

Experimentelle Untersuchung der Plasmastruktur und
Charakterisierung des Transportverhaltens
in der laminaren Zone einer
stochastisierten Plasmarandschicht

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Oliver Schmitz
aus Bonn

April 2006

Aus dem Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich GmbH,
für die Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Ulrich Samm

Koreferent: Prof. Dr. Karl-Heinz Spatschek

Koreferent: Prof. Dr. Gerd Fußmann (Humboldt Universität zu Berlin)

Tag der mündlichen Prüfung: 14.06.2006

Kurzfassung

Auf dem Weg, die kontrollierte Kernfusion als Energiequelle verfügbar zu machen, ist die Optimierung der vorhandenen Konzepte zum magnetischen Einschluss von Hochtemperaturplasmen und zur Steuerung der Wandbelastung von grundlegender Bedeutung.

Ein neues Konzept ist die gezielte Modifikation des Transportes in der Plasmarandschicht durch externe magnetische Störfelder - es entstehen stochastische Plasmen. Mit den empirischen Befunden aus neueren Experimenten mit Störfeldern eröffnet sich ein neues Forschungsfeld mit interessanten Möglichkeiten. Insbesondere können bestimmte unerwünschte Randschichtinstabilitäten, *ELMs* genannt, mittels stochastisierter Randschichten unterdrückt werden. Hierdurch könnten die extremen Spitzenbelastungen der Wand vermieden werden, verbunden mit einer erheblichen Lebensdauererweiterung der Wandkomponenten. Das Verständnis der zu Grunde liegenden Mechanismen ist von grundsätzlichem Interesse für den Einsatz an zukünftigen Fusionsexperimenten wie *ITER*.

Für eine detaillierte Untersuchung der Plasmastruktur und der Transportcharakteristika einer stochastisierten Randschicht wurde am Tokamak TEXTOR der *Dynamische Ergodische Divertor (DED)* aufgebaut, mit dem verschieden ausgeprägte, externe Störfelder statisch und dynamisch erzeugt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, erstmals experimentell die radiale und poloidale Struktur der durch das DED-Störfeld stochastisierten Plasmarandschicht zu untersuchen und deren Transportcharakteristika zu analysieren.

Hierzu wurden räumlich hochaufgelöste, radiale Profile der Elektronendichte n_e und -temperatur T_e mittels Strahlemissions-Spektroskopie an thermischem Helium auf der Hoch- und der Niederfeldseite von TEXTOR gemessen. Diese Messmethode erlaubt die Bestimmung von n_e und T_e aus der Messung der Emissionsprofile von drei ausgewählten Helium Linien. Zum routinemäßigen Einsatz musste eine umfangreiche Optimierung durchgeführt werden: Grundlegend für die Genauigkeit der Methode ist die spektral saubere Extraktion der Emissionsprofile. Hierfür wurden geeignete Kalibrationsmethoden für die Detektoren entwickelt und für die Hochfeldseite ein Auswertalgorithmus implementiert, der die Trennung vom starken Kohlenstoffuntergrund an dieser Messposition ermöglicht. Zur Auswertung der Linienintensitäten kommt ein Stoß-Strahlungsmodell zur Berechnung der HeI-Besetzungsdichten zum Einsatz. Dieses wurde zur Ableitung eines Messfehlers beurteilt und erstmals die Messunsicherheit bei der Linienintensitätsmessung mit dem Modell fortgepflanzt. Ergänzend wurde die Teilchenflussverteilung auf und vor dem DED-Target mit spektroskopisch gefilterten CCD-Kameras bestimmt.

Mit diesen diagnostischen Methoden konnte erstmals experimentell nachgewiesen werden, dass sich durch das externe Störfeld des DED eine helikale, ergodische, multipolare Divertorstruktur ausprägt.

In dieser können drei Bereiche mit deutlich unterschiedlicher magnetischer Topologie und verschiedenem Transportverhalten identifiziert werden. Die Analyse der Transportcharakteristik basiert dabei auf der Bestimmung der Gradienten der n_e - und T_e -Profile und den abgeleiteten Teilchen- und Wärmeflüssen. Es wurde gezeigt, dass es ausgedehnte Bereiche mit Feldlinien mit kurzer Verbindungslänge, die *laminaren Flussröhren*, gibt und die sie umschließenden Bereiche mit großen Verbindungslängen, die wegen ihrer fingerartigen Strukturen als *ergodische Finger* bezeichnet werden. Entlang der laminaren Feldlinien dominiert der parallele Transport. Dieser führt Teilchen und Energie auf das DED-Target ab. Folglich sind n_e und T_e innerhalb dieser Flussröhren reduziert. In den angrenzenden ergodischen Bereichen zeigt das Plasma höhere n_e und T_e Werte. Diese Bereiche stellen ein wichtiges Quellgebiet für die Flussröhren dar, die im wesentlichen über einen erhöhten radialen Teilchen- und Wärmetransport gefüllt werden. Auf dem Target prägen die Flussröhren und die ergodischen Finger eine Struktur aus helikal umlaufenden Streifen im Teilchenfluss und in der Wärmebelastung aus. Die einzelnen Streifen werden getrennt durch Regionen ohne direkte Feldlinienverbindung mit der Randschicht, die *Private Flux Regions*. Sie sind durch niedrige Teilchenflüsse und damit geringe n_e und T_e Werte gekennzeichnet.

Diese experimentellen Befunde liefern nun eine gute Ausgangsbasis für die Validierung und Weiterentwicklung dreidimensionaler Transportcodes, für die es neben dem Tokamak auch wichtige Anwendungen in der komplexen Randschicht von Stellaratoren gibt. Ein erster Vergleich mit dem Flüssigkeitscode EMC3/EIRENE trägt zu dieser Entwicklung bei. So konnte unter Anpassung der Randbedingungen an die experimentell bestimmten Randschichtparameter die nachgewiesene Wirkungsweise der laminaren und ergodischen Feldlinien reproduziert werden. Die Ausprägung der Magnetfeldtopologie in der Plasmastruktur hängt von den senkrechten Transportkoeffizienten D_{\perp} und χ_{\perp} wesentlich ab. Ausgehend von den experimentell bestimmten Werten $D_{\perp} = 1,4 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $\chi_{\perp} = 4,1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ konnte durch deren Variation in der Modellierung dieses experimentell nachgewiesene Verhalten reproduziert werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Magnetischer Einschluss und Konzepte zur Plasmabegrenzung	7
2.1	Die Magnetfeldkonfiguration im Tokamak	7
2.2	Konzepte zur Auskopplung von Teilchen und Energie	10
2.2.1	Limiter	10
2.2.2	Poloidaler Divertor	11
2.2.3	Ergodische Randschicht im Tokamak	12
2.3	Der Tokamak TEXTOR	14
3	Grundlagen zum Konzept des Dynamisch Ergodischen Divertors	15
3.1	Experimenteller Aufbau und technische Parameter des DED	15
3.2	Grundlagen zur theoretischen Beschreibung des DED	17
3.2.1	Beschreibung der Feldlinien in einem stochastisierten Magnetfeld . .	18
3.2.2	Berechnung der Magnetfeldtopologie durch Feldlinienverfolgung . .	21
3.2.3	Darstellung der Magnetfeldtopologie	23
3.3	Die Magnetfeldtopologie der Randschicht in TEXTOR-DED	26
3.4	Grundlagen zum Transport in einer stochastisierten Plasmarandschicht . .	30
3.4.1	Beschreibung des Plasmas im Flüssigkeitsbild	30
3.4.2	Modellgleichungen des EMC3/EIRENE Codes	33
3.4.3	Transport in ergodischen Bereichen	37
4	Diagnostische Verfahren zur Untersuchung der Plasmarandschicht	41
4.1	Aktive Atomstrahlspektroskopie an Helium	41
4.1.1	Aufbau der thermischen Atomstrahldiagnostiken an TEXTOR . . .	41
4.1.2	Bestimmung von n_e und T_e mittels He-Atomstrahl Diagnostik . . .	46
4.1.3	Stoß-Strahlungsmodell zur Berechnung von HeI Besetzungsdichten .	48
4.2	Ergebnisse zur Beurteilung der Messgenauigkeit	54
4.2.1	Einfluss des atomaren Modells auf die Messgenauigkeit	54
4.2.2	Diskussion des Messfehlers bei der Bestimmung von n_e und T_e . . .	58
4.2.3	Einfluss der Messmethode auf die Messungen	64
4.3	Der thermische Lithium Atomstrahl	68
4.4	Untersuchung der Teilchenflüsse und der Plasmaquellverteilung mit CCD-Kameras	70
5	Untersuchung der Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht	73
5.1	Änderung Plasmastruktur mit der Störfeldamplitude	73
5.1.1	Änderung der Plasmastruktur an der Niederfeldseite	74
5.1.2	Änderung der Plasmastruktur an der Hochfeldseite	77
5.1.3	Vergleich mit der Magnetfeldtopologie	82

5.2	Poloidale Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht	90
5.2.1	Methode zur Untersuchung der poloidalen Plasmastruktur	90
5.2.2	Experimentelle Untersuchung der poloidalen Plasmastruktur	92
5.2.3	Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie	94
5.3	Einfluss der Resonanzbedingungen auf die Randschichtstruktur	99
5.3.1	Variation des poloidalen Beta β_p	99
5.3.2	Variation des Sicherheitsfaktors am Rand q_a	105
6	Dreidimensionale Modellierung mit dem EMC3/EIRENE Code	113
6.1	Experimentbezogene Modellierung der stochastisierten Randschicht	114
6.1.1	Modellierte Plasmastruktur der stochastisierten Randschicht	116
6.1.2	Vergleich mit der Magnetfeldtopologie	118
6.2	Variation der anomalen Transportkoeffizienten	123
7	Charakterisierung des Transportverhaltens	131
7.1	Untersuchung des radialen und parallelen Transportes	131
7.2	Verteilung der Wärme- und Teilchenflüsse in der ED-SOL	146
8	Zusammenfassung und Ausblick	155
	Literaturverzeichnis	161
	Abbildungsverzeichnis	167

1 Einführung

Bei der Entwicklung einer zukünftigen, grundlastfähigen Energiequelle stellt die kontrollierte Kernfusion eine mögliche Option [1] dar. Insbesondere die unbegrenzte Verfügbarkeit der benötigten Rohstoffe und deren weltweite Gleichverteilung machen diese Methode der Energiegewinnung, bei der kein Kohlendioxid in die Atmosphäre abgegeben wird, zum Gegenstand intensiver Forschungen.

Der Energiegewinn bei der Kernfusion resultiert aus der freiwerdenden Bindungsenergie bei Verschmelzung leichter Atomkerne mit einer Massenzahl $A < 56$ [2]. Der Prozess



bei dem die Wasserstoffisotope Deuterium D und Tritium T zu einem Heliumkern und einem Neutron unter Abgabe von $17,6 \text{ MeV}$ Bindungsenergie verschmelzen, ist am vergleichsweise einfachsten zu realisieren, da bei vorgegebenem Druck des Fusionsystems die *Fusionsleistungsdichte* bei einer Temperatur¹ von $10 - 30 \text{ keV}$ sein Maximum hat und dieses um eine Größenordnung über alternativen Reaktionen anderer leichter Fusionspartner liegt ([3], S.1 ff).

Um mit diesem Prozess durch Kernfusion Energie gewinnen zu können, muss ein thermonukleares System erzeugt werden, in welchem die Fusionspartner bei genügend hohen Temperaturen und Dichten für eine ausreichende Zeit eingeschlossen werden. Diese Bedingung wird quantifiziert mit dem *Tripelprodukt*

$$n T \tau_E > 5 \times 10^{21} \text{ keV s m}^{-3} \quad (1.2)$$

aus Dichte n , Temperatur T und der Energieeinschlusszeit $\tau_E = W/P_H$, wobei W die gesamte im Plasma enthaltene Energie ist und P_H die zugeführte Heizleistung ([4], S.8-15). Dieses thermonukleare System brennt selbständig, wenn alle Energieverluste durch die Energie E_α der erzeugten α -Teilchen (Helium Atome) im Plasma ausgeglichen werden. Aus einer Bilanz von P_H und E_α kann man als Kriterium für ein solches Fusionsplasma Ungleichung 1.2 ableiten. Bei einer Energieeinschlusszeit $\tau_E \sim 2 \text{ s}$ und Temperaturen von $T \sim 10 - 30 \text{ keV}$ liegen in diesem thermonuklearen System Dichten von $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ vor. Das D-T Gasgemisch ist in diesem Zustand vollständig ionisiert, man spricht von einem thermonuklearen Plasma.

Die Realisierung eines stationären D-T Plasmas, welches unter diesen Bedingungen eingeschlossen wird, ist das angestrebte Ziel der international organisierten Fusionsgemeinschaft. Das derzeit verheißungsvollste Konzept zum Einschluss dieses Plasmas ist das *TOKAMAK*-Prinzip [4, 5]. Hierbei wird das Plasma in einem torusförmigen Vakuumpfäß mit einem Magnetfeld eingeschlossen, das aus der Überlagerung eines durch den Plasmastrom induzierten poloidalen Magnetfeldes und eines extern erzeugten, toroidalen

¹Man gibt die Temperaturen in der Plasmaphysik in Energieeinheiten [eV] an. Es gilt $1\text{eV}=11600\text{K}$.

Feldes entsteht. Das einschließende magnetische Gleichgewichtsfeld besteht aus ineinander geschichteten Flussflächen, die aufgespannt werden durch die helikal umlaufenden magnetischen Feldlinien. An diese sind die Ionen und Elektronen im Plasma in erster Näherung durch die Lorentzkraft gebunden. Auch der nächste Schritt auf dem Weg zu einem kommerziellen Fusionskraftwerk, der *International Thermonuclear Experimental Reactor (ITER)*, arbeitet nach dem *TOKAMAK*-Prinzip [6]. Mit ITER soll es erstmals gelingen mittels Kernfusion für Entladungsdauern von mindestens *acht Minuten* eine signifikante *Energieverstärkung* $Q > 10$ erreichen. Hierunter versteht man das Verhältniss aus der nutzbaren Fusionsleistung P_f und der zugeführten Heizleistung P_H . Für ein Fusionskraftwerk wird eine endliche Energieverstärkung im Bereich $10 \lesssim Q \lesssim 50$ angestrebt.

Am derzeit führenden Tokamak Experiment, dem *Joint European Torus (JET)*, wurde bereits 1997 mit dem Erreichen von $Q = 1$ demonstriert, dass die Energiegewinnung mittels Kernfusion prinzipiell realisierbar ist. Auf dem Weg zu einem auf technischem Maßstab funktionierenden Fusionsreaktor besteht die größte Herausforderung darin, die Wechselwirkungszone des Plasmas mit der Wand vom eingeschlossenen Plasmavolumen effizient zu entkoppeln und dabei die notwendige Abfuhr von Teilchen und Energie zu kontrollieren. Man sieht sich dem Problem gegenübergestellt, einerseits den Energie- und Teilcheneinschluss für die Fusionsreaktionen aufrecht zu erhalten, andererseits aber sowohl das Helium als entstehendes Fusionsprodukt abzuführen als auch die mit dieser Teilchenauskopplung verbundenen Wärmeflüsse zu handhaben. Eine Deposition von Teilchen- und Energie auf den umgebenden Wänden ist also unvermeidbar und unverzichtbar. Die damit verbundenen Prozesse bei der Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand beeinflussen zum einen maßgeblich die Lebensdauer der verwendeten Materialien und bestimmen damit die Wirtschaftlichkeit der Energiegewinnung durch Kernfusion. Zum anderen beeinflussen durch die *Plasma Wand Wechselwirkung (PWW)* freigesetzte Verunreinigungen die Stabilität und die Leistungsmerkmale des Plasmas. Die Prozesse der PWW stellen daher zentrale Fragestellungen für die technische Realisierbarkeit der Kernfusion dar [7, 8]. Mit dem in dieser Arbeit behandelten Thema wird ein Beitrag zur Verbesserung der Entkopplung des Bereiches der PWW vom eingeschlossenen Plasmavolumen und der generellen Kontrolle der Teilchen- und Energieabfuhr geleistet. Es wird ein neues Konzept zur Optimierung existierender Einschlusskonzepte grundlegend untersucht.

Die Begrenzung des eingeschlossenen Plasmavolumens erfolgt bei den heutigen Tokamak Experimenten durch geeignete Wandelemente, welche in den Randbereich des Plasmas eingebracht werden und dort die magnetischen Feldlinien aufbrechen. Es entsteht ein Bereich offener magnetischer Feldlinien, die sogenannte *Abschälsschicht (Scrape Off Layer (SOL))*. Die in die SOL eintretenden Teilchen diffundieren radial mit kleinen Geschwindigkeiten, während sie aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie und der freien Beweglichkeit entlang der Feldlinien mit hohen Geschwindigkeiten zu den begrenzenden Wandelementen strömen. Die Dicke der Randschicht ist somit gering und die Deposition von Teilchen und Energie erfolgt auf kleinen Flächen. Dadurch kommt es zu einer lokal hohen Wärmebelastung, was zur Freisetzung und im Falle einer Überbelastung zur Beschädigung des Wandmaterials führen kann. Dringen die so freigesetzten Verunreinigungen in das Plasma ein, so strahlen sie Energie ab und verringern damit den Energieeinschluss. Die Reduktion der lokalen Wärmebelastung der begrenzenden Wandelemente ist also eine offene Fragestellung für ein Fusionskraftwerk mit hoher Verfügbarkeit und langer Lebens-

dauer der Komponenten [5]. Gleichzeitig müssen die freigesetzten Verunreinigungen am Eindringen in das eingeschlossene Plasmavolumen gehindert werden, man will ein *effizientes Screening* erreichen.

Unter diesen Prämissen existieren zur Auskopplung von Teilchen und Energie aus magnetisch eingeschlossenen Hochtemperaturplasmen heute zwei Konzepte: Zum einen werden massive Festkörper, sogenannte *Limiter* aus geeigneten Materialien an das Plasma herangebracht [7]. Die Magnetfeldlinien enden am Limiter, der so die Position der SOL festlegt, denn er begrenzt das eingeschlossene Volumen mit intakten Flussflächen. Zum anderen existiert das Konzept des poloidalen, axialsymmetrischen *Divertors* [7, 9]. Hierbei werden die magnetischen Flussflächen aufgebrochen, indem ein zusätzliches Magnetfeld im äußeren Bereich des Plasmas das magnetische Gleichgewicht stört und zu einer wohldefinierten Ablenkung der Feldlinien führt. Diese enden auf den *Target Platten*, die in einer zum Hauptplasma hin begrenzten Kammer sitzen. Mit dieser Art der Plasmabegrenzung ist es gelungen ein verbessertes Einschlusszenario zu erreichen, die sogenannte *High Confinement Mode (H-Mode)*, bei der eine *Transportbarriere* im Randbereich des Plasmas den Energie- und Teilcheneinschluss verbessert [10].

In beiden dieser gängigen Konzepte zur Festlegung der Plasmarandschicht, kommt es zur angesprochenen lokalisierten Wärmebelastung der begrenzenden Wandelemente. In H-Mode Entladungen eines Divertor-Tokamaks kommt es durch Instabilitäten in der Randschicht, sogenannten *Edge Localised Modes (ELMs)*, zusätzlich zu einem gepulsten Transport von Energie und Teilchen. Dies führt zu einer zusätzlichen Belastung der Wand, verbunden mit erhöhter Freisetzung von Wandmaterialien [11, 12] und einer Verringerung der Lebensdauer der Wandelemente.

Zur Optimierung der Eigenschaften hinsichtlich der Verteilung der Wärmebelastung und des Eindringens von Verunreinigungen werden alternative Divertorkonzepte untersucht. Mit dem Konzept des *ergodischen Divertors* induziert man durch ein äußeres Störfeld eine Stochastisierung des magnetischen Gleichgewichtes in einem wohl lokalisierten, auf den Randbereich des Plasmas begrenzten Bereich. Die magnetischen Flussflächen werden in dieser Region aufgebrochen und teilweise vollständig aufgelöst. Jede Feldlinie in dieser Region kann jedem Punkt in der poloidal-radialen Ebene beliebig nahe kommen. Das bezeichnet man als *ergodisiertes System*. Mittels einer solchen stochastisierten Plasmarandschicht will man die Auskopplung von Teilchen und Energie so steuern, dass die Wärme- und Teilchenflüsse auf einen möglichst großen Bereich der begrenzenden Elemente verteilt werden und gleichzeitig die Penetration der freigesetzten Verunreinigungen in das Kernplasma erschwert wird.

Eine erweiterte Einsatzmöglichkeit haben neueste experimentelle Ergebnisse des amerikanischen Tokamak Experimentes *DIII-D* eröffnet: Hier wurde gezeigt, dass mit einer durch externe magnetische Störfelder stochastisierten Randschicht ELMs unterdrückt werden können [13] und damit der gepulste Auswurf von Teilchen und Energie mit den entsprechend kurzzeitigen, hohen Wandbelastungen gestoppt werden kann. Der Einbau entsprechender Störspulen an JET und in die ITER-Planung wird derzeit diskutiert. Inwiefern die notwendige Verbesserung der Steuerung der Auskopplung von Teilchen und Energie durch eine stochastisierte Randschicht für diese zukünftigen Experimente gelingt, hängt ab vom Verständniss der magnetischen Topologie und der Mechanismen, die den Transport in dieser bestimmen.

Erste umfangreiche Experimente mit durch externe Störfelder stochastisierten Randschichten an *Tore Supra* [14] und *TEXT* [15] haben gezeigt, dass sich auf diesem Weg die Auskopplung von Teilchen und Energie gezielt beeinflussen lässt. An den begrenzenden Wandelementen äußert sich das aufgeprägte Störfeld durch eine Umverteilung des Teilchen- und Wärmeflusses. Die resultierenden Abdrücke auf den Targetplatten vor den externen Störfeldspulen korrelieren mit der Geometrie der Spulen und der des induzierten Störfeldes. Vergleiche der Wärmedeposition mit Berechnungen der Magnetfeldtopologie haben gezeigt, dass im ergodisierten Magnetfeld eine Region existiert, in der die Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen L_c auf die Wand treffen. In dieser Region dominiert der parallele Transport entlang der Feldlinien zum Auftreffpunkt am Target [16], man bezeichnet sie als *laminare Feldlinien* und die von ihnen ausgefüllten Bereiche als *laminare Zone*. Die Struktur und die Transportcharakteristika in der laminaren Zone wird bestimmt durch die Verbindungslänge der Feldlinien und deren radiales Verhalten.

Schwerpunktmäßig wurde in diesen Experimenten der Einfluss der sich einstellenden breiten ergodischen Zone auf den radialen Transport studiert. Experimentell konnte man abgeflachte Profile der Elektronentemperatur T_e in der ergodischen Schicht nachweisen. Das wurde durch eine Erhöhung des radialen Transportes in dieser ergodischen Zone erklärt [17], verursacht durch den diffusiven Charakter der ergodischen Feldlinien.

Der an TEXTOR installierte *Dynamische Ergodische Divertor (DED)* ist ein neues, flexibles Experiment zur detaillierten Untersuchung der Plasmastruktur und der Transportcharakteristika in einer stochastisierten Plasmarandschicht. Er besteht aus 16 an der Hochfeldseite des TEXTOR Gefäßes helikal umlaufender Störfeldspulen. Sie sind überdeckt mit Schutzkacheln aus Graphit.

Der DED schließt sich konzeptionell an die Fragestellungen an, die mit dem ergodischen Divertor an Tore Supra aufgeworfen wurden [18]. Neu ist insbesondere der dynamische Charakter des DED, der eine Rotation des Störfeldes mit bis zu 10 kHz erlaubt und damit eine Verteilung der durch die laminare Zone lokalisierten Wärmelast auf dem Target möglich macht. Über die unterschiedliche Beschaltung der DED-Spulen können verschiedene m/n Basismoden Konfigurationen aus *poloidalen* (m) und *toroidalen* (n) Modenzahlen realisiert werden. Diese stellen Störfelder verschiedener Multipolordnung dar, womit die Eindringtiefe und die Ankopplung an das magnetische Gleichgewicht verändert und so die Einflussnahme auf das Plasma variiert werden kann.

Im Vorfeld der experimentellen Kampagnen mit dem DED wurde die von ihm induzierte Magnetfeldtopologie untersucht: Die aufgeprägte komplexe Magnetfeldtopologie besteht zum einen aus ausgedehnten Bereichen von *laminaren Feldlinien*, den sogenannten *laminaren Flussröhren*. Diese sind umgeben von Feldlinien mit ergodischem Charakter [19, 20], die in fingerartigen Strukturen nach außen reichen und so die poloidale Symmetrie der ergodischen Randschicht aufbrechen. Theoretische Voruntersuchungen haben gezeigt, dass diese ergodischen Bereiche durch erhöhten diffusiven Transport gekennzeichnet sind, während in den laminaren Flussröhren der Effekt des Transportes parallel zu den Feldlinien dominiert [19, 21] und diese damit als Abschältschicht in der induzierten Divertorstruktur fungieren. An dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit an und erweitert die Ergebnisse der Experimente mit dem ergodischen Divertor an Tore Supra durch die detaillierte Analyse der Eigenschaften der laminaren Zone in der durch den DED induzierten Magnetfeldtopologie.

Ziel dieser Arbeit ist es, erstmals experimentell die Plasmastruktur in dieser laminaren Zone der vom DED induzierten, stochastisierten Plasmarandschicht in radiale und poloidale Richtung detailliert zu untersuchen. Darauf aufbauend soll das Transportverhalten in den verschiedenen Bereichen dieser Zone charakterisiert werden, um so zu beurteilen, wie der Transport von Teilchen und Energie zum DED-Target zu Stande kommt. Dazu werden die Messergebnisse aus den ersten Kampagnen in $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration betrachtet und diese mit Berechnungen der Magnetfeldtopologie und den Ergebnissen dreidimensionaler Modellierungen der stochastisierten Randschicht verglichen und eingeordnet.

Für diese Untersuchungen müssen Diagnostiken zur Verfügung stehen, welche die nötige Ortsauflösung in radiale und poloidale Richtung aufweisen, um die kleinskaligen Strukturen zwischen $5 - 100 \text{ mm}$ auflösen zu können. Zur Messung von Elektronentemperatur T_e und Elektronendichte n_e wird *Strahl-Emissionsspektroskopie (BES)* an thermischen Atomstrahlen verwendet [22, 23, 24]. Mit dieser Methode können n_e und T_e als charakteristische Parameter im Randbereich eines Hochtemperaturplasmas gemessen werden und sie eröffnet damit die Möglichkeit, die laminare Zone erstmals detailliert zu untersuchen. Mit einem thermischen Lithiumstrahl wird ein radiales Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ gemessen. Durch BES an Helium werden gleichzeitig Profile der Elektronentemperatur $T_e(r)$ und der Elektronendichte $n_e(r)$ bestimmt. Die Beobachtung beider Systeme erfüllt mit einer radialen Ortsauflösung von $1,2 \text{ mm}$ den nötigen Anspruch zur Auflösung der erwarteten Strukturen und zur Analyse von Transportvorgängen. Diese Atomstrahldiagnostik steht jeweils in der Mittelebene sowohl an der Hochfeldseite als auch an der Niederfeldseite des TEXTOR Gefäßes zur Verfügung. Die Analyse der laminaren Zone kann somit aus Daten direkt vor dem DED-Target und auf der poloidal gegenüberliegenden Seite erfolgen. Ergänzend wird die Teilchenfluss- und Plasmaquellverteilung auf und vor dem DED-Target mit spektroskopisch gefilterten CCD-Kameras untersucht.

Die in der vorliegenden Arbeit dargelegten Untersuchungen erfolgten begleitend zu den ersten experimentellen Kampagnen mit dem DED und die **Gliederung** der Arbeit folgt dem Vorgehen dieser explorativen Untersuchungen: Zunächst werden in zwei Grundlagenkapiteln die für die spätere Diskussion notwendigen Fakten eingeführt. In **Kapitel 2** wird das Tokamak Prinzip und die existenten Konzepte zur Plasmabegrenzung beschrieben. Das Konzept des DED, die induzierte Magnetfeldtopologie und die Vorstellungen über deren Einfluss auf das Transportverhalten werden in **Kapitel 3** erläutert.

In **Kapitel 4** werden anschließend detailliert die diagnostischen Methoden, deren Leistungsfähigkeit, sowie die im Rahmen der apparativen Verbesserungen erreichten Ergebnisse dargelegt. Vor Beginn der Messungen wurde eine Optimierung der vorhandenen Atomstrahldiagnostiken durchgeführt, mit dem Ziel diese für die Untersuchung der laminaren Zone grundlegenden Diagnostiken an TEXTOR routinemäßig mit hoher Verfügbarkeit verwenden zu können. Des weiteren wurde die Messunsicherheit bei der Bestimmung von n_e und T_e mit der Helium Atomstrahldiagnostik beurteilt. Die besondere Herausforderung liegt hier im nur abschätzbaren systematischen Fehler durch das zur Auswertung verwendete Atommodell. Dieser wurde durch Vergleich mit einem unabhängigen Atommodell spezifiziert und in einem weiteren Schritt wurde der gesamte Messfehler unter Einbezug des Fehlers bei der Linienintensitätsmessung berechnet. Zusätzlich wurde der Einfluss der

Messmethode auf die globalen und lokalen Plasmaparameter abgeschätzt und so die Aussagekraft der Messergebnisse validiert.

Mit diesen optimierten diagnostischen Methoden wurde die Struktur der ergodisierten Plasmarandschicht in mehreren Schritten systematisch untersucht: Zunächst wurden die Änderungen von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ sowie des Teilchenflusses und der Plasmaquellverteilung auf und vor dem DED-Target in Bezug gesetzt zur berechneten Topologie. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind beschrieben in **Kapitel 5** und sie schließen sich an, an erste Validierungen der topologischen Rechnungen durch Infrarotaufnahmen [25]. Durch die radiale Auflösung der verwendeten Diagnostiken konnte so erstmals die Plasmastruktur in der laminaren Zone in radiale und poloidale Richtung im direkten Vergleich mit der Magnetfeldtopologie untersucht werden.

Darauf aufbauend wird der Einfluss der Plasmaparameter, welche die resonante Ankopplung des externen Störfeldes an das einschließende magnetische Gleichgewicht und somit den Grad der Stochastisierung bestimmen, analysiert. Auf dieser Basis wird ein hinsichtlich der Plasmaposition und der Einstellung der Resonanzparameter optimiertes Szenario definiert.

In **Kapitel 6** werden die Ergebnisse von Rechnungen mit dem dreidimensionalen Monte-Carlo Flüssigkeitscode *EMC3-EIRENE* im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen betrachtet. Dieser Code hat neben dem Einsatz zur Modellierung der stochastisierten Randschicht an TEXTOR-DED auch wichtige Anwendungen in der komplexen Randschicht von Stellaratoren und helikalen Einschlussprinzipien [26]. Er besteht aus dem Flüssigkeitscode *EMC3* [27], der einen vereinfachten Satz von Flüssigkeitsgleichungen in einem Rechengitter löst, in das die gestörte Magnetfeldtopologie mit dem *GOURDON Code* eingebaut ist. Der EMC3 Code ist iterativ gekoppelt an den Neutralteilchencode *EIRENE* [28], mit dem die Impuls-, Energie- und Teilchenquellen und -senken durch die Wechselwirkung mit den an der Wand freigesetzten Neutralen berechnet werden. Mit diesem Paket kann das Verhalten des Plasmas in der ergodisierten Randschicht unter Einbezug der PWW untersucht werden.

Ziel ist es zu vergleichen, inwiefern dieser Code die experimentell beobachtete Randschichtstruktur reproduziert, und den Einfluss des radialen Transportes auf die Ausprägung dieser Struktur zu untersuchen. Das aus den $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profilen ableitbare Abfallverhalten ermöglicht dabei erstmals die experimentbezogene Festlegung der Randbedingungen für diese Rechnungen.

Abschließend wird in **Kapitel 7** experimentell das Transportverhalten in den ergodischen und laminaren Bereichen der stochastisierten Plasmarandschicht mit Hilfe der Gradienten der gemessenen n_e und T_e Profile charakterisiert. Es wird untersucht, inwieweit sich in den beiden charakteristischen Regionen ein unterschiedliches Transportverhalten einstellt und darauf aufbauend beurteilt, wie der Transport der in die Abschältschicht eintretenden Teilchen- und Wärmeflüsse zum DED-Target zu Stande kommt.

Die Arbeit endet in **Kapitel 8** mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick.

2 Magnetischer Einschluss und Konzepte zur Plasmabegrenzung

Um ein thermonukleares Plasma einzuschließen, werden bei magnetischen Einschlussprinzipien die elektromagnetischen Eigenschaften des Plasmas als vollständig ionisiertes Gas ausgenutzt. Die freien Ladungsträger im Plasma werden durch die Lorentzkraft an ein von außen angelegtes Magnetfeld gebunden.

Zur Erzeugung dieses einschließenden Magnetfeldes gibt es zwei Konzepte: Beim *Stellarator* wird es vollständig durch die das Gefäß umgebenden Feldspulen erzeugt, das Plasma selber trägt keine Feldkomponente bei. Dies ist grundsätzlich anders im *Tokamak*, bei dem ein im Plasma induzierter Strom eine Komponente des einschließenden Magnetfeldes beiträgt. Die Güte des erreichbaren Einschlusses, beurteilt anhand des erreichten Tripelproduktes, ist beim Stellarator derzeit eine Größenordnung von den erreichten Werten in den in dieser Hinsicht führenden Tokamaks entfernt. Bei dem Großexperiment *TEXTOR* (*Torus Experiment for Technology Oriented Research*), an dem diese Arbeit angefertigt wurde, handelt es sich um einen Tokamak.

In Abschnitt 2.1 dieses Kapitels wird die Magnetfeldkonfiguration eines Tokamaks beschrieben und die für die Betrachtung resonanter Störungen wichtigen Eigenschaften aufgeführt. In Abschnitt 2.2 werden die Prinzipien zur Auskopplung von Teilchen und Energie in dieser Magnetfeldkonfiguration erläutert und stochastisierte Randschichten eingeordnet. Abschließend wird in Abschnitt 2.3 *TEXTOR* als experimentelles Großgerät vorgestellt.

2.1 Die Magnetfeldkonfiguration im Tokamak

Das *Tokamak* Prinzip ist in verschiedenen Büchern wie zum Beispiel [4] ausführlich beschrieben. In diesem Abschnitt werden die zur weiteren Diskussion im Rahmen des *Dynamisch Ergodischen Divertors (DED)* wichtigen Fakten eingeführt und erläutert.

Der Aufbau eines Tokamaks ist in Abbildung 2.1 dargestellt. In einer torusförmigen Vakuumkammer wird eine Gasentladung gezündet, deren ionisiertes Gas als Sekundärwicklung eines Transformators wirkt. Der Flusshub im zentralen Solenoiden des Transformatorjochs induziert einen Strom im entstehenden Plasma. Das diesen Plasmastrom I_P umgebende, poloidale Magnetfeld B_p stellt die eine Komponente des einschließenden Magnetfeldes dar. Die zweite Feldkomponente B_t in toroidaler Richtung wird durch 16 Hauptfeldspulen erzeugt, welche die Vakuumkammer umfassen. Zusätzlich wird ein positionierendes Vertikalfeld B_v angelegt, welches der durch die Torusanordnung verursachten, nach außen gerichteten Drift des Plasmas entgegenwirkt. Als Summe dieser Magnetfelder entsteht ein magnetisches Gleichgewichtsfeld, welches, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, aus ineinander

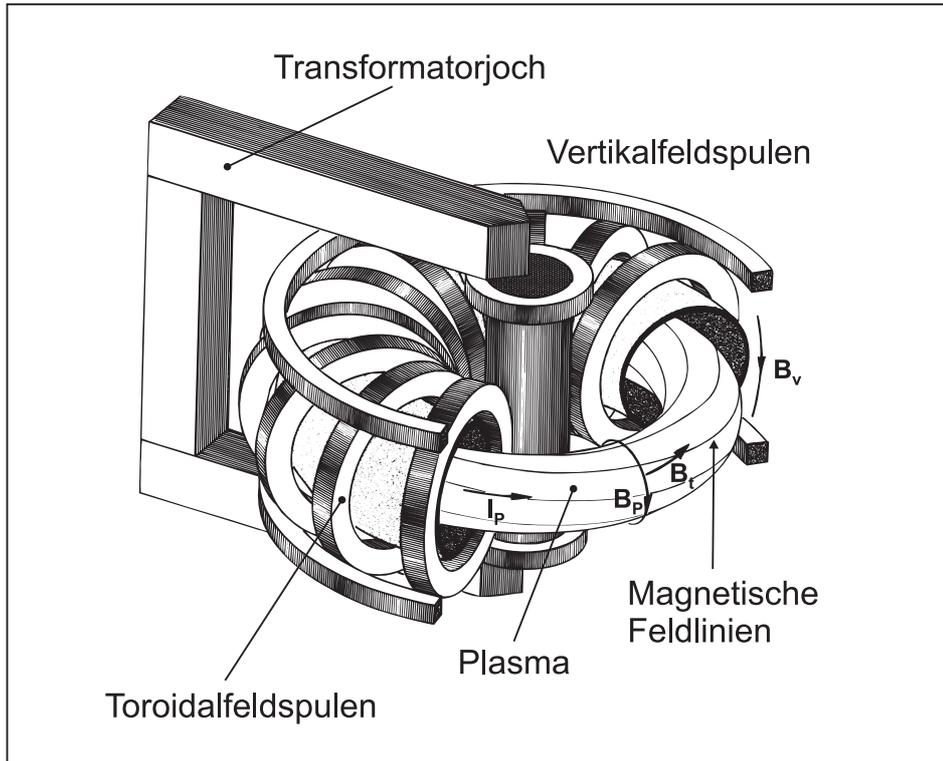


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks

geschachtelten magnetischen Flussflächen besteht. Eine geeignete Größe zur Beschreibung dieser Flussflächen ist die magnetische Fluss-Funktion Ψ . Diese ist definiert als Einhüllende konstanten magnetischen Flusses durch eine poloidale Ebene und beschreibt damit die in Abbildung 2.2 skizzierten Flussflächen ([4], S. 108 ff.).

Das so erzeugte Magnetfeld und das Plasma bilden ein Gleichgewicht, wenn alle druckgetriebenen Kräfte des Plasmas vom einschließenden Magnetfeld ausgeglichen werden, somit vereinfacht gilt $\nabla \vec{p} = \vec{j} \times \vec{B}$.

Das Verhältnis aus Plasmadruck und magnetischen Druck ist also eine grundlegende Größe für den Einschluss im Tokamak. Man beschreibt es mit dem *poloidalen Beta* β_p nach

$$\beta_p = \frac{\int p \cdot dS / \int dS}{B_a^2 / 2\mu_0}. \quad (2.1)$$

Darin ist dS ein poloidales Wegstück entlang der magnetischen Flussfläche und p damit der Plasmadruck innerhalb dieser Flussfläche. B_a bezeichnet das durch den innerhalb der betrachteten Flussfläche fließenden Strom bestimmte Magnetfeld nach $B_a = \mu_0 \cdot \hat{I}_P / l$. Dabei ist $l = \int dS$ der poloidale Umfang der Flussfläche und $\hat{I}_P = \int j_0 dS$ der Plasmastrom innerhalb der Flussfläche.

Die Größe β_p bestimmt unter anderem die Position der magnetischen Flussflächen. Die Zentren der ineinander geschachtelten Flussflächen sind im Tokamak nach außen differentiell, das heißt von Flussfläche zu Flussfläche verschieden stark, verschoben. Diese in Abbildung 2.2 dargestellte Verschiebung heist *Shafranov – Verschiebung* $\Delta(r)$.

Die helikale Verwindung der Feldlinien auf den magnetischen Flussflächen wird beschrieben durch den *Sicherheitsfaktor* q . Er ist definiert als toroidaler Feldlinienversatz $\Delta\varphi$ pro poloidalen Umlauf: $q = \Delta\varphi/2\pi$. Der Name Sicherheitsfaktor resultiert aus der Bedeutung der Feldlinienverwindung für die Stabilität des Plasmas. Als Grenze hat sich $q > 2$ am Rand des Plasmas gezeigt.

Als Zusammenhang von q mit den Magnetfeldkomponenten lässt sich für einen Tokamak mit großem *Aspektverhältnis* $A = R/a$ (a =kleiner Plasmaradius, R =großer Radius) das radiale Verhalten $q(r)$ beschreiben durch

$$q(r) = \frac{2\pi r^2 B_t}{\mu_0 I(r) R} \quad (2.2)$$

Darin ist r der Radius, B_t die toroidale Feldkomponente, $I(r)$ das radiale Stromprofil und R der große Radius des Tokamaks. Am Rand des Plasmas gilt mit $r=a$, wobei a der kleine Radius des Plasmas ist, und I_P als gesamtem Plasmastrom:

$$q_a = \frac{2\pi a^2 B_t}{\mu_0 I_P R} \quad (2.3)$$

Bei gegebenem Toroidalfeld B_t bestimmt also der Plasmastrom I_P das q -Profil und den Wert des Sicherheitsfaktors am Rand.

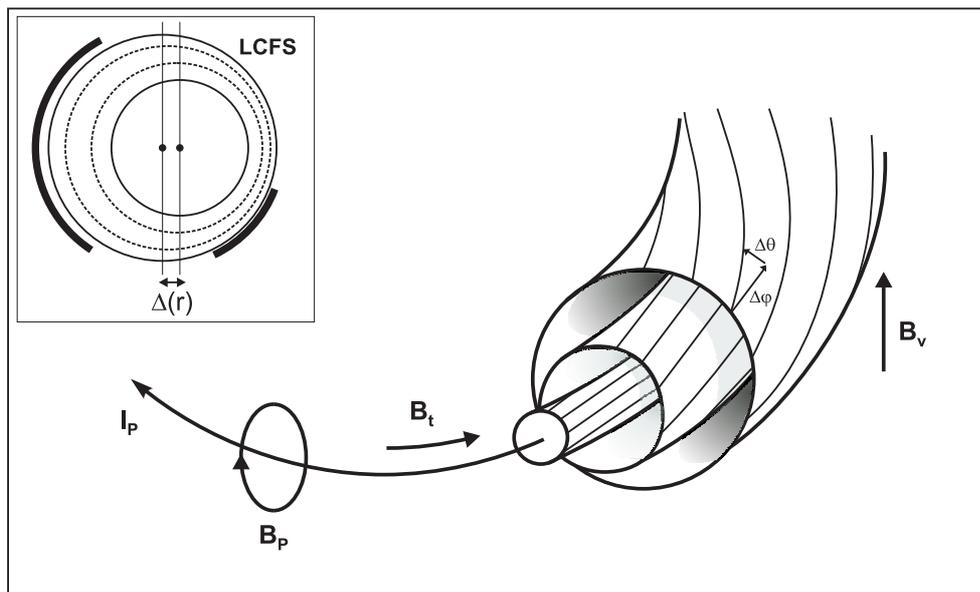


Abbildung 2.2: Magnetisches Gleichgewicht im Tokamak: Ineinander geschachtelte magnetische Flussflächen und deren Verschiebung $\Delta(r)$ gegen das Zentrum der *letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS)*, die *Shafranov-Verschiebung* (oben links)

Das Prinzip des DED zur Modifikation der Auskopplung von Teilchen und Energie aus dem Plasma beruht auf der resonanten Störung der oben beschriebenen Flussflächen. Die Stärke der Ankopplung und das Resonanzverhalten hängen direkt von der relativen Position der resonanten magnetischen Flussflächen zu den DED Spulen ab. Diese wird direkt bestimmt von den oben eingeführten Größen $q(r)$, q_a und β_{pol} .

Hinsichtlich des Resonanzverhaltens unterscheidet man zwei Klassen von magnetischen Flussflächen anhand der auf ihnen umlaufenden Feldlinien: Eine rational Flussfläche liegt vor, wenn die zugehörigen Feldlinien nach einer festen Anzahl m von toroidalen Umläufen wieder in sich selbst geschlossen ist, das heißt dabei eine feste Anzahl n an poloidalen Umläufen gemacht hat. Dementsprechend haben diese Feldlinien mit $q = m/n$ rationale q Werte.

Für das Verhalten gegenüber externen Störungen bedeutet das, dass rationale Feldlinien mit kleinen m und n Werten oft an denselben Positionen im Plasma entlang kommen. Es zeigt sich, dass diese niedrig rationalen Feldlinien durch kleine resonante Störfelder, das heißt Störfelder mit korrespondierenden m und n Modenzahlen, abgelenkt werden können. Feldlinien mit *irrationalen* q Werten (z.B. $q = \pi$) sind nicht in sich selber geschlossen und füllen damit die gesamte Flussfläche aus. Sie kommen weniger oft in den Bereich einer ortsfesten externen Störung und sind damit gegenüber dieser stabil.

Die Behandlung derartiger stochastisierter Magnetfelder im Rahmen der *Chaostheorie* zeigt, dass die resonante Störung der rationalen Flussflächen dominierend sein kann, obwohl deren Anzahl im Verhältnis zu der Anzahl der irrationalen Flussflächen klein ist ([29], S. 213 ff.). Die Stochastisierung des einschließenden Magnetfeldes erfolgt beim Konzept des ergodischen Divertors über eben diese resonante Störung von Flussflächen mit rationalen q -Werten im Randbereich des Plasmas.

2.2 Konzepte zur Auskopplung von Teilchen und Energie

Die Steuerung der Auskopplung von Teilchen und Energie aus einem Fusionsplasma ist eine der zentralen Fragestellungen auf dem Weg zur technischen Realisierung der Kernfusion als Energiequelle. Ein Konzept zum Einschluss eines Fusionsplasmas muss dabei folgende Anforderungen erfüllen: Die Belastung der direkten Kontaktflächen muss im Rahmen der technischen Limits für diese Materialien bleiben. Diese dürfen weder durch Überhitzung beschädigt werden, noch darf es zu einer hohen Freisetzung des Materials kommen. Das System zur Begrenzung des Plasmas muss das entstehende Helium sowie Verunreinigungen sicher abführen können. An den begrenzenden Wänden entstehende Verunreinigungen dürfen nicht in das Plasma gelangen. Gleichzeitig muss das Konzept eine Befüllung mit neuem Brennstoff zulassen und genügend hohe Energieeinschlusszeiten zur Verfügung stellen.

Um eine Begrenzung des Plasmas unter fusionsrelevanten Bedingungen zu erreichen und gleichzeitig diesen Punkten Rechnung zu tragen, wurden die in Abbildung 2.3 dargestellten Konzepte erprobt, wobei sich die *Divertor* Konfiguration als am verheißungsvollsten herausgestellt hat. Beide abgebildeten Konzepte werden im Folgenden kurz beschrieben, eine detaillierte Darstellung ist zu finden in [7].

2.2.1 Limiter

Abbildung 2.3(a) zeigt das Prinzip eines *Limiter Tokamaks*: Eine begrenzende Fläche aus geeignetem Material, in der Regel Graphit, wird an das Plasma herangebracht und bestimmt so den Rand des eingeschlossenen Plasmavolumens.

Es ergeben sich damit zwei Bereiche im Limiter-Plasma: Das *Kernplasma* mit intakten magnetischen Flussflächen wird durch die *Last Closed Flux Surface LCFS* (letzte geschlossene Flussfläche) von der *Abschältschicht (SOL)* getrennt. In dieser enden die magnetischen

Feldlinien auf dem Limiter und führen die in die Randschicht eintretenden Teilchen und Energie dorthin ab. Hierdurch kommt es zu einer gerichteten Strömung von dem dem Limiter gegenüberliegenden Punkt, dem sogenannten *Staupunkt*, zum Limiter hin. Die SOL ist nur wenige Zentimeter breit, die Plasmaparameter zeigen in ihr einen exponentiellen Abfall. Ein toroidal umlaufender Limiter begrenzt das Plasma also mit einer einfachen, toroidal symmetrischen Randschichtgeometrie.

Beurteilt man dieses Konzept nach den oben aufgestellten Kriterien, so ist klar, dass die Schwäche insbesondere bei der Trennung von Wandelement und Kernplasma liegt. Der Limiter selbst definiert den Übergang zwischen Kern- und Randplasma und an ihm freigesetzte Neutrale mit entsprechenden Ionisationslängen können direkt in das eingeschlossene Plasmavolumen gelangen.

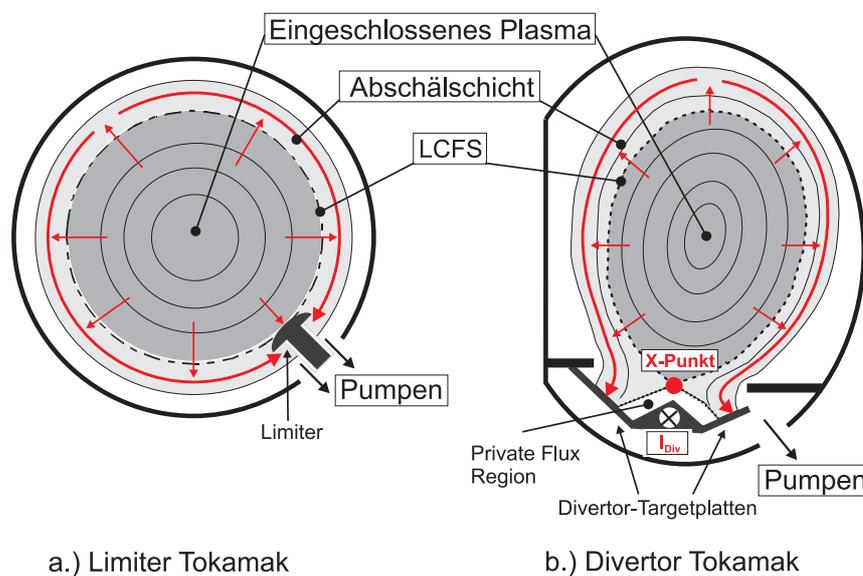


Abbildung 2.3: Begrenzung des Plasmas im Limiter- und Divertor-Tokamak (siehe [30])

2.2.2 Poloidaler Divertor

Um den Fluss der freigesetzten Neutralteilchen effizienter vom Kernplasma zu entkoppeln, wurde der Divertor-Tokamak entwickelt. Hierbei wird, wie in Abbildung 2.3(b) dargestellt, in das Gefäß eine weitere toroidal umlaufende Spule eingeführt. Der in dieser Spule fließende Strom I_{Div} induziert ein zusätzliches Magnetfeld, mit dem das magnetische Gleichgewicht so gestört wird, dass die Feldlinien gezielt abgelenkt werden. Es entsteht ein X-Punkt, an dem sich einschließendes und divertierendes Feld ausgleichen. Die Feldlinien treffen im weiter entfernten *Divertorvolumen* auf die *Divertor-Targetplatten*.

Damit wird eine räumliche Trennung des Kernplasmas im Hauptraum vom Bereich des Plasma-Wand Kontaktes erreicht. Neutrale, die an den Divertor-Prallplatten freigesetzt werden, können nur erschwert bis ins Kernplasma gelangen. Die Unterteilung in ein Kernplasma und eine abschälende Plasmarandschicht und die damit ermöglichte Abfuhr von Teilchen aus dem Hauptraum bleibt erhalten. Die Abschältschicht ist auch hier wenige Zentimeter breit.

Im Jahr 1982 entdeckte man im Experiment *ASDEX*, einem Divertor-Tokamak, ein verbessertes Einschlusszenario, in dem der Energieeinschluss bei hohem β_p verbessert ist. Diese sogenannte *H-Mode* (high confinement mode) [10, 31] ist auch das Standardszenario in ITER, der ebenfalls ein Divertor-Tokamak sein wird.

Verbunden mit der H-Mode kommt es zu Instabilitäten in der Randschicht, den sogenannten *Edge Localised Modes (ELMs)*. Diese tragen Energie und Teilchen radial nach außen und es kommt zu einer gepulsten Belastung des Targets und der Wandkomponenten im Hauptraum des Plasmagefäßes, also auch außerhalb des Divertorvolumens. Dies hat zur Folge, dass auch dort Recycling von in der Wand eingelagertem Wasserstoff auftritt und Wandmaterial als Verunreinigungen freigesetzt werden. Diese können verhältnismäßig einfach durch die dünne Randschicht in das eingeschlossene Plasma gelangen. Das Abschirmen von Verunreinigungen in einem poloidalen Divertor, *screening* genannt, funktioniert gut in der Divertorregion, wo Hauptplasma und die Wandelemente durch ein privates Plasma und durch den X-Punkt getrennt sind. Im Hauptraum jedoch kann die Randschicht das Zentrum nicht ausreichend gegen die von der Wand kommenden Neutralen abschirmen [12].

Zusätzlich erfolgt durch die schmale Randschicht die Wärmedeposition auf einer im Verhältnis zur gesamten Wandfläche sehr kleinen Fläche des Targets. Starke lokale Wärmebelastungen und die damit verbundene erhöhte Erosion von Wandmaterial stellen ein Problem dar und die Verteilung der abfließenden Wärme ist in diesem Rahmen von großer Bedeutung.

Eine Verbesserung der Screening-Effizienz sowie eine Delokalisierung des Wärmeflusses sind also offene Fragestellungen im derzeit führenden magnetischen Einschlusskonzept, dem poloidalen, axialsymmetrischen Divertor-Tokamak.

2.2.3 Ergodische Randschicht im Tokamak

Die Begrenzung des Plasmas und die Abfuhr von Energie und Teilchen mit einer resonant gestörten, stochastisierten Randschicht ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Idee ist es, einen möglichst kleinen Bereich des magnetischen Gleichgewichts in der Plasmarandschicht zu stören, ohne den Einschluss im Plasmazentrum zu verschlechtern.

Dazu erzeugt man eine externe Störung mit Modenzahlen resonant zu denen rationaler magnetischer Flussflächen, die im Randbereich des Plasmas liegen. Die Feldlinien dieser Flussflächen formen dann *magnetische Inseln* und dort, wo diese mit steigender Störfeldamplitude überlappen, füllen die Feldlinien das gesamte Volumen dieses Bereiches aus. Sie kommen jedem Punkt in diesem Resonanzvolumen beliebig nahe. Das bezeichnet man als *ergodisches* Verhalten und die ausgefüllte Region als *ergodischen Bereich*.

Im Nahfeld der externen Spulen erfahren die Feldlinien eine starke Ablenkung und sie schneiden die Wandelemente. Die Länge der Feldlinien von Wand zu Wand wird *Verbindungslänge* L_C genannt und die Feldlinien in diesem Bereich haben kurze Verbindungsängen. Es entsteht so eine dritte distinkte Region: Die *laminare Zone*. Diese ist charakteristisch für das vom DED induzierte, offene chaotische System.

Hinsichtlich des Transportes weisen die Inselketten, die ergodischen und die laminaren Bereiche ein unterschiedliches Verhalten auf, das hier anhand des Verhaltens der Feldlinien verdeutlicht werden soll: Im Bereich der Inselketten können die Feldlinien einen maxima-

len Versatz erfahren, der durch die radiale und poloidale Ausdehnung der Insel bestimmt ist. Im ergodischen Bereich kann eine Feldlinie innerhalb eines toroidalen Umlaufes eine große Strecke in radiale und poloidale Richtung zurücklegen. Feldlinien dieses Bereiches haben einen hohen *Feldliniendiffusionskoeffizienten* D_{FL} . Die vorhergehenden Experimente an Tore Supra haben gezeigt, dass der radiale Transport nach außen in diesem Bereich daher erhöht wird [32]. Im Bereich der Feldlinien, die mit kurzen Verbindungslängen zum Target führen, den sogenannten *laminaren Feldlinien*, überwiegt der Transport parallel zu den Feldlinien. Diese Region ist von ähnlicher Bedeutung, wie die oben eingeführten Abschälsschichten der Limiter oder der Divertor Konfiguration.

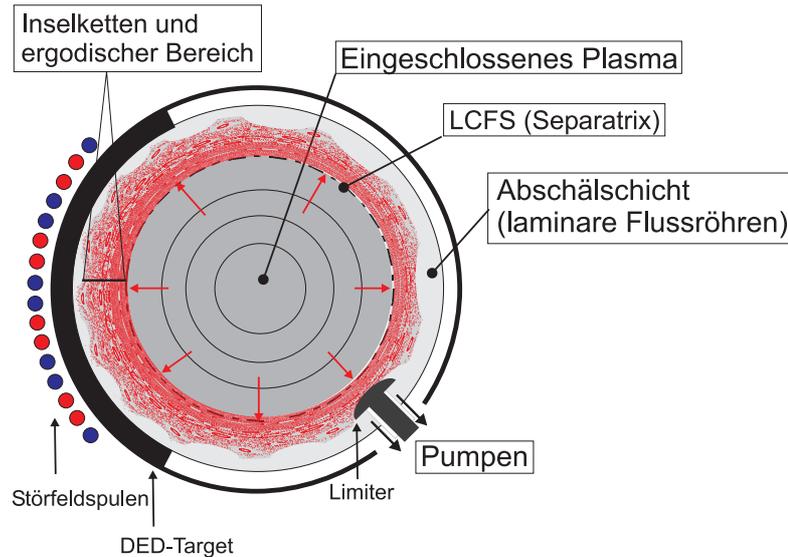


Abbildung 2.4: Begrenzung des Plasmas mittels einer stochastisierten Randschicht am Beispiel der TEXTOR-DED Geometrie mit überlagertem Poincaré Plot

In diesem Konzept wird also das eingeschlossene Plasmavolumen vom Bereich der Plasma-Wand-Wechselwirkung durch eine stochastisierte Randschicht entkoppelt. Der erhöhte radiale Transport in einem eng definierten Bereich ermöglicht gleichzeitig die Abfuhr von Teilchen und Energie und soll dabei die zur Deposition vorgesehene Fläche deutlich vergrößern, um so die Wärmeflussdichte auf die Wandkomponenten zu reduzieren. Durch den erhöhten radialen Transport und die Breite der ergodischen Zone, die über die Resonanzbedingungen einstellbar ist, können außen freigesetzte Verunreinigungen nur erschwert in das eingeschlossene Plasmavolumen gelangen, die Effizienz des Screenings kann so erhöht werden. Ob diese Eigenschaften sich in der durch den DED stochastisierten Randschicht ausprägen, wird zum Teil in dieser Arbeit untersucht.

Neben diesen, den Einschluss und die Abfuhr von Wärme und Teilchen direkt betreffenden Punkte, spielt die stochastisierte Randschicht auch bei der Unterdrückung der ELMs in H-Mode Plasmen eine große Rolle. Mittels externer Störfelder mit Modenzahlen resonant zu Feldlinien in der Plasmarandschicht ist es am amerikanischen Tokamak Experiment *DIID-D* gelungen, diese Randschichtmoden zu unterdrücken, ohne das verbesserte Einschlusszenario zu verlieren [13]. Bei der Erklärung dieses empirischen Befundes spielen die induzierte Topologie und die Transportprozesse in den verschiedenen Regionen vermutlich eine entscheidende Rolle.

2.3 Der Tokamak TEXTOR

Der Tokamak *TEXTOR* (*Torus Experiment for Technology Oriented Research*) wird im Institut für Plasmaphysik des Forschungszentrums Jülich im Rahmen des *Trilateralen Euregio Clusters (TEC)* als zentrales Großexperiment betrieben [33]. Der Aufbau ist in Abbildung 2.5 schematisch in einer Aufsicht dargestellt.

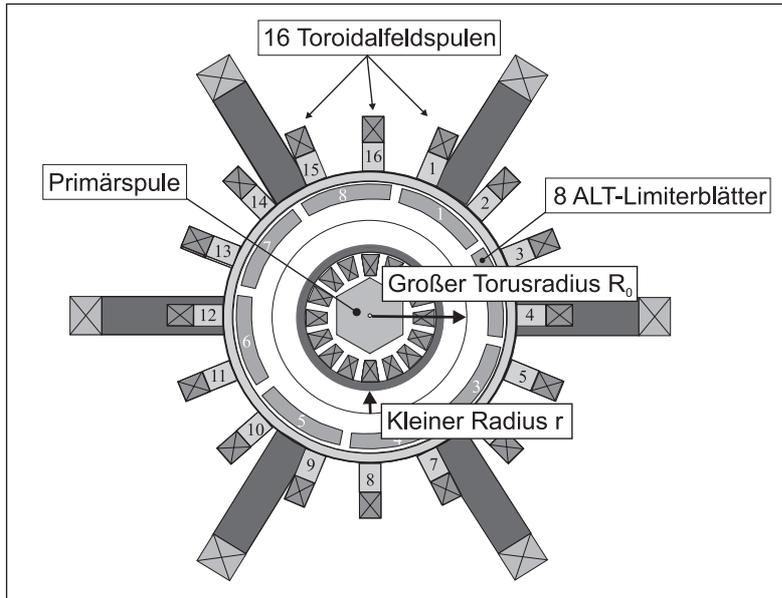


Abbildung 2.5: Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR

TEXTOR ist ein mittelgroßer Limiter-Tokamak mit einem großen Radius von $R = 1,75 \text{ m}$. Dies ist der Abstand vom Zentrum des Solenoids bis zum Zentrum des *Liners* im Vakuumgefäß, welcher als heizbare erste Wand im Vakuumgefäß fungiert. Der kleine Plasmaradius a wird in diesem Aufbau durch die Position des verschiebbaren *ALT-II Limiters* (*Advanced Limiter Test*) bestimmt und er kann $a \in [0,45 \text{ m}, 0,47 \text{ m}]$ betragen. Der ALT-II Limiter besteht aus acht einzelnen Segmenten, die toroidal jeweils $\Delta\varphi = 42,5^\circ$ umlaufen und poloidal $\Delta\vartheta = 45^\circ$ überstreichen.

Der Plasmastrom, getrieben über den Flusshub im zentralen Solenoiden der Transformatoranordnung, kann zwischen 200 kA und 800 kA betragen. Das toroidale Magnetfeld B_t mit bis zu $3,0 \text{ T}$ wird erzeugt durch 16 toroidal äquidistant angeordnete Toroidalfeldspulen. Als Zusatzheizverfahren stehen zwei entgegengesetzt injizierende Neutralteilcheninjektoren sowie *Ionen Cyclotron Resonanz Heizung (ICRH)* und *Elektronen Cyclotron Resonanz Heizung (ERCH)* zur Verfügung. Die maximale gesamte Zusatzheizleistung beträgt 9 MW . Mit TEXTOR können Entladungen mit einer Dauer von bis zu 12 Sekunden erzeugt werden.

Durch den Einbau des DED in TEXTOR steht neben dem ALT-II nun ein neues Konzept zur Begrenzung des Plasmas und zur Abfuhr von Teilchen und Energie zur Verfügung. Inwiefern TEXTOR damit sowohl als Limiter als auch als effizienter Divertor Tokamak eingesetzt werden kann, soll in dieser Arbeit untersucht werden.

3 Grundlagen zum Konzept des Dynamisch Ergodischen Divertors

Der *Dynamisch Ergodische Divertor (DED)* ist seit dem Jahr 2002 an TEXTOR in Betrieb. Er ist ausgelegt als flexibles Experiment zur resonanten, stochastisierenden Störung eines Tokamak Magnetfeldes [18]. Während der Konzeption und entlang der experimentellen Kampagnen wurden detaillierte theoretische Modelle entwickelt, welche die induzierte Magnetfeldtopologie und das Verhalten des Plasmas in dieser Topologie beschreiben [19, 20, 21, 34]. Die später in dieser Arbeit dargelegten Ergebnisse werden dezidiert mit diesen topologischen Rechnungen und in einem ersten Schritt qualitativ mit den Ergebnissen dreidimensionaler Modellierungen des Plasmas verglichen.

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 3.1 der experimentelle Aufbau des DED sowie der für die spätere Beschreibung relevante Ausschnitt theoretischer Methoden (Abschnitt 3.2) und die induzierte Magnetfeldtopologie als deren Ergebnis (Abschnitt 3.3) beschrieben. Abschließend werden in Abschnitt 3.4 einige Grundlagen zur Beschreibung des Plasmas im Flüssigkeitsbild im Rahmen der Modellgleichungen des später verwendeten EMC3/EIRENE Modells dargestellt und die Vorstellungen über den Einfluss der Stochastisierung auf den Transport im Plasma beschrieben.

3.1 Experimenteller Aufbau und technische Parameter des DED

Der DED besteht aus 16 an der *Hochfeldseite (HFS)* des TEXTOR Vakuumgefäßes helikal umlaufender Störfeldspulen. Die Spulen nummeriert mit $1 < k < 16$ starten in der idealisierten Beschreibung toroidal bei $\varphi_k = k\pi/8$ und poloidal bei $\theta_k = \pi - \theta_c$ und enden nach einem toroidalen Umlauf bei $\theta_k = \pi + \theta_c$ [34]. Sie sind radial bei $r_c = 0,532\text{ m}$ positioniert und überdecken $\Delta\theta_c = 2\theta_c \approx 72^\circ$ der Oberfläche auf der HFS. Die Störfeldspulen sind damit parallel zu den Feldlinien auf der $q=3$ Fläche ausgerichtet und haben dadurch auf dieser Flussfläche ihre Hauptresonanz. Dies definiert den radialen Bereich der Wechselwirkungszone im TEXTOR Plasma, der durch die radiale Position der $q=3$ Fläche im Randbereich des Plasmas liegt.

Die Enden jeder Störfeldspule sind durch die Gefäßwand nach Außen geführt, so dass die Spulen beliebig verschaltbar sind. Zur Durchführung wurden in der realen Anordnung dabei jeweils vier Spulen an einem poloidalen Schnitt durchgeführt. Diese Schnitte liegen toroidal jeweils $\Delta\varphi = 90^\circ$ auseinander, so dass sich die oben beschriebenen idealen toroidalen Koordinaten zu $\varphi_k = \varphi_j = j\pi/2$ mit $1 < j < 4$ verändern. Durch diese, durch die örtlichen Gegebenheiten an der Maschine notwendige, reale Anordnung, wird auf das Plasma eine vertikale Auslenkung aufgeprägt. Diese wird mit einem Paar Kompensationspulen ausreguliert, welche oberhalb und unterhalb der 16 Spulen angebracht sind. Zur

Aufnahme der entstehenden Wärmelasten sind die Spulen mit einem Graphit-Limiter, dem *DED-Target* geschützt, welches radial bei $r_{LDED} = 0,477\text{ m}$ positioniert ist. Der Aufbau des DED ist in Abbildung 3.1 photographisch und in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt.

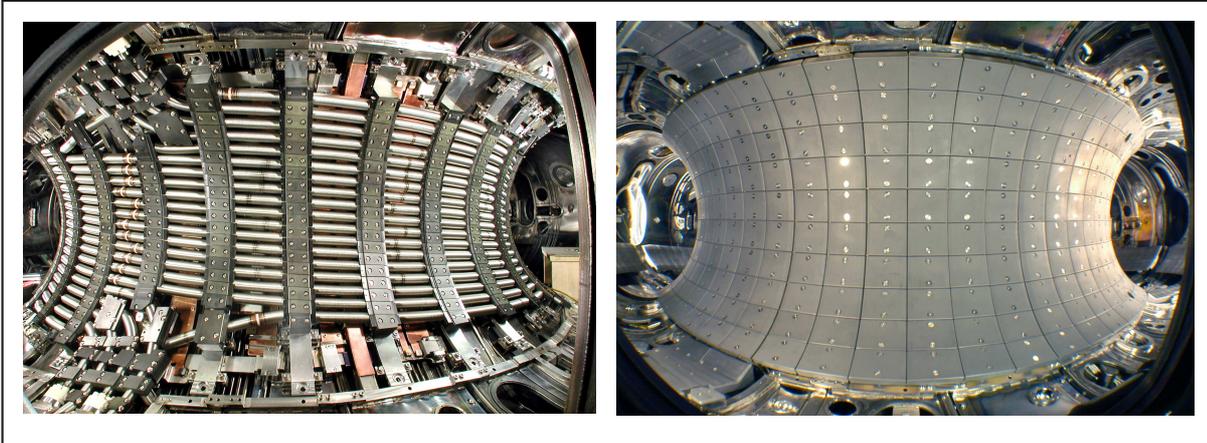


Abbildung 3.1: Photographie der DED-Spulenordnung (links) und der Anordnung mit eingebautem DED-Target (rechts)

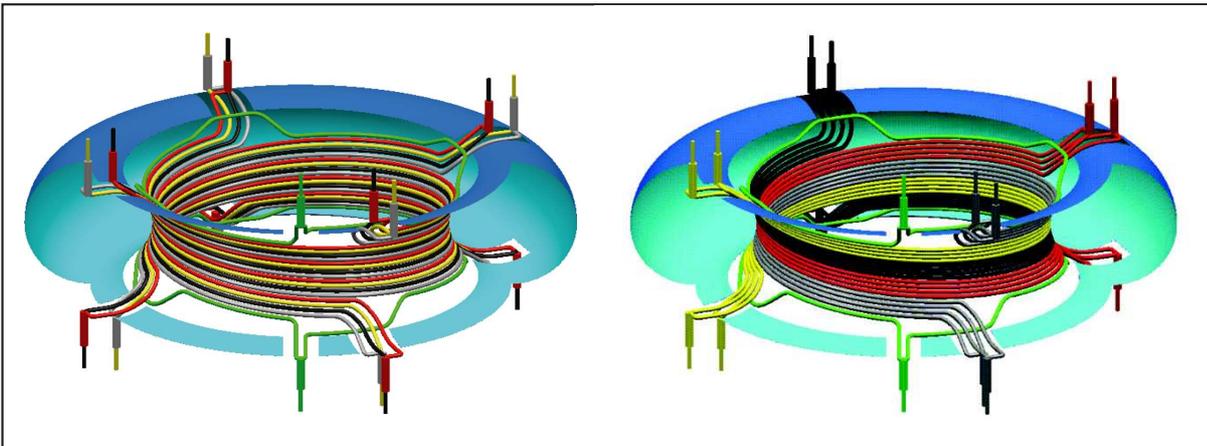


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der DED-Spulenordnung mit Strombeschaltung in $m/n = 12/4$ (links) und $m/n = 3/1$ (rechts) Moden-Konfiguration

Es stehen zur Stromversorgung des DED zwei unabhängige Stromquellen zur Verfügung, deren Ströme in verschiedener Beschaltung auf die 16 einzeln nach außen geführten Spulen verteilt werden können[35]. Damit ist es möglich die Multipolordnung des DED-Störfeldes über die Spulenverbindungen zu variieren. Drei Konfigurationen können realisiert werden:

Durch Zusammenfassung von jeweils vier Spulen (dargestellt in Abbildung 3.2, rechte Seite) wird eine niedrige Multipolordnung des Störfeldes erreicht. Vier benachbarte Spulen werden jeweils vom selben Strom durchflossen. Das so erzeugte Störfeld hat eine große Eindringtiefe und die Hauptresonanzen liegen bei den Modenzahlen $m = 3$ (poloidal) und $n = 1$ (toroidal), diese Konfiguration wird daher $m/n=3/1$ *Basismoden-Konfiguration*

genannt. Bei der in Abbildung 3.2 (links) dargestellten Beschaltung wird jede Spule abwechselnd von einem anderen Strom durchflossen. Das so erzeugte Störfeld hat eine hohe Multipolordnung und seine Feldstärke nimmt räumlich schnell ab. Das Störfeld dieser Konfiguration hat seine Hauptresonanz bei Modenzahlen $m = 12$ (poloidal) und $n = 4$ (toroidal), sie wird daher als *12/4 Basismoden-Konfiguration* bezeichnet.

Als dritte technisch realisierbare Möglichkeit kann die Beschaltung so erfolgen, dass jeweils zwei benachbarte Spulen von demselben Strom durchflossen werden. Die Hauptresonanzen dieser *6/2 Basismoden-Konfiguration* liegen bei $m = 6$ (poloidal) und $n = 2$ (toroidal).

Die technisch mögliche Stromstärke des DED Stromes I_{DED} in den drei Konfigurationen ist verschieden. In 3/1 Basismoden Konfiguration beträgt $I_{DEDmax} = 3,75 \text{ kA}$, in der 12/4 Basismoden-Konfiguration beträgt er 15 kA . Die so erzeugten Störfelder B_S haben eine Feldstärke $B_S \lesssim 0,02 \text{ T}$, was relativ zum poloidalen Feld B_p in etwa $B_S/B_p \lesssim 0,1$ bedeutet ([36], S.21 ff.). Die genauen Werte hängen von der ausgewählten Basismoden-Konfiguration ab.

Mittels der beiden unabhängigen Stromquellen kann die Phasenlage der Ströme in den Spulen bzw. den Spulenverbänden variiert werden. Es entsteht ein elektromagnetisches Drehfeld dessen Rotationsfrequenz über die Phasengeschwindigkeit in den Spulen eingestellt werden kann. Vorgesehene Frequenzen sind 50 Hz und diskrete Frequenzen ν_{DED} zwischen 1 kHz und 10 kHz. Neben diesen hochfrequenten Betriebsmodii ist es auch möglich die Phasenlage der Ströme mit Frequenzen von 1 Hz bis 10 Hz um $\Delta\varphi_{DED} = 180^\circ$ zu variieren. Das Störfeld rotiert dabei nicht, sondern es wird lediglich das Maximum des Stromes von einer Spule auf die nächste geschoben. Von diesem sogenannten *Sweep-Modus* wurde im Rahmen dieser Arbeit intensiv Gebrauch gemacht.

Für die in dieser Arbeit dargelegten Untersuchungen wurden Experimente in 12/4 Basismoden-Konfiguration betrachtet. Tabelle 3.1 fasst die technisch realisierten Betriebsbereiche in dieser Konfigurationen des DED zusammen.

m/n	I_{DED}	ν_{DED}	ν_{LF}
12/4	13,5 kA	1 kHz, 2 kHz	1 Hz, 2 Hz, 10 Hz

Tabelle 3.1: Übersicht die Betriebsparameter des DED in $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration: Der DED Strom I_{DED} , die realisierte DED Frequenz im Hochfrequenzmodus ν_{DED} und die Frequenzen im *Sweep-Modus* ν_{LF}

3.2 Grundlagen zur theoretischen Beschreibung des DED

Der DED prägt ein helikales Störfeld auf, welches die Achsensymmetrie des ungestörten TEXTOR Magnetfeldes aufbricht. Es entsteht eine heterogene, dreidimensionale Magnetfeldtopologie. Da die Plasmateilchen in erster Ordnung an das Magnetfeld gebunden sind, erfordert die Analyse der experimentellen Messergebnisse eine genaue Kenntnis der Topologie dieses komplexen Magnetfeldes. Zu deren Berechnung kamen in den theoretischen Voruntersuchungen zum DED und in den das Experiment begleitenden Rechnungen zwei

Verfahren zum Einsatz: Die numerische Integration der Bewegungsgleichungen des Magnetfeldes im Rahmen des *GOURDON Code* [27] und *symplectic mapping* Methoden deren Ergebnisse für den DED zusammengefasst sind im *ATLAS Code* [25].

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen dieser beiden Methoden kurz erläutert und die zur späteren Diskussion notwendigen Sachverhalte dargelegt. Eine ausführliche Beschreibung für verschiedene Anwendungen ist zu finden in [18, 25, 36] und [27, 37].

3.2.1 Beschreibung der Feldlinien in einem stochastisierten Magnetfeld

Die Feldlinien eines Magnetfeldes $\vec{B}(\vec{x})$ werden beschrieben durch die Tangential-Vektoren in jedem Raumpunkt $\vec{x}(s)$. Gleichung 3.1 beschreibt dies für jeden Punkt $\vec{x}(s)$ auf einer Feldlinie.

$$\frac{d\vec{x}}{ds} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \quad (3.1)$$

Dabei ist $\vec{x}(s) = (r(s), \theta(s), \varphi(s))$ abhängig von den geometrischen Koordinaten im Tokamak: dem Radius r , dem toroidalen Winkel φ und dem poloidalen Winkel θ .

Um für ein gegebenes Feld $\vec{B}(\vec{x})$ das Verhalten der Feldlinien bestimmen zu können, muss Gleichung 3.1 für jedes $\vec{x}(s)$ gelöst werden, man erhält dann eine dreidimensionale Beschreibung der Magnetfeldtopologie.

Zur Lösung von Gleichung 3.1 beschreibt man das Magnetfeld in einer analytischen Darstellung als Hamilton-System [34, 36]. Als verallgemeinerte Koordinaten wählt man in dieser Beschreibung intrinsische Koordinaten, die sogenannten *Clebsch Koordinaten* ψ, ϑ, φ . Dabei ist ψ der toroidale magnetische Fluss durch eine poloidale Ebene senkrecht auf der magnetischen Achse, auf der $\psi = 0$ ist. Der intrinsische poloidale Winkel ϑ geht durch eine geeignete Transformation [25] aus dem geometrischen Winkel θ hervor, φ beschreibt den toroidalen Winkel.

Mit dem poloidalen Fluss H kann man in diesen Koordinaten das Magnetfeld als Divergenzfreies Feld beschreiben nach

$$\vec{B} = \nabla\psi \times \nabla\vartheta + \nabla\varphi \times \nabla H(\psi, \vartheta, \varphi) . \quad (3.2)$$

Damit nehmen die Bewegungsgleichungen des magnetischen Feldes aus Gleichung 3.1 hamiltonsche Form an:

$$\frac{d\psi}{d\varphi} = -\frac{\partial H}{\partial \vartheta}, \quad \frac{d\vartheta}{d\varphi} = \frac{\partial H}{\partial \psi} . \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt die Hamiltonfunktion $H(\psi, \vartheta, \varphi)$ den poloidalen magnetischen Fluss durch die vom toroidalen Fluss ψ umgebene Ebene [36]. Das ungestörte magnetische Gleichgewicht ist symmetrisch in φ und ϑ und die Hamiltonfunktion reduziert sich aufgrund der Achsensymmetrie auf $H = H(\psi)$ ¹.

Im Fall einer periodischen Störung kann man den poloidalen Fluss, wie in Gleichung 3.4 beschreiben, durch die Summe der Hamiltonfunktion der Gleichgewichtslösung $H_0(\psi)$ und

¹In den intrinsischen Koordinaten sind die Feldlinien gerade Linien mit konstantem Pitchwinkel (Winkel der Feldlinienneigung), daher liegt eine Symmetrie in beiden intrinsischen Winkelvariablen vor. Die Transformation wird in diesem Fall direkt durch das q-Profil bestimmt nach $\vartheta = \varphi/q(\psi) + \vartheta_0$

eines Störterms $H_1(\psi, \vartheta, \varphi)$:

$$H = H_0(\psi) + \epsilon H_1(\psi, \vartheta, \varphi) . \quad (3.4)$$

Dabei ist ϵ ein dimensionsloser Parameter, der die Stärke der Störung angibt und $H_1(\psi, \vartheta, \varphi)$ beschreibt die 2π -periodische Störung des Gleichgewichtsfeldes mit der poloidalen Modenzahl m und der toroidalen Modenzahl n nach

$$H_1(\psi, \vartheta, \varphi) = \sum_{m,n} H_{mn}(\psi) \cos(m\vartheta - n\varphi) . \quad (3.5)$$

Die Fourierkoeffizienten H_{mn} in Gleichung 3.5 werden in der Hauptsache bestimmt durch die toroidale Komponente A_φ des Vektorpotentials \vec{A}_S welches das magnetische Störfeld \vec{B}_S nach $\vec{B}_S = \nabla \times \vec{A}_S$ definiert. Die in Gleichung 3.6 dargestellten Fourierintegrale zur Berechnung der Fourierkomponenten des Störfeldes werden numerisch gelöst [36].

$$H_{mn}(\psi) = \text{Re} \frac{1}{(2\pi R_0)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} R(\vec{x}(\psi, \vartheta, \varphi)) \times A_\varphi(\vec{x}(\psi, \vartheta, \varphi)) \exp(-m\vartheta + in\varphi) d\vartheta d\varphi \quad (3.6)$$

Gleichung 3.6 beschreibt in diesem Formalismus also das Störfeldspektrum des DED, allerdings in den intrinsischen verallgemeinerten Koordinaten. Die reale Geometrie der Störung wird eingegeben über das Vektorpotential $\vec{A}_S(r, \theta, \varphi)$. Die Untersuchung des Störfeldspektrums auf diesem Wege ergibt zwei für den Arbeitsbereich des DED wichtige Ergebnisse: Das radiale Verhalten des Störfeldes sowie das detaillierte Störspektrum, welches der DED hervorruft. Die wichtigsten Punkte werden hier kurz skizziert, genauer sind diese Ableitungen beschrieben in [34] und ausführlich in [36].

Gleichung 3.7 beschreibt die das Vektorpotential $\vec{A}_S(r, \theta, \varphi)$ dominierende toroidale Komponente $A_\varphi(r, \theta, \varphi)$ in den geometrischen Koordinaten r, θ, φ mit der poloidalen Modenzahl m und der toroidalen Modenzahl n .

$$A_\varphi(r, \theta, \varphi) = \sum_m m^{-1} r A_{mn}(r, \theta) \cos(m\theta - n\varphi) \quad (3.7)$$

Die darin enthaltenen Fourierkomponenten schreiben sich als Störfeldspektrum der DED Störung wie folgt

$$A_{mn} \approx \frac{B_c r_c g_m}{\sqrt{1 + r \cos\theta R_0}} \left(\frac{r}{r_c}\right)^{m_0} . \quad (3.8)$$

Darin ist R_0 der geometrische Mittelpunkt des Gefäßes und $r_c = 0,533 m$ die Position der DED Spulen. B_c ist die magnetische Feldstärke der Störung die nach $B_c = 2\mu_0 I_c / \Delta\theta_c r_c$ bestimmt wird durch den Strom I_c in den Spulen, deren Position r_c sowie dem von den Spulen poloidal überdeckten Winkelbereich $\Delta\theta_c \approx 72^\circ$. Der Quotient $\sqrt{1 + r \cos\theta R_0}$ beschreibt dabei die toroidale Geometrie der Spulenanordnung in erster Näherung.

Die begrenzte poloidale Ausdehnung der DED Spulen über $\Delta\theta$ bestimmt den Schwerpunkt des Störspektrums. Dieser wird festgelegt durch die sogenannte *effektive Modenzahl* m_0 . Der in Gleichung 3.8 auftauchenden Faktor g_m beschreibt das oszillatorische Resonanzverhalten des Störspektrums um m_0 herum

$$g_m = (-1)^{m+m_0} \frac{\sin[(m - m_0)\Delta\theta/2]}{\pi m(m - m_0)} . \quad (3.9)$$

Der Wert von m_0 resultiert aus der unterschiedlichen Neigung der Feldlinien an Hoch- und Niederfeldseite. Die mittlere poloidale Modenzahl (z.b. $m = 12$) ist dabei in der toroidalen Beschreibung des Vektorpotentials des Störfeldes zu höheren Werten $m_0 = 2\pi n/\theta_c$ verschoben, da die DED-Spulen an der Hochfeldseite angebracht sind, wo die Neigung der Feldlinien ξ kleiner ist ($\xi_{HFS} > \xi_{LFS}$). Die effektive Modenzahl m_0 ist bedeutsam, da die Gesamtstörung, wie Gleichung 3.8 zeigt, radial nach $A_\varphi \propto (r/r_c)^{m_0-1}$ durch diese effektive Modenzahl m_0 bestimmt wird. Für die 12/4 Moden Konfiguration (siehe z.b. [36]) beträgt $m_{0(12/4)} \approx 20$ und nach $m_0 = 2\pi n/\theta_c$ lassen sich die Werte der anderen Konfigurationen berechnen zu $m_{0(6/2)} \approx 10$ und $m_{0(3/1)} \approx 5$, wobei die genauen Werte wie erläutert vom Shafranov-Shift abhängen.

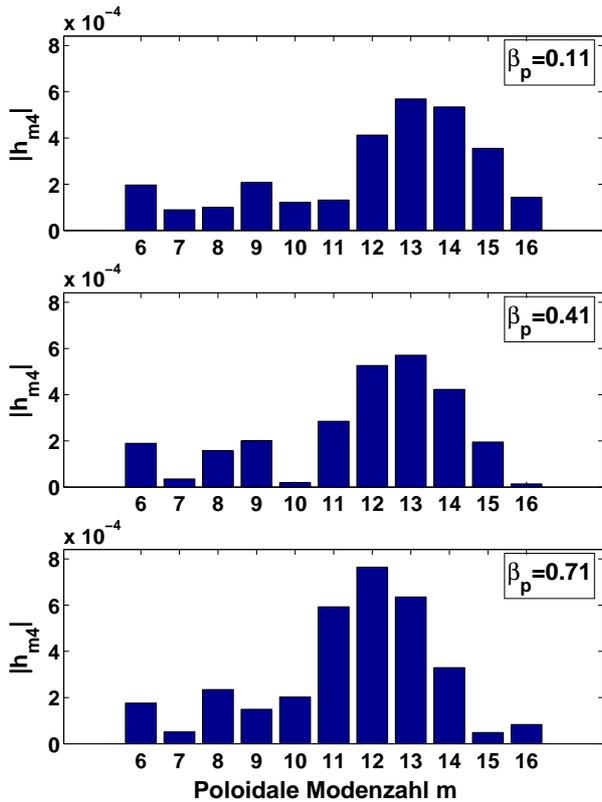


Abbildung 3.3: Störfeldspektrum des DED für steigende Werte von β_{pol}

direkt vor den Spulen eine Rolle. Die mittlere Modenzahl (z.b. $m = 12$) beschreibt dann die Ankopplung der Störung an das gesamte magnetische Gleichgewicht des Tokamaks. Für die in Abbildung 3.3 dargestellte Variation von β_{pol} verschiebt sich sowohl die mittlere wie auch die effektive Modenzahl zu niedrigeren Werten.

Das Gleichgewicht eines Plasmaszenarios verändert also über den Wert des poloidalen Beta β_{pol} den Schwerpunkt des DED-Störspektrums. Des weiteren wird der Abstand zwischen den DED-Spulen und jeweils zwei resonanten Flussflächen durch das radiale Profil des Sicherheitsfaktors $q(r)$ bestimmt. Nach der in erster Näherung am Rand gültigen Beschreibung durch Gleichung 2.2 wird dieser Parameter der Störung beeinflusst durch den Plasmastrom I_P und das toroidale Magnetfeld B_t . Diese beiden Parameter sind also

Die radiale Eindringtiefe des Störfeldes reduziert sich also in den drei möglichen Basismoden-Konfigurationen auf die Hälfte bzw. ein Viertel der Eindringtiefe in der $m/n = 3/1$ Basismoden-Konfiguration.

Dass die Spulen nur etwas mehr als 1/5 der gesamten Oberfläche ausfüllen hat für das Resonanzverhalten zur Folge, dass in den verschiedenen Konfigurationen nicht nur die Basismodenzahlen $m = 3, 6, 12$ resonant gestört werden, sondern ein Störspektrum entsteht.

Abbildung 3.3 zeigt drei Spektren für unterschiedliche Werte von β_{pol} . Die darin zu Tage tretende Verschiebung des Spektrenschwerpunktes zu niedrigeren poloidalen Modenzahlen für höhere β_{pol} Werte wird wie beschrieben bestimmt durch den Shafranov-Shift und den unterschiedliche Neigungswinkel der Feldlinien an Hoch- und Niederfeldseite. Da die Feldlinien nur an der Hochfeldseite abgelenkt werden, spielt für das Eindringverhalten des Störfeldes die Modenzahl der DED Spulen di-

neben der Plasmaposition die entscheidenden Größen zur Einflussnahme auf die Ankopplung eines durch einen vorgegebenen DED-Strom I_{DED} definierten Störfeldes [34]. Ihr Einfluss auf die Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht wird in Abschnitt 5.3 untersucht.

3.2.2 Berechnung der Magnetfeldtopologie durch Feldlinienverfolgung

Zur Analyse der Magnetfeldtopologie der stochastisierten Randschicht werden im Rahmen dieser Arbeit zwei Standardverfahren eingesetzt. In beiden wird die Gleichung 3.3 als Bewegungsgleichung für die Magnetfeldlinien interpretiert und mittels unterschiedlicher Lösungsansätze die Bewegung der Feldlinien verfolgt, um daraus eine Abbildung der Feldlinientopologie zu erstellen.

Der GOURDON-Code: Numerische Integration

Beim ersten verwendeten Verfahren, dem *GOURDON-Code*, werden die Bewegungsgleichungen 3.3 mittels numerischer Integration vollständig dreidimensional gelöst. Für die Integration kommen Standardverfahren wie zum Beispiel *Runge-Kutta* (siehe z.B. [38], S710 f.) zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein am Max-Planck Institut für Plasmaphysik in Garching für den Stellarator *W7-AS* entwickelter und auf die TEXTOR-DED Geometrie adaptierter GOURDON Code verwendet [27, 36].

Das zur Berechnung nötige Gleichgewicht des betrachteten Plasmaszenarios wird mit dem *DIVA* Code [39] zur Berechnung magneto-hydrostatischer Gleichgewichte ermittelt. Aus der realen Spulengeometrie (inklusive der Vakuumdurchführungen) wird mit dem *Biot-Savarteschen* Gesetz im GOURDON-Code das Störfeld berechnet und dieses an das vorgegebene magnetische Gleichgewicht angekoppelt. Das erlaubt eine flexible Berechnung verschiedener Beschaltungen und eine einfache Adaption der Spulengeometrie.

Der GOURDON-Code kam dann zum Einsatz, wenn die induzierte Topologie dreidimensional studiert werden sollte und im Zusammenhang mit den später in Kapitel 6 beschriebenen dreidimensionalen *Monte-Carlo Modellierungen* des Plasmas. Dabei wird das Rechengitter, in dem das Magnetfeld enthalten ist, mit dem GOURDON Code erzeugt.

Allgemein besteht bei solchen Integrationsmethoden der Nachteil darin, das durch numerische Artefakte magnetischer Fluss verloren gehen kann. Die numerischen Abweichungen sind aber in der hauptsächlich untersuchten laminaren Zone vernachlässigbar, da die Feldlinien schnell das Rechengebiet verlassen [21].

Der ATLAS-Code: Simplektische Kartierung der Feldlinien

In der zweiten verwendeten Methode werden die Bewegungsgleichungen 3.3 im Rahmen der eingeführten Hamilton-Formulierung mit der in Gleichung 3.4 angeschriebenen Hamilton-Funktion behandelt. Dabei müssen die Lösungen garantieren, dass der magnetische Fluss ψ durch die von jeder berechneten Feldlinie aufgespannten poloidalen Ebene konstant bleibt. Bei dem so genannten *symplectic Mapping* ist diese Flussenerhaltung durch die implizierten Lösungsmethoden garantiert [40].

Neben der inherent garantierten Flusserhaltung ist die geringere Rechenzeit bei der Berechnung der Magnetfeldtopologie mittels symplectic Mapping ein Vorteil, da hierdurch die Auflösung erhöht werden kann und statistische Analysen des Feldlinienverhaltens auf überschaubaren Rechenzeitskalen möglich sind. Basierend hierauf wurde für TEXTOR-DED eine statistische Definition des *Feldliniendiffusionskoeffizienten* D_{fl} eingeführt. Diese wird in Abschnitt 3.4 erläutert.

Da die Analyse der gewonnenen Messergebnisse im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich auf Ergebnissen des symplectic Mapping beruhen, wird diese Methode hier kurz vorgestellt. Detailliert ist sie zum Beispiel beschrieben in [25] und [36].

Um mit dem *symplectic mapping* die numerische Integration der Gleichung 3.3 zu ersetzen, konstruiert man eine Abbildungsvorschrift $\hat{M}(\vartheta, \psi)$, die sogenannte *map* oder *Karte*, in den verallgemeinerten intrinsischen Koordinaten ϑ (intrinsischer poloidaler Winkel) und toroidaler magnetischer Fluss ψ [41].

Die Abbildungsvorschrift \hat{M} bildet die Variablen (ϑ, ψ) an der toroidalen Position φ_k auf die an der Position φ_{k+1} ab. Man bestimmt dabei die Lösungen von Gleichung 3.3 in N Schritten jeweils an den Positionen $\varphi_k = 2\pi k/N$ mit $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ und erzeugt so die Abbildungen des Magnetfeldes in N äquidistanten Schritten. Abbildung 3.4 zeigt beispielsweise die Abbildung in die Symmetrieebenen des vom DED in $m/n = 12/4$ gestörten Magnetfeldes. Das hat eine Vierfachsymmetrie und somit kartiert man das Magnetfeld mit $N = 4$ in den vier Symmetrieebenen. Die Definition der Karte \hat{M} für die Abbildung von einer Abbildungsebene bei φ_k in die nächste bei φ_{k+1} schreibt sich als

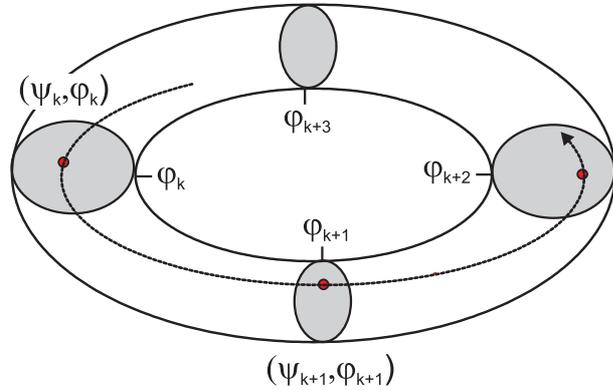


Abbildung 3.4: Skizze zur Kartierung einer Feldlinie (φ_k, ψ_k) an den toroidalen Positionen φ_k mit $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (siehe [41])

$$(\vartheta_k, \psi_k) = \hat{M}(\vartheta_{k+1}, \psi_{k+1}) . \quad (3.10)$$

Führt man diese Abbildung N mal hintereinander aus, so ist man wieder an derselben toroidalen Position φ , die Abbildung $(\hat{M})^N$ heist daher *Umkehr-Karte*.

Die Abbildungsvorschrift \hat{M} zur Lösung der ungestörten Version von Gleichung 3.3 mit $(\epsilon = 0)$ ist somit alleine durch das $q(\psi)$ -Profil bestimmt. Aus $H_0 = \int \frac{d\psi}{q(\psi)}$, wobei das Integral über eine den Umfang einer Flussfläche mit ψ geht, folgt dann, dass die *Rotationstransformierte* $\iota(\psi) = 1/q(\psi)$ die nötige Abbildungsvorschrift ist. Über das q -Profil kann man für das ungestörte Tokamak Gleichgewicht also die Berechnung von $(\varphi_{k+1}, \psi_{k+1})$ durchführen. Die Abbildung erfolgt dann mit der sogenannten *twist map* [25]

$$\begin{aligned} \psi_{k+1} &= \psi_k \\ \vartheta_{k+1} &= [\vartheta_k + 2\pi\iota(\psi_k)] . \end{aligned} \quad (3.11)$$

Die Konstruktion der Karte \hat{M} für nicht symmetrische Fälle erfordert mathematische Methoden, die hier nicht beschrieben werden können. Für das durch das DED-Störfeld sto-

chastisierte Magnetfeld an TEXTOR wurde mit einer *Hamilton-Jakobi-Methode* [36, 42] die Karte \hat{M}_{DED} erzeugt, mit der flusserhaltend für beliebige toroidale Schnitte die Position der Feldlinien ohne numerische Integration der Gleichung 3.3 bestimmt werden kann. Da die Störung durch einen separaten Term in der Hamiltonfunktion (siehe Gleichung 3.5) eingeführt wird, erzeugt man eine sogenannte *perturbed twist map*. Diese ist definiert durch

$$\begin{aligned}\psi_{k+1} &= \psi_k - \epsilon \frac{\partial S(\vartheta_k, \psi_{k+1})}{\partial \vartheta_k} \\ \vartheta_{k+1} &= \vartheta_k + \frac{2\pi}{Nq(\psi_{k+1})} + \epsilon \frac{\partial S(\vartheta_k, \psi_{k+1})}{\partial \psi_{k+1}}.\end{aligned}\quad (3.12)$$

Darin ist $S(\vartheta_k, \psi_{k+1})$ die Funktion, welche die Karte generiert. Diese wird mittels Integration im angesprochenen *Hamilton-Jakobi-Formalismus* bestimmt [42].

Diese in Gleichung 3.12 beschriebene Karte ist flusserhaltend, das heißt sie ist *simplektisch*. Die genauen mathematischen Zusammenhänge und verschiedene Lösungsansätze zur Bestimmung von $S(\vartheta_k, \psi_{k+1})$ sind zu finden in [36, 41, 42, 43].

3.2.3 Darstellung der Magnetfeldtopologie

Zur Darstellung der mit den oben beschriebenen Verfahren gewonnenen Ergebnissen haben sich zwei Methoden etabliert: Der *Poincaré Plot* und der *Laminar Plot*.

Zur Erstellung der in dieser Arbeit verwendeten Abbildungen dieser zwei Typen wurde in erster Linie der *ATLAS*-Code [25] verwendet. Es beruht auf der simplektischen Karte \hat{M}_{DED} , die eigens für das DED Szenario entwickelt wurde. Es enthält Routinen zur sukzessiven Berechnung eines magnetischen Gleichgewichtes, des mit DED Störfeld resultierenden Störspektrums und mit diesen Eingaben arbeitenden Routinen zur Berechnung der *Poincaré*- und *Laminar*-Plots.

Poincaré-Plots

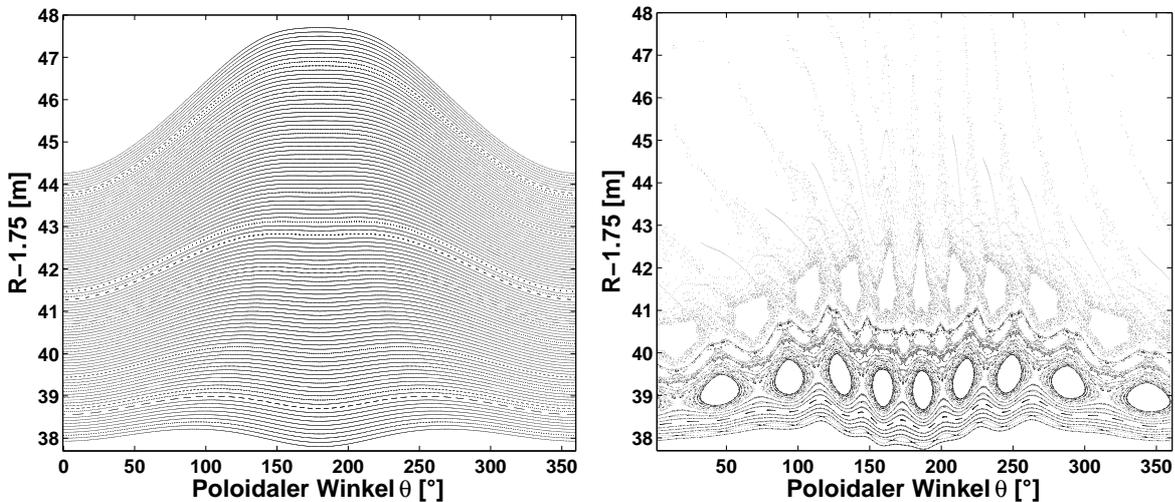
Ein *Poincaré Plot* wird erzeugt, indem man einen oder mehrere Startpunkte für Feldlinien festlegt und die Koordinaten der Durchstosspunkte der Feldlinien durch eine poloidale Schnittebene an der toroidalen Position φ_k berechnet und diese aufträgt. Bei den in Abbildung 3.4 dargestellten Symmetrieebenen handelt es sich um solche sogenannte *Poincaré-Ebenen*, auf denen die Durchstosspunkte mittels einer geeigneten Karte \hat{M} berechnet werden und dann wie in Abbildung 3.5 dargestellt, in der entlang des poloidalen Winkels entfalteten (θ, r) -Darstellung aufgetragen werden.

Sowohl mit simplektischen Karten wie \hat{M} als auch mittels numerischer Integration der Bewegungsgleichungen können solche *Poincaré*-Plots für alle toroidalen Positionen φ_k berechnet werden. Diese *Poincaré*-Plot Technik ist eine in der nichtlinearen Dynamik häufig verwendete Methode, bei der die Dimension des Problems von 3 auf 2 reduziert wird. Im *Poincaré*-Plot wird die Struktur des Magnetfeldes sichtbar: In Abbildung 3.5 (a) ist ein *Poincaré*-Plot für ein ungestörtes Magnetfeld dargestellt. Man sieht die magnetischen Flussflächen, wobei die verschiedenen radialen Positionen der Flussflächen entlang des poloidalen Winkels durch die Shafranov-Verschiebung und durch die Auswahl der zur Darstellung verwendeten radialen Koordinate verursacht werden.

Da dies in allen verwendeten Darstellungen eine Rolle spielt hier eine kurze Erläuterung: Betrachtet man die äußerste eingezeichnete Flussfläche, die *LCFS* für dieses Szenario, so sieht man, das an der Niederfeldseite bei $\vartheta = 0^\circ$ deren radiale Position $r_{LCFS}(\vartheta = 0^\circ) = 0,443 \text{ m}$ beträgt und auf der Hochfeldseite bei $\vartheta = 180^\circ$ mit der Position des DED-Targets übereinstimmt $r_{LCFS}(\vartheta = 180^\circ) = 0,477 \text{ m}$. Das Plasma ist für dieses Szenario in Richtung des DED-Targets verschoben, so das für diesen ungestörten Fall das Target die limitierende Oberfläche darstellt und somit die LCFS definiert.

Die *y*-Achse bezeichnet als radiale Koordinate den geometrischen Abstand vom Zentrum des unverschobenen Plasmas bei $R_0 = 1,75 \text{ m}$ und sie trägt in sofern den Plasmakoodinaten keine Rechnung. Die beschriebene Wellenform des LCFS kommt also zunächst einfach durch die Definition der radialen Koordinate zu Stande. Verfolgt man nun die eingezeichneten Flussflächen entlang des poloidalen Winkels so sieht man mit abnehmender radialer Position, also nach Innen gehend, das sich die Ausprägung der Wellenform verringert. Die Differenz zwischen der Position einer Flussfläche and der LFS und der HFS wird also kleiner. Dieses Verhalten ist verursacht durch die differentielle Verschiebung der Flussflächen gegeneinander, die Shafranov-Verschiebung.

Die dargestellte Form der berechneten Flussflächen und im Weiteren auch die Lage der Strukturen in der stochastisierten Randschicht, wird also durch die Shafranov-Verschiebung und die Plasmaverschiebung, beides relativ zum geometrischen Mittelpunkt des TEXTOR-Gefäßes, verursacht.



(a) Struktur des ungestörten Magnetfeldes (b) Struktur des resonant gestörten Magnetfeldes

Abbildung 3.5: Poincaré Plots ($\beta_{pol} = 1.0, I_{DED} = 0kA/15kA, I_P = 400kA, \varphi = 0^\circ$)

Abbildung 3.5(b) zeigt die Struktur des Magnetfeldes für ein durch den DED gestörtes Gleichgewicht. In diesem Poincaré-Plot sind die berechneten Durchstosspunkte aller vier toroidalen Symmetrieebenen in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration aufgetragen. Man sieht deutlich die resonante und damit auf den Randbereich lokalisierte Zerstörung der Flussflächen im Rechenvolumens. Radial einwärts sind die noch nicht aufgelösten Inselketten zu sehen und weiter innen die intakten Flussflächen, als Übergang zum eingeschlossenen Plasmavolumen.

Laminar-Plots

Zur Darstellung der Magnetfeldtopologie als *Laminar Plot* berechnet man mittels Feldlinienverfolgung die *Verbindungslänge* L_c der Feldlinien. Das ist die Länge welche die Feldlinie zurücklegt, bis sie nach einer maximalen Anzahl von toroidalen Umläufen an einer Wand ankommt und dort verloren geht. Da die Feldlinien in der TEXTOR-DED Geometrie vor den DED Spulen, also an der Hochfeldseite abgelenkt werden, führen sie typischerweise ganzzahlige Vielfache eines poloidalen Umlaufes aus, bevor sie auf das *DED-Target* treffen. Die verwendete Einheit in den Laminar-Plots sind daher *poloidale Umläufe* (*p.U.*).

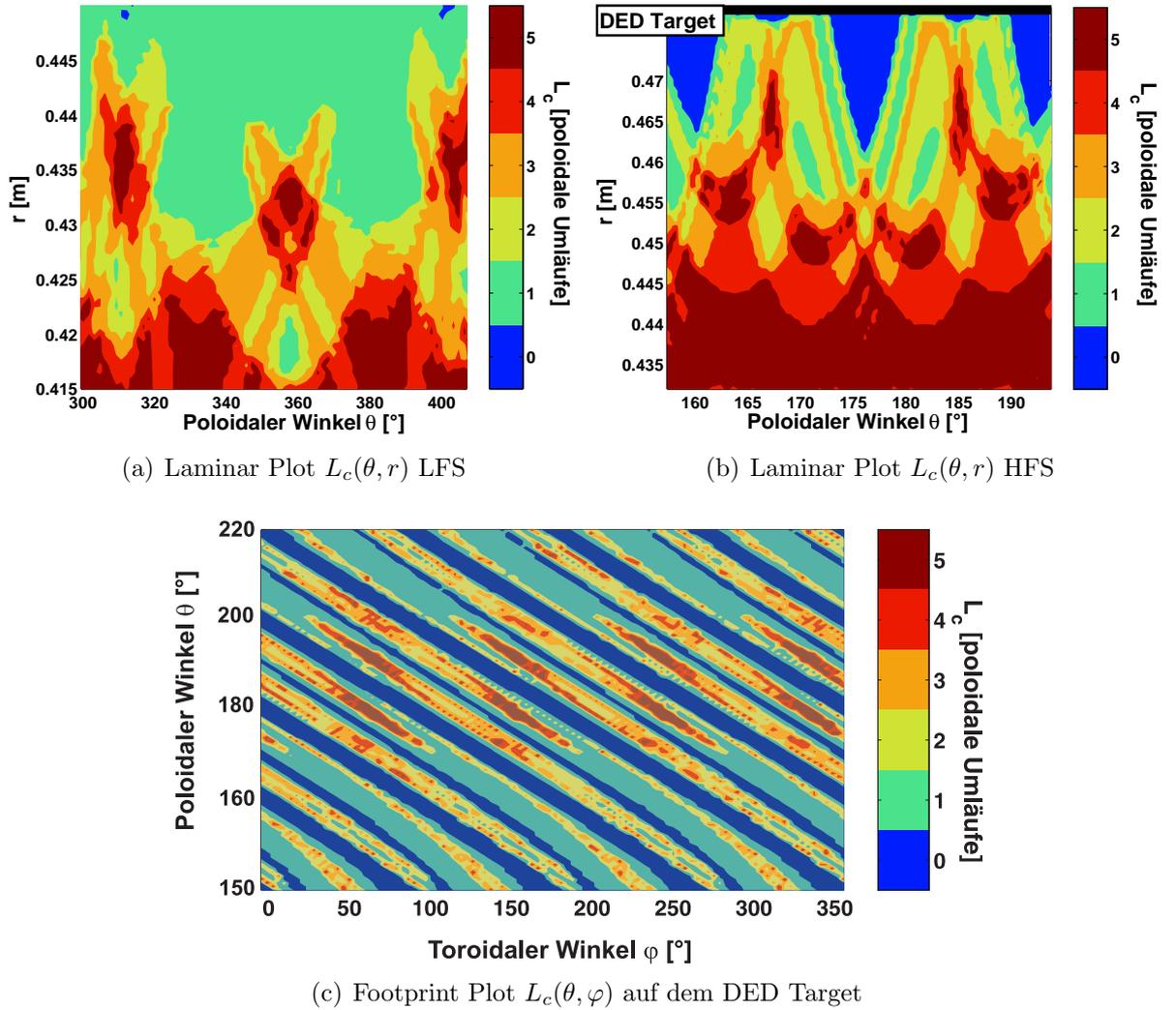


Abbildung 3.6: Laminar Plots in den verschiedenen Darstellungsbereichen

($\beta_{pol} = 0, 5$, $I_{DED} = 15kA$, $I_P = 400kA$, $\varphi = 0^\circ$, $R_0 = 1,75 m$)

Im *Laminar Plot* stellt man die so ermittelten Verbindungsängen L_c in der entfalteten Poincaré Ebene dar, man erhält eine farbkodierte $L_c(\theta, r)$ Darstellung, wie sie beispielhaft in Abbildung 3.6 (a) für die *Niederfeldseite* (*LFS*) und in Abbildung 3.6 (b) für die *Hochfeldseite* (*LFS*) dargestellt ist. Die Berechnung der L_c kann an jeder beliebigen Position der Feldlinien erfolgen, also auch an den Auftreffpunkten der Feldlinien am DED-Target.

Dort erhält man dann einen laminaren Plot $L_c(\vartheta, \varphi)$, den sogenannten *Footprint-Plot*. Ein Beispiel ist zu sehen in Abbildung 3.6 (c).

Diese Laminar-Plots stellen die Struktur der Feldlinien mit kurzen Verbindungsängen dar, welche in der Poincaré-Darstellung nicht zu sehen sind. Diese Feldlinien schneiden die Poincaré-Ebene nicht oft und bilden sich daher durch nur wenige Durchstossungspunkte in dieser ab. Nur mittels der laminaren Plots ist es also möglich die Struktur, die sich bei näherer Betrachtung als *fraktal* erweist [44], zu analysieren.

3.3 Die Magnetfeldtopologie der Randschicht in TEXTOR-DED

Mit den zuvor eingeführten Methoden zur Darstellung der Magnetfeldtopologie unter Einfluss des DED Störfeldes ist eine detaillierte Analyse der induzierten Struktur möglich. Diese wurde in Vorbereitung zu den experimentellen Kampagnen mit dem DED durchgeführt und die oben beschriebenen Werkzeuge *ATLAS-Code* und *GOURDON-Code* entwickelt. Detailliert sind diese Untersuchungen beschrieben in [19, 21, 25, 27, 36].

Abbildung 3.7 zeigt für ein möglichen Satz von Parametern eines Plasmaszenarios ($\beta_{pol} = 0.4, I_{DED} = 15 \text{ kA}, I_P = 400 \text{ kA}, m/n = 12/4, \varphi = 0^\circ, R_0 = 1,75 \text{ m}$) die resultierende Magnetfeldtopologie unter Einfluss des DED. Radial von innen nach außen betrachtet lassen sich im Randbereich des Plasmas drei Bereiche unterscheiden:

Die Feldlinien im Bereich der resonanten Flussflächen werden durch die resonante Kopplung der Störfeldkomponenten $|h_{mn}|$ abgelenkt und formen *Inselketten* [45]. Die Feldlinien in diesem Bereich sind auf den Inseloberflächen gebunden und ihr radialer Versatz ist auf die Breite $\Delta\psi_{mn}$ der Inseln begrenzt. Die Positionen der Inselketten in einem vorgegeben Gleichgewicht hängen vom Störspektrum im ausgewählten Plasmaszenario ab. Der hier dargestellte Fall erzeugt das in Abbildung 3.3 (b) dargestellte Störspektrum mit dem Schwerpunkt um die poloidale Modenzahl $m = 13$.

Die Breite der Inseln $\Delta\psi_{mn}$ auf einer resonanten Flussfläche mit der poloidalen Modenzahl m und der toroidalen Modenzahl n hängt wie folgt von den Störfeldkomponenten $|h_{mn}|$ und dem q-Profil $q(\psi)$ ab

$$\Delta\psi_{mn} = 4 \left| \frac{\epsilon h_{mn}(\psi)}{dq(\psi)^{-1}/d\psi} \right|. \quad (3.13)$$

In Bereich der Inselketten die auf Flussflächen resonant zu den stärksten Störfeldkomponenten entstehen, kann die Ausdehnung $\Delta\psi_{mn}$ der entstehenden Inseln größer sein als der Abstand zur nächsten resonanten Flussfläche $|\psi_{mn} - \psi_{m+1n}|$. Dann Überlappen die Inselketten und die Feldlinien füllen das Volumen zwischen den Inselketten vollständig aus. Sie können zu jedem Zeitpunkt jedem Ortspunkt in diesem Volumen beliebig nahe kommen, das Verhalten der Feldlinien in diesem Bereich wird *ergodisch*, er wird daher als *ergodische Zone* bezeichnet. Dieses geometrische Kriterium für das Einsetzen einer Ergodisierung des magnetischen Gleichgewichtes wird beschrieben durch den *Chirikov Parameter* σ_{Chir}

$$\sigma_{Chir} = \frac{\Delta\psi_{m,n} - \Delta\psi_{m+1,n}}{2|\psi_{m+1,n} - \psi_{m,n}|}. \quad (3.14)$$

Wenn $\sigma_{Chir} > 1$ gilt, wird der Bereich im Allgemeinen als ergodisiert betrachtet. Was dieser Parameter für den Effekt der so als ergodisch eingestuft Bereiche bedeutet wird in Abschnitt 3.4 genauer erläutert. Hier sei betont, dass es sich um eine strukturelle Größe handelt, deren Aussage über den Grad der Ergodisierung und den Effekt auf den Transport im Plasma beschränkt ist. Denn die Inseln werden, wenn sie überlappen, nicht zwangsläufig vollständig aufgelöst. So können in einem in der Hauptsache ergodischen Volumen, in dem $\sigma_{Chir} > 1$ gilt, Inselreste verbleiben, deren Feldlinien weiter an die Inselposition gebunden sind und die somit keine ergodischen Eigenschaften haben. Abgesehen von diesen nicht vollständig ergodisierten Bereichen unterscheiden sich ergodische Feldlinien von den durch die Inseln eingeschlossenen Feldlinien aber durch ihre erhöhte radiale Diffusion. Sie können nach jedem toroidalen Umlauf jeden Punkt in der Poincaré-Ebene schneiden, die im ergodischen Bereich liegt. Dieser ist daher, wie in Abbildung 3.7 sichtbar, annähernd mit Punkten ausgefüllt.

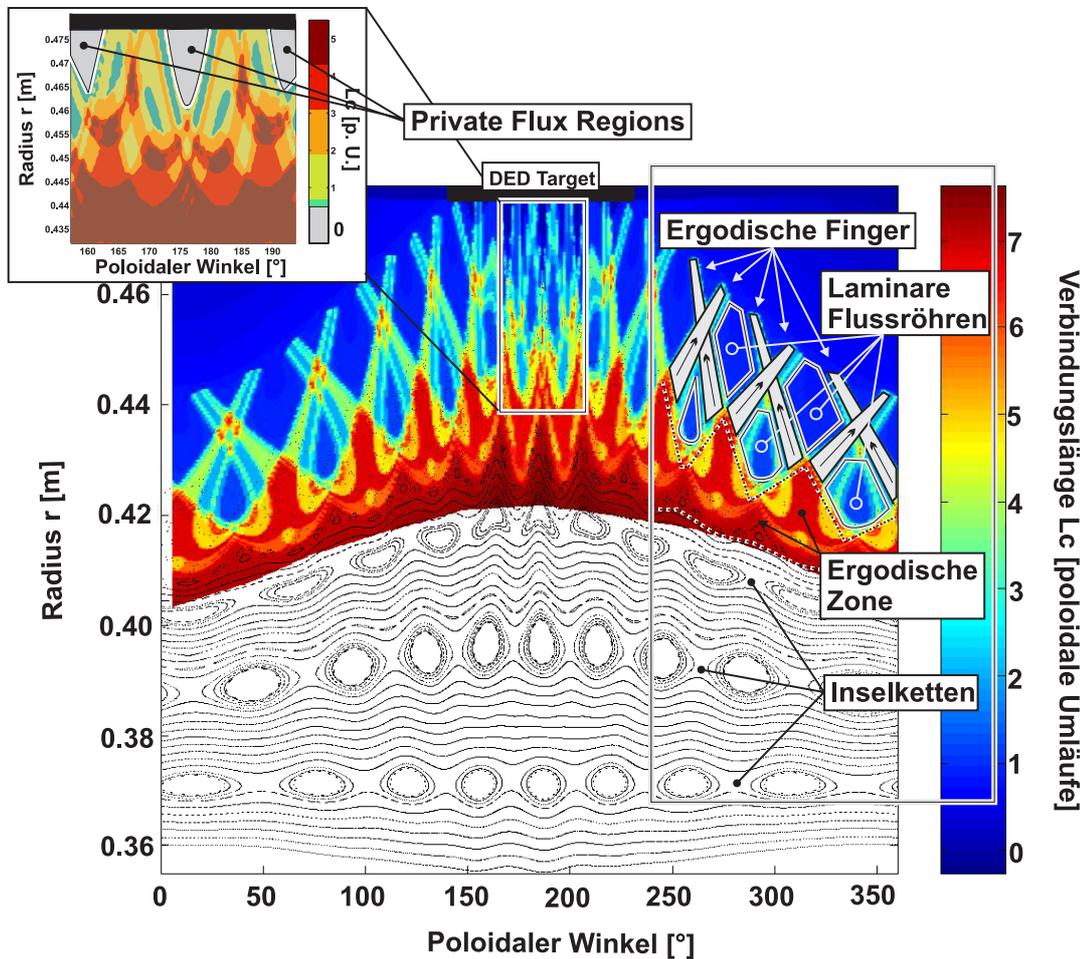


Abbildung 3.7: Darstellung der Magnetfeldtopologie mittels Kombination von *Laminar Plot* und *Poincaré Plot* berechnet mit dem ATLAS-Code. Die charakteristischen Bereiche sind schematisch eingezeichnet (siehe Text). Oben links ist eine Vergrößerung des Nahfeldbereiches vor den DED-Target zu sehen.

Als dritte distinkte Region kann man in der gestörten Magnetfeldtopologie die sogenannte *laminare Zone* abgrenzen. In der Nahfeldzone vor dem DED-Target an der Hochfeldseite

ist der radiale Versatz den die Feldlinien erfahren so groß, dass sie unmittelbar auf das DED Target abgelenkt werden. Die Feldlinien dieses Bereiches gehen innerhalb von einigen poloidalen Umläufen verloren. Sie bilden sich dadurch im Poincaré-Plot durch nur wenige bis gar keine Punkte ab und haben kurze Verbindungslängen L_c .

Der in Abbildung 3.7 überlagerte laminare Plot zeigt die Struktur des Magnetfeldes in dieser Region mittels der Verteilung der Verbindungslängen $L_c(\theta, r)$. Man sieht, dass die Feldlinien mit bis zu fünf poloidalen Umläufen eine Substruktur ausprägen. Sie besteht aus ausgedehnten Bereichen von Feldlinien mit $L_c = 1, 2$ poloidalen Umläufen, sogenannten *laminaren Feldlinien*. Diese sind eingebettet in Bereiche, die aus Feldlinien mit $L_c > 5$ (rot) bestehen. Diese Feldlinien zählen aufgrund ihrer großen Verbindungslänge zu den ergodischen Feldlinien, was im Vergleich mit dem Poincaré-Plot verdeutlicht wird, da die ergodisch durchpunkteten Regionen in den laminaren Plots rot eingefärbt sind. Sie formen nach außen gerichtete fingerartige Strukturen, die als *ergodischen Finger* bezeichnet werden.

Diese heuristische Abgrenzung zwischen laminaren und ergodischen Feldlinien wird in der Beschreibung stochastisierter Systeme durch die *Kolmogorov-Länge* L_K quantifiziert [36]

$$L_K = \pi q(\psi) R_0 \left(\frac{\pi \sigma_{Chir}}{2} \right)^{-4/3}. \quad (3.15)$$

Sie beschreibt die Dekorrelationlänge für die in einem nahe beieinander liegenden Bereich startenden Feldlinien. Ist die Verbindungslänge L_c dieser Feldlinien kürzer als L_K , so sind sie auf ihrem gesamten Weg korreliert, entfernen sich also nur wenig voneinander. Diese Feldlinien mit $L_c < L_K$ entsprechen den laminaren Feldlinien. Für die ergodischen Feldlinien gilt damit $L_c > L_K$, sie weisen ein hohes Maß an Dekorelation auf.

Die Laminar-Plots zeigen, dass neben diesen ausgedehnten laminaren und ergodischen Regionen im Übergangsbereich kleine Bereiche gleicher Verbindungslänge mit Werten $3 p.U. \leq L_c \leq 5 p.U.$ existieren.

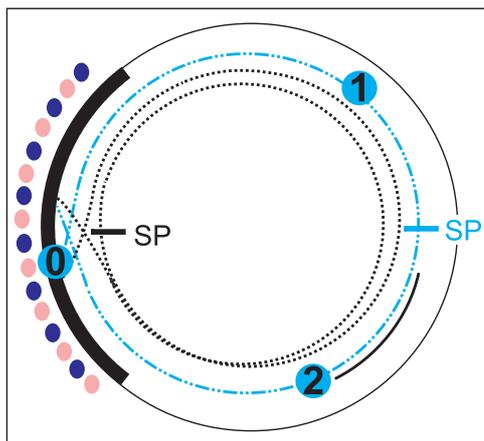
Die gesamte heterogene Nahfeldzone mit der charakteristischen Struktur aus den mit laminaren Feldlinien gefüllten Bereichen und den ergodischen Fingern wird im Ganzen als *laminare Zone* bezeichnet. Der Plasma-Wandkontakt in der stochastisierten Randschicht wird bestimmt durch diese laminare Zone. Die detaillierte feinskalige Struktur dieser Nahfeldzone wird deutlich in den in Abbildung 3.6 dargestellten Laminar-Plots an Hochfeldseite, Niederfeldseite und auf dem DED Target (Footprint Plot).

Der Footprint Plot zeigt, dass sich auf dem DED Target in $m/n = 12/4$ Moden Konfiguration vier Paare von Abdrücken der Auftreffpunkte der Feldlinien ausprägen. Die Paare sind jeweils von einander getrennt durch Bereiche mit $L_c = 0$ (blau), also Feldlinien, die in weniger als einem poloidalen Umlauf sofort wieder auf das DED Target abgelenkt werden. Diese Region bezeichnet man in Anlehnung an den korrespondierenden Bereich im poloidalen Divertor (siehe Abbildung 2.3) als *private flux region*. Die Feldlinien in den laminaren Flussröhren ($L_c = 1, 2$) und den ergodischen Fingern ($L_c > 5$) formen innerhalb der Abdrücke auf dem DED-Target zusammenhängende, toroidal elongierte Regionen.

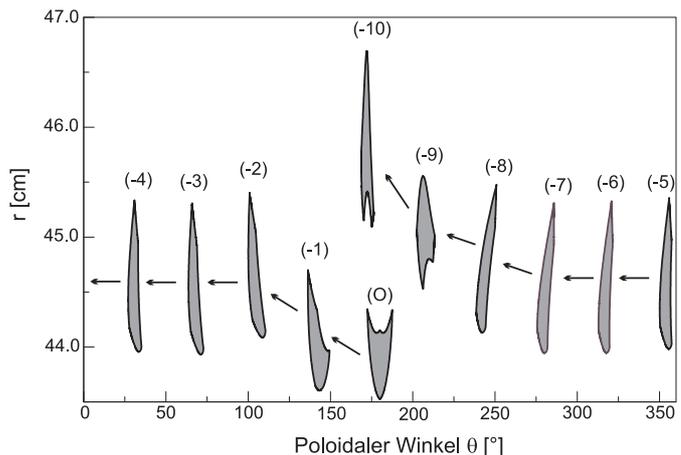
Die radiale Verteilung der Verbindungslängen zeigt sich in den beiden Laminar-Plots an

Hoch- und Niederfeldseite: Feldlinien in den ergodischen Fingern verbinden Bereiche des Rechenvolumens radial weiter Innen mit dem DED-Target. Verfolgt man die Feldlinien der Bereiche mit $L_c = 1, 2$ auf der Niederfeldseite, so sieht man wie in [25] beschrieben, dass die laminaren Feldlinien zu einer direkten Verbindung mit den entsprechenden Bereichen auf dem Target führen.

Abbildung 3.8 zeigt das Verhalten der laminaren Feldlinien mit $L_c = 1, 2$ während ihres toroidalen Umlaufweges. In Abbildung 3.8 (a) wird zunächst die poloidale Projektion des Feldlinienweges skizziert. Es tritt eine einfache poloidale Symmetrie der laminaren Flussröhren zu Tage: Feldlinien mit $L_c = 1$ starten auf dem Target, laufen poloidal einmal um, kreuzen sich vor dem DED Target und treffen, wohlgeordnet an toroidal unterschiedlichen Positionen, in den entsprechenden Bereichen mit $L_c = 1$ auf dem DED-Target auf. Der Symmetriepunkt dieser Feldlinien liegt auf der Niederfeldseite in der Mittelebene. Von diesem Punkt aus folgen die Plasmateilchen den Feldlinien in beide Richtungen zum DED-Target, man bezeichnet ihn als *Stagnationspunkt*. Feldlinien mit $L_c = 2$ nehmen einen analogen Weg, jedoch liegt bei ihnen der Stagnationspunkt vor dem DED-Target und sie machen zwei Umläufe, da sie weiter innen starten und entsprechend ein weiteres mal vor den Spulen abgelenkt werden.



(a) Poloidale Projektion der Feldlinien



(b) Entwicklung einer Flussröhre mit $L_c = 2$

Abbildung 3.8: Struktur und Entwicklung der laminaren Flussröhren mit $L_c = 1, 2$: Abbildung (a) zeigt die poloidale Projektion der Feldlinien mit $L_c = 1$ (blau) und $L_c = 2$ (schwarz) (aus [25]). Eingezeichnet sind für die Feldlinie mit $L_c = 1$ die Durchstosspunkte nach k toroidalen Umläufen. Abbildung (b) zeigt die Entwicklung der Feldlinien im Bereich einer Flussröhre mit $L_c = 2$, verfolgt in eine Richtung vom Startpunkt (aus [21]).

Abbildung 3.8 (b) zeigt das toroidale Verhalten der laminaren Feldlinien aus einem ausgewählten zusammenhängenden Bereich mit $L_c = 2$ an der Hochfeldseite (siehe auch [34]). In allen vier toroidalen Symmetrieebenen des $m/n = 12/4$ gestörten Magnetfeldes wurde das Feldlinienbündel entgegen des Uhrzeigersinns gemappt und das Resultat für alle Umlaufpunkte in einer Poincaré-Ebene dargestellt. Zwei Dinge treten zu Tage: Die radiale Position des Feldlinienbündels wird nur im Bereich der DED Spulen beeinflusst. Außer-

halb bleibt sie konstant, die Feldlinien werden also nur direkt vor dem DED abgelenkt. Des weiteren ist die Fläche des Feldlinienbündels erhalten, also aus dem verfolgten Bündel gehen keine Feldlinien verloren. Das heißt, dass ein zusammenhängender Feldlinienbereich an einer toroidalen Position auch an allen anderen toroidalen Positionen gefunden wird. Die laminaren Feldlinien dieser ausgedehnten Bereiche prägen also Röhren aus, die sogenannten *laminaren Flussröhren*.

Der Nahfeldbereich des DED erzeugt also eine *laminare Zone*, die aus zusammenhängenden Bereich von Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen besteht. Diese formen *laminare Flussröhren* mit hoher poloidaler Symmetrie. Sie sind umrandet von *ergodischen Fingern* die das ergodisierte Volumen mit dem Bereich der laminaren Zone verbinden.

Für diese beiden Feldlinientypen wird ein unterschiedliches Transportverhalten erwartet: Entlang der laminaren Feldlinien strömt das Plasma hauptsächlich parallel zum DED-Target. Die ergodischen Finger hingegen öffnen durch einen diffusiven Charakter radiale Transportkanäle und durchbrechen so die toroidale Symmetrie des äußeren Magnetfeldvolumens. Die Grundlagen zum Transport in den verschiedenen Bereichen der gestörten Magnetfeldtopologie werden im folgenden Absatz erläutert.

3.4 Grundlagen zum Transport in einer stochastisierten Plasmarandschicht

Theoretische Voruntersuchungen, wie sie beispielsweise in [19, 21, 46] beschrieben sind, haben gezeigt, dass der zu Stande kommende Transport von Teilchen und Energie zur Wand in erster Linie bestimmt wird durch die Eigenschaften der Feldlinien in der stochastisierten Plasmarandschicht. Dort sind Feldlinien mit kurzer Verbindungslänge zur Wand durchmischt mit fingerartig geformten Bereichen ergodischer Feldlinien. Der stochastisch-diffusive Charakter dieser *ergodischen* Feldlinien steht in Konkurrenz zum dominierenden parallelen Transport in Bereichen von Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen, den *laminaren Feldlinien*. Es wird daher erwartet, daß das sich einstellende Transportverhalten ähnlich heterogen sein wird, wie die magnetische Topologie selbst.

In diesem Kapitel wird basierend auf [47] eine kurze Einführung über die Beschreibung des Transportes von Teilchen, Energie und Impuls im Plasma zur Ableitung der im EMC3/EIRENE Code verwendeten Modellgleichungen [27] gegeben. Die Vorstellungen über den unterschiedlichen Transport in den laminaren und den ergodischen Bereichen werden dargelegt und zwei Ansätze zur Analyse des Transportes in den ergodischen Bereichen zur späteren Einordnung besprochen.

3.4.1 Beschreibung des Plasmas im Flüssigkeitsbild

Zur Beschreibung der Teilchenbewegung betrachtet man ein magnetisiertes Plasma, in dem die Ionen und Elektronen an die Magnetfeldlinien gebunden sind (siehe z.b. [4]). Sie gyrieren durch die nicht parallelen Geschwindigkeitskomponenten v_{\perp} um die Feldlinien mit dem *Lamorradius* $r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}$ und der Gyrationfrequenz $\omega_c = \frac{|q|B}{m}$. In dieser Betrachtung, dem *Einteilchenbild*, wird die Wechselwirkung der Teilchen im Plasma vernachlässigt und man kann so die freie Bewegung der einzelnen Teilchen im

einschließenden Magnetfeld analysieren.

Diese Vereinfachung ist nur in einem Plasma mit geringer Dichte in erster Näherung ausreichend. Zum Studium der kollektiven Effekte in einem Hochtemperaturplasma betrachtet man im Rahmen der *kinetischen Theorie* das Plasma als Ensemble aus N geladenen Teilchen der Sorte a, b, c, \dots , bestehend aus verschiedenen Spezies, den Elektronen und Protonen der Wasserstoffisotope sowie verschiedener schwererer Verunreinigungsionen [47]. Das Plasma lässt sich damit durch einen Satz von Verteilungsdichtefunktionen $f_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ ($k = a, b, c, \dots$) für jede Spezies beschreiben, die jeweils auf einem sechsdimensionalen Raum definiert sind, dem sogenannten *Phasenraum* [48]. Jedes Teilchen wird repräsentiert als Punkt \vec{s} (\vec{r}, \vec{v}) im Phasenraum² und die Verteilungsdichtefunktion $f_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ beschreibt die Anzahl der Teilchen der Spezies k im Phasenraumvolumen (d^3r, d^3v)

$$f_k(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r d^3v . \quad (3.16)$$

Mit der Erhaltung der Teilchenzahl im betrachteten Phasenraumvolumen gilt $df_k/dt = 0$ und mit der Definition für das zeitliche Differential im Phasenraum erhält man die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{df_k}{dt} = \frac{\partial f_k}{\partial t} + \nabla f_k \frac{d\vec{r}}{dt} + \nabla_v f_k \frac{d\vec{v}}{dt} = 0 . \quad (3.17)$$

Aus 3.17 folgt mit den Bewegungsgleichungen $d\vec{x}/dt = \vec{v}$ und $d\vec{v}/dt = \vec{F}/m$ die Grundgleichung der kinetischen Theorie zur Beschreibung des Plasmas:

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \vec{v} \nabla f_k + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \nabla_v f_k = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{Stoss} . \quad (3.18)$$

Dabei werden die Feldstärken \vec{E} und \vec{B} auf der linken Seite als gemittelte, *makroskopische* Größen betrachtet, die mit der über den Geschwindigkeitsraum gemittelten Stromdichte \vec{j} und Ladungsdichte ρ aus den Maxwellgleichungen bestimmt werden. Der Ausdruck $\left(\frac{\partial f_a}{\partial t} \right)_{Stoss} \equiv C_a$ auf der rechten Seite wird als *Stoßterm* bezeichnet und man fasst in ihm die mikroskopischen Größen, zum Beispiel die elektromagnetische Wechselwirkung innerhalb der Debye-Kugel, zusammen. Damit ist das komplexe Problem der gegenseitigen Wechselwirkung der Konsituenten des Plasmas auf die Bestimmung des Stoßterms reduziert.

Der Übergang von dieser statistischen Beschreibung als Vielteilchensystem im Phasenraum in den Ortsraum zur Ableitung von experimentell zugänglichen Messgrößen erfolgt über die Bildung der statistischen Momente der Verteilungsdichtefunktion $f_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ im Geschwindigkeitsraum. Das n -te Moment $\langle f_k \rangle^n$ der Verteilungsdichtefunktion $f_k(\vec{r}, \vec{v}, t)$ im Geschwindigkeitsraum ist dabei definiert als

$$\langle f_k(\vec{r}, \vec{v}, t) \rangle^n = \int \vec{v}^n f_k(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v . \quad (3.19)$$

Mit diesen Momenten $\langle f_k \rangle^n$ beschreibt man das Plasma als *Flüssigkeit* zusammengesetzt aus den verschiedenen Spezies $k = a, b, c, \dots$ mittels der makroskopischen Plasmaparameter Teilchendichte $n_k(\vec{r}, t)$, der mittleren Fluidgeschwindigkeit $\vec{u}_k(\vec{r}, t)$ und dem skalaren

²Quantenmechanisch nimmt jedes Teilchen im Phasenraum durch die Unbestimmtheitsrelation eine Zelle mit dem Volumen $\hat{V} = (2\pi\hbar)^f$ ein, wobei f die Dimension des Phasenraumes ist [48].

Druck $p_k(\vec{r}, t) = n_k(\vec{r}, t) T_k(\vec{r}, t)$ [11]:

$$\begin{aligned}
 \text{Teilchendichte (0. Moment)} : \quad & n_k(\vec{r}, t) = \int f_k(t, \vec{r}, \vec{v}) d^3v \\
 \text{Fluidgeschwindigkeit (1. Moment)} : \quad & \vec{u}_k(\vec{r}, t) = n_k(\vec{r}, t)^{-1} \int \vec{v} f_k(t, \vec{r}, \vec{v}) d^3v \quad (3.20) \\
 \text{Temperatur (2. Moment)} : \quad & k T_k(\vec{r}, t) = \frac{m_k}{3n_k} \int \vec{w}_k^2 f_k(t, \vec{r}, \vec{v}) d^3v
 \end{aligned}$$

Bei der Ableitung der Temperatur wird dabei $\vec{w}_k = \vec{v} - \vec{u}_k$ als thermische Geschwindigkeit jedes Teilchens im Flüssigkeitsvolumen definiert.

Entsprechend erhält man mit den Stoßtermen C_k aus dem nullten, ersten und zweiten Moment der kinetischen Gleichung 3.18 die Teilchen-, Impuls- und Energiebilanz im Flüssigkeitsbild für eine Spezies k :

Teilchenbilanz (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla(n_k \vec{u}_k) = \int C_k d^3v \quad (3.21)$$

Die Teilchendichte $n_k(\vec{r}, t)$ ist durch die Divergenz des Teilchenstromes $\vec{\Gamma} = n_k \vec{u}_k$ und die durch den Stoßterm beschriebenen Teilchenquellen (z.B. Ionisation durch Stöße von Elektronen (Spezies a) mit Neutralen (Spezies b)) definiert.

Mit der *konvektiven Ableitung* $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_k \cdot \nabla$ lässt sich in der kinetischen Gleichung die Zeitabhängigkeit über den Flüssigkeitsstrom ausdrücken und man erhält durch Multiplikation des ersten Momentes von Gleichung 3.18 mit der Masse der Spezies m_k die Impulsbilanz als Kraftgleichung:

Impulsbilanz (Kraftgleichung)

$$m_k n_k \left(\frac{\partial \vec{u}_k}{\partial t} + (\vec{u}_k \cdot \nabla) \vec{u}_k \right) + \nabla \mathbf{P}_k = q_k n_k (\vec{E} - \vec{u}_k \times \vec{B}) + \int m_k \vec{v} C_k d^3v \quad (3.22)$$

Darin ist q_k die Ladung der jeweiligen Spezies und \mathbf{P} der Drucktensor mit den Elementen $P_{\alpha\beta} = p \delta_{\alpha\beta} + \pi_{\alpha\beta}$, wobei $\pi_{\alpha\beta} = nm \langle w_\alpha w_\beta - \frac{v^2}{3} \delta_{\alpha\beta} \rangle$ die Elemente des Viskositätstensor $\mathbf{\Pi}$ sind. Die Beschleunigung eines Fluidelementes ist hiernach durch die äußeren Kräfte bestimmt, wobei neben den makroskopischen Feldern \vec{E} und \vec{B} im ersten Moment des Stoßterms auf der rechten Seite die mikroskopischen Kräfte (z.B. Reibungskräfte) und Impulsquellen (z.B. durch Stöße mit anderen Teilchen) bzw. -senken erfasst werden.

Durch Bildung des zweiten Momentes von Gleichung 3.18 und Multiplikation mit $\frac{1}{2m_k}$ folgt die Energiebilanzgleichung im Flüssigkeitsbild:

Energiebilanz (Energiegleichung)

$$\frac{3n_k k}{2} \left(\frac{\partial T_k}{\partial t} + (\vec{u}_k \cdot \nabla) T_k \right) + \mathbf{P}_k \cdot \nabla u_k + \nabla \cdot \vec{q}_k = \frac{m_k}{2} \int \vec{w}_k^2 C_k d^3v \quad (3.23)$$

Im zweiten Moment des Stoßterms C_k auf der rechten Seite sind die mikroskopischen Quellen und Senken für den Energiefluss zusammengefasst und \vec{q}_k ist die Wärmeflussdichte,

die sich als formell drittes Moment aus $f_k(\vec{r}, \vec{w}, t)$ ergibt.

Die genaue Analyse der Stoßterme in allen zuvor angeschriebenen Bilanzgleichungen und die Ableitung der durch die Teilchen-Teilchen Wechselwirkung verursachten Quellen und Senken für die jeweilige Erhaltungsgröße wird jeweils für die betrachtete Problemstellung gemacht. Ein Beispiel für eine explizite Behandlung eines Elektronen-Ionen Plasmas wird in Abschnitt 3.4.2 an Hand der Modellgleichungen des EMC3/EIRENE Codes besprochen.

Mit der zuvor skizzierten Beschreibung im Rahmen der *Magneto-Hydrodynamik (MHD)* hat man das N-Teilchenproblem im Phasenraum mit $6 \cdot N$ Dimensionen auf die Lösung der drei Fluidgleichungen und die Bestimmung der Stoßterme reduziert. Allerdings ist das in Gleichung 3.21 bis Gleichung 3.23 aufgestellte System nicht geschlossen, da bei der Ableitung der Stoßterme jeweils höhere Momente vorkommen. Um das Gleichungssystem zu schließen muss man weitere Annahmen machen. Im Folgenden werden die im EMC3/Code verwendeten Modellgleichungen eingeführt und die in diesem Code gemachten Annahmen zur Beschreibung der Plasmarandschicht diskutiert.

3.4.2 Modellgleichungen des EMC3/EIRENE Codes

Das EMC3/EIRENE Code Paket besteht aus dem Flüssigkeitscode *EMC3* und dem Neutralteilchencode *EIRENE* [28]. Mit dem EMC3 Code werden die im Folgenden eingeführten vereinfachten, zeitunabhängigen Flüssigkeitsgleichungen gelöst. Der EIRENE Code berechnet die in den Stoßtermen enthaltenen Teilchen-, Energie- und Impulsquellen bzw. -senken die bei der Wechselwirkung des Plasmas mit der Wand entstehen. Beide Codes sind iterativ aneinander gekoppelt und man erhält ein im Rahmen der Annahmen vollständige Beschreibung des Randschichtplasmas. Im Folgenden werden die Modellgleichungen des EMC3 Codes und die von EIRENE gelieferten Quellverteilungen aufgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Ableitung der Modellgleichungen ist zu finden in [27].

Basierend auf den zuvor eingeführten Flüssigkeitsgleichungen behandelt der EMC3-Code das Plasma als Elektronen-Ionen Plasma wobei folgende Annahmen gemacht werden:

- Das Plasma ist stationär, es ist also in einem Gleichgewicht, in dem sich die makroskopischen Plasmaparameter mit der Zeit t nicht ändern.
- Es wird Quasineutralität vorausgesetzt: $n_e(\vec{r}) = n_i(\vec{r}) \equiv n(\vec{r})$.
- Es wird Stromfreiheit vorausgesetzt: $\vec{j} \equiv 0 \rightarrow \vec{u}_e(\vec{r}) = \vec{u}_i(\vec{r}) = \vec{u}(\vec{r})$.

Hiermit ergeben sich wie folgt die Modellgleichungen des EMC3/EIRENE Codes:

Modellgleichung für die Teilchenbilanz

Aufgrund der Quasineutralität wird für die Teilchenbilanz nur eine Spezies, nämlich die der Ionen betrachtet. Damit folgt aus Gleichung 3.21 die stationäre Teilchenbilanz

$$\nabla \cdot (n_i(\vec{r}) \vec{u}_i(\vec{r})) = \int C_i d^3v + S_{ion} \simeq S_{ion} . \quad (3.24)$$

Dabei ist S_{ion} die durch Stöße der Elektronen mit Neutralteilchen verursachte Ionenquellstärke und C_i der Stoßterm der Ionen für Stöße mit sich selbst (C_{ii}), den Elektronen

(C_{ie}) sowie den Neutralen (C_{in}), also $C_i = C_{ii} + C_{ie} + C_{in}$. Die Stöße $Ion \leftrightarrow Ion$ und $Ion \leftrightarrow Elektron$ werden als elastisch betrachtet woraus folgt, dass für die Teilchenbilanz $C_{ii} = C_{ie} = 0$ gilt und mit der Annahme, dass die Ionenstoßionisation klein gegenüber der Elektronenstoßionisation ist ($C_{in} \ll S_{ion}$) wird der Stoßterm C_i in Gleichung 3.24 vernachlässigt. Die verbleibende Ionenquellstärke S_{ion} aus der Elektronenstoßionisation wird mit dem EIRENE-Code berechnet.

Um die Modellgleichungen in ihrer eigentlichen Form anschreiben zu können, müssen die bisher verwendeten kartesischen Koordinaten für \vec{r} und die Ableitungen ∇ in die *krümm-linigen Koordinaten* der helikalen Feldlinien im Tokamak Gleichgewicht überführt werden. Dazu macht man eine Projektion in die Richtung parallel und senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Man verwendet $\vec{s}_{\parallel}(\vec{r})$ als lokalen Einheitsvektor entlang der Magnetfeldlinie und definiert mit $\mathbf{s}_{\perp} \equiv \vec{s}_{\perp} \otimes \vec{s}_{\perp} = \mathbf{I} - \vec{s}_{\parallel} \otimes \vec{s}_{\parallel} \equiv \mathbf{I} - \mathbf{s}_{\parallel}$ den lokalen Tensor, wobei \otimes das *dyadische Produkt* bezeichnet und \mathbf{I} der Einheitsensor ist ([27], S. 11). Damit gilt für die Modellgleichung der Teilchenbilanz:

$$\boxed{\nabla \cdot \left(\vec{s}_{\parallel} u_{i\parallel} n_i - D \mathbf{s}_{\perp} \cdot \nabla n_i \right) = S_{ion} .} \quad (3.25)$$

Man erhält einen parallelen *konvektiven* Transport in Abhängigkeit von der gemittelten parallelen Fluidgeschwindigkeit $u_{i\parallel}$ und einen diffusiven, gradientengetriebenen Anteil senkrecht zu den Feldlinien. Dieser wird bestimmt durch den *Diffusionskoeffizienten* D , dessen senkrechter Anteil als *anomal* angenommen wird und als Eingabeparameter bei der Modellierung gesetzt werden muss.

Modellgleichung für die Impulsbilanz

Ausgehend von der Flüssigkeitsgleichung 3.22 für eine Spezies leitet man mit aus dem zuvor eingeführten Drucktensor \mathbf{P} und mit dem Viskositätstensor $\mathbf{\Pi}$ die stationäre Impulsbilanz für Elektronen (Gleichung 3.26) und Ionen (Gleichung 3.27) ab ³

$$\nabla \cdot (m_e n_e \vec{u}_e \vec{u}_e + \mathbf{\Pi}_e) + \nabla p_e + e n_e (\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}) = \vec{R}_{ei} + \vec{S}_{me} \quad (3.26)$$

$$\nabla \cdot (m_i n_i \vec{u}_i \vec{u}_i + \mathbf{\Pi}_i) + \nabla p_i + Z e n_i (\vec{E} + \vec{u}_i \times \vec{B}) = \vec{R}_{ie} + \vec{S}_{mi} . \quad (3.27)$$

Zur Ableitung der Stoßterme wurde der Impulsübertrag zwischen gleichen Spezies als vernachlässigbar angenommen und mit \vec{R}_{ei} bzw. \vec{R}_{ie} die *Reibungskräfte* zwischen den beiden Spezies als Impulsübertrag betrachtet. Die Terme \vec{S}_{mi} bzw. \vec{S}_{me} beschreibt die mittlere Impulsänderung durch Stöße mit Neutralteilchen.

Mit den bereits angesprochenen Annahmen der Quasineutralität und der Stromfreiheit lässt sich für ein Wasserstoffplasma mit $Z = 1$ aus den Gleichungen 3.26 und 3.27 das elektrische Feld eliminieren. Um das Gleichungssystem zu schließen wird der im Viskositätstensor enthaltene Impulsübertrag in senkrechte und parallele Richtung durch den Gradienten im Geschwindigkeitsfeld genähert und mit dem Diffusionskoeffizienten η_{\parallel} und

³Die Geschwindigkeitsnotation wurde beibehalten: \vec{u}_k ist die Schwerpunktschwindigkeit eines Fluidelementes der Spezies k , \vec{v} ist die Geschwindigkeit der Teilchen und $\vec{w}_k = \vec{v} - \vec{u}_k$ die *thermische Geschwindigkeit* im Fluidelement.

η_{\perp} parametrisiert. Es gilt dann für die beiden senkrechten Richtungen $i = 1, 2$ und die parallele Richtung

$$\pi_{\parallel \parallel} = -\eta_{\parallel} \frac{\partial u_{\parallel}}{\partial x_{\parallel}} \quad \pi_{\parallel \perp i} = -\eta_{\parallel} \frac{\partial u_{\parallel}}{\partial x_{\perp i}} . \quad (3.28)$$

Für die Viskosität wird angenommen, dass in einem Elektronen-Ionen Plasma mit vergleichbaren Temperaturen der Spezies die Ionenviskosität η_{\parallel}^{ion} und η_{\perp}^{ion} überwiegt. Mit diesen weiteren Überlegungen und der Näherung $m = m_i + m_e \simeq m_i$ aus dem Massenverhältniss von Ionen und Elektronen folgt die Modellgleichung für die Impulsbilanz

$$\nabla \cdot \left[m_i n u_{i\parallel} u_{i\parallel} \vec{b}_{\parallel} - \eta_{\parallel} \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla u_{i\parallel} - D \mathbf{b}_{\perp} \cdot \nabla (m_i n u_{i\parallel}) \right] - \vec{b}_{\parallel} \cdot \nabla p = S_m . \quad (3.29)$$

Der Quellterm für den Impuls S_m wird wieder durch EIRENE berechnet und beinhaltet molekulare und atomare Wechselwirkung der Wasserstoffionen und der Elektronen mit den neutralen Wasserstoffatomen und den H_2 und H_2^+ Molekülen.

Modellgleichung für die Energiebilanz

Zur Ableitung der Modellgleichung für die Energiebilanz wird der Stoßterm in Gleichung 3.23 für die Ionen geschrieben als

$$\frac{m_i}{2} \int \vec{w}_i^2 C_i d^3v = Q_{ie} + \vec{u}_i \cdot \vec{R}_{ie} + S_{in} . \quad (3.30)$$

Darin ist \vec{S}_{in} der gegenüber \vec{S}_{ie} dominante Energieverlust der Ionen durch Stöße mit Neutralteilchen und $\vec{u}_i \cdot \vec{R}_{ie}$ die durch Stöße mit den Elektronen verursachte Energieänderung. Q_{ie} ist die Wärmemenge, die durch Stöße von Elektronen auf die Ionen übertragen wird. Sie lässt sich schreiben als $Q_{ie} = 3m_e n_e / m_i \tau_e (T_e - T_i)$, wobei τ_e die mittlere Stoßzeit ist. Für die Elektronen lässt sich ein entsprechender Stoßterm ableiten zu

$$\frac{m_e}{2} \int \vec{w}_e^2 C_e d^3v = Q_{ei} + \vec{u}_e \cdot \vec{R}_{ei} + S_{en} . \quad (3.31)$$

Mit der Annahme der Stromfreiheit gilt dabei $Q_{ei} = -Q_{ie}$.

Um das entstehende Gleichungssystem zu schließen wird die Wärmeflussdichte \vec{q}_k einer Spezies k als diffusiver Prozess mit der Wärmeleitfähigkeit κ_k und dem Wärmediffusionskoeffizienten $\chi_k \equiv \kappa_k / n_k$ beschrieben als

$$\vec{q}_k = -\kappa_k \parallel \nabla_{\parallel} T_k - \chi_k \perp n \nabla_{\perp} T_k . \quad (3.32)$$

Mit dieser Definition und den oben aufgeführten Stoßtermen lassen sich die für das in EMC3 implementierten Modell vereinfachten Energiebilanzen für die Ionen (Index i) und die Elektronen (Index e) wie folgt schreiben

$$\nabla \cdot \frac{5}{2} T_i n \vec{u}_i + \nabla \cdot \vec{q}_i = Q_{ie} + S_{in} \quad \nabla \cdot \frac{5}{2} T_e n \vec{u}_e + \nabla \cdot \vec{q}_e = Q_{ei} + S_{en} . \quad (3.33)$$

Dabei wurde Gebrauch von der Annahme der Stromfreiheit gemacht, also $\vec{u} = \vec{u}_i \approx \vec{u}_e$, woraus im Stoßterm jeweils der Ausdruck mit dem Reibungsterm wegen $\vec{R}_{ei} = -\vec{R}_{ie} =$

$m_e n_e \langle v_{ei} \rangle (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \approx 0$ vernachlässigt wurde.

Durch Aufspaltung der Richtungen parallel und senkrecht zu den Feldlinien mit den bereits eingeführten Einheitsvektoren in krummlinigen Koordinaten b_{\parallel} und b_{\perp} folgen die verwendeten Modellgleichungen:

$$\nabla \left[\frac{5}{2} T_e n \vec{u}_e \vec{b}_{\parallel} - \frac{5}{2} T_e D \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla n - \kappa_e \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla T_e - \chi_e n \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla T_e \right] = k(T_i - T_e) + S_{en} \quad (3.34)$$

$$\nabla \left[\frac{5}{2} T_i n \vec{u}_i \vec{b}_{\parallel} - \frac{5}{2} T_i D \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla n - \kappa_i \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla T_i - \chi_i n \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla T_i \right] = k(T_e - T_i) + S_{in}. \quad (3.35)$$

Gleichung 3.34 und 3.35 beschreiben den Transport von Energie im Plasma bestehend aus *konvektiven* Anteilen, verursacht durch die Teilchenflussdichten $\vec{\Gamma}_{\parallel} = n \vec{u}_k \vec{b}_{\parallel}$ und $\vec{\Gamma}_{\perp} = -D \mathbf{b}_{\parallel} \cdot \nabla n$ (Term 1 und 2 auf der linken Seite) und *konduktiven* Anteilen verursacht durch den Temperaturgradienten ∇T_k entlang und senkrecht zu den Feldlinien (Term 3 und 4 auf der linken Seite). Die Quellstärke S_{kn} für den Energieverlust durch Stöße mit den Neutralen wird mit EIRENE berechnet.

Klassifizierung des Transportes

Die Transportkoeffizienten D als Diffusionskoeffizient für die Teilchen und χ als Wärmediffusionskoeffizient parametrisieren in den zuvor erläuterten Bilanzgleichungen die durch die Gradienten in n_k bzw. T_k verursachten Wärme- und Teilchenflussdichten.

Entlang der Magnetfeldlinien können sich die Teilchen in erster Ordnung mit ihrer kinetischen Energie, also sehr schnell bewegen. Die Transportkoeffizienten D_{\parallel} und χ_{\parallel} sind demnach hoch und Gradienten entlang der Feldlinien werden schnell ausgeglichen.

Dies ist anders in radialer Richtung: Durch die Bindung der Teilchen an die Magnetfeldlinien ist der Transport in diese Richtung stark reduziert. Man erhält experimentell für die senkrechten Transportkoeffizienten Werte in der Größenordnung von $D_{\perp} \sim 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} \sim 1,5 \text{ m}^2/\text{s}$.

Diese Werte lassen sich aus den theoretischen Modellen für den Transport nicht vollständig erklären. Im Rahmen des *klassischen Transports* betrachtet man Stöße als treibende Kraft für den Transport von Teilchen und Energie. Die auf diesem Wege errechneten Werte liegen um ungefähr drei Größenordnungen zu niedrig. Der Einbezug der durch die Magnetfeldgeometrie verursachten Teilchenbewegungen (z. B. *Bananenbahnen* [4]) im Rahmen des *neoklassischen Transports* können einen weiteren Anteil am experimentell bestimmten senkrechten Transport erklären, jedoch bleiben die so errechneten Werte für D_{\perp} und χ_{\perp} weiter in etwa eine Größenordnung zu gering. Der verbleibende Teil des Transportes ist in seiner Ursache bisher nicht vollständig quantitativ erklärt. Elektrostatische und magnetische Turbulenzen werden als treibende Mechanismen für diesen *anormalen Transport* untersucht.

Durch elektrostatische Fluktuationen können Teilchen und Energie in erhöhtem Maß nach Außen abgeführt werden [49]. Sie werden hier nicht weiter betrachtet.

Magnetische Turbulenz kann über die Modifikation des einschließenden Magnetfeldes den senkrechten Transport stark beeinflussen. Durch externe Störfelder weicht das magnetische Gleichgewicht von der Flussflächen-Geometrie ab. Die Feldlinien werden abgelenkt und prägen ein chaotisches System aus, welches zu Ergodisierung führt. Diese intrinsische Ergodisierung beobachtet man sowohl an Tokamaks mit leichten Fehlansrichtungen der Hauptfeldspulen als auch an Stellaratoren, wo diese internen Störfelder durch die komplexe, dreidimensionale Geometrie des extern erzeugten Magnetfeldes nicht zu verhindern sind. Im Rahmen der magnetischen Turbulenz beeinflussen auch die vom DED erzeugten Störfelder den radialen Transport. Im Folgenden wird der durch die Ergodisierung verursachte Anteil am Transport auf Basis der Diffusion der Magnetfeldlinien kurz erläutert.

3.4.3 Transport in ergodischen Bereichen

Zur Beschreibung und Analyse des Transportes in der ergodischen Bereichen gibt es verschiedenen Ansätze. Zum einen kann man die Topologie des stochastisierten Magnetfeldes berechnen und mit den üblicherweise verwendeten anomalen Transportkoeffizienten analysieren, inwiefern sich diese Topologie in der Plasmaperformance niederschlägt. Dieser Weg wird im Rahmen dieser Arbeit verwendet um die vorgenommene explorative Beurteilung des Plasmas in der vom DED stochastisierten Randschicht zu begleiten. Auch die Modellierung mit dem EMC3/EIRENE Code basiert auf dieser Art der Betrachtung: Das Plasma, beschrieben durch die zuvor eingeführten Modellgleichungen, wird in der stochastisierten Randschichttopologie modelliert. Der Grad der Stochastisierung ist dabei alleine in der Topologie beinhaltet. Diese bei der Modellierung verwendete Methode wird in Abschnitt 6.1 genauer beschrieben.

Eine andere Möglichkeit zur Analyse ist es, die zuvor eingeführten Transportkoeffizienten zu modifizieren und die Wirkung der Stochastisierung auf den Transport auf diesem Weg einzubeziehen. In diesem Rahmen ist das diffusive Verhalten der Magnetfeldlinien in stochastisierten Bereichen grundlegend und der *Feldliniendiffusionskoeffizient* D_{fl} , welcher dieses beschreibt, ist die zugehörige Größe. Im Folgenden wird daher der für TEXTOR-DED verwendete D_{fl} kurz abgeleitet und ein Beispiel für die Beschreibung des Transportes mit modifizierten Transportkoeffizienten χ_{erg} und D_{erg} gegeben.

Beschreibung der Feldliniendiffusionskoeffizienten

Grundlegend für die Erhöhung des senkrechten Transports in ergodisierten Magnetfeldern ist das Verhalten der Feldlinien. Diese füllen den ergodischen Bereich vollständig aus, können also jedem Punkt im zugehörigen Phasenraum beliebig nahe kommen. Zur Beschreibung der Ergodisierung der Feldlinien benutzt man neben den bereits eingeführten Größen des *Chirikov-Parameters* (Gleichung 3.14) und der *Kolmogorov Länge* (Gleichung 3.15) den Feldliniendiffusionskoeffizienten D_{fl} . Mit D_{fl} wird der diffusive Charakter der ergodischen Feldlinien über deren radialen Versatz beschrieben. Man definiert ihn allgemein wie folgt [50]

$$D_{fl} = \frac{\langle(\Delta r)^2\rangle}{2 \cdot \Delta l} . \quad (3.36)$$

Darin ist $\langle(\Delta r)^2\rangle$ der über eine Flussfläche $\Psi_k(r)$ gemittelte radiale Versatz einer Feldlinie während dem Wegstück Δl , $l = 2\pi R_0 q(\Psi)$ bezeichnet die Länge der Feldlinien auf

der Flussfläche. Der Feldliniendiffusionskoeffizient hat die Einheit $[D_{fl}] = m^2/m$, er beschreibt also die diffusive Drift der Feldlinien durch eine Fläche pro Wegstück entlang der Feldlinie. Zur Verdeutlichung des Einflusses von D_{fl} auf den senkrechten Transport betrachte man ein stoßfreies Plasma. Erfahren die Feldlinien für große D_{fl} einen großen radialen Versatz, so folgen die Elektronen und Ionen des Plasmas diesem und der senkrechte Transport wird damit erhöht. Diese Erhöhung findet durch die Ablenkung der Feldlinien zum DED-Target gerichtet radial nach Außen statt.

Zur Beschreibung der Feldliniendiffusion im vom DED induzierten offenen chaotischen System führt man die *lokalen Diffusionskoeffizienten* ein [50]. Das ist nötig, da hier wie in Abschnitt 3.3 dargelegt große Bereiche gefüllt von Feldlinien mit kurzer Verbindungslänge L_c gibt. In diesen Bereichen erfahren die Feldlinien dadurch, dass sie nahe an den DED-Spulen vorbeikommen einen großen radialen Versatz, der diffusive Charakter in Rahmen der obigen Definition ist also hoch, sie werden aber auf das Target abgelenkt. Um dieses Verhalten einzubeziehen wird D_{fl} als lokaler Diffusionskoeffizient an TEXTOR-DED wie folgt berechnet [50]:

$$D(l) = \frac{\sigma^2(l)}{2l}, \quad (3.37)$$

wobei $\sigma^2(l)$ die mittlere quadratische Abweichung der radialen Position ρ entlang der Feldlinien ist nach:

$$\sigma^2(l) = \langle (\rho - \langle \rho(l) \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\rho_i(l) - \langle \rho \rangle)^2. \quad (3.38)$$

Hier fließt die Bedeutung der laminaren Zone in den lokalen Feldliniendiffusionskoeffizienten ein: Die in Gleichung 3.38 mit $\langle \dots \rangle$ angeschriebene Mittelung erfolgt über die N als Startbedingung eingesetzte Feldlinien auf einer Flussfläche $\Psi_k(\rho)$, die zur Bestimmung von D_{fl} verfolgt werden. Gehen nun in der laminaren Zone Feldlinien innerhalb weniger toroidaler Umläufe verloren, so tragen sie nicht mehr zur Berechnung von D_{fl} nach Gleichung 3.38 bei und $D_{fl}(\rho)$ wird kleiner.

Aus dieser Betrachtung heraus kann man die zuvor topologisch abgegrenzten Bereiche mit laminaren und ergodischen Feldlinien als unterschiedliche Transportdomänen betrachten: In den ergodischen Bereichen wird durch einen hohen D_{fl} eine Erhöhung des senkrechten Transportes erwartet, während in der laminaren Zone der parallele Transport aufgrund der kurzen Verbindungslängen überwiegen sollte. Der Übergang zwischen beiden Domänen ist fließend. Inwiefern die Teilchen schnell genug parallel abströmen können, bevor sie einen senkrechten Versatz erfahren, hängt ab von der Topologie und vom Plasmaszenario.

Topologisch setzt man als Grenze für den parallelen Transport die Kolmogorov-Länge L_K (Gleichung 3.15). Gilt also für eine Feldlinien $L_c < L_K$, so nimmt man einen überwiegend parallelen Transport an. Während der Strecke, die ein Teilchen entlang der Magnetfeldlinie zu Target braucht ist die Dekorelation, also die radiale Ablenkung gering. Diese Betrachtung beinhaltet nicht die Prozesse die neben der magnetischen Turbulenz zum senkrechten Transport führen. Diese werden im folgenden in einem einfachen, eindimensionalen Modell abgeleitet, was später als Grundlage zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse dienen wird.

Modifikation der Transportkoeffizienten

Aus dem zuvor erläuterten *Feldliniendiffusionskoeffizienten* D_{fl} sowie qualitativen Bedeutung der *Kolmogorovlänge* L_K im Verhältnis zur Verbindungslänge L_c einer Feldlinie kann man die senkrechten Transportkoeffizienten D_{\perp} für die Teilchen und χ_{\perp} für die Energie modifizieren. Die abgeleiteten Transportkoeffizienten für das stochastisierte System D_{erg} und χ_{erg} sind bei hoher Ergodisierung, das heißt für große Werte des Chirikov-Parameters gegenüber den anomalen Transportkoeffizienten erhöht.

Dazu wurde die zuvor gemachte simplifizierte Erläuterung der Transporterhöhung im Rahmen eines eindimensionalen Modells quantifiziert [51, 52]:

Man stelle sich dazu zwei benachbarte Feldlinien vor, die sich durch die Stochastisierung des Magnetfeldes annähern (siehe [51], Abbildung 2). Erst wenn der Abstand δ zwischen den beiden Feldlinien so klein wird, dass der vorhandene senkrechte Transport zu einem Versatz $\hat{\delta} > \delta$ führt, wird das betrachtete Teilchen entlang der benachbarten Feldlinie parallel abströmen. An diesem Punkt wird aus dem parallelen Fluss entlang der Feldlinie ein radialer Versatz, und es werden so Bereiche mit unterschiedlichen Plasmaparametern über die radiale Distanz δ und entlang der Feldlinien über den Abstand L miteinander verbunden. Dies führt effektiv zu einer Erhöhung des senkrechten Transportes, verursacht durch das diffusive Verhalten der Magnetfeldlinien, welches quantifiziert wird durch D_{fl} .

Wie groß die Länge L ist, welche die Teilchen parallel strömen, bevor sie einen senkrechten Schritt zu einer angenäherten Feldlinie machen, hängt ab von der Dekorelation der Feldlinien, ausgedrückt mit L_K , sowie den Plasmaparametern in den über L verbundenen Regionen. Man findet für L

$$L = \frac{L_K}{2} \ln \frac{D_{fl} c_s}{D_{\perp}}, \quad (3.39)$$

wobei c_s die Ionenschallgeschwindigkeit ist. Hiermit lässt sich eine effektive Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{erg} = n \cdot \chi_{erg}$ und ein effektiver Teilchendiffusionskoeffizient D_{erg} ableiten

$$\kappa_{erg} \approx \kappa_{\perp} [1 + \sqrt{\min(1, L/L_K)} \exp(2L/L_K)], \quad (3.40)$$

$$D_{erg} \approx D_{\perp} [1 + \sqrt{\min(1, L/L_K)} \exp(2L/L_K)]. \quad (3.41)$$

In diesem Modell bestimmt das Verhältnis aus der Länge L und der Kolmogorovlänge L_K sowie die Feldliniendiffusion, parametrisiert durch D_{fl} , die Erhöhung der Transportkoeffizienten. Wird L_K größer, sind die Feldlinien also länger korreliert, so bedeutet dies ein Abnehmen der Stochastisierung und dementsprechend gehen D_{erg} und χ_{erg} in die anomalen senkrechten Transportkoeffizienten D_{\perp} und χ_{\perp} über.

Basierend auf diesen Grundlagen wird in der vorliegenden Arbeit experimentell untersucht, inwiefern die vom DED modifizierte Topologie des Magnetfeldes mit der Plasmaresponse korreliert und ob die oben erläuterten Transportcharakteristika in laminaren und ergodischen Bereichen nachzuweisen sind. Zunächst werden die dazu verwendeten experimentellen Methoden im folgenden Kapitel eingeführt.

4 Diagnostische Verfahren zur Untersuchung der Plasmarandschicht

Die experimentelle Analyse des Plasmaverhaltens in der zuvor beschriebenen heterogenen, dreidimensionalen Magnetfeldtopologie erfordert insbesondere in der laminaren Zone Diagnostiken mit hoher Ortsauflösung, um die kleinskaligen Strukturen auflösen und beurteilen zu können.

Als Schwerpunkt kam im Rahmen der vorliegenden Arbeit *aktive Atomstrahlspektroskopie (Beam Emission Spectroscopy (BES))* an Helium zum Einsatz. Diese Methode erlaubt die Bestimmung der Elektronendichte $n_e(r, t)$ und Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ in der Plasmarandschicht aus der Messung der Emissionsprofile von drei Helium Linien.

Die existenten Systeme an Hoch- und Niederfeldseite mussten zum flexiblen und routinemäßigen Einsatz bei der experimentellen Beurteilung der stochastisierten Randschicht optimiert werden. Dazu wurden methodische Verbesserungen bei der Messvorbereitung (spektrale und räumliche Kalibration der Systeme) sowie der Datenauswertung (Untergrundkorrektur der betrachteten Spektrallinien) eingeführt und eine Fehlerbetrachtung durchgeführt. Hierzu wurde zum einen das verwendete *Stoß-Strahlungsmodell (Collisional Radiative Modell (CRM))* mit den Ergebnissen aus einem weiteren Modell verglichen und so der durch das Atommodell verursachte systematische Fehler abgeschätzt. Zum anderen wurde quantifiziert, wie sich die Messunsicherheit bei der Linienintensitätsmessung auf die ausgewerteten n_e und T_e Profile auswirkt. Der Einfluss der Messmethode auf die Messgrößen wurde über eine Bilanz der globalen und lokalen Energieverluste durch Linienstrahlung und Ionisationsverluste beurteilt.

Das Messprinzip dieser Diagnostik sowie die Ergebnisse der vorgenannten Maßnahmen werden in diesem Kapitel erläutert und der Aufbau der ergänzend verwendeten CCD-Kameras beschrieben.

4.1 Aktive Atomstrahlspektroskopie an Helium

Bei der aktiven Atomstrahl Spektroskopie injiziert man lokal Atome in das Plasma und wertet die von ihnen emittierte Linienstrahlung aus. Daraus können mit Kenntnis der atomaren Daten der Atome unterschiedliche Plasmaparameter bestimmt werden.

4.1.1 Aufbau der thermischen Atomstrahldiagnostiken an TEXTOR

Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit kamen zwei Atomstrahlssysteme zum Einsatz: Zum einen die kombinierte Helium-/Lithium-Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite und zum anderen ein thermischer Helium-Atomstrahl an der Hochfeldseite

von TEXTOR. Der Aufbau beider Systeme ist dargestellt in Abbildung 4.1. Im Folgenden werden die Spezifikationen der Diagnostiken erläutert.

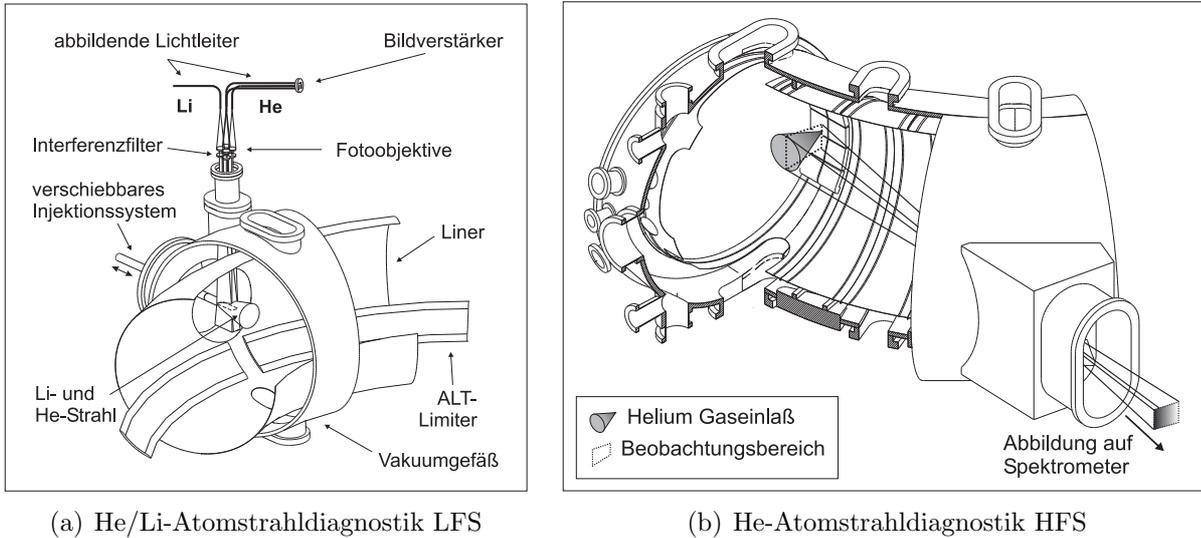


Abbildung 4.1: Aufbau der thermischen Atomstrahldiagnostiken an TEXTOR: Abbildung (a) zeigt den Aufbau der Diagnostik und des Beobachtungssystems der kombinierten He/Li-Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite (LFS), Abbildung (b) zeigt den Aufbau und den Beobachtungsweg des thermischen He-Atomstrahls an der Hochfeldseite (HFS): Die Abbildung erfolgt hier auf den Spalt eines Spektrometers.

He/Li-Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite (LFS)

Die kombinierte He/Li-Atomstrahldiagnostik [22, 24, 53] ist in der äquatorialen Mittelebene an der Niederfeldseite von TEXTOR poloidal bei $\vartheta = 0^\circ$ (Öffnung Lithiumofen) bzw. $\vartheta = 5^\circ$ (Helium Gaseinlaß) und toroidal bei $\varphi = 270^\circ$ positioniert. Beide Systeme zur Erzeugung des jeweiligen Atomstrahls sitzen auf einer radial ein- und ausfahrbaren Sonde, mit der die Austrittsöffnungen für die Atomstrahlen bei $R - R_0 = 0,554\text{ m}$ positioniert werden. Die beiden Strahlen werden mit unterschiedlichen Verfahren erzeugt:

Der thermische **Lithium Atomstrahl** [53] entsteht durch Erhitzen einer Kupfer-Lithium (Cu/Li) Legierung, die im vorliegenden Fall eine anteilige Zusammensetzung von 17% Lithium hat. In dieser Legierung diffundiert das enthaltene Lithium zur Oberfläche und wird dort unter den Vakuumbedingungen mit Umgebungsdrücken im Bereich von $p \sim 10^{-6}\text{ mbar}$ bei Temperaturen oberhalb des Schmelzpunktes von $T_S = 168^\circ\text{C}$ direkt abgedampft. Mit steigender Temperatur der Legierung erhöht sich die Diffusion des Lithiums im Festkörper und zur Messung ausreichende Lithium-Flussdichten von $\Gamma_{Li} \sim 10^{15}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ im Beobachtungsvolumen entstehen im Temperaturbereich von $550^\circ < T_{Li} < 950^\circ$. Der Temperaturbereich ist limitiert durch den Schmelzpunkt der Cu/Li Legierung. Detaillierte Ausführungen hierzu sind zu finden in [54].

Das freigesetzte Lithium wird durch die Konstruktion des Ofens [53] in Vorwärtsrichtung kollimiert und es entsteht ein thermischer Atomstrahl mit einer geometrisch abgeschätzten Divergenz von $\Delta\xi \sim \pm 10^\circ$ aus der Strahlachse. Die Geschwindigkeit der Strahl-atome ist

normalverteilt und die mittlere Geschwindigkeit im Strahl \bar{v} hängt ab von der Betriebstemperatur der Legierung. Der Ofen wurde im Experimentierbetrieb in der Regel bei $600^\circ < T_O < 700^\circ$ betrieben und daher $\bar{v} = 1800 \text{ m/s}$ zur Auswertung angenommen.

Zur Erzeugung des thermischen **Helium Atomstrahls** wird eine Röhrendüse verwendet, die einen Innendurchmesser $d_D = 8 \text{ mm}$ hat und aufgebaut ist aus 340 einzelnen Mikroröhrchen mit einem Innendurchmesser $d_i = 0,2 \text{ mm}$. Dieser Aufbau bewirkt eine Kollimation des aus einem Vorvakuum expandierenden Heliums in Vorwärtsrichtung und der erzeugte Helium Atomstrahl hat eine Divergenz aus der Achse des Strahls von $\Delta\xi = \pm 20^\circ$ (nähere Erläuterungen zur Herstellung von thermischen Atomstrahlen und die genaue Untersuchung der verwendeten Röhrendüse sind zu finden in [24]).

Die Temperatur der Röhrendüse bestimmt die Energie der Strahlatome und damit deren Geschwindigkeit. Diese wird von der Temperatur der heizbaren ersten Wand im TEXTOR-Gefäß, dem sogenannten *Liner*, festgelegt. Dieser ist in im Experimentierbetrieb der Maschine auf $T_L \sim 500 \text{ K}$ geheizt und mit einer etwas niedrigeren Temperatur der Röhrendüse von $T_D \sim 450 \text{ K}$ ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit für die normalverteilte Heliumgeschwindigkeit von $1,30 \text{ km/s}$ und mit einer Korrektur für die Geschwindigkeitsverteilung einer effusiven Quelle zu $1,51 \text{ km/s}$ (siehe [24], S. 54 ff.).

Diese unter Berücksichtigung der Strahlgeometrie abgeleiteten Werte wurden durch Messungen mittels *Laserinduzierter Fluoreszenz (LIF)* an einem Helium Atomstrahl an TEXTOR an einer baugleichen Röhrendüse vermessen [55]. Bei LIF wird ein Laser über den Wellenlängenbereich eines ausgewählten Übergangs von He (in diesem Fall den $3^3P \rightarrow 2^3D$ bei $\lambda = 587.52 \text{ nm}$) durchgestimmt. Er sorgt für eine Bevölkung des oberen Zustandes des ausgewählten Übergangs. Die Entvölkerung dieses Zustandes erfolgt hauptsächlich über Linienstrahlung, deren Intensität mittels eines Photomultipliers gemessen wird. Der Versuchsaufbau ist so ausgelegt, dass Laser und Atomstrahl entgegengesetzt laufen und die Beobachtung rechtwinklig erfolgt [55]. Die Atome bewegen sich also auf den Laser zu und sehen dessen Anregungswellenlänge durch die *Dopplerverschiebung* zu kürzeren Wellenlängen hin verschoben. Um mit dem Laser den beabsichtigten Übergang anregen zu können, muss dessen Wellenlänge zu größeren Wellenlängen verschoben werden. Es wurde eine Referenzmessung an einer mit Helium gefüllten Gaszelle gemacht und die so an einem ruhenden Gas ermittelte Anregungswellenlänge λ_a mit der Anregungswellenlänge im Plasma $\hat{\lambda}_a$ verglichen. Aus der Differenz wurde die Geschwindigkeit der Strahlatome bestimmt [56]. Der ermittelte Wert von $v_{He} = 1,53 \pm 0,21 \text{ km/s}$ entspricht dem berechneten Wert für eine effusive Quelle.

• Das Beobachtungssystem an der Niederfeldseite (LFS)

Zur Bestimmung radialer Elektronendichteprofile $n_e(r)$ mittels BES an Lithium wird das radiale Emissionsprofil einer Lithiumlinie benötigt, die gleichzeitige Bestimmung von $n_e(r)$ und der Elektronentemperatur $T_e(r)$ mittels BES an Helium ist durch gleichzeitige Beobachtung von drei Linienemissionsprofilen möglich.

Die Beobachtung der He/Li-Atomstrahlen erfolgt daher wie in Abbildung 4.1(a) dargestellt mit einem vierkanaligen Beobachtungssystem rechtwinklig von oben. Jeder der baugleichen Beobachtungskanäle besteht aus einem Interferenzfilter zur Linienselektion, einem Fotoobjektiv und einem abbildenden Lichtleiter. Mit diesen ist es möglich die zur Datennahme verwendeten Zeilenkameras vom Ort der Vakuumdurchführung, die zwi-

schen zwei der Hauptfeldspulen sitzt, entfernt anzubringen und so die Störungen durch das Magnetfeld zu minimieren. Die einzelnen Kanäle sind mittels einer Justiervorrichtung *in-Situ*, also unter Vakuumbedingungen, auf dasselbe radial/toroidale Beobachtungsvolumen justierbar. Im Folgenden werden die Spezifikationen der einzelnen Bauteile sowie des gesamten Systems dargelegt.

Die spektrale Selektion der zu beobachtenden Linienstrahlung erfolgt mittels schmalbandiger Interferenzfilter der Firma *Andover* ($\Delta\lambda_{FWHM} = 1,5 \text{ nm}$). Die unmittelbar hinter den Filtern angebrachten Fotoobjektive haben eine Brennweite von $f = 25 \text{ mm}$ und sind mit verstellbarer Apertur ausgestattet. Mit dieser ist eine reproduzierbare Abschwächung der einzelnen Kanäle gegeneinander möglich, um den Dynamikbereich der Zeilenkameras voll ausnutzen zu können. Dies ist notwendig, da gerade die für BES an Helium verwendeten Linien bis zu einer Größenordnung unterschiedliche Emissionsstärken haben.

Die Kopplung der abbildenden Lichtleiter an die Zeilenkameras ist für die beiden Atomstrahlensysteme unterschiedlich. Für den Kanal zur Beobachtung der Lithiumlinie ist der Lichtleiter direkt auf das Faserfenster des Photodioden-Arrays der Zeilenkamera gekoppelt. Die Intensität der Helium Linien wird mit einem *BV 2563 EZ* Bildverstärker der Firma *Proxitronic* verstärkt. Verwendet wurde eine *S25* Kathode. Diese ist mittels *Taper Technik* mit der Kamera auf der einen Seite und den direkt anliegenden Lichtleitern auf der anderen Seite verbunden. Der Licht- und Auflösungsverlust ist damit durch den Verzicht auf eine abbildende Optik minimiert. Bei den vier verwendeten Kameras handelt es sich um *R128G* Zeilenkameras der Firma *EG&G Reticon* mit 128 Pixeln mit einer effektiven Pixelgröße von $25\mu\text{m} \times 250\mu\text{m}$.

Mit diesem Beobachtungssystem ergibt sich ein Abbildungsmaßstab von $A = 1 : 48$ und damit ein radialer Beobachtungsbereich von $\Delta r_B = 153,6 \text{ mm}$ mit einer radialen Auflösung von $1,2 \text{ mm}$. Der radiale Nullpunkt dieses Beobachtungsbereiches für alle vier Kanäle kann mit der erwähnten Justiervorrichtung an die Messsituationen adaptiert werden. Für die in dieser Arbeit diskutierten Messungen wurde der Beobachtungsbereich festgelegt auf $0,386 \text{ m} < r_B < 0,540 \text{ m}$. Das Beobachtungsvolumen wird neben den Spezifikationen der Abbildung limitiert durch die Öffnung am Vakuumgefäß von TEXTOR an welcher die Beobachtung angebracht ist. Der eingestellte Beobachtungsbereich ist in diesem Sinne maximal nach innen verschoben. Es hat sich herausgestellt, dass damit redundante Messungen von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ auch möglich sind, wenn das Plasma bis zu $\Delta r \leq 2,5 \text{ cm}$ zur Hochfeldseite verschoben sind. Das spielt für die in Kapitel 5 beschriebenen Ergebnisse eine wichtige Rolle.

• Räumliche und spektrale Kalibration der Beobachtungskanäle (LFS)

Für die Auswertung der gemessenen Linienintensitäten zur Bestimmung von Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e ist die spektrale und räumliche Kalibration insbesondere der drei Helium Kanäle grundlegend wichtig. Zur Auswertung werden die Verhältnisse von jeweils zwei gemessenen Linienintensitäten mit den aus einem *Stoß-Strahlungsmodell* berechneten Besetzungsdichten verglichen und so n_e und T_e bestimmt. Das weitere Verfahren wird im folgenden Abschnitt 4.1.2 beschrieben. Diese kurze Skizze macht jedoch deutlich, dass relative Fehler bei der Bestimmung der einzelnen Linienintensitäten zwischen den drei Kanälen die Messunsicherheit stark erhöhen, bzw. wie

sich im Verlaufe der Konditionierung des Systems zeigte, die Messung unter Umständen vollständig unmöglich machen. Eine akkurate relative Kalibration der Helium Beobachtungskanäle gegeneinander muss daher sichergestellt sein. Im Laufe dieser Arbeit wurde für die relative räumlich-spektrale Kalibration eine Methode entwickelt, um auch bei evakuiertem TEXTOR-Gefäß das System neu kalibrieren und messbereit halten zu können.

Hierzu wurde eine *Ulbricht Kugel* als spektral absolut geeichte Quelle entwickelt die in das TEXTOR-Vakuum anstelle des Lithium Ofens eingebracht werden kann. Damit ist die absolute spektrale Kalibration der Kanäle und die Korrektur räumlicher Sensitivitätsunterschiede entlang des Beobachtungsbereiches jederzeit in-situ möglich, was die Flexibilität des Systems erhöht und eine hohe Verfügbarkeit der Daten ermöglicht¹. Diese relative spektrale Kalibration ist bei den Helium-Kanälen von besonderer Relevanz, da die Kathode des Bildverstärkers eine spektrale Übertragungsfunktion hat, deren Einfluss auf die relativen Linienstärken nur so korrigiert werden konnte. Die gemessenen Linienintensitäten aus jeweils demselben Bereich des Beobachtungsvolumens können mit dieser Kalibration auf spektrale und räumliche Sensitivitätsunterschieden korrigiert werden.

He-Atomstrahldiagnostik an der Hochfeldseite (HFS)

Mit einer nahezu baugleichen Röhrendüse wie sie zur Erzeugung des Helium Atomstrahls an der Niederfeldseite verwendet wurde, wird auch an der Hochfeldseite des TEXTOR Gefäßes ein thermischer He-Atomstrahl erzeugt. Die Röhrendüse ist toroidal bei $\varphi = 180^\circ$ oberhalb der Mittelebene bei $\vartheta = 185^\circ$ in die Kohlenstoff-Kacheln des DED-Targets eingebaut. Der erzeugte Strahl hat dieselben Divergenz- und Geschwindigkeitsmerkmale wie der an der Niederfeldseite. Die Helium Flussdichten in den beiden Helium Diagnostikstrahlen und der Einfluss auf die lokalen und globalen Plasmaparameter wird abschließend am Ende dieses Abschnittes diskutiert.

Die **Beobachtung** der Emission im Atomstrahl vor dem DED-Target erfolgt, wie in Abbildung 4.1(b) dargestellt, an der Position des Gaseinlasses tangential entlang des DED-Targets. Der zur Abbildung aufgebaute Strahlengang besteht aus zwei abbildenden Linsen mit einer Brennweite von $f = 50\text{ mm}$ und einer mittig zwischen diesen Linsen positionierten Feldlinse, die als Relaylinse zum Transfer des Lichtes auf den Spalt eines Spektrometers dient. Mit einem Abbildungsverhältniss von $A = 1 : 18$ und der Spalthöhe von $h_{SP} = 8\text{ mm}$ ist der Beobachtungsbereich festgelegt auf radial $14,4\text{ cm}$ vor dem DED-Target. Über einen Pendelspiegel kann die exakte Position des Beobachtungsbereiches mittels einer Rückleuchteinrichtung kontrolliert und auf die Position des Gasinlasses justiert werden.

Die Separation der drei benötigten Linienemissionsprofile des Heliums erfolgt mit einem Gitterspektrometer *SpectraPro 275* der Firma *Acton Research*. Es hat eine Brennweite von 275 mm , das Gitter kann ferngesteuert ausgetauscht werden. Es stehen Gitter mit $1200/600/300\text{ Striche/mm}$ zur Verfügung und jedes Gitter ist $68\text{ mm} \times 68\text{ mm}$ groß. Das entstehende Spektrum wird hinter dem Austrittsspalt des Spektrometers mit einem *BV 2563 EZ* Bildverstärker der Firma *Proxitronic* verstärkt und mit einer 128×128 Pixel

¹Durch Erschütterungen des gesamten TEXTOR Gefäßes während des Betriebes (z.B. *Disruptionen*) und durch Umbaumaßnahmen in unmittelbarer Nähe der Diagnostik, waren regelmäßig neue Eichungen und Kalibrationen des Beobachtungssystems nötig. Ohne diese Methode hätten diese nur zu Öffnungsphasen durchgeführt werden können.

(Pixelgröße $60 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$) Kamera *MC9000* der Firma *EG&G Reticon* aufgenommen. Diese ist ebenfalls zur Minimierung der Lichtverluste durch einen *1:1 Taper* direkt an den Bildverstärker gekoppelt.

Der Dispersionsbereich des Spektrometers ist über die Auswahl der Gitterkonstanten G einstellbar. Zur gleichzeitigen Aufnahme der drei verwendeten Heliumlinien ($\lambda_1 = 667,8 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 706,5 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 728,4 \text{ nm}$) wurde das Gitter mit $G = 0,33 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, das heißt einer Linienzahl von 300 Striche/mm ausgewählt. Damit liegt ein Wellenlängenbereich von $\lambda_l = 660,5 \text{ nm} - \lambda_r = 751,1 \text{ nm}$ auf dem Kamera-Sensor und die drei Heliumlinien können mit diesem System simultan gemessen werden.

Das theoretische Auflösungsvermögen A beträgt mit diesem Gitter $A=20400$. Gemessen wurde mit einer Spaltbreite von $b_{SP} = 80 \mu\text{m}$, die Pixelgröße der verwendeten CCD Kamera beträgt $60 \mu\text{m}$. Die mit diesen Einstellungen gemessene Apparatebreite stellt das Optimum zwischen Lichtausbeute des Spektrometers und der spektralen Auflösung des Gesamtsystems aus Spektrometer, Bildverstärker und CCD-Kamera dar. Sie wurde mit einer Helium-Dampflampe zu $\Delta\lambda_{FWHM} = 1,2 \text{ nm}$ bestimmt. Diese Apparatebreite reicht aus, um die Heliumlinien mittels Fitmethoden von Verunreinigungslinien in diesem Spektralbereich zu trennen und damit n_e und T_e zuverlässig zu bestimmen. Die hierzu eingeführte Auswertemethodik und deren Genauigkeit wird in Abschnitt 4.2.1 erläutert und beurteilt.

Das gesamte Beobachtungssystem wurde mit einer in den Strahlengang eingebrachten *Ulbricht-Kugel* spektral und räumlich kalibriert. Die extrahierten Linienemissionsprofile sind also relativ kalibriert und um räumliche Schwankungen der Sensitivität des Systems bereinigt, was wie zuvor erläutert Grundlage zur Bestimmung von n_e und T_e aus BES an Helium ist.

4.1.2 Bestimmung von n_e und T_e mittels He-Atomstrahl Diagnostik

Mittels aktiver Strahlemissionsspektroskopie an Helium ist es über die Messung von drei ausgewählten Linienintensitätsprofilen $I_i(r, t)$ möglich, gleichzeitig radiale Profile der *Elektronentemperatur* $T_e(r, t)$ und der *Elektronendichte* $n_e(r, t)$ zu bestimmen. Dazu wird ausgenutzt, dass einige Linienintensitätsverhältnisse sensitiv auf Änderungen der Elektronendichte und andere Verhältnisse sensitiv auf Änderungen der Elektronentemperatur reagieren. Dieses Verhalten wird verständlich durch genaue Analyse der sich einstellenden Besetzungsdichten der Energieniveaus im Heliumatom. Die Arbeiten [24, 57, 58, 59, 60] bilden die Grundlage für die folgenden Erläuterungen und deren Anwendung als diagnostische Methode in der Randschicht von Hochtemperaturplasmen.

Betrachtet man das Heliumatom quantenmechanisch als System zweier Elektronen im Coulombfeld eines zweifach positiv geladenen Atomkerns [61], so ergeben sich zwei mathematisch unterschiedliche Energieeigenfunktionen $\Psi_{nlm}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{s}_1, \vec{s}_2) = \psi_{nlm}(\vec{x}_1, \vec{x}_2)\varphi(\vec{s}_1, \vec{s}_2)$ des zugehörigen Hamilton-Operators, in denen $\psi_{nlm}(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ den Ortsanteil beschreibt und $\varphi(\vec{s}_1, \vec{s}_2)$ den Spinanteil für die Spins \vec{s}_1 und \vec{s}_2 der beiden Elektronen.

Zum einen existieren Eigenfunktionen, die einen symmetrischen Ortsanteil $\psi_{nlm}(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ (n =Hauptquantenzahl, l =Drehimpulsquantenzahl, m =magnetische Quantenzahl) haben und deren Spinanteil $\varphi^S(e_{\pm 1/2})$ damit antisymmetrisch sein muss, um dem Pauli-Prinzip zu genügen. Hierfür gibt es für einen festgelegten nl -Zustand nur eine Kombination, man

spricht vom sogenannten *Singulett-System* des Heliums oder auch vom *Para-Helium*. Im Singulett-System sind die Spins der beiden Elektronen antiparallel ausgerichtet, diese Zustände haben also den Gesamtspin $S = 0$. Zum anderen gibt es die Eigenfunktionen mit antisymmetrischen Ortsanteil, die drei mögliche symmetrische Spinanteillösungen zulassen. Die Spins dieser Zustände sind parallel ausgerichtet, sie summieren sich zum Gesamtspin $S = 1$. Hier spricht man vom *Triplet-System* des Heliums oder auch vom *Ortho-Helium*.

Abbildung 4.2 stellt einen Ausschnitt aus dem Grotrian-Diagramm des Heliumatoms (Termschema) mit der später verwendeten Nummerierung der einzelnen Energieniveaus dar. Sie sind in spektroskopischer Nomenklatur $n^s l$, mit n =Hauptquantenzahl, $s=1$ für das Singulett-System, $s=3$ für das Triplet-System, l =Drehimpulsquantenzahl in spektroskopischer Notation ($S(l=0)$, $P(l=1)$, $D(l=2)$...) aufgetragen und werden nach abnehmender Ionisationsenergie des jeweiligen Zustandes durchnummeriert.

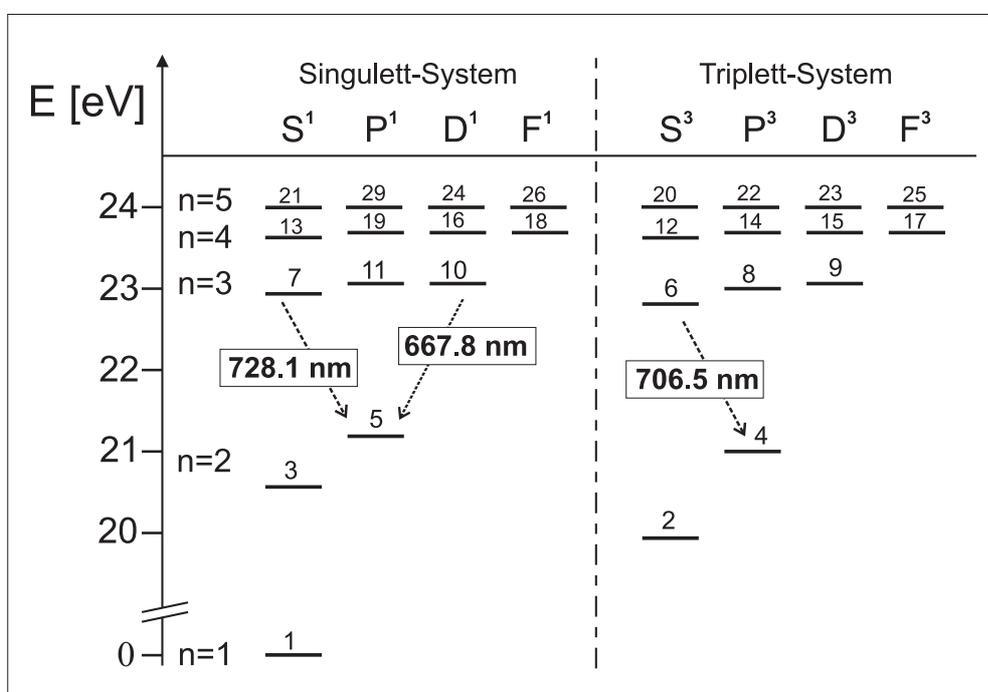


Abbildung 4.2: Ausschnitt aus dem *Grotrian Diagramm* (Termschema) von Helium mit den zur Bestimmung der Elektronendichte $n_e(r, t)$ und Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ verwendeten Übergängen. Die Zustände sind mit fallender Ionisationsenergie nummeriert.

Grundlage für die Bestimmung der Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ im Plasma ist das unterschiedliche Temperaturverhalten der Besetzungsdichten der Energieniveaus in den beiden Spinsystemen. Abbildung 4.3 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Besetzungsdichte normiert auf die Besetzungsdichte des Grundzustandes n_1 für das Niveau 3^1S aus dem Singulett-System und 3^3S aus dem Triplet-System. Deutlich ist zu erkennen, dass das Maximum dieser normierten Besetzungsdichte für den Singulett-Zustand bei höheren Temperaturen liegt, als das des Triplet-Zustandes. Alle Linienintensitätsverhältnisse zwischen Triplet- und Singulett-Linien sind temperatursensitiv und eignen sich zur Temperaturmessung.

Grundlage für die Messung der Elektronendichte $n_e(r, t)$ sind unterschiedliche Besetzungsprozesse und Entvölkerungsprozesse von Zuständen im selben Spinsystem. Die Analyse dieser Prozesse, wie sie beispielsweise in [24, 59, 60] detailliert durchgeführt wurde, hat gezeigt, dass die Besetzung der Zustände mit der Hauptquantenzahl $n \geq 3$ aus dem Grundzustand in erster Linie proportional zu n_e verläuft.

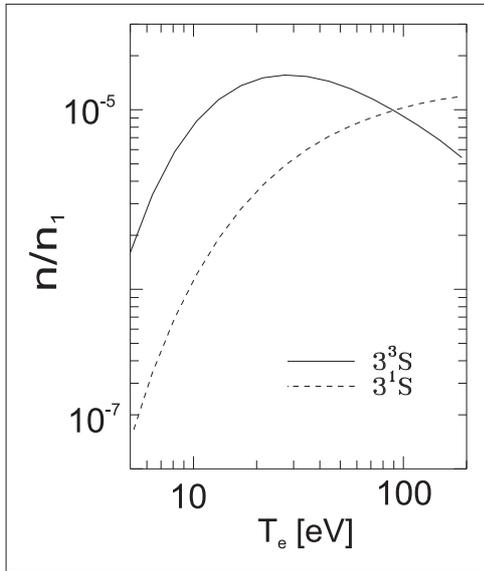


Abbildung 4.3: $n/n_1(T_e)$ (aus [24])

Die Entvölkerung geschieht in der Hauptsache durch Strahlung oder durch Elektronenstöße. Bildet man das Verhältnis der Linienintensität eines Niveaus, welches in erster Linie durch Strahlung entvölkert wird, mit der eines Niveaus, das in erster Linie durch Elektronenstöße entvölkert wird, so ist dieses Verhältnis geeignet zur Dichtemessung.

Zur Bestimmung der Elektronendichte und Elektronentemperatur wurden folgende Übergänge betrachtet:

$$3^1D \rightarrow 2^1P \text{ bei } \lambda_1 = 667,8 \text{ nm}$$

$$3^1S \rightarrow 2^1P \text{ bei } \lambda_2 = 728,1 \text{ nm}$$

$$3^3S \rightarrow 2^3P \text{ bei } \lambda_3 = 706,5 \text{ nm}$$

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurde das Verhältnis von λ_2 mit λ_3 verwendet, zur Bestimmung der Elektronendichte das Verhältnis aus λ_1 mit λ_2 .

Diese Linien werden mit dem in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Aufbau für die jeweilige Diagnostik gemessen. Auf der Niederfeldseite wurden in den dreigeteilten Beobachtungsweg jeweils ein schmalbandiges Filter mit den entsprechenden Wellenlängen eingebracht, auf der Hochfeldseite wurde die zentrale Wellenlänge des Spektrometers so eingestellt, dass die drei Heliumlinien auf dem CCD-Chip der verwendeten Kamera lagen.

4.1.3 Stoß-Strahlungsmodell zur Berechnung von Hel Besetzungsdichten

Um aus den gemessenen Linienintensitäten wie zuvor beschrieben Elektronendichte und Elektronentemperatur am Ort des Atomstrahls bestimmen zu können, muss man die Besetzungsdichten der Heliumatome auf ihrem Weg ins Plasma modellieren. Das verwendete Besetzungsmodell für die Heliumatome hängt vom sich einstellenden thermodynamischen Gleichgewicht ab. Die in der Plasmarandschicht typischen Elektronendichten von $10^{18}m^{-3} - 10^{19}m^{-3}$ machen, wie in [59], S.10f. beschrieben, die vollständige Modellierung der Besetzungsdichten der Strahlatome mit einem *Stoß-Strahlungsmodell (CRM)* notwendig. Um dieses Modell aufzustellen, müssen zum einen die relevanten Prozesse zur Herstellung der jeweiligen Besetzungsdichte ausgewählt werden und zum anderen als atomare Daten die *Ionisationsenergie* E_{io} , die *Ratenkoeffizienten* der betrachteten Prozesse $\langle \sigma v_e \rangle$, die *Einsteinkoeffizienten* A_{ij} für die Strahlungsübergänge und die *statistischen*

Gewichte g_i der berücksichtigten Übergänge genau bekannt sein. Das im Rahmen dieser Arbeit zur Auswertung verwendete Atommodell wurde von Brix im Jahr 2000 entwickelt [24], es basiert auf den Überlegungen von Brosda [59]. Es wird im Folgenden kurz zusammenfassend beschrieben zur weiteren Beurteilung der Messmethode.

Das Ratengleichungssystem

Zur Aufstellung des Ratengleichungssystems werden die Heliumatome eines thermischen Atomstrahls, die mit vernachlässigbarer Geschwindigkeit relativ zu der der Plasmaelektronen in ein optisch dünnes Plasma eindringen, betrachtet. Folgende Prozesse wurden zur Erzeugung einer Gleichgewichts-Besetzungsdichte berücksichtigt (siehe [24], [59]): *Elektronenstoßanregung und -abregung, Elektronenstoßionisation, spontane Emission*. Weitere Prozesse wie *Ladungsaustausch* mit dem Hintergrundgas, sowie *Stöße mit den Protonen und Wasserstoffionen* im Plasma wurden in diesem Modell aufgrund der damals als niedrig angenommenen Ratenkoeffizienten im angestrebten Temperaturbereich vernachlässigt [24]. Damit ergibt sich als Bilanzgleichung für die Besetzungsdichten eines Zustandes n_i in Abhängigkeit von der Elektronendichte n_e :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} n_i = & + \underbrace{\sum_{j,j \neq i} \langle \sigma_{ji} v \rangle n_e n_j}_{\text{Gewinn durch Elektronenstoß}} - \underbrace{\sum_{j,j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle n_e n_i}_{\text{Verlust durch Elektronenstoß}} \\
 & + \underbrace{\sum_{j,j > i} A_{ji} n_j}_{\text{Gewinn durch spontane Emission}} - \underbrace{\sum_{j,j < i} A_{ij} n_i}_{\text{Verlust durch spontane Emission}} \\
 & - \underbrace{\langle \sigma_{i, Ion} v \rangle n_e n_i}_{\text{Verlust durch Ionisation}} .
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Darin sind $\langle \sigma_{ij} v \rangle$ die Ratenkoeffizienten des jeweiligen Prozesses $i, j \in [0, 29]$ indiziert mit der Nummer der betrachteten Niveaus aus Abbildung 4.2. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ij} wird aus atomaren Datenbanken entnommen oder speziell für den zu untersuchenden Parameterbereich berechnet (siehe z.B. [62],[63]).

Mit diesen Daten wird der Ratenkoeffizient $\langle \sigma_{ij} v \rangle$ mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{ij} und der Relativgeschwindigkeit v zwischen den Elektronen im Plasma und den Heliumatomen berechnet. Da für den thermischen Strahl gilt $v_{He} \ll v_e$, wird hierfür alleine die Geschwindigkeit der Elektronen angenommen, für die mit der Elektronentemperatur T_e gilt $u = \sqrt{(2kT_e/m_e)}$. Dann berechnet sich der Ratenkoeffizient mit der Differenz der Bindungsenergien beider Zustände $\Delta E_{Bij} = (E_{Bj} - E_{Bi})$ nach

$$\langle \sigma_{ij} v \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi} u^3} \int_{\Delta E_{Bij}}^{\infty} v^3 \sigma_{ij}(E) \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right) dv . \tag{4.2}$$

Durch die Bilanzierung der Besetzungsprozesse in Gleichung 4.1 erhält man also ein Differentialgleichungssystem (DGL), in dem die Anzahl der zu lösenden Gleichungen abhängt von der Anzahl der zu berechnenden Niveaus. Im verwendeten Modell wurden alle Zustände bis $n=6$ berechnet, das Gleichungssystem besteht für diesen Fall aus 29 unabhängigen Differentialgleichungen. Zur Lösung dieses DGL-Systems wurde ein *Runge-Kutta-Verfahren* eingesetzt (siehe [24], [59]).

Da man mit diesem Modell die Besetzungsdichten im Heliumatom vollständig beschreibt, ist es möglich, ausgehend von vorgegebenen Startwerten für n_e und T_e , die zeitliche Entwicklung der sich einstellenden, auf den Grundzustand normierten Besetzungsdichte zu analysieren. Man sieht ([24], [59]), dass sich nach einer *Relaxationszeit* τ_R ein Gleichgewicht in den Besetzungsdichten einstellt. Diese *zeitabhängige Lösung* von Gleichung 4.1 und daraus hervorgehende Analysen der Besetzungsdichten in Abhängigkeit von der Elektronendichte und -temperatur haben gezeigt, dass τ_R für das Singulett-System kleiner ist, als für das Triplett-System und damit für eine *stationäre Lösung* von Gleichung 4.1 immer das Gleichgewicht in den Besetzungsdichten beider Spin-Systeme gegeben sein muss. Für den Fall, dass die Integrationszeit des Messsystems Δt_M und die Zeitkonstante der zu untersuchenden Prozesse groß sind gegenüber τ_R , kann man von einem solchen Gleichgewicht ausgehen und die Besetzungsdichten im Rahmen einer *stationären Lösung* ausrechnen [24]. Die oben genannten Analysen des Relaxationsverhaltens haben gezeigt, dass im modellierten Dichte- und Temperaturbereich $\tau_R < 4\mu s$ gilt, wobei die τ_R für das Triplett-System bei kleineren Elektronendichten zunimmt.

Als Resultat der stationären Lösungsmethode ergibt sich ein Datensatz, der die Dichte- und Temperaturabhängigkeit der Linienintensitätsverhältnisse beschreibt. Der für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen verwendete Datensatz ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

Auswahl der atomaren Daten

Grundlegend für die Genauigkeit der mit jeder der beiden Lösungsmethoden ausgerechneten Besetzungsdichten ist die Qualität der verfügbaren atomaren Daten. Brix hat für sein CRM eine Übersicht über die im Jahr 2000 vorhandenen Ratenkoeffizienten aus verschiedenen Quellen erstellt und auf dieser Basis mit optimierten Fitfunktionen die Temperaturabhängigkeit $\langle \sigma_{ij} v \rangle (T_e)$ für alle benötigten Ratenkoeffizienten berechnet. An dieser Stelle werden nur die für die spätere Diskussion wichtigen Fakten zusammengefasst und insbesondere die angenommenen Fehler genannt, die genaue Vorgehensweise ist detailliert erläutert in [24].

- Die Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand und aus den metastabilen $2^{1,3}S$ Zuständen² waren schon 2000 ausführlich studiert. Die von Brix verwendeten Daten für die Anregung aus dem Grundzustand stammen von *de Heer*, der die Fehler für die Ratenkoeffizienten im Singulett-System mit $\approx 10\%$ angibt und für das Triplett-System mit $\approx 30\%$. Für die Anregung aus den metastabilen Zuständen wurden Daten aus der *ADAS* Datenbank für atomare

²Die ersten angeregten Zustände in beiden Spinsystemen, also der Zustand 2^1S und der Zustand 2^3S haben eine verhältnismäßig lange Lebensdauer bevor sie durch Strahlung entleert werden. Sie werden daher *metastabil* genannt [64], S.321 ff.

Daten verwendet, die auf Rechnungen von de Heer beruhen und für die ein Fehler von 10% angenommen wird.

- Die Datenbasis für die Anregung aus Zuständen, die energetisch bei höherer Energie liegen ($n \geq 2$ mit $l=S,P,D,F$ (außer $2^{1,3}S$)), war unvollständig und mit unbefriedigender Genauigkeit. Daher wurden mit dem Code *ATOM* [62, 63] die Wirkungsquerschnitte der Übergänge für $2^{1,3}P, 3^{1,3}S - D$ mit $n \leq 4$ separat berechnet. Durch Vergleich mit anderen zur Verfügung stehenden Ratenkoeffizienten konnte in diesem Bereich ein systematischer Fehler von $\approx 20\%$ für die berechneten Ratenkoeffizienten abgeleitet werden. Auch für die Anregung aus den metastabilen und $2^{1,3}P$ Zuständen in die Zustände mit $n \geq 5$ wurden die mittels *ATOM* berechneten Wirkungsquerschnitte verwendet.
- Für die hochangeregten Zustände mit veränderter Drehimpulsquantenzahl ($4^{1,3}L \rightarrow 4^{1,3}\hat{L}$ mit $L, \hat{L} = S, P, D, F$) wurden Daten aus der ADAS Datenbank verwendet. Aus diesen Ratenkoeffizienten wurden durch Skalierung (siehe [24]) die Ratenkoeffizienten der Anregung aus dem Grundzustand in hoch angeregte Zustände mit $n \geq 5$ gewonnen.
- Für die verbleibenden Zustände war die im Jahr 2000 vorhandene Datenbasis für die Elektronenstoßanregung eher fragmenthaft und teilweise traten starke Abweichungen zwischen den einzelnen Berechnungen zu Tage. Daher wurden auch hier eigene Rechnungen und *ATOM*-Rechnungen durchgeführt und die Resultate im atomaren Datensatz des CRM verwendet.
- Auch für die Ionisationsratenkoeffizienten traf Brix eine Auswahl aus der vorhandenen Datenbasis. Für die Ionisation aus dem Grundzustand wurden auf Messungen basierende Wirkungsquerschnitte verwendet. Als problematisch, weil mit starken Unsicherheiten versehen, wurden schon 2000 die Ratenkoeffizienten für die Elektronenstoßionisation aus höher angeregten Zuständen angesehen. Hier wurden mangels Alternativen die semiempirischen Wirkungsquerschnitte von *Fujimoto* [65] verwendet. Deren Unsicherheit wurde mit $\approx 100\%$ angenommen. Die Verwendung aktueller Wirkungsquerschnitte haben, wie in Abschnitt 4.1.2 diskutiert werden wird gezeigt, dass es sich hierbei um einen summarischen Wirkungsquerschnitt handelt, der die gesamten Elektronenverluste durch Ionisation und Ladungsaustausch aus den höher angeregten Zuständen bilanziert [66].

Die vorhergehenden Erläuterungen zeigen, dass sich ein systematischer Fehler aus dem Modell nur schwer analytisch für die berechneten Linienintensitätsverhältnisse abschätzen lässt. Basierend auf der in [24], S.36 f. geführten Diskussion soll im Folgenden versucht werden, den dort angenommenen Fehler von $\sim 30\%$ in T_e und $\sim 10\%$ in n_e durch Vergleich mit anderen Ansätzen für das benötigte CRM zu beurteilen und zusätzlich den Einfluss weiterer Prozesse zur Herstellung der Besetzungsdichten zu untersuchen.

Dazu wurde im Verlaufe dieser Arbeit das verwendete CRM mit den Ergebnissen aus einem Modell aus dem *Lebedev Institut, Moskau* [67, 68] und denen einer aktualisierten Version des CRM [66] verglichen. Darin sind neben neuen atomaren Daten als zusätzliche Bevölkerungsprozesse *Ladungsaustausch mit dem Hintergrundgas, Stöße mit Protonen, Einbezug höherer Energieniveaus* und *Mischung der hoch angeregten Energieniveaus beider*

Spinsysteme berücksichtigt. Der Einfluss der Aktualisierung und Erweiterung des Modells auf die Ergebnisse bei der n_e und T_e Bestimmung wird in Abschnitt 4.1.3 beschrieben.

Ergebnis der stationären Lösung des CRM

Löst man das Ratengleichungssystem 4.1 wie zuvor erläutert unter Annahme der nötigen Relaxation der Besetzungsdichten mit der *stationären Lösungsmethode*, so kann man die Temperatur- und Dichteabhängigkeit der verwendeten Linienintensitätsverhältnisse ausrechnen. Dazu wird das Dichte- und Temperaturverhalten der mit dem CRM ermittelten Linienintensitätsverhältnissen R_{T_e} und R_{n_e} in der in Abbildung 4.4 dargestellten Form aufgetragen: Für das temperatursensitive Verhältnis R_{T_e} (durchgezogene Linien) und das dichtesensitive Verhältnis R_{n_e} (gestrichelte Linien) wurden für die Auswertungen in der vorliegenden Arbeit die folgenden Linienintensitätsverhältnisse verwendet

$$R_{T_e} = I(728, 1 \text{ nm})/I(706, 5 \text{ nm}), \quad R_{n_e} = I(667, 8 \text{ nm})/I(728, 1 \text{ nm}). \quad (4.3)$$

Deutlich tritt für die Äquipotentiallinien der Verhältnisse in Abbildung 4.4 die geringe, aber nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit der Verhältnisse vom jeweils anderen Plasmaparameter zu Tage, denn es gilt $R_{T_e}(T_e, n_e)$ und $R_{n_e}(T_e, n_e)$, erst eine vollständige Modellierung aller Besetzungsdichten ermöglicht also die Bestimmung von Elektronendichte und -temperatur über einen weiten Wertebereich.

Die Bestimmung der zu einem Paar von Linienintensitätsverhältnissen gehörenden $T_e - n_e$ Wertepaar erfolgt über das Auffinden der Schnittpunkte der Äquipotentiallinien in Abbildung 4.4, was mathematisch durch Minimierung der Fehlerfunktion $F(n_e, T_e)$ in dieser $T_e - n_e$ Ebene ausgeführt wird [24]

$$F(T_e, n_e) = \left(1 - \frac{R_{T_e \text{exp}}}{R_{T_e \text{mod}}}\right)^2 + \left(1 - \frac{R_{n_e \text{exp}}}{R_{n_e \text{mod}}}\right)^2. \quad (4.4)$$

Ein Beispiel soll die Bestimmung von n_e und T_e für zwei gemessene Linienintensitätsverhältnisse R_{n_e} und R_{T_e} verdeutlichen. Sei $R_{n_e} = 7$ und $R_{T_e} = 1$, so erhält man durch das Aufsuchen des Schnittpunktes der beiden Äquipotentiallinien in Abbildung 4.4 das Wertepaar $n_e(r_i, t_i) = 1.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $T_e(r_i, t_i) = 80 \text{ eV}$.

Die Indizes i sollen dabei deutlich machen, dass es sich jeweils um die Bestimmung eines Wertepaares an einem Raumpunkt r_i für einen Zeitpunkt t_i handelt. Die Atomstrahl-diagnostiken an TEXTOR produzieren mit einer Zeitauflösung von 1 – 100 ms bei einer Entladung von 8s und 128 gemessenen Raumpunkten bis zu 1 024 000 Messpunkte. Der Vergleich dieser großen Zahl an Linienintensitätsverhältnissen mit den Ergebnissen des CRM ist nur mit der stationären Lösungsmethode pragmatisch im Experimentierbetrieb durchführbar. Daher ist der Grad der Übereinstimmung zwischen der stationären und zeitabhängigen Lösung der Ratengleichungen ausschlaggebend für die Genauigkeit der ermittelten T_e und n_e Werte.

Vergleichsmessungen in der Plasmarandschicht

An dieser Stelle wird kurz auf die Problematik der direkten experimentellen Validierung der mit BES an Helium unter Verwendung dieses CRM erhaltenen $n_e(r, t)$ und $T_e(r, t)$

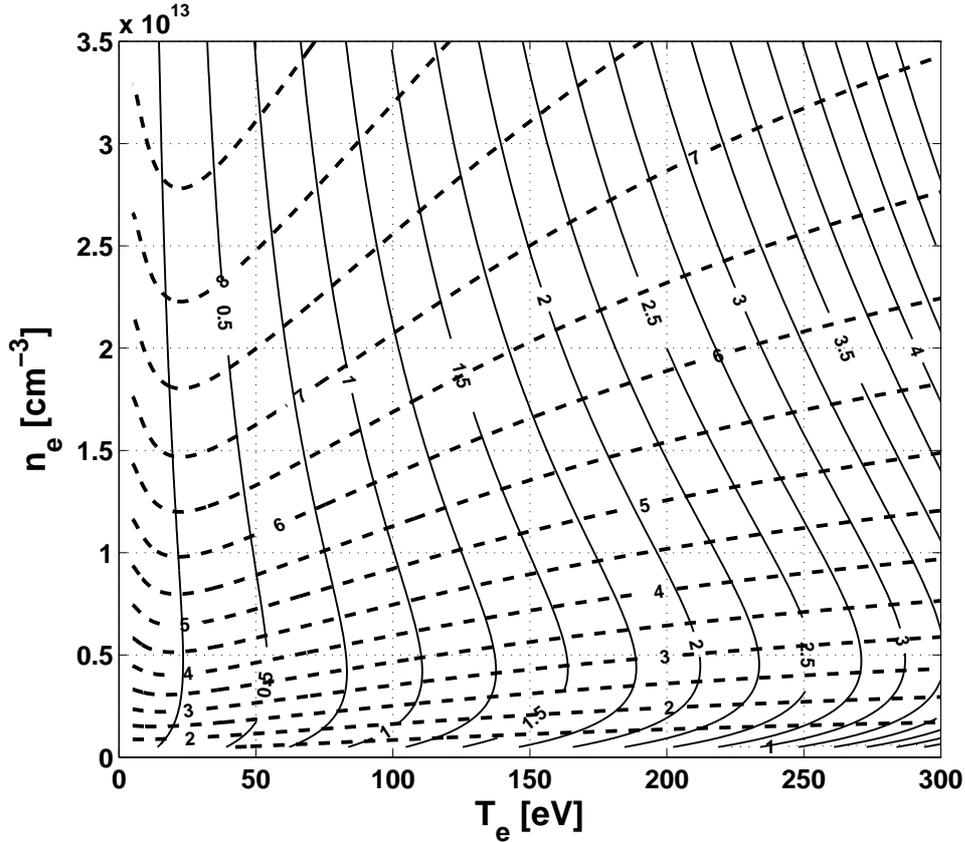


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Linienintensitätsverhältnisse R_{T_e} und R_{n_e} von Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e

Daten eingegangen: Der Messbereich, indem diese Messmethode zum Einsatz kommen kann, ist festgelegt durch das atomare Verhalten des Heliums und durch die typischen Plasmatemperaturen und -dichten in der Plasmarandschicht von $T_e \sim 10 - 100 \text{ eV}$ und $n_e \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Die zur redundanten Auswertung benötigte Linienemission wird daher typisch in einem Bereich von $3 - 8 \text{ cm}$ um die letzte geschlossene Flussfläche herum gemessen. In diesem Bereich des Plasmas gibt es nur wenige alternative Methoden, die Elektronendichte und -temperatur bestimmen können. Möglich sind Sondenmessungen und die Messung mittels *Thomsonstreuung* des Laserlichtes eines durch das Plasma schießenden Lasers. Hier liegt die besondere Problematik in der Randschicht darin, das Streulicht des Lasers von Untergrund zu diskriminieren. Sondenmessungen mit im Plasma stehenden Sonden sind nur für ausgewählte Plasmaszenarien ohne Beschädigung der Sonde möglich. Mit einem Sondaufbau, der ein schnelles, repetierendes Ein- und Ausfahren der Sonde möglich macht, kann man auch in dichteren und heisseren Plasmen Messungen durchführen. Für TEXTOR gab es zur Zeit der Entwicklung des verwendeten CRM eine solche *schnelle Sonde* und Vergleiche der mit diesem Datensatz gewonnen $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profilen mit den so gemessenen Profilen haben eine gute Übereinstimmung im angenommenen Fehlerbereich von $\sim 30\%(T_e)$ bzw. $\sim 10\%(n_e)$ gezeigt [24].

Diese Validierung des verwendeten Datensatzes hat gezeigt, dass es mit BES an Helium möglich ist, verlässlich gleichzeitig $n_e(r, t)$ und $T_e(r, t)$ zu messen. Die Helium Atom-

strahldiagnostik wurde in der Arbeit von Lehnen [69] erfolgreich zur Messung von n_e und T_e in der Plasmarandschicht eingesetzt. In dieser Arbeit wurde die Struktur der Plasmarandschicht mittels Heliumstrahldiagnostik untersucht und Transportmechanismen in der Plasmarandschicht im Vergleich mit einem zweidimensionalen Flüssigkeitscode analysiert. Damit wurde gezeigt, dass diese Messungen zu physikalisch plausiblen abgeleiteten Größen führen. Nicht zuletzt auch um die erhaltenen Ergebnisse mit diesen Ergebnissen zur dieser Charakterisierung der Limiter Abschältschicht vergleichen zu können, wurde derselbe Datensatz aus dem CRM verwendet.

4.2 Ergebnisse zur Beurteilung der Messgenauigkeit

Zur Beurteilung und zur Verbesserung der Messgenauigkeit wurde die Diagnostik in verschiedenen Schritten überprüft und verändert: Zunächst wurde das verwendete CRM im Vergleich mit den Ergebnissen eines unabhängigen Modells und einer aktualisierten Version diskutiert und so der Fehlerbereich für die n_e und T_e Bestimmung mit den vorherigen Angaben verglichen. Zusätzlich wurde neben diesem systematischen Fehler erstmals der bei der Bestimmung der Linienintensitäten entstehende Fehler beurteilt und durch das CRM fortgepflanzt. Zur Minimierung des Fehlers der Linienintensitäten wurden apparative Methoden sowie neue Auswertemethoden entwickelt, um insbesondere die untergrundfreie Messung der Linien zu verbessern. Abschließend wurde der Einfluss der Messmethode auf die lokalen und globalen Werte der Messgrößen beurteilt und diskutiert. Die Ergebnisse dieser Optimierungsschritte sind im Folgenden beschrieben.

4.2.1 Einfluss des atomaren Modells auf die Messgenauigkeit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Ergebnisse aus dem verwendeten CRM mit denen des Modells aus dem *GKU-Code* [63] verglichen und zusätzlich die Ergebnisse einer aktualisierten Version des hiesigen Modells als Referenz betrachtet [66]. Hiermit wird der bei der Entwicklung des verwendeten CRM abgeschätzte systematische Fehlerbereich aus dem Modell für die abgeleiteten n_e und T_e Werte diskutiert.

Überblick über die Vergleichsmodelle

Im Rahmen der Zusammenarbeit des Lebedev Instituts in Moskau mit dem Forschungszentrum Jülich wurde mit dem *GKU-Code* [63] der benötigte Datensatz für die Temperatur- und Dichteabhängigkeit der Besetzungsdichten berechnet. Dabei wurden als Prozesse zur Bevölkerung der Niveaus in den Heliumatomen ebenfalls *Elektronenstoßan- und abregung*, *Elektronenstoßionisation* und *spontane Emission* berücksichtigt, des weiteren aber auch *Ladungsaustausch* als Ionisationsprozess sowie *Schwerteilchenstöße* mit den Protonen des Plasmas einbezogen [67]. Die atomaren Daten wurden dabei mit dem Code *ATOM* neu berechnet [68]. Der mit der stationären Lösungsmethode berechnete Datensatz für ein CRM wurde zur Auswertung der gemessenen Linienintensitätsverhältnisse verwendet und die gewonnenen Ergebnisse können in diesem Rahmen als unabhängig vom zuvor beschriebenen CRM von Brix betrachtet werden, da er seine atomaren Daten wie beschrieben zum Großteil aus anderen Quellen zusammengestellt hat.

Im Anschluss an diese Untersuchungen hat Brix sein CRM überarbeitet und erweitert [66]: Als Wechselwirkungsprozesse wurde *Ladungsaustausch* als Ionisationsprozess be-

trachtet und das *Mischen* von hochangeregten Energieniveaus beider Spinsysteme als Umverteilungsprozess mit einbezogen. Die atomaren Daten wurden durch aktualisierte Werte ersetzt. Diese Überarbeitung hat als Hauptaussage den hohen Wert des verwendeten Ionisationsratenkoeffizienten für die Ionisation aus den Zuständen mit $n \geq 3$ erklärt: Dieser lag um mehr als einen Faktor drei über dem aktuellen Wert. Durch Einbezug des Ladungsaustausches mit dem Hintergrundgas zeigte sich, dass die effektive Elektronenverlustrate zusammen mit dem aktuellen Ionisationsratenkoeffizienten nahezu den damaligen Ionisationsratenkoeffizienten ergibt und einen ähnlichen Temperaturverlauf aufweist. Es handelte sich also um einen summierten, effektiven Elektronenverlust, wie es schon bei der Erstellung des CRM vermutet wurde.

Geltungsbereich der stationären Lösungsmethode

Für die Anwendung der Ergebnisse eines CRM im Experimentierbetrieb muss bekannt sein, mit welchen Grenzen die stationäre Lösungsmethode im angestrebten n_e und T_e Wertebereich die Besetzungsdichten und damit die Linienintensitäten korrekt beschreibt. Diese wurde in [24] und mit dem erweiterten CRM untersucht. Hierzu wurde für ein vorgegebenes $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profil mit der zeitabhängigen Lösungsmethode die Liniemissionsprofile berechnet und dann mit der stationären Lösung die $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile rekonstruiert.

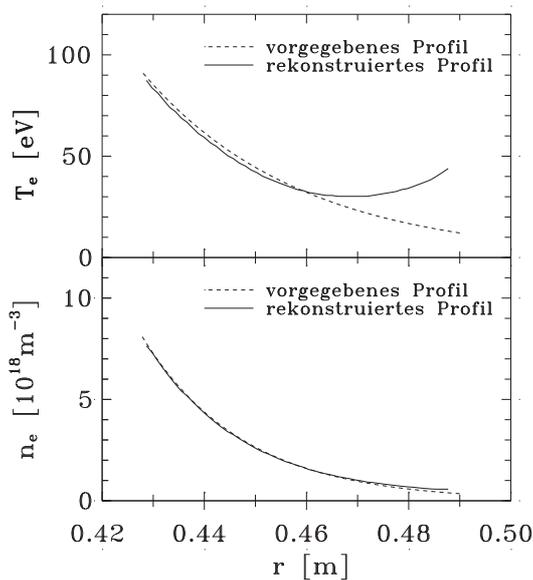


Abbildung 4.5: Einfluss der stationären Lösung auf die n_e und T_e Profile (aus [24])

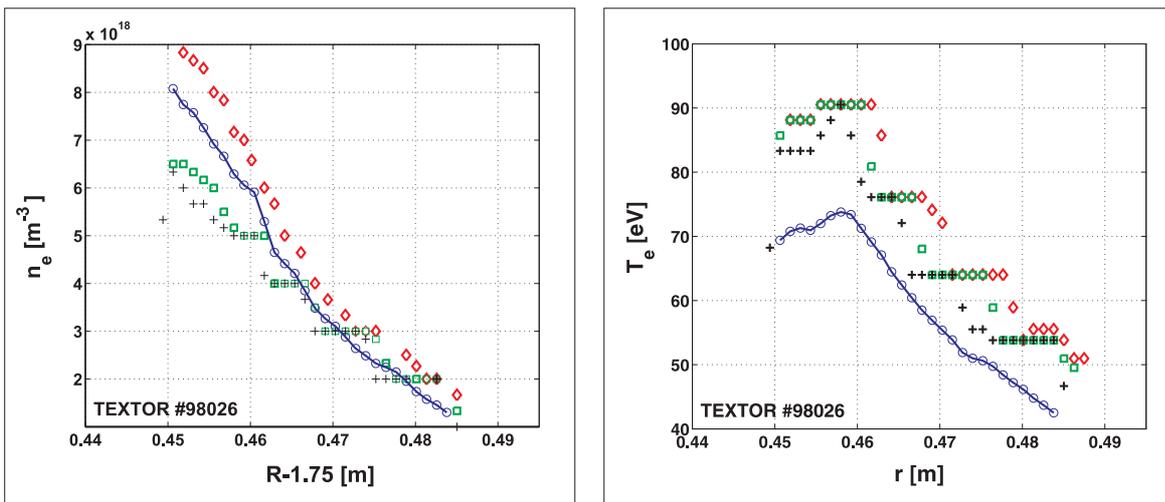
Abweichungen zwischen den Profilen liegen in den unterschiedlichen Lösungsmethoden und damit im Zeit- also Relaxationsverhalten begründet. Abbildung 4.5 (aus [24]) zeigt, dass diese Abweichung im Bereich niedriger Elektronendichten $n_e < 2.0 \cdot 10^{18} m^{-3}$ auftritt. Die Analyse der Relaxationszeit τ_R in [24] hat gezeigt, dass in diesem Bereich τ_R mit $1 - 2 \cdot 10^{-6} s$ für den 2^3S Zustand, der die Besetzungsdichten im Triplett-System bestimmt, sehr lang ist. Somit sind bei der Emission die Triplett-Zustände noch nicht relaxiert und die gemessene Intensität bei $706,5 nm$ ist demnach zu klein. Da aus dem Verhältnis $I(728.1nm)/I(706.5nm)$ die Temperatur T_e bestimmt wird, führt dies bei dem verwendeten CRM im Dichtebereich $n_e < 2.0 \cdot 10^{18} m^{-3}$ zu einer Überschätzung der Temperatur T_e mit der stationären Lösungsmethode. Die Dichten werden durch diesen Effekt

nur sehr wenig beeinflusst und im übrigen Wertebereich liegt ein hoher Grad an Übereinstimmung zwischen zeitabhängiger und stationärer Lösung vor. Die unterschiedlichen Relaxationszeiten der beiden Spin-Systeme legen also den unteren Grenzwert für den Messbereich fest. Dieses Verhalten taucht auch in den beiden anderen Vergleichsmodellen im quantitativ gleichen Maßstab auf.

Ergebnisse mit dem unabhängigen CRM aus dem GKU-Code

Zunächst wurde der Datensatz des Stoß-Strahlungsmodell mit den GKU Daten (*CRM-GKU*) ohne Einbezug der Stöße der Heliumatome des Strahls mit den Protonen im Plasma berechnet, um die Ergebnisse des verwendeten CRM zu reproduzieren. Darauf aufbauend wurde dann dieser weitere Prozess mit einbezogen und dessen Einfluss studiert. Abbildung 4.6 zeigt das Ergebnis dieses Vergleiches für eine Normentladung³ an TEXTOR. Die Stufenform der mit dem GKU Datensatz ausgewerteten Profile kommt durch die geringe Auflösung der Testdatensätze. Der Abstand zwischen den Äquipotentiallinien ist groß und die jeweilige Bestimmung nur in diesem Raster möglich. Eine Abweichung tritt insbesondere für die Profile der Temperatur auf. Folgendes Verhalten kann an diesen Ergebnissen abgelesen werden:

Das mit dem CRM-GKU abgeleitete Temperaturprofil (rote Rauten) ist um $\sim 30\%$ über dem des verwendeten CRM (blaue Kreise). Grund hierfür ist der auch in diesem Ansatz aktualisierte Ratenkoeffizient für Elektronenstoßionisation und der ebenfalls von vorne herein einbezogene Ladungsaustausch. Das Maximum der Temperatur radial weiter Innen ist ein Effekt aus der Modellierung der hohen Besetzungsdichten, der in allen betrachteten Modellen vorkommt und für den bisher noch keine Lösung gefunden wurde.



(a) Ergebnisse für $n_e(r)$ Profile

(b) Ergebnisse für $T_e(r)$ Profile

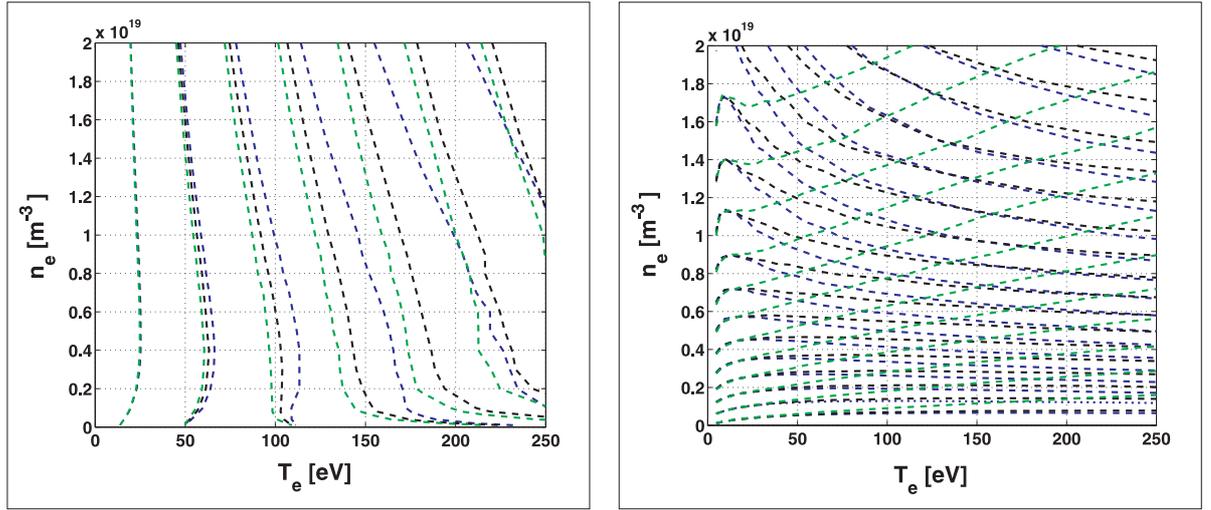
Abbildung 4.6: Vergleich der Ergebnisse des CRM (blaue Kreise, durchgezogene Linie) mit den Ergebnissen des CRM-GKU (rote Rauten \diamond : ohne Protonenstöße, grüne Vierecke \square : mit Protonenstößen bei $T_i = T_e$ bzw. $T_i = 2T_e$ (schwarze Kreuze $+$))

Ausgehend von diesem Ergebnis konnte der Einfluss durch Stöße mit den Protonen des Hintergrundgases untersucht werden. Zwei verschiedene Ionentemperaturen T_i wurden dabei zu Grunde gelegt. Abbildung 4.6 zeigt die $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile, ausgewertet mit dem CRM-GKU. Der Einbezug dieses Prozesses senkt sowohl die Temperatur als auch die Dichte, so dass beide in einem Bereich von $\sim 10\%$ bei dem Profil aus dem CRM liegen.

³Normentladungen werden zu Beginn des Messtages reproduzierbar durchgeführt, um den Zustand der Maschine zu beurteilen. Sie sind durch gleiche Plasmabedingungen und lange stationäre Phasen gekennzeichnet. Alle hier dargelegten Untersuchungen wurden auch an einer Reihe von Plasmaentladungen mit verschiedenen Zusatzheizleistungen gemacht.

Der Einfluss der Geschwindigkeit der Protonen ist gering.

In Abbildung 4.7 (a) sind zusammenfassend die dichteabhängigen Linienintensitätsverhältnisse dargestellt, in Abbildung 4.7 (b) die temperaturabhängigen Verhältnisse für die drei zuvor am GKU-Modell diskutierten Fälle. Man sieht, dass durch die neu einbezogenen Prozesse eine Umverteilung in den Besetzungsdichten und damit in den berechneten Linienintensitätsverhältnisse zu Tage tritt, die aber in beiden Systemen offenbar so von statten geht, dass sich am resultierenden Dichte- und Temperaturverhalten nur wenig ändert.



(a) Dichtesensitive Linienverhältnisse

(b) Temperatursensitive Linienverhältnisse

Abbildung 4.7: Vergleich der Ergebnisse für die Linienintensitätsverhältnisse des CRM-GKU (grüne gestrichelte Linie: ohne Protonenstößen, schwarze gestrichelte Linie: mit Protonenstößen bei $T_i = T_e$, blaue gestrichelte Linie: mit Protonenstößen bei $T_i = 2T_e$)

Die in diesem Vergleich ermittelten Abweichungen erlauben den in [24] und [59] angenommenen Fehler von $\sim 30\%$ für T_e zu bestätigen. Die Verwendung unabhängig berechneter atomarer Daten und der Einbezug von Stößen zwischen Elektronen und Protonen sowie Ladungsaustausch als Ionisationsprozesse beeinflussen die ermittelten Werte im Rahmen dieses Fehlerbereiches, wobei der hieraus abgeleitete Fehler für die Dichte n_e mit $\sim 10\%$ wie erwartet deutlich kleiner ist. Der Großteil der Veränderungen liegt in den abgeleiteten Temperaturwerten. Diese werden durch die Besetzungsdichten im Triplett-System definiert, wo es, was die in Abschnitt 4.1.2 zusammengefassten Fehlerquellen auch dokumentieren, zur Zeit der Erstellung des verwendeten CRM die größten Unsicherheiten gab. Für die Elektronentemperatur zeigt sich tendenziell eine Erhöhung der Werte entlang des Profils, für die Elektronendichte erhält man eine Schwankung um die mit dem verwendeten CRM bestimmten Profile. Des weiteren sei betont, dass sich auch das Abfallverhalten beider Profile, charakterisiert mit der Abfalllänge λ aus $f \sim c \cdot e^{-x/\lambda}$, für beide Profile nur sehr wenig ändert und damit die daraus abgeleiteten Transportcharakteristika unberührt von diesen Überlegungen zum Atommodell bleiben.

Die Verwendung der von Brix aus seinem optimierten Modell berechneten Linienintensitätsverhältnisse zeigte, dass auch hier die resultierende Abweichung im angenommenen

Fehlerbereich liegt [66]. Dabei wurden die neu berücksichtigten Effekte variiert um ihren Einfluss zu beurteilen: Der Einbezug des Ladungsaustausches kompensiert im typischen Temperatur- und Dichtebereich der Plasmarandschicht den aktualisierten, kleineren Ionisationsratenkoeffizienten. Der Einfluss auf die Temperaturprofile liegt ebenfalls im Rahmen des angenommenen Fehlers, die Dichteprofile bleiben nahezu unberührt. Die Berücksichtigung des Mischens der Zustände beider Spinsysteme führt zu einer größeren Abweichung, die ausserhalb des angenommenen 30% Fehlers liegt. Hierbei wird auf Seiten des Atommodells aber vermutet, dass die begrenzte Anzahl der berücksichtigten hochangeregten Zustände diesen Effekt verursacht. Das Modell wird daher derzeit erweitert bis zur Hauptquantenzahl $n = 9$. Des Weiteren sind Messungen verschiedenster Heliumlinien an den Atomstrahl diagnostiken an TEXTOR vorgesehen, um die Unsicherheiten in den angenommenen Ratenkoeffizienten und berücksichtigten Prozessen einzugrenzen.

4.2.2 Diskussion des Messfehlers bei der Bestimmung von n_e und T_e

Auf Basis der im vorhergehenden Abschnitt 4.1 geschilderten Untersuchungen wird im Folgenden ein konstanter systematischer Fehler für die mit dem CRM abgeleiteten n_e Werte von 10% und T_e Werte von 30% angenommen. Dieser Fehler wird durch das verwendete atomare Modell verursacht und diese Werte stellen obere Grenzen für die so zu Stande kommende Abweichung dar. Dieser Anteil am gesamten systematischen Fehler der He-Atomstrahl Diagnostiken ist im Auswertebereich konstant und insbesondere unabhängig von Messungenauigkeiten. Daher wird bei der späteren Darstellung der experimentellen Ergebnisse dieser Fehler nicht mit angeschrieben, sondern als variabler systematischer Fehler nur der im Folgenden diskutierte Messfehler bei der Messung der Linienemissionsprofile betrachtet.

Bei der Diskussion dieser Messungenauigkeit sind zwei Punkte zu berücksichtigen: Zum einen die Genauigkeit der relativen spektralen Kalibration der Beobachtungskanäle und zum anderen der Einfluss des Linienuntergrundes auf die Messungen.

Die Problematik bei der untergrundfreien Messung der drei Heliumlinien besteht darin, dass eine der drei Linien stark von einem Verunreinigungsuntergrund betroffen ist: Im sichtbaren Teil eines typischen Spektrums aus dem Randschichtplasma sind die beiden Singulett Linien bei $\lambda_{3^1S} = 728,1 \text{ nm}$ und $\lambda_{3^1D} = 667,8 \text{ nm}$ ohne eine Verunreinigungslinie zu beobachten. Die Triplett-Linie mit $\lambda_{3^3S} = 706,5 \text{ nm}$ hingegen liegt nahe an zwei Linien von ionisiertem Kohlenstoff.

Diese wurden im Rahmen dieser Arbeit mit hochauflösenden Spektrometern identifiziert: Es handelt sich um eine starke CIII Linie bei $\lambda_{CIII} = 703,1 \text{ nm}$ und eine weniger intensive CII Linie bei $\lambda_{CII} = 706,15 \text{ nm}$. Die CIII Linie ist durch die spektrale Auflösung der Beobachtungssysteme an beiden Messpositionen separiert, während die CII Linie nicht aufgelöst werden kann. Dieser Untergrund wurde daher mit jeweils einem zusätzlichen Aufbau untersucht, um den Einfluss auf das gemessene Linienemissionsprofil beurteilen zu können. Abbildung 4.8 zeigt für eine Normentladung die Untergrundsituation an beiden Messpositionen in einem Bereich von $\Delta\lambda = \pm 0,5 \text{ nm}$ um die Heliumlinie bei $\lambda = 706,5 \text{ nm}$ herum. Dabei handelt es jeweils um ein über den Beobachtungsbereich gemitteltes Spektrum. Man sieht deutlich an diesen Beispielen, was sich auch während anderer Plasmaszenarien mit höherer Heizleistung und anderer Plasmalage bestätigt: Die relative Intensität

der CII Linie ist an der Niederfeldseite mit $\sim 3\%$ der HeI Intensität kleiner als an der Hochfeldseite, wo sie $\sim 7\%$ beträgt. Der Einfluss dieser nicht aufzulösenden Kohlenstofflinie wird in den gesamten Messfehler einbezogen.

Je nach Messsituation kommt es auch durch die spektral weiter entfernte CIII Linie bei beiden Systemen zu einem Übersprechen in den spektralen Beobachtungsbereich des Kanals für die $\lambda_{33S} = 706,5 \text{ nm}$ Linie. Dieser anteilige Untergrund hat für die zwei unterschiedlichen Beobachtungssysteme der beiden He-Strahlen unterschiedliche Konsequenzen:

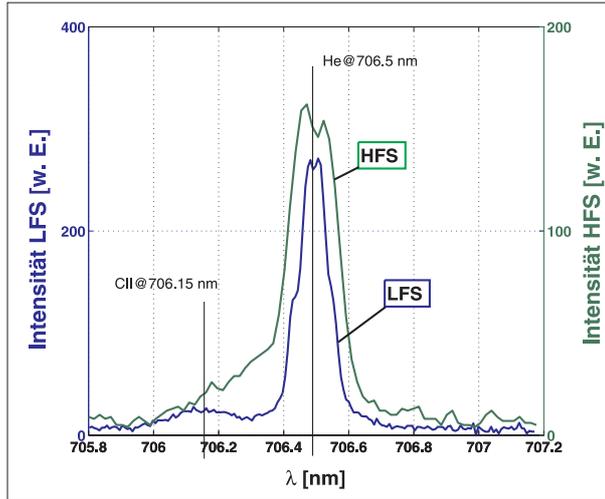


Abbildung 4.8: CII ($\lambda_{CII} = 706.15 \text{ nm}$) Linienuntergrund für die gemessene Triplett-Linie bei $\lambda_{33S} = 706.5 \text{ nm}$ an beiden Messorten (blaue Kurve:LFS, grüne Kurve:HFS)

das Abfallverhalten der Profile. Durch Variation der Stufenposition wurde dies untersucht und die Standardabweichung als mittlerer Fehler auf 3% für die Abfallängen λ der Profile abgeschätzt.

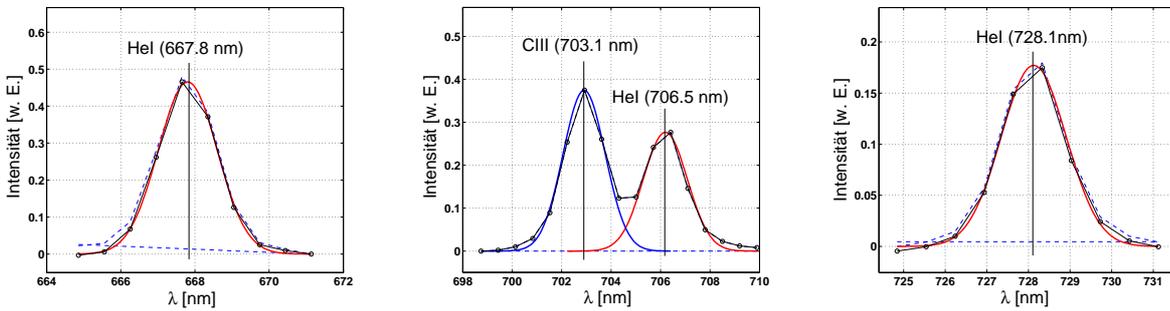
Auf der Hochfeldseite stellt sich das Problem durch den Messort direkt vor dem aus Kohlenstoff bestehenden DED-Schutzlimiter verstärkt dar. Die Linienintensitäten der beiden betrachteten Kohlenstofflinien sind hier erhöht. Insbesondere die CIII Linie ist bis zu einem Faktor 5 stärker als die zu messende $\lambda_{33S} = 706,5 \text{ nm}$ Helium Linie. Dies führte während der in [69] diskutierten Messungen dazu, dass die Plasmalage für die Diagnostik optimiert werden musste, um so den Untergrund zu reduzieren. Durch die Entwicklung von angepassten Fit- und Auswerterroutinen konnte im Rahmen dieser Arbeit die Verfügbarkeit der Daten von dieser Diagnostik gesteigert werden und die Messung von n_e und T_e direkt vor dem Target war routinemäßig für beliebige Plasmalagen verfügbar.

Nichts desto trotz sind an dieser Messposition die Bedingungen schwierig für diese spektroskopische Messung und begleitend zu dieser Arbeit wurde im Rahmen einer Diplomarbeit ein hochauflösendes *Echelle-Spektrometer* aufgebaut[70]. Mit diesem werden in Zukunft die drei Heliumlinien in verschiedenen, hohen ($30 < m < 35$) Beugungsordnungen so beobachtet, dass keine anderen Linien im Dispersionsbereich liegen. Damit ist durch das

Auf der Niederfeldseite führt dies zu einem Untergrund, der nur dadurch bestimmt werden kann, dass er ohne aktiven He-Strahl vermessen wird. Damit wurde schon in [24] und [69] eine heuristische Methode zum Abzug des Untergrundes entwickelt: Der gesamte Untergrund wird mit einer Stufenfunktion im Bereich der letzten geschlossenen Flussfläche angepasst. Diese Methode hat sich im Betrieb bewährt und Untersuchungen zum Einfluss des Untergrundabzuges auf die abgeleiteten n_e und T_e Profile haben gezeigt, dass Position und Ausprägung der Stufe einen geringen Einfluss auf die abgeleiteten Werte hat. Der hierdurch eingebrachte Fehler der abgeleiteten $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Werte hat ein radiales Verhalten und beeinflusst somit

hohe Auflösungsvermögen dieses Systems in diesen Beugungsordnungen von $A \approx 220000$ eine Separation der Linien vom diskutierten Verunreinigungshintergrund möglich [70].

Für den verwendeten Aufbau bestimmt die Güte der Fits an die gemessenen Spektren den Fehler für die Messgenauigkeit der Atomstrahldiagnostik an der Hochfeldseite. Abbildung 4.9 zeigt die angefitzte Linienemission für eine Normentladung bei $r = 0,465 m$, also $1,2 cm$ vor dem DED-Target. Die dabei entstehenden Fitfehler entsprechen als systematischer Fehler dem Fehler durch die Genauigkeit der Untergrundseparation mit der Stufenfunktion auf der Niederfeldseite. Als Fitfehler wird die Standardabweichung der Fitparameter der mittels Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung (*least square fitting*) bestimmten optimierten Gaußkurve des gemessenen Profils angenommen.



(a) $I_{668}(\lambda)$ und angefitztes Gaußprofil inklusive Untergrundkorrektur

(b) $I_{706}(\lambda)$ und $I_{CIII@704}(\lambda)$ und angefitztes 2-Gaußprofil inklusive Untergrundkorrektur

(c) $I_{728}(\lambda)$ und angefitztes Gaußprofil inklusive Untergrundkorrektur

Abbildung 4.9: Gemessene Intensitätsprofile $I_k(\lambda)$ für eine Normentladung (TEXTOR #96605). Die Profile sind gemittelt über $\Delta t = 1.0s - 2.0s$ und $1.5 cm$ vor dem DED Schutzlimiter extrahiert

Die relative spektrale Kalibration und das relative Sensitivitätsverhalten der Beobachtungskanäle ist besonders für den Aufbau an der Niederfeldseite ein kritischer Punkt bei der Messung der Linienemissionsprofile $I_k(r, t)$. Insbesondere das Abfallverhalten der Profile hängt von einer genauen Kalibration in radialer Richtung ab.

Sowohl die drei optischen Abbildungsmethode als auch der Bildverstärker (MCP) haben für die verschiedenen Wellenlängen ein unterschiedliches spektrales Sensitivitätsverhalten. Des weiteren können leichte Beschädigungen oder Verschmutzungen der Abbildungsoptiken und Abbildungswege (insbesondere der abbildenden Lichtleiterbündel) zu stark unterschiedlichem Sensitivitätsverhalten unter den drei Kanälen führen. Durch Kalibration mittels einer Eichquelle, deren spektrales Emissionsverhalten genau bekannt ist (es wurde eine *Ulbricht-Kugel* verwendet), wurde das relative spektrale und optische Sensitivitätsverhalten für jeweils beide Beobachtungssysteme bestimmt.

Die zu korrigierenden relativen Inhomogenitäten für das System der Niederfeldseite haben ein starkes radiales Verhalten und die Kanäle unterscheiden sich um bis zu einem Faktor 6. Durch wiederholte Kalibrationsmessungen wurde die Standardabweichung dieser Messungen zu 5% bestimmt und diese als systematischer Fehler für die kalibrierten Linienemissionsprofile vom System an der Niederfeldseite verwendet. Für die Hochfeldseite ist das optische Sensitivitätsverhalten des gesamten Abbildungsweges inklusive des

Spektrometers sehr homogen. Die spektrale relative Sensitivität ist deutlich genauer zu bestimmen, da man durch das Einbringen einer Ulbrichtkugel in den Strahlengang den gesamten radialen Beobachtungsbereich mit einer Messung kalibrieren kann. Der hier entstehende systematische Fehler durch die Kalibration wird mit $\sim 1\%$ angenommen.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich zusammenfassend bei der Messung der Linienintensitätsprofile $I_k(r)$ folgender systematischer Fehler $\Delta_I(r)$: Für das System an der **Niederfeldseite** nehmen wir $\Delta_I = 12\%$ an, zusammengesetzt aus dem nicht korrigierbaren Anteil durch die CII-Linie ($\sim 5\%$) (diese wird durch die Selektion mit Filtern vollständig aufgenommen und erhöht das Signal entsprechend), dem Fehler durch die Pixelkalibration (5%) und dem Fehler aus zusätzlichen Kalibrationsfaktoren ($\sim 2\%$). Diese entstehen durch die Abschwächung des starken $667,8 \text{ nm}$ Signals, was nötig ist, um den gesamten Dynamikbereich der Datenerfassung auszunutzen. Dieser Fehleranteil wurde wieder als Standardabweichung aus mehreren Messungen an einer Eichquelle bestimmt.

Für die **Hochfeldseite** erhalten wir den aus der Fitmethode resultierenden Fitfehler an jeder radialen Position und addieren zu diesem eine angenommene Unsicherheit von $\sim 3\%$ durch die CII-Linie (die sich im Fitfehler über die Linienverbreiterung bereits äußert und hier deshalb anteilig an Amplitude und Breite beim Fit abgeschätzt wird) und $\sim 1\%$ aus der Kalibration des Systems. Abbildung 4.10 zeigt für eine Normentladung die kalibrierten Intensitätsprofile inklusive der so abgeleiteten Fehlerbalken.

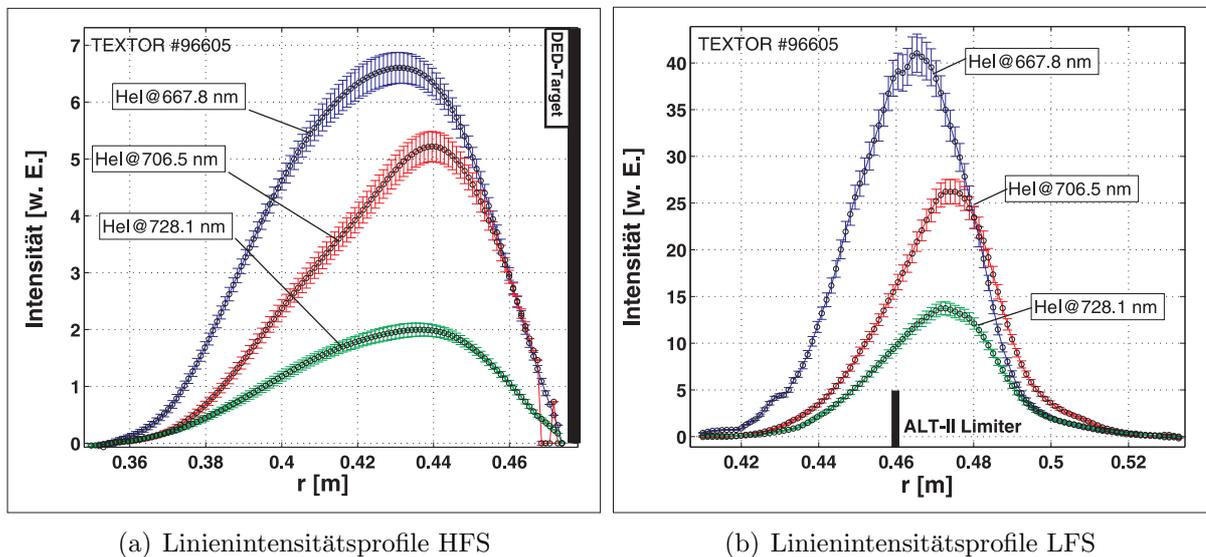


Abbildung 4.10: Intensitätsprofile der zur Auswertung verwendeten HeI-Linien gemessen in der Mittelebene an Hoch- und Niederfeldseite: Die Profile sind über eine stationäre Phase von $1,0 \text{ s}$ gemittelt, eingezeichnet sind ebenfalls die Fehlerbereiche: Die Fehlerbalken stellen die Fitfehler (Hochfeldseite) bzw. Fehler in der Untergrundkorrektur (Niederfeldseite) inklusive jeweils des Kalibrationsfehlers dar.

Fortpflanzung der Messfehler bei der n_e und T_e Bestimmung

Die Untersuchung der Fortpflanzung dieser Fehler auf die mit dem CRM abgeleiteten Elektronendichte und -temperatur Profile ist gekoppelt an die Fehlerdiskussion für das atomare Modell selbst. Eine lineare Fehlerfortpflanzung ist hier nicht möglich [24], denn die Fehler der verschiedenen Übergänge sind abhängig von n_e und T_e [24] und nur für wenige Besetzungsprozesse quantitativ verfügbar. Daher wurde zur Ableitung eines summarischen, systematischen Fehlers die Fortpflanzung der Fehler in der Linienintensitäten wie folgt untersucht:

Wir betrachten die drei gemessenen Intensitäten $I_1 = I(667,8 \text{ nm})$, $I_2 = I(706,5 \text{ nm})$ und $I_3 = I(728,1 \text{ nm})$. Diese sind jeweils mit den Fehlern Δ_{I_1} , Δ_{I_2} und Δ_{I_3} behaftet. Die einzelnen Fehler Δ_{I_k} bestimmen sich aus dem konstanten relativen Fehler (Niederfeldseite) bzw. aus dem auf dem Fitfehler basierenden, radial abhängigen Fehler (Hochfeldseite).

Diese Fehler lassen sich linear auf die zur Auswertung verwendeten Verhältnisse fortpflanzen. Man erhält ΔR_{n_e} bzw. ΔR_{T_e} als Fehler der Verhältnisse und kann damit ein maximales Verhältnis ($R_{T_e} \text{ max} = R_{T_e} + \Delta R_{T_e}$ bzw. $R_{n_e} \text{ max} = R_{n_e} + \Delta R_{n_e}$) und minimales ($R_{T_e} \text{ min} = R_{T_e} - \Delta R_{T_e}$ bzw. $R_{n_e} \text{ min} = R_{n_e} - \Delta R_{n_e}$) Verhältnis für jedes zu bestimmende Dichte- bzw. Temperaturprofil berechnen.

Diese beiden maximalen bzw. minimalen Verhältnisse werden zusätzlich zum eigentlichen Verhältnis R_{T_e} bzw. R_{n_e} mit der stationären Lösungsmethode ausgewertet und die damit bestimmten $(\Delta T_e)_{\text{up/down}}$ bzw. $(\Delta n_e)_{\text{up/down}}$ Werte als Fehlerbalken verwendet. Man erhält so die Profile für Elektronentemperatur T_e und Elektronendichte n_e inklusive der Messfehler

$$n_e(r) + (\Delta n_e(r))_{\text{up}} / - (\Delta n_e(r))_{\text{down}}, \quad (4.5)$$

$$T_e(r) + (\Delta T_e(r))_{\text{up}} / - (\Delta T_e(r))_{\text{down}}. \quad (4.6)$$

Abbildung 4.11 zeigt die aus den in Abbildung 4.10 dargestellten Intensitätsprofilen abgeleiteten $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile inklusive der auf diesem Weg bestimmten Fehlerbalken. Die schwarze Linien zeigen den durch die Fehler der atomaren Daten im verwendeten CRM verursachten maximale Variationsbereich als systematischen Fehler. Bemerkenswert daran ist die asymmetrische Lage der Fehlerbalken zu den mittleren Messwerten. Das resultiert aus dem Verhalten der diskret modellierten Intensitätsverhältnisse. Betrachtet man dazu nochmal die in Abbildung 4.4 dargestellten berechneten Linienverhältnisse, so wird deutlich, dass die Abweichungen von den mittleren Werten an verschiedenen n_e/T_e Koordinaten unterschiedlich großen Einfluss haben. Die Äquipotentiallinien verlaufen eben nicht senkrecht zu einander.

Mit der so eingeführten Methode ist es also erstmals gelungen, den Messfehler bei der Messung der Linienemissionsprofile auf die ausgewerteten n_e und T_e Profile fortzupflanzen. Man sieht, dass ein Fehler entsteht, der durchaus in der Größenordnung der Fehler aus dem atomaren Modell liegt. Die hochauflösende Messung der Linienemissionsprofile sowie die genaue Kalibration des gesamten Systems ist also ebenso wichtig, wie die Verbesserung der atomaren Modelle zur Auswertung. Eine genaue Spezifikation des Fehlerverhaltens der berechneten Intensitätsverhältnisse in Abhängigkeit von n_e und T_e als

Pendant zur Abbildung 4.4 kann mit dieser Methode eine vollständige Angabe des gesamten systematischen Fehler ermöglichen.

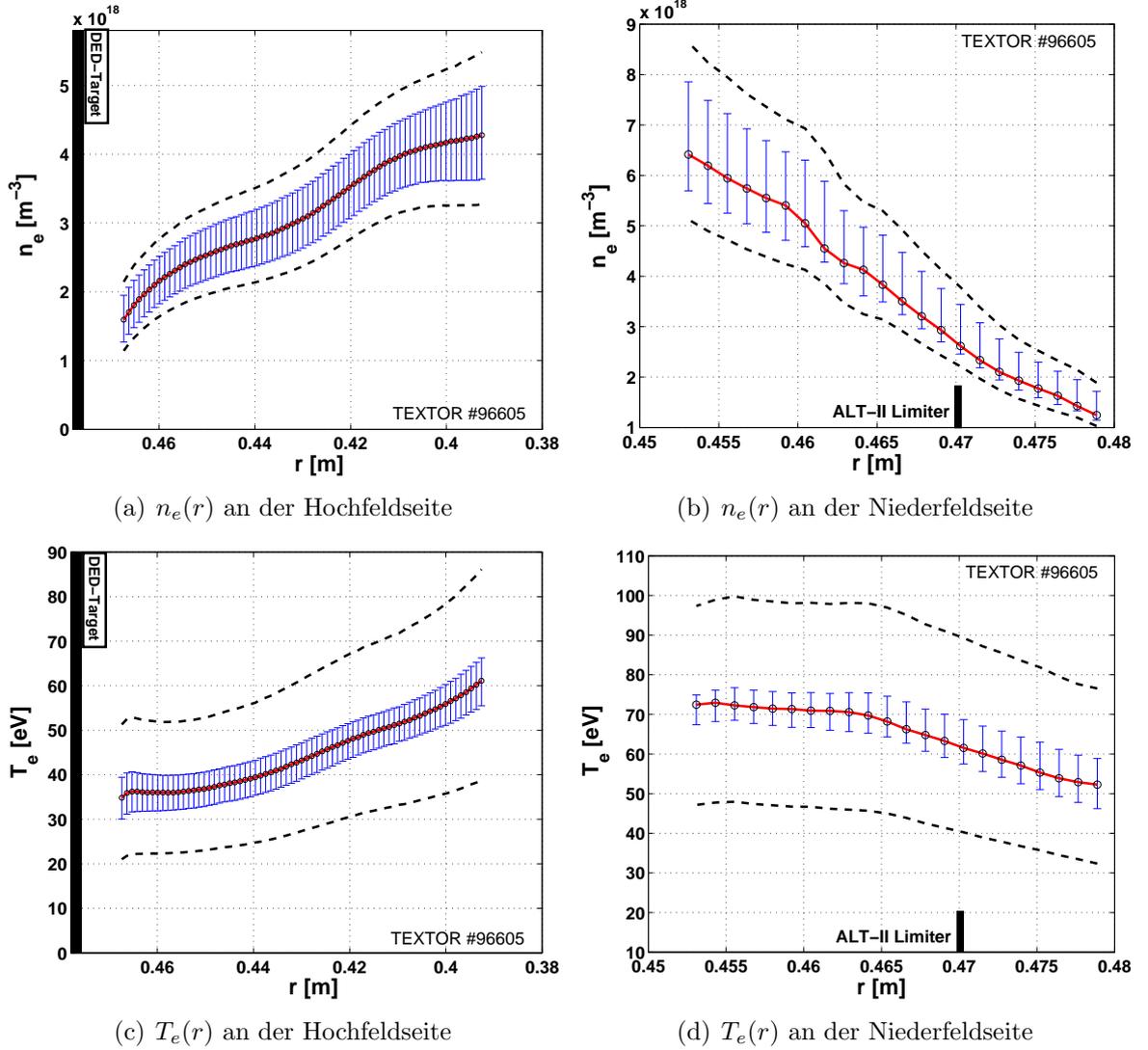


Abbildung 4.11: Profile der Elektronentemperatur $T_e(r)$ und der Elektronendichte $n_e(r)$ in der Mittelebene an Hoch- und Niederfeldseite: Die Profile sind über eine stationäre Phase von 1,0 s gemittelt, eingezeichnet sind ebenfalls die Fehlerbereiche: Die Fehlerbalken resultieren aus den Fitfehlern (Hochfeldseite) bzw. aus den Fehlern in der Untergrundkorrektur (Niederfeldseite) inklusive jeweils des Kalibrationsfehlers. Die schwarzen, gestrichelten Linien sind der durch das atomare Modell verursachte maximale Variationsbereich der Ergebnisse.

4.2.3 Einfluss der Messmethode auf die Messungen

Die aktive Atomstrahlspektroskopie beeinflusst als spektroskopische Methode das Plasma lediglich durch die injizierte Gasmenge. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der eingelassenen Gasmenge auf die lokalen und globalen Werte der Messgrößen Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e diskutiert.

Die Intensität der zu messenden Linienemission ist für gegebene Plasmaparameter proportional zum Teilchenfluss Φ_{He} des Atomstrahls. Dieser ist an beiden Systemen über den Vordruck p_v in dem Reservoir einstellbar, aus dem das Gas nach Öffnung des Ventils durch die Röhrendüse expandiert und zum effusiven Teilchenfluss Φ_{He} ins Beobachtungsvolumen führt. Die Abhängigkeit von $\Phi_{He}(p_v)$ vom Vordruck im Reservoir wurde mit Gastestmessungen unter Verwendung eines auf Helium geeichten Ionisationsmanometers an TEXTOR vermessen.

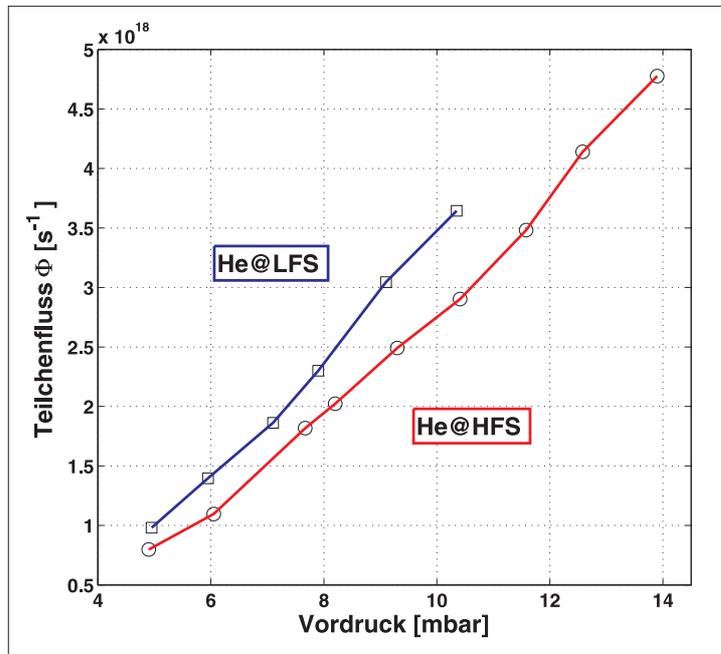


Abbildung 4.12: Gemessener Helium Teilchenfluss $\Phi_{He}(p_v)$ für beide Gaseinlässe an Nieder (LFS)- und Hochfeldseite (HFS)

Abbildung 4.12 zeigt den sich einstellenden Teilchenfluss $\Phi_{He}(p_v)$ in Abhängigkeit vom Vordruck im Reservoir. Man sieht, dass im typisch verwendeten Druckbereich eine lineare Druckabhängigkeit für beide Atomstrahlsysteme gilt. Aufgrund des niedrigeren Leitwertes des längeren Zuleitung muss für das System an der Hochfeldseite der Vordruck des Systems etwas höher sein, um denselben Teilchenfluss zu erhalten. Die während des Messbetriebs eingestellten Vordrücke lagen typischerweise zwischen $2 \text{ mbar} \leq p_v \leq 12 \text{ mbar}$ mit den resultierenden Teilchenflüssen zwischen $1,0 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} \leq \Phi_{He} \leq 5,0 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$, die zur Auswertung der Signale ausreichende Linienintensitäten lieferten.

Der Einfluss dieser Helium Teilchenflüsse auf die lokalen und globalen Plasmaparameter wird auf Basis dieser Messungen in diesem Unterabschnitt diskutiert.

• Einfluss auf die lokalen Plasmaparameter

Die zu diagnostischen Zwecken lokal ins Plasma injizierten Heliumatome können potentiell im Strahlvolumen die lokalen Plasmaparameter ändern. Im Folgenden wird der durch die Heliumatome verursachte Energieverlust analysiert und eine Bilanz mit senkrechten und parallelen Wärmeflüssen in das Strahlvolumen hinein aufgestellt, um die lokale Einflussnahme der diagnostischen Methode BES abzuschätzen. Ziel ist es eine obere Grenze für den Energieverlust anzugeben, die im weiteren erläuterten Annahmen sind entsprechend ausgelegt.

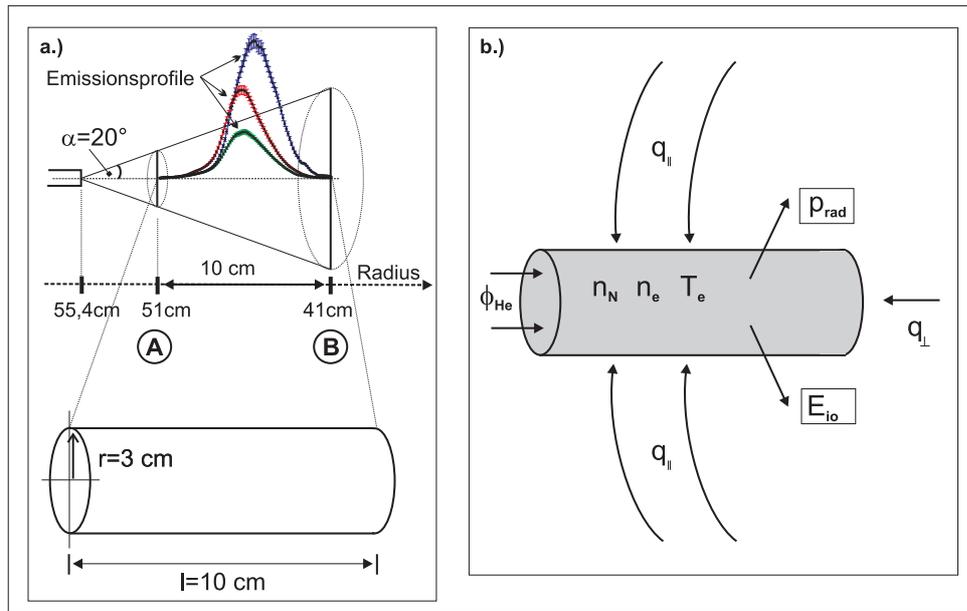


Abbildung 4.13: Geometrische Überlegungen zur Abschätzung der Beeinflussung der lokalen Plasmaparameter durch den Heliumfluss Φ_{He} : Bildteil (a) zeigt die zur Abschätzung ausgewählte Strahlgeometrie, Bildteil (b) die Verlust- und Ausgleichsterme (siehe Text)

Zunächst wird die Geometrie des Problems wie in Abbildung 4.2.3(a) dargestellt vereinfacht. Wir betrachten das typische Emissionsvolumen im Helium Atomstrahl (hier ein Beispiel der Linienemissionsprofile von der Niederfeldseite für die Entladung #95924), welches typischerweise zwischen $0,51 \text{ m} \leq r \leq 0,41 \text{ m}$ liegt. Durch die Divergenz des Strahls $\alpha = 20^\circ$ bedingt, nimmt die Dichte der Heliumatome im Strahl n_{He} zu kleineren Radien hin ab.

Im Folgenden betrachten wir an Stelle des Kegelvolumens zwischen den beiden Punkten A und B in Abbildung 4.2.3(a) die eingezeichnete Säule, mit den Ausmaßen $r = 3 \text{ cm}$, $l = 10 \text{ cm}$, $V = 283 \text{ cm}^3$ mit dem Radius r , der Länge l und dem Volumen V . Die Heliumdichte n_{He} in diesem vereinfachten Volumen wird damit als konstant angenommen und aus dem typischen Heliumfluss $\Phi_{He} = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$ durch die Stirnfläche der Säule $A_S = \pi \cdot r^2 = 28,3 \text{ cm}^2$ und der Geschwindigkeit der Strahlkatome $v_B = 1,5 \cdot 10^5 \text{ cm}$ zu $n_{He} = \Phi_{He} / (A_S \cdot v_B) = 4,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Hiermit wurde die Dichte des Strahls 1 cm hinter dem Punkt A im regulären Volumen für das gesamte vereinfachte Strahl-

volumen angenommen und so die Verdünnung des Strahls außer Acht gelassen. Die im Folgenden diskutierten Ergebnisse stellen damit eine obere Abschätzung dar.

Die mit der Dichte n_{He} in das Plasma eingebrachten Neutrale entziehen dem Plasma über verschiedene Prozesse Energie. Wir betrachten die durch Linienstrahlung abgegebene *Strahlungsleistungsdichte* p_{rad} und die für den ersten Ionisationsschritt zu He^{1+} benötigte *Ionisationsenergiedichte* E_{io} . Diese Heliumionen werden durch den Transport parallel zu den Feldlinien aus dem Volumen entfernt und tragen nicht mehr zu lokalen Effekten bei.

Die Berechnung von p_{rad} erfolgt mit der *Abkühlrate* nach $p_{rad} = n_{He} \cdot n_e \cdot L_c$ ([30], S. 38 ff.). Der Wert der Abkühlrate wird dabei bestimmt durch die in Betracht gezogenen Prozesse, die zur Bestimmung der effektiven Strahlungsverluste eines Atoms bis zur Ionisation berücksichtigt werden. Für die hier diskutierte Abschätzung wurde der mittels eines *Korona-Modells* in [71] bestimmte Wert $L_c = 5,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ eV s}^{-1}$ als obere Abschätzung verwendet. Die Ionisationsenergiedichte E_{io} wird mit dem Ionisationsratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle_{io} = 2,0 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (aus [71]) und der Ionisationsenergie des Heliumatoms $\epsilon_{io} = 24,6 \text{ eV}$ berechnet nach $E_{io} = \epsilon_{io} \cdot n_{He} \cdot n_e \cdot \langle \sigma v \rangle_{io}$.

Für die quantitative Abschätzung der Wärmeverluste und der Wärmeflüsse in das Strahlvolumen wird im folgenden die später in Kapitel 5 ebenfalls behandelte Entladung mit der Entladungsnummer #95924 betrachtet. Die benötigten Parameterwerte sind: $n_e = 8,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für die Elektronendichte an der LCFS, $T_e = 80 \text{ eV}$ für die Elektronentemperatur an der LCFS und die durch die LCFS in die Abschältschicht eintretende Leistung $P_{SOL} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ W}$.

Mit $n_{He} = 4,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich damit für die gesamten Verluste durch die beiden betrachteten Prozesse $P_{rad} = p_{rad} \cdot V$ und $\hat{E}_{io} = E_{io} \cdot V$

$$p_{rad} = 0,08 \text{ W} \quad \hat{E}_{io} = 80 \text{ W} \quad \Rightarrow \quad Q_L = 80 \text{ W} . \quad (4.7)$$

Die Ionisationsverluste stellen hiernach den maßgeblichen Verlustkanal für den Energieverlust Q_L im Strahlvolumen dar.

Diese Verluste müssen nun vom Plasma durch die in Abbildung (b) skizzierten senkrechten und parallelen Wärmeflussdichten ausgeglichen werden. Diese lassen sich wie folgt abschätzen: Der senkrechte Wärmefluss Q_{\perp} in das Strahlvolumen kann angegeben werden, indem man die in den Randbereich eintretende Leistung P_{SOL} als Leistungsdichte auf die Oberfläche der letzten geschlossenen Flussfläche $A_{LCFS} = (2\pi)^2 \cdot r \cdot a$ normiert und mit der Stirnfläche der vereinfachten Strahlsäule A_S multipliziert. Damit ergibt sich mit $a = 0,46 \text{ m}$ und $r = 1,75 \text{ m}$ für den senkrechten Wärmefluss $q_{\perp} = 31 \text{ W}$.

Die Verlustleistung Q_L wird aber maßgeblich über die hohe parallele Wärmeflussdichte ausgeglichen [72]. Diese kann wie folgt abgeschätzt werden: Es gilt allgemein $q_{\parallel} = \kappa_{\parallel e} \cdot \nabla T_e$ und wir können den Temperaturgradienten ∇T_e , der diesen konduktiven Wärmefluss treibt, geometrisch für eine Flussfläche nähern mit dem Verhältnis der binormalen Kantenlänge $r_l = 3 \text{ cm}$ der Strahlsäule zur Fläche der betrachteten Flussfläche, z.b. $A_{LCFS} = 2\pi \cdot a \cdot 2\pi \cdot R$ für die LCFS. Damit beschreibt man den Anteil des Flusses entlang der Feldlinien, der durch das Strahlvolumen geht [72]. Man erhält dann mit der ungestörten Temperatur T_{∞} (weit weg von der lokalen Störung durch den Heliumstrahl) und der

Temperatur T_0 im Strahlvolumen

$$q_{\parallel} = \kappa_{\parallel} \frac{T_{\infty} - T_0}{2\pi^2 \cdot r \cdot a} 2r_l = \kappa_{\parallel} \frac{\Delta T \cdot 2r_l}{2\pi^2 \cdot r \cdot a} . \quad (4.8)$$

Mit der oben angegebenen Temperatur im Strahlvolumen von $T_e = 80 \text{ eV}$ gilt für die parallele Wärmeleitfähigkeit [72] $\kappa_{\parallel} = 5,0 \cdot 10^{19} \cdot T_e^{5/2} = 2,9 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ und die parallele Wärmeflussdichte kann geschrieben werden als $q_{\parallel} = 1,83 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1} \Delta T_e$. Mit der zuvor berechneten Verlustleistung Q_L und der Seitenfläche der Strahlsäule $A_S = 60 \text{ cm}^2$ kann dann folgende Bilanz der Verlustleistung durch den parallelen Wärmefluss angeschrieben werden

$$Q_L = Q_{\parallel} \Rightarrow \Delta T_e = 80 \text{ W} \cdot 1,1 \cdot 10^{-22} \text{ s}^{-1} \Rightarrow \Delta T_e = 0,14 \text{ eV} . \quad (4.9)$$

Die durch die injizierten Heliumatome verursachte Temperaturänderung im Beobachtungsvolumen ist gegenüber den typischen Temperaturen in der Plasmarandschicht von $20 \text{ eV} < T_e < 200 \text{ eV}$ vernachlässigbar. Da auf einer magnetischen Flussfläche der Elektronendruck konstant ist, gilt dies im gleichen Maße für die Elektronendichte. Der Einfluss der Messmethode auf die Messgrößen n_e und T_e als lokale Plasmamparameter ist also sehr gering und kann insbesondere gegenüber den zuvor diskutierten Messfehlern bei der Diskussion der Ergebnisse vernachlässigt werden.

• Einfluss auf die globalen Plasmamparameter

Die Atomstrahlen werden während der Messung für 4 – 6 Sekunden eingeschaltet, was zu einer gesamten eingelassenen Teilchenmenge $M_{He} = 6,0 \text{ s} \times 2,0 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} = 1,2 \cdot 10^{19}$ führt. Betrachtet man die Elektronendichte, so wird unter Annahme der vollständigen Ionisation aller Heliumatome die doppelte Menge an Elektronen eingebracht, also $M_e = 2,4 \cdot 10^{19}$. Geht man davon aus, dass die gesamte Menge M_e ins eingeschlossene Plasmavolumen gelangt, also der Anteil der von der Abschältschicht zum Limiter abgeführten oder über senkrechten Transport aus dem eingeschlossenen Volumen entfernten Elektronen null ist, so kann man für die maximale Erhöhung der Elektronendichte folgende Abschätzung machen:

Betrachtet man eine typische zentrale Elektronendichte im Plasma von $n_e \approx 3,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Die Position der LCFS sei $a = 0,46 \text{ m}$, was zu einem Plasmavolumen von $V_P = 7,3 \text{ m}^3$ und damit zu einer Gesamtzahl von im Plasma enthaltenen Elektronen von $M_P = 7,3 \text{ m}^3 \cdot 3,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} = 22,0 \cdot 10^{19}$ führt. Die über die Helium Injektion eingebrachten Elektronen können global höchstens zu einem Anstieg der Elektronendichte im eingeschlossenen Volumen von $\sim 10\%$ führen. Diese Abschätzung stellt mit Sicherheit eine obere Grenze dar, da nicht alle Heliumatome vollständig ionisiert werden, sondern bereits in der Randschicht abgeführt werden und so keinen Beitrag zur zentralen Elektronendichte leisten.

In den vorhergehenden Überlegungen zur lokalen Störung wurde angenommen, dass die He^{1+} Ionen das Strahlvolumen verlassen und somit nicht mehr zu einem lokalen Einfluss im Messvolumen führen können. Sie werden in der Plasmarandschicht zum Limiter abgeführt und dort zu einem zusätzlichen Neutralteilchenfluss führen. Um den Einfluss der dieser recycelnden Heliumatome auf die gesamte Randschicht nach oben abzuschätzen, nehmen wir an, dass die He^{1+} Ionen vollständig in der Plasmarandschicht akkumulieren und dort am ALT-II Limiter recyceln. Mit dem zuvor angenommenen Heliumfluss

$\Phi_{He} = 2,0 \cdot 10^{18} s^{-1}$ erhält man so pro Sekunde von der gesamten Limiteroberfläche $A_L = 3,6 \cdot 10^4 cm^2$ einen gleichgroßen Recyclingfluss $\Phi_{He rec}$. Die Heliumatome werden am Limiter mit der durch die Temperatur des Limiters $T_{Lim} \sim 450 K$ bestimmten thermischen Geschwindigkeit $v_{He reczcl} \sim 1,5 \cdot 10^5 cm s^{-1}$ freigesetzt. Damit ergibt sich eine Neutralteilchendichte an Heliumatomen vor dem Limiter von $n_{N He} = 3,7 \cdot 10^8 cm^3$. Diese ist vier Größenordnungen kleiner als die lokale Elektronendichte und die oben analysierten lokalen Einflüsse sind entsprechend stark verringert und damit vernachlässigbar.

Aus den vorhergehenden Überlegungen kann also festgehalten werden, dass sowohl die lokale als auch die globale Einflussnahme der Messmethode gering ist und bei der Diskussion der Ergebnisse vernachlässigt werden kann. Sowohl die lokale Kühlung im Strahlvolumen als auch die durch recycelndes Helium verursachte Kühlung des Randschichtplasmas vor dem Limiter beeinflussen die Temperatur und Dichte nicht. Der Einfluss der eingelassenen Teilchenmenge auf die Kontrolle der globalen Plasmaparameter ist im Bereich von $< 10\%$, wobei dieser Wert aufgrund der vollkommen vernachlässigten Pumpleistung für Helium überschätzt ist. Zusätzlich zu diesen Überlegungen wurden beinahe alle der in den Ergebnisskapiteln 5 und 7 dargestellten Ergebnisse im Vergleich mit Referenzentladungen betrachtet, so dass die diskutierten Effekte unabhängig von diesem geringen Einfluss der Diagnostik sind.

4.3 Der thermische Lithium Atomstrahl

Zur Bestimmung radialer Elektronendichteprofile $n_e(r, t)$ wird die Emission von thermischem Lithium bei $\lambda = 667,8 nm$ ($2^2P \rightarrow 2^2S$) verwendet. Im Rahmen der *Strahl-Abschwächungsmethode* ist es möglich aus einem gemessenen Emissionsprofil $I_A(r)$ unter folgenden Annahmen die Elektronendichte $n_e(r)$ zu bestimmen [57]. Die Atomdichte $n_A(r)$ im thermischen Strahl wird durch Elektronenstoßionisation mit $\langle \sigma_{Iv_e} \rangle$ (Ratenkoeffizient für die Ionisation durch Elektronenstoß) proportional zu $n_e(r)$ geändert. Es gilt mit der mittleren Strahlgeschwindigkeit \bar{v}_A

$$\begin{aligned} \frac{dn_A(r)}{dr} &= -n_A(r)n_e(r) \frac{\langle \sigma_{Iv_e} \rangle}{\bar{v}_A} \Rightarrow \\ n_A(r) &= \int_{r_0}^r n_A(x)n_e(x) \frac{\langle \sigma_{Iv_e} \rangle}{\bar{v}_A} dx . \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Integration geht hierbei jeweils von r_0 im Plasmazentrum, wo alle Strahlatome ionisiert sind, zum Messpunkt r .

Die von einem Zustand n emittierte Linienstrahlung $I_A(r)$ ist mit dem Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand $\langle \sigma_{1nv_e} \rangle$ wie folgt proportional zur Elektronendichte $n_e(r)$ und der Dichte im Atomstrahl $n_A(r)$

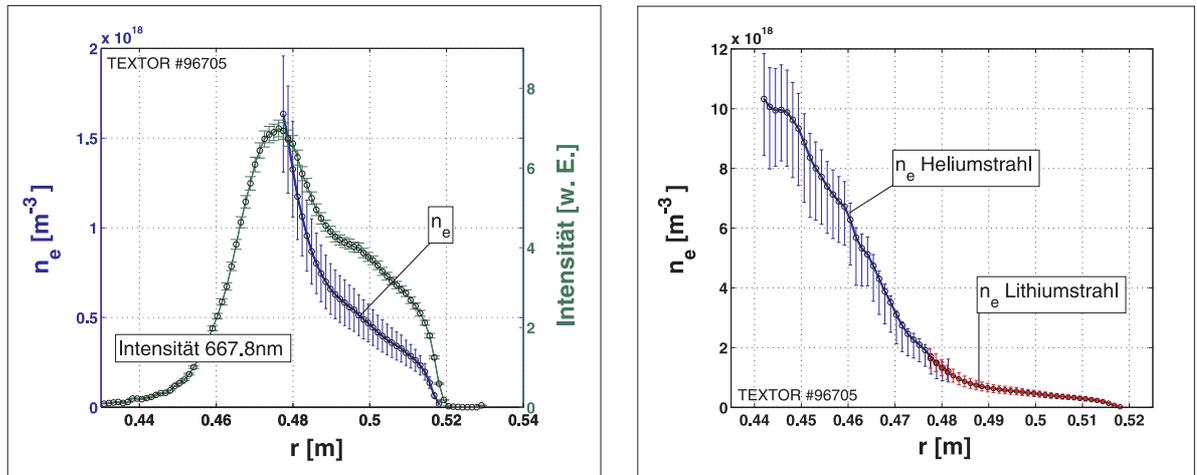
$$I_A(r) = \frac{V}{4\pi} n_A(r)n_e(r) \langle \sigma_{1nv_e} \rangle . \quad (4.11)$$

Einsetzen in Gleichung 4.10 liefert mit der Annahme, dass das Verhältniss $\langle \sigma_{1nv_e} \rangle / \langle \sigma_{Iv_e} \rangle$ im Auswertebereich schwach von der Temperatur abhängt [57] für $n_e(r)$

$$n_e(r) = \frac{I_A(r)\bar{v}_A(r)}{\langle \sigma_{Iv_e} \rangle \int_0^r I_A(x)dx} . \quad (4.12)$$

Die mittlere Geschwindigkeit der Strahlátome \bar{v}_A erhöht sich dabei bei der Penetration des Strahls, da langsame Atome zuerst ionisiert werden [57]. Das wird bei der Auswertung des gemessenen Linienemissionsprofils $I_A(r)$ durch eine empirische Funktion in Abhängigkeit von $I_A(r)$ korrigiert [24]. Des weiteren wird die Änderung der Dichte der Atome im Strahl $n_A(r)$ nur auf Ionisationsprozesse bilanziert. Die Divergenz des Strahls wird daher bei der Auswertung über eine geometrische Korrektur berücksichtigt. Der resultierende Messbereich mit der thermischen Lithium-Atomstrahl Diagnostik beträgt $n_e < 2,0 \times 10^{18} m^{-3}$.

In diesem Bereich erfolgt die Bestimmung eines Fehlers durch lineare Fehlerfortpflanzung aus Gleichung 4.12. Dabei werden folgende Fehler angenommen: Der Fehler für die gemessenen Intensitäten wird abgeschätzt auf $\Delta I_A = 3\%$. Er kommt zustande durch die Kalibration der Pixelsensitivität und wurde als Standardabweichung aus wiederholten Messungen bestimmt. Der Fehler für den verwendeten Ratenkoeffizient für die Elektronenstoßionisation beträgt in diesem Messbereich $\Delta < \sigma_{Iv_e} > = 5\%$. Der Wert sowie die Korrektur der mittleren Strahlgeschwindigkeit beträgt $\Delta \bar{v}_A = 3\%$ im Bereich bis $I_A(r) = 0.7 \times I_A(r)_{max}$. Die Auswertung erfolgt im Rahmen dieses Fehlers nur bis zu dem radialen Punkt, an dem die Intensität auf 70% der maximalen Intensität abgenommen hat. Abbildung 4.14 (a) zeigt exemplarisch ein gemessenes Linienemissionsprofil $I_A(r)$ inklusive des angenommenen Messfehlers und das daraus extrahierte Profil der Elektronendichte $n_e(r)$.


 (a) Lithium Atomstrahl: Intensität und $n_e(r)$

 (b) $n_e(r)$ -Profil der Plasmarandschicht

Abbildung 4.14: Messung der Elektronendichte in der Randschicht von TEXTOR mit thermischen Atomstrahlen: Abbildung (a) zeigt ein Beispiel eines Elektronendichteprofils gemessen mit der Lithium Atomstrahldiagnostik, $I_A(r)$ (rechte Achse) und abgeleitetes $n_e(r)$ Profil (linke Achse). Abbildung (b) zeigt ein vollständiges Elektronendichteprofil in der Plasmarandschicht an der Niederfeldseite gemessen mittels BES an Helium und Lithium. Die Profile sind gemittelt über 1,0 s einer stationären Phase, es handelt sich um eine mit $P_H = 500$ kW geheizte Entladung bei einer zentralen Elektronendichte von $2,5 \times 10^{19} m^{-3}$ (#96705).

Abbildung 4.14 (b) zeigt abschließend zur Beschreibung der Atomstrahldiagnostiken ein Beispiel für ein Profil der Elektronendichte $n_e(r)$ von beiden Atomstrahl Diagnostiken.

Das mit dem Lithium Atomstrahl bestimmte $n_e(r)$ Profil dient aufgrund der wohlbekannten atomaren Daten für den betrachteten Übergang als solide Referenz für den Startpunkt des mit dem Helium Atomstrahl bestimmten Profiles.

Mit diesen beiden Diagnostiken ist es also möglich, mit hoher räumlicher Auflösung radiale Profile der Elektronendichte $n_e(r, t)$ in der gesamten Plasmarandschicht zu bestimmen und diese so detailliert zu charakterisieren. Eine Messmethode für die Elektronentemperatur steht nur im Auswertebereich des Heliumstrahls zur Verfügung.

4.4 Untersuchung der Teilchenflüsse und der Plasmaquellverteilung mit CCD-Kameras

Ergänzend zu den Messungen mit den thermischen Atomstrahldiagnostiken wurden CCD-Kameras mit optischen Interferenzfiltern verwendet. Die Positionierung der Kameras sowie deren relative Position zu den Atomstrahldiagnostiken ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

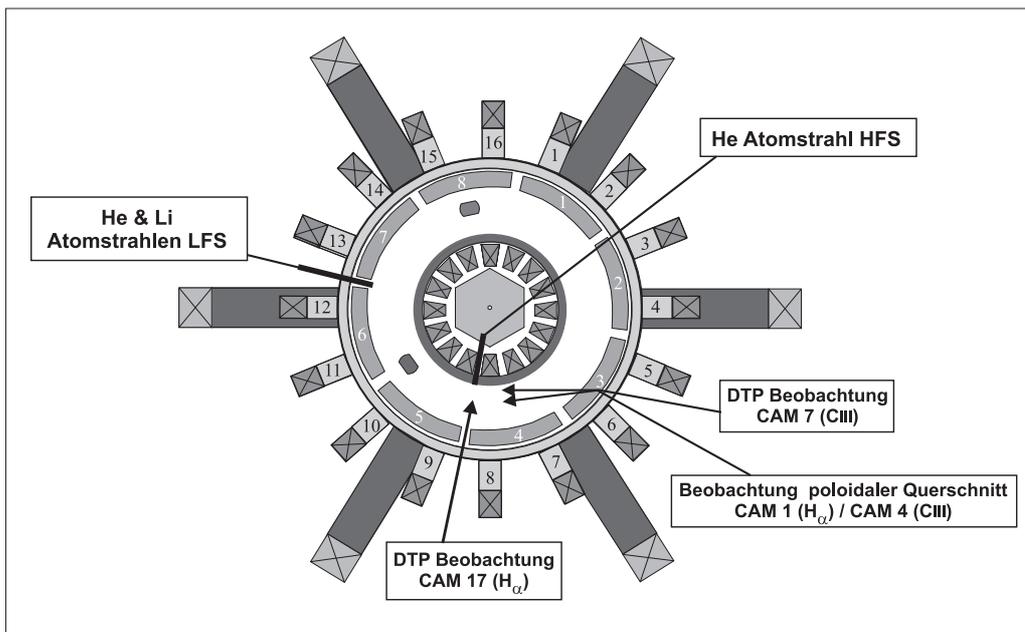


Abbildung 4.15: Aufbau zur Beobachtung von Teilchenfluss- und Quellverteilung mit spektroskopisch gefilterten CCD-Kameras

Zur Beurteilung des vom DED-Target freigesetzten Wasserstoffs wurden die Kameras *CAM17* mit senkrechtem Blick auf das DED-Target und *CAM4* mit tangentialem Blick entlang des DED-Targets verwendet. Diese Kameras waren mit Interferenzfiltern zur spektroskopischen Selektion der H_α -Linienstrahlung versehen. Diese haben eine zentrale Wellenlänge $\lambda_{H_\alpha} = 656,3 \text{ nm}$ bei einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_{H_\alpha} = 3,8 \text{ nm}$.

Kamera *CAM17* beobachtet einen Ausschnitt aus der Oberfläche des DED-Targets von poloidal $158^\circ < \theta < 218^\circ$ und toroidal $160^\circ < \varphi < 195^\circ$.

Kamera *CAM4* beobachtet tangential entlang des DED-Targets einen kompletten poloi-

dalen Querschnitt der Entladung. Zur Analyse wurde ein Bereich von poloidal $135^\circ < \theta < 225^\circ$ und radial $0,30\text{ m} < r < 0,48\text{ m}$, das heißt bis maximal 18 cm vor dem DED Target, ausgeschnitten. Im Beobachtungsbereich beider Diagnostiken liegt die Messposition des Helium Atomstrahls an der Hochfeldseite, was direkte Vergleiche zwischen den zu untersuchenden Teilchenflüssen und den gemessenen radialen n_e und T_e Profilen ermöglicht.

Die unterschiedliche Blickrichtung beider Kamerasysteme ermöglicht die Beurteilung des gesamten Teilchenflusses $\Phi_A(\varphi, \vartheta, t)$ aus dem Gebiet der Neutralteilchenquellen vor dem DED-Target (*CAM17*) sowie der Plasmaquellverteilung (Ionisationsverteilung) in radialer Richtung $S_{io}(r, \vartheta, t)$ (*CAM4*). Aus der beobachteten Linienemission im ausgewählten Spektralbereich um die zentrale Frequenz $\nu_c = c\lambda_{H_\alpha}$ kann der Fluss an atomarem Wasserstoff wie folgt bestimmt werden (siehe [73] in [74]):

An der Position r emittieren die mit der Dichte $n_A(r)$ in das Beobachtungsvolumen einströmenden Wasserstoffatome, die von $n_e(r)$ Elektronen mit der Rate $\langle \sigma_{ex}v_e \rangle$ angeregt werden, die integrierte Linienstrahlung I_{tot} nach

$$I_{tot} = B \frac{h\nu}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} n_A(r)n_e(r) \langle \sigma_{ex}v_e \rangle dr . \quad (4.13)$$

Darin ist B das *Branching Ratio* für die Verzweigung der Abregung der atomaren Energieniveaus unter Emission von Linienstrahlung.

Der atomare Teilchenfluss Φ_A ist mit der Ionisationsrate $\langle \sigma_I v_e \rangle$ zu bestimmen nach

$$\Phi_A = \int_{r_1}^{r_2} n_A(r)n_e(r) \langle \sigma_I v_e \rangle dr . \quad (4.14)$$

Aus dem Verhältnis von Gleichung 4.13 und 4.14 kann man unter der Annahme, dass das Verhältnis der Ratenkoeffizienten $\langle \sigma_I v_e \rangle / \langle \sigma_{ex}v_e \rangle$ gering von der lokalen Elektronentemperatur und -dichte abhängt, der folgende Zusammenhang abgeleitet werden

$$\Phi_A = \frac{4\pi}{h\nu} \frac{S}{XB} \cdot I_{tot} . \quad (4.15)$$

Der atomare Faktor $\frac{S}{XB}$ beschreibt mit dem Ionisationsratenkoeffizienten $S = \langle \sigma_I v_e \rangle$, dem Ratenkoeffizienten für die Anregung aus dem Grundzustand $X = \langle \sigma_{ex}v_e \rangle$ und dem *Branching Ratio* B das Verhältniss der Ionisation zur Besetzung angeregter Zustände und deren Zerfall durch Linienstrahlung. Mit Kenntnis dieses Wertes kann der Photonenfluss I_{tot} in einen absoluten atomaren Fluss umgerechnet werden.

Die beiden verwendeten Kameras ermöglichen unterschiedliche Untersuchungen: Mit der senkrecht beobachtenden Kamera *CAM17* misst man durch die Blickrichtung bedingt stets den integralen Photonenfluss I_{tot} im Beobachtungsvolumen. Dieser ist somit proportional zum gesamten Teilchenfluss. Lokalisierte Emissionen im Beobachtungsvolumen können dementsprechend als äquivalent zum Fluss betrachtet werden.

Mit der tangentialen Beobachtung durch *CAM4* erhält man eine radiale Auflösung des Teilchenflusses und kann über die Auswertung einzelner Bereiche des Emissionsprofils die Menge an ionisiertem Wasserstoff, also die Plasmaquell- bzw. Ionisationsverteilung $S_{io}(r, \vartheta, t)$ bestimmen. Diese Beobachtung ermöglicht somit die Beurteilung des Eindringverhaltens der freigesetzten Neutrale.

Mit den beiden zuvor besprochenen Systemen werden im Rahmen dieser Arbeit in der Hauptsache topologische Gesichtspunkte behandelt, um die mit den Atomstrahlen gewonnenen Resultate einordnen zu können. Es werden unter Bezug auf die oben erläuterten Zusammenhänge die Linienintensitäten als proportional zum Teilchenfluss bzw. das radiale Verhalten zu Betrachtung der Plasmaquellverteilung verwendet. Eine Umrechnung in absolute Teilchenflüsse und eine Auswertung der absoluten radialen Verteilung der Quellstärke war für die diskutierten Fragestellungen nicht nötig. Für den Teilchenfluss wird angenommen, dass sich an der Wand im Beobachtungszeitraum ein *Recyclinggleichgewicht* eingestellt hat, für jedes an der Wand ankommende Wasserstoffatom also eines freigesetzt wird. Damit kann mit den Kamerasystemen sowohl eine Aussage über die auf das DED-Target anströmenden Teilchenflüsse gemacht werden als auch das Eindringverhalten des recyclierenden Wasserstoffes beurteilt werden.

5 Experimentelle Untersuchung der Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der ersten, exploratorischen Untersuchungen der Plasmastruktur in der laminaren Zone als Voraussetzung für die Charakterisierung des Transportverhaltens in der stochastisierten Randschicht diskutiert. Für diese Untersuchungen wurde der DED im statischen Betrieb und im *Sweep-Modus* in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration genutzt. Sie wurden begleitend zu den ersten experimentellen Kampagnen mit dem DED in dieser Basismoden Konfiguration durchgeführt.

Das in dieser Verschaltung erzeugte Störfeld hat auf Grund seiner hohen Multipolordnung eine geringe Eindringtiefe und die verursachte Stochastisierung ist daher auf einen bis zu 7 cm breiten Bereich der Plasmarandschicht begrenzt [25, 36]. In dieser Konfiguration erwartet man daher eine optimale Trennung des PWW Bereiches vom Kernplasma, ohne dessen Einschluss mit der induzierten Stochastisierung des Magnetfeldes zu beeinflussen. Mit den verwendeten Diagnostiken ist es möglich, die gesamte laminare Zone als Schlüsselement zur effizienten Trennung des eingeschlossenen Plasmavolumens von der PWW-Zone, bis an den Rand der Inselketten, mit hoher Ortsauflösung zu untersuchen.

Diese Untersuchung erfolgt in drei Schritten: Zunächst wird in Abschnitt 5.1 der Einfluss der Störfeldstärke über die Erhöhung des DED-Stromes $I_{DED}(t)$ untersucht und darauf aufbauend in Abschnitt 5.2 die poloidale Struktur mittels langsamer Verschiebung der Topologie analysiert. Die Bedeutung des Sicherheitsfaktors am Rand q_a und des poloidalen Beta-Wertes β_p als zentrale Resonanzparameter, sowie der Einfluss des senkrechten Transportes auf die Ausprägung der Plasmastruktur werden in Abschnitt 5.3 untersucht. Die experimentellen Ergebnisse werden jeweils am Ende jedes Abschnittes mit der mittels des *ATLAS* Codes berechneten Magnetfeldtopologie verglichen und eingeordnet.

5.1 Änderung der Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht mit steigender Störfeldamplitude

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des externen Störfeldes auf die Elektronendichte $n_e(r, t)$ und die Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ in der Plasmarandschicht untersucht. Dabei spielt aufgrund der in Kapitel 3 beschriebenen, dreidimensionalen Geometrie der stochastisierten Randschicht die Position der Diagnostiken in der induzierten Magnetfeldtopologie eine entscheidende Rolle. Die betrachteten Messungen werden daher zunächst einzeln an ihrem Messort beschrieben und abschließend im Vergleich mit der Topologie beurteilt.

Erläuterung zur verwendeten radialen Koordinate r

Der im Folgenden verwendete Radius r [m] ist für beide Atomstrahlensysteme der Abstand vom Zentrum des unverschobenen Plasmas bei $R_0 = 1,75$ m. Da das Plasma für die betrachteten Entladungen um $\Delta r = 1,5$ cm – $2,5$ cm zur Hochfeldseite verschoben wurde, sind die entsprechenden Plasmakoordinaten für die radialen Profile von Hoch (HFS)- und Niederfeldseite (LFS) in diesem Koordinatensystem unterschiedlich.

Ein Beispiel soll dies verdeutlichen: Für eine Verschiebung von $\Delta r = 2$ cm bestimmt die Position des DED-Targets die Position der letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS) auf der HFS. Diese beträgt relativ zum Mittelpunkt des unverschobenen Plasmas $r_{HFS} = 0,477$ m und legt somit für das verschobene Plasma den kleinen Plasmaradius als Abstand von $R_0 = 1,73$ m fest zu $a = 0,457$ m.

Für die Position der LCFS auf der Niederfeldseite in den an das TEXTOR Gefäß gebundenen Strahlkoordinaten, muss man nun a relativ zu R_0 betrachten und erhält für die Position der LCFS $r_{LCFS} = (1,73$ m + $0,457$ m) – $1,75$ m = $0,437$ m. Die Position des Plasmazentrums R_0 wird dabei jeweils aus dem interferometrischen Lagesignal an TEXTOR nach der in [69] abgeleiteten Gleichung für R_0 bestimmt (siehe [69], S.38 ff.).

Diese etwas umständliche Betrachtung wurde beibehalten, da die diskutierten Effekte relativ zu den im Gefäß fixierten DED-Spulen betrachtet werden. Alle erwähnten radialen Koordinaten, also sowohl die der experimentellen Methoden, als auch die der theoretischen Werkzeuge, sind in diesem sogenannten *kleinen geometrischen Radius* angeschrieben.

5.1.1 Änderung der Plasmastruktur an der Niederfeldseite

Zunächst wird der Einfluss der Stochastisierung des einschließenden magnetischen Gleichgewichtes auf die Elektronendichte $n_e(r, t)$ und die Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ an der Niederfeldseite untersucht.

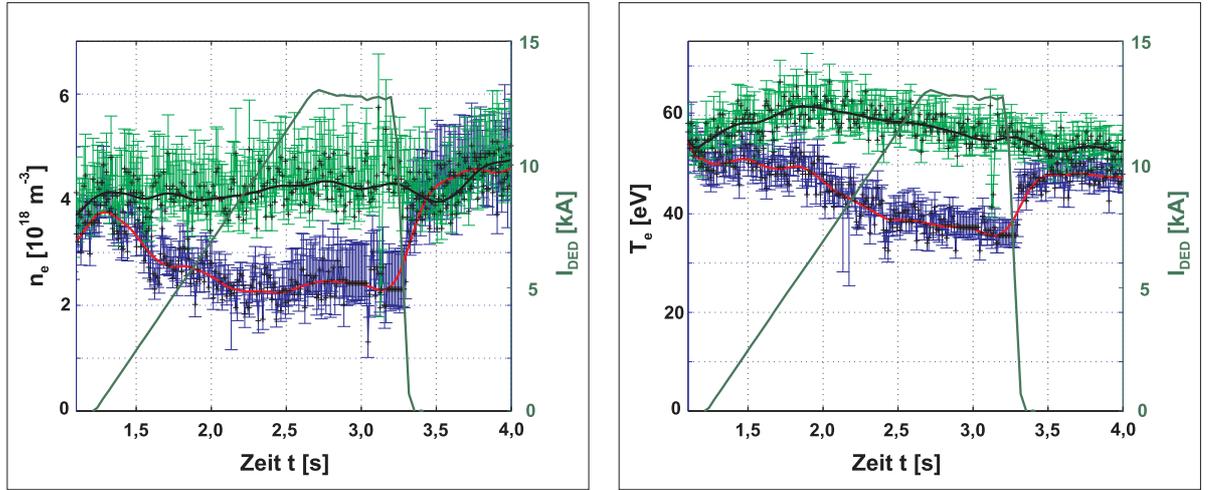
Durch die kontinuierliche Erhöhung des DED Stromes I_{DED} wird in der betrachteten Entladung (TEXTOR #95895) die Störfeldamplitude langsam erhöht und im Maximum für $0,5$ s konstant gehalten. Die Plasmamaparameter dieser Entladung waren:

Plasmastrom $I_P = 355$ kA, Plasmaposition $R_0 = 1,73$ m (Verschiebung um 2 cm zur Hochfeldseite), toroidales Magnetfeld $B_t = 1,9$ T, Heizleistung $P_H = 600$ kW, poloidales Beta $\beta_p = 0,35$ und die linienintegrierte Elektronendichte im Zentrum $\bar{n}_{ec} = 3,0 \times 10^{19}$ m⁻³. Für den Wert des Sicherheitsfaktors am Rand q_a wurde aus diesen Daten aus der zylindrischen Näherung für q_a mit einer Korrektur der toroidalen Effekte bis zur vierten Ordnung ([40], Gleichung 37) der Wert $q_a = 3,4$ berechnet. Als Referenz ohne Störfeld, das heißt $I_{DED}(t) = 0$, dient die nachfolgende Entladung (TEXTOR #95896) mit gleichen Plasmabedingungen.

Zeitliche Entwicklung von $n_e(t)$ und $T_e(t)$

Abbildung 5.1 zeigt das Zeitverhalten der Elektronendichte $n_e(t)$ und der Elektronentemperatur $T_e(t)$ bei $r = 0,44$ m auf der Niederfeldseite (LFS). Ebenfalls aufgetragen ist der

Zeitverlauf des DED Stromes $I_{DED}(t)$ (rechte Achse). Die Störfeldamplitude des externen magnetischen Störfeldes ist wie in Kapitel 3 erläutert proportional zu $I_{DED}(t)$.



(a) $n_e(t)$ und $I_{DED}(t)$

(b) $T_e(t)$ und $I_{DED}(t)$

Abbildung 5.1: Vergleich von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ auf der Niederfeldseite bei $r = 0,44 m$ (#95895, untere rote Linie, blaue Fehlerbalken, linke Achse) in Abhängigkeit vom Störstrom $I_{DED}(t)$ (Linie ohne Fehlerbalken, rechte Achse) und für eine Referenzentladung (#95896, obere schwarze Linie, grüne Fehlerbalken, linke Achse)

Diese Messung zeigt deutlich die mit ansteigenden DED Strom korrelierte Abnahme von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ ausserhalb der Fehlerbalken. Die relative Abnahme der Werte $n_{e\ DED}$ und $T_{e\ DED}$ während der maximalen Amplitude des DED-Stromes zu den Werten vor dem Einschalten des Störstromes $n_{e\ woDED}$ und $T_{e\ woDED}$ beträgt für die Entladung #95895 an dieser Position:

$$\frac{n_{e\ DED}}{n_{e\ woDED}} = 0,63 \quad \frac{T_{e\ DED}}{T_{e\ woDED}} = 0,68 . \quad (5.1)$$

Dieses Verhalten spiegelt sich entsprechend auch im Elektronendruck $p_e(t)$ wieder. Dieser wurde aus der Elektronendichte $n_e(t)$ und mit der Elektronentemperatur $T_e(t)$ in eV nach $p_e(t) = 1,602 \cdot 10^{-19} [J/eV] n_e(t) \cdot T_e(t)$ berechnet und der Fehler linear fortgepflanzt. Das Ergebnis bei $r = 0,433 m$ ist dargestellt in Abbildung 5.2.

Der Elektronendruck $p_e(t)$ nimmt zunächst korreliert mit dem steigenden DED Strom $I_{DED}(t)$ ab und sättigt noch vor dem Erreichen der maximalen Amplitude des DED Stromes bei $t = 2,35 s$ und $I_{DED} = 10 kA$ bei einem relativen Abfall von $p_{e\ DED}/p_{e\ woDED} = 0,43$. Der Einfluss der Ergodisierung auf n_e und T_e bei $r = 0,44 m$ hat bei diesem Level des externen Störfeldes offensichtlich sein Maximum erreicht.

Betrachtet man im Vergleich nochmal das zeitliche Verhalten von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ so zeigen sich deutliche Unterschiede: Während die Elektronendichte ebenso wie $p_e(t)$ bis zum Zeitpunkt $t = 2,35 s$ und bis zu der entsprechenden Störstromamplitude von $I_{DED} = 10 kA$ kontinuierlich sinkt und ab dann konstant bleibt, ist die Elektronentemperatur zunächst bis $t = 1,8 s$ und einer Störstromamplitude von $I_{DED} = 7 kA$ unverändert, um dann kontinuierlich abzusinken. Hierfür kann das Verhältnis aus dem konvektiven Energieverlust

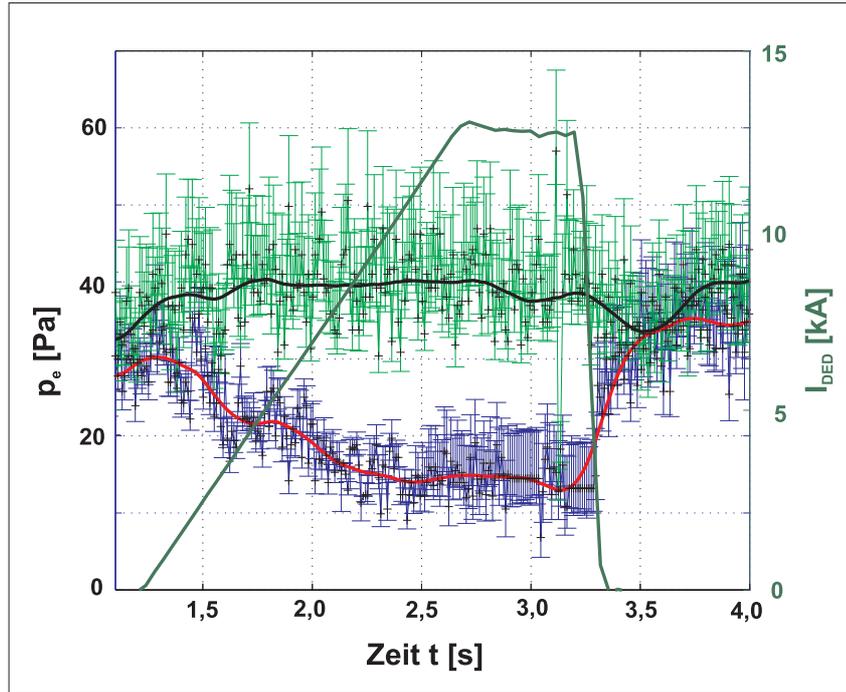


Abbildung 5.2: Zeitverhalten des Elektronendrucks $p_e(t)$ bei $r = 0,44$ m (#95895, untere rote Linie, blaue Fehlerbalken, linke Achse) während der Entladung mit ansteigendem Störstrom $I_{DED}(t)$ (durchgezogene Linien ohne Fehlerbalken, rechte Achse) im Vergleich mit der Referenzentladung ohne Störstrom (#95896, obere schwarze Linie, grüne Fehlerbalken, linke Achse)

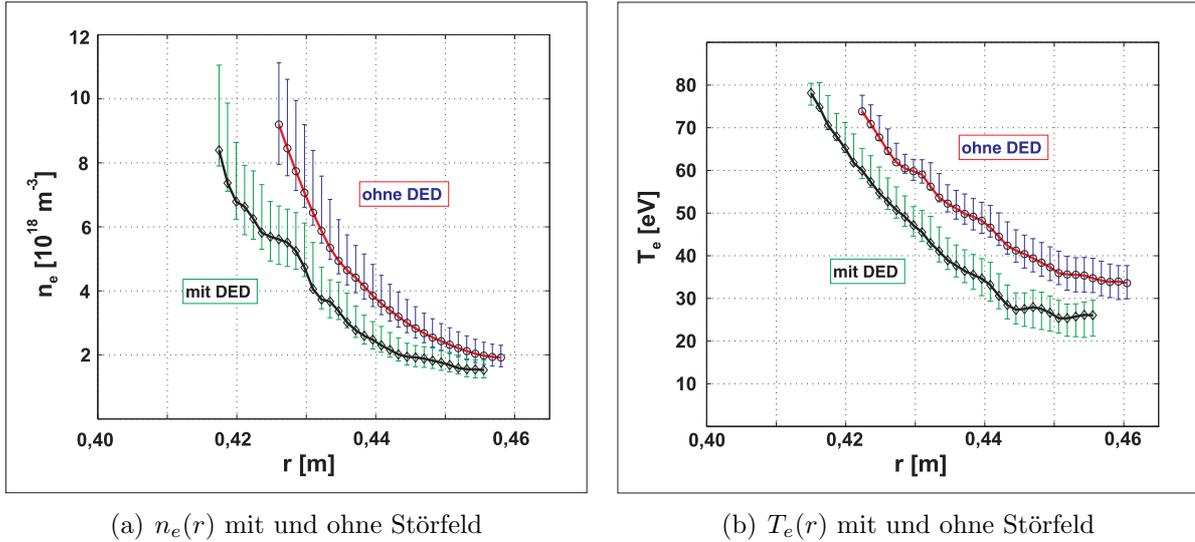
durch die Reduktion von n_e zum senkrechten, konduktiven Transport in das Beobachtungsvolumen verantwortlich sein. Das wird im Vergleich mit den oben genannten Ergebnissen in Abschnitt 5.1.3 und bei der Charakterisierung des Transportverhaltens in Kapitel 7, Abschnitt 7.1 diskutiert.

Radiale Entwicklung von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ mit und ohne externes Störfeld

Im vorherigen Abschnitt wurde die Änderung von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ bei $r = 0,44$ m betrachtet. Es zeigte sich eine starke Reduktion in Korrelation mit der Störfeldamplitude. Dies wird im Folgenden anhand der radialen Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ für die Zeitpunkte mit und ohne externes Störfeld weiter untersucht.

Dazu wurden die Profile von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ zum Zeitpunkt voller Störfeldamplitude $t = 2,75 - 3,25$ s in Entladung #95895 und für denselben Zeitpunkt der Referenzentladung #95896 extrahiert. Diese sind dargestellt in Abbildung 5.5: Die detektierte Absenkung von n_e und T_e an der ausgewählten Messposition bei $r = 0,44$ m geht einher mit dem Absinken der Werte entlang der gesamten radialen Profile im Randbereich des Plasmas. Gleiche Werte für n_e und T_e sind in der stochastisierten Randschicht im Vergleich mit dem ungestörten Fall weiter Innen zu finden, die Abschälschicht des Plasmas wurde durch die Stochastisierung also nach Innen erweitert.

Für das Profil der Elektronendichte $n_e(r)$ während der maximalen Störfeldamplitude in


 (a) $n_e(r)$ mit und ohne Störfeld

 (b) $T_e(r)$ mit und ohne Störfeld

Abbildung 5.3: Radiale Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und Elektronentemperatur $T_e(r)$ auf der Niederfeldseite ohne externes Störfeld (#95896, oberes rotes Profil, blaue Fehlerbalken) und bei maximaler Störfeldamplitude (#95895, unteres schwarzes Profil, grüne Fehlerbalken)

Abbildung 5.5(a) fällt im Bereich $0,42 \text{ m} < r < 0,43 \text{ m}$ eine deutliche Profilabflachung auf, was auf eine Änderung des Transportverhaltens in diesem Bereich der Plasmarandschicht hinweist. Dieser Befund wird in Kapitel 7, Abschnitt 7.1 untersucht.

5.1.2 Änderung der Plasmastruktur an der Hochfeldseite

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der mit dem DED Strom $I_{DED}(t)$ ansteigenden Störfeldamplitude auf das zeitliche Verhalten der Elektronendichte $n_e(t)$ und -temperatur $T_e(t)$ an der Hochfeldseite analysiert.

Dazu wurde mit der Entladung #96639 ein ähnliches Entladungsszenario, wie es zuvor betrachtet wurde, untersucht. Die Parameter der Entladung waren: Plasmastrom $I_P = 385 \text{ kA}$, Plasmaposition $R_0 = 1,73 \text{ m}$ (Verschiebung um $2,0 \text{ cm}$ zur Hochfeldseite), toroidales Magnetfeld $B_t = 1,9 \text{ T}$, Heizleistung $P_H = 1200 \text{ kW}$ und poloidales Beta $\beta_p = 0,5$, zentrale Elektronendichte $n_{ec} = 4,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und der Sicherheitsfaktor am Rand $q_a = 3,2$.

Zeitliche Entwicklung von $n_e(t)$ und $T_e(t)$

Die Untersuchung von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ an dieser Messposition ergibt einen ähnlichen Befund, wie bei der Messung auf der Niederfeldseite: In Abbildung 5.4 sind die Zeitspuren von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ an drei verschiedenen Messpositionen im Abstand $\Delta r_1 = 0,7 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,47 \text{ m}$, schwarze Punkte, blaue Fehlerbalken), $\Delta r_1 = 2,2 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,455 \text{ m}$, schwarze Punkte, rote Fehlerbalken) und $\Delta r_1 = 4,2 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,435 \text{ m}$, schwarze Punkte, grüne Fehlerbalken) vom DED-Target dargestellt.

An allen drei Messpositionen sanken $n_e(t)$ und $T_e(t)$ in Korrelation mit dem ansteigenden DED Strom $I_{DED}(t)$ ab. Auch an der Hochfeldseite prägt sich dabei ein unterschiedliches

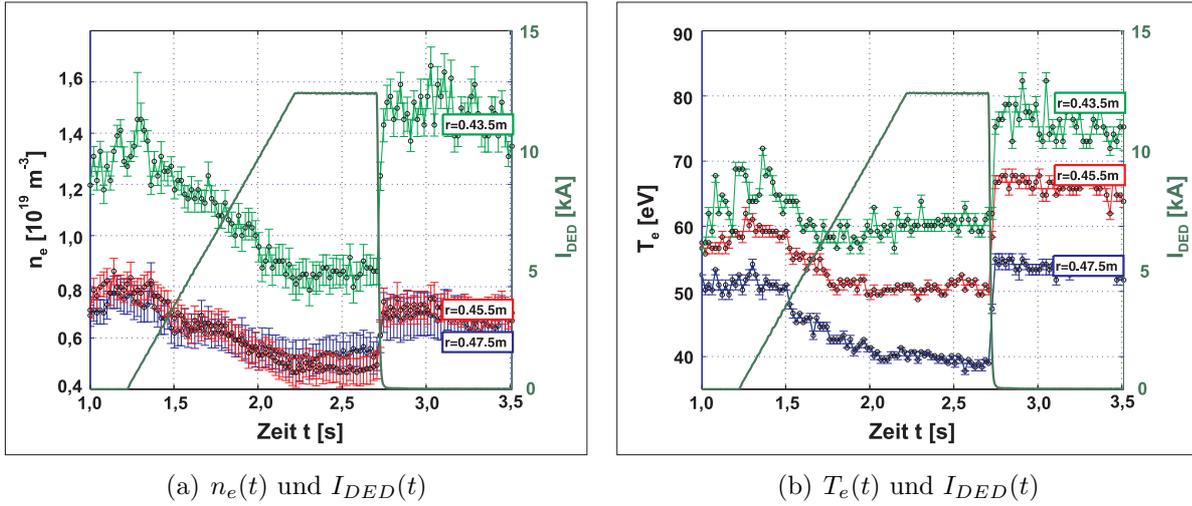


Abbildung 5.4: Vergleich der Elektronendichte $n_e(t)$ und -temperatur $T_e(t)$ auf der Hochfeldseite in unterschiedlichem Abstand vom DED-Target $\Delta r_1 = 0,7 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,47 \text{ m}$, schwarze Punkte, blaue Fehlerbalken, linke Achse), $\Delta r_1 = 2,2 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,455 \text{ m}$, schwarze Punkte, rote Fehlerbalken, linke Achse) und $\Delta r_1 = 4,2 \text{ cm}$ ($r_1 = 0,435 \text{ m}$, schwarze Punkte, grüne Fehlerbalken, linke Achse) in Abhängigkeit von $I_{DED}(t)$ (Linie ohne Fehlerbalken, rechte Achse) für die Entladung #96639

Abfallverhalten in Relation zum ansteigenden DED Strom $I_{DED}(t)$ aus. Während $n_e(t)$ an allen drei betrachteten Messpositionen vor dem DED-Target kontinuierlich mit ansteigendem $I_{DED}(t)$ bis zu dessen maximaler Amplitude sinkt und dann konstant bleibt, zeigt sich für $T_e(t)$ in Abhängigkeit von der Messposition ein unterschiedliches Verhalten: Die Störstromamplitude, ab der für die einzelnen Zeitspuren die Werte von T_e konstant bleiben, sind mit größer werdendem Abstand kleiner.

Abstand vom DED-Target Δr	Δn_e	ΔT_e
0,7 cm	0,67	0,73
2,2 cm	0,67	0,76
4,2 cm	0,6	0,79

Tabelle 5.1: Änderung der Werte für die Elektronendichte n_e und die Elektronentemperatur T_e während maximalem Störstrom relativ zur Phase nach Abschalten der externen Störung.

Die in Tabelle 5.1 dargestellte Abnahme von $n_{e,DED}$ und $T_{e,DED}$ während der Phase mit maximaler Störfeldamplitude relativ zu $n_{e,woDED}$ und $T_{e,woDED}$ nach Abschaltung des Störstromes bei $t = 2,7 \text{ s}$ zeigt, dass diese an allen drei Messpositionen jeweils für die Elektronendichte und die Elektronentemperatur nahezu gleich stark ist. Man kann für T_e eine leicht stärkeres Abnehmen mit größerer Nähe zum DED-Target feststellen, während

dies für n_e gerade umgekehrt ist. Diesen Befunden liegt die sich ausprägende Magnetfeldtopologie zu Grunde. Das wird im Vergleich in Abschnitt 5.1.3 nochmal aufgegriffen.

Radiale Entwicklung von $n_e(t)$ und $T_e(t)$ mit und ohne externes Störfeld

Die in Abbildung 5.5 dargestellten radialen Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ während der Maximalphase von I_{DED} und bei $I_{DED} = 0kA$ zeigen ebenfalls, dass die Werte entlang des gesamten radialen Profils abgesenkt werden. Dementsprechend nimmt im Zeitverlauf der resultierende Elektronendruck $p_e(t)$ mit steigendem $I_{DED}(t)$ ab und die Werte entlang des Profils $p_e(r)$ sind ebenfalls reduziert.

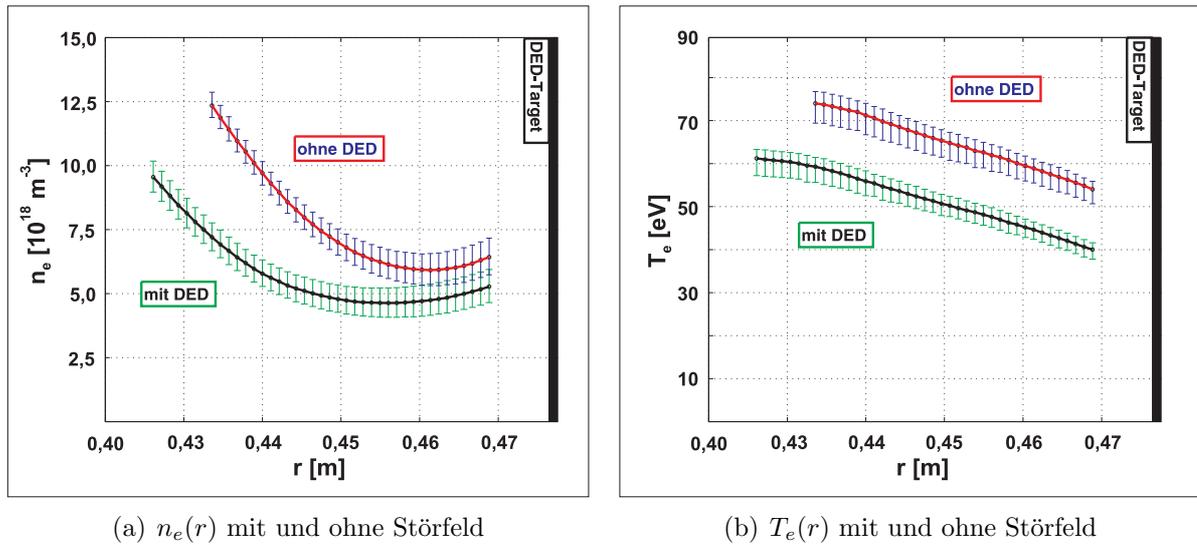


Abbildung 5.5: Radiale Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und Elektronentemperatur $T_e(r)$ auf der Hochfeldseite ohne externes Störfeld (obere rote Linie, blaue Fehlerbalken) und bei maximaler Störfeldamplitude (untere schwarze Linie, grüne Fehlerbalken) für die Entladung #96639

Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target

Die Absenkung von n_e und T_e auf der *Niederfeldseite* ist ein Hinweis auf das Entstehen einer neuen Abschälzone, die im Vergleich zur Limiter-Phase der Entladung radial weiter Innen positioniert ist. Die Deposition erfolgt auf dem DED-Target, da die Magnetfeldlinien durch das Störfeld der DED-Spulen auf dieses abgelenkt werden. In [25] wurde die Energiedeposition $Q(\varphi, \vartheta)$ in poloidale (ϑ) und toroidale (φ) Richtung auf dem DED-Target mit einer Infrarot Kamera untersucht und ein charakteristisches Depositionsmuster in Korrelation mit der Störfeldgeometrie nachgewiesen.

Mit der senkrecht auf das DED-Target gerichteten *CAM17* wird komplementär dazu nun die Umstrukturierung des Teilchenflusses $\Phi_A(\varphi, \vartheta)$ auf dem DED-Target untersucht. Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben ist diese Kamera mit einem H_α Interferenzfilter versehen und die detektierte Intensität $I_{H_\alpha}(\varphi, \vartheta)$ ist ein Maß für die an der Wand freigesetzten Wasserstoffatome und -moleküle [73, 75].

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung des Neutralteilchenflusses $\Phi_A(\varphi, \vartheta)$ für die Entladung #96639 bei maximaler Störstromamplitude von $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$. Die sich ausprägende Flussverteilung besteht aus vier Paaren von helikal umlaufenden Streifen. Sie sind mit der Neigung der gestrichelt eingezeichneten DED-Spulen ausgerichtet. Im Recyclinggleichgewicht ist diese Verteilung des Neutralteilchenflusses $\Phi_A(\varphi, \vartheta)$ proportional zur Verteilung der auf das Target anströmenden Teilchenflüsse $\Phi(\varphi, \vartheta)$. Man sieht daher, dass das externe Störfeld eine Lokalisierung des Teilchenflusses bewirkt und die einzelnen Streifen getrennt sind durch Regionen mit stark reduziertem Teilchenfluss.

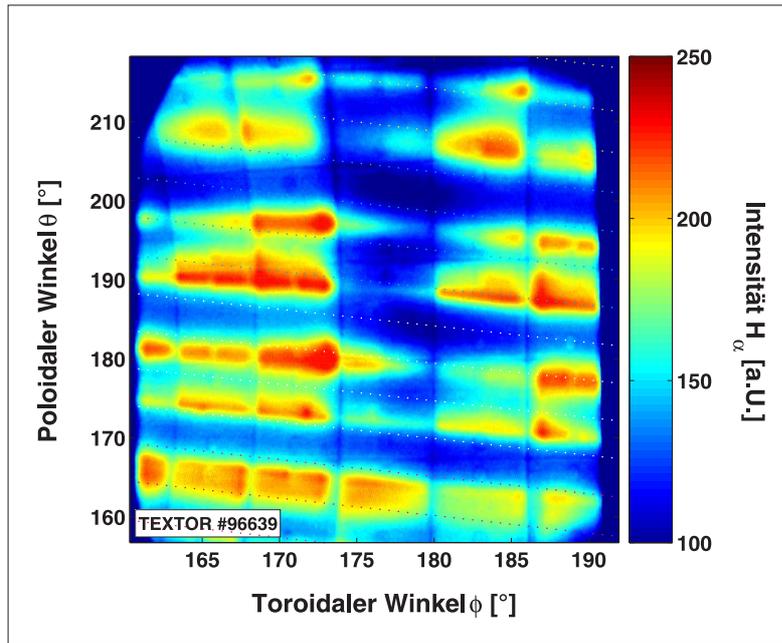


Abbildung 5.6: Die zur Teilchenflussverteilung proportionale Intensitätsverteilung der H_α Linienstrahlung vor dem DED-Target bei maximaler Störstromamplitude $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$ in der Entladung #96639, als gepunktete Linien sind die DED-Spulen eingezeichnet.

Abbildung 5.7 zeigt die Entwicklung der Teilchenflussverteilung in Abhängigkeit vom ansteigendem DED Strom $I_{DED}(t)$. Dargestellt ist in der oberen Abbildung der Verlauf der Teilchenflussverteilung $\Phi(\vartheta)$ entlang eines poloidalen Schnittes bei $\varphi = 170^\circ$ auf dem DED-Target und in der unteren Abbildung die zeitliche Entwicklung des Elektronendrucks $p_e(t)$, gemessen in einem Abstand von 1.3 cm vor dem Target in Korrelation mit $I_{DED}(t)$ (rechte Achse).

Die Ausbildung der Flussverteilung geht mit steigendem $I_{DED}(t)$ einher: Zunächst entwickeln sich im Zeitraum $t = 1.2 \text{ s} - 1.6 \text{ s}$ je vier breite Bereiche. Aufgrund des Beobachtungsbereiches der Kamera sind nur die oberen beiden Bereiche deutlich zu erkennen. Diese spalten ab $t > 1.6 \text{ s}$ jeweils in zwei deutlich separierte Abdrücke auf und gleichzeitig reduzieren sich wie dargelegt die Elektronendichte sowie die Elektronentemperatur und damit der Elektronendruck.

Der Grund hierfür wird durch Betrachtung der in die zeitliche Entwicklung der Teilchenflussverteilung eingezeichneten Messposition klar: Die Atomstrahldiagnostik auf der

Hochfeldseite liegt in einem Bereich geringen Teilchenflusses. Da der Wärmefluss ein korrespondierendes Verhalten zeigt [20, 25], ist das Plasma im Beobachtungsbereich dieser Diagnostik gekennzeichnet durch geringe Elektronendichte und niedrige Elektronentemperaturen. Es prägt sich zwischen den Bereichen mit starkem Teilchen- und Wärmefluss also offensichtlich eine von der Plasmarandschicht separierte Region aus.

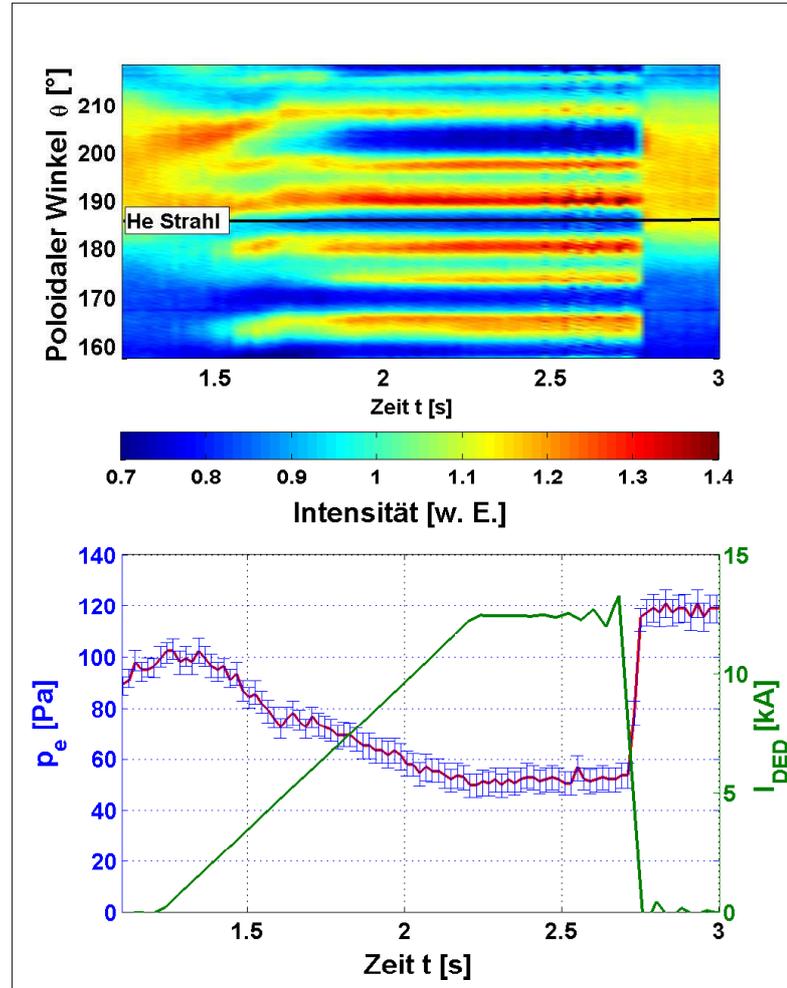


Abbildung 5.7: Zeitliche Entwicklung der Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target (obere Abbildung) im Vergleich zu I_{DED} (untere Abbildung, grüne Linie ohne Fehlerbalken, rechte Achse) und dem Elektronendruck $p_e(t)$ (rote Linie, blaue Fehlerbalken, linke Achse)

Diese experimentellen Befunde zeigen, dass das durch den DED aufgeprägte externe Störfeld die Plasmarandschicht stark beeinflusst. Die Reduktion von n_e und T_e an der Niederfeldseite belegt ein Abströmen des Plasmas in das helikale Streifenmuster auf dem DED-Target. Dies belegt bereits die Funktionalität der induzierten stochastischen Plasmarandschicht als neue Abschältschicht, eine Divertorfunktionalität des DED tritt zu Tage. Diese wird im folgenden Abschnitt im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie diskutiert.

5.1.3 Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie: Nachweis einer helikalen, ergodischen Divertorstruktur.

Um die zuvor gewonnenen Ergebnisse im Vergleich mit der Topologie des stochastisierten Magnetfeldes bewerten zu können, wurden für die betrachteten Entladungen Berechnungen mit dem *ATLAS-Code* [25] durchgeführt. Mittels dieser Rechnungen können die lokalen, eindimensionalen Messungen in die induzierte, dreidimensionale Topologie eingeordnet werden. Die Grundlagen hierzu wurden in Kapitel 3, Abschnitt 3.2 beschrieben und erweitert wird diese Argumentation in Kapitel 6 durch den Vergleich mit dreidimensionalen Monte-Carlo Simulationen des Plasmas in der stochastisierten Plasmarandschicht.

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, dass die Elektronendichte $n_e(r, t)$ und die Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ in der Randschicht sowohl an der *Niederfeldseite (LFS)* als auch an der *Hochfeldseite (HFS)* mit steigendem Störstrom sinken. Gleichzeitig etabliert sich auf dem DED-Target eine streifenförmige Teilchenflussverteilung, die aus vier Streifenpaaren besteht, welche helikal umlaufen. Die Reduktion von n_e und T_e an beiden Messpositionen hat unterschiedliche Gründe, die im folgenden im Vergleich mit den für die betrachteten Szenarien durchgeführten *ATLAS* Rechnungen erläutert werden.

In Abbildung 5.8 ist die Entwicklung der Magnetfeldtopologie für die zuvor betrachtete Entladung #95895 für drei Störströme $I_{DED} = 3 \text{ kA}$, 9 kA und $I_{DED} = 15 \text{ kA}$ dargestellt. Die abgebildeten *Laminar Plots* zeigen als farbige Kontur Abbildung die Verteilung der Verbindungslängen $L_c(r, \vartheta)$ bei $\varphi = 0^\circ$. Dabei werden die Verbindungslängen in Einheiten von *poloidalen Umläufen (p.U.)* bemaßt; der nebenstehende Farbbalken gibt die Längen L_c in [p. U.] an. Die linke Spalte in Abbildung 5.8 zeigt die Magnetfeldtopologie an der Niederfeldseite (LFS), die rechte Spalte in Abbildung 5.8 die Topologie an der Hochfeldseite (HFS).

Während der kontinuierlichen Erhöhung des Störstromes entwickelt sich an beiden Messpositionen eine charakteristische Topologie, die durch Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen bestimmt wird. Für den ungestörten Fall bestand der Bereich radial außerhalb der LCFS, die für die betrachtete Entladung an der LFS bei $r_{LCFS} = 0,437 \text{ m}$ positioniert war, aus Feldlinien, die innerhalb eines poloidalen Umlaufes ihren Start- und Endpunkt auf dem Limiter verbinden. Innerhalb der LCFS sind die Feldlinien im ungestörten Fall ohne eine Verbindung zu den Wandelementen.

Die Betrachtung der durch den DED induzierten Magnetfeldtopologie zeigt nun, dass der Bereich offener Feldlinien mit steigendem DED Strom kontinuierlich radial nach Innen ausgedehnt wird. Es entwickeln sich dabei separierte, ausgedehnte Bereiche mit gleichen Verbindungslängen. Die Feldlinien mit $L_c = 1, 2 \text{ p.U.}$ bilden wie in Abschnitt 3.3 beschrieben sogenannte *laminare Flussröhren* die umrandet sind von Feldlinien mit großen Verbindungslängen und einem zunehmend ergodischen Charakter. Diese, daher als *ergodisch* bezeichneten Feldlinien, zeichnen sich durch einen erhöhten diffusiven Charakter aus (siehe Abschnitt 3.4). Durch diesen können sie innerhalb eines poloidalen Umlaufes mit radial weiter innen liegenden Bereichen verbinden.

Die zuvor erläuterte Erklärung der experimentellen Ergebnisse an den beiden Messposi-

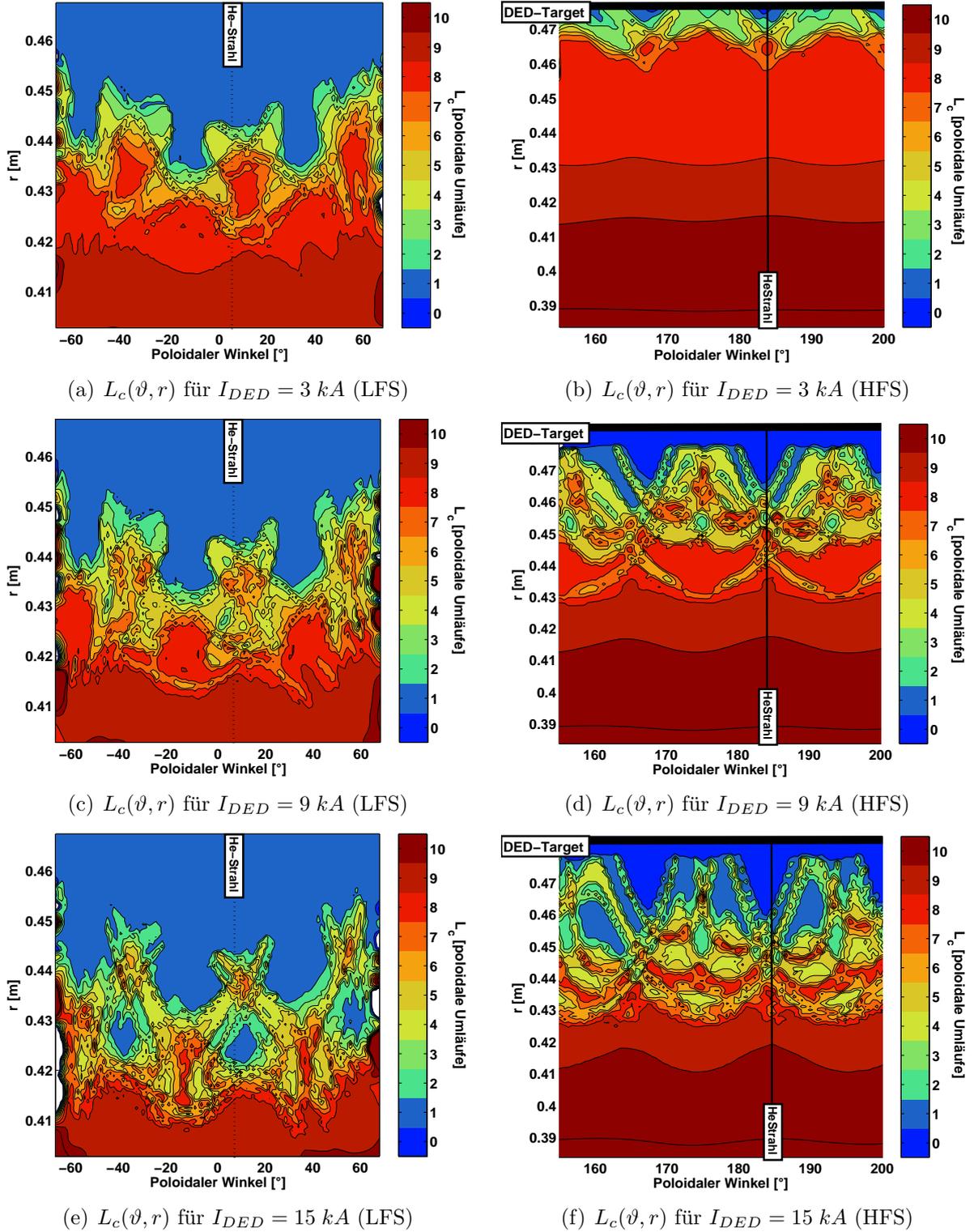


Abbildung 5.8: Entwicklung der Magnetfeldtopologie während der DED-Stromrampe in Entladung #95895 bzw. #96639 auf der Hochfeldseite (rechte Spalte) und der Niederfeldseite (linke Spalte). Mit eingezeichnet ist die Position der jeweiligen Helium Atomstrahl-diagnostik. Das Plasma in der betrachteten Entladung ist um 2 cm zur Hochfeldseite verschoben, die Position der LCFS im ungestörten Fall ist an der LFS $r_{LFS} = 0,437 \text{ m}$; alle Radien sind bezogen auf den Mittelpunkt des unverschobenen Plasmas bei $R = 1,75 \text{ m}$.

tionen lassen sich mit dieser Betrachtung spezifizieren: Auf der LFS entwickelt sich mit steigendem Störstrom eine laminare Zone und für den maximalen Strom eine laminare Flussröhre unmittelbar vor der Diagnostik. Die Feldlinien in dieser verbinden direkt mit dem DED-Target, was zum experimentell beobachteten Abströmen von Teilchen und Energie zum DED-Target und damit zur gemessenen Reduktion von n_e und T_e führt.

Diese Korrelation der Messergebnisse mit der berechneten Magnetfeldtopologie belegt die Funktionalität der laminaren Flussröhren als Abschältschicht in der durch den DED stochastisierten Plasmarandschicht. Dieses Resultat erklärt die Absenkung der Elektrodendichte und -temperatur durch die Betrachtung der laminaren Feldlinien, welche die Wand schneiden und so mit den laminaren Flussröhren eine Transportdomäne in die Randschicht einbringen, die offensichtlich vom parallelen Transport bestimmt wird. Diese laminaren Flussröhren fungieren analog zu den toroidal symmetrischen Flussröhren im Bereich der Limiter SOL und der Abschältschicht axialsymmetrischer, poloidaler Divertoren. Die Besonderheit der stochastisierten Randschicht liegt nun insbesondere in den ergodischen Bereichen, welche die laminaren Flussröhren umranden und so eine poloidal heterogene Struktur erzeugen. Der unterschiedliche Einfluss beider Feldlinientypen wird im Abschnitt 5.2 mit dem *Sweep-Modus* des DED experimentell untersucht.

Auf der Hochfeldseite direkt vor den DED Spulen entwickelt sich eine fingerartige Struktur in der Magnetfeldtopologie. In diese Finger sind sowohl die ankommenden laminaren Flussröhren sowie auch die flächenmäßig kleinen Bereiche mit ergodischen Feldlinien eingebettet. Getrennt werden die einzelnen Finger durch Bereiche mit sehr kurzen Verbindungslängen $L_c \leq 0,5 p.U.$, die ohne große radiale Exkursion unmittelbar zurück auf das DED-Target verbinden und somit nicht in direktem Kontakt zur Plasmarandschicht stehen. Der Transport von Teilchen und Energie in diesen Bereich erfolgt alleine über senkrechten, diffusiven Transport aus Bereichen mit kurzen Verbindungslängen und schnellem Abströmen zum DED-Target. Diese Region entspricht im Vergleich mit dem axialsymmetrischen, poloidalen Divertor der *private flux region (PFR)*, dem von Hauptplasma durch den *X-Punkt* abgetrennten Bereich in der Divertorkammer (siehe Abbildung 2.3, rechte Seite).

Im Vergleich mit den zuvor diskutierten experimentellen Befunden erklärt diese Magnetfeldtopologie die stark reduzierten Teilchen- und Wärmeflüsse zwischen den einzelnen Streifen des Depositionsmusters. Diese Streifen stellen die Fußpunkte der Divertorstruktur dar, die getrennt sind durch die PFR. Entsprechend sind n_e und T_e in dieser von der Randschicht separierten Region reduziert.

Niederfeldseite

Die Betrachtung der Profile von n_e und T_e hat gezeigt, dass auf der LFS die Werte von n_e und T_e entlang des gesamten Profils abgesenkt werden. Das deutet auf eine radial nach innen gerichtete Verschiebung der Abschältschicht, also der Position der letzten geschlossenen Flussfläche (LCFS), hin. In Abbildung 5.9 sind die Profile von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ zum Zeitpunkt maximalen Störstromes für die Entladung #95895 im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie dargestellt.

In Abbildung 5.9(a) ist als Laminar-Plot die Verteilung der Verbindungslängen L_c und die Messposition der Heliumstrahl Diagnostik inklusive der durch die Strahldivergenz

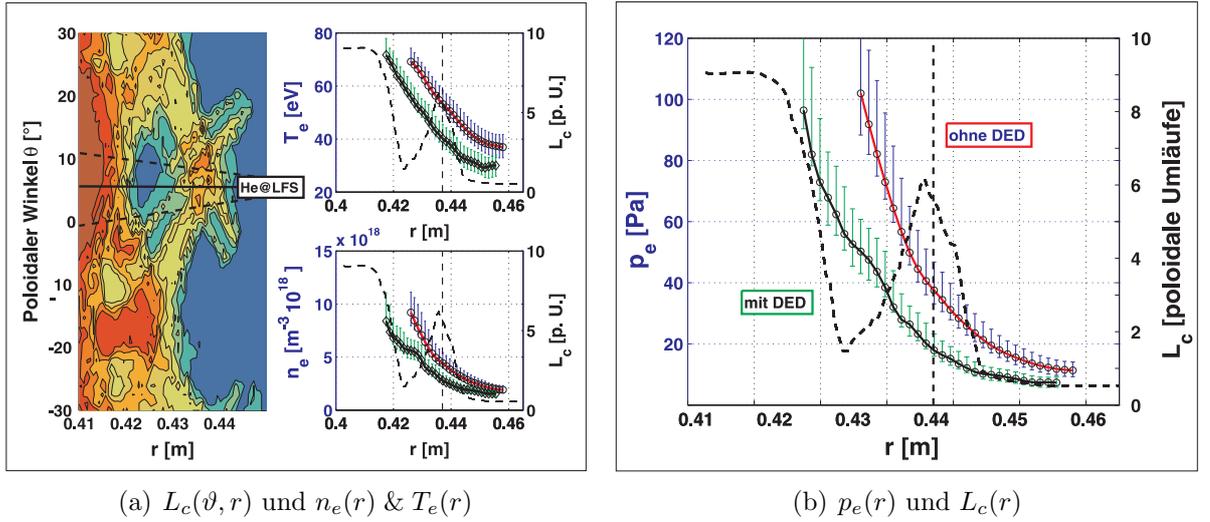


Abbildung 5.9: Vergleich der Profile $n_e(r)$, $T_e(r)$ und des resultierenden Elektronendrucks $p_e(r)$ auf der LFS während der Entladungsphase mit maximalem Störstrom mit den Verbindungslängen L_c : Abbildung (a) zeigt den Vergleich der Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ (gestrichelte Line, rechte Achse) und den Profilen $n_e(r)$ & $T_e(r)$ (jeweils gepunktete Line mit Fehlerbalken, linke Achse) [76]. Abbildung (b) zeigt den Elektronendruck $p_e(r)$ und das im Messbereich gemittelte Profil der Verbindungslängen $L_c(r)$ (siehe Text).

festgelegten poloidalen Auflösung dargestellt. Um direkt mit dem radialen Profil $L_c(r)$ vergleichen zu können, wurden die Verbindungslängen in diesem Divergenzbereich gemittelt und als radiales Profil $L_c(r)$ im rechten Teil dieser Abbildung mit den Profilen $n_e(r)$ und $T_e(r)$ verglichen. Dabei wurden die Profile für n_e und T_e während der Entladungsphase mit maximalem Störstrom extrahiert (#95895, schwarze Linie) und für denselben Zeitpunkt das Profil aus der Referenzentladung (#95896, rote Linie). Zusätzlich ist als senkrechte gestrichelte Linie die Position der LCFS für den ungestörten Fall eingezeichnet. Die linken Achsen stellen jeweils n_e und T_e dar, die rechte Achse die Verbindungslänge in poloidalen Umläufen.

Vergleicht man nun das Verbindungslängenprofil $L_c(r)$ mit der Position der LCFS, so wird deutlich, dass sich der Bereich mit Feldlinien, die mit kurzer Verbindungslänge zum DED-Target verbinden, nach Innen verschiebt. In der SOL der ungestörten Entladung verbinden die Feldlinien ihren Startpunkt auf den Limiter Platten innerhalb eines poloidalen Umlaufes mit dem Auftreffpunkt. Für den gestörten Fall sieht man an Abbildung 5.9 (a), dass dieser Bereich nun in etwa $\Delta d \sim 1 \text{ cm}$ weiter innen liegt. Die Profile folgenden dieser Änderung der Magnetfeldtopologie: Die Werte von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ senken sich im Bereich der vorherigen Limiter-SOL stark ab und gleiche Werte sind nun weiter innen zu finden. Betrachtet man den Elektronendruck p_e als experimentelles Maß für die Erweiterung der SOL, so wird in Abbildung 5.9 (b) deutlich, dass gleiche Werte für p_e in etwa um den radialen Versatz $\Delta d \sim 1 \text{ cm}$ weiter innen gemessen werden.

Diese topologische Betrachtung bestätigt den zuvor anhand von Abbildung 5.8 getroffenen Erklärungsansatz der experimentellen Ergebnisse: Durch die Stochastisierung der

Plasmarandschicht wird der Bereich der SOL radial nach innen ausgedehnt. Das parallele Abströmen des Plasmas in den laminaren Flussröhren zum DED-Target verursacht die Reduktion von n_e und T_e an der LFS.

In Abschnitt 5.1.1 wurde bereits das Abflachen des Elektronendichteprofiles im Bereich $0,42 \text{ m} < r < 0,43 \text{ m}$ diskutiert. Der in Abbildung 5.9(a) dargestellte Vergleich der Profile mit der Verbindungslängenverteilung zeigt, dass dieses Abflachen im Bereich der laminaren Flussröhre liegt. Dieser Befund wird bei der Untersuchung des Transportverhaltens in der stochastisierten Randschicht in Kapitel 7, Abschnitt 7.1 wieder aufgegriffen.

Hochfeldseite

An der Messposition auf der Hochfeldseite werden sowohl die Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$, als auch die Teilchenflussverteilung $\Phi_A(\vartheta, \varphi)$ auf und die Quellverteilung $S_A(\vartheta, r)$ vor dem DED-Target im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie untersucht.

Vergleich von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ mit der Magnetfeldtopologie vor dem DED-Target

Abbildung 5.10(a) stellt wie zuvor die Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ als Laminar-Plot dar. Die durch die Divergenz des Atomstrahls festgelegte poloidale Auflösung wurde wieder mit $L_c(\vartheta, r)$ gefaltet und daraus ein gemittelt radiales Profile der Verbindungslänge $L_c(r)$ errechnet. Die rechten Abbildungen in Abbildung 5.10(a) zeigen die Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$, die für die betrachtete Entladung (#96639) als gemittelte Profile für die Phase maximalen Störstromes ($t = 2,3 \text{ s} - 2,6 \text{ s}$, schwarze Linie, grüne Fehlerbalken) und die nachfolgende Phase ohne Störstrom ($t = 2,9 \text{ s} - 3,2 \text{ s}$, rote Linie, blaue Fehlerbalken) extrahiert wurden (linke Achse). Zusätzlich ist das Verbindungslängenprofil $L_c(r)$ eingezeichnet (rechte Achse).

Auch hier wird deutlich, dass der Bereich mit kurzen Verbindungslängen L_c weiter nach innen verschoben ist. Allerdings zeigt der Vergleich mit $L_c(\vartheta, r)$ im linken Teil von Abbildung 5.10(a), dass die durch die Stochastisierung entstehende Region mit Feldlinien mit $L_c \leq 0,5 \text{ p.U.}$ (blau eingefärbter Bereich) gefüllt ist. Diese bereits zuvor diskutierte *private flux region (PFR)* steht in keinem direkten Kontakt mit der Plasmarandschicht und sie verursacht daher die besprochene Reduktion in n_e und T_e und das Absenken der Werte entlang der radialen Profile im Messbereich.

Die Korrelation mit dem Rand der ergodischen Zone, also dem radialen Bereich in dem die Feldlinien große L_c haben, ist in den Profilen nicht deutlich zu erkennen. Das liegt an der feingliedrigen Struktur vor dem DED-Target in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration. Der Strahl mittelt über einen großen poloidalen Bereich, zu dem sowohl die *PFR* als auch die in die Finger eingebetteten laminaren Flussröhren und ergodischen Feldlinien beitragen. Daher sieht man eine deutliche Reduktion von n_e und T_e , die Werte sind im Vergleich zur *PFR* im axialsymmetrischen, poloidalen Divertor aber immer noch hoch (dort nehmen sie um mehr als eine Größenordnung ab). Das wird durch die laminaren Bereiche und den nach Innen verbindenden ergodischen Feldlinien verursacht, in denen das Plasma auf das DED-Target anströmt. Die poloidale Auflösung des Heliumstrahls an dieser Messposition reicht also nicht aus, die kleinskalige poloidale Struktur aufzulösen und wir betrachten einen poloidal gemittelten Effekt.

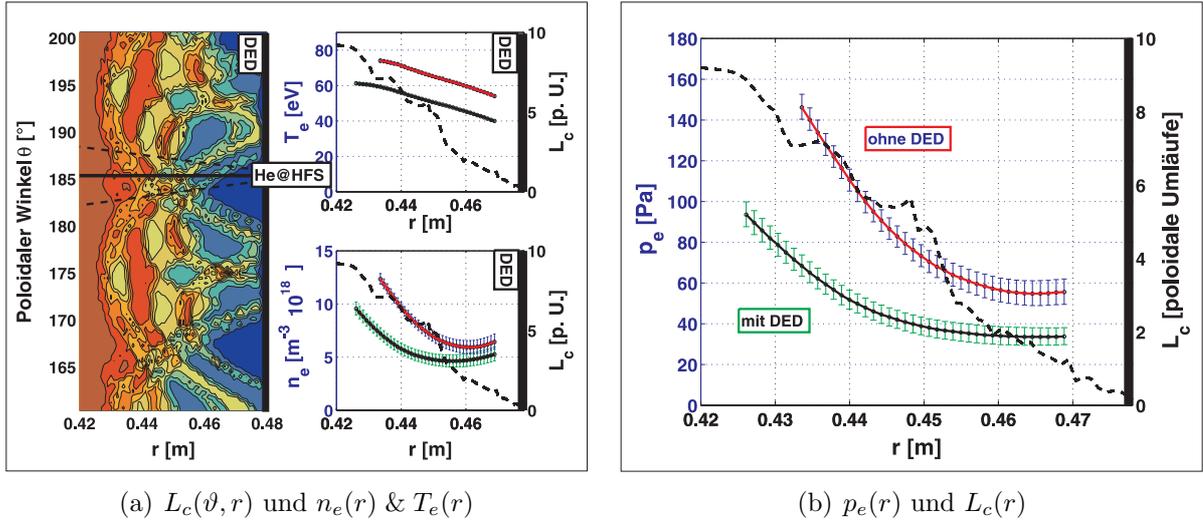


Abbildung 5.10: Vergleich der Profile $n_e(r)$, $T_e(r)$ und des resultierenden Elektronendrucks $p_e(r)$ auf der HFS während der Entladungsphase mit maximalem Störstrom mit den Verbindungslängen L_c : Abbildung (a) zeigt den Vergleich der Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ (gestrichelte Line, rechte Achse) und den Profilen $n_e(r)$ & $T_e(r)$ (jeweils gepunktete Line mit Fehlerbalken, linke Achse). Abbildung (b) zeigt den Elektronendruck $p_e(r)$ und das im Messbereich gemittelte Profil der Verbindungslängen $L_c(r)$ (siehe Text).

Teilchenflussverteilung auf und vor dem DED-Target

Zur Diskussion der Teilchenflussverteilung Φ_A stellt Abbildung 5.11(a) zunächst $\Phi_A(\vartheta, \varphi)$ auf dem DED-Target im Vergleich mit der für diese Entladung berechneten *Footprint* Abbildung 5.11(b) dar. Diese zeigt die Verteilung der Verbindungslängen $L_c(\vartheta, \varphi)$ der jeweils an (ϑ_i, φ_i) auftreffenden Feldlinien (siehe Abschnitt 3.2.3 auf Seite 23).

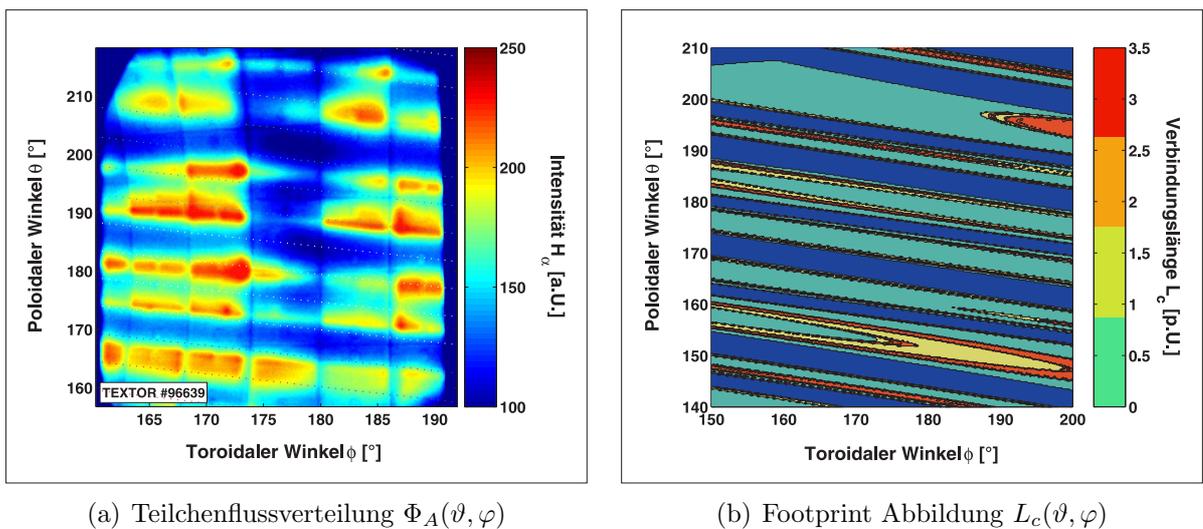


Abbildung 5.11: Vergleich der Teilchenflussverteilung $\Phi_A(\vartheta, \varphi)$ auf dem DED-Target mit der *Footprint* Abbildung $L_c(\vartheta, \varphi)$

Das entstehende Streifenmuster für $\Phi_A(\vartheta, \varphi)$ entsteht in Korrelation zu der Footprint-Abbildung: Die Streifen laufen helikal auf dem DED-Target um und sie werden geprägt durch die auftreffenden Fingerstrukturen, in denen laminare Flussröhren und ergodische Bereiche eingebettet sind. In diesen wird der Teilchenfluss auf das Target gebündelt und in Korrelation zur Ablenkung der Feldlinien, die den in Abbildung 5.11(b) dargestellten Footprint-Abdruck erzeugt, entsteht die aufgespaltene Streifenstruktur. Wie zuvor experimentell untersucht wurde, prägt sich diese mit steigender Störfeldamplitude aus, in dem sich die zunächst vier einzelnen Streifen jeweils aufspalten. Alle entstehenden Streifen sind getrennt durch die PFR mit Verbindungsängen von weniger als $0,5 p.U.$ (blaue Bereiche).

Detaillierter zeigt sich diese Korrelation des Teilchenflusses mit der Verbindungsänge im direkten Vergleich eines poloidalen Schnittes durch die Teilchenflussverteilung im Vergleich mit dem Verbindungsängenprofil unmittelbar vor dem DED-Target. In Abbildung 5.12 ist dieser Schnitt an der toroidalen Position $\varphi = 180^\circ$ dargestellt.

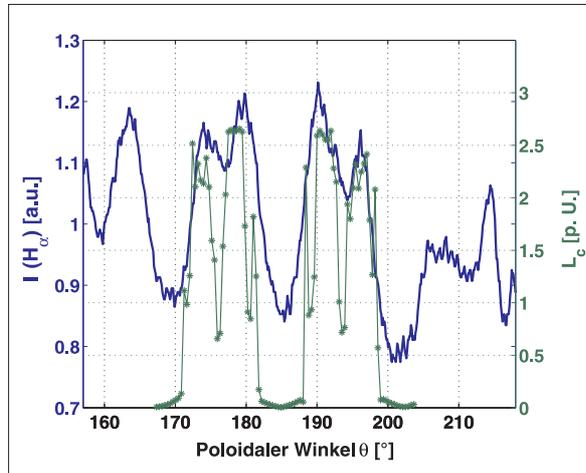


Abbildung 5.12: Schnitt durch die Teilchenflussverteilung $\Phi_A(\vartheta)$ (durchgezogene blaue Linie, linke Achse) auf dem DED-Target bei $\varphi = 180^\circ$ im Vergleich mit dem Verbindungsängenprofil $L_c(\vartheta)$ (grüne Linie mit *, rechte Achse) in Abstand $\Delta r = 0,3 \text{ cm}$ vor dem DED-Target bei $\varphi = 180^\circ$

Man sieht deutlich die starken Teilchenflussdichten im Bereich der langen Verbindungsängen und die Reduktion im Bereich der PFR. Im Bereich hohen Teilchenflusses verbinden sowohl ergodische Feldlinien wie auch die laminaren Flussröhren auf das DED-Target. Die Verteilung der Teilchen- und Wärmeflüsse auf beide Feldlinientypen wird in Kapitel 7, Abschnitt 7.2 zur Quantifizierung der SOL-Funktionalität der stochastisierten Randschicht weiter untersucht.

Da die Wärmeverteilung ebenfalls der magnetischen Topologie folgt [20, 25] bewirkt der ergodische Divertor offensichtlich im statischen Betrieb eine Lokalisierung der auftretenden Flüsse deren Verteilung mit dem DED im dynamischen Betrieb mit unterschiedlichen Frequenzen vorgenommen werden kann.

Diese beiden Betrachtungen des Depositionsmusters auf dem DED-Target zeigen, dass die Ablenkung der Feldlinien durch den DED Störstrom eine Lokalisierung der Teilchenflüsse $\Phi_A(\vartheta, \varphi)$ bewirkt. Deutlich tritt zu Tage, dass diese auf im Verhältniss zur gesamten Oberfläche des DED-Targets kleinen Bereichen stattfindet.

Die radiale Quellverteilung $S_A(\vartheta, r)$ vor dem DED-Target wurde mit der tangential zum DED-Target beobachteten Kamera CAM_4 , die mit einem H_α Interferenzfilter ausgestattet war (siehe Abschnitt 4.4 auf Seite 70), untersucht. Abbildung 5.13(a) zeigt als Vergleich die für die betrachtete Entladung #96639 berechnete radiale Verteilung der Verbindungsängen der Feldlinien in diesem Volumen $L_c(\vartheta, r)$. Die zum DED-Target reichenden Fingerstrukturen, bestehend aus laminaren und ergodi-

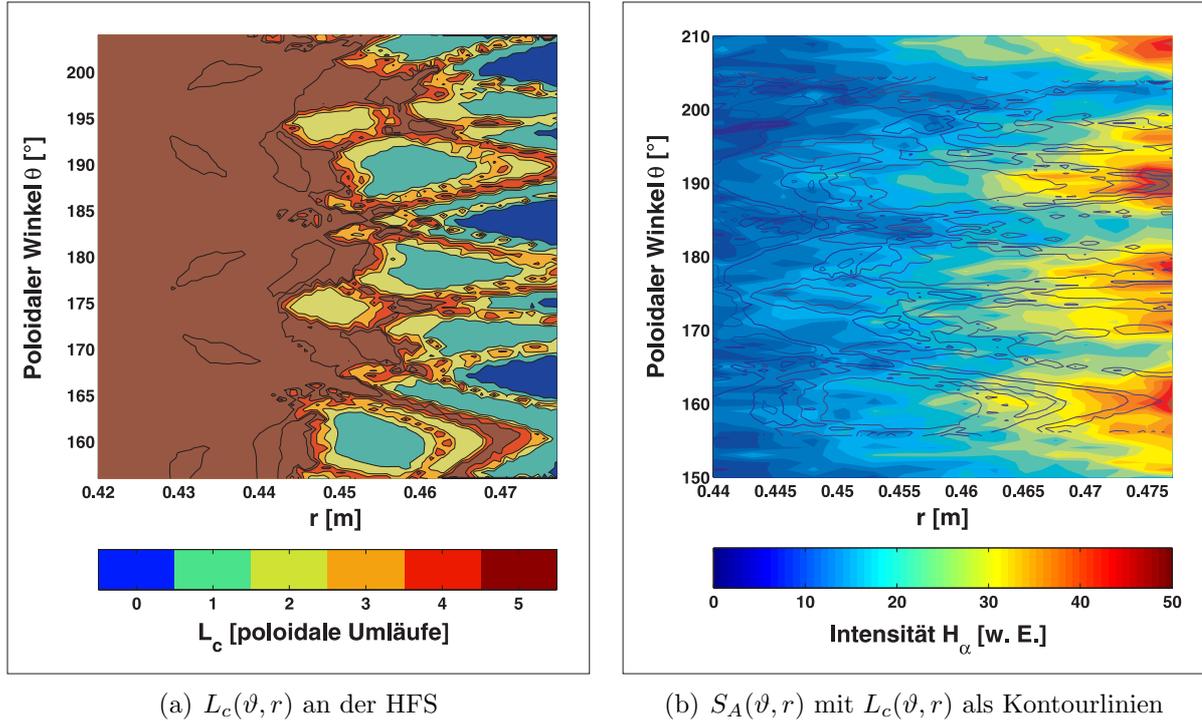


Abbildung 5.13: Vergleich der Magnetfeldtopologie in Verbindungslängen $L_c(\vartheta, r)$ (Abbildung (a)) vor dem DED-Target mit der Quellverteilung $S_A(\vartheta, r)$ (rechte Abbildung, Verbindungslängen korrespondierend zu Abbildung (a) als Kontourlinien) für die Entladung #96639

schen Feldlinien, werden unterbrochen von Bereichen, die gefüllt sind mit Feldlinien mit $L_c \leq 0.5 p.U.$, den bereits erläuterten *PFRs*. Der Vergleich mit der radialen Quellverteilung $S_A(\vartheta, r)$ macht deutlich, dass die Teilchenflüsse im Bereich der Finger maximal sind und dementsprechend sich die Plasmaquellverteilung an diesen Punkten ausprägt. Die dort startenden neutralen Wasserstoffatome und -moleküle penetrieren in die Flussregion in den Fingern hinein und werden dort ionisiert. Die genaue Dynamik dieses Prozesses ist insbesondere in der sehr feinskaligen Struktur in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration schwierig zu beurteilen und geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Korrespondierende Vergleiche zwischen den spektroskopisch gemessenen Signalen und der berechneten Magnetfeldtopologie in $m/n = 3/1$ Basismoden Konfiguration haben gezeigt, dass in dieser der Großteil des Recyclings in die laminaren Flussröhren mit $L_c = 1 p.U.$ stattfindet, während in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration der Großteil der Wasserstoffatome bis in die Regionen mit höheren Verbindungslängen eindringen kann [77].

Festgehalten werden kann an dieser Stelle, dass sich auf der HFS eine fingerartige magnetische Topologie ausprägt. In diese Finger sind die laminaren Flussröhren, die an der LFS zu einem Abströmen des Plasmas führen eingebettet und die Deposition der abgeschälten Teilchen und Energie findet so in den Auftreffbereichen der Finger statt. Diese Betrachtung wird verdeutlicht an der in Abbildung 3.8(a) dargestellten vereinfachten poloidalen Projektion der Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen. Diese führen durch einen dominierenden parallelen Transport das Plasma auf die DED-Targetplatten ab. Die Stagna-

tionspunkte für das jeweils entstehende Flussverhalten liegen je nach Verbindungslänge der Feldlinien in den betrachteten Flussröhren auf der Niederfeldseite (Feldlinien mit $L_c = 1 p.U.$) oder der Hochfeldseite (Feldlinien mit $L_c = 2 p.U.$).

Die vorhergehenden Betrachtungen bestätigen experimentell, dass die Struktur der stochastisierten Plasmarandschicht in radiale und poloidale Richtung direkt durch die Magnetfeldtopologie bestimmt wird. Diese Ergebnisse belegen, dass unter Einfluss des DED eine helikale, multipolare Divertorstruktur entsteht, deren Multipolarität festgelegt wird durch die ausgewählte Basismode. In der $m/n = 3/1$ Basismoden Konfiguration entsteht daher ein aufgespaltenes, streifenförmige Depositionsmuster [78], während es in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration wie nachgewiesen vier aufgespaltene Streifenmuster sind. Die laminaren Flussröhren fungieren in dieser Divertorstruktur als Abschältschicht, sie werden als *ED-SOL* bezeichnet, und die ergodischen Feldlinien tragen durch einen großen radialen Versatz von innen liegenden Bereichen [43, 79] ebenfalls zur Deposition von Teilchen und Energie auf dem Target bei.

Durch langsame Bewegung der induzierten Struktur im *Sweep-Modus* kann man mit den lokalisierten, radialen Messungen der Helium Atomstrahldiagnostiken die Plasmastruktur auch in poloidale Richtung untersuchen. Mit Hilfe dieser Methode wird im Folgenden Abschnitt untersucht, inwiefern sich der Bereich der im Beobachtungsvolumen entstehenden laminaren Flussröhre von den direkt benachbarten ergodischen Bereichen unterscheidet.

5.2 Poloidale Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht

Durch den flexiblen technischen Aufbau des DED ist es möglich, die induzierte Magnetfeldtopologie durch langsame Variation der DED-Ströme in den einzelnen DED-Spulen zu bewegen. Mit diesem sogenannten *Sweep-Modus* kann auch mit den ortsfesten Atomstrahldiagnostiken die poloidale Struktur der stochastisierten Randschicht untersucht werden. Die experimentellen Ergebnisse ermöglichen erstmals nachzuweisen, wie sich die Plasmastruktur in den ergodischen Bereichen und den laminaren Flussröhren unterscheidet. Das wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

5.2.1 Methode zur Untersuchung der poloidalen Plasmastruktur

Die niederfrequente Verschiebung der induzierten Störfeldstruktur entsteht durch die Variation der Stromverteilung in benachbarten Spulen. Diese ist inklusive der induzierten Bewegungsrichtung dargestellt in Abbildung 5.14.

Zur Beschaltung der DED-Spulen existieren zwei unabhängige Stromversorgungen. Die beiden in den Spulen fließenden Ströme werden als [*I-DED 1*] und [*I-DED 5*] bezeichnet, wobei die Spulen mit ungerader Nummerierung von [*I-DED 1*] gespeist werden und die Spulen mit gerader Nummerierung von [*I-DED 5*].

Im Sweep Modus werden sie zeitlich in Form einer Dreiecksschwingung mit einer konstanten, relativen Phasenverschiebung von $\phi_I = 90^\circ$ gegeneinander oszillierend hoch bzw. runtergefahren. Erst wenn zum Zeitpunkt t_{S1} der Strom [*I-DED 1*] sein Maximum $+I_{DED Max}$

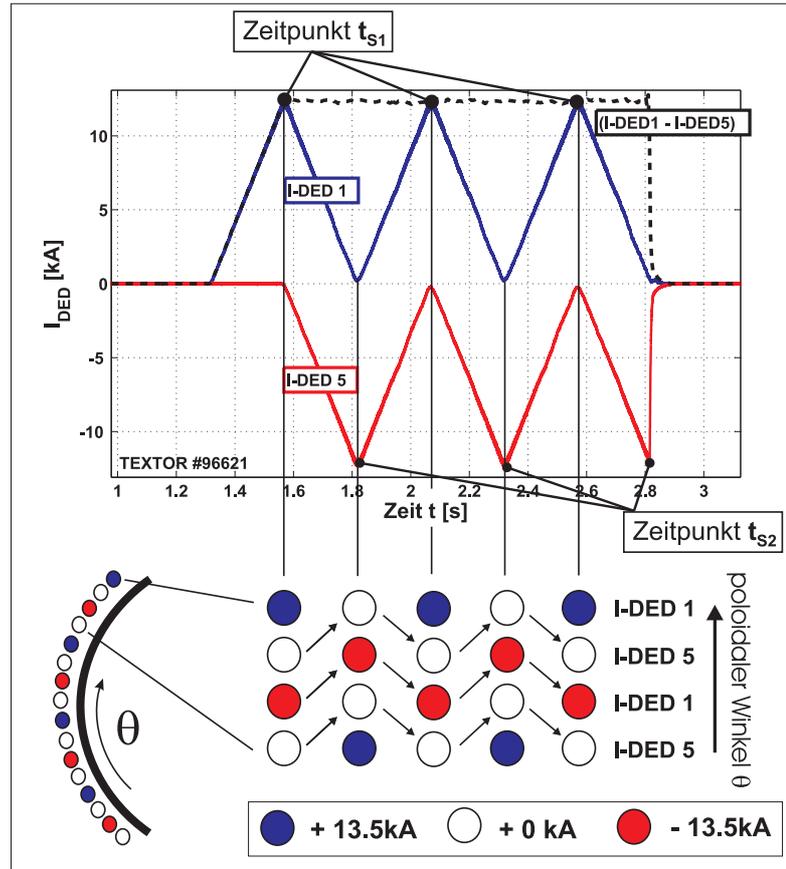


Abbildung 5.14: Stromverteilung des DED während der niederfrequenten Verschiebung der Magnetfeldtopologie im *Sweep-Modus* und die Projektion in die poloidale Richtung am Beispiel von Entladung #95924

erreicht, läuft der Strom in der benachbarten Spule [$I_{DED 5}$] gegen $-I_{DED Max}$, welches er bei t_{s2} erreicht. Der Absolutbetrag des Störstromes bleibt dann konstant und das Maximum wird von einer Spule auf die benachbarte verschoben¹. Erwartet wird daher, dass die induzierte Struktur sich mit steigendem Störstrom aufbaut und diese dann für die Messposition in der Mittelebene in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration jeweils um den Abstand zweier Spulen poloidal $\Delta\vartheta = 4.5^\circ$ und toroidal $\Delta\varphi = 90^\circ/n = 22.5^\circ$ verschoben wird. Die beiden Zeitpunkte t_{s1} und t_{s2} sind für die Untersuchungen mit dem Sweep-Modus als Extrempunkte der induzierten Verschiebung der Struktur charakteristisch und sie werden bei der Beurteilung der poloidalen Struktur im Folgenden als Referenzpunkte dienen.

Wichtig für die Analyse der Signale an den Messpositionen der Atomstrahlagnostiken ist die Richtung der Bewegung: Wie die Verlagerung der Stromverteilung in Abbildung 5.14 zeigt, verschiebt sich dabei die induzierte Struktur auf der Hochfeldseite nach oben, das heißt zu größeren Werten des poloidalen Winkels ϑ . Unter der Annahme, dass sich die induzierte Topologie während dieser Bewegung nicht ändert, kann man so mit den Helium Atomstrahlagnostiken einen poloidalen Winkelbereich untersuchen.

¹Es handelt sich also nicht um eine vollständig rotierendes elektromagnetisches Drehfeld, wie es im Hochfrequenzmodus des DED induziert wird.

Durch die unterschiedliche Neigung der Feldlinien an Hoch- und Niederfeldseite ist die bei der Verschiebung verursachte Auslenkung der Struktur an beiden Messpositionen in der *Mittelebene* des TEXTOR Gefäßes unterschiedlich: Auf der Hochfeldseite ist sie direkt bestimmt durch den Abstand der DED-Spulen. Auf der Niederfeldseite hingegen hängt die resultierende Auslenkung der Topologie von der Shafranov Verschiebung, also vom jeweiligen magnetischen Gleichgewicht ab.

Qualitativ kann dies wie folgt erklärt werden: Die magnetischen Flussflächen sind zur Niederfeldseite differentiell verschoben, was zur Folge hat, dass sie dort in Abhängigkeit vom Radius näher beieinander liegen. Da der magnetische Fluss einer beliebig gewählten Fläche zwischen zwei Flussflächen auf der HFS beim Übergang auf die LFS erhalten sein muss, ist diese Fläche auf der LFS durch die näher beieinander liegenden Flussflächen poloidal elongiert. Bewegt man auf der Hochfeldseite die Fläche nun von ihrer Ober- zur Unterkante, so verursacht das an der LFS eine größere poloidale Bewegung. Eine Auslenkung an der HFS hat also eine durch das Gleichgewicht bestimmte, größere Auslenkung an der LFS zur Folge.

Der Wert der poloidalen Auslenkung kann nach [80] mit den poloidalen Gewichtungsfaktoren $\alpha(\beta_{pol})$ für das magnetische Gleichgewicht ausgerechnet werden. Sie betragen für die betrachtete Entladung #95924 auf der Hochfeldseite $\alpha_{HFS} = 0,6$ und für die Niederfeldseite $\alpha_{LFS} = 1,4$. Damit folgt für den überstrichenen Winkelbereich in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration, die eine Vierfachsymmetrie in toroidale Richtung hat, mit der poloidalen Modenzahl m

$$\Delta\vartheta = \frac{90^\circ}{m} \cdot \alpha . \quad (5.2)$$

Die Auslenkung in poloidale Richtung beträgt hiernach an der HFS $\Delta\vartheta_{HFS} = 4,5^\circ$ und an der LFS $\Delta\vartheta_{LFS} = 10,5^\circ$. Für die im folgenden betrachtete Entladung wird der poloidal überstrichene Winkelbereich im Sweep-Modus zusätzlich durch Berechnungen der Topologie für die verschiedenen, exakten Stromkonfigurationen während der Verschiebung zwischen t_{S1} und t_{S2} der Topologie mit dem *GOURDON-Code* ermittelt.

5.2.2 Experimentelle Untersuchung der poloidalen Plasmastruktur

Zur Analyse der poloidalen Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht wurde von der experimentellen Möglichkeit, im *Sweep-Modus* die induzierte Topologie vor ortsfesten Diagnostiken zu verschieben, intensiv Gebrauch gemacht. Exemplarisch wird im Folgenden die Entladung #96620 betrachtet. Die Parameter dieser Entladung waren: Plasmastrom $I_P = 400 \text{ kA}$, Plasmaposition $R_0 = 1,73 \text{ m}$ (Verschiebung um $2,0 \text{ cm}$ zur Hochfeldseite), toroidales Magnetfeld $B_t = 1,9 \text{ T}$, Heizleistung $P_H = 1200 \text{ kW}$ und poloidales Beta $\beta_p = 0,55$, zentrale Elektronendichte $n_{e,center} = 3,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $q_a = 3,1$.

Abbildung 5.15 zeigt im Überblick den Einfluss der niederfrequenten, periodischen Verschiebung der DED Ströme und damit der induzierten Magnetfeldtopologie auf die bereits zuvor betrachteten Plasmaparameter in der Randschicht.

Die Betrachtung der Verteilung des **vor dem DED-Target** emittierten H_α -Lichts $I_{H_\alpha}(\vartheta, t)$ als Maß für den **Teilchenfluss** $\Phi_A(\vartheta, t)$ vom DED-Target zeigt, dass die dortige Teilchen-

deposition der Magnetfeldtopologie folgt. Abbildung 5.15(b) zeigt das Zeitverhalten eines poloidalen Schnitts von $170^\circ < \vartheta_1 < 190^\circ$ bei $\varphi = 180^\circ$ während der in Abbildung 5.15(a) dargestellten Variation der DED-Ströme.

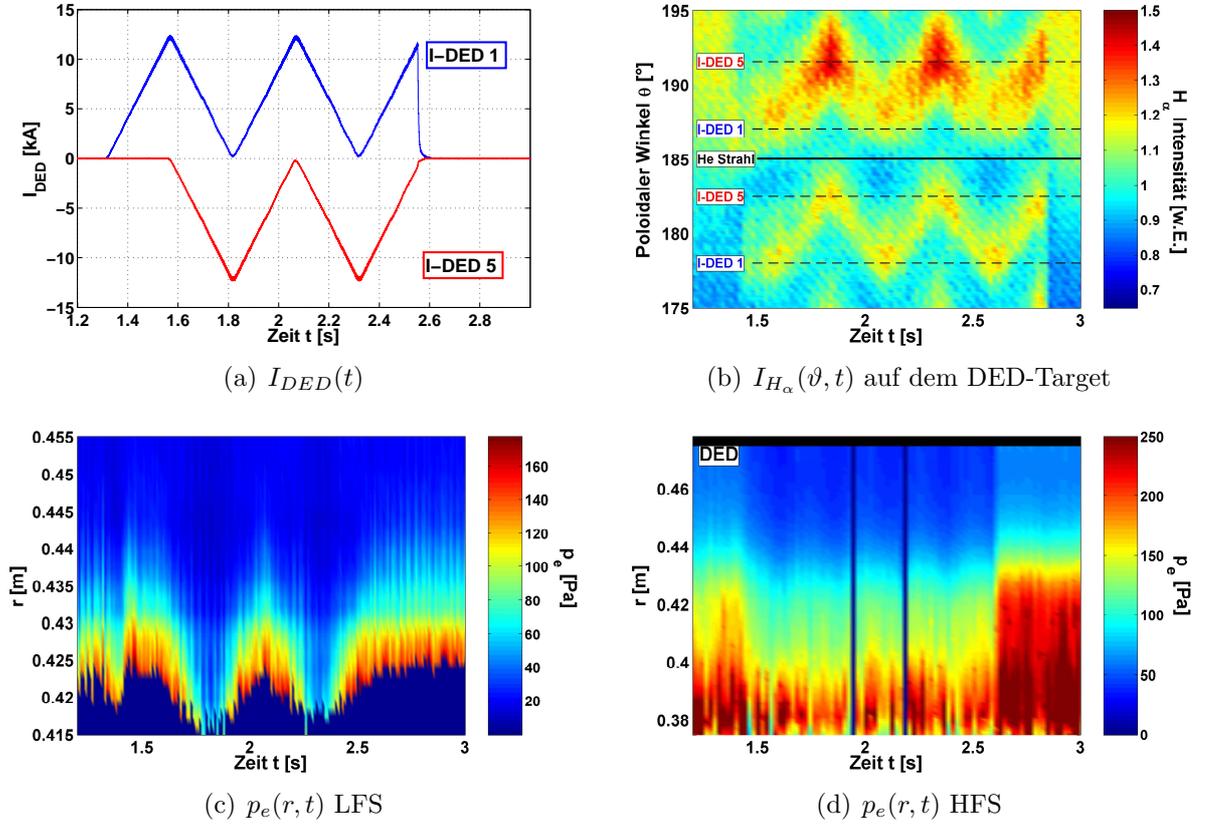


Abbildung 5.15: Verhalten der betrachteten Parameter in der Plasmarandschicht während einer Entladung im *Sweep-Modus* (*TEXTOR* #96620): Abbildung (a) zeigt die DED-Stromverteilung $I_{DED}(t)$ in beiden Spulen zur langsamen, periodischen (1 Hz) Bewegung der induzierten Struktur, Abbildung (b) die zum Teilchenfluss proportionale Intensität $I_{H_\alpha}(\vartheta, t)$ ($\propto \Phi_A(\vartheta, t)$) vor dem DED-Target, Abbildung (c) den Elektronendruck $p_e(r, t)$ an der Niederfeldseite, Abbildung (d) den Elektronendruck $p_e(r, t)$ auf der Hochfeldseite während der Verschiebung.

Zur Verdeutlichung der zuvor in Abbildung 5.14 dargestellten Bewegungsrichtung der Stromverteilung sind die Störfeldspulen und die in ihnen fließenden Ströme [*I-DED 1*] und [*I-DED 5*] mit eingezeichnet. Dies belegt, dass die maximale Intensität in H_α wie erwartet nach oben um den Abstand zweier benachbarter Spulen $\Delta\vartheta_{HFS} = 4.5^\circ$ ausgelenkt wird und diese Bewegung der zeitlichen Änderung der Stromverteilung in den Spulen folgt.

Die beiden unteren Abbildungen in Abbildung 5.15 stellen als Kontur-Abbildung die radiale Verteilung des Elektronendruckes $p_e(r, t)$ an den beiden Messpositionen dar.

Auf der **Hochfeldseite** (Abbildung 5.15(d)) zeigt sich ein Absenken des Elektronendruckes während der Phase, in welcher der resultierende Strom konstant ist. Der Absolutwert von p_e sinkt mit steigendem Störstrom und bleibt dann nahezu konstant auf diesem reduzier-

ten Niveau. Es ist nur eine sehr geringe oszillatorische Änderung zu erkennen. Der Grund hierfür wird aufbauend auf der im vorhergehenden Abschnitt geführten Argumentation klar: Betrachtet man die Quellverteilung an der Position der He-Strahl Diagnostik an der Hochfeldseite (eingezeichnet in Abbildung 5.15(b)), so sieht man auch für dieses Entladungsszenario, dass die Messposition dieser Diagnostik stets im Bereich mit geringem Teilchenfluss liegt. Der Vergleich mit der induzierten Topologie des Magnetfeldes zeigte, dass sich an dieser Position eine *PFR* entwickelt, deren Breite offensichtlich größer ist als der im Sweep-Modus überstrichene poloidale Winkel $\Delta\vartheta = 4.5^\circ$. Die links und rechts das DED-Target schneidenden Fingerstrukturen werden nicht in den Beobachtungsbereich geschoben.

Der Einfluss der langsamen Phasenvariation der Störströme auf den Elektronendruck $p_e(r, t)$ auf der **Niederfeldseite** ist im Vergleich hiermit bedeutend stärker: Man sieht in Abbildung 5.15(c), dass sich p_e in Korrelation mit der Phasenvariation der Störströme stark ändert. Für die Zeitpunkte $t_1 = 1,55\text{ s}$, $2,15\text{ s}$, $2,55\text{ s}$, an denen der Strom [*I-DED 1*] den Maximalwert von $13,5\text{ kA}$ erreicht, ist der Druck leicht erniedrigt gegenüber der Entladungsphase ohne Störfeld. Während der jeweils folgenden Phase, in welcher zu den Zeitpunkten $t_2 = 1,8\text{ s}$, $2,3\text{ s}$ der maximale Störstrom auf die benachbarte vom Strom [*I-DED 5*] durchflossene Spule geschoben wird, sinkt der Elektronendruck kontinuierlich auf bis zu einem Faktor 2 ab.

Die induzierte Topologie ist offensichtlich in poloidale Richtung nicht symmetrisch. Es liegen an der Niederfeldseite lokalisierte Bereiche niedrigeren und höheren Elektronendrucks bei gleichem Störfeld vor. Die Lokalisierung des Teilchenflusses folgt ebenfalls der Bewegung des Störfeldes. Das belegt, dass die induzierte, helikale Divertorstruktur mit dieser Verschiebung der Stromverteilung in den Spulen in poloidale Richtung hoch und runter geschoben wird. Der Grund für diese nachgewiesenen, unterschiedlichen Bereiche in poloidale Richtung wird im Folgenden im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie untersucht.

5.2.3 Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie

Die in Abschnitt 5.1.3 vorgenommenen Vergleiche mit der mit dem *ATLAS-Code* berechneten Magnetfeldtopologie haben in radiale Richtung das Entstehen der helikalen Abschältschicht des ergodischen Divertors, der *ED-SOL* nachgewiesen. Mit der zuvor erläuterten experimentellen Methode im *Sweep-Modus*, wurde nun zusätzlich erstmals die poloidale Verteilung der Elektronendichte $n_e(\vartheta, r)$, der Elektronentemperatur $T_e(\vartheta, r)$ sowie der Teilchenflussverteilung $\Phi_A(\vartheta, r)$ untersucht. Die Ergebnisse werden nun mit der poloidalen Verteilung der Verbindungslängen detailliert verglichen, um den Einfluss der in den Laminar Plots zu Tage tretenden Struktur der in ergodische Bereiche eingebetteten laminaren Flussröhren direkt zu untersuchen.

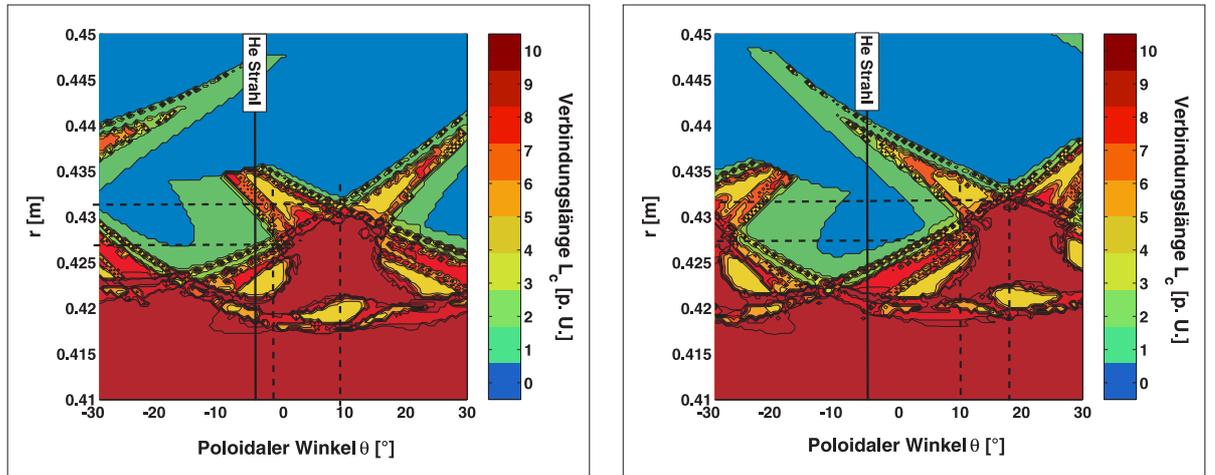
Untersuchung der Änderung der Magnetfeldtopologie im Sweep-Modus

Zunächst wurde mittels einer separaten Rechnung mit dem *GOURDON-Code* der Einfluss der anhand von Abbildung 5.14 diskutierten Verlagerung der Strommaxima für eine Phase im Sweep-Modus untersucht. Ziel ist es, den überstrichenen poloidalen Winkelbereich $\Delta\vartheta$ für die untersuchte Entladung #96620 bzw. #95924 zu bestimmen und zu beurteilen,

inwiefern sich die Topologie während der Verschiebung verändert.

Die Verschiebung auf der HFS ist, wie zuvor diskutiert und experimentell bestätigt, durch den Abstand der Störfeldspulen auf $\Delta\vartheta_{HFS} = 4,5^\circ$ festgelegt. Die genaue Verschiebung auf der LFS hängt vom magnetischen Gleichgewicht ab, sie wurde berechnet zu $\Delta\vartheta_{LFS} = 10,5^\circ$. Zur Untersuchung der Fragestellung inwiefern die induzierte Topologie während der Verschiebung der Strommaxima von einer Spule auf die benachbarte wie angenommen erhalten ist, wurde mit dem *GOURDON-Code* einzelne Rechnungen für verschiedene Stromverteilungen zwischen den Zeitpunkten t_{S1} und t_{S2} berechnet [81]. Dieser Integrations-Code wurde an dieser Stelle verwendet, da im Schema des ATLAS-Codes die Spulengeometrie und die Stromverteilung durch analytische Näherungsformeln aufgenommen sind. Diese für die verschiedenen Phasen einer Verschiebung im Sweep-Modus zu modifizieren, ist mit einem zu großen Aufwand verbunden und eine zusätzliche Validierung jedes Falles wäre notwendig. Im laminaren Bereich, wo die Feldlinien innerhalb weniger Umläufe verloren gehen, hat die exaktere Erhaltung des magnetischen Flusses im ATLAS-Code als Mapping Verfahren keinen Einfluss auf die Ergebnisse und die Verwendung des GOURDON-Codes bietet sich an. Hier wird das Störfeld basierend auf der realen Beschaltung der DED-Spulen während der einzelnen Phasen des Sweeps nach dem Gesetz von *Biot-Savart* berechnet [27, 36] und das Studium der Magnetfeldtopologie für jeden dieser Zeitpunkte ist einfach möglich.

Abbildungen 5.16 (a) und (b) zeigen zwei der Rechnungen für die Extrempunkte der Verschiebung, die zuvor eingeführten Zeitpunkte t_{S1} und t_{S2} , an denen jeweils einer der beiden Ströme maximal und der andere Null ist.



(a) $L_c(\vartheta, r)$ für t_{S1}

(b) $L_c(\vartheta, r)$ für t_{S2}

Abbildung 5.16: Verteilung der Verbindungsängen $L_c(\vartheta, r)$ auf der Niederfeldseite für die beiden Zeitpunkte t_{S1} und t_{S2} im Sweep-Modus, an denen jeweils einer der Ströme maximal und der andere null ist. Eingezeichnet sind zwei Referenzpunkte der Topologie die betrachtet wurden, um die Verschiebung der Struktur an der LFS zu quantifizieren.

Es wird deutlich, dass sich durch die Verschiebung des Strommaximas von einer Spule auf die benachbarte Spule die induzierte Topologie ebenfalls verschiebt und sie sich dabei nur leicht ändert. Während der einzelnen Schritte der Verschiebung zeigt sich, dass der

Bereich der laminaren Flussröhre sukzessive zu größeren poloidalen Winkel bewegt wird. Gleichzeitig ändert sich die umliegende Fingerstruktur: In Abbildung 5.16(a) wechseln der radial weiter nach außen reichende linke Finger und der kürzere auf der rechten Seite ihre Position neben der Flussröhre. Die Ausdehnung und die Topologie der im Beobachtungsvolumen verschobenen laminaren Flussröhre bleibt also nahezu gleich.

Zur Beurteilung der poloidalen Auslenkung der Topologie an der Niederfeldseite wurden zwei Referenzpunkte betrachtet: Zum einen der rechte Rand der laminaren Flussröhre und zum anderen der Mittelpunkt des rechts neben der Flussröhre befindlichen ergodischen Bereiches. Die berechnete Auslenkung von $\Delta\vartheta_{LFS} \approx 10^\circ$ kann damit bestätigt werden.

Vergleich von $n_e(r, \vartheta)$ und $T_e(r, \vartheta)$ an der LFS mit der Magnetfeldtopologie

Die zuvor diskutierten Ergebnisse erklären im Vergleich die experimentell nachgewiesene, poloidale Verteilung von $n_e(r, \vartheta)$, $T_e(r, \vartheta)$ und folglich $p_e(r, \vartheta)$ an der LFS:

An der in Abbildung 5.15 dargestellten, zeitlich-radialen Verteilung von $p_e(t, r)$ wird deutlich, dass die Bereiche neben den laminaren Flussröhren, die ausgefüllt sind mit ergodischen Feldlinien, zu einer geringeren Reduktion von n_e und T_e führen. Das wird im Folgenden durch direkten Vergleich mit der Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ während einer Phase im Sweep-Modus untersucht. Hierzu wurde die mit ATLAS berechnete Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ für den überstrichenen poloidalen Winkel $\Delta\vartheta = 10^\circ$ an der Messposition auf der LFS ausgewertet. Dazu wurde wieder die durch die Divergenz des Atomstrahls festgelegte poloidale Auflösung mit der Verbindungslängenverteilung gefaltet und ein radiales Verbindungslängenprofil $L_c(r)$ bestimmt. Dieser Vorgang wurde im Bereich von $\vartheta = 0^\circ - 10^\circ$ in der Schrittweite der Auflösung der berechneten Laminar-Plots ($\Delta\vartheta \sim 0, 2^\circ$) wiederholt. Die gesamten ermittelten Profile $L_c(r)$ wurden dann zusammengefügt zur resultierenden Verteilung der Verbindungslängen $L_c(\vartheta, r)_{Sweep}$.

Abbildung 5.17(a) zeigt als farbige Kontur Abbildungen die resultierende Verteilung $L_c(\vartheta, r)_{Sweep}$ der Verbindungslängen, sowie die Verteilung der von $n_e(\vartheta, r)$ und $T_e(\vartheta, r)$ während einer Phase des Sweep-Modus in Entladung #95924.

Deutlich zeigt sich, dass die Reduktion von n_e und T_e mit den Verbindungslängen der Feldlinien, die in den Messbereich geschoben werden, korreliert. In Abbildung 5.17(b) ist der resultierende Elektronendruck $p_e(\vartheta)$ als poloidaler Schnitt an verschiedenen radialen Positionen im Vergleich mit den poloidalen Profilen der Verbindungslängen $L_c(\vartheta)$ entlang derselben Schnittpositionen aufgetragen. Die jeweils zugehörigen Profile sind in derselben Farbe eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien bezeichnen $p_e(\vartheta)$ mit der zugehörigen Achse links, die gestrichelten Linien bezeichnen $L_c(\vartheta)$ mit der zugehörigen Achse rechts. Die radialen Positionen sind in korrespondierender Farbe vermerkt.

Dieser Vergleich zeigt, dass die anhand der berechneten Magnetfeldtopologie diskutierte, poloidal heterogene Struktur aus laminaren Flussröhren und benachbarten ergodischen Bereichen sich in der Plasmastruktur korrespondierend ausprägt und er weist den unterschiedlichen Einfluss der beiden Feldlinientypen auf die von ihnen ausgefüllten Bereiche der stochastisierten Randschicht nach [76]:

Die **laminaren Feldlinien** mit Verbindungslängen von wenigen poloidalen Umläufen bewirken als ED-SOL das bereits diskutierte Abschälen des Plasmas, was zu einer starken

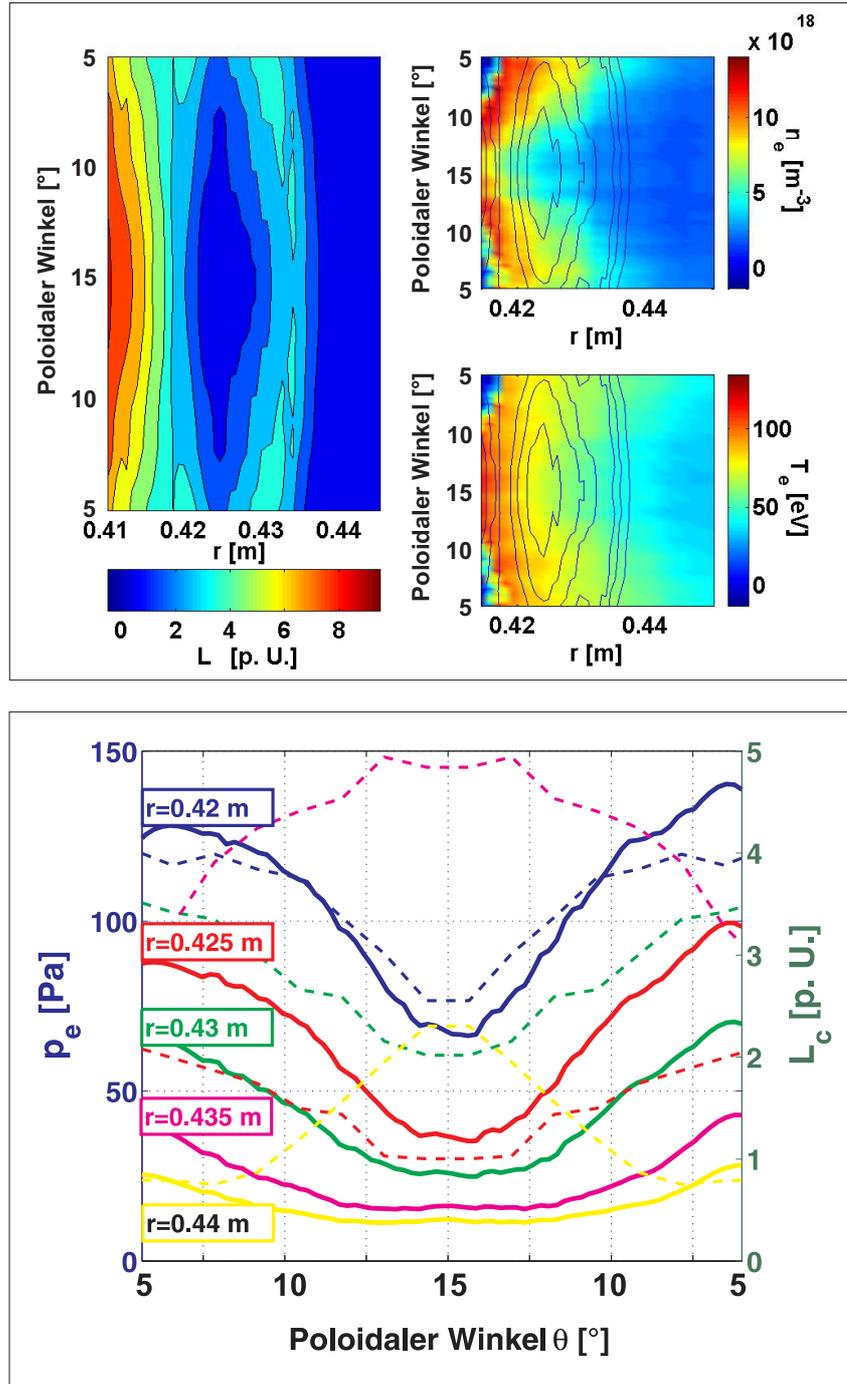


Abbildung 5.17: Vergleich der Verteilung von L_c und n_e , T_e und p_e auf der Niederfeldseite während einer Phase im Sweep Modus für Entladung #95924: Die obere Abbildung zeigt die Verteilung der Verbindungslängen $L_c(\vartheta, r)$ (siehe Text) und der Elektronenparameter $n_e(\vartheta, r)$ sowie $T_e(\vartheta, r)$ für eine Sweep Phase, die Auslenkung beginnt und endet bei $\vartheta = 5^\circ$. Die untere Abbildung zeigt entsprechend poloidale Schnitte durch den Elektronendruck $p_e(\vartheta)$ (jeweils durchgezogene Linien, linke Achse) im Vergleich mit den Verbindungslängen $L_c(\vartheta)$ (jeweils gestrichelte Linien, rechte Achse), die Farben der Linien zeigen jeweils dieselbe radiale Position an.

Reduktion von n_e , T_e und p_e führt. Die neben den laminaren Flussröhren liegenden, als **ergodisch** bezeichneten Feldlinien mit großer Verbindungslänge, sind durch höhere Werte von n_e , T_e und damit p_e gekennzeichnet. Das wird verursacht dadurch, dass diese Feldlinien zum einen keine kurze Verbindung zur Wand haben und gleichzeitig große radiale Bereiche in der ergodischen Zone überbrücken können.

Für den betrachteten Fall wurde eine Feldlinienverfolgung zwischen den einzelnen poloidalen Mapping-Ebenen durchgeführt. Diese zeigt, dass die ergodischen Feldlinien am inneren Rand der laminaren Flussröhre und in Teilen der Finger innerhalb eines poloidalen Umlaufes mit einem Bereich radial bis zu $1,5\text{ cm}$ weiter Innen verbinden. Dadurch verursachen sie im von ihnen ausgefüllten Volumen höhere n_e und T_e Werte. Inwiefern dieser diffusive Charakter der ergodischen Feldlinien eine Erhöhung des radialen Transportes in den von ihnen ausgefüllten Bereichen bewirkt, wird in Abschnitt 7.1 untersucht.

Zusammenfassung der Ergebnisse zur Untersuchung der Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht

Mit den in diesem Kapitel geschilderten experimentellen Untersuchungen wurde nachgewiesen, dass die durch den DED aufgeprägte externe Störung die Plasmarandschicht stark verändert und sich eine helikale, multipolare, ergodische Divertorstruktur mit laminaren Flussröhren als Abschältschicht ausprägt. Folgende Effekte werden aus den bisherigen Untersuchungen zusammenfassend festgehalten:

- Eine Reduktion der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e an der Hoch- und Niederfeldseite wurde beobachtet, verursacht durch ein Absenken der Werte entlang der gesamten radialen Profile im Messbereich.
- Einhergehend ändert sich die Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target: Eine Struktur aus vier Paaren von Streifen entsteht, die helikal auf dem DED-Target umlaufen. Die Neigung folgt der Neigung der Störfeldspulen.
- Diese stochastische Randschicht ist in poloidaler und radialer Richtung asymmetrisch: Langsame Bewegungen der induzierten Topologie zeigen, dass die Teilchenflussverteilung der Stromverteilung folgt und n_e sowie T_e auf der Niederfeldseite eine unterschiedlich starke Reduktion für die beiden Extremphasen dieser Verschiebungen erfahren.
- Der direkte Vergleich mit der mittels des ATLAS-Codes berechneten Topologie zeigt, dass die Verteilung der Verbindungslängen der magnetischen Feldlinien mit den gemessenen Veränderungen in der Randschichtstruktur korrelieren.
- Laminare Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen bilden die Abschältschicht des ergodischen Divertors und formen die helikale ED-SOL. Sie führen das Plasma auf den DED-Target ab, was eine starke Reduktion von n_e und T_e zu Folge hat und eine Umverteilung der Teilchen- und Energiedeposition in das Streifenmuster bewirkt.
- Die laminaren Flussröhren der ED-SOL sind poloidal durch ergodische Bereiche begrenzt, in denen die Reduktion von n_e und T_e geringer ist. Diese Feldlinien haben große Verbindungslängen und mittels Feldlinienverfolgung konnte gezeigt werden, dass diese Feldlinien mit radial weiter innen liegenden Bereichen verbinden.

- Das Streifenmuster auf dem DED-Target wird durch die fingerartige Verteilung der Verbindungslängen verursacht. In diese Fingerstrukturen verbinden die laminaren Flussröhren mit $L_c = 1$ *poloidalen Umlauf* von der Niederfeldseite und ergodische Feldlinien mit einem großen radialen Versatz aus weiter innen liegenden Bereichen.
- Zwischen den einzelnen Streifen des Musters etabliert sich eine *private flux region*, in der die Teilchen- und Wärmeflüsse und dadurch n_e und T_e aufgrund der Separation vom Hauptplasma und vom in den Fingern anströmenden Plasma reduziert ist.

Im folgenden Abschnitt wird auf diesen Ergebnissen aufbauend untersucht, wie die in Kapitel 3 besprochenen Resonanzparameter der Ankopplung des externen Störfeldes an das einschließende magnetische Gleichgewicht, die Ausprägung dieser zuvor nachgewiesenen helikalen Divertorstruktur beeinflussen.

5.3 Einfluss der Resonanzbedingungen des Störfeldes auf die Randschichtstruktur

Die Ausprägung stochastisierter Randschicht und insbesondere die Breite der laminaren Zone als Übergangsbereich zwischen dem eingeschlossenen Plasmavolumen und der Zone der PWV hängt ab von den Resonanzparametern für die Ankopplung des externen magnetischen Störfeldes an das einschließende Magnetfeld. Die zentralen Parameter, welche die Stochastisierung der Randschicht bestimmen, sind die *Plasmaposition* R_0 , der Wert des *Sicherheitsfaktors am Rand* q_a und der Wert des *poloidalen Beta* β_p (siehe Abschnitt 3.2 ab Seite 17). Der Einfluss dieser Größen auf die Ausprägung der zuvor detektierten und in den grundlegenden Mechanismen analysierten laminaren Zone wird in diesem Abschnitt untersucht.

Die **Plasmaposition** R_0 wurde für alle Szenarien dahingehend optimiert, dass das Plasma soweit wie möglich in Richtung der Störfeldspulen auf der Hochfeldseite geschoben wurde. Limitiert wird diese Verschiebung für die hier dargelegten Untersuchungen durch den maximalen Beobachtungsbereich der Heliumstrahl Diagnostik an der Niederfeldseite. Es hat sich gezeigt, dass eine radiale Verschiebung um $2,5\text{ cm}$ in Richtung der Hochfeldseite bis auf $R_0 = 1,725\text{ m}$ möglich ist. Die Standardposition zur Messung mit den Heliumstrahl Diagnostiken wurde daher auf Werte um $R_0 = 1,73\text{ m}$ festgelegt. Diese Verschiebung in Richtung der Störfeldspulen bringt die resonanten Flussflächen näher an das DED-Störfeld heran und erhöht so die Stochastisierung.

Das Störfeldspektrum wird, wie in Kapitel 3 erläutert, bestimmt durch β_p und die Position der resonanten Flussflächen vom Wert des Sicherheitsfaktors am Rand q_a . Der Einfluss dieser beiden Parameter auf die Stochastisierung der Randschicht wird in den folgenden beiden Abschnitten untersucht.

5.3.1 Variation des poloidalen Beta β_p

Das poloidale Beta β_p beschreibt das Verhältniss aus Plasmadruck zum Magnetfelddruck (Gleichung 2.1 auf Seite 8). Dieses beeinflusst, wie in Abschnitt 3.2 ab Seite 17 erläutert, das resultierende Resonanzspektrum des Systems aus der externen DED-Störung und

dem magnetischen Gleichgewicht des Plasmas: Eine Variation von β_p hat wie anhand von Abbildung 3.3 auf Seite 20 diskutiert wurde, eine Verschiebung der Hauptkomponenten des Resonanzspektrums um die zentrale poloidale Modenzahl $m = 12$ herum zur Folge. Gleichzeitig kommt es durch die Shafranov-Verschiebung zu einer Änderung des Abstandes der resonanten Flussflächen vom DED-Target: Bei höherem β_p werden die Flussflächen stärker zur Niederfeldseite, also von den Störspulen weg geschoben. Dadurch ist der Abstand der externen Störung von der resonanten Flussfläche mit steigendem β_p größer und die Störung der jeweiligen Flussfläche verringert sich.

Zusätzlich ändert sich mit steigendem β_p der differentielle Abstand der einzelnen Flussflächen zueinander, was für die Ergodisierung ebenfalls eine unmittelbare Konsequenz hat: Dort, wo die Störung lokalisiert ist, nämlich an der Hochfeldseite, wird der differentielle Abstand zwischen den Flussflächen mit steigendem β_p erhöht und die mit dem *Chirikov Parameter* beschriebene Ergodisierung setzt später ein.

Diese beiden Mechanismen verringern also mit steigendem β_p die Störung des einschließenden Gleichgewichtes durch das externe Störfeld. Theoretische Voruntersuchungen haben eine geringere Ausprägung der laminaren Zone mit ansteigendem β_p gezeigt [19, 21, 25]. Das soll in diesem Abschnitt experimentell überprüft werden.

Hierzu wurde β_p bei ansonsten gleichen Plasmaparametern in einer Serie von vier Entladungen von $\beta_p = 0,25$ bis $\beta_p = 0,55$ durch die Erhöhung der mit dem *Neutralteilchen Heizstrahl (NBI)* eingebrachten Zusatzheizleistung P_H erhöht. Die gemeinsam gleichen Plasmaparameter waren: Plasmastrom $I_P = 400 \text{ kA}$, toroidales Magnetfeld $B_t = 1,9 \text{ T}$, zentrale Elektronendichte $n_{ec} = 3,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Der DED wurde im Sweep-Modus mit $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$ betrieben. Damit sind, wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben wurde, sowohl die laminaren Flussröhren als auch die neben diesen liegenden ergodischen Bereiche mit der Helium Atomstrahldiagnostik erreichbar. So kann der Effekt von β_p auf die Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e in diesen beiden charakteristischen Bereichen im Vergleich analysiert werden. Ein Überblick über die Entladungen gibt Tabelle 5.2.

Zur Beurteilung des Einflusses von β_p wurden die lokalen Werte der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e zu den beiden in Abschnitt 5.2 definierten Zeitpunkten t_{S1} und t_{S2} im Seep Modus (siehe Abbildung 5.14) bestimmt: Im vorhergehenden Abschnitt 5.2 wurde gezeigt, dass sich im Sweep-Modus n_e und T_e an beiden Messpositionen absenken. Auf der Niederfeldseite korreliert diese relative Absenkung im Vergleich mit der Entladungsphase ohne Stochastisierung, mit der Verschiebung der Ströme in den DED-Störfeldspulen. Die stärkste Absenkung an der Position der LCFS wurde zum Zeitpunkt t_{S1} gemessen, an dem eine laminare Flussröhre im Beobachtungsvolumen lag, die geringste Abnahme war zu beobachten zum Zeitpunkt t_{S2} , an dem der neben dieser liegende ergodische Bereich das Beobachtungsvolumen prägt. Zur Beurteilung des Einflusses von β_p wurde jeweils der Wert von n_e und T_e an der Position der LCFS bestimmt und auf den Wert ohne Störfeld normiert.

Einfluss der Variation auf das magnetische Gleichgewicht

Beachtet werden muss für diese Entladungsserie, dass die Variation von β_p wie erläutert das magnetische Gleichgewicht stark beeinflusst. Durch den Einfluss von β_p auf die Shafra-

Entladung	β_p	P_H [kW]
#96612	0.25	0
#96617	0.33	300
#96619	0.42	600
#96620	0.55	1200

Tabelle 5.2: Betrachtete Entladungsserie zur Untersuchung des Einflusses von β_p

nov Verschiebung kommt es zu einer Verschiebung des Plasmas, der LCFS und des Druckprofils im Plasmaquerschnitt. Abbildung 5.18 zeigt die dadurch hervorgerufene Änderung der für die Stochastisierung ebenfalls wichtigen Parameter *Plasmaposition* R_0 , *Sicherheitsfaktor am Rand* q_a sowie der *Position der LCFS*, an der die hier betrachteten Effekte gemessen wurden.

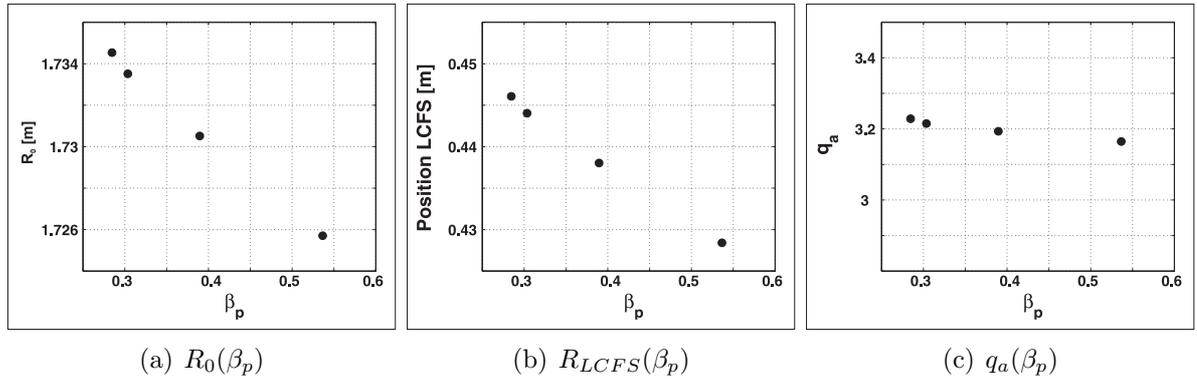


Abbildung 5.18: Einfluss von β_p auf die Plasmaposition R_0 , die Position der LCFS R_{LCFS} und den Sicherheitsfaktor am Rand q_a (#96612 - #96620))

Man sieht, dass das Plasma während der vier betrachteten Entladungen um insgesamt 8 mm in Richtung der Hochfeldseite geschoben wird. Dementsprechend verschiebt sich auch die Position der LCFS, was bei der Extraktion der zur Beurteilung verwendeten Werte berücksichtigt wurde. Der Sicherheitsfaktor bleibt während der Entladungen im Bereich des Messfehlers von $\Delta q_a = \pm 0,2$ (siehe Abschnitt 5.3.2) konstant.

Neben den zuvor erläuterten, zu untersuchenden Einflüssen der Variation von β_p , wird insbesondere auch die Verschiebung des Plasmas in Richtung HFS eine Rolle spielen. Diese in Abbildung 5.18(a) dargestellte Verschiebung der Plasmaposition zur Hochfeldseite mit steigendem β_p wurde durch die Lageregelung während der betrachteten Entladungsserie verursacht: Diese wurde mit einem interferometrischen Verfahren mittels eines in den Gradientenzonen der Elektronendichte an Hoch- und Niederfeldseite durch die Plasmasäule laufenden Lasers gemessen. Wie in [69], S. 38ff. diskutiert kommt es hierbei mit steigendem β_p zu einer Lageverschiebung, für die in [69] unter Verwendung der Helium Diagnostiken eine korrigierte Gleichung bestimmt wurde. Mit dieser wurde für die Extraktion der n_e und T_e Werte die Position der LCFS im Folgenden entsprechend korrigiert.

Änderung der Plasmastruktur an der Niederfeldseite

In Abschnitt 5.2 wurde bereits festgehalten, dass die poloidale Asymmetrie der stochastisierten Plasmarandschicht im Messbereich der Heliumstrahl-Diagnostik an der Niederfeldseite deutlich zu Tage tritt und sowohl laminare Bereiche als auch ergodische Bereiche im Messvolumen erreichbar sind. Abbildung 5.19 zeigt die Änderung von n_e und T_e an der Position der LCFS mit Störfeld relativ zu der Entladungsphase ohne Störfeld. Die Werte wurden jeweils für die oben erläuterten Zeitpunkte t_{S1} und t_{S2} an der Position der LCFS extrahiert.

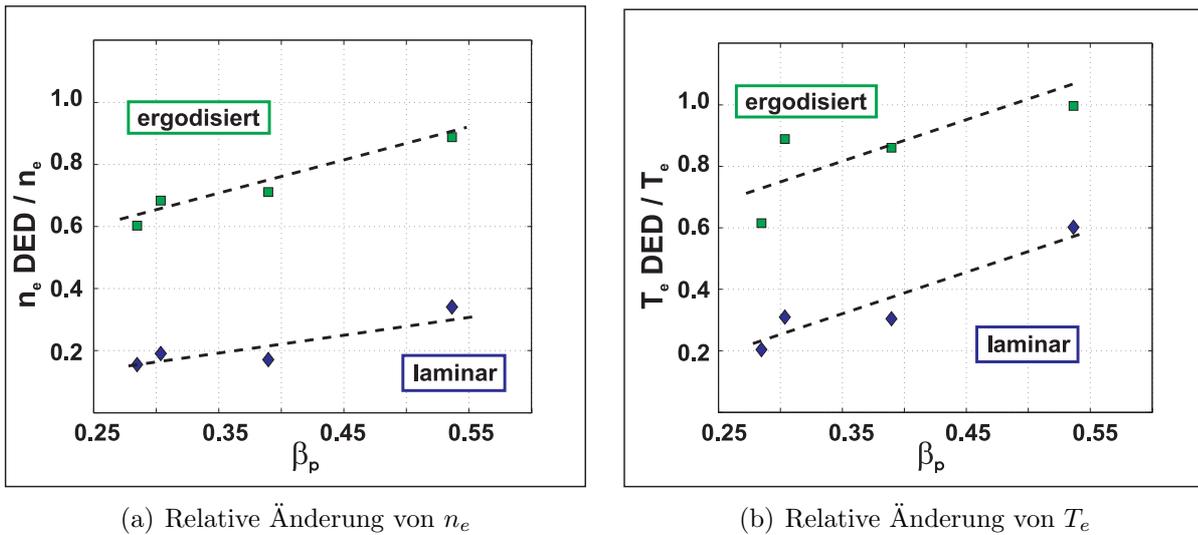


Abbildung 5.19: Änderung von n_e und T_e an der LCFS auf der Niederfeldseite zu den Zeitpunkten t_{S1} (rautenförmige Symbole \diamond) und t_{S2} (rechteckige Symbole \square) relativ zur Phase ohne externes Störfeld in Abhängigkeit von β_p (#96612 - #96620)

Für diese Messposition zeigt sich deutlich eine Abnahme der Reduktion von n_e und T_e mit steigendem β_p sowohl in den ergodischen Bereichen (Zeitpunkt t_{S2}) als auch in den laminaren Flussröhren (Zeitpunkt t_{S1}). Das heißt, dass die induzierte Magnetfeldtopologie die Plasmastruktur in der stochastisierten Plasmarandschicht mit steigendem β_p in geringerem Maße bestimmt.

Als Ursache hierfür kommen zwei Mechanismen in Frage: Zum einen korrespondiert dieser Befund mit der für größeres β_p sich erhöhenden Shafranov-Verschiebung. Die laminare Zone, welche als ED-SOL fungiert und damit die charakteristische Strukturierung bestimmt, ist daher wie erläutert in geringerem Maße ausgeprägt. Sowohl die gesamte radiale Breite als auch die Ausdehnung der Flussröhren ist reduziert [25], was eine geringere Reduktion von n_e und T_e in den ergodischen Bereichen und den laminaren Flussröhren erklären kann. Zum anderen beeinflusst die Änderung der Heizleistung den senkrechten Transport von Teilchen und Energie im Plasma. Um diesen Einfluss auf die Ausprägung der Plasmastruktur zu untersuchen, wird im Folgenden die *Energieeinschlusszeit* τ_E und die *Teilcheneinschlusszeit* τ_P in den stationären Phasen der betrachteten Entladungen analysiert.

Änderung des radialen Transportes bei Variation der Heizleistung

Zur Beurteilung des **Energietransportes** wurde τ_E mit zwei unterschiedlichen Methoden experimentell bestimmt: Zum einen wurde mit der *ITER89-P* Skalierung für *L-Mode* Entladungen das Verhalten von τ_E in Abhängigkeit von der Heizleistung P_H ermittelt. Hierbei wird τ_E als Funktion technischer Eingabegrößen wie folgt skaliert (siehe [4], S.177 f. und [30], S.12 ff.)

$$\tau_E^{ITER89-P} = 0.048 I_P^{0,85} R_0^{1,2} a^{0,3} \varepsilon^{0,5} (\bar{n}/10^{20})^{0,1} B_t^{0,2} M_{eff}^{0,5} P_H^{-0,5}. \quad (5.3)$$

Darin ist I_P der Plasmastrom, R_0 der große Plasmaradius, a der kleine Plasmaradius, ε die Elongation des Plasmas (für die Limiterentladung gilt $\varepsilon = 1$), \bar{n} die gemittelte Dichte im Plasma mit $n = n_e = n_I$, B_t das toroidale Magnetfeld, M_{eff} die effektive Massenzahl des Plasmas, die für die betrachteten Wasserstoffplasmen $M_{eff} = 1$ betrug und P_H die zugeführte Heizleistung.

Zusätzlich wurde eine einfache Bilanz der im Plasma enthaltenen Energie und der durch Heizleistung zugeführten Energie gemacht nach (siehe [30], S.12)

$$\frac{dE}{dt} + \frac{E}{\tau_E} = P_{OH} + P_{aux} - P_{rad} = P_H - P_{rad} = P_{tot}. \quad (5.4)$$

Darin ist E die im Plasma enthaltene Energie, die aus der Messung der *diamagnetischen Energie* E_{dia} unter Annahme eines isotropen Gleichgewichtes bestimmt wurde. P_{OH} ist die ohmsche Heizleistung, P_{aux} die externe Heizleistung, im betrachteten Fall die durch den Neutralteilchenstrahl eingebrachte Heizleistung, und P_{rad} ist die innerhalb des eingeschlossenen Volumens abgestrahlte Leistung. Es wurde für die vorliegende Betrachtung die stationäre Phase der Entladungen zwischen $2,0 s < t < 4,0 s$ ausgewertet, so dass $dE/dt = 0$ gilt und τ_E bestimmt werden konnte nach

$$\tau_E = \frac{E}{P_{tot}}. \quad (5.5)$$

Das Ergebnis dieser beiden Betrachtungen ist dargestellt in Abbildung 5.20(a). Mit steigender Heizleistung wird der senkrechte Energietransport vergrößert und τ_E entsprechend kleiner. Die Energieeinschlusszeit reduziert sich um nahezu einen Faktor zwei, was unter Annahme eines rein diffusiven Transportes vereinfacht mit dem senkrechten Wärmediffusionskoeffizienten χ_{\perp} über den kleinen Radius a als typische Transportskalenlänge in Verbindung gesetzt werden kann über

$$\tau_E = \frac{a^2}{\chi_{\perp}}. \quad (5.6)$$

Da sich a nur geringfügig ändert, entspricht die beobachtete Reduktion von τ_E in dieser Näherung einer Verdoppelung von χ_{\perp} .

Zur Untersuchung des **Teilchentransportes** wurde die Teilcheneinschlusszeit τ_P aus einer Bilanz des durch die externe Gaszufuhr Γ_{gas} zugegebenen Teilchenflusses und des durch die Neutralteilcheninjektion deponierten Teilchenflusses Γ_{NBI} bestimmt nach (siehe [30], S.12)

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_P} + f\Gamma_{rec} + f_{ex}\Gamma_{ex}. \quad (5.7)$$

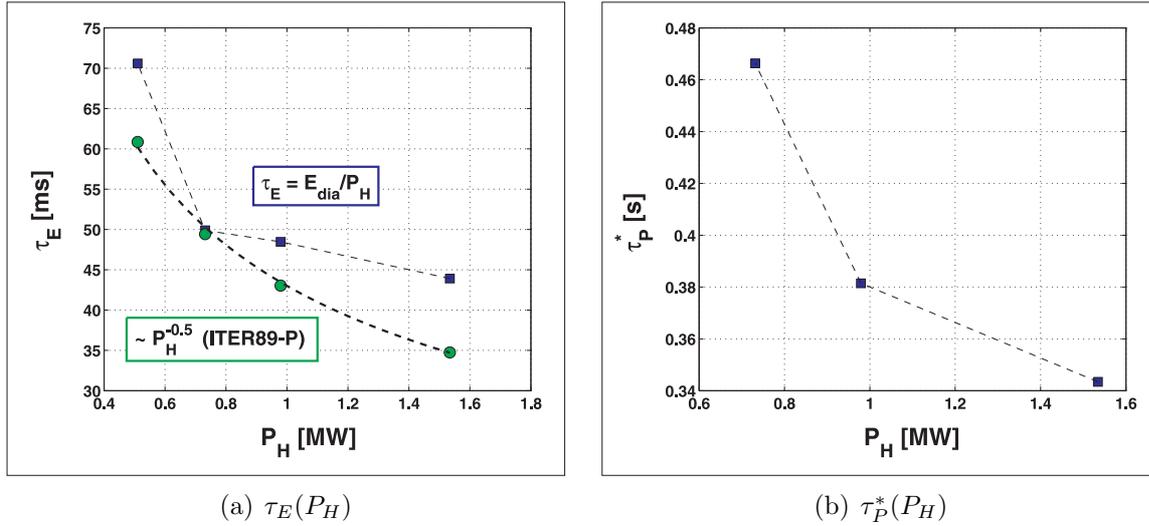


Abbildung 5.20: Änderung von Teilchen- und Energieeinschlusszeit mit steigender Heizleistung P_H (#96612 - #96620): Abbildung (a) zeigt die Abhängigkeit der Energieeinschlusszeit τ_E von P_H berechnet nach $ITER89-P$ Skalierung (grüne Kreise) und aus einer Energiebilanz (blaue Quadrate), Abbildung (b) zeigt die Abhängigkeit der Teilcheneinschlusszeit τ_P^* von P_H

Dabei ist N die gesamte Teilchenzahl im Plasma, welche durch die von außen zugeführten Teilchenflüsse $\Gamma_{ex} = \Gamma_{gas} + \Gamma_{NBI}$ und den Recyclingfluss an den begrenzenden Wandelementen Γ_{rec} hergestellt wird. Die Faktoren f und f_{ex} beschreiben die *fuelling efficiency* der über diese beiden Wege eingebrachten Teilchen. Die exakte Messung des Recyclingflusses an allen umgebenden Wandelementen ist sehr schwierig. Man betrachtet daher für die mit einem Stern gekennzeichnete Teilcheneinschlusszeit τ_P^* nur den durch externe Quellen zugeführten Teilchenfluss Γ_{ex} mit $f_{ex} = 1$ und berechnet τ_P^* nach

$$\tau_P^* = \frac{N}{-dN/dt + \Gamma_{ex}}. \quad (5.8)$$

Diese Größe steht dann über den *Recyclingkoeffizienten* R mit τ_P in Verbindung über $\tau_P^* = \tau_P/(1 - R)$ ([30]) und sie ist somit ebenfalls ein Maß für die relative Änderung des Teilchentransportes. Abbildung 5.20(b) stellt das so ermittelte Verhalten von τ_P^* in Abhängigkeit von P_H dar. Es zeigt sich auch hier eine Verringerung des Teilcheneinschlusses mit steigender Heizleistung, allerdings in einem geringeren Maße. Für die vorgenommene Erhöhung von P_H ist relativ eine Reduktion um 30% festzustellen. Die Betrachtung des Teilchendifusionskoeffizienten D_\perp im Rahmen eines diffusiven Transportes nach (siehe [30], S.18)

$$\tau_P^* \propto \tau_P = \frac{a \lambda_{i,0}}{D_\perp}, \quad (5.9)$$

mit der *Eindringtiefe* $\lambda_{i,0}$ der eingebrachten Neutrals, liefert demnach mit einem nur leicht veränderlichen Recyclingkoeffizienten R maximal eine Erhöhung von D_\perp um 30%.

Sowohl der senkrechte Teilchen- als auch der senkrechte Energietransport werden also durch die Erhöhung der Heizleistung verstärkt, was die Ausprägung der Magnetfeldtopologie in der Plasmastruktur abschwächt, da die induzierte Magnetfeldtopologie der stocha-

stisierten Plasmarandschicht die erhöhten senkrechten Teilchen- und Energieflüsse nicht mehr im selben Maße zum DED-Target kanalisiert. An Abbildung 5.19 wird zusätzlich deutlich, dass die Änderung des relativen Abfalls mit steigender Heizleistung sich deutlicher in der Elektronentemperatur zeigt. Das korrespondiert mit dem stärkeren Anwachsen des senkrechten Energietransportes im Vergleich mit dem Teilchentransport.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die über β_p vorgenommene Modifikation des magnetischen Gleichgewichtes den Einfluss der induzierten Topologie auf die Plasmastruktur an der Niederfeldseite stark beeinflusst: Hier nimmt die Änderung der Elektronentemperatur und Elektronendichte relativ zur Phase ohne DED mit steigendem β_p ab. Dieses Ergebnis liefert einen experimentellen Beleg, dass mit steigendem β_p sowohl die Ausprägung der induzierten Topologie [25], als auch deren Einfluss auf die Plasmastruktur durch die Erhöhung des senkrechten Transports im Plasma [27] verringert wird. Dies wird mit den in Kapitel 6 beschriebenen Modellierungen weiter untersucht werden.

5.3.2 Variation des Sicherheitsfaktors am Rand q_a

Der Wert des Sicherheitsfaktors am Rand q_a beeinflusst fundamental die Ankopplung des externen Störfeldes an das einschließende magnetische Gleichgewicht. Für rationale q-Flächen beschreibt er, wie in Kapitel 3 dargelegt, das Verhältniss aus poloidaler (m) zu toroidaler (n) Modenzahl $q = m/n$. Er legt so die Struktur der magnetischen Inseln fest, die durch das externe Störfeld induziert und bei genügend hoher Amplitude ergodisiert werden.

Betrachtet man als Beispiel die rationale q-Fläche mit $q = 12/4 = 3$, so wird aufgrund der Modenzahlen auf dieser Flussfläche eine magnetische Inselkette aus 12 Inseln² erzeugt und mit steigendem Störstrom ergodisiert. Ist der Wert von q_a nun kleiner, so liegt diese Flussfläche nicht im Plasmavolumen und die entsprechenden Komponenten des Störspektrums tragen nur wenig zur Stochastisierung der Plasmarandschicht bei. Ist der Wert von q_a im umgekehrten Fall größer, so wird die Flussfläche mit $q_a = 3$ vom Rand ins Plasma hinein, also von den Störfeldspulen weg geschoben. Die Ankopplung der poloidalen Störfeldkomponente mit $m = 12$ wird entsprechend ihrem Eindringverhalten abnehmen.

Der Wert von q_a ist nach Gleichung 2.3 bei konstantem toroidalen Magnetfeld B_t über den Plasmastrom I_P bestimmt. Steigt I_P , so nimmt q_a ab und umgekehrt. Im betrachteten experimentellen Szenario (TEXTOR #96607) wurde q_a als Funktion der Zeit $q_a(t)$ bei konstantem DED-Strom $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$ erhöht, indem der Plasmastrom $I_P(t)$ erniedrigt wurde. Alle anderen Plasmaparameter und insbesondere der DED-Strom waren während dessen konstant. Die charakteristischen Parameter dieser Entladung waren:

Plasmastrom $I_P = 450 \text{ kA} \rightarrow 280 \text{ kA}$, Plasmaposition $R_0 = 1,73 \text{ m}$ (Verschiebung um $2,0 \text{ cm}$ zur Hochfeldseite), toroidales Magnetfeld $B_t = 1,9 \text{ T}$, Heizleistung $P_H = 300 \text{ kW}$ und poloidales Beta $\beta_p = 0,25 \rightarrow 0,5$, zentrale Elektronendichte $n_{e_c} = 3,0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $q_a = 2,8 \rightarrow 4,2$. Diese Entladung wird wieder im Vergleich mit einer Referenzentladung betrachtet (TEXTOR #96606).

²Die toroidale Modenzahl ist in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration DED-Spulen auf $n = 4$ festgelegt.

Durch die in diesen Entladungen vorgenommene Variation des Sicherheitsfaktors wird das magnetische Gleichgewicht auch ohne Stochastisierung verändert. Der Sicherheitsfaktor bestimmt die Verbindungslänge der magnetischen Feldlinien über $L_c = 2\pi R_0 q$ und somit den Transport entlang und senkrecht zu den Feldlinien. In [69], S.73 ff. wurde der Einfluss des Sicherheitsfaktors auf die Randschichtparameter und das Transportverhalten für die durch den *ALT-II Limiter* begrenzten Entladungen untersucht.

Durch die sich ändernde Verscherung der Feldlinien ändert sich während einer q-Rampe der Einschluss und die Randschichtstruktur. Um den Einfluss dieser Variation in der stochastisierten Randschicht frei von diesen allgemeinen Fragestellungen betrachten zu können, wurden die analysierten Werte der Entladung mit externem Störfeld #96607 stets auf die Referenzentladung #96606 normiert. Die relative Änderung gibt dann Auskunft über den tatsächlichen Einfluss der Stochastisierung.

Dadurch, dass q_a über die Änderung des Plasmastromes variiert wurde, ist auch diese relative Betrachtung nicht vollkommen frei von anderen Effekten: Der zuvor betrachtete Einfluss von β_p auf das Gleichgewicht und die Ankopplung der externen Störung trägt auch in diesen Entladungen zum Stochastisierungsverhalten bei, da sich β_p mit steigendem I_p verringert (siehe Gleichung 2.1). Wir untersuchen daher im betrachteten Szenario eine Überlagerung der Effekte aus der Variation aus $\beta_p(I_P)$ und $q_a(I_P)$.

Einfluss von q_a auf die Plasmastruktur an der Hochfeldseite

Auf der Hochfeldseite zeigt sich der zuvor beschriebene Einfluss auf die Ausprägung der stochastisierten Randschicht deutlich in der Teilchenflussverteilung $\Phi_A(\vartheta, t)$. Abbildung 5.21(a) zeigt die zeitliche Entwicklung von $\Phi_A(\vartheta, t)$ auf dem DED-Target im Bereich von $\Delta\vartheta \pm 25^\circ$ um die Messposition der Heliumstrahl Diagnostik an der Hochfeldseite herum, also toroidal bei $\varphi = 180^\circ$. Von $t_{Start} = 1,5 s$ bis $t_{Stop} = 2,9 s$ wird der Plasmastrom von $I_{P Start} = 400 kA$ auf $I_{P Stop} = 270 kA$ heruntergefahren. Damit steigt $q_a(t)$ wie in Abbildung 5.21(b), oben dargestellt monoton von $q_{a Start} = 2,8$ auf $q_{a Stop} = 4,8$.

Die Verteilung des Teilchenflusses $\Phi_A(\vartheta, t)$, dargestellt in Abbildung 5.21(a), zeigt eine starke Abhängigkeit von q_a : Mit dem Einschalten des Störstromes ($t = 1,45 s$) etabliert sich die bereits behandelte Flussverteilung aus vier Bereichen auf dem DED-Target. Mit steigendem q_a spalten diese Bereiche auf und zwischen $t = 1,6 s$ bis $t = 2,3 s$ ist die Flussverteilung geprägt aus vier Paaren von gegeneinander abgegrenzten Bereichen. Diese gehen im weiteren Verlauf ineinander über und es etablieren sich ab $t \sim 2,4 s$ erneut vier Bereiche an anderer poloidaler Position.

An der zeitlichen Entwicklung von $\Phi_A(\vartheta, t)$ an der eingezeichneten Messposition der Helium Atomstrahl Diagnostik zeigt sich, dass dieser Bereich während der gesamten DED-Phase im Bereich geringen Teilchenflusses liegt. Das in Abbildung 5.21(b) dargestellte Zeitverhalten des Elektronendrucks $p_e(t)$ im Abstand von $d = 1,5 cm$ vom Target zeigt zusammenfassend, dass sich auch für diese Entladung n_e und T_e mit eingeschaltetem Störfeld reduzieren aber nur eine geringe Abhängigkeit festzustellen ist. Die Änderung der Ausprägung der *PFR* mit q_a ist gering.

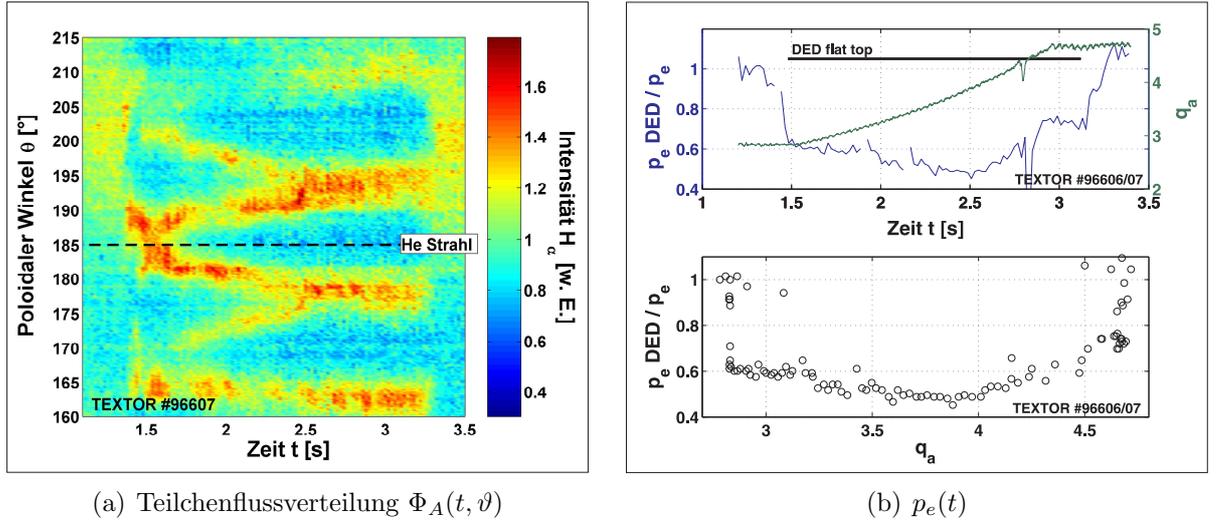


Abbildung 5.21: Einfluss des Sicherheitsfaktors q_a auf die Teilchenflussverteilung $\Phi_A(t, \vartheta)$ (Abbildung (a) bei $\varphi = 180^\circ$, inklusive der Position der Heliumstrahlendiagnostik an der HFS) und den Elektronendruck p_e im Abstand $d = 1,5 \text{ cm}$ vor dem Target: Abbildung (b) zeigt die Änderung von p_e normiert auf die Referenzentladung in Abhängigkeit von der Zeit (obere Abbildung) und in Abhängigkeit von q_a (untere Abbildung). Ebenfalls eingezeichnet ist der Verlauf von q_a (grüne Linie, rechte Achse) und die Phase mit konstantem DED-Strom $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$.

Einfluss von q_a auf die Plasmastruktur an der Niederfeldseite

Die Untersuchung des Verhaltens von n_e und T_e an der Niederfeldseite zeigt für die Variation von q_a eine starke Sensitivität der Messwerte gegenüber diesem Resonanzparameter.

Hierzu wurden die Werte von n_e und T_e an der Position der LCFS während der Erhöhung von q_a auf die Zeitspur der Referenzentladung normiert. Abbildung 5.22 zeigt, dass beide Elektronenparameter in Abhängigkeit von q_a variieren. Die Abnahme geht zunächst linear mit q_a um bei $q_a \sim 3,2$ ein Maximum zu haben. Von diesem Zeitpunkt an oszilliert das Verhalten der relativen Dichteänderung mit q_a : Die Frequenz und die Amplitude dieser Oszillation verringern sich. Dieses Verhalten ist deutlich stärker ausgeprägt in der Elektronendichte n_e .

Eine qualitative Erklärung hierfür liegt in der Manipulation der Struktur der magnetischen Flussflächen mit der vorgenommenen Änderung von q_a : Mit steigendem q_a entstehen Flussflächen mit höherer poloidaler Modenzahl im Plasmavolumen und die Flussflächen die zuvor am Rand lagen, werden weiter in das Plasma hinein verlagert. Entsprechend ändert sich die Inselstruktur in der Randschicht und damit die magnetische Topologie. Im Messbereich vor der Diagnostik wechseln sich während dieser monotonen Änderung von q_a ergodische Bereiche und laminare Flussröhren ab. Wie erläutert bewirken die laminaren Flussröhren einen Fluss von Teilchen und Energie zum DED-Target. Wechselt der von ergodischen Feldlinien geprägte Bereich der magnetischen Topologie vor die Diagnostik, so ist die Reduktion von n_e und T_e geringer. Das wird abschließend ab Seite 109 im direkten Vergleich mit der für diese Entladungen mit dem ATLAS-Code berechneten Magnetfeldtopologie diskutiert.

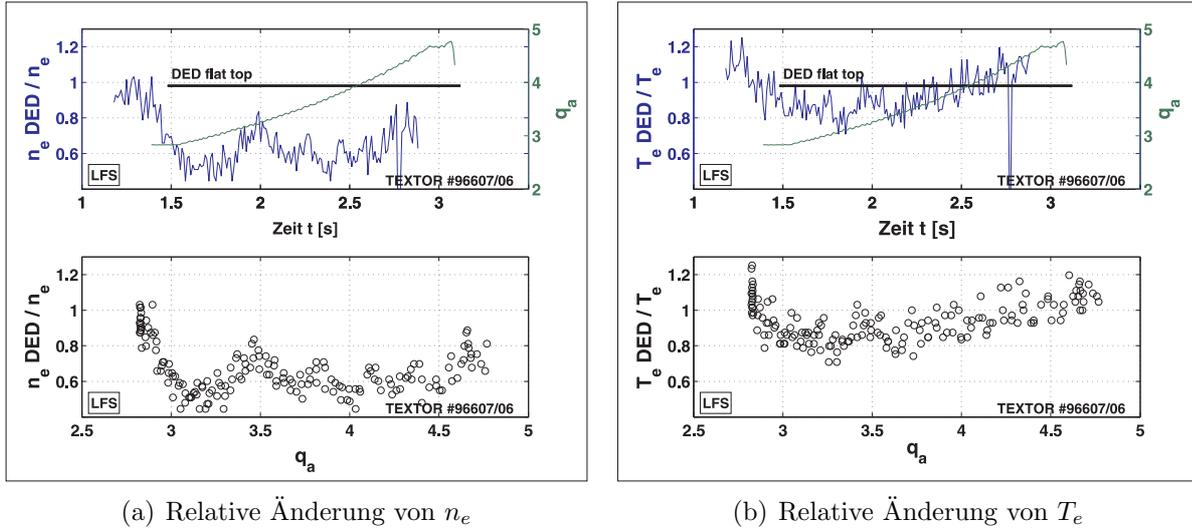


Abbildung 5.22: Relative Änderung von n_e und T_e auf der Niederfeldseite an der Position der LCFS mit Variation von q_a (TEXTOR #96607/#96606)

Die Frequenz der Änderungen von n_e nimmt mit steigendem q_a zu, da die poloidale Modenzahl sich erhöht und somit mehr Inseln auf der neu in den Randbereich eintretende Flussfläche liegen. Die Reduktion in der Amplitude der Oszillation liegt zum einen darin begründet, dass die distinkte Ausprägung der beiden Bereiche aus laminaren Flussröhren und ergodischen Bereichen mit steigendem q_a geringer wird, sich beide Bereiche also immer weniger von einander abgrenzen. Zusätzlich verringert der Einfluss des sich erhöhenden β_p auf die Stochastisierung die Ausprägung der Topologie und deren Einflussnahme auf die Plasmastruktur wird wie zuvor diskutiert abgeschwächt.

Die starke Sensitivität von n_e und T_e in der Plasmarandschicht gegenüber dem Sicherheitsfaktor am Rand q_a , belegt somit deutlich das in Abschnitt 3.2 ab Seite 17 beschriebene Resonanzverhalten der Ankopplung des externen Störfeldes an das einschließende magnetische Gleichgewicht.

Einfluss des externen Störfeldes auf das Plasmazentrum

Über die Variation von q_a wird die Ankopplung des externen Störfeldes und damit die Ausprägung der stochastisierten Randschicht über den gesamten möglichen Betriebsbereich des DED variiert. Im Folgenden wird daher für die zuvor betrachteten Entladungen der Einfluss des externen Störfeldes auf das Plasmazentrum anhand der zentralen Werte von n_e und T_e untersucht.

Abbildung 5.23 zeigt das auf die Referenzentladung normierte Zeitverhalten der zentralen Elektronendichte $n_{e,c}$ und der zentralen Elektronentemperatur $T_{e,c}$. Man sieht, dass zwischen beiden Entladungen ein genereller Unterschied von $\sim 10\%$ vorlag, die Variation von q_a über den Plasmastrom I_p aber keinen korrelierten Einfluss auf diese Werte im Zentrum hat. Der Effekt der Stochastisierung in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration ist also in den untersuchten Entladungen auf die Plasmarandschicht beschränkt und hat keinen Einfluss auf das Zentrum.

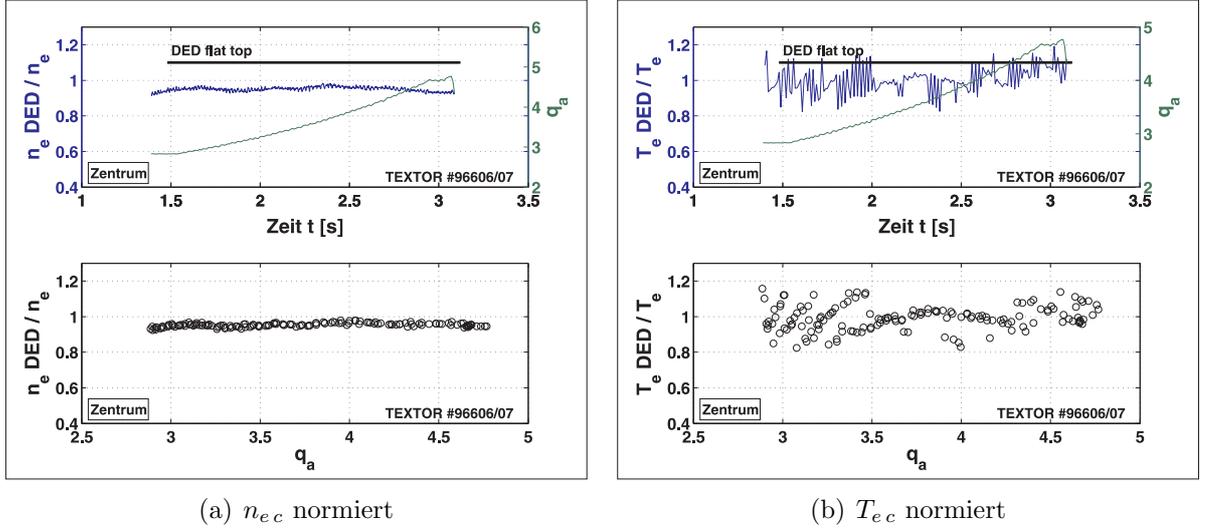


Abbildung 5.23: Relative Änderung der zentralen Elektronendichte $n_{e,c}$ (Abbildung (a)) und der zentralen Elektronentemperatur $T_{e,c}$ (Abbildung (b)): Die obere blaue Zeitspur zeigt jeweils das Zeitverhalten (linke Achse), die Phase maximalen DED-Stromes, sowie das Zeitverhalten von q_a (grüne Linie, rechte Achse). Die untere Abbildung zeigt jeweils $n_{e,c}(q_a)$ und $T_{e,c}(q_a)$ (#96607/#96606).

Vergleich mit der Entwicklung der Magnetfeldtopologie

In der vorhergehenden Diskussion wurde die Variation der relativen Änderung von n_e und T_e and der Position der LCFS mit steigendem q_a im Zusammenhang mit der sich ändernden Modenstruktur in der Randschicht diskutiert. Zur Analyse der Änderung in der laminaren Zone wurde für die betrachtete Entladung #96606 & #96607 mit dem *ATLAS-Code* die Verbindungslängenverteilungen $L_c(\vartheta, r)$ an Hoch- und Niederfeldseite berechnet. Abbildung 5.24 stellt die Ergebnisse dar.

Auf der **Hochfeldseite** (HFS) wird in Abbildung 5.24 (g)-(k) deutlich, dass sich die Fingerstruktur vor dem DED-Target schon schon bei niedrigem q_a aufbaut und dann mit steigendem q_a umstrukturiert wird. Die aufspaltenden Finger benachbarter Streifenmuster berühren sich und gehen, wie es die Teilchenflussverteilung zeigt, ineinander über. Nachdem sich das daraus entstehende Streifenmuster einmal etabliert hat, ändert sich die Fingerstruktur intern, das heißt in einer Verschiebung der in die Finger eingebetteten laminaren Flussröhren. In den betrachteten Werten von n_e und T_e an der HFS ist daher nur eine marginale Änderung zu erkennen. Das liegt an der Messposition der Helium Atomstrahldiagnostik an der HFS, die in einer PFR der entstehenden Divertorstruktur liegt, sowie der wie zuvor erläutert groben poloidalen Auflösung. Die Messung von n_e und T_e direkt auf dem DED-Target mit den in dieses eingebetteten *Langmuir-Sonden* hat eine starke Erhöhung dieser Parameter sowie des Teilchenflusses nachgewiesen, in dem Moment wenn die eingebetteten ergodischen Finger bei Änderungen von q_a über die Sondenposition streift [78].

Diese Messungen weisen auf der HFS eine Umstrukturierung der Fingerstruktur mit steigendem q_a nach, die wie folgt beurteilt werden kann: Für einen optimierenden Einfluss der

stochastisierten Randschicht auf das Screening der an der DED Oberfläche freigesetzten Verunreinigungen, ist eine möglichst breite laminare Zone vor dem DED-Target notwendig. Diese prägt sich wie in Abbildung 5.24(i) dargestellt für einen Wert um $q_a \sim 3,2$ aus, wenn die einzelnen aufgespaltenen Streifen in der Teilchenflussverteilung noch zu sehen sind. In dieser Konfiguration stellt jede der laminaren Flussröhren in der stochastisierten Randschicht in der poloidalen Projektion eine wie in Abbildung 3.8(a) skizzierte Abschälchichtstruktur dar. Die Teilchen- und Wärmeflüsse werden für dieses Szenario auf einen größeren Bereich verteilt und die Abtrennung der PWW Zone vom eingeschlossenen Volumen kann so durch die breite laminare Zone erhöht werden. Experimentell hat sich für die Verunreinigungssituation im Plasma allerdings auch für diese optimierte Einstellung der Resonanzbedingungen in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration kein verbessertes Screening nachweisen lassen [78].

Die besprochenen Veränderungen in der induzierten Magnetfeldtopologie mit steigendem q_a haben auch an der **Niederfeldseite** eine starke relative Änderung von n_e und T_e zur Folge. Die vorherige Erklärung der engen Abhängigkeit dieser Änderung von q_a wird im Vergleich mit den Laminar-Plots in Abbildung 5.24(a)-(f) bestätigt:

Die größte Änderung relativ zum ungestörten Fall erwartet man nach den Ergebnissen in Abschnitt 5.1 und Abschnitt 5.2, wenn eine radial weit nach Innen ausgedehnte laminare Flussröhre (blaue Bereiche in den Laminar-Plots) im Messvolumen ist. Wenn ein ergodischer Bereich (rote Bereiche im Laminar-Plot) im Messbereich der Diagnostik liegt, wird die relative Änderung geringer ausfallen.

Die feinskalige Betrachtung in Abbildung 5.24(b)-(e) zeigt, dass sich mit kleiner Änderung von q_a diese Bereiche im Messbereich abwechseln. Das ist wie zuvor diskutiert eine Folge der mit steigendem q_a neu in das Plasma eintretenden rationalen q-Flächen. Die poloidalen Modenzahlen erhöhen sich und damit die Anzahl der Inseln und die Position der Fixpunkte in der Topologie.

Dieser Vergleich bestätigt also die Erklärung für das beobachtete oszillatorische Verhalten von $n_e(q_a)$ und $T_e(q_a)$. Die Ankopplung der externen Störung an das einschließende magnetische Gleichgewicht wird von der poloidalen Modenzahl der rationalen q-Flächen und den resonanten Fourierkomponenten im Störspektrum bestimmt. Genauer kann dieser resonante Charakter über den Vergleich der nach Außen verbindenden ergodischen Feldlinien mit dem Depositionsverhalten des Wärmeflusses auf dem DED-Target nachgewiesen werden. Dies wurde in [43] und [79] diskutiert.

Diese fein gegliederte Abhängigkeit der lokalen Randschichtstruktur an der Niederfeldseite hat zur Folge, dass man zum direkten Vergleich mit der berechneten Topologie den Wert des Sicherheitsfaktors am Rand q_a für die betrachtete Entladung sehr genau kennen muss. Für diesen existiert an TEXTOR derzeit keine experimentelle Messung. Er wird daher basierend auf der korrigierten Plasmalage R_0 (siehe [69]) mit den experimentell verfügbaren Daten für den Plasmastrom I_P und das toroidale Magnetfeld B_t aus dem Wert für q_a in zylindrischer Näherung bestimmt und auf toroidale Effekte bis zur 4. Ordnung korrigiert ([40], Gleichung 37).

Die Genauigkeit des Wertes von q_a hängt dabei in erster Linie von der Abweichung bei der Bestimmung von R_0 ab. Daraus wurde für das aus dem Experiment errechnete q_a ein absoluter Fehler von $\Delta q_a = \pm 0,2$ abgeschätzt. Das heißt im Vergleich mit den be-

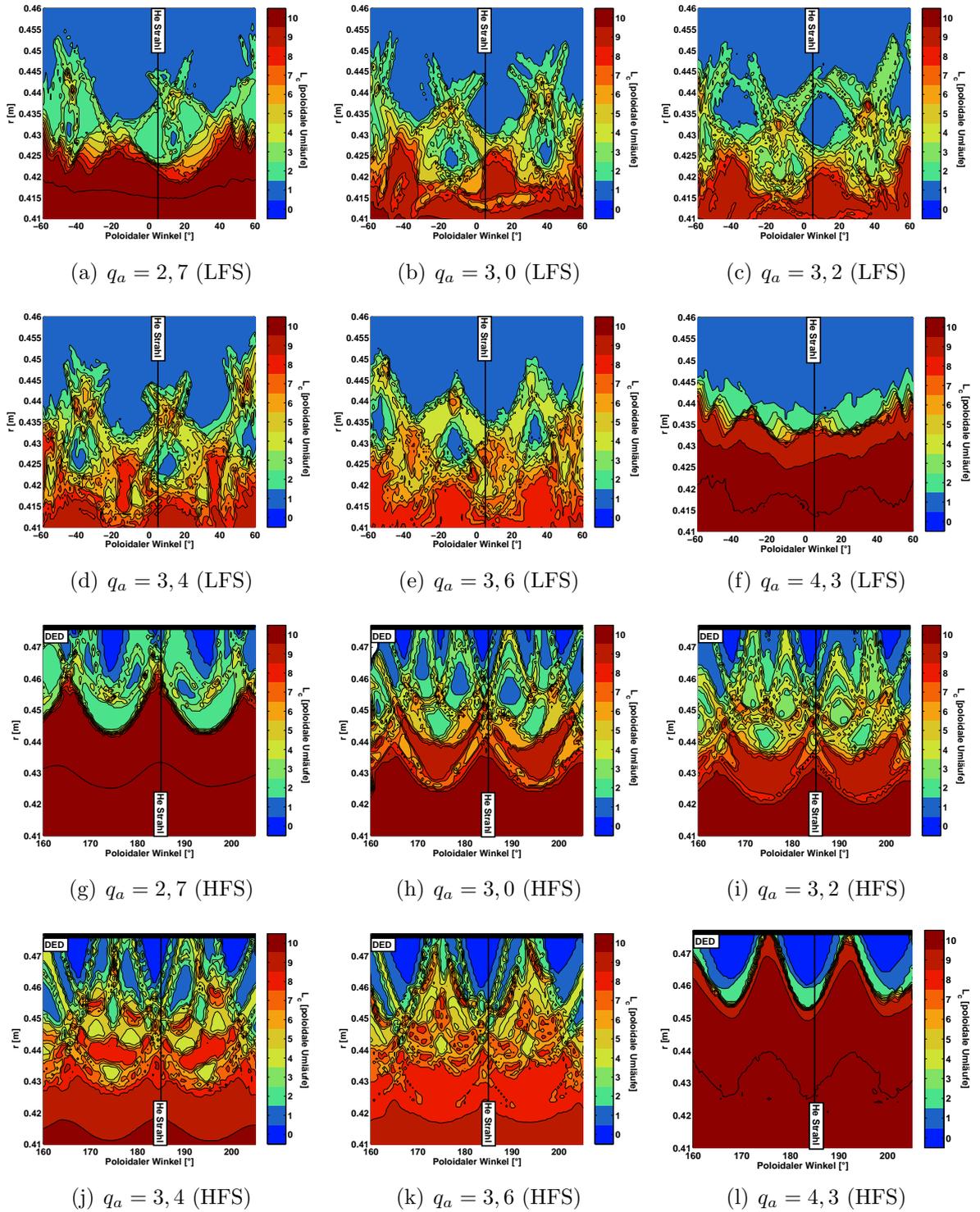


Abbildung 5.24: Änderung der Magnetfeldtopologie mit steigendem q_a für Hoch- und Niederfeldseite, inklusive der Messpositionen der Helium Atomstrahl Diagnostiken

trachteten Laminar-Plots, dass ein Zusammenhang der Messwerte an der Niederfeldseite mit der Magnetfeldtopologie nur ursächlich über die Änderung von n_e und T_e gemacht werden kann. Im Varianzbereich des Fehlers liegen sowohl ergodische Bereiche als auch eine laminare Flussröhre vor der Diagnostik.

Dieselbe Plasmaposition wird auch für die jeweils durchgeführten *ATLAS* Rechnungen verwendet. Die in diesem Abschnitt sowie in den Abschnitten 5.1.3 und 5.2.3 diskutierten Vergleiche zwischen der berechneten Magnetfeldtopologie und den experimentellen Befunden zeigen auf dieser Basis eine gute Übereinstimmung. Das ermöglicht die in diesem Kapitel durchgeführte, detaillierte Untersuchung der Plasmastruktur und die Charakterisierung des Transportverhaltens in Kapitel 7, beides im direkten Zusammenhang mit der Magnetfeldtopologie.

Mit dem *EMC3/EIRENE* Code kann die Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht im direkten Vergleich mit der im Rechengitter enthaltenen, inhärenten Magnetfeldtopologie untersucht werden. Das wird im folgenden Kapitel für die besprochenen Entladungen bei hoher Störfeldamplitude im Vergleich mit den Befunden dieses Kapitels diskutiert.

6 Dreidimensionale Modellierung der stochastisierten Plasmarandschicht mit dem EMC3/EIRENE Code

In Kapitel 5 wurde experimentell die radiale und poloidale Struktur der vom DED induzierten stochastisierten Plasmarandschicht untersucht und im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie das Entstehen einer multipolaren, helikalen Divertorstruktur nachgewiesen. Diese besteht aus laminaren Flussröhren, die die Abschältschicht des ergodischen Divertors, die sogenannte *ED-SOL* darstellen, und das Plasma mit kurzer Verbindungslänge in die streifenförmige Depositionszone auf dem DED-Target abführen. Sie werden umrandet von ergodischen Bereichen, die aufgrund der großen Verbindungslängen und des großen radialen Versatzes der ergodischen Feldlinien höhere n_e und T_e Werte aufweisen.

In diesem Kapitel werden diese experimentellen Ergebnisse mit Resultaten aus der Modellierung der Plasmastruktur mit dem dreidimensionalen Monte-Carlo Flüssigkeitscode *EMC3/EIRENE* verglichen. Dabei werden die Eingabewerte für die Modellierung aus den experimentellen Daten entnommen und damit erstmals eine experimentbezogene dreidimensionale Modellierung der vom DED stochastisierten Plasmarandschicht durchgeführt. Das Konzept des *EMC3/EIRENE* Codes, sowie die verwendeten Modellgleichungen und deren Einschränkungen sind in Abschnitt 3.4.2 beschrieben.

Die **Zielsetzung** der vorliegenden Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit besteht aus zwei Schritten, die aufeinander aufbauen:

Zunächst wird in Abschnitt 6.1 mit den experimentell definierten Randbedingungen untersucht, inwiefern die zuvor diskutierte helikale, multipolare Divertorstruktur und die Wirkungsweise der laminaren und ergodischen Bereiche in dieser reproduziert werden kann. Detaillierte Voruntersuchungen wurden bereits, wie in [21, 27] beschrieben, während der Konzeptions- und Bauphase des DED durchgeführt. Die im folgenden diskutierten Ergebnisse stellen in diesem Rahmen einen Ansatz für die Validierung des Code Paketes sowie dieser theoretischen Ergebnisse dar.

Darauf aufbauend wird in Abschnitt 6.2 in einem ersten Schritt der Einfluss des senkrechten Transports auf die Wirkung der induzierten Magnetfeldtopologie auf die Plasmarandschicht untersucht. Der senkrechte Transport wird in *EMC3* als anomal angenommen und mit den Transportkoeffizienten D_{\perp} für den Teilchentransport und χ_{\perp} für den Energietransport parametrisiert. Die gestörte Magnetfeldtopologie fließt über die Struktur des Rechengitters ein. Somit kann sowohl die Magnetfeldtopologie als auch der senkrechte Transport unabhängig variiert und der jeweilige Einfluss auf die Strukturierung der stochastisierten Plasmarandschicht studiert werden.

Der EMC3/EIRENE Code hat über die Anwendung zur Modellierung der dreidimensionalen, helikalen Randschichtstruktur an TEXTOR-DED wichtige Einsatzgebiete an Stellaratoren wie *Wendelstein 7-X*, welcher derzeit in Greifswald gebaut wird, und helikalen Einschlussprinzipien, wie dem *Large Helical Device LHD* in Japan [26, 82, 83].

Das einschließende Magnetfeld wird in diesen Experimenten vollständig durch externe Spulen erzeugt und ein stationärer Betrieb ist von Seiten des Einschlusses direkt gewährleistet. Gerade in diesen Maschinen, welche stationäre Entladungen von mehreren Stunden bei Dichten im Bereich von $n_e \sim 10^{19} m^{-3}$ und Temperaturen im Bereich von $T_e \sim keV$ realisieren können, stehen die in Kapitel 2 diskutierten Probleme zur Abfuhr von Teilchen und Energie im Zentrum des Interesses.

Hier stellt der EMC3/EIRENE Code ein mächtiges Werkzeug zur experimentbegleitenden und prädiktiven Modellierung [82] dar. Die Geometrie des DED weist in vielerlei Hinsicht eine große Ähnlichkeit zu diesen inhärent ergodischen Magnetfeldern auf [83] und eröffnet damit die Möglichkeit, den Code zu benchmarken und die grundlegenden Prozesse zum Transportverhalten im Vergleich mit dem Experiment zu studieren. Die in diesem Kapitel dargelegten Ergebnisse sind ein erster Schritt auf diesem Weg.

6.1 Experimentbezogene Modellierung der stochastisierten Randschicht

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus der Modellierung der zuvor betrachteten Entladungen #95895 ($I_{DED} = 13,5 kA$) und #95896 (Referenzentladung ohne DED) dargestellt.

Mit dem *EMC3* Code werden die in Abschnitt 3.4.2 eingeführten vereinfachten, zeitu-nabhängigen Flüssigkeitsgleichungen gelöst, in dem mit einem Monte-Carlo Verfahren Flüssigkeitselemente verfolgt werden, welche konvektiven und diffusiven Prozessen unterliegen. Der parallele Transport wird als klassisch betrachtet, während der Transport senkrecht zu den Feldlinien als anomal angenommen und mit den Transportkoeffizienten D_{\perp} und χ_{\perp} parametrisiert wird. Diese werden als Eingabewerte vorgegeben und im Rahmen der folgenden Untersuchungen aus dem Experiment abgeschätzt.

Die durch den DED stochastisierte Magnetfeldtopologie fließt in das Modell über die Struktur des Rechengitters ein. Dazu wird in einer poloidalen Referenzebene ein Rechengitter erstellt und die Ecken jeder Zelle mit dem GOURDON Code in eine nächste poloidale Ebene entlang des Torus gemappt. Die Stochastisierung führt dabei zu einer Deformation der Gitterzellen des Rechengitters.

Mit dem *EIRENE-Code* werden die Teilchen-, Energie- und Impulsquellen bzw. -senken berechnet, und diese als Eingabewerte für den *EMC3-Code* verwendet. Die Wechselwirkung der stochastisierten Plasmarandschicht mit der Wand wird in dieser Modellierung also mit einbezogen. Dabei wird die Vorderseite und die Seitenflächen des DED-Targets als limitierende Wandelemente angenommen und die Rolle des ALT-II Limiters vernachlässigt. Dieser ist nicht als Wandelement im Code implementiert. Eine genaue Beschreibung des Prinzips von EMC3/EIRENE ist zu finden in [27].

Im Folgenden wird untersucht, inwiefern die über das Rechengitter berücksichtigte To-

pologie des stochastisierten Magnetfeldes in der modellierten Plasmastruktur der stochastisierten Randschicht äußert. Dazu werden zunächst in Abschnitt 6.1.1 der modellierte Einfluss der Stochastisierung durch Vergleich der beiden Entladungen mit und ohne Stochastisierung diskutiert. Im Anschluss wird in Abschnitt 6.1.2 die Struktur der Plasmarandschicht im stochastisierten Fall mit der Magnetfeldtopologie betrachtet und die modellierten Wärme- und Teilchenflüsse auf das DED-Target mit experimentell gewonnenen Ergebnissen verglichen. Dieser qualitative Vergleich baut auf den in [27] beschriebenen ausführlichen, theoretischen Studien der Plasmarandschichtstruktur auf.

Anpassung der Eingabeparameter zur Modellierung an das Experiment

Zur Modellierung der zuvor in Abschnitt 5.1 experimentell untersuchten Entladungen #95896 (ohne DED) und #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$) wurden die Randbedingungen des EMC3/EIRENE Codes mit den aus dem Experiment gewonnenen Werten festgelegt. Benötigt werden als Randbedingungen am *inneren Rand* des Rechenvolumens der Teilchen und Energiefluss vom eingeschlossenen Plasmavolumen in die modellierte Randschicht. Diese werden über den *Recyclingfluss* I_R an der Frontfläche des DED-Targets und die im Plasma deponierte Heizleistung P_H angegeben. Der Recyclingfluss I_R wird dabei so eingestellt, dass die aus dem Experiment bestimmte Elektronendichte n_e am inneren Rand des Rechenvolumens erreicht wird. Die Randbedingungen am *äußeren Rand* des Rechenvolumens sind die Abfallängen für die Elektronendichte λ_n und für die Elektronentemperatur λ_T , die aus den mit den Helium Atomstrahldiagnostiken gemessenen Profilen von n_e und T_e bestimmt werden.

Als Anhaltspunkt für den senkrechten Transport, wurde auf Basis eines einfachen Modells für die Abschältschicht (siehe [84], S. 22ff.) des Limiter Tokamaks die Transportkoeffizienten für die Entladung #95896 bestimmt. Dazu wurden die folgenden Gleichungen verwendet

$$D_{\perp} = \frac{\lambda_n^2 \cdot c_s}{2 \cdot L_c} \quad (6.1)$$

$$\left(\frac{5}{2} + \frac{D_{\perp} \lambda_n}{\chi_{\perp} \lambda_T}\right) \left(1 + \frac{\lambda_n}{\lambda_T}\right) = \delta_e. \quad (6.2)$$

Die Werte für λ_n und λ_T wurden als Koeffizient eines Exponentialfits an die mit der Helium Atomstrahldiagnostik gemessenen Profile inklusive der Fitfehler zu $\lambda_n = 21 \pm 1 \text{ mm}$ und $\lambda_T = 50 \pm 3 \text{ mm}$ bestimmt. Der Koeffizient δ_e ist der Wärmeübertragungskoeffizient der Elektronen. Für ihn wurde in Anlehnung an [69] $\delta_e \sim 4,5$ angenommen. Die Schallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{k_B(T_e + T_i)/m_p}$ wurde mit $T_i = 2T_e$ in der Abschältschicht aus dem an der LCFS bestimmten Wert von T_e berechnet. Die Verbindungslänge L_c beträgt in der Limiter-SOL $L_c \leq 1 \text{ p.U.}$ und damit für $q_a = 3$ als Länge in Metern $L_c = 34 \text{ m}$. Der Fehler wurde linear fortgepflanzt. Damit ergibt sich für die senkrechten Transportkoeffizienten

$$D_{\perp} = 1,4 \pm 0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \quad \chi_{\perp} = 4,1 \pm 0,4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}. \quad (6.3)$$

Tabelle 6.1 fasst die verwendeten Eingabewerte zur Modellierung zusammen. Dabei wird n_e und T_e am inneren Rand des Rechengebietes bei fester Heizleistung über den an der Frontfläche des DED festgelegten Recyclingfluss I_R eingestellt. Die Zielwerte für n_e und T_e wurden am inneren Rand des Rechenvolumens bei $r = 0,37 \text{ m}$ aus dem Experiment

bestimmt und der Recyclingfluss dann entsprechend für beide Entladungen angepasst.

Wert	#95895	#95896
λ_n	$21 \pm 1 \text{ mm}$	$21 \pm 1 \text{ mm}$
λ_T	$50 \pm 3 \text{ mm}$	$50 \pm 3 \text{ mm}$
D_{\perp}	$1,4 \pm 0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$1,4 \pm 0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
χ_{\perp}	$4,1 \pm 0,4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	$4,1 \pm 0,4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
P_H	600 kW	600 kW
I_R	450 A	700 A
$n_e(0, 37 \text{ m})$	$1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
$T_e(0, 37 \text{ m})$	120 eV	120 eV

Tabelle 6.1: Aus dem Experiment extrahierte Eingabewerte zur Modellierung der Entladung #95896 und #95895. Der Recyclingfluss I_R wurde angepasst, bis die Dichtewerte für n_e und T_e bei $r = 0,37 \text{ m}$ erreicht waren.

6.1.1 Modellierte Plasmastruktur der stochastisierten Randschicht

Mit den zuvor abgeleiteten Randbedingungen wurden die beiden Entladungen #95896 (ohne DED) und #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$) modelliert. Abbildung 6.1 stellt in einer Übersicht die Ergebnisse der Modellierung für die radial-poloidale Verteilung der Elektrodendichte $n_e(\vartheta, r)$, der Elektronentemperatur $T_e(\vartheta, r)$ und des Elektronendrucks $p_e(\vartheta, r)$ dar. Auf der linken Seite (Abbildung 6.1(a), (c) und (e)) sind jeweils die Ergebnisse für die Referenzentladung ohne DED, auf der rechten Seite (Abbildung 6.1(b), (d) und (f)) die Ergebnisse mit stochastisierter Randschicht abgebildet.

Die dargestellten 2D Schnitte wurden toroidal bei $\varphi = 0^\circ$ extrahiert. Der Vergleich bestätigt zunächst, dass n_e , T_e und damit p_e in der stochastisierten Randschicht abgesenkt sind. Des weiteren tritt deutlich die poloidal heterogene Struktur der stochastisierten Randschicht zu Tage. Entlang einer Flussfläche im ungestörten Fall (poloidaler Schnitt mit konstantem p_e in Abbildung 6.1(e)) wechseln sich in der stochastisierten Randschicht Bereiche mit hoher und niedriger Elektrodendichte und -temperatur ab.

Die in Abbildung 6.2 dargestellten Depositionsmuster von Teilchen und Energie auf dem DED-Target reproduzieren qualitativ ebenfalls das zuvor experimentell beobachtete Muster. Es etablieren sich vier Paare von helikal umlaufenden Streifen in denen die Teilchenflussdichten $\Gamma_0(\vartheta, \varphi)$ und die die Wärmeflussdichten $q(\vartheta, \varphi)$ deponiert werden. Sie laufen helikal mit dem Neigungswinkel der DED-Spulen um und sind getrennt durch Bereiche mit stark erniedrigten Flussdichten.

Diese Ergebnisse zeigen, dass der EMC3/EIRENE Code unter Verwendung experimentell festgelegter Randbedingungen die zuvor experimentell nachgewiesene Struktur der

stochastisierten Plasmarandschicht qualitativ reproduziert. Die Korrelation mit der im Gitter inhärent enthaltenen Magnetfeldtopologie wird im folgenden Abschnitt analog zur Diskussion der experimentellen Daten analysiert.

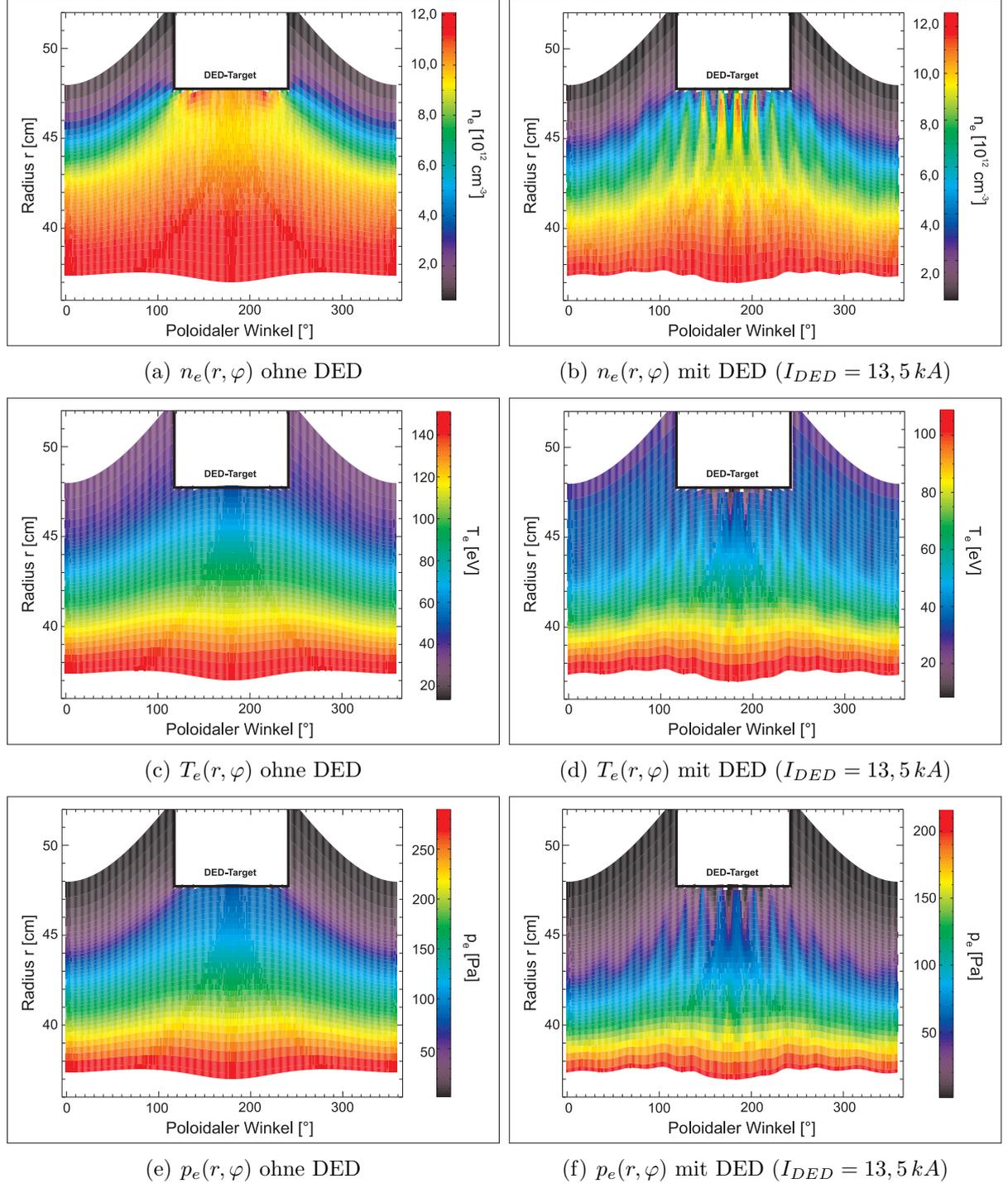


Abbildung 6.1: Vergleich der Modellierungsergebnisse mit EMC3/EIRENE für die TEXTOR Entladungen #95896 (ohne DED) und #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$) bei $\varphi = 0^\circ$

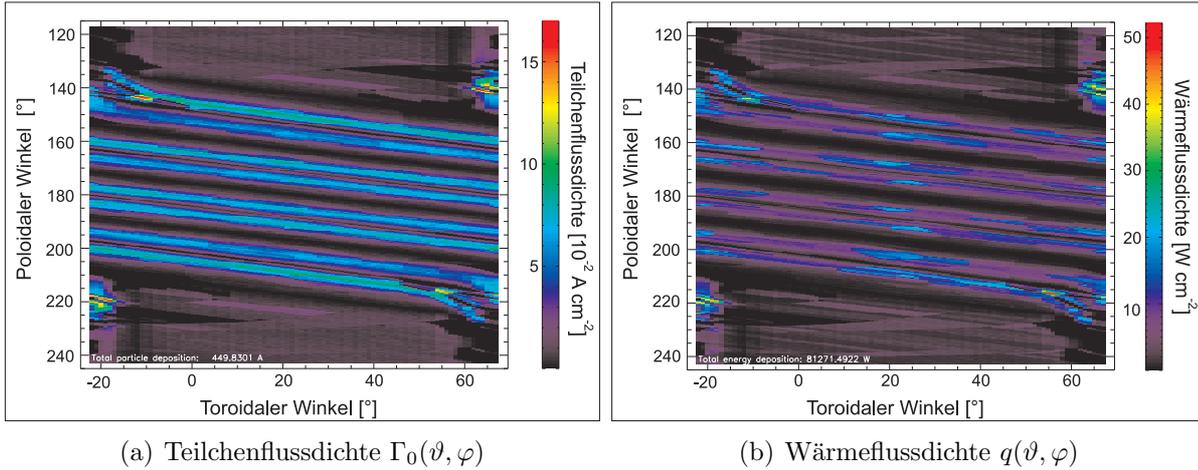


Abbildung 6.2: Ergebnisse zur Modellierung für die Teilchen- und Energiedeposition auf dem DED-Target mit EMC3/EIRENE für die TEXTOR Entladung #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$)

6.1.2 Vergleich mit der Magnetfeldtopologie

Die auch in der Modellierung deutlich zu Tage tretende Veränderung der Plasmarandschicht und der Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWW) wurde für die experimentell gewonnenen Resultate durch Vergleich mit der Magnetfeldtopologie erklärt. In diesem Abschnitt wird die Verteilung der zuvor betrachteten Elektronenparameter im Vergleich mit der im Rechengitter enthaltenen Topologie des Magnetfeldes diskutiert.

Abbildung 6.3 zeigt $n_e(\vartheta, r)$, $T_e(\vartheta, r)$ und $p_e(\vartheta, r)$ und die Verbindungsängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ mit überlagertem Poincaré Plot. Dieser Vergleich bestätigt den experimentellen Befund, dass die *laminare Zone*, bestehend aus Feldlinien mit kurzen Verbindungsängen die Wirkung einer Abschältschicht hat und daher die Werte der betrachteten Elektronenparameter in dieser Region reduziert sind. Des weiteren wird deutlich, dass in den Fingerstrukturen, in denen ergodische Feldlinien mit großem radialen Versatz nach innen eingebettet sind, die Werte von $n_e(\vartheta, r)$, $T_e(\vartheta, r)$ und $p_e(\vartheta, r)$ höher sind, als in den laminaren Flussröhren. Direkt vor dem DED-Target entstehen die *private flux regions* (PFR), in denen die Feldlinien ohne eine große radiale Exkursion mit kurzen Verbindungsängen wieder auf das Target gelenkt werden. Die betrachteten Elektronenparameter sind daher, wie auch experimentell beobachtet, in diesen PFR stark reduziert.

In Abbildung 6.2 wurde bereits gezeigt, dass die Deposition des durch die laminare Zone abgeschälten Plasmas auf dem DED-Target erfolgt. Abbildung 6.4 zeigt einen poloidalen Schnitt auf dem DED-Target bei $\varphi = 0^\circ$. Es zeigt sich auch hier, dass die Depositionszone durch Feldlinien verschiedener Verbindungslänge L_c erzeugt wird und das Depositionsmuster demnach sowohl durch laminare als auch durch ergodische Feldlinien bestimmt wird. Die höchsten lokalen Teilchen- und Wärmeflüsse sind dort zu finden, wo Feldlinien mit großer Verbindungslänge auftreffen. Diese ergodischen Feldlinien verbinden mit Bereichen, die radial weiter innen liegen und die parallelen Flussdichten entlang dieser Feldlinien sind dementsprechend höher, als die der Feldlinien aus der laminaren Zone. Eine experimentelle Bilanz der Verteilung der entlang ergodischer und laminarer Feldlinien zu Stande

kommender Teilchen- und Energieflüsse wird in Kapitel 7 diskutiert. Innerhalb der PFR direkt vor dem DED Target sind die modellierten Flussdichten sehr klein, was in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Befunden ist.

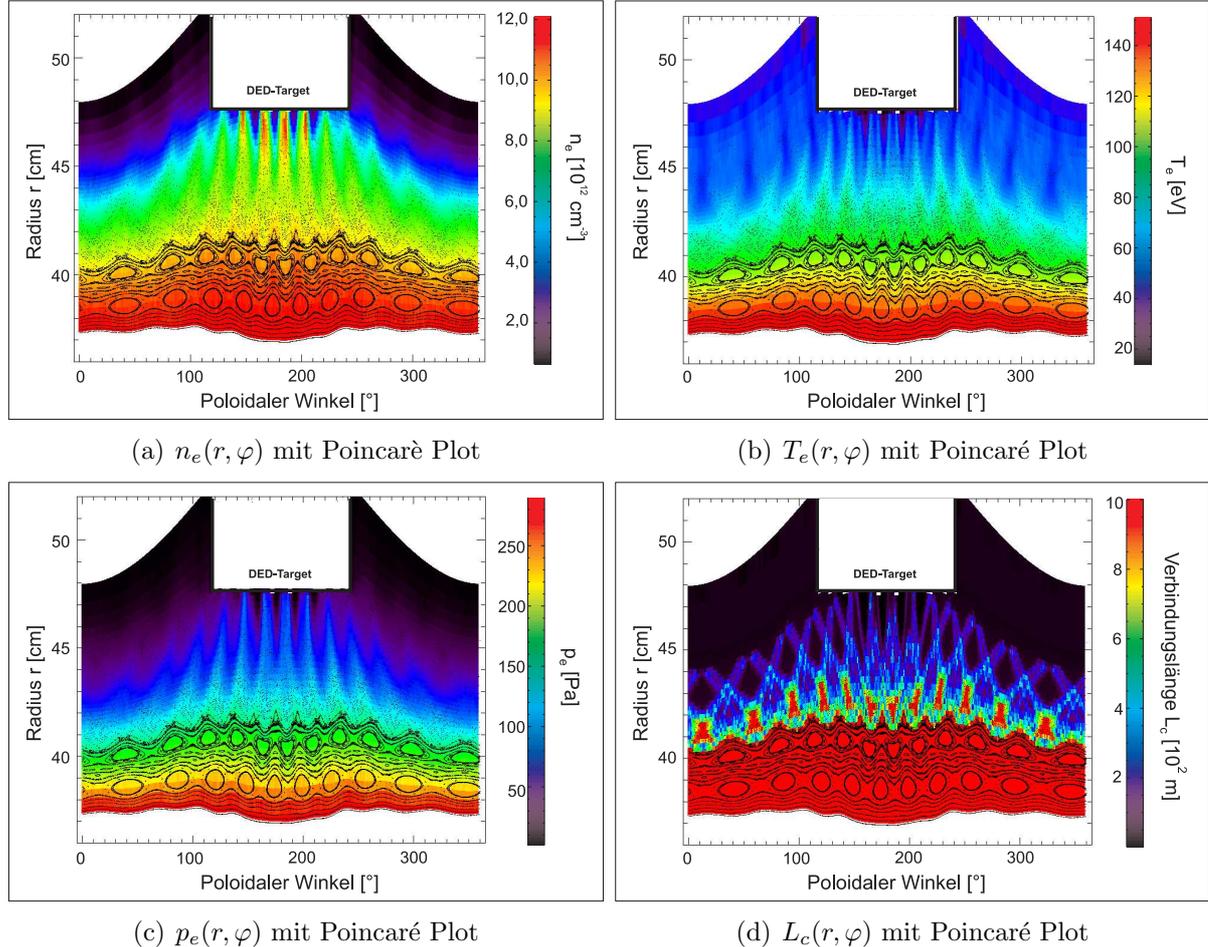
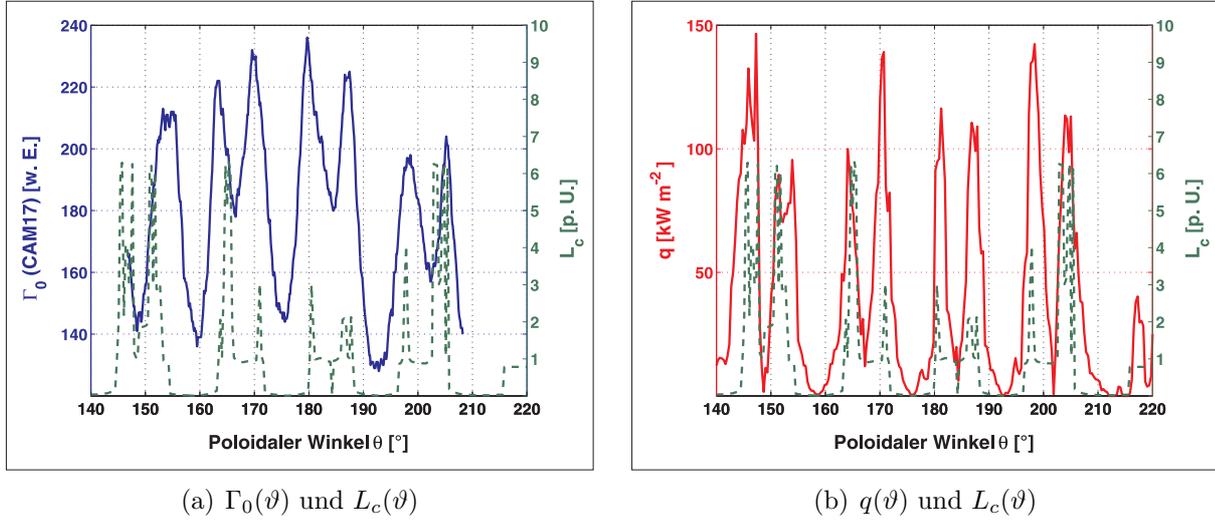


Abbildung 6.3: Vergleich der Modellierungs-Ergebnisse mit der dem Rechengitter zu Grunde liegenden Magnetfeldtopologie im Poincaré Plot

Experimentell wurde mit dem *Sweep-Modus* (siehe Abschnitt 5.2) die poloidale Struktur der stochastisierten Randschicht untersucht. Es konnte die Existenz der laminaren Flussröhren und deren Funktion als ED-SOL gezeigt werden. Abbildung 6.5 zeigt poloidale Schnitte des Elektronendrucks $p_e(\vartheta)$ bei $r = 0,42\text{ m}$, $r = 0,43\text{ m}$ und $r = 0,44\text{ m}$, also in den Bereichen radial vor, in und hinter den laminaren Flussröhren. Dazu wurden die Werte von n_e , T_e und p_e entlang einer poloidalen Reihe von Gitterzellen im zu Grunde liegenden Rechengitter extrahiert. Damit ist das dargestellte Profil in erster Näherung das Profil entlang einer ehemals ungestörten Flussfläche¹. Zum Vergleich ist jeweils das poloidale Verbindungslängenprofil $L_c(\vartheta)$ mit eingezeichnet. Das in der mittleren Abbildung dargestellte Profil ist der Schnitt entlang der Mitte der laminaren Flussröhren. Es bestätigt detailliert den Einfluss der Verbindungslänge auf die Struktur der Randschicht:

¹Genau genommen sind nur die Grenzflächen des Rechengitters per Auswahl bei der Erstellung des Rechengitters wirkliche Flussflächen im zu Grunde liegenden magnetischen Gleichgewicht.

Die laminaren Flussröhren mit kurzen L_c weisen durch ihre abschälende Wirkung erniedrigte Werte für p_e auf, während p_e in den benachbarten ergodischen Bereichen erhöht ist.



(a) $\Gamma_0(\vartheta)$ und $L_c(\vartheta)$

(b) $q(\vartheta)$ und $L_c(\vartheta)$

Abbildung 6.4: Modellierte poloidale Profile der Teilchenflussdichte $\Gamma_0(\vartheta)$ (Abbildung (a), durchgezogene Linie, linke Achse) und der Wärmeflussdichte $q(\vartheta)$ (Abbildung (b), durchgezogene Linie, linke Achse) auf dem DED-Target im Vergleich mit der Verbindungslänge der Feldlinien am Auftreffpunkt $L_c(\vartheta)$ (jeweils gestrichelte Linie, rechte Achse) bei $\varphi = 0^\circ$

Korrespondierend zur Darstellung der experimentellen Ergebnisse der poloidalen Struktur in Abschnitt 5.2 stellt Abbildung 6.6 den Ausschnitt des poloidalen Profils bei $r = 0,43\text{ m}$ im Bereich einer laminaren Flussröhre dar. Die Korrelation mit der eingezeichneten Verbindungslänge $L_c(\vartheta)$ bestätigt ebenso deutlich wie für die experimentellen Ergebnisse die Wirkung der laminaren Feldlinien als ED-SOL. Die laminaren Flussröhren sind topologisch durch ergodische Feldlinien mit langer Verbindungslänge begrenzt, was sich in erhöhten Werten von n_e , T_e und damit auch p_e zeigt.

Diese experimentbezogene Modellierung der beiden betrachteten Entladungen hat gezeigt, dass die modellierte Struktur das Entstehen des multipolaren, helikalen Divertors durch die Stochastisierung der Randschicht reproduziert wird. Das eröffnet die Möglichkeit die Ergebnisse der Modellierung quantitativ mit dem Experiment zu vergleichen und explorativ verschiedene Szenarien zu studieren. Ein erster Ansatz soll im Rahmen der Möglichkeiten dieser Arbeit durch Vergleich der experimentell bestimmten Wärme- und Teilchenflussdichten auf dem DED-Target gemacht werden.

Abbildung 6.7 zeigt den Vergleich der poloidalen Schnitte durch die modellierte und gemessene Teilchenfluss- und Wärmeflussdichte auf dem DED Target. Dabei handelt es sich für die in Abbildung 6.7(a) dargestellte Teilchenflussdichte Γ_0 um einen poloidalen Schnitt durch die Intensitätsverteilung I_{H_α} , gemessen mit *CAM17*. Dieser Schnitt $I_{H_\alpha}(\vartheta)$ wird wie in Abschnitt 4.4 diskutiert als proportional zum Teilchenfluss $\Phi_A(\vartheta)$ angenommen. Im Vergleich ist die mit EMC3/EIRENE modellierte Teilchenflussdichte entlang eines poloidalen Schnittes an derselben toroidalen Position bei $\varphi = 170^\circ$ gezeigt.

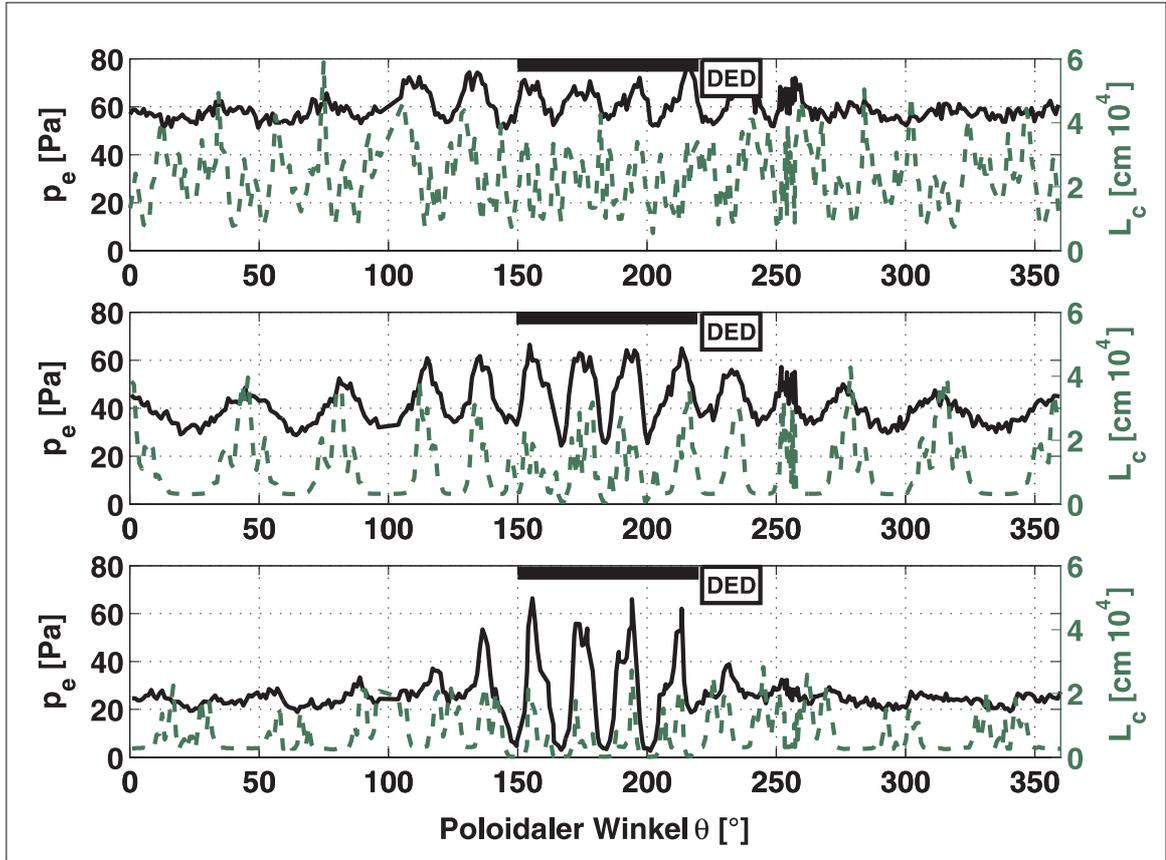


Abbildung 6.5: Modelliertes poloidales Profil des Elektronendrucks $p_e(\vartheta)$ (durchgezogene Linie, linke Achse) in Korrelation mit dem poloidalen Verbindungsprofil $L_c(\vartheta)$ (gestrichelte Linie, rechte Achse) bei $r = 0,42 \text{ m}$ (obere Abbildung), $r = 0,43 \text{ m}$ (mittlere Abbildung) und $r = 0,44 \text{ m}$ (untere Abbildung)

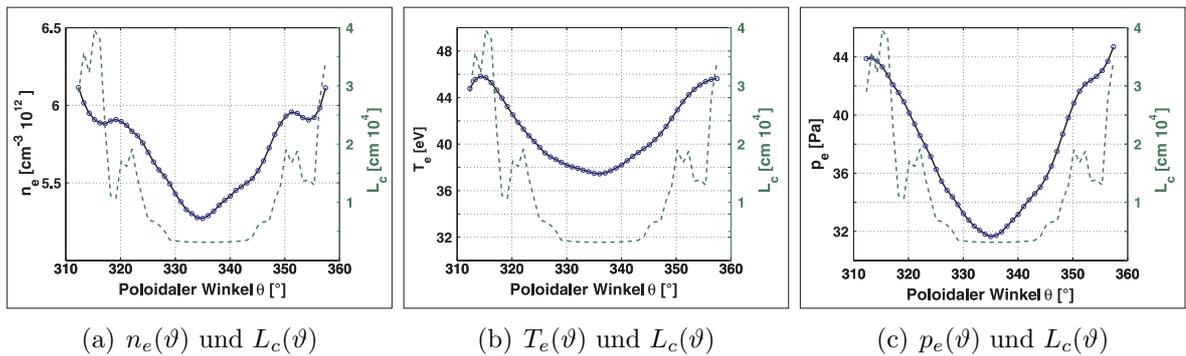
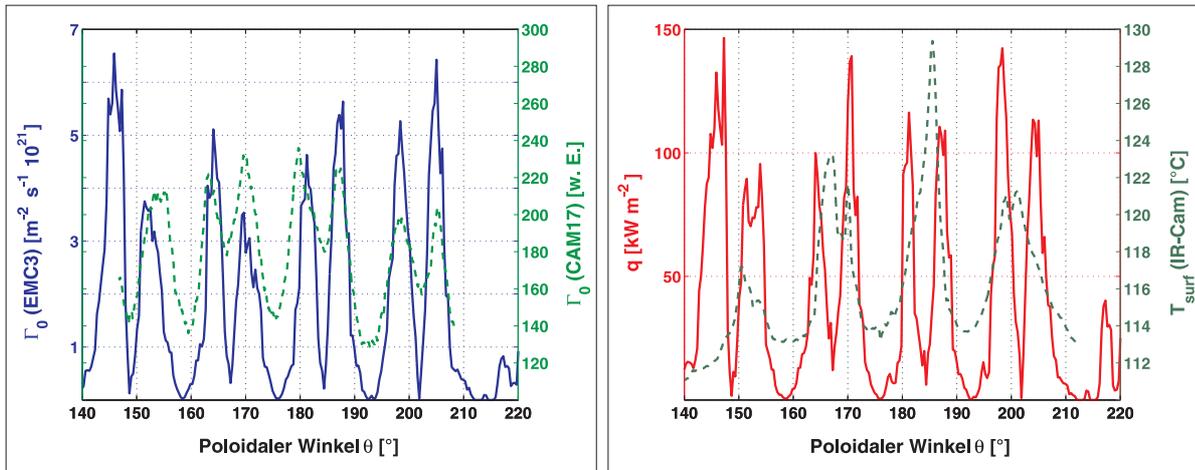


Abbildung 6.6: Modellierte poloidale Profile der Elektronendichte $n_e(\vartheta)$, der Elektronentemperatur $T_e(\vartheta)$ und des resultierenden Elektronendrucks $p_e(\vartheta)$ im Bereich einer laminaren Flussröhre in Korrelation mit dem poloidalen Verbindungsprofil $L_c(\vartheta)$ bei $r = 0,43 \text{ m}$. Die Elektronenparameter n_e , T_e und p_e sind jeweils als durchgezogene Linie mit der zugehörigen Achse links, L_c ist jeweils als gestrichelte Linie mit der zugehörigen Achse rechts dargestellt

Es zeigt sich deutlich die gute Korrelation beider Profile. Insbesondere die unterschiedlich hohen Teilchenflüsse in Korrelation mit den Verbindungslängen kommt in beiden Profile zum Tragen. Da diese detaillierte Struktur wie geschildert empfindlich von den genauen Resonanzbedingungen abhängt, bestätigt diese strukturelle Übereinstimmung zum einen die Geometrie des Rechengitters und damit die Implementation der DED-Geometrie in den EMC3/EIRENE Code und zum anderen die Methode der Berechnung.

Neben dem EMC3/EIRENE Code wird der GOURDON-Code [36] zur Berechnung der Magnetfeldtopologie verwendet. Dieser benötigt ein magnetisches Gleichgewicht, das mit dem DIVA Code [39] berechnet wurde. Das Ergebnis dieser Gleichgewichtsrechnung wurde über das berechnete q -Profil sowie das herausgegebene Druckprofil mit den entsprechenden experimentell bestimmten Profilen verglichen. Die Reproduktion der experimentell gemessenen Struktur bestätigt damit diese Methodik.

Auch der in Abbildung 6.7(b) dargestellte Vergleich der modellierten Wärmeflussdichte $q(\vartheta)$ mit der mit einer Infrarot Kamera gemessenen Temperaturverteilung auf der DED Oberfläche $T_{surf}(\vartheta)$ entlang desselben poloidalen Schnittes zeigt ein ähnliches Depositionsverhalten. Aufgrund des Transfers der Wärme in den DED-Schutzkacheln ist der Abdruck der Wärmeflüsse in der Temperatur für diese Entladung mit einer reduzierten Auflösung verbunden. Die Deposition in den Streifen und die stark reduzierte Deposition in den trennenden PFR tritt aber auch so deutlich hervor.



(a) $\Gamma_0(\vartheta)$ EMC3 und $\Gamma_0(\vartheta)$ experimentell

(b) $q(\vartheta)$ EMC3 und $T_{surf}(\vartheta)$ experimentell

Abbildung 6.7: Poloidale Profile der Teilchenflussdichte $\Gamma_0(\vartheta)$ und der Wärmeflussdichte $q(\vartheta)$ auf dem DED-Target aus Experiment (gestrichelte Linien, rechte Achse) und Modellierung (durchgezogene Linien, linke Achse) bei $\varphi = 170^{\circ}$.

Dieser erste Vergleich mit dem Depositionsmuster auf dem DED-Target zeigt, dass das gesamte zur Modellierung verwendete Code Paket, bestehend aus DIVA, GOURDON und EMC3/EIRENE die stochastisierte Randschicht geometrisch richtig modelliert. Das Rechengitter reflektiert die vom DED induzierte Topologie und die damit verbundene Umstrukturierung äußert sich auch in den Ergebnissen der Modellierung.

Dieser Vergleich zwischen Experiment und Modellierung belegt den starken Einfluss der Magnetfeldtopologie auf die Plasmarandschicht. Die entstehenden helikale, multipola-

re Divertorstruktur in der laminaren Zone der stochastisierten Randschicht wird auch in den Ergebnissen der Modellierung sichtbar. Die Rolle der laminaren Flussröhren als Abschältschicht und der ergodischen Feldlinien als Bereiche mit erhöhten n_e und T_e Werten, können aufbauend auf den Voruntersuchungen in [21] und [27] bestätigt werden.

In Abschnitt 5.3.1 war bereits an den experimentellen Ergebnissen für die Variation des poloidalen Betas β_p über die Heizleistung P_H der Einfluss des senkrechten Transportes auf die Ausprägung der Plasmastruktur in der stochastisierten Randschicht diskutiert worden. Im Folgenden wird dies über die Variation von D_\perp und χ_\perp bei der Modellierung der betrachteten Entladung #95895 mit dem *EMC3/EIRENE* Code untersucht.

6.2 Variation der anomalen Transportkoeffizienten

Der Einfluss des senkrechten Transportes auf die Ausprägung der Struktur der stochastisierten Plasmarandschicht kann mit dem *EMC3/EIRENE* Code über die Variation der anomalen Transportkoeffizienten D_\perp und χ_\perp untersucht werden. Hierzu wurden die Transportkoeffizienten für die Modellierung der betrachteten Entladungen #95895 und #95896 von $D_\perp = 1,4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $\chi_\perp = 4,1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ auf folgende Werte verkleinert:

$$D_\perp = 0,5 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \quad \chi_\perp = 3,0 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$$

Der Recyclingfluss vom DED-Target wurde wieder so angepasst, dass die Dichte am inneren Rand der Rechnevolmens mit dem vorher verwendeten Wert $n_e = 1,2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ übereinstimmte.

Ziel dieser Variation ist es zu untersuchen, ob sich in Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 5.3.1 dargelegten experimentellen Befund mit verkleinertem senkrechten Transport die magnetische Topologie deutlicher ausprägt. Die zu Grunde liegende Vorstellung ist, dass die durch den senkrechten Transport bestimmten senkrechten Flüsse von Teilchen und Energie durch die ED-SOL entlang der Feldlinien mit kurzen Verbindungslängen zum Target abgeführt werden. Bei verkleinertem senkrechten Transport folgen die entlang der Feldlinien laufenden Teilchen den Magnetfeldlinien über längere Wege und die Wirkung der laminaren Flussröhren als Abschältschicht sollte sich deutlicher ausprägen, das heißt die Reduktion von n_e und T_e sollte größer sein.

In Abbildung 6.8 sind zunächst die poloidalen, zweidimensionalen Schnitte $n_e(\vartheta, r)$, $T_e(\vartheta, r)$, $p_e(\vartheta, r)$ und die Verbindungslängenverteilung $L_c(\vartheta, r)$ bei $\varphi = 0^\circ$ aus dieser Modellierung mit verkleinerten Transportkoeffizienten dargestellt.

Es zeigt sich im Vergleich mit der unten rechts dargestellten Magnetfeldtopologie, dass diese sich deutlich in der Plasmastruktur ausprägt. Man sieht insbesondere im Bereich der laminaren Flussröhren eine starke Modulation von n_e , T_e und p_e mit erhöhten Werten in den angrenzenden ergodischen Bereichen.

Um dies im direkten Vergleich mit den Modellierungsergebnissen für die ursprünglichen Werte von D_\perp und χ_\perp zu quantifizieren, sind in Abbildung 6.9 poloidale Schnitte im Winkelbereich zwischen $20^\circ < \vartheta < 70^\circ$ bei $r = 0,43 \text{ m}$, also der Position der laminaren Flussröhre an der Niederfeldseite, für beide Entladungspaare dargestellt. Die blaue Kurve, gekennzeichnet als *Modellierung 1* ($D_\perp = 1,4 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_\perp = 4,1 \text{ m}^2/\text{s}$), zeigt das auf den entsprechenden poloidalen Schnitt des ungestörten Falls normierte poloidale Profil

für n_e bzw. T_e . Die grüne Kurve, gekennzeichnet als *Modellierung 2*, zeigt das entsprechend normierte Profil für die zweite Modellierung mit reduzierten Transportkoeffizienten ($D_{\perp} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 3,0 \text{ m}^2/\text{s}$).

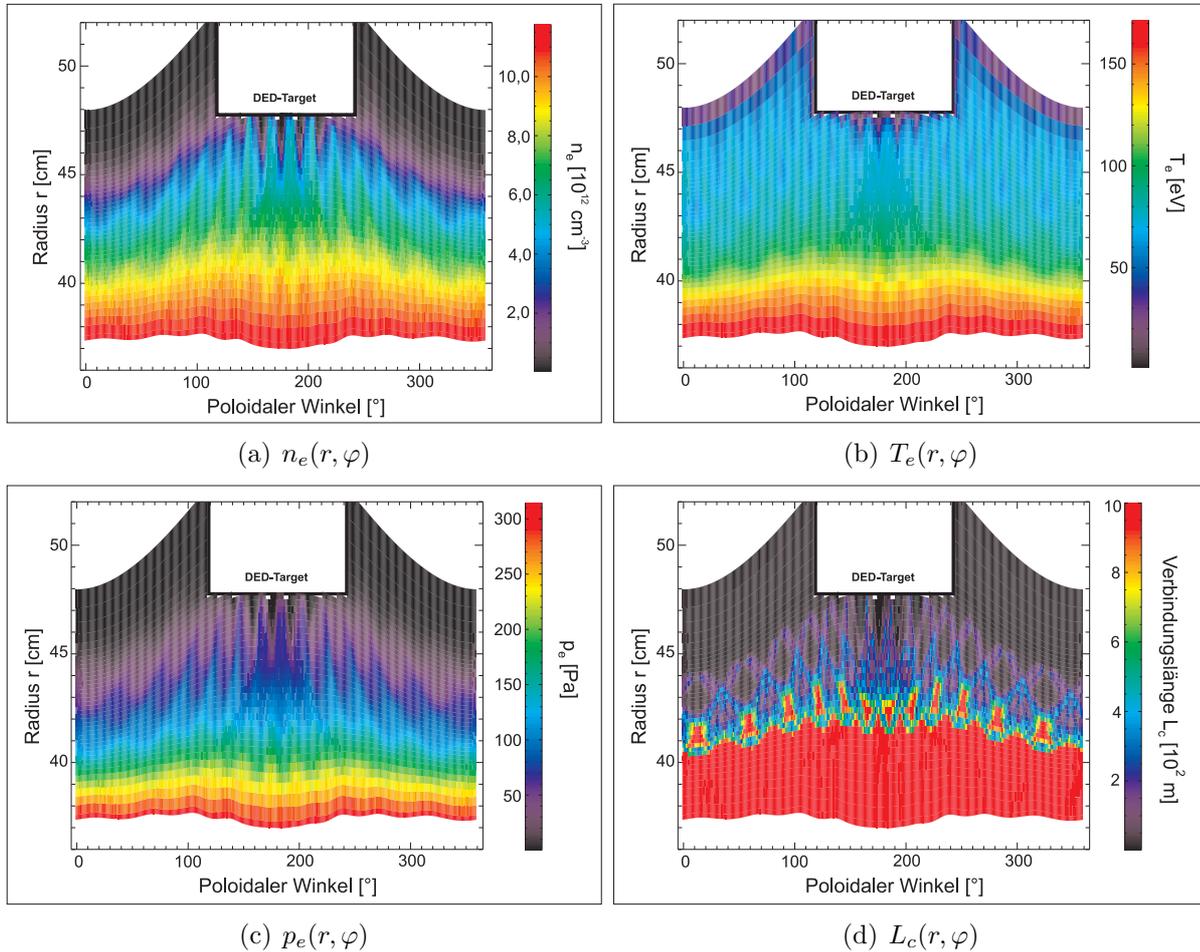


Abbildung 6.8: Modellierungs-Ergebnisse mit geänderten Transportkoeffizienten ($D_{\perp} = 0,5 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $\chi_{\perp} = 3,0 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$)

Hieran wird deutlich, dass die Reduktion an beiden charakteristischen Punkten der stochastisierten Randschicht, also in der laminaren Flussröhre und an deren Rand (ergodisierte Bereiche) für Modellierung 2 größer ist. Die relative Reduktion von n_e ist um etwa 8% am Rand und 13% in der Flussröhre und für T_e um 5% am Rand und ebenfalls 5% in der laminaren Flussröhre größer. Die laminaren Flussröhren führen bei verringertem senkrechten Transport zu einer stärkeren Reduktion von n_e , T_e und damit auch von p_e . Die verringerten senkrechten Teilchen- und Wärmeflüsse werden in einem größeren Maß direkt von den laminaren Flussröhren abgeführt.

Dieser Befund bestätigt damit, dass die laminare Zone der stochastisierten Randschicht nur bis zu einem begrenzten Niveau des senkrechten Transportes als effektive Abschicht wirken kann. Das ist in Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 5.3.1 anhand von Abbildung 5.20 auf Seite 104 diskutierten experimentellen Ergebnis: Die Ausprägung der

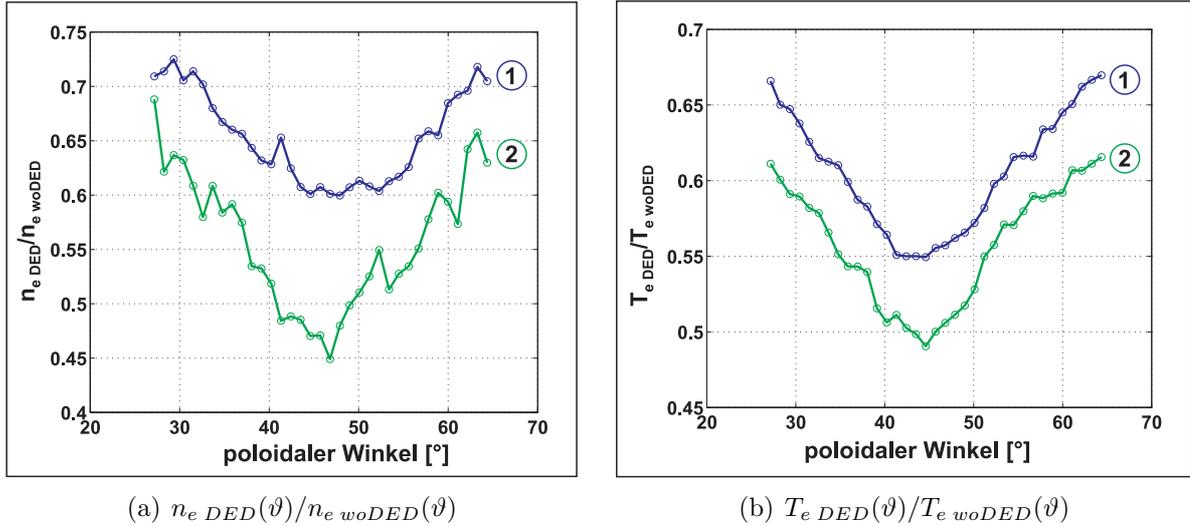


Abbildung 6.9: Modellierte poloidale Profile der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e im Bereich der laminaren Flussröhre an der Niederfeldseite für verschiedene Transportkoeffizienten (Modellierung 1 mit $D_{\perp} = 1,4\text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 4,1\text{ m}^2/\text{s}$ und Modellierung 2 mit $D_{\perp} = 0,5\text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 3,0\text{ m}^2/\text{s}$). Die Profile sind jeweils auf das zugehörige Profil der ungestörten Entladung normiert.

laminaren Zone in der stochastisierten Randschicht wird mit steigender Heizleistung, das heißt mit erhöhtem senkrechten Transport, abgeschwächt. Die Reduktion der betrachteten Elektronenparameter ist sowohl in der laminaren Flussröhre, als auch in den benachbarten ergodischen Bereichen mit steigendem senkrechten Transport geringer.

Diese Tendenz konnte mit der Modellierung reproduziert werden und diese Aussage ergänzt damit die in Abschnitt 5.3.1 experimentell gewonnenen Resultate: Die vorgenommene Erhöhung der Heizleistung hat gleichzeitig eine Erhöhung des poloidalen Betas β_{pol} als Resonanzparameter für die Ankopplung des externen Störfeldes zur Folge. Dieser Effekt verringert die Ausprägung der Magnetfeldtopologie [25], was ebenfalls als Mechanismus für die experimentell beobachtete kleinere Reduktion in den ergodischen und laminaren Bereichen diskutiert wurde. In den vorgenommenen Modellierungen wurde im Gegensatz dazu die Magnetfeldtopologie nicht geändert und der beobachtete Effekt ist alleine auf den geänderten senkrechten Transport zurückzuführen.

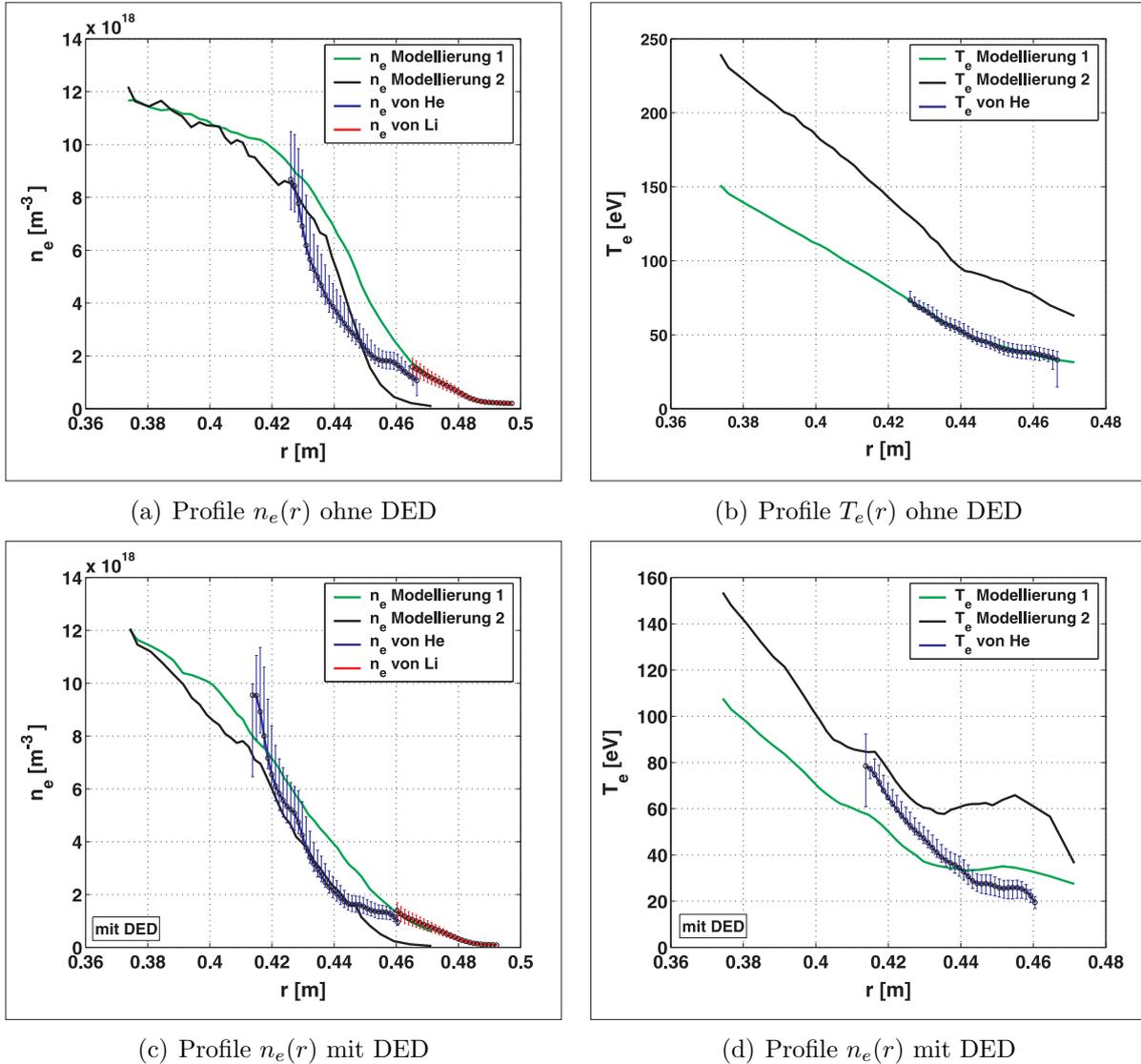
Auf diesem Weg ist es in Zukunft möglich, den Effekt des senkrechten Transportes und der Änderung der Topologie mit vergleichenden Modellierungen einzeln zu studieren. Dafür müssen die experimentell analysierten Entladungen ausgehend vom Gleichgewicht bei kleinem β_{pol} mit einer den experimentellen Werten entsprechenden Änderung der Transportkoeffizienten modelliert werden. Die Magnetfeldtopologie wird damit festgehalten und die Reduktion von n_e und T_e in den laminaren und ergodischen Bereichen beschreiben den Anteil des senkrechten Transportes am experimentell beobachteten Effekt.

Betrachtung der radialen Profile

In diesem Abschnitt wird anhand der modellierten Entladungen #95895/96 im direkten Vergleich der modellierten und der experimentell bestimmten, radialen Profile beurteilt,

wie genau die Modellierung den experimentellen Befund wiedergibt.

Dies ist eine vorbereitende Betrachtung für die angestrebte Reproduktion radialer Profile an verschiedenen toroidalen und poloidalen Messpositionen. Im Rahmen der hier beschriebenen Modellierungen ist dies noch nicht vollständig gelungen. Abbildung 6.10 gibt einen Überblick über den derzeitigen Stand:



(a) Profile $n_e(r)$ ohne DED

(b) Profile $T_e(r)$ ohne DED

(c) Profile $n_e(r)$ mit DED

(d) Profile $n_e(r)$ mit DED

Abbildung 6.10: Vergleich radialer Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und der Elektronentemperatur $T_e(r)$ aus dem Experiment und den beiden vorgenommenen Modellierungen der Entladungen #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$) und #95896 (ohne DED). Die beiden Modellierungen sind bezeichnet wie zuvor: Modellierung 1 mit $D_{\perp} = 1,4 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 4,1 \text{ m}^2/\text{s}$, Modellierung 2 mit $D_{\perp} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 3,0 \text{ m}^2/\text{s}$

Dargestellt sind in Abbildung 6.10(a) und (b) die radialen Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und Elektronentemperatur $T_e(r)$ für die Referenzentladung #95896 ohne DED. Es werden die Profile aus den Modellierungen und aus dem Experiment ermittelt mit Helium- und Lithium Atomstrahlagnostik verglichen:

Für die Profile von $T_e(r)$ ist für die *Modellierung 1*, also die Modellierung mit den aus dem

Experiment unter vereinfachten Annahmen über die Abschältschicht bestimmten Transportkoeffizienten (siehe Seite 114), eine extrem gute Übereinstimmung. Der Vergleich von $n_e(r)$ hingegen zeigt für beide Modellierungen deutliche Abweichungen, jedoch auch für das Profil aus *Modellierung 1* die höchste Ähnlichkeit insbesondere im Bereich der Lithiumdaten, also radial weiter außen. In diesem Bereich wird über die als Randbedingungen eingegebenen Abfallängen die Abschälwirkung der Plasmarandschicht charakterisiert und die Übereinstimmung am Fußpunkt der Profile ist eine gute Bestätigung dieser Methodik. Für die Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ der *Modellierung 2*, also der Modellierung mit reduzierten Transportkoeffizienten, ist eine deutliche Abweichung von den experimentell bestimmten Profilen zu sehen. Für die Elektronentemperatur liegt das Profil durch den erhöhten Energieeinschluss deutlich über dem experimentellen Niveau und für die Elektronendichte stellt sich ein deutlich steileres Profil ein, welches insbesondere im äußeren Bereich stark vom experimentellen Befund abweicht.

Der Ansatz, die aus dem einfachen Abschältschichtmodell extrahierten Werte für D_\perp und χ_\perp als Startpunkt für die zur Modellierung einzugebenden Transportkoeffizienten zu verwenden, wird durch diesen ersten Vergleich bestätigt. Um nun auch das Profil $n_e(r)$ aus Modellierung und Experiment anzugleichen, ist eine feinschrittigere Variation von D_\perp (und dann gegebenenfalls eine Anpassung von χ_\perp) notwendig.

Des Weiteren fällt im Vergleich der n_e Profile auf, dass die Form des experimentell bestimmten Profiles im Bereich von $r = 0,44\text{ m}$ stark von den beiden modellierten Profilen abweicht. Hierfür kann der nicht als Wandelement in der Modellierung enthaltene ALT-II Limiter ausschlaggebend sein. Er ist in der Nähe der Helium Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite positioniert und kann eine zusätzliche Senke in dieser Region erzeugen, wenn er die Feldlinien schneidet, bevor sie auf das DED-Target treffen. Der Einbau des ALT-II Limiters als zusätzliches Wandelement ist derzeit im Fortgang.

In den Abbildungen 6.10 (c) und (d) sind die entsprechenden radialen Profile für die Entladung #95895 mit $I_{DED} = 13,5\text{ kA}$ dargestellt. Man sieht hier für beide Modellierungen insbesondere für die $T_e(r)$ Profile eine deutliche Abweichung. Die ungewöhnliche Profilform für $T_e(r)$ für die *Modellierung 2* mit reduzierten Transportkoeffizienten reflektiert die Topologie des gestörten Magnetfeldes. Man sieht im Profil die Änderung der Verbindungslängenstruktur und damit die Bereiche, welche mit ergodischen Feldlinien (hohe T_e Werte) und laminaren Feldlinien (lokal erniedrigte T_e Werte) gefüllt sind. Dieses Verhalten wurde im vorigen Abschnitt anhand Abbildung 6.8 bereits diskutiert. Dieser starke, lokalisierte Einfluss auf T_e wäre mit der räumlich hochauflösenden Helium Atomstrahldiagnostik zu sehen; da er nicht zu Tage tritt lässt dies den Schluss zu, dass die Reduktion in χ_\perp zu groß war. Für die Profile $n_e(r)$ fällt die Abweichung für die gestörte Entladung geringer aus, insbesondere am Fußpunkt der Profile beschreibt *Modellierung 1* das experimentelle Profil wieder besser.

Aufbauend auf diesem Vergleich der $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile wurde analysiert, wie groß der auf die Referenzentladung normierte Abfall von n_{eFT} , T_{eFT} und dem daraus bestimmten Elektronendruck p_{eFT} in der laminaren Flussröhre (FT) im Experiment und in den beiden vorgenommenen Modellierungen ist. Dazu wurde wieder im Vergleich von Experiment zu der mit *ATLAS* berechneten Topologie und der Modellierung mit der im Gitter enthaltenen Magnetfeldtopologie die Position der laminaren Flussröhre an der Niederfeldseite

bestimmt und die normierten Werte in der FT in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Diese Analyse belegt, dass die Reduktion dieser Elektronenparameter in der laminaren Flussröhre von *Modellierung 1* im Rahmen des aus den experimentellen Daten abgeleiteten Fehlers reproduziert wird.

Wert	Experiment	Modellierung 1	Modellierung 2
\hat{n}_e	$(8,0 \pm 0,9) \cdot 10^{18} m^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{18} m^{-3}$	$8,0 \cdot 10^{18} m^{-3}$
n_e	$(4,0 \pm 0,4) \cdot 10^{18} m^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{18} m^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{18} m^{-3}$
n_{eFT}	$0,50 \pm 0,08$	0,6	0,45
\hat{T}_e	$(60 \pm 9) eV$	$68 eV$	$117 eV$
T_e	$(40 \pm 6) eV$	$37 eV$	$60 eV$
T_{eFT}	$0,68 \pm 0,15$	0,55	0,5
\hat{p}_e	$(80 \pm 14) Pa$	$95 Pa$	$130 Pa$
p_e	$(26 \pm 5) Pa$	$32 Pa$	$36 Pa$
p_{eFT}	$0,33 \pm 0,09$	0,35	0,28

Tabelle 6.2: Vergleich der n_e , T_e und p_e Werte in einer laminaren Flussröhre mit und ohne DED aus Experiment und Modellierung mit $D_{\perp} = 1,4 m^2 s^{-1}$, $\chi_{\perp} = 4,1 m^2 s^{-1}$ (Modellierung 1) und $D_{\perp} = 0,5 m^2 s^{-1}$, $\chi_{\perp} = 3,0 m^2 s^{-1}$ (Modellierung 2). Die Werte n_{eFT} , T_{eFT} und p_{eFT} sind die auf die Werte der ungestörten Entladung normierten Werte in der laminaren Flussröhre.

Beurteilung der bisherigen Ergebnisse

Dieser Vergleich der an der Niederfeldseite gemessenen Profile von Elektronendichte und Elektronentemperatur zeigt in Kombination mit den zuvor erläuterten Befunden aus dem Vergleich mit den Teilchen- und Wärmedeposition auf dem DED-Target, dass mit dem EMC3/EIRENE-Code die reproduzierende Modellierung der Plasmastruktur in der ergodischen Randschicht möglich ist.

Die experimentell belegte Plasmastruktur in der stochastisierten Plasmarandschicht wird qualitativ reproduziert und die Bedeutung der laminaren Flussröhren, sowie der diese umschließenden ergodischen Bereiche weisen in Experiment und Modellierung gleiche Funktionalitäten auf. Diese Untersuchungen wurden bereits als Vorbereitung der experimentellen Kampagnen mit dem DED gemacht [21, 27]. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dies erstmals mit einer Modellierung im Vergleich zu geeigneten experimentellen Messdaten bestätigt werden.

Dieser Vergleich bestätigte des weiteren die Methodik bei der Modellierungsdurchführung. Die Berechnung des Gleichgewichtes mit dem *DIVA* Code, die Herstellung des Rechengitters, in welche die Magnetfeldtopologie mit dem *GOURDON-Code* implementiert ist

und die letztliche Modellierung mit dem EMC3/EIRENE Code führt zu Ergebnissen, die in topologischer Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen sind.

Das bietet eine gute Ausgangsbasis zur quantitativen Analyse von physikalischen Fragestellungen in der stochastisierten Randschicht. Um zu studieren, in welchem Maß der radiale Transport die Ausprägung der helikalen Divertorstruktur und deren Funktionalität als Begrenzungskonzept beeinflusst, wurden die Modellierungsergebnisse mit geänderten Transportkoeffizienten mit experimentellen Befunden verglichen. Dabei zeigte sich, daß die Modellierung mit den Transportkoeffizienten $D_{\perp} = 1,4 \pm 0,2 \text{ m}^2/s$ und $\chi_{\perp} = 4,1 \pm 0,4 \text{ m}^2/s$, welche mit Hilfe des Modells für die einfache Abschältschicht bestimmt wurden, bereits eine gute Ähnlichkeit mit den experimentell gemessenen Profilen zeigt.

Durch genauere Anpassung der modellierten an die experimentell bestimmten Profile kann in detaillierten Analysen eine quantitative Aussage über die Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten abgeleitet werden. Das Vorgehen dazu ist, zunächst die Profile für ein ungestörtes Plasma zu reproduzieren und dann hiervon ausgehend die Profile mit Störung durch Anpassung der Transportkoeffizienten ebenfalls zu modellieren. Dies ist in der zur Verfügung stehenden Zeit noch nicht gelungen, jedoch weist die anhand von Abbildung 6.10 diskutierte größere Abweichung der Profile für die Entladung #95895 mit $I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$ auf eine Änderung des globalen radialen Transportes hin.

Besonders an dieser Stelle sei betont, dass die poloidale Asymmetrie der stochastisierten Randschicht ebenfalls ein asymmetrisches, das heißt von der poloidalen Position abhängiges Transportverhalten erwarten lässt. Dies wurde bereits im Zusammenhang mit den experimentellen Ergebnissen in Kapitel 5 diskutiert. In den laminaren Flussröhren überwiegt der parallele Transport, während in den ergodischen Bereichen es durch den hohen radialen Versatz der Feldlinien zu einem effektiv erhöhten senkrechten Transport kommen kann. Dieses Verhalten kann über die Analyse des lokalen Abfallverhaltens der Profile über die Gradienten experimentell und in der Modellierung studiert werden. Das wird für die experimentellen Ergebnisse abschließend in Kapitel 7 diskutiert.

In der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration ist die Ausdehnung der als SOL wirkenden laminaren Flussröhren in radiale und poloidale Richtung relativ klein. Mit fallender Multipolordnung des Störfeldes, also für die $m/n = 6/2$ und $m/n = 3/1$ Basismoden Konfiguration, nimmt dies Ausdehnung zu. In welchem Maß sich die abführbaren Flussdichten in diesen Konfigurationen erhöhen, kann mit dem EMC3/EIRENE Code nach Anpassung der Spulengeometrie im *GOURDON-Code* in Zukunft ebenfalls studiert werden.

Aufbauend auf diesen grundlegenden Analysen zum Transport in der stochastisierten Randschicht, kann der EMC3/EIRENE Code in Zukunft eingesetzt werden, um Fragestellungen zur Divertorfunktionalität des vom DED induzierten, helikalen Divertors zu behandeln. Besonders hervorzuheben sind hier Fragestellungen zum *Teilchenrecycling* und *Detachment* [7, 9] sowie zur Screening Funktionalität der ergodischen Randschicht. Mit diesen Fragestellungen bietet der EMC3/EIRENE Code direkte Anknüpfungspunkte an die entsprechenden Untersuchungen in helikalen Konfigurationen wie *LHD* und Stellatoren wie *W7-X* [26]. An beiden Maschinen kommt ebenfalls der EMC3/EIRENE Code in der verwendeten Form zum Einsatz.

7 Charakterisierung des Transportverhaltens in der stochastisierten Plasmarandschicht

Auf Basis der zuvor experimentell detektierten Plasmastruktur der stochastisierten Randschicht gehen wir in diesem Kapitel zu einer ersten Untersuchung des Transportverhaltens über. Dabei werden zwei Aspekte behandelt:

Zum ersten wird charakterisiert, inwiefern die heterogene Magnetfeldtopologie das Transportverhalten in der stochastisierten Randschicht beeinflusst. Dazu erfolgt in Abschnitt 7.1 eine Abschätzung für den zu erwartenden Einfluss der externen Störung auf den radialen Transport in der $12/4$ Basismoden Konfiguration. Im Vergleich hiermit wird anhand der Gradienten der experimentell bestimmten n_e und T_e Profile das Transportverhalten in den unterschiedlichen topologischen Bereichen diskutiert.

Zum zweiten wird in Abschnitt 7.2 die Funktionsweise der laminaren Flussröhren und ergodischen Feldlinien als Abschältschicht quantifiziert. Dazu wird untersucht, in welchem Maß beide Feldlinientypen Teilchen und Energie zum DED-Target transportieren und so die Plasma-Wand Wechselwirkung in der stochastisierten Plasmarandschicht bestimmen.

7.1 Untersuchung des radialen und parallelen Transportes anhand der Gradienten der Randschichtprofile

Wie in Kapitel 5 erläutert, besteht die induzierte Abschältschicht des ergodischen Divertors aus zwei topologisch unterschiedlichen Bereichen: Feldlinien mit einer kurzen Verbindungslänge L_c zum DED-Target, die sogenannten *laminaren Feldlinien* führen zu einem Abströmen von Teilchen und Energie, was eine korrelierte Reduktion der Elektronentemperatur T_e und der Elektronendichte n_e an der Niederfeldseite zur Folge hat. Feldlinien mit großen Werten von L_c , die als *ergodische Feldlinien* bezeichnet werden, weisen relativ zu den laminaren Flussröhren höhere n_e und T_e Werte auf.

Im Folgenden wird anhand der Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ diskutiert, ob in diesen ergodischen Bereichen eine Erhöhung des radialen Transportes von Teilchen und Energie nachzuweisen ist. Im Vergleich hierzu wird der Transport in den laminaren Flussröhren als Pendant zur klassischen Abschältschicht untersucht und deren Rolle für das gesamte Transportverhalten in der stochastisierten Randschicht diskutiert. Die in der starken Reduktion von n_e und T_e in den laminaren Flussröhren zu Tage tretende Senkwirkung dieser Bereiche der Magnetfeldtopologie, belegen einen dominierenden Einfluss des parallelen Transportes der in den angrenzenden ergodischen Bereichen kleiner zu sein scheint. Auf dieser Grundlage wird im Folgenden untersucht, wie sich die beiden charakteristischen Bereiche im Bezug auf ihr Transportverhalten einordnen lassen.

Dazu wird zunächst im Vergleich mit einer theoretischen Abschätzung für die zu erwartende Erhöhung des radialen Transportes die Entladung #95895 (siehe Abschnitt 5.1) betrachtet. Anschließend wird für die Messungen im *Sweep-Modus* anhand von Entladung #95924 (siehe Abschnitt 5.2) untersucht, inwiefern sich ergodische und laminare Bereiche im radialen Transport unterscheiden.

Annahmen zur Diskussion des radialen Transportes anhand der Gradienten der Randschichtprofile

Die Charakterisierung des Transportverhaltens wird über die Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ der mit der Helium Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite bestimmten $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile vorgenommen.

Dazu nehmen wir zunächst einen Diffusions dominierten radialen Transport an. Dieser wird getrieben von den Gradienten der n_e und T_e Profile und die entstehenden senkrechten Flussdichten parametrisiert durch die senkrechten Transportkoeffizienten D_\perp für die Teilchen und χ_\perp für die Wärme. Driftbewegungen der Teilchen werden in diesem Ansatz vernachlässigt. Damit kann man für die senkrechte Teilchenflussdichte Γ_\perp und die senkrechte Wärmeflussdichte q_\perp schreiben ([11], S.41f.)

$$\Gamma_\perp = -D_\perp \nabla n_e \quad q_\perp = -\chi_\perp n_e \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e \Gamma_\perp . \quad (7.1)$$

Setzt man nach der Betrachtung der Wärme- und Teilchenquellverteilung poloidal gleichverteilte und konstante senkrechte Flussdichten Γ_\perp und q_\perp voraus, so geben Änderungen der Gradienten eine direkte Auskunft über Änderungen im radialen Transport, beschrieben durch D_\perp und χ_\perp .

Die lokale Steigung wird allgemein durch die so genannten *Gradientenlängen* L_n für die Elektronendichte und L_T für die Elektronentemperatur bestimmt nach:

$$L_n = n_e(r) / \frac{\partial n_e}{\partial r} \quad L_T = T_e(r) / \frac{\partial T_e}{\partial r} . \quad (7.2)$$

Zu Bestimmung von $L_n(r)$ und $L_T(r)$ wird jeweils der gemessene Wert von $n_e(r)$ bzw. $T_e(r)$ auf den jeweiligen Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ normiert.

Mit der hohen Ortsauflösung der Helium Atomstrahldiagnostiken ist die Bestimmung der Gradienten und Gradientenlängen im Abstand von $\Delta r = 1,2 \text{ mm}$ möglich.

Bei der Diskussion des so ermittelten Steigungsverhaltens der Profile muss man zur Beurteilung der Flussdichten Annahmen über die Lokalisierung der Teilchen- und Energiequellen machen, welche die senkrechten Flussdichten Γ_\perp und q_\perp in das Beobachtungsvolumen bestimmen.

Die zugeführte Energie wird über die ohmsche Heizung des Plasmastromes selber, sowie über die Injektion von beschleunigten Neutralteilchen (Neutralteilchen Heizstrahl) im eingeschlossenen Plasmavolumen deponiert. Die Quellen für die mit der Flussdichte q_\perp senkrecht nach Außen transportierte Energie sind also relativ zur betrachteten Randschichtzone weiter Innen lokalisiert.

Für die Quellen des Teilchenflusses muss man die ebenfalls mit dem Neutralteilchenstrahl

im Zentrum deponierten Teilchen trennen von den an der Wand durch Recycling freigesetzten und über den Gaseinlass in das Plasma eingebrachten Teilchen. Diese entstehen zunächst radial ausserhalb der betrachteten Volumens und können zum senkrechten Fluss in dieses nur dann beitragen, wenn sie tief genug in das Plasma eindringen und so wieder in die analysierten Bereiche senkrecht mit der Teilchenflussdichte Γ_{\perp} eintreten können. Die hauptsächlichen Neutralteilchenquellen sitzen, wie an Abbildung 5.12 auf Seite 88 diskutiert, an den Auftreffpunkten der Fingerstrukturen am DED-Target. Die Ionisation der freigesetzten Neutralteilchen findet sowohl in laminaren als auch in ergodischen Bereiche statt. Genauer analysiert wurde das in [77] und es zeigte sich, dass in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration mehr als 70% aller freigesetzten Teilchen in die Bereiche mit langer Verbindungslänge eindringen und somit einfach in den Bereich gelangen, der radial weiter innen als der Beobachtungsbereich liegt¹.

Die betrachteten Messergebnisse von der Niederfeldseite werden daher im Folgenden unter der vereinfachenden Annahme poloidal gleichverteilter, senkrechter Teilchen- und Energieflüsse in das Beobachtungsvolumen diskutiert.

Abschätzung der Änderung von D_{\perp} und χ_{\perp} aus topologischen Größen in einem eindimensionalen Modell

Vor der Analyse der experimentell ermittelten Gradienten der Randschichtprofile, wird im Folgenden eine Abschätzung der zu erwartenden Änderung des senkrechten Transportes aus einem einfachen, eindimensionalen Modell vorgenommen.

Bereits 1978 wurde von Rechester und Rosenbluth ein erhöhter senkrechter Energietransport als grundlegende Eigenschaft ergodisierter Magnetfelder postuliert [85]. Dies wurde unter anderem an *Tore Supra* experimentell nachgewiesen [17, 86] und für den Teilchentransport ausgebaut [51, 52, 87].

Es existieren heute verschiedene Modelle zur Quantifizierung der Transportkoeffizienten D_{erg} und χ_{erg} in ergodisierten Magnetfeldern. Dabei werden die ergodischen Feldlinien als Feldlinien ohne Verbindung mit der Wand betrachtet. Es entsteht ein stochastisiertes Volumen, in dem das ergodische Verhalten der Feldlinien, wie in Kapitel 3 beschrieben, mit dem *Chirikov Parameter* σ_{chir} , der *Kolmogorov Länge* L_K und dem *Feldliniendiffusionskoeffizienten* D_{fl} charakterisiert wird.

Zur Ableitung dieser Parameter haben sich zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse unterschiedliche Ansätze entwickelt: Im Rahmen der *quasilinearen Theorie*, wie sie an *Tore Supra* verwendet wurde (siehe z.B. [17, 88, 89]), werden diese charakteristischen Größen als proportional zur Störfeldstärke des externen magnetischen Störfeldes betrachtet und bei der Berechnung von D_{fl} die Existenz von Feldlinien mit kurzer Verbindungslänge in der laminaren Zone vernachlässigt.

In Kapitel 3, Abschnitt 3.4.3 wurde die für TEXTOR-DED entwickelte numerische Be-

¹Untersuchungen zur *Screening* Effizienz in $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration zeigen, dass diese im Verhältnis zur ungestörten Entladung nicht erhöht ist. Das Eindringen von den an der Wand freigesetzten Verunreinigungen und Wasserstoff-Neutralen wird in dieser Basismoden Konfiguration also nicht behindert, was die Annahme einer effizienten Teilchennachfüllung ins Zentrum und somit die Annahme von relativ zum stochastisierten Randschichtvolumen weiter innen sitzender Teilchenquellen stützt [78].

rechnung von D_{fl} und ein darauf basierendes, eindimensionales Modell für die Änderung des radialen Transportes vorgestellt. Diese Berechnung von D_{fl} bezieht die Existenz der laminaren Feldlinien mit ein, und das radiale Verhalten der Feldliniendiffusion im Randbereich, also dem Bereich, der in dieser Arbeit als Schwerpunkt untersucht wird, weicht bis zu einer Größenordnung vom quasilinearen Ansatz ab[36, 40].

Mit Hilfe des *EMC3/EIRENE* Paketes wurde in [21, 27] gezeigt, dass die aus vorbereitenden Modellierungsergebnissen erhaltene Änderung des senkrechten Energietransportes (es wurde für poloidal gemittelte Profile eine Erhöhung $\chi_{erg}/\chi_{\perp} \sim 2,5$ berechnet) mit diesem Ansatz besser beschrieben wurde, als mit den quasilinearen Formulierungen. Es ergeben sich in der laminaren Zone deutlich moderatere, das heißt um einen Faktor 5-10 kleinere Ergebnisse für D_{Fl} , als die quasilineare Theorie, welche noch bei der Beurteilung der *Tore Supra* Ergebnisse verwendet wurde [17]. Im Folgenden wird daher für den vorgenommenen ersten Vergleich mit dem experimentellen Befund, der mit dem *ATLAS* Code berechnete, lokale D_{fl} zur Abschätzung der Transportänderung verwendet.

Hierzu wird die Entladung #95895 mit der Referenzentladung #95896 ohne externes Störfeld betrachtet. Die erwartete Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten D_{\perp} und κ_{\perp} wird nach Gleichungen 3.39-3.41 auf Seite 39 berechnet. Die dazu benötigte Schallgeschwindigkeit c_s wurde mit $T_i = 2 \cdot T_e$ [90] aus den experimentell bestimmten Profilen im Messbereich bestimmt. Um das radiale Verhalten im gesamten Randbereich auch radial innerhalb des Messbereiches diskutieren zu können, wurde für den Bereich bis $r = 0,38$ m als Extrapolation das mit EMC3 modellierte Profil (siehe Seite 125) verwendet.

Die *Kolmogorov Länge* L_K wurde nach Gleichung 3.15, Seite 28 aus dem *Chirikov Parameter* berechnet. Dieser wurde wieder aus den Mapping Ergebnissen extrahiert und L_K mit $q_a = 3,4$, $R_0 = 1,73$ m und $a = 0,457$ m bestimmt.

Abbildung 7.1 stellt die zur Berechnung verwendeten radialen Profile von c_s , L_k und D_{fl} für diese Entladung dar.

Grau unterlegt ist der Bereich, in dem der Chirikov Parameter größer als eins wird. Dieser Punkt markiert nach der klassischen Definition [85] den Übergang in einen ergodisierten Bereich, da ab hier die induzierten Inselstrukturen überlappen und die Feldlinien dekorelieren. Der Punkt, an dem D_{fl} ein Maximum hat, markiert den Übergang zur laminaren Zone. Ab hier gehen bei der numerischen Berechnung von D_{fl} die Feldlinien, welche die Wand schneiden verloren. Dadurch wird der Wert von D_{fl} in der laminaren Zone kleiner. Die ergodische und laminare Zone wurde entsprechend verschiedenfarbig unterlegt.

Auf Basis dieser topologischen Größen, wurde die in Abschnitt 3.4.3 eingeführte Länge L unter Einbezug des Teilchentransportes D_{\perp} berechnet und mit dieser die Änderung von

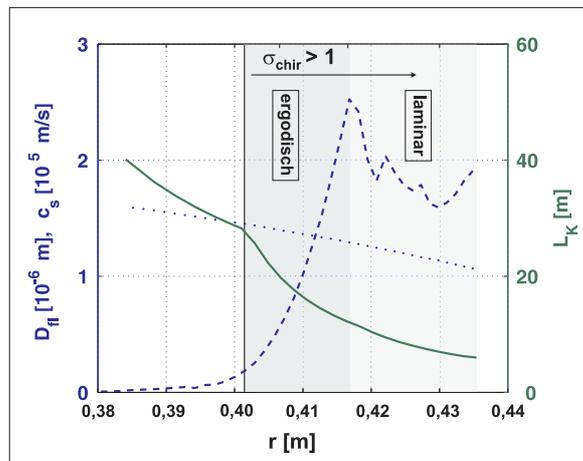


Abbildung 7.1: Eingabewerte zur Abschätzung der Änderung des radialen Transportes für #95895: D_{fl} als gestrichelte Linie, linke Achse, c_s als gepunktete Linie, linke Achse, L_k als durchgezogene Linie, rechte Achse

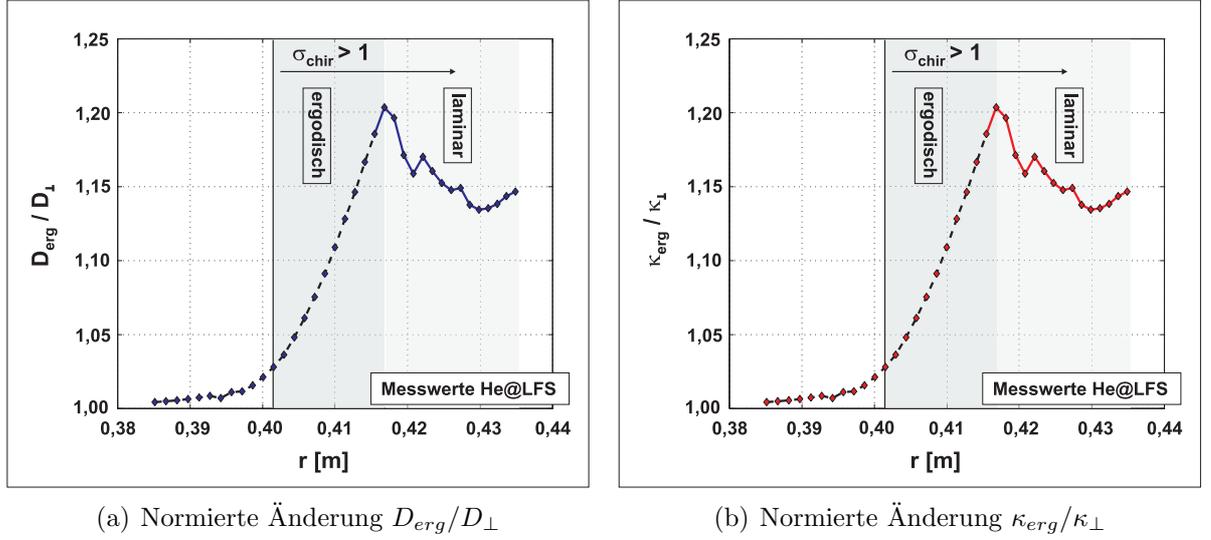


Abbildung 7.2: Theoretisch berechnete Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten D_{erg} und κ_{erg} für Entladung #95895 normiert auf die Transportkoeffizienten für den ungestörten Fall: Eingezeichnet sind ebenfalls die Übergangsbereiche in die ergodische und die laminare Zone, die durchgezogene Linie markiert den Bereich, in dem die Messwerte zur Berechnung der relativen Änderung verwendet wurde.

D_{\perp} und κ_{\perp} abgeschätzt. Das so ermittelte radiale Verhalten der relativen Änderung der Transportkoeffizienten D_{\perp} und κ_{\perp} ist dargestellt in Abbildung 7.2. Die Werte sind normiert auf die in Kapitel 6 aus einem einfachen Modell für die Abschältschicht abgeschätzten Werte der ungestörten Entladung $D_{\perp} = 1,4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $\chi_{\perp} = \kappa_{\perp} \cdot n^{-1} = 4,1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Der Verlauf der relativen Änderung wird hauptsächlich bestimmt vom radialen Verlauf von $D_{Fl}(r)$: Dieser nimmt wie erläutert im ergodischen Bereich zunächst kontinuierlich zu, um in der laminaren Zone wieder abzunehmen. Entsprechend folgt die Änderung von $L(r)$ und damit auch die relative Änderung der Transportkoeffizienten.

Es wird deutlich, dass das ergodische Volumen nach dieser Berechnung mit einer radialen Ausdehnung von $\Delta r \sim 1,5 \text{ cm}$ schmal ist, und dass der laminare Bereich mit $\Delta r \sim 2,5 \text{ cm}$ radial einen großen Teil des stochastisierten Bereiches einnimmt. Betont sei nochmals, dass es sich bei den hier betrachteten Größen um ein eindimensionales Modell, also um poloidal gemittelte Größen handelt, welche die diskutierte und experimentell in dieser Arbeit belegte poloidale Asymmetrie der Magnetfeldtopologie nicht mit in Betracht ziehen. Die ausgedehnten ergodischen Bereiche neben den laminaren Flussröhren sind daher hier im poloidalen Mittel enthalten und wir betrachten einen summarischen Effekt entlang des gesamten poloidalen Winkels ϑ .

Die erwartete Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten ist für die hier untersuchte $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration gering. Für D_{\perp} und κ_{\perp} erwartet man nach diesem einfachen Modell eine Erhöhung von $\leq 20\%$ im Maximum am Übergangsbereich zur laminaren Zone.

In Abbildung 7.2 ist unten rechts der radiale Messbereich der Helium Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite eingezeichnet, in dem Daten für diese Entladungen verfügbar

sind. Der Vergleich mit D_{fl} und der relativen Änderung der Transportkoeffizienten zeigt, dass die Messung nahezu im gesamten Bereich mit hohem D_{fl} und damit der größten Änderung von D_{\perp} und κ_{\perp} erfolgte. Damit kann im Vergleich der Gradienten der experimentell bestimmten Profile von $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ mit dieser Abschätzung der Einfluss der stochastisierten Randschicht auf den radialen Transport von Teilchen und Energie beurteilt werden.

Transportverhalten im Bereich einer laminaren Flussröhre

Das in Abschnitt 5.1.1 und Abschnitt 5.1.3 detailliert untersuchte Entladungspaar #95895 ($I_{DED} = 13,5kA$) und #95896 ($I_{DED} = 0kA$) war, wie dargelegt, hinsichtlich der resonanten Ankopplung des externen Störfeldes optimiert, und ein maximaler Effekt für Änderungen im Transportverhalten in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration ist zu erwarten.

Zur Untersuchung des Transportverhaltens wurden die Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ zum Zeitpunkt maximaler Störfeldamplitude in Entladung #95895 und zum selben Zeitpunkt der Referenzentladung #95896 extrahiert und die Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ sowie die Gradientenlängen L_n und L_T bestimmt. Abbildung 7.3 zeigt die Ergebnisse im Überblick, inklusive des Verbindungslängenprofils $L_c(r)$ im Messbereich. Dieses wurde wieder unter Einbezug der poloidalen Auflösung der Helium Atomstrahldiagnostik aus den Mapping-Ergebnissen berechnet. Dabei wurden die Werte von L_c für die folgende Diskussion von der bisherigen Einheit *poloidale Umläufe* in die Einheit *Meter* umgerechnet, um eine Vergleichbarkeit mit typischen Längenskalen möglich zu machen.

Die Betrachtung der Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ in Abbildung 7.3 (a) und (b) zeigt mit $L_c(r)$ korrelierte Änderungen in der Profilsteigung. Diese sind deutlich in den lokalen Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ (Abbildung 7.3 (c) und (d)) sowie korrespondierend auch die Gradientenlängen $L_n(r)$ und $L_T(r)$ (Abbildung 7.3 (e) und (f)) zu sehen.

Insbesondere für das $n_e(r)$ Profil in den Abbildungen 7.3(a) und (c) sind in die Flussröhre hinein abnehmende Gradienten zu sehen. Im Bereich der ergodischen Feldlinien finden sich wieder steilere Gradienten, welche im Bereich der ehemaligen Abschältschicht ähnlich wie im ungestörten Fall abfallen. Dieses charakteristische Verhalten in Korrelation mit der Verbindungslänge ist besonders deutlich für $n_e(r)$, auf $T_e(r)$ ist der Einfluss schwächer.

Das jeweils mit eingezeichnete Profil $L_c(r)$ zeigt die sich ausprägende laminare Flussröhre mit kurzen Verbindungslängen und den radial weiter außen liegenden lokalisierten Bereich mit nahezu dreifach so großen Werten von L_c .

Für die weitere Diskussion dieser Entladung ist eine Eigenschaft dieser gebündelten, langen Feldlinien wichtig: In Abbildung 7.4 (a) ist nochmals zur Veranschaulichung die Verbindungslängenverteilung $L_c(r, \vartheta)$ als *Laminar Plot* dargestellt. In dieser Betrachtung ist die Verbindungslänge einer Feldlinie als die Länge zwischen ihrem Startpunkt auf dem Target bis zu ihrem Endpunkt definiert und wird also solche analysiert.

Für den laminaren, das heißt dominant parallelen Transport, ist aber nicht nur die gesamte Verbindungslänge sondern die kürzeste Verbindung von einem Messpunkt zu Wand relevant. Daher wurde die *kürzeste Distanz zur Wand* D_c analysiert, dargestellt in Abbil-

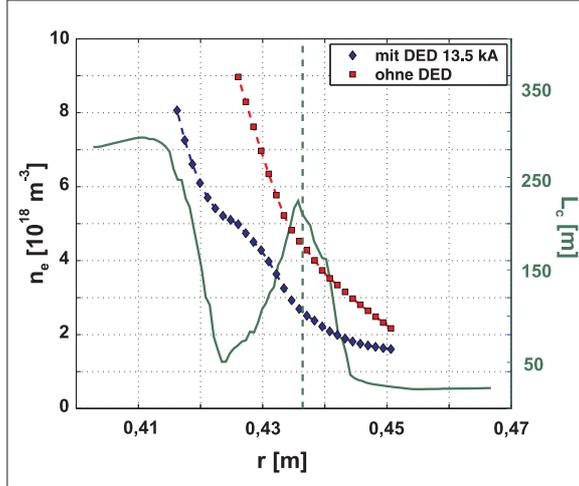
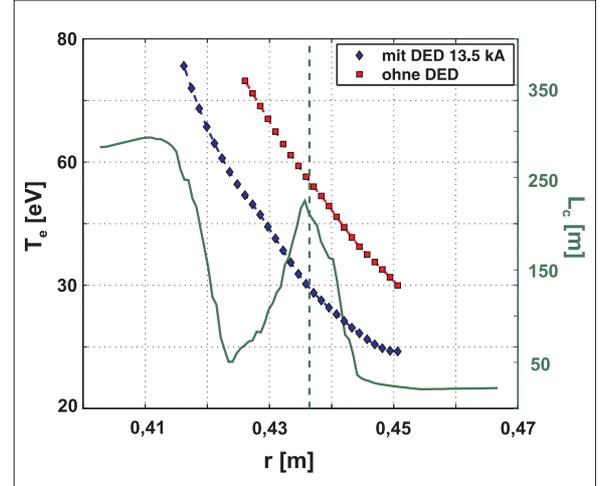
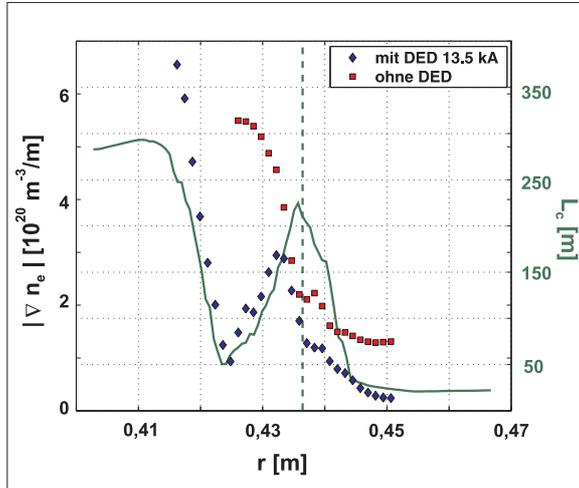
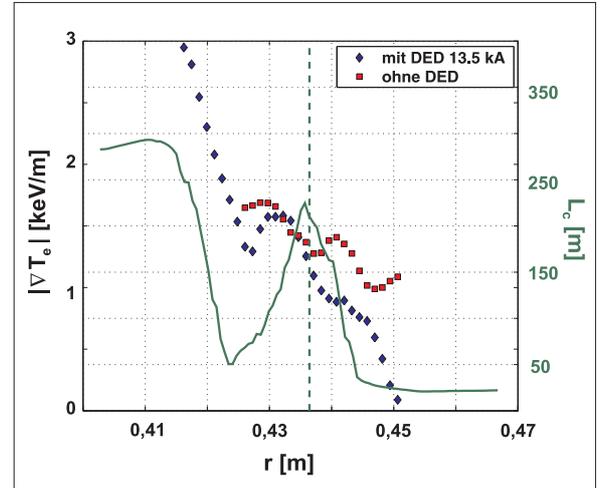
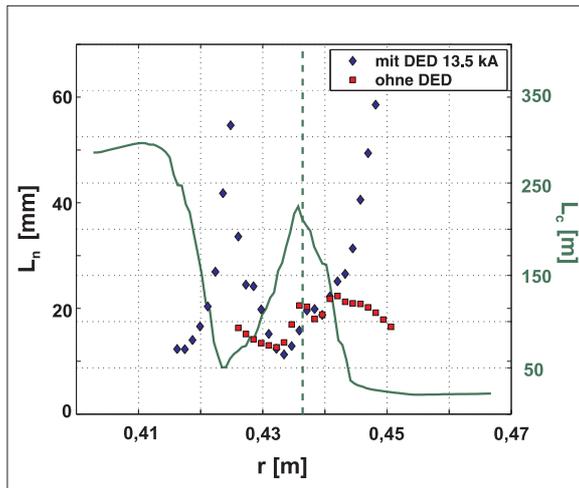
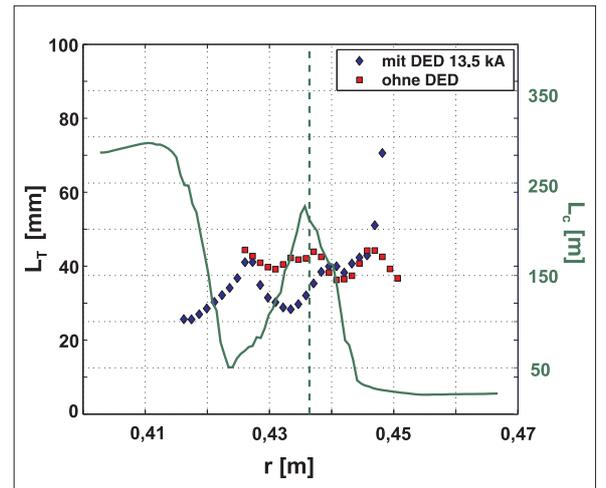

 (a) Elektronendichte $n_e(r)$ und $L_c(r)$

 (b) Elektronentemperatur $T_e(r)$ und $L_c(r)$

 (c) Gradient $\nabla n_e(r)$ und $L_c(r)$

 (d) Gradient $\nabla T_e(r)$ und $L_c(r)$

 (e) Gradientenlänge $L_n(r)$ und $L_c(r)$

 (f) Gradientenlänge $L_T(r)$ und $L_c(r)$

Abbildung 7.3: Übersicht über die Profile $n_e(r)$, $\nabla n_e(r)$, $L_n(r)$ sowie $T_e(r)$, $\nabla T_e(r)$, $L_T(r)$ (jeweils quadratische Marker für die Phase ohne DED, rautenförmige Marker für die Phase mit DED, linke Achse) zur Beurteilung des radialen Transportes in Korrelation mit der Verbindungsängenstruktur $L_c(r)$ (durchgezogene Linie, rechte Achse) für die Entladung #95895 ($I_{DED} = 13,5 \text{ kA}$). Zusätzlich ist jeweils die Position der LCFS als vertikale gestrichelte Linie eingezeichnet.

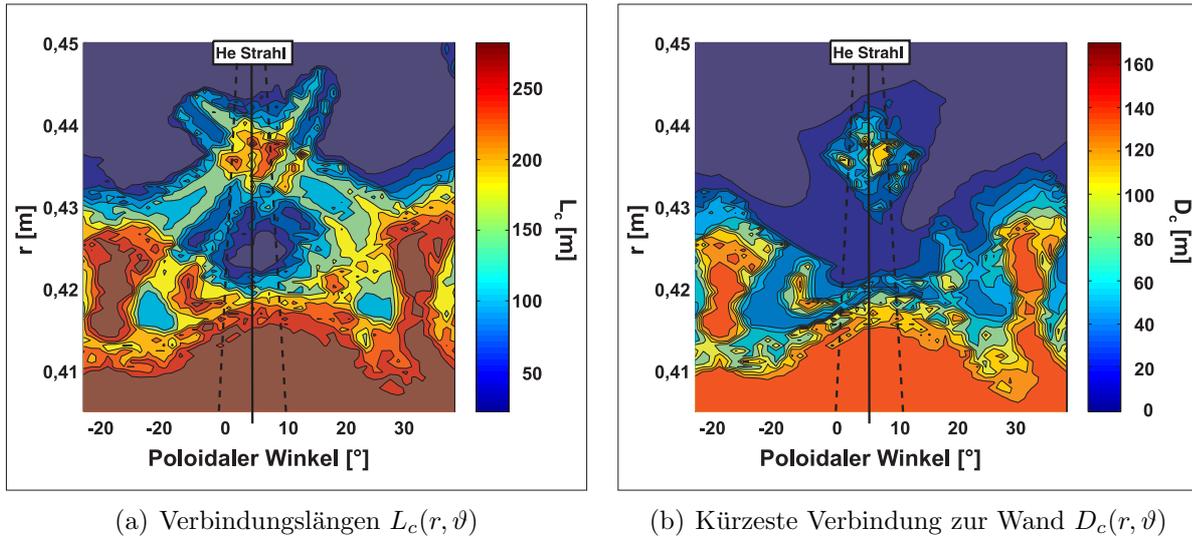


Abbildung 7.4: Verbindungsängen $L_c(r, \vartheta)$ und kürzeste Verbindung zur Wand $D_c(r, \vartheta)$ im Bereich der Helium Atomstrahldiagnostik an der Niederfeldseite für die Entladung #95895 ($I_{DED} = 13,5 kA$)

Abbildung 7.4(b). Es wird deutlich, dass der lokalisierte Bereich mit langen Verbindungsängen weiter Außen im Beobachtungsbereich erhalten bleibt, dort also ergodische Feldlinien in diesen Bereich des Messvolumens penetrieren. Die Länge D_c dieser Feldlinien bis zur Wand ist deutlich größer als in der laminaren Flussröhre und ein entsprechend kleinerer Einfluss des parallelen Transportes ist zu erwarten.

Unter Berücksichtigung dieser Eigenschaft der Magnetfeldlinien im Messbereich liefert folgender Ansatz eine Erklärung für die lokalisierte Änderung der Profilsteigung in Abhängigkeit von der Verbindungslänge: Wie in Abbildung 7.5 dargestellt, betrachten wir entlang des Profils zwei separate Bereiche, die anhand ihrer Verbindungsängen unterschieden werden: Zum einen die *ergodischen* Bereiche mit langen Verbindungsängen und zum anderen die zwischen diese eingebettete *laminare* Flussröhre.

Diese beiden Bereiche werden für die folgenden Erläuterungen als Regionen mit unterschiedlichem radialem Transportverhalten behandelt und das sich ändernde Abfallverhalten wird an Punkt A als Referenz diskutiert: Die *ergodischen* Feldlinien werden als Feldlinien ohne Verbindung zur Wand betrachtet, es findet daher entlang dieser Feldlinien kein paralleles Abströmen zur Wand statt. Der radiale Transport bestimmt den Transfer von Teilchen und Energie durch dieses Volumen. Es gilt dann für den senk-

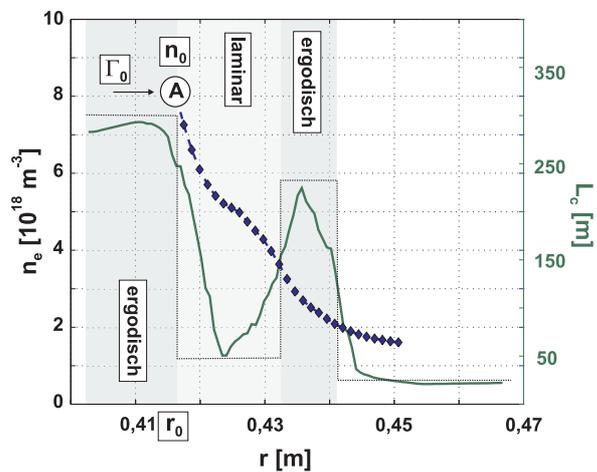


Abbildung 7.5: Einteilung der stochastisierten Randschicht in ergodische und laminare Bereiche zur Erläuterung des Abfallverhaltens von $n_e(r)$

rechten Teilchenfluss die Gleichung 7.1 auf Seite 132 mit der folgenden Lösung für die Dichteprofile

$$n_e(r) = n_0 + \frac{\Gamma_{\perp}^0}{D_{\perp}} \cdot (r_0 - r) . \quad (7.3)$$

Darin ist n_0 die Dichte und Γ_{\perp}^0 der senkrechte Teilchenfluss am Punkt A bei $r = r_0$.

Im Bereich der *laminaren* Flussröhre strömt das Plasma zum DED-Target ab und der parallele Transport dominiert, was schon die starke, poloidal lokalisierte Reduktion in diesem Bereich belegt (siehe Kapitel 5). Zur Beschreibung des Abfallverhaltens von $n_e(r)$ verwenden wir in dieser Diskussion wieder die Ergebnisse des einfachen Modells der Abschältschicht (siehe z.B. [84], S.20 ff.). Nach diesem fällt die Elektronendichte $n_e(r)$ im Bereich der laminaren Feldlinien bestimmt durch die Abfalllänge $\lambda_n = \sqrt{\tau_{\parallel} D_{\perp}}$ mit der Aufenthaltszeit in der Flussröhre $\tau_{\parallel} = L_c v_{\parallel}^{-1}$ und D_{\perp} exponentiell ab nach

$$n_e(r) = n_0 \cdot \exp(-(r - r_0)/\lambda_n) . \quad (7.4)$$

Dabei ändert sich durch das parallele Abströmen der Teilchenfluss Γ_0 mit dem Radius. Die Abfalllänge λ_n parametrisiert in dieser Beschreibung das Verhältniss aus senkrechtem Zufluss in die Flussröhre und dem parallelen Abfluss in ihr zum Target. Mit konstantem Transportparameter D_{\perp} ergibt sich mit Gleichung 7.4 für die Dichte n_0 bei $r = r_0$ am Punkt A

$$\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \cdot \frac{dn_e}{dr} \Big|_{r=r_0} = \frac{D_{\perp} n_0}{\lambda_n} \Rightarrow n_0 = \frac{\Gamma_{\perp}^0 \lambda_n}{D_{\perp}} . \quad (7.5)$$

Der Gradient der Elektronendichte im Bereich ohne paralleles Abströmen, also dem ergodischen Randbereich der laminaren Flussröhre, schreibt sich aus Gleichung 7.3 nach

$$\nabla n(r) = -\frac{\Gamma_{\perp}^0}{D_{\perp}} , \quad (7.6)$$

und für den exponentiellen Abfall im Bereich der laminaren Flussröhre gilt mit der zuvor am Punkt A abgeleiteten Dichte n_0

$$\nabla n(r) = -n_0 \cdot \frac{1}{\lambda_n} \cdot \exp(-(r - r_0)/\lambda_n) = -\frac{\Gamma_{\perp}^0}{D_{\perp}} \cdot \exp(-(r - r_0)/\lambda_n) . \quad (7.7)$$

Der Gradient im Bereich der offenen Feldlinien, das heißt in der laminaren Flussröhre, fällt hiernach exponentiell ab, ausgehend vom Wert des lokalen Gradienten $\nabla n = -\Gamma_{\perp}^0/D_{\perp}$ an der Stelle A bei $r = r_0$. Die Gradienten im Bereich offener Feldlinien sind also bei gleichem senkrechten Fluss Γ_0 stets kleiner als in Bereichen ohne paralleles Abströmen zu den Wandelementen.

Die experimentellen Ergebnisse belegen dieses Verhalten deutlich und dieser Befund hat folgende Konsequenz für die Beurteilung des radialen Transportverhaltens in der stochastisierten Randschicht anhand der Gradienten der Randschichtprofile:

In Bereichen, in denen der Teilchenfluss alleine vom senkrechten Gradienten über diffusive, senkrecht zu den Feldlinien laufende Prozesse getragen wird, ist der direkte Vergleich der Gradienten für Entladungen mit und ohne externes Störfeld möglich. Ein Beispiel für

diese Betrachtung ist der Vergleich der Gradienten im eingeschlossenen Volumen nahe bei der LCFS der ungestörten Entladung mit den Gradienten in einem ergodischen Volumen ohne Verbindung zur Wand. In beiden sollten die Gradienten in diesem Randbereich bei konstantem senkrechten Fluss nach Gleichung 7.6 radial konstante, bzw. unter Umständen mit $\Gamma_0(r)$ leicht abnehmende Werte annehmen. Diese können dann direkt verglichen werden und damit eine Änderung des radialen Transportes parametrisiert durch D_\perp und χ_\perp nach den Gleichungen 7.1 quantifiziert werden. Unter diesen Annahmen wurden die experimentellen Ergebnisse an Tore Supra diskutiert und so über die Interpretation der Gradienten ein erhöhter senkrechter Energietransport nachgewiesen [17, 89].

Wie die zuvor diskutierten Ergebnisse belegen, ist die grundlegende Frage bei dieser Beurteilung des Transportes in einer stochastisierten Randschicht aber, ob im Messbereich Feldlinien mit kurzer Verbindung zur Wand einen parallelen Fluss zu dieser herstellen und damit ein exponentielles Abfallverhalten der Profile und deren Gradienten induzieren. Wie anhand von Abbildung 7.2 diskutiert wurde, nimmt die laminare Zone in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration der größten Bereich des als stochastisiert betrachteten Bereiches ein. Das dadurch verursachte parallele Abströmen bestimmt daher das Verhalten der Gradienten in der stochastisierten Randschicht dieser Basismoden Konfiguration.

Neben den zuvor diskutierten lokalen Änderungen der Gradienten in Korrelation mit $L_c(r)$ zeigt die Abbildung 7.3(c) und (d), dass die Gradienten entlang des gesamten Profils kleiner sind als die der Referenzentladung.

Das ist ebenfalls eine Konsequenz des Entstehens der laminaren Flussröhren: Diese werden radial weiter innen als die Position der LCFS im ungestörten Fall erzeugt. Vernachlässigt man daher in erster Näherung die lokale Erhöhung des Gradienten im Bereich der ergodischen Feldlinien, so kann man für eine globale Betrachtung der Profilsteigung zwei exponentiell mit λ abfallende Profile betrachten.

Dabei sei das Profil $g(x) = n_0 \cdot \exp(-(x + x_0)/\lambda)$ der Entladung mit externem Störfeld durch die weiter innen liegenden Flussröhren um den radialen Versatz x_0 gegen das Profil der ungestörten Entladung $f(x) = n_0 \cdot \exp(-x/\lambda)$ nach innen verschoben.

Betrachtet man die Gradienten $\nabla g = -n_0/\lambda \cdot \exp(-(x + x_0)/\lambda)$ und $\nabla f = -n_0/\lambda \cdot \exp(-x/\lambda)$ der beiden Profile und normiert nun ∇g auf ∇f so erhält man

$$\frac{\nabla g}{\nabla f} = \exp(-x_0/\lambda) < 1. \quad (7.8)$$

Die Gradienten der exponentiellen Profile nehmen ebenfalls exponentiell ab und die wie vor normierten Gradienten sind stets kleiner als eins.

Die vorhergehenden Diskussionen belegen, dass zur Beurteilung der Gradienten in einer durch externe Störfelder stochastisierten Randschicht die Verbindungslängen der Feldlinien und das damit verbundene unterschiedliche Transportverhalten in Regionen ohne Verbindung zur Wand und in solchen mit direkter Verbindung beachtet werden muss. Die verkleinerten Gradienten in der untersuchten laminaren Flussröhre sind demnach kein unmittelbarer Beleg für einen durch die Stochastisierung verursachten erhöhten senkrechten Transport, sondern sie werden in der betrachteten Entladung durch das parallele Abströmen entlang der dominanten, laminaren Feldlinien verursacht.

Transportverhalten in laminaren und ergodischen Bereichen

In der zuvor behandelten Entladung #95895 bestimmte eine ausgedehnte laminare Flussröhre wie beschrieben die Transportcharakteristik und damit das Abfallverhalten der $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile. Eine korrespondierende Messung in Bereichen mit längerer Verbindungslänge ermöglicht im Vergleich zu untersuchen, ob sich in diesen Bereichen mit offensichtlich verringertem Abströmen zur Wand ein erhöhter radialer Transport einstellt.

Die langsame Verschiebung der Magnetfeldtopologie im *Sweep-Modus* macht es möglich, separat in der laminaren Flussröhre zu messen und die Bereiche zu untersuchen, welche von Feldlinien mit langer Verbindungslänge, im Folgenden als *ergodisch* bezeichnet, dominiert sind.

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, verschiebt man mittels dieser Änderung der Stromverteilung in den DED-Spulen die induzierte magnetische Topologie um $\Delta\vartheta \sim 10^\circ$ an der Niederfeldseite. Wie geschildert können diese beiden Bereiche in Korrelation mit der Stromverteilung in den Spulen voneinander abgegrenzt werden: Zu Zeitpunkt t_{S1} ist die Reduktion der Elektronenparameter maximal. Im Vergleich mit der magnetischen Topologie konnte das durch eine laminare Flussröhre erklärt werden, welche in das Beobachtungsvolumen geschoben wird. Sie führt durch den dominierenden parallelen Transport zu einem Abströmen von Teilchen und Energie zum DED-Target. Zum Zeitpunkt t_{S2} ist diese Flussröhre nicht mehr ausschlaggebend im Messbereich, sondern Feldlinien mit großer Verbindungslänge führen zu einer geringeren Reduktion, das heißt relativ zu der laminaren Flussröhre zu einer Erhöhung der n_e und T_e Werte.

Zur Beurteilung der Steigung der Profile wurden über 10 ms ($\Delta\vartheta \approx 0.2^\circ$) gemittelte radiale Profile zu den Zeitpunkten t_{S1} und t_{S2} der bereits betrachteten Entladung #95924 extrahiert und diese ausgewertet.

Gleichzeitig können, wie in Abschnitt 5.2 bereits diskutiert, unter der Annahme, dass sich die Topologie während der langsamen Verschiebung nicht oder nur vernachlässigbar ändert, poloidale Profile der Elektronendichte $n_e(\vartheta, r_i)$ und der Elektronentemperatur $T_e(\vartheta, r_i)$ an verschiedenen radialen Positionen r_i extrahiert werden. Damit ist es möglich auch Gradientenlängen in poloidale Richtung zu bestimmen und so den senkrechten Transport in dieser Koordinate zu untersuchen. Das wird in Abschnitt 7.2 genutzt, um die senkrechten Flüsse in die laminare Flussröhre aus radialer und poloidaler Richtung zu bestimmen und die Wirkungsweise der Flussröhren als Abschälschicht zu quantifizieren.

Zur Verdeutlichung des Vorgehens ist in Abbildung 7.6 als farbige Kontur Abbildung der Verlauf von $n_e(r, \Delta\vartheta)$ und $T_e(r, \Delta\vartheta)$ während einer Phase der Bewegung dargestellt (#95924, $t = 2, 7 - 3, 7\text{ s}$). Eingezeichnet wurden die Schnittlinien zur Extraktion der radialen und poloidalen Profile die im Folgenden und im Abschnitt 7.2 verwendet wurden. Aufbauend auf der zuvor geführten Diskussion der Gradienten der radialen Profile der optimierten Entladung #95895 werden im Folgenden die Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ sowie deren Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ betrachtet. Abbildung 7.7 stellt diese Profile als Übersicht dar.

In rot mit kreisförmigen Symbolen sind jeweils die Profile für den Zeitpunkt ohne externes Störfeld dargestellt. Die Profile zum Zeitpunkt t_{S2} sind mit grünen, rautenförmigen Symbolen dargestellt. Die blauen, quadratischen Symbolen zeigen die Profile zum Zeit-

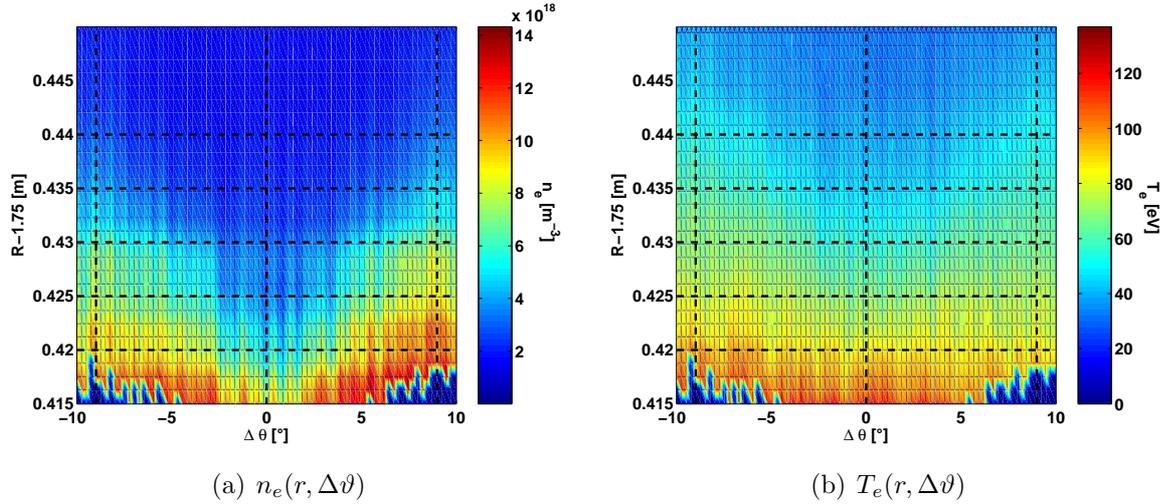


Abbildung 7.6: Poloidal-radiale Verteilung von Elektronendichte $n_e(r, \Delta\vartheta)$ und Elektronentemperatur $T_e(r, \Delta\vartheta)$ während der betrachteten Phase im Sweep-Modus (#95924, $t = 2.7 - 3.7s$) inklusive der Schnittpositionen für die zur weiteren Auswertung verwendeten radialen und poloidalen Profile

punkt t_{S1} . Die starke Reduktion von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ belegt aufbauend auf der vorherigen Diskussion, dass zu diesem Zeitpunkt die laminare Flussröhre das Beobachtungsvolumen prägt, während zum Zeitpunkt t_{S2} die Reduktion geringer ausfällt, also der Einfluss des parallelen Transportes offensichtlich abnimmt.

Diskussion des Teilchentransportes anhand der Dichtegradienten $\nabla n_e(r)$

Die Betrachtung der Gradienten $\nabla n_e(r)$ in Abbildung 7.7(c) und (d) zeigt, dass $\nabla n_e(r)$ für die beiden Zeitpunkte mit externem Störfeld gegenüber dem Zeitpunkt ohne Störfeld reduziert ist. Für das Profil mit der größten Reduktion von $n_e(r)$, also dem Zeitpunkt, in dem die laminare Flussröhre im Beobachtungsvolumen liegt, ist dieser Effekt deutlich stärker. Zum Zeitpunkt, in dem die ergodischen Feldlinien im Beobachtungsvolumen sind und die Reduktion von $n_e(r)$ geringer ist, sind die Werte von $\nabla n_e(r)$ nur leicht gegenüber denen des Profils ohne externes Störfeld reduziert.

Beides ist aufbauend auf der zuvor geführten Diskussion zu verstehen und die Analyse der Gradienten in den ergodischen Bereichen ermöglicht wie folgt die experimentelle Bestimmung der Erhöhung des radialen Transportes:

Die **laminare** Flussröhre führt zum diskutierten Abströmen des Plasmas an einer radial weiter innen liegenden Position und der exponentielle Abfall der Gradienten beginnt entsprechend früher. Die lokalisierte Änderung der Profilsteigung, wie sie für die Entladung #95895 zu Tage trat, ist hier nicht zu sehen. Das liegt in der Topologie begründet: Die Betrachtung der kurzen Verbindungslängen zeigt, dass bei der im Sweep-Modus verfügbaren, halben Störfeldamplitude radial auswärts kein lokalisiertes Bündel ergodischer Feldlinien existiert. Der laminare Bereich stellt in diesem Sinn also eine Erweiterung der Abschältschicht nach innen dar. Die Profile $n_e(r)$ für die laminare Phase und die Phase ohne externes Störfeld fallen daher exponentiell ab, wobei das Profil in

der laminaren Flussröhre nach innen versetzt ist. Daher sind die Gradienten $\nabla n_e(r)$ für das Profil der Flussröhre gegenüber dem der ungestörten Phase der Entladung reduziert.

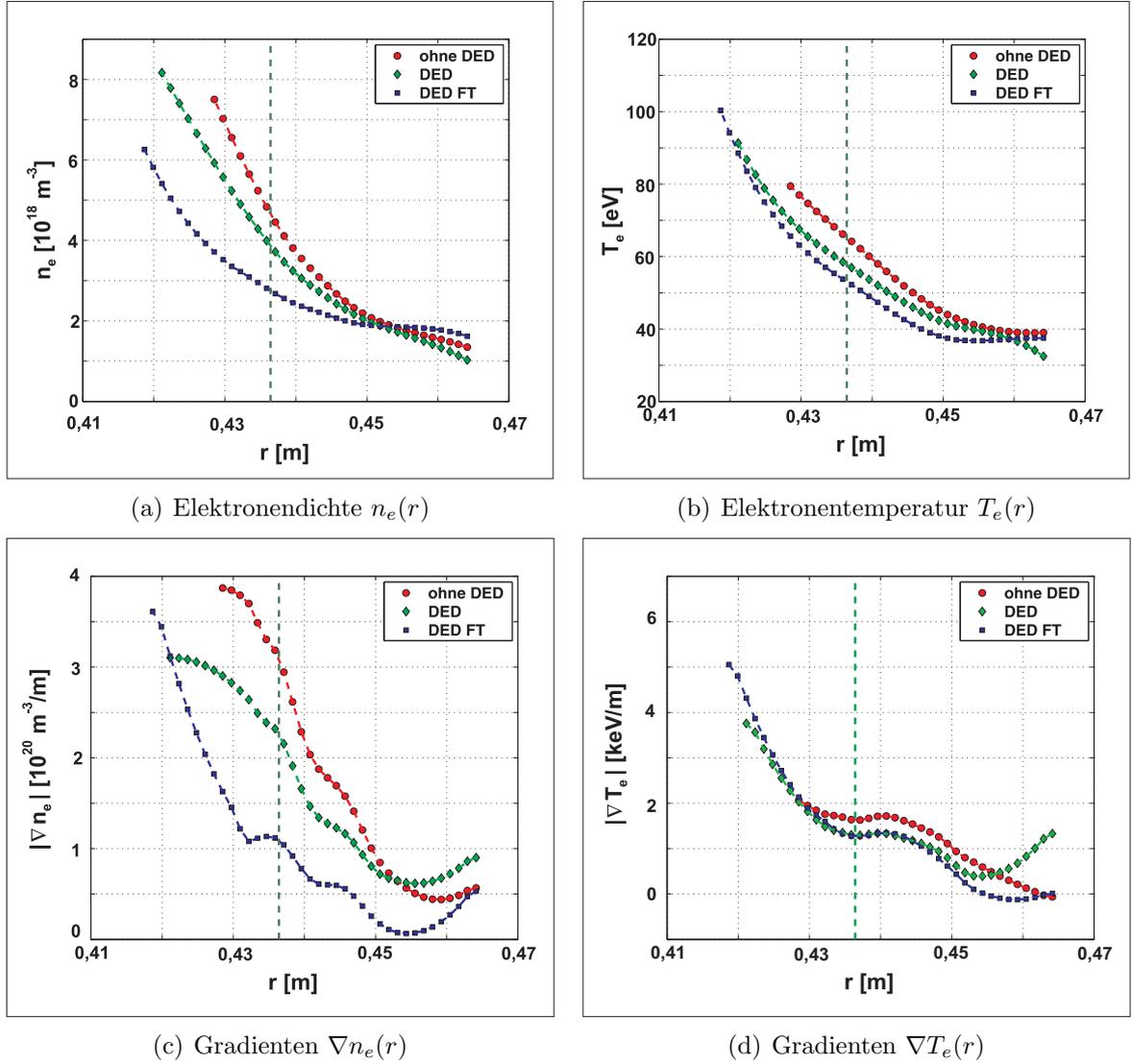


Abbildung 7.7: Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und Elektronentemperatur $T_e(r)$ und der Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ dieser Profile für die drei Phasen der Entladung im Sweep-Modus: Profile *ohne externes Störfeld* als rote Profile mit kreisförmigen Symbolen, Profile zum Zeitpunkt dominiert durch die *laminare Flussröhre* als blaue Profile mit quadratischen Symbolen und Profile in dem als *ergodisch* betrachteten Bereich als grüne Profile mit rautenförmigen Symbolen

Im Vergleich des Profils der Phase, in welcher **ergodische** Feldlinien im Messbereich liegen, kann man am Profil zwei unterschiedliche Bereiche ausmachen:

Radial auswärts von $r = 0,43 \text{ m}$ fallen die Gradienten ebenfalls exponentiell ab, was wieder den dominierenden Einfluss der Feldlinien mit kurzer Verbindung zur Wand in diesem Bereich zeigt. Dieser Bereich stellt demnach eine im Vergleich mit der Position der laminaren Flussröhre weiter außen liegende Abschälschicht dar.

Innerhalb dieses Radius relaxieren die Werte von $\nabla n_e(r)$ nahezu, sie laufen gegen einen konstanten Wert von $\nabla n_e \sim 3,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{m}$. In diesem Bereich wird aufbauend auf der zuvor geführten Diskussion der senkrechte Transfer von Teilchen durch ∇n_e getragen. Ein starker Einfluss eines parallelen Abströmens ist in dieser Region an den Gradienten nicht mehr auszumachen.

Diese Betrachtung der Gradienten ermöglicht es damit unter den zuvor erläuterten, vereinfachenden Annahmen, die vergleichbaren Bereiche im Plasma auszumachen. Den oben abgeleiteten Wert $\nabla n_e \sim 3,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{m}$ kann man so mit dem entsprechenden Gradienten innerhalb der LCFS für die ungestörte Phase der Entladung vergleichen. Dieser wird als Mittelwert der Gradienten innerhalb der LCFS bestimmt zu $\nabla n_e = 3,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{m}$.

Der Gradient im ergodischen Volumen reduziert sich gegenüber dem im eingeschlossenen Volumen der ungestörten Entladungsphase damit auf $\nabla n_{e \text{ DED}}/\nabla n_{e \text{ noDED}} = 3,1/3,8 = 0,82$. Nach Gleichung 7.1 ist bei einem wie angenommen konstanten senkrechten Fluss die Änderung der Transportkoeffizienten ΔD_{\perp} reziprok zu dieser relativen Änderung der Gradienten. Man erhält unter diesen vereinfachenden Voraussetzungen für $D_{\text{erg}} = 1,22 \cdot D_{\perp}$. Das ist in Übereinstimmung mit dem zu Beginn dieses Abschnittes abgeschätzten Wert und bestätigt in diesem Rahmen den behandelten Ansatz zur Berechnung von D_{erg} .

Hierzu sei angemerkt, dass die Entladung #95895, deren Parameter für die Abschätzung der relativen Änderung verwendet wurde, eine DED-Stromamplitude von $I_{\text{DED}} = 13,5 \text{ kA}$ hatte, während für die vorliegende Entladung #95924 im Sweep-Modus die Amplitude $I_{\text{DED}} = 7,5 \text{ kA}$, also 55 % der für die Abschätzung verwendeten Amplitude betrug. Die Berechnung von L_k und D_{fl} und letztlich der relativen Änderung der Transportkoeffizienten ergab eine Reduktion der erwarteten Änderung auf 16 %.

Die experimentell bestimmte Änderung des senkrechten Diffusionskoeffizienten D_{\perp} ist unter den diskutierten Annahmen über die Teilchenflussverteilung sicher in guter Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen und belegt in diesem Rahmen experimentell eine Erhöhung des senkrechten Teilchentransportes um 20 %.

Diskussion des Wärmetransportes

Die Betrachtung der Temperaturprofile $T_e(r)$ und der Gradienten $\nabla T_e(r)$ in Abbildung 7.7 zeigt, dass die Änderung dieser Profile deutlich schwächer ausfällt.

Die Reduktion der Temperaturprofile mit DED relativ zu den Profilen ohne DED ist gering, sie beträgt im eingeschlossenen Volumen $\Delta_1 T_e \sim 8 \text{ eV}$ für das Profil der ergodischen Phase und $\Delta_2 T_e \sim 15 \text{ eV}$ für das Profil der laminaren Flussröhre. Die Gradienten aller drei Profile sind nahezu gleich. Auf Basis der zuvor diskutierten Änderung des Teilchentransportes kann hieraus aus der Reduktion der Temperatur $\Delta_1 T_e$ die Änderung des Wärmetransportes mit Hilfe von Gleichung 7.1 abgeschätzt werden.

Folgende Werte werden zur Abschätzung der Änderung von κ_{\perp} verwendet: Wir betrachten wie zuvor die Region bei $r = 0,43 \text{ m}$ und extrahieren dort $\nabla T_e = 2 \text{ keV}/\text{m}$, $\Delta_1 T_e = 8 \text{ eV}$ und $n_e = 6,0 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Nehmen wir nun in diesem Bereich wieder vereinfachend gleiche Wärmeflussdichten an, so gilt aus $q_{\perp \text{ erg}} = q_{\perp}$ nach Gleichung 7.1

$$\kappa_{erg} \nabla T_{e\ erg} + \frac{5}{2} T_{e\ erg} \Gamma_{erg} = \kappa_{\perp} \nabla T_e + \frac{5}{2} T_e \Gamma_{\perp}. \quad (7.9)$$

Mit der zuvor bereits verwendeten Annahme, dass die Teilchenflussdichten im Messbereich poloidal homogen sind, also $\Gamma_{erg} = \Gamma_{\perp}$ gilt, folgt mit $\Delta_1 T_e \equiv T_e - T_{erg}$ daraus:

$$\frac{\kappa_{erg}}{\kappa_{\perp}} = \frac{\nabla T_e + \frac{5}{2} \frac{\Gamma_{\perp}}{\kappa_{\perp}} \Delta_1 T_e}{\nabla T_{erg}}, \quad (7.10)$$

und mit $\nabla T_e = \nabla T_{erg}$ gilt dann:

$$\frac{\kappa_{erg}}{\kappa_{\perp}} = 1 + \frac{5}{2} \frac{\Gamma_{\perp}}{\kappa_{\perp}} \frac{\Delta_1 T_e}{\nabla T_e} \equiv 1 + \alpha. \quad (7.11)$$

Der Faktor α beschreibt dann die Änderung der senkrechten Wärmeleitfähigkeit unter diesen Voraussetzungen. Er berechnet sich mit den oben extrahierten Werten, sowie mit $\chi_{\perp} = \kappa_{\perp}/n = 4,1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $\Gamma_{\perp} = -D_{\perp} \nabla n_e = -1,4 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \cdot 3,8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{m} = 5,32 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu $\alpha = 0,22$ und man erhält

$$\frac{\kappa_{erg}}{\kappa_{\perp}} = 1 + 0,22. \quad (7.12)$$

Die experimentell abgeleitete Erhöhung der senkrechten Wärmeleitfähigkeit beträgt hier nach 22%. Das ist ebenfalls im Rahmen der vereinfachenden Annahmen in guter Übereinstimmung mit der diskutierten Abschätzung. Dabei sei angemerkt, dass die Änderung der Temperatur $\Delta_1 T_e$ hierfür im Vergleich der Werte beider Profile unmittelbar hinter der LCFS bestimmt wurde. Vergleicht man jedoch die Werte, an denen die Gradienten der Dichte ∇n_e , welche zuvor als Auswahlkriterium für die zu vergleichenden Bereiche dienten, extrahiert wurden, so geht $\Delta_1 T_e$ und damit der Faktor $\alpha \rightarrow 0$. Die abgeschätzte Erhöhung ist also in diesem Rahmen eine obere Abschätzung und insofern ein erster Beleg für eine Erhöhung des senkrechten Wärmetransportes.

Die vorhergehende Analyse zeigt zusammenfassend, dass das parallele Abströmen entlang der laminaren Feldlinien das Transportverhalten in der stochastisierten Randschicht der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration dominiert. In den poloidal benachbarten ergodischen Bereichen ist eine, wie erwartet, leichte Erhöhung des senkrechten Teilchen- und Wärmetransportes festzustellen. Wir finden experimentell unter vereinfachten Annahmen über die Wärme- und Teilchenquellverteilung eine Erhöhung der senkrechten Transportkoeffizienten D_{\perp} und κ_{\perp} um 20% bzw. 22%, was im Rahmen der Annahmen in zufriedenstellender Übereinstimmung mit der abgeschätzten Änderung ist.

Die laminaren Flussröhren werden demnach aus den angrenzenden ergodischen Bereichen, welche höhere n_e und T_e Werte und einen leicht erhöhten radialen Transport aufweisen, befüllt. Die in die Flussröhre eintretenden senkrechten Teilchen- und Wärmeflüsse werden entlang der laminaren Flussröhren zum DED-Target kanalisiert und dort im charakteristischem Streifenmuster deponiert. Diese Funktionsweise der Flussröhren als Abschältschicht der ergodischen Divertorkonfiguration wird im folgenden Abschnitt quantifiziert und im Vergleich mit lokalen Sondenmessungen Messungen auf dem DED-Target diskutiert.

7.2 Verteilung der Teilchen- und Wärmeflüsse in der Abschälschicht des helikalen ergodischen Divertors

Die laminaren Flussröhren fungieren in der stochastisierten Randschicht als Abschälschicht, sie führen die senkrecht eintretenden Teilchen und Energie zum DED-Target ab und prägen damit die Plasma Wand Wechselwirkung. Abbildung 7.8 stellt die vereinfachte Vorstellung über das Befüllen der Flussröhren und das parallele Abströmen in diesen zur Veranschaulichung dar. Senkrechte Wärme- und Teilchenflüsse in radiale ($Q_{\perp,r}$, $\Phi_{\perp,r}$) und in poloidale Richtung ($Q_{\perp,p}$, $\Phi_{\perp,p}$) befüllen die Flussröhre und führen zu den gesamten senkrechten Flüssen von $Q_{\perp} = Q_{\perp,r} + Q_{\perp,p} - Q_{\perp,r,out}$ für die Wärme und $\Phi_{\perp} = \Phi_{\perp,r} + \Phi_{\perp,p} - \Phi_{\perp,r,out}$ für die Teilchen. Diese Flüsse werden als paralleler Wärmefluss Q_{\parallel} und paralleler Teilchenfluss Φ_{\parallel} zum DED-Target abgeführt.

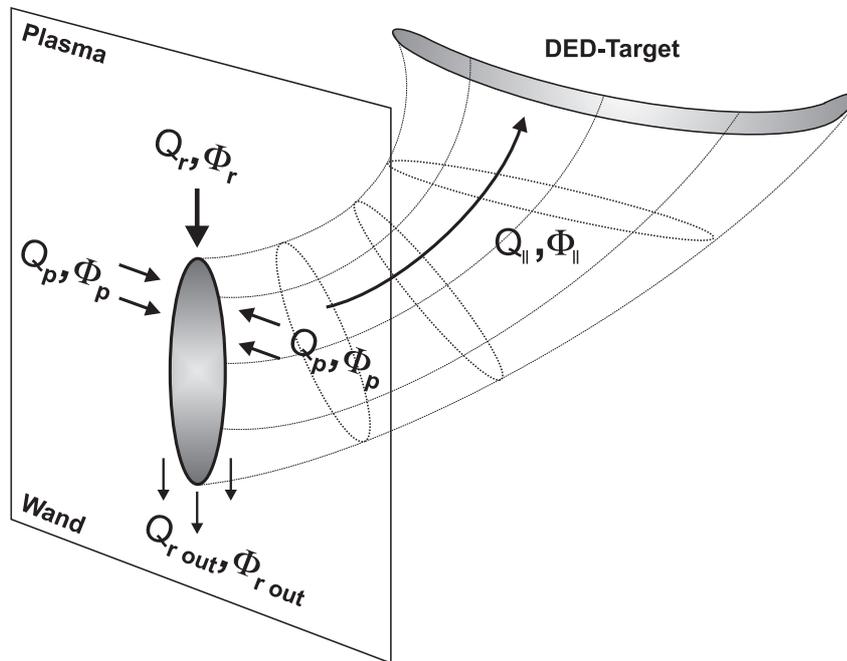


Abbildung 7.8: Vereinfachte Darstellung der senkrechten und parallelen Teilchen- und Wärmeflüsse zur Wirkung der laminaren Flussröhren als ED-SOL

Diese Wärme- und Teilchenflüsse werden im folgenden mit Hilfe der abgeleiteten Gradienten in radiale und poloidale Richtung bestimmt und damit die in den vorherigen Kapiteln nachgewiesene Funktion der laminaren Flussröhren als ED-SOL quantifiziert. Diese Ergebnisse werden im Vergleich mit Messungen der Teilchenflussdichte und Elektronentemperatur direkt auf dem DED-Target verglichen und gegen die globalen Plasmaparameter bilanziert.

Zur Berechnung der **senkrechten** Teilchenflussdichte Γ_{\perp} und Wärmeflussdichte q_{\perp} werden die Gradienten der Dichte ∇n_e und Temperatur ∇T_e in radiale und poloidale Richtung sowie die Werte \hat{n}_e und \hat{T}_e jeweils am inneren Rand des untersuchten Gebietes bestimmt. Für die Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ in radiale Richtung, sowie die Randwerte \hat{n}_e und \hat{T}_e , wurden jeweils die Werte am innersten Rand der laminaren Flussröhre extrahiert.

Zu Abschätzung der poloidalen Wärme- und Teilchenflüsse wurden die vier äußeren poloidalen Profile bei $r = 0,42\text{ m}, 0,425\text{ m}, 0,43\text{ m}, 0,435\text{ m}$ verwendet, die eingangs anhand von Abbildung 7.6 ausgewählt wurden. Die Werte der Gradienten $\nabla n_e(\vartheta)$ und $\nabla T_e(\vartheta)$ sowie die Randwerte \hat{n}_e und \hat{T}_e wurden dann jeweils bei $\vartheta = -9^\circ$ und $\vartheta = 9^\circ$ extrahiert.

Die senkrechten Flussdichten in beide Richtungen werden mit diesen Werten nach Gleichung 7.1 bestimmt. Dabei werden die Transportkoeffizienten konstant gehalten und die zuvor konsistent verwendeten Werte $D_\perp = 1,4\text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $\chi_\perp = 4,1\text{ m}^2\text{s}^{-1}$ angenommen.

Der **parallele** Teilchenfluss aus einem Gebiet mit der Elektronendichte \hat{n}_e am Rand des betrachteten Gebietes wird durch die parallele Geschwindigkeit bestimmt

$$\Gamma_{\parallel} = \hat{n}_e \cdot v_{\parallel} . \quad (7.13)$$

Dabei ist v_{\parallel} die parallele Geschwindigkeit, die für diese Betrachtung mit $v_{\parallel} = c_s$ angesetzt wird, da wir in der späteren Diskussion auf das DED-Target extrapolieren. Dort erreicht die parallele Geschwindigkeit nach dem *Bohmkriterium* die Schallgeschwindigkeit c_s . Zur Berechnung von $c_s = \sqrt{(T_e + T_i)/m_p}$ wird für diese Entladung $T_i = 2 \cdot T_e$ angenommen [90]. Die Elektronendichte am Target \tilde{n}_e auf dem Target kann für diese Extrapolation aus der lokal an der Niederfeldseite gemessenen Elektronendichte \hat{n}_e mit $\tilde{n} = 0,5 \cdot \hat{n}_e$ abgeschätzt werden [7].

Für die parallele Wärmeflussdichte q_{\parallel} wird unter Annahme eines verschwindenden Temperaturgradienten entlang der Feldlinien (*isothermes Modell*) der konduktive Anteil in Gleichung 7.1 am Wärmetransport vernachlässigt und es gilt für die parallele Wärmeflussdichte auf das DED-Target

$$q_{\parallel} = \gamma k_B \hat{T}_e \Gamma_{\parallel} . \quad (7.14)$$

Dabei ist γ der Wärmeübertragungskoeffizient für Transfer der Wärme durch die elektrostatische Schicht vor der Wand [7]. Er wird mit $\gamma = 7$ angesetzt.

Zur Ermittlung der parallelen Flussdichten wurden die Größen \hat{n}_e und \hat{T}_e für die Phasen mit DED am Rand der laminaren Flussröhre angesetzt.

Im verwendeten Modell einer einfachen Abschältschicht [7, 69] extrapolieren wir damit aus den Werten in der sogenannten *Upstream Region* entfernt vom Target unter den diskutierten Annahmen auf die Werte auf dem Target. An TEXTOR stehen dort *Langmuir-Sonden* zur Verfügung. Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse von dieser bezüglich der Messposition komplementären Diagnostik betrachtet und diese zum Abschluss des Kapitels mit den Ergebnissen der Helium Atomstrahldiagnostik verglichen.

Messungen von Γ_{\parallel} und T_e auf dem DED-Target mittels Langmuir Sonden

Zur Messung lokaler Plasmaparameter auf dem DED-Target stehen an TEXTOR 16 in die DED-Target Kacheln implementierte *Langmuir-Sonden* zur Verfügung. Der experimentelle Aufbau ist dargestellt in Abbildung 7.9.

Die Sonden sind poloidal bei $\vartheta = 173,8^\circ$, also $\Delta\vartheta = 6,2^\circ$ unterhalb der Mittelebene, positioniert und in äquidistanten Schritten entlang des toroidalen Winkel $199^\circ < \varphi < 240^\circ$

in jeweils einer DED-Target Kachel eingebaut.

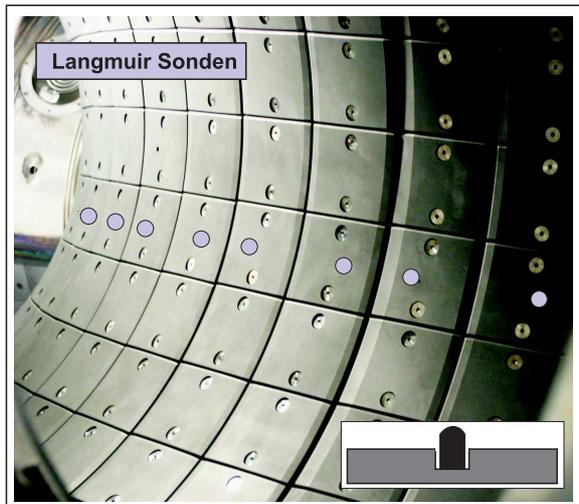


Abbildung 7.9: Aufbau und Position der *Langmuir Sonden* auf dem DED-Target

Elektronentemperatur und die Verteilung von Wärme- und Teilchenflussdichte kann so direkt im Streifenmuster auf dem Target studiert werden und im Vergleich mit den im *Footprint Plot* dargestellten Verbindungslängen der auftreffenden Feldlinien untersucht werden.

Abbildung 7.10 stellt die Ergebnisse der Sondenmessungen für die Entladung #96625 dar. Diese von den Sonden sehr gut dokumentierte Entladung im Sweep-Modus war bei $R_0 = 1,70\text{ m}$ positioniert, sie lag mit einer Verschiebung von $\Delta R_0 = 5\text{ cm}$ zur Hochfeldseite also ausserhalb des Messbereiches der Atomstrahldiagnostiken auf der Niederfeldseite.

Die gesamte Heizleistung für diese Entladung betrug $P_H = 770\text{ kW}$ und die abgestrahlte Leistung wurde bolometrisch zu $P_{rad} = 340\text{ kW}$ bestimmt. Mit diesen Größen kann im Vergleich mit der Topologie und den Sondendaten abgeschätzt werden, zu welchen Anteilen die in die Randschicht eintretende Leistung P_{SOL} durch die laminaren Flussröhren als ED-SOL abgeführt werden. Diese berechnet sich nach $P_{SOL} = P_H - P_{rad} = 430\text{ kW}$.

In Abbildung 7.10 sind die für diese Entladung bestimmten toroidalen Profile $\Gamma_{\parallel}(\varphi)$ und $T_e(\varphi)$ sowie das toroidale Profil der Verbindungslängen der auftreffenden Feldlinien an der Sondenposition dargestellt. Man sieht deutlich, dass in den Bereichen mit langer Verbindungslänge, in denen also die ergodischen Feldlinien ankommen, sowohl $\Gamma_{\parallel}(\varphi)$ als auch $T_e(\varphi)$ erhöht sind mit deutlich heraustretenden Spitzenbelastungen.

Betrachtet man im Vergleich die in Abbildung 5.11 auf Seite 87 dargestellte Footprint-Abbildung, so wird deutlich, dass die Auftreffbereiche der ergodischen Feldlinien poloidal sehr schmal sind. Die entlang der ergodischen Feldlinien transportierten Teilchen und Energie wird also lokalisiert deponiert, was die beschriebenen Spitzenbelastungen in den toroidalen Profilen zeigen. Betont sei an dieser Stelle, dass wir im vorherigen die Dichte der Wärme- und Teilchenflüsse betrachtet haben. Deren Maxima werden von der ergodischen Fingern zum DED-Target getragen. Die ergodischen Feldlinien, welche an diesen Stellen hohen Teilchen- und Wärmeflusses auf das DED-Target verbinden, kommen von

Aus dem zeitlichen Verhalten des Ionen-sättigungsstromes der Sonden lassen sich die Teilchenflussdichte Γ_{\parallel} und die Elektronentemperatur T_e als lokale Messgrößen auf dem DED-Target bestimmen ([7], S.84 ff.). Hieraus wird nach Gleichung 7.14 direkt die parallele Wärmeflussdichte q_{\parallel} auf das Target ermittelt.

Im *Sweep-Modus* können mit diesen lokalen Messungen die Messgrößen $\Gamma_{\parallel}(\varphi)$, $T_e(\varphi)$ und $q_{\parallel}(\varphi)$ im Bereich von toroidal $\Delta\varphi = 22,5^\circ$ (siehe Abschnitt 5.2.2) um jede Sonde herum bestimmt werden. Mit allen Sonden erhält man auf diesem Weg ein Profil dieser Messgrößen auf dem DED-Target im Bereich von toroidal $\Delta\varphi = 90^\circ$. Die

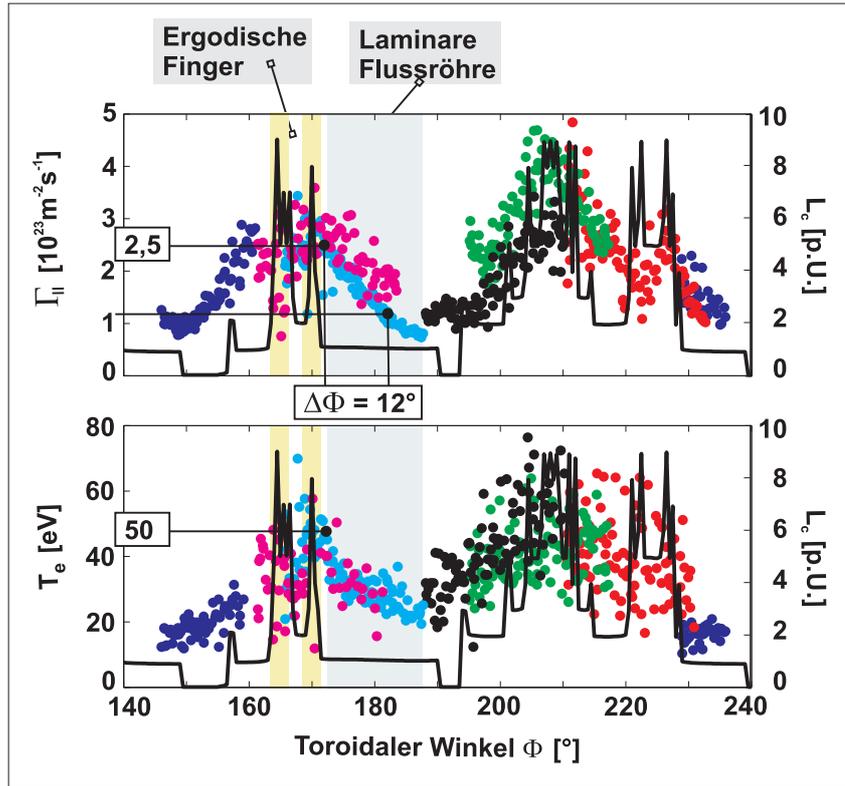


Abbildung 7.10: Ergebnisse der in den DED-Target Kacheln eingebauten *Langmuir Sonden* zur Analyse der auf das DED-Target strömenden Teilchen- und Wärmeflüsse (in Ergänzung zu [78], #96625): Die Werte der Sonden sind als Punkte dargestellt, zugehörige Achse links, als durchgezogene Linie ist die Verbindungslänge auf dem Target dargestellt, zugehörige Achse rechts.

radial weiter innen liegenden Bereichen an den induzierten Inselketten. Es sind einzelne, stochastische Feldlinien, die von instabilen Punkten der Magnetfeldgeometrie zur Wand verbinden und keine zusammenhängenden Flussröhren ausprägen. Genauer wurde das im Vergleich mit der Wärmedeposition auf dem DED-Target untersucht in [43] und [79]. Die von diesen ergodischen Bereichen beaufschlagten Flächen sind klein und die absoluten Flüsse daher geringer. Wie sich die Abfuhr der im Plasma deponierten Teilchen- und Wärmemengen auf die beiden charakteristischen Feldlinientypen aufteilt, wird im folgenden untersucht.

Im Bereich der laminaren Feldlinien, in denen die an der Niederfeldseite als ED-SOL klassifizierten laminaren Flussröhren das Target schneiden, fallen T_e und $\Gamma_{||}$ exponentiell ab. Aus diesem Abfall kann man die Leistungsabfalllänge λ_q als typische Breite der Abschältschicht bestimmen, in dem man die toroidale Länge in die poloidale Richtung, senkrecht zum Streifenmuster projiziert. Diese Abfalllänge wird im folgenden verwendet, um die Fläche auf dem DED-Target zu bestimmen, in der die durch die laminaren Flussröhren abgeführte Wärme- und Teilchenflüsse deponiert werden [7]. Dazu wurde wie in Abbildung 7.10 markiert der Winkelbereich bestimmt, in dem die Teilchenflussdichte $\Gamma_{||}$ auf die Hälfte abgefallen ist (die Y-Achse ist eine logarithmische Skala) und der Winkelbereich von $\Delta\varphi = 12^\circ$ in poloidale Richtung projiziert.

Diese Projektion ist in Abbildung 7.11 verdeutlicht: Das toroidale Wegstück a berechnet sich nach $a = 2\pi \cdot R_{Target} \cdot 12/360$ mit dem Radius des DED-Targets $R_{Target} = 1,273\text{ m}$ zu $a = 0,27\text{ m}$. Mit dem Winkel des Streifens zur Mittelebene $\alpha = 5^\circ$ berechnet sich daraus das poloidale Wegstück $d = \sin(\alpha) \cdot a$ und man erhält $\lambda_q = 10\text{ mm}$. Die Länge des Streifen $L_S = 8\text{ m}$ auf dem DED-Target berechnet sich wieder unter Verwendung des Neigungswinkels α . Damit ergibt sich für die Oberfläche des Streifens $A_S = 0,08\text{ m}^2$. Diese Fläche ist nun die Streifenoberfläche in senkrechter Blickrichtung. Sie muss noch in die Richtung senkrecht zu den Magnetfeldlinien projiziert werden.

Die Geometrie dieser Projektion ist dargestellt in Abbildung 7.12. Zentral für die Berechnung der projizierten Fläche und damit aller folgenden Größen ist der Einfallswinkel δ der Feldlinien relativ zur Target Oberfläche. Die Winkelverteilung im Streifenmuster auf dem Target variiert zwischen $0,6^\circ < \delta < 1,2^\circ$ [25, 27]. Der Mittelwert liegt bei $\delta = 1^\circ$, er wurde auch in [25] zur Berechnung von Wärmeflüssen auf das Target verwendet. Damit ist wie in Abbildung 7.12 verdeutlicht der Projektionsfaktor für die Fläche mit $\sin(\delta)$ gegeben und die resultierende Fläche eines Streifens senkrecht zu den Feldlinien beträgt $A_P = 0,0014\text{ m}^2$. Damit lassen sich die Teilchen- und Wärmeflüsse in die Auftreffbereiche der laminaren Flussröhren bestimmen.

Zur Bestimmung der Wärmeflussdichte lesen wir aus Abbildung 7.10 die Werte am Rand der laminaren Flussröhre wie eingezeichnet ab zu $\Gamma_{||} = 2,5 \cdot 10^{23}\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ und $T_e = 50\text{ eV}$. Damit ergibt sich mit dem Wärmeübergangskoeffizienten an der Schicht $\gamma = 7$ die Wärmeflussdichte $q_{||}$ nach Gleichung 7.14 zu $q_{||} = 14 \cdot 10^3\text{ kWm}^{-2}$.

Hieraus kann nun eine Bilanz des absoluten Wärmeflusses Q_L auf das DED-Target über die laminaren Flussröhren gegen P_{SOL} gemacht werden: Für den Fußpunkt auf einer Seite der laminaren Flussröhre (siehe Abbildung 3.8) ergibt sich für den dort deponierten Wärmefluss $Q_l = 14 \cdot 10^3\text{ kWm}^{-2} \cdot 0,0014\text{ m}^2 = 19,6\text{ kW}$.

In Entladungen in $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration gibt es vier der betrachteten laminaren Flussröhren mit folglich acht Fußpunkten und wir erhalten für die gesamte, über die laminaren Flussröhren abgeführte Leistung $Q_L = 156,8\text{ kW}$.

Im Verhältniss V_Q aus Q_L und der in die Randschicht eingebrachten Leistung P_{SOL} ergibt sich $V_Q = Q_L/P_{SOL} = 0,37$. In etwa vierzig Prozent der gesamten Leistung wird also über die laminaren Flussröhren abgeführt. Der Rest wird wie es auch in Abbildung 7.10 zu sehen ist über die ergodischen Finger abgeführt und geht an anderen Wandelementen wie den *poloidalen Limitern* und dem *ALT-II Limiter* verloren.

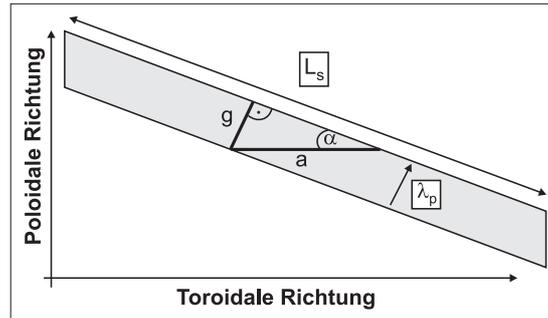


Abbildung 7.11: Zur Bestimmung der Streifenbreite (siehe Text)

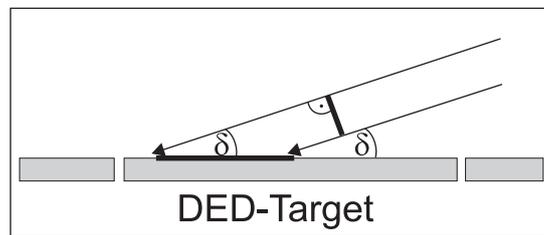


Abbildung 7.12: Projektion senkrecht zu den Feldlinien

Bestimmung der Wärme- und Teilchenflüsse mittels Helium Atomstrahldiagnostik

Mit der Heliumstrahldiagnostik kann unter den zuvor erläuterten Annahmen unter Einbezug der radialen und poloidalen Teilchen- und Wärmeflüsse die Befüllung der laminaren Flussröhre untersucht und die auf das Target extrapolierten Flüsse mit den dort ermittelten Sondendaten verglichen werden. Es wird die bereits zuvor untersuchte Entladung #95924 für die Daten von der Helium Atomstrahldiagnostik und die vergleichbare Entladung #96621 mit derselben Heizleistung für die Sondendaten betrachtet.

Die senkrechten und parallelen Teilchen- und Wärmeflussdichten wurden, wie zu Beginn dieses Kapitels erläutert, aus den radialen und poloidalen Gradienten der mit der Helium Atomstrahldiagnostik bestimmten n_e und T_e Profile ermittelt. Sie sind zusammengefasst in Tabelle 7.1. Aus diesen gesamten Wärme- und Teilchenflussdichten können nun unter den folgenden, geometrischen Annahmen die gesamten Teilchen- und Wärmeflüsse senkrecht in eine Flussröhre hinein und parallel zu den Feldlinien in dieser berechnet werden:

Für die Berechnung der **senkrechten** Flüsse muss die Länge L_{FT} der Flussröhre sowie die poloidale Breite (für die senkrechten Flüsse) und die radiale Breite (für die poloidalen Flüsse) bekannt sein.

- Die Länge L_{FT} der Flussröhre wird mit der Plasmaposition $R_0 = 1,73\text{ m}$, dem Radius der letzten geschlossenen Flussfläche $a = 0,45\text{ m}$ und dem Sicherheitsfaktor am Rand q_a berechnet nach $L_{FT} = 2\pi\sqrt{q^2 \cdot R_0^2 + a^2} = 35,4\text{ m}$.
- Für die poloidale Ausdehnung der Flussröhre am Messort wurde der poloidale Winkelbereich der Flussröhre an Hand von Abbildung 3.7 auf Seite 27 auf $\Delta\vartheta \sim 20^\circ$ approximiert. Damit ergibt sich ein poloidales Bogensegment b_p als Breite der Flussröhre ($r_{FT} \sim 0,42\text{ m}$) von $b_p = 2\pi \cdot 0,42\text{ m} \cdot 20^\circ/360^\circ = 0,14\text{ m}$.
- Für die radiale Tiefe der Flussröhre werden die Abfallängen λ_n der $n_e(r)$ und λ_T der $T_e(r)$ Profile innerhalb der laminaren Flussröhre benötigt. Diese wurden durch Anpassung einer Exponentialfunktion an die experimentell bestimmten Profile mittels *least square fitting* bestimmt zu $\lambda_n = 1,8\text{ cm}$ und $\lambda_T = 2,6\text{ cm}$. Hieraus lassen sich zur weiteren Analyse die Abfallängen λ_Γ des Teilchenflusses und λ_q des Wärmeflusses bestimmen. Es gilt für die Betrachtung im einfachen Abschälmodell ([7], S. 158 ff.)

$$\lambda_\Gamma = \left(\frac{1}{\lambda_n} + \frac{1}{2\lambda_T} \right)^{-1} \quad \lambda_q = \left(\frac{1}{\lambda_n} + \frac{3}{2\lambda_T} \right)^{-1}. \quad (7.15)$$

Zur Berechnung des senkrechten Teilchenflusses in poloidaler Richtung wird entsprechend $\lambda_\Gamma = 14\text{ mm}$ und für den senkrechten Wärmefluss $\lambda_q = 11\text{ mm}$ verwendet.

Aus den Werten für die Länge der Flussröhre L_{FT} und der radialen Breite b_r und der poloidalen Breite b_p werden die Flächen $A_r = L_{FT} \cdot b_p$ für den senkrechten Eintrag aus radialer Richtung und $A_{p\Gamma} = 2 \cdot L_{FT} \cdot \lambda_\Gamma$ bzw. $A_{pq} = 2 \cdot L_{FT} \cdot \lambda_q$ für den Eintrag in

poloidale Richtung berechnet. Hierbei muss jeweils die poloidale Randfläche verdoppelt werden, da die senkrechten Flüsse von beiden Randseiten in die Flussröhre eintreten. Mit diesen Ergebnissen wurde Tabelle 7.1 komplettiert und die mit diesen Flächen aus den senkrechten Flussdichten bestimmten absoluten Teilchen- und Wärmeflüsse eingetragen.

Es zeigt sich, dass sowohl die senkrechten Flussdichten als auch die senkrechten Flüsse aus poloidaler Richtung um eine Größenordnung kleiner sind als die in radialer Richtung. Der hauptsächliche Zufluss in die laminaren Flussröhren wird entsprechend über radialen Transport hergestellt, die Befüllung über einen diffusiven Transport in poloidale Richtung ist gering.

Aus den ebenfalls in dieser Tabelle enthaltenen parallelen Flussdichten lässt sich der absolute **parallele** Wärme- und Teilchenfluss auf das DED-Target bestimmen. Dazu extrapolieren wir, wie zu Beginn dieses Abschnittes beschrieben, im Rahmen des bisher kontinuierlich genutzten einfachen Abschältschichtmodells [7, 69] aus den an der Niederfeldseite lokal bestimmten Werten \hat{n}_e und \hat{T}_e auf das Target. Zur Berechnung der Depositionsfläche dort verwenden wir analog zu den Erläuterungen bei der Betrachtung der Sondendaten die aus diesen bestimmte Leistungsabfalllänge $\lambda_q = 10 \text{ mm}$. Mit der projizierten Fläche $A_P = 0,0014 \text{ m}^2$ des Streifens auf dem DED-Target können dann die absoluten Teilchen- und Wärmeflüsse durch die laminare Flussröhre auf das DED-Target berechnet werden. Sie sind ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgeführt.

• Diskussion der ermittelten Teilchen- und Wärmeflüsse

Die in Tabelle 7.1 zusammengefassten Ergebnisse dieser vereinfachten Bestimmung der Teilchen- und Wärmeflüsse auf Basis des einfachen Modells der Abschältschicht geben Aufschluss über die senkrechten Teilchen- und Wärmeflüsse in die Flussröhre hinein und das parallele Abströmen in dieser.

Zum Vergleich der senkrechten und parallelen Werte muss beachtet werden, dass die parallelen Flüsse an beiden Endpunkten der Flussröhre deponiert werden, die angegebenen Werte also verdoppelt werden müssen.

Damit zeigt sich, dass die laminare Flussröhre als Abschältschicht des ergodischen Divertors die senkrecht eintretenden Teilchen- und Wärmeflüsse zum DED-Target abführen kann. Die nicht vollständige Übereinstimmung der senkrechten und parallelen Werte ist im Rahmen des verwendeten Modells einer einfachen Abschältschicht nicht überraschend. Insbesondere die Annahme für die Abhängigkeit der Dichte am Target $n_{e t}$ von der Dichte an der Niederfeldseite $n_{e u}$ nach $n_{e t} = 0,5 \cdot n_{e u}$ hängt insbesondere der Quellverteilung am Fußpunkt der Flussröhre und dem Geschwindigkeitsprofil entlang der Feldlinien ab. Auch die Annahme eines verschwindenden Temperaturgradienten entlang der Feldlinien ist nicht ohne weiteres richtig. Für eine genauere Analyse steht auf Basis der in Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse in Zukunft der *EMC3/EIRENE* Code zur Verfügung.

Im Rahmen der diskutierten vereinfachenden Annahmen finden wir zwischen den absoluten senkrechten und parallelen Flüssen eine befriedigende Übereinstimmung im Rahmen der hier diskutierten Abschätzung und können diese Werte gegen die globalen Plasmaparameter bilanzieren:

Die so bestimmten parallelen Wärmeflüsse zu einen Fußpunkt einer laminaren Flussröhre

ergeben als gesamte abgeführte Leistung $Q_L = 85,1 \text{ kW} \cdot 8 = 680,8 \text{ kW}$. Die betrachteten Entladungen #95924 und #96621 waren mit insgesamt $P_H = 1,6 \text{ MW}$ geheizt, von denen $P_{rad} = 320 \text{ kW}$ abgestrahlt wurden. Damit ergibt sich die in die Randschicht eintretende Leistung zu $P_{SOL} = 1,28 \text{ MW}$. Hieraus kann als Bilanz wieder das Verhältniss mit Q_L betrachtet werden und man erhält: $V_R = Q_L/P_{SOL} = 0,53$. Es wird in etwa die Hälfte der gesamten P_{SOL} über die laminaren Flussröhren abgeführt.

	Teilchen	Wärme
radial	$\Gamma_{\perp,r} = 5,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$	$q_{\perp,r} = 40,1 \text{ kWm}^{-2}$
poloidal	$\Gamma_{\perp,p} = 7,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$	$q_{\perp,p} = 3,0 \text{ kWm}^{-2}$
parallel	$\Gamma_{\parallel} = 5,2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$	$q_{\parallel} = 5,8 \cdot 10^4 \text{ kW}$
radial	$\Phi_{\perp,r} = 2,5 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$	$Q_{\perp,r} = 198,1 \text{ kW}$
poloidal	$\Phi_{\perp,p} = 7,0 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$	$Q_{\perp,p} = 2,1 \text{ kW}$
gesamt	$\Phi_{\perp} = 2,6 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$	$Q_{\perp} = 200,1 \text{ kW}$
parallel	$\Phi_{\parallel} = 7,3 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$	$Q_{\parallel} = 81,2 \text{ kW}$

Tabelle 7.1: Ergebnisse zur Analyse der Teilchen- und Wärmeflüsse in einer laminaren Flussröhre unter Einbezug der radialen und poloidalen Profile

• Vergleich mit den Resultaten der Sondenmessungen auf dem DED-Target

Abschließend werden diese Ergebnisse mit den Resultaten der Messungen mit den *Langmuir Sonden* auf dem DED-Target verglichen. Abbildung 7.13 zeigt einen Teil des toroidalen Profils im Sweep-Modus für Entladung #96621.

Für diese Entladung war von den Sonden nur das Profil von *Sonde 12* auswertbar. Diese liegt topologisch im zur Niederfeldseite adäquaten Bereich: Im Sweep-Modus misst man mit dieser Sonde wieder den Teil des toroidalen Profils der Teilchenflussdichte Γ_{\parallel} und der Elektronentemperatur T_e im Bereich der laminaren Flussröhre.

Aus diesem Profil wurden analog zur vorherigen Beschreibung die Werte am Rand der Flussröhre zu $\Gamma_{\parallel} = 7,0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ und $T_e = 60 \text{ eV}$ bestimmt. Diese stimmen im Rahmen der Vergleichbarkeit dieser beiden diagnostischen Verfahren mit den Ergebnissen von der Helium Atomstrahldiagnostik überein. Die ableitbare Wärmeflussdichte beträgt $q_{\parallel} = 47 \cdot 10^3 \text{ kWm}^{-2}$ woraus der absolute Wärmefluss durch eine laminare Flussröhre auf das DED-Target zu $Q_L = 526,4 \text{ kW}$ berechnet wurde. Das Verhältniss von Q_L zu P_{SOL} ist im bereits vorher diskutierten Rahmen von $V_R = Q_L/P_{SOL} = 0,44$ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Helium Atomstrahldiagnostik. Auch diese Messung zeigt, dass in etwa die Hälfte der in die Randschicht eintretenden Leistung über

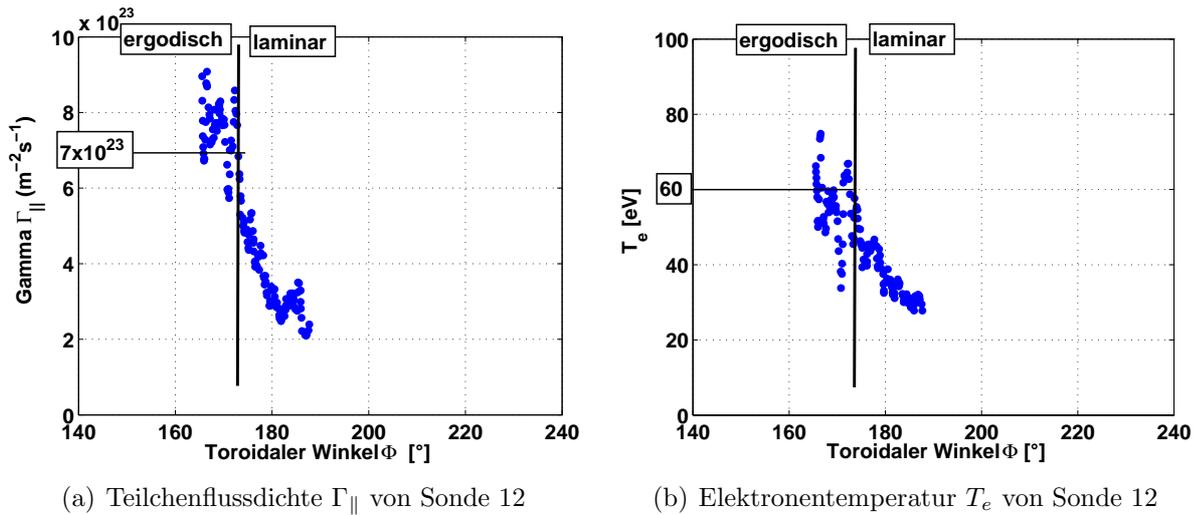


Abbildung 7.13: Mittels *Langmuir Sonden* im Target ermittelte parallele Teilchenflussdichte und Elektronentemperatur an der zur Messposition der Helium Atomstrahlendiagnostik korrespondierenden *Sonde 12*.

die laminaren Flussröhren zum DED-Target abgeführt wird.

Die zuvor dargelegte Betrachtung der Teilchen- und Wärmeflüsse gibt quantitativen Aufschluss über die Wirkungsweise der laminaren Flussröhren als ED-SOL: Die unter Betrachtung der radialen und poloidalen Gradientenlängen abgeleiteten senkrechten Wärme- und Teilchenflüsse werden zum DED-Target abgeführt und dort deponiert. Das Verhältniss aus der Leistung P_{SOL} , die nach Abstrahlung in die Randschicht eintritt und der Wärmeflüsse auf das DED-Target zeigt, dass in etwa die Hälfte von P_{SOL} über die laminaren Flussröhren abgeführt wird. Die ergodischen Finger tragen demnach in einem vergleichbaren Maß zum Transport von Teilchen und Energie zur Wand bei. Beide topologisch charakteristischen Bereiche prägen somit die Funktionalität der laminaren Zone als zentraler topologischer Bereich beim Einsatz einer stochastisierten Randschicht zum magnetischen Einschluss eines Hochtemperaturplasmas.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Realisierung der Kernfusion als zukünftige Energiequelle ist die Verbesserung der vorhandenen Konzepte zum magnetischen Einschluss von Hochtemperaturplasmen und zur Steuerung der Teilchen- und Wärmeauskopplung von grundlegender Bedeutung. Ein neuer Ansatz ist die gezielte Modifikation des Transportes in der Plasmarandschicht durch externe magnetische Störfelder, es entstehen stochastisierte Randschichten.

Für die gezielte Untersuchung der Plasmastruktur und Transportcharakteristika in einer stochastisierten Randschicht wurde an TEXTOR der *Dynamisch Ergodischer Divertor (DED)* als neues, flexibles Experiment aufgebaut, mit dem externe Störfelder mit unterschiedlichen Modenzahlen statisch und dynamisch erzeugt werden können.

Ziel dieser Arbeit war es, erstmals experimentell die radiale und poloidale Struktur der durch das DED-Störfeld stochastisierten Plasmarandschicht detailliert zu untersuchen und darauf aufbauend das Transportverhalten zu charakterisieren. Dazu wurde die radiale und poloidale Verteilung der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e an der Hoch- und der Niederfeldseite sowie die Plasmaquellverteilung auf dem DED-Target in der $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration gemessen. Die experimentellen Resultate wurden mit Berechnungen der Magnetfeldtopologie sowie den Ergebnissen dreidimensionaler Modellierungen verglichen und eingeordnet.

Als diagnostische Methode kam hierzu Strahl-Emissionsspektroskopie an thermischem Helium zum Einsatz. Diese Methode macht die Bestimmung der radialen Profile von Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e über die Messung von drei ausgewählten Linienemissionsprofilen des injizierten Heliums möglich. Die Messung erfolgt mit zwei unabhängigen Systemen in der Mittelebene von TEXTOR, direkt vor dem DED-Target an der Hochfeldseite und gegenüberliegend an der Niederfeldseite. Für die vorliegenden, systematischen Untersuchungen wurde eine umfangreiche Optimierung dieser beiden Atomstrahlmethoden durchgeführt: Für die untergrundfreie und spektral saubere Extraktion der Linienemissionsprofile wurden neue Kalibrationsmethoden für die Detektoren entwickelt und eingesetzt. Hiermit konnte die Verfügbarkeit der Daten gesteigert werden, was Grundlage für die beschriebenen systematischen Untersuchungen war.

Für die Diagnostik an der Hochfeldseite gelang die Trennung der Helium Linienemissionsprofile von dem an dieser Messposition hohen Kohlenstoffuntergrund mit einem neu implementierten Auswertalgorithmus. Mit diesem werden alle Emissionslinien im aufgenommenen Spektrum mittels *least square fitting* angepasst und die Helium Linien daraus extrahiert.

Die Messgenauigkeit dieser diagnostischen Methode wurde durch Betrachtung des systematischen Fehlers sowie einer Abschätzung des lokalen und globalen Einflusses des injizierten Heliums auf die Messgrößen beurteilt: Das zur Auswertung der experimentell gemessenen Linienintensitätsverhältnisse eingesetzte *Stoß-Strahlungsmodell (CRM)*

wurde mit den Ergebnissen aus einem weiteren Modell verglichen und der Einfluss der betrachteten atomaren Prozesse zur Herstellung der Besetzungsdichten untersucht. Neben der Elektronenstoßanregung, der Elektronenstoßionisation und der spontanen Emission, wie sie im verwendeten Modell als Be- und Entvölkerungsprozesse beinhaltet sind, konnte damit zusätzlich der Ladungsaustausch als Ionisationsprozess und die Besetzungsumverteilung durch Stöße mit den Protonen des Plasmas betrachtet werden. Es zeigte sich, dass der Einbezug dieser Prozesse zu einer Abweichung führt, die im Rahmen der bei der Erstellung des Modells approximierten Fehler von $\Delta n_e \sim 10\%$ und $\Delta T_e \sim 30\%$ liegt.

Zusätzlich wurden die Messfehler bei der Bestimmung der radialen Emissionsprofile der einzelnen Heliumlinien ermittelt und diese als obere und untere Fehler mit dem CRM fortgepflanzt. Das ermöglichte erstmals die Angabe eines gesamten Messfehlers bestehend aus den Fehlern des atomaren Modells, die maßgeblich von der Genauigkeit der atomaren Daten bestimmt sind, und den Messfehlern, die maßgeblich von der Genauigkeit der spektralen Separation der Linien, sowie von der Kalibration der Messkanäle abhängen. Die Beeinflussung der lokalen und globalen Plasmaparameter durch das zu diagnostischen Zwecken eingelassene Helium wurde durch eine Bilanz der lokalen bzw. globalen Energieverluste durch Linienstrahlung und Ionisation evaluiert. Es zeigte sich, dass sowohl die lokale als auch die globale Störung vernachlässigbar sind. Ergänzend zu diesen Messungen wurde die Teilchenfluss- und Quellverteilung auf und vor dem DED-Target mittels spektroskopisch gefilterter CCD-Kameras untersucht.

Mit diesen Messmethoden konnte erstmals experimentell das Entstehen einer helikalen, multipolaren, ergodischen Divertorstruktur durch das externe DED-Störfeld nachgewiesen werden. Es wurde gezeigt, dass diese Divertorstruktur bestimmt wird durch drei hinsichtlich der Magnetfeldtopologie und des Transportverhaltens unterschiedlicher Bereiche:

Die zu ausgedehnten Flussröhren gebündelten *laminaren Feldlinien* haben kurze Verbindungslängen und führen daher als Abschältschicht (*SOL*) das Plasma zum DED-Target ab. Die Werte von n_e und T_e in dieser als *ED-SOL* bezeichneten Zone sind dementsprechend entlang des gesamten radialen Profils reduziert.

Diese laminaren Flussröhren werden in poloidaler Richtung durch *ergodische Bereiche* begrenzt. In diesen sind n_e und T_e weniger stark reduziert, was durch das diffusive Verhalten dieser Feldlinien mit großen Verbindungslängen und hohem radialem Versatz verursacht wird. Hierdurch verbinden sie weiter innen liegende Bereiche direkt mit dem Randbereich der laminaren Flussröhren.

Diese beiden Bereiche unterscheiden sich im Transportverhalten: In den laminaren Flussröhren überwiegt der Einfluss des parallelen Transportes entlang der Feldlinien. Sie werden gefüllt durch radialen Transport aus den benachbarten ergodischen Bereichen und die Funktionalität der laminaren Flussröhren bestimmt damit das Transportverhalten in der stochastisierten Randschicht der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration. In den ergodischen Bereichen ohne direkte Verbindung zur Wand konnte experimentell, unter vereinfachenden Annahmen über die Flussverteilung in die stochastisierte Randschicht, eine Erhöhung der senkrechten Transportkoeffizienten D_\perp und κ_\perp um 20% ermittelt werden. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit der Berechnung der zu erwartenden Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten aus einem einfachen,

eindimensionalen Modell unter Verwendung des lokalen Feldliniendiffusionskoeffizienten. Es bestätigt die Plausibilität dieses Ansatzes im Vergleich mit den Resultaten der quasilinearen Theorie, nach der ein um bis zu einer Größenordnung erhöhter Transport erwartet würde.

Die Depositionszone der abgeführten Teilchen und Energie auf dem DED-Target besteht aus vier helikal umlaufenden Streifen, die mit steigendem DED-Strom jeweils in zwei einzelne Streifen aufspalten. Diese werden getrennt durch Bereiche mit stark reduziertem Teilchenfluss, die sich als Pendant zur *private flux region (PFR)* im poloidalen, axialsymmetrischen Divertor einordnen lassen. Die Magnetfeldlinien in diesen Bereichen haben sehr kurze Verbindungslängen, sie verbinden ohne große radiale Exkursion wieder auf das Target. Sie stehen daher in keinem direkten Kontakt mit dem eingeschlossenen Plasma und die Werte von n_e und T_e sind in der PFR reduziert.

Die Analyse der Teilchen- und Wärmeflüsse in der ED-SOL zeigte, dass für die betrachtete Entladung in $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration $\sim 50\%$ der gesamten Wärmeflüsse durch die laminaren Flussröhren auf das Target transportiert werden. Das ist konsistent mit vergleichenden Messungen mittels *Langmuir-Sonden* auf dem DED-Target. Die ergodischen Feldlinien tragen zum restlichen Fluss bei, da sie ebenfalls die Wand schneiden, dabei aber durch ihren großen radialen Versatz mit weiter innen liegenden Bereichen verbinden. Die parallelen Flussdichten sind daher in den ergodischen Bereichen erhöht.

Die Ausprägung dieser helikalen Divertorstruktur wird hauptsächlich bestimmt durch den Sicherheitsfaktor q_a am Rand als Resonanzparameter für die Ankopplung des externen Störfeldes an das einschließende magnetische Gleichgewicht. Durch die Erhöhung von q_a verschieben sich die Positionen der laminaren Flussröhren und der ergodischen Finger in der stochastisierten Randschicht. Das zeigt sich in einem oszillierenden Verhalten der Reduktion von n_e und T_e , was im Vergleich mit der berechneten Magnetfeldtopologie mit dem Entstehen verschieden stark ausgeprägter laminarer Flussröhren und ergodischer Bereiche im Beobachtungsbereich korreliert wurde.

Zusammenfassend wird festgehalten, dass für die betrachteten Entladungen die stärkste Absenkung von n_e und T_e bei maximalem DED-Strom für $q_a = 3,2$ gefunden wurde. In diesem Szenario sind die laminaren Flussröhren stark ausgeprägt und die ED-SOL in dieser Basismoden Konfiguration ist hinsichtlich ihrer Abschälwirkung und der erwarteten Eigenschaften als SOL optimiert.

Diese Ergebnisse liefern eine gute Ausgangsbasis zur Untersuchung des Transportverhaltens in der gesamten stochastisierten Randschicht mittels dreidimensionaler Transportcodes, die auch wichtige Anwendungen in der komplexen Randschicht von Stellaratoren haben: Es wurde der an die DED-Geometrie angepasste *EMC3/EIRENE* Code angewendet. Erstmals dienten experimentell abgeleitete Werte als Eingabewerte für die notwendigen Randbedingungen: Die Abfallängen der für die ungestörte Entladung gemessenen n_e und T_e Profile wurden bestimmt zu $\lambda_n = 21 \text{ mm}$ und $\lambda_T = 50 \text{ mm}$. Daraus konnten mit Hilfe eines einfachen Modells für die Abschältschicht die senkrechten Transportkoeffizienten bestimmt werden zu $D_{\perp} = 1,4 \text{ m}^2/\text{s}$ und $\chi_{\perp} = 4,1 \text{ m}^2/\text{s}$. Diese Werte dienten als Ausgangsbasis für die Vergleiche mit der stochastisierten Randschicht.

Mit diesen Transportkoeffizienten konnte die experimentell detektierte Struktur und die

Wirkungsweise der laminaren und ergodischen Feldlinien in dieser reproduziert werden. Über eine Variation der Transportkoeffizienten wurde darauf aufbauend der Einfluss des senkrechten Transportes auf die Ausprägung der Struktur untersucht: Es zeigte sich, dass ein erhöhter senkrechter Transport zu einer Verkleinerung der abschälenden Wirkung der laminaren Flussröhren führt. Dieses Verhalten wurde auch im Experiment beobachtet: Über die Erhöhung der Heizleistung wurde der senkrechte Teilchen- und Energietransport erhöht. Dabei zeigte sich eine verringerte Ausprägung der Struktur in einer verkleinerten Reduktion von n_e und T_e in den ergodischen und laminaren Bereichen.

Ausblick

In dieser Arbeit wurde nachgewiesen, dass durch das externe Störfeld des DED in der Plasmarandschicht eine helikale, ergodische, multipolare Divertorstruktur induziert wird. Die Ergebnisse weisen die Funktionalität der laminaren Flussröhren als ED-SOL und die Rolle der ergodischen Feldlinien als zusätzlichen radialen Transportkanal nach. Hinsichtlich der zu Beginn definierten Anforderungen zur Verbesserung der konventionellen Divertorkonfiguration kann für den DED in der betrachteten $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration folgendes festgehalten werden: Die Depositionsmuster der Teilchen- und Wärmeflussdichten auf dem DED-Target zeigen, dass die vom DED im statischen Modus induzierte Randschicht eine lokalisierte Deposition im Streifenmuster auf dem DED-Target bewirkt. Dieses hat in der betrachteten Entladung eine Fläche von etwa 35% der gesamten DED-Fläche. Eine Verteilung der entstehenden Teilchen- und Wärmeflüsse über die gesamte DED Oberfläche kann nur stattfinden, indem der DED im AC Modus betrieben wird. Hinsichtlich der Abschirmung des Hauptplasmas von den an der Wand freigesetzten Verunreinigungen (*Screening*) muss die Ausdehnung der ED-SOL und die detaillierte Topologie in dieser Basismoden Konfiguration betrachtet werden. Diese Untersuchungen wurden an anderer Stelle gemacht und sie haben gezeigt, dass experimentell für diese Basismoden Konfiguration kein Screening nachzuweisen war.

Insbesondere für den letzten Punkt versprechen die beiden anderen zur Verfügung stehenden Basismoden Konfigurationen mit den Modenzahlen $m/n = 3/1$ und $m/n = 6/2$ durch die erweiterte laminare Zone bessere Ergebnisse. Aufbauend auf den zuvor beschriebenen Ergebnissen für die $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration können auch diese Konfigurationen im Vergleich mit der berechneten Topologie untersucht werden. Insbesondere die Analyse der durch die Topologie bestimmten Teilchen- und Wärmeflüsse kann beantworten, inwiefern die vom DED induzierte stochastische Randschicht verbesserte Eigenschaften als Abschältschicht hat. Für diese zukünftigen experimentellen Untersuchungen können als Ausblick folgende Fragestellungen identifiziert werden:

Diagnostische Methoden: Insbesondere für die Helium Atomstrahldiagnostik an der Hochfeldseite besteht weiterer Optimierungsbedarf. Zur besseren spektralen Separation der zu extrahierenden Helium Linien wurde bereits ein Echelle-Spektrometer im Labor aufgebaut und getestet. Die Implementierung und Konditionierung des gesamten Systems an TEXTOR steht noch aus. Mit der hohen spektralen Auflösung können die Linien erstmals ohne den spektralen Untergrund der benachbarten Kohlenstofflinien gemessen werden. Zusätzlich eröffnet diese hohe Auflösung die Möglichkeit, mittels Dopplerspektroskopie an Ladungsaustauschlinien von Helium und Kohlenstoff die Geschwindigkeitsverteilung vor dem DED-Target zu bestimmen.

Atomares Modell: Zur Validierung und zum Ausbau des zur Auswertung verwendeten Stoß-Strahlungsmodells ist es nötig, möglichst viele Linienintensitäten der betrachteten Zustände von HeI experimentell zu bestimmen und diese mit den Ergebnissen des Modells zu vergleichen. Des Weiteren können die Besetzungsdichten einzelner Übergänge mittels laserinduzierter Fluoreszenz direkt gemessen werden. Das ist im Rahmen einer anderen Doktorarbeit im Fortgang. Diese Messungen sollten kombiniert und auf dieser Basis das atomare Modell weiter verbessert werden, um so die Genauigkeit zu steigern und eine dezidierte Fehleraussage zu erhalten.

Transport und Modellierung: Die Anpassung der modellierten an die gemessenen Profile ermöglicht in Zukunft die Ableitung eines Wertebereichs für die effektiven Transportkoeffizienten in der stochastisierten Randschicht. Dabei kann das Transportverhalten aufbauend auf den in dieser Arbeit lokalisiert an der Niederfeldseite gewonnenen Ergebnissen in der gesamten dreidimensionalen Topologie der stochastisierten Randschicht beurteilt werden. Die experimentell für die $m/n = 12/4$ Basismoden Konfiguration nachgewiesene Erhöhung des senkrechten Transportes kann so modelliert und im Vergleich mit den beiden anderen zur Verfügung stehenden Basismoden Konfigurationen studiert werden. In diesen ist die Feldliniendiffusion um bis zu einer Größenordnung erhöht und entsprechend ist ein größerer Einfluss auf den effektiven senkrechten Transport zu erwarten. Diese Untersuchungen eröffnen die Möglichkeit den Einfluss der Stochastisierung auf den radialen Transport als grundlegenden Mechanismus in verschiedenen ausgeprägten stochastisierten Randschichten detailliert zu untersuchen.

Divertorphysik: Aufbauend auf diesen ersten Vergleichen zwischen Experiment und Modellierung kann der EMC3/EIRENE Code in Zukunft auch eingesetzt werden, um die Eigenschaften des helikalen Divertors zu studieren. Von besonderem Interesse sind dabei Fragen zum *Screening* von Verunreinigungen und zum *Teilchenrecycling* in der Abschältschicht. Hierbei ist von besonderem Interesse, wie die Magnetfeldtopologie die Geschwindigkeitsverteilung des Plasmas prägt. Berechnungen der parallelen Geschwindigkeitsverteilung mit dem EMC3/EIRENE Code Paket haben gezeigt, dass das Plasma entlang der kürzesten Verbindung zum Target strömt und dort Schallgeschwindigkeit erreicht. Das verursacht eine antiparallele Strömung in benachbarten laminaren Flussröhren mit Auswirkungen auf das Teilchenrecycling und ein mögliches *Detachment* zur Reduktion der Wandbelastung. Durch die Messung der Geschwindigkeitsverteilung vor dem DED-Target mit der verbesserten Helium Atomstrahldiagnostik kann auch hier ein direkter Vergleich mit dem Experiment stattfinden.

Insbesondere diese Fragestellung steht in direktem Bezug zu Untersuchungen der ergodischen Randschichten an Stellaratoren und helikalen Systemen, an denen ebenfalls die verwendete Version des EMC3/EIRENE Codes eingesetzt wird.

Literaturverzeichnis

- [1] HEINLOTH, K.: *Die Energiefrage*. Vieweg Verlag, 2. Auflage, 2003.
- [2] MAYR-KUCKUK, T.: *Kernphysik*. Teubner Studienbücher Physik, 1994.
- [3] REBHAN, E., D. REITER, R. WEYNANTS ET AL.: *Energy Technologies: Nuclear Energy*, Band 3, Kapitel Controlled nuclear fusion: general aspects. Springer-Verlag GmbH, 2005.
- [4] WESSON, J.: *Tokamaks*. Oxford University Press, dritte Auflage, 2004.
- [5] SAMM, U.: *Controlled thermonuclear fusion at the beginning of a new era*. Contemporary Physics, 44(3):203–217, 2003.
- [6] ITER PHYSICS BASIS EDITORS, ITER PHYSICS EXPERT GROUP CHAIRS AND CO-CHAIRS, ITER JOINT CENTRAL TEAM AND PHYSICS INTEGRATION UNIT: *Chapter 1: Overview and summary*. Nuclear Fusion, 39(12):2137–2174, 1999.
- [7] STANGEBY, P.C.: *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. Plasma Physics Series, IoP Publishing Ltd, Bristol, UK, 2000.
- [8] SAMM, U. AND THE TEXTOR-94 TEAM: *Progress in plasma wall interaction - research contributions from TEXTOR-94*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 41(12B):B57–B76, 1999.
- [9] PITCHER, C.S., P.C. STANGEBY: *Experimental divertor physics*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 39(6):779–930, 1997.
- [10] KEILHACKER, M.: *H-mode confinement in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 29(10A):1401–1413, 1987.
- [11] ZOHN, H.: *Edge localized modes (ELMs)*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 38(2):105–128, 1996.
- [12] LABOMBARD, B., R.L. BOIVIN, M. GREENWALD ET AL.: *Particle transport in the scrape-off layer and its relationship to discharge density limit in Alcator C-Mod*. Physics of Plasmas, 8(5):2107–2117, 2001.
- [13] EVANS, T.E., R.A. MOYER, J.G. WATKINS ET AL.: *Suppression of large edge localized modes with edge resonant magnetic fields in high confinement DIII-D plasmas*. Nuclear Fusion, 45(7):595–607, 2005.
- [14] GROSMAN, A.: *Review of experimental achievements with stochastic boundaries*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 41(3A):A185–A194, 1999.

- [15] MCCOOL, S.C., A.J. WOOTTON ET AL.: *Electron thermal confinement studies with applied resonant fields on TEXT*. Nuclear Fusion, 29(4):547 – 562, 1989.
- [16] NGUYEN, F., P. CHENDRIH, A. GROSMAN: *Interaction of stochastic boundary layer with plasma facing components*. Nuclear Fusion, 37(6):743–57, 1997.
- [17] GHENDRIH, PH., M. BÉCOULET, L. COLAS ET AL.: *Progress in ergodic divertor operation on Tore Supra*. Nuclear Fusion, 42(10):1221–1250, 2002.
- [18] FINKEN, K.H., S.S. ABDULLAEV, A. KALECK ET AL.: *Operating space of the Dynamic Ergodic Divertor for TEXTOR-94*. Nuclear Fusion, 39(5):637–662, 1999.
- [19] EICH, T., D. REISER, K.H. FINKEN: *Two dimensional modelling approach to transport properties of the TEXTOR-DED laminar zone*. Nuclear Fusion, 40(10):1757–1772, 2000.
- [20] JAKUBOWSKI, M.W., S.S. ABDULLAEV, K.H. FINKEN AND THE TEXTOR TEAM: *Modelling of the magnetic field structures and first measurements of heat fluxes for TEXTOR-DED operation*. Nuclear Fusion, 44(6):S1–S11, 2004.
- [21] KOBAYASHI, M., Y. FENG, F. SARDEI ET AL.: *3D numerical transport study of the edge ergodized plasma in TEXTOR-DED*. Nuclear Fusion, 44(6):S64–S73, 2004.
- [22] SCHWEER, B., G. MANK, A. POSPIESZCZYK ET AL.: *Electron temperature and electron density profiles measured with a thermal He-beam in the plasma boundary of TEXTOR*. Journal of Nuclear Materials, 196 - 198:174 – 178, 1992.
- [23] POSPIESZCZYK, A., G. CEVALIER, Y. HIROOKA ET AL.: *Helium line emission measurements in PISCES-B as a tool for T_e -profile determinations in tokamak boundary plasmas*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B72:207–223, 1992.
- [24] BRIX, M.: *Messung von Elektronentemperatur und -dichte mittels Heliumstrahldiagnostik im Randschichtplasma eines Tokamaks*. Dissertation, Universität Bochum / Forschungszentrum Jülich, ISSN-Nr.: 0944-2952, 1998.
- [25] JAKUBOWSKI, M.: *Magnetic field topology and heat flux patterns under the influence of the Dynamic Ergodic Divertor of the TEXTOR tokamak*. Dissertation, Universität Bochum / Forschungszentrum Jülich, JI-4143, ISSN-Nr.:0944-2952, 2000.
- [26] KÖNIG, R., P. GRIGULL, K. MCCORMICK ET AL.: *The divertor program in stellarators*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 44(11):2365–2422, 2002.
- [27] HARTING, D.: *3D Monte-Carlo-Simulationen der ergodisierten Randschicht von TEXTOR-DED*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf / Forschungszentrum Jülich, Jül-4173, ISSN-Nr.:0944-2952, 2005.
- [28] REITER, D. ET AL.: *Der Neutralteilchencode EIRENE*. www.eirene.de.
- [29] LICHTENBERG, A.J., M. A. LIEBERMAN: *Regular and Stochastic Motion*. Springer-Verlag, 38 Auflage, 1983.

-
- [30] UNTERBERG, B.: *Magnetically confined fusion plasmas with a radiating boundary and improved energy confinement*. Forschungszentrum Jülich GmbH, Report des FZJ, Jül-4158, 2005.
- [31] WAGNER, F. ET AL: *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges in the ASDEX Tokamak*. Physical Review Letters, 49(19):1408–1412, 1982.
- [32] GHENDRIH, PH., A. GROSMAN, H. CAPES: *Theoretical and experimental investigations of stochastic boundaries in tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 38(10):1653–1724.
- [33] NEUBAUER, O., G. CZYMEK, B. GIESEN ET AL.: *Design Features of the Tokamak TEXTOR*. Fusion Science and Technology, 47:76, February 2005.
- [34] ABDULLAEV, SS., K.H. FINKEN, M.W. JAKUBOWSKI ET AL.: *Overview of magnetic structure induced by the TEXTOR-DED and the related transport*. Nuclear Fusion, 43(5):299–313, 2003.
- [35] NEUBAUER, O., S. NOWAK: *The power supply system of the Dynamic Ergodic Divertor at TEXTOR-94*. Fusion Engineering, 58-59:53–56, 2001.
- [36] FINKEN, K.H., S.S. ABDULLAEV, M. JAKUBOWSKI ET AL.: *The structure of magnetic field in the TEXTOR-DED*. Schriften des Forschungszentrums Jülich, Band 45, ISSN 1433-5522, ISBN 3-89336-418-8, 2005.
- [37] STRUMBERGER, E.: *Deposition patterns of fast ions on plasma facing components in W7-X*. Nuclear Fusion, 40(10):1697–1713, 2000.
- [38] PRESS, W.H., S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING ET AL.: *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Second Edition, 2002.
- [39] HABERSCHIEDT, T.: *MHD-Gleichgewichte im TEXTOR Tokamak*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine Universität Düsseldorf, 2002.
- [40] ABDULLAEV, S.S., K.H. FINKEN, K.H. SPATSCHEK: *Asymptotical and mapping methods in study of ergodic divertor magnetic field in a toroidal system*. Physics of Plasmas, 6(1):153–174, 1999.
- [41] ABDULLAEV, S.S.: *On mapping models of field lines in a stochastic magnetic field*. Nuclear Fusion, 44(6):S12–S27, 2004.
- [42] ABDULLAEV, S.S.: *The Hamilton-Jacobi method and Hamilton maps*. Journal of Physics A: Mathematical and General, 35:2811–2832, 2002.
- [43] WINGEN, A.: *Role of stable and unstable manifolds in open chaotic systems with application to the TEXTOR-DED*. Dissertation, Heinrich Heine Universität Düsseldorf, 2005.
- [44] ZEITLER, H., W. NEIDHARDT: *Fraktale und Chaos*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1994.

- [45] GOLDSTONE, R.J., P.H. RUTHERFORD: *Introduction to Plasma Physics, Kapitel 5 und 20.6*. IoPP, Bristol, 1995.
- [46] FINKEN, K.H. (EDITOR): *Dynamic Ergodic Divertor (DED) for TEXTOR-94*. Forschungszentrum Jülich GmbH, Report des FZJ, Jül-3285 Auflage, 1996.
- [47] HELANDER, P., D. SIGMAR: *Collisional Transport in Magnetized Plasmas*. Cambridge University Press, 2002.
- [48] FLIESBACH, T.: *Statistische Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1995.
- [49] ITOH, K., S.-I. ITOH, A. FUKUYAMA: *Transport and Structural Formation in Plasmas*. Institute of Physics Publishing, 1999.
- [50] ABULLAEV, S.S., K.H. FINKEN, M.W. JAKUBOWSKI ET AL.: *Structure of stochastic field lines near the separatrix in poloidal divertor tokamaks*. Proceedings of the 32th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics 2005.
- [51] TOKAR', M.Z., H. LASAAR, W. MANDL ET AL.: *Modelling of plasma and impurity behaviour in a tokamak with a stochastic layer*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 39(4):569–589, 1997.
- [52] TOKAR, M.Z.: *On transport, in particular impurities, in a stochastic magnetic field*. Physics of Plasmas, 6,7:2808–2815, 1999.
- [53] SCHWEER, B.: *Determination of edge plasmas by thermal atomic beams*. KFKI-Report-1993-19/D, Seiten 103–111, 1993.
- [54] SCHORN, R. P.: *Untersuchungen zur Zerstäubung von Kupfer/Lithium Legierungen*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1990.
- [55] KRYCHOWIAK, M., R. KÖNIG, T. KLINGER: *LIF-Measurements of Atomic Helium States in the edge of High Temperature Plasmas*. Proceedings of the 12th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostic (LAPD-12), 2005.
- [56] KRYCHOWIAK, M.: *Messung der mittleren Geschwindigkeit in einem thermischen Helium Diagnostikstrahl*. private mitteilung, 2005.
- [57] POSPIESZCZYK, A.: *Laser Blow-Off Atomic Beams as a Tool for Tokamak Diagnostics*. KFKI-Report-1993-19/D, Seiten 21–30, 1993.
- [58] HINTZ, E., B. SCHWEER: *Plasma edge diagnostics by atomic beam supported spectroscopy - status and perspectives -*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 37:A87 – A101, 1995.
- [59] BROSDA, B.: *Modellierung von Helium-Atomstrahlen und ihr Einsatz zur Plasma-diagnostik der Tokamakrandschicht*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1993.
- [60] KORNEJEV, P.: *Bestimmung der Elektronenparameter in Randschichtplasmen unter Verwendung eines thermischen Heliumstrahls*. Dissertation, Humboldt-Universität Berlin / Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, 1996.

-
- [61] PETRY, W.: *Quantenmechanik I, Script zur Vorlesung im WS 1999*. Rheinische Friedrich-Wilhelms Universität Bonn, 1999.
- [62] BEIGMAN, I.L., L.A. VAINSHTEIN, M. BRIX ET AL.: *Excitation and ionization crosssections for HeI excited states ($n = 24, \Delta S = 0$) Born and K-Matrix approaches*. Forschungszentrum Jülich GmbH, Report des FZJ, Jül-3285 Auflage, 1997.
- [63] BEIGMAN, I.L.: *Code GKU for kinetics of atoms and ions in a plasma*. private Mitteilung im Rahmen der Zusammenarbeit FZJ/Lebedev Institut Moskau, 2004.
- [64] HAKEN H., H.C. WOLF: *Atom- und Quantenphysik, Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer Verlag, 8. Auflage, 2004.
- [65] FUJIMOTO, T.: *Semi empirical cross sections and rate coefficients for excitation and ionisation by electron impact and photoionisation of Helium*. Institute of Plasma Physics, Nagoya, Japan, Seiten IPPJ-AM8, 1978.
- [66] BRIX, M.: *On the measurement of electron temperatures and densities with thermal helium diagnostic beams*. private Mitteilung, 2005.
- [67] VAINSHTEIN, L.A., I.L. BEIGMAN, I.YU. TOLSTIKHINA: *Intermediate Report 2005*. private Mitteilung im Rahmen der Zusammenarbeit FZJ/Lbedev Institut Moskau, 2005.
- [68] VAINSHTEIN, L.A., I.L. BEIGMANN: *Verwendete atomare Daten und berücksichtigte Wechselwirkungsprozesse zur Besetzungsdichtenmodellierung von He-I*. private mitteilung, 2005.
- [69] LEHNEN, M.: *Untersuchungen der Plasmarandschichtstruktur im Tokamak TEXTOR-94 mittels der Heliumstrahldiagnostik*. Dissertation, Heinrich Heine Universität Düsseldorf / Forschungszentrum Jülich, Jülreport Nr.: 3835, 2000.
- [70] MOELLER, A.: *Aufbau und Test eines hochauflösenden Echelle-Spektrometers für die thermische Heliumatomstrahl Diagnostik*. Diplomarbeit, FH Oldenburg/Ostfriesland/Wilhelmshaven, Forschungszentrum Jülich GmbH, 2005.
- [71] POST, D.E., R. V. JENSEN ET AL. *Atomic Data And Nuclear Data Tables*, 20:397–439, 1977.
- [72] TOKAR', M. Z.: *The possible nature of the localized recycling effect on the plasma edge in Tokamaks*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 35(9):1119–1135, 1993.
- [73] POSPIESZCZYK, A.: *High-Temperature Plasma Edge Diagnostics*. Seiten 135–161, 2005.
- [74] CLARK, R. E. H., D. H. REITER: *Nuclear Fusion Research - Understanding Plasma Surface Interactions*. Springer-Verlag, 1 Auflage, 2005.
- [75] BREZINSEK, S., G. SERGIENKO, A. POSPIESZCZYK ET AL.: *Characterization of the deuterium recycling flux in front of a graphite surface in the TEXTOR tokamak*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 47(4):615–634, 2005.

- [76] JAKUBOWSKI, M.W., O. SCHMITZ, S.S. ABDULLAEV ET AL.: *On the structure of magnetic field due to the Dynamic Ergodic Divertor in the TEXTOR and its effect on transport*. Phys. Rev. Lett., 96(035004), 2006.
- [77] LEHNEN, M.: *On the influence of the magnetic topology on particle recycling in TEXTOR-DED*. private Mitteilung, vorbereiteter Beitrag für die PSI Konferenz, Heifei, China, 2006.
- [78] LEHNEN, M., ET AL.: *The Dynamic Ergodic Divertor*. Proceedings of the 32th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics 2005.
- [79] JAKUBOWSKI, M. W.: *The influence of the hereoclinic tangles on the heat flux pattern formation in the ergodic divertor*. private Mitteilung, vorbereiteter Beitrag für die PSI Konferenz, Heifei, China, 2006.
- [80] HASSLER, A.: *Magnetfeldstruktur mit DED*. Dissertation, Universität Bochum / Forschungszentrum Jülich, ISSN-Nr.: 0944-2952, 1994.
- [81] HARTING, D. *Private Mitteilung*, 2006.
- [82] SHARMA, D., Y. FENG, F. SARDEI ET AL.: *Three-dimensional Monte Carlo simulations of W7-X plasma transport: density control and particle balance in steady-state operations*. Nuclear Fusion, 45(8):825–836, 2005.
- [83] MASUZAKI, S., T. MORISAKI, N. OHYABU ET AL.: *The divertor plasma characteristics in the Large Helical Device*. Nuclear Fusion, 42(6):750–758, 2002.
- [84] STANGEBY, P.C.: *Modelling plasma contact with the main vessel walls of a divertor tokamak*. Physics of Plasmas, 9(8):3489–3507, 2002.
- [85] RECHESTER, A.B., M.N. ROSENBLUTH: *Electron heat transport in a Tokamak with destroyed magnetic surfaces*. Physical Review Letters, 40(1):38 – 41, 1978.
- [86] GHENDRIH, PH., A. GROSMAN, J. GUNN ET AL.: *Comparison of ergodic and axisymmetric divertors*. Journal of Nuclear Materials, 266-269:189 – 196, 1999.
- [87] SAMAIN, A., H. CAPES, PH. GHENDRIH ET AL.: *Particle flux across a stochastic layer*. Phys. Fluids B, 5(2), 1993.
- [88] BECOULET, M., PH. GHENDRIH, H. CAPES ET AL.: *Electron Heat Transport In Stochastic Magnetic Layer*. Proceedings of the 26th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics 1999, ECA 23J.
- [89] BECOULET, B., H. CAPES, PH. GHENDRIH ET AL.: *Experiments and 3D Non-Linear Modelling of Heat Transport in Ergodic Zone on Tore Supra*. Contributions to Plasma Physics, 40(3-4), 2000.
- [90] HUBER, A., A. POSPIESZCZYK, B. UNTERBERG ET AL.: *Spectroscopic measurements of the ion temperature profile in front of a limiter in TEXTOR-94*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 42(5):569–578, 2000.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks	8
2.2	Das magnetische Gleichgewicht im Tokamak	9
2.3	Plasmabegrenzung im Limiter und Divertor Tokamak	11
2.4	Begrenzung eines Plasmas mittels einer ergodischen Randschicht	13
2.5	Aufsicht auf den Tokamak TEXTOR	14
3.1	Photographie der DED-Spulenordnung und des DED-Targets	16
3.2	Schematische Darstellung der DED-Spulenordnung mit Strombeschaltung in $m/n = 12/4$ und $m/n = 3/1$ Moden-Konfiguration	16
3.3	Störfeldspektrum des DED für steigende Werte von β_{pol}	20
3.4	Skizze zur Kartierung einer Feldlinie mittels <i>Feldlinienmapping</i>	22
3.5	Poincaré Plots der Magnetfeldtopologie einer ungestörten und einer stochastisierten Plasmarandschicht	24
3.6	Beispiel für Laminar Plots in den verschiedenen Darstellungsbereichen an der Niederfeld- und Hochfeldseite sowie auf dem DED-Target	25
3.7	Übersicht über die induzierte Magnetfeldtopologie der stochastisierten Randschicht aus Überlagerung von Poincaré und Laminar Plot	27
3.8	Struktur und Entwicklung der laminaren Flussröhren	29
4.1	Aufbau der thermischen Atomstrahldiagnostiken an TEXTOR	42
4.2	Ausschnitt aus dem <i>Grotrian Diagramm</i> (Termschema) von Helium mit den zur Bestimmung der Elektronendichte $n_e(r, t)$ und Elektronentemperatur $T_e(r, t)$ verwendeten Übergängen	47
4.3	Besetzungsdichten zur Erläuterung der Temperaturmessmethode	48
4.4	Mit dem CRM berechnete Linienintensitätsverhältnisse	53
4.5	Einfluss der stationären Lösung auf die n_e und T_e Profile	55
4.6	Vergleich von n_e und T_e aus verschiedenen Modellen	56
4.7	Vergleich der mit dem GKU-Code berechneten Linienintensitätsverhältnisse	57
4.8	Vergleich des Kohlenstoffuntergrundes an Nieder- und Hochfeldseite	59
4.9	Angepasste Gaußkurven für die Heliumlinien an der Hochfeldseite	60
4.10	Intensitätsprofile der Heliumlinien an Hoch- und Niederfeldseite	61
4.11	Profile von n_e und T_e an Hoch- und Niederfeldseite inklusive Fehlerbalken	63
4.12	Gemessener Helium Teilchenfluss für beide Atomstrahlen	64
4.13	Geometrische Überlegungen zur Abschätzung der Beeinflussung der lokalen Plasmamaparameter durch den injizierten Heliumfluss	65
4.14	Kombiniertes Profil der Elektronendichte von Lithium- und Helium Atomstrahldiagnostik	69
4.15	Aufbau zur Beobachtung von Teilchenfluss- und Quellverteilung mit spektroskopisch gefilterten CCD-Kameras	70

5.1	Zeitliche Entwicklung der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e mit ansteigendem DED Strom im Vergleich mit einer Referenzentladung (Niederfeldseite)	75
5.2	Zeitliche Entwicklung des Elektronendrucks p_e mit ansteigendem DED Strom im Vergleich mit einer Referenzentladung (Niederfeldseite)	76
5.3	Radiale Profile $n_e(r)$ $T_e(r)$ auf der Niederfeldseite mit und ohne externes Störfeld	77
5.4	Zeitliche Entwicklung von n_e und T_e mit ansteigendem DED-Strom im Vergleich mit einer Referenzentladung (Hochfeldseite)	78
5.5	Radiale Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ auf der Hochfeldseite mit und ohne externes Störfeld	79
5.6	Typische Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target bei $I_{DED} = 13,5kA$	80
5.7	Zeitliche Entwicklung der Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target sowie des Elektronendrucks	81
5.8	Übersicht über die Entwicklung der Magnetfeldtopologie im Beobachtungsbereich an Hoch- und Niederfeldseite während einer DED-Stromrampe . .	83
5.9	Vergleich der radialen Profile $n_e(r)$, $T_e(r)$ und $p_e(r)$ mit dem radialen Profil der Verbindungslängen (Niederfeldseite)	85
5.10	Vergleich der radialen Profile $n_e(r)$, $T_e(r)$ und $p_e(r)$ mit dem radialen Profil der Verbindungslängen (Hochfeldseite)	87
5.11	Vergleich der Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target mit der <i>Foot-print</i> Abbildung	87
5.12	Vergleich eines poloidalen Schnittes durch die Teilchenflussverteilung auf dem DED-Target mit den Verbindungslängen der ankommenden Feldlinien	88
5.13	Vergleich der Magnetfeldtopologie mit dem Eindringverhalten der freigesetzten Wasserstoffatome vor dem DED-Target	89
5.14	Stromverteilung des DED während der niederfrequenten Verschiebung der Magnetfeldtopologie im <i>Sweep-Modus</i>	91
5.15	Übersicht über die Plasmarandschichtstruktur in poloidale Richtung ermittelt im Sweep-Modus	93
5.16	Entwicklung der Magnetfeldtopologie im Sweep-Modus (Niederfeldseite) . .	95
5.17	Vergleich der poloidalen Profile von n_e , T_e und p_e mit den poloidalen Profilen der Verbindungslängen	97
5.18	Einfluss von β_p auf die Plasmaposition, die Position der LCFS und auf den Sicherheitsfaktor am Rand für die untersuchte Entladungsserie #96612 - #96620	101
5.19	Änderung von n_e und T_e in laminaren und ergodischen Bereichen relativ zum Zeitpunkt ohne DED in Abhängigkeit von β_p (Niederfeldseite)	102
5.20	Änderung von Teilchen- und Energieeinschlusszeit mit steigender Heizleistung P_H (#96612 - #96620)	104
5.21	Einfluss des Sicherheitsfaktors q_a auf die Teilchenflussverteilung sowie n_e und T_e an der Hochfeldseite	107
5.22	Relative Änderung von n_e und T_e auf der Niederfeldseite an der Position der LCFS mit Variation von q_a	108
5.23	Relative Änderung der zentralen Elektronenparameter mit q_a	109
5.24	Entwicklung der Magnetfeldtopologie an Hoch- und Niederfeldseite in Abhängigkeit von q_a	111

6.1	Mit EMC3/EIRENE modellierte Plasmarandschichtstruktur mit und ohne externes Störfeld	117
6.2	Ergebnisse der Modellierung von Teilchen- und Energiedeposition auf dem DED-Target	118
6.3	Vergleich der Modellierungs-Ergebnisse mit der Magnetfeldtopologie im Rechengitter	119
6.4	Vergleich poloidaler Profile der modellierten Teilchen- und Wärmeflussverteilung auf dem DED-Target mit poloidalen Verbindungslängenprofilen .	120
6.5	Vergleich modellierter, poloidaler Profile von $p_e(\vartheta)$ mit dem poloidalen Profil der Verbindungslängen im Bereich der laminaren Zone über den ganzen poloidalen Winkel	121
6.6	Modellierte poloidale Profile $n_e(\vartheta)$, $T_e(\vartheta)$ und $p_e(\vartheta)$ im Bereich einer laminaren Flussröhre im Vergleich mit dem Verbindungslängenprofil	121
6.7	Poloidale Profile der Teilchen- und der Wärmeflussdichte auf dem DED-Target aus Experiment und Modellierung	122
6.8	Modellierungs-Ergebnisse mit geänderten Transportkoeffizienten	124
6.9	Modellierte poloidale Profile im Bereich der laminaren Flussröhre an der Niederfeldseite für zwei verschiedene Einstellungen der Transportkoeffizienten	125
6.10	Vergleich radialer Profile $n_e(r)$ und $T_e(r)$ aus Experiment und Modellierung	126
7.1	Eingabewerte zur Abschätzung der Änderung des radialen Transportes für #95895	134
7.2	Theoretisch berechnete Änderung der senkrechten Transportkoeffizienten für Entladung #95895	135
7.3	Übersicht über die Profile $n_e(r)$, $\nabla n_e(r)$, $L_n(r)$ sowie $T_e(r)$, $\nabla T_e(r)$, $L_T(r)$ zur Beurteilung des radialen Transportes	137
7.4	Verbindungslängen $L_c(r, \vartheta)$ und kürzeste Verbindung zur Wand $D_c(r, \vartheta)$ im Bereich der Helium Atomstrahl Diagnostik an der Niederfeldseite für die Entladung #95895 ($I_{DED} = 13,5kA$)	138
7.5	Einteilung in ergodische und laminare Bereiche zur Diskussion der Gradienten für #95895	138
7.6	Poloidal-radiale Verteilung von n_e und T_e für die Analyse der Profilcharakteristik in ergodischen und laminaren Bereichen	142
7.7	Profile der Elektronendichte $n_e(r)$ und Elektronentemperatur $T_e(r)$ und der Gradienten $\nabla n_e(r)$ und $\nabla T_e(r)$ dieser Profile für die drei Phasen der Entladung im Sweep-Modus	143
7.8	Vereinfachte Darstellung der senkrechten und parallelen Teilchen- und Wärmeflüsse zur Wirkung der laminaren Flussröhren als ED-SOL	146
7.9	Aufbau und Position der <i>Langmuir Sonden</i> auf dem DED-Target	148
7.10	Ergebnisse der <i>Langmuir Sonden</i> zur Analyse der auf das DED-Target strömenden Teilchen- und Wärmeflüsse	149
7.11	Skizze zur zur Bestimmung der Streifenbreite auf dem DED-Target	150
7.12	Projektion der Target Fläche senkrecht zu den Magnetfeldlinien	150
7.13	Toroidales Profil der Teilchenflussdichte und der Elektronentemperatur auf dem DED-Target gemessen mittel <i>Langmuir-Sonden</i>	154

Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. Ulrich Samm für die interessante Fragestellung und die Möglichkeit diese frei zu bearbeiten. Die dauerhafte Unterstützung zur Einordnung der Ergebnisse und das Interesse an den untersuchten Sachverhalten haben mich sehr motiviert.

Herrn Prof. Dr. Karl Heinz Spatschek für die Übernahme des Ko-Referats und die offene Beratung über die Ausrichtung der Arbeit. Herrn Prof. Dr. Gerd Fußmann für die Erstellung des externen Gutachtens.

Den Kollegen, die mich in all den alltäglichen Herausforderungen beim Experimentieren an einem Großgerät unterstützt haben und bei der Einordnung der gewonnenen Daten eine große Hilfe waren: Herrn Dr. Michael Lehnen für die äußerst kollegiale Zusammenarbeit und die hilfreichen Diskussionen über die Topologie und deren Bedeutung. Herrn Dr. Bernd Schwer, für die Einführung in die Helium Atomstrahldiagnostiken und die Hilfe bei allen technischen Fragen. Herrn PD Dr. Bernhard Unterberg für die kontinuierliche Entwicklung von neuen Ideen und die Hilfe bei der Einordnung aller Resultate.

Herrn Dr. Albrecht Pospieszyk, den Herren Dr. Leonid Vainshtein, Dr. Israel Beigman und Dr. Mathias Brix für die Entwicklung der verwendeten Stoß-Strahlungsmodelle und die vielen Erklärungen zu diesen. Herrn Dr. Karl-Heinz Finken und Herrn Dr. Sadrilla Abdullaev für die stete Diskussionsbereitschaft zu allen Fragen des DED. Herrn Dr. Mikhail Tokar für die große Hilfsbereitschaft bei der Einordnung der Messergebnisse.

Für die Einführung in die theoretischen Werkzeuge und die große Unterstützung beim Vergleich zum Experiment bedanke ich mich bei: Herrn Dr. Marcin Jakubowski (ATLAS) und den Herren Prof. Dr. Detlev Reiter, Dipl. Phys. Derek Harting und Heinke Frerichs (EMC3/EIRENE). Die unkompliziert kollegiale Zusammenarbeit hat Freude gemacht.

Besonders danke ich den Kollegen auf dem technischen Sektor, für die verlässlich hohe Qualität bei der Messvorbereitung und der Bereitschaft immer einzuspringen, wenn es um das Gelingen der Messungen ging. Ohne die Herren Kalle von Bovert, Klaus Klören, Ingo Lassive, Serge Musso und Dieter Schüller wären diese Messungen nicht möglich gewesen.

Bei allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für Plasma-Wand Wechselwirkung für drei weitere gute Jahre in einer sehr freundlichen und kollegialen Atmosphäre: Dr. Dimitri Borodin, Dr. Sebastijan Brezinsek, Winfried Cremerius, Dipl. Phys. Stefan Droste, Dipl. Phys. Florian Irrek, Dr. Andreas Kirschner, Dr. Arkadi Kreter, Dr. Philippe Mertens, Dipl. Ing. Mikhael Mitri, Dr. Volker Phillips, Dipl. Ing. Harry Reimer, Daniela Schmitz, Dr. Genady Sergienko, Dipl. Phys. Efren Uzgel und bei meinen Mitstreitern in Sachen PhD: Herrn Dr. Christian Busch und Herrn Dipl. Phys. Uron Kruezi.

Bei meinen Eltern und meinen Schwiegereltern, beide habt Ihr mich und uns stets unterstützt und aufgebaut.

Besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Vanessa: Wir hatten sicher unsere bisher intensivste Zeit hier in Jülich und für all Deine Unterstützung, Deine Geduld und Dein Dasein auf diesem Weg danke ich Dir von ganzem Herzen. Ich bin froh, dass es Dich gibt!

Erklärung:

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenhändig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, den 31.03.2006

(Oliver Schmitz)