

Experimentelle Untersuchungen zur Struktur und Dynamik von Driftwellenturbulenz in Stellaratorgeometrie

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

vorgelegt von

Gregor Birkenmeier

aus Freiburg i. Br.

Hauptberichter:

Prof. Dr. U. Stroth

Mitberichter:

Prof. Dr. G. Wunner

Tag der mündlichen Prüfung:

14.05.2012

Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

2012

*Progress is possible and innocuous only when it
is subject to the control of reason.*
– Andrei D. Sacharow (1921 – 1989)

Zusammenfassung

Seit über 60 Jahren versucht man in der Fusionsforschung ein Plasma mit Hilfe von Magnetfeldern einzuschließen, so dass die erforderlichen hohen Dichten und Temperaturen für die Zündung der Kernfusion erreicht werden können. Trotz großartiger Fortschritte bewährter Einschlusskonzepte, die Energieeinschlusszeiten an der Zündschwelle der Kernfusion in Bälle erwarten lassen, wird neuartigen Magnetfeldgeometrien von Seiten der theoretischen Plasmaphysik ein enormes zusätzliches Potential an Einschlussverbesserung zugesprochen. Der Schlüssel dafür liegt in der Minimierung des turbulenten Transports durch geeignete Wahl der Magnetfeldgeometrie, wofür ein grundlegendes Verständnis des Einflusses der Magnetfeldgeometrie auf die Plasmaturbulenz essenziell ist. Neben einer stattlichen Anzahl von theoretischen Arbeiten über die turbulente Plasmadynamik in dreidimensionalen Geometrien gibt es nur wenige experimentelle Studien zur Überprüfung der theoretischen Resultate. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher, experimentelle Daten zu liefern, die für den Vergleich mit der Theorie und für tiefere Einblicke in das Wechselspiel zwischen Driftwellenturbulenz und Magnetfeldgeometrie dienen.

Dafür werden mit Hilfe zweier Multi-Sondenordnungen an 128 Stellen auf einer Flussfläche des Stellarators TJ-K in Niedertemperaturplasmen lokale Dichte- und Potentialfluktuationen mit hoher zeitlicher Auflösung gemessen.

Daraus bestimmte senkrechte Strukturgrößen sind in Bereichen hoher absoluter lokaler Magnetfeldverscherung reduziert. Zudem wird ein poloidaler Versatz relativ zu den Magnetfeldlinien und ein komplexes Propagationsmuster der parallel ausgehenden Turbulenzstrukturen gefunden.

Aus den Sondendaten können auch Poloidalprofile des turbulenten Transports bestimmt werden. Die Transportmaxima werden dabei poloidal lokalisiert im Bereich negativer Normalenkrümmung (ungünstiger Krümmung) gefunden. Darüber hinaus gibt es Hinweise, dass auch die geodätische Krümmung eine Rolle für den Transport spielen könnte. Die transportverursachenden Bereiche sind parallel entlang einer Magnetfeldlinie auf der Flussfläche ausgedehnt.

Die Sondenordnungen erlauben erstmals auch *globale* Messungen von Zonalströmungen. Diese deuten auf ein Räuber-Beute-Schema zwischen Zonalströmung und Turbulenz hin, wobei eine signifikante Reduktion des turbulenten Transports um 30 % durch die Zonalströmungen nachgewiesen werden kann. Dabei wirkt die Zonalströmung zunächst auf die Kreuzphase α_{nE} zwischen Dichte und elektrischem Feld, danach erst auf die Fluktuationsamplituden.

Abstract

For more than 60 years, fusion scientists try to confine a plasma by means of external magnetic fields in order to achieve appropriately high densities and temperatures for the ignition of nuclear fusion. Despite of great progress in the design of confinement concepts, which are considered for the confinement of burning plasmas in the near future, theoretical plasma physics promises further confinement improvements using novel magnetic field geometries. Therefore, the key is the minimization of turbulent transport by choosing appropriate magnetic field geometries, which necessitates a fundamental understanding of the influence of magnetic field geometry on plasma turbulence. There are several theoretical works on turbulent plasma dynamics in three-dimensional geometries, but only a few experimental studies for validation of the theoretical results exist. Hence, the present work aims at providing experimental data for comparison with theory and to gain insights into the interplay between drift-wave turbulence and magnetic field geometry.

By means of two multi-probe arrays, local density and potential fluctuations are measured in low-temperature plasmas at 128 positions on a single flux surface of the stellarator TJ-K with high temporal resolution. Using methods of statistical time-series analysis structure sizes and dynamic properties of the drift-wave turbulence in TJ-K are determined. Thereby, it is shown that the size of turbulent structures perpendicular to the magnetic field is reduced in regions of high absolute local magnetic shear. In addition, a poloidal displacement with respect to the magnetic field lines and a complex propagation pattern of parallelly extended turbulent structures is found.

Also, poloidal profiles of turbulent transport are calculated from the probe data. The maximum transport is found to be poloidally localized in a region of negative normal curvature (unfavourable curvature). In addition, the results point to an influence of geodesic curvature on turbulent transport. Regions of maximum transport are parallelly elongated along the field line.

For the first time, the multi-probe arrays allow global measurements of zonal flows. These point to a predator-prey scheme between zonal flows and turbulent transport associated with a significant reduction of turbulent transport induced by zonal flows by a factor of 30 %. In the early phase of transport reduction, the zonal flow acts mainly on the cross-phase between density and electric field. In a later phase, the fluctuation levels are reduced, too.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Beschreibung der Magnetfeldgeometrie	17
2.1	Toroidale Geometrie und Koordinatensysteme	17
2.2	Lokale Magnetfeldparameter	20
2.2.1	Normalen- und geodätische Krümmung	20
2.2.2	Lokale Magnetfeldverschönerung	23
3	Entstehung und Eigenschaften der Driftwellenturbulenz	27
3.1	Entstehung einer Driftwelle	27
3.2	Driftwelleninstabilität	28
3.3	Eigenschaften der Driftwellenturbulenz	29
3.4	Zonalströmungen und Driftwellenturbulenz	30
3.4.1	Eigenschaften der Zonalströmungen	30
3.4.2	Entstehung der Zonalströmungen	31
3.4.3	Wirkung der Zonalströmungen auf Driftwellenturbulenz	33
3.5	Wirkung lokaler Magnetfeldparameter auf die Driftwellenturbulenz	35
3.5.1	Lineare Anwachsrate der Driftwellen	35
3.5.2	Geodätische Zonalströmungsdämpfung	36
4	Methoden der Datenanalyse	39
4.1	Fourier-Analyse	39
4.2	Waveletanalyse	40
4.3	Korrelationsstudien	41
4.4	Konditionelles Mittel	42
5	Experimenteller Aufbau	45
5.1	Der Stellarator TJ-K	45
5.2	Magnetfeldstruktur in TJ-K	48
5.3	Langmuir-Sondendiagnostik	52
5.3.1	Funktionsweise einer Langmuir-Sonde	52
5.3.2	Multi-Langmuir-Sondenarrangements	54

6	3D-Struktur und Dynamik der Driftwellenturbulenz	61
6.1	Parameterbereich des turbulenten Zustands	61
6.1.1	Gasartabhängigkeit	61
6.1.2	Druckabhängigkeit	66
6.1.3	Magnetfeldabhängigkeit	69
6.2	Räumliche Gestalt turbulenter Strukturen	72
6.2.1	Verfahren zur Darstellung turbulenter Strukturen	72
6.2.2	Parallele Korrelationslängen	77
6.2.3	Senkrechte Korrelationslängen	78
6.2.4	Versatz von der Magnetfeldlinie	80
6.3	3D-Dynamik turbulenter Strukturen	84
6.3.1	Senkrechtdynamik	86
6.3.2	Paralleldynamik	88
6.4	Zusammenfassung des Kapitels	91
7	Messung des turbulenten Transports in Stellaratorgeometrie	93
7.1	Räumliche Gestalt des turbulenten Transports	93
7.2	Einfluss der Magnetfeldrichtung	98
7.3	Einfluss der Mikrowellenheizung auf den turbulenten Transport . . .	103
7.3.1	Einfluss der Heizposition auf den turbulenten Transport	103
7.3.2	Einfluss der Heizleistung auf den turbulenten Transport	107
7.4	Räumliche Skalen der Fluktuationen und des turbulenten Transport .	109
7.5	Zusammenfassung des Kapitels	112
8	Zonalströmungen in Stellaratorgeometrie	115
8.1	Dynamik der Zonalströmungen	115
8.2	Wechselspiel zwischen Turbulenz und Zonalströmungen	119
8.3	Transportreduktion durch Zonalströmungen	125
8.3.1	Einfluss auf Amplitude und Phase	125
8.3.2	Quantitative Abschätzung der Transportreduktion	127
8.4	Zusammenfassung des Kapitels	129
9	Zusammenfassung und Ausblick	131
9.1	Zusammenfassung	131
9.2	Ausblick	134
A	Krummlinige Koordinatensysteme	135
A.1	Vorbemerkung	135
A.2	Grundlagen zu krummlinigen Koordinaten	135
A.2.1	Koordinatenflächen und -kurven	136
A.2.2	Ko- und kontravariante Vektoren	137
A.2.3	Die metrischen Koeffizienten g_{ij}	138
A.2.4	Die Jakobideterminante J	138
A.3	Koordinatensysteme	139

A.3.1	Zylinderkoordinaten	139
A.3.2	Kugelkoordinaten	139
A.3.3	Toruskoordinaten	139
A.3.4	Clebsch-Koordinaten	140
A.3.5	Boozer-Grad-Koordinaten	140
A.3.6	Toroidalfluss-Koordinaten	140
A.3.7	Boozers Toroidalfluss-Koordinaten	141
A.3.8	Hamada-Koordinaten	142
B	Geometrieabhängige Anwachsrate	143
	Literaturverzeichnis	145
	Danksagung	153
	Curriculum Vitae	155
	Eidesstattliche Versicherung	157

Kapitel 1

Einleitung

Seit der Entdeckung der ersten künstlichen Kernumwandlung durch Ernest Rutherford 1919 [1] war es der Astrophysiker Arthur Stanley Eddington, der 1920 als einer der Ersten die Idee formulierte, die Energie der Sterne – also die Kernfusion – kontrolliert zum Wohl der Menschheit einzusetzen [2]. Dieser lang gehegte Traum nach einer technischen Nutzung der Kernfusion, bei der leichte Atomkerne unter Freisetzung von Energie verschmelzen, ist auch fast 100 Jahre später aufgrund einer global steigenden Nachfrage nach Energie bei gleichzeitig sinkender Verfügbarkeit von fossilen Energieträgern [3] noch aktuell. Neben bereits etablierten erneuerbaren Energiesystemen könnten zukünftige Fusionsreaktoren als zusätzliche Option für die Bereitstellung von Energie dienen, um die klimaschädlichen und ressourcenintensiven fossilen Kraftwerke abzulösen [4]. Deshalb sind in der Vergangenheit mehrere Ansätze zur Nutzung der Fusionsenergie entwickelt worden, wobei thermonukleare Reaktorkonzepte unter Verwendung magnetisch eingeschlossener Plasmen hinsichtlich einer positiven Energiebilanz heute am weitesten fortgeschritten sind [5].

Auf der zweiten UN-Konferenz zur friedlichen Nutzung der Kernenergie 1958 in Genf wurde zum ersten Mal öffentlich über das Design von potentiellen Fusionsanlagen diskutiert, nachdem die technische Nutzung der Kernfusion zunächst in nationalen Geheimprogrammen erforscht wurde [6]. Im Zentrum standen damals schon Geräte, die ein Plasma mit Hilfe eines Magnetfeldes einschließen sollten, womit die erforderlichen hohen Dichten und Temperaturen für die Fusion erreicht werden können. Seit dieser Zeit haben sich aus den vielfältigen Ansätzen für den magnetischen Einschluss von Plasmen die beiden vielversprechendsten Einschlusskonzepte durchgesetzt: der *Tokamak* und der *Stellarator* (siehe Abb. 1.1).

Beide Systeme sind toroidale, d. h. torusförmige, Magnetfeldanordnungen, die unter Verwendung äußerer Magnetfeldspulen erzeugt werden. Für ein stabiles Plasmagleichgewicht ist jedoch auch eine zusätzliche spiralförmige Verwindung der Magnetfeldlinien erforderlich. Diese wird beim Tokamak durch einen induzierten Plasmastrom erzeugt (Transformatorprinzip), wohingegen der Stellarator spiralförmig gewundene, stationär betriebene Spulen für die Erzeugung der Magnetfeldverwindung nutzt.

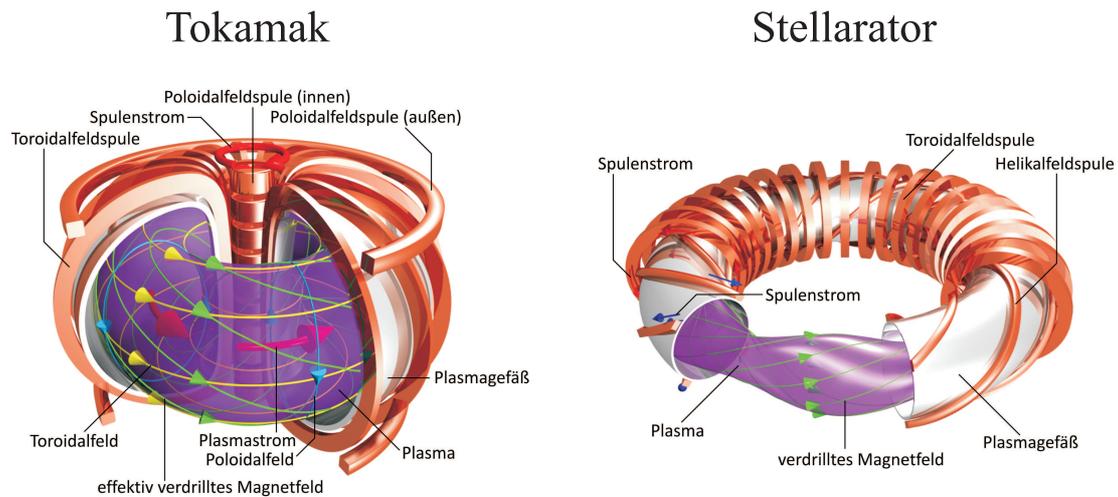


Abbildung 1.1: Die wichtigsten toroidalen Einschlusskonzepte: Tokamak (links) und Stellarator (rechts). Während der Tokamak die spiralförmige Verwindung der Magnetfeldlinien durch einen induktiv getriebenen Plasmastrom erzeugt, verwendet der Stellarator dafür spiralförmige äußere Spulen [7].

Mitte der sechziger Jahre erreichte ein russischer Tokamak vergleichsweise hohe Temperaturen von über 100 eV [8]. Daraufhin wurde dieses in Moskau entwickelte Einschlusskonzept verstärkt weiterverfolgt und stellt bis heute die ausgereifteste Magnetfeldanordnung für einen potentiellen Fusionsreaktor dar. Der internationale Forschungsreaktor ITER, der zum ersten Mal eine positive Leistungsbilanz mit $Q > 10$ erreichen soll, d. h. zehnfach höherer Fusionsenergiegewinn im Vergleich zur eingekoppelten Plasmaheizung, ist daher als Tokamak konzipiert [9]. Ein in einem Tokamak entdecktes Einschlussregime, die so genannte *H-Mode* [10], mit einer Einschlussverbesserung um ca. einen Faktor zwei gegenüber dem Standardregime (L-Mode), wird in ITER ebenfalls erwartet. Ob die teilweise noch unverstandenen Instabilitäten, die in der H-Mode auftreten können, den Reaktorbetrieb beeinträchtigen, wird sich erst nach Inbetriebnahme zeigen [11]. Dennoch ist die H-Mode notwendige Voraussetzung für das Erreichen der Ziele von ITER, und stellt damit einen wichtigen Meilenstein auf dem Weg zu einem Fusionskraftwerk dar.

Trotz vergleichsweise mangelhafter Verfügbarkeit von Heizmethoden und der scheinbaren Reaktoruntauglichkeit aufgrund von direkten radialen Teilchenverlusten wurde am Stellaratorkonzept parallel zum Tokamak weitergeforscht [6], da es im Gegensatz zum induktiv betriebenen Tokamak grundsätzlich einen Dauerbetrieb ermöglicht. Allerdings erlaubten erst signifikante Fortschritte in der theoretischen Plasmaphysik [12, 13] und Steigerungen der Rechenleistung von Höchstleistungsrechnern die Entwicklung von *optimierten Stellaratoren*, die trotz fehlender Axialsymmetrie und ohne Toroidalstrom ähnliche Einschlusseigenschaften wie Tokamaks vorweisen können. Den bisherigen Höhepunkt dieser Entwicklungslinie bildet der Stellarator Wendelstein 7-X [14], der in Greifswald bald den Betrieb aufnehmen

wird (siehe Abb. 1.2). Diese dreidimensionale Magnetfeldgeometrie ist ein Resultat der gleichzeitigen Optimierung mehrerer Einschlusskriterien und lässt trotz geringerer Größe im Vergleich zu ITER auf reaktorspezifische Forschungsergebnisse hoffen.

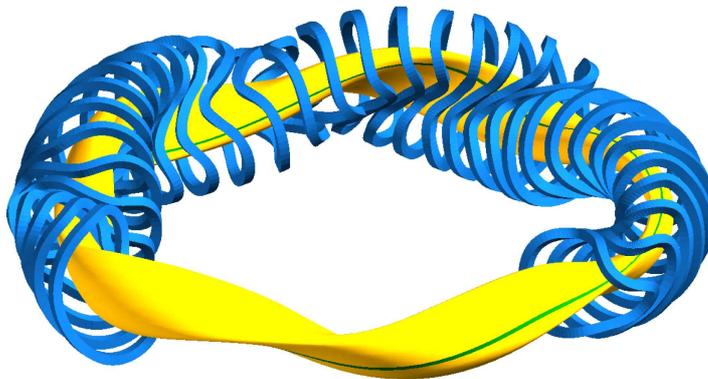


Abbildung 1.2: Die komplexe 3D-Magnetfeldgeometrie des Stellarators Wendelstein 7-X (gelb) samt Spulen (blau) ist das Ergebnis einer Optimierung nach vorgegebenen physikalischen Kriterien zur Einschlussverbesserung [15].

Die intrinsisch dreidimensionale Natur von Stellaratorgeometrien erfordert einen höheren Aufwand nicht nur bei der Konstruktion der Spulen, sondern macht auch die physikalische Beschreibung der Vorgänge im Plasma komplizierter. Doch gerade die dreidimensionale Struktur birgt die Möglichkeit in sich, zusätzliche Freiheitsgrade für weitere Optimierungsschritte zu nutzen. Neuere theoretische Arbeiten untersuchen daher, in welchem Maße die bereits hinsichtlich des neoklassischen Transports optimierten Stellaratoren von turbulentem Transport dominiert sind, und ob möglicherweise weitere Optimierungsschritte den turbulenten Transport ebenfalls reduzieren können [16]. Sowohl semi-analytisch berechnete lineare Anwachsrate aus Driftwellenmodellen [17] wie auch direkte numerische Simulationen zeigen [18], dass neoklassisch optimierte Konfigurationen niedrige Turbulenzamplituden aufweisen sollten und daher sehr niedrige Wärme- und Teilchentransportkoeffizienten erwarten lassen. Im Zentrum der Analysen stehen dabei lokale Parameter der Magnetfeldgeometrie, wie die lokale Magnetfeldverscherung S , die geodätische Krümmung κ_g und die Normalenkrümmung κ_n , die schon seit langem in Verbindung mit Plasmainstabilitäten gebracht werden [19].

Neben der lokalen Magnetfeldverscherung, die insbesondere für lineare Anwachsrate turbulenter Moden eine zentrale Rolle zu spielen scheint [20, 21, 17], wird der geodätischen Krümmung, die bereits in neoklassisch optimierten Konfigurationen minimiert wurde, ein maßgeblicher Einfluss zugesprochen. In nicht-linearen Plasmaturbulenzsimulationen konnte nämlich gezeigt werden, dass sie der entscheidende Parameter im turbulent gesättigten Zustand ist, der die Höhe des turbulenten

Transports bestimmt [22]. Dahinter steckt die Wechselwirkung von selbstgenerierten Zonalströmungen mit der Turbulenz, die auch als Kandidat für die Entstehung der H-Mode diskutiert wird [23, 24]. Der Mechanismus dabei ist folgender: Zonalströmungen reduzieren den turbulenten Transport. Da wiederum die geodätische Krümmung die Zonalströmung über den so genannten *geodätischen Transfermechanismus* dämpft [22], können in Magnetfeldgeometrien mit minimierter geodätischer Krümmung hohe Zonalströmungen und damit niedriger turbulenter Transport erwartet werden.

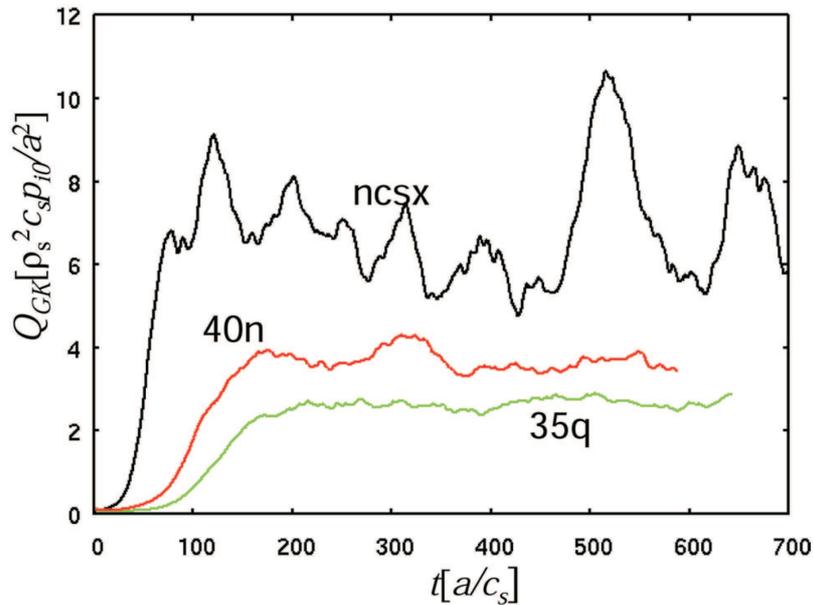


Abbildung 1.3: Zeitspuren des turbulenten Wärmetransports berechnet mit einem gyrokinetischen Modell für verschiedene Konfigurationen. Ausgehend von einer bereits neoklassisch optimierten Konfiguration (NCSX, schwarz) kann der turbulente Transport in modifizierten Konfigurationen (rot und grün) um einen Faktor 2.5 reduziert werden [25].

Die bisherigen Bemühungen zur Einschlussoptimierung kumulieren in dem Versuch, das vorhandene Wissen über den Einfluss der relevanten Magnetfeldgeometrieparameter auf die Turbulenz zu nutzen, um eine Konfiguration mit minimalem turbulenten Transport zu finden. Erste ambitionierte Studien nutzen dafür analytische Ausdrücke für eine *Kostenfunktion*, die von lokaler Magnetfeldverschönerung sowie Krümmungstermen abhängt und die mit Hilfe eines Optimierungsalgorithmus unter Berücksichtigung neoklassischer Effekte minimiert wird [25]. Vergleichende nicht-lineare gyrokinetische Simulationen zur Beurteilung der Turbulenz in der Optimumskonfiguration werden zusätzlich zur Bewertung hinzugezogen. Das bemerkenswerte Ergebnis dieser Untersuchung ist eine Reduktion des turbulenten Transports um ca. einen Faktor 2.5 ausgehend von einer bereits neoklassisch optimierten

NCSX-Konfiguration¹. Verschiedene Zeitspuren des turbulenten Wärmetransports Q_{GK} als Ergebnis einer gyrokinetischen Simulation für die Ausgangskonfiguration (NCSX, schwarz) und zwei optimierte Konfigurationen nach vier (40n, rot) bzw. sieben (35q, grün) Iterationen unter unterschiedlichen Bedingungen in Abb. 1.3 verdeutlichen dies.

Diese Optimierung ist auch für axialsymmetrische Systeme wie Tokamaks mit ähnlich erfolgreicher Transportreduktion möglich [27]. Damit könnte eine Einschlussverbesserung erreicht werden, die zusätzlich zur H-Mode noch einmal eine Verdoppelung der Energieeinschlusszeit τ_E zur Folge hätte. Das Ziel eines sich selbständig aufrecht erhaltenen Fusionsplasmas – ausgedrückt durch das Tripelprodukt $nT_i\tau_E > 6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ keVs}$ mit der Plasmadichte n und der Iontemperatur T_i [5] – könnte damit signifikant leichter erreicht werden.

Diesen viel versprechenden Ergebnissen aus der Theorie stehen nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen in Stellaratorgeometrien gegenüber [28–32], die gezielt den Vergleich von Turbulenzmessungen mit Parametern der Magnetfeldgeometrie suchen. Daher ist das vornehmliche Ziel der vorliegenden Arbeit, Ergebnisse aus Turbulenzmessungen am Stellarator TJ-K [33] mit lokalen Eigenschaften der Magnetfeldgeometrie zu vergleichen. Dabei sollen folgende Fragen im Zentrum stehen:

1. Wie sieht die räumliche Gestalt und Dynamik der turbulenten Strukturen auf einer Flussfläche in Stellaratorgeometrie aus? Ist sie von lokalen Magnetfeldgrößen beeinflusst?
2. Wo innerhalb der 3D-Geometrie werden die stärksten Turbulenzamplituden und der höchste turbulente Transport gemessen? Korrelieren diese Größen mit den aus der Theorie erwartenden Einflussfaktoren?
3. Wie verhalten sich Zonalströmungen in Stellaratorgeometrie? Wie ist ihr Einfluss auf den turbulenten Transport?

Die Zugänglichkeit für Langmuir-Sondendiagnostiken im gesamten Plasmavolumen und die gut dokumentierten Eigenschaften der Driftwellenturbulenz durch vorangegangene Arbeiten [30, 31, 33–49] machen den Stellarator TJ-K zu einem einzigartigen Experiment für Turbulenzmessungen mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung. Darüber hinaus sind die Plasmen in TJ-K dimensional ähnlich [50] zu Randschichtplasmen in großen Fusionsexperimenten, so dass sich die in TJ-K ermittelten Resultate auf größere Experimente weitestgehend übertragen lassen. Die in TJ-K vorhandenen niedrigen Iontemperaturen (*kalte Ionen*) und die Dominanz der Driftwellenturbulenz erfüllen zudem die Voraussetzungen, die in vielen theoretischen Arbeiten zum Einfluss der Magnetfeldgeometrie auf die Turbulenz gemacht

¹NCSX (National Compact Stellarator Experiment) ist eine in Princeton, USA, entwickelte quasi-achsensymmetrische Stellaratorkonfiguration [26].

werden. Somit herrschen optimale Bedingungen vor, um die oben genannten Fragestellungen untersuchen zu können.

Nach einer Vorstellung der relevanten Magnetfeldgrößen (Kap. 2) und ihrem Einfluss auf die Driftwellenturbulenz (Kap. 3), werden in der vorliegenden Arbeit zunächst die statistischen Methoden in Kap. 4 eingeführt, mit denen die Turbulenz auf ihre raumzeitlichen Signaturen untersucht werden kann. Danach werden in Kap. 5 der Experimentaufbau und die Langmuir-Sondendiagnostiken beschrieben, die für die Untersuchungen der raumzeitlichen Gestalt der Turbulenz (Kap. 6), des turbulenten Transports in dreidimensionaler Magnetfeldgeometrie (Kap. 7) und der Wechselwirkung von Zonalströmungen mit der Turbulenz (Kap. 8) ausschließlich verwendet wurden. Schlussendlich hat Kap. 9 eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit zum Inhalt.

Kapitel 2

Beschreibung der Magnetfeldgeometrie

Grundlage jeder Untersuchung zu Magnetfeldeffekten in Stellaratorgeometrie ist die Beschreibung des einschließenden Magnetfeldes. Daher werden die wichtigsten Begriffe toroidaler Magnetfeldsysteme und geeignete Koordinatensysteme in Abschnitt 2.1 eingeführt. Danach werden lokale Parameter der Magnetfeldgeometrie und deren Wirkung auf Strukturen und Vorgänge im Plasma in Abs. 2.2 vorgestellt.

2.1 Toroidale Geometrie und Koordinatensysteme

Da die in dieser Arbeit untersuchten Plasmen von einem Magnetfeld in der Form eines *Torus* eingeschlossen werden, ist es sinnvoll, angepasste Koordinatensysteme für die Beschreibung des Magnetfeldes zu verwenden. Im einfachsten Fall wird dafür ein zylindrisches oder toroidales Koordinatensystem gewählt.

Das zylindrische Koordinatensystem $\{R, \varphi_{zyl}, z\}$ besteht aus einer radialen Koordinate R , die in die horizontale Richtung zeigt, einer vertikalen Koordinate z und einer Winkelkoordinate φ_{zyl} , die im Gegenuhrzeigersinn gezählt wird, damit das Koordinatensystem rechtshändig wird. In Abb. 2.1 ist ein Torus mit dem *großen Radius* R_0 und dem *kleinen Radius* a gezeigt, der sich um die z -Achse windet, die dadurch gleichzeitig die *große Torusachse* bildet.

Der Torus lässt sich auch durch drei Koordinaten r , θ und φ_{tor} beschreiben. r stellt dabei eine radiale Koordinate dar, die am Zylinderkoordinatenpunkt ($R = R_0$, $z = 0$) beginnt. Die so genannte *poloidale* Koordinate $\theta \in [-\pi, \pi]$ misst den Winkel ausgehend von der $z=0$ -Ebene, wie in Abb. 2.1 gezeigt, im Gegenuhrzeigersinn. Die zweite Winkelkoordinate φ_{tor} wird bei Aufsicht auf den Torus dagegen im Uhrzeigersinn gezählt, und ist damit das Negative von φ_{zyl} aus dem Zylinderkoordinatensystem. Dadurch ist das hier gewählte Toruskoordinatensystem $\{r, \theta, \varphi_{tor}\}$ auch rechtshändig.

In axialsymmetrischen toroidalen Magnetfeldsystemen liegt eine Magnetfeldlinie in einer Torusfläche und windet sich darin schraubenförmig. D. h. sie schraubt

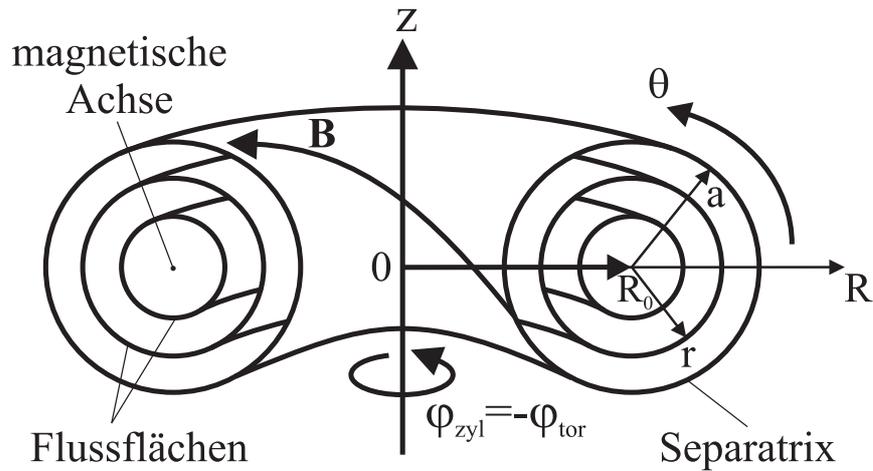


Abbildung 2.1: Ein Torus kann geeigneterweise in Zylinderkoordinaten $\{R, \varphi_{\text{zyl}}, z\}$ oder Toruskoordinaten $\{r, \theta, \varphi_{\text{tor}}\}$ beschrieben werden. Der kleine Plasmaradius a beschreibt den Abstand von der magnetischen Achse zur Separatrix. Innerhalb dieser Strecke befinden sich die ineinander geschichteten Flussflächen, die von Magnetfeldlinien \mathbf{B} aufgespannt werden.

sich bei einem toroidalen Umlauf auch poloidal um einen gewissen Winkel $\Delta\theta$ weiter. Man definiert daher als Maß für die Verdrillung der Feldlinie die so genannte *Rotationstransformation* als

$$\iota = \frac{\Delta\theta}{2\pi}. \quad (2.1)$$

Da eine kleine Rotationstransformation für ein stabiles Plasmagleichgewicht zwingend erforderlich ist, nennt man ihren Kehrruch $q = 1/\iota$ auch *Sicherheitsfaktor*. Sofern die Rotationstransformation nicht gerade einen rationalen Wert $\iota = n/m$ mit der ganzzahligen poloidalen und toroidalen Modenzahl m und n annimmt, wird eine von einem Punkt aus gestartete Feldlinie erst nach unendlich vielen toroidalen Umläufen wieder am Startpunkt ankommen. Währenddessen spannt sie eine Torusfläche auf, die *Flussfläche* genannt wird, da durch ihren poloidalen Querschnitt stets der gleiche magnetische Fluss fließt. Mehrere Flussflächen sind dabei ineinander geschichtet (vgl. Abb. 2.1) und werden zum Zentrum hin immer kleiner. Als Grenzfall erhält man die *magnetische Achse*, eine Kreislinie um die große Torusachse, die eine Flussfläche mit Querschnittsfläche null ist. Nach außen hin schließt eine reale Magnetfeldkonfiguration mit der *Separatrix*¹ ab. Diese ist die letzte Flussfläche mit geschlossenen Feldlinien, die den Einschlussbereich von der *Abschältschicht* trennt. In der Abschältschicht enden die Feldlinien auf der Wand des Vakuumgefäßes oder auf anderen Komponenten, die die Feldlinien unterbrechen.

¹Im eigentlichen Sinne ist die *Separatrix* nur für Konfigurationen mit X-Punkten definiert [51], wird hier aber aus sprachlichen Gründen synonym zu *letzte geschlossene Flussfläche* verwendet.

In toroidalen Magnetfeldsystemen, die keine Axialsymmetrie mehr besitzen, wie es für Stellaratoren zwingend der Fall ist, gelten die eingeführten Begriffe weiterhin. Allerdings ist die Form der Feldlinien und Flussflächen komplizierter und die Konfiguration gleicht einem verformten Torus mit Dellen. Für solche komplexe Geometrien können auch jeweils eigene Koordinatensysteme eingeführt werden [52], deren Beschreibung jedoch wesentlich komplizierter ist. Diese Koordinatensysteme bestehen neben einer Radialkoordinate ψ (z. B. der toroidale magnetische Fluss) geeigneterweise aus Winkelkoordinaten θ_f und φ_f (z. B. Boozer- [53] oder Hamada-Koordinaten [54]), die eine φ_f - θ_f -Ebene aufspannen, worin die Feldlinien als Geraden mit der Steigung ι erscheinen (siehe Abb. 2.2b).

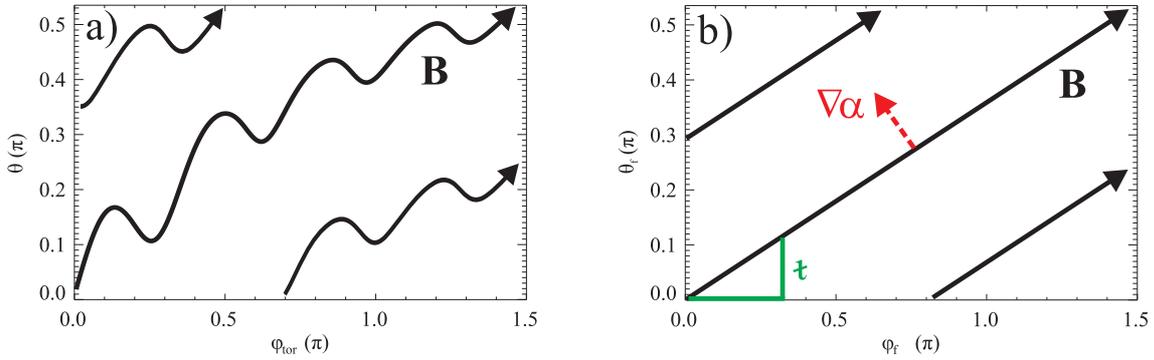


Abbildung 2.2: In Stellaratoren haben die Feldlinien in der φ_{tor} - θ -Ebene der Toroidalkoordinaten einen nicht-monotonen Verlauf (a). Man kann jedoch immer ein Koordinatensystem $\{\psi, \theta_f, \varphi_f\}$ finden, in dem die Feldlinien Geraden mit der Steigung ι sind (b). Jeder Feldlinie kann dabei ein separater Wert $\alpha = \theta_f - \iota\varphi_f$ zugeordnet werden. Der Normalenvektor zur α -Koordinatenfläche $\nabla\alpha$ steht immer senkrecht auf \mathbf{B} , auch wenn er i. A. nicht in der φ_f - θ_f -Ebene liegt (vgl. Anhang A).

Mit diesen Koordinaten $\{\psi, \theta_f, \varphi_f\}$, wobei ψ der toroidale Fluss ist, und der Feldlinienmarkierung $\alpha := \theta_f - \iota\varphi_f$ kann das Magnetfeld in Clebsch-Form als [52, 55]

$$\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\alpha \quad (2.2)$$

geschrieben werden. Dabei können $\nabla\psi$ und $\nabla\alpha$ als kontravariante Basisvektoren eines krummlinigen Koordinatensystems angesehen werden, die Normalenvektoren der Koordinatenebenen von ψ bzw. α sind (siehe Anhang A). Mit $\mathbf{B} \cdot \nabla\psi = (\nabla\psi \times \nabla\alpha) \cdot \nabla\psi = \mathbf{0}$ und $\nabla\psi/|\nabla\psi| = -\nabla p/|\nabla p|$ wird offensichtlich, dass eine Magnetfeldlinie keine radiale Komponente hat und senkrecht zum Druckgradienten ∇p steht. Außerdem steht \mathbf{B} senkrecht auf $\nabla\alpha$, denn es gilt $\mathbf{B} \cdot \nabla\alpha = \mathbf{0}$, was auch als Richtungsableitung von α entlang \mathbf{B} interpretiert werden kann. Damit wird α zu einer Feldlinienmarkierung, die entlang einer Feldlinie konstant ist und deren Wert eindeutig einzelnen Feldlinien zugeordnet werden kann.

2.2 Lokale Magnetfeldparameter

Unabhängig von gewählten Koordinatensystemen kann eine Magnetfeldkonfiguration anhand von lokalen Magnetfeldparametern charakterisiert werden, wenn der Magnetfeldvektor \mathbf{B} und der Flächennormalenvektor \mathbf{n} an einem Ort bekannt sind. Diese Größen werden im Folgenden vorgestellt.

2.2.1 Normalen- und geodätische Krümmung

Jede Magnetfeldlinie \mathbf{B} kann als dreidimensionale Raumkurve $\mathbf{r}(l)$ in Abhängigkeit der Bogenlänge l dargestellt werden. Eine Raumkurve besitzt an jedem Punkt einen Tangentenvektor \mathbf{t} und einen Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$, die aus der ersten bzw. zweiten Ableitung der Raumkurve nach der Bogenlänge l ,

$$\mathbf{t} = \frac{d\mathbf{r}}{dl} \quad \text{bzw.} \quad (2.3)$$

$$\boldsymbol{\kappa} = \frac{d\mathbf{t}}{dl} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dl^2}, \quad (2.4)$$

berechnet werden können. Für Magnetfeldlinien mit dem Einheitsvektor $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$, kann dies vereinfacht als

$$\mathbf{t} = \mathbf{b} \quad \text{und} \quad (2.5)$$

$$\boldsymbol{\kappa} = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b} \quad (2.6)$$

geschrieben werden [52]. Aus der *magnetohydrodynamischen Gleichgewichtsbedingung* $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$ kann in Toroidalsystemen für die Krümmung auch

$$\boldsymbol{\kappa} = \frac{\mu_0}{B^2} \nabla_{\perp} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \approx \frac{\nabla_{\perp} B}{B} \quad (2.7)$$

hergeleitet werden, wobei für die letzte Näherung ein niedriges *Plasma-Beta* $\beta = p/(B^2/2\mu_0) \ll 1$ vorausgesetzt wurde.

Um nun die Lage einer Magnetfeldlinie in einer Flussfläche an einem Ort zu beschreiben, definiert man zwei Skalare, die den Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ mit der Oberflächennormale der Flussfläche \mathbf{n} in Beziehung setzen²: Die *Normalenkrümmung* κ_n erhält man durch einfache Projektion des Oberflächennormalenvektors \mathbf{n} auf den Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ (vgl. Abb. 2.3),

$$\kappa_n = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{n}, \quad (2.8)$$

während man die *geodätische Krümmung* κ_g aus der Projektion des Flächentangentenvektors $\mathbf{g} = \mathbf{n} \times \mathbf{b}$ auf den Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ erhält,

$$\kappa_g = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{g}. \quad (2.9)$$

²Da Flussflächen gleichzeitig Isobaren sind, gilt $\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$ und man kann z. B. $\mathbf{n} = -\nabla p/|\nabla p|$ wählen. Ebenso kann auch $\mathbf{n} = \nabla\psi/|\nabla\psi|$ gewählt werden.

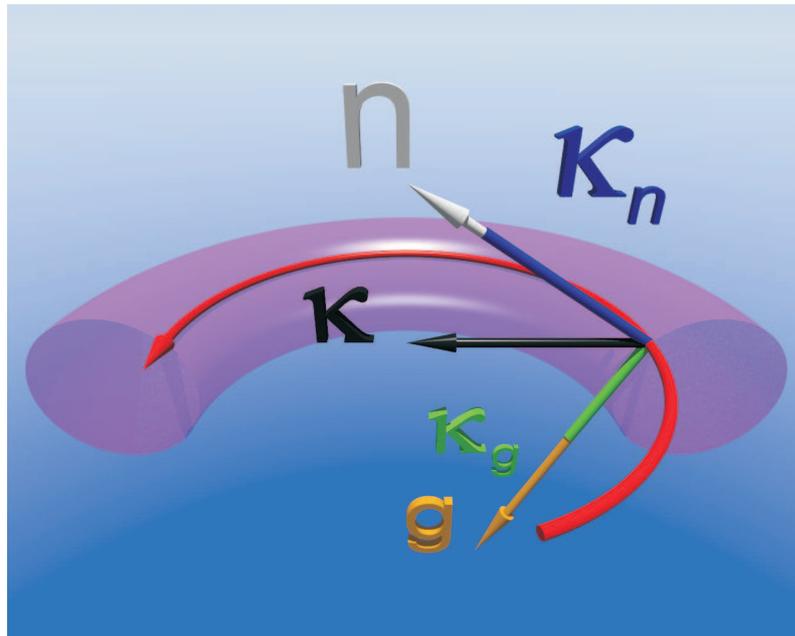


Abbildung 2.3: Die Normalenkrümmung κ_n (blau) resultiert aus der Projektion des Flächennormalenvektors \mathbf{n} (weiß) auf den Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ (schwarz), während die geodätische Krümmung κ_g (grün) als Skalarprodukt aus dem Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ und dem Flächentangentenvektor $\mathbf{g} = \mathbf{n} \times \mathbf{b}$ (gelb) definiert ist.

Die Namensgebung der Normalenkrümmung ist trivial. Die geodätische Krümmung hingegen erhält ihren Namen von der Tatsache, dass Geodäten, also kürzeste Verbindungslinien auf einer Mannigfaltigkeit, stets überall eine geodätische Krümmung von null besitzen. Um sich das zu veranschaulichen, kann man sich den Äquator auf einer Kugeloberfläche vorstellen (Abb. 2.4, links). Der Äquator ist eine Geodäte und sein Krümmungsvektor steht senkrecht auf dem Flächentangentenvektor \mathbf{g} . Damit ist die geodätische Krümmung κ_g an jeder Stelle des Äquators gleich null. D. h. der Äquator wird ausschließlich durch die Kugeloberfläche gekrümmt.

Betrachte man nun einen Breitengrad, der eng um den Nordpol anliegt (Abb. 2.4, rechts). Der Krümmungsvektor der Kurve steht in diesem Fall senkrecht zum Oberflächennormalenvektor \mathbf{n} . Damit ist die Normalenkrümmung κ_n gleich null, die geodätische Krümmung κ_g jedoch maximal. Die Kurve spürt in diesem Fall nichts von der Krümmung der Kugeloberfläche und krümmt sich vollständig innerhalb einer Ebene. Damit ist die geodätische Krümmung ein Maß dafür, wie sehr sich eine Kurve oder Magnetfeldlinie innerhalb einer Ebene krümmt.

Da ein toroidales Magnetfeldsystem immer mit einer endlichen Krümmung $\kappa = |\boldsymbol{\kappa}|$ verbunden ist, existiert wegen

$$\kappa^2 = \kappa_n^2 + \kappa_g^2 \quad (2.10)$$

in physikalisch relevanten Geometrien auch immer ein endlicher Wert von κ_n oder

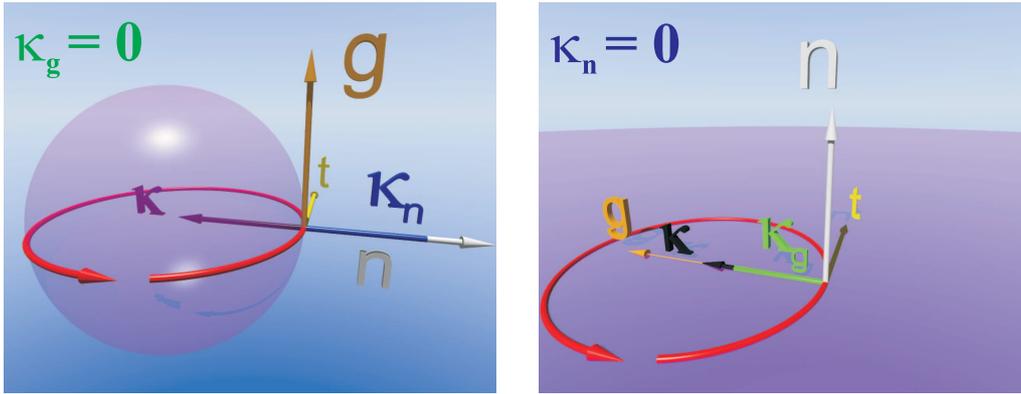


Abbildung 2.4: Der Äquator ist eine Geodäte auf der Kugeloberfläche, daher hat er keine geodätische Krümmung, $\kappa_g = 0$ (links). Ein enger Breitengrad um den Nordpol krümmt sich dagegen ausschließlich innerhalb der Fläche und hat damit keine Normalenkrümmung, $\kappa_n = 0$ (rechts).

κ_g , falls $t \neq 0^3$. Diese Werte variieren zwar sehr stark von Ort zu Ort. Im Allgemeinen trifft man jedoch negative Werte der Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ auf der Außenseite des Torus an, wohingegen $\kappa_n > 0$ auf der Innenseite gilt. Die geodätische Krümmung κ_g ist im Gegensatz zur Normalenkrümmung abhängig von der Richtung des Magnetfeldes, da \mathbf{g} magnetfeldabhängig ist. Daher kann man lediglich festhalten, dass ihr Vorzeichen auf der Oberseite des Torus umgekehrt zu dem auf der Unterseite sein muss.

Die Wirkung der Normalenkrümmung auf die Plasmadynamik kann aus magnetohydrodynamischen Gleichungen hergeleitet werden. Insbesondere steht κ_n im Zusammenhang mit Instabilitäten an der Außenseite des Torus. Für die *magnetohydrodynamische Austauschinstabilität* [19] kann man die Parallelität des Druckgradienten ∇p mit dem Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$, gleichbedeutend mit einer negativen Normalenkrümmung, als destabilisierenden Faktor identifizieren. Dieser Mechanismus führt bei hohem Plasma- β zu anwachsenden Ausstülpungen an der Außenseite des Torus, die man *Ballooning-Moden* nennt und experimentell in Tokamaks beobachten kann [56, 57]. Die Normalenkrümmung destabilisiert auch Mikroinstabilitäten, die zu Turbulenz führen können. Darauf wird in Abs. 3.5 noch detaillierter eingegangen.

Die geodätische Krümmung spielt eine wesentliche Rolle für das Plasmagleichgewicht, da mit ihr die so genannten *Pfirsch-Schlüter-Ströme* verbunden sind. Diese entstehen bei einer endlichen Divergenz der Ströme senkrecht zum Magnetfeld $\nabla \cdot \mathbf{j}_\perp$, die wegen $\nabla \cdot \mathbf{j}_\perp = -\nabla \cdot \mathbf{j}_\parallel$ zur Erhaltung der Quasineutralität parallel abfließen müssen. Für diese parallelen Pfirsch-Schlüter-Ströme gilt

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_\parallel = \frac{2|\nabla p|}{B} \kappa_g. \quad (2.11)$$

³Für $t = 0$ existieren keine Flussflächen und damit weder \mathbf{n} noch κ_n und κ_g .

Dies lässt sich folgendermaßen verstehen: Im Bereich positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ sind die Feldlinien innerhalb der Flussfläche gekrümmt. Da die *diamagnetischen Ströme*

$$\mathbf{j}_{dia} = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.12)$$

stets senkrecht zum Magnetfeld und parallel zur Flussfläche fließen, bilden sich im Bereich positiver geodätischer Krümmung gegeneinander gerichtete Komponenten der diamagnetischen Ströme. Diese führen zu einer Konvergenz $-\nabla \cdot \mathbf{j}_\perp$, d. h. zu einer Ladungsanhäufung, die parallel über die Pfirsch-Schlüter-Ströme abgebaut wird. Hierfür betrachte man beispielsweise die Situation in Abb. 2.4, rechts, in der eine hohe geodätische Krümmung vorliegt: Dort würden hypothetische diamagnetische Ströme senkrecht zur Kreislinie (rot) und parallel zur Oberfläche auf den Nordpol zuströmen und somit eine Konvergenz, also eine Kompressionszone mit Ladungsanhäufung, bilden. Derselbe Mechanismus kann auch zu Oszillationen führen, die als *geodätisch-akustische Moden* bekannt sind [58].

Radiale Teilchendriften v_r , die im Rahmen der *neoklassischen Transporttheorie* erklärt werden, sind direkt proportional zur geodätischen Krümmung [59],

$$v_r = \frac{m}{qB} \left(\frac{v_\perp^2}{2} + v_\parallel^2 \right) \kappa_g. \quad (2.13)$$

Gefangene Teilchen der Masse m und Ladung q , die mit der *Larmorfrequenz* $\Omega = qB/m$ und der Senkrechtgeschwindigkeit v_\perp um die Feldlinie gyrieren, propagieren dabei mit der Parallelgeschwindigkeit v_\parallel zwischen zwei Magnetfeldmaxima (*magnetischer Spiegel*) hin und her, und erfahren dabei die ladungsabhängige radiale Drift v_r . In axialsymmetrischen Systemen wie dem Tokamak überstreichen die Teilchen auf dem Weg zwischen zwei Spiegeln wechselseitig genauso viele Bereiche positiver wie negativer geodätischer Krümmung, so dass sich die radiale Nettodrift v_r kompensiert und geschlossene *Bananenbahnen* entstehen. In Stellaratoren ist dies im Allgemeinen nicht der Fall, so dass gefangene Teilchen in Bereichen positiver geodätischer Krümmung direkt verloren gehen, was in nicht-optimierten Stellaratoren zu großen direkten Teilchenverlusten führen kann. Dieser Effekt muss entweder durch radiale elektrische Felder oder durch Minimierung der geodätischen Krümmung, wie es beim Fusionsexperiment Wendelstein 7-X im Rahmen der Geometrieoptimierung angewandt wurde [14], vermindert werden. Andernfalls wäre ein Reaktorbetrieb in Stellaratorgeometrie nicht verwirklichtbar.

2.2.2 Lokale Magnetfeldverscherung

Neben den Krümmungen κ_n und κ_g , die die Lage der Magnetfeldlinie im Bezug zur Flussfläche beschreiben, gibt es eine weitere Größe, die unabhängig von Flussflächengrößen die Magnetfeldgeometrie charakterisiert: die *lokale Magnetfeldverscherung* S . Diese Größe ist zwar unabhängig von einem gewählten Koordinatensystem, wird üblicherweise jedoch mit den in Abs. 2.1 eingeführten Koordinaten

$\psi = \int \mathbf{B} \cdot \nabla \varphi_f dV$ (toroidaler Fluss) und $\alpha = \theta_f - \iota \varphi_f$ (Feldlinienmarkierung) beschrieben. Sie ist definiert als⁴

$$S := \frac{(\mathbf{B} \times \nabla \psi) \cdot \nabla \times (\mathbf{B} \times \nabla \psi)}{2\pi |\nabla \psi|^4} = -\frac{1}{2\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \Lambda \quad (2.14)$$

mit der integrierten lokalen Magnetfeldverschönerung

$$\Lambda = \frac{\nabla \psi \cdot \nabla \alpha}{|\nabla \psi|^2}. \quad (2.15)$$

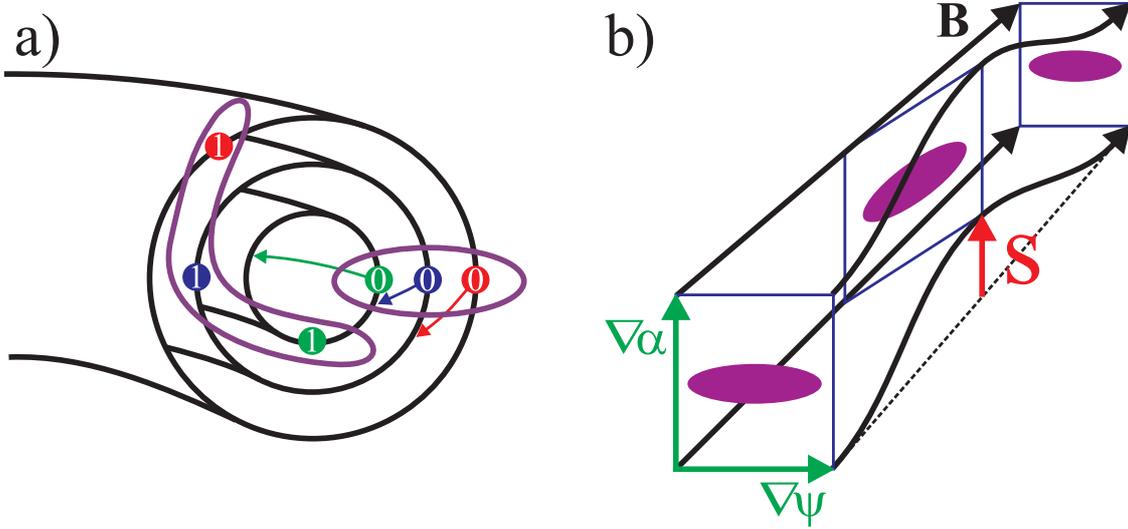


Abbildung 2.5: Globale Magnetfeldverschönerung s (a): Variiert ι radial, gleichbedeutend mit $s \neq 0$, dann hat sich der Abstand zwischen ursprünglich radial benachbarten Feldlinien (0) nach einem toroidalen Umlauf (1) vergrößert. Dadurch können radial und parallel ausgedehnte Plasmastörungen verformt werden. Lokale Magnetfeldverschönerung S (b): Eine endliche lokale Magnetfeldverschönerung $S \neq 0$ liegt vor, wenn parallel benachbarte Volumina (aufgespannt durch $\nabla \alpha$ und $\nabla \psi$) lokal durch den Magnetfeldlinienverlauf verformt werden. Analog zur globalen Magnetfeldverschönerung s kann S lokal ebenfalls zur Beeinflussung der Gestalt von Plasmastörungen führen (nach [60]).

⁴Das in Gl. 2.14 definierte S steht im Zusammenhang mit der in Ref. [19] eingeführten lokalen Magnetfeldverschönerung $S_{GJ} = 2\pi S$.

Damit ergibt das Flussflächenmittel der lokalen Magnetfeldverscherung S die *globale Verscherung*⁵

$$s = \langle S \rangle = -\frac{d\iota}{dV}. \quad (2.17)$$

Während die globale Magnetfeldverscherung s angibt, wie weit sich zwei radial benachbarte Feldlinien nach einem toroidalen Umlauf poloidal voneinander weg bewegt haben (vgl. Abb. 2.5a), ist die lokale Magnetfeldverscherung S ein Maß für die Änderung der senkrechten Verscherung parallel benachbarter infinitesimaler Volumina. Um sich dies klar zu machen, betrachte man Abb. 2.5b. Dort sind drei Ebenen gezeigt, die durch die Vektoren $\nabla\alpha$ und $\nabla\psi$ an drei benachbarten Punkten entlang einer Feldlinie aufgespannt werden. Verläuft eine radial weiter außen gelagerte zweite Feldlinie nicht parallel zur ersten, sondern erhebt sich in Richtung $\nabla\alpha$ um einen gewissen Betrag, dann ändert sich dem entsprechend der Betrag oder die Richtung von $\nabla\psi$. Somit variiert auch das Skalarprodukt $\nabla\alpha \cdot \nabla\psi$ und damit Λ entlang einer Feldlinie, was zu endlichen Werten in $S = -(\mathbf{B} \cdot \nabla) \Lambda / (2\pi)$ führt.

Diese durch die lokale Feldlinienstruktur vorgegebene Verscherung kann Einfluss auf turbulente Wirbel oder parallel elongierte Moden im Plasma haben und wirkt im Allgemeinen stabilisierend auf Instabilitäten wie Ballooning- oder Austauschmoden. In verscherungslosen Konfigurationen, d. h. Geometrien mit $s \approx 0$, kann die lokale Magnetfeldverscherung S die Rolle der globalen Magnetfeldverscherung s übernehmen [21].

Bevor nun die Wirkung lokaler Magnetfeldparameter auf die turbulente Plasmodynamik diskutiert werden kann, wird im Folgenden zunächst auf die Entstehung und Eigenschaften der Driftwellenturbulenz eingegangen.

⁵Mit diesen Definitionen hat die lokale Magnetfeldverscherung S den Zusammenhang mit der klassischen Definition s_{kl} der globalen Magnetfeldverscherung in Torusgeometrie

$$s_{kl} := -\frac{r}{\iota} \frac{d\iota}{dr} = \frac{4\pi^2 R_0 r^2}{\iota} \langle S \rangle, \quad (2.16)$$

die durch einfache Ableitung des ι -Profils berechnet werden kann.

Kapitel 3

Entstehung und Eigenschaften der Driftwellenturbulenz

Die Driftwellenturbulenz ist die in TJ-K-Plasmen und in Randschichten von Fusionsexperimenten vorherrschende Art von Plasmaturbulenz [61], die maßgeblich für den turbulenten Teilchen- und Wärmetransport verantwortlich ist. Daher beziehen sich auch viele theoretische Arbeiten – insbesondere die Arbeiten zur Plasmaturbulenz in komplexer Magnetfeldgeometrie – auf die Grundgleichungen der Driftwellenturbulenz. Die Ergebnisse dieser Arbeiten werden in Abschnitt 3.5 vorgestellt, nachdem die Entstehung der Driftwellenturbulenz (Abschnitt 3.1) diskutiert wurde. Da Zonalströmungen die Turbulenz regulieren und außerdem auch von lokalen Magnetfeldparametern beeinflusst werden können, werden deren grundlegenden Eigenschaften in Abschnitt 3.4 behandelt.

3.1 Entstehung einer Driftwelle

Die Entstehung einer *Driftwelle* in einem Plasma ist lediglich an drei Voraussetzungen gebunden: Man benötigt ein magnetisches Feld \mathbf{B} , einen Hintergrunddruckgradienten ∇p senkrecht zum magnetischen Feld, und eine initiale Dichtestörung \tilde{n} (Abb. 3.1a). Liegt dies vor, treibt der lokale, durch die Dichtestörung entstandene *parallele* Druckgradient die Elektronen und Ionen aus der Dichtestörung entlang des Magnetfeldes hinaus (Abb. 3.1b). Allerdings sind die Elektronen aufgrund ihrer viel geringeren Trägheit wesentlich schneller aus dem Bereich der Dichtestörung entschwunden als die Ionen. Elektronen, die ungehindert, d. h. quasi instantan auf eine Dichtestörung reagieren können, werden als *adiabatisch* bezeichnet. Im Grenzfall adiabatischer Elektronen ist daher mit jeder Dichtestörung \tilde{n} instantan auch eine Potentialstörung $\tilde{\phi}$ verbunden, die durch die positive Ladung der am Ort verbleibenden Ionen gebildet wird (Abb. 3.1c). Die Potentialstörung erzeugt elektrische

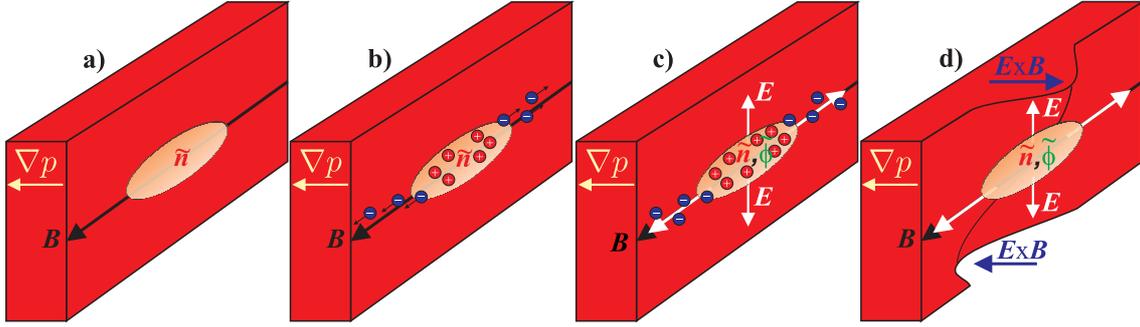


Abbildung 3.1: Entstehung einer Driftwelle: Aus einer anfänglichen Dichtestörungen (a) fließen die Elektronen schneller ab als die Ionen (b). Das dadurch entstandene elektrische Feld (c) erzeugt per $E \times B$ -Drift eine sekundäre Dichtestörung neben der ursprünglichen (d) und der Mechanismus beginnt von neuem.

Felder $\tilde{\mathbf{E}}$ rund um die Störung, so dass eine $E \times B$ -Drift gemäß

$$\tilde{\mathbf{v}}_E = \frac{\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (3.1)$$

ein Dichtevolumen oberhalb der Störung aus dem Bereich höherer Dichte in den Bereich geringerer Dichte treibt (Abb. 3.1 d). Dadurch ist eine neue Dichtestörung oberhalb der ursprünglichen entstanden. Auf der Unterseite wird die Dichte entsprechend reduziert. Damit liegt oberhalb der ursprünglichen Dichtestörung eine erneute Dichtestörung vor und der Mechanismus beginnt von vorne. In summa propagiert die ursprüngliche Dichtestörung durch den Driftwellenmechanismus in Richtung der *elektronendiamagnetischen Drift* gemäß

$$\mathbf{v}_{dia,e} = \frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{\rho B^2} \quad (3.2)$$

mit der Ladungsdichte ρ . Eine Driftwelle ist also eine stabile Welle im Plasma, die sich in Dichte und Potential zeigt und stets senkrecht zum magnetischen Feld und senkrecht zum Druckgradienten in Richtung der elektronendiamagnetischen Drift propagiert.

3.2 Driftwelleninstabilität

Bisher wurde gezeigt, wie eine Driftwelle entsteht. Doch wie wird aus einer stabilen Driftwelle Driftwellenturbulenz? Jeglicher Turbulenz liegt eine antreibende Instabilität zu Grunde. Im Fall der Driftwellenturbulenz wirkt ein Versatz zwischen der Dichte \tilde{n} und dem Potential $\tilde{\phi}$ destabilisierend. Ursächlich für den Versatz können Resistivität, Effekte gefangener Teilchen und Landau-Dämpfung sein [61], d. h. die Adiabaticität der Elektronen ist aufgehoben, und eine endliche Komponente der $E \times B$ -Drift wirkt am Ort der ursprünglichen Dichtestörung wie in Abb. 3.2,

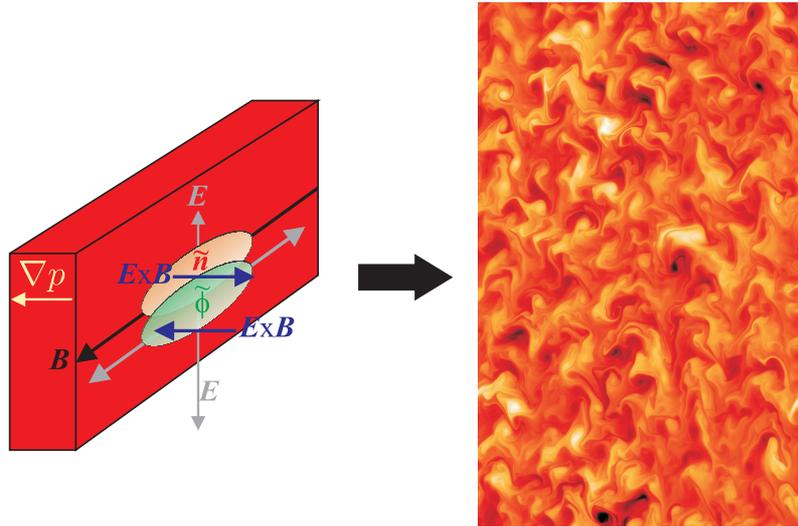


Abbildung 3.2: Destabilisierung einer Driftwelle: Ein Versatz zwischen Dichte- und Potentialstörung hat eine endliche $E \times B$ -Komponente am Maximum der Dichtestörung zur Folge (links). Diese lässt die ursprüngliche Dichtestörung unmittelbar anwachsen, was schließlich bis zu einem vollständig turbulenten Zustand (rechts [62]) führen kann.

links, dargestellt. Somit wächst die ursprüngliche Dichtestörung unmittelbar an, d. h. die Driftwelle wird instabil. Bei ausreichender Destabilisierung wird Energie aus der ursprünglichen Dichtestörung über einen nicht-linearen Transfer auf andere Größenskalen übertragen [63], wodurch letztlich ein turbulenter Zustand (Abb. 3.2, rechts) entsteht, bei dem Verwirbelungen auf allen Größenskalen auftreten.

3.3 Eigenschaften der Driftwellenturbulenz

Das bisher vorgestellte qualitative Bild fasst lediglich zusammen, was formal aus aufwändigeren Driftwellenmodellen resultiert. Beispielsweise kann ausgehend von einem Fluidmodell [64, 65] die vollständige Drift-Alfvén-Dynamik numerisch studiert werden. Folgende Aussagen können dabei für den in dieser Arbeit interessierenden Parameterbereich entsprechend der Bedingungen in Plasmen des Stellaratorexperiments TJ-K gemacht werden [34, 30]:

- Der Versatz zwischen Dichte \tilde{n} und Potential $\tilde{\phi}$, d. h. die so genannte *Kreuzphase* (siehe Kap. 4) liegt nahe bei null.
- Die turbulenten Strukturen haben eine endliche parallele Ausdehnung λ_{\parallel} und damit eine endliche parallele Wellenzahl $k_{\parallel} = 2\pi/\lambda_{\parallel}$.
- Die turbulenten Strukturen propagieren vorwiegend in elektronendiamagnetische Driftrichtung.

- Die parallelen Geschwindigkeiten turbulenter Strukturen liegen zwischen der Ionenschallgeschwindigkeit c_s und der Alfvén-Geschwindigkeit v_A .

Diese Ergebnisse aus den Fluidsimulationen für eine Flussröhre entlang einer Magnetfeldlinie wurden zwar in experimentellen Studien exzellent bestätigt [35, 30]. Die Simulationen berücksichtigten allerdings nicht die vollständige Stellaratorgeometrie mit ihren detaillierten Auswirkungen insbesondere auf Kreuzphasen und den turbulenten Transport. Theorien, die die Driftwellendynamik in Abhängigkeit der Magnetfeldgeometrie beschreiben, werden in Abschnitt 3.5.2 genauer behandelt. Von der komplexen 3D-Struktur unabhängig werden zunächst Zonalströmungen beschrieben. Sie spielen in Wechselwirkung mit der Driftwellenturbulenz eine wichtige Rolle für den magnetischen Einschluss und konnten in Fluidsimulationen ausführlich studiert werden [66].

3.4 Zonalströmungen und Driftwellenturbulenz

Da Zonalströmungen das Auftreten von Driftwellenturbulenz maßgeblich regulieren können, ist die Kenntnis der Physik von Zonalströmungen für das Verständnis des turbulenten Transports in toroidalen Plasmen von zentraler Bedeutung. Die Eigenschaften, die Entstehung und die Wirkung von Zonalströmungen werden im Folgenden daher kurz zusammengefasst.

3.4.1 Eigenschaften der Zonalströmungen

Turbulenzgenerierte Zonalströmungen sind großskalige Scherströmungen, die in toroidalen Plasmen über die $E \times B$ -Drift $v_E = E_r/B = -\partial_r\phi/B$ von einem *zonalen Potential* ϕ hervorgerufen werden. Zonalströmungen haben folgende Eigenschaften [24]:

- Sie sind langlebig, d. h. ändern sich nur auf sehr langsamen Zeitskalen ($\omega \approx 0$).
- Sie haben eine kurze radiale Wellenlänge und variieren innerhalb kleiner radialer Abstände ($k_r \neq 0$).
- Sie sind poloidal und toroidal homogen ($k_\theta = k_\varphi = 0$) auf einer Flussfläche lokalisiert.

Bildlich kann man sich eine Zonalströmung als eine reifenförmige Strömung vorstellen, die poloidal um die magnetische Achse rotiert (vgl. Abbildung 3.3).

Die besondere Bedeutung kommt den Zonalströmungen zu, da sie durch Verschönerung der turbulenten Strukturen den turbulenten Transport reduzieren können [67, 68] (*Verschönerungs-Dekorrelations-Mechanismus*) bzw. der Turbulenz durch Ausdünnung kleiner Wirbel Energie entziehen [48], aber selbst nicht zum radialen Transport beitragen. Die Fähigkeit eines Plasmas, Zonalströmungen auszubilden, be-

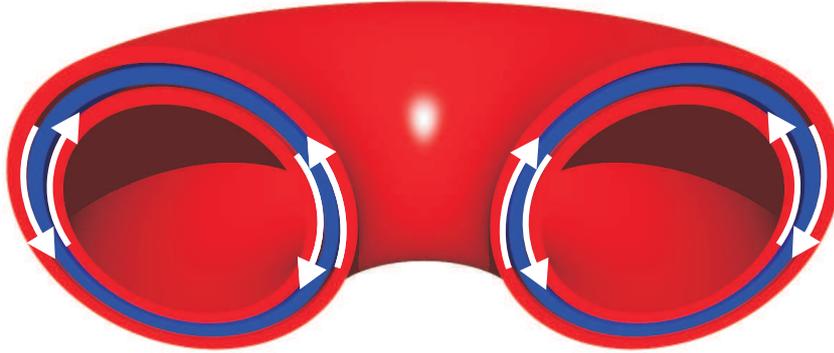


Abbildung 3.3: Poloidal und toroidal homogene Potentialstörungen, die auf radial benachbarten Flussflächen unterschiedliche Werte annehmen (rot bzw. blau), führen aufgrund der $E \times B$ -Drift $v_E = -\nabla\phi \times \mathbf{B}/B^2$ zu Zonalströmungen (weiße Pfeile).

stimmt daher den Turbulenzgrad im turbulent gesättigten Zustand. Da die so genannte H-Mode (vgl. Kap. 1) stets von einem Hintergrundscherfeld begleitet wird, sind Zonalströmungen auch als Entstehungsursache für verbesserte Einschlussregime in der Diskussion [23, 24].

3.4.2 Entstehung der Zonalströmungen

Eine Besonderheit der Zonalströmungen in toroidalen Plasmen ist ihre selbstorganisierte Entstehung aus der Turbulenz. Eine Voraussetzung dafür ist der zweidimensionale Charakter der Turbulenz in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld, der durch das toroidale Magnetfeld und der damit einhergehenden Trennung von paralleler und senkrechter Dynamik gegeben ist. Eine wichtige Konsequenz dieses zweidimensionalen Charakters ist eine so genannte inverse Kaskade [69], bei der Energie von kleinen Skalen zu großen Skalen transferiert wird. Für die Bildung von Zonalströmungen bedeutet dies, dass sie ihre Energie aus kleinskaliger Turbulenz erhalten.

Während für dreidimensionale Turbulenz von einer *direkten* Kaskade ausgegangen wird [70], bei der Energie von großen zu kleinen Skalen transferiert wird, deuten theoretische Überlegungen [69] zu zweidimensionaler Turbulenz und Messungen in magnetisierten Plasmen [46] auf einen *inversen* Energietransfer von kleinen zu großen Skalen hin. Für die Entstehung der Zonalströmungen kann daher anschaulich folgendes Bild eines Wirbelausdünnungsmechanismus (Abb. 3.4) entworfen werden [48]: Eine anfänglich vorhandene Scherströmung (z. B. die Hintergrund $E \times B$ -Strömung) führt zu einer Verkipfung und Streckung von kleinen Wirbeln. Da in inkompressiblen Fluiden die Zirkulation $Z = \int_C \mathbf{u} \cdot d\mathbf{s}$, d. h. die Geschwindigkeit \mathbf{u} entlang eines geschlossenen Wegs C , von Wirbeln erhalten ist, führt eine Streckung der Wirbel zu einer Abnahme der Geschwindigkeit. Gleichzeitig ist die Geschwin-

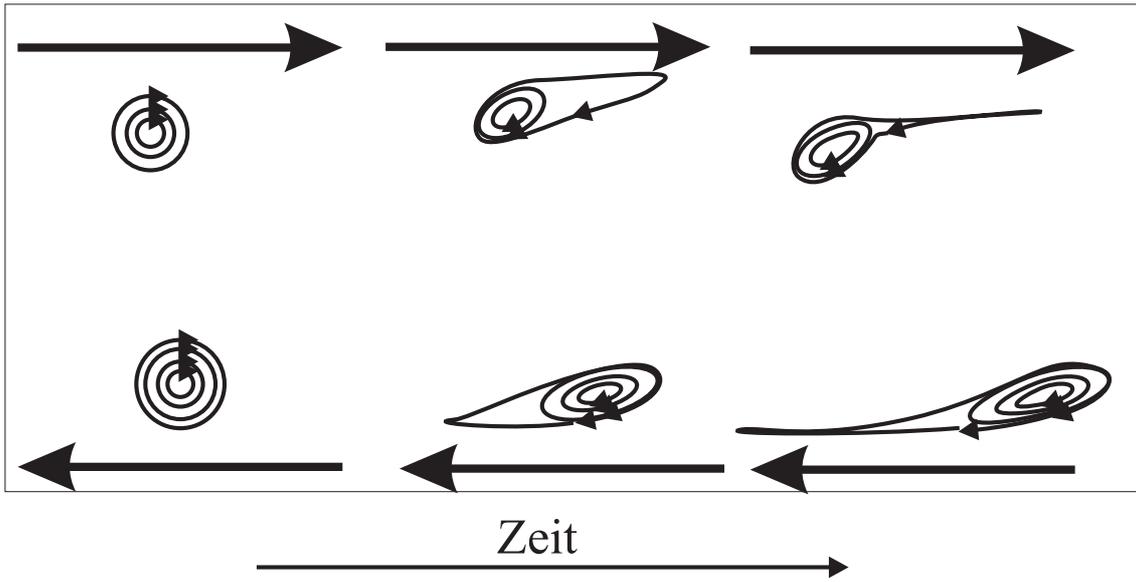


Abbildung 3.4: Kleine Wirbel, die sich in einem Scherfeld aufhalten, werden im Laufe der Zeit verkippt und gestreckt. Dadurch transferieren sie Energie aus der Turbulenz in die Zonalströmung und werden nach und nach ausgedünnt [48].

digkeit \mathbf{u} durch die Streckung der Wirbel entlang der ursprünglichen Scherströmung gerichtet und verstärkt diese. Damit ist letztlich Energie aus kleineren Wirbeln auf die Scherströmung übergegangen. Dieser Mechanismus findet am effektivsten zwischen kleinen Wirbeln und der Scherströmung statt, da kleine Wirbel am leichtesten von der Scherströmung verkippt werden können [46].

Formal kann man aus der Impulsbilanz für inkompressible Flüssigkeiten integriert über eine Flussfläche, $\langle \cdot \rangle$, die radiale Ableitung des *Reynolds-Stress*

$$\mathcal{R} = \langle \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta \rangle \quad (3.3)$$

als Antrieb für die Zonalströmung $\langle v_\theta \rangle$ identifizieren [71]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle v_\theta \rangle = - \left\langle \frac{\partial}{\partial r} (\tilde{v}_r \tilde{v}_\theta) \right\rangle. \quad (3.4)$$

Der Reynolds-Stress ist das Produkt aus den radialen und poloidalen Geschwindigkeitsfluktuationen \tilde{v}_r und \tilde{v}_θ . Dabei stellt man sich die Geschwindigkeit $v = v_0 + \tilde{v}$ nach Reynolds zerlegt in einen mittleren Anteil v_0 mit $\langle v_0 \rangle_t = v_0$ und einen fluktuierenden Anteil \tilde{v} mit $\langle \tilde{v} \rangle_t = 0$ vor, wobei $\langle \cdot \rangle_t$ ein zeitliches Mittel darstellt. Der Reynolds-Stress ist u. a. dann groß, wenn poloidaler Impuls radial konvektiert wird, er ist also ein Maß für den radialen Transport von poloidalem Impuls. Außerdem sind verkippte Wirbel in einem Scherfeld mit einem endlichen Reynolds-Stress verbunden, womit er auch ein Maß für die Verkippfung von Wirbeln sein kann [72].

Damit beschreibt Gl. 3.4 auch das oben entworfene Bild: Ist der Reynolds-Stress bzw. seine radiale Ableitung $\langle \frac{\partial}{\partial r} (\tilde{v}_r \tilde{v}_\theta) \rangle$ groß, liegt auch eine starke Verkippung von Wirbeln vor. Das ermöglicht den effizienten Energietransfer von den Wirbeln auf die Scherströmung. D. h., die Scherströmung $\langle v_\theta \rangle$ erhält Energie aus der Turbulenz und wächst an.

3.4.3 Wirkung der Zonalströmungen auf Driftwellenturbulenz

Bei Kenntnis der bereits genannten Eigenschaften der Zonalströmungen kann folgende Kausalkette eingesehen werden: Hohe Turbulenzamplituden führen zu großen Geschwindigkeiten \tilde{v}_r und \tilde{v}_θ . Diese können den Reynolds-Stress erhöhen, der nach Gl. 3.4 die Zonalströmung antreibt. Die Zonalströmung wirkt allerdings auf die Turbulenz über die Verkippung und Ausdünnung der Wirbel zurück und entzieht ihr damit Energie. Die Turbulenz wird sozusagen von ihrem eigenen Kind aufgefressen. Dieser Zusammenhang ist in der Biologie als Räuber-Beute-Schema bekannt, und wird mit Lotka-Volterra-Gleichungen beschrieben. Dabei spielt die Turbulenz die Rolle der Beute, während die Zonalströmungen die Räuber darstellt.

Formal kann der Zusammenhang zwischen der Intensität der Driftwellenturbulenz F und der Geschwindigkeitsverscherung U durch [73]

$$\frac{1}{2} \frac{dF}{dt} = \gamma_0 F - \alpha_1 F^2 - \alpha_2 U F \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{2} \frac{dU}{dt} = -\mu U + \alpha_3 U F \quad (3.6)$$

dargestellt werden. Dabei entspricht $F = \langle \tilde{n}/n_0 \rangle^2$ normierten Dichtefluktuationen der Turbulenz und $U = \langle \partial_r v_\theta \rangle^2$ der radialen Verscherung der Poloidalgeschwindigkeit als Maß für die Zonalströmungsintensität. γ_0 ist die lineare Anwachsrate der Turbulenz, während α_1 als Proportionalitätsfaktor für nicht-lineare Dämpfung durch lokale Selbstwechselwirkung von Driftwellen steht. Das Produkt UF entspricht dem Reynolds-Stress-Term von Gl. 3.4 und taucht mit verschiedenen Proportionalitätskonstanten α_2 bzw. α_3 als Energiesenke in der Gleichung für F und Antrieb in der Gleichung für U auf. μU stellt einen Dämpfungsterm für U dar, der für Stöße oder den *geodätischen Energietransfer* (siehe Abschnitt 3.5.2) stehen kann.

Im Allgemeinen erwartet man für die Lösung von Gl. 3.5 und 3.6 feste Werte für F und U , die nach einer kurzen Zeit des Einpendelns als Fixpunkt im Phasenraum von F und U dargestellt werden können. Im Grenzfall niedriger nicht-linearer Driftwellendämpfung ($\alpha_1 \approx 0$) erhält man jedoch periodische Ausbrüche von Driftwellenenergie gefolgt von einer Zonalströmung ähnlich einem Grenzyklusverhaltens. Im Phasenraum ergeben sich periodische Bahnen als Ausbruch aus einem Fixpunkt (Abb. 3.5a). Bei niedriger Dämpfung der Zonalströmung ($\mu \approx 0$), springt die Phasenraumkurve nach vorübergehendem Aufkommen der Turbulenz direkt auf einen stabilen Punkt hoher Zonalströmung und niedrigen Turbulenzlevels (Abb. 3.5b).

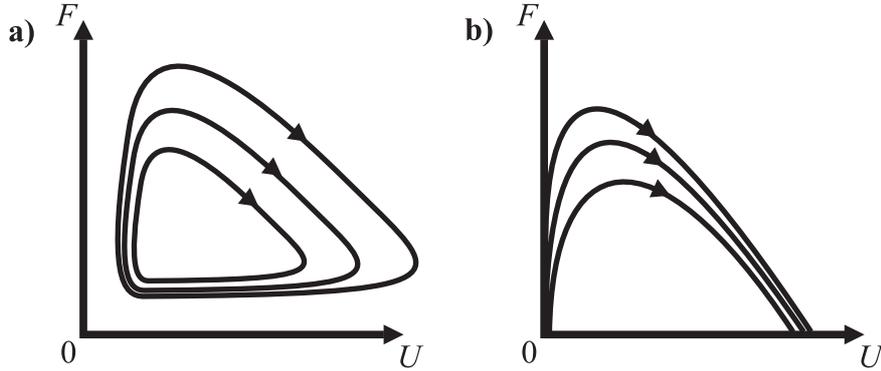


Abbildung 3.5: Für geringe nicht-lineare Dämpfung der Turbulenz ($\alpha_1 \approx 0$) können Zonalströmungsintensität U und Turbulenzenergie F in einem Grenzzyklus oszillieren (a). Für vernachlässigbare Dämpfung $\mu \approx 0$ endet die Energie nach vorübergehendem Aufenthalt in der Turbulenz letztendlich in der Zonalströmung (b) (nach [24]).

Das Plasma wäre in diesem Fall ausschließlich von Zonalströmungen dominiert und würde keine Turbulenzamplituden aufweisen.

Ein kontraintuitives Ergebnis des Gleichungssystems 3.5 und 3.6 besagt, dass die Dämpfung der Zonalströmung μ – nicht die Anwachsrate γ_0 – letztlich für die Stärke der Turbulenz F entscheidend ist, da im stationären Zustand alle Energie, lediglich gedrosselt durch μ , in die Zonalströmung eingeht und über den Term $-\alpha_2 U F$ den Turbulenzgrad regelt. Aus der numerischen Lösung des Gleichungssystems 3.5 und 3.6 unter Berücksichtigung des gesamten Turbulenzspektrums erhält man für diesen Sachverhalt¹ [24]

$$F \propto \mu^{0.75}. \quad (3.7)$$

Für $\gamma_0 > \alpha_1 \mu / \alpha_3$ sinkt der Turbulenzgrad F sogar mit höherer linearer Anwachsrate γ_0 und die meiste Energie endet letztlich in den Zonalströmungen U , deren Intensität dann hauptsächlich durch γ_0 bestimmt ist [24, 74].

Eine praktische Folgerung aus diesem einfachen Modell könnte bei Vorliegen der beschriebenen Dynamik etwa so lauten: Um niedrige turbulente Transportkoeffizienten in Fusionsexperimenten zu erhalten, sollte man gemäß des beschriebenen Modells nicht versuchen, die Entstehung der Turbulenz durch Minimierung der Anwachsrate zu verhindern, sondern die Unterdrückung der Turbulenz durch Zonalströmungen durch Ausschalten der Zonalströmungsdämpfung maximieren.

¹In dieser Arbeit wird die im deutschen Sprachraum übliche Typographie durchbrochen und Kommazahlen stets mit Punkt statt Komma geschrieben.

3.5 Wirkung lokaler Magnetfeldparameter auf die Driftwellenturbulenz

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, spielen die Driftwellenanwachsrate γ_0 und die Dämpfung der Zonalströmungen μ eine zentrale Rolle für die Dynamik zwischen Driftwellenturbulenz und Zonalströmungen. Da γ_0 und μ von der Magnetfeldgeometrie abhängen, kann man mit Hilfe geeigneter Magnetfeldanordnungen direkt auf die Turbulenzdynamik Einfluss nehmen. Die theoretischen Grundlagen für den Einfluss der in Abschnitt 2.2 vorgestellten Magnetfeldparameter auf die Turbulenz werden in diesem Abschnitt beschrieben. Zunächst werden geometriebedingte Effekte vorgestellt, die auf die lineare Anwachsrate der Driftwellen Einfluss nehmen. Darauf folgen Effekte der geodätischen Krümmung, die vorwiegend im Zusammenhang mit der Zonalströmungsdämpfung μ stehen.

3.5.1 Lineare Anwachsrate der Driftwellen

Eine Instabilität, und damit auch die Entstehung von Driftwellenturbulenz, wird meist mit der linearen Anwachsrate γ quantifiziert, die man durch Einsetzen des Ansatzes

$$\hat{\phi} = \hat{\phi}_0 e^{-i\eta t} \quad (3.8)$$

mit einer reellen, zeitunabhängigen Amplitude $\hat{\phi}_0$ und einer komplexen Frequenz $\eta = \omega + i\gamma$ in die relevanten Dynamikgleichungen erhält. η besteht dabei aus einer reellen Frequenz ω und einer Anwachsrate γ (i ist die imaginäre Einheit). Eine positive Anwachsrate $\gamma > 0$ korrespondiert mit der Existenz einer Instabilität, die mit $e^{\gamma t}$ anwächst, negative Werte $\gamma < 0$ entsprechen einer linearen Dämpfung.

Ausgehend von der Kontinuitäts- und Bewegungsgleichung der Magneto hydrodynamik und unter der Annahme kalter Ionen, d. h. $T_i \ll T_e$, kann man für kleine Störungen $\hat{\phi}$ eine magnetfeldgeometrieabhängige Anwachsrate der Driftwellenturbulenz berechnen (für die Herleitung, siehe Anhang B). Wählt man für das Magnetfeld eine Clebsch-Repräsentation $\mathbf{B} = \chi' (\nabla\alpha \times \nabla s)$ (vgl. Anhang A.3.4) mit dem poloidalen Fluss χ , seiner Ableitung χ' nach der Radialkoordinate s und der Feldlinienmarkierung $\alpha = \varphi_f - q\theta_f$, dann gilt für den senkrechten Wellenvektor der Driftmode $k_\perp = k_\alpha \nabla\alpha + k_s \nabla s$. Damit lässt sich für die Anwachsrate [20]

$$\gamma \propto \left(-\kappa_n + \kappa_g \frac{\chi'}{B} |\nabla s|^2 \left(\frac{k_s}{k_\alpha} + \Lambda \right) \right) \delta. \quad (3.9)$$

herleiten. Dabei ist δ eine Konstante, die einen beliebig gearteten destabilisierenden Mechanismus quantifiziert und innerhalb dieses Formalismus nicht näher spezifiziert wird. An Ausdruck 3.9 kann man nun Folgendes erkennen:

- Eine negative Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ destabilisiert die Driftwelle. Daher spricht man bei $\kappa_n < 0$ auch von ungünstiger Krümmung.

- Das Zusammenspiel von geodätischer Krümmung κ_g und integrierter lokaler Magnetfeldverscherung Λ kann den destabilisierenden Einfluss negativer Normalenkrümmung aufwiegen, aber auch verstärken, so dass sogar im Bereich günstiger Normalenkrümmung ($\kappa_n > 0$) Instabilitäten auftreten können [20].
- Je größer die Radialkomponente k_s des Wellenvektors im Vergleich zur „poloidalen“ Komponente k_α ausfällt, desto stärker wird der Einfluss der geodätischen Krümmung κ_g im Vergleich zur integrierten lokalen Magnetfeldverscherung Λ . Insbesondere macht sich eine Magnetfeldumkehr $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{B}$, die das Vorzeichen von Λ und κ_g ändert, nur bei großem k_s bemerkbar. Denn nur wenn der vorzeichensensitive Term $\kappa_g \frac{\chi'}{B} |\nabla s|^2 \frac{k_s}{k_\alpha}$ gegenüber dem vorzeichenunabhängigen Term $\kappa_g \Lambda$ überwiegt, wird γ abhängig von der Magnetfeldrichtung, da alle anderen Größen (z. B. auch κ_n) unabhängig von der Magnetfeldrichtung sind [32].

Trotz leichter Modifikationen durch die Magnetfeldgeometrie sind aus einer geometrieabhängigen Dispersionsrelation (siehe Anhang B, Gl. B.11) Frequenzen im unteren kHz-Bereich sowie senkrechte Längenskalen $\lambda_\perp = 2\pi\rho_s$ von wenigen Zentimetern für die instabilsten Driftmoden in Fusionsrandschichtplasmen zu erwarten, wie aus einfacheren Driftwellenmodellen [61] ebenfalls abgeleitet werden kann.

Auch wenn die geometrieabhängige Anwachsrate Gl. 3.9 recht klar die Rolle von κ_n , κ_g und Λ beschreibt, kann von ihr noch nicht direkt auf die volle Turbulenzdynamik geschlossen werden. Denn zum einen sind durch die Anwachsrate vorgegebene instabile Bereiche parallel miteinander verbunden, so dass man die destabilisierende Wirkung parallel für einzelne Driftmoden aufintegrieren muss. Außerdem sind der Wellenvektor k_\perp und die Phase δ innerhalb dieses Formalismus als konstant und frei wählbar angenommen, was für einen Vergleich mit dem Experiment gegebenenfalls sinnvoll angepasst werden muss. Zum anderen können nicht-lineare Effekte den durch die Anwachsrate beschriebenen linearen Antrieb der Driftwellenturbulenz überdecken, wie schon in Abs. 3.4.3 angedeutet wurde und im folgenden Abschnitt genauer beschrieben wird.

3.5.2 Geodätische Zonalströmungsdämpfung

Die in Abs. 3.4.3 eingeführte Dämpfungskonstante μ , die ja gemäß Gl. 3.7 erheblichen Einfluss auf die Turbulenzdynamik nimmt, kann von der Magnetfeldgeometrie abhängig sein. Insbesondere konnte in numerischen Simulationen [22, 75] gezeigt werden, dass eine hohe geodätische Krümmung κ_g Zonalströmungen dämpft und damit Turbulenzamplituden und den turbulenten Transport vergrößert.

Der Mechanismus ist folgendermaßen zu verstehen: In Bereichen endlicher geodätischer Krümmung $\kappa_g \neq 0$ krümmt sich die Magnetfeldlinie innerhalb der Flussfläche (siehe Abb. 3.6). Turbulenzgenerierte Zonalströmungen (vgl. Abs. 3.4), die als $E \times B$ -Driften innerhalb einer Flussfläche senkrecht zu den Feldlinien liegen, führen somit bei $\kappa_g > 0$ aufgrund aufeinander zu gerichteter Geschwindigkeitskomponenten zu einer Kompression $\nabla \cdot \mathbf{v}_E \propto -\kappa_g/B$ (vgl. Abs. 2.2.1), die vermehrt Dichte in den

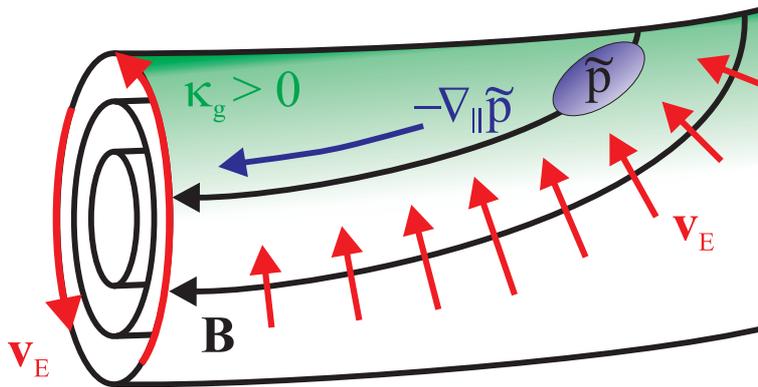


Abbildung 3.6: Wenn auf der Oberseite eines Torus $\kappa_g > 0$ gilt (grüne Schattierung), dann bilden Zonalströmungen v_E (rot), die immer senkrecht zum Magnetfeld fließen, eine Kompressionszone \tilde{p} auf der Oberseite des Torus. Über verschiedene Effekte wird die Druckstörung \tilde{p} parallel zum Magnetfeld wieder abgebaut. Dadurch wird der Zonalströmung Energie entzogen, die letztlich dissipiert wird.

Bereich hoher geodätischer Krümmung konvektiert. Diese lokale Druckstörung führt zu parallelen Druckgradienten, die ähnlich zu Pfirsch-Schlüter-Strömungen parallel abgebaut werden. Dadurch wird den Zonalströmungen Energie entzogen, die über die parallelen Druckgradienten letztlich durch Resistivität oder diffusive Durchmischung dissipiert wird [66].

Will man also den turbulenten Transport in einem toroidalen Magnetfeldsystem verkleinern, muss man die geodätische Krümmung minimieren und damit die Dämpfung der Zonalströmungen reduzieren. Die dadurch vergrößerten Zonalströmungen werden damit den Turbulenzgrad niedrig halten können².

Neben einer reduzierten geodätischen Krümmung kann auch eine hohe lokale Magnetfeldverscherung zur Turbulenzreduktion durch Zonalströmungen beitragen. Dabei führt die lokale Magnetfeldverscherung S zu engeren radialen Schichten der Zonalströmungen [76], was den Wirbelausdünnungsmechanismus effizienter macht. Dies ist jedoch ein sekundärer Effekt, der nur bei Anwesenheit von Zonalströmungen zusätzlich seine Wirkung zeigen kann.

Unter Berücksichtigung der in diesem Kapitel beschriebenen Effekte würde man die kleinsten Turbulenzamplituden und damit den niedrigsten turbulenten Transport in Konfigurationen mit niedriger geodätischer Krümmung und hoher lokaler Magnetfeldverscherung erwarten.

²Da das Fusionsexperiment Wendelstein 7-X [14] als Resultat der Geometrieoptimierung eine sehr niedrige geodätische Krümmung aufweist, ist darin ein sehr niedriger turbulenter Transport zu erwarten.

Kapitel 4

Methoden der Datenanalyse

Für Untersuchungen turbulenter Systeme ist sowohl eine gute räumliche wie auch zeitliche Auflösung vonnöten, damit die komplexe Struktur und Dynamik der Turbulenz adäquat studiert werden kann. Um darüberhinaus aus den im Allgemeinen ungeordneten und fluktuierenden Turbulenzdaten charakteristische Zeiten und Größen ermitteln zu können, sind Methoden der statistischen Zeitreihenanalyse erforderlich. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

4.1 Fourier-Analyse

Mittels Dimensionsanalysen von Gleichungen, die turbulente Systeme beschreiben, können Voraussagen für die Verteilung von Frequenzen und Skalen in turbulenten Systemen gemacht werden [77, 69]. Messtechnisch kann man diese Verteilung nach der *Fourier-Transformation* einer Orts- oder Zeitreihe mit Hilfe des *Spektrums* schätzen und mit den Ergebnissen der Dimensionsanalyse vergleichen.

Dazu geht man z. B. von einer Zeitreihe $x(t)$ aus, bei der N Zeitpunkten $t_n = n\delta t$ mit $n \in [0, N - 1]$ in einem äquidistanten Zeitabstand δt jeweils ein Wert x zugeordnet wird, und wendet darauf die *diskrete Fourier-Transformation*

$$\hat{x}(f_m) = \mathcal{FT}_t\{x(t)\} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(t_n) e^{-i2\pi f_m t_n} \quad (4.1)$$

mit der Frequenz $f_m = m/(N\delta t) = m\delta f$, $m \in [0, N - 1]$, und der Frequenzauflösung $\delta f = 1/(N\delta t)$ an. $\hat{x}(f_m)$ heißt *Fourier-Transformierte* und ist im Allgemeinen eine komplexe Zahl. Das Produkt zweier Fourier-Transformierten $\hat{x}(f_m)$ und $\hat{y}(f_m)$

$$S_{xy}(f_m) = \langle \hat{x}^*(f_m) \hat{y}(f_m) \rangle = h_{xy}(f_m) e^{i\alpha(f_m)} \quad (4.2)$$

heißt *Kreuzspektrum* und ist eine komplexe Zahl, deren Betrag $h_{xy}(f_m)$ *Amplitudenspektrum* und Phase $\alpha(f_m)$ *Kreuzphasenspektrum* genannt wird. Dabei wurde mit $*$ die komplex Konjugierte bezeichnet und ein Ensemblemittel $\langle \cdot \rangle$ verwendet, das in

praxi oft als Mittelung mehrerer Spektren von disjunkten Unterzeitreihen von $x(t)$ bzw. $y(t)$ berechnet wird. Gilt $y(t) = x(t)$, dann nennt man S_{xx} das *Autospektrum* von $x(t)$, und es gilt $S_{xx} = h_{xx}$, da das Autospektrum stets reell ist. Es gibt an, welche Frequenzen f_m im Signal $x(t)$ zu finden sind.

Das Amplitudenspektrum $h_{xy}(f_m)$ und insbesondere das normierte Amplitudenspektrum

$$\text{Coh}_{xy}(f_m) = \frac{h_{xy}(f_m)}{\sqrt{h_{xx}(f_m)h_{yy}(f_m)}} \in [0, 1], \quad (4.3)$$

das so genannte *Kreuzkohärenzspektrum*, gibt an, ob und in welchem Maße in beiden Signalen $x(t)$ und $y(t)$ dieselbe Frequenzkomponente f_m phasenstarr zueinander existiert. Liegt eine signifikant hohe Kreuzkohärenz für eine Frequenz f_m vor, dann – und nur dann – kann die im Phasenspektrum $\alpha(f_m)$ ermittelte Phase zwischen den als phasenstarr angenommenen Frequenzkomponenten von $\hat{x}(f)$ und $\hat{y}(f)$ bei $f = f_m$ zuverlässig beurteilt werden.

Für eine ortsabhängige Funktion $f(s)$ mit der Ortsauflösung δs gelten diese Begriffe ebenso, wenn man von $\delta t \rightarrow \delta s$ übergeht. Daraus erhält man ein Spektrum der räumlichen Skalen $S(k)$ mit dem Wellenvektor $k = 2\pi/\lambda$ und der Skala λ , wobei die minimale Auflösung im k -Raum $\delta k = 2\pi/(N\delta s)$ beträgt.

Verfügt man sowohl über räumliche als auch zeitliche Information einer Größe $\phi(s, t)$, dann lässt sich ein so genanntes k - f -Spektrum S_ϕ^{kf} bilden. Dafür Fouriertransformiert man $\phi(s, t)$ zunächst zeitlich,

$$\hat{\phi}(s, f) = \mathcal{FT}_t\{\phi(s, t)\}, \quad (4.4)$$

und danach in den k -Raum

$$S_\phi^{kf} = \hat{\phi}(k, f) = \mathcal{FT}_s\{\hat{\phi}(s, f)\} = \mathcal{FT}_s\{\mathcal{FT}_t\{\phi(s, t)\}\}. \quad (4.5)$$

Das Ergebnis ist eine zweidimensionale Funktion, bei der einzelnen Frequenzen f eine räumliche Skala $\lambda = 2\pi/k$ zugeordnet werden kann.

4.2 Waveletanalyse

Die Fourier-Transformation liefert für die ganze Zeitreihe ein einziges Spektrum. Will man für verschiedene Zeitpunkte das Spektrum ermitteln, so kann man entweder für kleine Unterzeitreihen das Fourier-Frequenzspektrum berechnen, oder eine *Wavelet-Transformation* [78] benutzen. Da die Fourier-Transformation bei zu kurz gewählten Unterzeitreihen große Wellenlängen nicht berücksichtigen kann, ist sie mit einer geringeren Frequenzauflösung $\delta f = 1/(N\delta t)$ verbunden. Hierfür bietet die Wavelet-Transformation in vielen Fällen eine bessere Alternative, da sie jede Skala getrennt berücksichtigt.

Die Wavelet-Transformation ist wie die Fourier-Transformation eine Integraltransformation, die im Integranden, neben der zu transformierenden Funktion, anstatt des Exponentialfaktors, wie bei der Fourier-Transformation, ein so genanntes *Wavelet* enthält. In dieser Arbeit wird dafür ausschließlich das *Morlet-Wavelet* [79]

$$\psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i2\pi\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (4.6)$$

verwendet, das als harmonische Schwingung eingehüllt von einer Gauß-Funktion aufgefasst werden kann. Für eine Zeitreihe $x(t_{n'}) = x_{n'}$ mit N Zeitpunkten (siehe oben) und Zeitauflösung δt kann die Wavelet-Transformation als

$$W_n(a) = \sum_{n'=0}^{N-1} x_{n'} \psi^* \left(\frac{(n' - n)\delta t}{a} \right), \quad (4.7)$$

$n', n \in [0, N - 1]$, geschrieben werden. Dabei ist ψ^* die komplex Konjugierte des normierten Morlet-Wavelets

$$\psi \left(\frac{(n' - n)\delta t}{a} \right) = \left(\frac{1}{a} \right)^{1/2} \psi_0 \left(\frac{(n' - n)\delta t}{a} \right) \quad (4.8)$$

mit der zeitlichen *Wavelet-Skala* a . n' ist der Zeitindex, über den summiert wird und n der Index des Zeitpunkts, für den man den komplexen Wavelet-Koeffizienten $W_n(a)$ erhält. Für das gewählte Morlet-Wavelet hat die Skala a den Zusammenhang $f = (2\pi + \sqrt{2 + 4\pi^2})/4\pi a = 1.013/a$ mit der Fourier-Frequenz f . Damit erhält man aus der Wavelet-Transformation also zu jedem Zeitpunkt n ein Frequenzspektrum $|W_n(a)|^2$ abhängig von der Skala a , die man geeignet vorgeben muss [79].

Geht man von einer ortsabhängigen Funktion $f(s)$ mit der Ortsauflösung δs aus, dann liefert das Wavelet-Spektrum $|W_n(a)|^2$ zu jedem Ort s_n ein Spektrum von räumlichen Skalen a . Mit der Entsprechung $k = 1.013 \cdot 2\pi/a$ kann man damit ortsabhängige k -Spektren berechnen.

4.3 Korrelationsstudien

Will man aus mittelwertfreien Turbulenzdaten $x(t)$ und $y(t)$ nicht nur die vorhandenen Raum- und Zeitskalen mit Hilfe der Fourier- bzw. Wavelet-Spektren ermitteln, sondern die räumliche Struktur und Dynamik im Ortsraum auflösen, dann bietet sich dafür die Berechnung der *Kreuzkorrelationsfunktion*

$$\text{CC}_{xy}(\Delta t) = \frac{\langle x(t)y(t + \Delta t) \rangle}{\sigma_x \sigma_y} \in [-1, 1] \quad (4.9)$$

an. Dabei ist Δt der Zeitversatz, σ_i die Standardabweichung der Zeitreihe $i \in [x, y]$ und $\langle \cdot \rangle$ das Ensemblemittel, das vermöge der angenommenen Ergodizität in praxi als Zeitmittel berechnet wird [80]. Ist die Korrelation $\text{CC}_{xy}(\Delta t)$ für einen bestimmten Zeitversatz Δt genau gleich eins, dann bedeutet dies, dass der Signalinhalt von

$x(t)$ zu einem späteren Zeitpunkt $t + \Delta t$ auch in $y(t)$ identisch zu finden ist. Bei $CC_{xy}(\Delta t) = -1$ spricht man von *Antikorrelation*, d. h. $x(t) \propto -y(t + \Delta t)$. Signalrauschen, was in realen Messsignalen immer zu finden ist, oder Unkorreliertheit von $x(t)$ und $y(t)$ führen zu Werten $|CC_{xy}| < 1$.

Ist $y(t) = x(t) \forall t$, dann geht die Kreuzkorrelation CC_{xy} in die *Autokorrelation* CC_{xx} über. Für $\Delta t = 0$ ist diese immer exakt gleich eins und bei stochastischen Prozessen sowie aus turbulenten Daten kann man aus der Breite der Autokorrelationsfunktion die Lebensdauer kohärenter Strukturen abschätzen.

Hat man Zeitreihen $x_i(t)$ an mehreren Orten i zur Verfügung, so kann man durch Wahl einer Referenzsonde am Ort j die Kreuzkorrelationen

$$CC_{ji}(\Delta t) = \frac{\langle x_j(t)x_i(t + \Delta t) \rangle}{\sigma_j \sigma_i} \quad (4.10)$$

bilden. Für eine feste Referenzposition j kann $CC_{ji}(\Delta t)$ dann zweidimensional in Ort i und Zeit Δt dargestellt werden. Damit können raum-zeitliche Muster der in der Plasmaturbulenz verborgenen *quasi-kohärenten Strukturen* sichtbar gemacht werden. Anwendungen und Beispiele dafür finden sich in Kap. 6 und Ref. [81].

4.4 Konditionelles Mittel

Die Kreuzkorrelationsfunktion zeigt zwar auf, ob zwei Signale korreliert sind, sie gibt jedoch weder die Amplitude noch das Vorzeichen der in den Signalen vorliegenden Struktur wieder. Hierfür ist das *konditionelle Mittel* [82] aussagekräftiger. Das Grundprinzip dieser Methode ist folgendes: Gegeben seien zwei Zeitreihen $x(t)$ und $y(t)$, die man auf einen gemeinsamen Signalinhalt hin untersuchen will. Erreicht das Referenzsignal $x(t)$ eine vorher gewählte Bedingung zum Zeitpunkt τ_1 , z. B. einen Amplitudenausschlag größer als zwei Standardabweichungen σ_x , dann wird ein kleiner Ausschnitt $X_1 = \{x(t) \mid t \in [\tau_1 - \Delta t, \tau_1 + \Delta t]\}$ der Zeitreihe $x(t)$ um den Zeitpunkt der erfüllten Bedingung herum abgespeichert. Für den selben Zeitpunkt τ_1 wird auch ein Ausschnitt $Y_1 = \{y(t) \mid t \in [\tau_1 - \Delta t, \tau_1 + \Delta t]\}$ der Zeitreihe $y(t)$ abgespeichert. Dieser Vorgang wird für jeden Zeitpunkt τ_i , $i \in [2, M]$, wiederholt, an dem für das Referenzsignal $x(t)$ die Bedingung erfüllt ist. Das Resultat sind M Ausschnitte X_i und Y_i , die zuletzt jeweils zu einer konditionell gemittelten Unterzeitreihe

$$\bar{X}(t) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M X_i, \quad t \in [-\Delta t, \Delta t], \quad (4.11)$$

für die Zeitreihe $x(t)$ und

$$\bar{Y}(t) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M Y_i, \quad t \in [-\Delta t, \Delta t], \quad (4.12)$$

für die Zeitreihe $y(t)$ zusammen gefasst werden können. Liegt für die Zeitpunkte τ_i , an denen die vorgegebene Bedingung erfüllt ist, jeweils eine charakteristische Gestalt in der Zeitreihe $x(t)$ vor, dann ist diese Gestalt auch in der konditionell gemittelten Unterzeitreihe \bar{X} zu finden. Gibt es zudem noch ein synchrones Auftreten einer charakteristischen Struktur in $y(t)$ an den Zeitpunkten τ_i , dann ist auch in \bar{Y} eine über das Rauschen hinaus gehende Struktur erkennbar. Nicht kohärente Beiträge mitteln sich dabei heraus.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau

Alle experimentellen Untersuchungen, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, sind in Plasmen des Stellarators TJ-K ausgeführt worden. Die Plasmaeigenschaften und die Standarddiagnostiken von TJ-K werden im Folgenden beschrieben. Da die Magnetfeldstruktur und insbesondere die lokalen Magnetfeldparameter aus Abs. 2.2 in dieser Arbeit eine besondere Rolle spielen, wird darauf ausführlich in Abs. 5.2 eingegangen, bevor danach die Langmuir-Sondendiagnostiken vorgestellt werden (Abs. 5.3.2), die eigens für diese Arbeit angefertigt wurden.

5.1 Der Stellarator TJ-K

Das Spulensystem von TJ-K entspricht der Stellarator-Konfiguration eines ($l = 1$, $m = 6$)–Torsatrons und wurde am CIEMAT in Madrid unter dem Namen TJ-IU konstruiert und in Betrieb genommen [83–85]. Seit 2005 steht es dem Institut für Plasmaforschung an der Universität Stuttgart als Dauerleihgabe zur Verfügung. Das Zusammenspiel einer ($l = 1$) Helikalfeldspule mit sechs Windungen ($m = 6$) und einem Helmholtz-Spulenpaar (vgl. Abb. 5.1) bildet ein toroidales Magnetfeld mit ineinander geschachtelten Flussflächen, die einen Einschlussbereich für das Plasma mit dem kleinen Plasmaradius von ca. $a = 10$ cm definieren.

Die magnetische Feldstärke auf der magnetischen Achse kann bis zu 360 mT entsprechend einem Spulenstrom¹ von 1.5 kA gewählt werden. Aufgrund der sechsfachen Symmetrie der Helikalfeldspule ist nicht nur das einschließende Magnetfeld einer sechsfachen Symmetrie in toroidaler Richtung unterworfen, sondern auch die Zugänglichkeit des Vakuumgefäßes mit dem Radius $R_0 = 60$ cm wiederholt sich alle 60° . Dies bedeutet, dass auch die vier verschiedenen Arten von Zugängen (Inner-Ports I, Top-Ports T, Outer-Ports O, Bottom-Ports B, siehe Abb. 5.1) alle 60° von derselben Art sind und Zugang zu gleichförmigen Plasmaquerschnitten bieten (siehe nächster Abschnitt 5.2).

¹Die Vertikalfeldspulen haben jeweils 93 Windungen, die Helikalfeldspule ist 120-fach gewunden.

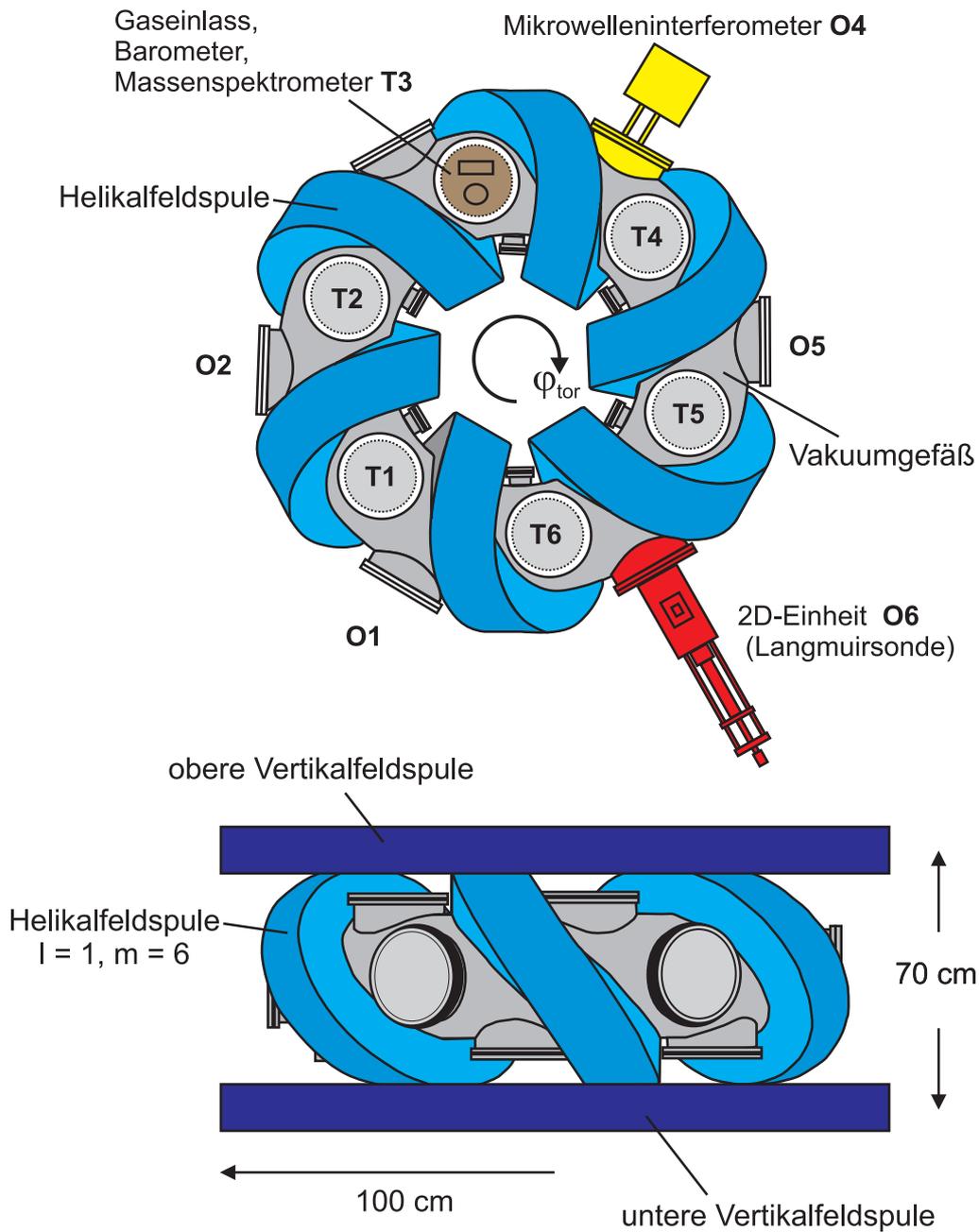


Abbildung 5.1: Der Stellarator TJ-K ist ein $(l = 1, m = 6)$ -Torsatron, bestehend aus einer Helikalfeldspule, die sich sechsmal um das toroidale Vakuumgefäß windet, und einem Helmholtz-Spulenpaar. Standardmäßig wird ein Interferometer an Port O₄ zur Dichtebestimmung und eine Verfahrenseinheit an Port O₆ für die Aufnahme von Temperatur- und Dichteprofilen eingesetzt.

Das Plasma in TJ-K wird durch Mikrowellenheizung an der *Elektronenzyklotronresonanz* gezündet und im weiteren Verlauf, bei ausreichend hoher Dichte, an der *oberen Hybridresonanz* am Plasmarand geheizt [86]. Dies führt zu Plasmadichten bis zu $n \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$ und Elektronentemperaturen um $T_e \approx 10 \text{ eV}$. Die Ionen bleiben weitgehend kalt ($T_i \leq 1 \text{ eV}$ [49]). Es stehen zwei Mikrowellenquellen zur Verfügung: ein Magnetron, das bei $f = 2.45 \text{ GHz}$ bis zu 3 kW Mikrowellenleistung emittiert, und ein Klystron, das für verschiedene diskrete Frequenzen zwischen 7.9 und 8.4 GHz ebenfalls maximal 3 kW Gesamtleistung liefert [87]. In dieser Arbeit wurde ausschließlich die Mikrowellenheizung bei 2.45 GHz entsprechend einem resonanten Magnetfeld von $B = 86 \text{ mT}$ verwendet, die am Port B4 von unten eingestrahlt wird.

Als Standarddiagnostiken stehen ein Druckmesskopf, der unter Verwendung eines Pirani- und Penning-Sensors einen Bereich von Atmosphärendruck bis unter 0.1 mPa abdeckt (Pfeiffer PKR 251), und ein Mikrowelleninterferometersystem [88] für die Messung der liniengemittelten Dichte zur Verfügung. Für die Bestimmung von Dichte- und Temperaturprofilen wird an O6 eine 2D-Verfahrenseinheit genutzt, die mit Hilfe von Langmuir-Sonden (vgl. Abs. 5.3.1) Plasmaparameter im gesamten poloidalen Querschnitt messen kann.

Aufgrund der dimensionalen Ähnlichkeit zu Fusionsrandschichtplasmen [50] und der ausgezeichneten Zugänglichkeit für Sondendiagnostiken, die bei Standardbedingungen grundsätzlich im gesamten Einschlussbereich eingesetzt werden können, eignen sich Plasmen in TJ-K in hervorstechender Weise für Plasmaturbulenzuntersuchungen [33, 43]. Mit Hilfe verschiedenartiger Sondenanordnungen, die eine vergleichsweise hohe räumliche und zeitliche Auflösung mit sich bringen, wurden folgende Eigenschaften der Plasmaturbulenz bereits in bisherigen Arbeiten identifiziert:

- TJ-K-Plasmen sind dominiert von elektrostatischen Driftwellen [34, 35].
- Die magnetischen Komponenten der Turbulenz $\tilde{\mathbf{B}}$ sind vernachlässigbar klein [42], dennoch konnte ein kleiner Beitrag alfvénischer Aktivität in der Paralleldynamik ermittelt werden [30].
- Als Kennzeichen der Driftwellenturbulenz wurden Kreuzphasen zwischen Potential und Dichte nahe null [34, 35], eine endliche parallele Wellenlänge [30], eine Propagation der turbulenten Strukturen in elektronendiamagnetische Richtung und eine Skalierung der Strukturgrößen mit ρ_s gefunden [39, 41].
- Auf einer Flussfläche variieren Kreuzphasen und der turbulente Transport in Abhängigkeit des Poloidalwinkels [31, 32].
- Die Energie der turbulenten Fluktuationen folgt einer indirekten Kaskade und wird nicht-lokal im Wellenzahlraum transferiert [48, 72, 89].
- Künstlich aufgeprägte $E \times B$ -Strömungen (*Biasing*) führen zu langreichweitigen Korrelationen [47] und kürzeren Lebensdauern [40] der turbulenten Strukturen.

Aufbauend auf den Ergebnissen vorheriger Untersuchungen [30–32, 90] werden in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich Effekte der Magnetfeldgeometrie auf die Turbulenz in TJ-K untersucht. Daher wird im folgenden Abschnitt auf die Geometrie des einschließenden Magnetfelds in TJ-K im Detail eingegangen.

5.2 Magnetfeldstruktur in TJ-K

Die Torsatronkonfiguration des TJ-K-Spulensystems hat eine dreidimensionale Flussflächengeometrie zur Folge, die sich allerdings toroidal alle 60° wiederholt. Innerhalb von sechs Symmetriesegmenten sind dadurch jeweils vier verschiedene Formen der poloidalen Flussflächenquerschnitte über die vorliegenden Ports zugänglich (vgl. Abb. 5.2). Während die Flussflächenquerschnitte an den Inner- ($\varphi_{tor} = 0^\circ$) und Outer-Ports ($\varphi_{tor} = 30^\circ$) zumindest spiegelsymmetrisch bezüglich der Äquatorialebene ($z = 0$ -Ebene) sind, entbehren die Querschnitte an Top- ($\varphi_{tor} = 50^\circ$) und Bottom-Ports ($\varphi_{tor} = 10^\circ$) jeglicher Symmetrie und sind hinsichtlich der magnetischen Achse nach oben bzw. unten in z -Richtung versetzt. Auch die Magnetfeldstärke variiert innerhalb eines poloidalen Querschnitts und fällt grundsätzlich in Richtung der Portöffnung ab. Beispielsweise befindet sich die Hochfeldseite an einem Top-Port auf der Unterseite des Vakuumgefäßes (vgl. Abb. 5.2, $\varphi_{tor} = 50^\circ$).

Die Spulenanordnung von TJ-K erlaubt durch die Wahl des Verhältnisses $R_{v/h} = I_v/I_h$ der Ströme durch die Vertikalfeldspulen I_v im Vergleich zum Helikalfeldspulenstrom I_h eine Variation der Form der Flussflächen. Insbesondere kann die magnetische Achse – und damit auch die Position der Flussflächen – radial um elf Zentimeter von $R - R_0 = +7$ bis -4 cm entsprechend der Stromverhältnisse $R_{v/h} = 52\%$ bis 64% variiert werden.

In ausgiebigen Studien wurde die Abhängigkeit der Rotationstransformation ι und der Flussflächenform vom Stromverhältnis $R_{v/h}$ mit Hilfe einer Elektronenkanone und eines Fluoreszenzstabs untersucht [84, 91]. Dabei wurden für die Stromverhältnisse $R_{v/h} = 53\%$, 56% , 58.5% und 60% *magnetische Inseln* [63] mit der poloidalen Modenzahl $m = 3, 4, 5$ bzw. 6 gefunden.

Diese Ergebnisse wurden für die Entwicklung eines Spulenmodells verwendet, das mit Hilfe eines numerischen Feldlinienverfolgungsprogramms (MCC) auf die gemessenen Flussflächen angepasst wurde. Das Programm MCC ist eine Eigenentwicklung des Instituts für Plasmaforschung [92] und basiert auf dem Gourdon-Code [93]. Neben einer klassischen Feldlinienverfolgung können mit Hilfe des Programms MCC auch lokale Magnetfeldparameter in Flusskoordinaten berechnet werden.

Im Vergleich mit Berechnungen des Programms MCC zeigte sich, dass die gemessenen Flussflächen nur unter der Annahme eines Versatzes der Vertikalfeldspulen um 4 mm bzw. 5 mm und einer Vergrößerung des Helikalfeldspulenradius um 9 mm gegenüber des Konstruktionsplans numerisch reproduziert werden konnten [91]. Der geringe Spulenversatz von wenigen Millimetern reicht aus, um eine resonante Fehlerfeldkomponente zu generieren, die die magnetischen Inseln hervorruft und zu einer

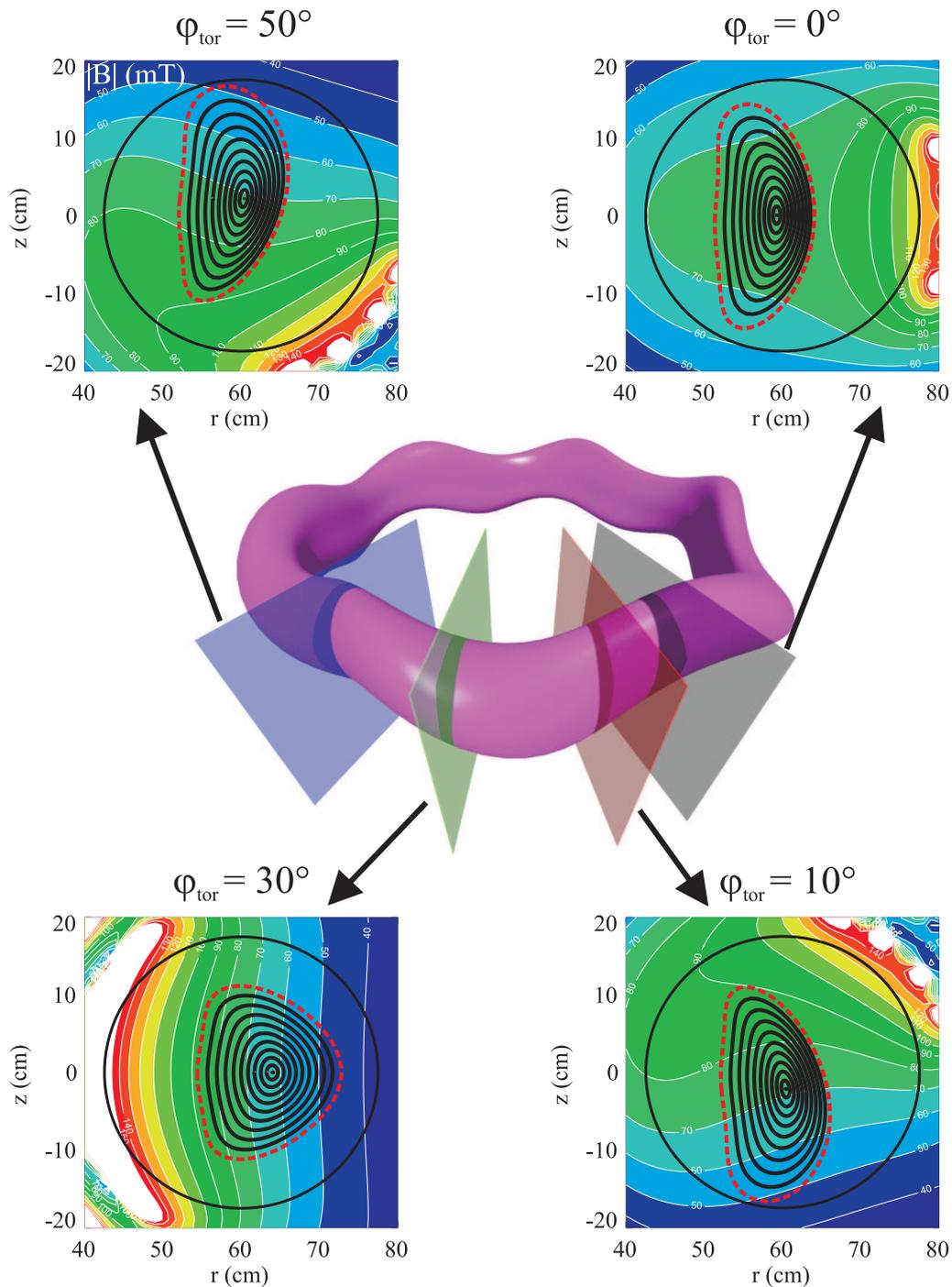


Abbildung 5.2: Trotz der dreidimensionalen Gestalt einer TJ-K-Flussfläche (Mitte) haben die vier durch Ports zugänglichen Querschnitte in jedem der sechs Symmetriesegmente jeweils die gleiche Gestalt. Während die Flussfläche an den Outer-Ports ($\varphi_{\text{tor}} = 30^\circ$) Dreiecksgestalt besitzt, ist sie an den Inner-Ports eher ellipsenförmig ($\varphi_{\text{tor}} = 0^\circ$). An den Bottom- ($\varphi_{\text{tor}} = 10^\circ$) und Top-Ports ($\varphi_{\text{tor}} = 50^\circ$) ist sie zudem nach unten bzw. oben versetzt, so dass die Separatrix (gestrichelte Linie) fast das Vakuumgefäß (schwarzer Kreis) berührt. Die Magnetfeldstärke $|B|$ (farbkodiert in mT dargestellt) nimmt in Richtung der Spulen (weiße Bereiche) zu.

toroidalen Asymmetrie der Flussflächen von wenigen Millimetern führt.

Mit Hilfe des numerischen Modells können die Flussflächen mit einer Genauigkeit von ca. 2.5 mm im Vergleich zum Experiment berechnet werden, was sowohl für die Entwicklung von flussflächenangepassten Multi-Sondenordnungen (siehe Abs. 5.3.2) als auch für die Berechnung der Krümmungsterme κ_n und κ_g , der lokalen Magnetfeldverscherung S und des exakten Feldlinienverlaufs von zentraler Bedeutung ist.

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Turbulenzuntersuchungen wurden in der Magnetfeldkonfiguration entsprechend des Stromverhältnisses $R_{v/h} = 57\%$ durchgeführt. Für eine Flussfläche, die am Outer-Port O2 an der radialen Stelle $R - R_0 = 10.5$ cm liegt, sind die Magnetfeldstärke $|B|$, die Normalenkrümmung κ_n , die geodätische Krümmung κ_g und die lokale Magnetfeldverscherung S farbkodiert in der $\varphi_{tor}-\theta$ -Ebene und als 3D-Graphik auf einer ganzen Flussfläche in Abb. 5.3 visualisiert. In allen Größen ist die sechsfache Symmetrie der Konfiguration offensichtlich.

Die Magnetfeldstärke $|B|$ (vgl. Abb. 5.3a und b) hat sechs Maxima, die in einem diagonalen Band erhöhter Feldstärke (rot) in der Flussfläche liegen, das dem Verlauf der Helikalfeldspule folgt. Aufgrund des Spiegeleffektes können Teilchen mit ausreichender Senkrechtenergie zwischen den Magnetfeldmaxima gefangen werden. Dabei können die gefangenen Teilchen grundsätzlich in zwei Kategorien unterteilt werden, je nachdem ob sie innerhalb eines (*helikal gefangene Teilchen*, weiße Linie) oder mehrerer (*toroidal gefangene Teilchen*, schwarze Linie) der sechs Symmetriesegmente gefangen sind.

Die Normalenkrümmung κ_n (vgl. Abb. 5.3c und d) erreicht negative Minimalwerte (weiß) zwischen den Spulen an der Außenseite der Flussfläche. Im Gegensatz zu einer axialsymmetrischen Konfiguration sind aber auch negative Bereiche auf der Ober- und Unterseite anzutreffen, so dass nicht nur an der Außenseite, sondern auch auf der zur großen Torusachse gerichteten Seite, Instabilitäten (vgl. Kap. 2.2) getrieben werden können.

Leicht versetzt zu den Minima der Normalenkrümmung erreicht die geodätische Krümmung κ_g (vgl. Abb. 5.3e und f) ihr Minimum (weiß) toroidal begrenzt vorwiegend auf der Unterseite, während $\kappa_g > 0$ (schwarz) hauptsächlich auf der oberen Außenseite erreicht wird. Entsprechend der Formel 2.13 sind starke radiale Verluste in den schwarz markierten Bereichen auf der Flussfläche zu erwarten, da sich die radiale Drift für gefangene Teilchen auf dem Weg (weiße Linie Abb. 5.3e) zwischen zwei Magnetfeldmaxima nicht kompensiert. Im Gegensatz zu axialsymmetrischen Magnetfeldkonfigurationen gibt es in TJ-K daher keine geschlossenen Bananenbahnen. Dieser Effekt wirkt sich auf Ionen stärker aus, da sich aufgrund ihrer geringeren Parallelgeschwindigkeit im Vergleich zu Elektronen größere Beiträge von v_r auf dem Weg zwischen zwei Spiegelungen aufsummieren [59].

Die integrierte lokale Magnetfeldverscherung Λ und die lokale Magnetfeldverscherung S (vgl. Abb. 5.3 g bis j) erreichen ihre Extremwerte an der Ober- und Unterseite der Flussfläche ($\theta = \pm 0.6\pi$), die über Bänder miteinander verbunden sind. Insbesondere wenn Feldlinien auf Ober- oder Unterseite der Flussfläche die

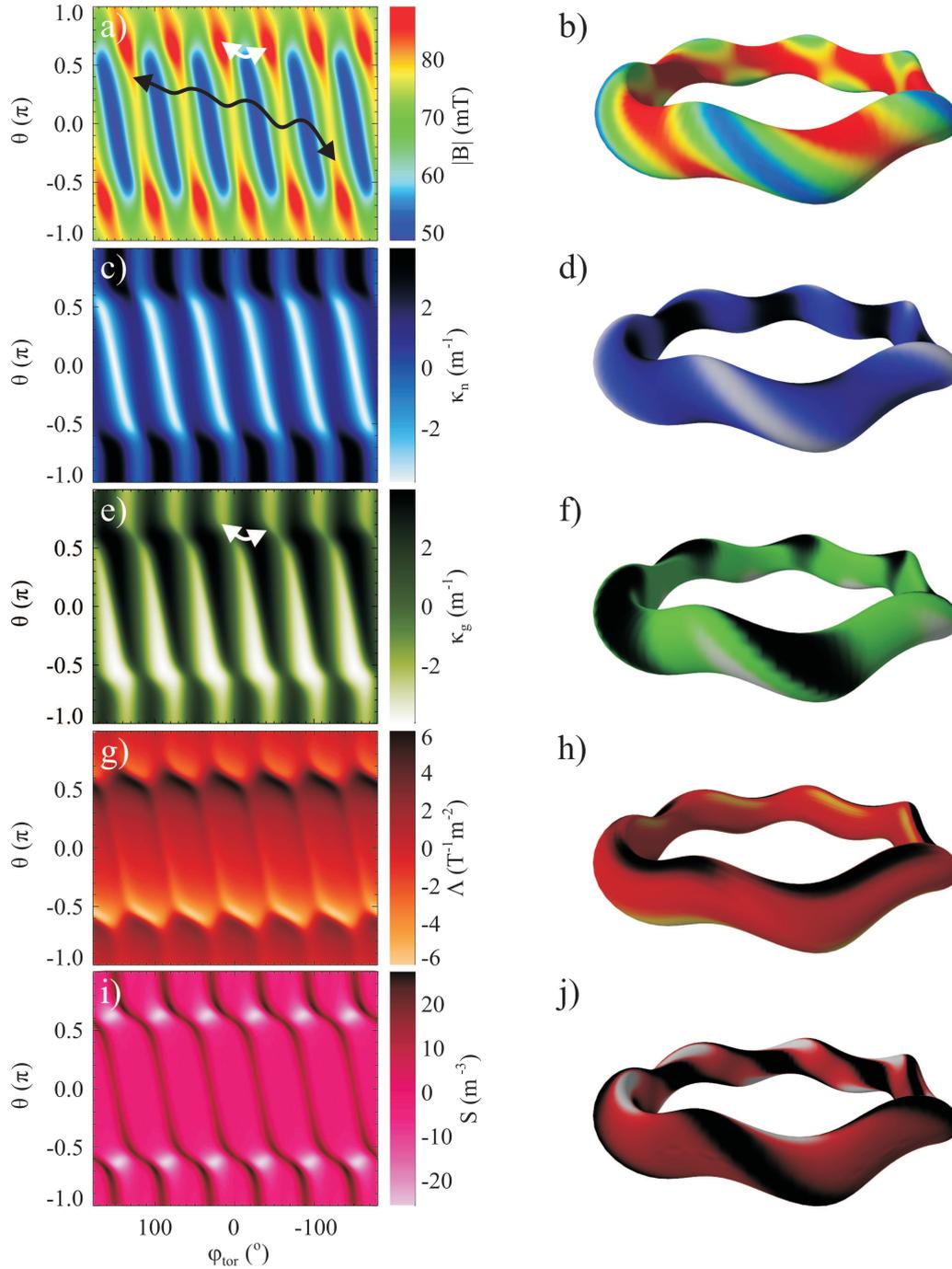


Abbildung 5.3: Lokale Magnetfeldparameter für eine TJ-K-Flussfläche bei $R - R_0 = 10.5$ cm (O2) für $R_{v/h} = 57$ % und $I_h = 300$ A (Vorwärtsfeld). Erhöhte Werte der Magnetfeldstärke $|B|$ (a und b) folgen der ($m = 6$)-Helikalfeldspule. Dadurch können Teilchen helikal (weiße Linie) oder toroidal (schwarze Linie) gefangen werden. Die Normalenkrümmung κ_n (c und d) weist die negativsten Werte (weiß) auf der Außenseite der Flussfläche im Bereich niedriger Magnetfeldstärke auf. Die geodätische Krümmung κ_g (e und f) hat positive Werte (schwarz) vorwiegend auf der Oberseite. Gefangene Teilchen (weiße Linie) erfahren auf der Oberseite daher einen radialen Nettoversatz (vgl. Gl. 2.13). Die integrierte lokale Magnetfeldverscherung Λ (g und h) hat ebenso wie die lokale Magnetfeldverscherung S (i und j) die größten Absolutwerte auf der Ober- und Unterseite um $\theta \pm 0.6\pi$.

Bereiche hoher Extremwerte der Magnetfeldverschönerung überstreichen, sollten Effekte auf elongierte Plasmastrukturen gemäß Kap. 2.2 messbar sein.

5.3 Langmuir-Sondendiagnostik

Aus der in Abb. 5.3 gezeigten Variation der lokalen Magnetfeldparameter in TJ-K wird deutlich, dass an verschiedenen toroidalen Stellen ganz unterschiedliche Bedingungen für das Plasma aufgrund der Magnetfeldgeometrie vorliegen. Dies kann man sich zunutze machen, indem man an unterschiedlichen toroidalen Stellen dieselbe Messung unternimmt und durch Vergleich der Ergebnisse Rückschlüsse auf Effekte der Magnetfeldgeometrie zieht. Zu diesem Zweck wurden zwei Sondendiagnostiken konzipiert, die aus jeweils 64 Langmuir-Sonden bestehen und für den Einsatz an einem Top- bzw. Outer-Port auf die jeweilige lokale Flussflächenform angepasst wurden. Diese werden in Abs. 5.3.2 vorgestellt, nachdem die Funktionsweise einer Langmuir-Sonde in Abs. 5.3.1 beschrieben wurde.

5.3.1 Funktionsweise einer Langmuir-Sonde

Langmuir-Sonden sind einfach herzustellen und liefern Informationen über die Plasmaparame-
ter Dichte, Elektronentemperatur und Plasmapotential, indem man den Sondenstrom als eine Funktion der angelegten Spannung aufträgt (Kennlinie) [94]. Die in dieser Arbeit verwendeten Langmuir-Sonden bestehen aus einem 200 μm breiten Wolframdraht, der von einer Aluminiumoxidkeramik umhüllt ist. Dabei wird der Wolframdraht etwas länger als das schützende Keramikröhrchen gewählt, so dass eine kleine Spitze des Wolframdrahts als aktive Fläche mit dem Plasma Kontakt hat. Mit dieser Anordnung und einer geeignet gewählten elektrischen Schaltung erhält man Kennlinien wie in Abb. 5.4 gezeigt². Die Sondenkennlinie kann in drei Teilbereiche untergliedert werden:

- A) *Ionensättigungsbereich*: Alle Elektronen werden abgestoßen, wenn die Sonde ausreichend negativ vorgespannt ist, und nur Ionen erreichen die Sonde. Der Ionenstrom sättigt, wenn alle Ionen in der Umgebung der Sonde aufgesammelt werden. Eine einfache Sondentheorie für planare Geometrie in stoßfreien unmagnetisierten Plasmen mit isotrop Maxwell'schen Elektronen und kalten Ionen liefert einen Ausdruck für den Ionensättigungsstrom $I_{i,sat}$ in Abhängigkeit der effektiven Sondenoberfläche A , der Elektronentemperatur T_e , der Ionenmasse m_i , der Elementarladung e und der Plasmadichte n :

$$I_{i,sat} = 0.61enA\sqrt{\frac{T_e}{m_i}}. \quad (5.1)$$

²Aus historischen Gründen wird der Strom in der Langmuir-Sonden-Kennlinie stets negativ aufgetragen.

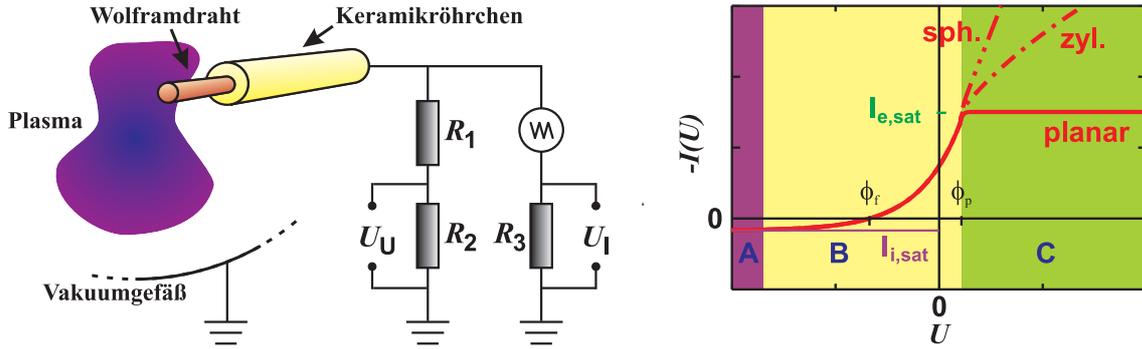


Abbildung 5.4: Eine Langmuir-Sonde und ihre Kennlinie im Plasma. Links: Langmuir-Sonde und elektrische Schaltung zur Messung von Sondenstrom und -spannung. Rechts: Kennlinie mit drei Bereichen: A) Ionensättigungsbereich, B) Elektronenanlaufbereich, C) Elektronensättigungsbereich. Für sphärische und zylindrische Sondengeometrien sättigt die Kennlinie nicht [80].

- B) *Elektronenanlaufbereich:* Wird die negative Vorspannung verringert, erreichen mehr und mehr Elektronen gemäß ihrer Maxwell-verteilten kinetischen Energie die Sondenoberfläche. Das steigert den Beitrag der Elektronen zum Sondenstrom $I_{e,Anl}$ exponentiell bis die Vorspannung U das im Plasma vorliegende Potential, das *Plasmapotential* ϕ_p , erreicht. Die einfache Sondentheorie liefert für diesen Bereich

$$I_{e,Anl} = 0.61enA\sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{e(\phi_f - U)}{T_e}\right) \right\}. \quad (5.2)$$

Aufgrund der höheren Mobilität der Elektronen im Vergleich zu den Ionen wird eine stromfrei gehaltene Sonde im Vergleich zum Plasmapotential negativ aufgeladen. Das daraus resultierende Potential wird *Floatingpotential* ϕ_f genannt und ist über die Temperatur T_e mit dem Plasmapotential ϕ_p gekoppelt (m_e : Elektronenmasse):

$$\phi_f = \phi_p + \frac{T_e}{e} \ln\left(0.61\sqrt{2\pi\frac{m_e}{m_i}}\right) \quad (5.3)$$

- C) *Elektronensättigungsbereich:* Für $U > \phi_p$ werden alle Elektronen in der Umgebung der Sondenspitze aufgesammelt. Eine Sättigung wird jedoch nur erreicht, wenn die Sonde planar und unendlich groß bzw. viel größer als die *Debye-Länge* $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / (e^2 n)}$ ist. Andernfalls müssen Sondengeometrieefekte berücksichtigt werden.

Eine Langmuir-Sonde erlaubt in TJ-K die Bestimmung folgender wichtiger Plasma-parameter:

- Das Floatingpotential ϕ_f kann direkt aus der Spannung an einer dem Plasma ausgesetzten Sonde gemessen werden, die über einen sehr hohen Widerstand ($R \rightarrow \infty$) mit der Masse verbunden ist.
- Für die Ionensättigungsstrommessung wird die Sonde auf $U = -90$ V vorgespannt. Die über einen definierten Messwiderstand abfallende Spannung U_I ist dann proportional zum Ionensättigungsstrom $I_{i,sat}$.
- Durch Anlegen einer Wechselspannung kann die ganze Sondenkennlinie $I(U)$ gemessen werden. Mit Hilfe einer numerischen Fit-Routine können daraus die Parameter ϕ_f , n und T_e unter Annahme einer geeigneten Sondenoberfläche A bestimmt werden.

Für die im folgenden Abschnitt beschriebenen Multi-Langmuir-Sondenordnungen wird lediglich die Floatingpotential- und Ionensättigungsstrommessung verwendet, um damit turbulente Signale der Dichte und des Potentials zu gewinnen. Darüber hinaus werden jedoch auch noch radiale Gleichgewichtsprofile der Dichte n und Temperatur T_e mit Hilfe der 2D-Verfahrenheit an Port O6 (vgl. Abb. 5.1) von $R - R_0 = 4$ bis 20 cm an 17 äquidistanten ($\Delta R = 1$ cm) Messpunkten aufgenommen. Während das Temperaturprofil $T_e(r)$ direkt aus den Ergebnissen der Fit-Routine erstellt wird, muss das radiale Dichteprofil $n(r)$ aus dem Ionensättigungsstromprofil $I_{i,sat}(r)$ berechnet werden, indem das Ionensättigungsstromprofil in geeigneter Weise auf die liniengemittelte Dichte aus der Interferometermessung normiert wird [80, 95].

5.3.2 Multi-Langmuir-Sondenordnungen

Um den lokalen Einfluss geometrischer Magnetfeldparameter aus Abb. 5.3 untersuchen zu können, sind eine hohe räumliche Auflösung und vergleichbare Messungen an geometrisch unterschiedlichen Stellen auf einer Flussfläche vonnöten. Diese Anforderungen können durch die Verwendung von Multi-Langmuir-Sondenordnungen erreicht werden, die in TJ-K im ganzen Einschlussgebiet eingesetzt werden können und lokale Messungen (wenige Quadratmillimeter entsprechend der effektiven Sondenoberfläche A) von Plasmaparametern an bis zu 128 verschiedenen Stellen gleichzeitig ermöglichen [50].

Für die hier dargestellten Untersuchungen werden zwei verschiedene Sondenordnungen bestehend aus jeweils 64 Sonden eingesetzt, die auf die in Abs. 5.2 vorgestellte Flussfläche für $R_{v/h} = 57$ % angepasst wurden:

1. Das *Outer Port Array (OPA)*, das an einem der Outer-Ports eingesetzt werden kann. Die 200 μm breiten und 2 mm langen Spitzen der 64 Langmuir-Sonden sind auf die Dreiecksfläche bei $R - R_0 = 10.5$ cm an O2 ($\varphi_{tor} = 90^\circ$) positioniert und decken in einem äquidistanten Abstand von $dx = 8.07$ mm einen vollständigen poloidalen Umfang von 51.65 cm ab (Abb. 5.5, links).

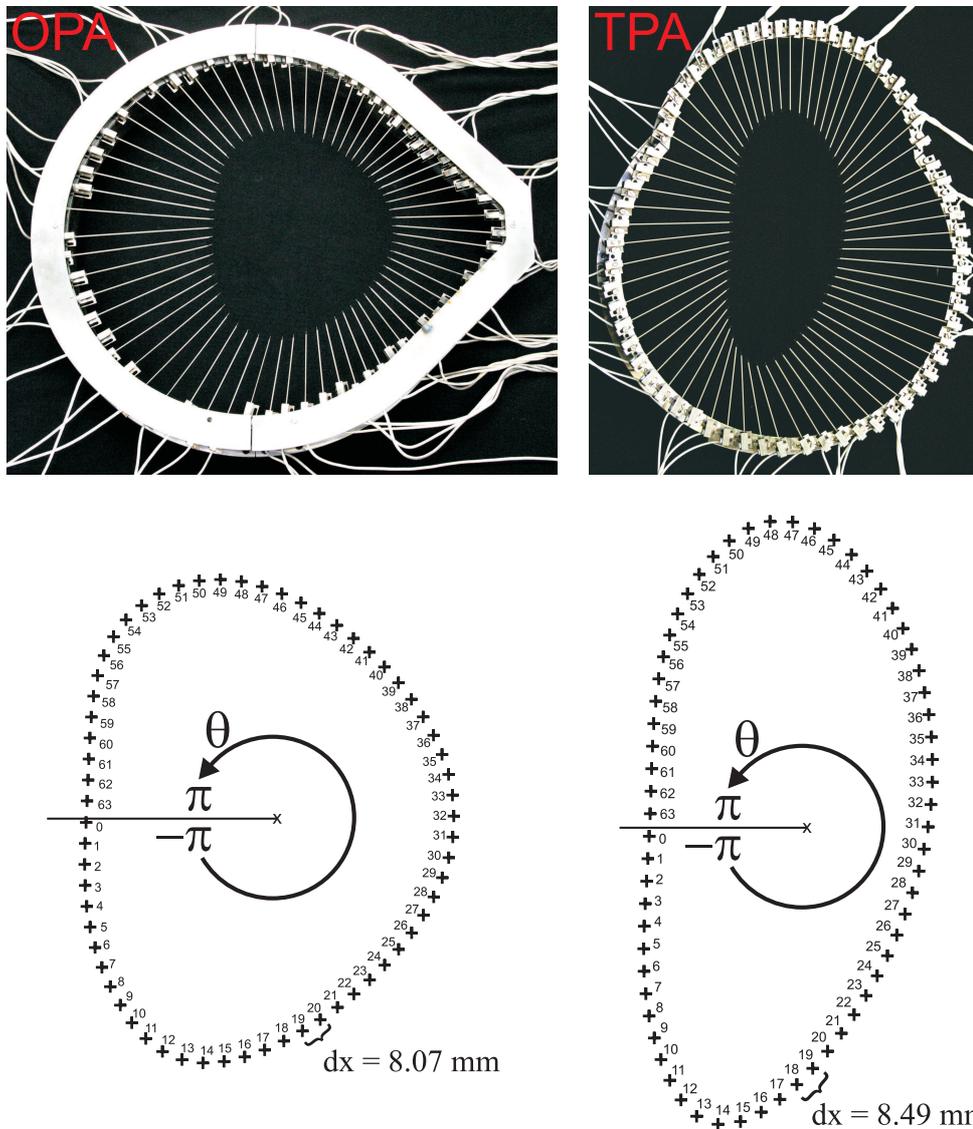


Abbildung 5.5: Photographie (oben) und Sondennummerierung (unten) des Outer Port Arrays (linke Spalte) und des Top Port Arrays (rechte Spalte). Die jeweils 64 Langmuir-Sonden beider Sondenarrangements sind auf die Flussflächengeometrie am Outer- bzw. Top-Port angepasst. Ausgehend von der magnetischen Achse (\times) kann den einzelnen Sonden (+) ein poloidaler Winkel $\theta \in [-\pi, \pi]$ zugeordnet werden. Dieser wird für beide Sondenarrangements im Gegenuhrzeigersinn beginnend mit $-\pi$ bei Sonde 0 (Torusinnenseite) gezählt.

2. Das *Top Port Array (TPA)*, das an einem der Top-Ports eingesetzt werden kann. Seine Spitzen mit gleicher Größe wie beim OPA sind auf dieselbe Flussfläche angepasst. Die an Top-Ports vorliegende Querschnittsfläche entsprechend T2 ($\varphi_{tor} = 110^\circ$) ist jedoch elliptisch, so dass die Sonden einen anderen Umfang von 54.31 cm in einem Abstand von 8.49 mm abdecken müssen (Abb. 5.5, rechts).

Während das OPA auf einer bereits existierenden Sondenanordnung basiert [50] und somit nur leicht modifiziert werden musste, wurde das TPA komplett neu konzipiert und konstruiert. Dafür wurden, wie in Abs. 5.2 bereits erwähnt, experimentelle Studien zur Ermittlung der Flussfläche ange stellt [91], so dass mit Hilfe des numerischen Spulenmodells der exakte Querschnitt der Flussfläche für die Konstruktion der Sondenanordnungen hinzugezogen werden konnte. Mit der Unsicherheit der Flussflächenmessung von 2.5 mm und Ungenauigkeiten bei der Fertigung und Positionierung der einzelnen Sonden von ca. 2 mm wird der gesamte Positionierungsfehler der Sondenspitzen im Plasma auf ca. 5 mm abgeschätzt. Da turbulente Strukturen mit ρ_s skalieren und damit bei der verwendeten Magnetfeldstärke für alle Gase größer als 2 cm ist [39], sollten die maximal zu erwartenden Positionierungsfehler keine signifikanten Änderungen der Messergebnisse zur Folge haben. Dieser Sachverhalt wurde dadurch bestätigt, dass sich die Messdaten der Sonden anordnungen bei Änderung des Stromverhältnisses um 1 %, was einem radialen Versatz der Flussflächen zu den Sondenspitzen um 1 cm entspricht, nur unsignifikant änderten.

Falls nicht anderweitig beschrieben, wird das OPA standardmäßig an O2 ($\varphi_{tor} = 90^\circ$) und das TPA an T5 ($\varphi_{tor} = 230^\circ$) gleichzeitig im TJ-K-Vakuumgefäß aufrecht stehend verankert (siehe Abb. 5.6). Entlang einer Feldlinie können Sonden des OPA über eine kurze Strecke mit Sonden des TPA verbunden sein. Dadurch ergeben sich, je nach Sonde, Verbindungslängen zwischen 1.54 m und 1.93 m zwischen OPA und TPA. Die beiden Sonden anordnungen sind jedoch auch über eine lange Strecke miteinander verbunden, was zu größeren Verbindungslängen von 1.94 m bis 2.42 m führt.

Über 1.4 m lange, niedrig-kapazitive Kabel sind die beiden Sonden anordnungen an sogenannte *Sondenboxen* angeschlossen. Diese sind in erster Linie für die kanalspezifische Wahl des Messmodus (Messung über einen sehr hohen Widerstand für die Floatingpotentialmessung und Wahl der Vorspannung $U = -90$ V für die Ionsättigungsstrommessung) eingerichtet, enthalten aber auch Verstärker und Anti-Aliasing-Filter zur Signalaufbereitung. Ein Transientenrekorder nimmt schließlich alle 128 Signale gleichzeitig mit einer Datenaufnahmerate von 1 MHz und einer Samplinglänge von jeweils 1024000 Messpunkten mit 16 bit Samplingtiefe auf.

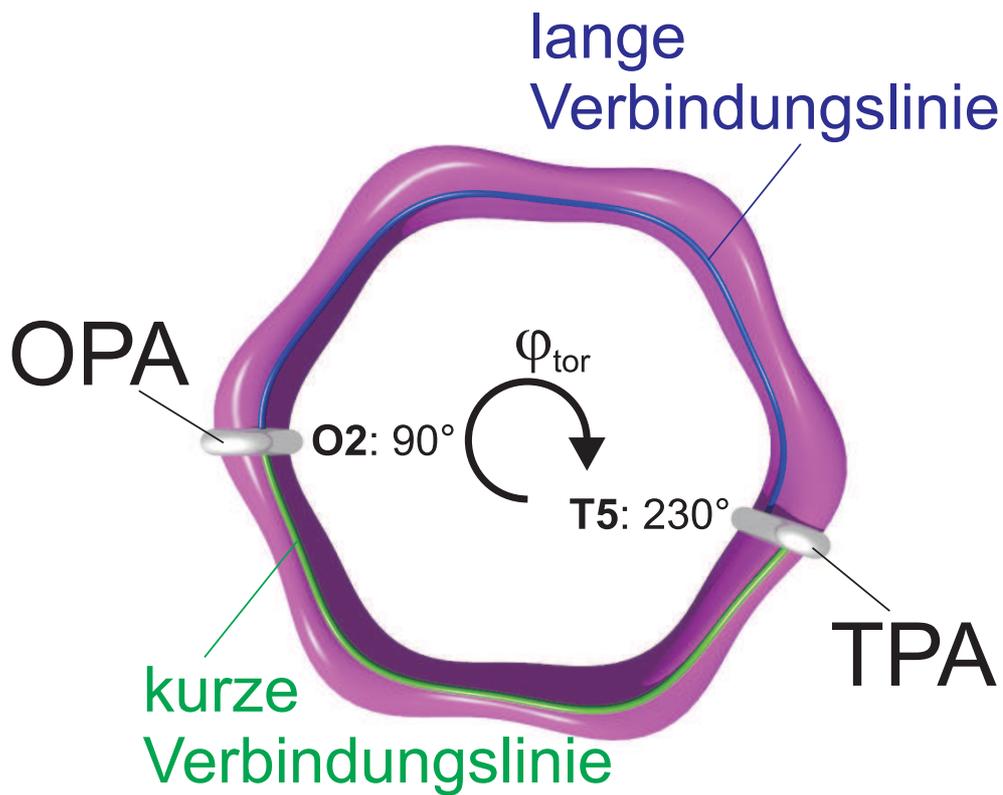


Abbildung 5.6: Standardmäßig wird das OPA an O2 ($\varphi_{\text{tor}} = 90^\circ$) und das TPA an T5 ($\varphi_{\text{tor}} = 230^\circ$) eingebaut. Damit sind einzelne Sonden vom OPA und TPA über eine Strecke von mindestens 1.54 m mit einander verbunden, aber höchstens 2.42 m toroidal von einander entfernt, abhängig davon, ob sie über die kurze (grüne Feldlinie) oder lange (blaue Feldlinie) Strecke miteinander in Verbindung stehen.

Für die Messungen mit den Sondenanordnungen werden grundsätzlich drei Messmodi gewählt:

1. *Floatingpotentialmodus*: Alle Sonden messen das Floatingpotential ϕ_f .
2. *Ionensättigungsstrommodus*: Alle Sonden messen den Ionensättigungsstrom $I_{i,sat}$.
3. *Transportmodus*: Alle geradzahligen Sonden (0, 2, 4, ..., 62) messen das Floatingpotential ϕ_f , ungeradzahlige Sonden (1, 3, ..., 63) den Ionensättigungsstrom $I_{i,sat}$.

Aus den Signalen $f(t) = f_0 + \tilde{f}$, die aus einem zeitlichen Mittelwert $f_0 = \langle f(t) \rangle_t$ und einem fluktuierenden Anteil \tilde{f} bestehen, können neben den Gleichgewichtswerten n_0 und $\phi_{f,0}$ insbesondere die fluktuierenden Größen der Dichte \tilde{n} und des Floatingpotentials $\tilde{\phi}_f$ mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung auf der Flussfläche bestimmt werden. Da für TJ-K der fluktuierende Anteil des Plasmapotentials aufgrund vernachlässigbarer Temperaturfluktuationen (vgl. Gl. 5.3) gleiche Eigenschaften wie das Floatingpotential hat, $\tilde{\phi}_p \sim \tilde{\phi}_f$ [96], ist es möglich, fluktuierende poloidale elektrische Felder \tilde{E}_θ aus Potentialen $\tilde{\phi}_f^1$ und $\tilde{\phi}_f^2$ zweier im Abstand dx befindlicher Floatingpotentialsonden gemäß

$$\tilde{E}_\theta = -\nabla \tilde{\phi} \approx -\frac{\tilde{\phi}_f^2 - \tilde{\phi}_f^1}{dx} \quad (5.4)$$

approximativ zu bestimmen. Durch die alternierende Beschaltung im Transportmodus kann dadurch auch der *turbulente Teilchentransport*

$$\Gamma := \langle \tilde{n} \tilde{v}_r \rangle_t = \left\langle \tilde{n} \frac{\tilde{E}_\theta}{B} \right\rangle_t \propto - \left\langle \tilde{I}_{i,sat} \frac{\tilde{\phi}_f^2 - \tilde{\phi}_f^1}{B2dx} \right\rangle_t \quad (5.5)$$

an 32 Stellen pro Sondenanordnung gemessen werden. Dabei wurde die radiale Geschwindigkeit \tilde{v}_r durch die $E \times B$ -Drift gemäß Gl. 3.1 ausgedrückt und die Proportionalität von Dichte und Ionensättigungsstrom (Gl. 5.1) verwendet. Der Faktor 2 im Nenner des letzten Terms rührt von der Tatsache her, dass im Transportmodus zwei benachbarte Floatingpotentialsonden den doppelten Abstand $2dx$ voneinander haben, da zwischen ihnen stets noch eine Ionensättigungsstromsonde liegt.

Der turbulente Teilchentransport kann mit Hilfe einer Fourier-Transformation im Ort in eine *skalenabhängige* Darstellung überführt werden:

$$\Gamma = \frac{1}{B} \left\langle \tilde{n} \tilde{E}_\theta \right\rangle_t = \Re \left\{ \left\langle \hat{n}(k) \hat{E}^*(k) \right\rangle_t \right\} = \frac{1}{B} \sum_k |\hat{n}(k)| |\hat{E}(k)| \cos(\alpha_{nE}(k)) \quad (5.6)$$

Hierbei wurde, wie schon in Gl. 5.5, \tilde{v}_r durch die $E \times B$ -Drift ersetzt und eine wellenzahlaufgelöste Fourier-Darstellung des elektrischen Feldes $\hat{E}(k)$ und der Dichte $\hat{n}(k)$

(* stellt die komplex Konjugierte dar und $\Re\{\}$ steht für den Realteil) verwendet. Dabei steht die Wellenzahl k über $k = 2\pi/\lambda$ mit der räumlichen Skala λ im Zusammenhang. Die Kreuzphase $\alpha_{nE}(k)$ entspricht hierbei dem Kreuzphasenspektrum aus Kap. 4. Gl. 5.6 zeigt nun, dass der Transport selbst bei erniedrigten Turbulenzamplituden ausgedrückt durch $|\hat{E}(k)|$ und $|\hat{n}(k)|$ signifikant anwachsen kann, wenn sich die Kreuzphase bspw. ausgehend von $\alpha_{nE}(k) = \pi/2$ ($\Gamma = 0$) für die betrachtete Wellenzahl k um einen kleinen Betrag absenkt ($\Gamma > 0$). Wie schon qualitativ in Kap. 3.2 angedeutet, findet die Relevanz der Kreuzphase zwischen Dichte und Potential bzw. Dichte und elektrischem Feld also in Gl. 5.6 quantitativ ihren Ausdruck. Für Plasmen in TJ-K wurde eine Kreuzphase um $\alpha_{nE}(k) \approx \pi/2$ als Signatur der Driftwellenturbulenz nachgewiesen [35].

Kapitel 6

3D-Struktur und Dynamik der Driftwellenturbulenz

Das vornehmliche Ziel dieser Arbeit ist es, die räumliche Gestalt und Dynamik kohärenter Strukturen der Driftwellenturbulenz aufzulösen. Mit Hilfe der in Kap. 5 vorgestellten Multi-Sondenordnungen können die räumliche Gestalt im Vergleich mit der Magnetfeldgeometrie (Abs. 6.2) sowie die senkrechte bzw. parallele Dynamik von Driftwellenstrukturen untersucht werden (Abs. 6.3). Zuvor soll aber der Parameterbereich abgesteckt werden (Abs. 6.1), in dem ein nahezu vollständig turbulenter Zustand im TJ-K-Plasma vorliegt.

6.1 Parameterbereich des turbulenten Zustands

Die Wahl der Heizleistung P , des Neutralgasdrucks p_0 , der Magnetfeldstärke B über den Spulenstrom I_h und die Wahl des Arbeitsgases erlaubt eine große Variation in den Plasmaparametern in TJ-K. Es liegt jedoch nicht für alle Parameterkombinationen ein vollständig entwickelter turbulenter Zustand vor. Insbesondere treten bei hohen Drücken und schweren Gasen (Ne, Ar) Moden im Plasma auf, die die Plasmadynamik dominieren. Da die modendominierten Plasmaregime für Turbulenzuntersuchungen ungeeignet sind, werden deren Parametergrenzen im Folgenden untersucht.

6.1.1 Gasartabhängigkeit

Für den Standardnominaldruckbereich¹ von $p_N = 1.5$ bis 3 mPa, dem Spulenstrom von $I_h = 305$ A und einer Heizleistung von $P = 2$ kW wurden Daten bei verschiedenen Gasen mit dem OPA mit einer Zeitauflösung von 1 MHz im Ionen sättigungsstrommodus (siehe Abs. 5.3.2) aufgenommen.

¹Mit dem *Nominaldruck* p_N wird hier der direkt am Druckmessgerät abgelesene Druck *vor* der Entladung bezeichnet. Der tatsächliche Neutralgasdruck p_0 berücksichtigt die gasartspezifische Umrechnung des Nominaldrucks.

Die Zeitreihen der Rohdaten $\tilde{I}_{i,sat}/I_{i,sat,0} \propto \tilde{n}/n_0$ werden farbkodiert in Abb. 6.1 gezeigt. Dabei ist die Zeit auf der Abszisse und die Sondenposition ausgedrückt durch den Poloidalwinkel θ auf der Ordinate aufgetragen.

Bereits in den Rohzeitreihen sind Unterschiede erkennbar: Während die Rohdaten der leichteren Gase H und He ein unstrukturiertes Bild ergeben, wie man es für turbulente Dichtefluktuationen erwartet, sind für Ne und Ar diagonale Bänder sichtbar. Diese Bänder ergeben sich, wenn poloidal ausgedehnte Strukturen in der Zeit poloidal propagieren, so dass man aus deren Steigungswinkel die poloidale Propagationsgeschwindigkeit ableiten kann. Da die Bänder bei Ne und Ar einer Regelmäßigkeit unterworfen zu sein scheinen, liegt es nahe, diese Strukturen mit Moden in Verbindung zu bringen, die mit einer festen Frequenz und Wellenlänge auf der Flussfläche propagieren.

Führt man eine Kreuzkorrelationsanalyse durch, so wird die Kohärenz der Moden noch deutlicher sichtbar, und man kann über die Breite der Einhüllenden der Autokorrelationsfunktion die Lebensdauer der turbulenten Strukturen bzw. der auftretenden Moden abschätzen. Für Abb. 6.2, linke Spalte, wurde Sonde 32 bei $\theta = 0$ an der Außenseite des OPA als Referenzsonde gewählt. Diese wurde mit allen anderen Sonden (einschließlich ihrer selbst) kreuzkorreliert, woraus man 64 Kreuzkorrelationsfunktionen $CC_{xy}(\Delta t)$ (vgl. Gl. 4.9) erhält. Daraus kann dann gemäß Gl. 4.10 ein raumzeitliches Diagramm $CC_{32,\theta}(\Delta t)$ abhängig vom Zeitversatz Δt und der Sondenposition θ erstellt werden. Es enthält somit eine ähnliche Information wie die Rohdaten aus Abb. 6.1, allerdings zeigen sich inkohärente, unregelmäßige Ereignisse in der Kreuzkorrelationsanalyse lediglich in einer reduzierten Korrelation, so dass nur noch Beiträge von kohärenten – d. h. charakteristischen und wiederkehrenden – Strukturen übrig bleiben. Daher erhält man daraus ausschließlich die für die Dynamik quasi-kohärenter Strukturen charakteristischen Raum- und Zeitskalen. Dabei zeigt sich die unstrukturierte (turbulente) Dynamik – im Unterschied zu den Rohdaten aus Abb. 6.1 – in niedrigen Korrelationswerten ($|CC_{32,\theta}| < 20\%$), während das Streifenmuster einer mehr oder weniger kohärenten Mode durch diese Analyse erhalten bleibt. Letzteres ist besonders deutlich für Ne und Ar in den Kreuzkorrelationsfunktionen zu beobachten.

Bewertet man die Lebensdauer τ_{cor} einer Mode anhand der *Autokorrelationszeit*, d. h. diejenige Zeit Δt , bei der die Einhüllende der Autokorrelationsfunktion $CC_{32,0} > 50\%$ beträgt, dann ergeben sich die in Tabelle 6.1.1 eingetragenen Lebensdauern für die verschiedenen Gase.

Gas	H	He	Ne	Ar
τ_{cor} (μs)	30	25	2000	175

Tabelle 6.1: Lebensdauern quasi-kohärenter Moden für verschiedene Gase.

Während die Lebensdauern bei H und He im Einklang mit früheren Messungen an TJ-K stehen [80], kann man bei Ne und Ar zumindest nicht mehr von einem

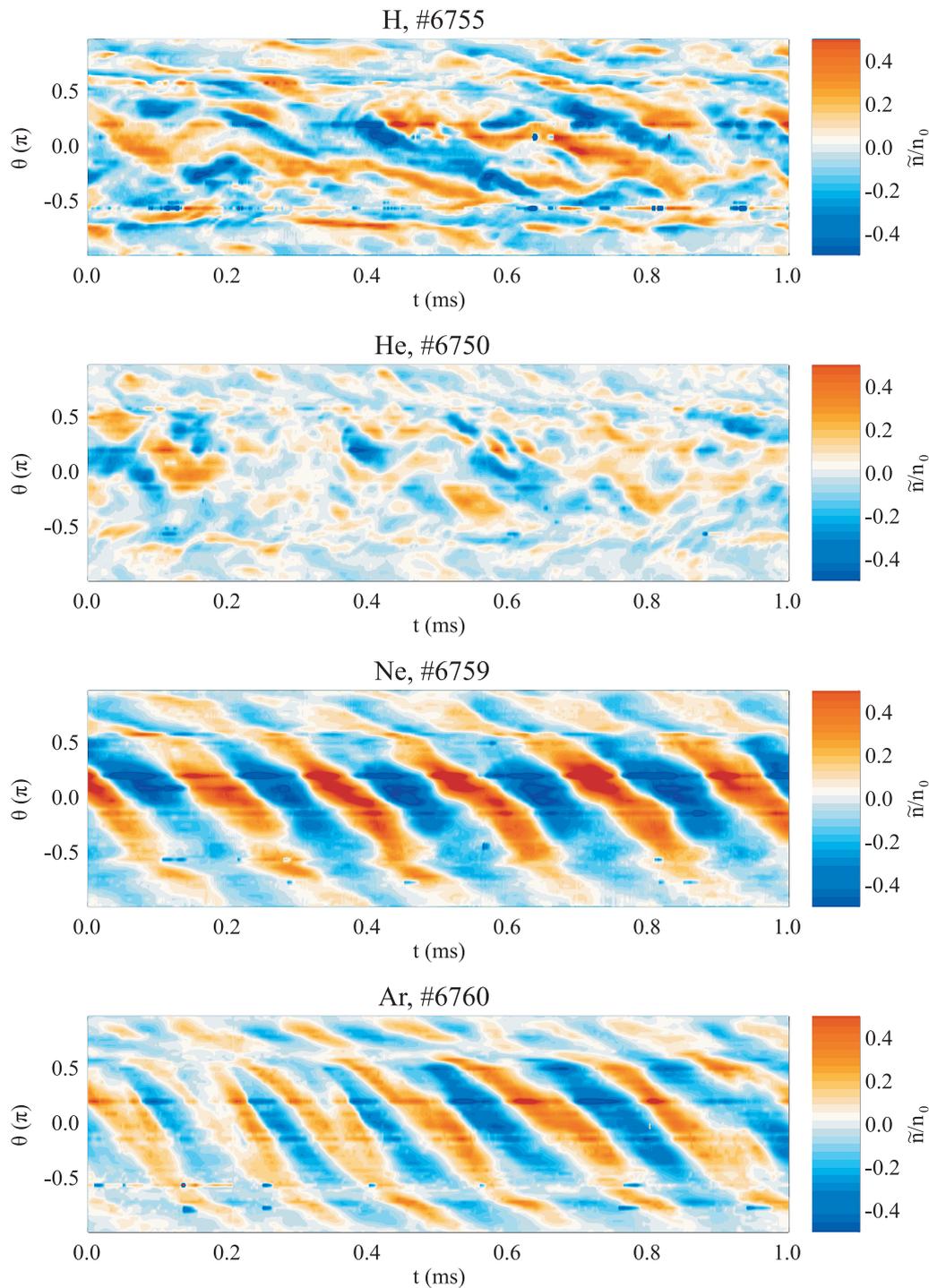


Abbildung 6.1: Für die verschiedene Gase zeigen sich Unterschiede in Zeitreihen von normierten Ionensättigungsstromsignalen $\propto \tilde{n}/n_0$, die mit den Sonden (sortiert nach dem poloidalen Winkel θ) des OPA aufgenommen wurden. Das raumzeitliche Muster dieser Dichtefluktuationen für H und He erscheint ungeordnet (turbulenzdominierter Zustand), während geordnete Strukturen bei Ne und Ar auf ein modendominiertes Plasma schließen lassen.

vollständig entwickelten turbulenten Zustand sprechen, da die großen Lebensdauern eher auf ein modendominiertes Verhalten weisen.

Neben den Unterschieden gibt es für die verschiedenen Gase auch Gemeinsamkeiten in den 2D-Kreuzkorrelationsfunktionen. Trotz unterschiedlicher Korrelationszeiten weist die Ausdehnung des Modenmaximums in Form von diagonalen Bändern von links oben nach rechts unten für alle Gase auf eine Propagation nach unten in die elektronendiamagnetische Driftrichtung hin, was dem Driftwellenschema entspricht (vgl. Kap. 3). Weiterhin ist allen 2D-Kreuzkorrelationsfunktionen gemeinsam, dass die diagonalen Bänder um $\theta = \pm 0.6\pi$ einen Knick aufweisen, was besonders deutlich bei Ne zu Tage tritt. Zum einen ist dort eine gegenüber der Außenseite veränderte Geschwindigkeit zu erwarten, was in Kap. 6.3 noch ausführlich diskutiert wird. Zum anderen sei bemerkt, dass die lokale Magnetfeldverscherung S bei $\theta = \pm 0.6\pi$ (vgl. Abb. 5.3) die maximalen Absolutwerte annimmt. Eine ähnliche Analyse für Daten des TPA kommt ebenfalls zum Ergebnis, dass die 2D-Korrelationsfunktionen im Bereich hoher absoluter lokaler Magnetfeldverscherung $|S|$ gestört bzw. modifiziert sind, so dass bereits an dieser Stelle ein Hinweis auf die lokale Beeinflussung lokaler Magnetfeldparameter auf die Dynamik festgehalten werden kann.

Bei Betrachtung des k - f -Spektrums der Ionensättigungsstromfluktuationen für die verschiedenen Gase (Abb. 6.2, rechte Spalte) gemäß Gl. 4.5 kann man große Unterschiede in der spektralen Verteilung feststellen. H und He weisen eine sehr breite Verteilung über die räumlichen und zeitlichen Skalen auf. Die höchste Modenaktivität ist um 3 kHz und $k = 50 \text{ m}^{-1}$ entsprechend einer $m = 4$ -Mode zu finden, die in positive k -Richtung, d. h. in elektronendiamagnetische Richtung, propagiert. Ein Teil des Signalinhalts ist jedoch auch bei negativen k entsprechend einer entgegengesetzten Propagationsrichtung für H und He zu finden (vgl. Abs. 6.3.1).

Bei Ne ergibt sich ein vollständig anderes Bild: hier fehlt die breite Verteilung der Moden und das Plasma wird vollständig von einer einzigen Mode mit $f = 6 \text{ kHz}$ und einer Modenzahl von $m = 2$ dominiert. Dies steht im Einklang mit der langen Korrelationszeit und deutet erneut darauf hin, dass die turbulente Dynamik bei Neon eine untergeordnete Rolle spielt. Im k - f -Spektrum von Ar zeigt sich ebenfalls ein starkes Maximum wie bei Ne. Allerdings sind leichte Seitenbänder auszumachen, so dass neben der dominanten Mode auch von stärkeren turbulenten Anteilen bei Ar im Vergleich zu Ne ausgegangen werden kann.

Bei vergleichbaren Parametern (p_N , B , P) zeigen Plasmen verschiedener Gasart also Unterschiede in der Ausprägung der Turbulenz. Ähnliche Ergebnisse wurden auch im Spherator FM-1 gefunden [97]. Entsprechend einem Stabilitätskriterium von Driftwellen in einem verscherten Magnetfeld [98, 99]

$$\frac{a}{L_s} \gtrsim (m_e/m_i)^{\frac{1}{3}} \quad (6.1)$$

mit der Verscherungslänge L_s und dem kleinem Plasmaradius a ist Stabilität für Gase mit höherer Ionenmasse m_i leichter zu erreichen. Der stabilisierende Einfluss der magnetischen Verscherung wirkt sich also effektiver auf schwerere Gase aus, da

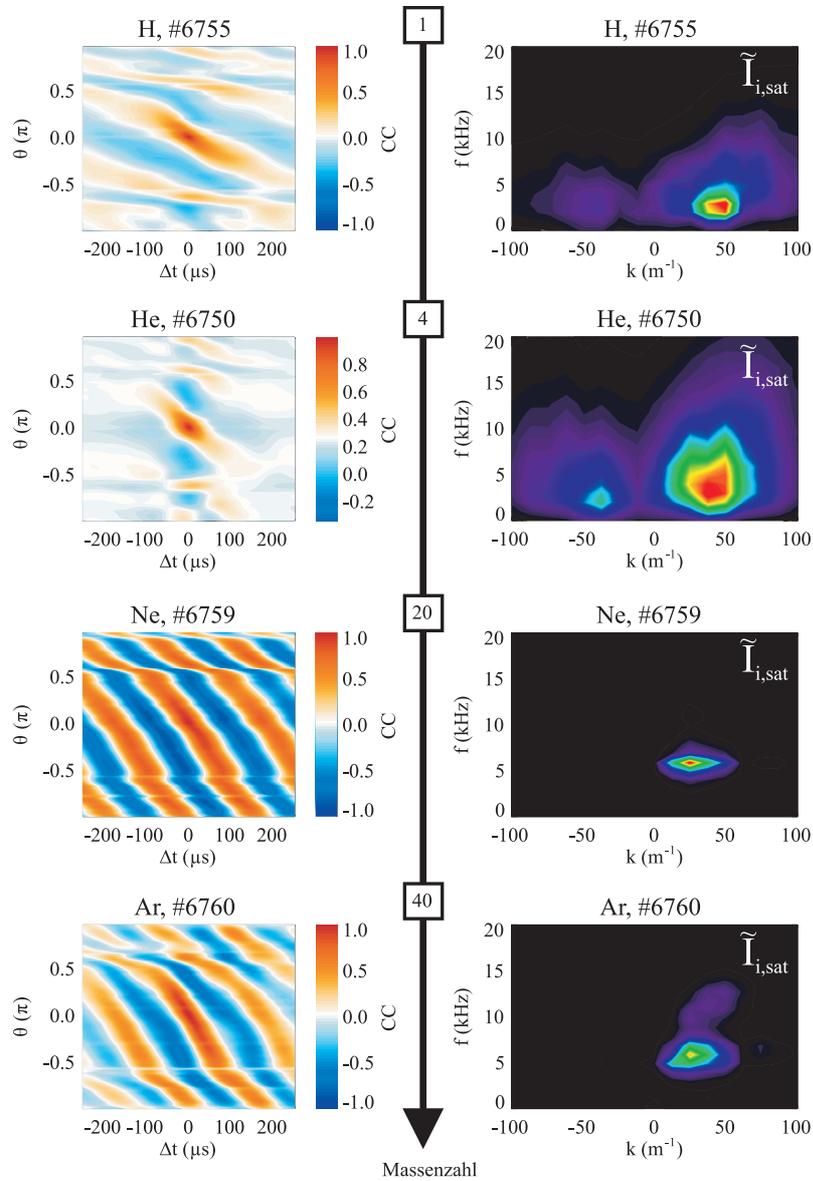


Abbildung 6.2: Kreuzkorrelationsfunktionen der normierten Ionen-sättigungsstromsignale (linke Spalte) verdeutlichen die gasartspezifischen Unterschiede der quasi-kohärenten Modenstruktur: Während bei H und He kurze Korrelationszeiten von ca. 30 bzw. 25 μs vorliegen, erreichen die Moden bei Ar und insbesondere bei Ne Lebensdauern von weit über 100 μs . Dieses Verhalten zeigt sich auch in den k - f -Spektren (rechte Spalte): H und He weisen eine breitbandige Modenverteilung auf, während Ne und Ar maßgeblich von einer einzigen Mode mit $f = 6$ kHz dominiert werden.

die damit verbundenen größeren Strukturen stärker von der Magnetfeldtopologie beeinflusst werden. Eine *reine* Abhängigkeit von der Massenzahl des verwendeten Arbeitsgases entsprechend Gl. 6.1 scheint für TJ-K-Plasmen jedoch ausgeschlossen, da Ar (Massenzahl 40) zwar weniger turbulent als He (Massenzahl 4) oder H (Massenzahl 1) ist, jedoch mehr turbulente Anteile besitzt als Ne (Massenzahl 20). Da in dieser Arbeit gezielt der turbulente Zustand untersucht werden soll, werden im Folgenden ausschließlich Ergebnisse aus He-Entladungen beschrieben, die bei Standardbedingungen im Vergleich zu anderen Gasen den höchsten Grad an turbulenter Dynamik anbieten.

6.1.2 Druckabhängigkeit

Auch wenn in He-Plasmen ein geeigneter turbulenter Zustand für weitere Untersuchungen gefunden wurde, sollen die Parametergrenzen dieses Zustandes ergründet werden. Da sowohl die Heizleistung P als auch die Magnetfeldstärke B aufgrund der Eigenschaften der Mikrowellenheizung (optimale Heizeffizienz und Einhaltung der Resonanzbedingung des Heizschemas an der oberen Hybriden) konstant gehalten werden, bleibt als variabler Parameter nur der Neutralgasdruck p_N übrig.

In drei aufeinander folgenden He-Entladungen #6750, #6751 und #6752 wurde der Nominaldruck von 2.6 auf 4 bzw. 8 mPa erhöht, während die Heizleistung $P = 2$ kW und der Spulenstrom $I_h = 305$ A konstant gehalten wurden. Ausgehend von dem in Abb. 6.2 bereits gezeigten turbulenten Zustand bei $p_N = 2.6$ mPa, zeigt sich in Abb. 6.3, linke Spalte, bei Druckerhöhung auf $p_N = 4.0$ mPa in den Kreuzkorrelationen (Referenz ist Sonde 32) eine zunehmende Kohärenz, da das Streifenmuster sich schon auf einen größeren Zeitbereich ausgeweitet hat. Beim Druck von $p_N = 8.0$ mPa ist die Modenstruktur auf den ganzen Zeitbereich von einer halben Millisekunde ausgebreitet. Dieses Verhalten zeigt sich auch in den Korrelationszeiten, die in Tab. 6.1.2 eingetragen sind.

Druck (mPa)	2.6	4.0	8.0
τ_{cor} (μ s)	25	30	750

Tabelle 6.2: Lebensdauern quasi-kohärenter Moden für verschiedene Neutralgasdrücke in He.

Die k - f -Spektren Abb. 6.3, rechte Spalte, dokumentieren den Übergang von einem turbulenten Zustand bei $p_N = 2.6$ mPa bis hin zu einem modendominierten bei $p_N = 8$ mPa, bei dem sich die breiten Seitenbänder der Turbulenz schrittweise reduzieren und bei hohem Druck hauptsächlich eine Mode mit der Frequenz $f = 2$ kHz und der Modenzahl $m = 4$ im Spektrum übrig bleibt. Die unterschiedlichen Regime (turbulent bzw. modendominiert) sind also nicht nur von der Wahl des Arbeitsgases abhängig, sondern auch für ein einziges Gas bei konstanter Heizleistung P und Magnetfeld B durch Variation des Drucks erreichbar.

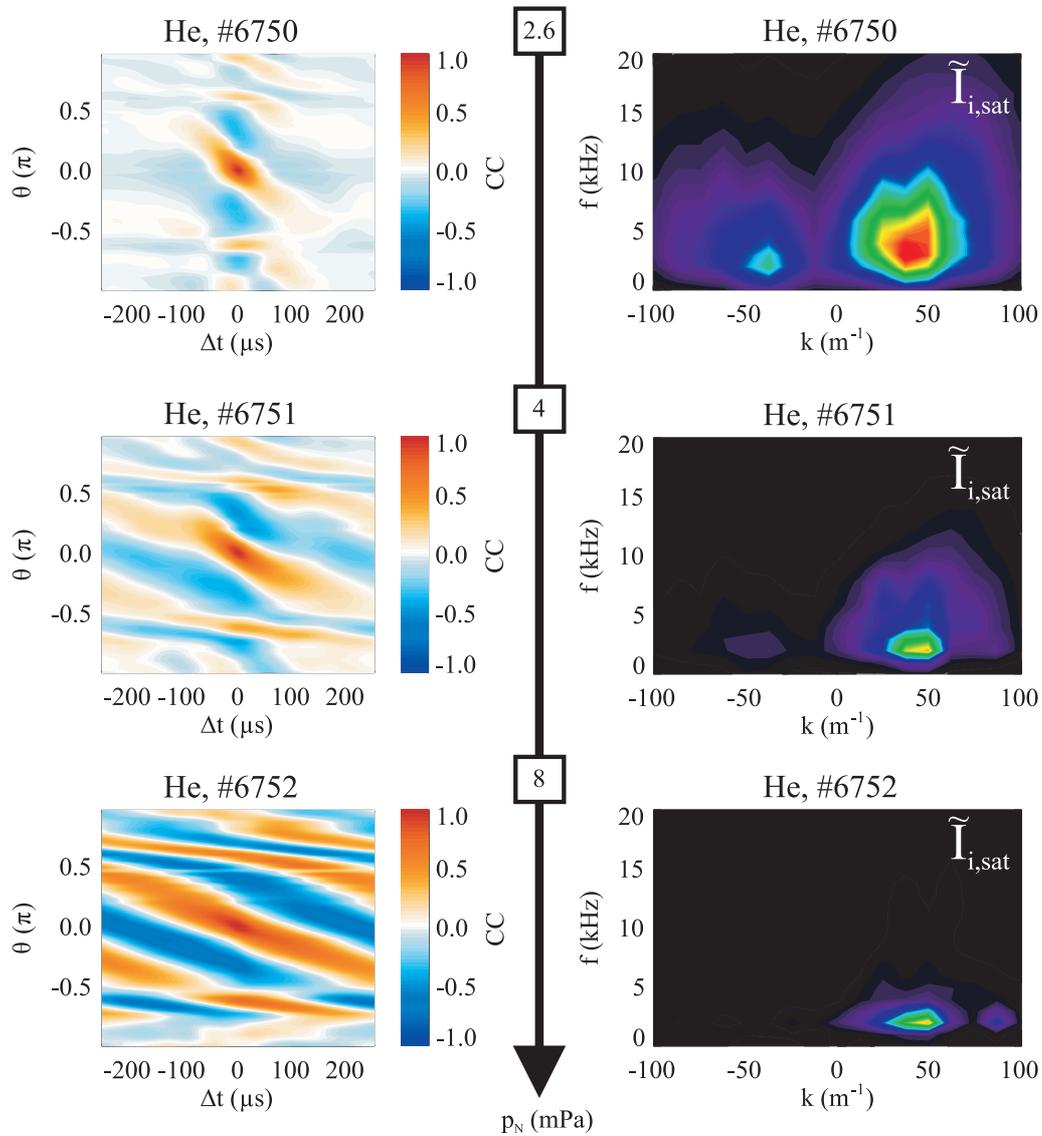


Abbildung 6.3: Kreuzkorrelationsfunktionen der normierten Ionensättigungsstromsignale (linke Spalte) verdeutlichen die Druckabhängigkeit der quasi-kohärenten Modenstruktur: Auch für He-Plasmen, die bei $p_N = 2.6$ mPa turbulenzdominiert sind, steigt die Kohärenz der Moden für $p_N = 4.0$ mPa an und erreicht bei $p_N = 8.0$ mPa einen modendominierten Zustand. Dies zeigt sich auch in den k - f -Spektren (rechte Spalte): Das breitbandige Turbulenzspektrum bei niedrigem Druck (oben) nimmt ab (Mitte) bis bei $p_N = 8.0$ mPa (unten) nur noch nahezu eine Mode mit $f = 2$ kHz und $m = 4$ übrig bleibt.

Dieses eben beschriebene Verhalten, das in Korrelationsfunktionen und Spektren zum Vorschein tritt, wurde in mehreren linearen Experimenten beschrieben und ausführlich diskutiert [97, 100, 101]. Dabei zeigt sich dort ein Verhalten, das ausgehend von einer stabilen Mode den Übergang in die Turbulenz als „Weg ins Chaos“ über Periodenverdopplung in Abhängigkeit eines Kontrollparameters beschrieben werden kann. In diesem Sinne könnten der Druck p_N und die Wahl der Gasart äußere Kontrollparameter in TJ-K sein, die eine derartige Dynamik bestimmen.

Trotz Kenntnis der Kontrollparameter bleibt die Frage, über welchen physikalischen Mechanismus die bei hohem Druck dominierende und nahezu stabile Mode destabilisiert wird, so dass bei niedrigem Druck der turbulente Zustand entsteht. Möglicherweise wird die Verbreiterung des Spektrums – und damit der Turbulenzgrad – bei ausreichend hoher Amplitude der dominanten Mode über einen nicht-linearen Zerfall in andere Moden hervorgerufen. Im Bild linearer Anwachsraten ist dies gleichbedeutend mit der Frage, welcher physikalische Parameter die Größe des destabilisierenden Faktors δ aus Gl. 3.9 und damit das Anwachsen der Modenamplitude bestimmt. Für resistive Driftwellen wird allgemein $\delta \propto \nu$ angegeben [102], wobei ν die dominierende Stoßfrequenz ist. Für alle hier betrachteten He-Entladungen sind die Neutralgasstöße mit Frequenzen von 2 bis 6 MHz die häufigste Stoßart für Elektronen. Da bei höherem Neutralgasdruck p_N mehr Neutralgasstöße und damit höhere Stoßfrequenzen zu erwarten sind, würde man für resistive Driftwellen eine Destabilisierung bei hohem Druck erwarten. Die Messergebnisse aus Abb. 6.3 zeigen jedoch das Gegenteil, da die Turbulenz bei hohem Druck zu Gunsten einer vergleichsweise stabilen Mode reduziert ist.

Das gemessene stabilisierende Verhalten bei hohen Drücken steht eher im Einklang mit der *Trapped Electron Mode (TEM)*, bei der Elektronen, die zwischen Magnetfeldmaxima gefangen sind (vgl. Kap. 5.2), in Resonanz mit der Propagation von kollektiven Moden (z. B. Driftwellen) geraten und letztere dadurch destabilisieren können. Für TEMs gilt $\delta \propto c_s/\nu$ [103], d.h. bei höherem Druck reduziert sich der destabilisierende Einfluss ebenso wie für geringere Ionenschallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$. Da helikal gefangene Teilchen mit einer thermischen Energie von 10 eV zwischen zwei Feldmaxima ca. 60 cm zurücklegen, kann eine TEM-Aktivität in TJ-K-Plasmen bei mittleren freien Weglängen von 20 cm (He, $p_N = 8.0$ mPa) bis 120 cm (Ar, $p_N = 1.3$ mPa) nicht komplett ausgeschlossen werden. Dies gilt erst recht für überthermische Elektronen, die aufgrund der Mikrowellenheizung in TJ-K vorliegen [104]. Die Daten für He sind daher im Einklang mit der Anwachsraten der TEM, da bei höherem Druck eine Stabilisierung einer einzigen Mode ohne nicht-linearen Zerfall in Seitenbänder eintritt. Auch die Beobachtung aus Abs. 6.1.1, dass eine höhere Massenzahl des Arbeitsgases stabilisierend wirkt, ist vereinbar mit der TEM-Anwachsraten, die proportional zu $1/m_i$ ist.

Während die linearen Anwachsraten mit dem Antrieb und dem Anwachsen der Amplitude einer Mode zusammenhängen, bestimmen darüberhinaus dissipative Prozesse, ob und in welchem Maße sich Energie aus der instabilen Mode über einen

nicht-linearen Transfer auf andere Skalen verteilen kann und damit ein breites Modenspektrum hervorgerufen wird. Bei neutralen Fluiden fasst man die Fähigkeit eines Systems zur Umverteilung der Energie über nicht-lineare Prozesse im Vergleich zur Dissipation in der Reynoldszahl [63]

$$\text{Re} = \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}}{\mu \Delta \mathbf{u}} \quad (6.2)$$

mit der Fluidgeschwindigkeit \mathbf{u} und dem Viskositätskoeffizienten μ zusammen. Überwiegen die nicht-linearen Transferprozesse ausgedrückt durch $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$, dann ist das System turbulent. Übertragen auf die gemessenen Spektren in Abb. 6.3 würde dies bedeuten, dass bei höherem Druck möglicherweise eine höhere Dissipation vorliegen könnte, die durch vermehrte Neutralgasstöße hervorgerufen würde und nicht-lineare Transferprozesse weitgehend unterbände. Daraus würde eine einzige Mode resultieren, die bei hohem Druck – entsprechend einer erhöhten Viskosität – bestehen bliebe. Dieses Szenario könnte neben der Driftwellendestabilisierung durch TEMs ebenfalls die Druckabhängigkeit der gemessenen Spektren erklären.

Für einen quantitativen Vergleich mit der Theorie wie in Ref. [101] können die gezeigten Messergebnisse nicht hinzugezogen werden, da noch weitere Parameter wie Druckgradienten und $E \times B$ -Rotation sowie eine Abhängigkeit der Magnetfeldstärke B miteinbezogen werden müssten. All diese Parameter können eine Verbreiterung des Spektrums durch Kopplung mehrerer Moden (ω_i, k_i) zur Folge haben, wenn diese durch eine geeignet veränderte Dispersionsrelation der Driftwelle die Modenkopplungsbedingungen ($\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ und gleichzeitig $k_0 = k_1 + k_2$) begünstigt. Diese Untersuchungen werden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht behandelt.

6.1.3 Magnetfeldabhängigkeit

Ein Durchfahren der Magnetfeldstärke B ist in TJ-K nur in Grenzen möglich, da die Resonanzbedingung mit der Mikrowellenheizung eingehalten werden muss. Allerdings stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, um einen Magnetfeldeffekt auf die Turbulenz zu untersuchen:

1. Umkehr der Magnetfeldrichtung durch Umkehr aller Ströme I_h und I_v durch die Spulen.
2. Wahl einer höheren Magnetfeldstärke unter Verwendung einer höheren Mikrowellenfrequenz bei 8 GHz entsprechend $B = 239$ mT auf der magnetischen Achse.

Für alle daraus resultierenden Kombinationsmöglichkeiten sind in Abb. 6.4 k - f -Spektren von normierten Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen aus He-Entladungen aufgeführt. Für den Standardfall (Vorwärtsfeld bei $B = 65$ mT) ist in Abb. 6.4a, der bereits bekannte Fall der turbulenzdominierten Ionensättigungsstromfluktuationen mit einem hauptsächlich zu positiven k verbreiterten Spektrums zu sehen. In den zugehörigen Floatingpotentialfluktuation ist

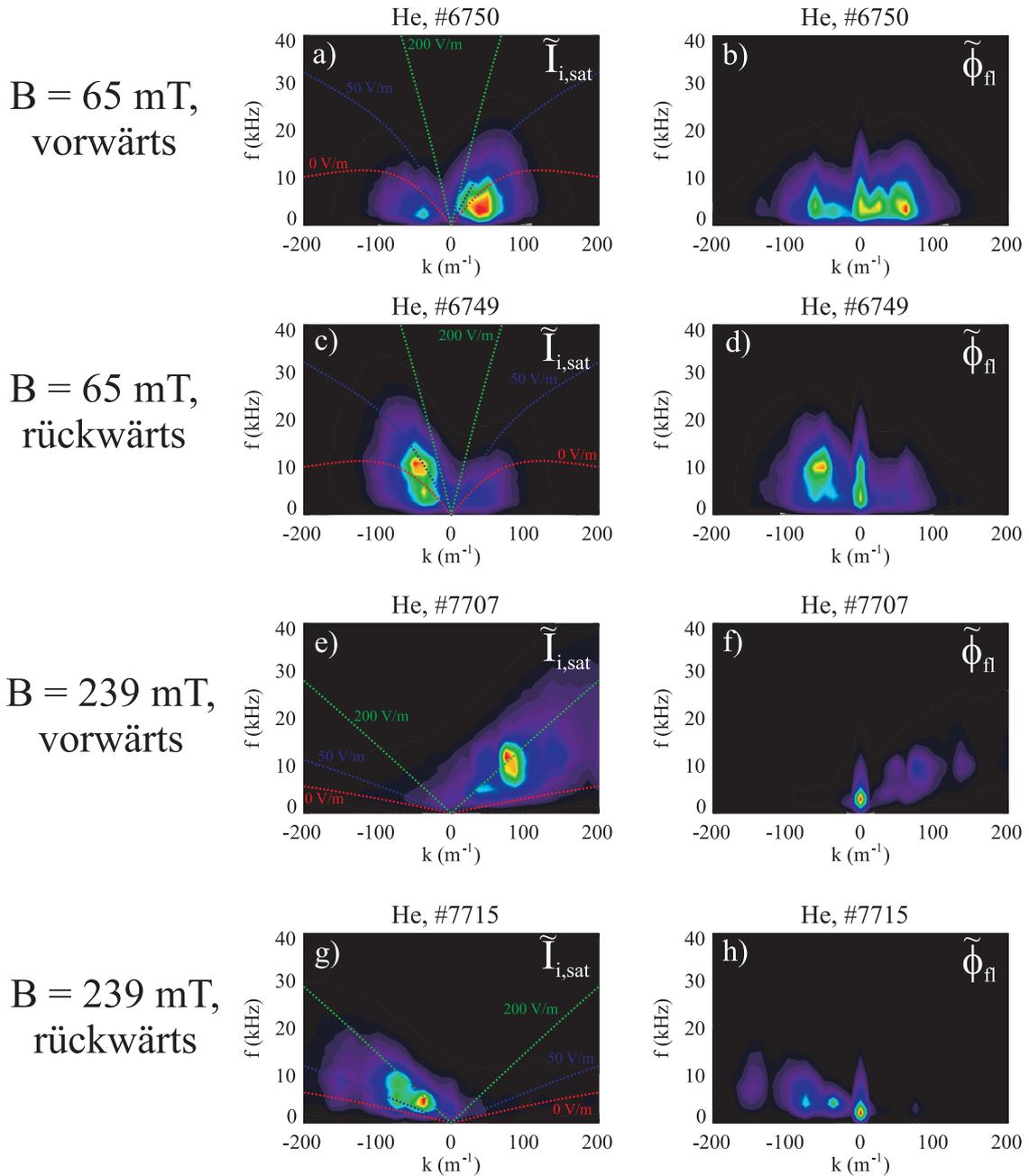


Abbildung 6.4: Abhängig von der Magnetfeldrichtung und -stärke ändern sich die k - f -Spektren von Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen. Eine Umkehr der Magnetfeldrichtung (c, d, g, h) ändert die Propagationsrichtung der Strukturen zu negativen k im Vergleich zum Vorwärtsfall (a, b, e, f). Bei hohem Magnetfeld (e bis h) werden gemäß der ρ_s -Skalierung [39] größere k erreicht. Im Floatingpotential (b, d, f, h) ist eine $k = 0$ -Mode omnipräsent, was als Hinweis auf Zonalströmungen gewertet werden kann. Für die Ionensättigungsstromfluktuationen ist gestrichelt die Driftwellendispersionsrelation unter Berücksichtigung radialer elektrischer Felder (0, 50 bzw. 200 V/m) eingetragen.

grundsätzlich eine ähnliche Struktur erkennbar (Abb. 6.4b), allerdings ist eine auffällige Erhöhung bei $k = 0$ und $f = 4$ kHz zu finden. Dies korrespondiert mit einer Mode mit der poloidalen Modenzahl $m = 0$ und erfüllt damit eine Grundeigenschaft von Zonalströmungen. Auch die vergleichsweise niedrige Frequenz von $f = 4$ kHz kann als Hinweis auf $\omega \approx 0$ gewertet werden, was ebenfalls für Zonalströmungen gelten soll. Die Dynamik und Charakterisierung von den in TJ-K-Plasmen auftretenden Zonalströmungen wird detailliert in Kap. 8 diskutiert.

Bei Umkehrung der Magnetfeldrichtung drehen sich im Plasma alle poloidalen Driften um. Daher ist nicht verwunderlich, dass die k - f -Spektren für Rückwärtsfeld bei $B = 65$ mT in Abb. 6.4c und d eine ähnliche Dynamik wie im Vorwärtsfall, nun jedoch mit umgekehrten Vorzeichen, aufweisen. So ist das turbulent verbreiterte Hauptmaximum nun bei negativen Wellenzahlen $k = \omega/v$ zu finden, da die elektrodiamagnetische Drift ihr Vorzeichen gewechselt hat. Zusätzlich ist die häufigste Frequenz mit $f = 11$ kHz sowohl für $I_{i,sat}$ als auch für ϕ_{fl} etwas höher als im Vorwärtsfall. Das lokale Maximum bei $k = 0$ im Floatingpotentialspektrum (Abb. 6.4d) ist auch hier im Rückwärtsfall anzutreffen.

Für das hohe Magnetfeld von $B = 239$ mT erhält man für beide Magnetfeldrichtungen (Abb. 6.4e bis h) dieselbe spektrale Struktur wie im Niederfeld: Ein breitbandiges Spektrum, mit einem globalen Maximum bei positiven k für Vorwärtsfeld (Abb. 6.4e und f) und negativen k bei Rückwärtsfeld (Abb. 6.4g und h). Zusätzlich ist in allen Floatingpotentialspektren ein lokales, bei Hochfeld sogar ein globales Maximum bei $k = 0$ zu finden.

Die Hochfeldspektren (Abb. 6.4e bis h) zeigen noch Modenaktivität bei sehr großen Wellenzahlen $|k| > 150$ m⁻¹, die bei Niederfeld (Abb. 6.4a bis d) nicht anzutreffen sind. Dies ist auf die ρ_s -Skalierung zurück zu führen [39], die aufgrund der Magnetfeldabhängigkeit von $\rho_s \propto 1/B$ im turbulenten Zustand kleinere Strukturen und damit größere k für ein höheres Magnetfeld erwarten lässt.

In die Spektren der Ionensättigungsstromfluktuationen ist die Driftwellendispersionsrelation unter Berücksichtigung verschiedener radialer elektrischer Felder E_r (0, 50 und 200 V/m) entsprechend der Gleichung (2) in Ref. [50]

$$\omega = \frac{\omega_{dia}}{1 + k_\theta^2 \rho_s^2} + \frac{k_\theta E_r}{B} \quad (6.3)$$

eingetragen (gestrichelte Linien in Abb. 6.4a, c, e, g). Hierbei ist $\omega_{dia} = k_\theta v_{dia}$ die diamagnetische Driftfrequenz mit dem poloidalen Wellenvektor k_θ und der diamagnetischen Drift v_{dia} nach Gl. 3.2, $\rho_s = \sqrt{m_i T_e}/eB$ die Driftskala (m_i : Ionenmasse, T_e : Elektronentemperatur) und B die magnetische Feldstärke. Für das niedrige Magnetfeld ($B = 65$ mT) liegen die Frequenzen und Skalen des turbulent verbreiterten Spektrums verteilt um die Dispersionsrelation ohne radiales elektrisches Feld (0 V/m, rot). Die Leistung im Signal nimmt für Wellenzahlen $k > 100$ m⁻¹ $\approx 1/\rho_s$ entsprechend $\rho_s = 1.2$ cm stark ab.

Im Hochfeldfall ($B = 239$ mT) erscheint die Dispersionsrelation selbst ohne radiales elektrisches Feld als Gerade, da das Maximum der Dispersionsrelation bei

$k\rho_s = 1$ in diesem Falle aufgrund der höheren Magnetfeldstärke bei $k = 450 \text{ m}^{-1}$ liegt. Dies liegt über der Auflösungsgrenze des OPA, die gemäß des Sondenabstands von $dx = 8.07 \text{ mm}$ bei $k = 389 \text{ m}^{-1}$ erreicht ist. Daher sind nahezu im gesamten auflösbaren Wellenzahlbereich endliche Werte im k - f -Spektrum anzutreffen. Diese liegen um die Dispersionsrelation verteilt, die ein radiales elektrisches Feld von 200 V/m berücksichtigt (grün gestrichelte Linie). Damit ist im Hochfeldfall ($B = 239 \text{ mT}$) von höheren radialen elektrischen Feldern auszugehen als bei Niederfeld ($B = 65 \text{ mT}$).

Obwohl der Hochfeldfall ($B = 239 \text{ mT}$) aufgrund des breiteren Turbulenzspektrums aus physikalischen Aspekten interessant für weitere Untersuchungen wäre, wird im Rahmen dieser Arbeit nur auf den Niederfeldfall bei $B = 65 \text{ mT}$ eingegangen. Dies liegt zum einen daran, dass das TPA aus technischen Gründen nicht bei Hochfeld eingesetzt werden kann und somit auf Informationen über die Paralleldynamik verzichtet werden müsste. Zum anderen sind die Sondenabstände der Sondenanordnungen für den Hochfeldfall für die damit verbundenen kleinen Strukturgrößen zu groß, so dass damit keine Transportmessungen durchgeführt werden können.

Ausgehend von den gezeigten Ergebnissen und den technischen Rahmenbedingungen kann daher festgehalten werden, dass der für die folgenden Untersuchungen erforderliche vollständig entwickelte turbulente Zustand am besten für He bei niedrigen Drücken $p_N < 4 \text{ mPa}$ verwirklicht ist. Daher werden auch alle folgenden Untersuchungen – wenn nicht anders vermerkt – bei diesen Bedingungen ($P = 2 \text{ kW}$, $I_h = 305 \text{ A}$ entsprechend 65 mT auf der magnetischen Achse, $R_{v/h} = 57 \%$) durchgeführt.

6.2 Räumliche Gestalt turbulenter Strukturen

Um die räumliche Gestalt turbulenter Strukturen untersuchen zu können, müssen die mit den Sondenanordnungen aufgenommenen Turbulenzdaten in einer adäquaten Weise dargestellt werden. Hierfür ist die Kenntnis der Magnetfeldgeometrie und die Anwendung der Datenanalyseverfahren aus Kap. 4 von großem Nutzen, wie im Folgenden dargestellt wird.

6.2.1 Verfahren zur Darstellung turbulenter Strukturen

Für die turbulenzdominierte He-Entladung #6750 mit dem Druck $p_N = 2.6 \text{ mPa}$ ($P = 2 \text{ kW}$, $I_h = 305 \text{ A}$, $R_{v/h} = 57 \%$) wurden Ionensättigungsstromfluktuationen am OPA und TPA für alle 128 Sonden gleichzeitig über ca. eine Sekunde mit 1 MHz Zeitauflösung (entspricht 1024000 Zeitpunkten) aufgenommen. Aus diesen 128 Zeitreihen wurden mit Sonde 32 auf der Außenseite des OPA als Referenzsonde Kreuzkorrelationen von der gesamten Zeitreihe gemäß Gl. 4.10 gebildet. Das Ergebnis sind 127 Kreuzkorrelationsfunktionen und eine Autokorrelationsfunktion

(für die Referenzsonde) abhängig vom Zeitversatz Δt . Diese sind farbkodiert und abhängig von der poloidalen Sondenposition θ für das TPA und OPA getrennt in Abb. 6.5, oben, dargestellt. Für jede Sondenanordnung ergibt sich die bereits aus Abs. 6.1.1 bekannte 2D-Kreuzkorrelationsfunktion $CC_{32,\theta}(\Delta t)$ mit der dominanten $m = 4$ -Struktur und endlichen Korrelationszeiten.

Aus diesen Korrelationsdaten wird nun die räumliche Korrelation $CC_{32,\theta}(0)$ abhängig vom Poloidalwinkel θ zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ entnommen und in die φ_{tor} - θ -Darstellung der Flussfläche eingesetzt (Abb. 6.5, unten). Hierbei werden die Daten des TPA und OPA an der jeweiligen toroidalen Messposition der Sondenanordnungen (TPA an Port T5 mit $\varphi_{tor} = 290^\circ$ und OPA an Port O2 mit $\varphi_{tor} = 90^\circ$) positioniert. Trägt man nun in dieselbe Ebene eine magnetische Feldlinie ein (schwarze Linie), die mit dem numerischen Feldlinienverfolgungsprogramm MCC (vgl. Kap. 5.2) berechnet wurde, so zeigt sich, dass die Korrelationsmaxima nahezu genau auf der Feldlinie liegen.

In separaten Entladungen (#7192 und #7228) mit gleichen Plasmaeigenschaften, jedoch veränderter TPA-Position (#7192: TPA an T2, #7228: TPA an T4), wurden dieselben Analysen durchgeführt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 6.5, unten, an der entsprechenden Messposition eingetragen. Die Korrelationsmaxima für diese Messungen an T2 und T4 sind zwar gegenüber der Messung an T5 poloidal versetzt, liegen jedoch genau auf demselben Feldlinienabschnitt, der die Korrelationsmaxima der Messungen an T5 und O2 verbindet. Damit weisen die Messungen zweifelsfrei daraufhin, dass die turbulenten Strukturen parallel elongiert sind und deren Dynamik entlang einer Magnetfeldlinie toroidal getrennte Regionen mit einander verbindet.

Um aus den vorliegenden Daten senkrechte und parallele Strukturgrößen bestimmen zu können, wäre es zweckmäßig, die zweidimensionale Gestalt der quasi-kohärenten Strukturen auch in den Zwischenräumen, wo keine Messdaten vorliegen, zu kennen. Dies kann durch ein geeignetes Interpolationsverfahren erreicht werden, das folgendermaßen angewandt wird: Man starte an der Referenzsonde am OPA und folge dem Verlauf der Feldlinie entgegen der Magnetfeldrichtung bis man an Messposition T2 gelangt. Mit Hilfe des dortigen Korrelationswertes interpoliert man linear entlang der Feldlinie zurück zum OPA und erhält somit Korrelationsdaten für einen kleinen Feldlinienabschnitt zwischen T2 und O2. Ausgehend von T2 schreitet man nun weiter die Feldlinie entlang bis T4, wodurch ein weiterer kleiner Feldlinienabschnitt mit Hilfe der Messdaten, die an T4 und T2 vorliegen, interpoliert werden kann. Zwei weitere Schritte dieser Art führen zunächst zu T5 und letztlich zurück zu O2, wodurch ein vollständiger toroidaler Umlauf und die Interpolation von Korrelationswerten entlang einer Feldlinie abgeschlossen ist. Allerdings schließt die Feldlinie nicht an der Referenzsonde am OPA ab, sondern entsprechend ι poloidal dazu versetzt. Dadurch wird bei einem weiteren toroidalen Umlauf über einen ganz neuen Feldlinienabschnitt interpoliert. Führt man dieses Verfahren für 170 toroidale Umläufe fort, wird die Flussfläche ergodisch von der Feldlinie abgedeckt, so dass man an ausreichend vielen Punkten in der φ_{tor} - θ -Ebene interpolierte Korrelations-

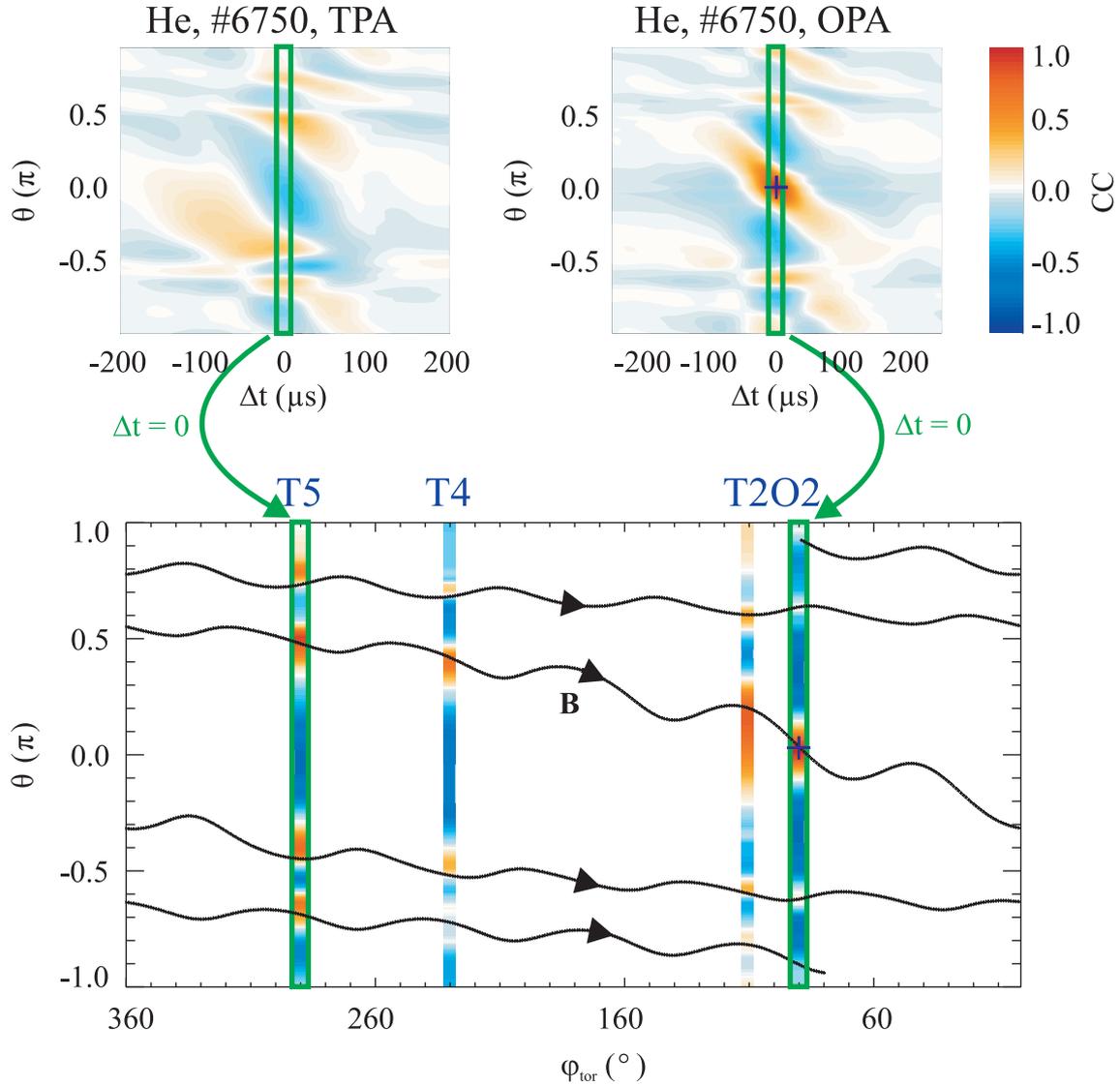


Abbildung 6.5: Durch Wahl einer Referenzsonde (+) an der Außenseite des OPA erhält man sowohl für OPA (installiert an Port O2) als auch für TPA (installiert an Port T5) jeweils eine 2D-Kreuzkorrelationsfunktion der $\tilde{I}_{i,\text{sat}}$ -Fluktuationen (oben). Für den Zeitpunkt $\Delta t = 0$ kann man die Information über die poloidale Korrelation auf der Flussfläche an der entsprechenden Messposition anbringen (unten). Auf die gleiche Art gewonnene Kreuzkorrelationen des TPA an Port T2 und T4 geben – wie alle anderen Ports auch – die $m = 4$ -Struktur wieder. Ein Vergleich mit der Magnetfeldlinie (schwarze Linie) zeigt, dass die Korrelationsmaxima entlang einer Feldlinie liegen.

daten erhält und damit die zwei-dimensionale Gestalt der quasi-kohärenten Struktur rekonstruieren kann.

Abbildung 6.6a, zeigt einen Ausschnitt der linear interpolierten Korrelationsdaten entlang der Magnetfeldlinie auf einer Länge von $\Delta l = 100$ m. Wie im Vergleich von Abb. 6.1 und Abb. 6.2 bereits erkenntlich war, stimmt die Größe der in den Rohdaten sichtbaren turbulenten Strukturen mit der Größe der quasi-kohärenten Muster der Korrelationsfunktionen überein, und „turbulente Struktur“ kann im Folgenden synonym zu „quasi-kohärente Struktur“ verwendet werden. Damit ist die parallele Interpolation der Korrelationsdaten die erste Messung der räumlichen Gestalt einer turbulenten Struktur in einem Stellarator über einen so großen Feldlinienabschnitt. Bereits aus diesen Daten lassen sich parallele Strukturgrößen abschätzen. Wählt man als Signifikanzlevel $CC_{xy}(0) > 50$ %, erhält man in diesem Fall eine parallele Strukturgröße von $l_{||,50\%} = 2.9$ m. Diese verbreitert sich stark zu einem Sockel, so dass positive Korrelationswerte $CC_{xy}(0) > 0$ % auf einer Länge von ca. $l_{||,0\%} = 18$ m erreicht werden. Dies entspricht ungefähr 4 toroidalen Umläufen, was mit der poloidalen $m = 4$ -Struktur, die in allen He-Entladungen gefunden wird, im Zusammenhang steht. Damit sind die Ergebnisse vergleichbar mit früheren Studien [30, 90], worin für He eine parallele Korrelationslänge von 15 m unter Verwendung einer anderen Methode gefunden wurde.

Die zweidimensionale Rekonstruktion der Korrelationsdaten auf der Flussfläche (Abb. 6.6b) offenbart die vollständige räumliche Gestalt einer charakteristischen turbulenten Struktur. Um die Referenzsondenposition (+) herum werden dabei die höchsten Korrelationswerte erreicht. Bereiche mit $CC_{xy}(0) > 50$ % (schwarze Konturen in Abb. 6.6b) decken fast 2/3 eines toroidalen Umlaufs ab. Die wellige Struktur, die durch den variierenden Steigungswinkel der Magnetfeldlinie hervorgerufen wird, bildet sich auch in der turbulenten Struktur ab. Bemerkenswerterweise werden vorwiegend positive Korrelationswerte erreicht. Ausgeprägte Antikorrelationen mit $CC_{xy}(0) < -30$ %, wie sie für modendominierte Plasmen gefunden werden (vgl. Abb. 6.2), liegen im turbulenzdominierten Fall von He nicht vor.

Ausgehend von der Referenzsonde (+ in Abb. 6.6b) kann in poloidaler Richtung die senkrechte Ausdehnung der turbulenten Struktur abgeschätzt werden. Gemessen für eine Korrelation von $CC_{32,\theta}(0) > 50$ % beträgt diese am OPA $l_\theta = 3.9$ cm. Im Vergleich mit der parallelen Korrelationslänge von $l_{||,50\%} = 2.9$ m erreicht die senkrechte Ausdehnung der turbulenten Struktur nur $l_\theta/l_{||,50\%} = 1.3$ % der parallelen. Diese Werte spiegeln die starke Anisotropie der Turbulenz in toroidalen Magnetfeldsystemen wider. In diesem Sinne ist die Auflösung der Messungen mit den beiden Sondenordnungen selbst im ungünstigsten Fall in paralleler Richtung ($dl \approx 2$ m $\approx 0.6 \cdot l_{||,50\%}$) bezüglich der Strukturgrößen noch in derselben Größenordnung wie in senkrechter Richtung ($dx = 8.49$ mm $\approx 0.22 \cdot l_\theta$), obwohl die Sondenordnungen über einen Meter toroidal voneinander entfernt stehen. Die Flussfläche wird mit den beiden Sondenordnungen also annähernd homogen abgetastet.

Die zweidimensionalen Daten auf der Flussfläche können mit Hilfe eines Raytracing-Programms (POV-Ray™ [105]) in eine dreidimensionale Darstellung überführt

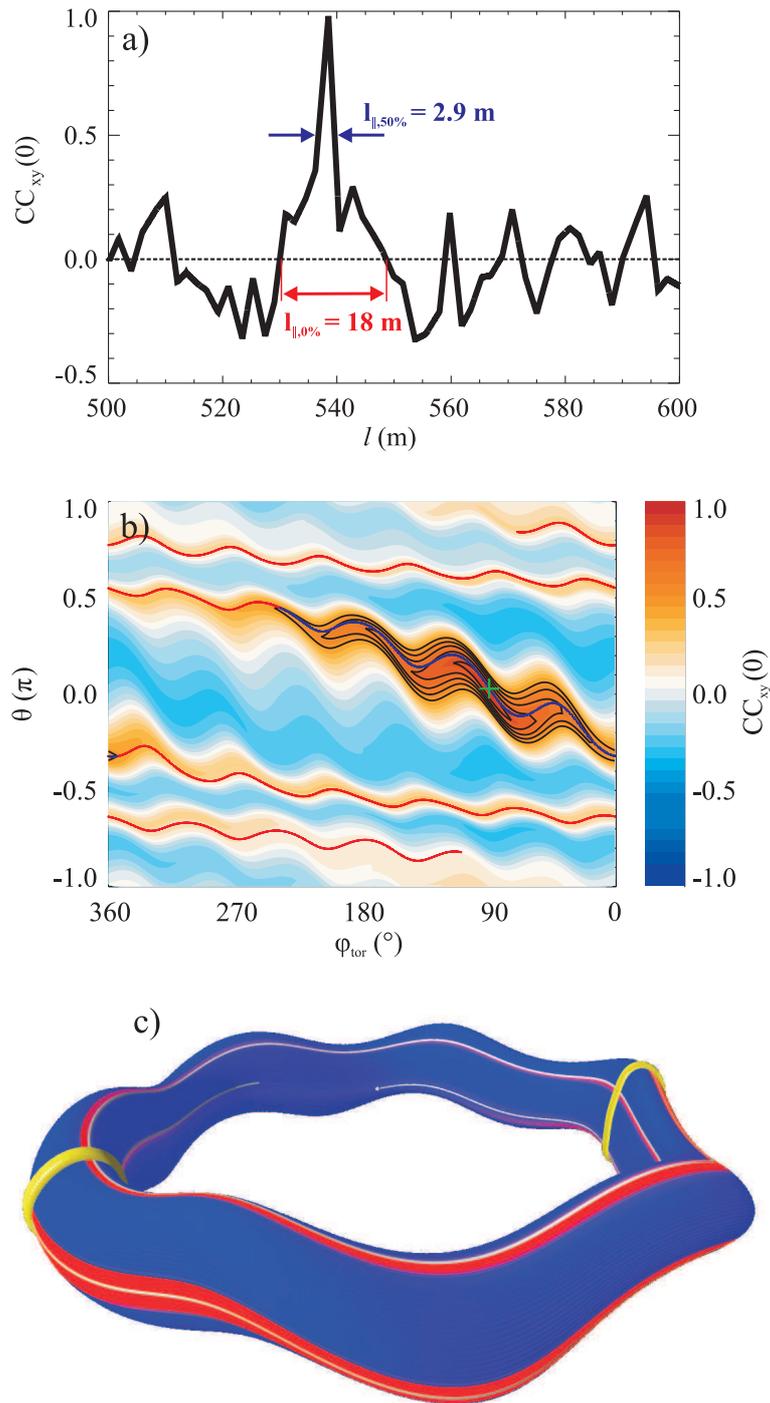


Abbildung 6.6: Entlang einer Feldlinie kann man an jeder Messposition die Werte der Korrelationsfunktion (vgl. Abb. 6.5) der $\tilde{I}_{i,\text{sat}}$ -Fluktuationen aufsammeln und erhält dadurch die parallele Struktur quasi-kohärenter Moden aufgetragen gegen die Feldlinienlänge l (a). Nach 170 toroidalen Umläufen kann dadurch die Modenstruktur auf einer Flussfläche zweidimensional rekonstruiert werden (b). Um die Referenzsondenposition (+) ist mit schwarzen Konturen eine Korrelation $> 50\%$ markiert, woraus man senkrechte und parallele Strukturgrößen abschätzen kann. Für einen Ausschnitt von 18 m ist eine Feldlinie gezeigt (rot). In einer 3D-Visualisierung (c) zeigt sich, dass die quasi-kohärenten Strukturen (rot) auf einer Flussfläche (blau) entlang der Feldlinien (weiß) liegen. Die Positionen der Sondenarrangements sind gelb markiert.

werden. Diese ist in Abb. 6.6c, gezeigt. Hierbei ist auffällig, dass die wellige Struktur aus der 2D-Ansicht lediglich aus der Darstellung der Flussfläche in der φ_{tor} - θ -Ebene herrührt. Denn in der dreidimensionalen Darstellung schmiegt sich die turbulente Struktur (rot) ohne wellige Verzerrungen in die Gestalt der Flussfläche (blau) entlang der Feldlinie (weiß) ein.

6.2.2 Parallele Korrelationslängen

Es ist zu betonen, dass die bisher gezeigten Korrelationsanalysen samt Interpolationsroutine und die daraus bestimmte senkrechte und parallele Korrelationslänge für den speziellen Fall der Wahl der Sonde 32 auf dem OPA als Referenzsonde durchgeführt wurden. Man kann dieselben Analysen jedoch auch für beliebige andere Referenzsonden durchführen und erhält somit für jede gewählte Referenzsonde einen eigenen Wert für die senkrechte und parallele Korrelationslänge.

Die parallelen Korrelationslängen $l_{\parallel} = l_{\parallel,50\%}$ für eine Korrelation $CC_{xy}(0) > 50\%$ zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ für die verschiedenen Referenzsonden auf dem OPA sind in Abb. 6.7a gegen die Referenzsondenposition θ aufgetragen. Für die 64 verschiedenen Referenzsonden, die an unterschiedlichsten poloidalen Positionen auf dem OPA angebracht sind, ergeben sich sehr ähnliche parallele Korrelationslängen von ca. $l_{\parallel} = 2.8$ m. Daher scheint die parallele Gestalt der turbulenten Strukturen nahezu unbeeinflusst von ihrer Lokalisation auf der Flussfläche zu sein.

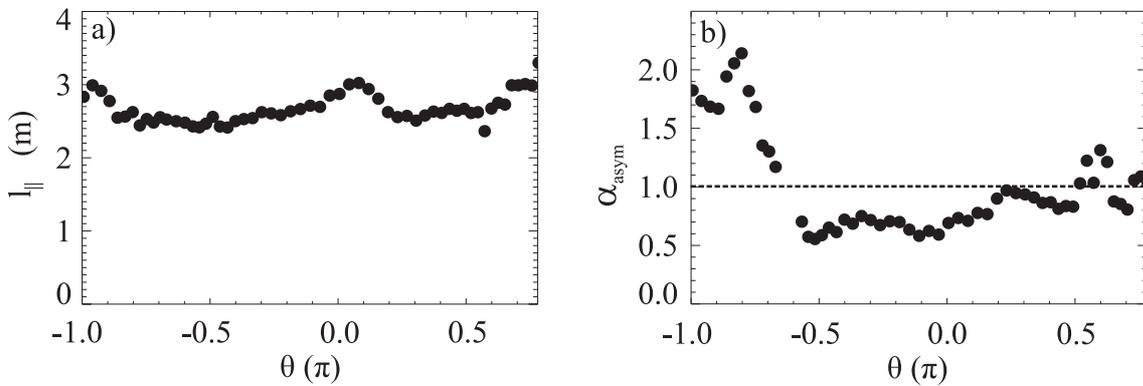


Abbildung 6.7: Aus Korrelationsstudien kann man jeder Referenzsondenposition θ eine parallele Strukturlänge l_{\parallel} zuordnen (a). Diese zeigt nur eine geringe Variation. Allerdings ist die Struktur in parallele Richtung asymmetrisch bezüglich des Korrelationsmaximums versetzt (b). $\alpha_{\text{asym}} < 1$ an der Außenseite bedeutet, dass die Strukturen eine größere Ausdehnung entgegen der Magnetfeldrichtung aufweisen, wie es auf der Außenseite ($-0.5\pi < \theta < 0.5\pi$) vorwiegend der Fall ist.

Unterschiede zeigen sich jedoch, wenn man ausgehend von der Referenzsondenposition halbe Korrelationslängen betrachtet. Es sei $l_{\parallel,co}$ die Korrelationslänge entlang der Feldlinie von der Referenzsondenposition bis zum Wert $CC_{xy}(0) = 50\%$ in Richtung der Magnetfeldlinie, $l_{\parallel,ctr}$ dasselbe nur entgegengesetzt der Magnetfeldrichtung.

Damit gilt $l_{||,ctr} + l_{||,co} = l_{||}$, und man kann einen Asymmetriefaktor $\alpha_{asym} = l_{||,co}/l_{||,ctr}$ definieren. Ist $\alpha_{asym} = 1$, dann liegt die turbulente Struktur symmetrisch zur Referenzsondenposition. Für $\alpha_{asym} > 1$ ist sie in Richtung des Magnetfeldes verlängert und $\alpha_{asym} < 1$ zeigt eine vorwiegende Ausdehnung entgegen der Magnetfeldrichtung an. Es zeigt sich in Abb. 6.7b, dass die turbulenten Strukturen für Referenzsonden auf der Außenseite des OPA ($\theta = -0.6\pi$ bis 0.5π) entgegen der Magnetfeldrichtung ausgerichtet sind. Im Gegensatz dazu werden auf der Innenseite des Torus Werte bis zu $\alpha_{asym} = 2.18$ ($\theta = -0.8\pi$) erreicht. D. h., die turbulenten Strukturen sind in Magnetfeldrichtung doppelt so weit ausgedehnt wie in Gegenmagnetfeldrichtung. Der Grund für diese komplexe Abhängigkeit der parallelen Strukturgröße ist unklar. Es bleibt jedoch festzuhalten, dass der Asymmetriefaktor α_{asym} die Eins jeweils an poloidalen Stellen überschreitet, wo die lokale Magnetfeldverschönerung erhöhte Werte zeigt (vgl. Abb. 5.3). Außerdem können Asymmetrien in den parallelen Strukturgrößen mit einer Vorzugsrichtung der parallelen Propagation (ausgedrückt durch die Wellenzahl $k_{||}$) in Verbindung gebracht werden. Demnach sollten sich Strukturen auf der Außenseite vorwiegend Gegenmagnetfeldrichtung, Strukturen auf der Innenseite hauptsächlich in Magnetfeldrichtung bewegen. Dies kann teilweise durch Messungen der Parallelgeschwindigkeiten bestätigt werden, wie in Abs. 6.3.2 noch gezeigt werden wird.

6.2.3 Senkrechte Korrelationslängen

In der Art, wie die parallelen Korrelationslängen für jede Referenzsondenposition einzeln bestimmt wurden, können auch die senkrechten Korrelationslängen l_{θ} für jede Referenzsondenposition θ einzeln bestimmt werden. Während für die Bestimmung der parallelen Korrelationslängen nur Referenzsonden auf dem OPA gewählt wurden, werden für die senkrechten Korrelationslängen zusätzlich auch Referenzsonden auf dem TPA gewählt. Somit erhält man senkrechte Korrelationslängen in Abhängigkeit der Referenzsondenposition für TPA und OPA getrennt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.8 dargestellt.

Am OPA (Abb. 6.8, links) werden senkrechte Korrelationslängen (schwarze Kreise) von maximal $l_{\theta} = 4.3$ cm gefunden. Für das TPA (Abb. 6.8, rechts) ergeben sich etwas größere senkrechte Strukturgrößen von maximal $l_{\theta} = 5.2$ cm. An beiden Sondenordnungen ist eine poloidale Abhängigkeit der poloidalen Strukturgrößen erkennbar: Während auf der Außenseite ($\theta \approx 0$) jeweils die größten senkrechten Korrelationslängen gefunden werden, brechen diese auf der Innenseite um $\theta = \pm\pi$ um bis zu 2 cm ein. Besonders auffällig sind ausgeprägte Minima bei $\theta = \pm 0.6\pi$ für das OPA und bei $\theta \approx -0.6\pi$, $\theta = 0.5\pi$ bzw. $\theta = 0.75\pi$ für das TPA.

Es stellt sich nun die Frage, woher die poloidale Abhängigkeit der senkrechten Korrelationslänge rührt. Wie in früheren Studien gezeigt, skaliert die senkrechte Ausdehnung der kohärenten Strukturen mit ρ_s [39, 41]. Da ρ_s invers proportional vom Magnetfeld B abhängt und letzteres poloidal variiert (vgl. Abb. 5.2), könnte dies die poloidalen Strukturgrößen beeinflussen. In Abb. 6.8 ist die poloidale Abhängigkeit

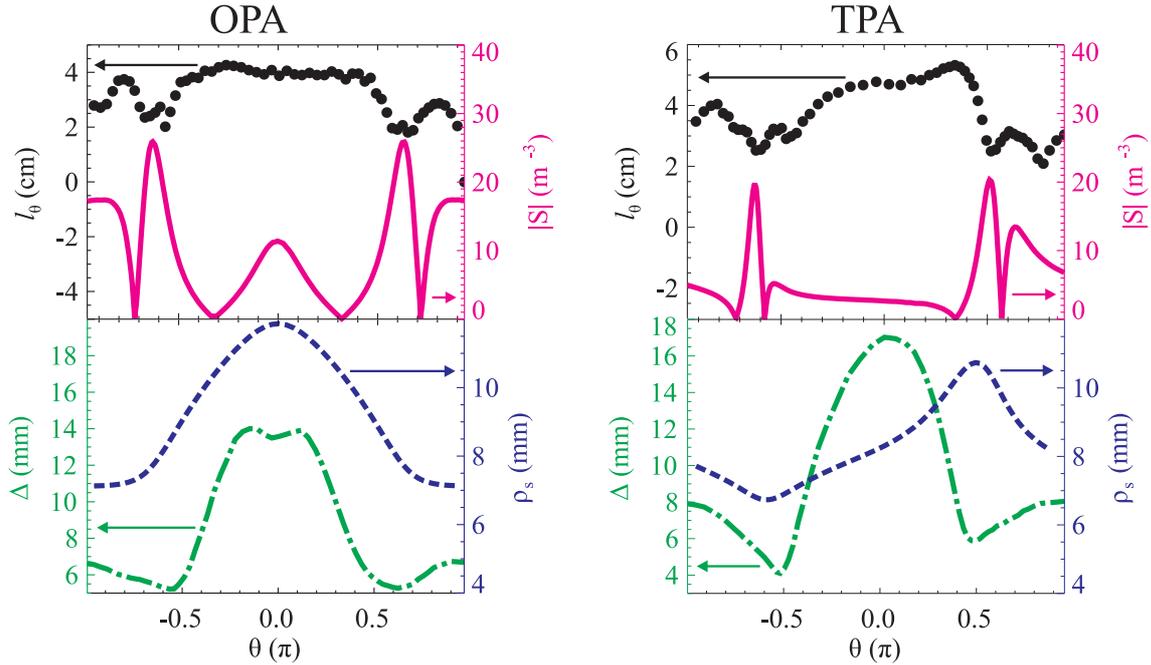


Abbildung 6.8: Für das OPA (links) und das TPA (rechts) kann jeder Referenzsondenposition θ eine senkrechte Strukturgröße l_θ zugeordnet werden (schwarze Kreise). Auffällig sind die lokalen Einbrüche von l_θ in Bereichen hoher absoluter lokaler Magnetfeldverscherung $|S| > 15 \text{ m}^{-3}$ (durchgezogene Linie) für beide Sondenanordnungen. Einflüsse des Feldlinienabstands Δ (strich-punktierte Linie) und von ρ_s (gestrichelte Linie) spielen dagegen eine untergeordnete Rolle.

von ρ_s blau-gestrichelt eingetragen. Auch wenn ρ_s der globalen Struktur der Korrelationslängen l_θ (außen groß und innen klein für das OPA bzw. oben groß und unten klein für das TPA) nicht gänzlich widerspricht, so ist das Plateau der senkrechten Strukturgrößen am OPA sowie die ausgeprägten Minima für das OPA und TPA nicht durch die ρ_s -Abhängigkeit erklärbar.

Eine weitere Größe, die Einfluss auf die Strukturgröße nehmen könnte, ist der Feldlinienabstand $\Delta = \Delta\theta/\Delta\varphi_{\text{tor}}$ (Abb. 6.8, grün-strichpunktierte Linie), der das poloidale Raster der Magnetfeldlinien festlegt, auf der sich die turbulenten Strukturen bewegen. Dieser kann als ein lokaler Wert der Rotationstransformation aufgefasst werden und wurde aus der Poloidalwinkeldifferenz $\Delta\theta$ und der Toroidalwinkeldifferenz $\Delta\varphi_{\text{tor}}$ von Start- und Endpunkt eines Feldlinienabschnitts berechnet². Die Größe Δ hat zwar wie die senkrechten Korrelationslängen l_θ auch Minima auf der Unter- und Oberseite der Flussfläche bei $\theta \approx \pm 0.5\pi$. Ihre poloidale Abhängigkeit gibt aber weder das Plateau auf der Außenseite des OPA noch die exakte Struktur

²Für die betrachtete Flussfläche liegen Start- und Endpunkt einer Feldlinienverfolgung nach 23 Umläufen nur wenige Millimeter voneinander entfernt, so dass mit diesem Verfahren bei geeigneter Normierung auf den Umfang, die poloidale Abhängigkeit von Δ in metrischen Einheiten erhältlich ist.

auf der Außenseite des TPA wieder.

Als dritte Größe wird nun die lokale Magnetfeldverscherung S aus Kap. 2.2 betrachtet. Der Absolutwert von S (Abb. 6.8, durchgezogene Linie) zeigt auffällige Maxima bei $\theta \approx \pm 0.6\pi$ für das OPA und $\theta = -0.6\pi$ bzw. $\theta = 0.5\pi$ für das TPA. Auch wenn die Struktur von $|S|$ nicht mit dem poloidalen Verlauf der senkrechten Korrelationslänge übereinstimmt, so ist doch augenfällig, dass die Maxima von $|S|$ örtlich mit den Minima von l_θ jeweils für beide Sondenordnungen exakt zusammenfallen. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit theoretischen Erwartungen, die davon ausgehen, dass die lokale Magnetfeldverscherung S die turbulenten Strukturen dreht oder verformt (vgl. Kap. 2.2). In numerischen Simulationen ist beobachtet worden, dass sich der Einfluss von S erst ab einem gewissen Schwellwert bemerkbar macht [76]. Aus den hier gefundenen Ergebnissen könnte man schließen, dass die senkrechten Strukturgrößen erst ab einem Schwellwert von $|S| > 15 \text{ m}^{-3}$ signifikant abnehmen.

Es ergibt sich daher folgendes Bild: Die poloidale Strukturgröße l_θ wird zwar möglicherweise durch ρ_s oder Δ grob vorgegeben, erfährt aber eine signifikante Reduktion in Bereichen hoher absoluter lokaler Magnetfeldverscherung $|S|$. Ob die turbulenten Strukturen lediglich verzerrt und verkippt oder aber in alle (senkrechten) Richtungen verkleinert werden, lässt sich durch diese Analysen nicht endgültig klären, da mit den Sondenordnungen nur die poloidale Strukturgröße, nicht aber die radiale, gemessen werden kann. Dennoch bleibt ein deutlicher Einfluss der lokalen Magnetfeldverscherung auf die senkrechte Ausdehnung turbulenter Strukturen festzuhalten, wie auch schon in Abs. 6.1.1 anhand der 2D-Kreuzkorrelationsfunktionen zu sehen war. Obwohl die turbulenten Strukturen aufgrund ihrer parallelen Ausdehnung Gebiete mit hoher Magnetfeldverscherung mehrfach überstreichen, tritt die Reduktion der Korrelationslängen sehr lokalisiert zu Tage. Lokale Effekte wie eine Verkipfung der Strukturen überwiegen also globale Effekte, die beispielsweise über eine Amplitudenreduktion der instabilen Moden zur Verringerung von senkrechten Strukturgrößen führen können.

6.2.4 Versatz von der Magnetfeldlinie

Nachdem die parallele und senkrechte Ausdehnung der turbulenten Strukturen schon beschrieben wurde, steht nun die Frage im Zentrum, wie diese Strukturen in der Flussfläche positioniert sind. Wie in Abb. 6.6 schon gezeigt wurde, liegen die Korrelationsmaxima annähernd entlang der Feldlinie. Eine genauere Analyse zeigt jedoch, dass ein kleiner Versatz δ zwischen der Struktur und der Feldlinie existiert. Dies ist schematisch in Abb. 6.9a gezeigt. Darin wird das Korrelationsmaximum am TPA aufgrund der Lage der turbulenten Struktur ausgehend von einer Referenzsonde am OPA nicht auf einer parallel verbundenen Sonde im Abstand l_{con} gefunden, sondern poloidal dazu um δ versetzt. Dieses Bild kann formal anhand der Dispersionsrelation für Driftwellen verstanden werden [90], woraus ein Versatz $\delta \propto l_{con}$ hergeleitet werden kann, der mit größerer Verbindungslänge l_{con} anwächst.

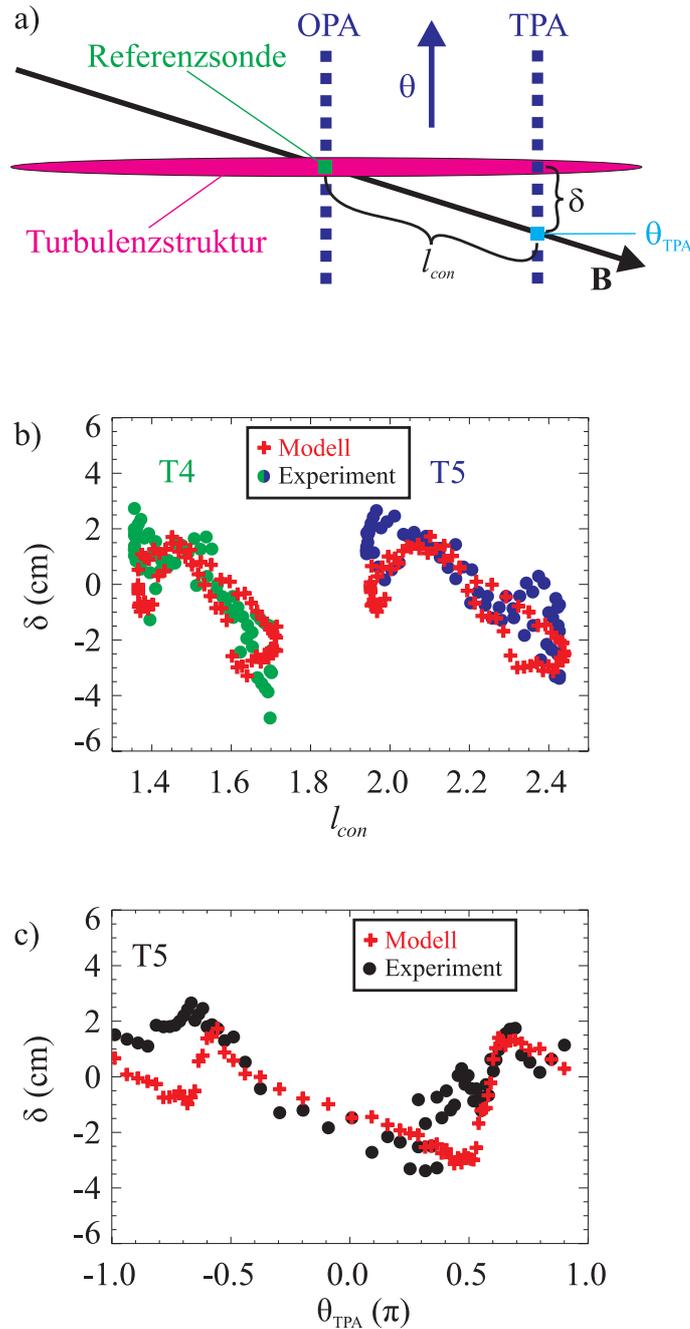


Abbildung 6.9: Die quasi-kohärenten Moden sind nicht exakt entlang einer Feldlinie lokalisiert (a). Verfolgt man ausgehend von einer Referenzsonde am OPA eine Feldlinie, so findet man das lokale Maximum der Korrelation am TPA im Abstand l_{con} um einen Versatz δ gegenüber der Feldlinie bei θ_{TPA} versetzt. In einem simplen Bild sollte daher der Versatz δ linear mit der Verbindungslänge l_{con} ansteigen. Dies ist aber nicht der Fall, wie Messungen mit dem TPA (b) an Port T4 (grüne Kreise) und T5 (blaue Kreise) zeigen. Der Versatz δ wechselt mit steigender Verbindungslänge sogar das Vorzeichen. Dieses Verhalten kann durch ein Modell (rote Kreuze) erklärt werden, das von der Entstehung der turbulenten Strukturen auf einer 1.5 cm weiter innen liegenden Flussfläche und einer anschließenden radialen Propagation ausgeht (siehe Abb. 6.10). Mit diesem Modell (rote Kreuze) kann auch die gemessene poloidale Abhängigkeit des Versatzes (schwarze Kreise) an Port T5 erklärt werden (c).

Dieser Versatz kann aus den oben beschriebenen Korrelationsdaten nun wie folgt bestimmt werden: Für jede Referenzsonde am OPA wird das Korrelationsmaximum am TPA in den 2D-Korrelationsdaten gesucht (vgl. Abb. 6.5) und mit der TPA-Sondenposition θ_{TPA} jener Feldlinie verglichen, die auf dem kürzesten Weg l_{con} mit der Referenzsonde am OPA parallel zu \mathbf{B} verbunden ist. Dadurch erhält man für jede Referenzsonde am OPA einen Wert δ , den man sowohl gegen die jeweilige Verbindungslänge l_{con} zwischen Referenzsonde am OPA und der parallel verbundenen Sonde auf dem TPA (Abb. 6.9b), als auch gegen die Position der Feldlinie am TPA θ_{TPA} (Abb. 6.9c) auftragen kann.

Für Abb. 6.9b ist der Versatz δ für verschiedene Messanordnungen mit dem TPA an Port T4 (#7228, grüne Kreise) und T5 (#6750, blaue Kreise) in vergleichbaren He-Entladungen bestimmt worden und gegen die Verbindungslänge l_{con} aufgetragen. Die Abhängigkeit des Versatzes δ von der Verbindungslänge l_{con} zeigt für die verschiedenen Messpositionen an T4 und T5 jeweils ein ähnliches Muster, bei dem positive Werte für δ mit steigender Verbindungslänge abnehmen und schließlich sogar negative Werte erreicht werden. Dies widerspricht fundamental dem Bild aus Abb. 6.9a das von einem steigenden Versatz für größere Verbindungslängen ausgeht.

Trägt man den Versatz δ gegen die Feldlinienposition θ_{TPA} am TPA (Port T5) auf (Abb. 6.9c), findet man auf der Außenseite des TPA ($-0.5\pi < \theta < 0.5\pi$) negative Versätze δ , während man auf der Innenseite positive findet. Der maximale Versatz wird auf der Außenseite erreicht und beträgt $\delta = -3.4$ cm. Damit kann der Versatz sogar ungefähr die Größe einer senkrechten Korrelationslänge l_θ erreichen.

Da das Bild aus Abb. 6.9a den Versatz nicht erklären kann, stellt sich die Frage nach dessen Ursache. Auffällig ist, dass die poloidale Abhängigkeit des Versatzes δ der geodätischen Krümmung κ_g am TPA (vgl. Abb. 7.1) qualitativ ähnelt. In der Tat ist ein Einfluss von κ_g auf die Senkrechtdynamik der turbulenten Strukturen denkbar, wenn man sich an Gl. 2.13 erinnert. In Bereichen mit $\kappa_g > 0$ erfahren die Ionen eine Drift v_r nach außen, so dass sich ein radiales elektrisches Feld E_r aufbauen kann, welches über die $E \times B$ -Drift einen poloidalen Versatz gemäß Gl. 3.1 verursachen könnte. Eine genauere Analyse zeigt jedoch, dass nach dieser Überlegung der gemessene Versatz genau in die entgegengesetzte Richtung gerichtet sein müsste.

Es gibt jedoch ein Modell, das im Einklang mit den Messungen steht (rote Kreuze in Abb. 6.9b und c). Dieses Modell geht davon aus, dass die turbulenten Strukturen parallel ausgedehnt sind und auf einer Flussfläche entstehen, die 1.5 cm radial nach innen versetzt zur Flussfläche der Sondenanordnungen liegt (Abb. 6.10). Propagiert eine zu einem Zeitpunkt $\Delta t < 0$ entstandene Struktur nun *radial* nach außen (Abb. 6.10a), so überstreicht sie zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ die Referenzsonde am OPA (Abb. 6.10b). Da diese Struktur jedoch eine parallele Ausdehnung hat und zum Zeitpunkt der Entstehung $\Delta t < 0$ aufgrund des Driftwellenentstehungsmechanismus als exakt entlang der Magnetfeldlinie positioniert angenommen wird, kann sie zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ *nicht* mehr entlang der Magnetfeldlinie ausgedehnt sein, weil auf der äußeren Flussfläche eine andere Rotationstransformation ι gilt. Damit ergibt sich auf der äußeren Flussfläche an den Sonden des TPA ein Versatz δ zwischen der turbulenten

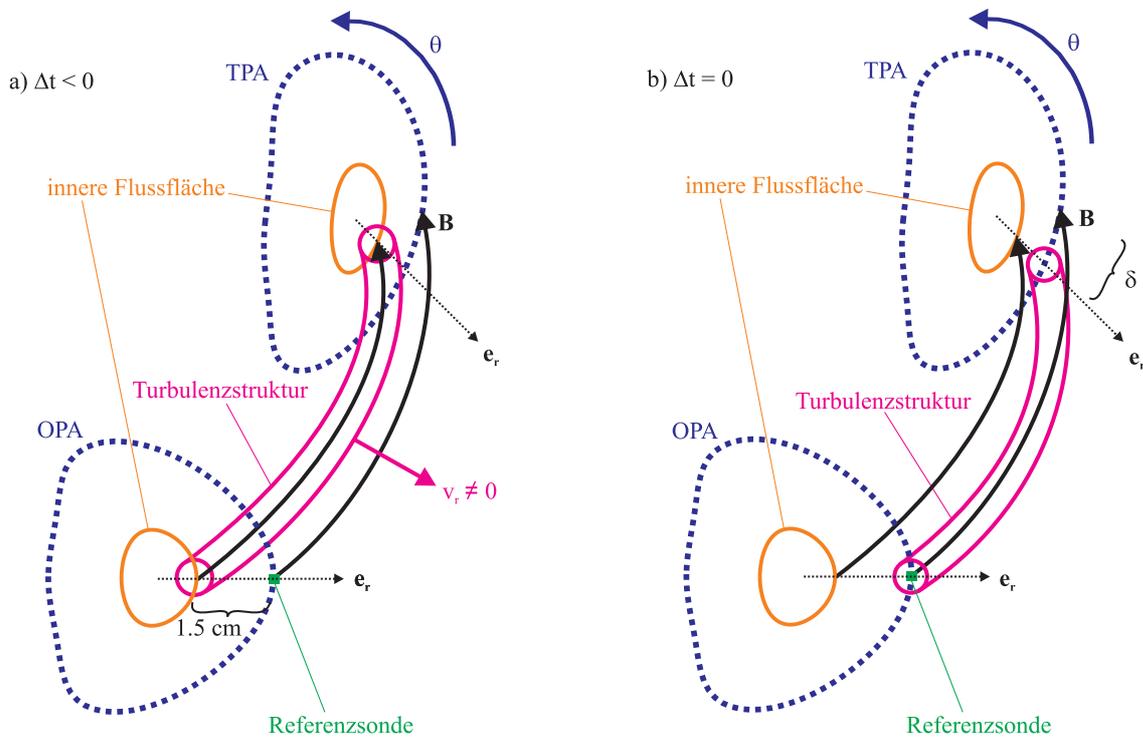


Abbildung 6.10: Der gemessene Versatz (siehe Abb. 6.9) kann durch folgendes Modell erklärt werden: Zu einem Zeitpunkt $\Delta t < 0$ (a) entsteht auf einer Flussfläche, die 1,5 cm radial weiter innen im Vergleich zu den Sonden des OPA liegt, eine parallel entlang der Feldlinie ausgedehnte turbulente Struktur. Diese propagiert radial nach außen und überstreicht dadurch bei $\Delta t = 0$ (b) die Referenzsonde (grün) am OPA. Aufgrund einer veränderten Rotationstransformation ϵ liegt die turbulente Struktur nun nicht mehr parallel zur Feldlinie. Somit ergibt sich am TPA ein Versatz δ zwischen der turbulenten Struktur und der Feldlinie, welcher sich aus der radialen Projektion einer 1,5 cm weiter innen liegende Feldlinie auf die TPA-Sonden berechnen lässt (siehe Abb. 6.9).

Struktur und der Feldlinie auf dieser äußeren Flussfläche.

Rechnerisch erhält man den zu erwartenden Versatz δ , indem man mit Hilfe des numerischen Feldlinienverfolgungsprogramms MCC die Feldlinie auf der inneren Flussfläche (Entstehungsort der turbulenten Struktur) entlang eines radialen Einheitsvektors \mathbf{e}_r auf die äußere Flussfläche (Messposition) projiziert. Im Vergleich mit den Messungen kann dieses Modell nicht nur den qualitativen Verlauf des Versatzes befriedigend abbilden, sondern auch die richtigen Absolutwerte des Versatzes wiedergeben (vgl. Abb. 6.9b und c). Die Annahmen des Modells werden dadurch gedeckt, dass der maximale Dichtegradient ∇n für die Entladungen #6750 und #7228 aus Sondenmessungen mit der 2D-Verfahreinheit exakt bei $R - R_0 = 9$ cm gefunden wird. Damit ist der Bereich des maximalen Gradienten, der freie Energie für die Entstehung der Turbulenz zur Verfügung stellt, genau $\Delta r = 1.5$ cm von der Flussfläche der Sondenanordnungen bei $R - R_0 = 10.5$ cm entfernt, wie es im Modell angenommen wurde.

6.3 3D-Dynamik turbulenter Strukturen

Bisher wurden alle Analysen aus Korrelationsdaten zum Zeitpunkt $\Delta t = 0$ durchgeführt und damit lediglich ein statisches Bild der turbulenten Strukturen untersucht. Die 2D-Korrelationsfunktionen $CC_{32,\theta}(\Delta t)$ geben aber auch Auskunft über dynamische Vorgänge. Daher kann man, wie in Abb. 6.5 für den Fall $\Delta t = 0$ gezeigt, für jeden beliebigen anderen Zeitpunkt $\Delta t \neq 0$ die poloidal abhängigen Korrelationsdaten extrahieren, entlang der Feldlinie interpolieren und in eine dreidimensionale Darstellung überführen.

Für verschiedene Zeitpunkte Δt sind in Abb. 6.11 die aus Ionensättigungsstromfluktuationen des OPA und TPA (gelb) der He-Entladung #6750 gewonnenen Korrelationsdaten auf einer Flussfläche (blau) dargestellt. Bei $\Delta t = -80 \mu\text{s}$, d. h. 80 μs bevor das Korrelationsmaximum an der Referenzsonde (Sonde 32 auf dem OPA) erreicht ist, entsteht eine turbulente Struktur (rot) in der Nähe des TPA auf der rechten Seite des Bildes. Von dort aus breitet sich die Struktur entgegen der Magnetfeldrichtung nach links aus ($\Delta t = -60 \mu\text{s}$). Anschließend propagiert sie langsam nach unten in die elektronendiamagnetische Driftrichtung, wie man es für Driftwellen erwartet (vgl. Kap. 3) und erreicht zum Zeitpunkt $\Delta t = 0 \mu\text{s}$ die maximale Ausdehnung. Dabei windet sie sich mehr als viermal entlang der Magnetfeldlinie (weiß) um die große Torusachse, weshalb in poloidalen k -Spektren in He-Entladungen stets die Modenzahl $m = 4$ gefunden wird (vgl. Abb. 6.3). Sie propagiert weiter nach unten und gleichzeitig entgegen der Magnetfeldrichtung, so dass sie sich nach $\Delta t = 40 \mu\text{s}$ hauptsächlich auf der Oberseite des Torus erstreckt. Nach $\Delta t = 60 \mu\text{s}$ ist sie nahezu vollständig verschwunden.

Aus der 3D-Visualisierung wird bereits deutlich, dass die turbulenten Strukturen innerhalb ihrer Lebensdauer von ca. 100 μs sowohl poloidal als auch parallel zum Magnetfeld propagieren. Diese senkrechte bzw. parallele Dynamik wird im Folgenden

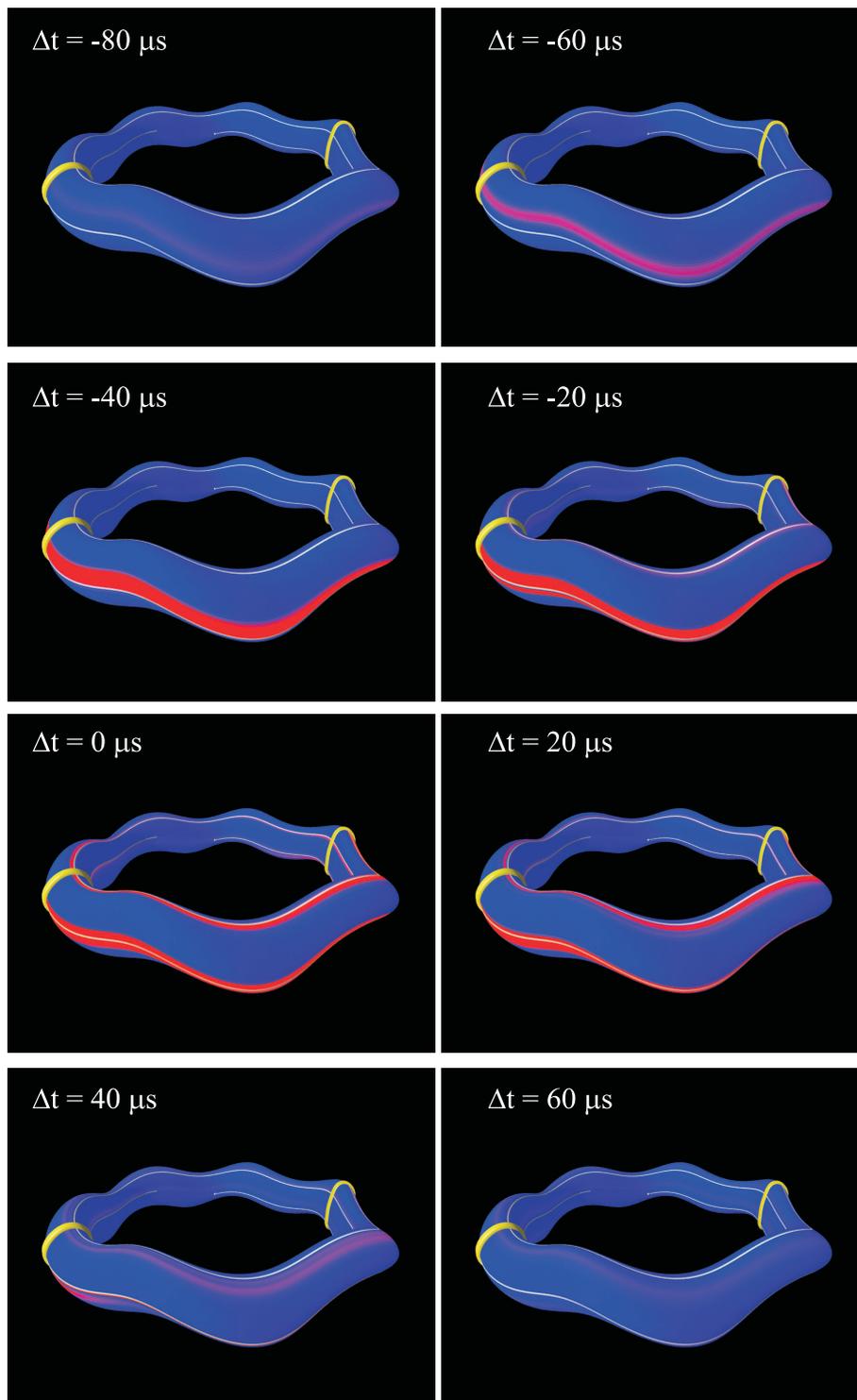


Abbildung 6.11: 3D-Visualisierung der Dynamik einer turbulenten Struktur auf einer Flussfläche (blau) aus Ionensättigungsstromfluktuationen des OPA und TPA (gelb). Von rechts kommend entsteht bei $\Delta t = -80 \mu s$ eine turbulente Struktur (rot), die sich zunächst parallel entgegen der Magnetfeldrichtung ausbreitet ($\Delta t = -60 \mu s$). Anschließend propagiert sie in elektronendiamagnetische Driftrichtung nach unten und ist zum Zeitpunkt $\Delta t = 0 \mu s$ entlang der Magnetfeldlinie (weiß) ausgedehnt. Nach $\Delta t = 40 \mu s$ propagiert die turbulente Struktur weiter entgegen der Magnetfeldrichtung und ist nach $\Delta t = 60 \mu s$ nahezu vollständig verschwunden.

quantitativ untersucht.

6.3.1 Senkrechtdynamik

Aus jeweils zwei poloidal benachbarten Sonden des OPA bzw. des TPA können mit Hilfe der Korrelationsfunktion $CC_{xy}(\Delta t)$ mittlere Geschwindigkeiten der turbulenten Strukturen ermittelt werden. Dafür bestimmt man den Zeitversatz Δt_{max} , an dem die Korrelationsfunktion $CC_{xy}(\Delta t)$ ihr Maximum erreicht, und kann daraus mit Hilfe des Sondenabstands dx der miteinander korrelierten Sonden die poloidale Geschwindigkeit

$$v_\theta = \frac{dx}{\Delta t_{max}} \quad (6.4)$$

berechnen. Für jeweils zwei poloidal benachbarte Sondenpaare am Ort θ erhält man damit für das OPA und das TPA getrennt einen Geschwindigkeitswert v_θ . Die daraus gewonnene poloidale Abhängigkeit von v_θ ist in Abb. 6.12 für die Entladung #6750 gezeigt (durchgezogene Linie). Hierbei wurde die Hintergrund- $E \times B$ -Drift entsprechend Abb. 6.4 vernachlässigt. Es werden Geschwindigkeiten im Bereich von wenigen Kilometern pro Sekunde erreicht, was sich mit früheren Messungen deckt [35].

Vergleicht man die Messwerte nun mit der theoretisch zu erwartenden Propagationsgeschwindigkeit der Strukturen der Driftwellenturbulenz nach Gl. 3.2 (rotgestrichelte Linie), so zeigt sich besonders auf der Außenseite um $\theta = 0$ für beide Sondenanordnungen innerhalb des statistischen Fehlers (gelb) eine gute Übereinstimmung. Dies gilt damit auch für den in Abb. 6.11 dargestellten Fall, bei dem für die Korrelationsanalyse eine Referenzsonde an der Außenseite des OPA gewählt wurde.

Auf der Oberseite ($\theta \approx 0.5\pi$) und besonders auf der Unterseite der Flussfläche ($-0.8\pi < \theta < -0.5\pi$) weichen die gemessenen Werte v_θ im Vorwärtsfall (#6750, Abb. 6.12a, b) jedoch erheblich von der elektronendiamagnetischen Drift ab und wechseln sogar ihr Vorzeichen. Dies könnte bedeuten, dass sich die turbulenten Strukturen auf der Unterseite in eine andere Richtung als auf der Außenseite bewegen und somit ein komplexes Propagationsmuster bilden, das in einem einfachen Bild für Driftwellenturbulenz nicht zu erwarten wäre, aber bei Betrachtung von Abb. 6.2 bereits vermutet werden konnte.

Da die Sondenanordnungen nur die poloidale, nicht jedoch die radiale Geschwindigkeit messen, könnte der poloidale Geschwindigkeitsumsprung auf der Unterseite der Flussfläche auch künstlich sein, wie ausführlich in Ref. [28] diskutiert wird. Denn wenn verkippte Turbulenzstrukturen *radial* propagieren, kann der Fall eintreten, dass ein Teil der Struktur bereits eine Sonde überstreicht, während ein anderer Teil der Struktur aufgrund der Verkipfung eine weitere, poloidal benachbarte Sonde erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht. Dadurch wird künstlich ein Zeitversatz

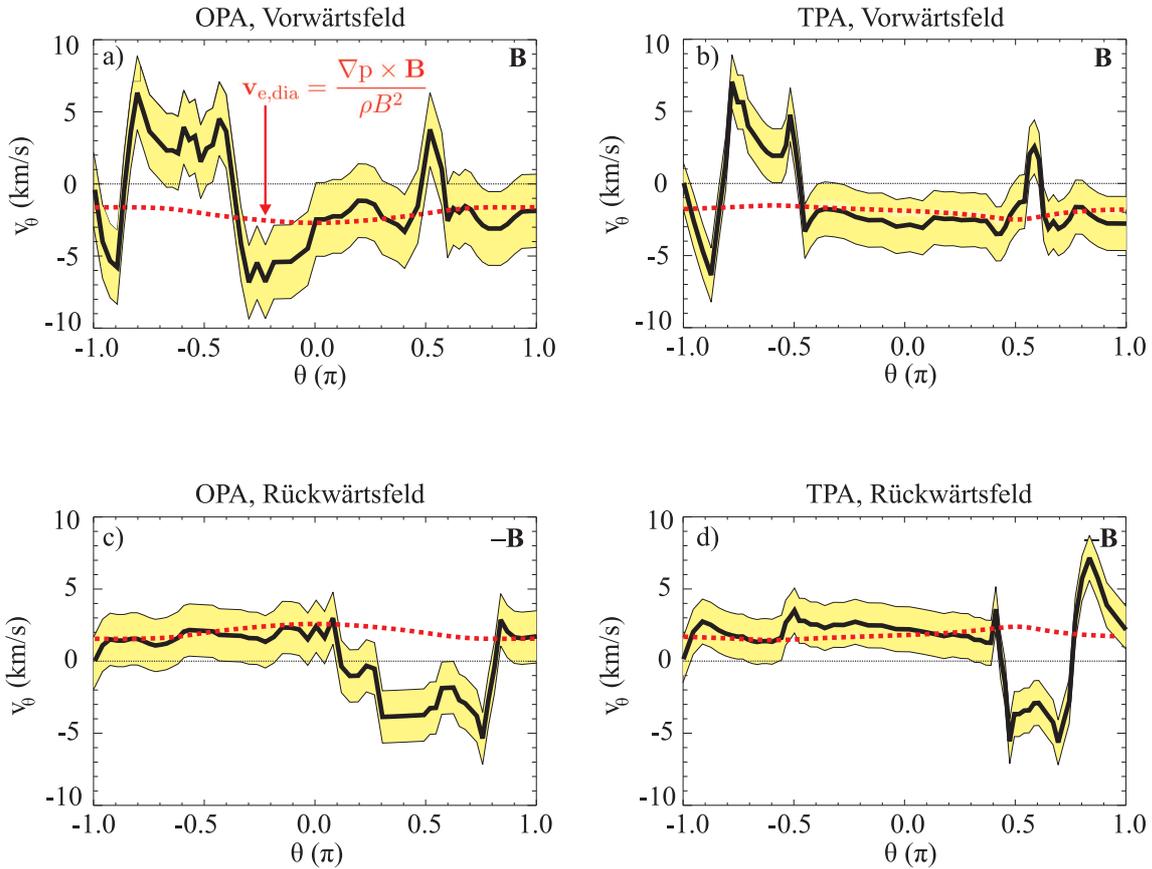


Abbildung 6.12: Poloidalgeschwindigkeiten v_θ , die aus den Kreuzkorrelationsfunktionen jeweils zweier benachbarter Sonden am Ort θ auf dem OPA (a, c) und dem TPA (b, d) für Vorwärtsfeld (#6750, a, b) und Rückwärtsfeld (#6749, c, d) bestimmt wurden. Innerhalb der Fehlergrenzen (gelb) stimmen die gemessenen Geschwindigkeitswerte an der Außenseite um $\theta \approx 0$ beider Sondenanordnungen bei beiden Magnetfeldrichtungen mit den Erwartungen für Driftwellenstrukturen überein (rot-gestrichelt). Bei Vorwärtsfeld zeigt sich auf der Unterseite der Flussfläche ($\theta \approx -0.5\pi$) ein unerwartetes Propagationsmuster. Bei Rückwärtsfeld zeigt sich die unerwartete Geschwindigkeitsumkehr auf der Oberseite um $\theta \approx 0.5\pi$.

zwischen poloidal benachbarten Sonden gemessen, der nicht durch eine poloidale, sondern durch eine radiale Propagation hervorgerufen wird.

Dieses Szenario einer künstlichen Poloidalgeschwindigkeit, die durch eine radiale Propagation hervorgerufen wird, kann allerdings weitgehend ausgeschlossen werden. Denn sowohl in Messungen mit einer Multi-Sondenanordnung, die zusätzlich zur poloidalen auch die radiale Dynamik auflösen kann [47, 72], als auch mit Hilfe einer Fünf-Pin-Sonde [106], die mit der 2D-Verfahrenheit einen ganzen poloidalen Querschnitt abrastern kann, wurde die poloidale Propagation turbulenter Strukturen bestätigt und keine Systematik hinsichtlich der Radialgeschwindigkeiten gefunden, die die Messungen mit dem OPA bzw. TPA erklären könnten.

Bei umgekehrter Magnetfeldrichtung (#6749, Abb. 6.12c, d) zeigt sich ein ähnliches Muster. Jedoch sind die Geschwindigkeiten auf der Außenseite entsprechend der Umkehr der elektronendiamagnetischen Drift gemäß Gl. 3.2, die von der Magnetfeldrichtung abhängt, ebenfalls umgekehrt. Der unerwartete Geschwindigkeitsumsprung, der im Vorwärtsfeldfall auf der Unterseite zu finden war, ist im Rückwärtsfeldfall auf der Oberseite der Flussfläche um $\theta \approx 0.5\pi$.

Es ist daher davon auszugehen, dass die Propagationsrichtung der turbulenten Strukturen auf der Flussfläche nicht einheitlich ist, sondern hauptsächlich nur auf der Außenseite ($-0.5\pi < \theta < 0.5\pi$) an Top- und Outer-Port für beide Magnetfeldrichtungen dem Driftwellenschema entspricht. Möglicherweise steht dieses komplexe Propagationsmuster mit der lokalen Magnetfeldverscherung S im Zusammenhang, da die Positionen der Richtungsumkehr der Poloidalgeschwindigkeit v_θ bei $\theta \approx \pm 0.5\pi$ ungefähr mit den Maxima von S zusammenfallen (vgl. Abb. 5.3). Es scheint, als würde die lokale Magnetfeldverscherung S die Gebiete mit erwartbarer Driftwelldynamik auf der Außenseite von den Gebieten mit ungewöhnlicher Dynamik auf der Unterseite der Flussfläche trennen. Dies ist bereits aus den Rohdaten (Abb. 6.1) zu erahnen und gilt sowohl für das OPA wie auch das TPA, so dass man ein Band an der Unterseite der Flussflächen mit eigener Dynamik vermuten könnte.

Denkbar ist auch ein Einfluss der Kreuzphase zwischen Dichte und elektrischem Feld auf die Propagationsrichtung der Driftwellen. Beispielsweise könnte eine Kreuzphase $\alpha_{nE} > \pi/2$, wie sie für kleine Strukturen mit $k_\theta > 60 \text{ m}^{-1}$ gemessen wird (siehe Abb. 7.8b), die poloidale Propagation gemäß dem Driftwellenschema aus Kapitel 3 für Teilbereiche der parallel elongierten Strukturen umkehren. Allerdings können weder die Präzessionsdriftrichtung gefangener Elektronen (elektronendiamagnetische Driftrichtung bei Vorwärtsfeld), die aus Teilchentrajektorienrechnungen ermittelt wurden, noch der poloidale Verlauf der Normalenkrümmung eine Kreuzphase mit $\alpha_{nE} > \pi/2$ schlüssig erklären.

6.3.2 Paralleldynamik

Die unerwartete Dynamik in den Poloidalgeschwindigkeiten v_θ könnte ihren Niederschlag auch in der Paralleldynamik finden. Um diese zu untersuchen wurde jeweils aus zwei Sonden, die auf demselben Feldlinienabschnitt miteinander verbunden sind,

die parallele Geschwindigkeit

$$v_{\parallel} = \frac{l_{con}}{\Delta t_{max}} \quad (6.5)$$

mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion $CC_{xy}(\Delta t)$ bestimmt. Dafür wird die Geschwindigkeit v_{\parallel} analog zu Gl. 6.4 aus dem Zeitversatz Δt_{max} des Korrelationsmaximums und dem Abstand l_{con} der miteinander korrelierten Sonden, der gerade der Verbindungslänge (vgl. Abb. 6.9) entspricht, berechnet.

Für verschiedene Referenzsondenpositionen θ auf dem OPA ist die parallele Geschwindigkeiten v_{\parallel} in Abb. 6.13 abgebildet. Tatsächlich zeigt sich auch dort eine poloidale Abhängigkeit, bei der die Geschwindigkeit v_{\parallel} mehrfach ihr Vorzeichen wechselt. Während im Vorwärtsfall (a) auf der Außenseite um $\theta \approx 0$ negative Geschwindigkeiten v_{\parallel} entsprechend einer Propagation entgegen der Magnetfeldrichtung gefunden werden, wie es auch in Abb. 6.11 zu beobachten ist, treten um $\theta \approx -0.5\pi$, $\theta \approx 0.3\pi$ und $0.5\pi < \theta < 0.8\pi$ positive Parallelgeschwindigkeiten auf. Damit spiegelt sich bei Vorwärtsfeld das in den Poloidalgeschwindigkeiten v_{θ} gefundene komplexe Propagationsmuster qualitativ auch in den Parallelgeschwindigkeiten v_{\parallel} wider.

Bei Rückwärtsfeld (Abb. 6.13b) korrespondiert der Bereich negativer Parallelgeschwindigkeiten v_{\parallel} bei $0.1\pi < \theta < 0.6\pi$ ebenfalls ungefähr mit dem Bereich der Umkehr in den Poloidalgeschwindigkeiten v_{θ} auf der Oberseite der Flussfläche, so dass ein Zusammenhang zwischen dem komplexen Propagationsmuster in paralleler Richtung mit der Poloidalgeschwindigkeit vermutet werden kann. Allerdings ist der poloidale Verlauf von v_{\parallel} bei Magnetfeldumkehr nicht so systematisch und einfach wie es für die Poloidalgeschwindigkeiten v_{θ} der Fall ist.

Für die Parallelgeschwindigkeiten v_{\parallel} werden unabhängig von der Magnetfeldrichtung im Vergleich zu v_{θ} weitaus höhere Absolutwerte von mehreren hundert Kilometern pro Sekunde gefunden. Beispielsweise beträgt v_{\parallel} im Vorwärtsfall an der Außenseite bei $\theta \approx 0$ ungefähr $v_{\parallel} \approx 600$ km/s. Dies entspricht im Rahmen des statistischen Fehlers dem Ergebnis einer früheren Untersuchung [30, 90] in He-Entladungen. Außerdem sind innerhalb der Fehlergrenzen sämtliche gemessenen Parallelgeschwindigkeiten v_{\parallel} mit dem Schema für Driftwellenturbulenz vereinbar, wofür minimale Parallelgeschwindigkeiten bei der Ionenschallgeschwindigkeit (blaue Linie in Abb. 6.13)

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (6.6)$$

und maximale Geschwindigkeiten bei der Alfvén-Geschwindigkeit (rote Linie in Abb. 6.13)

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 n m_i}} \quad (6.7)$$

erwartet werden [30, 90, 107]. Für eine Elektronentemperatur von 8 eV und der Ionenmasse für He erhält man eine Schallgeschwindigkeit von $c_s = 14.3$ km/s und

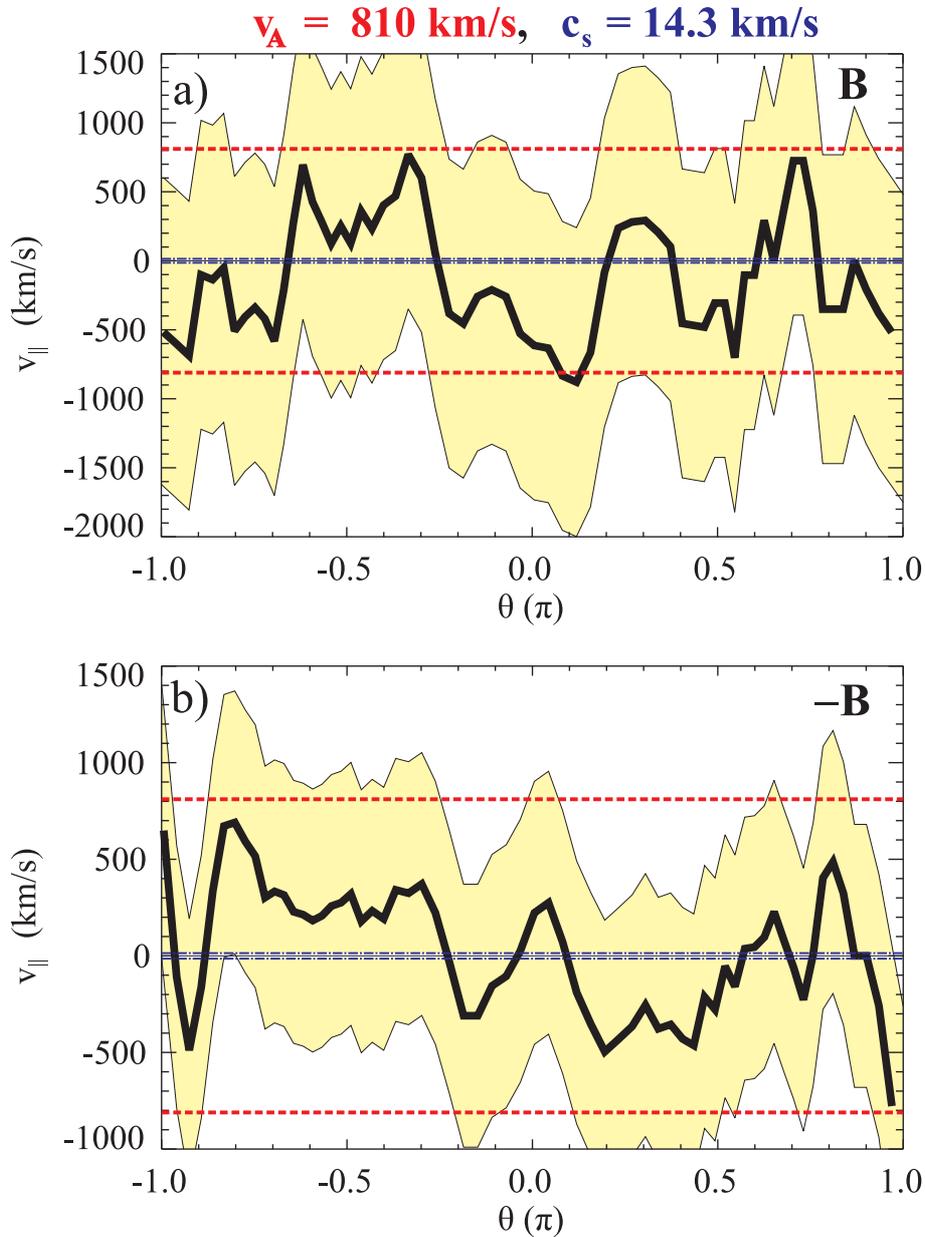


Abbildung 6.13: Parallelgeschwindigkeiten v_{\parallel} , per Korrelationsanalyse aus zwei parallel miteinander verbundenen Sonden bestimmt, bestätigen das bereits in den Poloidalgeschwindigkeiten gefundene und unerwartete komplexe Propagationsmuster turbulenter Strukturen für Vorwärts- (a) und Rückwärtsfeld (b). Die Absolutwerte von v_{\parallel} liegen innerhalb der Fehlergrenzen (gelb) zwischen der Alfvén-Geschwindigkeit v_A (rot-gestrichelt) und der Ionenschallgeschwindigkeit c_s (blau-strichpunktierte Linie), wie man es für Driftwellenturbulenz erwartet.

mit der Dichte $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ und dem Magnetfeld von $B = 68 \text{ mT}$ eine Alfvén-Geschwindigkeit von $v_A = 810 \text{ km/s}$.

Damit zeigt sich in der poloidalen Abhängigkeit sowohl der Parallelgeschwindigkeit v_{\parallel} als auch der Poloidalgeschwindigkeit v_{θ} ein komplexes Verhalten, das durch einfache Driftwellenturbulenzmodelle nicht erklärt werden kann. Auch wenn die gemessenen Absolutwerte im Einklang mit den Erwartungen für die Propagationsgeschwindigkeiten von turbulenten Driftwellenstrukturen sind, könnte der Befund des komplexen Propagationsmusters weitreichende Konsequenzen für Turbulenzuntersuchungen in Stellaratoren nach sich ziehen. Denn im Allgemeinen werden lediglich *lokale* Messungen in der Randschicht unternommen. Dies kann jedoch zu Fehlinterpretationen führen, da eine poloidal und toroidal lokalisierte Punktmessung keinesweges repräsentativ für die Vorgänge auf einer Flussfläche ist.

6.4 Zusammenfassung des Kapitels

Das OPA und das TPA wurden erfolgreich an verschiedenen toroidalen Positionen eingesetzt, um raum-zeitliche Strukturen der Driftwellenturbulenz zu untersuchen. Es zeigte sich dabei, dass in He-Entladungen bei niedrigem Druck ($p_N \approx 3 \text{ mPa}$) und Niederfeld ($B = 72 \text{ mT}$) nahezu voll entwickelte Turbulenz vorliegt. In anderen Regimes, vor allem bei den Gasen Ne und Ar, aber auch in He bei hohem Druck, existieren dominante quasi-kohärente Moden und ein kaum vorhandener turbulenter Untergrund. Daher wurden alle folgenden Turbulenzuntersuchungen in He-Entladungen bei niedrigem Druck unternommen.

Für die räumliche Struktur und Dynamik der Driftwellenturbulenz in TJ-K kann Folgendes festgehalten werden:

- Die quasi-kohärenten Strukturen der Driftwellenturbulenz sind parallel entlang der Magnetfeldlinie ausgedehnt. Sie weisen in He-Entladungen eine poloidale $m = 4$ -Struktur auf, die aus einer parallelen Korrelationslänge von ca. $l_{\parallel,0\%} = 18 \text{ m}$ und der Rotationstransformation von $\epsilon \approx 1/4$ resultiert und frühere Studien bestätigt [30, 90]. Das Verhältnis von senkrechter zu paralleler Korrelationslänge $l_{\theta,50\%}/l_{\parallel,50\%} = 1.3 \%$ spiegelt die Anisotropie des toroidalen Systems wider.
- Es werden poloidale Korrelationslängen $l_{\theta,50\%}$ von wenigen Zentimetern erreicht, die stark poloidal variieren. Dabei wird ein starker Einbruch der poloidalen Korrelationslängen um ca. einen Faktor zwei genau im Bereich hoher Werte absoluter lokaler Magnetfeldverscherung $|S|$ gefunden. Dies kann als Hinweis darauf gewertet werden, dass turbulente Strukturen entsprechend der lokalen Magnetfeldverscherung poloidal verkippt werden.
- Die turbulenten Strukturen zeigen an der Messposition der Sondenanordnungen einen poloidalen Versatz im Vergleich zur Magnetfeldlinie. Dieser kann

durch ein Modell erklärt werden, dass von der Entstehung der Strukturen auf einer Feldlinie ausgeht, die 1.5 cm radial weiter innen im Bereich des maximalen Dichtegradienten in Bezug auf die Messposition liegt, und die radiale Abhängigkeit der Rotationstransformation ι berücksichtigt.

- Senkrechte und parallele Propagationsgeschwindigkeiten turbulenter Strukturen stimmen betragsmäßig mit den Erwartungen für die Driftwellenturbulenz überein, zeigen jedoch unerwartete Vorzeichenwechsel auf der Unter- und Oberseite der Flussfläche, die zu einem komplexen Propagationsmuster auf der Flussfläche führen.

Kapitel 7

Messung des turbulenten Transports in Stellaratorgeometrie

In Abschnitt 6.2.3 wurde bereits gezeigt, dass lokale Parameter der Magnetfeldkonfiguration mit der räumlichen Ausdehnung turbulenter Strukturen korrelieren. Die für den magnetischen Einschluss bedeutendere Frage ist jedoch, ob die lokalen Magnetfeldparameter auch einen Einfluss auf den turbulenten Transport haben können, wie es die geometrieabhängige Anwachsrate Gl. 3.9 nahe legt. Daher wird zunächst auf die räumliche Gestalt des turbulenten Transports im Vergleich mit der Magnetfeldgeometrie eingegangen. Danach wird die Abhängigkeit der räumlichen Gestalt von der Magnetfeldrichtung diskutiert und zuletzt die poloidale Abhängigkeit des turbulenten Transports bei verschiedenen Raum- und Zeitskalen beschrieben.

7.1 Räumliche Gestalt des turbulenten Transports

Um der Frage nachzugehen, ob der turbulente Transport von lokalen Parametern der Magnetfeldgeometrie abhängt, wurden Messungen in der He-Entladung #6736 bei Standardbedingungen ($p_N = 2.6$ mPa, $P = 2$ kW, $I_h = 305$, $R_{v/h} = 57$ %, Aufnahmezeit: 1 MHz, Samplelänge: 1024000) im Transportmodus (vgl. Abs. 5.3.2) durchgeführt. Aus diesen Daten erhält man für das OPA (Port O2) und TPA (Port T5) getrennt poloidale Profile der normierten Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen, $\tilde{I}_{i,sat}/I_{i,sat,0}$ bzw. $e\tilde{\phi}/T_e$, sowie des turbulenten Transports Γ , die gegen die Sondenposition θ aufgetragen sind. Alle Werte der jeweils 32 Ionensättigungsstrom-, Floatingpotential- bzw. Transportsignale pro Sondenordnung wurden über die gesamte Zeitreihe gemittelt.

Abb. 7.1a zeigt jeweils das gemessene poloidale turbulente Transportprofil des OPA (links) und des TPA (rechts) (aus Ref. [108]). Die darin gezeigten Fehlerbalken ergeben sich aus einer angenommenen radialen Fehlpositionierung der Sondenspitzen von 2 mm entsprechend der Sondenspitzenlänge. Daraus würde bei angenommener Isotropie der Senkrechtgeschwindigkeiten v_{\perp} und mit dem Sondenabstand $dx =$

8 mm eine Fehlinterpretation der radialen Geschwindigkeit v_r resultieren, die die Transportmessung um 13 % verändert.

Der turbulente Transport Γ ist keineswegs poloidal homogen, sondern weist für beide toroidale Positionen ein deutliches Maximum an der Außenseite für das OPA ($\theta \approx 0.1\pi$) und an der Oberseite des TPA ($\theta \approx 0.55\pi$) auf. Dies bestätigt frühere Studien [31, 90], die bereits eine poloidale Asymmetrie im turbulenten Transport für das OPA an derselben Position dokumentieren. Außerhalb des Bereichs erhöhten turbulenten Transports, werden innerhalb der Fehlergrenzen lediglich moderate Werte mit $\Gamma \approx 0$ erreicht, die auch leicht negativ werden können. Beispielsweise zeigt sich für das TPA bei $\theta = -0.2\pi$ ein signifikanter Einwärtstransport. Der poloidal gemittelte Gesamttransport ist aber für jede Sondenordnung positiv und stellt damit einen Netto-Auswärtstransport dar.

Das gemessene singuläre und ausgeprägte Maximum des Transports Γ ist umso erstaunlicher, wenn man die poloidale Abhängigkeit der gleichzeitig dazu gemessenen Fluktuationsgrade der Dichte und des Potentials betrachtet. In den Fluktuationsgraden (Abb. 7.1b) – jeweils durch die Standardabweichung σ der normierten Fluktuationen bestimmt – sind nämlich auch signifikante endliche Werte zu finden, wo der turbulente Transport $\Gamma \approx 0$ ist. So sind für beide Sondenordnungen bei $\theta \approx -0.5\pi$ zwar starke Fluktuationen, aber nur sehr niedriger turbulenter Transport anzutreffen. Dies weist auf die besondere Rolle der Kreuzphase hin, die jenseits der Fluktuationsamplituden gemäß des skalenabhängigen Teilchentransports nach Gl. 5.6 das Ausmaß des turbulenten Transports wesentlich mitbestimmt. Darauf wird weiter unten noch genauer eingegangen (Abs. 7.4).

Zunächst soll aber der Frage nachgegangen werden, ob die Transportmaxima mit lokalen Magnetfeldparametern in einem systematischen Zusammenhang stehen. Beim Vergleich mit der Normalenkrümmung κ_n (vgl. Abs. 2.2), deren poloidaler Verlauf in Abb. 7.1c eingetragen ist, fällt auf, dass das Transportmaximum für beide Sondenordnungen im Bereich negativer Normalenkrümmung gefunden wird. Das deckt sich mit der Erwartung für die geometrieabhängige Driftwelleninstabilität, die gemäß der linearen Anwachsrate nach Gl. 3.9 von einem starken destabilisierenden Einfluss negativer Normalenkrümmung, d. h. ungünstiger Krümmung, ausgeht. Am Outer-Port ist, wie in einem Tokamak, das Normalenkrümmungsminimum auf der Außenseite in der Äquatorialebene, in dessen Umgebung auch das Transportmaximum mit dem OPA gemessen wird. Am TPA ist das Transportmaximum jedoch auf der Oberseite zu finden. Damit liegt es auch hier entsprechend dem Verlauf der Normalenkrümmung am Top-Port im Bereich ungünstiger Krümmung. Dies spiegelt eindrücklich den dreidimensionalen Charakter der Stellaratorconfiguration wider, die sowohl in den Magnetfeldparametern als auch in den daraus resultierenden Messgrößen keine Axialsymmetrie erwarten lässt. Damit zeigen die gefundenen Ergebnisse bisher ein Verhalten, wie es für Stellaratorgeometrie auf Grundlage von theoretischen Überlegungen in Ref. [109] gemutmaßt wurde. Hierbei wird von einem *lokalen* Effekt der helikal verlaufenden negativen Normalenkrümmung auf die Turbulenz ausgegangen. Dieser lokale Effekt wird auch für andere Arten von Instabilitäten

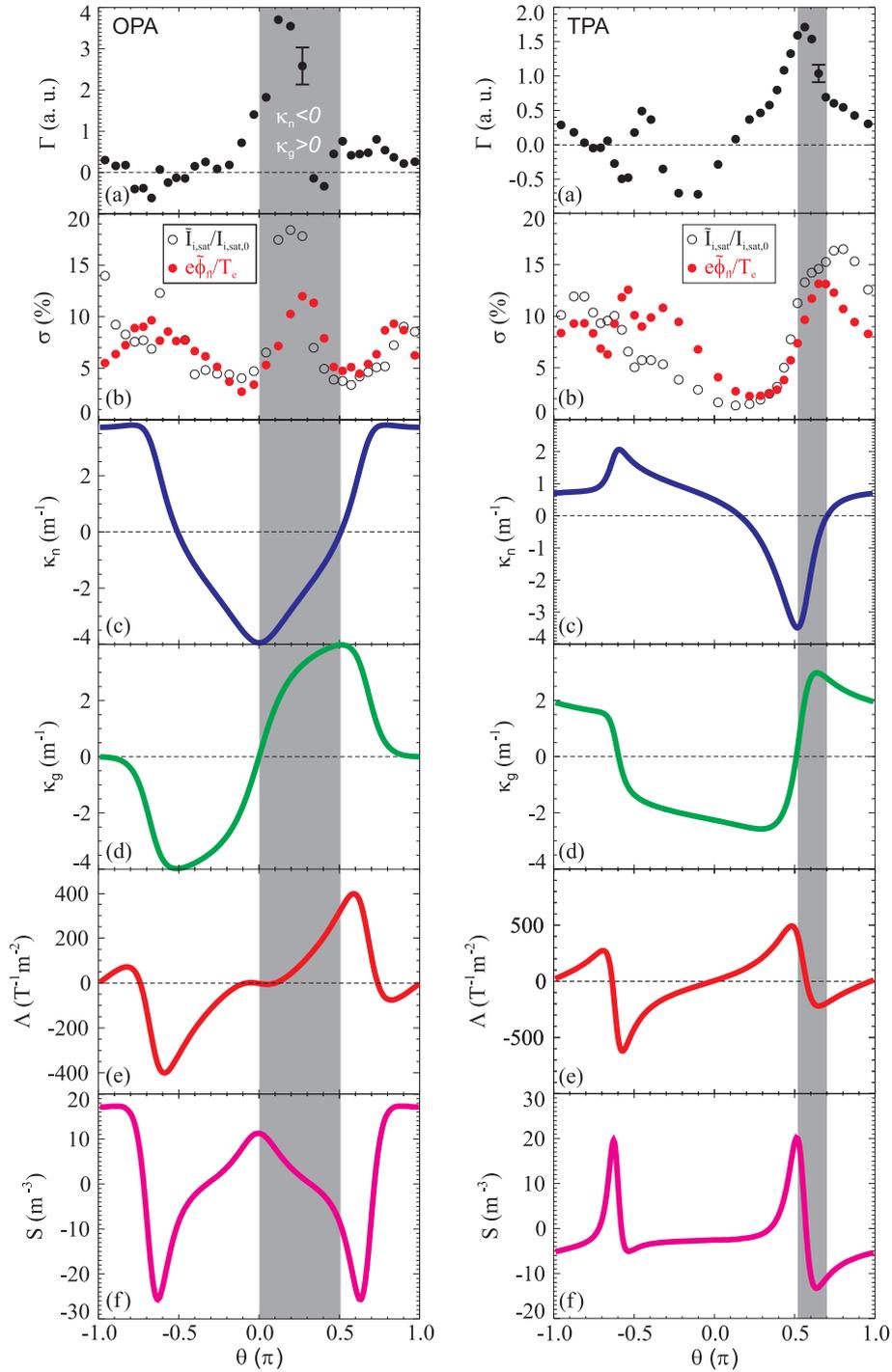


Abbildung 7.1: Poloidale Abhängigkeit des turbulenten Transports (a) und der Ionen-sättigungsstrom- (b, hohle Kreise) bzw. der Floatingpotentialfluktuationen (b, gefüllte Kreise) für das OPA (links) und das TPA (rechts) bei **Vorwärtsfeld** (He, #6736). Zum Vergleich sind die Normalenkrümmung κ_n (c), die geodätische Krümmung κ_g (d), die integrierte lokale Magnetfeldverscherung Λ (e) und die lokale Magnetfeldverscherung S (f) an den jeweiligen Messpositionen, ebenfalls gegen den Poloidalwinkel θ aufgetragen, gezeigt. Die Transportmaxima liegen in einem Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ und gleichzeitig positiver geodätischer Krümmung $\kappa_n > 0$ (graue Bereiche) [108].

(TEM, resistive Driftwellen, lineare und nicht-lineare gyrokinetische Rechnungen) in weiterführenden theoretischen Arbeiten nahe gelegt [17, 110–113] und zeigt sich in einer räumlichen Begrenztheit der instabilsten Moden im Bereich ungünstiger Krümmung.

Bei genauerer Betrachtung erkennt man, dass das Normalenkrümmungsminimum nicht exakt mit dem Transportmaximum zusammenfällt. Für beide Sondenanordnungen ist das Transportmaximum leicht zu größeren Poloidalwinkeln θ , d. h. nach oben, verschoben. Damit ist es in den Bereich positiver geodätischer Krümmung κ_g (Abb. 7.1d) gerückt (grau markierter Bereich). Es besteht also die Möglichkeit, dass die geodätische Krümmung κ_g oder aber auch die integrierte lokale Magnetfeldverschönerung Λ (Abb. 7.1e) gemäß Gl. 3.9 einen zusätzlichen destabilisierenden Beitrag leisten, der das Transportmaximum verschiebt. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass der Versatz des Transportmaximums *nicht* auf Driften zurückgeführt werden kann, da die dominierende Driftrichtung (vgl. Abs. 6.3.1) an der Position des Transportmaximums in die elektronendiamagnetische Driftrichtung und damit nach unten zu kleineren Poloidalwinkeln θ zeigt.

Ein lokaler Effekt der lokalen Magnetfeldverschönerung, wie er auf die räumliche Gestalt von Driftwellenstrukturen gefunden wurde (vgl. Abs. 6.2.3) und in theoretischen Arbeiten angedeutet wird [20, 21, 112, 17, 113], kann aus den gezeigten Transportmessungen nicht ersehen werden. Denn offenkundig scheinen die hohen Transportwerte am TPA um $\theta \approx 0.5\pi$ unbeeinflusst von den hohen Werten für die Magnetfeldverschönerung zu sein. Die Messungen deuten also darauf hin, dass der turbulente Transport – zumindest die lokale poloidale Variation desselben – unbeeinflusst von der lokalen Magnetfeldverschönerung ist, obwohl ein Einfluss auf die Strukturgrößen in Korrelationsstudien (vgl. Abs. 6.2.3) gefunden wurde.

Wie in Abschnitt 6.2.3 in Korrelationsstudien gezeigt wurde, sind die turbulenten Strukturen parallel ausgedehnt und umlaufen den Torus entlang der Feldlinien etwa viermal. Aufgrund dessen und gemäß der Annahme parallel ausgedehnter Driftmoden, die in theoretischen Arbeiten für die Verwendung des Ballooning-Formalismus häufig gemacht wird [114], gilt es zu prüfen, ob die instabilen Bereiche – und somit auch die Region des maximalen turbulenten Transports – parallel entlang der Magnetfeldlinien ausgedehnt sind. Um derartige Effekte untersuchen zu können, wurden in vergleichbaren He-Entladungen bei Standardbedingungen neben den bereits gezeigten Messungen an Port T5 ($\varphi_{tor} = 290^\circ$, #6750) und O2 ($\varphi_{tor} = 90^\circ$, #6750) weitere poloidale Transportprofile an den Top-Ports T2 ($\varphi_{tor} = 110^\circ$, #7192) und T4 ($\varphi_{tor} = 230^\circ$, #7228), sowie am Outer-Port O3 ($\varphi_{tor} = 150^\circ$, #7730) aufgenommen. Für den besseren Vergleich mit den Krümmungstermen und der Magnetfeldlinie, sind diese Transportprofile in Abb. 7.2 farbkodiert in die φ_{tor} - θ -Ebene der Flussfläche eingezeichnet. Dabei entspricht die rote Farbe einer höheren Intensität des turbulenten Transports. Zusätzlich sind in hellblau die Region negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ und die Magnetfeldlinie (schwarz) eingezeichnet.

Wie bei den Standardmesspositionen an O2 und T5 zeigt sich auch an allen anderen Messpositionen T2, T4 und O3 ein dominantes, räumlich begrenztes Trans-

portmaximum. In allen Fällen, sowohl an den Outer-Ports als auch an den Top-Ports, wird das globale Transportmaximum im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ (hellblau) gefunden. Dieser Befund kann als starker Hinweis auf einen Antrieb der Instabilitäten gewertet werden, der mit der Normalenkrümmung im Zusammenhang steht.

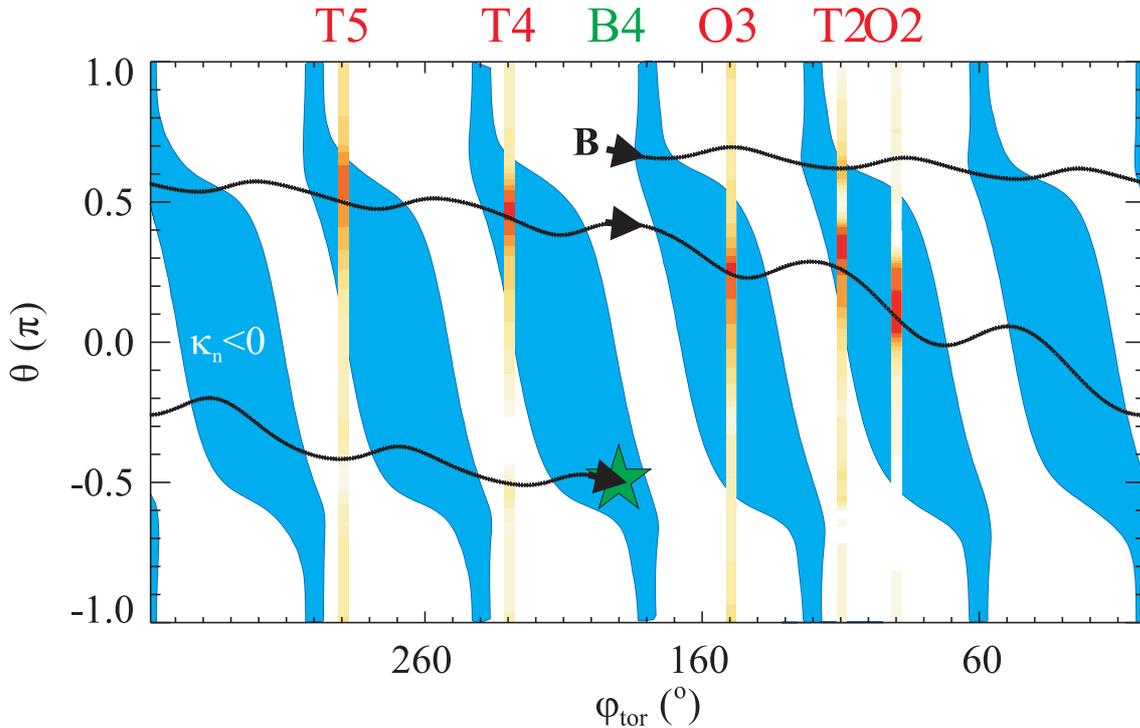


Abbildung 7.2: In der $\varphi_{\text{tor}}-\theta$ -Ebene der Flussfläche zeigen Messungen des turbulenten Transports Γ bei **Vorwärtsfeld** an verschiedenen toroidalen Stellen (Top-Ports: T2, T4, T5. Outer-Ports: O2, O3) unterschiedliche Intensitäten (rot entspricht hohem Transport). Dabei liegen die Transportmaxima stets in einem Bereich negativer Normalenkrümmung (blau schraffiert) und sind gleichzeitig über die Feldlinie (schwarz) verbunden. Der grüne Stern markiert die Position der Mikrowellenantenne am Bottom-Port B4.

Darüber hinaus fällt im Vergleich mit der eingezeichneten Feldlinie (schwarz) auf, dass die Transportmaxima nicht exakt auf der Feldlinie lokalisiert sind, aber auf einem Band entlang der Feldlinie parallel miteinander verbunden sind. Selbst das lokale Sekundärmaximum bei $\theta = 0.6\pi$ an Port T2 scheint im Bereich der Feldlinie zu liegen. Diese Beobachtung deutet darauf hin, dass ein bestimmter Feldlinienabschnitt ausgezeichnet zu sein scheint, und in direktem Zusammenhang mit den Transportprofilen stehen könnte. Der ausgezeichnete Feldlinienabschnitt, auf dem die Transportmaxima liegen, vollführt etwas mehr als einen toroidalen Umlauf und überstreicht die Heizposition bei $\theta = -0.5\pi$ an B4 (grüner Stern). Dies korrespondiert ungefähr mit der in Abs. 6.2.3 ermittelten parallelen Korrelationslänge von ca. 2.80 m bei $CC_{xy} = 50\%$, was etwas weniger als einem toroidalen Umlauf entspricht.

Im Gegensatz zur Standardmessposition an T5 liegen die Transportmaxima an T2 und T4 zwar immer noch im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$. Allerdings befinden sich die Hauptmaxima bei $\theta = 0.35\pi$ (T2) und $\theta = 0.5\pi$ (T4) nicht mehr im Bereich positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ (vgl. Abb. 7.1), wie es bei den Outer-Ports O2 und O3 der Fall ist. Zusammen mit der Beobachtung der parallelen Verbindung zwischen den Transportmaxima spricht dieser Umstand daher tendenziell gegen einen ausschließlich lokalen Effekt der Normalen- und geodätischen Krümmung, der sich an jeder toroidalen Messposition auf dieselbe Art auf den turbulenten Transport auswirken würde.

Da die Transportmaxima aber weder exakt auf der Feldlinie noch durchgehend für alle Fälle im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ und positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ liegen, kann von den bisher gezeigten Messungen noch kein abschließendes Urteil über die genaue Rolle der Geometrieterme für den turbulenten Transport gefällt werden.

7.2 Einfluss der Magnetfeldrichtung

Wie gezeigt, weist der turbulente Transport ein sehr lokalisiertes Maximum auf, das sehr wahrscheinlich in engem Zusammenhang mit der Normalenkrümmung κ_n als dominantem destabilisierendem Faktor steht. Möglicherweise sprechen diese Daten jedoch auch für einen zusätzlichen Effekt entlang einer Feldlinie oder hervorgerufen durch weitere lokale Parameter der Magnetfeldgeometrie, der für den leichten Versatz des Transportmaximums vom Normalenkrümmungsminimum verantwortlich sein könnte.

Da eine Umkehr der Magnetfeldrichtung, die durch Umkehr der Stromrichtung in den Magnetfeldspulen des TJ-K erreicht wird, das Vorzeichen der geodätischen Krümmung κ_g und der integrierten lokalen Magnetfeldverscherung Λ gemäß den Definitionen in Abs. 2.2 ändert, sollte sich der Einfluss von κ_g und Λ auf den Transport – sofern vorhanden – bei Rückwärtsfeld offenbaren. Die Normalenkrümmung κ_n und die lokale Magnetfeldverscherung S bleiben bei Magnetfeldumkehr unverändert.

Bei gleichem experimentellem Aufbau wie im Vorwärtsfeldfall wurden in einer vergleichbaren Entladung (#6739) bei Rückwärtsfeld ebenfalls die Fluktuationen und der turbulente Transport gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.3a in derselben Darstellung wie im Vorwärtsfall gezeigt.

Das Transportmaximum am OPA (Abb. 7.3a, links) wird auch im Rückwärtsfall im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ gefunden. Allerdings ist es in diesem Fall sehr stark zu kleineren Poloidalwinkeln ($\theta = -0.35\pi$), d. h. nach unten, verschoben. Damit ist das Transportmaximum im Vergleich zum Vorwärtsfall um ca. einen Viertelumlauf in negativer Poloidalrichtung gewandert. Am TPA (Abb. 7.3a, rechts) ist das Transportmaximum nun ebenfalls bezüglich des Normalenkrümmungsminimums nach unten versetzt, liegt aber dennoch im Bereich ungünstiger Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$.

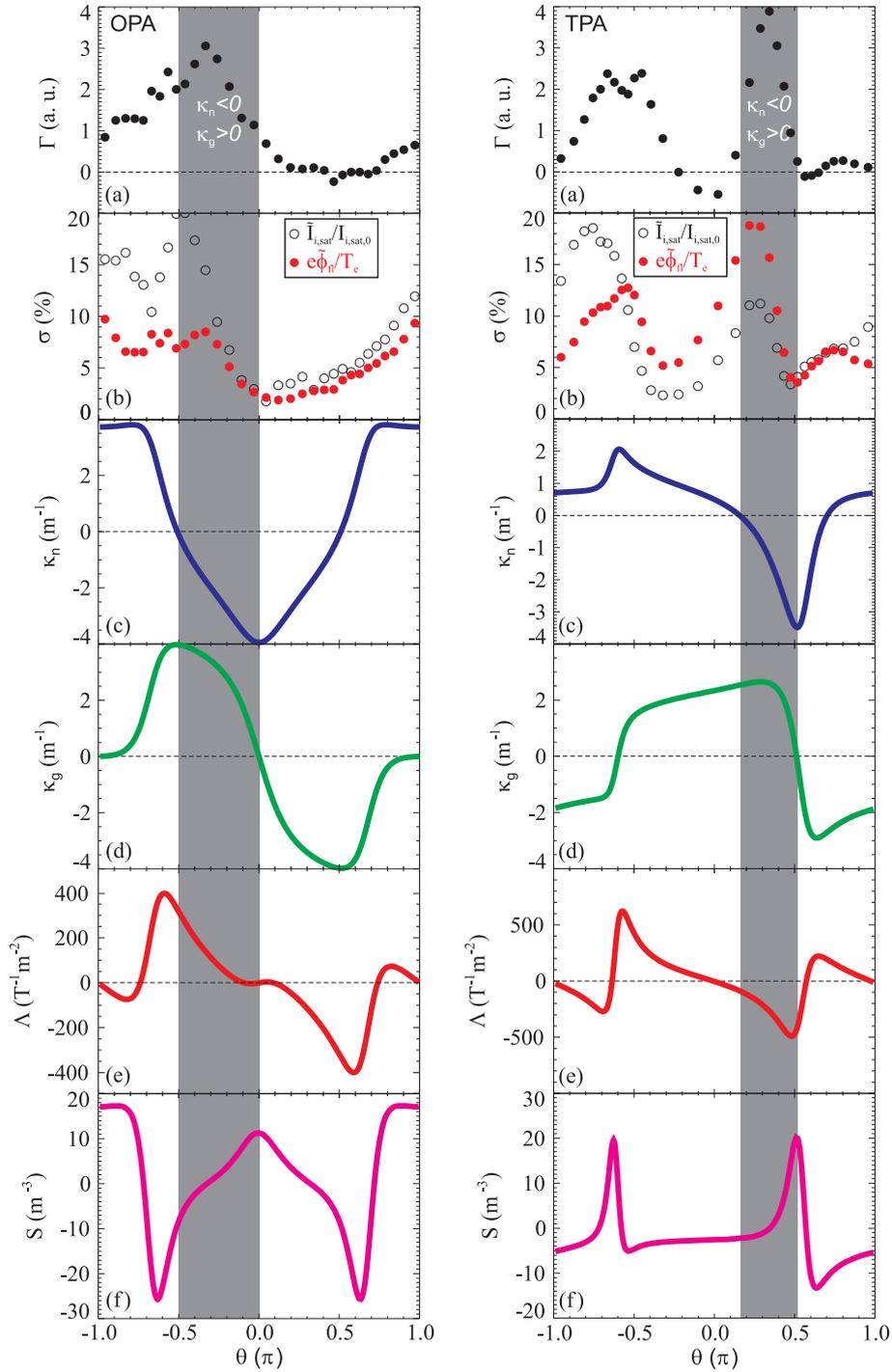


Abbildung 7.3: Poloidale Abhängigkeit des turbulenten Transports (a) und der Ionen-sättigungstrom- (b, hohle Kreise) bzw. der Floatingpotentialfluktuationen (b, gefüllte Kreise) für das OPA (links) und das TPA (rechts) bei **Rückwärtsfeld** (He, #6739). Zum Vergleich sind die Normalenkrümmung κ_n (c), die geodätische Krümmung κ_g (d), die integrierte lokale Magnetfeldverscherung Λ (e) und die lokale Magnetfeldverscherung S (f) an den jeweiligen Messpositionen, ebenfalls gegen den Poloidalwinkel θ aufgetragen, gezeigt. Die Transportmaxima liegen in einem Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ und gleichzeitig positiver geodätischer Krümmung $\kappa_n > 0$ (graue Bereiche) [108].

In den Fluktuationen (Abb. 7.3b) hat sich der poloidale Verlauf bei Rückwärtsfeld im Vergleich zum Vorwärtsfeld geändert: Am OPA werden die höchsten Turbulenzamplituden nun auf der Unterseite um $\theta \approx -0.5\pi$ erreicht, und am TPA erscheinen neben der Hauptaktivität bei $\theta = 0.35\pi$ ebenfalls auf der Unterseite um $\theta \approx -0.5\pi$ sehr große Fluktuationsamplituden, wo auch ein lokales Nebenmaximum im Transport zu sehen ist.

Da sich die Normalenkrümmung κ_n bei Magnetfeldumkehr nicht geändert hat (Abb. 7.3c), muss die Verlagerung des Transportmaximums eine andere Ursache haben. Vergleicht man die Position der Transportmaxima bei Rückwärtsfeld wieder mit der geodätischen Krümmung κ_g (Abb. 7.3d), so fällt auf, dass für beide Sondenordnungen das Transportmaximum in einem Bereich liegt (grau schraffiert), in dem die Normalenkrümmung negativ $\kappa_n < 0$ und gleichzeitig die geodätische Krümmung positiv $\kappa_g > 0$ ist.

Aufgrund des Vorzeichenwechsels von Λ könnte auch die integrierte lokale Magnetfeldverschönerung (Abb. 7.3e) grundsätzlich als Erklärung für den Versatz des Transportmaximums hinzugezogen werden. Bei Einbezug aller vier untersuchten Fälle (OPA und TPA jeweils bei Vorwärts- und Rückwärtsfeld) ergibt sich jedoch kein konsistentes Bild, da das Transportmaximum beispielsweise im Rückwärtsfall am OPA im positiven Bereich $\Lambda > 0$ liegt, während es am TPA im Bereich $\Lambda < 0$ zu finden ist.

Die lokale Magnetfeldverschönerung S (Abb. 7.3f) zeigt, wie schon im Vorwärtsfall, weder eine deutliche Korrelation noch Antikorrelation mit den Transportprofilen, so dass ein lokaler Einfluss auf den turbulenten Transport ausgeschlossen werden kann.

Wie lässt sich jedoch der auffällige Befund erklären, dass das Maximum des turbulenten Transports in Richtung positiver Werte der geodätischen Krümmung κ_g versetzt ist? Betrachtet man erneut die geometrieabhängige Anwachsrate Gl. 3.9, so geht die geodätische Krümmung κ_g mit umgekehrtem Vorzeichen wie die Normalenkrümmung κ_n in die Anwachsrate ein. Damit stehen die experimentell ermittelten Beobachtungen – zumindest an den Messpositionen O2 und T5 – qualitativ mit der Geometrieabhängigkeit der linearen Anwachsrate im Einklang. Denn gemäß Gl. 3.9 würde man ja gerade den maximalen Transport im Bereich, in dem $\kappa_n < 0$ und $\kappa_g > 0$ gleichzeitig gilt, erwarten, was sowohl für Vorwärts- als auch für Rückwärtsfeldrichtung mit beiden Sondenordnungen gemessen wurde. Zwar gibt es einen Beitrag $\propto \kappa_g \Lambda$ zur Anwachsrate Gl. 3.9, der unabhängig von der Magnetfeldrichtung ist, da sich das Vorzeichen von κ_g und Λ bei Magnetfeldumkehr gerade aufhebt. Bei Existenz eines ausreichend großen radialen Wellenvektors k_s ist jedoch der Term $\kappa_g \frac{\chi'}{B} |\nabla s|^2 \left(\frac{k_s}{k_\alpha} \right)$ dominant, wodurch sich in der Anwachsrate eine Abhängigkeit von der Magnetfeldrichtung durch κ_g bemerkbar macht. Numerische Untersuchungen dieses Zusammenhangs bestätigen, dass die gefundenen Positionen der Transportmaxima durch die lineare Anwachsrate für realistische Annahmen von k_s und k_α für die Ports O2 und T5 erklärt werden können [32].

Auch für den Rückwärtsfeldfall wurden Transportprofile an weiteren toroidalen

Messpositionen gemessen, um die parallele Struktur des turbulenten Transports auf der Flussfläche aufzulösen. In vergleichbaren He-Entladungen wurden an T5 ($\varphi_{tor} = 290^\circ$, #6749), O2 ($\varphi_{tor} = 90^\circ$, #6749), T2 ($\varphi_{tor} = 110^\circ$, #7204) und T4 ($\varphi_{tor} = 230^\circ$, #7232), sowie am Outer-Port O3 ($\varphi_{tor} = 150^\circ$, #7721) Fluktuationsdaten aufgenommen. Die daraus berechneten Transportprofile sind in Abb. 7.4 gezeigt (rot entspricht hohem Transport). Auch hier sind zum Vergleich die Regionen mit negativer Normalenkrümmung κ_n (hellblau) eingezeichnet.

Für die Ports T4, T5, O2 und O3 zeigt sich das gewohnte Bild: Das Transportmaximum liegt in einem Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$. Darüber hinaus ist das Transportmaximum für diese Ports auch nach unten zu kleineren Poloidalwinkeln θ versetzt und befindet sich damit zusätzlich auch im Bereich positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ (vgl. Abb. 7.3d). Für diese Ports können die Messergebnisse daher anhand der Geometrieabhängigkeit der Anwachsrate Gl. 3.9 erklärt werden, wenn man von einem lokalen Antrieb der Instabilitäten ausgeht.

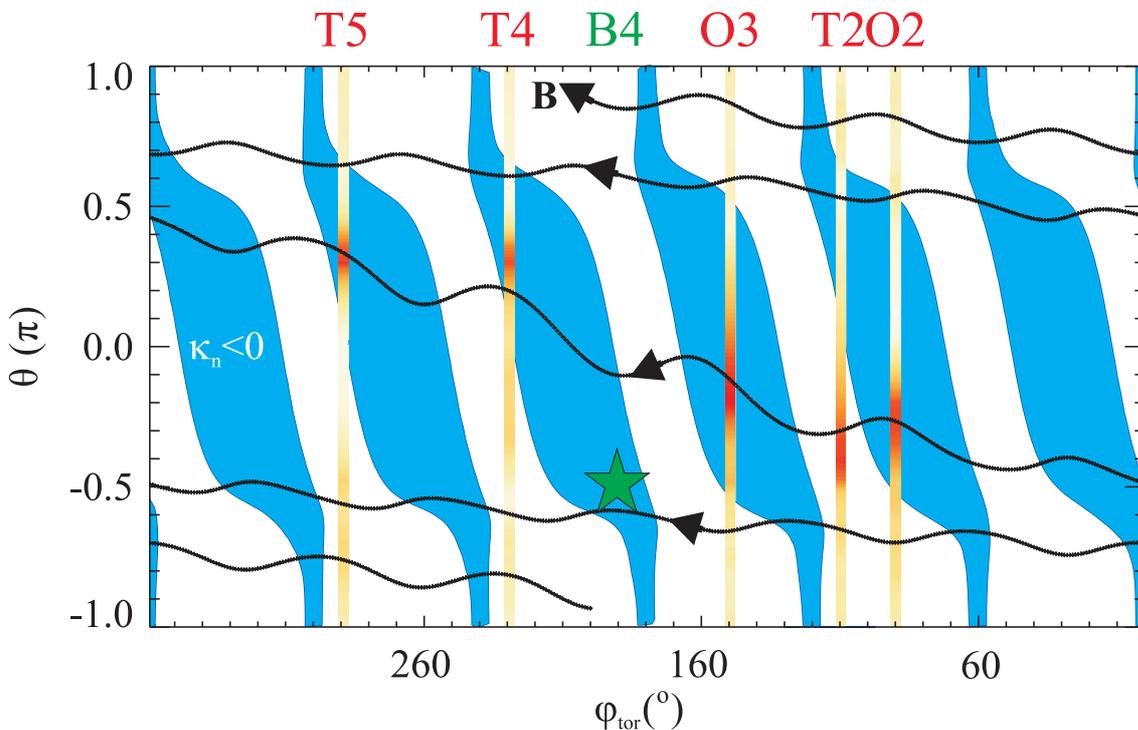


Abbildung 7.4: In der φ_{tor} - θ -Ebene der Flussfläche zeigen Messungen des turbulenten Transports Γ bei **Rückwärtsfeld** an verschiedenen toroidalen Stellen unterschiedliche Intensitäten (rot entspricht hohem Transport). Dabei liegen die Transportmaxima – mit Ausnahme von T2 – in einem Bereich negativer Normalenkrümmung (blau schraffiert) und sind gleichzeitig über die Feldlinie (schwarz) verbunden. Der grüne Stern markiert die Heizposition am Bottom-Port B4.

Allerdings fällt das turbulente Transportprofil an T2 aus diesem Schema heraus. Hier liegt das Transportmaximum nicht nur nicht im Bereich $\kappa_g > 0$, sondern ist,

ausgehend vom Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$, sogar fast ein viertel Poloidalumlauf nach unten versetzt und liegt damit im Bereich günstiger Krümmung $\kappa_n > 0$. Für diese Messposition ist das Transportprofil also nicht durch lokale Effekte der Magnetfeldgeometrie gemäß Gl. 3.9 erklärbar. Dieses Verhalten ist für mehrere Entladungen und auch für Messungen in Wasserstoffplasmen reproduzierbar, so dass nicht von einem Messfehler an dieser Position ausgegangen werden kann.

Vergleicht man nun alle turbulenten Transportprofile an T4, T5, O2 und O3 einschließlich T2 mit dem Verlauf einer Feldlinie, so ist – insbesondere für T2 – erkennbar, dass die Transportmaxima auf einem Band entlang der Feldlinie lokalisiert sind. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich der destabilisierende Faktor als Ursache der Transportprofile parallel entlang der Feldlinie erstreckt und nicht-lokale Auswirkungen hervorbringt. Man könnte daher in Analogie zum Begriff der ungünstigen Krümmung in diesem Fall von einer *ungünstigen Feldlinie* als Ursache für die Transportprofile sprechen. Allerdings liegen die Transportprofile im Rückwärtsfall auf einem anderen Feldlinienabschnitt als im Vorwärtsfall, so dass die ungünstige Feldlinie im Rückwärtsfall nicht exakt durch die Heizposition bei $\theta = -0.5\pi$ an B4 verläuft. D. h., Vorwärtsfall und Rückwärtsfall sind von zwei unterschiedlichen ungünstigen Feldlinienabschnitten geprägt.

Die Tatsache, dass lediglich ein einziger Feldlinienabschnitt ausgezeichnet ist, der jeweils ein dominantes Transportmaximum an den betrachteten toroidalen Positionen hervorruft, ist zunächst verwunderlich. Denn aufgrund der sechsfachen Toroidalsymmetrie der TJ-K-Konfiguration würde man – wenn jedes Symmetriesegment genau gleich beschaffen ist – eher sechs oder zumindest mehrere hervorstechende Transportmaxima pro toroidaler Messposition erwarten, wenn Geometrieeffekte gemäß Gl. 3.9 sich parallel entlang einer Feldlinie aufintegrieren würden. Nach dieser Überlegung würde man beispielsweise an Port T5 im Rückwärtsfall ein zusätzliches Transportmaximum bei $\theta = -0.4\pi$ erwarten, wie man es für Port T2 gefunden hat. Denn ein hypothetisches Transportmaximum bei $\theta = -0.3\pi$ an Port O5 – dort liegt die gleiche Geometrie wie an O2 vor! – sollte sich entlang der Magnetfeldlinie auch an Port T5 in einem lokalen Transportmaximum niederschlagen. Derartige Effekte beobachtet man aber nicht. Daher kann das gemessene Verhalten nur erklärt werden, wenn es zusätzlich einen symmetriebrechenden Einflussfaktor gibt, der einen einzigen Feldlinienabschnitt ohne Berücksichtigung der sechsfachen Toroidalsymmetrie auszeichnet.

Dafür kommen grundsätzlich zwei Einflussfaktoren für TJ-K in Frage: Entweder ist die sechsfache Toroidalsymmetrie der Magnetfeldkonfiguration durch magnetische Fehlerfelder gebrochen oder ein zusätzlicher Effekt in den Plasmaparametern, z. B. hervorgerufen durch die Mikrowellenheizung, verursacht den scheinbaren Eindruck einer ungünstigen Feldlinie.

Der erste Fall kann nicht ausgeschlossen werden, da mit Hilfe von Flussflächenmessungen festgestellt wurde, dass beide Vertikalfeldspulen in TJ-K einen horizontalen Versatz und die Helikalfeldspule eine radiale Vergrößerung im Vergleich zu den im Konstruktionsplan vorgesehenen Spulenpositionen aufweisen [91]. Möglicherweise

führt eine derartige fehlerfeldbedingte Symmetriebrechung dazu, dass gerade die in Abb. 7.1 und 7.3 untersuchten Geometrieeffekte der Ports T5 und O2 die globale Struktur des turbulenten Transports in so hervorragender Übereinstimmung mit der Anwachsrate Gl. 3.9 vorgeben, weil die untersuchten Ports durch die Symmetriebrechung bevorzugt auf die Turbulenzdynamik einwirken. Quantitativ könnte dieser Effekt durch eine parallele Aufintegration der instabilen Bereiche (Lösung der Eigenwertgleichung aus Ref. [115]) unter Berücksichtigung der TJ-K-spezifischen Fehlerfelder theoretisch studiert werden.

Im zweiten Fall würden parallele Gradienten, die bei mittleren freien Weglängen von 60 cm (He, Standardbedingungen) im Vergleich zum Toroidalumfang von 3.8 m nicht ausgeschlossen sind, oder hypothetische überthermische Elektronenpopulationen, die durch die Mikrowellenheizung entlang einer Feldlinie eingespeist werden, eine zusätzliche Symmetriebrechung hervorrufen. Hierbei würden toroidal variierende Druckgradienten oder Resistivitäten zu einer zusätzlichen Ortsabhängigkeit des antreibenden Gradiententerms Ω_* in Gl. B.11 bzw. des bisher als konstant angesehenen Faktors δ in der Anwachsrate Gl. 3.9 führen. Ein komplexes Zusammenspiel zwischen den ortsabhängigen Geometrietermen, Gradienten und Resistivitäten könnten dabei dann einen ausgezeichneten ungünstigen Feldlinienabschnitt hervorrufen.

7.3 Einfluss der Mikrowellenheizung auf den turbulenten Transport

Die beiden Gruppen von Einflussfaktoren, die möglicherweise eine toroidale Symmetriebrechung hervorrufen können, lassen sich durch Variieren der Heizbedingungen von einander diskriminieren. Würde ausschließlich die Magnetfeldgeometrie für die toroidale Asymmetrie und damit für die Position der Transportmaxima verantwortlich sein, dürfte eine Veränderung der Heizbedingungen keinen Einfluss auf die Transportprofile haben. Andersherum sollten sich die Transportprofile bei Änderung der Heizbedingungen ändern, falls der destabilisierende Faktor und die toroidale Asymmetrie im Zusammenhang mit der Mikrowellenheizung stehen. Im Folgenden wird daher der Einfluss der Heizposition und der Heizleistung auf die Profile des turbulenten Transports untersucht.

7.3.1 Einfluss der Heizposition auf den turbulenten Transport

Bei Betrachtung von Abb. 7.2 fällt auf, dass die eingezeichnete Feldlinie (schwarz), um welche die Transportmaxima angeordnet sind, am Bottom-Port B4 direkt an der Unterseite der Flussfläche bei $\theta = -0.5\pi$ (grüner Stern) entlang verläuft. Da die Mikrowellenantenne der 2.45-GHz-Heizung an B4 eingebaut ist, entspricht dieser Punkt bei angenommener Heizung an der oberen Hybriden genau der Stelle, an welcher die Heizleistung deponiert wird, wie in numerischen Simulationen zum

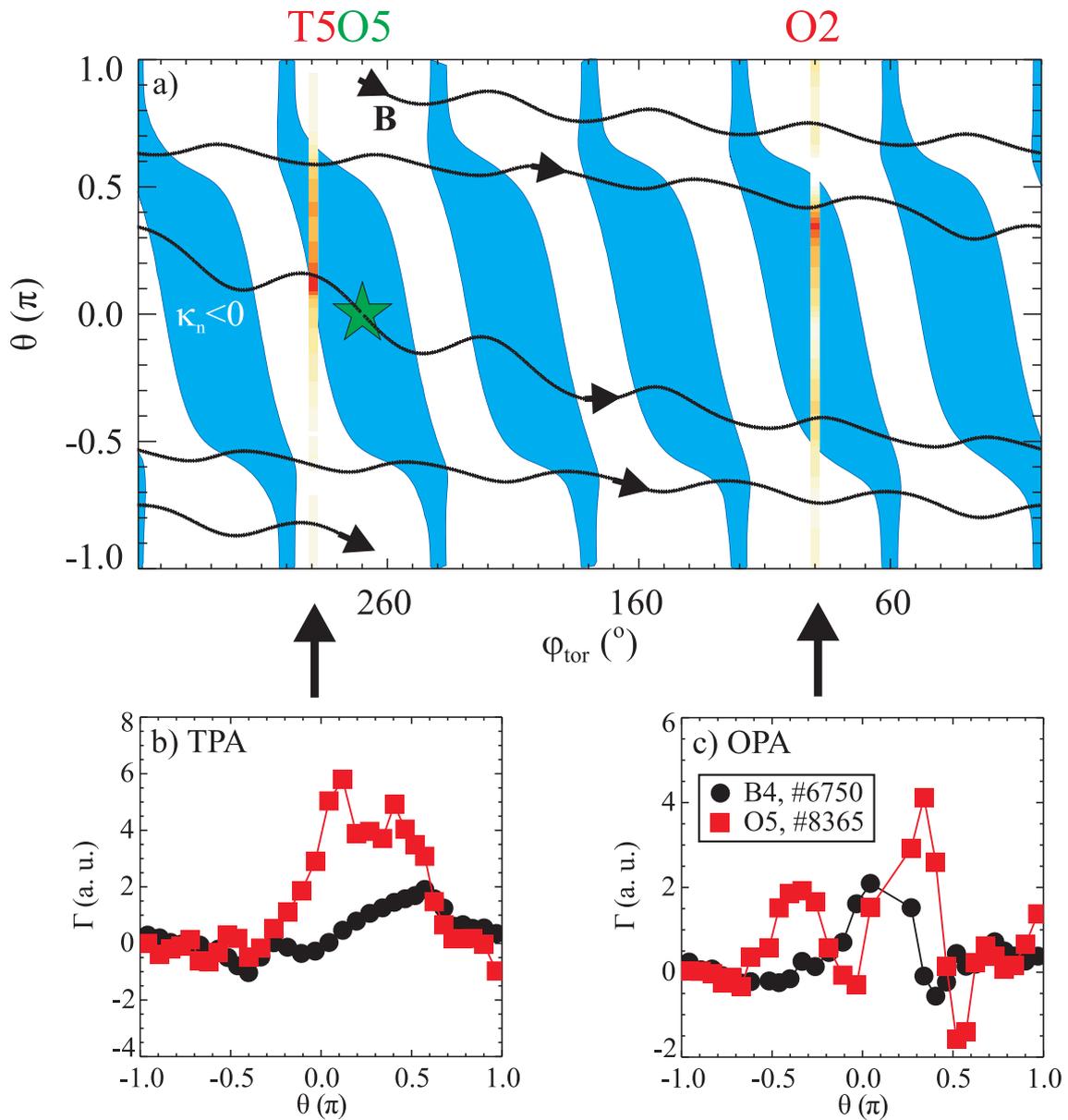


Abbildung 7.5: In der $\varphi_{\text{tor}}-\theta$ -Ebene der Flussfläche (a) zeigen Messungen des turbulenten Transports Γ (rot entspricht hohem Transport) bei **Vorwärtsfeld** und veränderter Heizposition am Outer-Port O5 (grüner Stern), dass die Transportmaxima erneut in einem Bereich negativer Normalenkrümmung (blau schraffiert) und verbunden über die Feldlinie (schwarz) gefunden werden. Dabei hat sich die Position des Transportmaximums an T5 (b) im Vergleich zum Standardfall (Heizung an B4) verändert. Zudem erscheint ein zweites Nebenmaximum an O2 (c), das auf der Feldlinie liegt.

Heizmechanismus in TJ-K gezeigt wurde [86, 116]. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die ungünstige Feldlinie mit der Heizposition in Verbindung stehen könnte.

Verändert man nun die Heizposition durch Versetzen der Mikrowellenantenne an den Outer-Port O5, dann kann man tatsächlich einen Einfluss auf die Transportprofile nachweisen, wie es in Abb. 7.5 gezeigt ist. Dort sieht man für eine He-Entladung bei Standardbedingungen (#8365, Vorwärtsfeld) in der gleichen Darstellung wie in Abb. 7.2 in rot die Transportprofile an T5 und O2 in der Flussfläche eingetragen (a). Bei hier nun vorliegender Heizung an O5 wird das Transportmaximum am Outer-Port O2 bei $\theta = 0.35\pi$ gefunden. Damit ist dieses Hauptmaximum im Vergleich zum Standardfall mit Heizung an B4 (schwarze Kreise in Abb. 7.5c) leicht nach oben versetzt. Es liegt aber immer noch im Bereich ungünstiger Krümmung, wo $\kappa_n < 0$ (hellblaue Fläche) und gleichzeitig $\kappa_g > 0$ gilt. Auffällig ist aber zudem ein Sekundärmaximum bei $\theta = -0.4\pi$ auf der Unterseite von O2 (siehe rote Quadrate in Abb. 7.5c), das bei Heizung an B4 nicht gefunden wurde. Wie Abb. 7.5a zeigt, liegen sowohl das Haupt- als auch das Sekundärmaximum an O2 in der Nähe des Feldlinienabschnitts, der mit der Heizposition $\theta = 0$ an O5 (grüner Stern) verbunden ist.

Die veränderte Heizposition hat auch einen Einfluss auf das Transportprofil an T5, das direkt neben dem Antennenport O5 aufgenommen wurde. Das Hauptmaximum wird an diesem Port nun bei $\theta = 0.1\pi$ gefunden. Damit befindet es sich gerade in einem Bereich, in dem $\kappa_n \approx 0$ gilt. Im Vergleich zur ursprünglichen Messanordnung mit Heizung an B4 (Abb. 7.5b, schwarze Kreise) ist es damit um fast $\Delta\theta = \pi/2$ nach unten versetzt. Dadurch hat es den Bereich positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ weit verlassen, liegt aber fast exakt auf der eingezeichneten Feldlinie. Zusätzlich wird ein lokales Maximum bei $\theta = 0.4\pi$ gefunden, was weit von der Feldlinie entfernt ist, aber ungefähr im Normalenkrümmungsminimum liegt.

Möglicherweise macht sich ein Effekt der Heizposition stärker an T5 (Veränderung des Hauptmaximums) bemerkbar als an O2 (zusätzliches Nebenmaximum), weil das Transportprofil an T5 in unmittelbarer Umgebung zur Mikrowellenantenne an O5 aufgenommen wurde und sich Effekte der Heizung auf den turbulenten Transport mit steigender paralleler Verbindungslänge abschwächen.

Bei weiterhin veränderter Heizposition an O5, aber umgedrehter Magnetfeldrichtung, zeigen sich nur leichte Veränderungen in den Transportprofilen der Entladung #8368 (Abb. 7.6a) im Vergleich zur Standardheizposition (#6749). Das Hauptmaximum an T5 bei $\theta = 0.2\pi$ (Abb. 7.6b) bzw. an O2 bei $\theta = -0.3\pi$ (Abb. 7.6c) ist für beide Heizpositionen genau an derselben Stelle im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ und positiver geodätischer Krümmung $\kappa_g > 0$ (vgl. Abb. 7.3) zu finden. Das an T5 gefundene Sekundärmaximum bei $\theta = -0.2\pi$ kann zwar als Einfluss der veränderten Heizposition an O5 gewertet werden. Es liegt aber weder auf der eingezeichneten Feldlinie, noch im Bereich ungünstiger Krümmung.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass Einflüsse der Heizposition auf den turbulenten Transport gefunden werden. Insbesondere spricht das

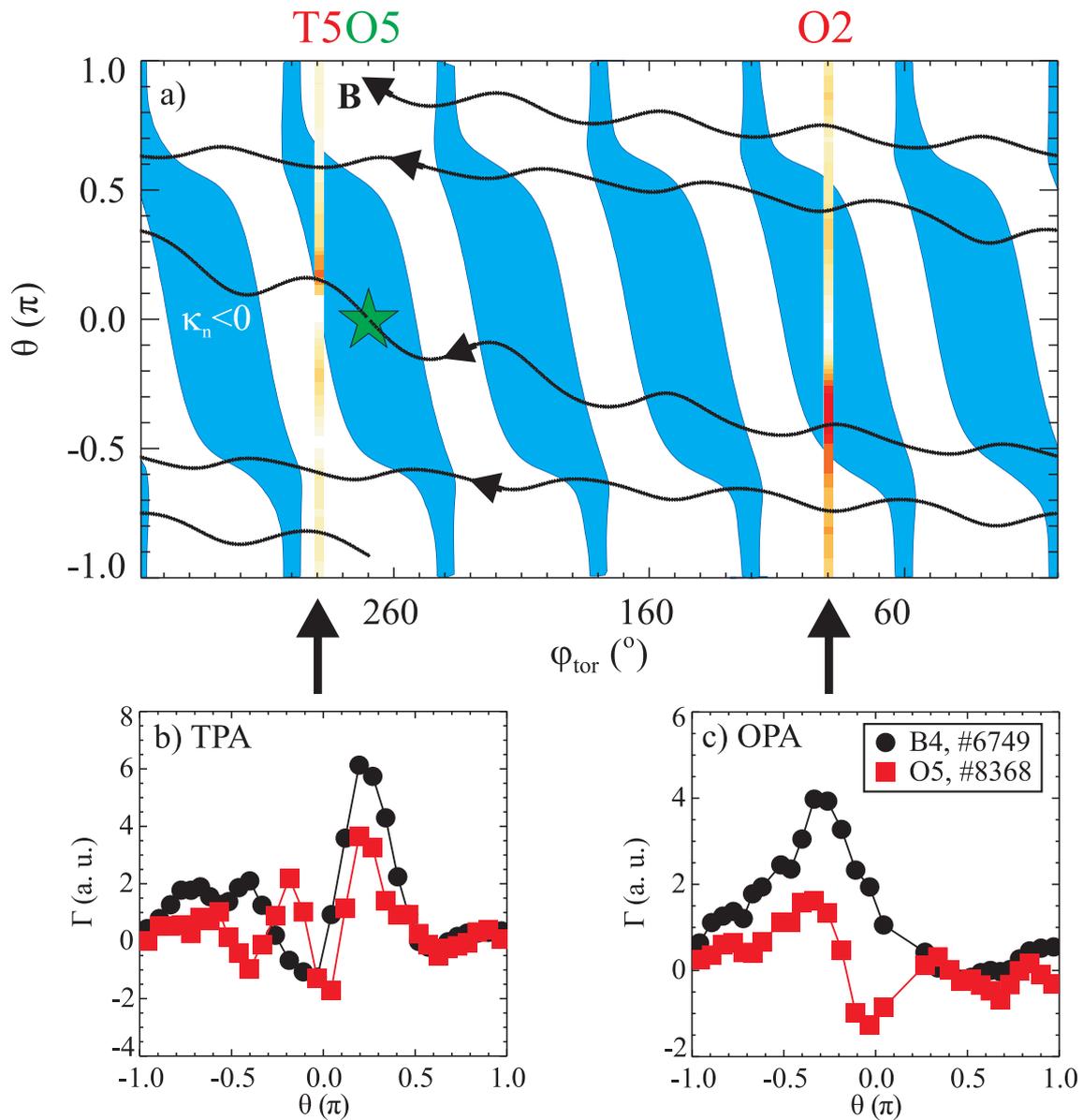


Abbildung 7.6: In der $\varphi_{\text{tor}}-\theta$ -Ebene der Flussfläche (a) zeigen Messungen des turbulenten Transports Γ (rot entspricht hohem Transport) bei **Rückwärtsfeld** und veränderter Heizposition am Outer-Port O5 (grüner Stern), dass die Transportmaxima erneut in einem Bereich negativer Normalenkrümmung (blau schraffiert) und verbunden über die Feldlinie (schwarz) gefunden werden. Dabei hat sich die Position des Transportmaximums an T5 (b) im Vergleich zum Standardfall (Heizung an B₄) nicht verändert.

zusätzliche Sekundärmaximum an O2 und das versetzte Hauptmaximum an T5 bei veränderter Heizposition im Vorwärtsfeldfall für einen Einfluss der Heizung auf die Transportprofile. Dieser Einfluss macht sich entlang der Feldlinie bemerkbar und nimmt möglicherweise in paralleler Richtung ab. Da bei Vorwärtsfeld aber weiterhin (lokale) Transportmaxima im Bereich ungünstiger Krümmung ($\kappa_n < 0$ und $\kappa_g > 0$) gefunden werden, kann mit einer gewissen Berechtigung lediglich von einem zusätzlichen Effekt der Heizung gesprochen werden, der zu einem vorherrschenden rein geometriebedingten Effekt hinzukommt. Formal kann dieser heizungsbedingte Effekt in die geometrieabhängige Anwachsrate Gl. 3.9 integriert werden, indem der bisher als Konstante betrachtete Faktor δ ortsabhängig entsprechend dem Einfluss der Heizung gewählt wird.

Bei Rückwärtsfeld bleibt die Gestalt der Transportprofile bei Veränderung der Heizposition im Wesentlichen erhalten. Dies spricht für einen reinen Geometrieeffekt, der unabhängig von Heizeffekten zu sein scheint. Hierfür könnte eine Beschreibung mit einem näherungsweise konstantem δ aus Gl. 3.9 die Messergebnisse also ausreichend erklären. Allerdings ist von einer parallelen Ausdehnungen des instabilen Bereichs auszugehen, da die Transportmaxima über die Feldlinie wie im Fall der Standardheizposition an B4 parallel verbunden sind.

7.3.2 Einfluss der Heizleistung auf den turbulenten Transport

Eindeutige Einflüsse der Heizleistung auf den turbulenten Transport sind im Allgemeinen sehr schwierig zu untersuchen, da man durch Änderung der Heizleistung mehrere turbulenzrelevante Parameter (Hintergrundprofile, Gradienten, Stoßraten,...) gleichzeitig ändert. Dennoch konnten für zwei verschiedene eingestrahlte Heizleistungen ($P = 1$ bzw. 3 kW) vergleichbare Plasmaparameter in TJ-K hergestellt und Poloidalprofile des turbulenten Transports aufgenommen werden. Für die He-Entladungen #7217 ($P = 1$ kW) und #7218 ($P = 3$ kW) ist dies in Abb. 7.7 gezeigt. Trotz unterschiedlicher Heizleistungen wurden vergleichbare Druckprofile erreicht (Abb. 7.7a). Dabei wurden bei $P = 1$ kW etwas niedrigere Temperaturen, dafür leicht höhere Dichten als bei $P = 3$ kW gemessen.

Aus Überlegungen zur Energie- und Teilchenbilanz muss im Falle erhöhter Heizleistung auch von erhöhtem Transport ausgegangen werden, da ansonsten keine gleichartigen Gleichgewichtsprofile erwartet werden können. Tatsächlich findet man bei erhöhter Heizleistung $P = 3$ kW (rote Quadrate in Abb. 7.7b und c) für beide Sondenordnungen erhöhten turbulenten Transport im Vergleich zum Niederleistungsfall ($P = 1$ kW, schwarze Kreise). Da jedoch keine signifikanten Änderungen im Druckprofil und damit auch in den Gradienten zu verzeichnen sind, kann der gesteigerte Transport bei erhöhter Heizleistung nur auf gradientenunabhängige Effekte zurückgeführt werden. In Frage kommen hierfür Änderungen in der Resistivität oder Effekte von gefangenen Teilchen. Da bei höherer Leistung die Temperatur etwas höher und die Dichte etwas niedriger als im Niederleistungsfall ist, ist auch die

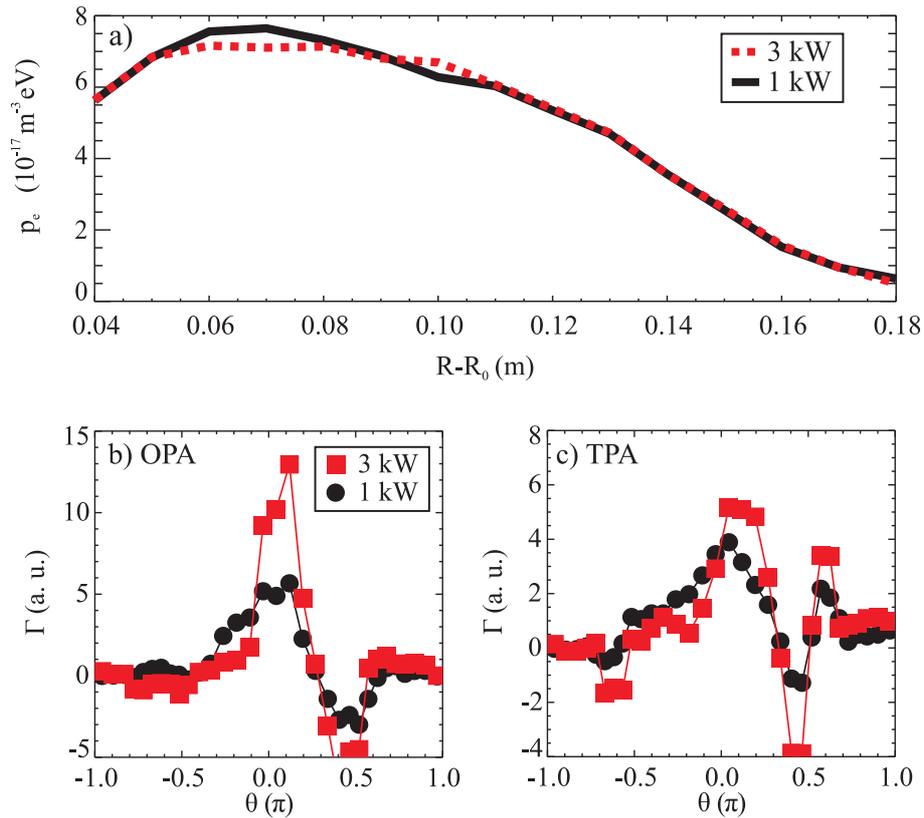


Abbildung 7.7: Für zwei He-Entladungen #7217 ($P = 1 \text{ kW}$, schwarz durchgezogen) und #7218 ($P = 3 \text{ kW}$, rot-gestrichelt) wurden trotz unterschiedlicher Heizleistungen P vergleichbare Druckprofile (a) gemessen. Leichte Unterschiede in den turbulenten Transportprofilen an OPA (b) und TPA (c) deuten auf verstärkten Transport bei größerer Heizleistung (rote Quadrate) im Vergleich zum Niederleistungsfall (schwarze Kreise).

Resistivität bei höherer Leistung erniedrigt. Im Rahmen der Beschreibung resistiver Driftwellen [102] würde man für niedrige Resistivität auch niedrigere Stoßfrequenzen und damit niedrigen turbulenten Transport erwarten. Dies widerspricht aber dem gemessenen Verhalten.

Spielten Effekte gefangener Teilchen [103] jedoch eine Rolle für den turbulenten Transport, würde eine niedrigere Resistivität zu erhöhten Transportwerten führen, da es eine größere Population an gefangenen Teilchen gäbe, die ihren destabilisierenden Einfluss verstärkt auf die Driftwellen geltend machen würde. Ein derartiges Verhalten steht durchaus im Einklang mit den Messungen zur Heizleistungsabhängigkeit des turbulenten Transports. Es ist also denkbar, dass die Mikrowellenheizung überthermische Elektronen hervorbringt, die ihren destabilisierenden Einfluss auf den turbulenten Transport ausüben, indem sie als gefangene Teilchen resonant mit den Driftwellen poloidal präzedieren und diese so destabilisieren. Je nach Resistivität variiert die Größe dieser Elektronenpopulation, wodurch sich Abhängigkeiten von der Neutralgas- und Plasmadichte auf die Turbulenz ergeben könnten, wie sie in Kap. 6.1 gefunden wurden. Eine solche hypothetische Elektronenpopulation, die vornehmlich auf der Außenseite des Torus entlang einer Feldlinie zwischen den Magnetfeldmaxima auf der Ober- und Unterseite anzutreffen wäre (vgl. Abb. 5.3a, schwarze Linie), würde auch erklären, warum die Transportmaxima (vgl. Abb. 7.2) hauptsächlich auf der Außenseite ($-0.5\pi < \theta < 0.5\pi$) in der Nähe einer Magnetfeldlinie gefunden werden. Da eine überthermische Elektronenpopulation mit Temperaturen zwischen 20 und 120 eV im Zusammenhang mit der Mikrowellenheizung in TJ-K gefunden wurden [104], sollte dieser Mechanismus für zukünftige Betrachtungen zur Turbulenz in TJ-K stets berücksichtigt werden. Möglicherweise könnte ein Formalismus, der die Physik der gefangenen Elektronen in den Faktor δ aus Gl. 3.9 ähnlich wie in den Refs. [110, 17] integrieren würde, die Messergebnisse vollständig erklären.

7.4 Räumliche Skalen der Fluktuationen und des turbulenten Transport

Wie gezeigt wurde, ist der turbulente Transport an bestimmten ausgezeichneten Stellen auf der Flussfläche maximal. Nun soll untersucht werden, ob damit auch bestimmte räumliche Skalen verbunden sind.

Für die Bestimmung der räumlichen Skalen, die den größten Beitrag zum turbulenten Transport leisten, kann man sich der skalenabhängigen Darstellung des turbulenten Transports nach Gl. 5.6 bedienen. Damit erhält man für jedes k , also für jede Längenskala $\lambda = 2\pi/k$, den Beitrag zum Transport $\Gamma(k)$. Ersetzt man die wellenzahlaufgelösten Spektren $|\hat{E}(k)|$ und $|\hat{n}(k)|$ aus Gl. 5.6 durch Wavelet-Koeffizienten für das elektrische Feld $|W_s^E(a)|$ und die Dichte $|W_s^n(a)|$ (vgl. Abs.

4.2), so erhält man gemäß

$$\Gamma_s(a) = \frac{1}{B} |W_s^n(a)| |W_s^E(a)| \cos(\alpha_s^{nE}(a)) \quad (7.1)$$

den turbulenten Transport in Abhängigkeit eines Skalenparameters $a = 6.362/k_\theta = 1.013\lambda$ und einer Ortskoordinate s . Damit ist es mit Hilfe der Wavelet-Transformation möglich, jeder Transportsonde am Ort s , der auch durch den Poloidalwinkel θ dargestellt werden kann, ein k -Spektrum zuzuordnen. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abb. 7.8 für das OPA (links) und das TPA (rechts) gezeigt.

In Abb. 7.8a ist farbkodiert der turbulente Transport $\Gamma_\theta(k_\theta)$ gemäß Gl. 7.1 aufgetragen, wobei die Ortskoordinate s durch den Poloidalwinkel θ und der Skalenparameter a durch die Fourier-Wellenzahl k für die bessere Vergleichbarkeit mit oben stehenden Abbildungen ersetzt wurden. Für das OPA (links) ist der Transport bei $\theta = 0.2\pi$ und $k_\theta = 65 \text{ m}^{-1}$ am höchsten. Damit gibt der aus den Wavelet-Koeffizienten berechnete Transport das Ergebnis aus Abb. 7.1a, links, wieder, worin ebenfalls ungefähr bei $\theta \approx 0.2\pi$ das Transportmaximum gefunden wurde. Zusätzlich erhält man die Information, dass der turbulente Transport auf der räumlichen Skala $\lambda = 2\pi/k_\theta \approx 9.6 \text{ cm}$ am stärksten ausgeprägt ist. Dies entspricht ungefähr der poloidalen Modenzahl $m = 5$. D. h., Strukturen mit der poloidalen Ausdehnung von 9.6 cm tragen am meisten zum turbulenten Transport bei.

Bei Betrachtung der Kreuzphase α_{nE} für das OPA (Abb. 7.8b, links) fällt auf, dass bei $\theta \approx 0.2\pi$ über einen weiten Wellenzahlbereich von $k_\theta = 50$ bis 140 m^{-1} niedrige Werte mit $\alpha_{nE} < \pi/2$ (dunkelblaue Regionen) erreicht werden. Gemäß Gl. 7.1 sollten diese Regionen mit starkem Auswärtstransport verbunden sein, wie es ja tatsächlich in Abb. 7.8 um $\theta \approx 0.2\pi$ gefunden wurde. Allerdings ist der maximale Transport auf einen kleinen Wellenzahlbereich um $k_\theta = 65 \text{ m}^{-1}$ begrenzt.

Der Wavelet-Koeffizient für die Dichte $|W_\theta^n(k_\theta)|$ (Abb. 7.8c, links), berechnet aus Ionensättigungsstromfluktuationen $\tilde{I}_{i,sat}$ des OPA, weist lokalisiert um $\theta \approx 0.2\pi$ ebenfalls die höchsten Werte auf. Dies bedeutet, dass dort auch die stärksten Fluktuationen stattfinden. Allerdings sind die Strukturgrößen der maximalen Dichtefluktuationen von $\lambda = 13.9 \text{ cm}$ entsprechend der Wellenzahl $k_\theta = 45 \text{ m}^{-1}$ gegenüber der dominanten Transportskala etwas größer.

Auch der Wavelet-Koeffizient für das elektrische Feld $|W_\theta^E(k_\theta)|$ (Abb. 7.8d, links), berechnet aus Potentialfluktuationen des OPA, zeigt für $\theta \approx 0.2\pi$ ein lokales Maximum bei $k_\theta = 45 \text{ m}^{-1}$. Zusätzlich ist bei der Wellenzahl $k_\theta = 60 \text{ m}^{-1}$ Fluktuationsaktivität im elektrischen Feld festzuhalten, die jedoch auf die Innenseite der Flussfläche ($\theta \approx \pm\pi$) beschränkt ist.

Aus den Wavelet-Spektren der Fluktuationen $\tilde{I}_{i,sat}$ und \tilde{E}_θ für das OPA (Abb. 7.8c und d, links) erklärt sich auch, warum der Transport für $\theta \approx 0.2\pi$ nicht auf allen Skalen $k_\theta = 50$ bis 140 m^{-1} stark ausgeprägt ist, wie man es gemäß der Kreuzphase (Abb. 7.8b, links) erwarten würde. Denn nur in einem Wellenzahlbereich mit $k < 80 \text{ m}^{-1}$ sind signifikante Fluktuationen in $\tilde{I}_{i,sat}$ und \tilde{E}_θ zu verzeichnen, so dass auch nur dort eine ausreichend hohe Kohärenz vorhanden ist, die signifikant zum Transport gemäß Gl. 7.1 beitragen kann.

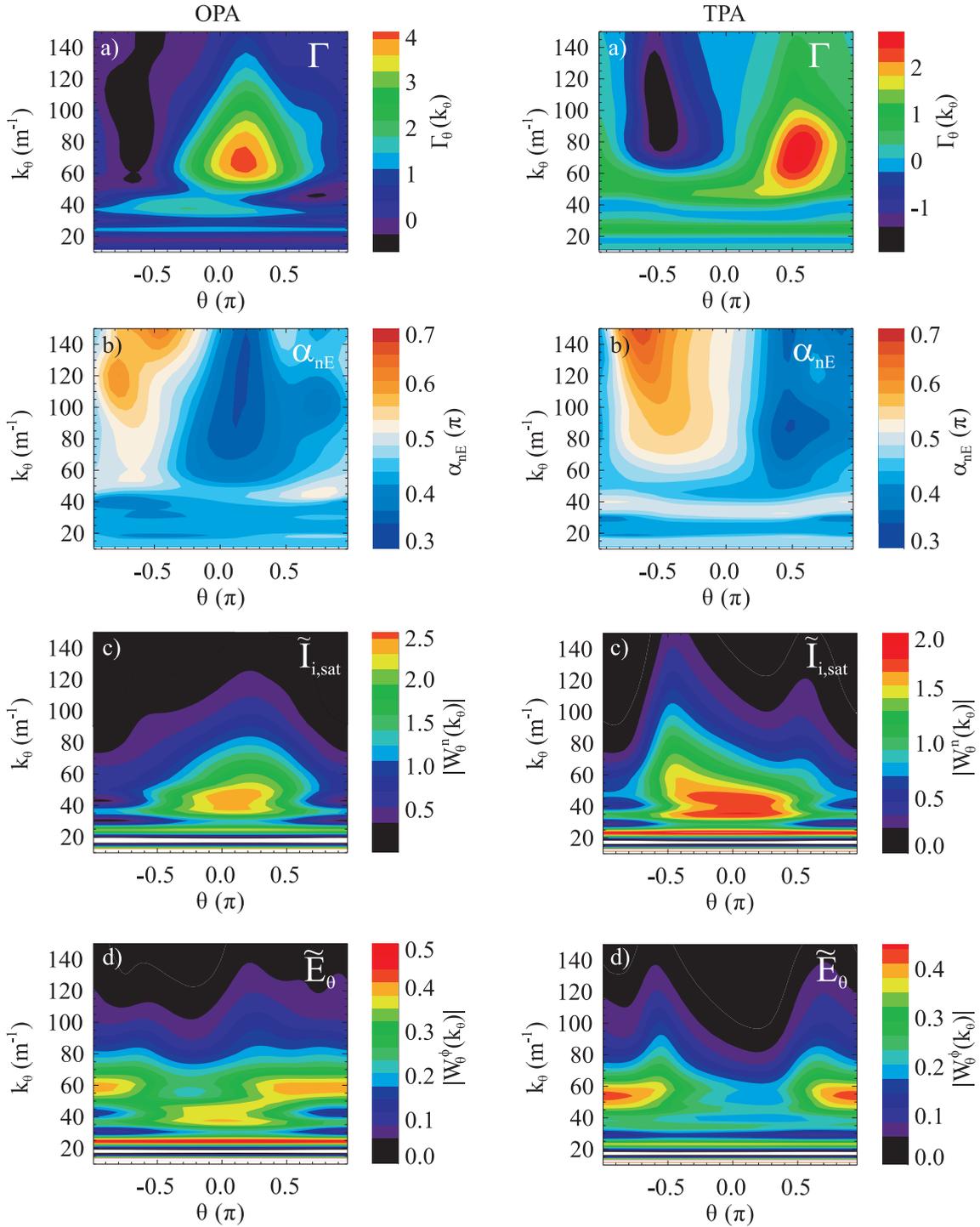


Abbildung 7.8: Poloidale Abhängigkeit der räumlichen Skalen des turbulenten Transports $\Gamma_\theta(k_\theta)$ (a), der Kreuzphase α_{nE} (b) und der Fluktuationen in Dichte $|W_\theta^n(k_\theta)|$ (c) und elektrischem Feld $|W_\theta^\phi(k_\theta)|$ (d) für das OPA (links) und das TPA (rechts). Die räumliche Skala und die poloidale Position des maximalen Transports ergibt sich aus einem Zusammenspiel von Fluktuationsamplituden (c,d) und der Kreuzphase (b).

Es zeigt sich also, dass weder die Kreuzphase α_{nE} noch die Fluktuationen $\tilde{I}_{i,sat}$ und \tilde{E}_θ allein den turbulenten Transport bestimmen. Vielmehr ist es das Zusammenspiel aller Faktoren aus Gl. 7.1, die den Ort und die Skala des maximalen Transport definieren.

Für das TPA ergibt sich das gleiche Bild: Der maximale Transport $\Gamma_\theta(k_\theta)$ (Abb. 7.8a, rechts) ergibt sich aus dem Zusammenspiel der Kreuzphase α_{nE} (Abb. 7.8b, rechts) und der Fluktuationsamplituden $|W_\theta^n(k_\theta)|$ und $|W_\theta^E(k_\theta)|$ (Abb. 7.8c und d, rechts) bei $\theta \approx 0.6\pi$ und $k_\theta = 70 \text{ m}^{-1}$ auf der Oberseite der Flussfläche. Dies steht im Einklang mit Abb. 7.1a, rechts, und weist darauf hin, dass beim TPA ähnliche Skalen für den maximalen Transport verantwortlich sind, wie es auch beim OPA gefunden wurde. Ein weißes Band entsprechend einer Kreuzphase von $\alpha_{nE} \approx 0$ bei $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ am TPA, das sich über den gesamten poloidalen Verlauf erstreckt, deutet an, dass größere Skalen offenbar unbeeinflusst von der lokalen Magnetfeldgeometrie sind und daher auch keinen Beitrag zum Transport leisten.

7.5 Zusammenfassung des Kapitels

Zusammenfassend kann über die räumliche Struktur des turbulenten Transports auf einer TJ-K-Flussfläche festgehalten werden:

- Die normierten Dichte- und Potentialfluktuationen sind keineswegs homogen auf der Flussfläche verteilt, sondern zeigen eine starke poloidale Abhängigkeit. Ebenso weisen Poloidalprofile des turbulenten Transport ein schmales, hervortretendes Maximum auf, das von Regionen mit sehr niedrigen Transportwerten mit $\Gamma \approx 0$ umgeben ist.
- In Übereinstimmung mit theoretischen Modellen treten die Transportmaxima in fast allen Fällen im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ (ungünstige Krümmung) auf. In vielen Fällen wird das Transportmaximum in einem Bereich auf der Flussfläche gefunden, in dem gleichzeitig auch positive geodätische Krümmung $\kappa_g > 0$ vorliegt. In keinem Fall ist ein Einfluss der integrierten lokalen Magnetfeldverscherung Λ oder der lokalen Magnetfeldverscherung S auf den turbulenten Transport offensichtlich. Daher kann ein lokaler Einfluss der Magnetfeldverscherung auf die Transportprofile nahezu ausgeschlossen werden, obwohl Korrelationsstudien aus Abs. 6.2.3 eine Modifikation turbulenter Strukturen in Bereichen hoher lokaler Magnetfeldverscherung nahelegen.
- Die turbulenten Transportmaxima liegen meist auf einem Band entlang einer ausgezeichneten Magnetfeldlinie, scheinen also parallel verbunden zu sein. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Turbulenz antreibende, destabilisierende Faktor bzw. die instabilen Moden parallel ausgedehnt sind. Die Akkumulation lokaler Einflüsse geometrischer Parameter [32] entlang dieser Moden scheinen also eine größere Rolle zu spielen als rein lokale Effekte.

- Trotz der parallelen Ausdehnung weisen die poloidalen Transportprofile meist nur ein einziges, prominentes Maximum auf, was aufgrund der sechsfachen Toroidalsymmetrie der TJ-K-Konfiguration nicht erwartet werden kann. Möglicherweise zeichnen in TJ-K nachgewiesene [91] magnetische Fehlerfelder einen bestimmten *ungünstigen* Feldlinienabschnitt für die Ausbildung von erhöhtem Transport auf der Flussfläche aus.
- Die turbulenten Transportprofile zeigen sowohl bei Änderung der Heizposition als auch bei Erhöhung der Mikrowellenheizleistung eine leichte Variation. Daher können Effekte von heizungsinduzierten überthermischen Elektronenpopulationen oder parallele Inhomogenitäten von Gradienten und Resistivitäten nicht ausgeschlossen werden.
- Der maximale Transport findet auf einer räumlichen Skala von ca. $\lambda_\theta = 10$ cm statt. Er ergibt sich dabei aus einem Zusammenspiel zwischen Fluktuationsamplituden der Dichte bzw. des elektrischen Felds und der Kreuzphase α_{nE} . Weder die Fluktuationen noch die Kreuzphase allein determinieren die gemessenen Skalen und Positionen des maximalen Transports hinreichend.

Kapitel 8

Zonalströmungen in Stellaratorgeometrie

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass der turbulente Transport lokal auf der Flussfläche variiert. In diesem Kapitel wird nun untersucht, ob und wie Zonalströmungen als globales Phänomen auf den turbulenten Transport Einfluss nehmen können. Dazu wird zunächst gezeigt, dass zeitlich fluktuierende Zonalströmungen im Plasma vorliegen, und danach deren Einfluss auf die Turbulenz und den turbulenten Transport untersucht. Damit bauen diese Untersuchungen auf früheren Studien zur Wechselwirkung und zum Energietransfer zwischen Turbulenz und Zonalströmungen in TJ-K [40, 45–48, 72, 89, 80, 117–119] auf und ergänzen diese um Einblicke in den Einfluss auf den turbulenten Transport.

8.1 Dynamik der Zonalströmungen

Die beiden Sondenanordnungen, OPA und TPA, sind ideale Instrumente, um Zonalströmungen zu messen, da sie simultan auf der Flussfläche nicht nur in poloidaler, sondern auch in toroidaler Richtung Potentialmessungen an 128 Stellen ermöglichen. Dadurch ist der Nachweis einer globalen, auf der ganzen Flussfläche gleichzeitig auftretenden Potentialstörung in einzigartiger Weise möglich, wie es bis dato in keiner anderen toroidalen Magnetfeldkonfiguration bewerkstelligt werden konnte.

In den k - f -Spektren des Potentials in Abb. 6.4, rechts, war bereits ein lokales Maximum bei $k_\theta = 0$ und niedrigen Frequenzen ersichtlich, was als Hinweis auf Zonalströmungen gewertet werden kann. Für einen vollständigen Nachweis der Zonalströmung (vgl. Abs. 3.4) bedarf es zusätzlich noch des Nachweises der toroidalen Homogenität ($k_\varphi = 0$) und radialen Beschränktheit ($k_r \neq 0$). Die radiale Beschränktheit kann mit dem OPA und dem TPA nicht verifiziert werden, da die Sondenanordnungen keine radiale Auflösung besitzen. Die in früheren Studien verwendeten Sondenanordnungen mit radialer Auflösung [47, 72] haben jedoch gezeigt, dass poloidal homogene Potentialstörungen i. A. mit einer radialen Variation verbunden sind.

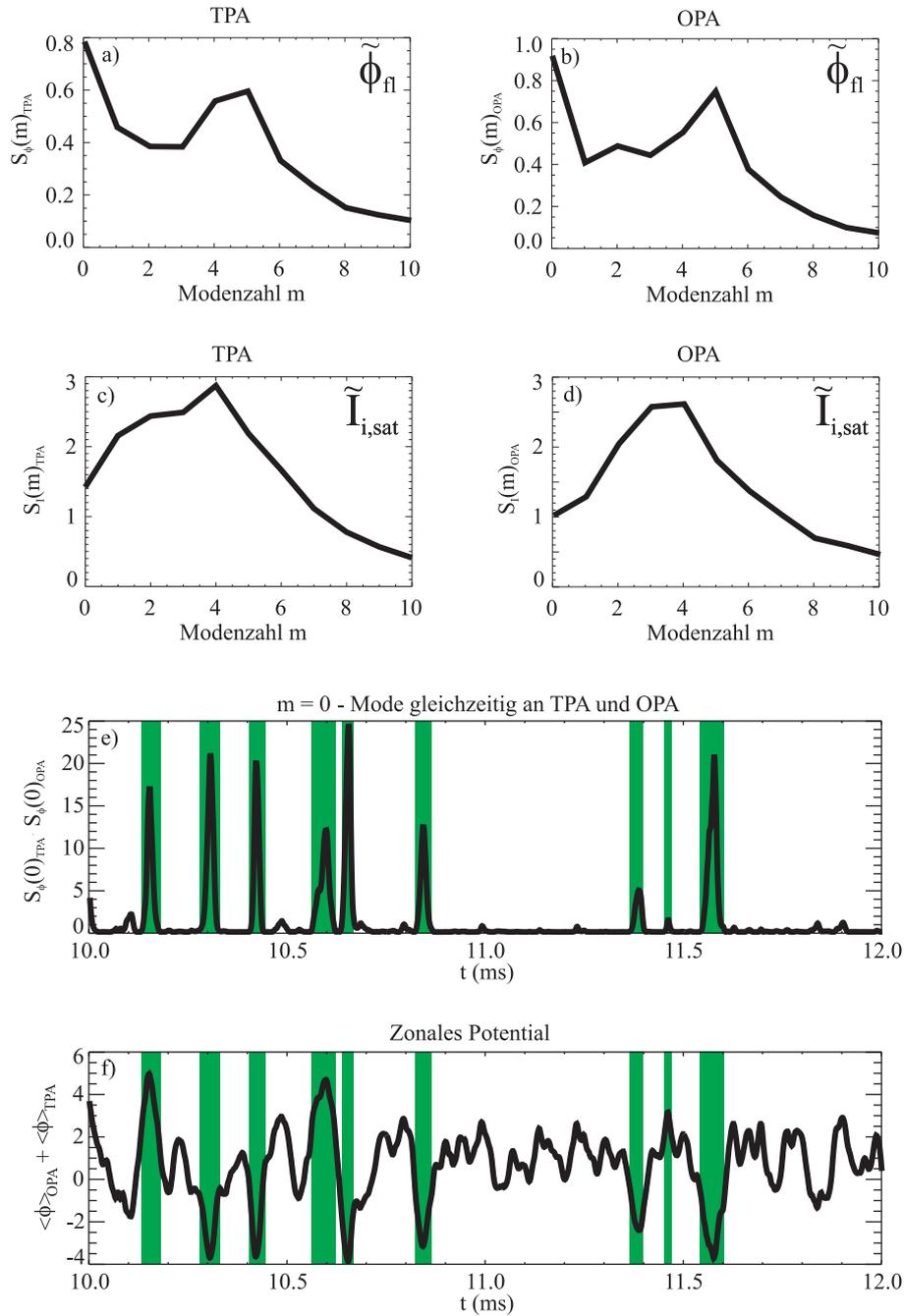


Abbildung 8.1: In den Floatingpotentialspektren $S_\phi(m)$ des TPA (a) und OPA (b) zeigt sich eine dominante mittlere Aktivität der $m=0$ -Mode, die in den entsprechenden Spektren für die Ionensättigungsstromfluktuationen (c und d) nicht vorhanden ist. Eine Zeitreihe des Produktes aus $m=0$ -Komponenten beider Sondenanordnungen ($S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA}$)[t] (e) zeigt, dass in kurzen Phasen (grün schraffierte Bereiche) am OPA und TPA gleichzeitig ein poloidal homogenes Potential anliegt. Dieses korrespondiert mit dem zonalen Potential (f) und zeigt damit die Zeitabhängigkeit des Auftretens von zonalen Potentialstörungen an.

Hinweise auf eine toroidale Homogenität findet man bereits in poloidalen k -Spektren $S(m)$, aufgetragen gegen die Modenzahl m , die man getrennt für das OPA und TPA berechnen kann. In Abb. 8.1a und b sind zwei poloidale Modenzahlspektren $S_\phi(m)$ von Floatingpotentialfluktuationen $\tilde{\phi}_{fl}$ des TPA (a) und OPA (b) gezeigt, die in der He-Entladung (#6750) bei Standardbedingungen an Port T5 bzw. O2 gemessen wurden. An beiden toroidalen Stellen ist ein signifikanter Signalinhalt bei $m = 0$ festzuhalten. In entsprechenden Spektren $S_I(m)$ aus Ionen-sättigungsstromfluktuationen $\tilde{I}_{i,sat}$ (Abb. 8.1c und d), die zur selben Zeit gemessen wurden, ist die $m = 0$ -Mode weit weniger ausgeprägt. Es sind also poloidal homogene Potentialstrukturen vorhanden, die keine Entsprechung in der Dichte haben.

Die Spektren $S(m)$ sind über 1024000 Zeitpunkte gemittelt worden und lösen daher nicht auf, ob die poloidale $m = 0$ -Mode *gleichzeitig* an beiden Sondenanordnungen gemessen wurde, was man für das Kriterium der toroidalen Homogenität von Zonalströmungen annehmen muss. Es stellt sich daher die Frage, ob es Zeitpunkte gibt, an denen am OPA und TPA gleichzeitig eine $m = 0$ -Mode im Potential vorliegt. Da beide Sondenanordnungen jeweils zu jedem Zeitpunkt ein poloidales k -Spektrum liefern, kann man für das OPA und TPA getrennt Zeitreihen $S_\phi(0)_{OPA}[t]$ und $S_\phi(0)_{TPA}[t]$ der $m = 0$ -Mode im Potential berechnen. Multipliziert man diese beiden Zeitreihen, erhält man mit der Größe $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ ein Maß dafür, ob an beiden Sondenanordnungen gleichzeitig eine $m = 0$ -Mode gemessen wird und damit ein Maß für die toroidale Homogenität der Potentialstörung. Liegt bspw. am Zeitpunkt t_0 für das OPA eine $m = 0$ -Aktivität vor ($S_\phi(0)_{OPA}[t_0] \neq 0$), für das TPA jedoch nicht ($S_\phi(0)_{TPA}[t_0] = 0$), ist $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t_0]$ ebenfalls null. Eine toroidal und poloidal homogene Potentialstörung wird allerdings bei beiden Sondenanordnungen als $m = 0$ -Mode gemessen werden, so dass $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ von Null abweichende Werte annimmt.

In Abb. 8.1e ist die Zeitspur von $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ aufgetragen. Man sieht, dass in vergleichsweise kurzen Perioden von ca. 50 μs eine starke $m = 0$ -Aktivität an beiden Sondenanordnungen vorliegt. Da die Sondenanordnungen über eine Strecke von 1.5 m entsprechend einem Toroidalwinkel von $\Delta\varphi = 140^\circ$ voneinander entfernt stehen, kann für diese kurzen Perioden aufgrund des experimentellen Aufbaus mit großer Aussagekraft von *globalen* Potentialstörungen gesprochen werden.

Vergleicht man die $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ -Zeitspur nun mit dem über alle Floatingpotentialsonden *beider* Sondenanordnungen gemittelten *zonalen Potential* $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ in Abb. 8.1d (grün-schraffierte Bereiche), dann zeigt sich, dass große Ausschläge in $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ auch mit großen Amplituden im zonalen Potential $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ verbunden sind. Da die Größe $(S_\phi(0)_{OPA} \cdot S_\phi(0)_{TPA})[t]$ aufgrund der quadratischen Natur des Leistungsspektrums $S(m)$ stets positiv ist, wird in folgenden Analysen mit dem zonalen Potential $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ weiter verfahren, da es zum einen die physikalisch relevantere Größe und zum anderen vorzeichenbehaftet ist. Damit lassen sich bspw. negative Potentialstörungen von positiven trennen.

Von der Zeitreihe des zonalen Potentials kann man nun ein Frequenzleistungs-

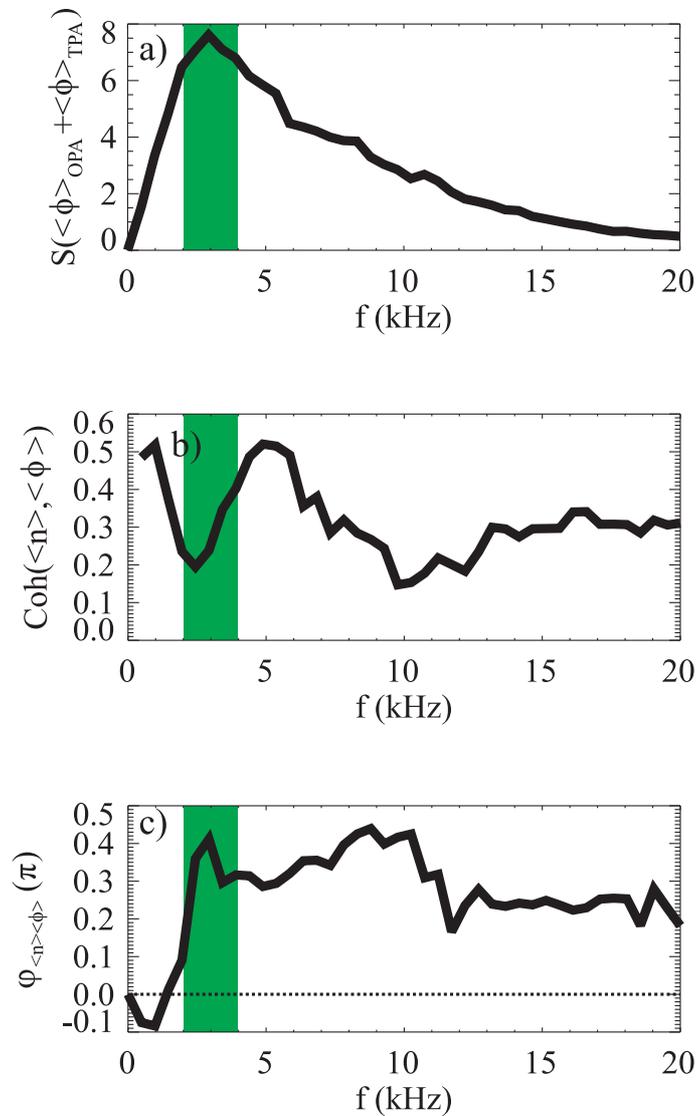


Abbildung 8.2: Spektrum des zonalen Potentials (a), sowie Kreuzkohärenz- (b) und Phasenspektrum (c) zwischen zentraler Dichte- und zentraler Potentialstörung. Die vorwiegend mit ca. 3 kHz auftretenden zonalen Potentialstörungen (a) scheinen nicht kohärent mit zentralen Dichtestörungen verbunden zu sein (b). Ebenso führt ein Phasenversatz zwischen Dichte- und Potentialstörung in diesem Frequenzbereich (grün) zu dem Schluss, dass nicht Änderungen der Hintergrundprofile, sondern turbulenzgenerierte Zonalströmungen die Ursache von zentralen Potentialstörungen sind.

spektrum $S(\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA})$ bilden. Dies ist aus Daten der He-Entladung #7192 und einer Mittelung von 500 Unterzeitreihen mit jeweils 2048 Punkten berechnet worden (Abb. 8.2a). Es zeigt sich ein Maximum bei 3 kHz. Dies kann als wahrscheinlichste Auftrittsfrequenz der zonalen Potentialstörung interpretiert werden, d. h., zwischen dem Auftreten zweier Potentialstörungen liegt eine mittlere Zeit von ca. 333 μ s.

Um nun weitere Zweifel an der Existenz der Zonalströmungen auszuräumen, muss noch gezeigt werden, dass die zonale Potentialstörung nicht von einer Änderung des Hintergrundprofils, welches z. B. durch Störungen des Magnetfeldes oder der Heizung beeinflusst werden kann, verursacht wird. Sollte die zonale Potentialstörung tatsächlich und ausschließlich von einer Änderung des Hintergrundprofils verursacht werden, müsste sie synchron, d. h. kohärent und ohne Phasenversatz, mit einer zonalen Dichtestörung auftreten. Dieser Zusammenhang zwischen der zonalen Potentialstörung $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ und der über alle Ionensättigungsstromsonden gemittelten Größe $\langle n\rangle_{OPA} + \langle n\rangle_{TPA}$ kann im Kreuzkohärenzspektrum $\text{Coh}_{\langle\phi\rangle, \langle n\rangle}(f)$ gemäß Gl. 4.3 beurteilt werden (Abb. 8.2b und c). Im Bereich der häufigsten Auftrittsfrequenz der zonalen Potentialstörungen von $f = 3$ kHz (vgl. Abb. 8.2a) finden sich in der Kohärenz $\text{Coh}_{\langle\phi\rangle, \langle n\rangle}(f)$ (Abb. 8.2b) lediglich Werte weitaus kleiner als 50 %. Bei Betrachtung des Kreuzphasenspektrums $\alpha_{\langle\phi\rangle, \langle n\rangle}$ zwischen $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ und $\langle n\rangle_{OPA} + \langle n\rangle_{TPA}$ (Abb. 8.2c) findet man zudem, dass die zonale Dichtestörung nicht phasengleich mit der Potentialstörung auftritt, sondern – wenn überhaupt – nur mit einem Phasenversatz von fast $\pi/2$. Damit kann ausgeschlossen werden, dass die gemessene zonale Potentialstörung $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ hauptsächlich von einer Störung des Hintergrundprofils herrührt.

Weiterhin kann ausgeschlossen werden, dass die zonale Potentialstörung mit geodätisch-akustischen Moden (GAM) [58] in Verbindung stehen, da die Auftrittsfrequenzen der zonalen Potentialstörungen bei Vergleich verschiedener Entladungen nicht mit der Wurzel aus der Elektronentemperatur skalieren, wie man es für GAMs erwartet. Es kann im Folgenden daher von der Anwesenheit von Zonalströmungen, die per Selbstorganisation aus der Turbulenz entstehen, in den gezeigten He-Entladungen ausgegangen werden.

8.2 Wechselspiel zwischen Turbulenz und Zonalströmungen

Nachdem die Existenz der Zonalströmungen gezeigt wurde, steht die Frage im Raum, ob diese eine Rückwirkung auf die Turbulenz zeigen, wie es in Abs. 3.4.3 ausgeführt wurde. Ausgehend von dem dort beschriebenen Räuber-Beute-Schema würde man erwarten, dass Energie aus der Turbulenz in die Zonalströmungen wandert, und anschließend – bei ausreichender Zonalströmung – die Turbulenz infolgedessen zurückgeht.

Um ein charakteristisches Bild über die Dynamik der kurzlebigen Zonalströmungen zu gewinnen, wird die Methode des konditionellen Mitteln angewandt (vgl. Abs. 4.4). Die Zeitreihe des zonalen Potentials $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ wird hierfür als Referenz genommen. Wie aus Abb. 8.1e und f ersichtlich ist, kann angenommen werden, dass ab einem gewissen Schwellwert in der $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ -Zeitreihe tatsächlich eine ausgeprägte Zonalströmung vorliegt. Eine Abweichung von zwei Standardabweichungen (2σ) im Signal von $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ wird als Bedingung gewählt, für die dann jeweils ein symmetrisches Zeitfenster mit der Gesamtlänge von $2\Delta t = 512 \mu\text{s}$ abgespeichert und zuletzt gemittelt wird. Für die He-Entladung #7192 zeigt Abb. 8.3 das Ergebnis für 781 Mittelungen.

Zunächst ist in Abb. 8.3a das konditionell gemittelte zonale Potential zu sehen. Darin wird gezeigt, dass ein charakteristischer Ausschlag des zonalen Potentials um fast 4 V weit über dem Rauschlevel von einigen 100 mV nach der Mittelung zu finden ist. Dies entspricht auch den Ausschlägen von $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ in Abb. 8.1f, was ca. 50 % des Hintergrundprofilwertes von $\phi_0(R - R_0 = 10.5 \text{ cm}) = -7 \text{ V}$ entspricht. Es wird ebenfalls in Übereinstimmung mit Abb. 8.1f eine Lebensdauer von 90 μs gefunden. Da kein zweites Maximum des konditionell gemittelten zonalen Potentials zu finden ist, ist die mittlere Auftretshäufigkeit der Zonalströmungen von 3 kHz, wie es in den Spektren von Abb. 8.2a zu sehen war, rein statistisch und nicht durch einen periodischen Vorgang bestimmt. Andernfalls müsste ein zweites Maximum bei ca. 0.33 ms in Abb. 8.3a zu finden sein.

Für dieselben Unterzeitreihen, aus denen das konditionell gemittelte zonale Potential berechnet wurde, kann an jedem Zeitpunkt ein k_θ -Spektrum aus den Sondendaten des OPA berechnet werden. Das Ergebnis ist ein über 781 Zeitpunkte gemitteltes, zeitabhängiges k_θ -Spektrum, was sich über 512 μs erstreckt. Sowohl das Spektrum $S_I(k_\theta, \Delta t)$ aus den Ionensättigungsstromsignalen (Abb. 8.3c) als auch das Spektrum $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ aus Floatingpotentialsignalen (Abb. 8.3e) zeigt eine Zeitabhängigkeit. Insbesondere steigt für einen begrenzten k_θ -Bereich um $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ (dies entspricht der $m = 4$ -Mode) die Turbulenz an und findet ein Maximum bei $\Delta t = \tau_T = -36 \mu\text{s}$ (blau gestrichelte Linie). Dies gilt sowohl für die Ionensättigungsstromfluktuationen $\tilde{I}_{i,sat}$ als auch für Floatingpotentialfluktuationen $\tilde{\phi}_{fl}$. Für das Floatingpotentialspektrum $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ kommt jedoch ein Maximum bei $k_\theta = 0$ entsprechend einer $m = 0$ -Mode bei $\Delta t = \tau_Z = 7 \mu\text{s}$ hinzu. Dieses Maximum korrespondiert mit der Zonalströmung aus Abb. 8.3a, die bei τ_Z ihrerseits ihr Maximum erreicht.

Zu diesem Zeitpunkt τ_Z gibt es einen Einbruch in den Spektren $S_I(k_\theta, \Delta t)$ und $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ um die Wellenzahl $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ zu verzeichnen, der ungefähr 100 μs dauert. Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass die Turbulenz bei Anwesenheit einer Zonalströmung reduziert ist. Dieser Sachverhalt zeigt sich auch in Abb. 8.3d und f, worin $S_I(k_\theta, \Delta t)$ bzw. $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ an den Zeitpunkten τ_T (maximale Turbulenz: blau-gestrichelt) und τ_Z (maximale Zonalströmung: rot-punktiert) aufgetragen sind. Zusätzlich ist das jeweilige über alle 1024000 Zeitpunkte der Zeitreihe gemittelte totale k -Spektrum gezeigt (durchgezogene schwarze Linie). Bevor die Zonalströmung

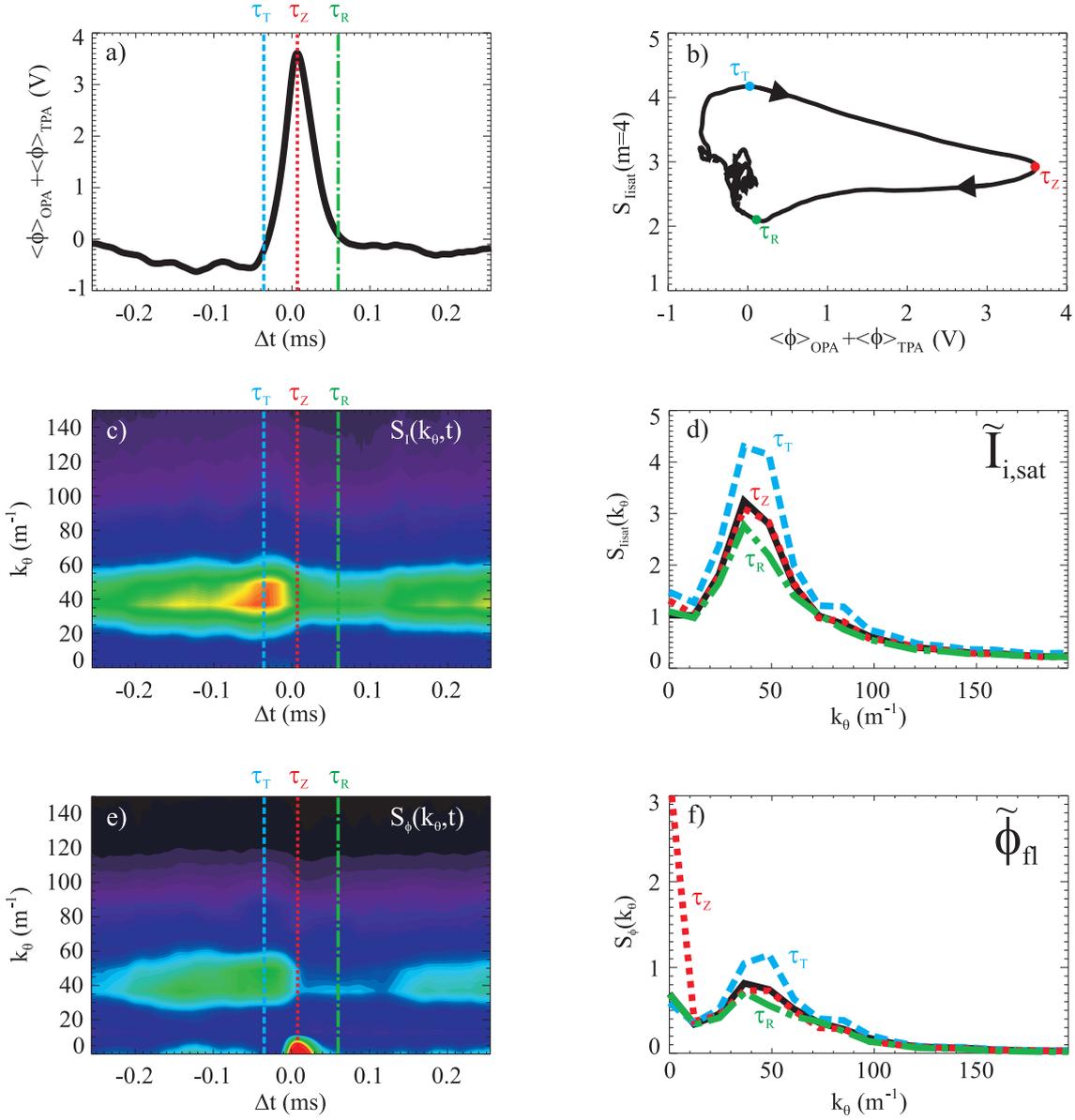


Abbildung 8.3: Mit Hilfe des konditionellen Mittels lässt sich die charakteristische Zeitentwicklung des zonalen Potentials (a), des wellenzahlaufgelösten Spektrums des Ionen-sättigungsstroms $S_I(k_\theta, \Delta t)$ (c) und des Floatingpotentials $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ (e) darstellen. Für ausgewählte Zeitpunkte (τ_T : maximale Turbulenz, τ_Z : maximale Zonalströmung, τ_R : reduzierte Turbulenz) sind starke Unterschiede erkennbar. Bei τ_T (blau-gestrichelt) dominiert die Turbulenz, so dass das mittlere totale Spektrum (schwarz-durchgezogen) übertroffen wird (d, f). Während die Zonalströmung maximal wird (τ_Z : rot-punktiert) herrscht ein mittlerer Turbulenzgrad vor, der nach ca. 50 μs als Folge der Zonalströmung reduziert wird (grün-strichpunktet). Zusammengefasst lässt sich dieses gemessene zyklische Verhalten in einem Phasendiagramm der dominanten Turbulenzmode $S_I(m=4, \Delta t)$ und dem zonalen Potential $\langle \phi \rangle_{OPA} + \langle \phi \rangle_{TPA}$ (b) darstellen.

anwächst, ist bei $\Delta t = \tau_T$ (blau-gestrichelt) ein Maximum in der Turbulenz über einen weiten Wellenzahlbereich zu finden, das sogar das mittlere totale Wellenzahlspektrum (schwarz-durchgezogen) weit übersteigt. Zum Zeitpunkt des Zonalströmungsmaximums $\Delta t = \tau_Z$ (rot-punktiert) nehmen die turbulenten Amplituden in Dichte und Potential – abgesehen von der dabei dominierenden $m = 0$ -Mode im Potential – wieder ab und sind nahezu exakt deckungsgleich mit dem totalen Wellenzahlspektrum. Nach weiteren ca. $50 \mu s$ entfaltet sich erst die Wirkung der Zonalströmung und erreicht beispielhaft für den Zeitpunkt $\Delta t = \tau_R = 59 \mu s$ (grün-strichpunktiert) eine Phase reduzierter Turbulenz.

Damit findet sich die für das Räuber-Beute-Schema (Abs. 3.4.3) zu erwartende Dynamik in den Messdaten wieder: Nach einer Phase verstärkter Turbulenz im Wellenzahlbereich von $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ entsprechend der $m = 4$ -Mode entsteht nach ca. $30 \mu s$ eine Zonalströmung, die nach weiteren ca. $50 \mu s$ wieder abfällt und von einer Phase reduzierter Turbulenz begleitet ist. Zusammengefasst lässt sich dieser Sachverhalt in einem Bild (Abb. 8.3b) darstellen, in dem die Zeitreihe der $m = 4$ -Mode im Ionensättigungsstrom $S_I(m = 4, \Delta t)$ als Maß für die Turbulenz gegen das zonale Potential $\langle \phi \rangle_{OPA} + \langle \phi \rangle_{TPA}$ aufgetragen ist. Es gibt in eindrücklicher Weise ein Grenzyklus-Verhalten wieder, wie man es gemäß der Theorie aus Abs. 3.4.3 erwarten kann.

Dieselbe Dynamik spiegelt sich auch in einer energetischen Betrachtung wider (Abb. 8.4). Anstelle des zeitabhängigen Wellenzahlspektrums $S_\phi(k_\theta, \Delta t)$ ist in Abb. 8.4a die wellenzahlaufgelöste *Driftwellenenergie* [120]

$$E_{DW}(k_\theta, t) = \frac{1}{2} \left(\hat{n}_k(t)^2 + |k_\theta \rho_s \hat{\phi}_k(t)|^2 \right) \quad (8.1)$$

mit der Fourier-Transformierten der Dichte \hat{n}_k (aus normierten Ionensättigungsstromfluktuationen von OPA-Sonden berechnet) bzw. des Potentials $\hat{\phi}_k(t)$ (normiert auf T_e) im Wellenzahlraum für den konditionell gemittelten Zeitabschnitt gezeigt. Für den besseren Vergleich mit der Theorie ist diese Größe gegen $k_\theta \rho_s$ aufgetragen. Es ergibt sich ein ähnliches Bild wie in Abb. 8.3b: Für einen bestimmten Wellenzahlbereich um $k_\theta \rho_s \approx 0.6$ ist die Driftwellenenergie maximal, und nimmt kurz vor dem Zeitpunkt $\Delta t = \tau_Z$, wenn die Zonalströmung aufkommt, stark ab.

Für die gesamte Zeitreihe (schwarz durchgezogen) und für die Zeitpunkte τ_T (blau-gestrichelt), τ_Z (rot-punktiert) und τ_R (grün-strichpunktiert) ist die k -abhängige Driftwellenenergie $E_{DW}(k_\theta, \Delta t)$ in Abb. 8.4b aufgetragen, um einen besseren Einblick in die Energieverluste und -zunahme auch bei höheren Wellenzahlen $k_\theta \rho_s$ zu gewinnen. Im Vergleich zum mittleren Driftwellenenergiespektrum (schwarz) ist vor dem Auftauchen der Zonalströmung zum Zeitpunkt τ_T (blau-gestrichelt) die Driftwellenenergie für alle Skalen erhöht. Am Zeitpunkt maximaler Zonalströmung τ_Z (rot-punktiert) entspricht die Driftwellenenergie ungefähr dem mittleren Driftwellenenergiespektrum (schwarz). Es ist lediglich eine kleine Reduktion bei den Skalen $k_\theta \rho_s = 0.9$ und $k_\theta \rho_s = 1.2$ zu beobachten. Viel größeren Einfluss auf die Driftwellenenergie hat die Zonalströmung zum Zeitpunkt τ_R (grün-strichpunktiert), da

dort die Hauptmode bei $k_\theta \rho_s = 0.6$ stark reduziert ist. Die Wellenzahlregion um $k_\theta \rho_s = 0.9$ ist die einzige, die Energie gewinnt, alle anderen Skalen führen im Vergleich zum mittleren Spektrum (schwarz) in dieser Phase weniger Driftwellenenergie mit sich. Dies zeigt zwar, dass die Zonalströmung eine stark reduzierende Wirkung auf fast alle Skalen der Turbulenz hat. Ein nicht-lokaler Energietransfer von kleinen zu großen Skalen, wie er in aufwändigeren Auswertungen von experimentellen Daten in TJ-K-Plasmen gefunden wurde [45, 46, 48, 72], ist hier jedoch nicht direkt zu beobachten.

Jedoch bestätigen die in dieser Arbeit mit Hilfe des konditionellen Mittels durchgeführten Analysen frühere Ergebnisse [121, 122], die in den Größen *Zonalströmungsenstrophie*

$$U = \sum_{k_\theta=0}^{k_\theta=0} (k_{ZF,r} \rho_s)^4 |\hat{\phi}_k(t)|^2 \quad (8.2)$$

und wellenzahlintegrierter *Driftwellenenstrophie*

$$\langle N_k(t) \rangle = \sum_{k_\theta \neq 0}^{k_\theta=\infty} (1 + k_\theta^2 \rho_s^2)^2 |\hat{\phi}_k(t)|^2 \quad (8.3)$$

einen Räuber-Beute-Mechanismus gefunden haben. Dabei wird hier für die radiale Wellenzahl der Zonalströmung $k_{ZF,r} = 63 \text{ m}^{-1}$ angenommen, die Driftskala zu $\rho_s = 1.2 \text{ cm}$ bestimmt und die Summation über weitere radiale Wellenzahlen vernachlässigt. Die beiden Größen U und $\langle N_k(t) \rangle$ beschreiben die quadratische Wirbelstärke, die in den Driftwellen bzw. in der Zonalströmung steckt. Für sie wurde ein Räuber-Beute-Zusammenhang theoretisch vorhergesagt [123].

Die konditionell gemittelte Zeitspur für U (Abb. 8.4c) zeigt, ähnlich wie Abb. 8.3a, ein Anwachsen der Zonalströmung, wobei U mit einer etwas kürzeren Lebensdauer von $50 \mu\text{s}$ verbunden ist. Ein Blick auf die Driftwellenenstrophie $\langle N_k(t) \rangle$ (Abb. 8.4d) enthüllt, dass im Vorfeld der Zonalströmung ($\Delta t < 0$) vergleichsweise viel Energie in den Driftwellen vorhanden ist. Diese fällt aber bei Einsetzen der Zonalströmung um $\Delta t = 0$ stark ab und verharrt zunächst für fast $100 \mu\text{s}$ auf einem niedrigen Niveau. Dies weist darauf hin, dass die Turbulenz reduzierende Wirkung der Zonalströmung für eine Dauer von mehr als der doppelten Lebenszeit der Zonalströmung anhält. Erst danach erreicht die Driftwellenenstrophie $\langle N_k(t) \rangle$ wieder das Niveau vor Auftauchen der Zonalströmung.

Im Einklang mit den theoretischen Erwartungen kann das Räuber-Beute-Verhalten der gemessenen Größen U und $\langle N_k(t) \rangle$ daher im Phasenraum in Form eines Grenzyklus (Abb. 8.4e) veranschaulicht werden.

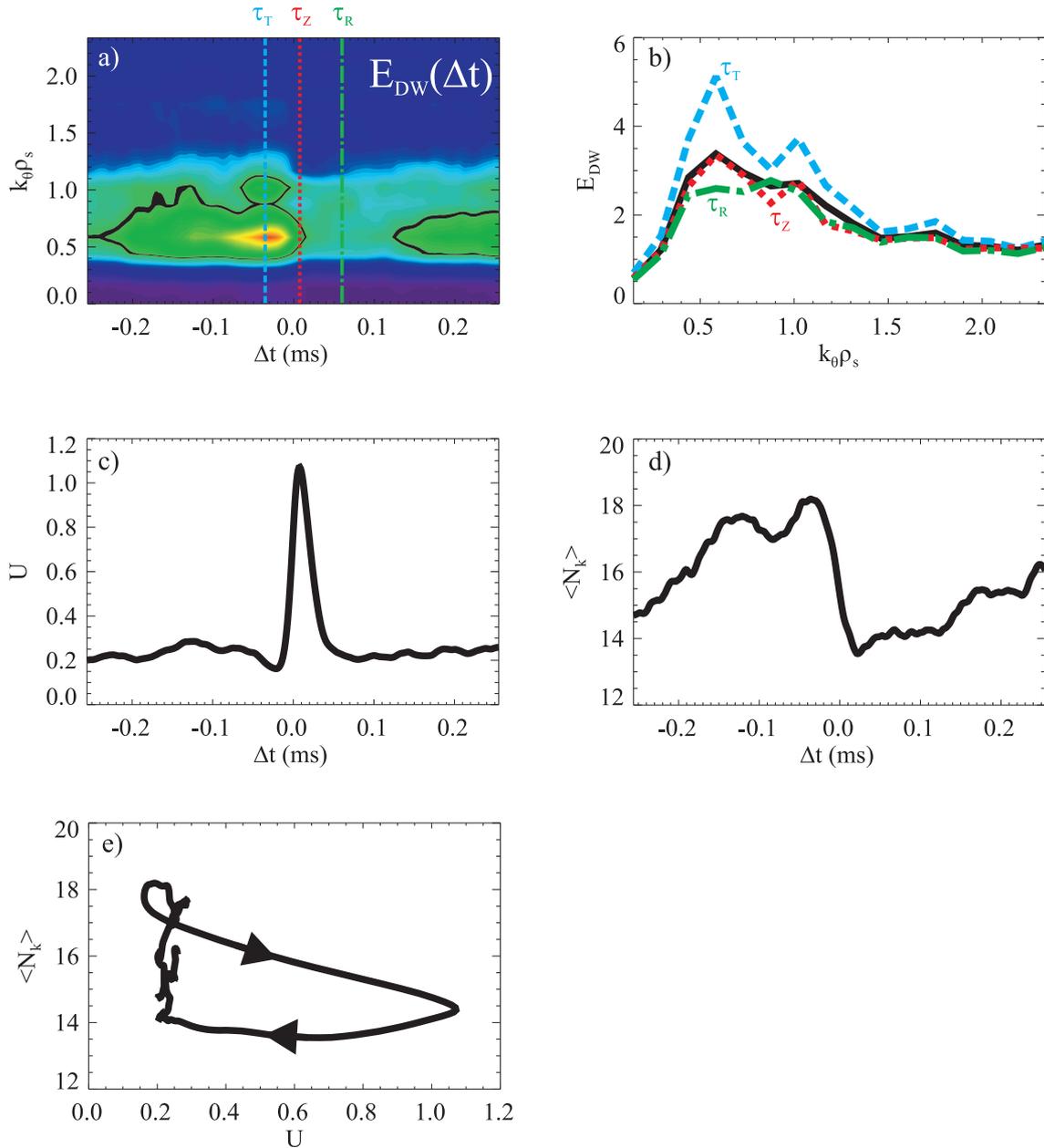


Abbildung 8.4: Energetische Betrachtung der Zonalströmungs-Driftwellen-Wechselwirkung aus konditionell gemittelten Daten. Die Driftwellenenergie $E_{DW}(k_\theta, \Delta t)$ (a) ist für ausgewählte Zeitpunkte (τ_T : maximale Turbulenz, τ_Z : maximale Zonalströmung, τ_R : reduzierte Turbulenz) unterschiedlich auf die einzelnen Skalen verteilt (b). Dabei zeigen auch die Zonalströmungenstrophie U (c) und die skalenintegrierte Driftwellenenergistrophie $\langle N_k(t) \rangle$ (d) im Phasenraum einen Grenzyklus entsprechend dem Räuber-Beute-Schema.

8.3 Transportreduktion durch Zonalströmungen

Das Wechselspiel zwischen Driftwellenturbulenz und Zonalströmung konnte sowohl in dieser Arbeit als auch in früheren Studien [121, 122] im Einklang mit theoretischen Überlegungen ausführlich dokumentiert werden. Dabei wurde ein turbulenzreduzierender Einfluss der Zonalströmungen festgestellt. Doch haben Zonalströmung auch Einfluss auf den turbulenten Transport?

8.3.1 Einfluss auf Amplitude und Phase

Dass bei einer Turbulenzreduktion nicht notwendigerweise eine Transportreduktion vorliegen muss, kann bei Betrachtung der Kreuzphase $\alpha_{nE}(k)$ zwischen Dichte \tilde{n} und poloidalem elektrischen Feld \tilde{E}_θ , die in die Darstellung des skalenabhängigen Teilchentransports nach Gl. 5.6 eingeht, eingesehen werden.

Um die Rolle der Kreuzphase zu untersuchen, kann der turbulente Transport mit Hilfe der Technik des konditionellen Mittels wie im vorigen Abschnitt für die He-Entladung #7192 als Mittelung über 781 Unterzeitreihen skalen aufgelöst und zeitabhängig dargestellt werden.

In Abb. 8.5a ist eine skalen aufgelöste Zeitspur des turbulenten Transports $\Gamma(k_\theta, \Delta t)$ farbkodiert dargestellt. Im gleichen Wellenzahlbereich $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ wie auch schon bei den Fluktuationen in Abb. 8.3c und e erreicht der Transport zum Zeitpunkt τ_T ein Maximum. Zu diesem Zeitpunkt (blau-gestrichelt) ist aber auch über den ganzen restlichen Wellenzahlbereich ein erhöhter Transport im Vergleich zum mittleren Transportspektrum (schwarz-durchgezogen) festzuhalten, wie in Abb. 8.5c zu sehen ist. Bei Anwesenheit der Zonalströmung (τ_Z , rot-gestrichelt) fällt der Transport dann auf allen Skalen unter das mittlere Transportspektrum ab. Damit ist unzweifelhaft der transportreduzierende Einfluss der Zonalströmung auf allen Skalen mit $k_\theta < 130 \text{ m}^{-1}$ erkennbar. Zu einem späteren Zeitpunkt τ_R (grün-strichpunktiert), der weiter oben als Phase reduzierter Turbulenz eingeführt wurde (vgl. Abb. 8.3d und e), liegt der Transport zwar weiterhin unter dem über alle 1024000 Zeitpunkte gemittelten mittleren Transportspektrum (schwarz-durchgezogen), er ist jedoch etwas höher als zum Zeitpunkt des Zonalströmungsmaximums τ_Z (rot-gestrichelt).

Im Unterschied zu den Turbulenzamplituden im Ionensättigungsstrom und Floatingpotential, die erst in einer Phase *nach* dem Auftreten der Zonalströmung ($\Delta t \approx \tau_R$) maximal reduziert sind, ist der turbulente Transport bereits *während* der Anwesenheit der Zonalströmung bei τ_Z minimal. Da die einzelnen Komponenten $S_I(k_\theta, \tau_Z)$ und $S_\phi(k_\theta, \tau_Z)$ (jeweils rot-punktiert) zu diesem Zeitpunkt kaum einen Unterschied zum mittleren Fluktuationsspektrum (schwarz-durchgezogen) in Abb. 8.3d und f aufweisen, muss die Reduktion von $\Gamma(k_\theta, \tau_Z)$ in Abb. 8.5c (rot-punktiert) gegenüber dem mittleren Transportspektrum durch die Phase hervorgerufen werden. Und tatsächlich: Im Bereich $20 \text{ m}^{-1} < k_\theta < 70 \text{ m}^{-1}$, wo für alle Zeiten eine ausreichend hohe Kohärenz zwischen der Dichte und dem elektrischen Feld von über 80 % besteht (siehe Abb. 8.5b), ist die Kreuzphase α_{nE} für τ_Z dem Wert $\pi/2$ am nächsten,

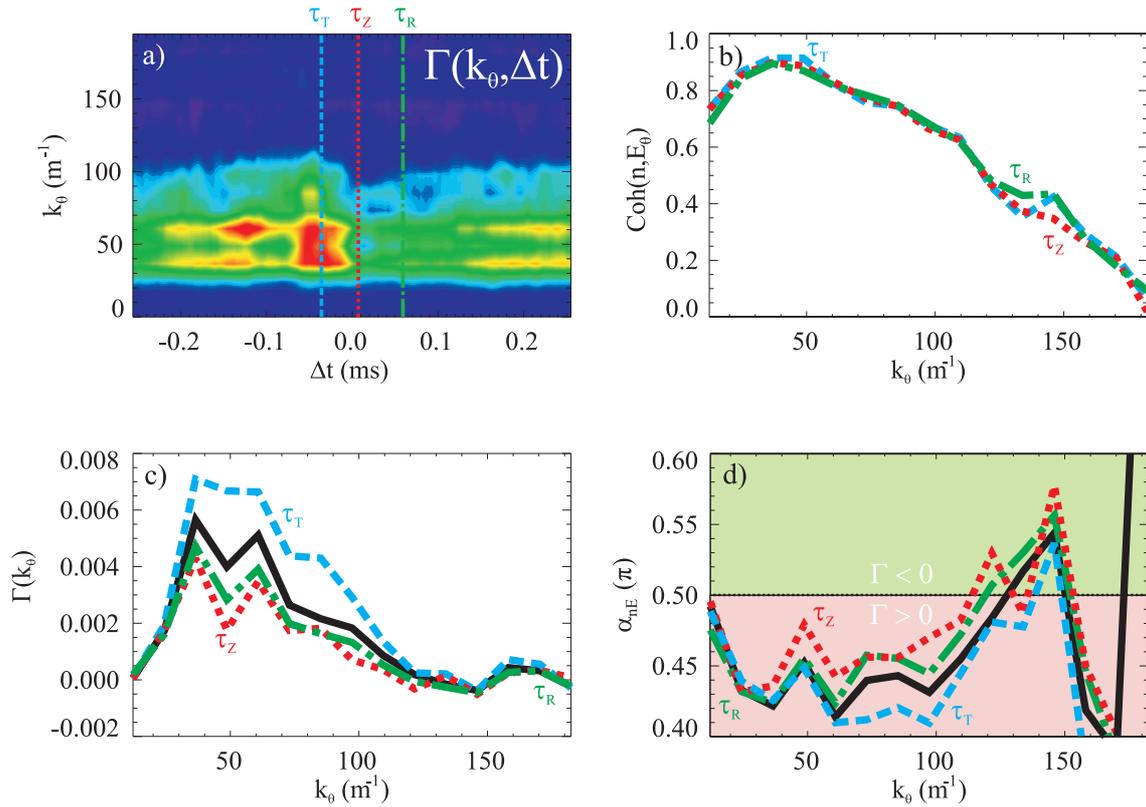


Abbildung 8.5: Der konditionell gemittelte turbulente Transport $\Gamma(k_\theta, \Delta t)$ (a) weist ein globales Maximum im Wellenzahlbereich $k_\theta \approx 40 \text{ m}^{-1}$ bei $\Delta t = \tau_T$ auf, bevor er bei Anwesenheit der Zonalströmung (τ_Z) unmittelbar zusammenbricht. Dies stellt verglichen mit dem mittleren Wellenzahlspektrum (schwarz-durchgezogen) eine signifikante Transportreduktion dar (c), die auch weiterhin bis $\Delta t > \tau_R$ (grün-gestrichelt) anhält. Im Vergleich zu den Turbulenzamplituden (siehe Abb. 8.3) zeigt sich, dass bei τ_Z (rot-gestrichelt) nicht die Turbulenzamplituden, sondern die Kreuzphase $\alpha_{nE}(k_\theta)$ (d) der entscheidende Faktor der Transportreduktion gemäß Gl. 5.6 ist: Für den Bereich hoher Kohärenz (b) liegt die Kreuzphase $\alpha_{nE}(k_\theta)$ dem stabilen Bereich mit $\alpha_{nE}(k_\theta) = \pi/2$ ($\Gamma = 0$) bei Anwesenheit der Zonalströmung (rot-gestrichelt) näher als zu allen anderen Zeitpunkten.

was gemäß Gl. 5.6 aufgrund des Kosinus mit dem niedrigsten Transport verbunden ist. Umgekehrt weicht die Kreuzphase α_{nE} für τ_T im Vergleich zu anderen Zeitpunkten am meisten von $\pi/2$ ab, was neben den erhöhten Amplituden einen weiteren Beitrag zum Transport macht.

Die Zonalströmung ist also nicht nur mit einer Reduktion der Turbulenzamplituden verbunden, die stets erst etwas verzögert eintritt, wie es auch bei einer energetischen Betrachtung gefunden wurde (vgl. Abb. 8.4). Bemerkenswerterweise tritt bereits unmittelbar bei Aufkommen der Zonalströmung zusätzlich ein Phasenversatz zwischen Dichte und elektrischem Feld auf, der zumindest in der Frühphase der Zonalströmung den entscheidenden Beitrag zur Transportreduktion liefert. Damit werden Ergebnisse aus sogenannten Bias-Experimenten an TJ-K bestätigt [118, 40], die ebenfalls eine hauptsächliche Wirkung einer aufgeprägten Zonalströmung auf die Kreuzphase dokumentieren. Der Energietransfer zwischen den Zonalströmungen und der Turbulenz, der die Dynamik der Amplituden gemäß dem Räuber-Beute-Schema und im Rahmen einer inversen Kaskade aufschlussreich erklären kann [46, 121, 122], ist also *nicht* hinreichend für die Erklärung der gemessenen Werte des turbulenten Transports. Vielmehr muss zusätzlich die Rolle der Kreuzphase α_{nE} in die Betrachtungen mit aufgenommen werden, um umfassende Einblicke in das Wechselspiel zwischen Zonalströmungen und turbulentem Transport für den magnetischen Einschluss zu gewinnen.

8.3.2 Quantitative Abschätzung der Transportreduktion

Der Einfluss der Zonalströmung auf Phase und Amplitude des turbulenten Transports konnte mit Hilfe der Technik des konditionellen Mittels bereits nachgewiesen werden. Da diese Technik amplitudenerhaltend ist, können die Absolutwerte der konditionell gemittelten Transportzeitreihen mit dem über alle Zeitpunkte gemittelten Transport verglichen werden. Führt man dies für den über das OPA und TPA gemessenen und gemittelten globalen Transport durch, erhält man eine quantitative Abschätzung für die Transportreduktion.

Hierfür wird zunächst wieder von der Zeitreihe des zonalen Potentials $\langle\phi\rangle_{OPA} + \langle\phi\rangle_{TPA}$ ausgegangen (Abb. 8.6a). Parallel dazu ermittelt man den über beide Sondenordnungen gemittelten turbulenten Transport $\langle\Gamma\rangle_{OPA} + \langle\Gamma\rangle_{TPA}$, der ebenfalls als Zeitreihe darstellbar ist (Abb. 8.6b). Zwischen diesen Zeitreihen ergibt sich eine Kreuzkorrelationsfunktion $CC_{\langle\phi\rangle, \langle\Gamma\rangle}(\Delta t)$ (Abb. 8.6c), die 0.2 ms vor Einsetzen der Zonalströmung zu positiven Werten anwächst. Dies ist gleichbedeutend mit dem Umstand, dass die Zonalströmung durch ein Anwachsen der Turbulenz ebenfalls angetrieben wird. Bei $\Delta t = -50 \mu s$ schwindet jedoch der turbulente Antrieb der Zonalströmung und die Turbulenzreduktion setzt ein, so dass bei $\Delta t \approx 0$ eine Antikorrelation von $CC_{\langle\phi\rangle, \langle\Gamma\rangle} = -0.17$ erreicht wird. Damit entspricht die Dynamik zwischen Turbulenz und Zonalströmung ebenfalls dem Räuber-Beute-Schema, wie es analog für Driftwellen- und Zonalströmungsentstrophie in Ref. [121, 122] gezeigt wurde.

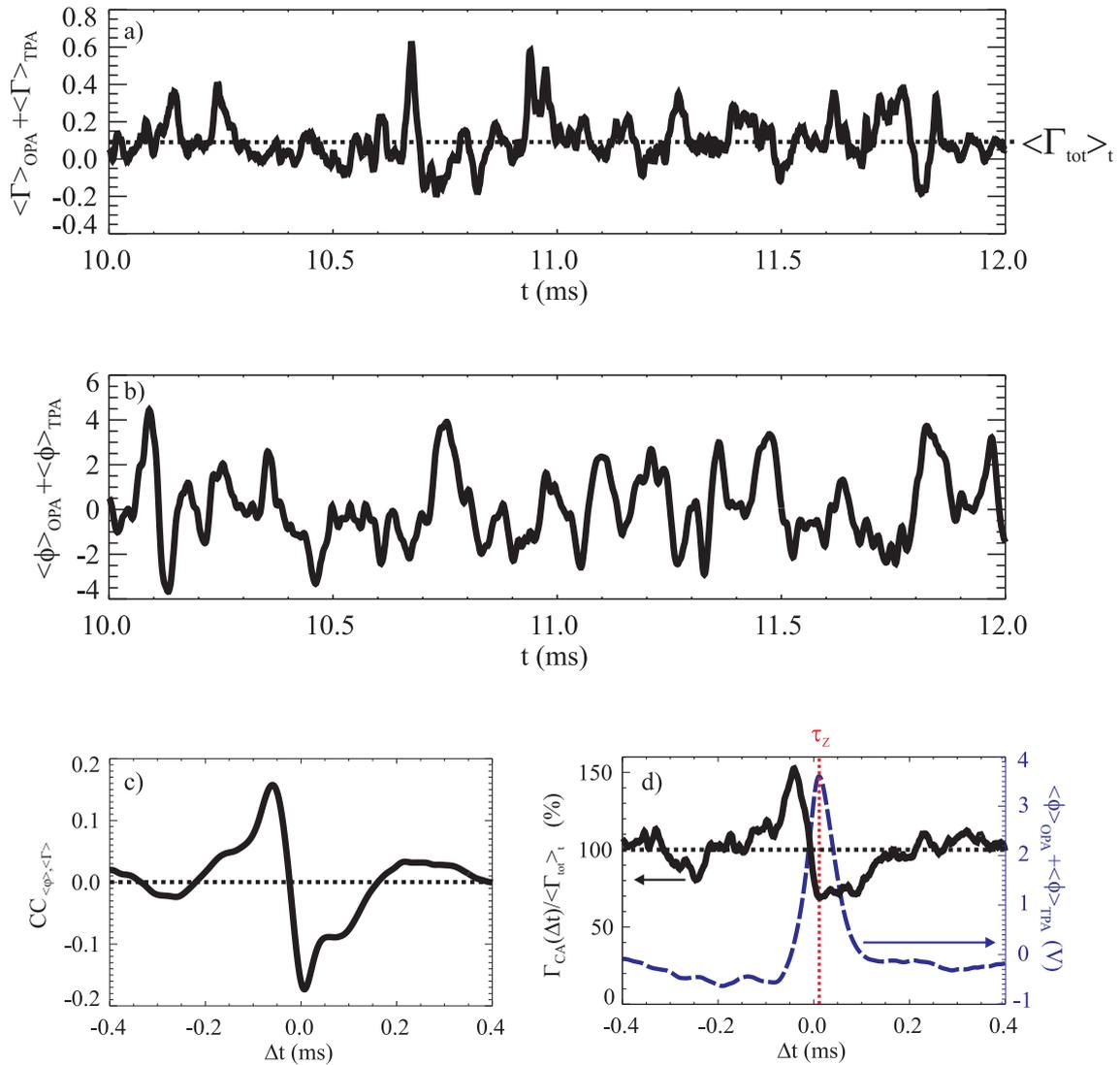


Abbildung 8.6: Die Kreuzkorrelation $CC_{\langle \phi \rangle, \langle \Gamma \rangle}(\Delta t)$ (c) zwischen zonalem Potential $\langle \phi \rangle_{OPA} + \langle \phi \rangle_{TPA}$ (a) und globalem turbulentem Transport $\langle \Gamma \rangle_{OPA} + \langle \Gamma \rangle_{TPA}$ (b) gibt das Wechselspiel zwischen turbulentem Transport und Zonalströmungen gemäß dem Räuber-Beute-Schema wieder. Mit Hilfe des konditionalen Mittels wurde in TJ-K zum Zeitpunkt τ_Z maximaler Zonalströmung (blau-gestrichelt) eine globale Transportreduktion (schwarz-durchgezogen) auf 70 % des mittleren globalen Transports $\langle \Gamma_{tot} \rangle_t$ festgestellt (d).

Führt man nun die Methode des konditionellen Mitteln erneut mit den Bedingungen aus Abs. 8.2 mit der Zeitreihe des zonalen Potentials als Referenz aus, erhält man aus der Zeitspur des globalen Transports $\langle \Gamma \rangle_{OPA} + \langle \Gamma \rangle_{TPA}$ einen konditionell gemittelten Ausschnitt $\Gamma_{CA}(\Delta t)$ über $512 \mu s$ (Abb. 8.6d, schwarz-durchgezogen). Dieser ist zusätzlich auf den über 1024000 Zeitpunkte gemittelten globalen Gesamttransport $\langle \Gamma_{tot} \rangle_t = \langle \langle \Gamma \rangle_{OPA} + \langle \Gamma \rangle_{TPA} \rangle_t$ normiert. Wie die Kreuzkorrelation aus Abb. 8.6c, hat auch $\Gamma_{CA}(\Delta t) / \langle \Gamma_{tot} \rangle_t$ einen qualitativen Verlauf (Abb. 8.6d, schwarz-durchgezogen), der im Einklang mit dem Räuber-Beute-Schema steht. Zudem gewinnen wir aus diesem Bild eine quantitative Abschätzung der Transportreduktion. Denn während $\Gamma_{CA}(\Delta t)$ im zeitlichen Mittel über $512 \mu s$ dem mittleren globalen Transport $\langle \Gamma_{tot} \rangle_t$ entspricht, fällt ersterer bei Einsetzen der Zonalströmung ($\Delta t = \tau_Z$) auf knapp unter 70 %. Das bedeutet, dass die transient in TJ-K-Plasmen auftretenden Zonalströmungen (Abb. 8.6d, blau-gestrichelt) den globalen Transport temporär um 30 % reduzieren. Zusätzlich ist bemerkenswert, dass selbst in der Abklingphase der Zonalströmung der turbulente Transport noch für ca. 100 Mikrosekunden weiterhin reduziert bleibt. Es ist daher anzunehmen, dass länger existierende Zonalströmungen auch über einen größeren Zeitabschnitt den turbulenten Transport signifikant reduzieren können und daher eine zentrale Rolle für den magnetischen Einschluss spielen.

Mittelt man über einen Räuber-Beute-Zyklus der konditionell gemittelten Zeitfenster, so erhält man einen Mittelwert des turbulenten Transports $\langle \Gamma_{CA}(\Delta t) \rangle_{\Delta t}$, der identisch mit dem über die gesamte Zeitreihe gemittelten Transport $\langle \Gamma_{tot} \rangle_t$ ist. Die Transportreduktion bei Anwesenheit der Zonalströmung wird also durch die Erhöhung der Turbulenz – und damit des turbulenten Transports – im Vorfeld um $\Delta t \approx -50 \mu s$ gerade kompensiert. In den 781 Zeitfenstern á $512 \mu s$, die ca. 39 % der Zeitreihe ausmachen, sind die Zonalströmungen im Mittel also nicht in der Lage, den mittleren turbulenten Transport $\langle \Gamma_{tot} \rangle_t$ zu reduzieren. Da formal aber auch stationäre Zonalströmungen innerhalb des Räuber-Beute-Formalismus möglich sind (vgl. Abs. 3.4.3), ist auch in TJ-K eine zonalströmungsinduzierte Einschlussverbesserung prinzipiell nicht ausgeschlossen. Möglicherweise können gezielte Strategien zum Auffinden geeigneter Bereiche für die relevanten Parameter in den Räuber-Beute-Gleichungen 3.6 durch Wahl von experimentellen Rahmenbedingungen (z. B. niedrige Neutralgasstoßraten und eine passende Magnetfeldgeometrie zur Minimierung der Zonalströmungsdämpfung) zur Ausbildung von langlebigeren Zonalströmungen in TJ-K führen.

8.4 Zusammenfassung des Kapitels

Über die Zonalströmungen in TJ-K können aufgrund der durchgeführten Experimente folgende Aussagen getroffen werden:

- Mit den beiden Multi-Sondenarrangements wurden poloidal und toroidal homogene Potentialstrukturen nachgewiesen, die keine Entsprechung in der Dichte

fanden. Diese Potentialstrukturen können daher mit turbulenzgenerierten Zonalströmungen identifiziert werden. Diese tauchen transient in TJ-K-Plasmen mit einer Amplitude, die ungefähr dem Hintergrundpotential von wenigen Volt entspricht, auf und haben eine Lebenszeit von ca. $50 \mu\text{s}$.

- Für diese Zonalströmungen und die turbulenten Fluktuationen wurde im Einklang mit früheren Arbeiten [121, 122] und theoretischen Voraussagen [123] ein Räuber-Beute-Schema nachgewiesen. Dabei zeigte sich, dass die Fluktuationen vor Erscheinen der Zonalströmung erhöht sind, während der maximalen Zonalströmungsaktivität durchschnittliche Werte erreichen, und erst in der Abklingphase der Zonalströmung reduziert sind.
- Im Gegensatz dazu ergibt sich für den Einfluss der Zonalströmungen auf den turbulenten Transport eine leicht versetzte Kausalität: Der turbulente Transport ist im Vorfeld der Zonalströmung ebenfalls erhöht, allerdings schon während der maximalen Zonalströmungsaktivität minimal, und verharrt dann über das Maximum der Zonalströmung hinaus für ca. $100 \mu\text{s}$ auf einem reduzierten Niveau. Dabei wurde ein unmittelbarer Einfluss der Zonalströmung auf die Kreuzphase α_{nE} zwischen Dichte und elektrischem Feld als Grund für die unmittelbare Transportreduktion identifiziert, was frühere Studien bestätigt [118, 40].
- Eine quantitative Abschätzung ergab, dass die Zonalströmung in der Lage ist, den turbulenten Transport temporär um 30 % zu reduzieren und damit signifikant zum globalen Einschluss in turbulenzdominierten Plasmen beizutragen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

Das vornehmliche Ziel dieser Arbeit war es, die räumliche Struktur und Dynamik der Driftwellenturbulenz in Stellaratorgeometrie zu untersuchen. Die experimentell gewonnenen Einblicke in das Wechselspiel zwischen dreidimensionaler Magnetfeldgeometrie und Driftwellenturbulenz dienen nicht zuletzt dem Vergleich mit den Grundannahmen über die Struktur der Turbulenz und den viel versprechenden Resultaten aus der theoretischen Plasmaphysik [17, 27, 109–113]. Bei der Erhebung der Messdaten lagen mit dem Stellaratorexperiment TJ-K ideale Bedingungen vor, um einerseits durch Verwendung von Multi-Sondenordnungen eine für die räumliche Struktur hinreichende Ortsauflösung zu erhalten. Andererseits bildeten die in TJ-K vorliegenden Turbulenzbedingungen dimensional ähnlicher Entladungen [50] zusammen mit der komplexen Magnetfeldkonfiguration günstige Voraussetzungen für den Vergleich mit der Theorie.

Im Vorfeld der Turbulenzuntersuchungen wurde die TJ-K-Magnetfeldgeometrie mit Hilfe von Flussflächenmessungen zur Bildung eines Spulenmodells charakterisiert und die in der Theorie oft verwendeten lokalen Magnetfeldgrößen Normalenkrümmung κ_n , geodätische Krümmung κ_g , integrierte lokale Magnetfeldversicherung Λ und lokale Magnetfeldversicherung S für eine Flussfläche unter Verwendung des Feldlinienverfolgungsprogramms MCC [92] berechnet.

Eigens für die Arbeit restaurierte (OPA) bzw. neu konzipierte (TPA) Multi-Sondenordnungen konnten mit Hilfe der Kenntnis der dreidimensionalen Magnetfeldstruktur auf eine Flussfläche angepasst werden, was eine Messung von Dichte- und Potentialfluktuationen an 128 Stellen auf einer Flussfläche mit hoher poloidaler Auflösung an zwei toroidalen Stellen gleichzeitig mit einer Zeitauflösung von 1 MHz erlaubte.

Zunächst wurde damit der turbulente Zustand verschiedener Entladungen unter Variation des Arbeitsgases, des Neutralgasdrucks, der Magnetfeldstärke und -richtung charakterisiert. Es zeigte sich dabei, dass in He-Entladungen bei niedrigem Druck und Niederfeld nahezu voll entwickelte Turbulenz vorliegt. In anderen Regi-

mes, vor allem bei den Gasen Ne und Ar, aber auch in He bei hohem Druck, existieren dominante quasi-kohärente Moden und ein kaum vorhandener turbulenter Untergrund. Daher wurden alle folgenden Turbulenzuntersuchungen in He-Entladungen bei niedrigem Druck unternommen.

Die eingangs gestellten Fragen zur Struktur und Dynamik von Driftwellenturbulenz in Stellaratorgeometrie können aufgrund der Turbulenzuntersuchungen in He-Entladungen nun teilweise beantwortet werden:

1. *Wie sieht die räumliche Gestalt und Dynamik der turbulenten Strukturen auf einer Flussfläche in Stellaratorgeometrie aus? Ist sie von lokalen Magnetfeldgrößen beeinflusst?*

Die quasi-kohärenten Strukturen der Driftwellenturbulenz sind parallel entlang der Magnetfeldlinie ausgedehnt, wenige Zentimeter breit und weisen eine Länge von ca. 18 m auf. Das Verhältnis von senkrechter zu paralleler Korrelationslänge von 1.3 % spiegelt die Anisotropie der Turbulenz wider und rechtfertigt damit den Ballooning-Ansatz [115], der in vielen theoretischen Arbeiten gemacht wird. Reduzierte poloidale Korrelationslängen im Bereich hoher absoluter lokaler Magnetfeldverscherung $|S|$ deuten auf eine Verscherung turbulenter Strukturen und damit auf einen lokalen Effekt der Magnetfeldgeometrie hin. Unerwartete Vorzeichenwechsel der Geschwindigkeiten turbulenter Strukturen im Bereich hoher Magnetfeldverscherung sind magnetfeldrichtungsabhängig und führen zu einem komplexen Propagationsmuster auf der Flussfläche.

2. *Wo innerhalb der 3D-Geometrie werden die stärksten Turbulenzamplituden und der höchste turbulente Transport gemessen? Korrelieren diese Größen mit den aus der Theorie erwartenden Einflussfaktoren?*

Der maximale turbulente Transport ist in einem ca. 10 cm breiten Band um einen Feldlinienabschnitt auf der Außenseite der Flussfläche lokalisiert und wird meist im Bereich negativer Normalenkrümmung $\kappa_n < 0$ gemessen. Die Abhängigkeit der Position des maximalen Transports von der Magnetfeldrichtung lässt auf einen Einfluss der geodätischen Krümmung κ_g schließen. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit einer linearen Anwachsrate aus einem Driftwellenmodell [20, 32]. Allerdings wurde an TJ-K kein direkter Einfluss der (integrierten) lokalen Magnetfeldverscherung auf den turbulenten Transport offensichtlich, wie es theoretische Arbeiten nahe legen [21, 76, 124]. Außerdem wurden Hinweise darauf gefunden, dass die sechsfache Toroidalsymmetrie gebrochen ist, wofür magnetische Fehlerfelder oder lokale Heizeffekte verantwortlich sein könnten, die in eine theoretische Beschreibung aufgenommen werden müssten.

3. *Wie verhalten sich Zonalströmungen in Stellaratorgeometrie? Wie ist ihr Einfluss auf den turbulenten Transport?*

Turbulenzgenerierte Zonalströmungen in TJ-K treten intermittent auf und existieren für ca. 50 μ s. Dabei können sie den turbulenten Transport um bis zu 30 % reduzieren. Es zeigte sich dabei, dass die Zonalströmungen den turbulenten Transport zunächst über die Kreuzphase α_{nE} reduzieren, während die Fluktuationsamplituden erst in einer späteren Phase durch die Zonalströmungen verringert werden. Die Wechselwirkung zwischen den Zonalströmungen und der Turbulenz können mit dem Räuber-Beute-Schema [24] beschrieben werden.

In dieser Arbeit wurden in detaillierten Studien also stellaratorspezifische Ausprägungen der Driftwellenturbulenz gefunden, die unter Berücksichtigung lokaler Parameter der Magnetfeldgeometrie weitgehend durch theoretische Überlegungen erklärt werden können. In Einzelaspekten sind jedoch Erweiterungen der theoretischen Modelle für eine vollständige Interpretation der Messergebnisse erforderlich. Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstreichen die Bedeutung der Magnetfeldgeometrie für die Driftwellenturbulenz und damit auch für den magnetischen Einschluss insgesamt, der von turbulenten Prozessen am Plasmarand maßgeblich mitbestimmt wird.

Da die gefundenen Ergebnisse aufgrund der dimensionalen Ähnlichkeit der Turbulenz [125] auch auf die Randschicht größerer Experimente teilweise übertragbar sind, ergeben sich folgende Implikationen:

- In Stellaratoren kann ein sehr komplexes Propagationsmuster turbulenter Strukturen vorherrschen, so dass bei der Interpretation von Messungen an einer einzigen Stelle auf der Flussfläche Vorsicht geboten ist. Nur Diagnostiken mit ausreichender Ortsauflösung können die vollständige Dynamik erfassen.
- Der in dieser Arbeit dargelegte große Einfluss der Kreuzphase α_{nE} auf den turbulenten Transport Γ sollte bei Untersuchungen stets berücksichtigt werden. Fluktuationsgrade allein sind *nicht* hinreichend für Aussagen über den turbulenten Transport.
- Der signifikante Einbruch des turbulenten Transports während der maximalen Intensität der Zonalströmung um 30 %, ebenso wie die Dynamik nach dem Räuber-Beute-Schema zwischen Turbulenz und Zonalströmung, legen nahe, Zonalströmungen weiterhin zur Erklärung der H-Mode und für globale Einschlussoptimierungen in Betracht zu ziehen.

9.2 Ausblick

In zukünftigen Studien sollten Teilaspekte der behandelten Themen tiefer gehend untersucht werden. In gezielten Experimenten zur Untersuchung des turbulenten Zustands könnte beispielsweise durch eine erweiterte Parametervariation ermittelt werden, welcher physikalische Mechanismus zu den unterschiedlichen Regimes (modendominiert gegenüber turbulenzdominiert) führt. Um Effekte ähnlich wie in Ref. [101] studieren zu können, wären parallel zu den Fluktuationen aufgenommene Glühsondenmessungen zur Bestimmung radialer elektrischer Felder ebenso wie die Anwendung einer Bispektralanalyse von Vorteil.

Die Reduktion der poloidalen Korrelationslängen, die in dieser Arbeit gefunden wurde, sollte gemäß der Verscherung von turbulenten Strukturen mit vergrößerten radialen Korrelationslängen einhergehen. Daher wären zweidimensionale Korrelationsstudien oder mit Hilfe des konditionellen Mittels detektierte Strukturen, die mit der 2D-Verfahrenheit im Bereich hoher Magnetfeldverscherung aufgenommen werden könnten, für die Aufklärung der senkrechten Gestalt turbulenter Strukturen im Bereich hoher Magnetfeldverscherung hilfreich.

Die in dieser Arbeit umfangreich untersuchte räumliche Gestalt des turbulenten Transports auf einer Flussfläche sollte mit theoretischen Modellen abgeglichen werden. Hierfür wäre eine Lösung des Eigenwertproblems der Driftwellengleichungen wie in Refs. [17, 20, 111] für die TJ-K-Geometrie unter Berücksichtigung der magnetischen Fehlerfelder zur Ermittlung der räumlichen Struktur der instabilsten Moden ideal. In einem zweiten Schritt könnten Effekte von gefangenen Teilchen, die möglicherweise aufgrund der Mikrowellenheizung in TJ-K eine Rolle spielen könnten, in diesen Formalismus durch Modelle für den Faktor δ in der Anwachsrate Gl. 3.9 integriert werden. Ebenso würden nicht-lineare Simulationen basierend auf Fluidmodellen oder gyro-kinetischen Gleichungen auf einer ganzen Flussfläche in TJ-K-Geometrie ein sehr hilfreiches Instrument zur Interpretation der Daten liefern. Möglicherweise könnten derartige Modelle auch den Mechanismus aufklären, wie die Zonalströmungen auf die Kreuzphase α_{nE} Einfluss nehmen. Insbesondere könnte damit auch ein Vergleich gezogen werden, mit Hilfe dessen möglicherweise beurteilt werden kann, ob heutige Computermodelle für die Beschreibung der Driftwellenturbulenz in toroidalen Plasmen ausreichen.

Numerische Studien, die die Dynamik von Zonalströmungen in TJ-K berücksichtigen, könnten das Auffinden verbesserter Einschlussregimes basierend auf dem in dieser Arbeit geschilderten Räuber-Beute-Schema zwischen Driftwellenturbulenz und Zonalströmungen erleichtern. Hierfür ist eine Reduktion der Zonalströmungsdämpfung durch Wahl einer geeigneten Konfiguration z. B. bei einem geeigneten Spulenstromverhältnis oder eine Reduktion der Neutralgasreibung zentral.

Anhang A

Krummlinige Koordinatensysteme

A.1 Vorbemerkung

Im Folgenden werden Koordinatensysteme zusammenfassend vorgestellt, die für die Beschreibung toroidaler Magnetfelder in der Fusionsforschung in Verwendung sind. Nomenklatur und Beschreibung sind orientiert an Ref. [52]

A.2 Grundlagen zu krummlinigen Koordinaten

Ausgangspunkt jeder Diskussion über Koordinatensysteme ist das wohl vertraute *kartesische Koordinatensystem*. Es besteht aus 3 Basisvektoren, die im Idealfall *normiert* sind und *rechtwinklig* (meist sogar *rechtshändig!*) aufeinander stehen. Damit ist es ein *Orthonormalsystem*. In drei Dimensionen kann damit jeder Punkt P durch seinen dreikomponentigen Ortsvektor

$$\mathbf{R} = (x, y, z) \tag{A.1}$$

beschrieben werden. Man kann nun die Komponenten des Ortsvektors durch 3 neue Parameter u^1, u^2, u^3 ausdrücken (die Zahlen oben sind keine Exponenten, sondern Indizes!). Damit wird der Ortsvektor insgesamt auch von diesen 3 neuen Parametern abhängig:

$$\mathbf{R}(u^1, u^2, u^3) : \begin{aligned} x &= x(u^1, u^2, u^3) \\ y &= y(u^1, u^2, u^3) \\ z &= z(u^1, u^2, u^3). \end{aligned} \tag{A.2}$$

Unter diesen Parametern u^1, u^2, u^3 kann man sich z. B. Kugelkoordinaten vorstellen. Dann würde gelten $u^1 = r, u^2 = \theta$ und $u^3 = \varphi$ und

$$\mathbf{R}(r, \theta, \varphi) : \begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi \\ y &= r \sin \theta \sin \varphi \\ z &= r \cos \theta. \end{aligned} \tag{A.3}$$

Man kann nun die Transformation A.2 invertieren und erhält dann

$$\begin{aligned} u^1 &= u^1(x, y, z) \\ u^2 &= u^2(x, y, z) \\ u^3 &= u^3(x, y, z). \end{aligned} \tag{A.4}$$

Im Beispielfalle von Kugelkoordinaten würden diese Gleichungen dann lauten:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta &= \arctan \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \\ \varphi &= \arctan \frac{y}{x}. \end{aligned} \tag{A.5}$$

(In diesem Falle sind die Zahlen über x , y , z Exponenten und keine Indizes!). Die Parameter u^1 , u^2 , u^3 beschreiben \mathbf{R} ebenso eindeutig wie x , y , z , weswegen man diese Parameter zurecht auch als Koordinaten bezeichnen kann. Im Allgemeinen bilden sie aber kein rechtwinkliges Koordinatensystem. Darum bezeichnet man sie als *krummlinige Koordinaten*.

A.2.1 Koordinatenflächen und -kurven

Hält man eine der drei krummlinigen Koordinaten konstant und belässt die anderen variabel, also z. B.

$$\begin{aligned} u^1 &= c^1 \\ u^2 &= u^2(x, y, z) \\ u^3 &= u^3(x, y, z) \end{aligned} \tag{A.6}$$

mit einer Konstanten c^1 , dann beschreiben die anderen beiden Koordinaten eine Fläche $\mathbf{R}(u^2, u^3)$. Diese nennt man *Koordinatenfläche*. Dabei bezeichnet man die Fläche immer nach der Koordinate, die *konstant* gehalten wird. Die u^1 -Koordinatenfläche erhält man also für $u^1 = c^1$.

Im Beispiel von Kugelkoordinaten könnte man z. B. $r = 1$ wählen, dann würden die beiden anderen Koordinaten, θ und φ eine Kugeloberfläche mit dem Radius $r = 1$ aufspannen.

Hält man zwei Koordinaten konstant, also z. B.

$$\begin{aligned} u^1 &= c^1 \\ u^2 &= c^2 \\ u^3 &= u^3(x, y, z) \end{aligned} \tag{A.7}$$

mit den Konstanten c^1 und c^2 , dann beschreibt die dritte Koordinate eine Kurve $\mathbf{R}(u^3)$. Diese heißt *Koordinatenkurve*. Die Koordinatenkurve benennt man nach der

Koordinate, die *variabel* gehalten wird, in unserem Beispiel also die u^3 -Koordinatenkurve.

Im Fall von Kugelkoordinaten könnte man z. B. $r = 1$ und $\theta = 90^\circ$ wählen. Dies würde dann eine Kreisbahn mit Radius $r = 1$ in der x-y-Ebene definieren, die φ -Koordinatenkurve.

A.2.2 Ko- und kontravariante Vektoren

Leitet man den Ortsvektor $\mathbf{R}(u^1, u^2, u^3)$ nach einer der krummlinigen Koordinaten ab, dann erhält man einen *Tangentenvektor*

$$\mathbf{e}_i := \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial u^i}, \quad (\text{A.8})$$

der in die Richtung der u^i -Koordinatenkurve zeigt. Aus diesen Tangentenvektoren kann man eine Basis erstellen. Allerdings hängt diese Basis vom Ort ab, da ja die Tangenten der Koordinatenkurven von Ort zu Ort variieren. Außerdem stehen die Basisvektoren \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 i. A. nicht senkrecht aufeinander und sind nicht normiert. Diese Tangentenvektoren haben den Index immer *unten* und man nennt sie auch *kovariante Basisvektoren*.

Im Beispiel von Kugelkoordinaten wäre z. B.

$$\mathbf{e}_3 = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \varphi} = (-r \sin \theta \sin \varphi, r \sin \theta \cos \varphi, 0) \quad (\text{A.9})$$

und würde immer in Richtung der Tangente der φ -Koordinatenkurve zeigen.

Neben der Basis aus Tangentenvektoren, die ja in die Richtung der Koordinatenkurven zeigen, kann man auch eine Basis aus den Koordinatenflächen, besser gesagt, aus den *Normalenvektoren zu den Koordinatenflächen* konstruieren. Den zur u^i -Koordinatenfläche gehörige Basisvektor \mathbf{e}^i bekommt man durch folgende Rechnung:

$$\mathbf{e}^i := \frac{\partial u^i}{\partial \mathbf{R}} = \nabla u^i. \quad (\text{A.10})$$

Auch diese Vektoren bilden i. A. eine nicht-normierte und nicht-orthogonale Basis. Diese Flächennormalenvektoren haben den Index immer *oben* und man nennt sie auch *kontravariante Basisvektoren*. Man kann sich die kovarianten Vektoren zwar besser vorstellen als die kontravarianten, allerdings ist es manchmal aus mathematischer Sicht praktischer, mit kontravarianten Vektoren zu arbeiten.

Im Beispiel von Kugelkoordinaten wäre

$$\mathbf{e}^3 = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{R}} = \nabla \varphi = \nabla \arctan \frac{y}{x} = \left(\frac{\sin \varphi}{-r \sin \theta}, \frac{\cos \varphi}{r \sin \theta}, 0 \right) \quad (\text{A.11})$$

und würde, wie auch bereits \mathbf{e}_3 , immer tangential zur φ -Koordinatenkurve zeigen. Man sieht aber, dass die Beträge von \mathbf{e}_3 (Gl. A.9) und \mathbf{e}^3 (Gl. A.11) unterschiedlich

sind. I. A. unterscheiden sich \mathbf{e}_i und \mathbf{e}^i sowohl in Betrag als auch in Richtung. Dennoch gibt es einen Zusammenhang zwischen \mathbf{e}_i und \mathbf{e}^j , der auch allgemein gilt: Sie sind nämlich *reziprok* zueinander, d. h.

$$\mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}_j = \delta_j^i.$$

A.2.3 Die metrischen Koeffizienten g_{ij}

Jedes krummlinige Koordinatensystem besitzt eindeutig einen Satz so genannter *metrischer Koeffizienten*, die folgendermassen definiert sind:

$$g_{ij} := \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j. \quad (\text{A.12})$$

Man kann sie aber auch über die kovarianten Basisvektoren definieren:

$$g^{ij} := \mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}^j. \quad (\text{A.13})$$

Aus der Definition folgt, dass die metrischen Koeffizienten symmetrisch sind, d.h. $g_{ij} = g_{ji}$ bzw. $g^{ij} = g^{ji}$. Bei orthogonalen Koordinatensystemen (z. B. Kugel-, Zylinder- oder Toruskoordinaten) sind die außerdiagonalen Elemente g_{ij} mit $i \neq j$ alle Null.

Man kann die metrischen Koeffizienten nutzen,

- um kovariante Vektoren in kontravariante zu verwandeln $\mathbf{e}^i = g^{ij} \mathbf{e}_j$,
- um kontravariante Vektoren in kovariante zu verwandeln $\mathbf{e}_i = g_{ij} \mathbf{e}^j$,
- um Längen, Flächen oder Volumen, z.B. die differentielle Bogenlänge $dl = \sqrt{\sum_{i,j} g_{ij} du^i du^j}$, in krummlinigen Koordinatensystemen auszurechnen.

A.2.4 Die Jakobideterminante J

Die *Jakobideterminante* J ist die Determinante der Jakobimatrix, die alle neun partiellen Ableitungen der kartesischen Koordinaten x, y, z nach den krummlinigen Koordinaten u^1, u^2, u^3 enthält. Man kann J aufgrund der Definitionen von \mathbf{e}_i und \mathbf{e}^i ganz einfach ausrechnen aus

$$J := \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3 = \frac{1}{\mathbf{e}^1 \cdot \mathbf{e}^2 \times \mathbf{e}^3}. \quad (\text{A.14})$$

Die Jakobideterminante hängt mit den metrischen Koeffizienten zusammen. Es gilt nämlich mit der Determinante der metrischen Koeffizienten-Matrix $g := \det[g_{ij}]$

$$J = \sqrt{g}. \quad (\text{A.15})$$

Damit man in der Plasmaphysik die Stromdichte \mathbf{J} nicht mit der Jakobideterminante J verwechselt, hat es sich eingebürgert immer \sqrt{g} statt J zu schreiben. Man benutzt die Jakobideterminante oft als Kurzschreibweise für $\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3$, z. B. für das differentielle Volumen

$$d^3R = du^1 du^2 du^3 \mathbf{e}_1 \cdot (\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3) = \sqrt{g} du^1 du^2 du^3. \quad (\text{A.16})$$

A.3 Koordinatensysteme

A.3.1 Zylinderkoordinaten

Zylinderkoordinaten bestehen aus den Koordinaten (R, φ_{zyl}, z) und hängen mit kartesischen folgendermaßen zusammen:

$$\mathbf{R}(R, \varphi_{zyl}, z) : \begin{aligned} x &= R \cos \varphi_{zyl} \\ y &= R \sin \varphi_{zyl} \\ z &= z. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Dabei wird φ_{zyl} von der x -Achse aus im *Gegenuhrzeigersinn* gezählt!

A.3.2 Kugelkoordinaten

Kugelkoordinaten bestehen aus den Koordinaten (r, θ_s, φ_s) und hängen mit kartesischen folgendermaßen zusammen:

$$\mathbf{R}(r, \theta_s, \varphi_s) : \begin{aligned} x &= r \sin \theta_s \cos \varphi_s \\ y &= r \sin \theta_s \sin \varphi_s \\ z &= r \cos \theta_s. \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Hier wird das φ_s auch von der x -Achse aus im *Gegenuhrzeigersinn* gezählt! θ_s wird von der z -Achse aus nach unten gezählt.

A.3.3 Toruskoordinaten

Toruskoordinaten bestehen aus den Koordinaten $(r, \theta, \varphi_{tor})$ und einer Konstanten R_0 , dem großen Torusradius. Sie hängen mit kartesischen Koordinaten folgendermaßen zusammen:

$$\mathbf{R}(r, \theta, \varphi_{tor}) : \begin{aligned} x &= (R_0 + r \cos \theta) \sin \varphi_{tor} \\ y &= (R_0 + r \cos \theta) \cos \varphi_{tor} \\ z &= r \sin \theta. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

ACHTUNG: Hier beginnt man φ_{tor} von der y -Achse an im *Uhrzeigersinn* zu zählen! r ist der Abstand von der kleinen Torusachse zum betrachteten Punkt \mathbf{R} , und θ ist der Winkel zwischen der x - y -Ebene und \mathbf{r} .

A.3.4 Clebsch-Koordinaten

Clebsch-Koordinaten bestehen aus den Koordinaten (α, β, l) . Dabei nummerieren α und β die Feldlinien durch, wobei α meist als radiale bzw. Flussflächen-Koordinate und β als Feldlinienmarkierung (z. B. in poloidaler Richtung) gewählt wird. l ist die Bogenlänge der Feldlinie. Der große Vorteil von Clebsch-Koordinaten ist, dass \mathbf{B} immer tangential zu einer Koordinatenkurve, nämlich zur l -Koordinatenkurve, ist. Das erkennt man auch an den Basisvektoren. Insbesondere gilt:

$$\mathbf{e}_l = \mathbf{b} := \frac{\mathbf{B}}{B}. \quad (\text{A.20})$$

$\mathbf{e}^l = \nabla l$ hingegen zeigt i. A. nicht in Richtung von \mathbf{B} . Dafür gilt aber allgemein:

$$\mathbf{B} = \mathbf{e}^\alpha \times \mathbf{e}^\beta = \nabla\alpha \times \nabla\beta \quad \text{und} \quad (\text{A.21})$$

$$B = \frac{1}{J}. \quad (\text{A.22})$$

Eine wichtige Eigenschaft von Clebsch-Koordinatensystemen ist, dass die Magnetfeldlinien in der (β, l) -Fläche gerade Linien sind.

A.3.5 Boozer-Grad-Koordinaten

Boozer-Grad-Koordinaten sind ein Spezialfall von Clebsch-Koordinaten. Dabei bekommt die dritte Koordinate l ein neues Symbol χ , das charakteristischerweise so definiert ist, dass

$$\mathbf{e}_\chi = \frac{\mathbf{b}}{B} \quad \text{bzw.} \quad (\text{A.23})$$

$$\mathbf{B} = (B)^2 \mathbf{e}_\chi \quad \text{und} \quad (\text{A.24})$$

$$B = \frac{1}{\sqrt{J}} \quad (\text{A.25})$$

gilt. Dadurch resultiert eine einfachere Beziehung zwischen χ und θ bzw. φ , als es bei l der Fall gewesen ist.

A.3.6 Toroidalfluss-Koordinaten

In Toroidalfluss-Koordinaten sind die Magnetfeldlinien gerade und bestehen aus den Koordinaten $(\psi, \theta_f, \varphi_f)$. Dabei ist ψ eine Flussflächenmarkierung, dass man sich einfach als eine beliebige radial veränderliche Flussflächenfunktion vorstellen kann (z. B. Toroidalfluss Ψ_{tor} , Druck $-p$, Volumen V oder sogar t , solange es monoton ansteigend ist). Ausgehend von einem beliebigen Koordinatensystem $\{\psi, \theta, \varphi\}$ (z.B. Toruskoordinaten) werden die neuen Koordinaten θ_f und φ_f so gewählt, dass die

Magnetfeldlinien gerade werden. Dies erreicht man durch

$$\theta_f = \theta + 2\pi \frac{\tilde{\nu}}{\dot{\Psi}_{tor}} \quad \text{und} \quad \varphi_f = \varphi \quad \text{oder} \quad (\text{A.26})$$

$$\theta_f = \theta \quad \text{und} \quad \varphi_f = \varphi - 2\pi \frac{\tilde{\nu}}{\dot{\Psi}_{pol}^r}. \quad (\text{A.27})$$

Dabei erhält man $\tilde{\nu}$ aus

$$\tilde{\nu}(\psi, \theta, \varphi) = \nu(\psi, \theta, \varphi) - \frac{1}{2\pi} \left(\dot{\Psi}_{tor} \theta - \dot{\Psi}_{pol}^r \varphi \right), \quad (\text{A.28})$$

wobei ν aus

$$\frac{\partial \nu}{\partial \varphi} = -\sqrt{g} B^\theta \quad \text{und} \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial \theta} = \sqrt{g} B^\varphi \quad (\text{A.30})$$

aufintegriert werden muss. Die radial abgeleiteten Flüsse erhält man aus

$$\dot{\Psi}_{tor} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta d\varphi \sqrt{g} B^\varphi \quad (\text{A.31})$$

$$\dot{\Psi}_{pol}^r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta d\varphi \sqrt{g} B^\theta. \quad (\text{A.32})$$

A.3.7 Boozer Toroidalfluss-Koordinaten

A. Boozer stellte fest [53], dass die Wahl von θ_f und φ_f nicht eindeutig ist. Dies nutzte er als Freiheit aus und fand Koordinaten, für die der periodische Anteil des magnetischen Skalarpotentials verschwindet (Details hierzu in Ref. [52]). Das führt zu einer einfachen Jakobideterminante

$$\sqrt{g_B} = \frac{G}{4\pi^2 B^2} \quad (\text{A.33})$$

und Winkelkoordinaten

$$\theta_B = \theta \quad \text{und} \quad (\text{A.34})$$

$$\varphi_B(l) = \frac{2\pi}{G} \int_0^l B dl, \quad (\text{A.35})$$

die mit Hilfe einer charakteristischen Feldlinienlänge

$$G := \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int_0^{l(N)} B dl \quad (\text{A.36})$$

und N toridalen Umläufen berechnet werden können.

In Boozer-Koordinaten werden die Bewegungsgleichungen der Führungszentren gyrierender Teilchen besonders einfach und hängen nur noch von der Magnetfeldstärke B ab. Damit kann eine wesentliche Vereinfachung der Beschreibung der Dynamik in toridalen Magnetfeldkonfigurationen erreicht werden, was u.a. zur Entdeckung der Quasi-Symmetrie bei Stellaratoren geführt hat [13].

A.3.8 Hamada-Koordinaten

In Hamada-Koordinaten [54] sind zusätzlich zu den Magnetfeldlinien \mathbf{B} auch noch die Stromlinien \mathbf{J} gerade. Außerdem zeichnen sie sich durch eine Jakobideterminante $\sqrt{g_H} = 1/(4\pi^2)$ aus, die auf einer Flussfläche konstant ist. Hier gilt:

$$\theta_H = \theta \quad \text{und} \quad (A.37)$$

$$\varphi_H(l) = \frac{2\pi}{F} \int_0^l \frac{dl}{B}, \quad (A.38)$$

mit

$$F := \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \int_0^{l(N)} \frac{dl}{B}. \quad (A.39)$$

Anhang B

Geometrieabhängige Anwachsrate

Für die Herleitung der geometrieabhängigen Anwachsrate für die Driftwellenturbulenz beginnt man mit der *Bewegungsgleichung* für die Ionen [63]

$$mn\partial_t\mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + qn(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (\text{B.1})$$

Für Störungen erster Ordnung (angedeutet durch den Index 1) in \mathbf{v}_\perp , d. h. unter Vernachlässigung von Hintergrundgrößen (Index 0), wie z. B. die Hintergrundströmung \mathbf{v}_0 , und unter der Annahme kalter Ionen $T_i \ll T_e$ (d. h. diamagnetische Terme fallen weg) erhält man durch Anwendung von $\times \mathbf{B}$ auf Gl. B.1 für die Ionen die senkrechten Geschwindigkeitskomponenten

$$\mathbf{v}_\perp = -\frac{m}{qB^2}d_t^{E \times B}\nabla_\perp\phi_1 - \frac{\nabla\phi_1 \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (\text{B.2})$$

Dabei ist der erste Term die Polarisationsdrift mit der konvektiven Ableitung $d_t^{E \times B} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_E \cdot \nabla$ und der zweite Term die $E \times B$ -Drift entsprechend Gl. 3.1. Für das elektrische Feld \mathbf{E} wurde die Störung erster Ordnung im Potential $-\nabla\phi_1$ eingesetzt. Unter Verwendung des *Drift-Orderings*,

$$\hat{\phi} = \frac{e\phi_1}{T_0} \approx \hat{n} = \frac{n_1}{n_0} \approx \frac{\rho_s}{L_n} \approx \frac{\omega}{\omega_{ci}} \approx \frac{k_\parallel}{k_\perp} \ll 1 \quad (\text{B.3})$$

mit dem *Driftparameter* $\rho_s = \sqrt{m_i T_e / (eB)}$, der Dichtegradientenabfalllänge $L_n = |\nabla \ln n_0|^{-1}$, der Ionenzyklotronresonanz $\omega_{ci} = eB/m_i$ und der senkrechten bzw. parallelen Wellenzahl k_\perp bzw. k_\parallel , kann für die Divergenzen der Polarisationsdrift

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_{pol} = -\rho_s^2 \partial_t \nabla_\perp^2 \hat{\phi} \quad (\text{B.4})$$

und $E \times B$ -Drift

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_{E \times B} = \frac{2}{B} \mathbf{b} \times \kappa \nabla_\perp \hat{\phi} \quad (\text{B.5})$$

hergeleitet werden. Hierbei wurde eine stromfreie Magnetfeldgeometrie mit Krümmungsvektor $\boldsymbol{\kappa}$ (vgl. Gl. 2.6) angenommen. Dies kann man nun in die *Kontinuitätsgleichung* für die Ionen

$$\partial_t n + \nabla(n\mathbf{v}) = 0 \quad (\text{B.6})$$

einsetzen, die mit $n = n_0 + n_1$ in linearisierter Form die Gestalt

$$\partial_t n_1 + \mathbf{v}_{\perp,1} \nabla n_0 + n_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_{\perp,1} + n_0 \nabla \mathbf{v}_{\parallel,1} = 0 \quad (\text{B.7})$$

hat. Mit der Relation des so genannten *i- δ -Modells* mit $\hat{n} = \hat{\phi}(1 - i\delta)$, bei der abweichend von der Boltzmann-Relation noch ein nicht-adiabatischer Anteil in Form einer komplexen Phase $i\delta$ angenommen wird [61], ergibt sich nach Ableitung von Gl. B.7 und Einsetzen des Ansatzes 3.8 daraus

$$\hat{\phi}_0 (1 - i\delta) - \frac{1}{i\eta} (\mathbf{v}_* + \mathbf{v}_d) \nabla_{\perp} \hat{\phi}_0 - \rho_s^2 \nabla_{\perp}^2 \hat{\phi}_0 + \frac{c_s^2}{\eta^2} \nabla_{\parallel}^2 \hat{\phi}_0 = 0. \quad (\text{B.8})$$

Hierbei ist

$$\mathbf{v}_* = -c_s \rho_s \mathbf{b} \times \nabla \ln n_0 \quad (\text{B.9})$$

die diamagnetische Drift (vgl. Gl. 3.2) und

$$\mathbf{v}_d = 2c_s \rho_s \mathbf{b} \times \boldsymbol{\kappa} \quad (\text{B.10})$$

die *Krümmungsdrift* mit der Ionenschallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$. Diese Gleichung ist Ausgangspunkt für viele Untersuchungen [110, 20, 21, 126, 17], in denen aus Gl. B.8 die Modenstruktur von $\hat{\phi}_0$ durch Aufintegration in parallele Richtung berechnet wird. Interessiert man sich nur für die Anwachsrate γ , kann man den parallelen Term $\frac{c_s^2}{\eta^2} \nabla_{\parallel}^2 \hat{\phi}_0$ vernachlässigen und erhält dann mit $\Omega = \mathbf{v} \cdot \mathbf{k}_{\perp}$ und dem parallelen Wellenvektor \mathbf{k}_{\perp} die *allgemeine Dispersionsrelation*

$$\eta = \frac{\Omega_* + \Omega_d}{(1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2)^2 + \delta^2} (1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2 + i\delta). \quad (\text{B.11})$$

Wählt man für das Magnetfeld eine Clebsch-Repräsentation $\mathbf{B} = \chi' (\nabla \alpha \times \nabla s)$ mit dem poloidalen Fluss χ und seiner Ableitung χ' nach der Radialkoordinate s (normierter Poloidalfluss), in der für $k_{\perp} = k_{\alpha} \nabla \alpha + k_s \nabla s$ gilt ($\alpha = \varphi_f - q\theta_f$), dann lässt sich unter der Annahme $\delta \ll 1$ für die Anwachsrate schreiben

$$\gamma = \frac{(\Omega_* + \Omega_d)}{(1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2)^2} \delta \propto -\kappa_n + \kappa_g \frac{\chi'}{B} |\nabla s|^2 \left(\frac{k_s}{k_{\alpha}} + \Lambda \right) \delta. \quad (\text{B.12})$$

In der Anwachsrate zeigt sich also, wie die lokalen Magnetfeldgrößen Normalenkrümmung κ_n , geodätische Krümmung κ_g und integrierte lokale Magnetfeldverscherung Λ auf die Instabilität der Driftwelle Einfluss nehmen.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford, *Phil. Mag.* **37**, 581 (1919).
- [2] A. S. Eddington, *Science* **52**, 233 (1920).
- [3] BP Statistical Review of World Energy, June 2011, www.bp.com/statisticalreview.
- [4] A. Grunwald, R. Grünwald, D. Oertel, and H. Paschen, Sachstandsbericht Kernfusion, Büro für Technikfolgen-Abschätzung beim Deutschen Bundestag.
- [5] International Fusion Research Council (IFRC), *Nuclear Fusion* **45**, A1 (2005).
- [6] C. M. Braams and P. E. Stott, *Nuclear Fusion: Half a century of magnetic confinement research* (IOP Publishing Ltd, Bristol, 2002).
- [7] Mit freundlicher Genehmigung von C. Brandt, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Greifswald, 2011.
- [8] L. A. Artsimovich, S. V. Mirnov, and V. S. Strelkov, *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research* **7**, 305 (1965).
- [9] M. Shimada *et al.*, *Nuclear Fusion* **47**, S1 (2007).
- [10] F. Wagner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1408 (1982).
- [11] A. Loarte *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **45**, 1549 (2003).
- [12] A. H. Boozer, *Phys. Fluids* **27**, 2441 (1984).
- [13] J. Nührenberg and R. Zille, *Physics Letters A* **129**, 113 (1988).
- [14] G. Grieger *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 13th Int. Conf., Washington, DC, 1990), Vol. 3* (IAEA, Vienna, 1991), p. 525.
- [15] Institut für Plasmaphysik, www.ipp.mpg.de.
- [16] H. E. Mynick, *Phys. Plasmas* **13**, 058102 (2006).

-
- [17] A. Kendl and H. Wobig, *Phys. Plasmas* **6**, 4714 (1999).
- [18] T.-H. Watanabe, H. Sugama, and S. Ferrando-Margalet, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 195002 (2008).
- [19] J. L. Johnson and J. M. Greene, *Plasma Physics* **9**, 611 (1967).
- [20] M. H. Nasim, T. Rafiq, and M. Persson, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **46**, 193 (2004).
- [21] M. Nadeem, T. Rafiq, and M. Persson, *Phys. Plasmas* **8**, 4375 (2001).
- [22] B. Scott, *Phys. Lett. A* **320**, 53 (2003).
- [23] K. Itoh *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 055502 (2006).
- [24] P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, and T. S. Hahm, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **47**, R35 (2005).
- [25] H. E. Mynick, N. Pomphrey, and P. Xanthopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 095004 (2010).
- [26] G. H. Neilson, M. C. Zarnstorff, and J. F. Lyon, *J. Plasma Fusion Res.* **78**, 214 (2002).
- [27] H. E. Mynick, N. Pomphrey, and P. Xanthopoulos, *Phys. Plasmas* **18**, 056101 (2011).
- [28] J. Bleuel *et al.*, *New J. Phys.* **4**, 38.1 (2002).
- [29] S. Marsen, M. Otte, and F. Wagner, *Contributions to Plasma Physics* **48**, 467 (2008).
- [30] N. Mahdizadeh *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **49**, 1005 (2007).
- [31] M. Ramisch *et al.*, *Proc. of the 35th EPS Conference on Plasma Physics, Hersonissos, Crete* (The European Physical Society, Hersonissos, 2008), pp. 1–4.
- [32] M. Ramisch, G. Birkenmeier, A. Köhn, and U. Stroth, *Proc. of the 38th EPS Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France* (The European Physical Society, Strasbourg, 2011), pp. 1–4.
- [33] N. Krause *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 3474 (2002).
- [34] S. Niedner, B. D. Scott, and U. Stroth, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **44**, 397 (2002).
- [35] C. Lechte, S. Niedner, and U. Stroth, *New J. Phys.* **4**, 34.1 (2002).

- [36] C. Lechte, *Microscopic Structure of Plasma Turbulence in the Torsatron TJ-K*, Doktorarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2003).
- [37] N. Mahdizadeh, U. Stroth, C. Lechte, and M. Ramisch, *Proc. 14th Int. Stellarator Workshop, Greifswald (Germany), September 2003* (IPP, Greifswald, 2003), No. 19, pp. 1–5.
- [38] N. Mahdizadeh *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 3932 (2004).
- [39] M. Ramisch *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 032504 (2005).
- [40] M. Ramisch *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **49**, 777 (2007).
- [41] M. Ramisch, E. Häberle, N. Mahdizadeh, and U. Stroth, *Plasma Sources Sci. Technol.* **17**, 024007 (2008).
- [42] K. Rahbarnia *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **50**, 085008 (2008).
- [43] U. Stroth *et al.*, *Proc. of the 33th EPS Conference on Plasma Physics, Rome* (The European Physical Society, Rome, 2006), pp. 1–4.
- [44] T. Happel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 255001 (2009).
- [45] P. Manz *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **50**, 035008 (2008).
- [46] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **51**, 035008 (2009).
- [47] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, *Phys. Plasmas* **16**, 042309 (2009).
- [48] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 165004 (2009).
- [49] S. Enge *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 175004 (2010).
- [50] U. Stroth *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 2558 (2004).
- [51] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Taylor and Francis Group, New York, 2000).
- [52] W. D. D’haeseleer, W. N. G. Hitchon, J. D. Callen, and J. L. Shohet, *Flux Coordinates and Magnetic Field Structure* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
- [53] A. H. Boozer, *Phys. Plasmas* **24**, 1999 (1981).
- [54] S. Hamada, *Nuclear Fusion* **2**, 23 (1962).
- [55] C. C. Hegna and S. R. Hudson, *Physics of Plasmas* **9**, 2014 (2002).
- [56] D. Dobrott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 943 (1977).

- [57] Y. Nagayama *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 2571 (1993).
- [58] N. Winsor, J. L. Johnson, and J. M. Dawson, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
- [59] H. Wobig, Plasma Physics and Controlled Fusion **41**, A159 (1999).
- [60] S. Niedner, *Numerical Studies of Plasma Turbulence for Comparison with Measurements at TJ-K*, Doktorarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2002).
- [61] W. Horton, Rev. Mod. Phys. **71**, 735 (1999).
- [62] A. Kendl, Phys. Plasmas **18**, 072303 (2011).
- [63] U. Stroth, *Plasmaphysik* (Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011).
- [64] B. Scott, Plasma Phys. Controll. Fusion **39**, 1635 (1997).
- [65] B. D. Scott, New Journal of Physics **4**, 52 (2002).
- [66] B. D. Scott, New Journal of Physics **7**, 92 (2005).
- [67] H. Biglari, P. H. Diamond, and P. W. Terry, Phys. Fluids, B **2**, 1 (1990).
- [68] K. H. Burrell, Phys. Plasmas **4**, 1499 (1997).
- [69] R. H. Kraichnan, Phys. Fluids **10**, 1417 (1967).
- [70] U. Frisch, *Turbulence* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [71] P. H. Diamond and Y. B. Kim, Phys. Fluids, B **3**, 1626 (1991).
- [72] P. Manz, *Strukturentstehung in Driftwellenturbulenz toroidaler Plasmen*, Doktorarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2007).
- [73] P. H. Diamond, Y. M. Liang, B. A. Carreras, and P. W. Terry, Phys. Rev. Lett. **72**, 2565 (1994).
- [74] L. A. Charlton *et al.*, Physics of Plasmas **1**, 2700 (1994).
- [75] A. Kendl and B. D. Scott, Phys. Plasmas **12**, 064506 (2005).
- [76] A. Kendl and B. D. Scott, Phys. Rev. Lett. **90**, 035006 (2003).
- [77] A. Kolmogorov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **32**, 16 (1941), reprinted in Proc. R. Soc. Lond. A 434 (1991).
- [78] J. C. van den Berg, *Wavelets in Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).

- [79] C. Torrence and G. Compo, *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **79**, 61 (1998).
- [80] M. Ramisch, *Scaling and Manipulation of Turbulent Structures in the Torsatron TJ-K*, Doktorarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2005).
- [81] T. Huld, A. H. Nielsen, H. L. Pécseli, and J. J. Rasmussen, *Phys. Plasmas* **3**, 1609 (1991).
- [82] H. Johnsen, H. L. Pécseli, and J. Trulsen, *Phys. Fluids* **30**, 2239 (1987).
- [83] E. Ascasibar, C. Alejaldre, and J. Alonso, *Fusion Technology* **27**, 198 .
- [84] E. Ascasibar *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 16th Int. Conf., Montreal, 1996)*, IAEA, Vienna (IAEA, Vienna, 1996), p. 183.
- [85] E. Ascasibar *et al.*, *Nucl. Fusion* **37**, 851 (1997).
- [86] A. Köhn *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **52**, 035003 (2010).
- [87] J. Seifert, *Modenkonzersion bei Mikrowellen zur Heizung von Plasmen in TJ-K*, Diplomarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2011).
- [88] J. Stöber, *Aufbau eines Mikrowellen-Interferometers für das Torsatron TJ-K*, Diplomarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2001).
- [89] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **51**, 035008 (2009).
- [90] N. Mahdizadeh, *Investigation of Three-Dimensional Turbulent Structures in the Torsatron TJ-K*, Doktorarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2007).
- [91] P. A. Abdul, *Magnetic Configuration Effects on the Torsatron TJ-K Plasma Parameters and Turbulent Transport*, Diplomarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2009).
- [92] MCC wurde in IDL/C/C++ von M. Ramisch verfasst.
- [93] C. Gourdon, *Programme optimise de calculs numerique dans les configurations magnetique toroidales* (CEN, Fontenay aux Roses, 1970).
- [94] O. Auciello and D. Flamm, *Plasma Diagnostics: Discharge Parameters and Chemistry* (Academic Pr, New York, 1989).
- [95] A. Köhn, *Mikrowellenheizung von überdichten Plasmen in TJ-K*, Diplomarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2005).
- [96] N. Mahdizadeh *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **47**, 569 (2005).
- [97] M. Okabayashi and V. Arunasalam, *Nuclear Fusion* **17**, 497 (1977).

- [98] P. H. Rutherford and E. A. Frieman, *Physics of Fluids* **10**, 1007 (1967).
- [99] L. D. Pearlstein and H. L. Berk, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 220 (1969).
- [100] T. Klinger *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **39**, B145 (1997).
- [101] M. J. Burin *et al.*, *Phys. Plasmas* **12**, 052320 (2005).
- [102] J. Weiland, *Collective Modes in Inhomogeneous Plasmas: Kinetic and Advanced Fluid Theory* (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000).
- [103] F. Y. Gang, P. H. Diamond, and M. N. Rosenbluth, *Phys. Plasmas* **3**, 68 (1991).
- [104] B. May, *Nichtthermische Elektronen in ECR-Entladungen in TJ-K*, Diplomarbeit (Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 2005).
- [105] POV-Ray™, Persistence of Vision Raytracer Pty. Ltd. (www.povray.org).
- [106] Z. Ivady, *Influence of magnetic islands on transport in a toroidal plasma*, Diplomarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2011).
- [107] B. Scott, IPP report 5/92, Habilitation Thesis (2001).
- [108] G. Birkenmeier *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 025001 (2011).
- [109] R. E. Waltz and A. H. Boozer, *Phys. Fluids* **B5**, 2201 (1993).
- [110] N. Dominguez, B. A. Carreras, V. E. Lynch, and P. H. Diamond, *Phys. Plasmas* **4**, 2894 (1992).
- [111] J. L. Lewandowski, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **40**, 283 (1998).
- [112] J. L. V. Lewandowski, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **40**, 283 (1998).
- [113] H. E. Mynick, P. Xanthopoulos, and A. H. Boozer, *Physics of Plasmas* **16**, 110702 (2009).
- [114] A. Bhattacharjee *et al.*, *Physics of Fluids* **26**, 880 (1983).
- [115] A. Bhattacharjee, J. E. Sedlak, P. L. Similon, and M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids* **26**, 880 (1983).
- [116] A. Köhn, *Investigation of microwave heating scenarios in the magnetically confined low-temperature plasma of the stellarator TJ-K*, Doktorarbeit (Universität Stuttgart, Stuttgart, 2010).
- [117] M. Ramisch, U. Stroth, S. Niedner, and B. Scott, *New J. Phys.* **5**, 12.1 (2003).

-
- [118] M. Ramisch *et al.*, *Proc. of the 33th EPS Conference on Plasma Physics, Rome* (The European Physical Society, Rome, 2006), pp. 1–4.
- [119] P. Manz *et al.*, AIP Conference proceedings PLASMA 2007, Greifswald, Germany **993**, 101 (2008).
- [120] S. J. Camargo, D. Biskamp, and B. D. Scott, *Physics of Plasmas* **2**, 48 (1995).
- [121] P. Manz, M. Ramisch, and U. Stroth, *Phys. Rev. E* **82**, 056403 (2010).
- [122] U. Stroth, P. Manz, and M. Ramisch, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53**, 024006 (2011).
- [123] P. H. Diamond *et al.*, *Fusion Energy (Proc. 17th Int. Conf., Yokohama, Japan, 1998)*, IAEA, Vienna (IAEA, Vienna, 1998), No. TH3/1.
- [124] V. Kornilov *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 3196 (2004).
- [125] U. Stroth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 936 (1993).
- [126] M. Persson, J. L. V. Lewandowski, and H. Nordman, *Phys. Plasmas* **3**, 203 (1996).

Danksagung

Ich möchte all jenen danken, die mich während meiner Promotion beim Durchführen der Experimente und bei der Erstellung dieser Arbeit durch Rat und Tat unterstützt haben:

Prof. Dr. Ulrich Stroth für die Bereitschaft, mich in seiner Gruppe mitarbeiten zu lassen. Ich danke ihm dafür, dass er in einer sehr menschlichen und zugleich leistungsfördernden Art mit wertvollen Ratschlägen stets zur Seite stand. Besonders schätzte ich die Freiräume für eigene Ideen, die er mir gegeben hat, wie auch die Ermöglichung, an internationalen Konferenzen teilzunehmen, was sehr fruchtbar und motivierend für meine Arbeit gewesen ist.

Dr. Mirko Ramisch als unmittelbarem Betreuer. Ohne seine Initiative, sich mit Magnetfeldgeometrieeffekten zu beschäftigen, und vor allem ohne sein Wissen über krummlinige Koordinatensysteme, das in die Entwicklung seines Feldlinienverfolgungsprogramms MCC geflossen ist, wäre diese Arbeit in dieser Form gar nicht möglich gewesen. Herzlich gedankt sei ihm auch für die vielen leidenschaftlich geführten Diskussionen, die er mit Geduld ertragen hat, und für die Hilfestellungen beim Anfertigen von Publikationen, sowie beim Installieren des OPA.

Bernhard Roth für die Hilfe beim Konzipieren und Konstruieren des TPA. Ich danke ihm außerdem für seine große Hilfe beim Ausdenken und Zusammenstellen des Versuchsaufbaus an TJ-K.

Peter Salzmann und dem ganzen Mechanikwerkstattteam für die nervenaufreibende Anfertigung des TPA. Ebenso danke ich der E-Werkstatt für die Hilfsbereitschaft bei allen Sorgen hardware-elektronischer Art.

Dr. Alf Köhn, Zoltan Ivady, Bernhard Schmid, Thomas Herzog, Stefan Wolf, Stefan Merli, Anne Zilch, Kirsi Manz und allen anderen, die mir bei den Experimenten im Labor geholfen haben, um in teilweise mehrtägigen Arbeitsschritten die Multi-Sondenanordnungen ein- und die Mikrowellenantenne samt Hohlleiter und Magneton umzubauen. Besonders möchte ich mich bei *Zoltan Ivady, Bernhard Schmid* und *Thomas Herzog* bedanken, die zudem noch beim Anstecken der fünfmal 128 Stecker samt Kabel an Durchführungen und BNC-Buchsen die Widerstandskraft ihrer Fingerkuppen gemeinsam mit mir erschlossen haben.

Bernhard Nold, dem besten Zimmergenossen der Welt, der mit vielen guten Gesprächen über Plasmaphysik und den ganzen Rest der Welt in fast immer guter Laune und stetiger Bereitschaft zum Teilen von Fressalien maßgeblich zu einer fröhlichen Atmosphäre des Promotionsalltags beigetragen hat. Was wird nur aus unserer Palme

werden, die uns drei Jahre lang bei der Promotion begleitet hat?!

Golo Fuchert für die vielen bereichernden Diskussionen, nicht nur über Blobs und Transport. Insbesondere danke ich ihm für die kritische Durchsicht der Dissertation und die sinnvollen Verbesserungsvorschläge in der Darstellung.

Dr. Eberhard Holzhauer für die ansteckende Leidenschaft, auch noch die letzte Information aus einem Plasma *herausdiagnostizieren* zu wollen, und die weisheitsstiftenden Gespräche außerhalb des Labors.

Raimund Wörl, Hendrik Höhnle und allen aktiven und ehemaligen Studenten und Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Plasmadynamik und -diagnostik für wertvolle Anregungen und einen freundschaftlichen Umgang in der Arbeitsgruppe.

Ingeborg Wagner, Ruth Edelmann-Amrhein und *Dr. Matthias Walker* für die Geduld und Hilfsbereitschaft trotz meiner oftmals dummen Fragen bei verwaltungstechnischen Vorgängen.

Dem ganzen Institut für Plasmaforschung für die fröhliche Atmosphäre, für die botanische Wissensvermittlung durch *Andreas Schulz*, die herzliche Hilfsbereitschaft von *Roland Munk*, die Aufklärung über weltpolitisches Geschehen durch *Burkhard Plaum* und die vielen anderen „Kleinigkeiten“, die die Arbeit am IPF stimmungsvoll, motivierend und freundschaftlich machte. Möge diese Atmosphäre und das Institut lange erhalten bleiben, um nicht nur den Fortschritt der Plasmaphysik, sondern auch das Weiterbestehen einer humanen Arbeitsstätte zu garantieren!

Dr. Peter Manz, Dr. Sebastian Enge, Dr. Navid Mahdizadeh, Dr. Pavlos Xanthopoulos, Prof. Dr. Achim Lunk, Prof. Dr. Uwe Schumacher und *Prof. Dr. Kimitaka Itoh* für wissenschaftliche Diskussionen, die mein Verständnis der Plasmadynamik maßgeblich beeinflusst haben.

Meinen Eltern *Johanna* und *Klaus Birkenmeier* für den bedingungslosen Rückhalt und das Interesse während der Promotion. Besonders möchte ich ihnen zudem für die wirtschaftliche und ideelle Förderung während meiner gesamten Ausbildungszeit danken, wodurch das Fundament für meine wissenschaftliche Arbeit und die Entwicklung meiner Persönlichkeit insgesamt gelegt wurde.

Lara Neuer für den sinnlich-musischen Ausgleich außerhalb des Instituts, der mir immer wieder Kraft und Freude für den Promotionsalltag geschenkt hat. Ganz besonderer Dank gilt ihr dafür, dass sie mich während der Endphase der Anfertigung dieser Dissertation mit Geduld ertragen hat, und mir immer wieder gezeigt hat, dass auch bzw. gerade außerhalb der Promotion sinn- und freudevolles Leben möglich ist.

Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Name	Gregor Johannes Ulrich Birkenmeier
Geburtsdatum/-ort	14.07.1981, Freiburg i. Br., Deutschland
Familienstand	ledig
Nationalität	Deutsch

Schulbildung

1988–1992	Tarodunum-Grundschule, Kirchzarten-Burg
1992–2001	Kolleg St. Sebastian, Stegen
Juni 2001	Abitur (Leistungsfächer: Mathematik und Musik)

Wehrdienst

2001-2002	Ziviler Ersatzdienst und Ausbildung zum Rettungssanitäter beim Deutschen Roten Kreuz Freiburg e.V. im Rettungsdienst
-----------	--

Wissenschaftliche Ausbildung

Okt. 2002–Apr. 2005	Physikgrundstudium an der Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg
Apr. 2005–März 2008	Physikhauptstudium an der Universität Stuttgart
Jan 2007–März 2008	Anfertigung der Diplomarbeit mit dem Titel <i>Experiments and Modeling of Transport Processes in Toroidal Plasmas</i> in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. U. Stroth
März 2008	Diplom in Physik
seit Juli 2008	Promotion an der Universität Stuttgart in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. U. Stroth

Eidesstattliche Versicherung

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, den

Gregor Birkenmeier