blobintensität deutlich von den fluktuierenden Ereignissen abweichen. Dies trifft in diesem Fall ab der LCFS zu. Ob innerhalb der LCFS hier keine kohärenten Strukturen existieren ist schwer zu bewerten, da hier die zuvor erwähnten quasi-kohärenten Moden die bestimmten Größen beeinflussen.

Die hier gemachten Beobachtungen werden durch die Messungen mit der Rake-Sonde bestätigt (vergleiche dazu S.52ff). Der Vorteil¹⁴ der Rake-Sonde ist, dass die Analysen über deutlich mehr Datenpunkte durchgeführt werden können, da diese nur schussweise verschoben wird und so über die gesamte Messzeit an ein und der selben radialen Position gemessen wird. Die Analyse eines längeren Signals verbessert die Statistik. Indem über eine größere Anzahl von Ausbrüchen gemittelt werden kann, erhält man z. B. ein glatteres bedingtes Mittel. Zusätzlich ermöglicht dies die Analyse der Wartezeiten zwischen den Bursts. Da bei der schnellen Sonde die maximale Länge eines Signals 4000 Datenpunkte umfasst (sonst wird die radiale Auflösung zu schlecht), ist die Anzahl der Ausbrüche, über die gemittelt wird, begrenzt. Daher wird die Analyse der Wartezeit hier exemplarisch an einer Messung der Rake-Sonde durchgeführt.

Aufschluss über das zeitliche Auseinanderliegen der Blobs liefert das Histogramm der Wartezeiten. Dies wurde in Abbildung 5.12 exemplarisch für die Entladung #95122 an der radialen Position $r = 50.2\text{cm}$ gemacht. In (a) wurde der Signalausschnitt (2^{13} Datenpunkte) verwendet, der auch zur Berechnung der radialen Profile diente. In (b) wurde das gesamte Rohsignal untersucht. Hier wurde eine doppellogarithmische Skala gewählt. Es ist zu erkennen, dass es keine ausgezeichnete Wartezeit gibt und

¹⁰Zeitliche Ausdehnung der kohärenten Struktur, siehe Gleichung 4.21, S.32.

¹¹Positive Werte des Faktors beschreiben eine zeitliche Entwicklung mit einem raschen Anstieg und einem langsamen Abfall, siehe Gleichung 4.23, S.33.

¹²Prozentualer Anteil an der Hintergrunddichte, um den die Dichte im Blob erhöht ist, siehe Gleichung 4.24, S.33.

¹³Die Autokorrelationszeit der Signale liegt bei $10\mu s$.

¹⁴Nachteilig ist, dass die einzelnen Spitzen mit $r = 7.5\text{mm}$ relativ weit auseinander liegen und eine hoch aufgelöstes radiales Profil nur durch Verschieben der Sonde aufgenommen werden kann.

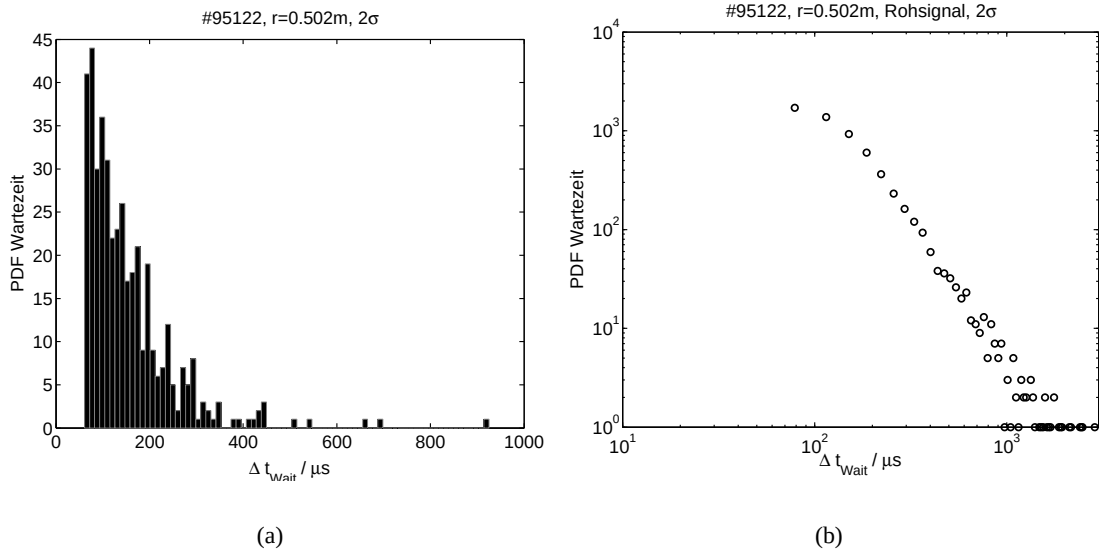


Abbildung 5.12.: Histogramm der Wartezeit: (a) Signalausschnitt ($\Delta t = 8.2$ ms), (b) Rohsignal ($\Delta t = 1.05$ s). #95122

die Verteilung weit gestreut ist, Intermittenz in Textor ist kein periodischer Prozess (vgl. [XJW⁺05]). Dies stimmt mit den Beobachtung aus den Spektren des Signals überein, in denen ebenfalls keine ausgezeichnete Frequenz zu erkennen ist (siehe S. 39). Eine genauere Analyse der PDF der Wartezeiten findet sich in [XJW⁺05].

Bedingungen für die Bestimmung der radialen Blobgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit, mit der sich die intermittenten Ereignisse bewegen, kann nur für die Zeiten bestimmt werden, in denen die Blobs sowohl im Sättigungsstrom als auch im poloidalen elektrischen Feld identifiziert werden können. Das setzt voraus, dass das Signal intermittent ist und nicht durch quasi-kohärente Moden beeinflusst wird. Die kohärenten Strukturen, die mit der bedingten Mittelung untersucht werden, müssen eine zeitlich asymmetrische Ausdehnung besitzen. Nach dem Blobmodell ist ein weiteres Kriterium die Polarisation, die die radiale Auswärtsbewegung bewirkt. Daher muss das poloidale elektrische Feld zu den gleichen Zeitpunkten intermittentes Verhalten aufweisen. Diese Kriterien schränken die Möglichkeiten der Geschwindigkeitsbestimmung ein. Die Bedingungen, die für die Geschwindigkeitsbestimmung in dieser Arbeit verlangt werden, sind im Folgenden zusammengestellt:

- Sättigungsstrom sowie poloidales elektrisches Feld müssen intermittent sein (quantifiziert durch Skewness S und Kurtosis K)
- Sättigungsstrom und poloidales elektrisches Feld müssen korreliert sein
- die Burstdauer muss asymmetrisch in der Zeit sein (quantifiziert durch den Asymmetriefaktor SA)

Diese Bedingungen sind vor allem außerhalb der LCFS gegeben. Hier sind die Signale stark intermittent, die Bursts haben eine asymmetrische Form und die Korrelation zwischen Sättigungsstrom und poloidalem elektrischen Feld ist gegeben.

Bestimmung der radialen Geschwindigkeit

Zur Untersuchung der radialen Geschwindigkeit (nach Gleichung 3.8) muss zwischen dem berechneten elektrischen Feld und dem Sättigungsstrom eine eindeutige Korrelation bestehen. Diese Korrelation wur-

de in den betrachteten Entladungen erst ab 49 cm beobachtet. Vermutlich beeinflussen weiter innen die niederfrequenten quasi-kohärenten Moden die Signale so, dass der Einfluss der intermittenten Ereignisse verdeckt wird (siehe Kapitel 5.1.1). Eine weitere Voraussetzung ist, dass die Momente im Vergleich zur Normalverteilung erhöht sind, d. h. Intermittenz festgestellt wurde. Die Bestimmung der Geschwindigkeit und die Berechnung der radialen Ausdehnung der Blobs wird daher anhand der Entladungen #99098 und #99099 exemplarisch gezeigt. Diese Entladungen haben andere Entladungsparameter¹⁵, die in der folgenden Tabelle zusammengefasst sind:

# 99098-99099 (mit DED)	
R	177(178) cm
a	48 cm
$\bar{n}_e$	$1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
B_t	1.89 T
I_{plasma}	250 kA
P_{ohm}	200(300) kW
β	0.28 (0.26)
q_a	4.6 (4.2)

Für die Geschwindigkeitsberechnung wird zunächst wie für Gleichung 3.7 beschrieben das poloidale elektrische Feld E_{pol} aus zwei Floatingpotentials bestimmt. Mit E_{pol} kann dann die radiale Geschwindigkeit v_r (siehe Gleichung 3.8) und der Teilchenfluss Γ (siehe Gleichung 3.9) bestimmt werden. Um zuverlässige Aussagen über Blob-Charakteristika, die aus diesen Signalen gewonnen werden, zu treffen, sollte der Einfluss der kohärenten Strukturen auch in diesen zu erkennen sein. Die intermittenten Strukturen werden zunächst anhand des Ionensättigungsstroms identifiziert. Dann wird zu den bestimmten Zeitpunkten die Geschwindigkeit bestimmt. Die Untersuchung wurde in Zeitfenstern zu je 8 ms durch-

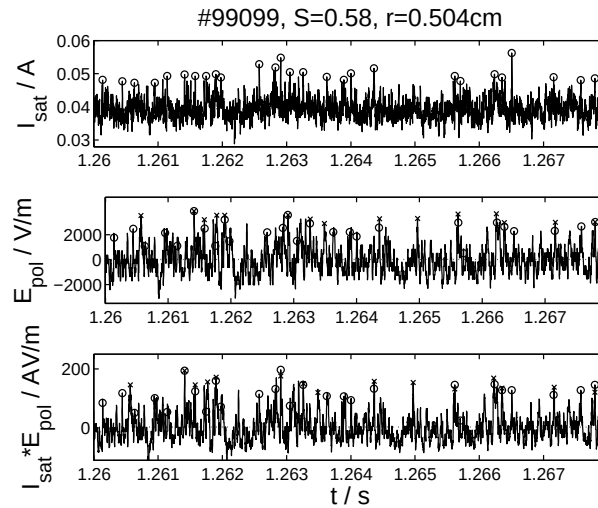


Abbildung 5.13.: Die intermittente Ereignisse im Sättigungsstrom I_{sat} , im poloidalen elektrischen Feld E_{pol} und im Teilchenfluss sind korreliert. #99099

geführt. Abbildung 5.13 zeigt den Sättigungsstrom I_{sat} , das poloidale elektrische Feld E_{pol} und den Teilchenfluss $\Gamma \sim I_{\text{sat}} E_{\text{pol}}$. In allen drei Signalen lassen sich die Bursts identifizieren. Die Zeitpunkte, zu denen der Ionensättigungsstrom maximal wird, sind in allen Zeitreihen markiert. Die Maxima des poloidalen elektrischen Feldes (mit x gekennzeichnet) stimmen gut mit den des Ionensättigungsstroms

¹⁵Die Angaben in Klammern beschreiben den DED-Fall und wurden hinsichtlich späterer Auswertungen hier angegeben.

(o) überein. Dies gilt dann natürlich auch für den Teilchenfluss, der proportional dem Produkt aus Feld und Strom ist.

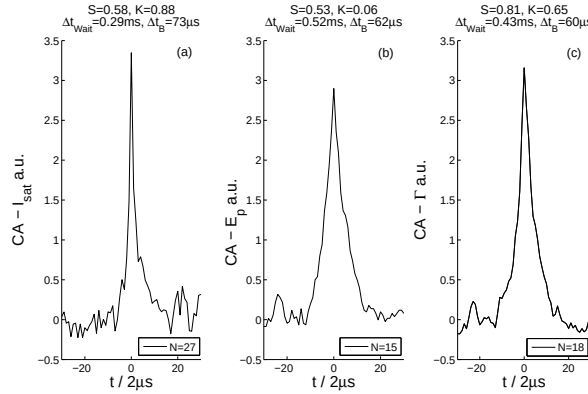


Abbildung 5.14.: Autobedingte Mittelung (a) des Sättigungsstroms I_{sat} , (b) des poloidalen elektrischen Feldes E_{pol} und (c) des Teilchenflusses Γ . #99099

Ob es sich bei allen drei Signalen um intermittente Ereignisse handelt, kann mit der bedingten Mittelung gut untersucht werden. Diese wird in Abbildung 5.14 für alle drei Signale gezeigt, die zuvor auf ihre Standardabweichung normiert und von ihrem Mittelwert befreit wurden. Die zeitliche Asymmetrie des Ausbruchs ist in allen Signalen zu erkennen. Die Auswirkung der Blobs, d. h. die Erhöhung des Signals und die Burstdauer ($\sim 60 \mu s$) liegen ebenfalls in der gleichen Größenordnung. Der Fluss als Produkt aus zwei korrelierten, intermittenten Signalen ist verstärkt intermittent.

Die radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blobs wird nun bestimmt, indem man das kreuzbedingte Mittel (siehe Kapitel 4.2.1) zwischen dem Sättigungsstrom und dem Signal für die radiale Geschwindigkeit v_r berechnet. Die Burstgeschwindigkeit v_{Burst} ist dann durch die mittlere Geschwindigkeit während der 1/e-Burstdauer definiert. Exemplarisch wird für zwei radiale Position das bedingte Mittel in Abbil-

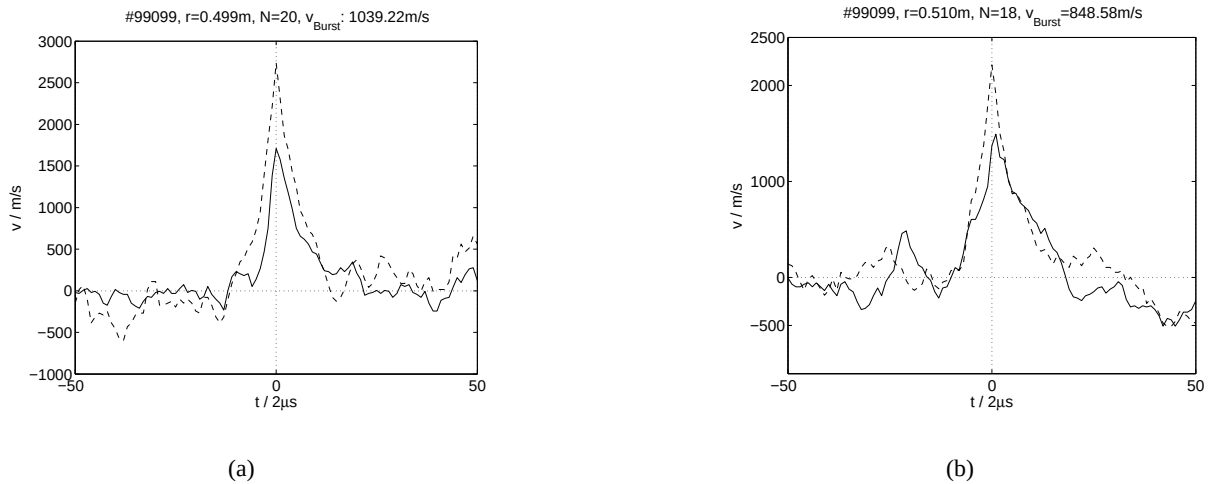


Abbildung 5.15.: Berechnung der Blob-Geschwindigkeit v_{Burst} aus dem kreuzbedingten Mittel bei (a) $r = 50$ cm und (b) $r = 51$ cm. Überlagert ist das autobedingte Mittel des Geschwindigkeitssignals. #99099

dung 5.15 gezeigt. Zum Vergleich wurde dem kreuzbedingten Mittel das autobedingte Mittel überlagert (gestrichelte Linie). Aufgrund des begrenzten radialen Bereichs, in dem die Geschwindigkeit bestimmt werden konnte, kann keine Aussage über die radiale Abhängigkeit der Geschwindigkeit gemacht wer-

den. Zur Bestimmung der statistischen Schwankung der radialen Blobgeschwindigkeit wurde das kreuzbedingte Mittel zu drei verschiedenen Zeitpunkten bei gleicher radialen Position $r = 0.505m$ bestimmt. Daraus ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von $(880 \pm 140) \text{ m/s}$. Über die Burstgeschwindigkeit kann nun nach Gleichung 4.28 die radiale Ausdehnung des Blobs bestimmt werden. Bei einer mittleren Burstdauer von $(48 \pm 7) \mu\text{s}$ ergibt sich eine Blobgröße von $(4.2 \pm 0.7) \text{ cm}$. Diese Größen sind bei einem Fehler von 16% sehr gut reproduzierbar.

Bei einer Dichte¹⁶ von $0.5n_G$ lassen sich diese Ergebnisse mit denen am T-10 Tokamak ([KBG⁺05]) vergleichen. Dort wurden auf der Niederfeldseite außerhalb der LCFS Geschwindigkeiten im Bereich $(200\text{-}1000) \text{ m/s}$ gemessen. Die radiale Ausdehnung betrug in diesem Bereich $(1\text{-}3) \text{ cm}$.

An MAST [ACA05] hatten die Blobs bei dieser Dichte eine Geschwindigkeit von $(2000 \pm 500) \text{ m/s}$ und eine Größe von $(3 \pm 1) \text{ cm}$.

Auswirkung auf den Teilchenfluss

Die Ausgangsidee bei der Untersuchung der intermittenten Ereignisse ist die Fragestellung, inwieweit diese eine erhöhte Teilchen- und Energiebelastung für die Wand darstellen. Dazu muss der radiale Teilchenfluss untersucht werden. Dieser ist nach Gleichung 3.9 unter Vernachlässigung der Temperaturfluktuation proportional dem Produkt aus Sättigungsstrom und poloidalem elektrischen Feld. Für die Entladungen #99098/99099 wurde der radiale Verlauf des konvektiven Flusses aus diesen Signalen bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.16 (a) aufgezeigt. An der LCFS ist der Fluss nahezu null. Bei

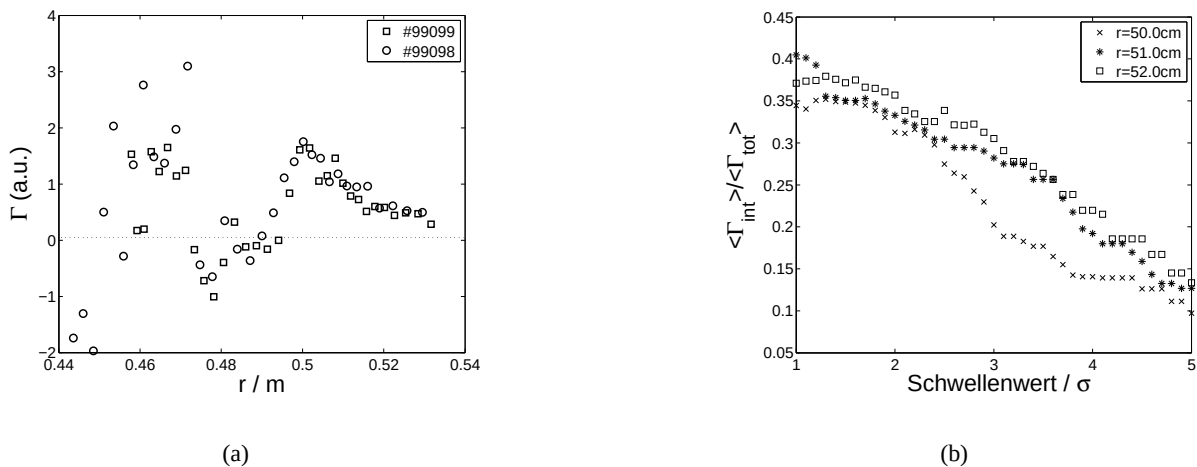


Abbildung 5.16.: Untersuchung des Teilchenflusses Γ : (a) radiales Profil und (b) Anteil der Blobs am Fluss. #99099

50 cm besitzt er ein Maximum und ist nach außen gerichtet. In der SOL fällt er aufgrund des parallelen Transports langsam wieder ab.

Um eine Aussage über den Einfluss der kohärenten Strukturen auf den Teilchenfluss zu machen, kann nach Gleichung 3.9 der Anteil der Blobs am Gesamttransport berechnet werden. Das Verhältnis aus Teilchentransports, der auf Bursts zurückzuführen ist, und Gesamtteilchenfluss ist in Abbildung 5.16 (b) gegen die Ereignisgröße, ausgedrückt in Vielfachen der Standardabweichung, aufgetragen. Für Ereignisse, die größer als 2.5σ sind, beträgt der Anteil rund 30%. Hier wurden die Verhältnisse für drei verschiedene radiale Positionen überlagert. Die Variation ist nicht deutlich auszumachen und eine klare

¹⁶ n_G ist die so genannte Greenwalddichte, ein empirisch bestimmte Dichtegrenze in Tokamaks. Sie ist definiert als:

$$n_G = 1 \cdot 10^{20} \cdot I_p [\text{MA}] / \pi a^2 [\text{ACA05}].$$

Aussage über die radiale Abhängigkeit ist nicht zu treffen.

Allgemein liegen diese Werte in der hier untersuchten Entladungsserie unter denen, die in [XJW⁺05] und [KBG⁺04] bestimmt wurden. Hier wurde der Fluss außerhalb der LCFS zu 50% von intermittenten Ereignissen verursacht.

Die Untersuchung der fluktuierenden Plasmagrößen Dichte und Potential in ohm'schen Entladungen hat gezeigt, dass diese außerhalb der LCFS zunehmend intermittent werden. In den intermittenten Signalen lassen sich kohärente Strukturen identifizieren. Diese können als nichtperiodisch auftauchende Blobs beschrieben werden, die eine erhöhte Dichte besitzen (20-50% der Hintergrunddichte¹⁷), eine radiale Ausdehnung von ungefähr 4 cm haben und sich mit einer Geschwindigkeit von bis zu 1000 m/s nach außen bewegen. Sie bewirken rund 35% des senkrechten Teilchentransports auf die Wand. Dies gilt für die in Tabelle Seite 48 gezeigten Entladungsbedingungen.

5.1.4. Ergebnisse unterschiedlicher Fluktuationsdiagnostiken

Die zuvor gemachten Aussagen werden durch Messungen mit anderen Diagnostiken bestätigt¹⁸. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass sich, im Rahmen der Messunsicherheit, die verschiedenen Messungen vergleichen lassen. Dazu werden die unterschiedlichen Sondenköpfe der schnellen Sonde verglichen, die Ergebnisse der Rake-Sonde präsentiert und diese denen der schnellen Sonde gegenübergestellt. Letzterer Vergleich konnte für identische Entladungen vorgenommen werden. Der Versuch, mit dem Lithium-Strahl die radiale Bewegung der intermittenten Ereignisse zu untersuchen, hat sich als schwierig herausgestellt, da hier nicht zwischen poloidaler und radialer Bewegung unterschieden werden kann. Hier liegt aufgrund der poloidalen Position allgemein eine geringere Intermittenz vor.

Vergleich Mach- und Reynolds-Stress-Sonde

Auf die schnelle Sonde können verschiedenartige Sondenköpfe gesetzt werden. Schon im vorigen Kapitel wurde die Auswertung bis hin zur Bestimmung der radialen Geschwindigkeit an Messungen durchgeführt, die mit der Mach-Sonde aufgenommen wurden. Die Geschwindigkeitsberechnung folgte an Daten, die mit der Reynolds-Stress-Sonde ermittelt wurden. Für den direkten Vergleich dieser Sondenköpfe wurden je zwei Entladungen verglichen, die identische Plasmaparameter besitzen, bei denen jedoch die unterschiedlichen Köpfe eingesetzt wurden. Da die Sondenköpfe (vgl. Kapitel 3.2.3) sich nur gering in der Anordnung der Spitzen und der Größe dieser unterscheiden, sollten z. B. die Momente nicht um mehr als ihr Fehler voneinander abweichen. In Abbildung 5.17 sind die Momente über den Radius aufgetragen. In dem Bereich, in dem sich die Messreihen überlappen, stimmen die Ergebnisse im Rahmen ihrer statistischen Schwankungen gut überein. Die Breite des radialen Profils lässt erkennen, dass die Momente weit außen in der SOL wieder abnehmen. Dieses Verhalten deckt sich mit dem, das mittels Rake-Sonde beobachtet wurde (Vergleiche dazu Diskussion von Abbildung 5.19). In Abbildung 5.18 wurde die Blobintensität aus Messungen beider Sonden bestimmt und radial aufgetragen. Die Messpunkte zeigen einen Anstieg der Intensität bis zur LCFS auf 50% und danach ein graduelles Abflachen bis zu Dichteerhöhung von 15%.

¹⁷Dies sind die Werte für die Entladungen #99098/99, für die die radiale Geschwindigkeit bestimmt wurde.

¹⁸Bei den weiteren Auswertungen wird daher verzichtet, eine Unterscheidung nach der Messmethode zu machen.

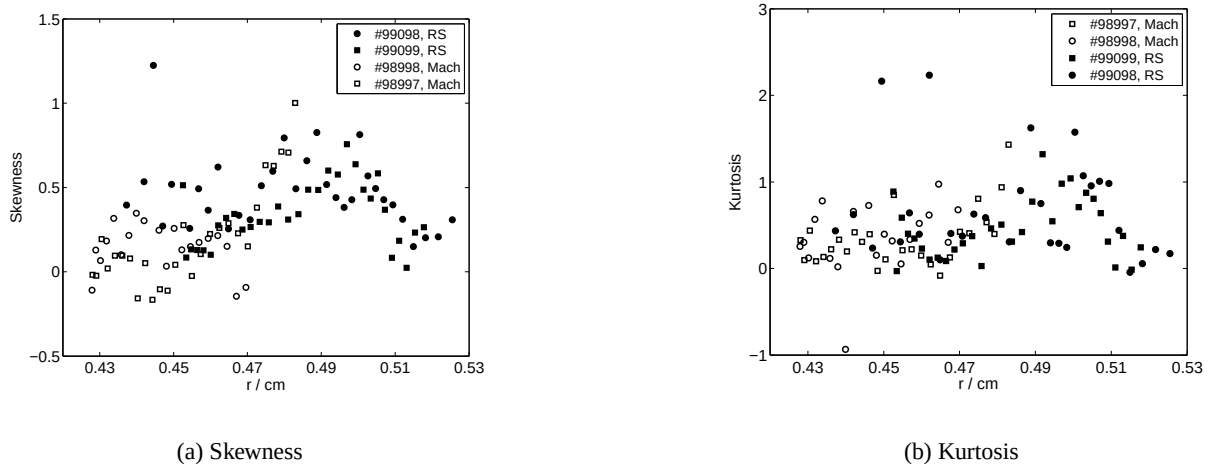


Abbildung 5.17.: Vergleich der Momente gemessen mit der Reynold-Stress- (volle Symbole, #99098/99) und der Mach-Sonde (offene Symbole, #98997/98).

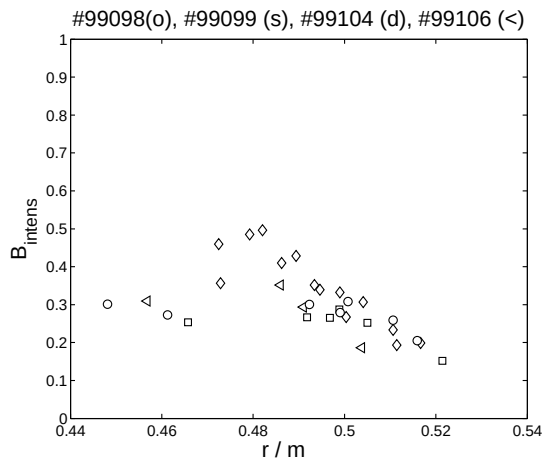


Abbildung 5.18.: Blobintensität mit der Reynolds-Stress-Sonde (#99104/99106) und der Mach-Sonde (#99098/99).

Rake-Sonde

Die Untersuchung des intermittenten Verhaltens des fluktuierenden Sättigungsstroms und der Floatingpotentialfluktuationen wurde ebenfalls durch Messungen einer festen elektrischen Sonde, der so genannten Rake-Sonde (S.20), durchgeführt. Da bei der Rake-Sonde die Messung an verschiedenen radialen Positionen durch die Anzahl der Spitzen begrenzt ist und diese zudem weit auseinander liegen, sind radiale Profile nur über ein schussweises Verschieben der Sonde zu erhalten. Dazu sind identische Entladungsparameter Voraussetzung. Dies wurde nur bei wenigen Entladungen annäherungsweise erreicht. Ein gutes Beispiel bietet die ohm'sche Entladungsserie #95122-95129, die folgende Entladungsparameter besitzt:

# 95122-95129	
R	177 cm
a	48 cm
$\bar{n}_e$	$1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
B_t	2.33 T
I_{plasma}	200 kA
P_{ohm}	100 kW
β	0.18
q_a	6.9

Während dieser fünf Entladungen wurde die Rake-Sonde mit ihren sechs Spitzen schussweise verschoben. So konnte das radiale Profil der Momente über einen Bereich von 5 cm berechnet werden. Zur Berechnung der Momente wurden 2^{16} Datenpunkte (entspricht 65.5 ms) in 8 Subsets unterteilt, an denen jeweils die Analyse durchgeführt wurde. Die radiale Entwicklung der Momente des Sättigungsstroms

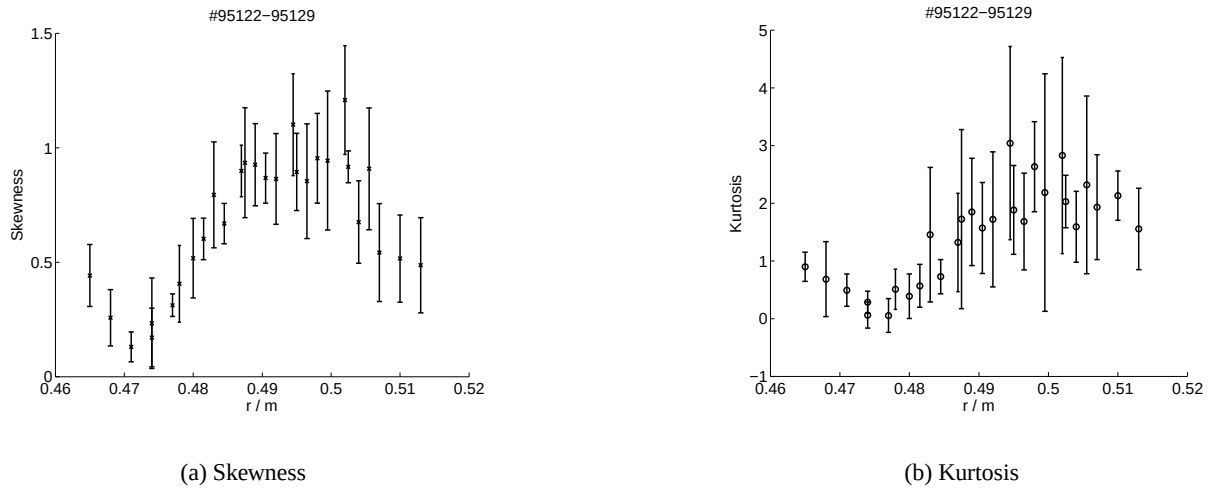


Abbildung 5.19.: Radiale Profile der Kurtosis und Skewness. Rake-Sonde #99122-95129

dieser Serie ist in Abbildung 5.19 gezeigt. Die Standardabweichung dieser acht Subsets von ihrem Mittelwert ist in der Abbildung durch die Fehlerbalken angegeben. Der Fehler liegt in der gleichen Größenordnung wie bei der radialen Bestimmung der Momente mit der Schnellen Sonde. Mit der schnellen Sonde konnten die Momente jedoch über einen größeren radialen Bereich bestimmt werden. Im Bereich der LCFS sind die Momente minimal. Ab ungefähr $r = 50 \text{ cm}$ fallen die Momente wieder ab. Die Stärke der Intermittenz kann hier nicht direkt mit der aus den ohm'schen Entladungen #99039-41, die zu Beginn analysiert wurden, verglichen werden, da sie sich in der liniengemittelten Elektronendichte $\bar{n}_e$ und dem Sicherheitsfaktor q_a unterscheiden. Weiterhin muss beachtet werden, dass die Rake-Sonde an einer anderen toroidalen Stelle im Plasma misst und sich so unterschiedliche Verbindungslängen zu den Materialoberflächen ergeben können. Das beeinflusst den parallelen Transport. Trotzdem ähneln sich das radiale Verhalten und die Größenordnung der Momente.

Für die Rake-Sonden-Serie wurde zusätzlich die Form der kohärenten Strukturen mit der bedingten Mittelung untersucht. Auch hier zeigt sich ein asymmetrisches Verhalten in der Zeit außerhalb der LCFS. Das bedingte Mittel wurde für die Entladung #95122 an sechs verschiedenen Position berechnet. Dies ist in Abbildung 5.20 zu sehen. Es ist gut zu erkennen, dass aufgrund der Möglichkeit über deutlich mehr Bursts (hier im Durchschnitt 300, mit der schnellen Sonde nur 25) zu mitteln, die Form glatter ist. Eine Auswertung der Geschwindigkeit war in dieser Serie nicht möglich, da die Floatingpotentiale, die zur Berechnung des poloidalen Feldes benötigt werden, bei der Rake-Sonde pro Entladung nur an

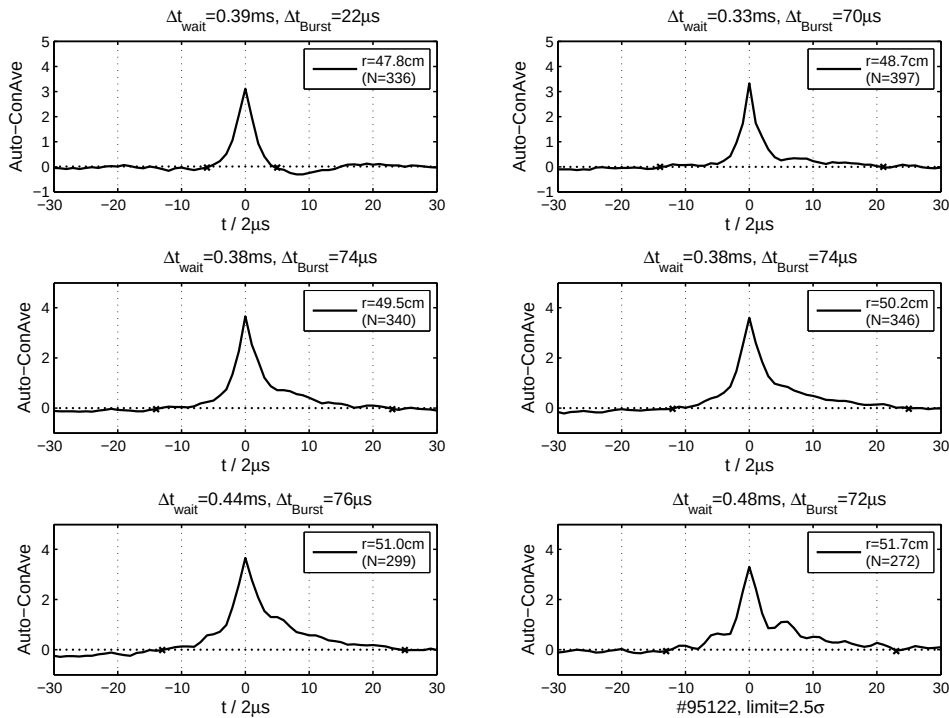


Abbildung 5.20.: Bedingte Mittelung mit der Rake-Sonde. #95122

einer radiale Position bestimmt werden kann. Bei den beobachteten Entladungen befand sich jedoch die Vorderseite der Rake-Sonde, an der die Floatingpotentiale gemessen werden, immer im Bereich geringer Intermittenz.

Vergleich Rake-Sonde und schnelle Sonde

Während der in Kapitel 5.1.2 betrachteten Entladungen wurde ebenfalls mit der Rake-Sonde gemessen. Es wurde allerdings weiter außen gemessen und so ist der direkte Vergleich nur ansatzweise möglich. In Abbildung 5.21 wurden die Daten der Schnellen Sonde mit denen der Rake-Sonde ergänzt. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit gut überein.

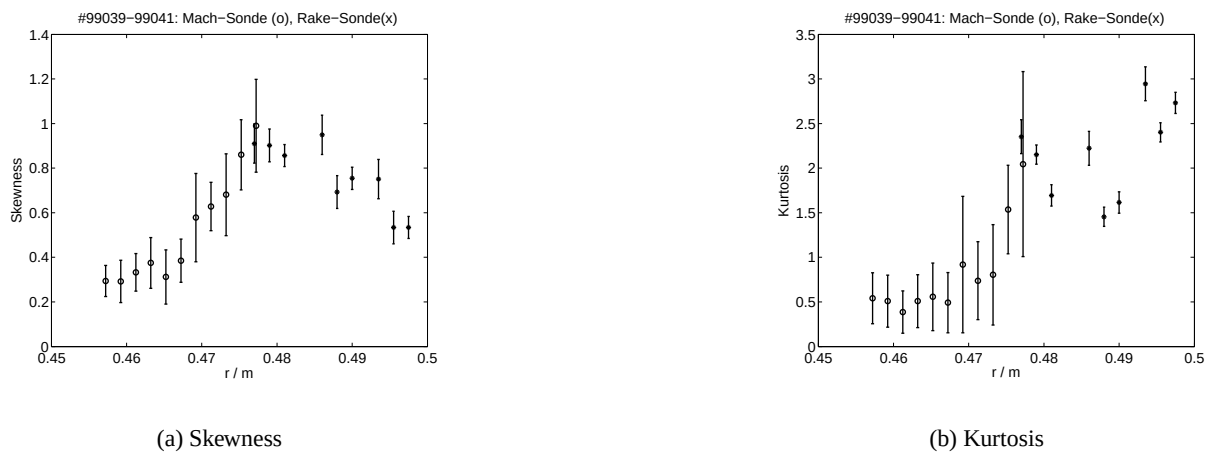


Abbildung 5.21.: Überlagerung der Ergebnisse aus Messungen mit der Schnellen- und Rake-Sonde

Lithium-Strahl

Bei den Messungen mit dem Lithium-Strahl, der die Fluktuation der Dichte im Torus oben ($\Theta = 270^\circ$) misst (Abbildung 3.1, S.17), wurde allgemein eine viel geringere Intermittenz beobachtet. Bei einer

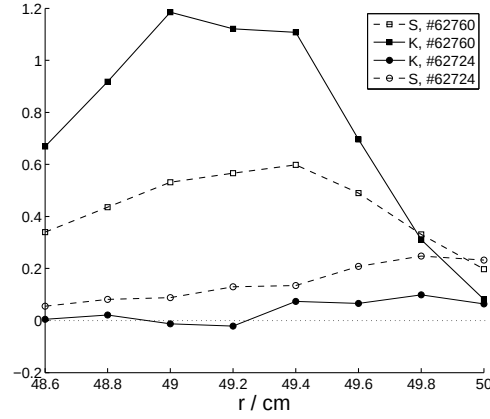
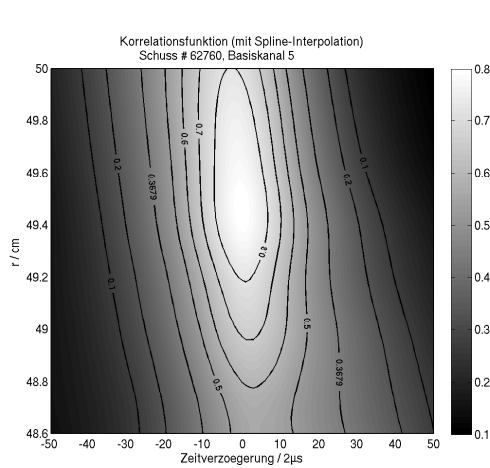
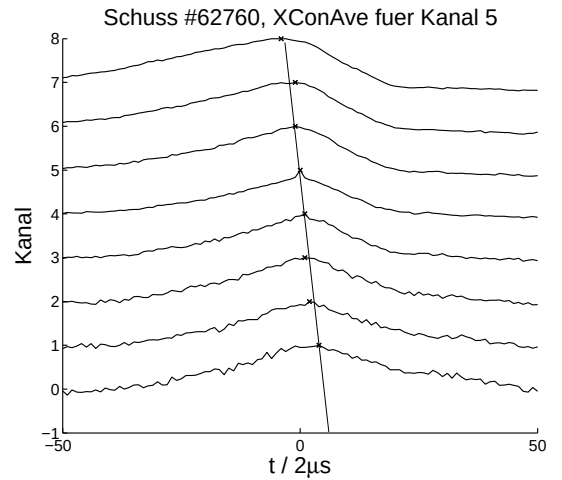


Abbildung 5.22.: Skewness und Kurtosis, der mit dem Lithium-Strahl-Ofen gemessenen Dichtefluktuation. Für die Entladung #62760 mit $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($\square$) und die Entladung #62724 mit von $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (o).

Dichte von $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, bei der in der Mittelebene starke Intermittenz in der SOL zu beobachten ist, ist die Verteilung nahezu normalverteilt. Dies ist in Abbildung 5.22 gezeigt. Hier ist exemplarisch das radiale Profil für Skewness und Kurtosis für die Entladung #62724 aufgetragen. Ab einer Dichte von $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ konnte leichte Intermittenz ausgemacht werden. Die Profile für die Momente einer Entladung mit dieser Dichte (#62760) ist ebenfalls in der Abbildung gezeigt. Für diese Entladung konnte mit der kreuzbedingten Mittelung (siehe Kapitel 4.2.2) die Propagation einer Struktur beobachtet werden. Diese bewegt sich im Gegensatz zu den Ergebnissen aus anderen Messungen und der allgemeinen Vorstellung von Blobs jedoch nach innen. Dies ist in Abbildung 5.23 gezeigt. In der zweidimensiona-



(a)



(b)

Abbildung 5.23.: (a) Kreuzkorrelation, (b) kreuzbedingte Mittel. #62760

len Darstellung der Kreuzkorrelationsfunktionen (a) zwischen dem Signal von Kanal 5 und denen der anderen Kanäle ist die nach links geneigte Struktur zu erkennen. Aus dieser Neigung kann die radiale Ge-

schwindigkeit der Struktur zu 120 m/s bestimmt werden. Dagegen wurde mit Hilfe der kreuzbedingten Mittelung in (b) die Geschwindigkeit der hochintensiven Strukturen (Ereignisse größer $3\sigma + \mu$) untersucht. Aus dem Versatz der Maxima in den unterschiedlichen Kanälen und dem Abstand der Messpunkte kann eine einwärtsgerichtete Geschwindigkeit von 1160 m/s ermittelt werden.

Bei Messungen mit dem Lithium-Strahl kann allerdings nicht zwischen radialer und poloidaler Propagation unterschieden werden (siehe dazu die Diskussion in [HSS⁺05]): Die poloidale Rotation einer

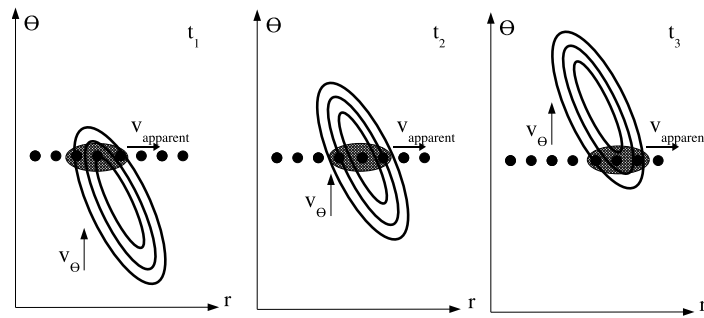


Abbildung 5.24.: Gekippte Strukturen, die sich in poloidale Richtung bewegen, können bei radialer Betrachtung radiale Geschwindigkeiten vortäuschen, bei entgegengesetzter poloidalen Bewegung ergibt sich ein scheinbare Einwertgeschwindigkeit (nach [HSS⁺05]).

gekippten Struktur kann eine radiale Geschwindigkeit vortäuschen. Dies ist in Abbildung 5.24 schematisch gezeigt. Die Tatsache, dass in Richtung Hochfeldseite weniger Intermittenz vorherrscht, deckt sich mit den Untersuchungen von Kirnev et al., der den senkrechten Teilchentransport in der SOL am T-10 Tokamak auf der HFS und der LFS untersucht hat ([KBG⁺05]). Es hat sich gezeigt, dass die Intermittenz auf der Niederfeldseite 3-5mal höher ist als auf der Hochfeldseite. Dies erklärt sich durch die ungünstige Magnetfeldkrümmung auf der Niederfeldseite, die die blobtreibenden Austauschinstabilitäten verstärkt.

5.2. Einfluss des DED auf intermittente Ereignisse

Durch den DED wird die Magnetfeldstruktur im Plasmarand in TEXTOR resonant gestört. Während der untersuchten Entladungen wurde der DED in der 3/1 Konfiguration genutzt (siehe Kapitel 2.2.3, S.7). Das dabei erzeugte magnetische Störfeld dringt bis tief in das Plasma ein [WBD⁺05]. Die Stärke des Störfeldes ist an die Stärke des DED-Stroms gekoppelt. In der 3/1 Konfiguration kann sich ein 2/1 und eine 3/1 Tearing-Mode ausbilden. Diese Tearing-Moden bewirken eine nicht-lineare Verstärkung der Ergodisierung auf der $q = 2$ bzw. $q = 3$ Flussfläche gegenüber der Vakuum-Störung des Magnetfeldes durch die DED-Spulen. Die zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter bei einer typischen Entladung mit DED ist in Abbildung 5.25 dargestellt (Entladung¹⁹ #99099). Von oben nach unten ist (a) der Plasmastrom I_p , (b) die ohm'sche Heizleistung P_{OH} , (c) der Strom in den DED-Spulen I_{DED} , (d) die vorgegebene und tatsächliche liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, sowie der extern zugeführte Deuterium-Gasfluss Γ_D , (e) der diamagnetische Energieinhalt E_{Dia} , (f) der Recyclingfluss am ALT-Limiter auf der Niederfeldseite sowie auf dem DED-Target auf der Hochfeldseite, (g) die Position der Sonde r_{Sonde} und (h) der Sättigungsstrom I_{sat} gezeigt.

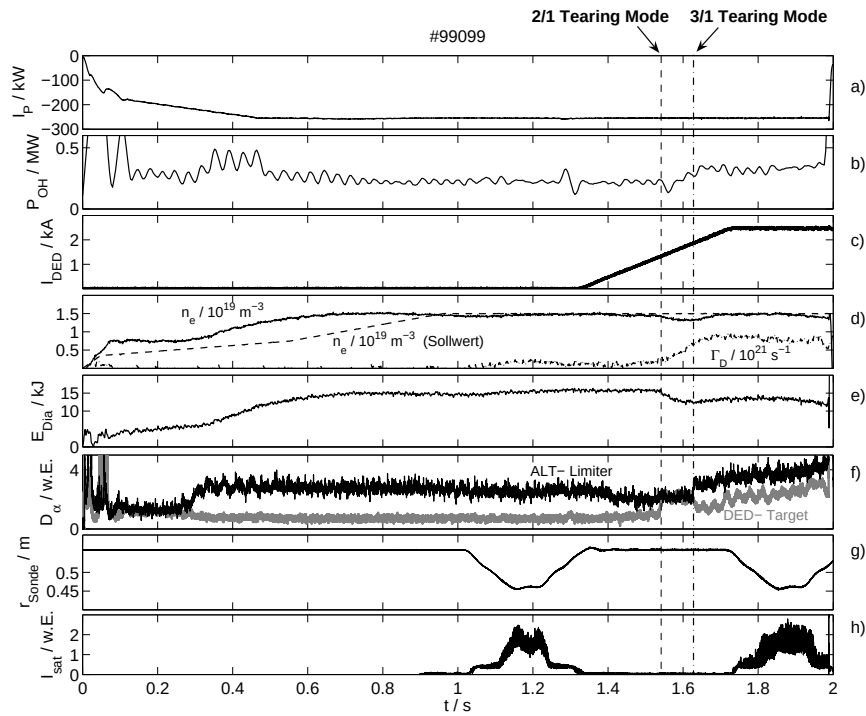


Abbildung 5.25.: Zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter ((a) Plasmastrom I_p , (b) ohm'sche Heizleistung P_{OH} , (c) DED-Strom I_{DED} , (d) vorgegebene und tatsächliche liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, sowie Deuterium- Gasfluss Γ_D , (e) diamagnetische Energieinhalt E_{Dia} , (f) Recyclingfluss am ALT-Limiter auf der Niederfeldseite sowie auf dem DED-Target auf der Hochfeldseite), (g) der Sondenposition r_{Sonde} und (h) des Sättigungsstromes I_{sat} . #99099

Die Untersuchung des Einflusses des DED auf Intermittenz in den Plasmaparametern Elektronendichte und Floatingpotential wird an Signalen der schnellen Sonde durchgeführt. Diese hat den Vorteil, dass sie während einer Entladung mehrmals bis hinter die LCFS in das Plasma eingeführt werden kann. Dadurch kann eine Messreihe vor dem Einschalten des DED und während der Störung aufgenommen werden.

¹⁹Bei dieser Entladung sowie bei einer weiteren vergleichbaren (#99098) wurde mit dem Reynolds-Stress-Sondenkopf gemessen.

An dem Positionssignal in Abbildung 5.25 (g) erkennt man, dass die erste Bewegung der schnellen Sonde (zur Zeit $1.05\text{ s} \leq t \leq 1.5\text{ s}$) vor dem Einschalten des DED stattfindet. Das zweite Mal wird die Sonde während der Phase des konstanten DED-Stroms in das Plasma gefahren ($1.75\text{ s} \leq t \leq 1.85\text{ s}$). Der DED wurde hier wie in allen Fällen mit Gleichstrom betrieben.

Die maximale DED-Stromstärke beträgt für die Entladung #99099 2.5 kA. In diesem Fall entwickelt sich zuerst eine 2/1 Tearing-Mode, hier markiert durch eine gestrichelte vertikale Linie. Der Einsatz der Mode wird deutlich sichtbar im Abfall der Energie und der Dichte wegen des erhöhten Transports über die 2/1 Insel. Zum Regeln auf eine konstante zentrale Dichte wurde nach Einsetzen der Tearing-Moden (wie in Abbildung 5.25 (d) verdeutlicht) Gas nachgefüllt. Diese Nachfüllung führt zu einer höheren Dichte am Plasmarand. Die Energie verbleibt auf dem reduzierten Niveau. Der Einsatz der 3/1 Mode (punktgestrichelte Linie) bei $I_{DED} \sim 1.8\text{ kA}$ zeigt sich in einer Umverteilung der Recyclingflüsse (Zeitspuren in (f)).

Vier weitere Entladungen wurden für die Untersuchung des DED-Einflusses betrachtet. Die Ergodisierung dieser wird im Folgenden kurz beschrieben.

Bei den Entladungen²⁰ #99104/99106 wurde das Magnetfeld mit einem 1 kA DED-Strom gestört. In der Entladung #99106 wurde eine 2/1 Tearing-Mode angeregt. Im Vergleich zu den Entladungen #99098/99099 wurde hier jedoch nach dem Einsetzen der Tearing-Mode kein Gas nachgefüllt. Dies hat zur Folge, dass die Dichte im Rand mit Einsetzen der Tearing-Mode nicht erhöht wurde. Aufgrund dieser Tatsache und der gleichen DED-Stromstärke sind die statistischen Eigenschaften der Entladungen #99104/106 ähnlich. Diese werden daher im Folgenden verglichen, auch wenn sich ihre anderen Plasmaparametern (q_a und $\bar{n}_e$) stark unterscheiden.

Desweiteren wurden die Daten der Entladungen²¹ #98997/98 analysiert, bei denen sich ebenfalls eine 2/1 und 3/1 Tearing-Mode ausgebildet hat. Hier betrug der DED-Strom 2.5 kA.

Die Entladungsparameter des ersten Paares wurden auf S.48 angegeben. Die anderen Entladungen lassen sich wie folgt charakterisieren:

# 99104 (mit DED)		# 99106 (mit DED)		# 98997/98 (mit DED)	
R	177 cm	R	176 cm	R	176 cm
a	48 cm	a	48 cm	a	48 cm
n_e	$1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	n_e	$2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	n_e	$1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
B_t	1.89 T	B_t	2.25 T	B_t	2.25 T
I_{Plasma}	250 kA	I_{Plasma}	250 kA	I_{Plasma}	250 kA
P_{ohm}	250 kW	P_{ohm}	200 kW	P_{ohm}	200 kW
β	0.21 (0.25)	β	0.36 (0.3)	β	0.28
q_a	4.6	q_a	5.7	q_a	4.7
I_{DED}	1 kA	I_{DED}	1 kA	I_{DED}	2.5 kA
TM	keine	TM	2/1	TM	2/1 und 3/1

Wird der DED eingeschaltet ändert sich die Magnetfeldstruktur besonders im Randbereich (siehe Abschnitt 2.2.3). Dies hat Auswirkungen auf die für den Transport relevanten Plasmaparameter, das Floatingpotential V_{fl} und den Sättigungsstrom I_{sat} .

Die Veränderung der Profile ist in Abbildung 5.26 exemplarisch für die Entladung #99099 und #99104 gezeigt. Dazu wurden die Messgrößen vor dem DED und während der Störung über dem Radius aufgetragen.

²⁰Bei diesen Entladungen wurde mit dem Reynolds-Stress-Sondenkopf gemessen.

²¹Bei diesen Entladungen wurde mit dem Mach-Sonden-Aufsatz gemessen.

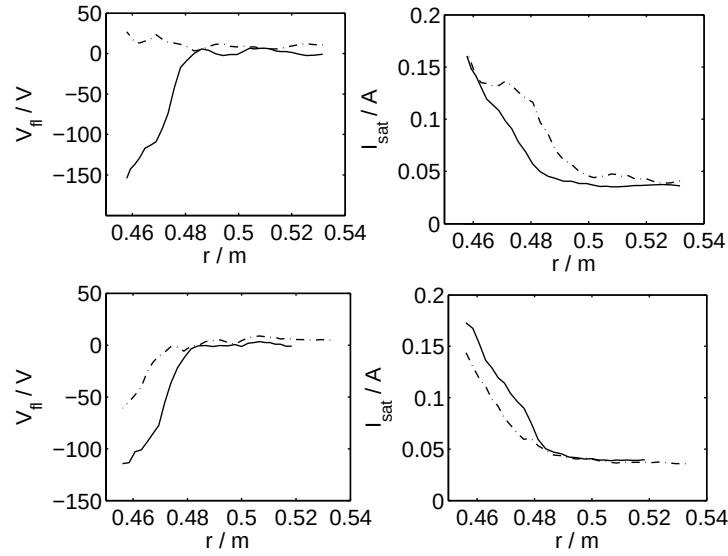


Abbildung 5.26.: radiale Profile für Floatingpotential V_{fl} und Sättigungsstrom I_{sat} mit (-.-) und ohne (—) DED für Entladung #99099 (oben) und #99104 (unten)

In der oberen Reihe sind die Ergebnisse für die Entladung #99099 gezeigt. Hier ist zu erkennen, dass im DED-Fall (— · —) das Floatingpotential innerhalb der LCFS positiv ist und einen negativen radialen Gradienten besitzt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die schnellen Elektronen, die sich im ergodischen Bereich parallel zu den veränderten Magnetfeldlinien bewegen, eine radiale Geschwindigkeitskomponente besitzen. Das würde einen radialen Strom verursachen, der jedoch durch ein positives radiales elektrisches Feld, ähnlich dem das sich in der Debye-Schicht ausbildet, ausgeglichen wird. Dieser Effekt spiegelt sich im positiven Floatingpotential wieder, das einen negativen Gradienten besitzt und damit ein positives radiales elektrisches Feld²² anzeigt.

Der Sättigungsstrom und damit die Dichte nimmt in der Randschicht zu, die Abfalllänge²³ liegt bei $\lambda = (2 - 3)$ cm und ist damit um einen Faktor 3 kleiner. Dies ist u. a. auf den Gaseinlass zur Kerndichteregelung zurückzuführen.

Es bilden sich zwei markante Bereiche im radialen Profil aus. Der veränderte Bereich ist in Abbildung 5.27 noch einmal vergrößert gezeigt. Verglichen mit dem Profil ohne DED ist der Dichteabfall zwischen 46 cm und 48 cm viel geringer. Dagegen fällt die Dichte ab 48 cm steiler ab. Berechnet man die Gradientenlänge²⁴ wird dieser Eindruck bestätigt. Zwischen 48,5 cm und 50 cm ist diese im DED-Fall kürzer. Dieses Verhalten lässt sich unter der Annahme, dass die LCFS bei 47 cm liegt, wie folgt erklären. Die Anregung der 2/1 Tearing-Mode erniedrigt die Dichte (Abbildung 5.25 (d)). Dies wird durch den Gaseinlass ausgeglichen. Das Gaseinblasen kann als Teilchenquelle kurz hinter der LCFS gedeutet werden und führt zu dem oben beschriebenen flacheren Abfall. Außerhalb dieses Teilchenquellgebietes steilt das Dichteprofil auf (verbunden mit kleinen Gradientenlängen). Da mit stei-

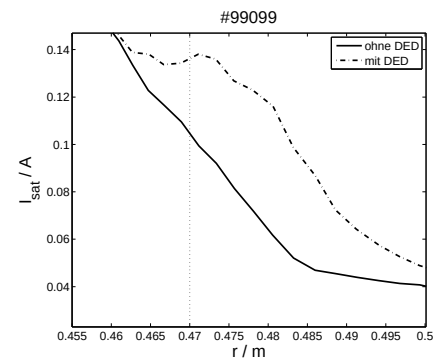


Abbildung 5.27.: Unter DED-Einfluss ist das Dichteprofil erhöht. Die Abfalllänge λ ist verkürzt. #99099

²²Es gilt: $E_r(r) = -\frac{d}{dr}(V_{fl} + 2.5T_e)$.

²³Die Abfalllänge λ_n der Dichte ist definiert durch: $n(r) = n_{LCFS} e^{-\frac{r}{\lambda_n}}$ [Sta00].

²⁴Die Gradientenlänge der Dichte bestimmt sich aus: $\frac{n_e}{\nabla n_e}$.

gendem Dichtegradient die Anwachsrate der Austauschinstabilitäten skaliert, kann vermutet werden, dass für das betrachtete Dichteprofil unter DED-Einfluss vermehrt Austauschinstabilitäten existieren. Für die Entladung #99104 mit geringerer Ergodisierung und ohne Tearing-Moden ist das Profil vom Floatingpotential und dem Sättigungsstrom nahezu unverändert.

Der DED nimmt auch Einfluss auf die Fluktuation der Elektronendichte und des poloidalen elektrischen Feldes und damit direkt auf den turbulenten Fluss. Zur Untersuchung wurde das radiale Profil des Effektivwertes (root-mean-square) der Dichte- und radialen Geschwindigkeitsfluktuation berechnet. Diese

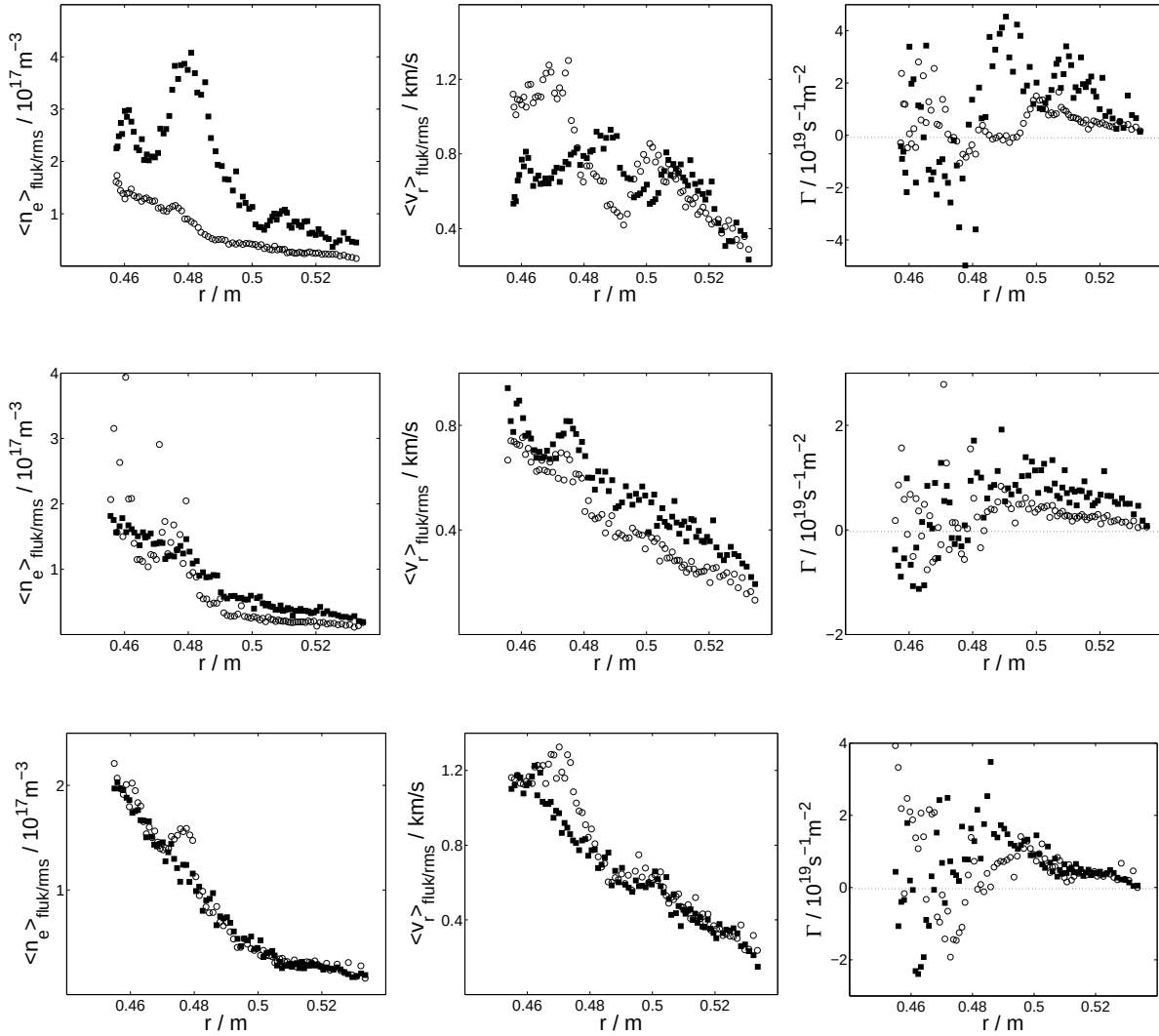


Abbildung 5.28.: Einfluss des DED auf den Fluktuationsanteil von Plasmadichte $\langle \tilde{n} \rangle$ (erste Spalte) und radiale Geschwindigkeit $\langle \tilde{v}_r \rangle$ (zweite Spalte). In der dritten Spalte ist die Auswirkung auf den Teilchenfluss $\langle \Gamma \rangle$ gezeigt. Für die Entladungen (von oben nach unten) #99099, #99106, #99104 wurden die Werte ohne DED (o) denen mit DED (■) überlagert.

sind in Abbildung 5.28 in der erste bzw. zweiten Spalte gezeigt. In der dritten Spalte ist der Teilchenfluss radial²⁵ aufgetragen. Von oben nach unten sind Entladungen mit abnehmenden Moden aufgetragen. Hier ist gut zu erkennen, dass vor allem hohe Ergodisierung in Anwesenheit von Tearing-Moden Veränderungen hervorruft.

²⁵Dazu wurde der Mittelwert für je 1500 Datenpunkten gebildet.

Der Fluktuationsanteil im Dichtesignal nimmt unter DED-Einfluss für die Entladung #99099 (obere Zeile), bei dem sich die 2/1 und 3/1 Tearing-Mode ausgebildet hat, stark zu. Das radiale Dichtefluktuationsprofil der Entladungen #99106 und #99104 weist dagegen geringe Veränderungen auf. Das gleiche Verhalten gilt für die relative Fluktuation. Diese ist im Fall der Ergodisierung mit Ausbildung beider Tearing-Moden kurz hinter der LCFS um den Faktor 3 größer, weit außen in der SOL um den Faktor 1.5. Dies kann u. a. den beobachteten Anstieg der Momente verursachen. Siehe dazu Abschnitt 5.2.1. Die Fluktuation der radialen Geschwindigkeit und damit des poloidalen elektrischen Feldes wird abgeschwächt. Auch hier sieht man die größte Veränderung für die Entladung #99099. Betrachtet man den Teilchenfluss, Kenngröße für den Teilchen- und Wärmetransport, ist zu erkennen, dass sich hier die Vorzeichen unter DED Einfluss verändern. Diese Änderung ist besonders bei der Betrachtung der radialen Propagation der Blobs von Interesse.

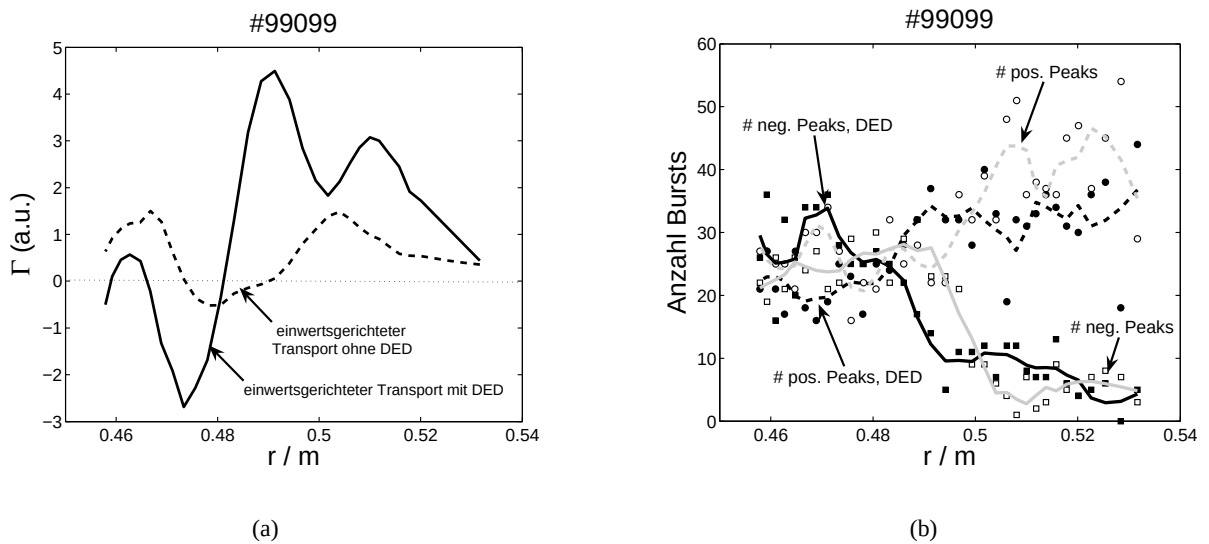


Abbildung 5.29.: Teilchenfluss: (a) ohne (---) und mit Störung (—), (b) Anzahl der Ereignisse $> 2.5\sigma$. #99099

Für die Entladung #99099 wurde der Teilchenfluss in Abbildung 5.29 (a) mit einem Savitzky-Golay-Filter geglättet. Hier ist besonders gut der Wechsel des Vorzeichens und damit die Änderung der Richtung des Teilchenflusses zu erkennen. Im Fall der ohm'schen Entladung in Limiter-Geometrie wird das Signal nur geringfügig negativ. Dagegen ist bei Ergodisierung durch den Einsatz des DED außerhalb der LCFS eine starke Erhöhung des Flusses zu erkennen. Innerhalb ergibt sich ein starker einwärtsgerichteter Transport. Dies macht sich auch bei der Untersuchung der Anzahl der positiven und negativen Ereignisse, die absolut größer als 2.5σ sind, im Teilchenflusssignal bemerkbar (Abbildung 5.29 (b)). Innerhalb der LCFS besitzt das Signal ohne DED nahezu gleich viele negative und positive Fluktuationen. Dies entspricht der Region, in der der Fluss um null schwankt. Dagegen gibt es unter DED Einfluss in diesem Bereich sogar mehr negative Ereignisse. Die Auswirkung dieser intensiven Ereignisse auf den Teilchenfluss wird nach der Bestimmung der radialen Geschwindigkeit in Kapitel 5.2.3 untersucht.

Um die einzelnen nicht periodischen Strukturen detektieren zu können, ist es auch für diese Entladungen wichtig, dass die Signale von Störschwingung befreit werden. Mit Hilfe des Leistungsdichtespektrums lässt sich die Frequenzverteilung in den einzelnen Signalen untersuchen. Wie in der Entladungsserie #99039-41 wurden innerhalb der LCFS niederfrequente quasi-kohärente Moden identifiziert. Die Leistung dieser Moden nimmt im DED-Fall ab. Dies ist in Abbildung 5.30 gezeigt, in der für drei verschiede-

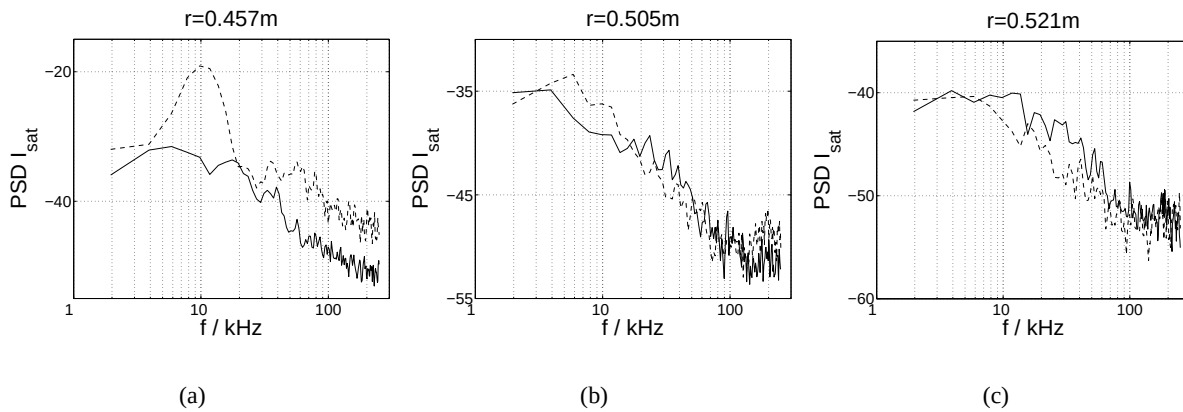


Abbildung 5.30.: Überlagerung des Leistungsdichtespektrums ohne (---) und mit (—) Störung des Magnetfeldes durch DED. #99099

nen radialen Positionen das Leistungsdichtespektrum ohne DED (---) und mit DED (—) eingezeichnet ist. Innerhalb der LCFS erkennt man die deutliche Reduktion der Leistung im Bereich 5-15 kHz. Die veränderte Scherung des Magnetfeldes unter z. B. DED-Einfluss dekorreliert und unterdrückt diese niederfrequenten quasi-kohärenten Moden (siehe dazu [KFKL⁺05]).

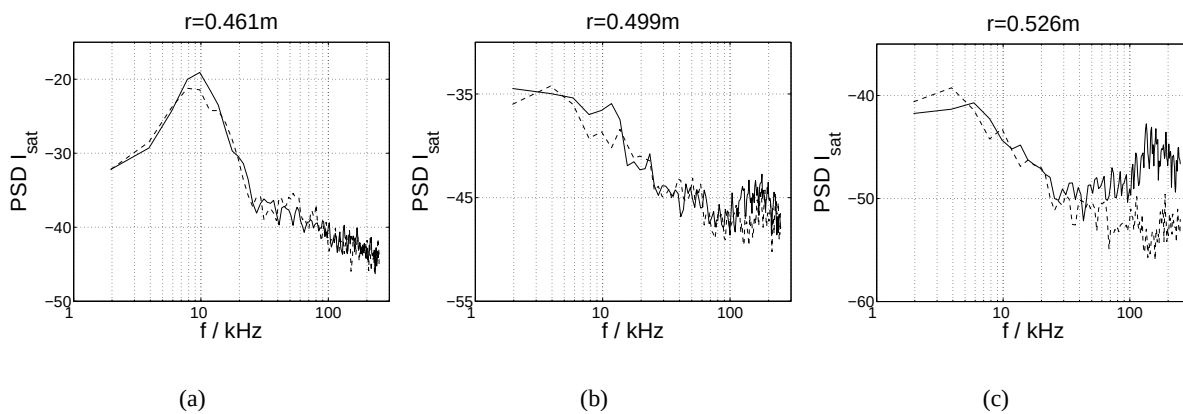


Abbildung 5.31.: Überlagerung des Leistungsdichtespektrums für #99098 (—) und #99098 (---)

In der Entladung #99098 wurde ab einem Radius von 50 cm eine verstärkte Leistung im Bereich 100-200 kHz gefunden. Diese erkennt man besonders deutlich in Abbildung 5.31 (c) im Vergleich mit der Entladung #99099, der vergleichbare Plasmaparameter besitzt. Diese wurde sogar noch verstärkt in den Floatingpotentials detektiert. Dies erschwert die Bestimmung der Geschwindigkeit, hat jedoch geringen Einfluss auf die statistischen Größen (siehe unten). Die Herkunft dieser Schwingung konnte nicht geklärt werden.

5.2.1. Radiale Abhängigkeit der Intermittenz

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF)

Einen ersten Eindruck für die veränderte Intermittenz unter DED-Einfluss erhält man, wenn man die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) vergleicht. Dies wurde für zwei verschiedene Entladungen getan. Dabei wurde das PDF an der radialen Position $r = 0.5\text{m}$ vor Einschalten und während des DED überlagert. In Abbildung 5.32 sieht man, dass die Spitze steiler wird (gleichzusetzen mit einer Erhöhung

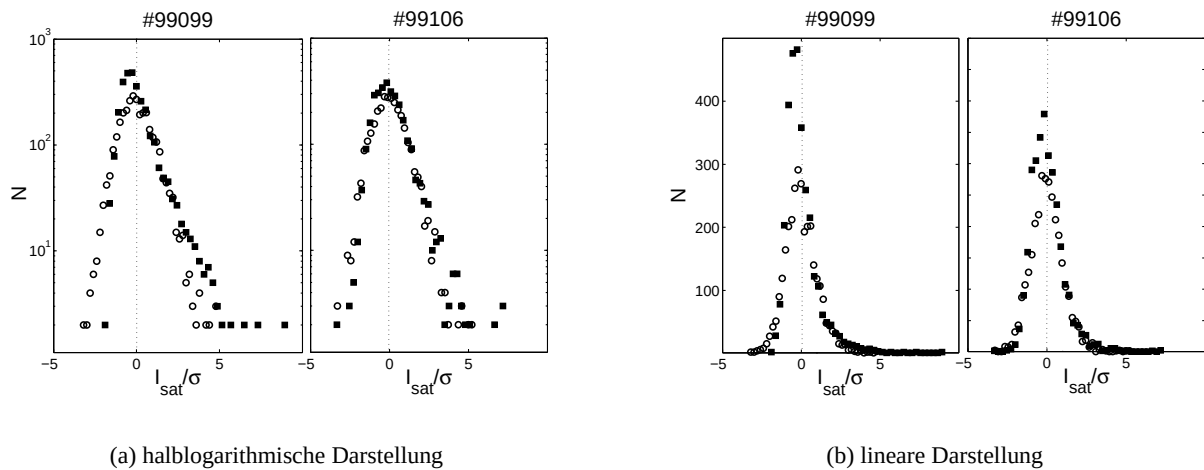


Abbildung 5.32.: PDF für drei Entladungen ohne (O) und mit DED (■), $r = 0.5\text{m}$

der Kurtosis), sich die Verteilungsfunktion noch mehr nach links neigt und die rechte Flanke ausgeprägter ist (d.h. die Skewness erhöht wird). Unter dem Einfluss des DED gibt es also noch mehr und intensivere positive Ausbrüche. Die Veränderung ist hier wieder deutlicher in der Entladung #99099 zu erkennen. In der linearen Darstellung (b) ist besonders gut die steilere und nach links verzogene Spitze der Verteilung zu sehen. In der halblogarithmischen Darstellung (a) erkennt man gut die dichter besetzte Flanke und die Verschiebung hin zu Ereignissen mit größerer Amplitude. Dies gilt jedoch nur für den Bereich außerhalb der LCFS. Dies lässt sich quantitativ gut über die nun im Weiteren diskutierten radialen Profile der Momente zeigen.

Skewness und Kurtosis

Um die radiale Abhängigkeit des Einflusses der DED-Störung zu untersuchen, wurde wie bei der vorherigen Auswertung der Entladungen in Limiter-Geometrie die Profile der Skewness und Kurtosis bestimmt. Zum Vergleich wurden diese jeweils mit und ohne DED überlagert. In Abbildung 5.33 sind in der linken Spalte die Profile der Skewness für die oben genannten Entladungen aufgezeigt. In der rechten Spalte ist die Kurtosis angegeben. Dabei kennzeichnen die ausgefüllten Symbole die Werte der Momente während der Ergodisierung.

Bei den Entladungen #99098/99 (erste Zeile) ist eine Änderung durch die DED-Störung klar zu erkennen. Innerhalb der LCFS werden die Momente reduziert. Weit außerhalb ist der Sättigungsstrom stark intermittent. Im Bereich der LCFS sind beide Momente nahezu null und das Signal besitzt eine gauss'sche Verteilungsfunktion. Anhand der negativen Skewness im Bereich (44-47) cm erkennt man, dass sich die Ausbruchrichtung der intermittenten Ereignisse umkehrt. Es gibt hier mehr Ausbrüche, die kleiner sind als der Mittelwert. Dies ist an einen einwärtsgerichteten Transport von Dichtelöchern gekoppelt und lässt sich durch deren Geschwindigkeitsbestimmung zeigen (siehe Abschnitt 5.2.2, S.74).

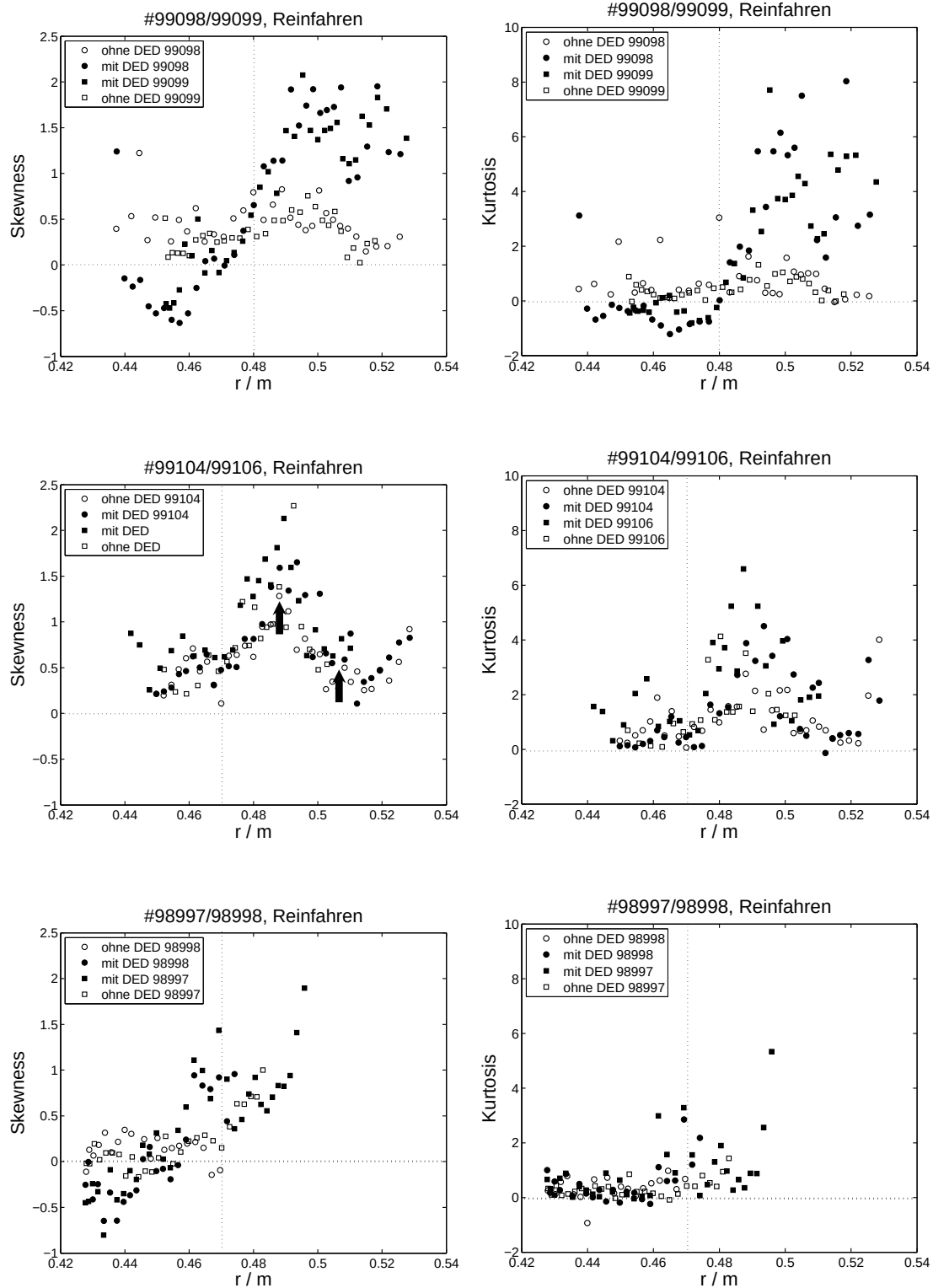


Abbildung 5.33.: Skewness (links) und Kurtosis (rechts) ohne DED ($\circ$ $\square$) und mit DED ($\bullet$ $\blacksquare$) für die Entladungen #99098/99, #99104/106, #98997/98.

Die Veränderung im Fall geringer Ergodisierung ist nur schwach zu erkennen. Außerhalb der LCFS nimmt die Abweichung im Fall des DED für die Entladungen #99104/106 leicht zu. Die 2/1 Tearing-Mode, die in der Entladung #99106 angeregt wurde, verändert die Intermittenz im Vergleich zum Fall ohne Mode (#99104) nicht signifikant.

In den Entladungen #98997/98, die von der Ergodisierung mit den Entladungen #99098/99 vergleichbar sind, ist die Skewness im Bereich (43-46) cm ebenfalls negativ. Die begrenzte Datenmenge weit außen in der SOL verhindern jedoch Aussagen über diesen Bereich. Das Entladungspaar wird daher bei weiteren Untersuchungen außer Acht gelassen.

Im DIII-D Tokamak wurde ebenfalls beobachtet, dass die Skewness innerhalb der LCFS negativ ist. Sie fällt dort bis auf $S = -1$ ab und wird in Verbindung mit Dichtelöchern gebracht, die sich in Richtung Plasmakern bewegen [BRM⁺03]. Im Stellarator W7-AS wurden innerhalb der LCFS negative Werte für die Kurtosis beobachtet [vMSC⁺05].

DED-Verstärkungsfaktor

Um den Einfluss des DED auf die Momente der Verteilung zu quantifizieren, wurde für jede radiale Position das Verhältnis aus Moment während der DED-Störung und Moment vor dieser gebildet. Bei gleichbleibender Intermittenz ergibt sich also ein Verstärkungsfaktor von eins. Sind die Intermittenz und damit die Momente während der Ergodisierung kleiner, ist das berechnete Verhältnis kleiner eins. Ändert sich die Asymmetrie hin zu einer rechtssteilen Verteilung wird sowohl die Skewness als auch der Verstärkungsfaktor negativ²⁶.

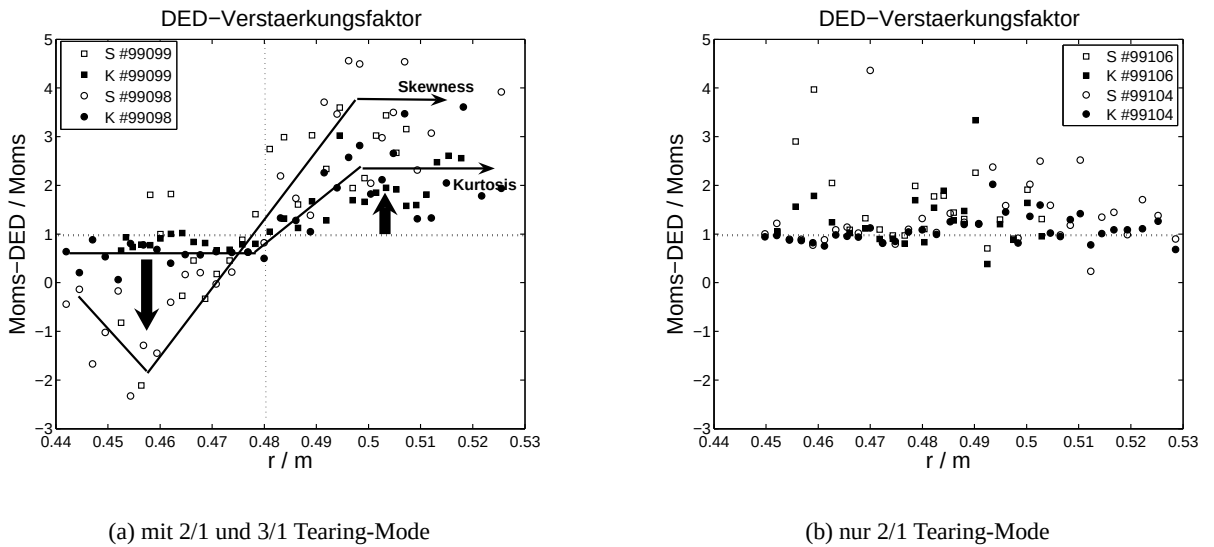


Abbildung 5.34.: Verstärkungsfaktor mit und ohne DED für die Entladungen #99098/99 (a) und #99099 (b).

Der Verstärkungsfaktor für die Entladungen #99098/99, bei denen sich eine starke Ergodisierung unter Anregung der 2/1 und 3/1 Tearing-Mode ausgebildet hat, ist in Abbildung 5.34 (a) dargestellt. Die Skewness (S) ist mit offenen Symbolen angegeben, die Kurtosis (K) mit ausgefüllten. Um die LCFS hat der DED unter Ausbildung der Tearing-Moden nahezu keinen Einfluss auf das intermittente Verhalten. Zwischen der LCFS und 50 cm weit in der SOL nimmt der Einfluss des DED zu. Die Skewness wird

²⁶Der Fall, dass die Skewness für die ohm'sche Entladung negativ ist, ist nicht eingetreten.

weit außen fast vervierfacht. Die Änderung der Kurtosis fällt geringer aus, wobei die Bestimmung der Kurtosis in beiden Fällen fehlerbehafteter ist. Durchschnittlich wird sie in der äußeren SOL verdoppelt. Innerhalb der LCFS dagegen erfährt die Skewness eine deutliche Verringerung bis hin zu einer Spiegelung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Dort besitzt der Sättigungsstrom also eine linksschiefe Verteilung.

In (b) sieht man den Verstärkungsfaktor für die Entladung #99104 und #99106, wobei sich bei letzterer eine 2/1 Tearing-Mode ausgebildet hat. Bei diesen Entladungen findet aufgrund des niedrigeren DED-Stroms nur eine kleine Ergodisierung statt. Der Verstärkungsfaktor liegt hier innerhalb der LCFS bei eins. Außerhalb der LCFS nimmt er bis auf zwei zu. In diesem Bereich ist der Einfluss der Ergodisierung sichtbar, jedoch von geringerem Umfang als bei hohem DED-Strom und der Anregung beider Tearing-Moden. Die 2/1 Tearing-Mode in der Entladung #99106 scheint, verglichen mit der Entladung #99104, keinen gesonderten Einfluss auf die Momente zu haben.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Intermittenz im Ionensättigungsstrom auch in der DED-Geometrie klar zu identifizieren ist. Für eine starke Ergodisierung mit Anregung der 2/1 und 3/1 Tearing-Mode ergibt sich eine Zunahme und eine stärkere radiale Abhängigkeit. Die Entladungen mit einem kleineren magnetischen Störfeld sind auch weniger intermittent. Die 2/1 Tearing-Mode, die sich in der Entladung #99106 ausbildet und bei der keine Dichteregulierung stattgefunden hat, hat keinen gesonderten Einfluss. In den Entladungen #99098/99 wurde außerdem eine erhöhte absolute und relative Fluktuation der Dichte und des poloidalen elektrischen Feldes beobachtet. Der Teilchenfluss ist für diese Entladungen unter DED-Einfluss innerhalb der LCFS nach innen gerichtet und außerhalb stark erhöht.

Diese Veränderung kann mit der erhöhten Ergodisierung, der Ausbildung der 3/1 Tearing-Mode und der durch Gaseinlass erhöhten Randschichtdichte verknüpft sein. Ein Zusammenspiel aller Faktoren ist dabei ebenso möglich. Folgende Kausalität ist denkbar: Der Gaseinlass zum Ausgleich des Dichteeinbruchs durch die 2/1 Tearing-Mode wirkt als Teilchenquelle und bewirkt außen in der SOL ein Dichteprofil mit kurzen Gradientenlängen²⁷. Diese bewirken eine erhöhte Bildung von Austauschinstabilitäten, die nach Garcia et al. Ursache für den intermittenten Transport sind. Intermittenter Transport drückt sich durch große Werte für die Skewness und Kurtosis aus.

5.2.2. Charakterisierung der Blobs

Interessant ist nun die Frage, ob die verstärkte Intermittenz auch einen verstärkenden Einfluss auf den Transport der Strukturen Richtung Wand hat. Dazu wird zunächst die Form der Ausbrüche mittels bedingter Mittelung untersucht und anschließend über die kreuzbedingte Mittelung die Geschwindigkeit (nach Gleichung 4.27) und der Teilchenfluss berechnet.

Die Charakterisierung ist nur sinnvoll, wenn das Signal Strukturen aufweist, die als Blob identifiziert werden können. Für die weitere Untersuchung wurde daher an die Wellenform des bedingten Mittels folgende Forderungen gestellt: Für die Skewness S wurde ein Wert größer 0.2 gefordert. Der Asymmetriefaktor SA sollte größer 0.15 sein und die normierte Blobintensität B_{intens} bei mindestens 15% liegen. Die Entladungen sind in den gezeigten Diagrammen wie folgt kodiert:

²⁷Die Gradientenlänge der Dichte bestimmt sich aus: $\frac{\bar{n}_e}{\nabla n_e}$.

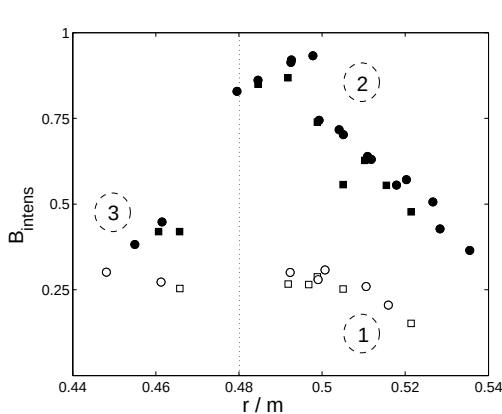
Schuss- nummer	ohne DED	mit DED
99098	○	●
99099	□	■
99104	◇	◆
99106	◁	◄

Die Signale, die während der Ergodisierung durch den DED gemessen wurden, besitzen ebenfalls asymmetrische Strukturen, die als Blobs identifiziert werden können. Die Intensität der Blobs ist im DED-Fall erhöht. Die allgemeine Form der intermittenten Ereignisse ändert sich unter DED-Einfluss jedoch nicht signifikant. Es nimmt wie in der Limiter-Geometrie die Burstdauer und die zeitliche Asymmetrie mit dem Radius leicht zu. Dies wird im Folgenden detailliert gezeigt.

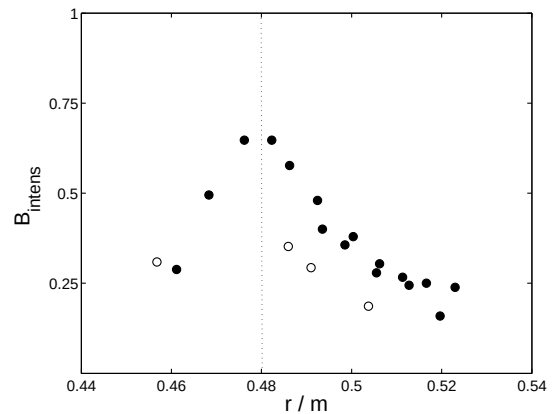
Dazu wird zunächst die Intensität untersucht und anschließend die Burstdauer und Asymmetrie. Abschließend wird die Geschwindigkeit und der Teilchenfluss berechnet.

Intensität der Blobs

Zunächst wird untersucht, ob sich die normierte Intensität der Ausbrüche mit dem Radius und unter DED-Einfluss verändert. Dazu wurde das Verhältnis (Gleichung 4.24) aus Blobmaximum und Mittelwert des Stroms gebildet und radial aufgetragen. In Abbildung 5.35 (a) sind diese Verhältnisse für die



(a) #99098/99099



(b) #99106

Abbildung 5.35.: radiale Abhängigkeit der Blobintensität ohne (leere Symbole) und mit (volle Symbole) DED

Entladungen #99098/99 zu sehen. Der Bereich (1) markiert die Werte, die für die Entladungen ohne externes Störfeld außerhalb der LCFS bestimmt wurden. Hier ist eine Verringerung der Blobintensität nach außen von 25% auf 15% zu beobachten. Im Bereich der LCFS ist die Intermittenz zu gering, und es können keine Blobs ausgemacht und charakterisiert werden. Im Falle der Ergodisierung nimmt die Intensität der Blobs im gesamten radialen Bereich deutlich zu. Dies ist im Bereich (2) zu sehen. Die Blobs unter DED besitzen kurz hinter der LCFS eine um 90% erhöhte Dichte. Nach außen hin nimmt die Blobintensität kontinuierlich bis auf 30% (bei $r = 53$ cm) ab.

Innerhalb der LCFS gleichen sich die Blobintensitäten an. Der Wert für die DED-Fälle fällt im Bereich (3) auf 40% ab. Ohne DED zeigt die normierte Blobintensität keine markante radiale Variation.

In (b) ist die radiale Abhängigkeit der Blobintensität für die Entladung #99106 gezeigt. Hier zeigt sich ebenfalls für den DED-Fall ein Anstieg der Intensität bis zur LCFS und ein Abfall zur Wand hin. Verglichen mit den beiden Entladungen, bei dem eine hohe Ergodisierung unter Ausbildung der 2/1 und 3/1 Tearing-Mode stattgefunden hat, fällt die Erhöhung der Dichte in den Blobs für die Entladung #99106 mit einem niedrigeren Störfeld und einer 2/1 Tearing-Mode allerdings geringer aus. Sie ist mit 65% an der LCFS maximal.

Dieses radiale Verhalten der Blobintensität wurde ebenfalls im T-10 Tokamak [KBG⁺04] und im DIII-D Tokamak [BRM⁺03] untersucht. Bei letzterem wurde die Untersuchung zusätzlich bei verschiedenen Dichten durchgeführt. Für Dichten vergleichbar der in den Entladungen #99098/99 ($0.46n_G$) lag die Blobintensität im DIII-D zwischen 40% und 75%.

Die Abnahme der Intensität mit steigendem Radius (ab $r = 48$ cm) kann in Verbindung mit dem Zerlaufen der Blobs gebracht werden: Während der Propagation durch die SOL findet ein paralleler Teilchenverlust in Richtung Limiter statt. Die Blobs werden weniger intensiv. Dieses Bild wird ebenfalls durch den leichten Anstieg der Burstdauer mit steigendem Radius in der SOL unterstützt, die im Folgenden untersucht wird.

Burstdauer

Die Burstdauer, die wie in Abschnitt 4.21 beschrieben aus dem bedingten Mittel bestimmt wird, ist in Abbildung 5.36 gegen den Radius aufgetragen. Außerhalb der LCFS liegt die Burstdauer relativ konstant bei $60 - 80 \mu s$. Innerhalb der LCFS fällt sie bis auf $30 \mu s$ ab. Es ist kein Unterschied für verschiedene Entladungen und unterschiedliche Moden-Bildung zu erkennen. Die Blobs scheinen eine vom DED unabhängige Burstdauer zu besitzen. Der hier vorgestellte Wert deckt sich mit Messungen an anderen Anlagen ([KBG⁺05], [BRM⁺01], [BRM⁺03], [ACY⁺03], [ACA05]).

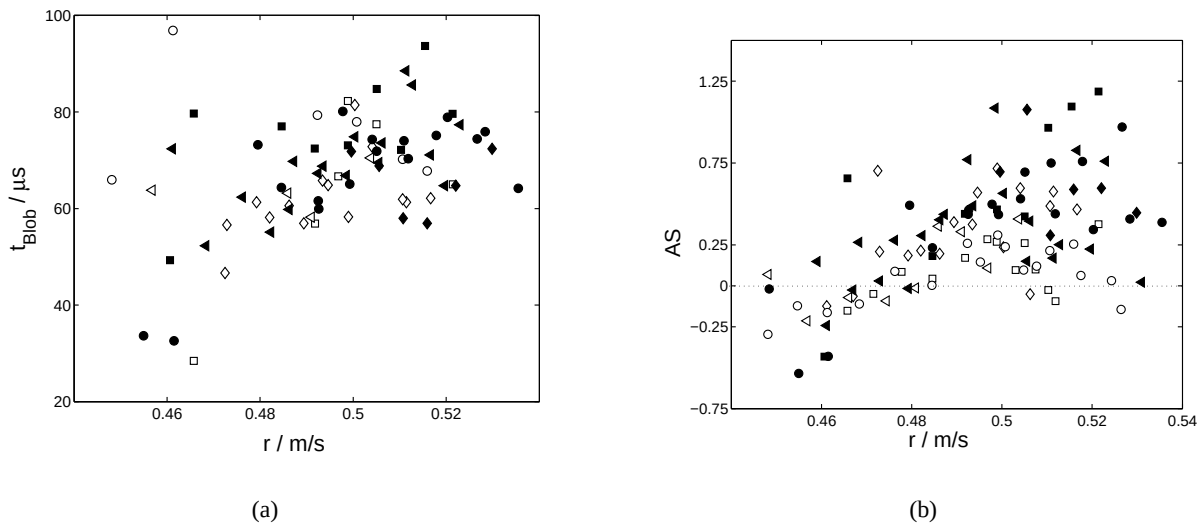


Abbildung 5.36.: Radiales Profil (a) der Burstdauer und (b) der Asymmetrie.

Asymmetrie

Desweiteren kann die Form des Blobs durch die Stärke der zeitlichen Asymmetrie im bedingten Mittel untersucht werden. Steigt das Signal schnell an und fällt langsam ab, wird vermutet, dass sich ein kometförmiger Blob an der Sondenspitze vorbeibewegt hat ([ACY⁺03], [XJW⁺05]). Das Profil des

Asymmetriefaktors SA (Skewness der zeitlichen Ableitung der Bursts) ist in Abbildung 5.36 gezeigt. Ein Wert von null bedeutet hier, dass es gleich viele und gleich starke negative und positive Steigungen gibt und dass die Blobstruktur zeitlich symmetrisch ist. Werte größer Eins zeigen, dass es mehr Fluktuation gibt, deren Anstieg in kürzerer Zeit erfolgt als der Abfall. Die Berechnung der Skewness erfolgte nach Gleichung 4.23.

Die Asymmetrie nimmt ab der LCFS bei Entladungen in Limiter-Geometrie nach außen hin leicht zu. Die Asymmetrie mit DED-Störung zeigt gleiches radiales Verhalten und ist in der entfernten SOL, verglichen mit Werten der Entladungen ohne DED, erhöht. Innerhalb der LCFS zeigt sich in beiden Fällen eine erhöhte Asymmetrie mit flachem Anstieg und steilen Abfall.

Im Bereich der LCFS besitzen die Blobs nahezu symmetrische Form. Bursts, die eine geringe Asymmetrie ($SA < 0.15$) aufweisen, wurden bei der Bestimmung der radialen Blobgeschwindigkeit und Blobausdehnung nicht berücksichtigt.

Für den Vergleich mit den Blobmodellen sind jedoch diese Strukturen von besonderem Interesse, da hier angenommen werden kann, dass die Ausdehnung in der poloidal-radialen Ebene kreisförmig ist. Die gemessene radiale Ausdehnung kann hier gleich der poloidalen gesetzt werden.

Um den Teilchenfluss auf die Wand zu untersuchen wird als nächstes die radiale Geschwindigkeit mittels der kreuzbedingten Mittelung untersucht.

Geschwindigkeit und radiale Ausdehnung der Blobs

Zur Bestimmung müssen die in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Kriterien erfüllt sein. Neben den Bedingungen an Skewness, Asymmetrie und Blobintensität wurde zur Kontrolle die Kreuzkorrelation zwischen Sättigungsstrom und poloidalem elektrischen Feld gebildet und die Standardabweichung des autobedingten Mittels des Stroms und des kreuzbedingten Mittels der Geschwindigkeit berechnet.

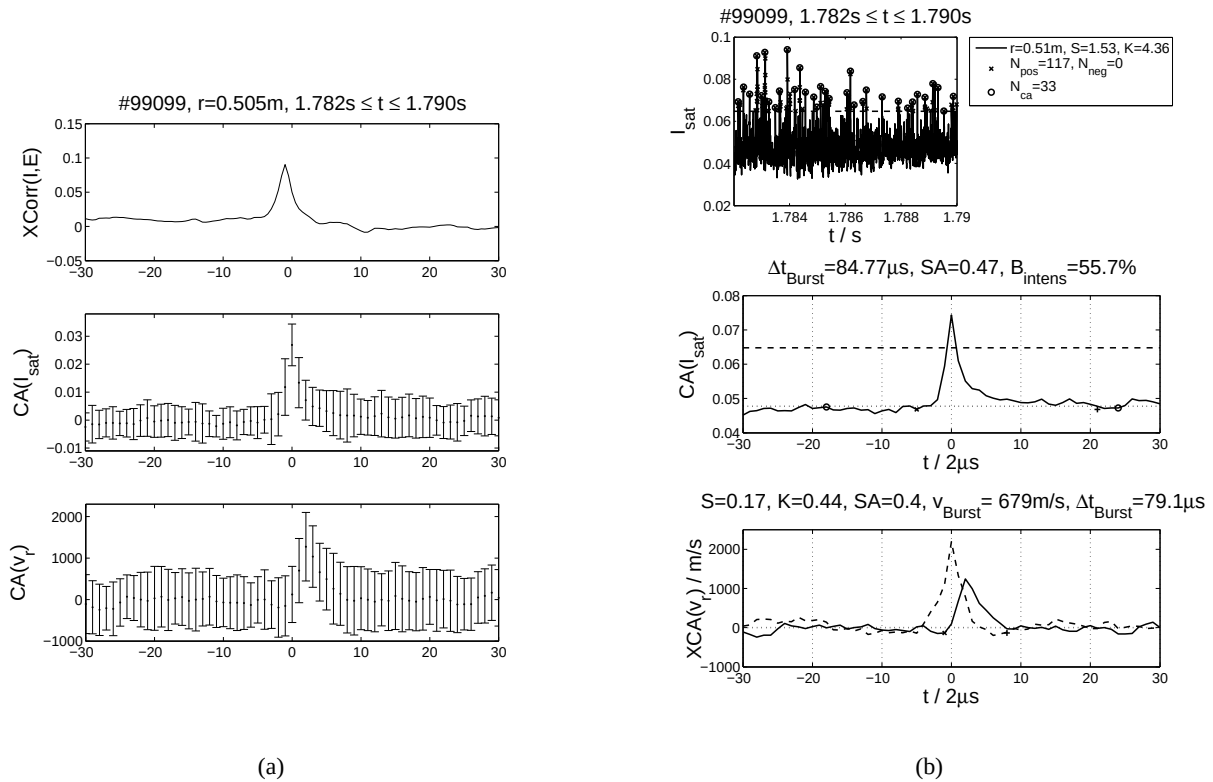


Abbildung 5.37.: Untersuchungen zur Bestimmung der radialen Blobgeschwindigkeit. Siehe dazu Text.

In Abbildung 5.37 ist diese Untersuchung beispielhaft für die Entladung #99099 mit DED gezeigt. In (a) ist die Kreuzkorrelationsfunktion $XCorr$ zwischen Sättigungsstrom I_{sat} und poloidalem elektrischen Feld E_{pol} gezeigt. Darunter ist das selbstbedingte Mittel für den Sättigungsstrom und die radiale Geschwindigkeit v_r mit Fehler angegeben. Hier sieht man, dass die gezeigten Signale gut korreliert sind und dass sowohl Sättigungsstrom als auch radiale Geschwindigkeit eine asymmetrische Wellenform beschreiben, deren Fehler konstant über der Zeit ist. Allerdings liegt der Fehler für die Geschwindigkeitsbestimmung mit 50% bedeutend über den Werten für das bedingte Mittel ($\leq 18\%$).

In (b) ist das entsprechende Signalstück mit den Werten für Skewness S und Kurtosis K angegeben. Für das selbstbedingte Mittel des Sättigungsstroms sind die typischen Kenngrößen (Burstdauer Δt_{Burst} , Asymmetriefaktor SA , Blobintensität B_{intens}) angegeben. Für das kreuzbedingte Mittel der Geschwindigkeit wurden ebenfalls die Momente (S und K), der Asymmetriefaktor SA und die Burstdauer Δt_{Burst} angegeben. Zusätzlich wurde der mittlere Wert für die Blobgeschwindigkeit v_{Burst} nach Gleichung 4.27 berechnet.

Für die Zeiten, in denen oben genannte Kriterien erfüllt sind, wurde die Blobgeschwindigkeit v_{Burst} und die radiale Ausdehnung nach Gleichung 4.28 bestimmt und analysiert.

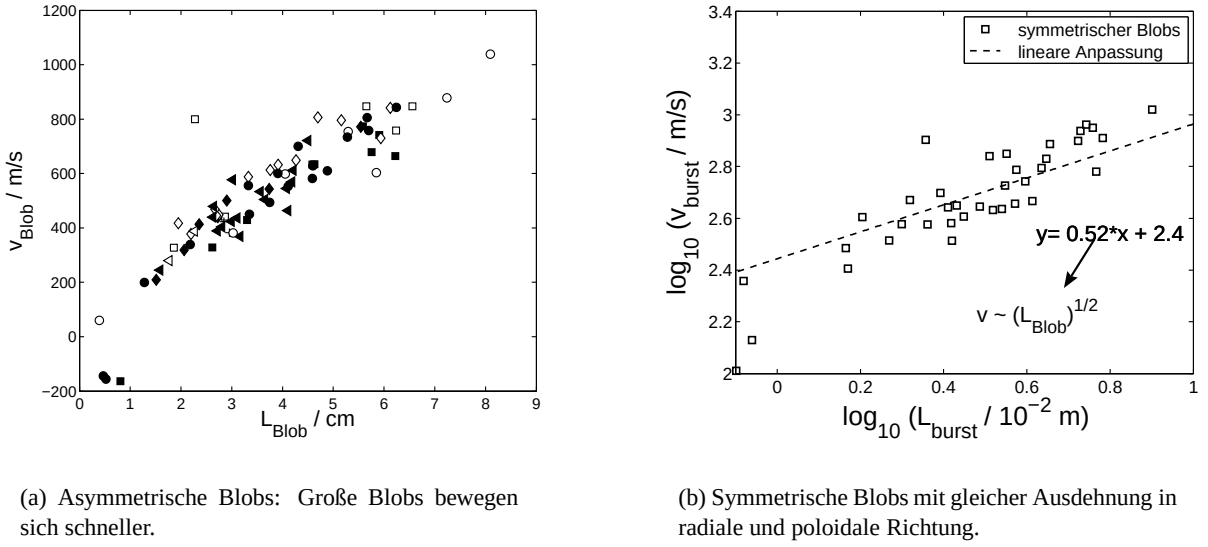


Abbildung 5.38.: Abhängigkeit der Blobgeschwindigkeit v_{Blob} von der radialen Blobausdehnung.

Zunächst ist in Abbildung 5.38 (a) die Relation zwischen Blobgeschwindigkeit und der radialen Ausdehnung gezeigt. Diese scheint unabhängig von der Entladungsart und dem Einfluss des DED nahezu linear. Dies bedeutet, dass sich große Blobs schneller bewegen. Über diesen Zusammenhang machen die in Kapitel 2.4.1 vorgestellten Modelle keine Aussage, jedoch über die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der poloidalen Ausdehnung. Da in dem genutzten Aufbau die Bestimmung der poloidalen Ausdehnung nicht möglich ist, kann dies nicht direkt überprüft werden. Werden jedoch nur Blobs betrachtet, deren radiale Ausdehnung symmetrisch zu ihrem Maximum ist, d.h. deren Asymmetriefaktor kleiner 0.2 ist, kann die Annahme gemacht werden, dass die radiale Ausdehnung der poloidalen entspricht.

Um die Proportionalität $v_{\text{Blob}} \sim \sqrt{(L_{\text{Blob}}^{\text{pol}})}$ nach Garcia et al. zu prüfen [GNN⁺05], ist für die symmetrischen Blobs in Abbildung 5.38 (b) die logarithmierten Geschwindigkeiten gegen ihre logarithmierte Größe aufgetragen. Hier zeigt sich deutlich eine Wurzelabhängigkeit. Zum weiteren Vergleich wurde die radiale Geschwindigkeit nach Garcia et al. (Gleichung 2.10) berechnet. Dazu wurde ein über dem Radius exponentiell abfallende Elektronentemperatur²⁸ angenommen:

$$T_e(r) = T_e^{48\text{cm}} \cdot \exp\left(-\frac{r-a}{\lambda_T}\right) \quad (5.1)$$

Dabei wurde für die Temperatur an der LCFS ($r = 48\text{cm}$) 20 eV angenommen. Die Abfalllänge λ_T wurde mit 4 cm abgeschätzt. Die berechnete Geschwindigkeit v_{th} wurde in Abbildung 5.39 (a) gegen die experimentell bestimmte Geschwindigkeit v_{exp} aufgetragen. Es zeigt sich, dass die berechneten Geschwindigkeiten etwa einen Faktor 2-10 über den experimentell bestimmten liegen.

Im Gegensatz zu dem Modell nach Garcia et al. folgt aus dem Modell nach Krasheninnikov, dass sich Blobs mit einer kleineren poloidalen Ausdehnung schneller bewegen [Kra01]: $v_{\text{Blob}} \sim 1/L_{\text{Blob}}^{\text{pol}}$. Zum Vergleich der Geschwindigkeiten aus den beiden Theorien und der gemessenen wurden in Abbildung 5.39 (b) die theoretischen gegen die experimentellen aufgetragen. Hier erkennt man, dass die Geschwindigkeiten nach dem Krasheninnikov-Modell (Gleichung 2.9) allgemein niedriger sind, sich jedoch antiproportional zu den experimentellen Werten verhalten.

²⁸Desweiteren wurde die übliche Annahme $T_e = T_i$ gemacht.

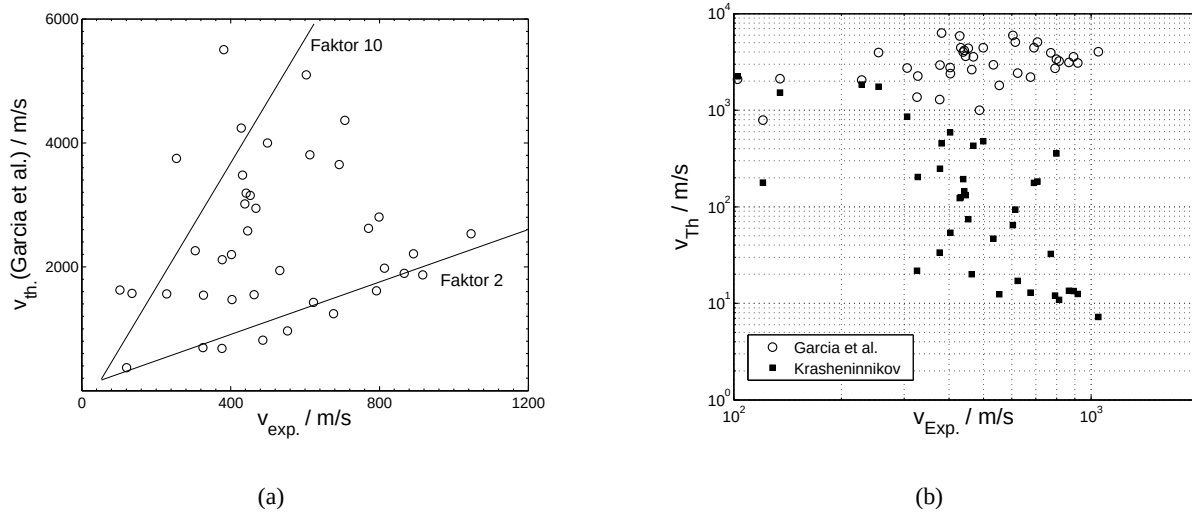


Abbildung 5.39.: Vergleich der experimentell bestimmten Geschwindigkeit mit Berechnungen aus Blob-Modellen: (a) Vergleich mit Modell nach Garcia [GHP⁺06], (b) Vergleich der Theoriewerte von Garcia und denen von Krashennnikov [KFDS⁺04].

Mit der Annahme einer exponentiell abfallenden Temperatur lässt sich zudem die Schallgeschwindigkeit c_s in Abhängigkeit vom Radius bestimmen. Dies ermöglicht einen Vergleich der berechneten Geschwindigkeit mit dieser und einen besseren Vergleich mit den Ergebnissen aus anderen Fusionsanlagen.

Die Geschwindigkeiten in Abbildung 5.38 liegen zwischen 200 m/s und 1000 m/s. Dies entspricht in TEXTOR 1-6% der Schallgeschwindigkeit. Die Werte sind vergleichbar mit denen im Tokamak Alcator C-Mod, indem die radiale Geschwindigkeit mit einer Kombination aus drei Diagnostiken (Schnelle Sonde, Schnelle Kamera und Dioden Array) zu einem Prozent der Schallgeschwindigkeit bestimmt wurde [GTL⁺06]. Dagegen wurde in der linearen Anlage PISCES eine Geschwindigkeiten von 10% der Schallgeschwindigkeit beobachtet ([AK01]).

In einem nächsten Schritt wird der Versuch unternommen die radiale Abhängigkeit der Geschwindigkeit und der radialen Ausdehnung zu untersuchen. Die radiale Abhängigkeit ist sensibler, da die Positionsbestimmung zusätzlich fehlerbehaftet ist und die poloidal ausgedehnten Strukturen die Sondenspitzen nicht immer im gleichen Winkel streifen. Dies kann dazu führen, dass in manchen Fällen nicht die reine radiale Geschwindigkeit sondern ein Kombination aus Rotationsgeschwindigkeit und radialer Bewegung gemessen wurde. Dies sollte sich jedoch durch die Mittelung der einzelnen Wellenformen ausgleichen. Dies schließt sich an die vorherige Beobachtung, dass das bedingte Mittel der Geschwindigkeit stark fehlerbehaftet ist. In Abbildung 5.40 ist die radiale Abhängigkeit (a) der Blobgeschwindigkeit und (b) der Ausdehnung gezeigt.

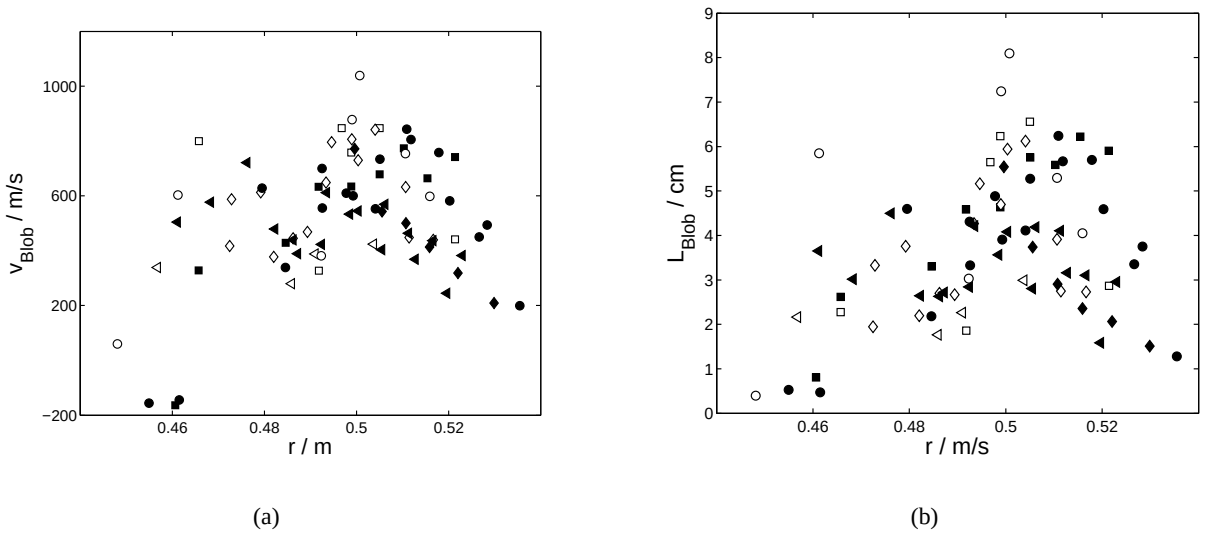


Abbildung 5.40.: radiale Abhängigkeit der Blobgeschwindigkeit (b) und der Blobausdehnung (c).

Die Blobgeschwindigkeit besitzt maximale Wert bei $r = 50$ cm. Hier bewegen sich die Blobs mit 600-1000 m/s nach außen. Nach außen hin nimmt die Geschwindigkeit auf 200 m/s ab. An der LCFS konnte die Geschwindigkeit nur für wenige Signalstücke bestimmt werden, da hier die Intermittenz zu gering ist. Dies gilt hauptsächlich für die Entladungszeiten ohne DED auch innerhalb der LCFS. Die berechneten Geschwindigkeiten liegen hier bei 400-600 m/s. Für drei Zeitspuren im DED-Fall wurden Dichtelöcher detektiert, die sich mit einer Geschwindigkeit von -200 m/s ins Plasma innere bewegen. Diese werden auf Seite 74 weiter untersucht.

Ein vergleichbares radiales Verhalten der Blobgeschwindigkeit wurde ebenfalls am T-10 Tokamak beobachtet. Hier steigt die Geschwindigkeit mit 500 m/s an der LCFS auf 1000 m/s einen Zentimeter entfernt an und fällt zur Wand auf 200 m/s ab [KBG⁺04].

Die radiale Blobausdehnung (b) weist ähnliche radiale Abhängigkeit auf. An der LCFS haben die detektierten Blobs eine radiale Ausdehnung von 2 cm. In die SOL hinein steigt die Ausdehnung bis auf 8 cm an und fällt in der weit entfernten SOL wieder auf 1-2 cm ab. Ein klarer Unterschied unter DED-Einfluss ist nicht zu erkennen.

Die radiale Ausdehnung besitzt am T-10 Tokamak eine geringere Variation. Hier sind die Blobs an der LCFS 1 cm groß, wachsen bis auf 3.5 cm an und fallen gleich schnell mit der Geschwindigkeit auf 0.5 cm ab [KBG⁺04].

Dichtelöcher

Im Fall der ergodischen Störung gibt es Entladungen, bei denen die Signale innerhalb der LCFS negative Momente haben. Damit verbunden sind negativen Burst, die im Rohsignal sehr gut identifiziert werden können. In Abbildung 5.41 ist für die Entladung #99099 ($r = 0.46 \text{ cm}$, $S = -0.2$, $K = -0.34$) der Io-

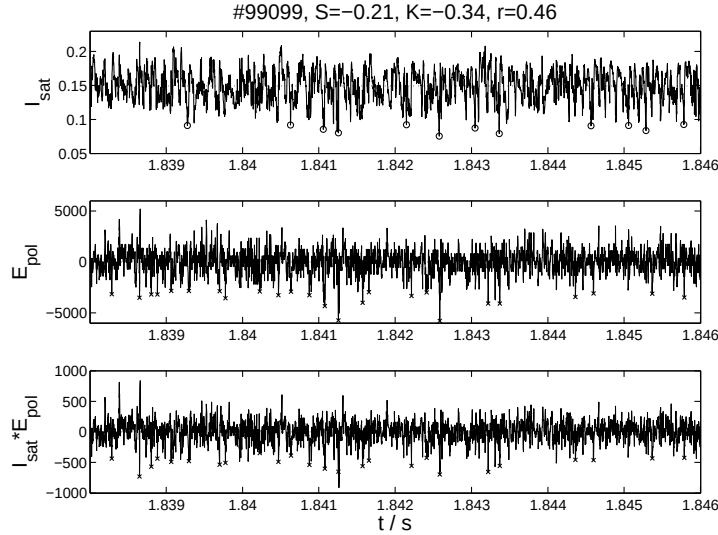


Abbildung 5.41.: Dichtelöcher in Signalen unter DED-Einfluss. Innerhalb der LCFS gibt es Bereiche, in denen die Signale eine negative Skewness und Kurtosis besitzen. #99099

nensättigungsstrom I_{sat} , das poloidale elektrische Feld E_{pol} und der Teilchenfluss gezeigt. In allen drei Signalen sind die negativen Ausbrüche zu erkennen.

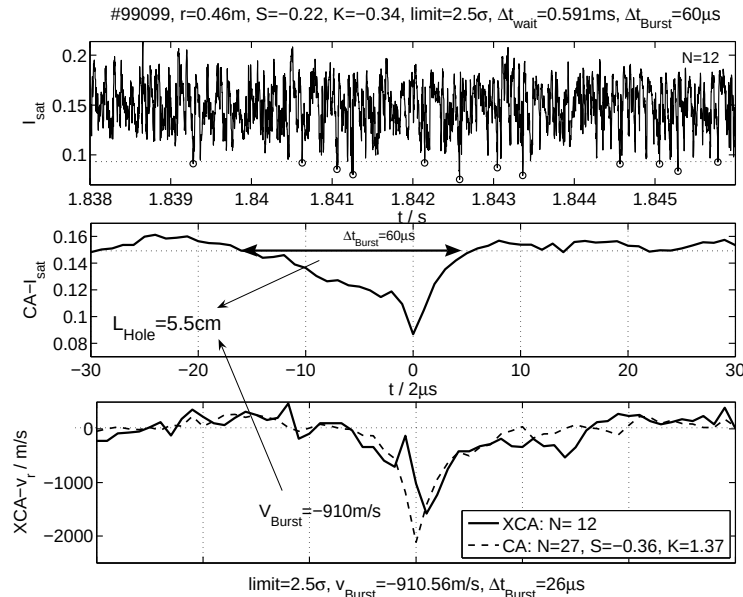


Abbildung 5.42.: Negative Momente führen zu Dichtelöchern, die sich nach innen bewegen. #99099

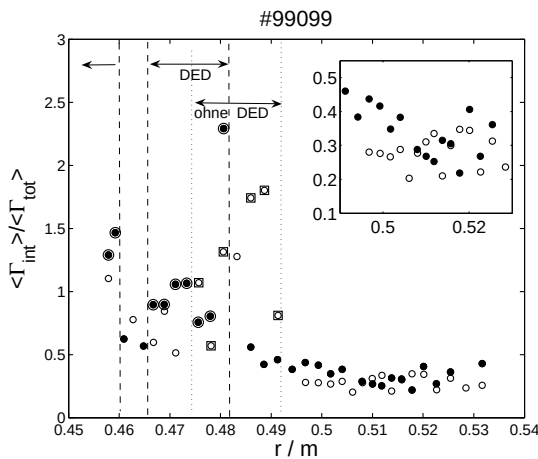
Für diese Zeitspur konnten Dichtelöcher identifiziert und charakterisiert werden. Diese ist für das oben gezeigte Signalstück bei $r = 46 \text{ cm}$ in Abbildung 5.42 exemplarisch gezeigt. Das bedingte Mittel wurde für Ereignisse kleiner $-2.5\sigma + \mu$ berechnet. Die Form zeigt eine deutliche Asymmetrie, die spiegelver-

kehrt zu der der Blobs ist. Die Berechnung der Geschwindigkeit, die hier bei -900 m/s liegt, zeigt, dass sich die Strukturen niedrigerer Dichte in Richtung Plasmakern bewegen. Aus der Burstdauer und der radialen Geschwindigkeit ergibt sich eine Ausdehnung der Dichtelöcher von 5 cm. Die radiale Dichteverteilung in diesen verhält sich jedoch anders als in Blobs. Hier wird zuerst ein langsamer Abfall der Dichte beobachtet. Die Angleichung an die Hintergrunddichte erfolgt dann schnell.

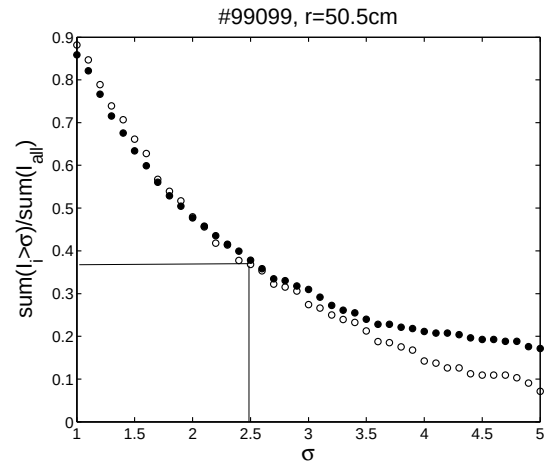
Dichtelöcher wurden ebenfalls im DIII-D Tokamak [BRM⁺03] und in der linearen Anlage UCLA [GHP⁺06] beobachtet. Hier wurde die gleiche zeitliche Asymmetrie der zeitlichen Blobspur nach der bedingten Mittelung beobachtet.

5.2.3. Teilchenfluss

Spannend ist nun die Frage, ob sich die erhöhte Intermittenz auf den Blob-getriebenen Teilchenfluss auswirkt. Wie in Abbildung 5.29 (a) gezeigt, ist im Fall der ergodischen Störung der Teilchenfluss außerhalb der LCFS erhöht und nach außen gerichtet. An der LCFS wechselt er sein Vorzeichen und innerhalb ist der Teilchenfluss Richtung Kern gerichtet. Dieses Verhalten korreliert mit erhöhter Intermittenz und negativen Ausbrüchen. Ob der erhöhte Transport auf Blob-getriebenen Transport zurückzuführen ist, kann durch die Bildung des Verhältnisses aus intermittentem Transport zum Gesamttransport untersucht werden (Gleichung 4.25).



(a)



(b)

Abbildung 5.43.: (a) Teilchenfluss ohne ($\circ$) und mit Störung ($\bullet$). Doppelte Symbole bedeuten einwärtsgerichteten Transport. (b) Abhängigkeit des Anteils der intermittenten Ereigniss am Transport in Abhängigkeit der Intensität. #99099

In Abbildung 5.43 (a) ist das Verhältnis für die Entladung #99099 aufgetragen. Die ausgefüllten Symbole zeigen das Verhältnis für den DED-Fall. Innerhalb der LCFS ist das Verhältnis aus negativen und positiven Ausbrüchen ohne DED sehr ausgeglichen. Dies erzeugt die Großen Werte für das berechnete Verhältnis. Unter Ergodisierung bewirken hier die negativen Burst einen einwärtsgerichteten Fluss. Die Verhältnisse, die aus negativen Flüssen berechnet wurden, sind mit doppelten Symbolen markiert und korrespondieren sehr gut mit dem gemittelten Fluss aus Abbildung 5.29 (a). Die Bereiche, in denen der Fluss negativ wird, sind mit vertikalen Linien gekennzeichnet. Für die Werte außerhalb der LCFS ist das Verhältnis in der oberen rechten Ecke noch mal vergrößert gezeigt. Hier erkennt man, dass der Anteil im DED-Fall von 45% auf 20% weit draußen abfällt. Der Anteil der Blobs in Limiter-Geometrie am

Transport ist im Durchschnitt 30%. Der geringe Unterschied ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die untersuchten Strukturen (größer 2.5σ) unter DED-Einfluss sich nicht signifikant verändern. Diese Werte liegen allgemein unter denen, die z. B. in [XJW⁺05], [KBG⁺04] und [BRM⁺01] berechnet wurden. Hier tragen Ereignisse größer $2.5\sigma + \mu$ bis zu 50% des radialen Transports bei.

Da die Veränderung gering ist, ist noch mal in Abbildung 5.43 (b) gezeigt. Hier wurde bei $r = 50.5$ cm ohne Verwendung der bedingten Mittelung das Verhältnis in Abhängigkeit der Ereignisgröße gebildet. Für Ereignisse größer $2.5\sigma + \mu$ ist der Anteil im DED-Fall gleich dem ohne. Dagegen tragen Ereignisse $\geq 3.5\sigma + \mu$ im DED-Fall vermehrt zum Transport bei. Die radiale Abhängigkeit des Verhältnisses für diese großen Ereignisse konnte nicht untersucht werden, da er für diesen hohen Schwellenwert zu wenige Ereignisse für das bedingte Mittel gibt.

Trotz der erhöhten Intermittenz und der intensiveren Blobs ist der relative Anteil der Blobs, deren Maximum $\geq 2\sigma$ ist, am Transport unverändert. Dieser beträgt außerhalb von 49 cm zwischen 20% und 45%.

Die Auswirkung der erhöhten Intermittenz ist in Abbildung 5.44 verdeutlicht. Eine erhöhte Skewness S führt zu einer stärkeren Kippung und einer höheren rechten Flanke. Die hohe Kurtosis K zeigt, dass es sogar weniger mittelgroße Abweichungen von Mittelwert gibt (steile, hohe Spitze) und verstärkt welche mit großer Abweichung. Zudem gibt es mehr negative Abweichungen und weniger Abweichung, die viel kleiner als der Mittelwert sind. Dies führt dazu, dass das Verhältnis aus der Summe der Ereignissen, die größer 2σ sind, zur Summe aller für beide Fälle gleich sein kann und es trotz erhöhter Intermittenz nicht zu einem erhöhten Transport kommt.

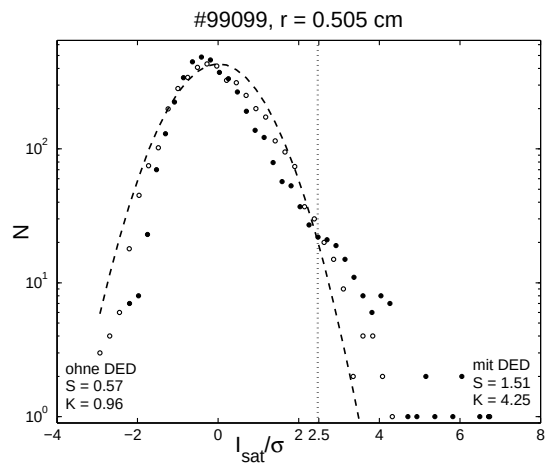


Abbildung 5.44.: Vergleich des Histogramms ohne (○) und mit (●) DED

Für eine zusammenfassende Bewertung des Einflusses des DED bei dieser Untersuchung ist die unterschiedliche Ergodisierung und Ausbildung von Tearing-Moden zu beachten.

Für die Entladungen #99098/99, bei denen durch den hohen DED-Strom von 2.5 kA eine starke Ergodisierung unter Ausbildung einer 2/1 und 3/1 Tearing-Mode stattgefunden hat, lässt sich der Einfluss wie folgt zusammenfassen:

Die Intermittenz in der äußeren SOL ist verstärkt. Die Werte der Skewness S sind hier teilweise vervierfacht, die der Kurtosis K werden verdoppelt. An der LCFS nehmen die Momente wie in der Limiter-Geometrie nahezu gauss'sche Werte an ($S = 0$, $K = 0$). Innerhalb der LCFS sind die Momente negativ und der Sättigungsstrom ist von großen negativen Ausbrüchen geprägt. Dies ist auf das Ausbilden von Dichtelöchern zurückzuführen, für die einwärtsgerichtete Geschwindigkeiten bestimmt werden konnten. Die Eigenschaften der kohärenten Strukturen unter DED-Einfluss ändern sich hauptsächlich in einer erhöhten relativen Blobintensität. Diese besitzt allgemein ein Maximum an der LCFS und fällt mit steigendem Radius ab. Im DED-Fall ist die Dichte in den Blobs an der LCFS um 80%, an der Wand um 30% verstärkt. Innerhalb der LCFS ist die Blobintensität von 0.4 für die Entladungen während der DED-Störung ebenfalls höher, verglichen mit der Randschicht jedoch bedeutend kleiner.

Burstdauer und -ausdehnung sind vergleichbar. Die Geschwindigkeit fällt außerhalb von 1000 m/s an der LCFS auf 200 m/s ab. Innerhalb der LCFS bilden sich dagegen Dichtelöcher mit einer einwärtsgerichteten Geschwindigkeit aus.

Die Entladungen #99104/106 mit geringerer Ergodisierung und im Fall der 2/1 Tearing-Mode für die Entladung #99106 ohne Gaseinlass ist der Einfluss des DED gering. Dies ist durch den zuvor beschriebenen Prozess, ausgelöst durch die nicht erhöhte Dichte, erklärbar.

Interessant ist nun die Frage, wie die Intermittenz bei hoher Ergodisierung ohne Tearing-Moden beeinflusst wird. Dies kann in der 6/2 Konfiguration untersucht werden, da dort die Schwelle für Tearing-Moden aufgrund der nicht so weit eindringenden Magnetfeldstörung höher liegt. Erste Untersuchung von Entladungen in der 6/2 Konfiguration haben im Gegensatz zur 3/1 Konfiguration keine starkes Anwachsen des turbulenten Flusses in der SOL bei hohen DED-Strömen gezeigt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der Randschicht magnetisch eingeschlossener Hochtemperaturplasmen findet anomaler Transport senkrecht zum Magnetfeld statt. Dieser Transport wird von Turbulenz getrieben, die elektrostatische Fluktuationen insbesondere in der Elektronendichte und dem Plasmapotential hervorruft. Die Wärmebelastung der begrenzenden Oberflächen hängt dabei stark vom resultierenden senkrechten Transport ab.

Experimente zeigen, dass die Fluktuationssignale von sporadisch auftretenden, kurzzeitigen Ausbrüchen durchsetzt sind. Dieses Verhalten wird als intermittent bezeichnet. Die intermittenten Ereignisse führen zu einem konvektiven Transport bis tief in die Abschältschicht. Hier kann es zu Erosion des Wandmaterials und damit zur Verunreinigung des Plasmas kommen. Das intermittente Verhalten konnte durch Simulationen des Transports in der Abschältschicht reproduziert werden.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung des intermittenten Verhaltens der Fluktuationen am Tokamak TEXTOR und die Charakterisierung der intermittenten Ereignisse. Dabei wurde besonders der Einfluss der Ergodisierung des Plasmarandes durch den Dynamisch Ergodischen Divertor in der 3/1 Konfiguration betrachtet, die durch ein tief bis zur $q=2$ Fläche in das Plasma eindringendes Störfeld gekennzeichnet ist.

Messungen der Dichte- und Potentialfluktuationen können an TEXTOR durch verschiedene Sonden vorgenommen werden. In dieser Arbeit wurden die Daten der Rake-Sonde und der schnellen Sonde mit verschiedenen Sondenaufsätzen analysiert. Die Dichtefluktuation kann zudem mit Atomstrahl-Spektroskopie gemessen werden. Dafür existiert an TEXTOR ein thermischer Lithium-Strahl, dessen Messergebnisse ebenfalls untersucht wurden.

Zur Charakterisierung der Fluktuationen wurden geeignete Analysemethoden entwickelt. Die intermittenten Ereignisse beeinflussen die statistischen Eigenschaften der Signale. Zur Quantifizierung der Intermittenz können daher die Momente der Verteilungsfunktion herangezogen werden.

Die räumliche und zeitliche Struktur der intermittenten Ereignisse lässt sich untersuchen, wenn diese vom stochastischen Anteil des Signals separiert sind. Diese Idee wird in der bedingten Mittelung umgesetzt.

Intermittentes Verhalten an TEXTOR konnte im Rahmen dieser Arbeit eindeutig nachgewiesen werden. Die Stärke der Intermittenz hängt von der poloidalen Position der Messung ab. In der Mittelebene auf der Niederfeldseite existieren aufgrund der Magnetfeldkrümmung verstärkt Austauschinstabilitäten. Diese bewirken die elektrostatischen Fluktuationen, die zum konvektiven Transport führen. Die Magnetfeldkrümmung nimmt nach oben hin ab und reduziert somit die Instabilitäten in diesem Bereich, wie durch den Vergleich der Daten auf der Niederfeldseite und oben gezeigt wurde.

Auf der Niederfeldseite steigt die Intermittenz am Tokamak TEXTOR ab der letzten geschlossenen Flussfläche nach außen hin an. Die Signale werden vermehrt von positiven Ausreißern dominiert. Dies ist die Folge von sich an der letzten geschlossenen Flussfläche ausbildenden kohärenten Strukturen, die zur Wand propagieren. Weit außen nimmt die Intermittenz wieder ab, was durch das Zerfließen der Blobs durch parallele Teilchenabfuhr erklärbar ist.

Die kohärenten Strukturen konnten über die Methode der bedingten Mittelung charakterisiert werden. Sie haben eine zeitliche Ausdehnung von $(30 - 80)\mu\text{s}$, und bei einer radialen Geschwindigkeit von $(200 - 1000)\text{m/s}$ eine räumliche Ausdehnung von einigen Zentimetern. Diese Geschwindigkeit beträgt $(1 - 6)\%$ der Ionenschallgeschwindigkeit. Sie besitzen eine Dichte, die $(0.5 - 3.5)\text{mal}$ höher als die Hintergrunddichte sein kann und radial nicht homogen verteilt ist. Ereignisse, die mindestens 2.5mal größer als die Standardabweichung sind, tragen zum Transport auf die Wand mit bis zu 40% bei.

Das radiale Verhalten dieser charakteristischen Größen ist eng mit dem Verhalten der Intermittenz verknüpft. In unterschiedlicher Ausprägung nehmen die Größen bis 2 cm hinter der letzten geschlossenen Flussfläche zu und fallen dann zur Wand wieder ab.

Die an TEXTOR gemessenen Blobcharakteristika stimmen mit denen anderer Anlagen (DIII-D, MAST, T10, Alcator C-Mod, PISCES, W7-X) gut überein.

Mit der schnellen Sonde konnte in Entladungen, in denen das Magnetfeld mit dem DED resonant gestört wurde, der Einfluss der Ergodisierung auf Intermittenz untersucht werden. Bei einem DED-Strom von 2.5 kA und angeregten Tearing-Moden konnte eine erhöhte Intermittenz und intensivere Burst festgestellt werden. Die charakteristischen Größen der Blobs ändern sich jedoch nicht signifikant. Der Anteil aller Blobs größer 2.5σ trägt ebenfalls mit bis zu 40% zum radialen Transport bei.

Innerhalb der letzten geschlossenen Flussfläche sind die Signale dagegen von Ausbrüchen, die viel kleiner als der Mittelwert sind, durchsetzt. Dies zeigt sich in den negativen Werten für Skewness und Kurtosis. In diesen Bereichen konnten sogenannte Dichtelöcher ausgemacht werden, die mit den Blobs vergleichbare räumliche und zeitliche Dimensionen besitzen, sich allerdings Richtung Kern bewegen.

Vergleiche mit Entladungen, bei denen der DED-Strom geringer war und sich keine Tearing-Moden ausgebildet haben, zeigen, dass die reine, schwache Ergodisierung keinen Einfluss auf die Intermittenz hat. Vermutet wird, dass vor allem die Erhöhung der Randschichtdichte bei Anregung von Tearing-Moden zu erhöhten und steileren Dichteprofilen, einem veränderten Teilchenfluss und stärkeren Fluktuationen der Dichte und des Flusses führen. Diese favorisieren die Austauschinstabilitäten, die als Ursache für die kohärenten Strukturen gelten.

Die Untersuchung der radialen Geschwindigkeit hat gezeigt, dass sich Blobs mit einer größeren radialen Ausdehnung schneller bewegen. Dies ist unabhängig von der Entladungs- und Begrenzungsart. Die experimentell bestimmten Werte der Geschwindigkeit wurden mit den theoretisch berechneten verglichen. Da in die theoretische Geschwindigkeitsberechnung die poloidale Ausdehnung einfließt, wurde der Vergleich nur für Blobs mit einer zeitlich symmetrischen Struktur durchgeführt. Für diese kann die Annahme getroffen werden, dass die poloidale Ausdehnung der radialen entspricht.

Verglichen mit der Geschwindigkeit nach dem Blob-Modell von Garcia et al. ist die Größenordnung der experimentellen Geschwindigkeit um einen Faktor 2-10 zu klein. Es konnte für die symmetrischen Blobs allerdings bestätigt werden, dass sich die Geschwindigkeit proportional zur Wurzel der poloidalen Ausdehnung verhält. Dies steht im Widerspruch zu dem Modell von Krasheninnikov et al., in dem die Geschwindigkeit reziprok zum Quadrat der poloidalen Ausdehnung ist.

Um den Einfluss der Ergodisierung weiter zu spezifizieren, werden die Messungen in der kürzlich in Betrieb genommenen 6/2 Konfiguration des Dynamischen Ergodischen Divertors wiederholt. Hier liegt die Schwelle für die Anregung von Tearing-Moden höher. Dies ermöglicht die Analyse des Einflusses starker Ergodisierung unabhängig von den Tearing-Moden. Erste Ergebnisse zeigen, dass die erwähnte Veränderung der Dichte und des Flusses hier weit weniger stark ist und dass es Bereiche in der weit entfernten Abschälsschicht mit geringerer Intermittenz gibt. Die weiteren Untersuchungen sind abzuwarten.

Für eine weitere Charakterisierung der Blobs ist die Untersuchung des poloidalen Verhaltens unabdingbar. Für dieses liegen mit den erwähnten Fluktuationsdiagnostiken jedoch keine Messungen vor. Möglich wäre die poloidale Untersuchung durch die Erweiterung eines Sondenkopfes der schnellen Sonde um weitere Spitzen, die die poloidale Abhängigkeit der Dichteverteilung der Blobs messen können.

Die zweidimensionale Untersuchung der kohärenten Strukturen könnte durch Aufnahmen einer schnellen Kamera ergänzt werden. Eine solche Kamera existiert an TEXTOR, müsste allerdings für die Detektierung von intermittenten Ereignissen ausgerichtet werden.

Zur Weiterentwicklung der Blob-Modelle und zur Analyse des konvektiven Transports in der Randschicht des Tokamak TEXTOR könnte der Simulationscode (ESEL) nach dem Modell von Garcia et al. auf die TEXTOR-Geometrie angepasst werden.

A. MatLab-Routine für bedingte Mittelung

```
function[kout]= checkca(kin, window, y, minab)

%*****
%*   checkca kontrolliert ausgewaehlte ca-Peaks auf Abstand
%*
%*   Daniela Schmitz
%*****
%*
%*   # Usage:
%*
%*   function[kout]= checkca(kin, window, y, minab)
%*
%*   # Input:   'kin'           : Vektor mit Indizes, bei denen das Signal
%*                               die Bedingung erfuehlen
%*               'window'      : 1/2 Anzahl der Datenpunkte ueber die
%*                               gemittelt wird (Laenge des ConAve)
%*               'y'           : Referenzsignal
%*               'minab'       : Mindestabstand der Peaks
%*
%*   # Output:  'kout'         : Vektor mit Indizes, die mindestens
%*                               'window' Punkte vom Rand und 'minab' von
%*                               einander entfernt sind
%*
%*****

kout=[];

while ~isempty(kin)                                % Auslesen der Indizes, bis alle
                                                    % kontrolliert

    kaktuell=kin(1);                                % 'kaktuell' ist der Wert, der
                                                    % verglichen wird, immer der erste
                                                    % aus den verbleibenden in 'kin'

    if length(kin)==1
        if kaktuell>(length(y)-window) % falls k zu nah am Ende liegt
            kin=[];
        elseif kaktuell<=window % Max liegt zu nah am Anfang
            kin(1)=[];
        else
            kout(end+1)=kaktuell; % das muss das Ende sein
            kin=[];
        end

        elseif kaktuell<=window % Max liegt zu nah am Anfang
            kin(1)=[];

        elseif kaktuell<(kin(2)-minab) % naechster Index ist weit genug
            kout(end+1)=kaktuell; % weg, liegt nicht am Anfang und
            kin(1)=[]; % nicht am Ende

        else % naechster Index liegt naeher als
            % 'minab'
            if y(kaktuell)<y(kin(2)) % Pruefen, ob naechster Index
                kin(1)=[]; % kleiner ist, dann loeschen
            else y(kaktuell)>=y(kin(2)) % Pruefen, ob naechster Index
                kin(2)=[]; % groesser oder gleich ist, dann
            end % naechsten loeschen

        end

    end

function[kout]= checkca(kin, window, y, minab)end
```


Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematische Darstellung des Tokamak-Prinzips	5
2.2.	Plasmabegrenzung durch Limiter (a) und Divertor (b)	7
2.3.	Schematische Darstellung der DED-Spulenordnung mit der Strombeschaltung in der $m/n = 3/1$ Moden-Konfiguration	7
2.4.	Pointcaré Plots	8
2.5.	Laminar Plot auf der Niederfeldseite	9
2.6.	Schematische Darstellung der Prozesse in der SOL	10
2.7.	Schematische Darstellung von Blobs	12
2.8.	Ein polarisierter Blob erfährt eine radiale Driftgeschwindigkeit (aus [Kra01]).	13
2.9.	Simulationen ergeben eine pilzförmige Struktur, die an der LCFS (schwarze Linie) gebildet wird und sich ablöst (aus [GNN ⁺ 05]).	14
3.1.	Übersicht über Diagnostikanordnung in TEXTOR	17
3.2.	Strom(I) - Spannungs(V) - Kennlinie	18
3.3.	Schematische Anordnung der Rake-Sonde (aus [Jaced])	20
3.4.	Schematische Skizze der Schnellen Sonde	21
3.5.	Schematische Anordnung der Li-Strahl-Diagnostik bestehend aus Lithium-Ofen, Strahlenteilern (ST), Frequenzfiltern (FF), Lichtleiterarray (LLA), Photomultiplier (PM) und 2d-Kamera.	22
4.1.	Rohsignal des Ionensättigungsstroms I_{sat}	23
4.2.	Verformung der Verteilungsfunktion durch das dritte (Schiefe) und vierte (Wölbung) Moment (aus [Sac02]). Für eine linkssteilrechtsschiefe Verteilung (durchgezogene dünne Linie) gilt: Modus < Median < Mittel.	25
4.3.	Mittelwert der Skewness mit Fehler in Abhängigkeit der Anzahl der Datenpunkte.	26
4.4.	Filtern durch inverse FFT	28
4.5.	Veranschaulichung der Methode der bedingten Mittelung: Auswahl der intermittenten Ereignisse (oben), Bildung der Wellenformvektoren (Mitte) und bedingtes Mittel (unten).	30
4.6.	Anzahl der Ereignisse über die gemittelt wird in Abhängigkeit vom Schwellenwert.	31
4.7.	Skizze zur Erläuterung des Zusammenhangs zwischen der zeitlichen Asymmetrie des bedingten Mittels und der Propagation eines kometförmigen Blobs.	33
5.1.	Zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter ((a) liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, (b) toroidale Magnetfeldstärke B_t , (c) Plasmastrom I_p , (d) Heizleistung P_{ohm}), (e) der Sondenposition $Pos.$ und (f) des Sättigungsstromes I_{sat} einer typischen ohm'schen Entladung (#99040).	37
5.2.	Ausschnittsvergrößerung des Messbereichs, der durch die punktierten Linien markiert ist (Rein- und Rausfahren der Sonde)	38
5.3.	Leistungsdichtespektrum (PSD) des Ionensättigungsstroms I_{sat} #99040	39
5.4.	Radiales, zeitlich gemittelttes Profil des Floatingpotentials V_{fl} und des Ionensättigungsstroms I_{sat} für die Entladung #99040.	40

5.5. Rohsignal des Sättigungsstroms: Das Rohsignal ist über die Zeit aufgetragen, in der die Sonde bis auf 46 cm ins Plasma hineinfährt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Sättigungsstrom mit Annäherung an die LCFS zunimmt. In der stärksten Vergrößerung ($r = 47.6$ cm) sind deutlich die positiven Ausbrüche des Sättigungsstroms zu erkennen. .	40
5.6. Histogramm des Sättigungsstroms: Die zunehmende Abweichung zur Normalverteilung (punktiert) mit zunehmendem Radius ist deutlich zu erkennen.	41
5.7. Radiale Profile der Kurtosis und der Skewness. #99039-99041	42
5.8. Bedingte Mittelung mit dem Schwellenwert 2.5σ für sechs unterschiedliche radiale Positionen: Überlagert ist hier in grau das bedingte Mittel für den Grenzwert 3.5σ . #99040	44
5.9. Standardabweichung der bedingten Mittelung. #99040	45
5.10. Radiale Abhängigkeit des bedingten Mittels: Die Asymmetrie nimmt ab der LCFS nach außen hin zu. #99040/41	45
5.11. Radiale Abhängigkeit der Bursteigenschaften: (a) Burstdauer, (b) Asymmetrie, (c) Blobintensität. #99039-99041	46
5.12. Histogramm der Wartezeit: (a) Signalauschnitt ($\Delta t = 8.2$ ms), (b) Rohsignal ($\Delta t = 1.05$ s). #95122	47
5.13. Die intermittente Ereignisse im Sättigungsstrom I_{sat} , im poloidalen elektrischen Feld E_{pol} und im Teilchenfluss sind korreliert. #99099	48
5.14. Autobedingte Mittelung (a) des Sättigungsstroms I_{sat} , (b) des poloidalen elektrischen Feldes E_{pol} und (c) des Teilchenflusses Γ . #99099	49
5.15. Berechnung der Blob-Geschwindigkeit v_{Burst} aus dem kreuzbedingten Mittel bei (a) $r = 50$ cm und (b) $r = 51$ cm. Überlagert ist das autobedingte Mittel des Geschwindigkeitssignals. #99099	49
5.16. Untersuchung des Teilchenflusses Γ : (a) radiales Profil und (b) Anteil der Blobs am Fluss. #99099	50
5.17. Vergleich der Momente gemessen mit der Reynold-Stress- (volle Symbole, #99098/99) und der Mach-Sonde (offene Symbole, #98997/98).	52
5.18. Blobintensität mit der Reynolds-Stress-Sonde (#99104/99106) und der Mach-Sonde (#99098/99).	52
5.19. Radiale Profile der Kurtosis und Skewness. Rake-Sonde #99122-95129	53
5.20. Bedingte Mittelung mit der Rake-Sonde. #95122	54
5.21. Überlagerung der Ergebnisse aus Messungen mit der Schnellen- und Rake-Sonde	54
5.22. Skewness und Kurtosis, der mit dem Lithium-Strahl-Ofen gemessenen Dichtefluktuation. Für die Entladung #62760 mit $\bar{n}_e = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ($\square$) und die Entladung #62724 mit von $\bar{n}_e = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (o).	55
5.23. (a) Kreuzkorrelation, (b) kreuzbedingte Mittel. #62760	55
5.24. Gekippte Strukturen, die sich in poloidale Richtung bewegen, können bei radialer Betrachtung radiale Geschwindigkeiten vortäuschen, bei entgegengesetzter poloidalen Bewegung ergibt sich ein scheinbare Einwertgeschwindigkeit (nach [HSS ⁺ 05]).	56
5.25. Zeitliche Entwicklung der Plasmaparameter ((a) Plasmastrom I_p , (b) ohm'sche Heizleistung P_{OH} , (c) DED-Strom I_{DED} , (d) vorgegebene und tatsächliche liniengemittelte Elektronendichte $\bar{n}_e$, sowie Deuterium- Gasfluss Γ_D , (e) diamagnetische Energieinhalt E_{Dia} , (f) Recyclingfluss am ALT-Limiter auf der Niederfeldseite sowie auf dem DED-Target auf der Hochfeldseite), (g) der Sondenposition r_{Sonde} und (h) des Sättigungsstromes I_{sat} . #99099	57
5.26. radiale Profile für Floatingpotential V_{fl} und Sättigungsstrom I_{sat} mit (-.-) und ohne (—) DED für Entladung #99099 (oben) und #99104 (unten)	59
5.27. Unter DED-Einfluss ist das Dichteprofil erhöht. Die Abfalllänge λ ist verkürzt. #99099	59

5.28. Einfluss des DED auf den Fluktuationsanteil von Plasmadichte $\langle \tilde{n} \rangle$ (erste Spalte) und radiale Geschwindigkeit $\langle \tilde{v}_r \rangle$ (zweite Spalte). In der dritten Spalte ist die Auswirkung auf den Teilchenfluss $\langle \Gamma \rangle$ gezeigt. Für die Entladungen (von oben nach unten) #99099, #99106, #99104 wurden die Werte ohne DED ($\circ$) denen mit DED ($\blacksquare$) überlagert.	60
5.29. Teilchenfluss: (a) ohne (- - -) und mit Störung (—), (b) Anzahl der Ereignisse $> 2.5\sigma$. #99099	61
5.30. Überlagerung des Leistungsdichtespektrum ohne (- - -) und mit (—) Störung des Magnetfeldes durch DED. #99099	62
5.31. Überlagerung des Leistungsdichtespektrums für #99098 (—) und #99098 (- - -)	62
5.32. PDF für drei Entladungen ohne ($\circ$) und mit DED ($\blacksquare$), $r = 0.5\text{m}$	63
5.33. Skewness (links) und Kurtosis (rechts) ohne DED ($\circ\Box$) und mit DED ($\bullet\blacksquare$) für die Entladungen #99098/99, #99104/106, #98997/98.	64
5.34. Verstärkungsfaktor mit und ohne DED für die Entladungen #99098/99 (a) und #99099 (b).	65
5.35. radiale Abhängigkeit der Blobintensität ohne (leere Symbole) und mit (volle Symbole) DED	67
5.36. Radiales Profil (a) der Burstdauer und (b) der Asymmetrie.	68
5.37. Untersuchungen zur Bestimmung der radialen Blobgeschwindigkeit. Siehe dazu Text.	70
5.38. Abhängigkeit der Blobgeschwindigkeit v_{Blob} von der radialen Blobausdehnung.	71
5.39. Vergleich der experimentell bestimmten Geschwindigkeit mit Berechnungen aus Blob-Modellen: (a) Vergleich mit Modell nach Garcia [GHP ⁺ 06], (b) Vergleich der Theorie- werte von Garcia und denen von Krashennikov [KFDS ⁺ 04].	72
5.40. radiale Abhängigkeit der Blobgeschwindigkeit (b) und der Blobausdehnung (c).	73
5.41. Dichtelöcher in Signalen unter DED-Einfluss. Innerhalb der LCFS gibt es Bereiche, in denen die Signale eine negative Skewness und Kurtosis besitzen. #99099	74
5.42. Negative Moment führen zu Dichtelöchern, die sich nach innen bewegen. #99099	74
5.43. (a) Teilchenfluss ohne ($\circ$) und mit Störung ($\bullet$). Doppelte Symbole bedeuten einwärtsgerichteten Transport. (b) Abhängigkeit des Anteils der intermittenten Ereigniss am Transport in Abhängigkeit der Intensität. #99099	75
5.44. Vergleich des Histogramms ohne ($\circ$) und mit ($\bullet$) DED	76

Literaturverzeichnis

- [ACA05] G. Y. Antar, G. Counsell und J. W. Ahn: *On the scaling of avaloids and turbulence with the average density approaching the density limit*. Physics of Plasmas, 12(8):082503, 2005.
- [ACY⁺03] G. Y. Antar, G. Counsell, Y. Yu *et al.*: *Universality of intermittent convective transport in the scrape-off layer of magnetically confined devices*. Physics of Plasmas, 10(2):419–428, 2003.
- [ADG⁺01] G. Y. Antar, P. Devynck, X. Garbet *et al.*: *Turbulence intermittency and burst properties in tokamak scrape-off layer*. Physics of Plasmas, 8(5):1612–1624, 2001.
- [AK01] G. Y. Antar und S. I. Krasheninnikov: *Experimental Evidence of Intermittent Convection in the Edge of Magnetic Confinement Devices*. Physical Review Letter, 2001.
- [AM02] B. M. Ayyub und R. H. McCuen: *Probability, statistics, and reliability for engineers and scientists*. Chapman and Hall/CRC, 2002.
- [Ayd05] A. Y. Aydemir: *Convective transport in the scrape-off layer of tokamaks*. Physics of Plasmas, 12(6):062503, 2005.
- [BBP⁺03] N. Bian, S. Benkadda, J. V. Paulsen *et al.*: *Blobs and front propagation in the scrape-off layer of magnetic confinement devices*. Physics of Plasmas, 10(3):671–676, 2003.
- [Bes93] R. Best: *Digitale Signalverarbeitung und -simulation: Grundlagen der digitalen Signalverarbeitung*. AT Verlag Aarau Schweiz, 1993.
- [BP00] J. S. Bendat und A. G. Piersol: *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. John Wiley and Sons, 2000.
- [BRM⁺01] J. A. Boedo, D. Rudakov, R. Moyer *et al.*: *Transport by intermittent convection in the boundary of the DIII-D tokamak*. Physics of Plasmas, 8(11):4826–4833, 2001.
- [BRM⁺03] J. A. Boedo, D. L. Rudakov, R. A. Moyer *et al.*: *Transport by intermittency in the boundary of the DIII-D tokamak*. Physics of Plasmas, 10(5):1670–1677, 2003.
- [Car05] B. A. Carreras: *Plasma edge cross-field transport: experiment and theory*. Journal of Nuclear Materials, 337-339:315–321, 2005.
- [DMK02] D. A. D’Ippolito, J. R. Myra und S. I. Krasheninnikov: *Cross-field blob transport in tokamak scrape-off-layer plasmas*. Physics of Plasmas, 9(1):222–233, 2002.
- [DMK⁺04] D. A. D’Ippolito, J. R. Myra, S. I. Krasheninnikov *et al.*: *Blob Transport in the Tokamak Scrape-off-Layer*. Contributions to Plasma Physics, 44(1-3):205–216, 2004.
- [FAJ⁺05] K. H. Finken, S.S. Abdullaev, M. Jakubowski *et al.*: *The structure of magnetic field in the TEXTOR-DED*. Schriften des forschungszentrums Jülich, Band 45, ISSN 1433-5522, ISBN 3-89336-418-8, 2005.
- [FBL⁺95] A. V. Filippas, R. D. Bengston, G. X. Li *et al.*: *Conditional analysis of floating potential fluctuations at the edge of the Texas Experimental Tokamak Upgrade (TEXT-U)*. Physics of Plasmas, 2(3):839–845, 1995.

- [FKP⁺02] Fahrmeier, Künstler, Pigeot *et al.*: *Statistik: Der Weg zur Datenanalyse*. Springer-Verlag, 2002.
- [Fri95] U. Frisch: *Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 1995.
- [G⁺05] J. P. Graves *et al.*: *Self-similar density turbulence in the TCV tokamak scrape-off layer*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47(3):L1–L9, 2005.
- [GHP⁺06] O. E. Garcia, J. Horacek, R. A. Pitts *et al.*: *Interchange turbulence in the TCV scrape-off layer*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 48(1):L1–L10, 2006.
- [GNN⁺05] O. E. Garcia, V. Naulin, A. H. Nielsen *et al.*: *Turbulence and intermittent transport at the boundary of magnetized plasmas*. Physics of Plasmas, 12(6):062309, 2005.
- [GTL⁺06] O. Grulke, J. L. Terry, B. LaBombard *et al.*: *Radially propagating fluctuation structures in the scrape-off layer of Alcator C-Mod*. Physics of Plasmas, 13(1):012306, 2006.
- [HBC⁺99] M. V. A. P. Heller, Z. A. Brasilio, I. L. Caldas *et al.*: *Scrape-off layer intermittency in the Castor tokamak*. Physics of Plasmas, 6(3):846–853, 1999.
- [HPG02] C. Hidalgo, M. A. Pedrosa und B. Gonçalves: *Fluctuations, sheared radial electric fields and transport interplay in fusion plasmas*. New Journal of Physics, 4:51, 2002.
- [HSS⁺05] A. Huber, U. Samm, B. Schweer *et al.*: *Results from a double Li-beam technique for measurement of both radial and poloidal components of electron density fluctuations using two thermal beams*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47(3):409–440, 2005.
- [Hub97] A. Huber: *Bestimmung von 2-dim. Elektronendichtefluktuationen im Plasmarand von TEXTOR-94 mit zwei thermischen Li-Atomstrahlen*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 1997.
- [Jaced] S. Jachmich. Dissertation, to be published.
- [Kau02] M. Kaufmann: *Plasmaphysik und Fusionforschung*. Teubner, 2002.
- [KBG⁺04] G. S. Kirnev, V. P. Budaev, S. A. Grashin *et al.*: *Intermittent transport in the plasma periphery of the T-10 tokamak*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 46(4):621–637, 2004.
- [KBG⁺05] G. S. Kirnev, V. P. Budaev, S. A. Grashin *et al.*: *Comparison of plasma turbulence in the low- and high-field Scrape-Off Layers in the T-10 tokamak*. Nuclear Fusion, 45(6):459–467, 2005.
- [KFDS⁺04] A. Krämer-Flecken, V. Dreval, S. Soldatov *et al.*: *Turbulence studies with means of reflectometry at TEXTOR*. Nuclear Fusion, 44(11):1143–1157, 2004.
- [KFKL⁺05] A. Krämer-Flecken, H. R. Koslowski, Y. Liang *et al.*: *Turbulence investigations during ergodic divertor operation with induced 2/1 tearing mode*. Czechoslovak Journal of Physics, 55(3):295 – 306, Mar 2005.
- [Kra01] S. I. Krasheninnikov: *On scrape off layer plasma transport*. Physics Letters A, 2001.
- [NCG⁺05] O. Neubauer, G. Czymek, B. Giesenothers *et al.*: *Design features of the tokamak TEXTOR*. Fusion Science and Technology, 47(2):76–86, Feb 2005.
- [PTV⁺02] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling *et al.*: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Press Syndicate of the University of Cambridge, 2002.

- [Sac02] L. Sachs: *Angewandte Statistik*. Springer-Verlag, 2002.
- [Sch06] O. Schmitz: *Experimentelle Untersuchung der Plasmastruktur und Charakterisierung des Transportverhaltens in der laminaren Zone einer stochastischen Plasmarandschicht*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [SHLB⁺00] E. Sanchez, C. Hidalgo, D. Lopez-Bruna *et al.*: *Statistical characterization of fluctuation wave forms in the boundary region of fusion and nonfusion plasmas*. *Physics of Plasmas*, 7(5):1408–1416, 2000.
- [Sta00] P. C. Stangeby: *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*. N. Dennis, Institute of Physics Publishing, 2000.
- [The97] G. Theimer: *Charakterisierung transportrelevanter turbulenter elektrostatischer Fluktuationen in der Abschälschicht des Tokamaks ASDEX mittels Darstellung als Superposition von raum-zeitlich lokalisierten Ereignissen*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Plasma-physik, 1997.
- [vMSC⁺05] B. Ph. van Milligen, R. Sanchez, B. A. Carreras *et al.*: *Additional evidence for the universality of the probability distribution of turbulent fluctuations and fluxes in the scrape-off layer region of fusion plasmas*. *Physics of Plasmas*, 12(5):052507, 2005.
- [WBdB⁺05] R. C. Wolf, W. Biel, M. F. M. de Bock *et al.*: *Effect of the dynamic ergodic divertor in the TEXTOR tokamak on MHD stability, plasma rotation and transport*. *Nuclear Fusion*, 45(12):1700–1707, 2005.
- [Wes04] J. Wesson: *Tokamaks*. Oxford: Clarendon Press, 2004.
- [XJW⁺05] Y. H. Xu, S. Jachmich, R. R. Weynants *et al.*: *On the properties of turbulence intermittency in the boundary of the TEXTOR tokamak*. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47(10):1841–1855, 2005.

Danksagung

Bei PD Dr. Frank Jenko vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik bedanke ich mich für die Übernahme des Referats dieser Diplomarbeit. Mit seiner Vorlesung über Plasmaphysik an der Universität Ulm und dem begleitenden Praktikum am IPP in Garching hat er mir die Fusionsforschung näher gebracht.

Für die intensive Betreuung vor Ort gilt mein besonderer Dank PD Dr. Bernhard Unterberg. Über den Flur hinweg ergaben sich viele Gelegenheiten zur fachlichen Diskussionen über Plasmaphysik, bei denen ich viel gelernt und die ich sehr genossen habe. Besonders sein fachlicher Überblick und die motivierenden Fragen haben mich weitergebracht. Es macht Spaß sich nicht nur mit den “einfachen Dingen” zu beschäftigen.

Special thanks go to Dr. Yuhong Xu with whom I had many discussions about statistics. My detailed knowledge about the fast probe I learned from him. For answering all my questions I like to say thank you.

Stefan Jachmich danke ich für die ausführliche Einführung in das Bedienen der Rake-Sonde und das Beantworten vieler sondenspezifischer Fragen.

Hilfreiche Unterstützung erhielt ich während meiner Diplomarbeit bei Oliver Schmitz, dem “wandelnden Linux- und MatLab-Lexikon“. Bei ihm möchte ich mich für die geduldige Beantwortung vieler physikalischer und technischer Fragen bedanken. Dr. Christian Busch danke ich für sein LaTeX-Wissen und seine gute Laune.

Den Doktoranden “aus dem oberen Flur“ danke ich für die nette Aufnahme und die Hilfsbereitschaft. Besonders bedanke ich mich bei Floria Irrek und Stefan Droste für die Unterstützung in letzter Minute.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich für ihre Unterstützung in allen Lebenslagen. Besonders für die gute und liebevolle Erziehung, ohne die ich es wohl kaum bis hierher geschafft hätte. Ein Dankeschön geht auch an meinen Bruder, der immer für mich da ist.

Abschließend danke ich Robert Maiwald. Er motiviert mich seit Studienbeginn die Dinge gelassener und mit mehr Humor zu nehmen. Für die aufmunternden Gespräche, die physikalischen Diskussionen und die erholsamen Zeiten danke ich ihm sehr.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4221
Juli 2006
ISSN 0944-2952