

Untersuchung turbulenter Strukturen am Rand magnetisierter Plasmen

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Bernhard Nold

aus Dachau

Hauptberichter:

Prof. Dr. U Stroth

Mitberichter:

Prof. Dr. G. Wunner

Tag der mündlichen Prüfung:

2. November 2012

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

2012

Abstract

Rising energy cost and progressing climate change will exacerbate existing and give birth to new conflicts. Energy savings and the development of new technologies can counteract the reasons for these conflicts. Beside renewable energy sources, nuclear fusion can help to meet this challenge. To build future fusion power plants smaller and more efficient, the magnetic confinement must be improved and the load on plasma facing components reduced. To this end, better understanding is required of turbulent transport processes in magnetized plasmas.

Within the frame of the present work, the properties and dynamics of turbulent density structures („blobs“) have been investigated, as well as their interaction with shear flows. Langmuir-probe measurements have been conducted in the tokamak ASDEX Upgrade and in the stellarator TJ-K, and compared with GEMR plasma turbulence simulations. It has been shown, that blobs are generated at the last closed flux surface (LCFS) of ASDEX Upgrade. They propagate perpendicular to the magnetic field lines in the radial and poloidal directions. The poloidal $E \times B$ -drift depends on the radial variation of the plasma potential. The latter is given by the electron temperature profile in front of the electrically conducting wall. Experimental results show, that this can lead to a shear layer inside the scrape-off layer (SOL) of a divertor tokamak due to inhomogeneous connection lengths to the wall. Blobs can hardly cross such a shear layer unchanged. This investigation shows how blobs can exchange particles and energy across a shear layer without changing their shapes and velocities substantially. However, the dynamics of the structures are different between both sides of the shear layer. Parallel drift-wave dynamics are dominant on the plasma core side, i.e. density and potential of the blobs are in phase. Outside of the shear layer, the interchange mechanism dominates due to shorter parallel connection lengths to the wall. The poloidal charge separation leads to a significant phase shift between the positive density perturbation and a positive monopole in the plasma potential. Contrary to the common expectation, the potential has no dipole-like structure. Floating potential measurements may indicate coherent maxima and minima, but the latter have been traced back to coherent electron temperature fluctuations.

Kurzfassung

Steigende Energiekosten und der fortschreitende Klimawandel werden bestehende Konflikte verschärfen und neue hervorrufen. Energiesparen und die Erschließung neuer Technologien können den Ursachen dieser Konflikte entgegen wirken. Neben den erneuerbaren Energiequellen kann auch die Kernfusion helfen diesen Herausforderungen zu begegnen. Um zukünftige Fusionskraftwerke kleiner und leistungsfähiger bauen zu können muss der magnetische Einschluss verbessert und die Belastung der Reaktorwände reduziert werden. Dazu ist ein besseres Verständnis turbulenter Transportprozesse in magnetisierten Plasmen nötig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Eigenschaften und die Dynamik turbulenter Dichtestrukturen („Blobs“), sowie deren Wechselwirkung mit Scherströmungen untersucht. Es wurden Langmuir-Sondenmessungen am Tokamak ASDEX Upgrade und im Stellarator TJ-K durchgeführt und mit GEMR-Simulationen der Plasmaturbulenz verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass Blobs in ASDEX Upgrade an der letzten geschlossenen Flussfläche entstehen. Sie propagieren senkrecht zum Magnetfeld in radialer und poloidaler Richtung. Die poloidale $E \times B$ -Drift hängt vom radialen Verlauf des Plasmopotentials ab. Dieses wird wiederum durch die Elektronentemperatur vor der elektrisch leitenden Wand bestimmt. In der komplexen Abschältschicht (SOL) eines Divertortokamaks kann dies aufgrund inhomogener Verbindungslängen zur Wand eine Scherströmung hervorrufen, wie die experimentellen Ergebnisse zeigen. Blobs können eine solche Scherströmung kaum unverändert durchqueren. Die Untersuchung zeigt, wie Blobs durch eine Scherströmung hindurch Teilchen und Energie austauschen können, ohne dabei ihre Form und Geschwindigkeit wesentlich zu verändern. Die Dynamik der Strukturen ist jedoch unterschiedlich zwischen den beiden Seiten der Scherströmung. Auf der dem Plasmazentrum zugewandten Seite dominiert die parallele Driftwellendynamik, d.h. Dichte und Potential der Blobs sind etwa in Phase. Außerhalb der Scherströmung wird die Dynamik aufgrund der kürzeren Verbindungslängen vom Austauschmechanismus dominiert. Die damit verbundene Ladungstrennung führt zu einer deutlichen Phasenverschiebung zwischen der positiven Dichtestörung und einem positiven Monopol im Potential. Entgegen der Erwartung zeigt sich im Potential keine dipolartige Struktur. Floatingpotentialmessungen deuten zwar auf kohärente Maxima und Minima hin, letztere konnten hier jedoch auf den Einfluss kohärenter Elektronentemperaturfluktuationen zurückgeführt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Plasma-Wand-Wechselwirkung	11
2.1	Grundlagen	11
2.2	Langmuir-Sonden	12
2.3	Magnetischer Einschluss	16
2.4	Einfache Abschältschicht	18
2.5	Komplexe Abschältschicht	20
3	Turbulenter Transport	23
3.1	Potentialfluktuationen	23
3.2	Driftwellendynamik	25
3.3	Austauschinstabilitäten	27
3.4	Kohärente Strukturen	29
3.5	Scherströmungen	31
4	Experimente und Simulation	33
4.1	Tokamak ASDEX Upgrade	33
4.2	Gyro-fluid Simulation GEMR	36
4.3	Stellarator TJ-K	38
5	Statistische Datenanalyse	41
5.1	Verteilungsfunktion	41
5.2	Korrelationsanalyse	42
5.3	Konditionelles Mittel	44
5.4	Konditionelles Kennlinien-Sampling	45
6	Plasmarandschicht	49
6.1	Gleichgewichtsprofile	49
6.2	Turbulente Fluktuationen	51
6.3	Diskussion und Zusammenfassung	53

7	Scherströmungen	55
7.1	Scherströmung in ASDEX Upgrade	55
7.1.1	Radiale elektrische Felder	55
7.1.2	Richtungsumsprung	58
7.1.3	Einfluss auf Fluktuationen	60
7.2	Scherströmung in TJ-K	62
7.2.1	Richtungsumsprung	62
7.2.2	2D-Dynamik	65
7.3	Scherströmung in GEMR	67
7.3.1	Richtungsumsprung	67
7.3.2	Einfluss auf Fluktuationen	68
7.3.3	2D-Dynamik	70
7.4	Diskussion und Zusammenfassung	73
7.5	Ausblick	74
8	Temperaturfluktuationen	77
8.1	Simulation	77
8.2	Emissive Sonde	79
8.3	Konditionell gesampelte Kennlinien	81
8.4	Diskussion und Zusammenfassung	82
9	Dynamik intermittenter Strukturen	85
9.1	2D-Dynamik in GEMR	85
9.2	Vergleich der Sondensignale	89
9.3	Kreuzphasen in GEMR	93
9.4	Diskussion und Zusammenfassung	96
10	Zusammenfassung	99
	Literaturverzeichnis	102

Kapitel 1

Einleitung

Die Menschheit steht zu Beginn des 21. Jahrhunderts vor zwei Herausforderungen: dem kurz- bis mittelfristigen Ende der Erdölreserven, sowie dem mittel- und langfristigen Klimawandel. Um den global steigenden Energiebedarf [1] zu decken, stehen fossile Energieträger, Biomasse, Kernkraft und erneuerbare Energieträger zur Verfügung. Die exzessive Nutzung der fossilen Energieträger hat dramatische Auswirkungen auf Umwelt, Klima und Gesellschaft. Allein die Kosten für Reinigungsarbeiten und Entschädigungen nach Explosion der Bohrplattform „Deepwater Horizon“ im April 2010 belaufen sich auf bisher 8 Mrd. Euro. Der Streitwert des Schadenersatzprozesses liegt bei weiteren 30 Mrd. Euro [2] und selbst ohne solche Unfälle müssen die Folgen des Klimawandels bewältigt werden. Biomasse kann unter Umständen klimaneutral genutzt werden. Das Potenzial ist allerdings begrenzt und hat darüber hinaus wesentlich zum Anstieg der Nahrungsmittelpreise beigetragen [3, 4], was in den Jahren 2007/2008 in 39 Ländern zu Hungerrevolten geführt hat [5]. Die heute kommerziell verfügbare Kerntechnik wäre aufgrund der weltweiten Reserven noch knapp 100 Jahre nutzbar. Sie erfordert allerdings eine unüberschaubare Endlagerung, birgt Sicherheitsrisiken und die Gefahr der Verbreitung von Kernwaffen. Darüber hinaus sinkt die gesellschaftliche Akzeptanz der Kernspaltung. Ob künftige Reaktoren diese Nachteile wirtschaftlich aufwiegen können, bleibt abzuwarten. Die erneuerbaren Energien Wind, Sonne, Wasser und Geothermie erleben besonders in Deutschland aufgrund günstiger politischer Rahmenbedingungen einen unerwarteten Aufschwung. In Kombination mit saisonalen Energiespeichern bieten diese Technologien langfristig die sauberste und sicherste Form der Energiebereitstellung. Es sind allerdings weltweit große Anstrengungen nötig, um ihren Ausbau weiter voranzutreiben und um die ehrgeizigen Ziele der Effizienzsteigerung sozialverträglich umzusetzen. Trotz viel versprechender Energieszenarien [6], sind konkrete Prognosen mit großen Unsicherheiten bezüglich Markteinführung, Preis- und Technologieentwicklung verbunden. Heute ist noch nicht absehbar, ob und wann unser Energiebedarf komplett durch erneuerbare Energien gedeckt werden kann. Alternativ kann Energie, wie auf der Sonne, aus der Fusion von Wasserstoffisotopen gewonnen werden. Dieser Prozess bietet viele Vorteile im Vergleich zu anderen Energiequel-

len auf der Erde: (i) Eine Tages- und Jahreszeiten unabhängige Verfügbarkeit. (ii) Brennstoffe, die weltweit verteilt und für Jahrtausende ausreichend vorhanden sind. (iii) Keine klimaschädlichen oder radioaktiven Reaktionsprodukte. (iv) Keine Gefahr unkontrollierter Kettenreaktionen, da der Brennstoff bei Kontakt mit der Wand oder Luft sofort abkühlt. Es gibt allerdings auch Nachteile: (i) Bei einem Störfall könnte radioaktives Tritiumgas, mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren, entweichen. (ii) Das Inventar der Brennkammer wird durch Neutronenflüsse aktiviert und muss nach Abschaltung des Reaktors für etwa 100 Jahre eingelagert werden. (iii) Nach heutigem Stand der Technik eignen sich Fusionskraftwerke in erster Linie für Ballungsgebiete und große Industriestandorte. Die Kernfusion wird damit nicht alle Energieprobleme lösen können, schafft aber eine wichtige Wahlmöglichkeit, die in Zukunft zum Erhalt von Stabilität und zur Begrenzung des Klimawandels beitragen kann.

In einem Kernfusionskraftwerk sollen Deuterium- und Tritiumkerne zu Helium verschmelzen. Dazu sind Temperaturen von über 10 Mio. Kelvin nötig, bei denen die Gase vollständig ionisiert sind. Sobald freien Elektronen und Ionen auf eine Wand treffen, so verlieren sie ihre Energie und rekombinieren zu neutralen Atomen und Molekülen. Das Plasma in der Reaktionskammer muss deshalb von den Wänden fern gehalten werden. In den letzten Jahrzehnten ist es gelungen Plasmen bei hohen Temperaturen und Drücken in toroidalen Magnetfeldern stabil einzuschließen und eine Fusionsleistung von 16 MW zu erzeugen [7]. Aufgrund der unzureichenden Isolation wurde bei diesem Experiment allerdings noch eine höhere Heizleistung benötigt. Gründe für die hohen Teilchen- und Energieverluste sind im Wesentlichen turbulente Transportprozesse, die zum Verlust von Teilchen und Energie aus dem magnetischen Käfig führen. Ein besseres Verständnis der zugrunde liegenden Mechanismen ist nötig, um die Energieeinschlusszeiten künftiger Anlagen vorhersagen und erhöhen zu können. Die Turbulenz am Rand magnetisch eingeschlossener Plasmen wird daher intensiv erforscht. Von besonderem Interesse sind Scherströmungen, da sie für die Reduktion von turbulentem Transport verantwortlich gemacht werden. In dieser Arbeit werden im Wesentlichen drei Fragen beantwortet, die am Ende einer vorhergehenden Arbeit aufgeworfen wurden [8]:

1. Wo entstehen die turbulenten Plasmastrukturen, welche vor der Gefäßwand beobachtet werden?
2. Wie können kohärente Strukturen die starke Scherströmung am Rand überwinden und warum wird diese nicht am Ende des Einschlussbereichs, sondern in der Abschältschicht beobachtet?
3. Welche Mechanismen und Plasmainstabilitäten bestimmen die Dynamik der kohärenten Strukturen?

Eine zuverlässige Beantwortung der letzten Frage wurde erst durch eine detaillierte Untersuchung der Langmuir-Sondendiagnostik im Bezug auf elektrotechnische und plasmaphysikalische Störeinflüsse möglich.

Es wurden experimentelle Messungen am Tokamak ASDEX Upgrade und dem Stellarator TJ-K durchgeführt und mit GEMR Gyrofluid-Simulationen verglichen. In der Simulation konnten die wesentlichen experimentellen Ergebnisse reproduziert und erklärt werden.

Nach der allgemeinen Hinführung zum Thema in diesem Kapitel folgen nun zwei weitere, in denen für diese Arbeit wichtige plasmaphysikalische Zusammenhänge erklärt werden. In Kap. 2 wird auf die Grundlagen der Plasma-Wand-Wechselwirkung eingegangen. Kapitel 3 beschreibt die wesentlichen Instabilitäten am Plasmarand, kohärente Transportereignisse und deren Interaktion mit Scherströmungen. Es folgt dann eine Vorstellung der Experimente ASDEX Upgrade und TJ-K, sowie der GEMR-Simulation in Kap. 4. Kapitel 5 beschreibt die zur Datenanalyse verwendeten Methoden. Auswertung und Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente und Simulationen sind in den vier darauf folgenden Kapiteln zu finden. In Kap. 6 werden die Gleichgewichtsprofile und turbulenten Fluktuationen in der Plasmarandschicht charakterisiert. Dabei wird die erste Frage durch Rückschlüsse auf das Vorkommen und die Entstehung turbulenter Strukturen beantwortet. Kapitel 7 beantwortet die Frage nach den Ursachen poloidaler Scherströmungen, deren Natur und Einfluss auf turbulente Strukturen. In Kap. 8 wird der Zusammenhang von Dichte-, Temperatur- und Potentialfluktuationen untersucht und im Hinblick auf Turbulenzstudien bewertet. Kapitel 9 diskutiert die Dynamik intermittenter Strukturen in der Simulation und vergleicht diese mit experimentellen Ergebnissen. Dabei werden die dominanten Prozesse identifiziert und mögliche Fehlerquellen durch die Vernachlässigung von Temperaturfluktuationen deutlich. Abgeschlossen wird die Arbeit durch eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse in Kap. 10.

Kapitel 2

Plasma-Wand-Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zwischen Plasma und Festkörpern spielt eine entscheidende Rolle am Rand magnetisch eingeschlossener Plasmen. Darüber hinaus ist sie zum Verständnis von Diagnostiken wichtig. Dieses Kapitel gibt zunächst eine kurze Einführung in die grundlegenden Phänomene (Abschn. 2.1) und das Messprinzip von Langmuir-Sonden (Abschn. 2.2). Im Anschluss wird das Prinzip des magnetischen Plasmaeinschlusses vorgestellt (Abschn. 2.3). In Abschnitt 2.4 und 2.5 werden zwei Modelle für die Abschältschicht („scrape-off layer“, SOL) vorgestellt.

2.1 Grundlagen

Treffen die geladenen Teilchen aus einem Plasma auf die Oberfläche eines Festkörpers, so werden sie dort im wesentlichen adsorbiert und rekombinieren zu neutralen Atomen und Molekülen. Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen in eine bestimmte Richtung ist gegeben durch

$$\langle v_{z,e} \rangle = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}. \quad (2.1)$$

Sie ist aufgrund der geringen Elektronenmasse (m_e) praktisch immer größer als die Geschwindigkeit der Ionen mit Masse (m_i). Hinzu kommt, dass die Elektronentemperatur (T_e) meist größer oder in etwa gleich der Iontemperatur (T_i) ist. Anfangs verliert das Plasma deshalb mehr Elektronen als Ionen an den Festkörper und lädt sich, im Vergleich zum Festkörper, positiv auf. Nachfolgende Elektronen werden von der Wand abgestoßen und positiv geladene Ionen werden angezogen. Im Plasma vor der Oberfläche des Festkörpers stellt sich der in Abbildung 2.1 dargestellte Potentialverlauf ein [9]. Das elektrische Feld an der Oberfläche des Festkörpers wird von der sogenannten „Debye-Schicht“ typischerweise in einigen $10 \mu\text{m}$ fast vollständig abgeschirmt. Die Breite der Debye-Schicht wird durch das Bohm-Kriterium definiert. Es besagt, dass sich an der Schichtgrenze alle Ionen mit Geschwindigkeiten oberhalb

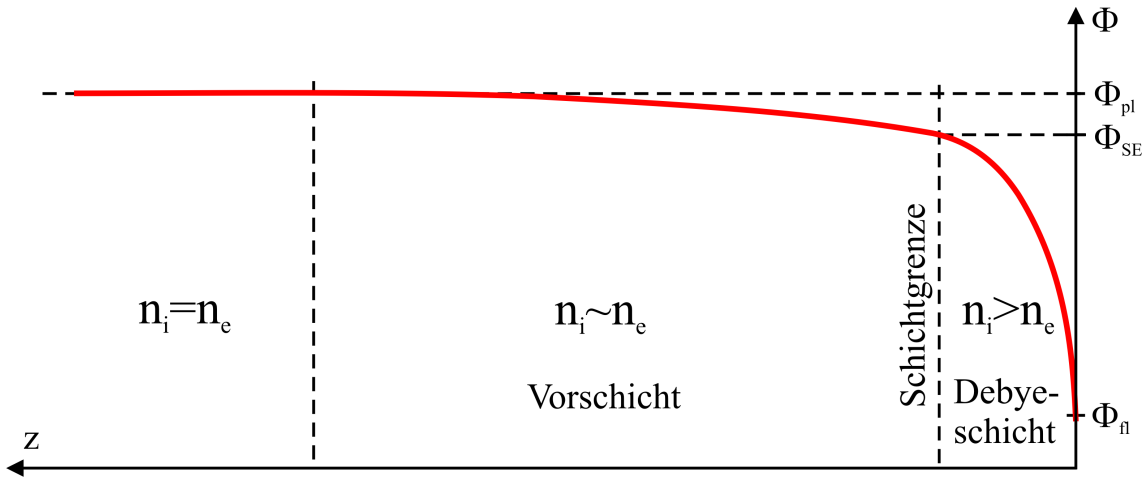


Abbildung 2.1: Potentialverlauf im Plasma vor einer Wand.

der Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_i T_e + \gamma_i T_i}{m_i}} \quad (2.2)$$

auf die Sonde zu bewegen. γ_e und γ_i sind darin die Adiabatenkoeffizienten von Elektronen und Ionen, die Werte zwischen 1 (isotherm) und 3 (adiabatisch) annehmen können. In der Debye-Schicht übersteigt die Ionendichte (n_i) die Elektronendichte (n_e), d. h. die Quasineutralität des Plasmas ist verletzt. Außerhalb der Debye-Schicht bildet sich eine „Vorschicht“, in der die Quasineutralität noch weitgehend erfüllt ist. Die Dichte (n) und das Potential (Φ) des Plasmas nehmen in der Vorschicht allerdings bereits merklich ab und erreichen an der Schichtgrenze Werte von

$$n_{se} \approx 0,6 n_0 \quad (2.3)$$

bzw.

$$\Phi_{se} \approx \Phi_{pl} - 0,6 T_e \quad \text{für} \quad T_i \geq T_e \quad (2.4)$$

im Bezug auf die ungestörte Elektronendichte (n_0) und das ungestörte Plasmapotential (Φ_{pl}) in großen Abständen zur Wand [10]. Die Teilchenflüsse der beiden Spezies werden im Zusammenhang mit Langmuir-Sonden im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.2 Langmuir-Sonden

Irving Langmuir benutzte in den 1930er Jahren als erster Sonden um Rückschlüsse auf Dichte, Potential und Temperatur eines Plasmas zu ziehen. Mittlerweile sind

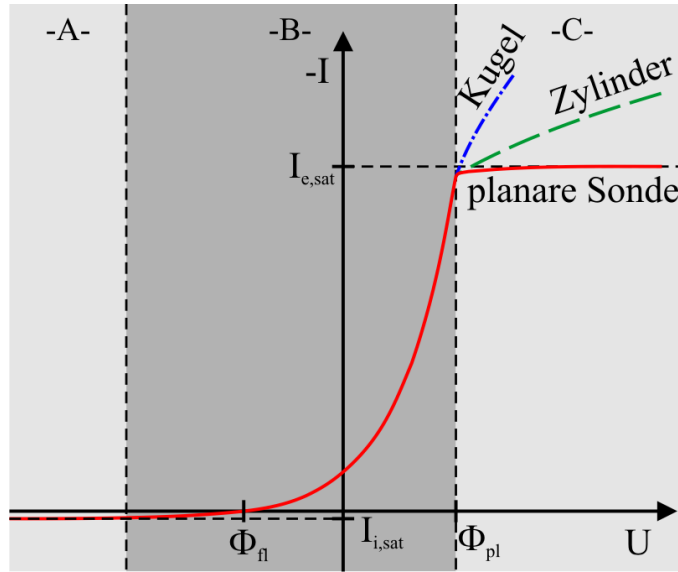


Abbildung 2.2: Schematischer Verlauf einer Langmuir-Sonden-Kennlinie: Ionsättigungs- (A), Elektronenanlauf- (B) und Elektronensättigungsbereich (C).

Langmuir-Sonden in der Plasmadiagnostik weit verbreitet. Sie bestehen typischerweise aus einem elektrischen Leiter, der bis auf eine Spitze isoliert ist. Den Rückkontakt bildet meist das Plasmagefäß, dessen Kontaktfläche mit dem Plasma um ein vielfaches größer ist als die der Sonde. Der elektrische Widerstand der Debye-Schicht zwischen Sonde und Plasma ist aufgrund der kleineren Fläche wesentlich größer, als der Widerstand zwischen Gefäß und Plasma. Von außen angelegte Spannungen fallen daher fast vollständig an der Sonde ab. Die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Gefäß wird von Strömen über die Sonde praktisch nicht beeinflusst.

Abbildung 2.2 zeigt den schematischen Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie einer Langmuir-Sonde im Plasma. Im Bereich A stößt die Sonde bei deutlich negativer Vorspannung alle Elektronen aus dem Plasma ab. Die positiv geladenen Ionen bewegen sich an der Schichtgrenze in etwa mit Schallgeschwindigkeit auf die Sonde zu. Die Sonde misst den von der Vorspannung unabhängigen Ionsättigungsstrom

$$I_{i,sat} = q_i n_{i,se} A_i (1 + \gamma_{i,see}) c_s. \quad (2.5)$$

Dabei ist $q_i = Ze$ die elektrische Ladung der Ionen und $n_{i,se} = n_{e,se}/Z$ die Iondichte an der Schichtgrenze. A_i steht für die Oberfläche der Schichtgrenze um die Sondenspitze, wobei in starken Magnetfeldern die doppelte Fläche der Projektion parallel zum Magnetfeld eingesetzt wird [11]. $\gamma_{i,see}$ ist der Koeffizient für die durch Ionenbeschuss hervorgerufene Sekundärelektronenemission der Sonde.

Der Bereich B in Abb. 2.2 markiert den Elektronenanlaufbereich. Mit steigender Vorspannung (U) der Sonde erreichen immer mehr Elektronen die Sonde und kompensieren so den Ionenstrom. Folgt die Geschwindigkeit der Elektronen einer

Normalverteilung, so ergibt sich ein exponentieller Anstieg des Stroms gemäß

$$I = I_{i,\text{sat}} \left[1 - \exp \left(-\frac{e(\Phi_{\text{fl}} - U)}{T_e} \right) \right]. \quad (2.6)$$

Die Elektronentemperatur lässt sich durch Fitten dieser Formel an gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmen. Fließt kein Strom, so liegt die Sonde auf dem weiter unten beschriebenen Floatingpotential (Φ_{fl}).

Im Bereich C von Abb. 2.2 werden bei deutlich positiver Vorspannung alle Ionen abgestoßen und die Elektronen von der Sonde angezogen. Die Sonde misst in diesem Fall den Elektronensättigungsstrom

$$I_{e,\text{sat}} = -en_0 A_e (1 - \gamma_{e,\text{see}}) \langle v_{z,e} \rangle. \quad (2.7)$$

Die Elektronen im ungestörten Plasmas erreichen die Sonde mit ihrer mittleren Geschwindigkeit in diese Richtung (Gl. 2.1). Folglich wird hier die ungestörte Elektronendichte (n_0) und eine effektive Sondenoberfläche für die Elektronen (A_e) zugrunde gelegt. Die effektive Sondenoberfläche für Elektronen und Ionen kann sich darüber hinaus z. B. in einem Magnetfeld unterscheiden. Erstere sättigt nur für unendlich große planare Sonden. Für reale Sonden wächst A_e und damit der Elektronensättigungsstrom mit steigender Vorspannung immer weiter an (vgl. Abb. 2.2). Strenggenommen gilt dies auch für A_i , beim Ionensättigungsstrom ist der Effekt aber wesentlich schwächer ausgeprägt.

Wenn sich Ionen- und Elektronenstrom gegenseitig aufheben ($I_i + I_e = 0$) hat die Sonde das Floatingpotential Φ_{fl} erreicht. Zur Berechnung dessen kann man $I_i = I_{i,\text{sat}}$ setzen, da für $U < \Phi_{\text{pl}}$ alle Ionen an der Schichtgrenze die Sonde erreichen. Der Elektronenstrom

$$I_e(U) = I_{e,\text{sat}} \exp \left(-\frac{e(\Phi_{\text{pl}} - U)}{T_e} \right) \quad (2.8)$$

ist hingegen abhängig von der Potentialdifferenz zwischen Plasma und Sonde ($\Phi_{\text{pl}} - U$). Insgesamt ergibt sich daraus das Floatingpotential

$$\Phi_{\text{fl}} = \Phi_{\text{pl}} - \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{(1 - \gamma_{e,\text{see}}) A_e n_0}{(1 + \gamma_{i,\text{see}}) A_i n_{se}} \sqrt{\frac{m_i T_e}{2\pi m_e (\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}} \right) \quad (2.9)$$

einer Langmuirsonde im Plasma. In einem Deuteriumplasma mit $T_e \approx T_i$, ohne Sekundärelektronenemission an der Oberfläche ($\gamma_{e,\text{see}} = \gamma_{i,\text{see}} = 0$) und bei gleichen effektiven Sondenoberflächen für Ionen und Elektronen ($A_i \approx A_e$) ergibt sich also

$$\Phi_{\text{fl}} \approx \Phi_{\text{pl}} - 3,4 \frac{T_e}{e}. \quad (2.10)$$

Zur Herleitung dieses Faktors wurde das Plasma analog zu Ref. [12] als isotherme Flüssigkeit ($\gamma_i = \gamma_e = 1$) betrachtet. Eine adiabatische Betrachtung, sowie kinetische Modelle, führen zu ähnlichen Ergebnissen [13]. In der Praxis sind die beiden

Temperaturen, effektiven Sondenoberflächen und Sekundärelektronenemissionen oft nicht genau bekannt [11, 14, 15], so dass die geringen Unterschiede der Modelle nicht weiter ins Gewicht fallen. Experimentell kann nur das Floatingpotential mit Sonden direkt gemessen werden. Elektronentemperatur und Plasmapotential können prinzipiell aus Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmt werden. Praktisch ist dies allerdings meist nur für T_e möglich, da der Elektronenstrom erst bei hohen Strömen und teilweise nur sehr langsam in Sättigung geht. Außerdem ist die Messung von Sondenkennlinien mit hoher zeitlicher Auflösung relativ aufwendig [16]. Folglich ist das Plasmapotential experimentell nur schwer zugänglich, spielt aber eine wichtige Rolle, z. B. für die Plasmadynamik senkrecht zu magnetischen Feldern. Bei der Untersuchung von turbulenten Potentialfluktuationen ($\tilde{\Phi}$) wird der Einfluss von Temperaturfluktuationen (\tilde{T}_e) deshalb häufig vernachlässigt und $\tilde{\Phi}_f \approx \tilde{\Phi}_{pl}$ angenommen. In Kap. 8 wird sich jedoch zeigen, dass diese Annahme zu falschen Rückschlüssen führen kann. Die Temperaturabhängigkeit der Potentialmessung in Gl. 2.10 lässt sich aber auch künstlich reduzieren. Dazu wird die Sondenspitze stark erhitzt. Nach der Richardson-Gleichung steigt der Elektronenemissionsstrom der Sonde

$$I_{em} = AT^2 \exp\left(-\frac{W_e}{k_B T}\right) \quad (2.11)$$

mit steigender Sondentemperatur T stark an. Dabei steht A für die Richardson-Konstante, k_B für die Boltzmann-Konstante und W_e für die materialabhängige Auslösearbeit von Elektronen. Bei niederen Temperaturen werden nur wenige Elektronen von einer floatenden Sonde emittiert. Diese Elektronen werden im elektrischen Feld der Schicht von der Oberfläche weg ins Plasma beschleunigt, ohne das Schichtpotential merklich zu beeinflussen. Bei starker Emission bildet sich um die Sonde eine Elektronenwolke und das elektrische Feld an der Oberfläche wird aufgehoben. Werden noch mehr Elektronen emittiert, so bildet sich vor der Sonde ein negatives Potential heraus, das einen Teil der überschüssigen Elektronen wieder auf die Oberfläche zurück reflektiert [17]. Abgeschirmt durch diese virtuelle Kathode liegt die Sonde dann konstant auf dem Potential der Schichtgrenze (Φ_{se}) aus Gl. 2.4. Der Übergang von einer kalten Sonde nach Gl. 2.9 zu einer heißen Sonde nach Gl. 2.4 geschieht aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des Emissionsstromes sehr schnell und ein dauerhafter Betrieb der Sonde im Übergangsbereich ist praktisch kaum möglich. Kombiniert man Potentialmessungen von einer kalten und einer heißen Sonde, so lassen sich Elektronentemperatur und Plasmapotential auch ohne Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmen [18]. Werden beide Größen außerdem gleichzeitig in enger Nachbarschaft gemessen, so ermöglicht dies zeitlich hoch aufgelöste Fluktuationsmessungen.

Alternativ zur Glühsonde kann die Temperaturabhängigkeit von Potentialmessungen auch durch eine gezielte Veränderung der effektiven Sondenoberflächen reduziert werden. In magnetisierten Plasma kann dies durch eine in die Isolierung zurückgezogene Langmuir-Sonde erreicht werden. Die räumliche und zeitliche Auflösung solcher Ball-Pen-Sonden sind allerdings geringer als bei gewöhnlichen Sonden,

was ihre Einsatzmöglichkeiten bei Turbulenzuntersuchungen begrenzt [19].

Grundsätzlich sind Sonden für Frequenzen unterhalb der Ionenplasmafrequenz ($\omega_{pi} = \sqrt{q^2 n / m_i \epsilon_0}$) mit dem Plasma im Gleichgewicht [11]. Praktisch wird die Zeitauflösung von Langmuir-Sonden allerdings nicht durch diese theoretische Grenze bei vielen MHz begrenzt, sondern durch die Messelektronik. Die Kapazität der Kabel bildet mit dem Messwiderstand einen Tiefpass, der je nach Messaufbau an den unteren MHz-Bereich heranreichen kann. Dieser Umstand ist besonders bei hochohmig abgeschlossenen Potentialmessungen problematisch, da hier die Tiefpasscharakteristik der Zuleitungen mit von der Plasmainpedanz an der Sondenspitze abhängt [19]. Darüber hinaus muss besonders bei Fluktuationsmessungen mit Sonden immer auf eine gute Abschirmung und robuste Anti-Aliasing-Filter geachtet werden [19]. Weitere Details zu Theorie, Möglichkeiten und Grenzen von Langmuir-Sonden finden sich u.a. in den Refn. [11, 19, 20, 21].

2.3 Magnetischer Einschluss

In Fusionsexperimenten versucht man den Kontakt zwischen Plasma und Wand zu minimieren. Ladungsträger- und Energieverluste an der Wand wirken dem Ziel hoher Drücke und Temperaturen im Plasma entgegen. Das Plasma wird deshalb im Inneren eines Vakuumpfäßes durch ein Magnetfeld in der Schwebe gehalten. Der Energieaustausch durch Stöße mit Neutralgasteilchen und Wänden wird so minimal. Bewegen sich die geladenen Teilchen senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld, so werden sie durch die Lorentzkraft abgelenkt und auf eine Kreisbahn gezwungen. Die Umlauf- oder Larmorfrequenz der Teilchen ($\omega = qB/m$) hängt dabei nur von deren Masse (m), Ladung (q) und der Magnetfeldstärke (B) ab. Der Bahn- oder Larmorradius

$$\rho_L = mv_{\perp} / |q| B \quad (2.12)$$

wird zusätzlich durch die kinetische Energie der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld (v_{\perp}) bestimmt. Am Rand von Fusionsplasmen liegt ρ_L typischerweise für Ionen im Millimeter- und für Elektronen im Mikrometerbereich. Die Teilchen sind damit an die Magnetfeldlinien gebunden. In paralleler Richtung können sie sich allerdings frei bewegen. Selbst mit an den Enden zunehmender Magnetfeldstärke, sogenannten magnetischen Spiegeln, lassen sich die parallelen Verluste energiereicher Teilchen nicht hinreichend reduzieren. Nur kreisförmig „geschlossene“ Feldlinien, die niemals auf eine Wand treffen, verhindern die Verluste an den Enden einer linearen Anordnung. In einem solchen Torus nimmt die Magnetfeldstärke über den Radius (R) von Innen nach Außen mit $1/R$ ab. Die räumliche Variation des Magnetfeldes bedingt einen ortsabhängigen Larmorradius und führt damit zur Gradientendrift der Teilchen

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = -W_{\perp} \frac{\nabla_{\perp} B \times \mathbf{B}}{qB^3} \quad (2.13)$$

senkrecht zum Magnetfeld. Sie hängt von der kinetischen Energie der Teilchen (W_{\perp}) und dem Magnetfeldgradienten ($\nabla_{\perp} B$) senkrecht zum Magnetfeld ab. Aufgrund der toroidalen Bewegung der Teilchen entlang der Feldlinien wirkt außerdem in radialer Richtung die Fliehkraft. Die Fliehkraft führt zu einem richtungsabhängigen Larmorradius und damit zur Krümmungsdrift der Teilchen

$$\mathbf{v}_K = 2W_{\parallel} \frac{\mathbf{R}_K \times \mathbf{B}}{qR_K^2 B^2} \quad (2.14)$$

senkrecht zum Magnetfeld. W_{\parallel} bezeichnet die kinetische Energie der Teilchen parallel zum Magnetfeld. R_K ist der Krümmungsvektor der Feldlinien. In einem einfach magnetisierten Torus mit rein toroidalem Magnetfeld würden diese Driften zu einer Ladungstrennung zwischen Ober- und Unterseite des Torus führen. Das sich aufbauende vertikale elektrische Feld (E) hätte wiederum einen richtungsabhängigen Larmorradius zur Folge. Die daraus resultierende $E \times B$ -Drift

$$\mathbf{v}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.15)$$

würde alle Teilchen, unabhängig von ihrer Ladung, im Bruchteil einer Millisekunde aus dem Plasmazentrum heraus an die äußere Wand bewegen. Um dies zu verhindern wird dem toroidalen ein poloidales Magnetfeld überlagert. Die Feldlinien laufen dann helikal um den Torus und verbinden Ober- und Unterseite des Plasmas. Parallele Ausgleichströme entlang der Feldlinien, die sogenannten „Pfirsch-Schlüter-Ströme“, können so das vertikale elektrische Feld abbauen und das Plasma ist stabil eingeschlossen.

Technisch gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, um helikal verschraubte Magnetfelder in einem Torus zu erzeugen. Beim Tokamak (Abb. 2.3, links) wird im Plasma ein toroidaler Strom induziert. Solche Anlagen ermöglichen einen guten Plasmaeinschluss und sind heute am weitesten entwickelt. Die dauerhafte Aufrechterhaltung des Plasmastroms für einen kontinuierlichen Betrieb stellt allerdings noch eine Herausforderung dar. In weltweiter Zusammenarbeit wird momentan der Tokamak ITER im südfranzösischen Cadarache gebaut. Die meisten Experimente der vorliegenden Arbeit wurden am Tokamak ASDEX Upgrade durchgeführt, der in Kap. 4 genauer beschrieben wird.

Abbildung 2.3 zeigt rechts einen Stellarator. Bei dieser Bauform wird sowohl das toroidale, als auch das poloidale Magnetfeld durch externe Spulen erzeugt. Stellaratoren können deshalb kontinuierlich betrieben werden. Die 3D geformten Magnetfeldspulen müssen allerdings sehr genau gefertigt werden, da bereits kleine Abweichungen zu Störfeldern und damit verbundenen Teilchen- und Energieverlusten führen können. Das Stellarator-Experiment Wendelstein 7-AS hat allerdings gezeigt, dass diese Anforderungen erfüllt und auch mit dieser Bauform ein guter Plasmaeinschluss erzielt werden kann. Damit wurden hohe Erwartungen an das fast fertiggestellte Nachfolgeexperiment W7-X geweckt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Messungen am Stellarator TJ-K in Stuttgart durchgeführt, der ebenfalls in Kap. 4 näher beschrieben wird.

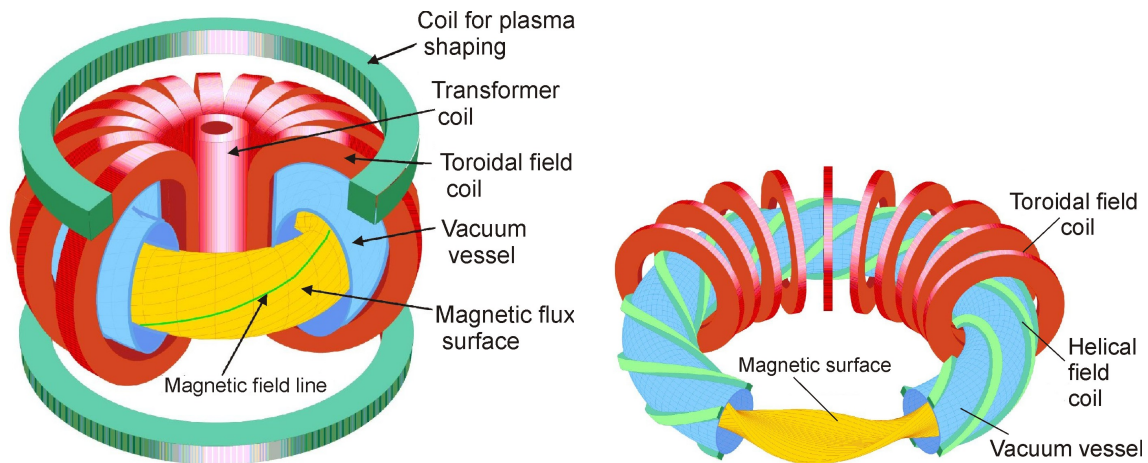


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines Tokamak- (links) und Stellaratorexperiments (rechts) [22].

2.4 Einfache Abschältschicht

Das Prinzip des magnetischen Einschlusses wurde im letzten Abschnitt eingeführt. Abbildung 2.4 zeigt einen poloidalen Schnitt durch den Torus eines Tokamaks. Die Magnetfeldlinien laufen helikal aus der Ebene heraus auf den Betrachter zu. Projiziert man einzelne Feldlinien auf die Schnittebene, so ergeben sich die dargestellten Linien. Die geschlossene Linie im Einschlussbereich umschließt im 3D Torus eine Fläche mit konstantem poloidalem und toroidalem magnetischem Fluss. Sie wird daher als Flussfläche bezeichnet. Rot gestrichelt ist die letzte geschlossene Flussfläche („last closed flux surface“, LCFS) dargestellt. Unter dem Plasma fließt ein toroidaler Strom entgegen der Stromrichtung im Plasma und erzeugt so den X-Punkt, der das eingeschlossene Plasma im Hauptraum vom darunter liegenden Divertor trennt. Die LCFS bildet die Grenze zwischen dem Einschlussbereich und der Abschältschicht („scrape-off layer“, SOL). Die Feldlinien in der SOL sind „offen“, d. h. sie treffen entweder auf die Prallplatten im Divertor oder auf Limiter im Hauptraum des Tokamaks.

Das Plasma ist in seiner Bewegungsfreiheit parallel zum Magnetfeld nicht eingeschränkt. Ladungsträger in der SOL treffen deshalb früher oder später auf eine Wand. Auf dieser rekombinieren sie und diffundieren dann als Neutralteilchen zurück ins Plasma, wo sie durch Stöße erneut ionisiert werden. Die Wand wirkt als Senke für Teilchen und Energie. Gleichzeitig stellt sie eine Quelle von Neutralteilchen und Verunreinigungen aus dem Wandmaterial dar. Geladene Teilchen, die senkrecht zum Magnetfeld aus dem eingeschlossenen Plasma in die SOL gelangen, passieren den X-Punkt parallel zum Magnetfeld und treffen dann auf die Prallplatten im Divertor („Target“). Teilchen die radial noch weiter in die SOL vordringen können den Divertor nicht mehr erreichen, da die entsprechenden Feldlinien bereits im Hauptraum auf einen Limiter treffen.

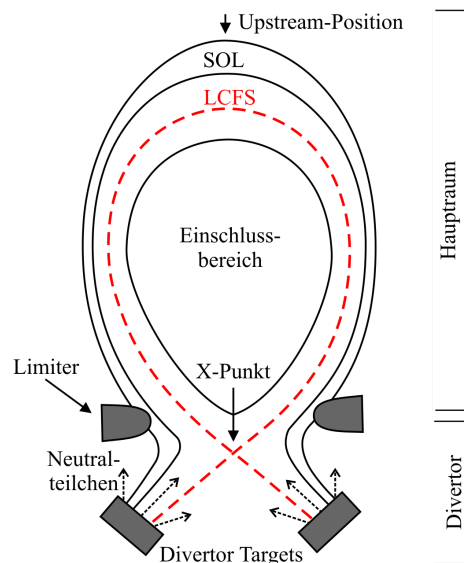


Abbildung 2.4: Poloidaler Querschnitt eines Divertortokamaks. Die LCFS (rot gestrichelt) trennt den Einschlussbereich des Plasmas von der SOL.

Die SOL erstreckt sich außerhalb der LCFS entlang des Magnetfeldes von einem Kontaktpunkt mit der Wand zum anderen. Zwischen den Auftreffpunkten existiert eine „Upstream“-Position, von der aus das Plasma aus dem Einschlussgebiet in beide Richtungen parallel zum Magnetfeld auf die Targets zu strömt. Setzt man einen homogen verteilten Fluss über die LCFS voraus, so befindet sich die Upstream-Position in der Mitte zwischen den Targets. In Wirklichkeit zeigt der Fluss poloidale Asymmetrien, die in den folgenden Überlegungen allerdings nicht näher betrachtet werden.

In Abbildung 2.5 ist die SOL ausgerollt dargestellt. Die Magnetfeldlinien laufen in der Ebene von links nach rechts. Radialer Transport senkrecht zum Magnetfeld bringt Energie und Teilchen aus dem eingeschlossenen Plasma in die SOL. In einer „einfachen“ SOL sind die Plasmaparameter entlang einer Feldlinie in der SOL homogen, abgesehen von Vorschicht und Debye-Schicht an der Wand, die in Abschn. 2.1 eingeführt wurden. Senkrecht zu den Magnetfeldlinien ist die Bewegung der Teilchen eingeschränkt. In paralleler Richtung verhält sich das Plasma wie im feldfreien Raum. Dies rechtfertigt die Betrachtung einzelner Flussschläuche zwischen den Targets mit konstanten Plasmaparametern. In radialer Richtung, d.h. senkrecht zum Magnetfeld, nehmen Dichte und Temperatur aufgrund paralleler Verluste in der SOL kontinuierlich ab. Nach Gl. 2.10 nimmt damit auch die Potentialdifferenz zwischen Plasma und Wand radial ab. Die Wand besteht normalerweise aus einem guten elektrischen Leiter und liegt auf einem konstanten Potential. Folglich muss das Plasmapotential in der SOL radial abnehmen. In einer einfachen SOL erwartet man deshalb ein nach außen gerichtetes radiales elektrisches Feld E_r .

Die gleiche Überlegung lässt sich auch auf lokale Temperaturstörungen in einer einfachen SOL übertragen. Angenommen zwischen zwei geerdeten Wänden befindet sich ein homogenes magnetisiertes Plasma. An den Grenzflächen baut sich ein Schichtpotential nach Gl. 2.10 auf und das Plasmapotential liegt bei $\Phi_{pl} \approx 3,4T_e/e$.

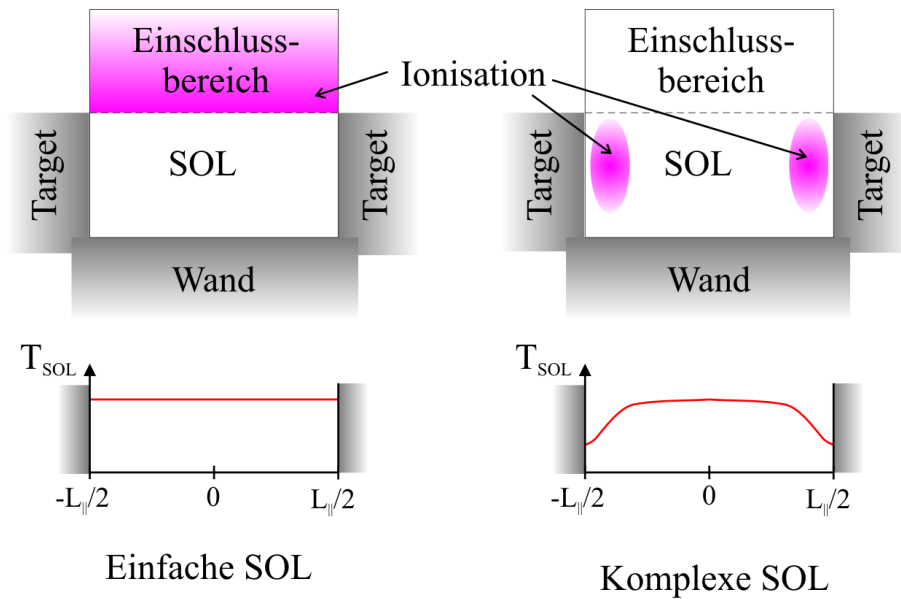


Abbildung 2.5: Gestreckte Darstellung einer einfachen (links) und komplexen SOL (rechts). Bereiche starker Ionisation sind durch Pfeile gekennzeichnet. Die unteren Abbildungen zeigen das Temperaturprofil entlang einer Feldlinie in der SOL.

Ist die Elektronentemperatur im Plasma lokal erhöht, so baut sich an beiden Auftreffpunkten der betroffenen Magnetfeldlinien ein größeres Schichtpotential auf. Die Wände besitzen weiterhin ein konstantes Potential. Folglich muss sich das Plasma im Bereich der erhöhten Temperatur positiv aufladen. In der SOL erwartet man folglich, um lokale Elektronentemperaturstörungen herum, elektrische Felder. Welche Rolle dieser Effekt für die in Kapitel 8 und 9 beschriebenen Fluktuationen spielt, lässt sich allerdings nur schwer abschätzen, da in der Realität parallele Effekte im Plasma hinzukommen, wie der folgende Abschnitt und Kap. 3 zeigen.

2.5 Komplexe Abschältschicht

Man spricht von einer „komplexen“ SOL, wenn die folgenden Punkte wichtig werden, die im Modell der einfachen SOL vernachlässigt wurden [20]: (i) Parallele Gradienten von Elektronen- und Ionentemperatur. (ii) Thermische Kopplung zwischen Elektronen und Ionen. (iii) Ionisation von Neutralteilchen hauptsächlich in der SOL. (iv) Quellen und Senken für Teilchen, Impuls und Energie im Volumen der SOL.

Abbildung 2.5 veranschaulicht Unterschiede zwischen einfacher und komplexer SOL. In einer komplexen SOL kann die Upstreamtemperatur (T_u) einer Feldlinie deutlich von ihrer Temperatur am Target (T_t) abweichen. Dies hat Auswirkungen auf die radialen elektrischen Felder (E_r) in der SOL, die im Folgenden aufgezeigt werden.

Abbildung 2.6b zeigt ein radiales Temperaturprofil wie man es üblicherweise im

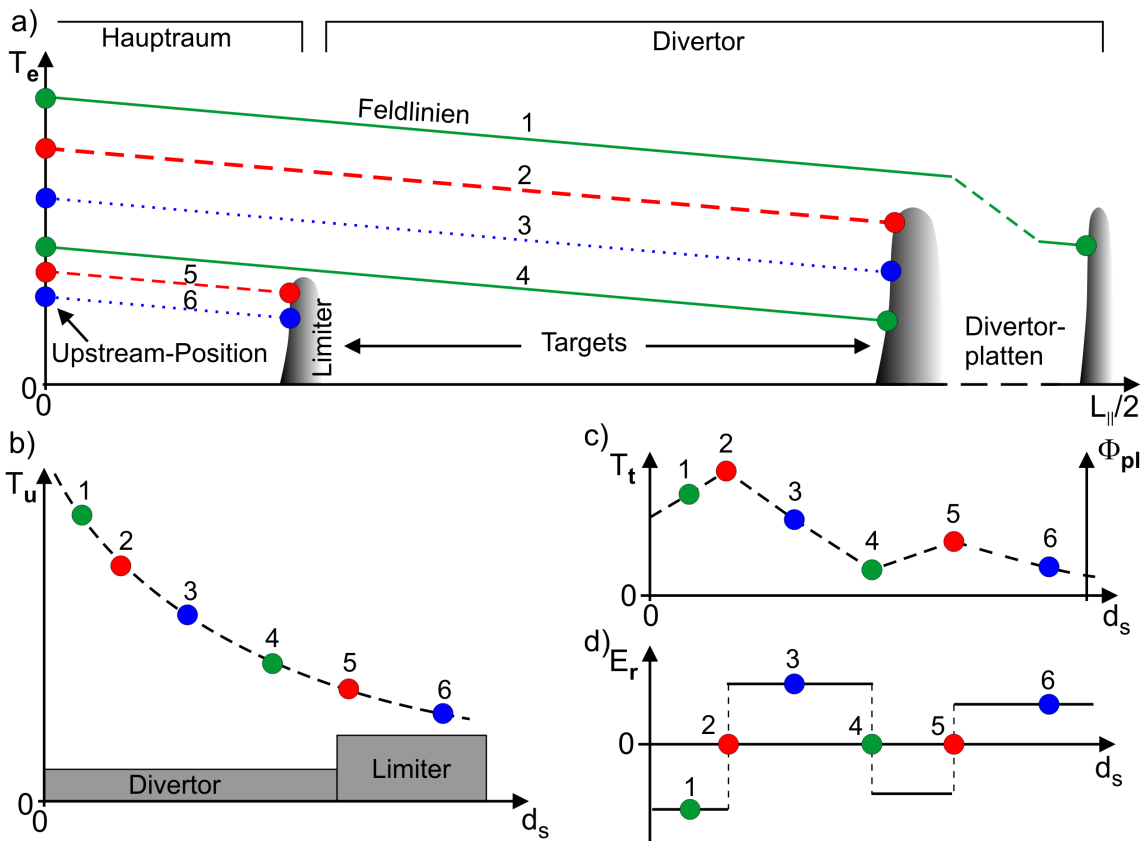


Abbildung 2.6: Schematischer Temperaturverlauf entlang verschiedener Feldlinien in der SOL eines Divertortokamaks (oben). Radialprofile der Temperatur im Hauptraum („upstream“, T_u) und vor der Wand („target“, T_t). Entsprechender Potentialverlauf (Φ_{pl}) und radiales elektrisches Feld (E_r).

Hauptraum eines Tokamaks beobachtet. Die Elektronentemperatur fällt mit wachsendem Abstand zur LCFS (d_s) exponentiell ab, wie man es für die Upstreamposition erwartet. Die Magnetfeldlinien nahe der LCFS passieren den X-Punkt und treffen auf den Divertor, während Feldlinien weiter außen bereits im Hauptraum auf einen Limiter stoßen (vgl. Abb. 2.4). Die Verbindungslänge ($L_{||}$) entlang einer Magnetfeldlinie zwischen zwei Wänden variiert stark mit dem Radius. Abbildung 2.6a skizziert für 6 Magnetfeldlinien einen möglichen Verlauf der Elektronentemperatur von der Upstreamposition im Hauptraum bis zur äußeren Wand. Es wurde angenommen, dass der parallele Temperaturgradient über die gesamte Länge der Feldlinien konstant und für alle gleich ist. Feldlinie Nummer 1 ist der LCFS am nächsten und besitzt die höchste Upstreamtemperatur. Sie läuft in der Nähe des X-Punktes mehrmals toroidal um bevor sie poloidal auf das Target trifft und ist deshalb wesentlich länger als weiter außen liegende Feldlinien. In der Abb. ist sie verkürzt dargestellt. Die Elektronentemperatur von Feldlinie 1 fällt aufgrund ihrer Länge bis zum Target weiter ab als die Elektronentemperatur von Feldlinie 2, obwohl beide im Divertor

enden. Dies führt in Abb. 2.6c zu einem radialen Anstieg der Elektronentemperatur vor dem Target zwischen den Feldlinien 1 und 2. Die übrigen Feldlinien im Divertor zeigen den erwarteten Temperaturabfall. Die verkürzten Feldlinien im Limiterbereich führen jedoch zu einem zweiten Temperaturanstieg vor der Wand zwischen den Feldlinien 4 und 5. Die Temperatur vor der Wand bestimmt nach Gl. 2.10 auch das Plasmapotential (Φ_{pl}) im Flussschlauch, da Limiter und Divertor elektrisch leitend verbunden sind und auf dem selben Potential liegen. Leitet man das Profil des Plasmapotentials ab, so ergibt sich das in Abb. 2.6d dargestellte Profil des radialen elektrischen Feldes. Das elektrische Feld zeigt an zwei Stellen in der SOL aus unterschiedlichen Gründen in Richtung Plasmazentrum: Einmal an der LCFS aufgrund der langen Verbindungslängen nahe am X-Punkt und einmal am Übergang von der Divertor- zur Limiter-SOL. Beide Richtungswechsel werden in Kap. 7 auch experimentell beobachtet.

Ein radialer Anstieg der Elektronentemperatur vor den Divertortargets wurde experimentell bereits in den 1980er Jahren am Tokamak ASDEX beobachtet [23] und in den letzten Jahren durch Simulationen und Messungen am Tokamak Alcator C-Mod bestätigt [24]. 2D Fluidsimulationen konnten dieses Verhalten reproduzieren [25] und können so die radiale Verschiebung zwischen LCFS und E_r -Richtungsänderung in ASDEX Upgrade [8] qualitativ erklären. In der Realität hängt das E_r -Profil nicht nur von den parallelen Verbindungslängen zur Wand ab. Zum Einen variieren die parallelen Temperaturgradienten radial und poloidal. Beispielsweise sind sie im Divertor steiler als im Hauptraum, da der erhöhte Neutralgasdruck dort zu verstärkter Energieabstrahlung und Ionisation führt [25]. Zum Anderen kommen parallele elektrische Felder

$$E_{||} = -0,71 \nabla_{||} T_e / e - \nabla_{||} p_e / e n_e + j_{||} / \sigma_{||} \quad (2.16)$$

hinzu [26]. Dabei steht $p_e = n_e T_e$ für den Elektronendruck, $j_{||}$ für die Stromdichte und $\sigma_{||}$ für die durch Stöße eingeschränkte Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld. Eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Effekte und Beobachtungen in der SOL findet sich in Ref. [20].

Kapitel 3

Turbulenter Transport

Mit Hilfe toroidaler Magnetfelder ist es der Fusionsforschung gelungen, Plasmen in einem stabilen Gleichgewicht einzuschließen (Kap. 2). Teilchen und Energie aus dem Einschlussbereich können nur senkrecht zu den Magnetfeldlinien verloren gehen. Ein Grund für solche radialen Verluste sind Stöße zwischen Elektronen und Ionen. Man spricht dabei von klassischem Transport. Diese klassischen Verluste sind allerdings so gering, dass heutige Fusionsanlagen bereits eine positive Energiebilanz hätten, wenn dies die einzigen Verluste wären. Die Inhomogenität toroidaler Magnetfelder führt zu zusätzlichen Verlusten, die für Elektronen und Ionen unterschiedlich stark ausfallen können. Schon bei geringen Ungleichverteilungen zwischen beiden Spezies bauen sich radiale elektrische Felder auf, die den ungleichen Flüssen entgegen wirken und für einen ambipolaren Transport sorgen. Diese Effekte werden als „neoklassischer“ Transport zusammengefasst und können den klassischen Transport um eine Größenordnung übersteigen. Die tatsächlichen Teilchen- und Wärmeflüsse senkrecht zu den Feldlinien liegen für Elektronen allerdings bis zu zehn tausendfach über den klassisch erwarteten Werten [27]. Dieser Transport wurde „anormal“ genannt und wird, wie sich gezeigt hat, durch turbulente Fluktuationen hervorgerufen. In diesem Kapitel werden zunächst die Plasmadynamik um Potentialstörungen (Abschn. 3.1) und die grundlegenden Instabilitäten eingeführt (Abschn. 3.2 und 3.3). Abschnitt 3.4 stellt intermittente Transportereignisse vor und Abschnitt 3.5 deren mögliche Wechselwirkung mit Scherströmungen.

3.1 Potentialfluktuationen

Zu Beginn wird ein homogenes Plasma mit konstanter Temperatur und Dichte in einem homogenen Magnetfeld betrachtet. Abbildung 3.1a zeigt eine Driftebene, aus der das Magnetfeld senkrecht auf den Betrachter zu läuft. Bewegungen parallel zum Magnetfeld werden hier nicht betrachtet, d.h. Elektronen und Ionen gyrieren in der Ebene auf Kreisbahnen in unterschiedlichen Richtungen. Um den Ursprung des Koordinatensystems herum befindet sich eine positive Potentialstörung ($\tilde{\Phi} > 0$), deren mögliche Ursache erst später betrachtet wird. Die konzentrischen Kreise in der Abbil-

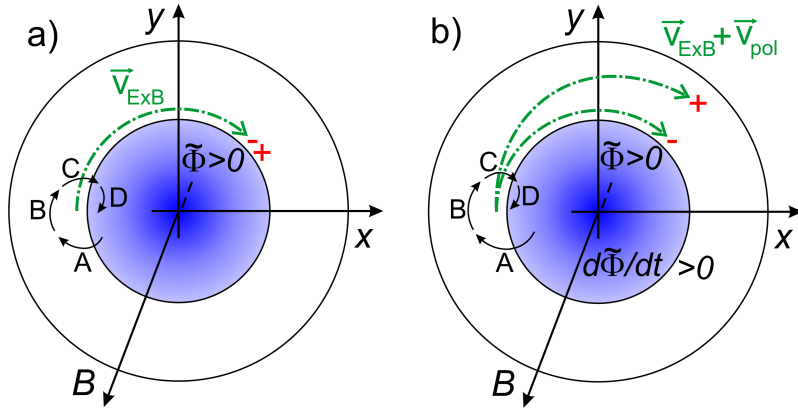


Abbildung 3.1: Positive Potentialfluktuationen in der x - y -Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Ortsabhängige Variation der Larmorradien führen zur $E \times B$ -Drift der Teilchen im Uhrzeigersinn entlang der Äquipotentiallinien (a). Anwachsene Potentiale führen zur radialen Polarisationsdrift der Ionen (b).

Abbildung 3.1 stellen Äquipotentiallinien dar. Die Pfeile (A–D) deuten die Gyration eines Ions an. Der Larmorradius (Gl. 2.12) ist kleiner als die Potentialstörung. Die Geschwindigkeit des Ions senkrecht zum Magnetfeld nimmt während seiner Bewegung parallel zum elektrischen Feld zu. Der Larmorradius wächst entsprechend an, während sich das Ion vom Ursprung weg bewegt (A), und nimmt ab, wenn sich das Ion wieder zum Ursprung hin bewegt (C). Der Larmorradius variiert also während der Gyrationbewegung. Das Zentrum der Gyration driftet deshalb im elektrischen Feld der Potentialstörung entsprechend der $E \times B$ -Drift (Gl. 2.15). Gyration und elektrostatische Kraft sind ladungsabhängig. Ionen und Elektronen driften deshalb mit der gleichen Geschwindigkeit in die gleiche Richtung. Ihre Führungszentren bewegen sich entlang der Äquipotentiallinien des elektrischen Potentials. Um eine positive Potentialstörung herum bildet sich ein in Richtung der Ionengyration rotierender Wirbel.

Wenn sich das Potential mit der Zeit ändert ($d\tilde{\Phi}/dt \neq 0$) kommt die Polarisationsdrift hinzu (Abb. 3.1b). In einem anwachsenden positiven Potential wird ein gyrierendes Ion bei der Rückbewegung (C) stärker abgebremst, als es bei der vorherigen Auswärtsbewegung (A) beschleunigt wurde. Der Larmorradius ist damit bei jeder Auswärtsbewegung größer als bei der darauffolgenden Inwärtsbewegung. Das Ion mit der Ladung q_i driftet entsprechend der Polarisationsdrift

$$\mathbf{v}_{pol} = \frac{m_i}{q_i B^2} \dot{\mathbf{E}}_{\perp} \quad (3.1)$$

parallel zum variierenden elektrischen Feld. Die Polarisationsdrift ist immer auch mit einer azimuthalen $E \times B$ -Drift verbunden. Die schweren Ionen gyrieren mit etwa 100 MHz wesentlich langsamer als die leichten Elektronen bei etwa 100 GHz. Die Polarisationsdrift der Ionen ist deshalb über tausendmal größer als die der Elektronen und kann für letztere meist vernachlässigt werden. Die Polarisationsdrift wirkt

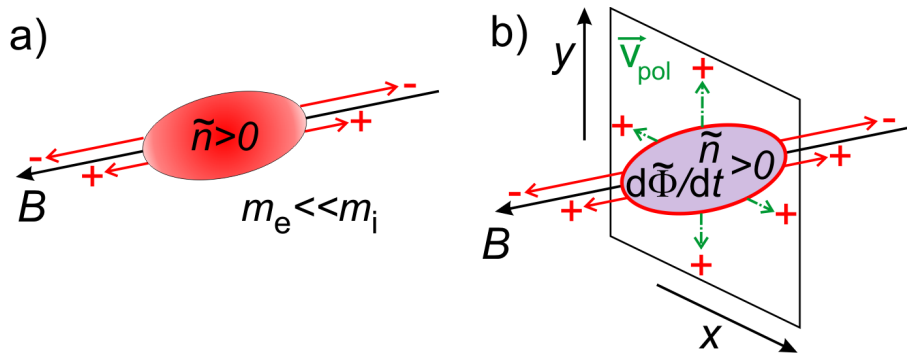


Abbildung 3.2: Dynamik einer lokalen Dichtestörung im homogenen magnetisierten Plasma. (a) Druckabbau parallel zum Magnetfeld durch Elektronen und Ionen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit. (b) Die senkrechte Ionenpolarisationsdrift wirkt der Potentialänderung entgegen.

ihrer Ursache, der Potentialänderung, entgegen. Damit begrenzt sie die Frequenz schneller Potentialänderungen im magnetisierten Plasma. Die Drift ist mit einem Polarisationsstrom verbunden, da nur die schweren Ionen aus dem ansteigenden Potential heraus driften. Dieser Strom ist nicht divergenzfrei und wird durch Ströme parallel zum Magnetfeld ausgeglichen, wie sich im nächsten Abschnitt zeigt.

3.2 Driftwellendynamik

Abbildung 3.2a zeigt eine lokale Dichtestörung in einem ansonsten homogenen Plasma. Der Druckgradient treibt die Teilchen aus dem Bereich erhöhter Dichte heraus. Dies geschieht parallel zum Magnetfeld, da die senkrechte Bewegung durch die Gyrationbewegung eingeschränkt ist. Die Elektronen sind aufgrund ihrer geringen Masse schneller als die Ionen. Daraus ergibt sich ein Ionenüberschuss im Bereich der Dichtestörung und das Potential wächst an (Abb. 3.2b). Dies führt zu einem Polarisationsstrom (J_{pol}), dessen Divergenz aufgrund der Quasineutralität des Plasmas ($\nabla \cdot J = 0$) durch die parallelen Elektronenströme ($J_{||}$) ausgeglichen werden muss:

$$\nabla \cdot J = \nabla \cdot J_{pol} + \nabla \cdot J_{||} = 0. \quad (3.2)$$

Lokale Dichte- und Potentialstörungen sind in magnetisierten Plasmen aufgrund dieser parallelen Elektronendynamik eng miteinander gekoppelt.

Abbildung 3.3 stellt die Dynamik einer Driftwelle vor. Lokale Störungen des parallelen Dichtegradienten (a) rufen eine parallele Reaktion der Elektronen hervor (b). Zwischen den daraus resultierenden Potentialstörungen treten elektrische Felder auf, die senkrecht auf Dichtegradient und Magnetfeld stehen (c). Daraus resultieren $E \times B$ -Driften parallel zum Dichtegradient des Plasmas (d). Oberhalb von Bereichen mit erhöhter Dichte driftet Plasma entgegen den Dichtegradienten radial nach außen. Unterhalb von den Bereichen erhöhter Dichte driftet das Plasma zurück in Richtung

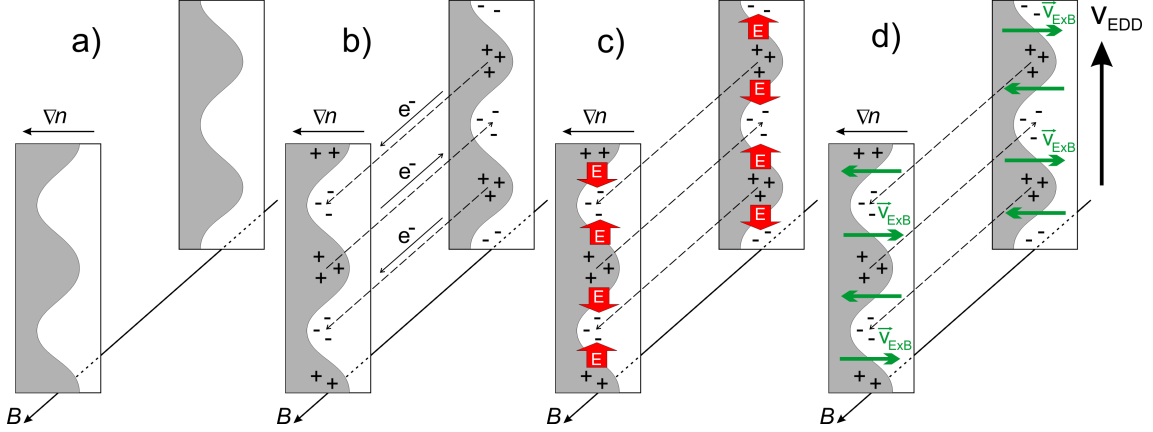


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung einer Driftwelle. Lokale Störung des Dichtegradienten senkrecht zum homogenen Magnetfeld (a). Parallele Reaktion der Elektronen führt zu Potentialstörungen (b). Elektrische Felder senkrecht zu ∇n und B (c). $E \times B$ -Driften führen zu Propagation der Driftwelle mit der EDD-Geschwindigkeit v_{EDD} (d).

des Dichtegradienten. Die Dichtestörung propagiert als Driftwelle mit der elektronendiamagnetischen Driftgeschwindigkeit (EDD)

$$\mathbf{v}_{\text{EDD}} = -\frac{\nabla p_e \times \mathbf{B}}{\rho_e B^2} \quad (3.3)$$

senkrecht zu Dichtegradient und Magnetfeld. Die diamagnetische Drift hängt ab von Magnetfeldstärke und -richtung, sowie vom Druckgradient ($\nabla p_e = \nabla(n_e T_e)$) und der Ladungsdichte ($\rho_e = n_e q_e$). Die Formeln gelten mit den entsprechenden Indizes auch für die ionendiamagnetische Drift (IDD).

Auswärts- und Innwärtstransport heben sich in diesem idealen Beispiel gegenseitig auf, so dass es zu keinem radialen Nettotransport kommt. In realen Plasmen kann es beispielsweise aufgrund einer eingeschränkten parallelen Mobilität der Elektronen zu einer Verzögerung der Potentialstörung kommen. In diesem Fall kann der radiale Auswärtstransport überwiegen und die Driftwelle instabil werden. Die hier beschriebenen Prozesse wirken bei unterschiedlichen Frequenzen und sind für Fluktuationen am Rand magnetisierter Plasmen typischerweise folgendermaßen geordnet

$$\frac{v_{\text{pol}}}{l_{\perp}} > \frac{v_{\parallel}}{l_{\parallel}} > \frac{v_{E \times B}}{l_{\perp}} > \frac{v_{\text{EDD}}}{l_{\perp}} > \frac{c_s}{l_{\parallel}}, \quad (3.4)$$

wobei l_{\parallel} und l_{\perp} die Ausdehnung der Fluktuationen parallel bzw. senkrecht zu den Magnetfeldlinien bezeichnen. Die Polarisationsdrift der Ionen begrenzt die Frequenz sehr schneller Potentialänderungen. Die parallele Dynamik der Elektronen koppelt Dichte- und Potentialstörungen schneller aneinander, als die senkrechten Driften neue Störungen hervorrufen können. Am langsamsten ist die parallele Bewegung

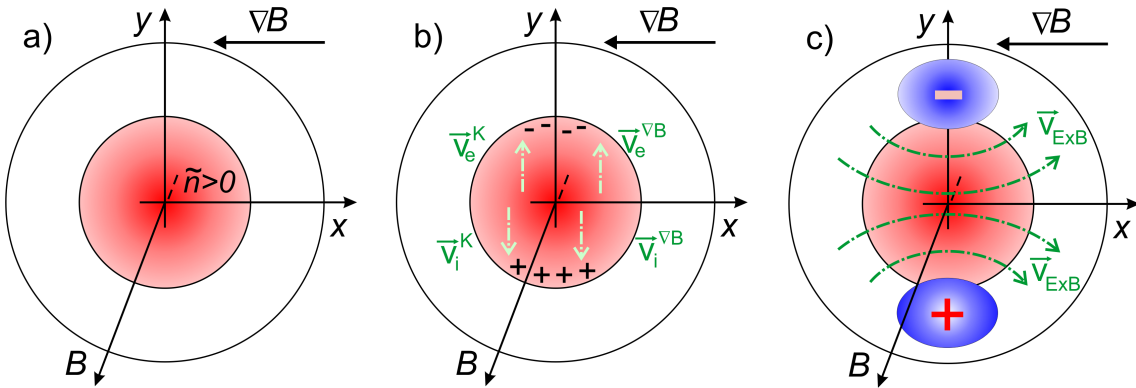


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung einer Austauschinstabilität. Lokale Dichtestörung im inhomogenen Plasma (a). Ladungstrennung senkrecht zu ∇B und B (b). $E \times B$ -Drift der Dichtestörung in $-\nabla B$ -Richtung (c).

der Ionen mit der Ionenschallgeschwindigkeit. Dies garantiert dem System endliche parallele Gradienten ($k_{\parallel} \neq 0$) und macht damit die Kopplung von Dichte und Potential erst möglich. Für Driftwellen liegt die Kreuzphase bei $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\Phi}} \approx 0$. Im nächsten Abschnitt wird auf die Dynamik in Abwesenheit paralleler Gradienten eingegangen.

3.3 Austauschinstabilitäten

In Abbildung 3.4 ist die Querschnittsfläche einer parallel zum Magnetfeld unendlich ausgedehnten Dichtestruktur dargestellt. Innerhalb der Struktur treten daher keine parallelen Effekte auf. Im Experiment kann das beispielsweise eine entlang den Magnetfeldlinien homogene Struktur sein, die an den Enden durch zwei Limiter begrenzt ist. Die Magnetfeldstärke nimmt in einer toroidalen Anordnung mit $1/R$ mit dem großen Plasmaradius R ab. Diese Inhomogenität ist mit Gradienten- und Krümmungsdriften von Elektronen und Ionen verbunden (Gln. 2.13 und 2.14). Abbildung 3.4b zeigt wie Ladungen in vertikaler Richtung getrennt werden und sich ober- und unterhalb der Dichtestörung ein negatives bzw. positives Potential aufbaut. Die $E \times B$ -Drift führt zu einer Rotation des Plasmas um die beiden Potentiale. Zwischen den Potentialen ist das elektrische Feld am stärksten und bewirkt eine radiale Auswärtsdrift der Dichtestörung. Man spricht von einer Austauschinstabilität, welche durch parallele Wellenzahlen von $k_{\parallel} \approx 0$ und eine Phasenverschiebung von $\varphi_{\tilde{n}\tilde{\Phi}} \approx \pi/2$ zwischen Dichte- und Potentialstörung gekennzeichnet ist.

Abbildung 3.5 skizziert den Einfluss dieses Mechanismus auf Dichtestörungen an unterschiedlichen poloidalen Positionen eines Torus. Auf der Innen- bzw. Hochfeldseite („high field side“, HFS) eines eingeschlossenen Plasmas ist das Verhalten für die Stabilität des Plasmas günstig. Die Dichtestörung driftet in Richtung Plasmazentrum. Der Dichtegradient des Plasmas wird dadurch stabilisiert. Auf der Außen- bzw. Niederfeldseite („low field side“, LFS) ist das Verhalten für den Ein-

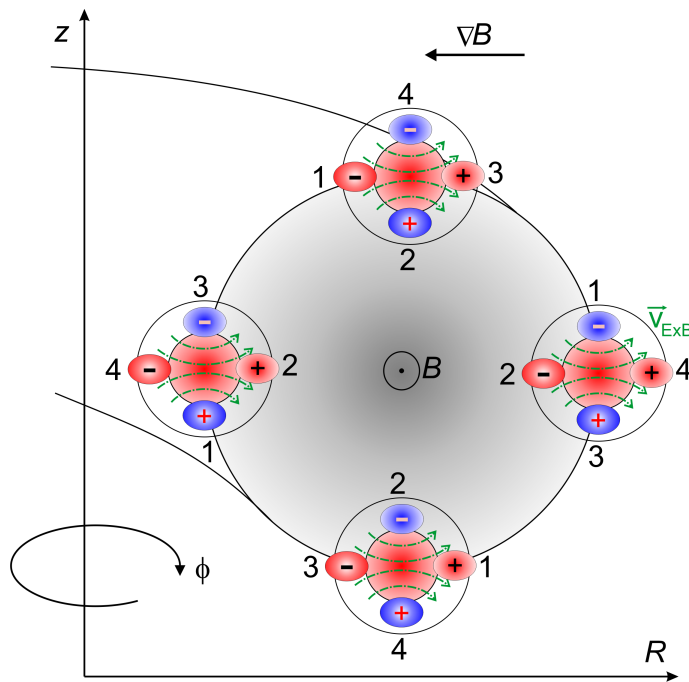


Abbildung 3.5: Plasmadynamik senkrecht zum Magnetfeld auf der Niederfeld-, Hochfeld-, Ober- und Unterseite eines Torus. Die $E \times B$ -Drift (grüne Pfeile) zeigt an allen Positionen entgegen den Magnetfeldgradienten (∇B). Einzelne Feldlinien (Nummer 1 – 4) werden an den verschiedenen Positionen allerdings unterschiedlich geladen (blau, jeweils ober- und unterhalb der Dichtestörung) bzw. mit Dichte gefüllt (rot, jeweils rechts und links der Dichtestörung).

schluss ungünstig. Der Austauschmechanismus führt hier zur radialen Drift von Dichtestörungen aus dem Einschlussbereich heraus in Richtung Wand. Das helikale Magnetfeld verbindet Hoch- und Niederfeldseite des Torus. Erstreckt sich eine Dichtestörung über stabile und instabile Bereiche des Torus, so können sich günstige und ungünstige Krümmungen gegenseitig aufheben. In Abbildung 3.5 kann beispielsweise die ungünstige Ladungstrennung zwischen den Feldlinien „1“ und „3“ außen durch die günstige Ladungstrennung innen kompensiert werden. Dies geschieht durch parallele Ströme innerhalb der Dichtestörung. Sind die Ausgleichsströme durch hohe Resistivität bei niedrigen Temperaturen ($T_e < 200$ eV) oder durch Limiter gestört, so wächst die Dichtestörung auf der LFS an. Man spricht dann von „Ballooning“. Der zu erwartende Anstieg des turbulenten Transports auf der LFS wurde experimentell am Tokamak Tore Supra bestätigt [28, 29]. Der Austauschmechanismus im inhomogenen Magnetfeld wirkt destabilisierend auf die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Driftwellen. In realen Plasmen liegt die Kreuzphase deshalb zwischen 0 und $\pi/2$. Der genaue Wert hängt davon ab, ob der Austausch- oder der Driftwellenmechanismus für die betreffende Wellenlänge dominant ist. Mit wachsendem Einfluss des Austauschmechanismus wachsen die ursprünglichen Driftwellen an, werden instabil und koppeln untereinander. Das System geht in einen turbulenten Zustand über, in dem konvektiver Transport zu hohen Energie- und Teilchenverlusten führt. Es kommt zu plötzlichen Transportereignissen, die im folgenden Abschnitt genauer beschrieben werden.

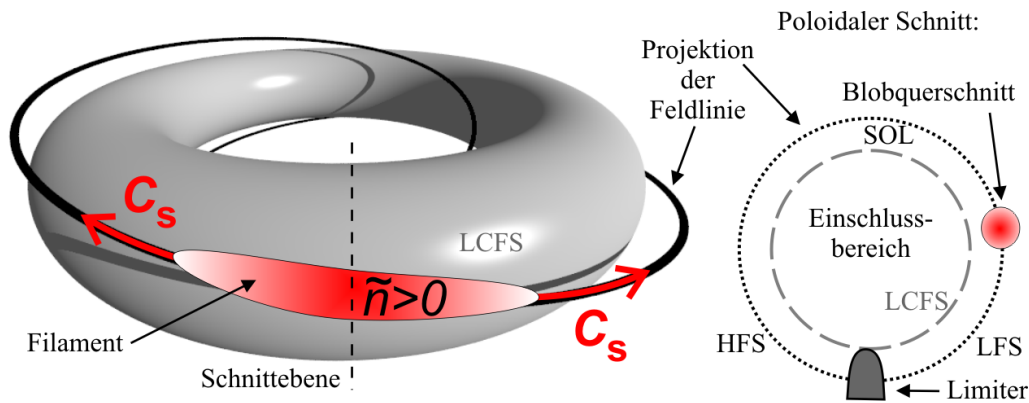


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines Filaments in der SOL: Die Dichtestörung breitet sich parallel zum Magnetfeld mit der Ionenschallgeschwindigkeit c_s aus (links). Im poloidalen Schnitt erscheint das Filament als runder Blob auf der Niederfeldseite (LFS) des Torus.

3.4 Kohärente Strukturen

In einem turbulenten System bezeichnet man räumlich ausgedehnte Strukturen, die während einer charakteristischen Zeit erhalten bleiben, als kohärente bzw. quasi-kohärente Strukturen [30]. In der raum-zeitlichen Entwicklung sind sie deutlich erkennbar. Form und Dynamik der einzelnen Strukturen haben zufälligen Charakter. Es sind daher nur statistische Aussagen über das Verhalten des Systems möglich. Technisch geschieht dies mit Hilfe von Korrelationsanalysen oder konditionellen Verfahren, die in Kap. 5 näher beschrieben werden.

Abbildung 3.6 zeigt die schematische Darstellung einer kohärenten Dichtestruktur in der SOL eines toroidalen Plasmas. Das lokale Filament mit erhöhter Dichte breitet sich parallel zum Magnetfeld mit der Ionenschallgeschwindigkeit (c_s) weiter aus. Die 2D Querschnittsfläche des Filaments gleicht einem Tropfen und wird daher auch als „Blob“ bezeichnet. Die Ausdehnung und die Propagationgeschwindigkeit einer solchen Struktur senkrecht zum Magnetfeld liegen typischerweise bei $L_{\perp} \approx 1 \text{ cm}$ bzw. $v_{\perp} \approx 0,01 - 0,1c_s$ ($\approx 1 \text{ km/s}$) [31]. Daraus ergeben sich lokale Beobachtungszeiten von einigen Mikrosekunden. Dies stellt hohe Anforderungen an die Zeitauflösung von Diagnostiken zur Beobachtung von Blobs. Langmuir-Sonden ermöglichen eine lokale Messung der Dichte mit ausreichender zeitlicher Auflösung. In Ionensättigungsstommessungen zeigen sich Blobs typischerweise als unregelmäßig auftretende Ereignisse mit steilem Anstieg und langsamerem Abfall der Dichte [32]. Die Querschnittsfläche von Blobs und deren Dynamik lassen sich durch das lokale Einblasen von Neutralgas sichtbar machen („gas puff imaging“, GPI) [33]. Die erhöhte Elektronendichte innerhalb der Blobs führt zur verstärkten Anregung des Neutralgases. Die daraus resultierende Linienstrahlung wird dann tangential zum Torus beobachtet. Die parallele Struktur und Dynamik der Filamente konnte darüber hinaus mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitskameras aufgelöst werden [34].

Neben den Dichtefluktuationen selbst spielen auch die damit verbundenen Potentialfluktuationen eine wichtige Rolle. Sie sind die Ursache für $E \times B$ -Driften und die damit verbundene Dynamik der kohärenten Strukturen senkrecht zum Magnetfeld. Überwiegt in solchen Strukturen die parallele Dynamik, so ist der Driftwellencharakter dominant, Dichte und Potential sind stark gekoppelt und die Kreuzphase ($\varphi_{\bar{n}\bar{\Phi}}$) liegt bei Null. Das Dichtefilament rotiert um seine eigene Achse und es entsteht ein in Ionengyrationsrichtung rotierender Wirbel. Blobs werden jedoch meist mit schwachen parallelen Gradienten in Verbindung gebracht und sollten deshalb durch den Austauschmechanismus dominiert werden. Auf der LFS erwartet man in diesem Fall einen Dipol im Potential zwischen Ober- und Unterseite des Filaments ($\varphi_{\bar{n}\bar{\Phi}} \approx \pi/2$). Damit ist ein Paar aus gegensätzlich rotierenden Wirbeln verbunden, welche das Dichtefilament radial in Richtung Wand bewegen (Abb. 3.5). Direkte Potentialmessungen im Plasma sind nur mit Hilfe von Langmuir- oder Schwerionen-Sonden („heavy ion beam probes“, HIBPs) möglich. Beide Diagnostiken ermöglichen zeitlich hoch aufgelöste und räumlich lokale Messungen. HIBPs liefern sehr genaue Messungen, sind aber diagnostisch aufwendig und wenig flexibel. Häufig kommen deshalb Langmuir-Sonden zum Einsatz. Diese sind flexibel und im Aufbau relativ einfach. Aufgrund der hohen thermischen Belastung können sie allerdings nur am Rand heißer Plasmen eingesetzt werden. Hinzu kommt eine Unsicherheit bei der Interpretation des Floatingpotentials, die eine simultane Messung von Temperaturfluktuationen erforderlich machen kann (Kap. 8). Bei Untersuchungen der kohärenten Strukturen am Rand von W7-AS [35], DIII-D [36], Alcator C-Mod [37], JET [38], ASDEX Upgrade und GEMR-Simulationen (Kap. 9) wurde eine Phasenverschiebung im Bereich von $\pi/2$ zwischen Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen gemessen. Das entspricht einem Dipol im Floatingpotential und gilt als Anzeichen für ein Wirbelpaar. Die Betrachtung des Plasmapotentials in der Simulation wird in Kap. 9 allerdings eine andere Kopplung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen zeigen, als es die Floatingpotentialmessungen nahe legen.

Aufgrund ihrer radialen Propagation und Häufigkeit können Blobs wesentlich zum radialen Transport beitragen [36]. In Divertorgeometrie wird bei ausreichender Heizleistung und entsprechender Dichte ein verbesserter Plasmaeinschluss beobachtet [39]. Man bezeichnet dies als Übergang vom „low confinement“ (L-mode) in das „high confinement“ (H-mode) Regime. Blobs werden in beiden Regimen beobachtet [40, 41]. In H-mode-Entladungen werden zusätzlich elektromagnetische Moden („edge localized modes“, ELMs) beobachtet, die wesentlich größere und dichtere ELM-Filamente in die SOL auswerfen. In der vorliegenden Arbeit wurden Blobs in L-mode-Entladungen untersucht. Für den verbesserten Einschluss in H-mode-Entladungen werden Scherströmungen verantwortlich gemacht. Im nächsten Abschnitt werden Modelle für die Wechselwirkung zwischen kohärenten Strukturen und Scherströmungen vorgestellt.

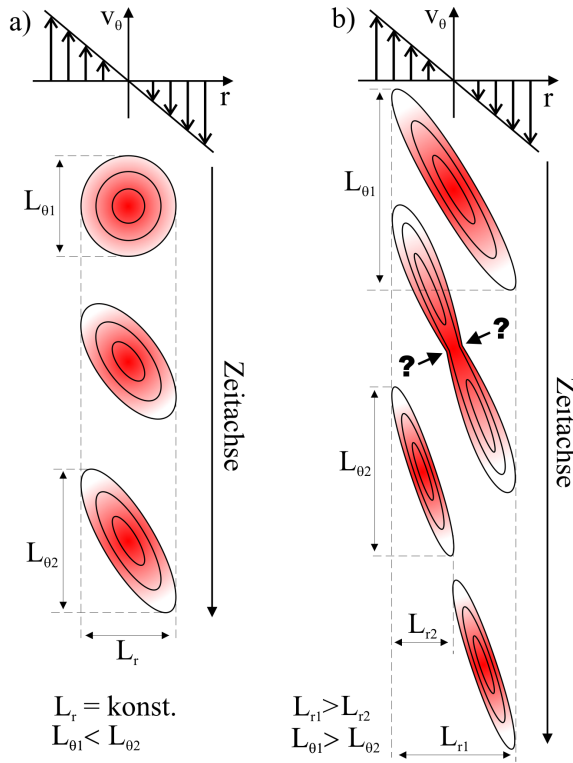


Abbildung 3.7: (a) Die runde Querschnittsfläche einer kohärenten Struktur wird in einer homogenen Scherströmung geneigt und gestreckt. Die poloidale Korrelationslänge (L_θ) nimmt dabei zu, während sich die radiale Korrelationslänge (L_r) nicht verändert. (b) Erst durch das Zerreißen von Strukturen in der Scherströmung kommt es zu einer Reduktion des radialen Transports.

3.5 Scherströmungen

Radiale elektrische Hintergrundfelder in Tokamaks und Stellaratoren führen aufgrund der $E \times B$ -Drift zu einer Rotation des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld, d.h. im wesentlichen zu einer poloidalen Rotation. Scherströmungen entstehen, wenn sich der Betrag dieser elektrischen Felder im radialen Verlauf ändert. Sie können den turbulenten radialen Transport in magnetisierten Plasmen reduzieren und den Plasmaeinschluss verbessern [42, 43]. Diese Transportreduktion lässt sich anhand eines Random-Walk-Modells erklären.

Der radiale Transport

$$\Gamma_r = -D_{\text{turb}} \nabla_r n \quad (3.5)$$

ist abhängig vom Dichtegradient und einer Diffusionskonstanten $D_{\text{turb}} = L_r^2 / 2\delta t$. Die Schrittweite der Diffusion kann durch die radiale Korrelationslänge turbulenter Strukturen (L_r) und die Schrittweite ($1/\delta t$) durch deren Rotationsfrequenz abgeschätzt werden. Der Transport aufgrund turbulenter Wirbel kann folglich durch eine Reduktion der Strukturgrößen und/oder langsamere Rotation erreicht werden. Die schematische Darstellung in Abbildung 3.7a zeigt, wie eine ursprünglich runde Struktur in einer poloidalen Scherströmung geneigt und gestreckt werden kann. Die Struktur wird in der Scherströmung poloidal elongiert. Im Random-Walk-Modell hat dies allein allerdings keinen Einfluss auf den radialen Transport, da die radiale Korrelationslänge und die Rotationsfrequenz im Wesentlichen unverändert bleiben. Es

wird jedoch angenommen, dass die gestreckten Wirbel von starken Scherströmungen in kleinere Wirbel zerrissen werden können (Abb. 3.7b). Dies führt einerseits zu einer Reduktion der radialen Korrelationslänge und andererseits zu einer höheren Rotationsfrequenz. Insgesamt nimmt der radiale turbulente Transport dabei ab, da die Korrelationslänge im Gegensatz zur Rotationsfrequenz quadratisch in die Diffusionskonstante eingeht. Vereinzelt werden in magnetisierten Plasmen Anzeichen für das Zerreißen kohärenter Strukturen gefunden [44]. In diesem Modell sollte die Zahl großer Strukturen an der Scherströmung ab- und die Zahl kleiner Strukturen zunehmen. Dieses Verhalten wurde experimentell allerdings nicht immer beobachtet [45]. Analog zu neutralen Flüssigkeiten [46] wurde stattdessen ein nicht-lokaler Energietransfer von kleinskaliger Driftwellenturbulenz in globale Scherströmungen nachgewiesen [47]. Dies führt einerseits zur Reduktion kleinskaliger Turbulenz und andererseits zu einer Verstärkung der Scherströmung [48]. Dieser „Reynoldsstress“-Antrieb sollte aber in der SOL, im Gegensatz zum eingeschlossenen Plasma, keine Rolle spielen, da Potentialänderungen in der SOL über die Wand abgebaut werden können. Die Experimente und Simulationen in Kapitel 7 deuten auf einen alternativen Mechanismus hin, der sowohl die experimentellen Ergebnisse als auch eine Transportreduktion in der Scherströmung erklären kann.

Kapitel 4

Experimente und Simulation

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Plasmen am Rand des Tokamaks ASDEX Upgrade und im Stellarator TJ-K mit Langmuir-Sonden untersucht. Die Ergebnisse wurden mit Gyrofluid-Simulationen verglichen, die mit dem Code GEMR berechnet wurden. In diesem Kapitel werden der Tokamak (Abschn. 4.1), die Simulation (Abschn. 4.2) und der Stellarator (Abschn. 4.3) mit den jeweils verwendeten Diagnostiken kurz vorgestellt.

4.1 Tokamak ASDEX Upgrade

Der Divertor-Tokamak ASDEX Upgrade wird seit 1990 am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching bei München betrieben. Abbildung 4.1a zeigt den poloidalen Querschnitt von ASDEX Upgrade. Der große Plasmaradius beträgt 1,65 m. Die Querschnittsfläche des eingeschlossenen Plasmas misst etwa einen Meter in radialer und bis zu zwei Meter in vertikaler Richtung. Im unteren Teil des Vakuumgefäßes befindet sich der Divertor mit dem X-Punkt. Externe Steuerspulen erlauben eine flexible Einstellung der Magnetfeldgeometrie. Eine detaillierte Beschreibung von Tokamaks im Allgemeinen und ASDEX Upgrade im Speziellen findet sich in Ref. [49] bzw. [50]. Bei den hier vorgestellten Experimenten betrug das toroidale Magnetfeld auf der Achse etwa 2,5 Tesla und verlief von oben betrachtet im Uhrzeigersinn. Im Plasma wurden toroidale Ströme von etwa 800 kA gegen den Uhrzeigersinn induziert. Diese erzeugen das poloidale Magnetfeld und heizen außerdem das Plasma aufgrund seiner Resistivität. Teilweise wurden die Elektronen im Plasmazentrum darüber hinaus durch resonante Mikrowellen geheizt. Untersucht wurden im Wesentlichen L-Mode-Entladungen. Das Arbeitgas war Deuterium. Dichte und Temperatur des Plasmas lagen im Zentrum typischerweise bei $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bzw. über 1 keV. Das entspricht Temperaturen von über 10 Millionen Kelvin und einem Plasmadruck von etwa 80 hPa. Zur Untersuchung der Plasmaturbulenz wurden Langmuir-Sonden eingesetzt. Abbildung 4.1b und c zeigen ein Foto und die Beschaltung der Sonden während der Messkampagne im Frühjahr 2011. 14 freistehende Graphitspitzen sind auf drei radialen Ebenen angeordnet. Die Spitzen haben einen Durchmesser von

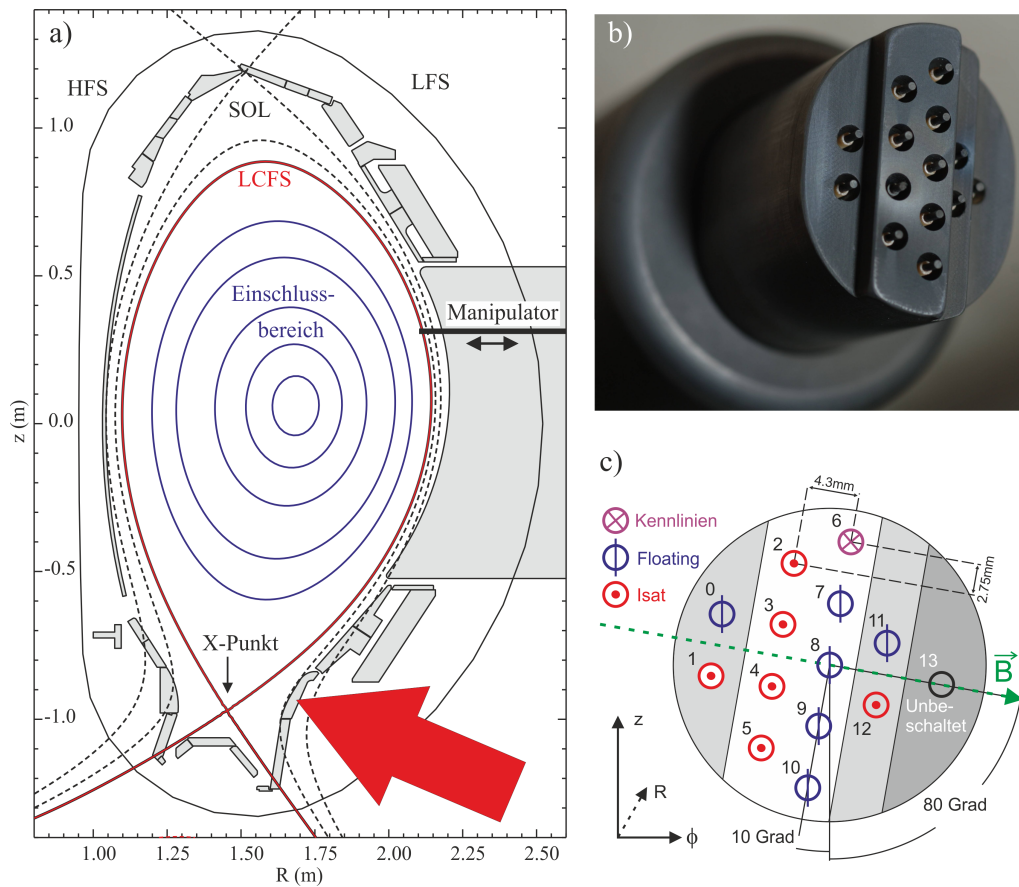


Abbildung 4.1: Links: Poloidaler Querschnitt von ASDEX Upgrade mit Vakuumgefäß, erster Wand und Flussflächen (AUG, #26530, $t = 3.5$ s). Offene Feldlinien (gestrichelt) schmiegen sich an den äußeren Divertor (roter Pfeil). Rechts: Foto und Skizze der Langmuir-Sonden. Blickrichtung ist vom Plasma aus. Dunkel hinterlegte Bereiche sind um 4 bzw. 8 mm (Sonde 13) zurückgesetzt.

0,9 mm und ragen 2 mm aus dem Sondenkopf heraus. Die Sondenreihen sind um 10° aus der poloidalen Ebene gedreht und stehen so senkrecht auf den Magnetfeldlinien. Die räumliche Auflösung der Sonden beträgt 2,75 mm. Ein radial beweglicher Manipulator auf der Niederfeldseite (LFS) des Torus bewegt die Sonden ins Plasma (Abb. 4.1a). Wegen der hohen thermischen Belastung im Plasma, können Sonden meist nur in der SOL messen und selbst dort nur für eine begrenzte Zeit. Bei Entladungsdauern von 6 – 8 s sind typischerweise 3 – 4 Messungen mit einer Dauer von jeweils 300 ms möglich.

Abbildung 4.2 zeigt Rohdaten der zweiten Langmuir-Sondenmessung in Entladung #26530. Die obere Kurve zeigt, wie sich die Sonden der LCFS bis auf wenige Millimeter nähern. Die unterschiedlichen Sondenpositionen ergeben sich aus der radialen Neigung der Separatrix auf Höhe des Manipulators in Abb. 4.1a. In der Mitte ist der zeitliche Verlauf einer Strommessung zu sehen. Der Ionensättigungsstrom

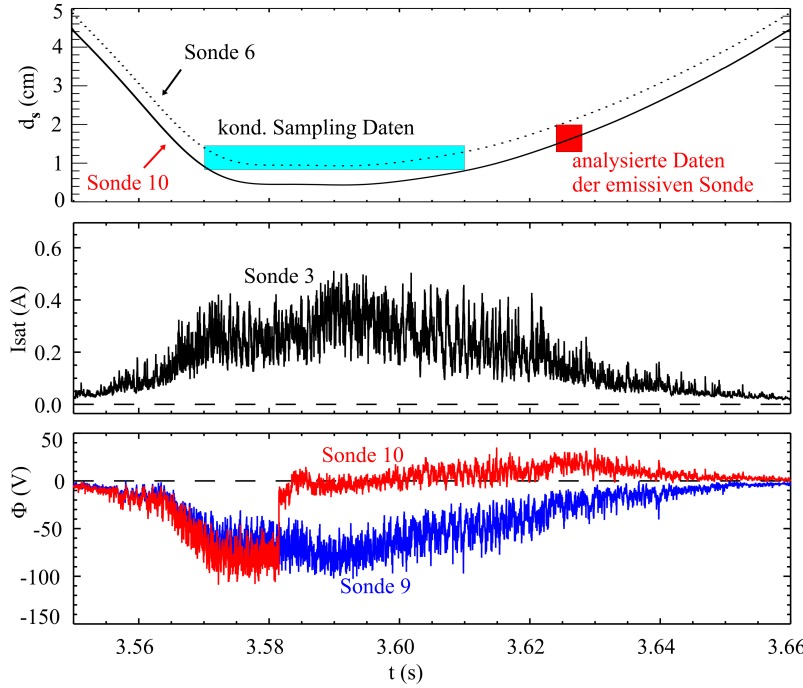


Abbildung 4.2: Abstand der Langmuir-Sonden zur LCFS (oben) und Rohsignale von Ionensättigungsstrom (Mitte) und Potentialen (unten). Die markierten Zeitabschnitte wurden bei der Auswertung in Kap. 8 berücksichtigt. (AUG, #26530)

(I_{sat}) steigt mit Dichte und Temperatur des Plasmas innerhalb weniger Zentimeter auf mehrere 100 mA an. Neben diesem generellen Trend wird deutlich, wie stark das turbulente Plasma fluktuiert. In dieser Darstellung sind im Wesentlichen die niederfrequenten Fluktuationen sichtbar. Für die Untersuchung der höherfrequenten Mikroturbulenz wurden Frequenzen unter 10 kHz unterdrückt. Unten ist der zeitliche Verlauf zweier Potentialmessungen gezeigt. Zu Beginn folgen beide Sonden dem typischen radialen Verlauf des Floatingpotentials (Φ_{fl}) nach Gl. 2.9. Es nimmt vor der LCFS im wesentlichen aufgrund der steigenden Elektronentemperatur ab. Zum Zeitpunkt $t \approx 3,582$ s, springt das Potential von Sonde 10 innerhalb von $2 \mu\text{s}$ auf einen um etwa 50 V höheren Wert. Der Wärmefluss aus dem Plasma hat die Sondenspitze so stark erhitzt, dass sie Elektronen emittiert und das Potential der Schichtgrenze (Φ_{se}) annimmt (vgl. Abschn. 2.2). Die Sonde emittiert sogar während der Rückbewegung aus dem Plasma ($t > 3,6$ s) noch ausreichend Elektronen um im emissiven Zustand zu bleiben [18]. Die gleichzeitige Messung von Floatingpotential (Gl. 2.10) und dem Potential an der Schichtgrenze (Gl. 2.4) in enger Nachbarschaft ermöglicht die Bestimmung der Elektronentemperatur

$$T_e = \frac{(\Phi_{\text{fl}} - \Phi_{\text{SE}})e}{2,8} \quad (4.1)$$

mit hoher zeitlicher Auflösung. Sonde 10 ist näher am Plasma und wird deshalb stärker erhitzt als die darüber liegende Sonde 9. Einplanen kann man dieses unterschiedliche Verhalten kaum, da die Wärmeflüsse einer Entladung nicht so genau vorhergesagt werden können. Beispielsweise hat in derselben Entladung beim ersten Manipulatorhub keine und beim dritten Manipulatorhub jede Sonde Elektronen

emittiert. Es wäre aber denkbar Sonden mit unterschiedlicher Wärmekapazität zu verwenden oder einzelne Sonden in der Ruheposition vor Beginn der Messung mit einem Laserstrahl zu erhitzen und dann mit heißen und kalten Sonden ins Plasma zu fahren.

Sondensignale vom Mittelebenenmanipulator an ASDEX Upgrade werden von den speziell entwickelten Langmuir-Hotlink-Geräten gemessen und mit 2 MHz digitalisiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Probleme mit diesem Messaufbau identifiziert und folgendermaßen behoben. Das Übersprechen zwischen unterschiedlichen Kanälen, sowie die Empfindlichkeit gegenüber Magnetfeldänderungen in der Torushalle konnten mit Hilfe kontinuierlicher Kabelschirmung und verbesserter Erdung um drei Größenordnungen reduziert werden. Resonante Schwingungen im MHz-Bereich der Operationsverstärker in den Langmuir-Hotlink-Geräten werden seit März 2011 durch passive Antialiasing-Filter und aufgrund geänderter Polarität unterdrückt. Seit #26449 wird darüber hinaus das Tiefpassverhalten der Sondenkabel bei hochohmigen Potentialmessungen reduziert. Hierfür werden die Sondensignale am Ende des Manipulators gefiltert und mit einer Ausgangsimpedanz von $50\ \Omega$ verstärkt an die folgenden Kabel weitergegeben. Die Grenzfrequenz der verbleibenden Kabel im Manipulator liegt damit für typische Plasmainpedanzen von $50 - 500\ \Omega$ an floatenden Langmuir-Sonden stets oberhalb von 600 kHz. Details zu den behobenen Störungen und den entsprechenden Modifikationen im Messaufbau finden sich in Ref. [19].

4.2 Gyro-fluid Simulation GEMR

Die GEMR-Simulationen [51] basieren auf einem 3D Gyrofluid-Modell, das in diesem Abschnitt kurz umrissen wird. Der geneigte Leser kann weitere Details in den Refn. [52, 53] und der dort genannten Literatur finden.

Das verwendete Modell löst die gyrokinetischen Gleichungen [54]. Berechnet werden die ersten sechs Momente der Verteilungsfunktionen von Ionen und Elektronen, d. h. Dichte, parallele Geschwindigkeit, paralleler und senkrechter Anteil der Energie bzw. Temperatur, sowie die parallelen Flüsse der senkrechten und parallelen Temperaturanteile [55, 56]. Die Energie im System bleibt erhalten [57] und selbst Plasmen mit geringer Kollisionalität sind durch das Modell abgedeckt [58]. Abbildung 4.3 veranschaulicht die 3D Geometrie der Simulation. Die Winkel sind global konsistent, obwohl nur ein Viertel des Torus simuliert wurde [59]. Der betrachtete Torus ist axialsymmetrisch mit einer runden Querschnittsfläche. Die Auflösung betrug 128 Flussflächen (x), 512 Feldlinien (y) und 16 Stützstellen parallel zum Magnetfeld (s). Die geringe Zahl an Stützstellen in paralleler Richtung ist aufgrund der räumlichen Anisotropie magnetisierter Plasmen möglich [60]. Die einzelnen Abschnitte der Driftebene (x - y) entsprechen in der Abbildung Segmenten auf einem toroidalen Ring. Die absoluten Positionsangaben in den folgenden Kapiteln beziehen sich auf die Projektion des Segments auf der LFS entlang der Feldlinien auf

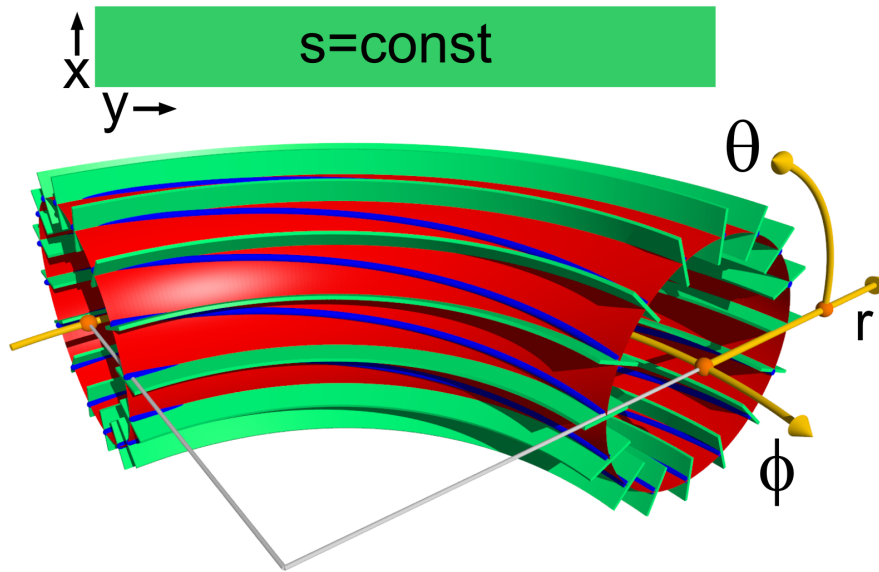


Abbildung 4.3: 3D Verteilung der GEMR Gitterpunkte auf einem Vierteltorus. 16 radial-toroidale (x - y) Ebenen (grün) sind poloidal äquidistant auf dem Torus verteilt und können entlang der Feldlinien auf einen kompletten radial-poloidalen Ring projiziert werden. Der Verlauf der Feldlinien innerhalb einer Flussfläche (rot) ist in blau angedeutet.

einen poloidalen Abschnitt. Die innere Hälfte des radialen Simulationsbereiches entspricht einem 3 cm breiten Streifen im Einschlussbereich des Tokamaks. Die äußere Hälfte entspricht der SOL mit einem Limiter auf der Unterseite der Flussflächen. Die parallele Randbedingung am Limiter ist durch ein linearisiertes Schichtmodell gegeben [61, 62].

Großer und kleiner Plasmaradius, Magnetfeldstärke, sowie die radialen Abfalllängen von Dichte und Temperatur entsprechen typischen L-Mode-Entladungen in ASDEX Upgrade [52]. Die über Flussflächen gemittelten Dichte- und Temperaturprofile werden durch dynamische Quellen und Senken an den radialen Rändern auf vorgegebene Werte geregelt. Abgesehen davon entwickeln sich die Radialprofile von Dichte, Temperatur und Potential selbstkonsistent mit den Fluktuationen. Normiert wurden die vorliegenden Simulationen auf eine Dichte von $n_0 = 1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und eine Temperatur von $T_0 = 60 \text{ eV}$. Die globale Gültigkeit der Simulation ist durch diese konstanten Normierungsfaktoren beschränkt. Im Rahmen dieser lokalen Annahme liefert das Modell jedoch eine konsistente Beschreibung der Turbulenz vom Einschlussbereich über die LCFS bis in die SOL.

Es wurden 4 ms lange Zeitreihen der turbulenten Fluktuationen auf der Niederfeldseite des Torus untersucht. Für den direkten Vergleich mit Sondenmessungen

von ASDEX Upgrade wurden künstliche Langmuir-Sonden implementiert. Konsistent mit dem GEMR Modell wurden dazu die Ionensättigungsstromfluktuationen anhand der Gleichung

$$\tilde{I}_{i,\text{sat}} \approx 0,6 A_p e n_0 c_{s0} \left(\frac{\tilde{n}_e}{n_0} - \frac{1}{2} \frac{\tilde{T}_e}{T_0} \right) \quad (4.2)$$

und mit der Annahme $T_e \approx T_i$ berechnet. Dichte- (\tilde{n}_e) und Temperaturfluktuationen (\tilde{T}_e) sind zeitlich variabel, während es sich bei n_0 und T_0 um die konstanten Normierungsparameter handelt. Der Gesamtstrom wurde über die Fläche der Parallelprojektion von ASDEX Upgrade Sondenspitzen (A_p) gemittelt. Die konstante Ionenschallgeschwindigkeit c_{s0} basiert auf T_0 . Die so berechneten Ionensättigungsstromfluktuationen weichen kaum von den mit

$$I_{i,\text{sat}} = 0,6 A_p e n_e \sqrt{\frac{T_e + T_i}{m_i}} \quad (4.3)$$

berechneten ab (vgl. Gl. 2.2). Die Floatingpotentialfluktuationen wurden mit Gl. 2.10 berechnet und ebenfalls zu jedem Zeitpunkt über die Sondenoberfläche gemittelt. Das gemessene Floatingpotential und der gemessene Ionensättigungsstrom hängen nicht nur vom Plasmapotential bzw. von der Dichte, sondern auch von der Elektronentemperatur ab. Die Einflüsse von Elektronentemperaturfluktuationen und der räumlichen Integration über die Sondenoberfläche sind in Experimenten oft nicht genau bekannt. Beim Vergleich der simulierten Plasmaturbulenz mit den künstlichen Sondenmessungen in den Kapiteln 7, 8 und 9 werden diese Effekte deutlich. Beim direkten Vergleich von künstlichen und experimentellen Sondenmessungen werden diese messtechnischen Einflüsse automatisch berücksichtigt.

4.3 Stellarator TJ-K

Am Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart werden Plasmaturbulenz [63, 64], -heizung [65] und -diagnostik [66] mit Hilfe eines magnetisch eingeschlossenen Niedertemperaturplasmas im Stellarator TJ-K [67] untersucht. Abbildung 4.4 zeigt ein Foto der Anlage. Gut sichtbar sind die zwei Vertikalfeldspulen. Die schematische Draufsicht in Abb. 4.5 zeigt wie sich eine Helikalfeldspule ($l = 1$) um das Vakuumgefäß windet und so die 6-fache Symmetrie des Magnetfeldes erzeugt ($m = 6$). Die Form des Magnetfeldes kann durch Variation der Spulenströme verändert werden. Typischerweise beträgt der große Plasmaradius 60 cm, der kleine 10 cm und die Rotationstransformation 1/3. Für unterschiedliche Magnetfeldstärken von 50 bis 500 mT stehen Mikrowellen-Heizsysteme mit 2,45 GHz (3 kW), 8,25 GHz (3 kW) und 14 GHz (6 kW) zur Verfügung. Typische Arbeitsgase sind Wasserstoff, Deuterium, Helium, Argon und Neon mit Neutralgasdrücken von wenigen mPa und einem Ionisationsgrad von etwa 30 %. Die Plasmadichte liegt typischerweise bei einigen 10^{17} m^{-3} und die Elektronentemperatur bei etwa 10 eV. Aufgrund seiner kalten

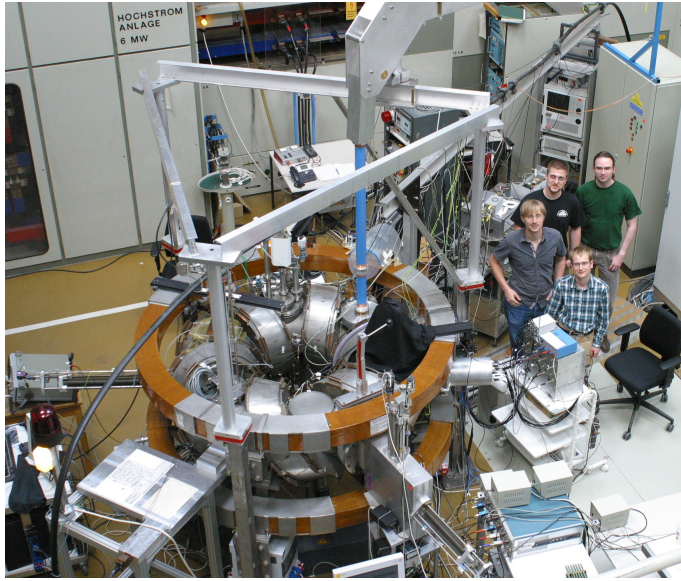


Abbildung 4.4: Der Stellarator TJ-K am Institut für Plasmaforschung in Stuttgart, im Hintergrund die Hochstromanlage.

Ionen ($T_i \leq 1 \text{ eV}$, [68]) ist das Niedertemperaturplasma in TJ-K diagnostisch wesentlich besser zugänglich als z.B. das heiße Plasma im Tokamak ASDEX Upgrade. Die Turbulenz im Plasma von TJ-K verhält sich dennoch ähnlich der am Rand magnetisch eingeschlossener Hochtemperaturplasmen [8, 69]. Zur Diagnostik werden neben umfangreichen Langmuir-Sonden Anordnungen [70, 71, 72, 73, 74] auch eine Hochgeschwindigkeitskamera [75], ein Mikrowelleninterferometer, Bolometer, lichtinduzierte Fluoreszenz (LIF) [68], sowie diamagnetische, Sattel- und Rugowskispulen eingesetzt.

In den vorliegenden Experimenten wurde bei 70 mT mit 2,45 GHz Heizung und einem Stromverhältnis von 57 % zwischen Vertikal- und Helikalfeldspulen in Deuterium gearbeitet. Der kleine Plasmaradius wurde mit Hilfe von zwei poloidalen Limiterplatten auf 5 cm reduziert, um in der SOL eine einheitliche parallele Verbindungslänge zu den Limitern von etwa 3 m zu erhalten [8]. Der gesamte poloidale Plasmaquerschnitt wurde auf der von der Heizung abgeschirmten Seite mit Langmuir-Sonden in 1 cm Schritten abgerastert (Abb. 4.6). Gleichzeitig hat eine ortsfeste Langmuir-Sonde jeweils die Ionensättigungsstromfluktuationen gemessen um bei der anschließenden Datenauswertung als Referenz bzw. Triggerquelle zu dienen. Typischerweise wurden an jedem Messpunkt 500 ms lange Zeitreihen aufgenommen und mit einer Aufnahmezeit von 1 MHz digitalisiert. Die Entladungsdauern von bis zu 45 min bei TJ-K ermöglichen die Messung an allen Punkten während einer einzigen Entladung mit durchwegs stabilen Plasmabedingungen. Die Sonden bestehen aus Wolframdrähten mit einem Durchmesser von wenigen $100 \mu\text{m}$. Diese sind, bis auf ihre 5 mm lange Spitze, durch Keramikröhrchen vom Plasma isoliert.

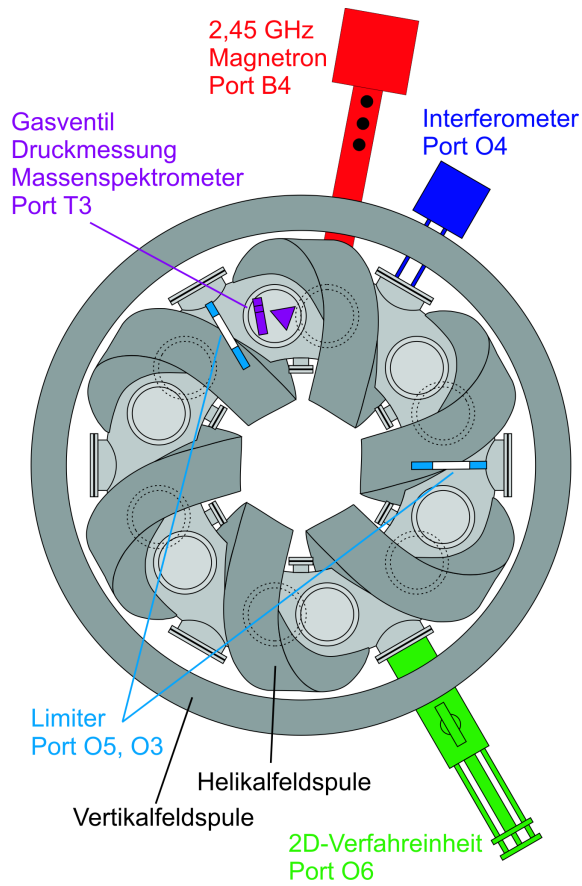


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des Stellarators TJ-K von oben mit den wichtigsten Diagnostiken und der 2,45 GHz Mikrowellenheizung.

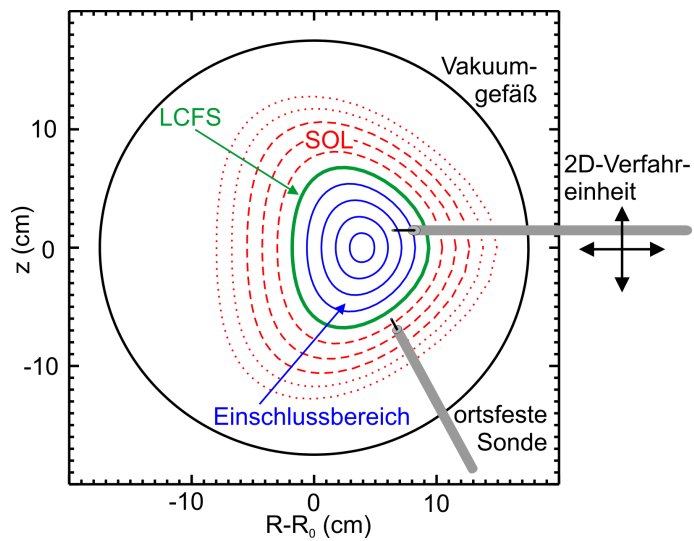


Abbildung 4.6: Poloidaler Schnitt durch TJ-K am äußeren Port O6 mit Vakuumgefäß, Langmuir-Sonden, sowie geschlossenen und offenen Feldlinien (gestrichelt).

Kapitel 5

Statistische Datenanalyse

Dieses Kapitel stellt die wichtigsten Methoden vor, die im Rahmen dieser Arbeit zur Datenanalyse eingesetzt wurden. Im einzelnen sind das die Untersuchung der Verteilungsfunktion (Abschn. 5.1), Korrelationsanalysen (Abschn. 5.2), konditionelles Mitteln (Abschn. 5.3) und konditionelles Sampling von Sondenkennlinien (Abschn. 5.4).

5.1 Verteilungsfunktion

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion („probability density function“, PDF) gibt an mit welcher Wahrscheinlichkeit $p(x) dx$ ein Wert im Intervall $[x, x + dx]$ gemessen wird. Im Experiment wird die PDF einer Zufallsgröße (X) durch die Häufigkeitsverteilung der diskreten Messwerte (x_i) abgeschätzt. Für eine große Anzahl (N) von Messwerten konvergiert die Häufigkeitsverteilung gegen die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Zufallsgröße. Die Form der Verteilung ermöglicht Rückschlüsse auf das untersuchte System. Zur Charakterisierung der Verteilungsfunktion wurden die folgenden Abschätzungen der statistischen Momente herangezogen:

$$\langle x \rangle \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (5.1)$$

$$\sigma_x^2 \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (5.2)$$

$$S \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i - \langle x \rangle}{\sigma_x} \right)^3 \quad (5.3)$$

$$K \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_i - \langle x \rangle}{\sigma_x} \right)^4 \quad (5.4)$$

Dabei bezeichnet $\langle x \rangle$ den Mittelwert und σ_x die Standardabweichung. Die Skewness (S) ist ein Maß für die Schiefe der Verteilungsfunktion. Für Gaußsche-Normal-

verteilungen mit

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.5)$$

ist $S = 0$. $S > 0$, falls die positiven Abweichungen der Messwerte vom Mittelwert größer sind als die Negativen. Die Kurtosis (K) ist ein Maß für die Wölbung der Verteilungsfunktion. Für eine Normalverteilung gilt $K = 3$. $K > 3$ steht für eine spitze Verteilungsfunktion. Das bedeutet, dass vergleichsweise selten größere Abweichungen vom Mittelwert auftreten, diese seltenen Abweichungen dann aber umso größer sind. Solche seltenen, kurzen und deutlichen Abweichungen vom Mittelwert werden typischerweise in der Plasmaturbulenz beobachtet und als intermittente Ereignisse bezeichnet. Die Kurtosis wurde in der vorliegenden Arbeit wie in Ref. [76] und [77] definiert. Abweichend davon wird in der Literatur teilweise auch der Exzess ($E = K - 3$), also die Abweichung der Wölbung von einer Normalverteilung, als Kurtosis bezeichnet.

5.2 Korrelationsanalyse

Die Korrelationsanalyse gibt Aufschluss über die Ähnlichkeit von Signalen. Propagieren turbulente Strukturen von einer Sonde zur nächsten, so sind sich die beiden Signale, bis auf einen bestimmten Zeitversatz, ähnlich. Die Korrelation der mittelfreien Zeitreihen x und y berechnet sich für den Zeitversatz $\tau = jd\tau$ gemäß

$$C_{xy}(\tau) = \frac{1}{N-j} \sum_{i=1}^{N-j} \frac{x_i y_{i+j}}{\sigma_x \sigma_y}. \quad (5.6)$$

Beide Zeitreihen setzen sich aus jeweils N diskreten Messwerten im zeitlichen Abstand $d\tau$ zusammen. Abbildung 5.1a veranschaulicht die Berechnung der Korrelationsfunktion (C_{xy}) eines Rechteckpulses. Die schwarze Kurve entspricht dem Referenzsignal x . Die fette, rot gestrichelte Kurve stellt das gleiche Signal um $jd\tau$ verschoben dar. Letzteres wird Schritt für Schritt gegenüber dem Referenzsignal verschoben. Für jede Verschiebung ($jd\tau$ mit $j \in [-N/2, N/2]$) werden die beiden Signale elementweise multipliziert und aufsummiert. Diese Summe ist in Abb. 5.1d für alle Verschiebungen τ dargestellt. Der rot gestrichelte Pfeil zeigt die aktuelle Position an. Zum Zeitpunkt $\tau = 0$ waren beide Zeitreihen identisch, die Korrelation erreichte den Wert eins. Wird ein Signal mit sich selbst korreliert, so spricht man von einer Autokorrelation (C_{xx}). Diese ist immer symmetrisch, mit einem Maximum bei $C_{xx}(0) = 1$. Ihre Breite ist die die Autokorrelationszeit (τ_{auto}). Sie gibt Aufschluss darüber wie lange sich das Signal selbst ähnlich ist. Die Beispiele in Abbildung 5.1 machen deutlich, welche Informationen in den Kreuzkorrelationsfunktionen unterschiedlicher Signale enthalten sind. Das Korrelationsmaximum wird

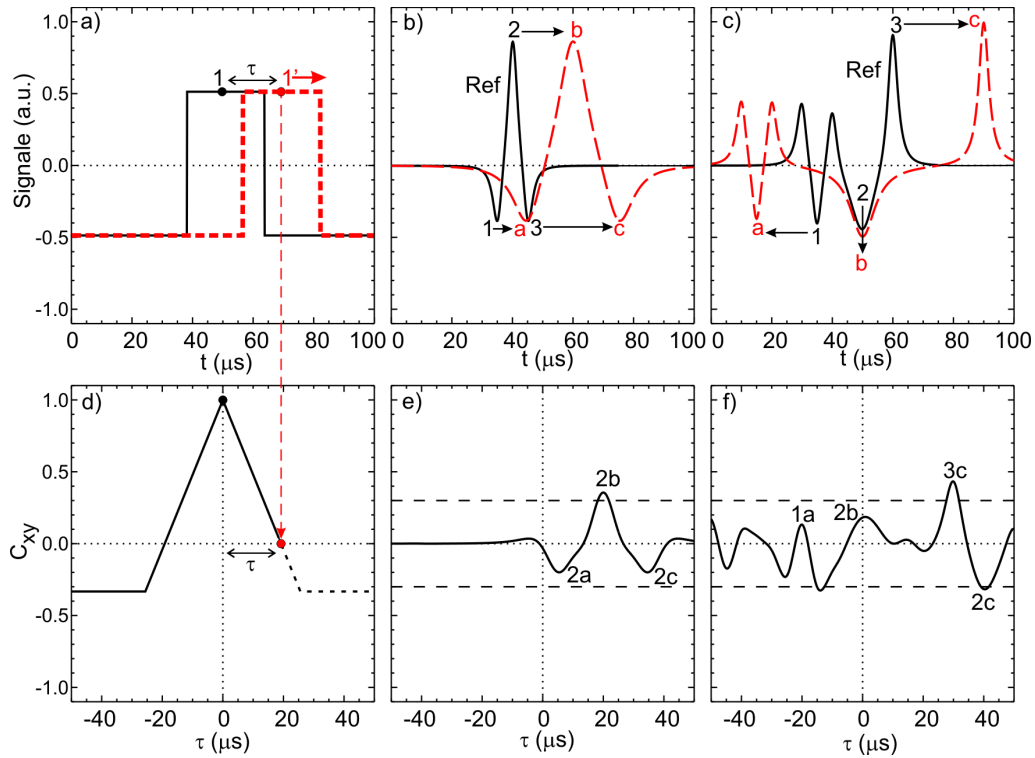


Abbildung 5.1: Signale (oben) und zugehörige Korrelationsfunktionen (unten). Links: Autokorrelation eines Rechteckpulses. Mitte: Korrelationsmaximum kennzeichnet den Zeitversatz der Gruppengeschwindigkeit eines dispersiven Pulses. Rechts: Bei unterschiedlichem Verhalten der Fluktuationen dominieren große (und häufige) Ereignisse die Korrelationsfunktion.

durch die größten, bzw. in langen Zeitreihen auch durch die häufigsten kohärenten Fluktuationen in einem Signal bestimmt. Der Zeitversatz dieses Maximums (τ_{max}) entspricht der Gruppengeschwindigkeit ($v_{\text{gr}} = \tau_{\text{max}}/\Delta r$) dieser Fluktuationen zwischen den Messpunkten r_x und r_y mit $\Delta r = r_y - r_x$. Eine mögliche Dispersion der Fluktuationen hat keinen Einfluss auf τ_{max} , wie Abb. 5.1b und c zeigen. Inverse Signale ($x = -y$) besitzen eine Korrelation von $C_{xy}(0) = -1$, wobei die Korrelation unterschiedlicher Messsignale aufgrund von unkorrelierten Fluktuationen und Rauschen immer zu Werten $|C_{xy}| < 1$ führt. Vollkommen unkorrelierte Signale ergeben $C_{xy} \approx 0$.

Die Korrelationslänge $L_{\text{corr}} = r_{y+} - r_{y-}$ gibt an, in welchen räumlichen Abständen $r_{y\pm}$ zu einem Referenzsignal x , das Korrelationslevel $C_{xy}(\tau = 0, r_y)$ auf unter $1/e$ abgefallen ist. L_{corr} ist ein Maß für die Größe kohärenter Strukturen in einem turbulenten System. In Experimenten mit geringer räumlicher Auflösung wird die Korrelationslänge oft durch $L_{\text{corr}} \approx v_{\text{gr}}\tau_{\text{auto}}$ abgeschätzt.

Weitere Informationen zur Korrelationsanalyse finden sich in Ref. [30]. Korrelationsanalysen ermöglichen quantitative Aussagen über den mittleren zeitlichen

Verlauf aller Fluktuationen in einer Zeitreihe. Das konditionelle Mittel im nächsten Abschnitt charakterisiert dagegen nur ausgewählte Ereignisse. Dafür werden dort zusätzlich quantitative Aussagen über die mittlere Amplitude dieser Fluktuationen möglich.

5.3 Konditionelles Mittel

Konditionelles Mitteln ist ein Verfahren um die mittlere Amplitude kohärenter Strukturen in turbulenten Zeitreihen zu bestimmen [30]. Ein mittelwertfreies, fluktuierendes Signal

$$x = x_{\text{koh}} + x_{\text{inkoh}} \quad (5.7)$$

kann als Superposition aus kohärenten (x_{koh}) und zufälligen, nicht-kohärenten Fluktuationen (x_{inkoh}) betrachtet werden. Bei der konditionellen Mittelung werden Zeitpunkte t_k bestimmt, bei denen ein Referenzsignal ein bestimmtes Kriterium erfüllt und deren zeitlicher Abstand mindestens der Länge des zu betrachtenden Zeitabschnittes (T) entspricht. Als Kriterium dient oft das Überschreiten eines vielfachen der Standardabweichung im Referenzsignal. Teilweise werden auch Bedingungen an mehrere Signale mit fester zeitlicher Abfolge gestellt. Die Zeitabschnitte $[t_k - T/2, t_k + T/2]$ um die detektierten Zeitpunkte t_k werden dann ausgeschnitten und über alle Realisierungen gemittelt. Mit der diskreten Zeitaufösung $d\tau$ des Signals ist dann das Ergebnis zum Zeitpunkt $\tau = jd\tau$ die mittlere Auslenkung

$$\langle x_{\text{koh}}(\tau) \rangle = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x_k(\tau). \quad (5.8)$$

Für eine große Anzahl M von Ereignissen mit gleichem kohärentem Anteil heben sich die unkorrelierten Fluktuationen im Mittel gegenseitig auf und übrig bleibt nur der kohärente Anteil der Fluktuationen. Jedes kohärente Ereignis besitzt eine individuelle zeitliche und räumliche Entwicklung. Lediglich zum Triggerzeitpunkt $\tau = 0$ wird das Auswahlkriterium von allen Ereignissen gleichermaßen erfüllt. In der vorliegenden Arbeit wurde stets das Überschreiten eines Vielfachen der Standardabweichung als Triggerzeitpunkt gewählt, so dass die maximale Fluktuationsamplitude meist bei $\tau > 0$ erreicht wird. In anderen Arbeiten wird häufig auf das Maximum selbst getriggert, so dass das Maximum immer bei $\tau = 0$ liegt. Die Ergebnisse beider Methoden sind jedoch sehr ähnlich. Häufig liefert eine Sonde das Referenzsignal um damit die Messung einer anderen Sonde konditionell zu mitteln. Wann die kohärente Fluktuation in einem solchen Fall ihr Maximum erreicht hängt hauptsächlich von der räumlichen Positionierung der beiden Sonden und weniger von der genauen Triggerbedingung ab. Die Amplituden im konditionellen Mittel sind signifikant solange sich die zeitliche Entwicklung der detektierten Ereignisse untereinander gleichen.

Im magnetisierten Plasma von TJ-K verhalten sich die meisten kohärenten Strukturen sehr ähnlich. Die raum-zeitliche Entwicklung konditionell gemittelter Strukturen kann im Wesentlichen unabhängig von der Position der Referenzmessung, über $200\ \mu\text{s}$ lang beobachtet werden (Kap. 7). In den Rohdaten von GEMR-Simulationen kann die Entwicklung individueller Strukturen in der Driftebene oft ebenfalls über $200\ \mu\text{s}$ lang beobachtet werden. Die konditionell gemittelten Strukturen existieren dagegen nur etwa $50\ \mu\text{s}$ lang. Die Wahl des Referenzsignals entscheidet darüber hinaus, wo die Strukturen beobachtet werden (Kap. 9). Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass sich die Entwicklung der einzelnen Strukturen in GEMR wesentlich stärker unterscheidet, als in TJ-K. Die Kohärenzzeit des konditionellen Mittels gibt folglich nicht zwangsläufig Aufschluss über die Kohärenzzeit einzelner Strukturen.

5.4 Konditionelles Kennlinien-Sampling

Die konditionelle Mittelung liefert wertvolle Informationen über das Verhalten kohärenter Strukturen in einem turbulenten Plasma. Floatingpotential- und Ionensättigungsstromfluktuationen können von Langmuir-Sonden mit der für Turbulenzstudien nötigen Zeitauflösung gemessen werden. Physikalisch relevant für die Plasmadynamik sind allerdings Plasmapotential, Dichte und Temperatur. Um Floatingpotentiale in Plasmapotentiale und Ionensättigungsstrom in Dichte umrechnen zu können, werden Informationen über kohärente Elektronentemperaturfluktuationen benötigt. Es ist allerdings aufwendig, diese mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen [16]. Die Sondenkennlinien müssen entweder innerhalb von μs aufgenommen werden, oder verschiedene Sonden messen gleichzeitig bei unterschiedlichen Potentialen, was die räumliche Auflösung reduziert. Furno *et al.* konnten dieses Problem in einem Niedertemperaturplasma durch konditionelles Sampling von Sondenkennlinien lösen [78]. Dazu werden zwei Langmuir-Sonden benötigt. Eine Referenzsonde misst Ionensättigungsstrom- oder Floatingpotentialfluktuationen. Die andere Sonde fährt langsam ($\approx 1\ \text{kHz}$) Strom-Spannungs-Kennlinien durch. Beide Signale werden mit ausreichender Zeitauflösung ($\approx 1\ \text{MHz}$) digitalisiert. Das Referenzsignal dient lediglich als Triggerquelle. Jedesmal, wenn es eine bestimmte Bedingung erfüllt, wird ein Intervall $[-T/2, T/2]$ um diesen Zeitpunkt t_k herum aus den Strom-Spannungs-Messungen ausgeschnitten. Anschließend werden die Strom-Spannungs-Paare in Gruppen zusammen gefasst, welche in gleichen zeitlichen Abständen τ zu den Triggerereignissen gemessen wurden. Anstatt wie beim konditionellen Mitteln einfach über die jeweiligen Werte zu mitteln, wird beim konditionellen Sampling an die Messwerte jeder Gruppe eine Sondenkennlinie gefittet. Zu jedem τ liefert dieses Verfahren mittlere Werte für Floatingpotential, Ionensättigungsstrom und Elektronentemperatur an der Position einer einzigen Sonde. Im Gegensatz zu kontinuierlichen Strom- oder Spannungsmessungen ist der zeitliche Ablauf einzelner Ereignisse hier aufgrund der Mittelung nicht zugänglich.

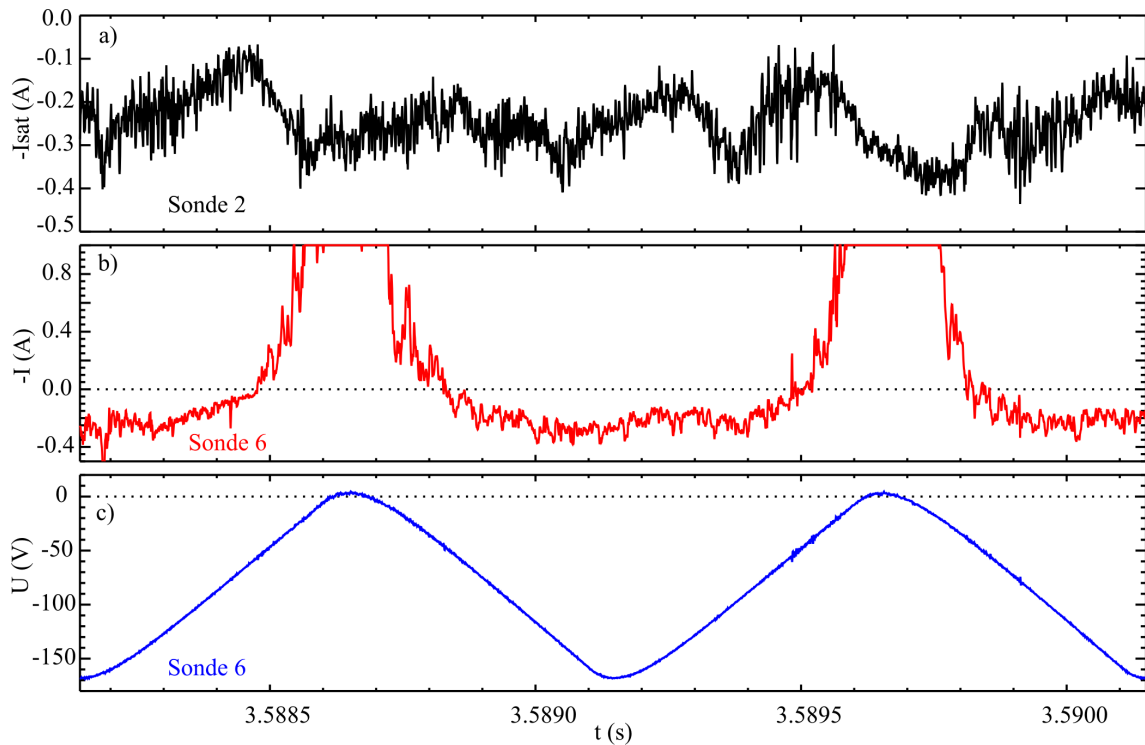


Abbildung 5.2: Ausschnitt der für das konditionelle Kennlinien-Sampling gemessenen Sondensignale. Oben: Ionensättigungsstrom, der hochpassgefiltert als Triggerquelle dient. Mitte: Strommessung, auf ± 1 A begrenzt. Unten: Vorspannung der Sonde mit geglätteten Spitzen, um Übersprechen zu vermeiden, und im wesentlichen negativ vorgespannt um den Elektronenstrom zu begrenzen. (AUG, #26530)

Dieses Verfahren wurde adaptiert und erfolgreich auf ein Hochtemperaturplasma angewandt [79, 52]. Abbildung 5.2 zeigt Messungen von Ionensättigungsstrom und Sondenkennlinien am Rand des Tokamaks ASDEX Upgrade. Die langsamen Änderungen des Ionensättigungsstroms sind hier nicht von Interesse, übersteigen aber die Amplitude der schnellen Fluktuationen deutlich. Mit einer konstanten Triggerschwelle können deshalb hochfrequente Fluktuationen bei veränderter Hintergrunddichte nicht mehr phasenrichtig detektiert werden. Zur Untersuchung der hochfrequenten Anteile würde man die Signale normalerweise hochpassfiltern. Dabei geht allerdings, neben den Hintergrundschwankungen des Ionensättigungsstroms mit Frequenzen $f < 10$ kHz, auch die Temperaturinformation der Kennlinien mit $f = 1$ kHz verloren. Es wurden deshalb zunächst alle gemessenen Strom-Spannungs-Paare der Zeitreihe ungefiltert zu einer mittleren Kennlinie zusammengefasst. Daraus wurden mittlere Werte für Ionensättigungsstrom, Floatingpotential und Elektronentemperatur bestimmt. Aus diesen mittleren Werten und der angelegten Spannung in Abb. 5.2c wurde dann mit Gl. 2.6 ein zu erwartender Sondenstrom berechnet. Dieser mittlere Kennlinienstrom, ohne Fluktuationen, wurde auf das hochpassgefilterte Stromsignal der Kennlinienmessung addiert. Das Ergebnis ist ein Strom-

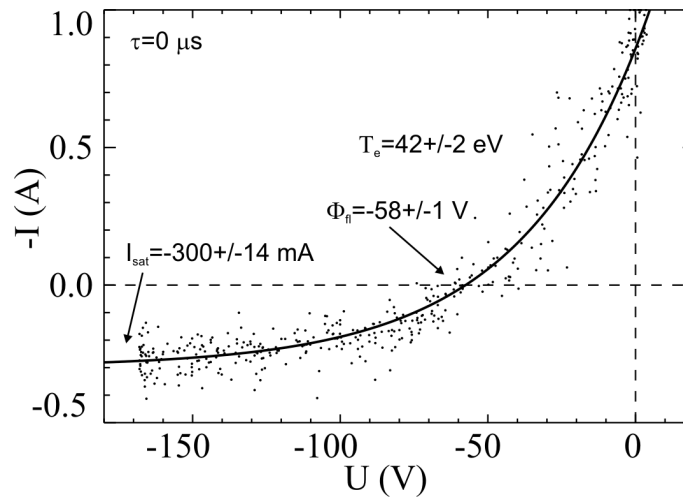


Abbildung 5.3: Konditionell gesampelte Strom-Spannungs-Paare (Punkte) zum Zeitpunkt $\tau = 0 \mu\text{s}$ etwa 8 mm außerhalb der LCFS. Die durchgezogene Linie entspricht dem besten Fit mit den angegebenen Parametern nach Gl. 2.6. (AUG, #26530, $t \approx 3,6\text{s}$)

signal, das die Temperaturinformation der mittleren Kennlinien und der hochfrequenten Fluktuationen enthält. Die so präparierten Kennlinien wurden dann, wie zuvor beschrieben, konditionell gesampelt. Kohärente Fluktuationen wurden beim Überschreiten der 1,5-fachen Standardabweichung des ebenfalls hochpassgefilterten Ionensättigungsstromsignals ausgewählt. Abbildung 5.3 zeigt die mit diesem Verfahren bestimmte Strom-Spannungskennlinie für den Zeitpunkt $\tau = 0$. Die Ergebnisse der Analyse werden in Kapitel 8 vorgestellt und mit anderen Ergebnissen verglichen.

Kapitel 6

Plasmarandschicht

Die Plasmarandschicht bezeichnet den Bereich um die LCFS. Sie umfasst die SOL und den äußeren Rand des eingeschlossenen Plasmas. Nach den grundlegenden Einführungen der vorherigen Kapitel, beginnt mit diesem Kapitel die Vorstellung der Untersuchungen und Ergebnisse dieser Arbeit. Es wird zunächst die Plasmarandschicht am Tokamak ASDEX Upgrade mit Hilfe von Langmuir-Sonden charakterisiert und im Hinblick auf turbulente Prozesse bewertet. In Abschnitt 6.1 werden die Gleichgewichtsprofile und in Abschnitt 6.2 die turbulenten Fluktuationen vorgestellt. Am Ende werden die Ergebnisse diskutiert und kurz zusammengefasst (Abschn. 6.3). Teile dieses und des folgenden Kapitels wurden bereits publiziert [80].

6.1 Gleichgewichtsprofile

In diesem Abschnitt werden beispielhaft die Profile einer rein resistiv geheizten Entladung vorgestellt. Die Ergebnisse stammen von Langmuir-Sonden, Lithiumstrahlspektroskopie [81, 82], Elektronen-Zyklotronemission („electron cyclotron emission“, ECE) [83] und Thomson-Streuung [84]. Abbildung 6.1 zeigt Radialprofile von Hintergrunddichte (n_e), Temperatur (T_e) und normiertem Druckgradienten ($\nabla p_e/p_e$). Für den direkten Vergleich der Profile wurden die Ergebnisse der verschiedenen Diagnostiken entlang der Magnetfeldlinien auf der LFS in die Ebene der magnetischen Achse projiziert. Angegeben ist der Abstand zur LCFS (d_s) an dieser Stelle. Der Fehler der Magnetfeldrekonstruktion liegt bei etwa ± 5 mm. Die Diagnostiken können noch zusätzliche Fehler aufweisen, so dass die absolute Position der LCFS eine Unsicherheit von bis zu ± 1 cm besitzen kann. Die relative Position der Sonden untereinander ist dagegen sehr genau bekannt, da diese mechanisch miteinander verbunden sind und die Position des Manipulators bis auf etwa 1 mm bestimmt sein sollte. Abbildung 6.1a zeigt das Dichteprofil aus der Lithiumstrahlspektroskopie und Ionensättigungsstrommessung nach Gl. 4.3 mit einer effektiven Sondenoberfläche von 5 mm^2 und $T_e \approx T_i$. Im Bereich der LCFS liegt die Dichte bei $1,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und nimmt nach außen stark ab. In der äußeren SOL ist die Dichte dagegen fast konstant. Abbildung 6.1b vergleicht die Elektronentemperatur aus Sondenkenntli-

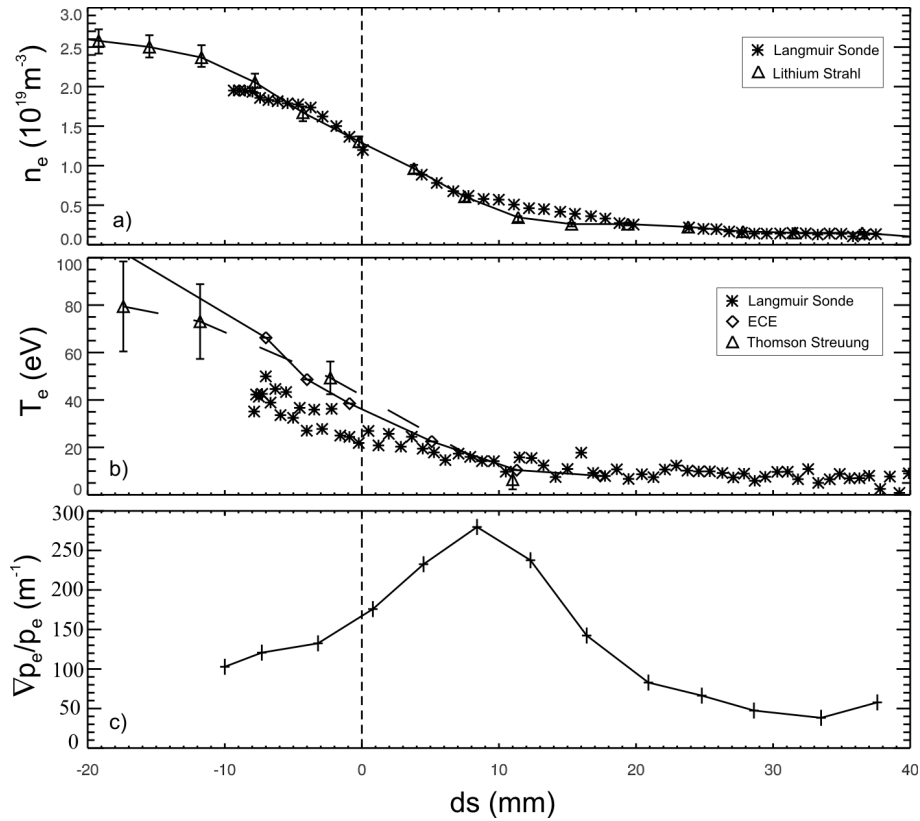


Abbildung 6.1: Hintergrundprofile von (a) Dichte, (b) Temperatur und (c) inverser Druckabfalllänge am Rand einer rein resistiv geheizten Plasmaentladung. Vergleich der Ergebnisse von Langmuir-Sonden mit Lithiumstrahl, ECE und Thomson-Streuung (AUG, #24111, $t \approx 3,2$ s).

nien (Gl. 2.6) mit ECE und Thomson-Streuung. In dieser L-Mode-Entladung mit Ohmscher Heizung fällt die Temperatur innerhalb eines cm außerhalb der LCFS von etwa 40 auf unter 20 eV ab. In der SOL stimmen alle Diagnostiken gut überein. Die Temperatur im Einschlussbereich wird von der Langmuir-Sonde unterschätzt. Dieses Verhalten lässt sich durch die kohärenten Fluktuationen in Kap. 8 erklären [85].

Der turbulente Zustand am Plasmarand entsteht durch das Anwachsen und die nichtlineare Kopplung resistiver Driftwellen. In einfacher Geometrie skaliert die lineare Anwachsrate quadratisch mit der inversen Abfalllänge [86]. Die Abfalllängen von Dichte ($L_n = |\nabla \ln n_e|^{-1}$) und Temperatur ($L_T = |\nabla \ln T_e|^{-1}$) liegen an der LCFS bei $1,2 \pm 0,2$ bzw. $1,1 \pm 0,4$ cm. In zusatzgeheizten Plasmen fällt die Temperatur oft steiler ab. Abbildung 6.1c zeigt das Radialprofil der inversen Abfalllänge des Drucks ($L_p^{-1} = |\nabla \ln p_e|$ mit $p_e = T_e n_e$). Sie erreicht ein Maximum am Ende der steilen Gradienten, etwa 1 cm außerhalb der LCFS. Im linearen Fall würde man hier ein Anwachsen der turbulenten Fluktuationen erwarten.

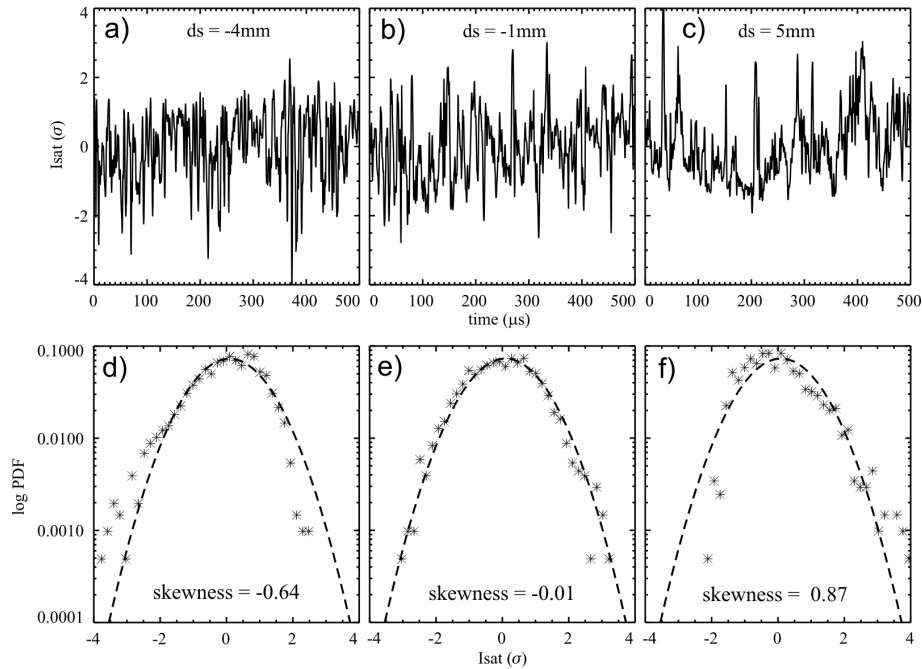


Abbildung 6.2: Ionensättigungsstromfluktuationen um die LCFS auf der LFS. Oben: Ausschnitte der mittelwertfreien und auf die Standardabweichung normierten Sondensignale. Unten: Dazu gehörende Häufigkeitsverteilungen (*) im Vergleich zur Normalverteilung (gestrichelt). (AUG, #24111, $t \approx 3,2$ s, Sonde 9)

6.2 Turbulente Fluktuationen

Dieser Abschnitt charakterisiert die turbulenten Dichtefluktuationen in der SOL und an der LCFS von ASDEX Upgrade. Die Ionensättigungsstromfluktuationen folgen im wesentlichen den Dichtefluktuationen des Plasmas, wie in Kapitel 8 gezeigt werden wird. Die Abbildungen 6.2a-c zeigen charakteristische Ausschnitte der Ionensättigungsstromfluktuationen im Bereich der LCFS. Das häufige Auftreten großer Amplituden von mehr als zwei Mal der Standardabweichung deutet das intermittente Verhalten der Signale an. Die Sterne in Abb. 6.2d-f zeigen die Häufigkeitsverteilung der Amplituden an den drei unterschiedlichen Positionen. Die Asymmetrie der Verteilungen wird im Vergleich mit den Normalverteilungen deutlich (gestrichelt). Innerhalb der LCFS, $d_s = -4$ mm, ist die Skewness negativ (Abb. 6.2d). Es werden vermehrt stark negative Amplituden gemessen (Abb. 6.2a). In der SOL, $d_s = +5$ mm, sind die großen Ausschläge hingegen meist positiv (Abb. 6.2c). Nahe der LCFS, $d_s = -1$ mm, werden sowohl deutlich positive als auch deutlich negative Amplituden beobachtet (Abb. 6.2b). Die Häufigkeitsverteilung folgt hier im wesentlichen der Normalverteilung und die Skewness liegt bei Null (Abb. 6.2e).

Abbildung 6.3a-c charakterisiert die radiale Variation der Ionensättigungsstromfluktuationen. Die Dreiecke basieren jeweils auf der Analyse von 1 ms langen Unterzeitreihen. Die Sonde bewegt sich in dieser Zeit etwa 1 mm auf das Plasma zu.

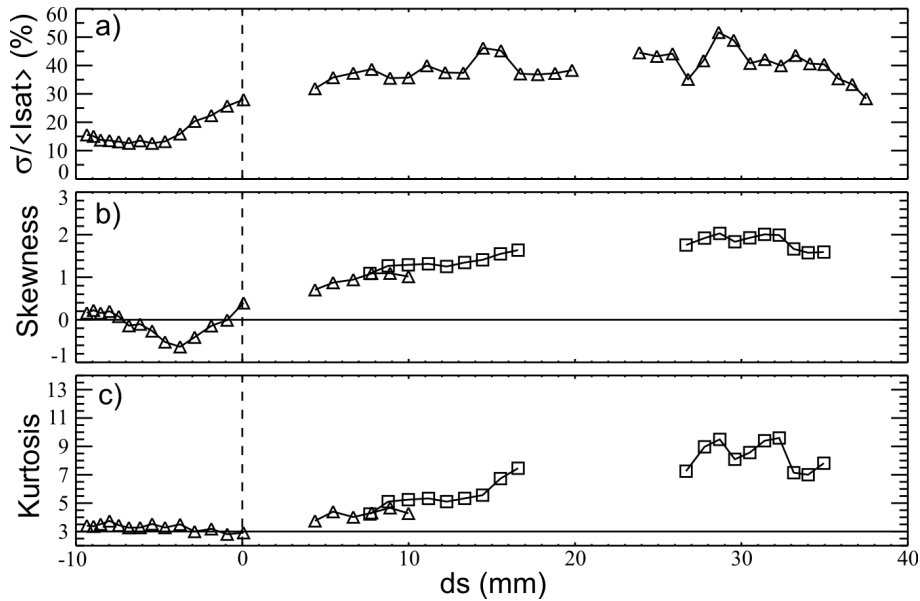


Abbildung 6.3: Radialprofile der Ionensättigungsstromfluktuationen: (a) Fluktuationslevel, (b) Skewness und (c) Kurtosis. (AUG, 24111, $t \approx 3,2$ s, Sonde 9)

Unter Berücksichtigung der Sondenlänge von 2 mm ergibt sich daraus eine radiale Unsicherheit von $\pm 1,5$ mm. In der SOL konvergieren die höheren statistischen Momente, aufgrund seltenerer Ereignisse, erst für längere Zeitreihen. Die Quadrate im Bild basieren auf 4 ms langen, überlappenden Zeitreihen, die jede Millisekunde ausgewertet wurden. Die Vorspannung der Sonden wurde in regelmäßigen Abständen abgeschaltet um mögliche Überschläge an den Sonden zu unterbrechen. Dies erklärt die Lücken in den Profilen. Die relative Standardabweichung ($\sigma/\langle I_{\text{sat}} \rangle$) in Abb. 6.3a ist im Einschlussbereich relativ konstant bei 10 – 15 %. Um die LCFS steigt sie dann schnell an und erreicht 7 mm außerhalb bereits Werte von 40 %. Weiter außen in der SOL ändert sich die relative Fluktuationsamplitude kaum. Die Skewness ist in einem schmalen Bereich innerhalb der LCFS negativ (Abb. 6.3b). Das Minimum liegt bei $d_s = -4$ mm. Es folgen ein Nulldurchgang an der LCFS und deutlich positive Werte in der SOL (vgl. Abb. 6.2). Abbildung 6.3c zeigt das Kurtosisprofil. Im Einschlussbereich entspricht die Spitzheit einer Normalverteilung. In der SOL steigt sie langsam an und erreicht knapp zwei Zentimeter außerhalb der Separatrix Werte um acht. Hohe Werte der Kurtosis deuten auf intermittente Ereignisse hin.

In Abbildung 6.4 ist die Kurtosis (K) über der Skewness (S) aufgetragen. Dabei wurden alle Positionen von Vor- und Zurückbewegung der Sonde in ASDEX Upgrade zusammen gefasst. Die Verteilung der Wertepaare folgt einer Parabel $K = AS^2 + BS + C$ mit den in der Abbildung angegebenen Fitparametern A , B und C . Diese Relation beschreibt die Beziehung zwischen Skewness und Kurtosis der Ionensättigungsstromfluktuationen an allen radialen Positionen. Die Beobachtung deutet darauf hin, dass die Fluktuationen einen gemeinsamen Ursprung haben [76].

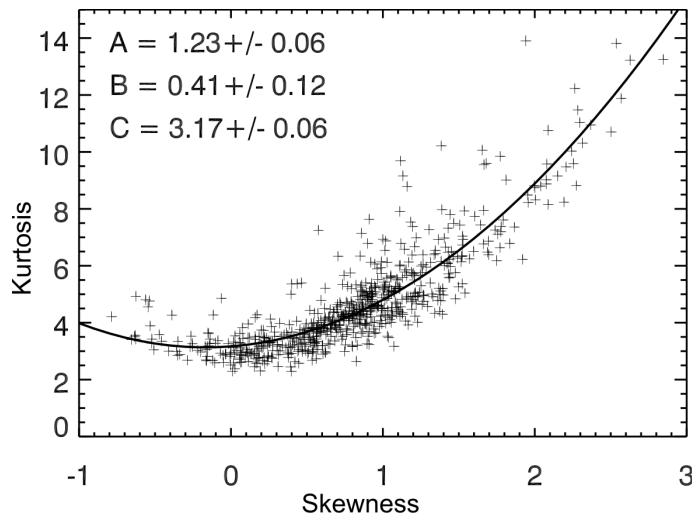


Abbildung 6.4: Parabolische Abhängigkeit $K = AS^2 + BS + C$ zwischen Kurtosis (K) und Skewness (S) der Ionensättigungsstromfluktuationen. Die Koeffizienten im Bild beschreiben die durchgezogene Linie. (AUG, #24111, $t \approx 3,2$ s, Sonde 9)

6.3 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde beispielhaft die Randschicht einer resistiv geheizten L-Mode-Entladung im Tokamak ASDEX Upgrade charakterisiert.

In der SOL sind die Hintergrundprofile von Dichte und Elektronentemperatur relativ flach. Ionensättigungsstrommessungen zeigen hier ein hohes Fluktuationslevel von 40% und werden von häufigen, positiven Ereignissen dominiert. Dieses Verhalten wird auch am Rand anderer Experimente beobachtet und mit radial propagierenden Blobs in Verbindung gebracht [31]. Am Tokamak NSTX wurde der Blobentstehung ein Bereich außerhalb der LCFS zugeordnet [87]. In diesem Bereich erreichte auch die inverse Druckabfalllänge ihr Maximum. Die lineare Anwachsrate resistiver Driftwellen wäre dort am größten, sofern die Magnetfeldgeometrie und nichtlineare Kopplungen unberücksichtigt bleiben [86]. Die steilsten Dichte- und Temperaturgradienten wurden in einem zwei Zentimeter breiten Bereich um die LCFS beobachtet. Das Maximum der inversen Druckabfalllänge wird am Ende dieses Bereiches, einen Zentimeter außerhalb der LCFS erreicht.

Die Blobs scheinen an der LCFS zu entstehen, da im eingeschlossenen Plasma negative Dichtefluktuationen überwiegen. Damit können Ausläufer von Lawinen aus dem Plasmazentrum als Ursache der Blobs in der SOL ausgeschlossen werden. Das Verhalten der Ionensättigungsstromfluktuationen deutet eher auf einen radialen Austausch von Plasma hin, wie er in Abschnitt 3.3 beschrieben wurde. Das Fluktuationslevel nimmt in diesem Bereich zu, während es sowohl weiter innen, als auch weiter außen, relativ konstant ist. Auch dies deutet auf das Anwachsen turbulenter Fluktuationen in diesem Bereich hin. Innerhalb der LCFS werden verstärkt Löcher in der Dichte beobachtet und außerhalb Blobs. Ein ähnlicher Vorzeichenwechsel der

Skewness an der LCFS wurde bereits am Tokamak DIII-D [88] und am linearen Experiment LAPD beschrieben [89]. Am Tokamak JET zeigte sich dieser Übergang erst im eingeschlossenen Plasma [38], während am Limiter-Tokamak TEXTOR bisher nur Fluktuationen mit $S > 0$ gemessen wurden [90].

Skewness (S) und Kurtosis (K) der Ionensättigungsstromfluktuationen am Tokamak ASDEX Upgrade folgen einer parabolischen Beziehung $K = AS^2 + BS + C$. Ein solcher Zusammenhang mit $B = 0$ wurde erstmals am Plasmaexperiment TORPEX und in der Abschältschicht des Tokamaks TCV beobachtet [76, 91]. Das Verhalten wurde durch eine Beta-Verteilung der Dichtefluktuationen erklärt und deutet auf einen gemeinsamen Entstehungsprozess der Fluktuationen hin. Sattin *et al.* argumentieren, dass der parabolische Zusammenhang eine generelle Eigenschaft vieler turbulenter Systeme ist und keine relevanten Informationen über die zugrunde liegende Physik liefert [92]. Gleichzeitig haben Sattin *et al.* die parabolische Beziehung an vier weiteren Plasmaexperimenten nachgewiesen und ein Modell zur Erklärung unterschiedlicher Fitparameter durch die Überlagerung verschiedener Wahrscheinlichkeitsverteilungen entwickelt [77]. Zusätzliche Erkenntnisse konnte allerdings auch dieses Modell bisher nicht liefern.

Zusammenfassend lässt sich im Bezug auf die Plasmarandschicht in ASDEX Upgrade L-Mode-Entladungen folgendes feststellen:

- Die Gradienten von Dichte und Elektronentemperatur sind im Bereich der LCFS maximal. Die größten linearen Anwachsraten von Driftwellen würde man etwas außerhalb, in der SOL, erwarten.
- In der SOL treten überwiegend Blobs, und im Einschlussbereich überwiegend Löcher auf.
- Beide Spezies scheinen durch den radialen Austausch von Plasma an der LCFS zu entstehen.

Kapitel 7

Scherströmungen

Scherströmungen werden für die Verbesserung des magnetischen Einschlusses verantwortlich gemacht (Abschn. 3.5). Dieses Kapitel untersucht, wo und warum Scherströmungen am Plasmarand auftreten, wie ihre räumliche Ausdehnung ist und welchen Einfluss sie auf turbulente Strukturen ausüben. Dazu werden experimentelle Messungen von ASDEX Upgrade und TJ-K mit GEMR-Simulationen verglichen.

7.1 Scherströmung in ASDEX Upgrade

Dieser Abschnitt befasst sich mit der experimentellen Untersuchung von Scherströmungen am Rand von ASDEX Upgrade. Die Ergebnisse basieren im Wesentlichen auf Langmuir-Sondenmessungen mit dem Mittelebenenmanipulator.

7.1.1 Radiale elektrische Felder

In toroidal eingeschlossenen Plasmen führen radiale elektrische Felder zu einer poloidalen $E \times B$ -Drift. Abbildung 7.1 zeigt die poloidale Propagationsgeschwindigkeit turbulenter Strukturen in ASDEX Upgrade. Die roten, mit einer gestrichelten Linie verbundenen Rauten zeigen die Gruppengeschwindigkeit turbulenter Fluktuationen aus Korrelationsanalysen zwischen zwei im Wesentlichen poloidal versetzten Langmuir-Sonden (vgl. Abschn. 5.2). Die blaue durchgezogene Linie mit den vertikalen Fehlerbalken zeigt Ergebnisse der Doppler-Reflektometrie [93]. Beide Profile wurden gleichzeitig an unterschiedlichen Positionen im Torus gemessen und zum Vergleich der Abstände zur LCFS (d_s) entlang der Magnetfeldlinien auf der LFS in die horizontale Ebene der magnetischen Achse projiziert.

Innerhalb der LCFS sind hohe Geschwindigkeiten von über 4 km/s in die elektromagnetische Driftrichtung (EDD) zu beobachten. Nach außen hin fällt sie ab und wechselt in der SOL das Vorzeichen. In weiten Bereichen der SOL propagieren die Dichtestörungen dann mit etwa 1 km/s in Richtung der ionendiamagnetischen Drift (IDD). Die unabhängigen Messverfahren zeigen in diesen Punkten qualitative

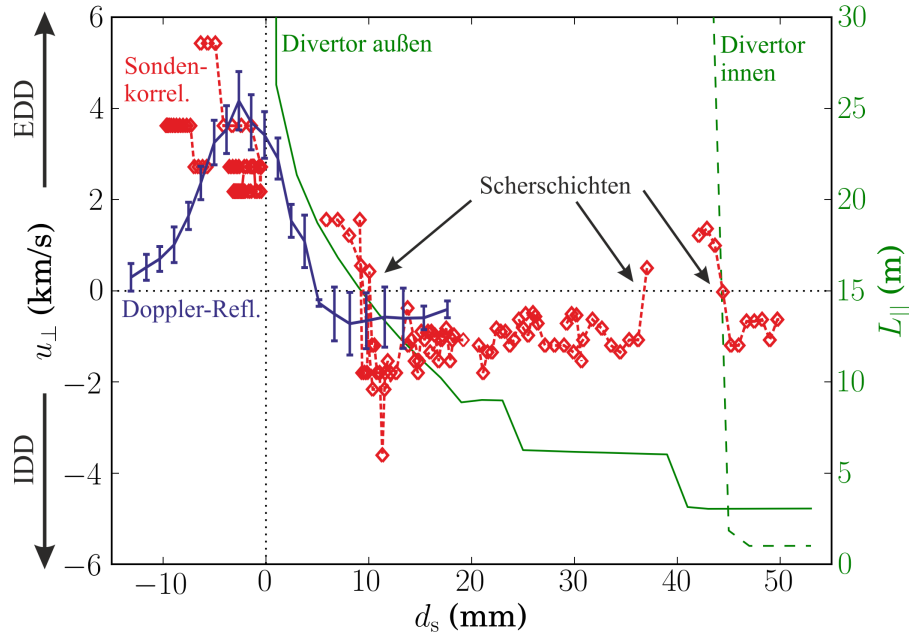


Abbildung 7.1: Senkrechte Propagationsgeschwindigkeiten turbulenter Strukturen am Rand von ASDEX Upgrade, berechnet aus Kreuzkorrelation von Langmuir-Sondenmessungen (\diamond) bzw. Doppler-Reflektometrie (blaue, durchgezogene Linie mit Unsicherheit). Die rechte Achse zeigt den Abstand entlang einer Magnetfeldlinie zwischen den Langmuir-Sonden und äußerem (durchgezogen) bzw. innerem Divertor (gestrichelt). (AUG, #24111, $t \approx 3,2$ s, Sonden 9 und 8)

und quantitative Übereinstimmung. Unterschiede gibt es im Bezug auf die exakte Position der Richtungsumkehr, sowie deren Verlauf. Die Doppler-Reflektometrie deutet auf eine kontinuierliche Geschwindigkeitsänderung mit hohen Scherraten hin. Die Korrelationsanalyse zeigt stattdessen eine sprunghafte Richtungsumkehr im Abstand $d_{\text{Sprung}} \approx 1$ cm von der LCFS. Ein ähnlicher Umsprung zeigt sich auch noch beim Eintritt in den Limiterschatten bei $d_s \approx 4,5$ cm. Die grün durchgezogene bzw. gestrichelte Kurve beschreibt die Entfernung zum äußeren bzw. inneren Target.

Beide Verfahren messen die Propagationsgeschwindigkeit (u_{\perp}) von Dichtefluktuationen in der Driftebene, d.h. senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Die Abweichung von 2% zwischen einer rein poloidalen Bewegung und dieser Senkrechtbewegung wird vernachlässigt. Zur Hintergrundgeschwindigkeit des Plasmas $u_{E \times B}$ kommt im Fall der Reflektometrie noch die Phasengeschwindigkeit $u_{\text{ph}}(k) = \omega/k$ und im Fall der Korrelationsanalyse die Gruppengeschwindigkeit $u_{\text{gr}} = d\omega/dk$ des beobachteten Wellenpakets hinzu (Abschn. 5.2). Phasen- und Gruppengeschwindigkeit können unter den gegebenen Bedingungen ($k\rho_s = 0.2 - 0.8$) voneinander abweichen [9]. Die Empfindlichkeit der Reflektometrie lag bei Wellenzahlen von $k \approx 8.5 \text{ cm}^{-1}$ und damit im Bereich der Korrelationslängen der Sonden [80].

Messungen der poloidalen Propagationsgeschwindigkeit werden häufig zur Be-

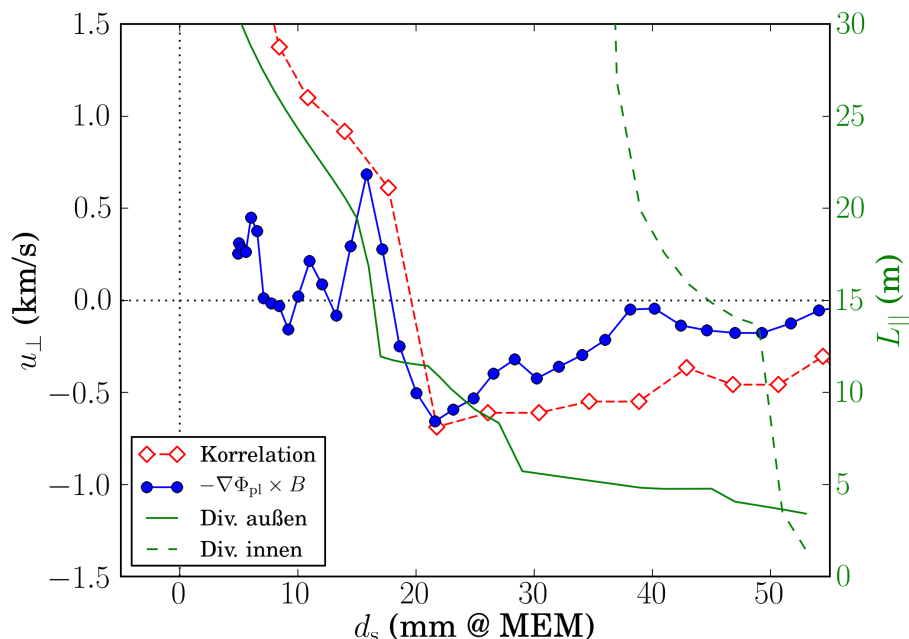


Abbildung 7.2: Vergleich der poloidalen Gruppengeschwindigkeit aus Kreuzkorrelationsanalysen von Ionensättigungsstrommessungen (rote Rauten) mit der $E \times B$ -Driftgeschwindigkeit aus Plasmapotentialmessungen mit kalter und emissiver Sonde (blaue Punkte). Die rechte Achse zeigt den Abstand entlang einer Magnetfeldlinie zwischen den Langmuir-Sonden und dem äußeren (durchgezogen) bzw. inneren Divertor (gestrichelt). Der Abstand zur LCFS (d_s) ist auf Höhe der Sonden angegeben und damit aufgrund der Magnetfeldgeometrie etwas größer als auf Höhe der magnetischen Achse. (AUG, #26530, $t \approx 3,6$ s)

rechnung radialer elektrischer Felder herangezogen [93], da das Plasmapotential meist nicht direkt gemessen werden kann. Es wird dabei angenommen, dass die Phasengeschwindigkeit der Störungen im Vergleich zur $E \times B$ -Hintergrundströmung des Plasmas vernachlässigt werden kann. In der vorliegenden Arbeit konnte das Plasmapotential durch Kombination einer kalten und einer emissiven Sonde direkt gemessen werden (Abschn. 4.1). Die daraus berechneten $E \times B$ -Geschwindigkeiten sind in Abb. 7.2 durch blaue Punkte markiert. Die roten Rauten zeigen zum Vergleich wieder die durch Korrelation von Ionensättigungsstrommessungen bestimmten poloidalen Propagationsgeschwindigkeiten turbulenter Strukturen. In der äußeren SOL wachsen die Geschwindigkeiten beider Messungen an und erreichen Werte von über $0,5$ km/s in die IDD-Richtung. Die Dichtefluktuationen scheinen in diesem Bereich keine nennenswerte Eigendynamik in poloidaler Richtung zu besitzen. Sie propagieren mit der $E \times B$ -Drift des Hintergrundplasmas. Knapp 2 cm außerhalb der LCFS wird eine Scherschicht beobachtet, in der sich die Richtung beider Geschwindigkeiten konsistent ändert. Die Übereinstimmung beider Ergebnisse zeigt, dass die Änderung der poloidalen Propagationsrichtung turbulenter Strukturen tatsächlich durch ei-

ne Änderung des radialen elektrischen Feldes hervorgerufen wird. Unklar bleibt zunächst, warum sich das Potentialmaximum und damit die Richtungsänderung nicht an der LCFS, sondern in der SOL befindet. Der radiale Fehler der Magnetfeldrekonstruktion von ± 5 mm kann die Verschiebung um 2 cm nicht erklären. Die Unsicherheit der Sondenposition auf dem Manipulator liegt lediglich bei ± 2 mm. Die grünen Linien in den Abbn. 7.1 und 7.2 zeigen die Entfernungen (L_{\parallel}) entlang der Magnetfeldlinien von den Sondenspitzen zum äußeren und inneren Target. Im Bereich der Geschwindigkeitsumkehr von der EDD zur IDD beträgt die parallele Verbindungslänge etwa 15 m. Die schnelle kontinuierliche Abnahme von L_{\parallel} in Richtung des äußeren Divertors nahe der LCFS in Abb. 7.1 ist auf den X-Punkt zurück zu führen. Feldlinien nahe des X-Punktes können sehr oft toroidal umlaufen, bevor sie poloidal auf die Prallplatten treffen. In Abb. 7.2 ändert sich L_{\parallel} dagegen sprunghaft innerhalb eines mm. Die Magnetfeldlinien innerhalb dieser Sprungstelle treffen auf die Prallplatten im Divertor, während Feldlinien weiter außen bereits im Hauptraum auf die Wand treffen, wie die Flussflächengeometrie dieser Entladung in Abb. 4.1 gezeigt hat. Die Magnetfeldlinien in der SOL waren in dieser Entladung sehr genau an die Form des äußeren Divertors angepasst. Eine starke radiale Änderung der Verbindungslänge im Bereich von 15 m führt also bei den gegebenen Plasmaparametern zu einem lokalen Potentialmaximum in der SOL. In der äußeren SOL zeigt sich dieses Verhalten auch für Verbindungen in Richtung innerer Divertor (Abb. 7.1). Im Potential von Abb. 7.2 deutet sich dieser Zusammenhang ebenfalls an und führte in der darauf folgenden Messung während der selben Entladung zu der erwarteten Richtungsänderung beider Größen. In Abschnitt 2.5 wurde anhand von Abb. 2.6 erklärt, wie sich die parallele Verbindungslänge in einer komplexen SOL auf die Elektronentemperatur vor der Wand und damit auf das Plasmapotential auswirken kann. Modelle einer einfachen SOL sind folglich nicht ausreichend um die Dynamik am Rand der hier untersuchten Entladungen zu beschreiben.

Nahe der LCFS propagieren die turbulenten Strukturen in Abb. 7.2 schneller in die EDD-Richtung, als es die Potentialmessung erwarten lässt. Die Eigendynamik von Driftwellen könnte in diesem Bereich eine Geschwindigkeitsdifferenz von $u_{\text{dia,e}} \approx 100 - 200$ m/s erklären. Welche Plasmainstabilitäten die Turbulenz im Bereich der Scherströmung dominieren, wird in Kap. 9 anhand der Kreuzphasen weiter untersucht. Hier stellt sich zunächst die Frage, wie Blobs von der LCFS durch die Scherströmung in die äußere SOL gelangen können. Die poloidale Propagationsrichtung turbulenter Strukturen ändert sich an der Scherschicht scheinbar sprunghaft, während sich die Richtung des radialen elektrischen Feldes innerhalb weniger mm kontinuierlich ändert.

7.1.2 Richtungsumsprung

Von einer sprunghaften Änderung der poloidalen Propagationsrichtung turbulenter Strukturen in der SOL von ASDEX Upgrade wurde erstmals in Ref. [8] berichtet. Die Abb. 7.1 und 7.2 bestätigen diese Beobachtung. In diesem Unterabschnitt wird

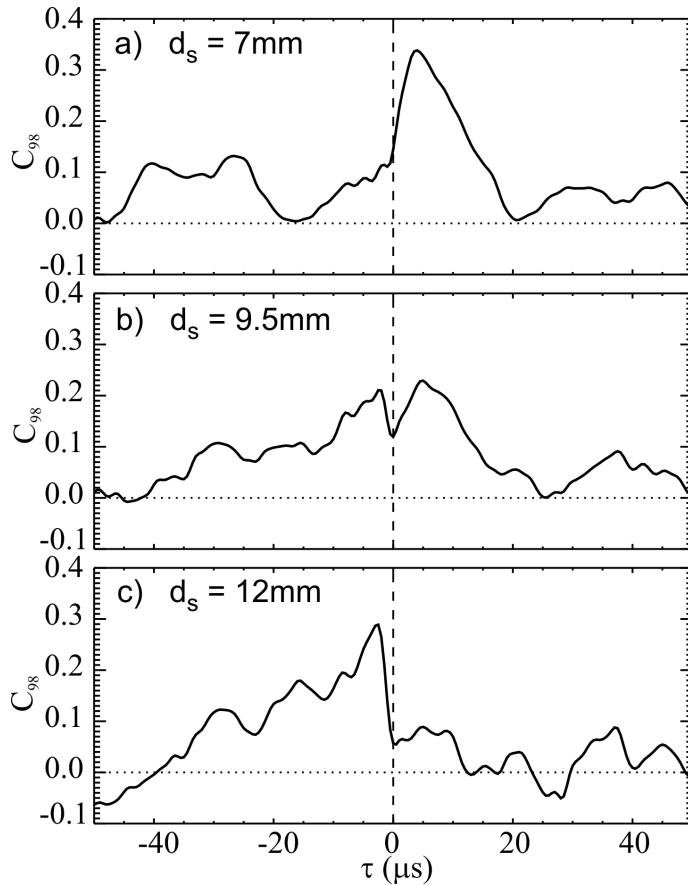


Abbildung 7.3: Korrelationsfunktionen gleichzeitig, poloidal versetzt gemessener Ionensättigungsstromfluktuationen in unterschiedlichen Abständen zur LCFS. (AUG, #24111, $t \approx 3,2$ s, Sonden 9 und 8)

die Breite der aus Korrelationsanalysen bestimmten Scherschicht untersucht. Abbildung 7.3 zeigt drei Korrelationsfunktionen, aus denen die Scherschicht in Abb. 7.1 abgeleitet wurde. Die Propagationszeit der Ionensättigungsstromfluktuationen zwischen zwei poloidal versetzten Langmuir-Sonden entspricht dem Zeitversatz (τ) des Korrelationsmaximums. Für $d_s = 7$ mm liegt das Maximum bei $\tau > 0$ und für $d_s = 12$ mm ist das Maximum bei $\tau < 0$. Zwischen diesen beiden Messungen befindet sich die Scherschicht mit einer radialen Breite von maximal 5 mm. Im Falle einer kontinuierlichen Geschwindigkeitsänderung müssten die Strukturen in diesem Bereich langsamer propagieren. Statt einem größeren Zeitversatz zeigt die Korrelationsfunktion bei $d_s = d_{\text{Sprung}}$ zwei lokale Maxima. Es sieht aus, als gäbe es nur zwei diskrete Geschwindigkeiten mit entgegengesetztem Vorzeichen. Langsamere Strukturen treten entweder im Plasma nicht auf, oder sie fallen bei der Korrelationsanalyse nicht ins Gewicht. Letzteres scheint durchaus plausibel, da die Kohärenz langsamer Strukturen während der Propagation von einer Sonde zur Anderen stärker abnehmen sollte, als die von schnellen Strukturen in entsprechend kürzerer Zeit. Poloidal schneller propagierende Strukturen könnten somit die Korrelationsfunktion der 2 ms langen Zeitreihe in Abb. 7.3 dominieren. Für Abb. 7.4 wurden deshalb sehr kurze Unterzeitreihen von $128 \mu\text{s}$ Länge korreliert. Die Zeitversätze der einzelnen Korrelationsfunktionen wurden dann zu Wahrscheinlichkeitsverteilungen in unterschiedlichen

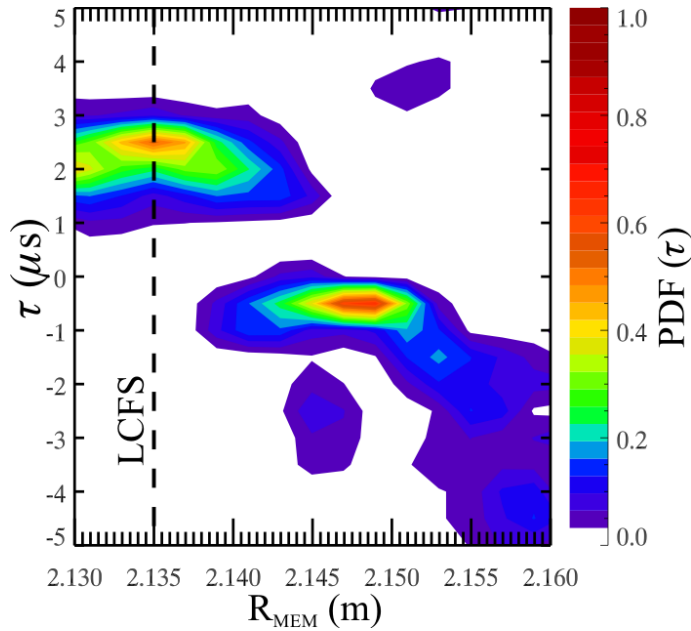


Abbildung 7.4: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Korrelationsmaxima kurzer Ionensättigungsstrom Zeitfenster an unterschiedlichen radialen Positionen in der SOL. (AUG, #22504, $t \approx 3,2$ s)

radialen Abschnitten zusammengefasst. Langsame Strukturen müssten hier zumindest vereinzelt kurze Zeitreihen dominieren und folglich durch größere Zeitversätze in Erscheinung treten. Überraschenderweise ist dies nicht der Fall. Statt der sprunghaften Richtungsumkehr überlappen hier Bereiche mit positivem und negativem Zeitversatz. Im Überlappungsbereich überwiegen zwei diskrete Geschwindigkeiten. Die exakte Breite dieses Bereiches variiert etwas, je nach Länge der gewählten Unterzeitreihen und Breite der radialen Intervalle. Ereignisse von beiden Seiten der Scherschicht scheinen die Korrelationsfunktionen im Überlappungsbereich zu dominieren. Eine Abbremsung und/oder Beschleunigung von Strukturen an der Scherströmung wird nicht beobachtet. Im nächsten Unterabschnitt wird der Einfluss der Scherschicht auf die turbulenten Fluktuationen untersucht.

7.1.3 Einfluss auf Fluktuationen

In Kap. 6 wurde gezeigt, dass Blobs in ASDEX Upgrade an der LCFS entstehen und in der gesamten SOL beobachtet werden. Sie propagieren also nicht nur poloidal, sondern auch radial und tragen so zum turbulenten Transport bei, wie an anderen Experimenten gezeigt wurde. Es gibt keine Anzeichen dafür, dass Blobs in der äußeren SOL entstehen. Auf ihrem Weg von der LCFS zur Wand müssen sie daher die Scherschicht in Abb. 7.1 passieren. Die Wechselwirkung zwischen Blob und Scherschicht ist von besonderem Interesse, da sie mit für die Transportreduktion in Scherströmungen verantwortlich gemacht wird. Auffällig ist die Änderung der radialen Dichte- und Temperaturgradienten in Abb. 6.1 an der Scherschicht bei $d_s \approx 10$ mm. In Abschn. 3.5 wurden Modelle zur Wechselwirkung von Blobs mit Scherströmungen vorgestellt. Blobs werden zerrissen, gestreckt und/oder ausgedünnt. Dies sollte auch Auswirkungen auf die turbulenten Fluktuationen haben.

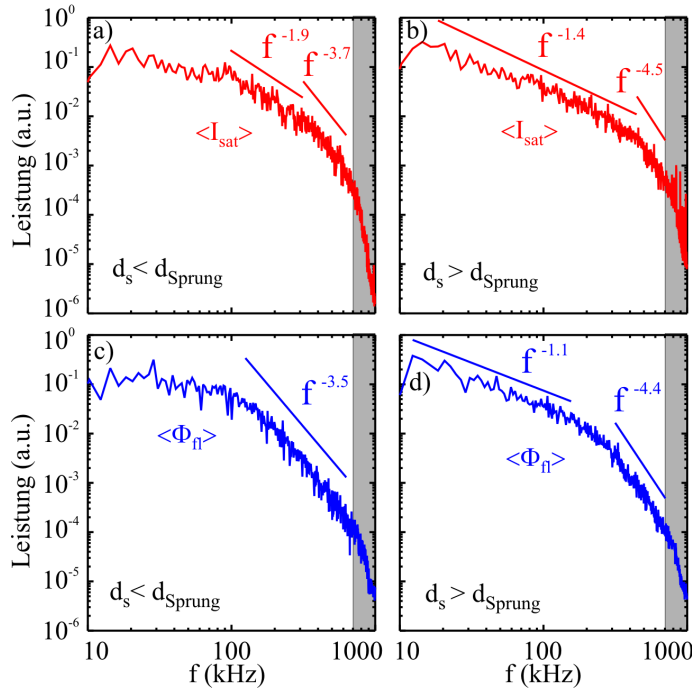


Abbildung 7.5: Experimentell bestimmte Leistungsspektren aus dem Tokamak ASDEX Upgrade. Gezeigt wird die spektrale Leistungsverteilung der gemessenen Ionensättigungsstrom- (oben) und Floatingpotentialfluktuationen (unten) jeweils innerhalb (links) und außerhalb (rechts) der Scherströmung.

Die statistischen Momente in Abb. 6.2 zeigen allerdings keinerlei Auffälligkeiten an der Scherschicht. Die poloidalen Korrelationslängen sind über die Scherschicht hinaus weitgehend konstant bei 8 ± 2 mm [8, 80]. Im Falle der Streckung von Strukturen würde man eine Zunahme, im Falle des Zerreißen eine Abnahme der poloidalen Korrelationslänge erwarten.

Für #24111 ergibt sich die Scherrate $dv_{\theta}/dr \geq 4 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ aus der relativen Geschwindigkeitsänderung $dv_{\theta} \approx 2 \text{ km/s}$ (Abb. 7.1) auf einer Breite dr von maximal 5 mm (Abb. 7.3). Nach dem gängigen Modell [94] sollten rundliche Blobs mit $L_r \approx L_{\theta} \approx L \approx 1 \text{ cm}$ in dieser Scherströmung zerrissen werden, sofern ihre Radialgeschwindigkeit $v_r \leq dv_{\theta}/dr L \approx 4 \text{ km/s}$ ist. Im vorliegenden Fall ist v_r immer kleiner als v_{θ} , da das Maximum der Korrelationsfunktionen in Fig. 7.3 für hauptsächlich radial propagierende Strukturen näher bei Null liegen müsste. Man würde deshalb erwarten, dass große Strukturen von der Scherströmung in kleinere zerrissen werden. Streng genommen kann dem hier beobachteten Überlappungsbereich diskreter Geschwindigkeiten allerdings gar keine endliche Verscherung $\Delta v_{\theta} = dv_{\theta}/dr \delta_r$ zugeordnet werden.

Abbildung 7.5 zeigt Leistungsspektren (vgl. Ref. [95]) der Ionensättigungsstrom- (oben) und Floatingpotentialfluktuationen (unten) jeweils für $d_s < d_{\text{Sprung}}$ (links) und $d_s > d_{\text{Sprung}}$ (rechts). Die Leistungsabnahme bei hohen Frequenzen ist durch angefitzte Geraden mit den zugehörigen Exponenten markiert. Für $d_s > d_{\text{Sprung}}$ fällt die Leistung bei hohen Frequenzen schneller ab, als für $d_s < d_{\text{Sprung}}$. Aufgrund des Zerreißen großer Strukturen in kleinere würde man stattdessen einen Anstieg kleinskaliger, d.h. hochfrequenter Fluktuationen für $d_s > d_{\text{Sprung}}$ erwarten. Die vorliegende Beobachtung könnte stattdessen durch das Ausdünnen kleiner Struktu-

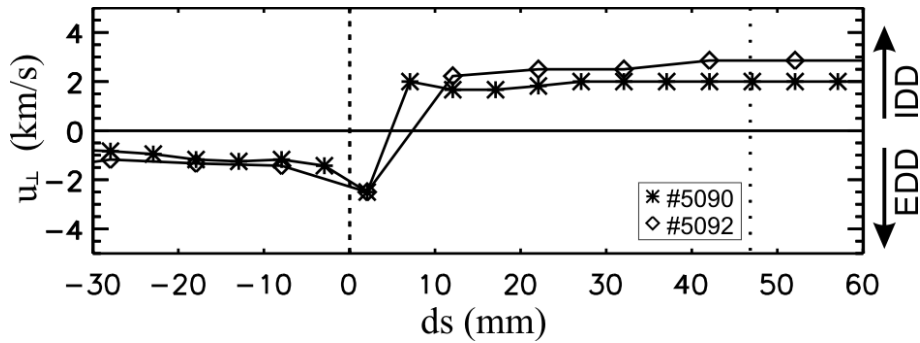


Abbildung 7.6: Reproduzierbarkeit der durch Sondenkorrelation bestimmten senkrechten Propagationsgeschwindigkeit kohärenter Strukturen am Stellarator TJ-K. (H, 2.45 GHz)

ren erklärt werden. Im Frequenzbereich unter 100 kHz zeigt sich erst außerhalb der Scherschicht ein exponentieller Abfall. Dieser könnte sowohl durch eine Streckung mittlerer Strukturen und den daraus resultierenden Anstieg der Leistung im 10-kHz-Bereich entstehen, als auch durch eine Reduktion der Turbulenz im 100-kHz-Bereich. Über das Verhalten in diesem Frequenzbereich kann daher noch keine Aussage getroffen werden. Die folgenden Experimente an TJ-K, sowie die GEMR-Simulationen, deuten auf einen alternativen Mechanismus hin, der auch die Ergebnisse von ASDEX Upgrade erklären kann.

7.2 Scherströmung in TJ-K

Die Scherschicht am Rand des Stellarators TJ-K wurde ebenfalls mit Langmuir-Sonden untersucht. Dabei zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie am Tokamak ASDEX Upgrade. Die Messungen im Niedertemperaturplasma ermöglichen zusätzlich raumzeitlich aufgelöste Messungen und somit die Untersuchung der 2D-Dynamik an der Scherschicht.

7.2.1 Richtungsumsprung

Abbildung 7.6 zeigt den Umsprung der Propagationsrichtung turbulenter Fluktuationen von der EDD-Richtung im eingeschlossenen Plasma in die IDD-Richtung in der SOL von TJ-K [96]. Das toroidale Magnetfeld zeigt in die Bildebene hinein, die EDD-Richtung entspricht deshalb hier dem Uhrzeigersinn. Die Geschwindigkeiten wurden, wie zuvor bei ASDEX Upgrade, aus dem globalen Maximum der Korrelationsfunktion poloidal versetzter Ionensättigungsstrommessungen an der äußeren Mittelebene bestimmt. Außerhalb der Scherschicht propagieren die Strukturen in etwa mit der $E \times B$ -Geschwindigkeit. Im Einschlussbereich kommt noch die Bewegung der Driftwellen hinzu [96]. Abbildung 7.7 zeigt die Korrelationsfunktionen der Messsignale (gestrichelte rote Linie) an drei unterschiedlichen radialen Positionen um die

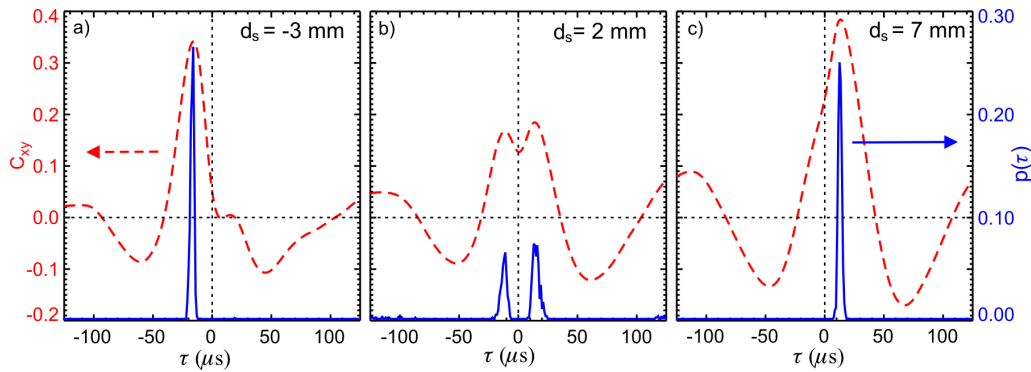


Abbildung 7.7: Korrelationsfunktionen von 512 ms langen Ionensättigungsstrommessungen (gestrichelte, rote Linien) und Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Korrelationsmaxima 4 ms langer Unterzeitreihen (durchgezogene, blaue Linie) in unterschiedlichen Abständen zur LCFS. 2,5 cm poloidaler Sondenabstand. (TJ-K, #5090, H, 2,45 GHz)

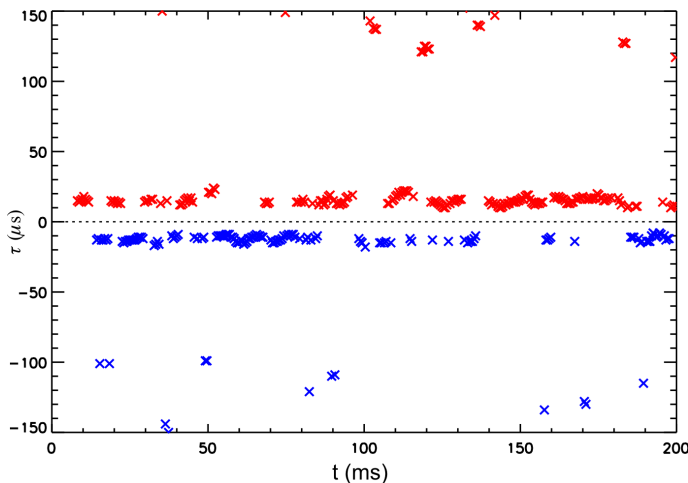


Abbildung 7.8: Zeitversatz des Korrelationsmaximums im zeitlichen Verlauf an der LCFS von TJ-K. (TJ-K, #5090, H, 2,45 GHz)

Scherschicht. Es zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei ASDEX Upgrade, obwohl die Signale über 200-mal länger sind und deshalb wesentlich geringere statistische Fehler aufweisen. Die durchgezogene blaue Linie stellt die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Korrelationsmaxima kurzer Unterzeitreihen dar. Für $d_s < d_{\text{Sprung}}$ (links) wird nur ein negativer und für $d_s > d_{\text{Sprung}}$ (rechts) nur ein positiver Zeitversatz gemessen. Dazwischen treten beide diskreten Zeitversätze auf. Damit werden keine wesentlich höheren und vor allem keine niedrigeren Geschwindigkeiten detektiert. In der Scherschicht wird also, genau wie zuvor bei ASDEX Upgrade, keine kontinuierliche Geschwindigkeitsänderung beobachtet.

Die lange ortsfeste Messung in TJ-K ermöglicht eine Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der poloidalen Propagationsrichtung. Abbildung 7.8 zeigt den Zeitversatz τ bei Korrelation kurzer Unterzeitreihen in Abhängigkeit der Zeit. Das Maximum springt unregelmäßig zwischen dem positiven und dem negativen Zeitversatz hin

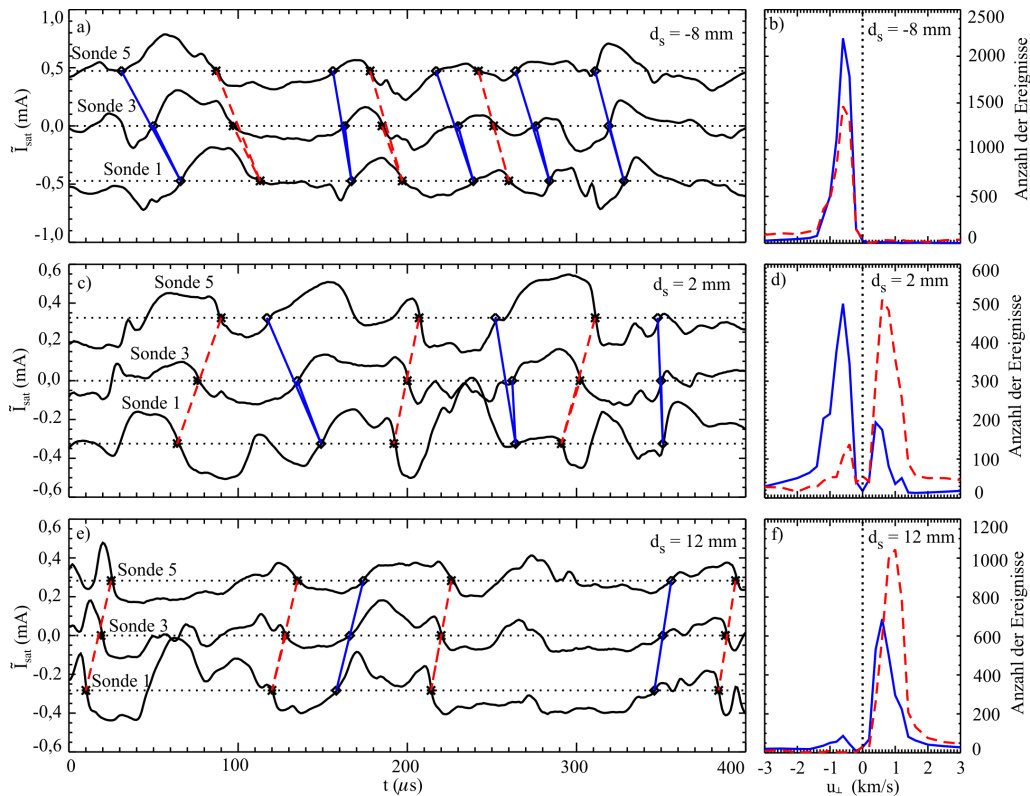


Abbildung 7.9: Links: Ausschnitte der Ionensättigungsstromfluktuationen dreier poloidal versetzter Langmuir-Sonden innerhalb (oben), außerhalb (unten) und an der Scherschicht (Mitte). Nulldurchgänge mit konstanter zeitlicher Abfolge sind markiert und verbunden. Rechts: Anzahl solcher Ereignisse mit steigender (durchgezogen) bzw. fallender (gestrichelt) Flanke innerhalb von 512 ms. (TJ-K, #5090, H, 2,45 GHz)

und her. Gelegentlich sind auch Zeitversätze $\tau > 100 \mu\text{s}$ zu beobachten. Diese werden durch periodisch nacheinander auftretende Strukturen hervorgerufen und deuten sich auch in den Nebenmaxima der Korrelationsfunktionen in Abb. 7.7 an. Detaillierte Studien zu diesem Verhalten finden sich in Ref. [75].

Korrelationsanalysen ermöglichen aufgrund ihrer zeitlichen Integration keinen detaillierteren Einblick in die Dynamik einzelner Dichtestrukturen an der Scherschicht. Die Propagationsgeschwindigkeit einzelner Fluktuationen wurde deshalb mit einem konditionellen Verfahren bestimmt. Dabei wurden die Fluktuationsamplituden von drei poloidal versetzten Ionensättigungsstrommessungen mit festgelegten Kriterien automatisch nach Nulldurchgängen mit einheitlichem Zeitversatz durchsucht. Abbildung 7.9 (links) zeigt 400 μs lange Zeitfenster der mittelwertfreien Signale im Bereich der Scherschicht mit den entsprechenden Ereignissen. Den Nulldurchgängen wurden poloidale Geschwindigkeiten zugeordnet, sofern sie in den Signalen aller drei poloidal versetzter Sonden in festen zeitlichen Abständen beob-

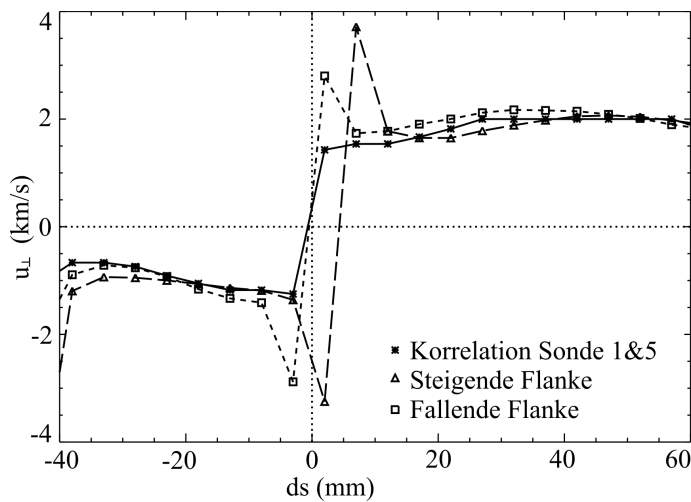


Abbildung 7.10: Poloidale Propagationsgeschwindigkeit turbulenter Ionensättigungsstromfluktuationen bestimmt aus Korrelationsanalysen (*) sowie ansteigenden (Δ) und abfallenden Flanken (\square) an den drei poloidal versetzten Langmuirsonden in Abb. 7.9. (TJ-K, #5090, H, 2,45 GHz)

achtet wurden. Die blauen bzw. rot gestrichelten Linien stehen für Ereignisse mit steigender bzw. fallender Amplitude. Für $d_s < d_{\text{Sprung}}$ propagieren alle Strukturen von oben nach unten (a) und für $d_s > d_{\text{Sprung}}$ von unten nach oben (e). An der Scherschicht ($d_s \approx d_{\text{Sprung}}$) propagieren steigende Amplituden meist von oben nach unten und fallende Amplituden von unten nach oben (c). Es sieht so aus als änderten einzelne Dichtestrukturen ihre poloidale Propagationsrichtung im Bereich der drei Sondenspitzen. Auf der rechten Seite von Abb. 7.9 ist die absolute Häufigkeit der identifizierten Geschwindigkeiten aufgetragen. Für $d_s < d_{\text{Sprung}}$ treten nur negative und für $d_s > d_{\text{Sprung}}$ fast nur positive Geschwindigkeiten auf. Im Bereich der Scherschicht unterscheiden sich hingegen steigende und fallende Flanken systematisch. Die Mehrzahl der steigenden Flanken deutet auf negative und die Mehrzahl der fallenden Flanken auf positive Geschwindigkeiten hin. Abbildung 7.10 zeigt, dass die mittleren Propagationsgeschwindigkeiten der steigenden bzw. fallenden Flanken jeweils sehr gut mit den Ergebnissen der Korrelationsanalyse übereinstimmen. Die einzigen Abweichungen finden sich im Bereich der Scherschicht, wo die Analyse der Flanken zu höheren Geschwindigkeiten führt. Die konditionelle Untersuchung der Rohsignale zeigt, dass tatsächlich einzelne Dichtestrukturen ihre poloidale Propagationsrichtung an der Scherschicht abrupt ändern. Die beobachteten Doppelmaxima der Korrelationsfunktion entstehen also nicht durch abwechselnd dominierende Strukturen von unterschiedlichen Seiten der Scherschicht.

7.2.2 2D-Dynamik

Eine anschauliche Erklärung des abrupten Übergangs an der Scherschicht bieten räumlich aufgelöste Langmuir-Sondenmessungen. Eine Referenzsonde misst Ionensättigungsstromfluktuationen an einer festen Position nahe der letzten geschlossenen Flussfläche, während eine verfahrbare Sonde den poloidalen Querschnitt des Plasmas zentimeterweise abrastert. In Abb. 7.11 wurde auf eine ortsfeste Referenzsonde getriggert um die Ionensättigungsstromfluktuationen auf der LFS des Stellarators TJ-K

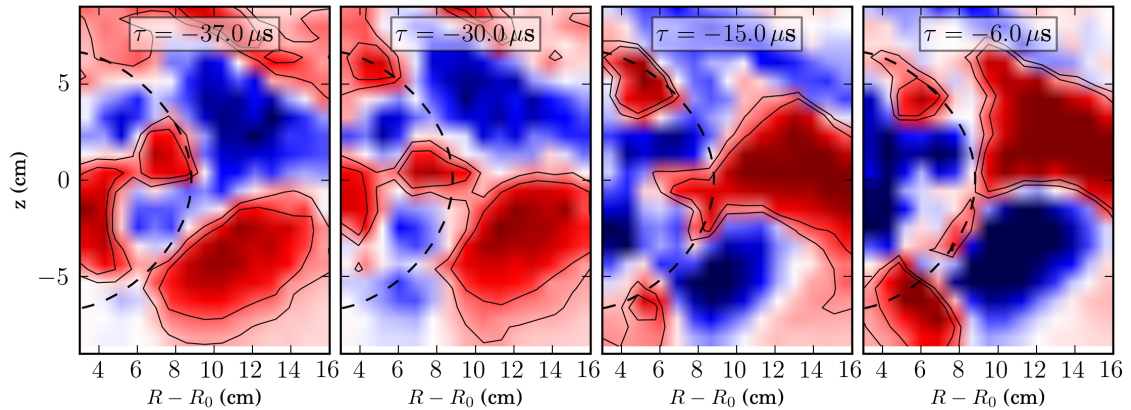


Abbildung 7.11: Poloidaler Querschnitt der konditionell gemittelten Ionensättigungsstromfluktuationen zu unterschiedlichen Zeiten τ . (TJ-K, #8211, He, 2,45 GHz)

konditionell zu mitteln. Daraus ergibt sich die zeitliche Entwicklung der kohärenten Plasmadynamik im poloidalen Querschnitt. Zwischen den ersten beiden Zeitpunkten bewegt sich eine Driftwellenstruktur innerhalb der LCFS (gestrichelte Linie) in EDD-Richtung, d.h. hier im Uhrzeigersinn, auf die Mittelebene ($z = 0$ cm) zu. In der SOL propagiert ein großer Dichteblob entgegen den Uhrzeigersinn und trifft $30 \mu\text{s}$ vor Erfüllung der Triggerbedingung auf den Driftwellenberg im Einschlussbereich. Die beiden Strukturen verbinden sich über die Scherschicht hinweg zu einer radial ausgedehnten Struktur ($\tau = -15 \mu\text{s}$), tauschen Dichte aus und trennen sich dann wieder voneinander ($\tau = -6 \mu\text{s}$). Die Driftwelle läuft mit reduzierter Amplitude weiter in die EDD-Richtung und der angewachsene Blob weiter in die IDD-Richtung.

Der hier beobachtete Dichteaustausch zwischen Strukturen auf verschiedenen Seiten der Scherschicht kann den Überlapp diskreter Geschwindigkeiten in Abb. 7.9c und d erklären. Die drei vertikal versetzten Langmuir-Sonden messen Ionensättigungsstromfluktuationen an der Scherschicht auf Höhe der Mittelebene. Sie registrieren zuerst den Dichteanstieg der von oben kommenden Driftwelle. Dies führt zu einer erhöhten Dichte an den Sonden, so dass der zusätzliche Anstieg der Amplitude aufgrund des Blobs aus der Gegendirection nicht mehr ins Gewicht fällt. Die Driftwelle entfernt sich dann mit reduzierter Dichte in EDD-Richtung, was in den SONDENSIGNALEN ebenfalls kaum auffällt, da der Großteil der Dichte auf den Blob übergegangen ist. Die abnehmende Amplitude passiert die Sondenspitzen deshalb erst wenn sich der Blob in IDD-Richtung weiter bewegt. Für einen Teil der Dichte handelt es sich also tatsächlich um eine sehr abrupte Änderung der poloidalen Propagationsrichtung. Es werden allerdings keine Driftwellenstrukturen abgebremst und als Blob wieder beschleunigt. Stattdessen wird lediglich Dichte zwischen Strukturen auf unterschiedlichen Seiten der Scherschicht ausgetauscht. Welche Driften zu diesem Dichtetransfer führen zeigen die räumlich und zeitlich hoch aufgelösten GEMR-Simulationen bei ASDEX-Upgrade-Parametern im nächsten Abschnitt.

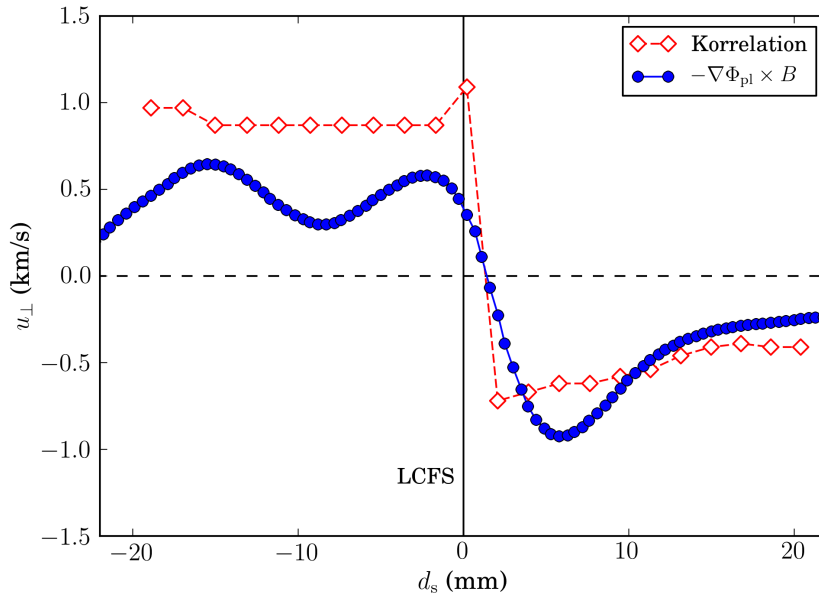


Abbildung 7.12: Poloidale Gruppengeschwindigkeit turbulenter Strukturen aus Kreuzkorrelationsanalysen der Ionensättigungsstromfluktuationen (rote Rauten) und $E \times B$ -Driftgeschwindigkeit (blaue Punkte) in der GEMR-Simulation.

7.3 Scherströmung in GEMR

In der GEMR-Simulation führen selbstkonsistente Randbedingungen wie im Experiment zu radialen elektrischen Feldern. Diese bewirken eine Scherströmung an der LCFS ohne extern vorgegebenen Potentiale. Analog zu den Experimenten wird diese Scherströmung im Folgenden charakterisiert, wobei sich wie im Niedertemperaturplasma zusätzlich die Möglichkeit einer raumzeitlichen Analyse bietet.

7.3.1 Richtungsumsprung

In Abb. 7.12 ist die poloidale Propagationsgeschwindigkeit turbulenter Strukturen in der Simulation (rote Rauten) im Vergleich zur $E \times B$ -Hintergrundströmung des Plasmas (blaue Punkte) dargestellt. Wie im Experiment, wird eine lokalisierte Scherschicht beobachtet, die im wesentlichen durch das radiale elektrische Feld hervorgerufen wird. Die Korrelationsanalyse wurde auf künstliche Ionensättigungsstrommessungen angewandt, welche Dichte- und Elektronentemperaturfluktuationen, sowie die räumliche Integration der Sonde berücksichtigen. Die Propagationsgeschwindigkeit liegt im Einschlussbereich bei knapp 1 km/h in EDD-Richtung und springt an der LCFS auf über 0,5 km/h in die IDD-Richtung. Die $E \times B$ -Drift wurde aus dem poloidal und zeitlich gemittelten Plasmapotentialprofil berechnet. Die Hintergrundprofile entwickeln sich in GEMR selbstkonsistent. In der Limiter-SOL fällt die

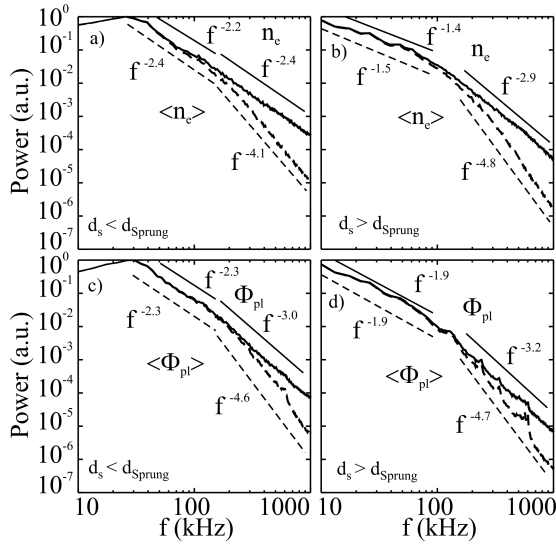


Abbildung 7.13: GEMR Leistungsspektren an einem Gitterpunkt (Linien) und über die Sondenoberfläche gemittelt (gestrichelt) für Dichte (oben) und Plasmapotential (unten). Links im Einschlussbereich und rechts in der SOL.

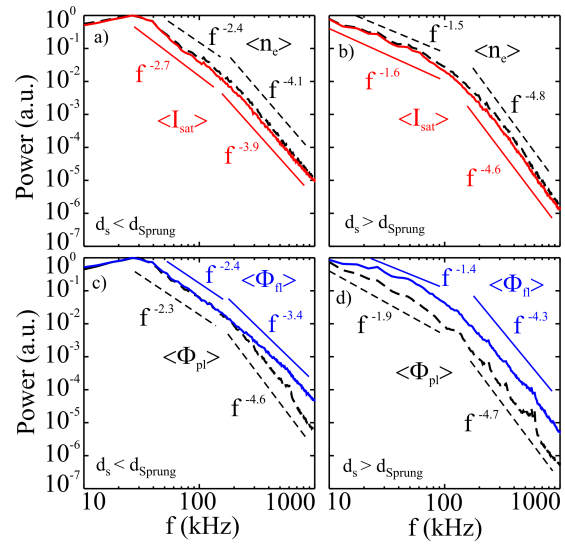


Abbildung 7.14: GEMR Leistungsspektren über die Sondenoberfläche gemittelt: Oben Dichte (gestrichelt) und I_{sat} (Linie). Unten Plasma- (gestrichelt) und Floatingpotential (Linie). Links im Einschlussbereich und rechts in der SOL.

Elektronentemperatur monoton nach außen hin ab. Das Plasmapotential ist an die Temperatur gekoppelt und das radiale elektrische Feld stellt sich entsprechend ein [62]. Im Einschlussbereich führen erhöhte Ionenverluste zum Aufbau eines radialen elektrischen Feldes, das einen ambipolaren Fluss garantiert [97, 98]. Die Scherschicht befindet sich in der Simulation an der LCFS, da hier im Gegensatz zu ASDEX Upgrade keine Divertorgeometrie vorliegt (Abschn. 2.5). In der äußeren SOL stimmen $E \times B$ -Drift und poloidale Propagationsgeschwindigkeit gut überein. Nahe der LCFS und im Einschlussbereich propagieren die turbulenten Strukturen schneller in Richtung der EDD, als es das radiale elektrische Feld alleine erwarten lässt. Dies deutet auf eine Phasengeschwindigkeit der Fluktuationen hin, wie man sie für Driftwellen erwarten würde. Die Eigenschaften der turbulenten Strukturen werden in Kap. 9 genauer untersucht. Zunächst bleibt festzuhalten, dass die simulierte Scherschicht sehr gut den experimentellen Beobachtungen aus Abb. 7.2 entspricht.

7.3.2 Einfluss auf Fluktuationen

Die selbstkonsistenten Hintergrundprofile in der Simulation zeigen ebenso wie die statistischen Eigenschaften der Fluktuationen keine abrupten Änderungen an der Scherschicht. In Abb. 7.13 sind Leistungsspektren von Dichte (n_e) und Plasmapotential (Φ_{pl}) auf beiden Seiten der Scherschicht dargestellt. Dabei wird zwischen dem Signal eines einzelnen Gitterpunktes (durchgezogene Linie) und dem räumlichen

		I_{sat}		Φ_{fl}	
		Innen	Außen	Innen	Außen
hochfrequent	AUG	-3,7	-4,5	-3,5	-4,4
	GEMR	-3,9	-4,6	-3,4	-4,3
niederfrequent	AUG	-1,9	-1,4	x	-1,1
	GEMR	-2,7	-1,6	-2,4	-1,4

Tabelle 7.1: Skalierung der Frequenzleistungsspektren in Abb. 7.5 (ASDEX Upgrade) und Abb. 7.14 (GEMR).

Mittel über die Sondenoberfläche von $2 \times 0,9 \text{ mm}^2$ (gestrichelt) unterschieden. Letzteres führt zur Unterdrückung kleinskaliger und damit hochfrequenter Fluktuationen. In realen Messungen kann die Leistung bei hohen Frequenzen aufgrund der räumlichen Integration unterschätzt werden. Besonders beim Vergleich unterschiedlicher Sondentypen muss dies berücksichtigt werden. Im Experiment sind meist nur Fluktuationen von Ionensättigungsstrom und Floatingpotential verfügbar. In Abb. 7.14 wurden deshalb für den direkten Vergleich noch zusätzlich die Temperaturfluktuationen berücksichtigt. Tabelle 7.1 fasst die angefitzten Exponenten aus Experiment (Abb. 7.5) und Simulation (Abb. 7.14) zusammen. Die Exponenten des Leistungsabfalls aus Simulation und Experiment stimmen überraschend gut überein. Die einzige Ausnahme bilden die niederen Frequenzen innerhalb der Scherströmung. Für $d_s < d_{\text{Sprung}}$ fällt die Leistung bei niedrigen Frequenzen schneller und bei hohen Frequenzen langsamer ab als für $d_s > d_{\text{Sprung}}$. Wie im Experiment, wird auch in der Simulation eine Reduktion kleinskaliger Turbulenz beobachtet. Dies deutet auf das Ausdünnen kleiner Strukturen an der Scherströmung hin. Das Zerreißen großer Strukturen in der Scherströmung sollte stattdessen zum Anstieg kleinskaliger Turbulenz führen.

Die poloidale Korrelationslänge der Ionensättigungsstromfluktuationen liegt konstant bei $8 \pm 1 \text{ mm}$ und zeigt damit keine Anzeichen für das Verscheren oder Zerreißen von Strukturen (hier nicht gezeigt). Für den radialen Transport ist die radiale Korrelationslänge entscheidend, weil einzelne Wirbel auf dieser Länge Dichte austauschen können. Experimentell ist diese Größe mit Langmuir-Sonden nur schwer zugänglich, da radial zurückgesetzte Sonden durch den Schatten des Sondenkopfes beeinflusst werden. Abb. 7.15 zeigt das Profil der radialen Korrelationslänge in der Simulation. Die dargestellte Korrelationslänge ist die Summe aus den Korrelationslängen in positiver und negativer radialer Richtung. Dabei wurde das Korrelationslevel radial versetzter Ionensättigungsstrommessungen zum Zeitpunkt $\tau = 0 \mu\text{s}$ ausgewertet und der Abfall auf $1/e$ interpoliert. In der SOL zeigt sich eine leichte Zunahme der radialen Korrelationslänge von 10 auf 13 mm, die im Wesentlichen auf einen Anstieg der Korrelationslänge in positiver radialer Richtung zurückzuführen ist. Die Korrelationslänge ist in der Scherschicht geringfügig reduziert. Die 2D Betrachtung im folgenden Unterabschnitt zeigt, wie Strukturen mit einer Größe von knapp 10 mm radial durch eine wenige mm breite Scherschicht mit diskreten Geschwindigkeiten

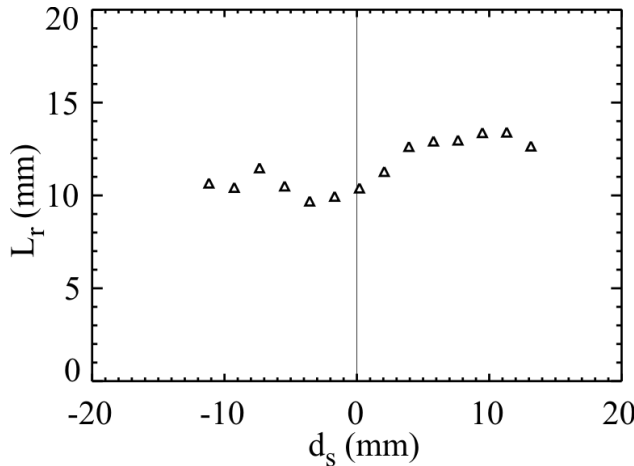


Abbildung 7.15: Radiale Korrelationslänge (L_r) der simulierten Ionensättigungsstromfluktuationen im Bereich der Scherströmung.

propagieren können ohne ihre Eigenschaften signifikant zu verändern.

7.3.3 2D-Dynamik

Die räumlich und zeitlich hoch aufgelösten GEMR Simulationen ermöglichen eine detaillierte Untersuchung der Scherschicht. Die Abb. 7.16 und 7.17 zeigen das konditionelle Mittel der turbulenten Fluktuationen von Plasmapotential (links) und Dichte (rechts) zu unterschiedlichen Zeiten τ vor und nach Erfüllung der Triggerbedingung. Die Triggerbedingung war ein lokaler Anstieg der Plasmadichte um mehr als zweimal die Standardabweichung nahe der letzten geschlossenen Flussfläche (schwarzes Kreuz). Positive bzw. negative Fluktuationen sind in der abgebildeten Driftebene durch rote bzw. blaue Bereiche gekennzeichnet. Die absoluten Amplituden lassen sich anhand der durchgezogenen (positive Werte) und gepunkteten Konturlinien (negative Werte) ablesen. Die Differenz zwischen zwei Linien beträgt 1 V bzw. $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, wobei die Nulllinie nicht eingezeichnet ist. Während der letzten $20 \mu\text{s}$ vor Erreichen der Triggerbedingung (Abb. 7.16) sind in den linken Bildern zwei kohärente positive Potentialstrukturen zu beobachten. Das Magnetfeld steht senkrecht auf der Driftebene und zeigt aus der Bildebene heraus. Die elektrischen Felder um positive Potentialstörungen herum bewirken aufgrund der $E \times B$ -Drift eine Rotation im Uhrzeigersinn entlang der Äquipotentiallinien. Es wird daher im Folgenden auch von Wirbeln gesprochen. Der Wirbel links von der Scherschicht propagiert in die EDD-Richtung (nach oben) und der rechts von der Scherschicht in die IDD-Richtung (nach unten). Im unteren linken Plot der Abbildung berühren sich die beiden positiven Potentialstörungen. Auf der rechten Seite sind die kohärenten Anteile der zugehörigen Dichtefluktuationen zu sehen. Beiden Potentialstrukturen lässt sich eine Erhöhung in der Plasmadichte zuordnen. Die Dichtestruktur im Einschlussbereich ist deutlich größer, als die in der SOL. Neben den poloidalen Driften propagieren die Strukturen auch radial. In Abb. 7.17 oben überlappen die Dichtestrukturen von beiden Seiten der Scherschicht. Die gemeinsame Dichtestruktur ist radial über die Scherschicht hinweg ausgedehnt. Das Maximum befindet sich je-

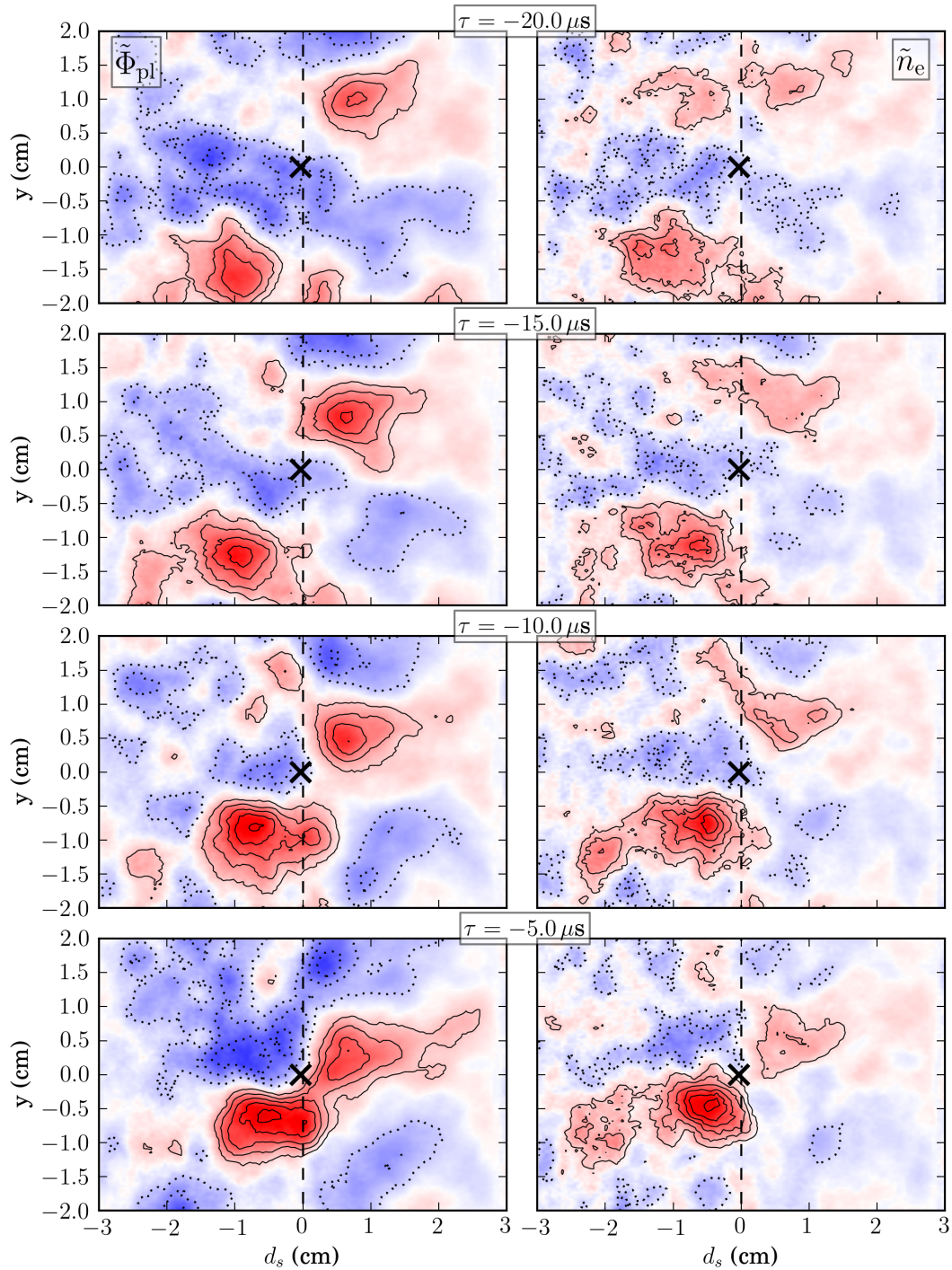


Abbildung 7.16: Konditionell gemittelte Strukturen des Plasmapotentials (links) und der Dichte (rechts) zu unterschiedlichen Zeiten τ vor Erfüllung der Triggerbedingung am schwarzen Kreuz. Rote bzw. blaue Bereiche und durchgezogene bzw. gepunktete Linien stehen für positive bzw. negative Amplituden.

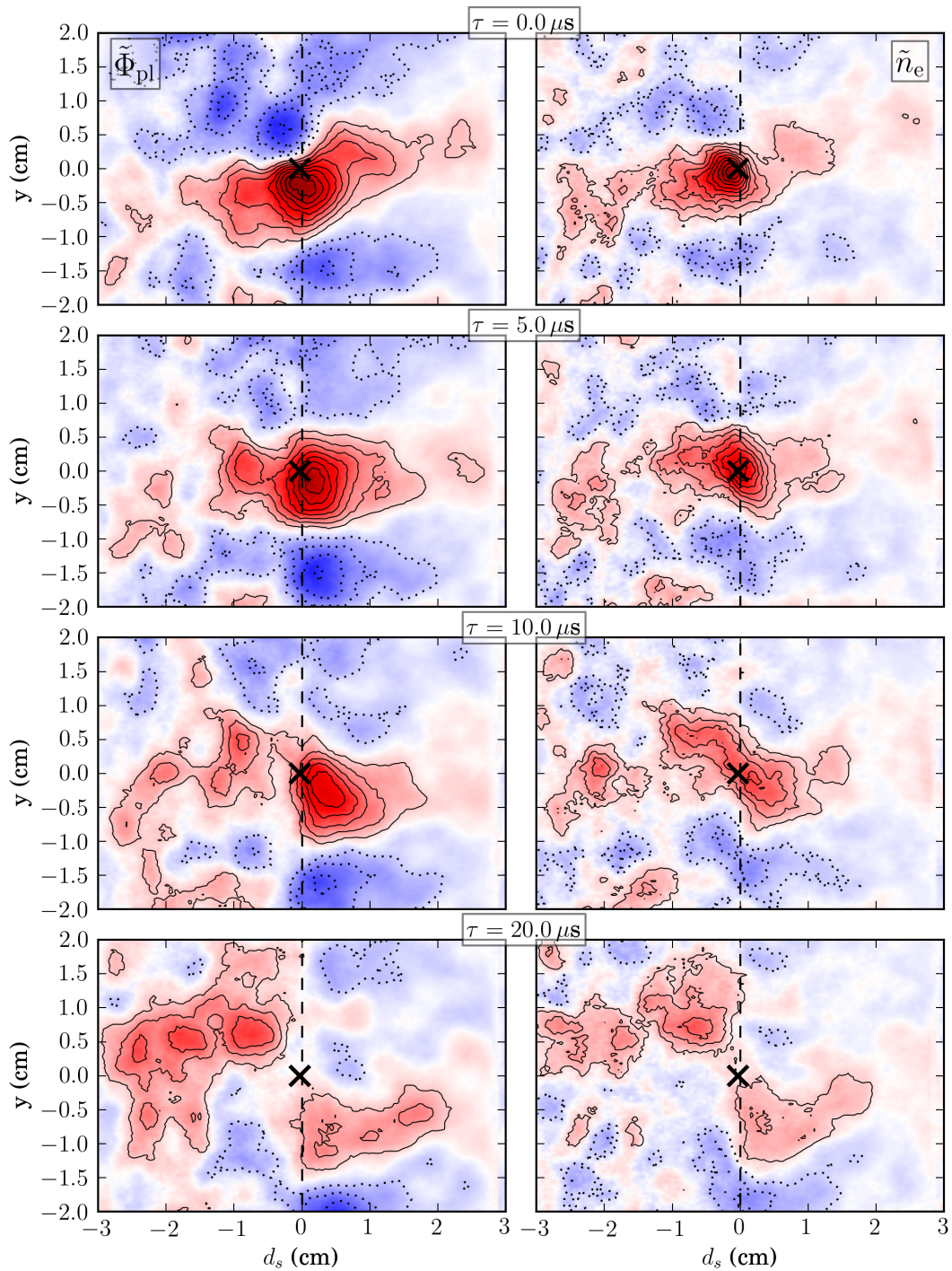


Abbildung 7.17: Darstellung kohärenter Plasmaffluktionen aus GEMR Simulationen wie in Abb. 7.16, allerdings während und nach Erfüllung der Triggerbedingung.

doch noch im Einschlussbereich auf Höhe der Triggerposition (schwarzes Kreuz). Die Wirbel im Potential haben sich zu diesem Zeitpunkt vollständig zu einem großen radial elongierten Wirbel vereinigt. Der stärkste Gradient im Plasmapotential dieses Wirbels befindet sich im Bereich der Triggerposition. Die resultierende $E \times B$ -Drift transportiert das Dichtemaximum durch die Scherschicht hindurch in die SOL. $5 \mu\text{s}$ später zeigt sich die radiale Verschiebung von Dichte und Potential. Im weiteren Verlauf wird der radial ausgedehnte Wirbel vom Hintergrundfeld verschert und in zwei Teile zerrissen. Dichte und Potential des Wirbels in der SOL nehmen dann aufgrund paralleler Verluste in der SOL schneller ab als im eingeschlossenen Plasma.

7.4 Diskussion und Zusammenfassung

In der SOL des Tokamaks ASDEX Upgrade wurde ein abrupter Umsprung der poloidalen Propagationsrichtung turbulenter Strukturen beobachtet [8]. Der Antrieb dieser Scherströmung konnte durch direkte Plasmapotentialmessungen auf die $E \times B$ -Drift des Hintergrundplasmas zurückgeführt werden. Am Rand limitierter Plasmen wird eine solche Scherschicht an der LCFS erwartet. Am Divertor-Tokamak ASDEX Upgrade ist diese Scherschicht in die SOL verschoben [80]. Außerdem treten in Verbindung mit Limitern zusätzliche Scherströmungen auf. Diese beiden Beobachtungen konnten auf Elektronentemperaturgradienten entlang der Magnetfeldlinien zurückgeführt werden (Abschn. 2.5). An der Scherschicht werden keine Anzeichen für Verscherung oder Dekorrelation großskaliger Strukturen beobachtet. Die Korrelationslänge der dominanten Strukturen ändert sich kaum, während die Leistung kleinskaliger Fluktuationen abnimmt. Dies steht im Widerspruch zur Erklärung einer Transportreduktion durch das Zerreißen großskaliger Strukturen, passt aber zu der Beobachtung, dass kleinskalige Strukturen durch eine Scherströmung absorbiert werden können [47]. In der Scherschicht überlappen zwei entgegengesetzte Geschwindigkeiten anstatt kontinuierlich ineinander über zu gehen. Dieses Verhalten zeigen auch die Scherschichten an der LCFS von TJ-K und GEMR-Simulationen. Zwischenzeitlich haben unterschiedliche Diagnostiken und Analysen an anderen Experimenten zu ähnlichen Ergebnissen geführt. Am Tokamak Alcator C-mod zeigen Wellenzahl-Frequenz-Spektren der D_α -Linienemission („gas puff imaging“) einen Bereich an der Separatrix mit zwei gegensätzlichen Geschwindigkeiten [99]. Am Stellarator TJ-II wurde die poloidale Phasengeschwindigkeit turbulenter Störungen mittels Doppler-Reflektometrie im Einschlussbereich untersucht. Die radiale Auflösung von einigen Millimetern offenbarte in H-Mode-Entladungen eine Scherschicht mit überlappenden diskreten Geschwindigkeiten [100]. Ein Springen zwischen diskreten Geschwindigkeiten wird somit nicht nur in der SOL und an der LCFS beobachtet, sondern auch im Zusammenhang mit Zonalströmungen im eingeschlossenen Plasma. Der Umsprung der poloidalen Geschwindigkeit scheint ein universelles Phänomen in toroidal eingeschlossenen Plasmen zu sein. Eine Erklärung für die Beobachtungen liefern raumzeitlich aufgelöste Messungen vom Stellarator TJ-K und GEMR-

Simulationen. Turbulente Strukturen ähnlicher Größe propagieren auf beiden Seiten der Scherschicht mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Sie bestehen jeweils aus gekoppelten Dichte- und Potentialstörungen. Bewegen sich zwei solche Strukturen aneinander vorbei, so vereinigen sie sich vorübergehend zu einem radial ausgedehnten Wirbel. Während dieser Kontaktphase wird Dichte durch die Scherschicht nach außen transportiert. Die Scherströmung trennt die Strukturen im weiteren Verlauf wieder und sie propagieren mit veränderter Dichte in ihrer ursprünglichen Richtung weiter. Dieser Mechanismus erklärt die abrupte Geschwindigkeitsänderung, bzw. den Überlapp diskreter Geschwindigkeiten, die unveränderten statistischen Eigenschaften, sowie die konstanten Korrelationslängen der Strukturen auf beiden Seiten der Scherschicht. Trotzdem findet turbulenter Transport durch die Scherschicht statt, der aufgrund kürzerer Kontaktphasen mit zunehmender Geschwindigkeitsdifferenz abnehmen sollte.

Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels lassen sich in drei Punkten zusammenfassen:

- Die Scherschichten in der SOL des Tokamaks ASDEX Upgrade werden durch $E \times B$ -Hintergrundströmungen aufgrund radialer elektrischer Felder hervorgerufen.
- Der Potentialverlauf in der SOL wird im Wesentlichen durch die Elektronentemperatur nahe der Wand bestimmt. Diese kann aufgrund von Gradienten parallel zum Magnetfeld stark vom Temperaturprofil an der Mittelebene abweichen.
- Turbulenter Transport senkrecht zu poloidalen Scherströmungen mit diskretem Geschwindigkeitsumsprung kann durch das vorübergehende Verschmelzen von Wirbeln erklärt werden.

7.5 Ausblick

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werfen neue Fragen auf, die noch nicht abschließend beantwortet werden konnten. Im Folgenden werden einige Themen benannt und ein mögliches Vorgehen zur Beantwortung der Fragen skizziert.

Ursprung der Dichtestrukturen in der SOL: Transport durch die Scherschicht tritt scheinbar immer dann verstärkt auf, wenn Dichtestrukturen von beiden Seiten vorübergehend miteinander verschmelzen. Am Stellarator TJ-K wurde gezeigt, dass Driftwellen auch unabhängig von diesem Mechanismus Dichte über die Scherströmung hinaus in die SOL transportieren können [96]. Dieser Prozess wird immer in einem bestimmten Bereich beobachtet [75]. Es stellt sich die Frage, ob auch in anderen Experimenten ein solcher Prozess für die initialen Dichtestrukturen in der SOL verantwortlich ist. Der hier beschriebene Mechanismus wäre dann

für das weitere Anwachsen oder den Erhalt der Strukturen außerhalb der Scherschicht verantwortlich. GEMR-Simulationen zur Untersuchung poloidaler Asymmetrien im Transport wurden bereits durchgeführt. Aufschluss über alternative Prozesse könnten auch Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen am Tokamak ASDEX Upgrade liefern [75].

Verhalten der Scherschicht beim L-H-Übergang: Offen ist, ob und wie sich Position und Geschwindigkeitsdifferenz des abrupten Richtungsumsprungs beim Übergang von einer L- in eine H-Mode-Entladung ändern. Denkbar wäre etwa eine radiale Verschiebung hin zur LCFS und eine damit verbundene Zunahme der Geschwindigkeitsdifferenz. Zur Untersuchung dieses Sachverhaltes an ASDEX Upgrade bietet sich neben den Langmuir-Sonden auch die Doppler-Reflektometrie an. Die radiale Auflösung der Doppler-Reflektometrie müsste jedoch verbessert werden, um wie im Einschlussbereich von TJ-II den diskreten Geschwindigkeitumsprung an der Scherschicht sichtbar zu machen [100].

Parameterabhängigkeit der Scherschicht: Der Einfluss von Heizleistung, Plasma- und Neutralteilchendichte, sowie Magnetfeldstärke und -konfiguration auf die Scherschicht sollte weiter untersucht werden. Unklar ist, von welchen Parametern die kritische Verbindungslänge von 15 m abhängt und ob ein größerer oder kleiner Abstand der Scherschicht zur LCFS möglicherweise bessere Einschlussbedingungen und/oder eine veränderte Schwelle für den L-H-Übergang zur Folge hat. Hinweise auf die Parameterabhängigkeiten können mit der Datenbank früherer Experimente gewonnen werden. Denkbar wäre darüber hinaus eine systematische Parametervariation in EDGE2D-Nimbus-Simulationen [25], welche dann durch gezielte ASDEX Upgrade Experimente mit Sonden überprüft werden könnten.

Resistive Kopplung oder Vorspannung der Targets: Die radialen elektrischen Felder in der SOL könnten aktiv durch gezielte Vorspannung unterschiedlicher Wandbereiche manipuliert werden. Lokale Elektroden sind in der SOL allerdings nicht ausreichend, um das Potential einer ganzen Flußfläche zu verändern. Wie bei Sonden würde die Spannung sonst in der Schicht der Elektrode abfallen. Über toroidal ausgedehnte Elektroden würden hohe Ströme fließen, die kaum extern zur Verfügung gestellt werden können. Einen Ausweg könnte die resistive Kopplung unterschiedlicher Wandbereiche bieten, in dem das Plasma selbst den nötigen Strom treibt. Dieser Ansatz könnte durch untereinander isolierte Flächen auf den poloidalen Limitern in TJ-K untersucht werden.

Einfluss der Scherschicht auf turbulente Strukturen: Eine gezielte Variation von Rotationsgeschwindigkeit, Magnetfeldgeometrie und/oder Entladungsparametern in GEMR Simulationen könnte weiteren Aufschluss über den Einfluss der Scherschicht auf turbulente Strukturen und radialen Transport geben.

Kapitel 8

Temperaturfluktuationen

In diesem Kapitel wird der Einfluss von Elektronentemperaturfluktuationen auf Langmuir-Sondenmessungen in der Plasmarandschicht untersucht. Ionensättigungsstrom- (Gl. 4.3) und Floatingpotentialmessungen (Gl. 2.10) hängen nicht nur von Dichte und Potential des Plasmas, sondern auch von der Elektronentemperatur ab. In experimentellen Untersuchungen der Plasmaturbulenz mit Langmuir-Sonden wird dieser Einfluss meist vernachlässigt. Der Grund ist, dass lokale Temperaturmessungen mit entsprechender zeitlicher Auflösung aufwendig und oft nicht verfügbar sind. Die Annahme wird teilweise durch niedrige Fluktuationslevel der Elektronentemperatur begründet. Entscheidend für den Einfluss auf Sondenmessungen ist aber neben der Amplitude auch die Phase der Fluktuationen. Während sich unkorrelierte Störungen in statistischen Analysen aufheben, können solche mit fester Phasenbeziehung zu systematischen Fehlern führen.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der Einfluss simulierter Temperaturfluktuationen auf künstliche Langmuir-Sondensignale untersucht. Die Ergebnisse werden dann im zweiten und dritten Abschnitt durch Messungen am Tokamak ASDEX Upgrade verifiziert. Dabei kommen zwei unabhängige experimentelle Verfahren zum Einsatz, die hier erstmals erfolgreich zur Untersuchung der Elektronendynamik in einem Hochtemperaturplasma eingesetzt wurden. Die Ergebnisse dieses Kapitels wurden bereits in Ref. [52] publiziert.

8.1 Simulation

Die Turbulenz am Rand von ASDEX Upgrade wurde mit dem Gyro-fluid-Code GEMR simuliert. Aus den turbulenten Fluktuationen wurden, wie in Abschn. 4.2 beschrieben, künstliche Sondensignale berechnet. Abbildung 8.1 vergleicht die simulierten Fluktuationen von Dichte (a), Potential (c) und Temperatur (e) mit den künstlichen Messungen von Ionensättigungsstrom und Floatingpotential. Dabei wurden Fluktuationen auf der Niederfeldseite des simulierten Torus im Bereich der LCFS ausgewertet. Die linke Seite zeigt exemplarisch 100 μs lange Ausschnitte der Zeitreihen. Auf der rechten Seite sind die konditionellen Mittel dargestellt. In Abb. 8.1a, fol-

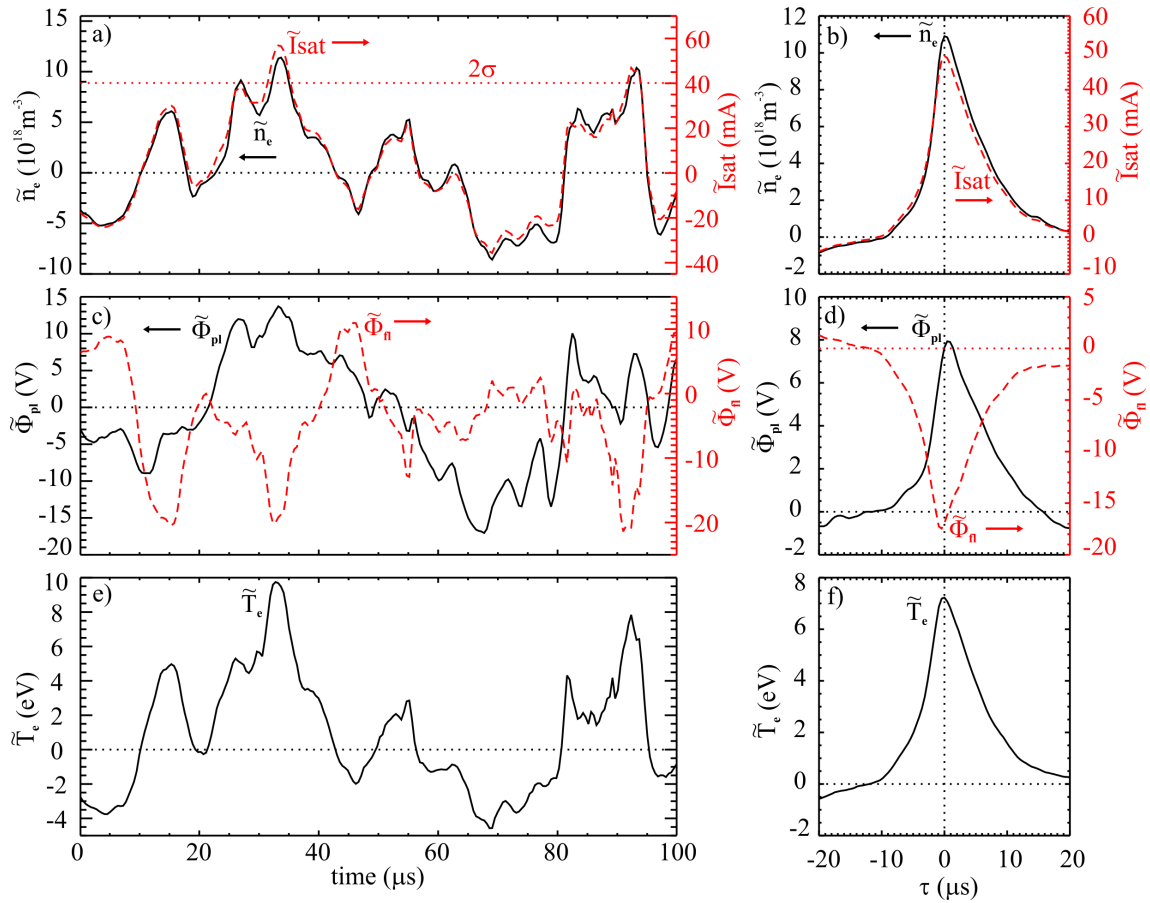


Abbildung 8.1: Vergleich von mit GEMR simulierten Plasmaparametern und künstlichen Langmuir-Sondenmessungen: Detail der Zeitreihen (links) und das konditionelle Mittel (rechts). Oben: Dichte und Ionensättigungsstrom (gestrichelt); Mitte: Plasma- und Floatingpotential (gestrichelt); Unten: Elektronentemperatur

gen die Fluktuationen des Ionensättigungsstroms sehr genau den Fluktuationen der Plasmadichte. Das Floatingpotential in Abbildung 8.1c spiegelt hingegen kaum den Verlauf des Plasmapotentials wider. Es folgt vielmehr invers den Temperaturfluktuationen in Abb. 8.1e. Auf der rechten Seite der Abbildung ist der kohärente Anteil der Fluktuationen dargestellt. Es handelt sich dabei um das konditionelle Mittel aus 660 Einzelereignissen. Der Ionensättigungsstrom diente als Referenzsignal für alle hier dargestellten Mittelungen. Die obere horizontale Linie in Abb. 8.1a markiert das gewählte Triggerniveau von 2σ . Die Form der kohärenten Dichtefluktuationen wird von den Ionensättigungsstrommessungen sehr genau reproduziert (Abb. 8.1b). Das künstliche Floatingpotential entwickelt sich hingegen im Wesentlichen gegenphasig zu den simulierten Plasmapotentialfluktuationen (Abb. 8.1d). Der kohärente Anteil von Dichte, Plasmapotential und Elektronentemperatur ist an der LCFS in Phase. Die Temperaturfluktuationen scheinen kaum Einfluss auf die Ionensättigungsstrommessung zu haben. Damit ist die übliche experimentelle Annahme, $\tilde{I}_{\text{sat}} \propto \tilde{n}_e$, in der

Simulation erfüllt. Das mit Sonden gemessene Floatingpotential wird in der Simulation hingegen stark durch die Elektronentemperaturfluktuationen beeinflusst. Die Plasmapotentialfluktuationen werden durch diese Messung weder quantitativ, noch qualitativ beschrieben. Im Experiment hätte solches Verhalten weitreichende Konsequenzen für die Interpretation von Floatingpotentialmessungen. Voraussetzung für die Übertragbarkeit dieser Ergebnisse auf reale Experimente ist zum einen, dass die turbulenten Fluktuationen in der Simulation den echten Plasmafluktuationen am Rand eines Tokamaks entsprechen, und zum anderen, dass das Verhalten von Langmuir-Sonden in heißen magnetisierten Plasmen durch das Debye-Schichtmodell ausreichend genau beschrieben wird. Die folgenden beiden Abschnitte werden zeigen, dass die Ergebnisse der Simulation tatsächlich durch experimentelle Beobachtungen gestützt werden.

8.2 Emissive Sonde

In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Elektronentemperaturfluktuationen auf Langmuir-Sonden Messungen experimentell untersucht. Dazu wurden die Sonden Nummer 9, 5 und 10 in Abb. 4.1c ausgewertet. Diese haben im Abstand von jeweils 2,75 mm gleichzeitig Floatingpotential (Φ_f), Ionensättigungsstrom ($I_{i,\text{sat}}$) und, als emissive Sonde, das Potential an der Schichtgrenze (Φ_{sc}) gemessen. Aus den Potentialmessungen wurde die Elektronentemperatur nach Gl. 4.1 berechnet und das Ergebnis für die Bestimmung von Plasmapotential (Gl. 2.10) und Dichte (Gl. 4.3) mit $T_e \approx T_i$ herangezogen. Der mittlere Strom an Sonde Nummer 5 war während der Auswärtsbewegung aufgrund thermischer Elektronenemission erhöht. In den statistischen Eigenschaften und Korrelationen zeigte sich hingegen kein Unterschied im Vergleich zu den benachbarten Ionensättigungsstrommessungen der Sonden Nummer 3 und 4. Die Fluktuationen von Sonde 5 oberhalb von 10 kHz wurden deshalb für die folgende Darstellung und zur Berechnung der Plasmadichte mit dem mittleren Ionensättigungsstrom von Sonde 4 kombiniert. Abbildung 8.2 stellt die so gemessenen und berechneten Zeitreihen in der gleichen Form wie in Abb. 8.1 dar. Links sind 100 μs lange Zeitfenster der Signale und rechts die konditionellen Mittel aus 28 unabhängigen Ereignissen mit $I_{i,\text{sat}} > 2\sigma$. Ausgewertet wurde dafür ein 4,1 ms langer Zeitabschnitt, während dem sich die Sondenspitzen 14 – 18 mm außerhalb der LCFS befanden (vgl. Abb. 4.2).

Die im Ionensättigungsstrom detektierten Ereignisse sind mit kohärenten Fluktuationen aller übrigen Größen verbunden, wie die Abbn. 8.2b, d und f zeigen. Zwischen Ionensättigungsstrommessung und berechneter Elektronendichte sind nur geringe Abweichungen zu beobachten (Abbn. 8.2a, b). Sie fluktuieren in Phase mit dem Plasmapotential (Abb. 8.2d) und der Temperatur (Abb. 8.2f). Lediglich das gemessene Floatingpotential verhält sich invers zum Plasmapotential und den übrigen Größen (Abbn. 8.2c und d).

Die kohärenten Temperaturfluktuationen scheinen kaum Einfluss auf Ionensätt-

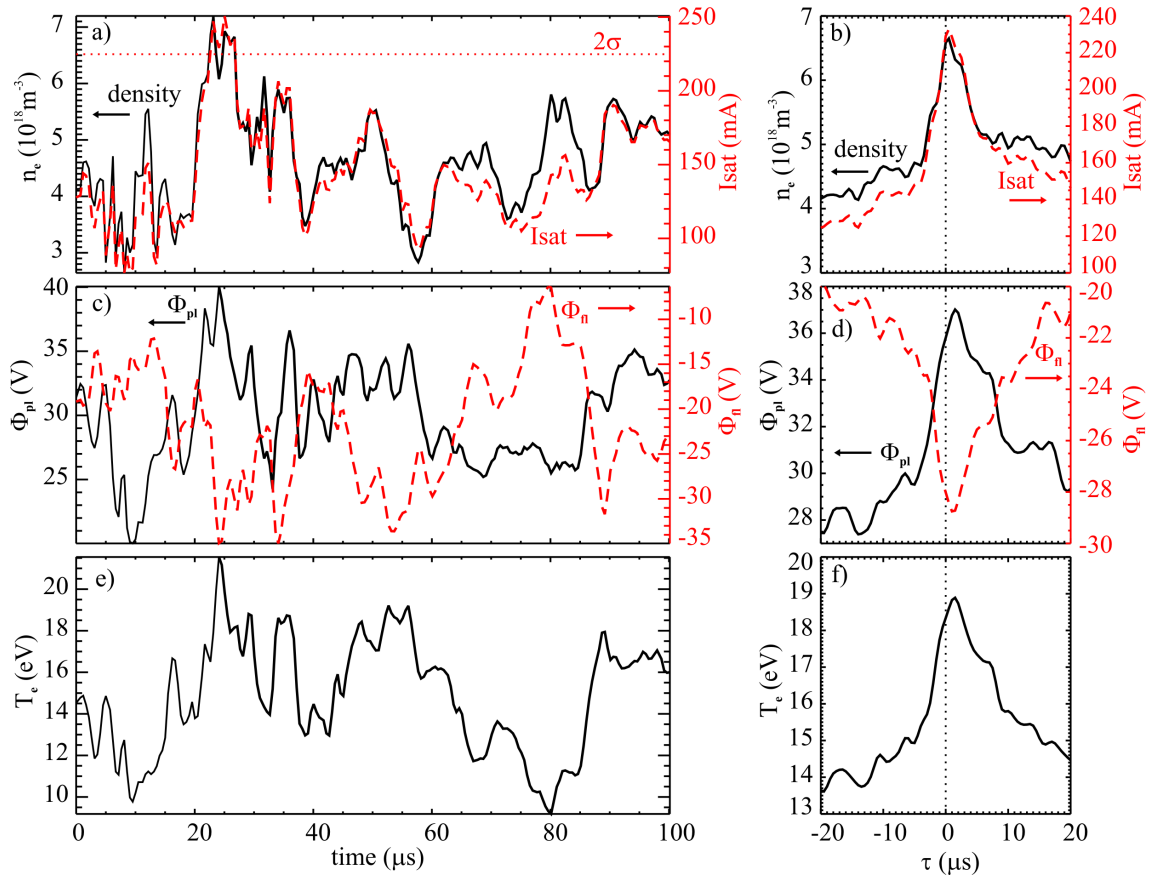


Abbildung 8.2: Fluktuationen in der Abschältschicht von ASDEX Upgrade, abgeleitet aus Messungen mit heißen und kalten Langmuir-Sonden. Detail der Zeitreihen (links) und das konditionelle Mittel (rechts). Oben: Dichte (Gl. 4.3 mit $T_e \approx T_i$) und Ionensättigungsstrom (gestrichelt); Mitte: Plasma- (Gl. 2.10) und Floatingpotential (gestrichelt); Unten: Elektronentemperatur bestimmt aus Gl. 4.1.

igungsstrommessungen zu haben, während sie im Fall von Floatingpotentialmessungen um so deutlicher hervor treten. Dies ist angesichts der unterschiedlichen Abhängigkeiten von $\sqrt{T_e}$ bzw. $-3T_e$ auch verständlich. Das gemessene Floatingpotential wird durch den Einfluss der Temperatur dominiert und ist antikorreliert zum Plasmapotential. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulation im vorhergehenden Abschnitt. Der starke Einfluss von Elektronentemperaturfluktuationen auf Potentialmessungen mit Langmuir-Sonden wird also bestätigt.

Eine mögliche Fehlerquelle dieser Messmethode resultiert aus dem räumlichen Abstand der verwendeten Sonden. Die poloidale Propagation der turbulenten Strukturen mit Geschwindigkeiten von etwa 1 km/s könnte zu Phasenverschiebungen der Signale von etwa $5 \mu\text{s}$ führen. Dies könnte einen kleinen Phasenversatz in den Ergebnissen erklären, nicht aber die beobachtete Antikorrelation zwischen Floating-

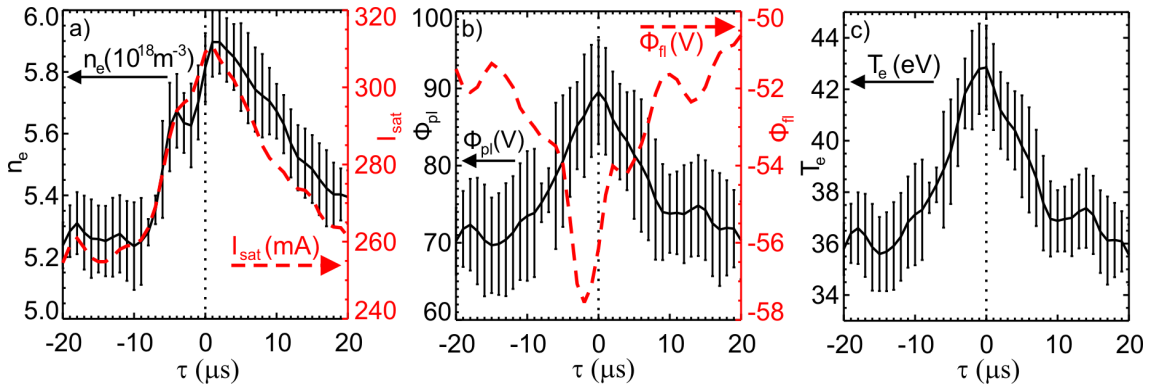


Abbildung 8.3: Aus konditionell gesampelten Kennlinien bestimmte Plasmafluktuationen in ASDEX Upgrade etwa 1 cm außerhalb der Separatrix. Links: Dichte (Gl. 4.3 mit $T_e \approx T_i$) und Ionensättigungsstrom (gestrichelt); Mitte: Plasma- (Gl. 2.10) und Floatingpotential (gestrichelt); Rechts: Elektronentemperatur aus Fits an die Sondenkennlinien nach Gl. 2.6.

und Plasmapotential. Um mögliche Fehler durch diese Phasenverschiebung auszuschließen, werden im folgenden Abschnitt alle Parameter aus den Messungen einer einzigen Sonde bestimmt.

8.3 Konditionell gesampelte Kennlinien

Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Elektronendynamik bietet das konditionelle Sampling von Sondenkennlinien [78]. Die Vorspannung einer Langmuir-Sonde wird langsam variiert, während eine benachbarte Sonde kontinuierlich den Ionensättigungsstrom misst um als Triggerquelle zu dienen. Wie in Abschn. 5.4 beschrieben ergibt sich nach dem konditionellen Sampeln zu jedem Zeitschritt eine Strom-Spannungs-Kennlinie, aus der Ionensättigungsstrom, Floatingpotential und Temperatur an einer einzigen Sonde abgeleitet werden können. Mit der Triggerbedingung $\tilde{I}_{\text{sat}} > 1,5\sigma$ wurden im vorliegenden Fall 510 Triggerereignisse in einem Zeitraum von 40 ms detektiert, während dem sich die Sonden 8 – 15 mm außerhalb der LCFS befanden (vgl. Abb. 4.2). Abbildung 8.3 zeigt die kohärenten Fluktuationen von Ionensättigungsstrom, Floatingpotential und Elektronentemperatur, welche mit Hilfe von Gl. 2.6 aus 41 konditionell gemittelten Strom-Spannungs-Kennlinien abgeleitet wurden. Anhand dieser Messergebnisse wurden die ebenfalls gezeigten Größen Elektronendichte und Plasmapotential gemäß Gl. 4.3 mit $T_e \approx T_i$ bzw. gemäß Gl. 2.10 berechnet.

Wie in den vorhergehenden Abschnitten sind die kohärenten Fluktuationen von Dichte, Potential und Temperatur in Phase. Es handelt sich bei den turbulenten Strukturen bzw. Blobs nahe der LCFS also um Ereignisse mit erhöhter Dichte, Temperatur und positiver Ladung. Dichte- und Ionensättigungsstromfluktuationen zeigen wieder einen sehr ähnlichen Verlauf, während die starken Temperaturfluktua-

tionen zu einer Antikorrelation zwischen Plasma- und Floatingpotentialfluktuationen führen. Die Auswertung konditionell gesampelter Sondenkennlinien von ASDEX Upgrade bestätigt damit das qualitative Verhalten der vorherigen Abschnitte. Der Phasenversatz von wenigen Mikrosekunden zwischen den Maxima von Dichte, Potential und Temperatur in Abb. 8.3 ist nicht signifikant. Auf die Rolle möglicher Phasenverschiebungen zwischen den Signalen wird im Hinblick auf die Dynamik der intermittenten Strukturen im nächsten Kapitel noch genauer eingegangen.

8.4 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden turbulente Elektronentemperaturfluktuationen nahe der LCFS untersucht. Erstmals wurden dafür emissive Sonden, sowie das konditionelle Sampling von Sondenkennlinien, erfolgreich an einem Hochtemperaturplasma eingesetzt. Die experimentellen Ergebnisse beider Verfahren sind vergleichbar und konnten durch modernste Gyro-fluid-Turbulenzsimulationen bestätigt werden. In allen drei Fällen zeigt sich, dass die positiven, intermittenten Dichteereignisse, die Blobs, mit kohärenten, positiven Temperatur- und Plasmapotentialfluktuationen einhergehen.

Die Beschreibung der turbulenten Dichtefluktuationen in Kap. 6 hat nahegelegt, dass Blobs und Löcher durch Konvektion im Bereich der steilsten Gradienten entstehen. Die Abfalllängen von Dichte und Temperatur sind dort vergleichbar. Es ist also nicht überraschend, dass Teilchentransport in diesem Bereich zu einem Austausch von Dichte und Temperatur führt. Konvektiver Transport kann die erhöhten Temperaturen von Elektronen [52] und Ionen [101] in den Blobs erklären. In einer einfachen SOL sind Blobs parallel zum Magnetfeld mit der Wand verbunden. Die erhöhte Elektronentemperatur führt zu einem größeren Potentialabfall in der Schicht zwischen Blob und Wand, als zwischen Hintergrundplasma und Wand. Die Folge ist ein positives Plasmapotential im Blob, da die Wand auf einem konstanten Potential liegt (vgl. Kap. 2). In einer komplexen SOL können parallele Dichte- und Temperaturgradienten auftreten. Im Blob ist der Druck erhöht, die Elektronen verlassen diesen Bereich parallel zum Magnetfeld schneller als die Ionen und es ergibt sich wieder ein tendenziell positives Potential. Diese einfachen Modellvorstellungen können die gefundene Kohärenz zwischen Dichte, Elektronentemperatur und Plasmapotential anschaulich erklären. Ferner stimmen die Ergebnisse mit den Beobachtungen anderer Experimente überein.

So deutete sich eine geringe Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Temperaturfluktuationen in der SOL bereits in Messungen mit Triple-Sonden an den Experimenten TEXT, Phaedrus-T und Repute-I, sowie mit schnell gesweepeten Langmuir-Sonden an TJ-I und W7-AS an [102]. Diese Ergebnisse konnten mit verbesserter räumlicher und zeitlicher Auflösung am Tokamak DIII-D anhand einer harmonischen Sondentechnik bestätigt werden [36]. Dabei wurde auch bereits der starke Einfluss von Elektronentemperaturfluktuationen auf Floatingpotentialmessungen

gen dokumentiert. Bei der Untersuchung fluktuierender elektrischer Felder wurde dieser Einfluss allerdings nicht berücksichtigt. Ein Vergleich von kalten und emissiven Langmuir-Sonden am ISTTOK-Tokamak zeigt jedoch, dass Temperaturfluktuationen den gemessenen turbulenten Transport deutlich beeinflussen können [103]. GEMR-Simulationen deuten darauf hin, dass Ionentemperaturfluktuationen dabei im Gegensatz zu Elektronentemperaturfluktuationen vernachlässigt werden können [104]. In den zuletzt genannten Arbeiten wurde allerdings weder auf die Phasenbeziehung der Fluktuationen noch auf die Ursachen und zugrunde liegenden Instabilitäten eingegangen.

Auch am Tokamak ASDEX Upgrade wurden mit Langmuir- und Ball-Pen-Sonden (BPS) bereits kohärente Dichte- und Potentialfluktuationen gemessen und mit Austauschinstabilitäten in Verbindung gebracht [105]. Die geringe Phasenverschiebung nahe der LCFS deutet allerdings eher auf eine dominante Driftwellenaktivität hin. Die damals beobachtete Reduktion der Elektronentemperatur im Zentrum von Blobs ist vermutlich auf eine unzureichende Schirmung der Messkabel zurückzuführen [19]. In der äußeren SOL wurden damals keine kohärenten Plasmapotentialfluktuationen gefunden. Dies kann möglicherweise durch das Tiefpassverhalten des verwendeten Messaufbaus mit Grenzfrequenzen von nur 3 kHz für BPS in der äußeren SOL erklärt werden [19]. Die Einflüsse der Meßelektronik auf Sondenmessungen am Mittelebenenmanipulator konnten im Rahmen dieser Arbeit identifiziert und weitgehend ausgeräumt werden. Eine experimentelle Bestätigung der erwarteten Grenzfrequenzen für Langmuir- (≥ 600 kHz) und BP-Sonden (≥ 10 kHz) mit dem neuen Aufbau steht allerdings noch aus.

Die deutlichen Unterschiede zwischen Floating- und Plasmapotentialfluktuationen haben weitreichende Konsequenzen für Turbulenzuntersuchungen mit Langmuir-Sonden. So zeigen die elektrischen Felder nicht in die Blobs hinein, wie die Floatingpotentialmessungen erwarten lassen, sondern aus den Blobs heraus. Blobs rotieren folglich nicht in Elektronen-, sondern in Ionengyrationsrichtung (vgl. Abb. 3.1a) und können deshalb die Scherströmung am Plasmarand verstärken. Neben diesem Vorzeichenwechsel im Potential, können Phasenverschiebungen zwischen Temperatur- und Potentialfluktuationen zu weiteren Fehlinterpretationen der Plasmadynamik führen. Am Rand von Hochtemperaturplasmen sind einfache Floatingpotentialmessungen nicht geeignet um fluktuierende Plasmapotentiale zu untersuchen. Die mittlere Elektronentemperatur hebt sich bei der Bestimmung elektrischer Felder aus Floatingpotentialmessungen auf. Für konstante Gradienten und kohärente Fluktuationen gilt dies nicht. Vorsicht ist daher geboten, bei der Berechnung von $E \times B$ -Driften ($\tilde{v}_{E \times B}$) und den daraus abgeleiteten Größen wie turbulentem Transport ($\Gamma_{\text{turb}} = \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle$) und Reynolds Stress ($Re = \langle \tilde{v}_\theta \tilde{v}_r \rangle$). Die Vernachlässigung von Temperaturfluktuationen könnte beispielsweise für die Beobachtungen von turbulentem netto Inwärtstransport im Einschlussgebiet von ASDEX Upgrade verantwortlich sein [8, 106]. Weitere Auswirkungen auf Turbulenzstudien werden im nächsten Kapitel bei der Untersuchung turbulenter Strukturen auf beiden Seiten der Scherschicht deutlich.

Die Ergebnisse dieses Kapitels lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Es wurden zwei unabhängige experimentelle Methoden erstmals erfolgreich zur Bestimmung von Temperaturfluktuationen am Rand von Hochtemperaturplasmen eingesetzt. Dabei wurden kohärente Fluktuationen von Dichte, Elektronentemperatur und Plasmapotential beobachtet.
- GEMR-Simulationen liefern eine angemessene Beschreibung der Fluktuationen und stimmen mit den experimentell gefundenen Ergebnissen überein.
- Die beobachteten Blobs besitzen eine erhöhte Dichte, Temperatur, sowie ein positives Plasmapotential. Die elektrischen Felder bewirken eine Rotation der Filamente in Richtung der Ionengyration und können deshalb die Scherströmung am Plasmarand verstärken.
- Elektronentemperaturfluktuationen müssen unter den gegebenen Umständen bei der Interpretation von Floatingpotentialfluktuationen berücksichtigt werden. Andernfalls führen auch die daraus abgeleiteten Größen (\tilde{E} , $\tilde{v}_{E \times B}$, Γ_{turb} , Re) zu falschen Rückschlüssen. Ionensättigungsstromfluktuationen scheinen hingegen kaum von den Temperaturfluktuationen beeinflusst zu werden.

Kapitel 9

Dynamik intermittenter Strukturen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Dynamik intermittenter Strukturen auf beiden Seiten der in Kap. 7 beschriebenen Scherschicht. Abschnitt 9.1 stellt zunächst die raumzeitliche Dynamik kohärenter Strukturen in der GEMR-Simulation vor. In Abschnitt 9.2 wird dann der zeitliche Verlauf experimenteller Signale vom Tokamak ASDEX Upgrade mit den Erwartungen für künstliche Sonden verglichen. Die Sondensignale zeigen eine bemerkenswerte Übereinstimmung, wobei das Floatingpotential aufgrund von Temperaturfluktuationen vom Plasmapotential abweicht (vgl. Kap. 8). Abschnitt 9.3 untersucht die Kreuzphasenspektren der turbulenten Fluktuationen in der Simulation. Es folgen Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse in Abschn. 9.4.

9.1 2D-Dynamik in GEMR

In diesem Abschnitt werden Struktur und Dynamik intermittenter Strukturen in der GEMR-Simulation untersucht, um die experimentellen Ergebnisse im nächsten Abschnitt zu erklären. Abbildung 9.1 zeigt konditionell gemittelte Dichtefluktuationen auf der Niederfeldseite des Torus im poloidalen Querschnitt. Getriggert wurde auf Ereignisse, deren Dichte die doppelte Standardabweichung der Fluktuationen überstieg. Dargestellt sind ausschließlich die positiven Amplituden der kohärenten Strukturen $15 \mu\text{s}$ vor (gepunktet) und $15 \mu\text{s}$ nach Erfüllung der Triggerbedingung (durchgezogene Linien). Links war die Triggerposition 1 cm innerhalb der LCFS und rechts 2 cm außerhalb (Kreuze). Die Scherschicht befindet sich in der Simulation an der LCFS (senkrechte gestrichelte Linie). Die Querschnittsfläche der Dichtestrukturen ist im Einschlussbereich rundlich und in der SOL radial elongiert. Die Pfeile markieren die Driftbewegung der Strukturen im Zeitraum von $30 \mu\text{s}$. Der Betrag der poloidalen Geschwindigkeit nimmt von innen nach außen ab, während die Radialgeschwindigkeit ansteigt. Die Ursachen dieser Geschwindigkeitsänderungen zeigen sich in den Abbildungen 9.2 und 9.3. Die Dichtefluktuationen aus Abb. 9.1

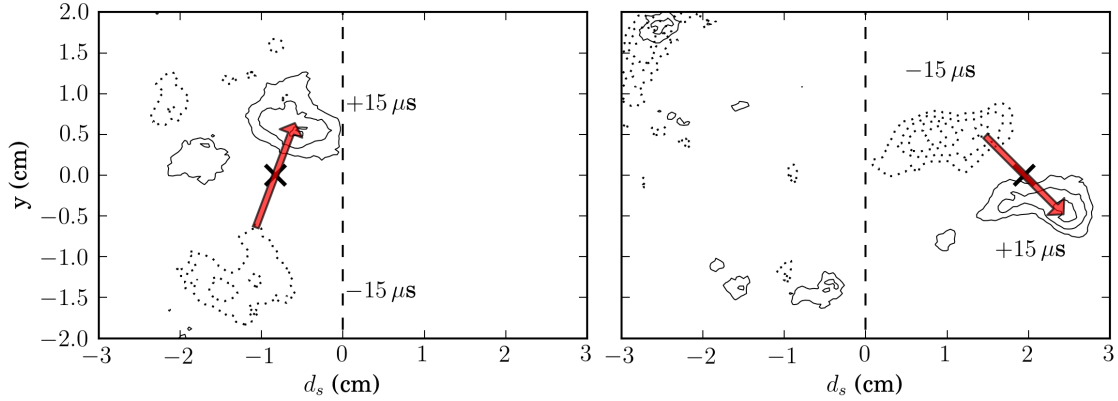


Abbildung 9.1: Konditionelles Mittel turbulenter Dichtefluktuationen in der Simulation. Positive kohärente Dichtefluktuationen $15 \mu\text{s}$ vor (gepunktete Linien) und nach (durchgezogene Linien) Erreichen der Triggerbedingung. Die roten Pfeile deuten die Propagation der Strukturen an und die schwarzen Kreuze jeweils die Triggerposition innerhalb (links) und außerhalb (rechts) der Scherströmung.

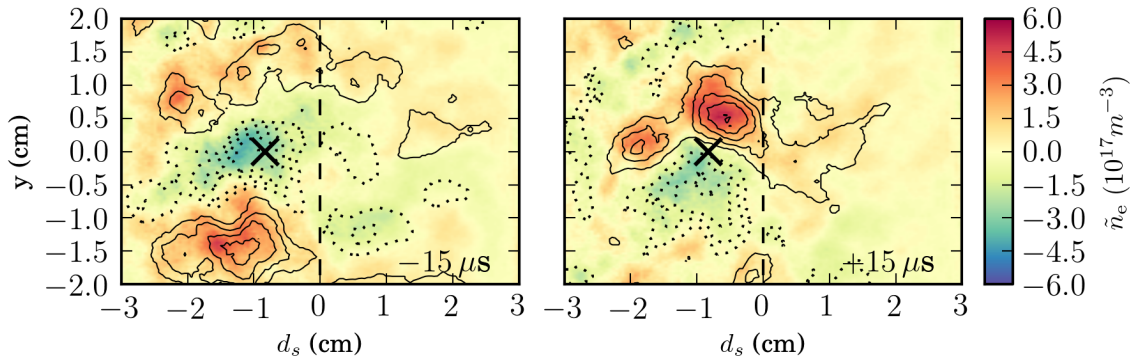


Abbildung 9.2: Kohärente Dichtestrukturen aus dem linken Schaubild in Abb. 9.1 sind hier farbig hinterlegt. Konturlinien zeigen das entsprechende Plasmapotential, wobei durchgezogene Linien jeweils für $+1 \text{ V}$ und gepunktete Linien jeweils für -1 V stehen. Links $15 \mu\text{s}$ vor und rechts $15 \mu\text{s}$ nach Erreichen der Triggerbedingung. Das schwarze Kreuz kennzeichnet die Triggerposition innerhalb der Scherschicht.

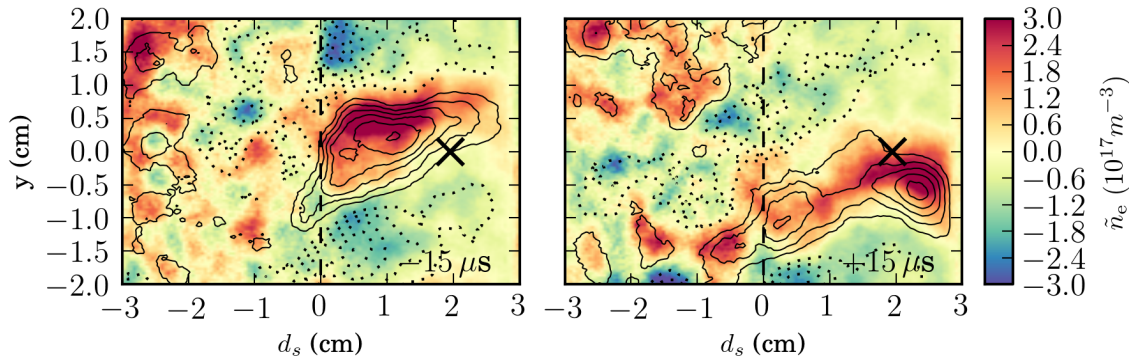


Abbildung 9.3: Darstellung kohärenter Fluktuationen in der Simulation wie in Abb. 9.2. Die durch das schwarze Kreuz gekennzeichnete Triggerposition befindet sich hier allerdings außerhalb der Scherströmung.

sind darin jeweils farblich codiert und die zugehörigen Plasmapotentialfluktuationen als Konturlinien dargestellt. Das Magnetfeld zeigt aus der Ebene heraus. Die positiven Potentiale (durchgezogene Linien) bewirken eine $E \times B$ -Drift im Uhrzeigersinn und die Negativen (gepunktet) eine $E \times B$ -Drift gegen den Uhrzeigersinn. Die kohärente Dichtestruktur in Abb. 9.2 propagiert zwischen den links und rechts dargestellten Zeitpunkten hauptsächlich poloidal in die EDD-Richtung. Positive und negative Dichtefluktuationen sind dabei mehr oder weniger in Phase mit positiven und negativen Plasmapotentialfluktuationen (Konturlinien). In poloidaler Richtung (y) sind ober- und unterhalb des Dichtemaximums lokale Minima und Maxima erkennbar. Es deutet sich eine quasi-kohärente Welle an. In radialer Richtung (x) ist dagegen jeweils nur ein einzelner Wellenberg oder ein einzelnes Wellental zu beobachten. Abbildung 9.3 zeigt den kohärenten Anteil von Dichte- und Potentialfluktuationen in der SOL. Die Struktur mit erhöhter Dichte ist wiederum positiv geladen und rotiert aufgrund der $E \times B$ -Drift im Uhrzeigersinn entlang der durchgezogenen Äquipotentiallinien. Eine endliche Phasenverschiebung zwischen Dichte und Potential führt in diesem Fall aber zu einer radialen Auswärtsbewegung des Dichteblobs. Seine Querschnittsfläche wird dabei radial elongiert. Hinzu kommt die poloidale Bewegung in die IDD-Richtung aufgrund des radialen elektrischen Feldes in der SOL. Die lokalen Dichteminima ober- und unterhalb des Dichtemaximums sind nur nahe der Scherschicht zu beobachten. Weiter außen zeichnet sich dagegen eine einzelne positive Struktur ab. In größerem Abstand zur Separatrix treten Blobs auch in Experimenten als einzelne positive Pulse auf.

Abbildung 9.4 zeigt poloidale Schnitte durch die Triggerpositionen von Abb. 9.2 und 9.3 zum Zeitpunkt $\tau = 1 \mu\text{s}$. Diese Darstellung macht den räumlichen Amplitudenverlauf und die Phasenbeziehung auf beiden Seiten der Scherschicht deutlich. Im Einschlussbereich (links) propagieren die kohärenten Strukturen in die EDD-Richtung, d.h. in der Abbildung nach rechts (Pfeil). In der SOL (rechts) propagieren sie in die IDD-Richtung, d.h. in der Abbildung nach links (Pfeil). Die asymmetrischen Dichtemaxima bewegen sich folglich in beiden Fällen in Richtung ihrer steilen

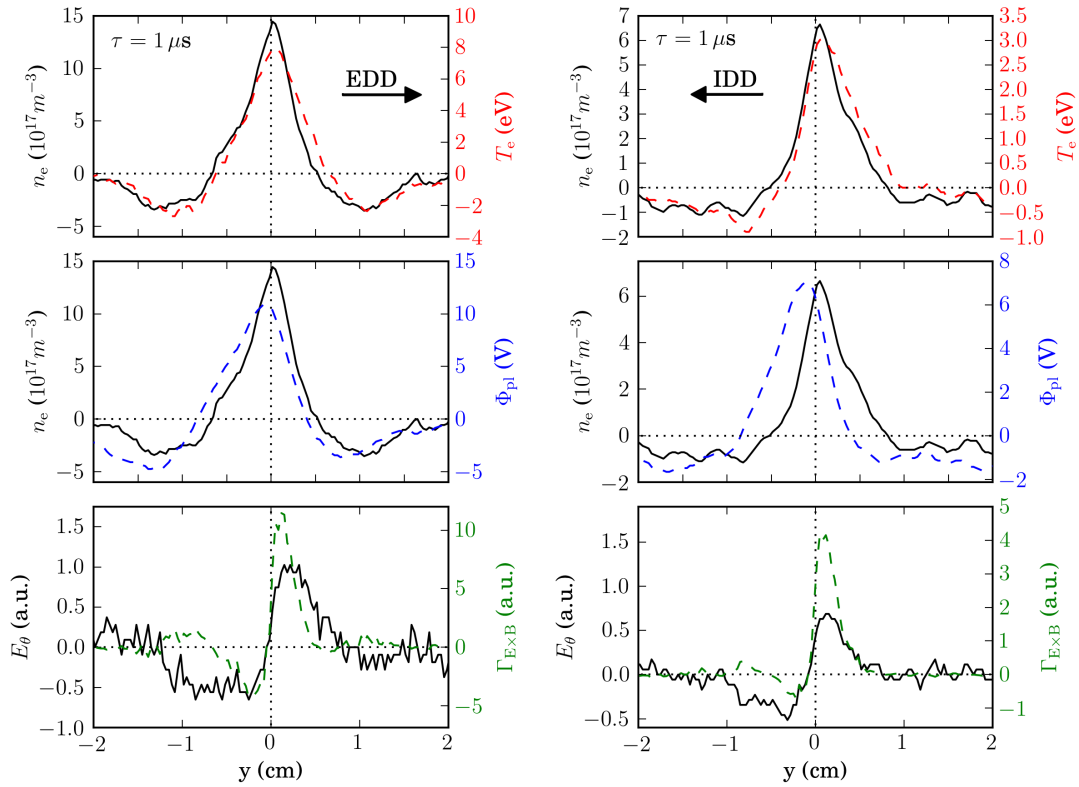


Abbildung 9.4: Räumliche Struktur der konditionell gemittelten Fluktuationen in poloidaler Richtung $1 \mu\text{s}$ nach Erfüllung der Triggerbedingung ($I_{\text{sat}} \geq 2\sigma$). Schnitt Ebene und Triggerposition befinden sich jeweils links 1 cm innerhalb ($x = 44$) und rechts 2 cm ausserhalb der Scherschicht ($x = 104$). Oben: Dichte (n_e) und Elektronentemperatur (T_e). Mitte: Dichte und Plasmapotential (Φ_{pl}). Unten: Poloidales elektrisches Feld (E_θ) und turbulenter Transport ($\Gamma_{E \times B}$).

Flanke, wie die durchgezogenen schwarzen Linien in den oberen Schaubildern zeigen. Die rot gestrichelte Kurve zeigt, dass die Elektronentemperatur in beiden Fällen in etwa dem Verlauf der Dichte folgt.

Im Einschlussbereich zeigen Dichte- und Plasmapotentialstörung in etwa den gleichen asymmetrischen Verlauf mit einer minimalen Phasenverschiebung (mitte, links). Das Potential hinkt der Dichtestörung etwas hinterher. Dieses Verhalten deutet auf einen dominanten Einfluss der parallelen Driftwellendynamik hin. Der asymmetrische Potentialverlauf führt zu einer Asymmetrie im poloidalen elektrischen Feld des Wirbels (schwarze, durchgezogene Linie im unteren linken Schaubild). Dies wirkt sich auch auf den lokalen turbulenten Transport aus, der im gleichen Schaubild dargestellt ist. Im Gegensatz zu einer idealen Driftwelle, bei der sich Auswärts- und Inwärtstransport gegenseitig aufheben, überwiegt hier der radiale Auswärtstransport. Der Grund ist die Asymmetrie der Potentialstörung. Im zeitli-

chen Verlauf ändert sich die poloidale Struktur der Dichte- und Potentialfluktuation kaum, so dass der mittlere Nettotransport ebenfalls auswärts gerichtet ist. Teilchen- und Energietransport verhalten sich ähnlich, da die kohärenten Dichte- und Elektronentemperaturfluktuationen (gestrichelte Linie im oberen Schaubild) eine ähnliche Form aufweisen.

In der SOL ist die Potentialstörung symmetrischer, wie die blau gestrichelte Linie im mittleren rechten Schaubild von Abb. 9.4 zeigt. Entsprechend weist auch das poloidale elektrische Feld eine stärkere Symmetrie auf (schwarze durchgezogene Linie im unteren rechten Schaubild). Der radiale Transport im gleichen Schaubild ist hingegen stark asymmetrisch. Der Auswärtstransport überwiegt den Inwärtstransport um ein Vielfaches. In der SOL liegt der Grund dafür in der Phasenverschiebung zwischen Dichte und Plasmapotential von etwa $\pi/2$. Für ideale Austauschinstabilitäten erwartet man genau diese Phasenverschiebung, aufgrund der poloidalen Ladungstrennung allerdings in Verbindung mit einer dipolaren Potentialverteilung. Im vorliegenden Fall zeigt sich stattdessen nur ein positiver Monopol mit der entsprechenden Phasenverschiebung.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass Blobs auf beiden Seiten der Scherströmung von einem positiven Monopol begleitet werden. Der turbulente Auswärtstransport überwiegt im Einschlussbereich aufgrund der asymmetrischen Form der Fluktuationen und in der SOL aufgrund der Phasenverschiebung. Der absolute Transport ist in der SOL geringer, da Teilchen und Energie hier auch parallel zum Magnetfeld an die Wand verloren gehen.

9.2 Vergleich der Sondensignale

Eine detaillierte Untersuchung der raumzeitlichen Entwicklung turbulenter Strukturen wie im letzten Abschnitt ist experimentell nicht möglich. Die räumliche Auflösung ist beschränkt und Floatingpotentialmessungen können von Temperaturfluktuationen beeinflusst werden (vgl. Kap. 8). Um die GEMR-Ergebnisse dennoch mit Messungen an ASDEX Upgrade vergleichen zu können wurden in der Simulation künstliche Langmuir-Sonden implementiert. In beiden Fällen wurden die Signale von fünf poloidal versetzten Sonden konditionell gemittelt. Getriggert wurde auf positive Ereignisse, deren Ionensättigungsstrom an der zentralen Sonde 2σ überstieg. Abbildung 9.5 zeigt links die Ergebnisse der Messungen an ASDEX Upgrade und rechts die entsprechenden GEMR-Simulationen. Beide Datensätze stammen aus dem Bereich $d_s < d_{\text{Sprung}}$ (vgl. Kap. 7). Im Experiment bewegten sich die Sonden während der Messung im Bereich $d_s \approx 0 - 3 \text{ mm}$ und damit innerhalb der Scherschicht bei $d_{\text{Sprung}} \approx 13 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 7.2). Im Limiter-Plasma der Simulation befinden sich die Sonden bei $d_s = -10 \pm 1 \text{ mm}$ und damit ebenfalls innerhalb der Scherströmung bei $d_{\text{Sprung}} \approx 0 \text{ mm}$. Oben sind die Ionensättigungsströme von drei jeweils im poloidalen Abstand von 5,5 mm positionierten Langmuir-Sonden dargestellt. Die schwarze durchgezogene Linie, das autokonditionelle Mittel, zeigt in bei-

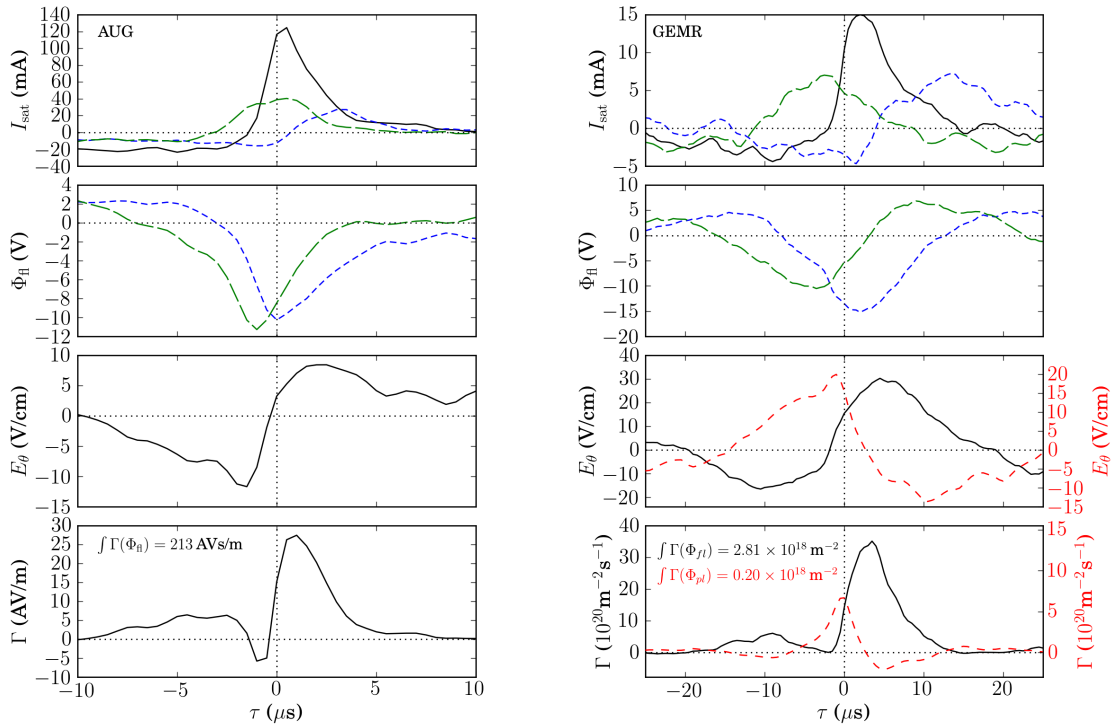


Abbildung 9.5: Zwischen Scherschicht und Plasmazentrum: Konditionelles Mittel der Sondensignale Ionensättigungsstrom (I_{sat}), Floatingpotential (Φ_{fl}), poloidales elektrisches Feld $E_{\theta, \text{fl}}$ und turbulenter Transport ($\Gamma_{\text{E} \times \text{B}, \text{Isat}, \text{fl}}$). Die rechte Abszisse zeigt außerdem das echte poloidale elektrische Feld $E_{\theta, \text{pl}}$ und den tatsächlichen turbulenten Transport $\Gamma_{\text{E} \times \text{B}, \text{n}, \text{pl}}$ unter Berücksichtigung von Temperaturfluktuationen in der Simulation. Links: ASDEX Upgrade (#26530, $t \approx 3,575 \text{ s}$, $d_s = 1,4 \pm 1,6 \text{ mm}$, $d_{\text{Sprung}} \approx 13 \text{ mm}$ Referenzsondenr. 4, 228 Ereignisse). Rechts: GEMR ($d_s = -10 \pm 1 \text{ mm}$, $x = 44$, 55 Ereignisse).

den Fällen eine kohärente Struktur mit asymmetrischem zeitlichem Verlauf. Der Ionensättigungsstrom steigt zuerst steil an und fällt dann langsamer wieder ab. Hier spiegelt sich die räumliche Asymmetrie der Dichtestrukturen aus Abbn. 9.2 und 9.4 wieder. Im Experiment ist die Pulsdauer mit $5 \mu\text{s}$ etwa halb so lang wie in der Simulation, da die Strukturen im Experiment schneller propagieren und etwas kleiner sind (vgl. Kap. 6). Die lang gestrichelten grünen Kurven und die kurz gestrichelten blauen Kurven in den oberen Bildern stammen jeweils von den Sonden unter- bzw. oberhalb der zentralen Sonde. Die beiden Signale deuten eine kohärente Struktur an, die zuerst die untere (lange grüne Striche), dann die zentrale (durchgezogene schwarze Linie) und zuletzt die obere (kurze blaue Striche) Sonde passiert. Die Strukturen propagieren auf der Niederfeldseite des Torus also von unten nach oben, was der EDD-Richtung entspricht. Der zeitliche Versatz der ansteigenden Flanken beträgt

im Experiment zwei bis drei Mikrosekunden und in der Simulation etwa $8 \mu\text{s}$. Im Experiment propagieren die Strukturen in poloidaler Richtung also etwa drei Mal schneller als in der Simulation. Die zweiten Schaubilder von oben zeigen die konditionell gemittelten Floatingpotentialmessungen. Die Sonden befinden sich im Abstand von $2,75 \text{ mm}$ unterhalb (lange grüne Striche) und oberhalb (kurze blaue Striche) der zentralen Sonde, welche den Ionensättigungsstrom misst und als Triggerquelle dient. Die Verläufe des Floatingpotentials unterhalb und oberhalb der Triggersonde sind sich sehr ähnlich. Der zeitliche Versatz rührt von der poloidalen Propagation her. Das Floatingpotential zeigt in Experiment und Simulation übereinstimmend eine kohärente Struktur mit ausgeprägtem Minimum. Die Differenz aus diesen beiden Potentialen ergibt das poloidale elektrische Feld $E_{\theta,\text{fl}} = (\Phi_{\text{fl,unten}} - \Phi_{\text{fl,oben}})/5,5 \text{ mm}$, welches in den zweiten Schaubildern von unten dargestellt ist. Das Feld ändert sein Vorzeichen in Experiment und Simulation zum Zeitpunkt $\tau \approx 0 \mu\text{s}$. Dieses Verhalten würde man für einen poloidal propagierenden und gegen den Uhrzeigersinn rotierenden Wirbel erwarten. Im vorherigen Abschnitt wurde allerdings gezeigt, dass die Dichtestrukturen, zumindest in der Simulation, im Uhrzeigersinn rotieren. Diese Diskrepanz wird durch kohärente Elektronentemperaturfluktuationen hervorgerufen, die im letzten Kapitel auch experimentell nachgewiesen wurden. Berücksichtigt man die Temperaturfluktuationen in der Simulation, so ergibt sich das im selben Schaubild als rot gestrichelte Linie dargestellte elektrische Feld $E_{\theta,\text{pl}}$. Darin spiegelt sich auch die asymmetrische Form des räumlich aufgelösten poloidalen elektrischen Feldes aus Abb. 9.4 (links) wieder. Der direkte Vergleich von $E_{\theta,\text{fl}}$ und $E_{\theta,\text{pl}}$ zeigt, dass die Vernachlässigung von Temperaturfluktuationen hier nicht nur das Vorzeichen, sondern auch die Form des elektrischen Feldes stark verfälscht. Im Experiment konnten die zugehörigen Elektronentemperaturen nicht gleichzeitig an zwei poloidal versetzten Floatingpotentialsonden bestimmt werden. Die gute Übereinstimmung der übrigen Größen läßt aber erwarten, dass die Temperaturfluktuationen im Experiment einen vergleichbaren Einfluss haben.

Die untersten Schaubilder in Abb. 9.5 zeigen den turbulenten Transport $\Gamma_{\text{Isat,fl}} = \tilde{n}\tilde{v}_r$ mit den üblichen experimentellen Annahmen $\tilde{n} \propto \tilde{I}_{\text{sat}}$ und $\tilde{v}_r \approx \tilde{E}_{\theta,\text{fl}}/B$. Dies ergibt in Experiment und Simulation einen fast durchwegs auswärts gerichteten Transport, mit einem kurzen Einbruch bei $\tau < 0 \mu\text{s}$. Den tatsächlichen Transport ($\Gamma_{\text{n,pl}}$) unter Berücksichtigung von Temperaturfluktuationen zeigt die rot gestrichelte Kurve im rechten Schaubild für die Simulation. Die üblicherweise zur Bestimmung des turbulenten Transportes gemessene Größe $\Gamma_{\text{Isat,fl}}$ weicht im zeitlichen Verlauf der Simulation deutlich vom tatsächlichen Transport $\Gamma_{\text{n,pl}}$ ab. Im Experiment war es nicht möglich die Temperaturfluktuationen gleichzeitig an den entsprechenden Positionen zu bestimmen. Aufgrund der guten qualitativen Übereinstimmung des zeitlichen Verlaufs von Γ_{fl} zwischen Experiment und Simulation wird jedoch angenommen, dass sich der tatsächliche Verlauf von $\Gamma_{\text{n,pl}}$ im Experiment ebenfalls qualitativ wie in der Simulation verhält. Der zeitlich integrierte Nettotransport kohärenter Strukturen wird im vorliegenden Fall durch die Vernachlässigung von Temperaturfluktuationen um eine Größenordnung überschätzt (siehe Schaubild).

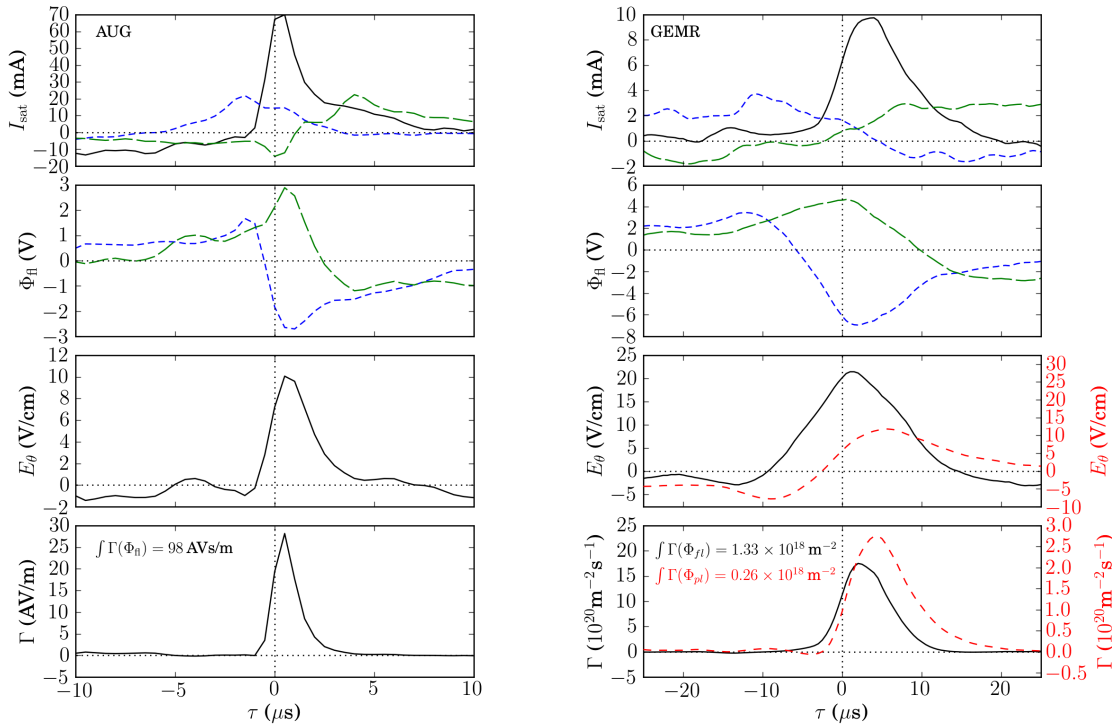


Abbildung 9.6: Zwischen Scherschicht und Wand: Konditionelles Mittel der Sondensignale wie in Abb. 9.5. Links: ASDEX Upgrade (#26526, $t \approx 2,573 \text{ s}$, $d_s = 8 \pm 2 \text{ mm}$, Referenzsondenr. 4, 441 Ereignisse). Rechts: GEMR ($d_s = 20 \pm 1 \text{ mm}$, $x = 104$, 42 Ereignisse).

Abbildung 9.6 zeigt konditionell gemittelte Langmuir-Sondensignale wie in Abbildung 9.5, allerdings für $d_s > d_{\text{Sprung}}$. Die Ergebnisse aus Experiment und Simulation stimmen auch hier sehr gut überein. Die autokonditionellen Mittel der Ionensättigungsströme zeigen kohärente Dichtestrukturen mit steilem Anstieg und langsamem Abfall (schwarze Linien im obersten Schaubild). An den 5,5 mm oberhalb (blaue kurze Striche) bzw. unterhalb (grüne lange Striche) befindlichen Sonden hat die Amplitude bereits stark abgenommen. Dennoch ist die poloidale Propagation der Strukturen von oben nach unten in die IDD-Richtung noch erkennbar. Die poloidale Ausdehnung der Strukturen liegt folglich im Bereich eines Zentimeters und damit nahe der räumlichen Auflösungsgrenze des Sondenkopfes. Die zweiten Plots von oben in der gleichen Abbildung zeigen die gleichzeitig oberhalb (blau, kurze Striche) und unterhalb (grün, lange Striche) gemessenen Floatingpotentiale. Sie verhalten sich fast invers zueinander und legen eine Dipolstruktur im Potential nahe. Dies entspricht der Erwartung für ideale Austauschinstabilitäten und wurde bereits in der Abschältschicht verschiedener Experimente beobachtet. Die kurzen Korrelationszeiten und/oder eine radiale Propagation der Strukturen führen dazu,

dass die Maxima der Floatingpotentiale oberhalb und unterhalb des Triggersignals unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Die asymmetrischen Verläufe der Floatingpotentiale führen zu Maxima in den daraus abgeleiteten poloidalen Feldern ($\tilde{E}_{\theta,fl}$, schwarze Linien in den zweiten Plots von unten). Das tatsächliche poloidale elektrische Feld ($\tilde{E}_{\theta,pl}$) deutet hingegen auf einen einzelnen Wirbel hin. Das Produkt aus Teilchendichte und radialer $E \times B$ -Drift deutet unabhängig von der zugrunde gelegten Potentialmessung im wesentlichen auf Auswärtstransport hin. Deutliche Unterschiede finden sich jedoch im zeitlichen Verlauf und in den absoluten Amplituden. Der integrierte Nettotransport der kohärenten Struktur innerhalb des betrachteten Zeitfensters wird durch Floatingpotentialmessungen, genau wie innerhalb der Scherströmung, deutlich überschätzt.

Die Sondensignale aus Experiment und Simulation stimmen qualitativ sehr gut überein. Floatingpotentiale und die daraus abgeleiteten elektrischen Felder weichen in der Simulation allerdings stark vom Plasmapotential und den echten elektrischen Feldern ab. Vergleicht man den zeitlichen Verlauf des poloidalen Feldes und des radialen Transports aus Plasmapotentialmessungen (rote gestrichelte Linien in Abb. 9.5 und 9.6 unten) mit den räumlichen Strukturen zum Zeitpunkt $\tau = 1,0 \mu s$ in der Simulation (Abb. 9.4), so zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung. Die zeitliche Entwicklung der lokalen Messsignale gibt im Wesentlichen deren poloidalen Verlauf wieder. Dieser Zusammenhang beschreibt die Taylor-Hypothese [107]. Ihre Gültigkeit wird bei lokalen Turbulenzuntersuchungen häufig vorausgesetzt. Die Taylor-Hypothese ist für kohärente Strukturen im vorliegenden Fall erfüllt. Im nächsten Kapitel wird sich zeigen, dass dies nicht nur für ausgewählte Ereignisse, sondern für einen weiten Frequenz- bzw. Wellenlängenbereich gilt. Lokale Messungen der Plasmafluktuationen können folglich für die räumliche Untersuchung der turbulenten Fluktuationen in poloidaler Richtung herangezogen werden, solange wie in den vorliegenden Fällen durchwegs $v_{\theta} \geq v_r$.

9.3 Kreuzphasen in GEMR

In den vorherigen Abschnitten wurde die räumliche und zeitliche Struktur intermittenter Dichtefluktuationen anhand konditioneller Mittelung beschrieben. Dabei wurden lediglich die kohärenten Fluktuationen dargestellt, welche im Zusammenhang mit großen Dichteamplituden beobachtet werden. Die folgenden Fourieranalysen ermöglichen eine frequenzabhängige Betrachtung der kompletten Messreihen [95]. Abbildung 9.7 zeigt Kreuzphase (oben) und Kohärenz (unten) zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen in Abhängigkeit der poloidalen Wellenzahl ($k = 2\pi/\lambda$, links) und Frequenz (f , rechts). Für große Wellenlängen (λ) im Zentimeterbereich liegt die Kreuzphase nahe bei Null, d.h. Dichte und Plasmapotential fluktuieren in Phase, wie man es für ideale Driftwellen erwarten würde. Für kleinere Wellenlängen steigt die Kreuzphase leicht an und erreicht im Millimeterbereich wieder eine relativ konstante Phasenverschiebung. Diese Phasenverschiebung liegt im Einschluss-

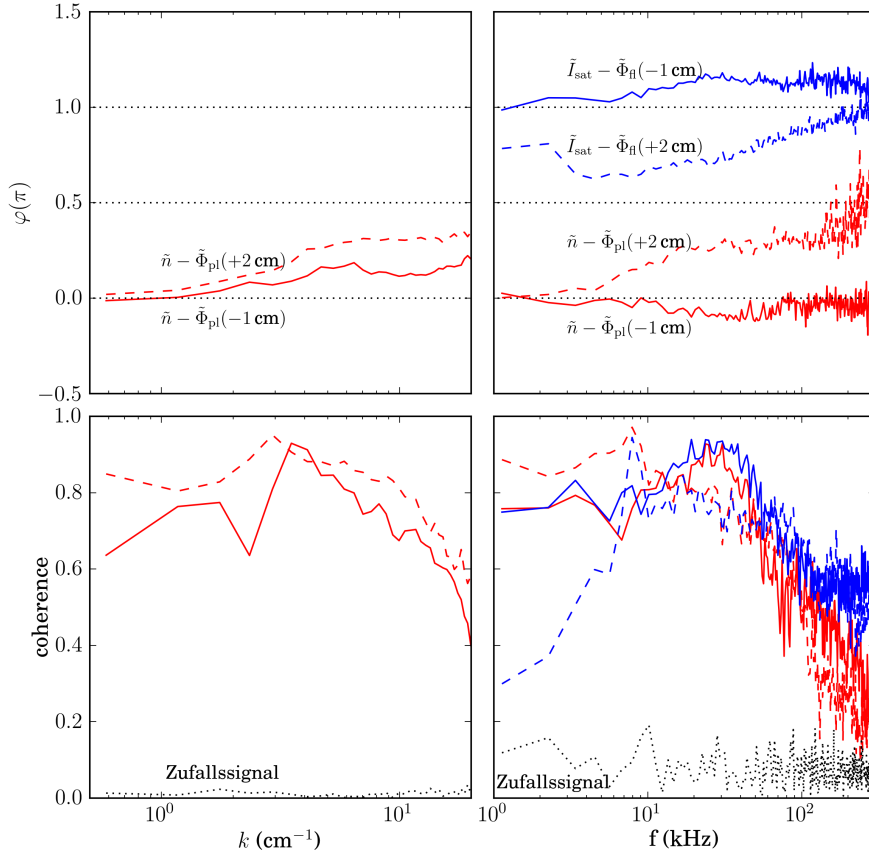


Abbildung 9.7: Kreuzphasen- (oben) und Kohärenzspektren (unten) turbulenter Fluktuationen in der Simulation. Wellenzahl- (links) und Frequenzspektren (rechts) für $d_s = -1 \text{ cm} < d_{\text{Sprung}}$ (durchgezogene Linien) und für $d_s = 2 \text{ cm} > d_{\text{Sprung}}$ (gestrichelte Linien). Verhalten von Dichte- und Plasmapotential (rote Linien) sowie künstlicher Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialmessungen (blaue Linien rechts). Die gepunkteten Linien zeigen das Kohärenzlevel zufälliger Signale gleicher Länge.

bereich (durchgezogene Linie) bei etwa $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\Phi}_{\text{pl}}} \approx \pi/8$ und in der SOL (gestrichelte Linie) bei $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\Phi}_{\text{pl}}} \approx \pi/4$. Kreuzphasen zwischen Null und π führen zu turbulentem Auswärtstransport. Das Transportmaximum wird aufgrund der $\sin(\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\Phi}_{\text{pl}}})$ -Abhängigkeit bei $\pi/2$ erreicht, was einer idealen Austauschinstabilität entspricht. In realen Plasmen führt die nichtlineare Kopplung der Instabilitäten zu k -abhängigen Kreuzphasen zwischen Null und $\pi/2$, die für einen mehr oder weniger driftwellenartigen Charakter der Turbulenz stehen [69, 108]. Über die Aussagekraft der Kreuzphasen entscheidet die Kohärenz der betrachteten Signale. Unkorrelierte Signale und/oder kurze Zeitreihen ermöglichen keine verlässlichen Rückschlüsse auf die Kreuzphase. Die unteren Plots zeigen die Kohärenz zwischen den entsprechenden Signalen im Vergleich zu normalverteilten Zufallssignalen gleicher Länge (gepunktete Linien). Die Ergebnisse sind im dargestellten Bereich von $0,6$ bis 20 cm^{-1} statistisch signifikant. Im nächsten Schritt wird nun untersucht inwieweit sich diese räumlichen Strukturen in den zeitlichen Signalen lokaler Messungen widerspiegeln.

Im oberen rechten Plot von Abbildung 9.7 sind die frequenz aufgelösten Kreuzphasen zwischen Dichte- und Plasmapotentialfluktuationen (rot), sowie zwischen Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen dargestellt (blau). Alle Größen wurden über die Sondenoberfläche gemittelt und an der gleichen Stelle ausgewertet. Durchgezogene Kurven wurden im Einschlussbereich und gestrichelte Kurven in der SOL gemessen. Im Bereich weniger kHz, d. h. für große Wellenlängen, liegt die Kreuzphase zwischen Dichte- und Plasmapotentialfluktuationen um Null. Mit steigender Frequenz, d. h. mit abnehmender Wellenlänge, wächst sie an. Im Bereich einiger 10 kHz beträgt die Phasenverschiebung $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{\Phi}_{\text{pl}}}(f) \approx -\pi/8$ (Einschlussbereich, durchgezogene Linie) bzw. $\pi/3$ (SOL, gestrichelt). Betrag und Variation der Kreuzphasen entsprechen sehr gut den Ergebnissen der räumlichen Analyse auf der linken Seite. Das negative Vorzeichen der Kreuzphase im Einschlussbereich ergibt sich aus der inversen Propagationsrichtung der räumlichen Strukturen. Das Frequenzspektrum einer ortsfesten Messung am Rand eines magnetisierten Plasmas gibt also tatsächlich, wie üblicherweise angenommen, Aufschluss über die räumliche Struktur des turbulenten Systems in poloidaler Richtung (Taylor-Hypothese). Für die Umrechnung in räumliche Skalen muss allerdings die Propagationsgeschwindigkeit bekannt sein. Die Kreuzphasen der künstlichen Langmuir-Sondenmessungen liegen im Bereich $\pi/2$ bis $3/2\pi$. Berücksichtigt man auch hier die inverse Propagation für $d_s < d_{\text{Sprung}}$, so liegen die Phasen zwischen $\pi/2$ und π . Im Einschlussbereich sind die Fluktuationen von Ionensättigungsstrom und Floatingpotential in etwa um π phasenverschoben (blaue durchgezogene Linie) und in der SOL um $\pi/2$ (blau gestrichelt). Für einzelne Ereignisse hatten sich diese Zusammenhänge bereits in den vorherigen Abschnitten angedeutet. Die Kohärenz der zeitlichen Signale ist mit um die 80 % im Frequenzbereich unter 100 kHz sehr hoch, nimmt dann aber schnell ab. Die Kreuzphasen der künstlichen Sondenmessungen zeigen wie erwartet eine starke Abhängigkeit von den Temperaturfluktuationen und erlauben keine Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Turbulenz.

9.4 Diskussion und Zusammenfassung

Intermittente Dichtestrukturen am Rand magnetisch eingeschlossener Plasmen zeigen in lokalen Messungen einen steilen Anstieg und langsamen Abfall der Amplitude. Diese universelle Eigenschaft zeigt sich in konditionell gemittelten Ionensättigungsstrommessungen an ASDEX Upgrade, in GEMR-Simulationen und wurde auch schon früher beobachtet [109]. Im Zusammenhang mit solchen Strukturen wurde an verschiedenen Experimenten eine dipolartige Floatingpotentialverteilung gemessen [35, 36, 37, 38]. Die vorliegende Arbeit bestätigt diese Beobachtung zumindest außerhalb der Scherschicht. In Kap. 8 hat sich allerdings bereits gezeigt, dass Floatingpotentialmessungen in ASDEX Upgrade und GEMR von kohärenten Fluktuationen der Elektronentemperatur beeinflusst werden. Die dipolartige Struktur im Floatingpotential von Abb. 9.6 ergibt sich aus der Phasenverschiebung zwischen Plasmapotential- und Elektronentemperaturfluktuation in Abb. 9.4 (rechts). Im Plasmapotential zeigt sich im Gegensatz zur Floatingpotentialmessung ein positiver Monopol. Trotzdem treten Floating- und Plasmapotentialfluktuationen außerhalb der Scherschicht grob mit einer Phasenverschiebung im Bereich von $\pi/2$ zu Dichtefluktuationen auf. Messungen außerhalb der Scherschicht deuten folglich immer auf dominante Austauschinstabilitäten hin, unabhängig davon ob Temperaturfluktuationen berücksichtigt werden oder nicht. Deutliche Unterschiede zeigen sich jedoch in der Potentialstruktur, die entweder monopol- oder dipolartig ausfällt. In Simulationen wird oft nur die 2D-Dynamik der Austauschinstabilitäten betrachtet [110, 111]. Dies führt zu einer dipolartigen Potentialverteilung und entsprechend, zu zwei gegensätzlich rotierenden $E \times B$ -Wirbeln. In diesem Fall bewegt sich eine runde Dichtestruktur radial nach außen und wird pilzartig verformt [112, 113, 114]. In 3D GEMR-Simulationen wurde dieses Verhalten nur dann beobachtet, wenn Hoch- und Niederfeldseite durch zwei Limiter auf der Ober- und Unterseite des Torus getrennt sind [62]. Im vorliegenden Fall, mit nur einem Limiter auf der Unterseite des Torus, scheinen dagegen Ströme parallel zum Magnetfeld die Ausbildung eines negativen Plasmapotentials abzuschwächen. Der Blob ist nur mit einem einzigen, in Richtung der Ionengyration rotierenden Wirbel gekoppelt. Aufgrund der deutlichen Phasenverschiebung zu den kohärenten Dichte- und Temperaturfluktuationen kommt es dennoch zu einem Nettoauswärtstransport. Die zuvor beschriebenen Effekte wurden in der SOL zwischen Scherschicht und Wand beobachtet. Auf der dem Plasmazentrum zugewandten Seite der Scherschicht, wird hingegen stärker driftwellenartige Turbulenz beobachtet. Dichte, Temperatur und Plasmapotential besitzen hier nur eine geringe Phasenverschiebung. Die asymmetrische Form der Dichte- und Potentialstörungen bewirkt allerdings auch hier einen Nettoauswärtstransport. In der Simulation wird der zeitlich gemittelte $E \times B$ -Transport auf beiden Seiten der Scherschicht um etwa eine Größenordnung überschätzt, sofern die Berechnung auf Floatingpotentialmessungen beruht. Im Experiment konnte dieser Zusammenhang mit den bisherigen Messungen noch nicht bestätigt werden, die gute qualitative Übereinstimmung mit der Simulation spricht allerdings für ein ähnliches Verhalten

im Experiment. Berücksichtigt man Temperaturfluktuationen und poloidale Propagation, so kann die räumliche Kreuzphase zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen anhand von zeitaufgelösten Punktmessungen sehr genau bestimmt werden. Die Taylor-Hypothese [107] ist erfüllt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels lassen sich in folgenden vier Punkten zusammenfassen:

- Konditionell gemittelte Sondenmessungen vom Tokamak ASDEX Upgrade stimmen qualitativ sehr gut mit entsprechenden GEMR-Simulationen überein. Die Simulation in Limitergeometrie reproduziert sehr gut die turbulenten Fluktuationen im Bereich der Scherschicht des Divertor-Tokamaks.
- An der poloidalen Scherschicht wird ein Übergang von Driftwellen zu Austauschinstabilitäten dominierter Turbulenz beobachtet. In Divertorgeometrie kann sich die Scherschicht aufgrund paralleler Gradienten von der LCFS in die SOL verschieben (vgl. Kap. 7). In diesem Übergangsbereich zwischen LCFS und Scherschicht wird die parallele Dynamik der Driftwellen noch nicht unterdrückt.
- Der radiale Auswärtstransport dominiert innerhalb von der Scherströmung aufgrund der asymmetrischen Form der Fluktuationen und außerhalb aufgrund der Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialfluktuationen.
- Die Paralleldynamik in Dichtestörungen spielt auf beiden Seiten der Scherschicht eine wichtige Rolle. In der äußeren SOL verhindert die parallele Verbindung von Hoch- und Niederfeldseite die Ausbildung von Dipolen im Plasmapotential.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Eigenschaften und das Verhalten turbulenter Dichtestrukturen am Rand magnetisch eingeschlossener Plasmen untersucht. Es handelt sich dabei um parallel zum Magnetfeld ausgedehnte Strukturen mit erhöhter Dichte. Diese werden auch als „Blobs“ bezeichnet und vom eingeschlossenen Plasma unregelmäßig in Richtung Wand ausgeworfen. In Fusionsplasmen können Blobs wesentlich zu den unerwünschten Teilchen- und Energieverlusten beitragen und die Lebensdauer der ersten Wand eines Reaktors reduzieren. Eine gute Kenntnis ihrer Dynamik ist nötig, um den turbulenten Transport in zukünftigen Kraftwerken abschätzen und möglicherweise beeinflussen zu können. Dazu wurden Langmuir-Sondenmessungen am Tokamak ASDEX Upgrade und dem Stellarator TJ-K durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse konnten größtenteils durch 3D GEMR-Simulationen reproduziert und erklärt werden.

Im Zuge der Experimente konnten Probleme der bestehenden Messelektronik im Bezug auf Schirmung, Signalübertragung und Aliasing identifiziert und ausgeräumt werden. Außerdem wurden zwei neue Messverfahren erstmals erfolgreich an einem Hochtemperaturplasma eingesetzt, um hochfrequente Temperaturfluktuationen zu untersuchen. Sowohl die gleichzeitige Messung mit kalten und emissiven Langmuir-Sonden, als auch die konditionelle Mittelung von Sondenkennlinien mussten adaptiert werden, da beide Verfahren vorher nur in kleineren Experimenten eingesetzt worden waren. Die Zuverlässigkeit von Langmuir-Sondenmessungen am Rand eines Hochtemperaturplasmas wurde mit Hilfe dieser Verfahren überprüft. Dabei hat sich in Übereinstimmung mit Simulationen gezeigt, dass turbulente Dichtefluktuationen tatsächlich sehr gut durch die üblicherweise gemessenen Fluktuationen des Ionensättigungsstroms beschrieben werden. In Phase mit den Dichtefluktuationen wurden jedoch auch kohärente Fluktuationen der Elektronentemperatur gefunden, welche Messungen des Floatingpotentials stark beeinflussen. Die übliche Annahme, dass Elektronentemperaturfluktuationen klein sind und Floatingpotentialfluktuationen deshalb in etwa die Plasmapotentialfluktuationen beschreiben, gilt hier nicht. Abschätzungen von turbulentem Transport oder Reynolds Stress basierend auf Floatingpotentialmessungen liefern nahe der letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS)

von Hochtemperaturplasmen höchstens zufällig korrekte Ergebnisse und sollten in Zukunft kritischer betrachtet werden.

In der Abschälsschicht (SOL) des Tokamaks ASDEX Upgrade wurden Blobs beobachtet und im Einschlussbereich Ereignisse mit verringerter Dichte, sogenannte „Löcher“. Blobs scheinen daher keine Ausläufer aus dem Plasmazentrum zu sein, sondern durch radialen Austausch von Plasma an der LCFS im Bereich der steilsten Gradienten zu entstehen. Turbulenter Transport von dichtem heißem Plasma aus dem Einschlussbereich in die SOL kann auch die gemessene Kohärenz zwischen Dichte und Temperatur der Blobs erklären. Die erhöhte Elektronentemperatur führt zu verstärkten Elektronenverlusten entlang der Magnetfeldlinien und deshalb zu einer positiven Ladung der Blobs. Die daraus resultierende Potentialstörung ist mit einer $E \times B$ -Drift in die ionendiamagnetische Driftrichtung verbunden. Die parallel zu den Magnetfeldlinien ausgedehnten Dichtestrukturen rotieren folglich um ihre Achse. Die Strukturen können aufgrund ihres Drehsinns prinzipiell die üblicherweise an der LCFS beobachtete poloidale Scherströmung verstärken. Die Ursache dieser Scherströmung konnte durch direkte Plasmapotentialmessungen auf radiale elektrische Felder zurückgeführt werden. Das Plasmapotential in der SOL hängt stark vom Potentialabfall in der Schicht vor der Wand ab. Dieser wird wiederum durch die Elektronentemperatur vor der Wand bestimmt, welche in einer komplexen SOL mit parallelen Temperaturgradienten von der Verbindungslänge zur Wand abhängt. In Divertorgeometrie können die stark unterschiedlichen Verbindungslängen am X-Punkt so die beobachtete Verschiebung der Scherströmung in die SOL erklären.

Scherströmungen sollen im Plasma zu einer Reduktion des turbulenten Transports führen und so den magnetischen Einschluss verbessern. Die Wechselwirkungen zwischen Blobs und Scherströmungen sind deshalb von besonderem Interesse. Entgegen der weit verbreiteten Erwartung wurde an den untersuchten Scherströmungen weder eine Abnahme der Korrelationslängen noch eine Zunahme kleinskaliger Turbulenz beobachtet, was auf das Zerreißen großer Strukturen in kleinere hätte hindeuten können. Stattdessen wurde eine scheinbar plötzliche Umkehr der Propagationsrichtung turbulenter Strukturen beobachtet, welche anhand räumlich aufgelöster Messungen am Stellarator TJ-K und in Simulationen erklärt werden konnte. Auf beiden Seiten der Scherströmung propagieren Strukturen ähnlicher Größe poloidal in unterschiedliche Richtungen. Die Wirbel auf unterschiedlichen Seiten der Scherströmung treffen dabei regelmäßig aufeinander und verschmelzen dann vorübergehend miteinander zu einem radial elongierten Wirbel. Sie tauschen während dieser Kontaktphase Dichte und Energie über die Scherströmung hinweg aus. Nach einer gewissen Zeit trennen sich die Strukturen wieder, bzw. werden zerrissen, da sie sich im radialen elektrischen Hintergrundfeld kontinuierlich in ihre ursprüngliche Propagationsrichtung weiter bewegen. Dieser Mechanismus kann den Transport durch die Scherströmung, ihren geringen Einfluss auf die Korrelationslängen, sowie eine Transportreduktion durch verkürzte Interaktionszeiten bei zunehmender Scherrate erklären.

Die Strukturen innerhalb und außerhalb der Scherströmung unterscheiden sich jedoch deutlich in ihrer Dynamik. Auf der dem Plasmazentrum zugewandten Sei-

te fluktuieren Dichte, Temperatur und Potential weitgehend in Phase, wie man es für Driftwellenturbulenz erwarten würde. Außerhalb der Scherströmung zeigt sich aufgrund der verkürzten parallelen Verbindungslängen eine deutliche Phasenverschiebung des Plasmapotentials im Vergleich zu Dichte und Temperatur, wie man es für Austauschinstabilitäten erwartet. Die poloidale Ladungstrennung führt hier aber nicht zu einer dipolartigen Potentialverteilung, sondern lediglich zu einer Phasenverschiebung des positiven Monopols im Plasmapotential. Floatingpotentialmessungen liefern den erwarteten Dipol, weil die kohärente Elektronentemperaturfluktuation fälschlicherweise als Minimum registriert wird. Trotz der Abwesenheit idealer Austauschmoden sind Blobs auf beiden Seiten der Scherströmung mit Auswärtstransport verbunden. Das liegt innerhalb der Scherströmung hauptsächlich an der asymmetrischen Form der Fluktuationen und außerhalb an der Phasenverschiebung zwischen Dichte und Plasmapotential.

Die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werden im Folgenden nochmals kurz wiederholt: (i) Die bestehende Messtechnik für Langmuir-Sonden am Tokamak ASDEX Upgrade wurde verbessert. (ii) Es wurden neue Messmethoden eingeführt und Schwachstellen der verbreiteten Interpretation von Floatingpotentialmessungen offengelegt. (iii) Es wurde gezeigt, dass Blobs und Löcher an der LCFS von ASDEX Upgrade entstehen. (iv) Es wurde dargelegt, warum sich die Scherströmung in Divertorgeometrie in die SOL verschieben kann. (v) Es wurde ein Modell für den intermittenten Transport von Teilchen und Energie durch starke Scherströmungen vorgestellt. (vi) Die dominanten Einflüsse der Driftwelldynamik innerhalb und des Austauschmechanismus außerhalb der Scherschicht wurden erstmals experimentell an einem Hochtemperaturplasma nachgewiesen. (vii) Der turbulente Auswärtstransport im Bereich dominanter Driftwelldynamik wurde auf die asymmetrische Form der Strukturen zurückgeführt.

In zukünftigen Arbeiten sollte versucht werden, die Scherschicht durch eine geschickte Wahl von Magnetfeldkonfiguration und Plasmametern aktiv zu beeinflussen, sowie ihren Einfluss auf den magnetischen Einschluss und den L-H-Übergang genauer zu untersuchen. Darüber hinaus sollten die Parameter- und Konfigurationsabhängigkeit der Blobdynamik, sowie deren radiale Variation weiter untersucht und mit analytischen Beschreibungen verglichen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] International-Energy-Agency, *World Energy Outlook 2011* (OECD - Organisation for Economic Co-operation and Development, Paris, 2011), Vol. 2011, pp. 1–11, Zusammenfassung.
- [2] J. Schmitz, *Schadenersatzprozess nach Bohrinsel-Explosion*, Badische Zeitung, <http://www.badische-zeitung.de/wirtschaft-3/schadenersatzprozess-nach-bohrinsel-explosion--56312260.html> (14.06.2012), 2012.
- [3] Food and Agriculture Organisation of the United Nations, *The State of Food Insecurity in the World* (FAO, Rome, 2011), Vol. 2011, pp. 1–55.
- [4] D. Mitchell, *A Note on Rising Food Prices* (The World Bank Development Prospects Group, Rome, 2008), Vol. 2008, pp. 1–21.
- [5] K. Pedersen, *Food Riots sind KEINE „chaotischen Gewaltausbrüche“* (Informationsstelle Militarisierung (IMI) e.V., Tübingen, 2010).
- [6] S. Teske *et al.*, in *energy [r]evolution a sustainable world energy outlook*, edited by R. Short and C. Aurbrey (Greenpeace International, Amsterdam, 2012).
- [7] M. Keilhacker *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 209 (1999).
- [8] B. Nold, *Turbulence Studies in Dimensionally Similar Plasma Discharges*, Diplomarbeit (Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2008), IPP-Report 10/34.
- [9] U. Stroth, *Plasmaphysik* (Viehweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011).
- [10] R. C. Bissell and P. C. Johnson, Phys. Fluids **30**, 779 (1987).
- [11] F. F. Chen, in *Plasma diagnostic techniques*, edited by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic, New York, 1965), pp. 113–200.
- [12] S. A. Self and H. N. Ewald, Phys. Fluids **9**, 2486 (1966).
- [13] R. C. Bissell, P. C. Johnson, and P. C. Stangeby, Phys. Fluids, B **1**, 1133 (1989).

- [14] R. Schrittwieser *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **44**, 567 (2002).
- [15] J. P. Gunn, Plasma Phys. Controll. Fusion **54**, 085007 (2012).
- [16] M. Schubert, M. Endler, and H. Thomsen, Rev. Sci. Instrum. **78**, 053505 (2007).
- [17] M. Y. Ye and S. Takamura, Phys. Plasmas **7**, 3457 (2000).
- [18] V. Rohde *et al.*, J. Nucl. Mater. **241-243**, 712 (1997).
- [19] B. Nold *et al.*, *Electronic Issues of Langmuir probe Measurements on the Mid-plane Manipulator of ADEX Upgrade*, 2012, IPP-Report.
- [20] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Taylor & Francis Group, New York, 2000).
- [21] N. Hershkowitz, in *Plasma Diagnostics*, edited by O. Auciello and D. L. Flamm (Academic Press, Inc., San Diego, 1989), pp. 113–183.
- [22] H. Bosch, in *IPP Summer University for Plasma Physics*, edited by H. W. Müller and M. Hirsch (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching and Greifswald, 2007), p. 101.
- [23] K. Lackner *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **26**, 105 (1984).
- [24] A. Y. Pigarov, S. I. Krasheninnikov, and B. LaBombard, Contrib. Plasma Phys. **46**, 604 (2006).
- [25] A. V. Chankin *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **51**, 065022 (2009).
- [26] S. I. Braginskii, in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), p. 205.
- [27] B. Scott, A Pictorial Introduction to Drift Waves, <http://www.ipp.mpg.de/bds/posters/dw-intro/> (01.06.2012), 1996.
- [28] J. Gunn *et al.*, J. Nucl. Mater. **363 - 365**, 484 (2007).
- [29] N. Fedorczak *et al.*, J. Nucl. Mater. **390 - 391**, 368 (2009).
- [30] H. Nobach *et al.*, in *Experimental Fluid Mechanics*, edited by C. Tropea, J. Foss, and A. Yarin (Springer-Verlag, Berlin, 2007), pp. 1337–1398.
- [31] D. A. D’Ippolito, J. R. Myra, and S. J. Zweben, Phys. Plasmas **18**, 060501 (2011).
- [32] G. Antar, Contrib. Plasma Phys. **44**, 217 (2004).

-
- [33] S. J. Zweben *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 1981 (2002).
- [34] N. B. Ayed *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **51**, 035016 (2009).
- [35] O. Grulke *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 5171 (2001).
- [36] J. A. Boedo *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 4826 (2001).
- [37] O. Grulke, J. L. Terry, B. LaBombard, and S. J. Zweben, Phys. Plasmas **13**, 012306 (2006).
- [38] G. S. Xu *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 092002 (2009).
- [39] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982).
- [40] G. Antar, M. Tsalias, E. Wolfrum, and V. Rohde, Plasma Phys. Controll. Fusion **50**, 095012 (2008).
- [41] B. Nold *et al.*, in *38th EPS conference on Plasma Phys.* (Eur. Phys. Soc., Strasbourg, 2011), Vol. 35G, p4.133.
- [42] P. H. Diamond, Y.-M. Liang, B. A. Carreras, and P. W. Terry, Phys. Rev. Lett. **72**, 2565 (1994).
- [43] M. Ramisch *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **49**, 777 (2007).
- [44] I. Shesterikov *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 042004 (2012).
- [45] T. Happel *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 102302 (2011).
- [46] R. R. Trieling, O. U. V. Fuentes, and G. J. F. van Heijst, Phys. Fluids **17**, 087103 (2005).
- [47] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, Phys. Rev. Lett. **103**, 165004 (2009).
- [48] U. Stroth, P. Manz, and M. Ramisch, Plasma Phys. Controll. Fusion **53**, 024006 (2011).
- [49] J. Wesson, *Tokamaks* (Clarendon Press, Oxford, 1987).
- [50] A. Herrmann and O. Gruber, Fusion Science and Technology **44**, 569 (2003).
- [51] S. J. Zweben *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 082505 (2009).
- [52] B. Nold *et al.*, New J. Phys. **14**, 063022 (2012).
- [53] B. D. Scott, Plasma Phys. Controll. Fusion **49**, S25 (2007).
- [54] T. S. Hahm, Phys. Fluids **31**, 2670 (1988).

- [55] W. Dorland and G. W. Hammett, Phys. Fluids, B **5**, 812 (1993).
- [56] M. A. Beer and G. W. Hammett, Phys. Plasmas **3**, 4046 (1996).
- [57] B. D. Scott, Phys. Plasmas **12**, 102307 (2005).
- [58] B. D. Scott, Phys. Plasmas **14**, 102318 (2007).
- [59] B. D. Scott, Phys. Plasmas **5**, 2334 (1998).
- [60] R. L. Dewar, D. A. Monticello, and W. N. Sy, Phys. Fluids **27**, 1723 (1984).
- [61] T. T. Ribeiro and B. D. Scott, Plasma Phys. Controll. Fusion **47**, 1657 (2005).
- [62] T. T. Ribeiro and B. D. Scott, Plasma Phys. Controll. Fusion **50**, 055007 (2008).
- [63] M. Ramisch *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **52**, 124015 (2010).
- [64] G. Hornung *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 082303 (2011).
- [65] A. Köhn *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **52**, 035003 (2010).
- [66] N. Mahdizadeh *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **47**, 569 (2005).
- [67] N. Krause *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 3474 (2002).
- [68] S. Enge *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 175004 (2010).
- [69] S. Niedner, B. D. Scott, and U. Stroth, Plasma Phys. Controll. Fusion **44**, 397 (2002).
- [70] U. Stroth *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 2558 (2004).
- [71] M. Ramisch *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 032504 (2005).
- [72] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, Phys. Plasmas **16**, 042309 (2009).
- [73] M. Ramisch *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 718 (2010).
- [74] G. Birkenmeier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 025001 (2011).
- [75] G. Fuchert, *Blobdynamik am Stellarator TJ-K*, laufende Promotion (Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart).
- [76] B. Labit *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 255002 (2007).
- [77] F. Sattin *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **51**, 055013 (2009).
- [78] I. Furno *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 055903 (2008).

-
- [79] Z. Huang, *Probe Measurement of Electron Temperature Dynamics in TJ-K and ASDEX Upgrade*, Masterarbeit (Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2011), .
- [80] B. Nold *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **52**, 065005 (2010).
- [81] M. Reich *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **46**, 797 (2004).
- [82] R. Fischer, E. Wolfrum, and J. Schweinzer, Plasma Phys. Controll. Fusion **50**, 085009 (2008).
- [83] N. Salmon, Int. J. Infrared Millim. Waves **15**, 53 (1994).
- [84] B. Kurzan, M. Jakobi, and H. Murmann, Plasma Phys. Controll. Fusion **46**, 299 (2004).
- [85] D. L. Rudakov *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 4334 (2004).
- [86] M. Wakatani and A. Hasegawa, Phys. Fluids **27**, 611 (1984).
- [87] J. Myra *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 092509 (2006).
- [88] J. Boedo *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 1670 (2003).
- [89] T. Carter, Phys. Plasmas **13**, 010701 (2006).
- [90] Y. H. Xu, S. Jachmich, and R. R. Weynants, Plasma Phys. Controll. Fusion **47**, 1841 (2005).
- [91] B. Labit *et al.*, Plasma Phys. Controll. Fusion **49**, B281 (2007).
- [92] F. Sattin *et al.*, Phys. Scr. **79**, 045006 (2009).
- [93] G. D. Conway *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S799 (2006).
- [94] N. Bisai *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 102515 (2005).
- [95] P. Manz, *Strukturentstehung in Driftwellenturbulenz toroidaler Plasmen*, Dissertation (Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 2009).
- [96] T. Happel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 255001 (2009).
- [97] H. Y. W. Tsui, Phys. Fluids, B **4**, 4057 (1992).
- [98] D. R. McCarthy, J. F. Drake, P. N. Guzdar, and A. B. Hassam, Phys. Fluids, B **5**, 1188 (1993).
- [99] I. Cziegler, J. L. Terry, J. W. Hughes, and B. LaBombard, Phys. Plasmas **17**, 056120 (2010).

-
- [100] T. Happel, E. Blanco, and T. Estrada, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D901 (2010).
- [101] M. Kocan *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **54**, 085009 (2012).
- [102] C. Hidalgo *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **36**, 139 (1996).
- [103] R. Schrittwieser *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **50**, 055004 (2008).
- [104] F. P. Genrich and A. Kendl, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **54**, 015012 (2012).
- [105] J. Horacek *et al.*, *Nucl. Fusion* **50**, 105001 (2010).
- [106] B. Nold *et al.*, in *35th EPS conference on Plasma Phys.* (Eur. Phys. Soc., Hersonissos, 2008), Vol. 32D, p2.019.
- [107] G. I. Taylor, *Proc. R. Soc. Lond. A* **164**, 476 (1938).
- [108] B. D. Scott, *Phys. Plasmas* **12**, 062314 (2005).
- [109] G. Y. Antar *et al.*, *Phys. Plasmas* **10**, 419 (2003).
- [110] O. Garcia *et al.*, *Nucl. Fusion* **47**, 667 (2007).
- [111] R. Kube and O. E. Garcia, *Phys. Plasmas* **18**, 102314 (2011).
- [112] G. Q. Yu and S. I. Krasheninnikov, *Phys. Plasmas* **10**, 4413 (2003).
- [113] O. E. Garcia, N. H. Bian, and W. Fundamenski, *Phys. Plasmas* **13**, 082309 (2006).
- [114] N. Katz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 015003 (2008).

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle gerne all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und ohne die selbige nicht in dieser Form möglich gewesen wäre.

Prof. Dr. Ulrich Stroth für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit eigene Experimente sowohl am Stellarator TJ-K, als auch am Tokamak ASDEX Upgrade durchführen zu können. Er hat mir schon früh ermöglicht Ergebnisse auf Konferenzen zu präsentieren und dort Kontakte zu knüpfen, aus denen sich wichtige Anregungen und motivierende Gespräche ergaben. Er hat mir die Freiheit gelassen eigene Ideen zu verwirklichen und diese wann immer nötig unterstützt. Seine unkomplizierte und gelassene Art hat zu der angenehmen Atmosphäre am IPF beigetragen.

Dr. Mirko Ramisch für die Begleitung der Arbeit als Ansprechpartner vor Ort und Experimentleiter von TJ-K. Seine Erfahrung mit Plasmaturbulenz, Messtechnik und IDL haben mir oft weitergeholfen und vieles erleichtert. Besonderer Dank gilt ihm für die intensive Mitarbeit bei der Ausarbeitung von Publikationen und das Korrekturlesen der Dissertation. Darüber hinaus hat er maßgeblich am Aufbau der internationalen Turbulenzdatenbank mitgewirkt und ihre weitere Betreuung übernommen.

Dr. Hans Werner Müller für die Einführungen in den Experimentierbetrieb, die Langmuir-Sondendiagnostik und die Bedienung des Mittelebenenmanipulators am Tokamak ASDEX Upgrade. Vor und während der Messkampagnen hat er regelmäßig in der Torushalle das Ende der bayerischen Ladenöffnungszeiten verpasst um unzählige Sonden auf dem Manipulator in Betrieb zu nehmen. Zwischen den Schüssen hat er einen kühlen Kopf bewahrt, geduldig kurzfristige Umbauten am Messaufbau mitgetragen und meine Sonden vor dem Verglühen bewahrt. Ohne seine Hilfe und Unterstützung wären meine Messungen an ASDEX Upgrade nicht möglich gewesen. Darüber hinaus hat er sich auch kurzfristig um die Korrektur und Genehmigung von Veröffentlichungen gekümmert und Hinweise zur Verbesserung der Dissertation geliefert.

Dr. Tiago Ribeiro für die Implementierung der SOL in GEMR, die Vorbereitung und Durchführung der Simulationen, die Berechnung der SI-Einheiten, die Programmierung des komfortablen Ausgabeformates der Daten, sowie für wertvolle und lange Diskussionen über Plasmaturbulenz, Langmuir-Sonden und deren Simulation.

Dr. Gregor Birkenmeier, meinem langjährigen Mitstreiter und Zimmergenossen, für Ratschläge und Süßigkeiten in guten und in schweren Zeiten. Mit ihm habe ich alle Pläne, Ergebnisse und Probleme der Arbeit zuerst diskutiert und er hat mir dabei wertvolle Anregungen gegeben. Diskussionen mit ihm über Energie, Politik, Umwelt, Religion und den ganzen Rest haben mir immer viel Freude bereitet.

Dipl.-Phys. Golo Fuchert für Diskussionen über Blobdynamik, die Einführung in Python und das Überlassen seiner Programme, mit denen die schöneren Plots der Arbeit entstanden sind. Ganz besonderer Dank gilt ihm auch für das intensive Korrekturlesen der Dissertation und die Gespräche im Kaffee Auszeit.

Dr.-Ing. Eberhard Holzhauer für wichtige Hinweise und Unterstützung bei der Fehlersuche und Verbesserung der Sondenmessungen an ASDEX Upgrade. Er gewährte außerdem interessante Einblicke in die Geschichte von Fusionsforschung und IPF, sowie Exkurse in die Sprach- und Geisteswissenschaften.

Dr. Bruce Scott für die Entwicklung des GEMR-Modells und die Möglichkeit mit diesen faszinierenden Simulationen arbeiten zu können.

Meinen aktuellen und ehemaligen Kollegen, Mitdoktoranden und Studenten vom IPF für die gute Zusammenarbeit und angenehme Atmosphäre: *Ruth Edelmann-Amrhein* (komplizierte Dienstreisen), *Jourdan Cavalier*, *Grégoire Hornung* (Lorentzians, u.v.a.), *Zhouji Huang* (konditionelles Sampling), *Alf Köhn*, *Jochen Kopecki*, *Carsten Lechte*, *Navid Mahdizadeh*, *Peter Manz*, *Stefan Merli*, *Fritz Müller* (Vorverstärker und Anti-Aliasingfilter), *Roland Munk* (Organisation), *Burkhard Plaum*, *Bernhard Roth* (Konstruktion, Beleuchtung), *Bernhard Schmid* (Zonalströmungen), *Karl – Heinz Schlüter* (Elektronik), *Andreas Schulz*, *Lars Stollenwerk*, *Ingeborg Wagner* (Urlaub und Verwaltung), *Matthias Walker* (auch kurzfristige Verträge) und viele andere.

Den Kollegen vom ASDEX Upgrade-Team für ihren freundlichen Empfang und die gute Unterstützung: *Alfred Bauer* (Sondenelektronik), *Eva Belonohy*, *Mark Bennowitz* (Sondenpflege, Manipulator Einbau, Verkabelung), *Gerrard Conway* (Doppler-Reflektometrie), *Louis Giannone* (Bayernkarte), *Tim Happel*, *Martin Kocan* (Manipulator), *Bernd Kurzan* (Thomson-Streuung), *Ludwig Kammerloher* (Sondenelektronik, Datenaufnahme), *Peter Leitenstern* (Manipulatorsteuerung), *Tilmann Lunt* (schnelle Kamera), *Mark Maraschek* (Datenaufnahme, EDV, Bit-Fehler und Rettung privater Schüsse), *Rudi Neu*, *Thomas Pütterich*, *Volker Rohde* (Manipulator, emissive Sonden, u.v.a.), *Fraçois Ryter* (Experimentplanung), *Lisl Wolfrum* (Li-Beam), geduldige Experimentleiter, Kollegen aus den Werkstätten und viele andere.

Meinen Mitdoktoranden am IPP für die herzliche Aufnahme, ihre Freundschaft und Hilfe, sowie für die netten Kaffee- und Mittagspausen und dass sie mich abends nicht in der Torushalle oder im Kontrollraum vergessen haben: *Matthias Bernert* (Notebook, u.v.a.), *Hauke Doerk*, *Jens Harhausen*, *Arthur Janzer*, *Sylvia Rathgeber*, *Marco Sertoli*, *Bernhard Sieglin*, *Elli Viezzer*, *Ronald Wenninger*, *Matthias Willensdorfer* und andere.

Den Kollegen, die mich beim Aufbau der internationalen Turbulenzdatenbank unterstützt haben, deren Ergebnisse gesondert publiziert wurden, in der vorliegenden Arbeit aber keinen Platz mehr fanden: *Andreas Dinklage*, *Michael Endler*, *Stefan Marsen*, *Patrick Tamain* und andere.

Kollegen mit denen ich interessante, aufschlussreiche und motivierende Gespräche führen konnte: *Ghassan Antar*, *José Boedo*, *Laurent Colas* (Tore Supra), *Ivo Furno*, *Felix Gennrich*, *Carlos Hidalgo*, *Jan Horacek*, *Andrew Kirk*, *Volker Naulin*, *Timothy Stoltzfus-Dueck* und *Steward Zweben*.

Meinen Eltern *Lydia* und *Ernst* für den Rückhalt und die Unterstützung meiner Ausbildung, insbesondere für Unterkunft, Verpflegung und den häufigen Verzicht auf das Auto während meiner Aufenthalte in Garching. Meinen Geschwistern *Claudia* und *Johannes* mit ihren Familien für die Freundschaft und alles was wir gemeinsam erleben durften. Meiner Tante *Ulrike*, dass sie mich immer wieder in Degerloch aufgenommen und bekocht hat. Meiner Oma, *Maria Gühr*, dass sie so lange bei uns geblieben ist.

Meiner lieben Freundin *Vera* für ihre Unterstützung, ihre Zuneigung, ihr Lächeln und alles Andere.

Allen Kollegen vom Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart und dem Max-Planck Institut für Plasmaphysik in Garching und Greifswald wünsche ich weiterhin eine erfolgreiche und erfüllende Arbeit und den Experimenten TJ-K, ASDEX Upgrade, W7-X und ITER eine große Zukunft und baldige Zündung.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Bernhard Tobias Nold
Geburtsdatum 04.12.1981
Geburtsort Dachau

Schulbildung

1988–1992 Grundschule Petershausen
1992–2001 Schyren-Gymnasium, Pfaffenhofen a.d. Ilm
Juni 2001 Abitur (Leistungskurse: Physik und Sozialkunde / Geschichte)

Zivildienst

2001–2002 Deutsch-polnisches Jugendwerk, Warschau
mit der Initiative Christen für Europa e.V.

Wissenschaftliche Ausbildung

2002–2004 Grundstudium Physik, Universität Stuttgart
2004–2006 Hauptstudium Physik und Ingenieurstudium, Ecole Centrale Paris
2006–2007 Diplomarbeit: *Turbulence Studies in Dimensionally Similar Plasma Discharges*, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart und Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching b. München
Dez 2007 Physikdiplom der Universität Stuttgart
März 2008 *Diplôme d'Ingénieur des Arts et Manufactures* der Ecole Centrale Paris
seit April 2008 Promotion, Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart und Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching b. München

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich diese Arbeit ausschließlich unter Anleitung meiner wissenschaftlichen Lehrer und unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Sie hat weder ganz noch zum Teil an einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen.

Stuttgart, im Dezember 2012

Bernhard Nold