

H.W. Meister

Transportuntersuchungen im Übergangsbereich von Einschlussregimen an ASDEX Upgrade

Dissertation Univ. Augsburg

**IPP 10/16
2000**

Transportuntersuchungen im Übergangsbereich von Einschlussregimen an ASDEX Upgrade

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Augsburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation

von

Dipl. Phys. Hans Wilhelm Meister

durchgeführt am

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Garching bei München

06. Juni 2000

Abstract

A promising operation regime for future fusion devices with magnetic confinement based on the tokamak principle is the “advanced tokamak”. Showing a good energy confinement and a high fraction of non-inductive driven plasma current, these scenarios have an internal transport barrier (ITB) which enables high ion temperatures in the plasma center. As heat diffusivity coefficients reach neoclassical levels in the plasma center in these scenarios, anomalous, turbulent transport is reduced. Similar to the transport reduction at the plasma edge in H-mode scenarios, theory explains the transport reduction in ITB regimes by $E \times B$ flow shear decorrelation of turbulence. In order to experimentally test this prediction, the radial electric field is calculated from measurements of density, temperature, toroidal and poloidal rotation velocity of one ion species using the radial force balance. These profiles are provided from the charge exchange recombination spectroscopy (CXRS) which has been extended by poloidal sight-lines.

The CXRS diagnostic at ASDEX Upgrade and its data evaluation procedure is presented. Special attention is paid to the topics of interest for proper interpretation of the observed spectra: exact calibration of the system and the alignment of the sight-lines which gives rise to high corrections due to the energy dependent cross-section of the charge exchange rate coefficient. Methods for considering these corrections and their implementation during data evaluation are described.

The discussion of experimental results includes three different regimes, the H-mode, the H-mode with improved confinement and a discharge with internal transport barrier and L-mode edge. Measurements at ASDEX Upgrade show that the radial electric field is always dominated by the toroidal rotation. The pressure gradient plays only a minor role even in regimes with ITB, whereas the poloidal rotation usually alters the profile of the radial electric field and is therefore important for the calculation of the shearing rates.

The comparison of ion heat diffusivity coefficients, $E \times B$ shearing rates and maximum linear growth rates for the ion temperature gradient instability in these regimes support the assumption that turbulent transport inside the ITB is suppressed, even when taking the high experimental uncertainties into account.

Inhaltsverzeichnis

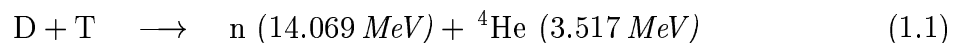
1	Einführung	1
1.1	Kontrollierte Kernfusion	1
1.2	Magnetischer Plasmaeinschluss	2
1.3	Transport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen	3
1.4	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	5
2	Transportunterdrückung mittels verschertem $E \times B$ Fluss	7
2.1	Das radiale elektrische Feld	7
2.2	Verscherter $E \times B$ Fluss	9
2.3	Diagnostik der Transportunterdrückung	11
2.3.1	Fluktuationsamplituden und Turbulenzunterdrückung	11
2.3.2	Evaluierung des Einflusses von $\omega_{E \times B}$	12
3	Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie an ASDEX Upgrade	15
3.1	Prinzip der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie	15
3.2	Aufbau der CXRS an ASDEX Upgrade	17
3.2.1	Optische Komponenten	17
3.2.2	Datenerfassung	19
3.3	Kalibrierung der Ladungsaustauschspektroskopie	20
3.3.1	Intensitätskalibrierung	20
3.3.2	Wellenlängenkalibrierung	21

4	Auswertung der Messdaten	25
4.1	Rohdatenauswertung	25
4.2	Korrekturen	29
4.2.1	Feinstrukturaufspaltung	30
4.2.2	Energieabhängiger effektiver Emissionskoeffizient	31
4.3	Entfaltung der radialen Profile	40
4.3.1	Prinzip der Entfaltung	41
4.3.2	Entfaltung von CXRS-Intensitäten	44
4.3.3	Entfaltung des radialen elektrischen Feldes	46
5	Experimentelle Ergebnisse	49
5.1	Plasmaparameter in verschiedenen Einschlussregimen	49
5.1.1	H-Mode	49
5.1.2	H-Mode mit verbessertem Einschluss	53
5.1.3	Interne Transportbarriere mit L-Mode Rand	58
5.2	Untersuchungen zur Transportunterdrückung	61
5.2.1	Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion	61
5.2.2	Verscherungs- und Anwachsraten	67
5.3	Der Einfluss von $\omega_{E \times B}$ auf den Transport an ASDEX Upgrade	72
6	Zusammenfassung und Ausblick	75
A	Der Tokamak ASDEX Upgrade	79
B	Neutralteilchenheizung an ASDEX Upgrade	83
C	Korrektur zur poloidalen Rotationsgeschwindigkeit	87
D	Glossar	93
	Literaturverzeichnis	95

1 Einführung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Im Zuge der Entwicklung neuer Energiequellen wird seit längerem versucht, den Energieerzeugungsprozess der Sonne, das Verschmelzen leichter Atomkerne zu schwereren, auf der Erde als kontrollierte Kernfusion nachzuvollziehen. Die hierfür geeignetste Reaktion ist die Deuterium-Tritium-Reaktion (DT-Reaktion). Sie hat nicht nur den höchsten Wirkungsquerschnitt bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen, sondern zeigt auch eine hohe Energiefreisetzung pro Masseneinheit [1]:



Um auf wirtschaftliche Art und Weise ausreichend hohe Fusionsraten zu erhalten, muss den Stoßpartnern die Energie zur Überwindung des Coulombwalls auf thermischem Wege zugeführt werden. Bei den entsprechenden Temperaturen von rund 12 keV^1 liegen die Teilchen im ionisierten Zustand vor — man spricht von einem Plasma. Obwohl das Plasma nach außen hin neutral ist, können die darin enthaltenen geladenen Teilchen mit elektrischen und magnetischen Feldern beeinflusst werden. Dies macht man sich zunutze, um heiße Fusionsplasmen berührungsfrei mittels Magnetfeldern einzuschließen [2].

In einem Magnetfeld werden die Plasmateilchen von der Lorentzkraft auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien herum abgelenkt, so dass senkrecht zum Magnetfeld ein sehr guter Einschluss des Plasmas erreicht werden kann. Wegen der hohen Endverluste in linearen Anordnungen werden torusförmige bevorzugt, in denen die Feldlinien des Zentralbereichs endlos verlaufen, d.h. ohne von materiellen Flächen abgeschnitten zu werden. In der rein torusförmigen Konfiguration der Magnetfelder treten jedoch Driften auf, die zu einem schnellen Verlust des Plasmas führen [3]. Dieser unerwünschte Effekt kann eingeschränkt werden, wenn neben der toroidalen Komponente des Magnetfeldes auch eine poloidale Komponente (vergl. B_{tor} und B_{pol} in Abb. 1.1) helikal verlaufende Magnetfeldlinien erzeugt (Abb. 1.2).

¹In der Plasmaphysik werden Temperaturen i.A. in Energieeinheiten angegeben. Bei Boltzmannverteilung gilt für die wahrscheinlichste Geschwindigkeit $v_w = \sqrt{2k_B T/m} \Rightarrow E(v_w) = \frac{1}{2} m v_w^2 = k_B T$ und damit für die Umrechnung $1 \text{ eV} = 1.16 \cdot 10^4 \text{ K}$.

1.2 Magnetischer Plasmaeinschluss

Es gibt zwei prinzipielle Möglichkeiten, das gewünschte helikal verschraubte Magnetfeld zu erzeugen. Sie sind unter den Namen *Stellarator* und *Tokamak* bekannt. Beide Konzepte werden weltweit parallel zur Reaktortauglichkeit hin weiterentwickelt. Der Stellarator erzeugt beide Komponenten des Magnetfeldkäfigs mit Hilfe externer Spulen, wohingegen beim Tokamak das Hauptfeld in toroidaler Richtung von äußeren Spulen, das Poloidal-feld allerdings von einem im Plasma induktiv getriebenen Strom erzeugt wird. Abbildung 1.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Tokamaks mit den wichtigsten Magnetfeldspulen. Der Tokamak ASDEX Upgrade, an dem die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde, wird detaillierter in Anhang A vorgestellt.

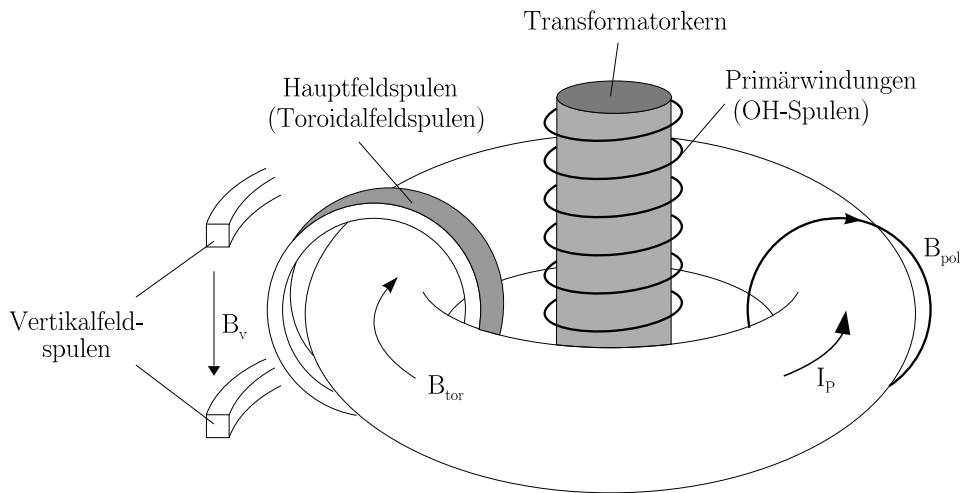


Abbildung 1.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks.

Magnetisierte Plasmen können als elektrisch leitende Flüssigkeit mit einem anliegenden Magnetfeld aufgefasst und somit im Rahmen der Magnetohydrodynamik (MHD) beschrieben werden. Mit Hilfe dieser Beschreibungsmethode ergeben sich als Lösung bei einer torusförmigen Konfiguration ineinander geschachtelte Flächen mit konstantem magnetischen Fluss (siehe auch Abb. 1.2). Diese sogenannten *Flussflächen* sind gleichzeitig auch Flächen, auf denen verschiedene Plasmaparameter, wie z.B. Stromdichte und Plasmadruck, konstant sind [4] und werden von den helikal umlaufenden Magnetfeldlinien aufgespannt.

Im Allgemeinen schließen sich die Feldlinien nie in sich selbst — sie füllen eine Flussfläche ergodisch aus. Diejenigen Feldlinien, die nach endlich vielen toroidalen Umläufen an derselben poloidalen Position ankommen, spannen die sogenannten resonanten Flussflächen auf. Ihnen kommt eine besondere Bedeutung zu, da auf diesen Flussflächen Instabilitäten

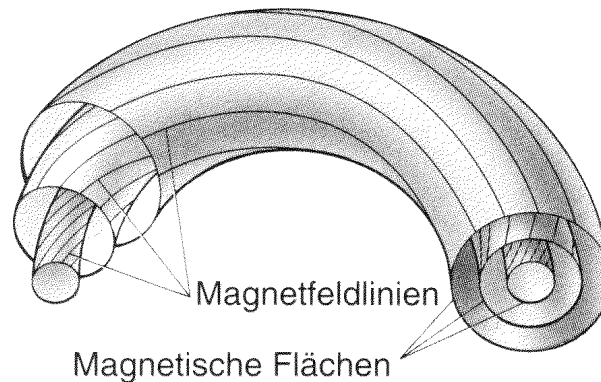


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Flussflächen und Feldlinien eines Plasmas in einem Tokamak.

anwachsen können. Das Verhältnis q von toroidalen zu poloidalen Umläufen einer Feldlinie wird daher auch *Sicherheitsfaktor* genannt. Die allgemeine Definition von q lautet:

$$q = \frac{d\Phi}{d\Psi} \quad (1.2)$$

und bezeichnet die Änderung des toroidalen Flusses Φ mit dem poloidalen Fluss Ψ .

1.3 Transport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen

Wie gut der Einschluss des Plasmas im Magnetfeld ist, ist sehr entscheidend für einen zukünftigen energieliefernden Fusionsreaktor. Planungen zukünftiger Experimente, wie z.B. die des Tokamaks ITER (**I**nternationaler **t**hermonuklearer **E**xperimentalreaktor), sehen ein immer größeres Plasmavolumen vor. Mit dem Plasmavolumen wächst nämlich auch die Energieeinschlusszeit² τ_E und damit die Wahrscheinlichkeit für Fusionsstöße. ITER sollte der erste Tokamak sein, der ein gezündetes Plasma zeigt, also ein Plasma, das sich durch die Heizleistung der bei den Fusionsreaktionen erzeugten α -Teilchen ohne dominierende äußere Heizmethoden auf den nötigen Temperaturen hält.

Andererseits kann man schließen, dass bessere Einschlusseigenschaften des Plasmas die Mindestgröße eines zukünftigen Reaktors reduziert. Daher ist man nicht nur bemüht den Transport zu verstehen, sondern man versucht auch Szenarien zu finden, in denen er möglichst gering gehalten werden kann.

Der Transport im magnetisch eingeschlossenen Plasma allgemein (also unabhängig davon, ob Transport von Teilchen, Energie, Impuls, ... betrachtet wird) ist bislang nur

² τ_E ist der Quotient aus Energieinhalt und zugeführter Leistung. Die Energieeinschlusszeit ist damit ein Maß für die Güte des Plasmaeinschlusses.

unvollständig geklärt. Der Einschluss eines Plasmas im Magnetfeld schränkt die Teilchenbewegung senkrecht dazu stark ein. Da in einem thermisch eingeschlossenen Plasma Stöße der Teilchen untereinander unvermeidlich sind (in diesem Fall sogar erwünscht), erwartet man gewisse Exkursionen der Teilchen von ihren Bahnen und damit verbunden auch den Transport von Teilchen und Energie.

Ein erster Ansatz, der klassische Transport, geht davon aus, dass lediglich die erwähnten binären Kollisionen und der damit verbundene Versatz der Teilchen in der Größenordnung ihres Gyroradius den Transport bestimmen. Dieser Mechanismus führt zur Diffusion. Im Plasma sind neben den frei beweglichen Teilchen auch auf sogenannten Bananenbahnen gefangene Teilchen vorhanden, für die das nach innen zunehmende Toroidalfeld als magnetischer Spiegel wirkt (siehe auch [4]). Diese gefangenen Teilchen erleiden eine weitaus höhere radiale Exkursion als dies bei der Gyration der Fall ist. Damit ist auch ein erhöhter Transport, der neoklassische Transport, verbunden.

Weder klassische noch neoklassische Transporttheorien, die zwar binäre Stöße, aber keine kollektiven Effekte beschreiben, können bisher die im Experiment beobachteten hohen Transportkoeffizienten erklären. Mit der Neoklassik können zwar einige toroidale Effekte, beruhend auf dem Transport entlang einer Feldlinie, gut berechnet werden, in radialer Richtung spricht man aber von einem anomalen Transport. Nach heutiger Auffassung ist er durch turbulente Fluktuationen im Plasma bedingt, die gesättigten, nichtlinearen Lösungen der MHD-Gleichungen entsprechen. Die Ausbildung des hierfür charakteristischen quasistationären Zustands fernab vom thermodynamischen Gleichgewicht erfordert eine ständige Zufuhr, Umverteilung und Abfuhr von Energie. Im Plasma geschieht die Energieumverteilung über nichtlineare Kopplung, die treibenden Kräfte sind die Gradienten der verschiedenen Gleichgewichtsgrößen, wie z.B. die von Temperatur und Dichte.

Die Nichtlinearität der Turbulenz macht eine analytische Beschreibung des Plasmatransports in den meisten Fällen aussichtslos. Numerische Modellierungen und die Betrachtung von Spezialfällen haben aber eine Reihe verschiedener Ursachen des turbulenten Transports in allen Bereichen von magnetisch eingeschlossenen Plasmen aufgezeigt. Eine dieser Ursachen, die für den größten Teil des Transports im Plasmakern verantwortlich gemacht wird, ist die Ionentemperaturgradient-Instabilität (ITG — **ion temperature gradient**, siehe z.B. [3, 5]). Sie betrifft in erster Linie die Plasmaionen und wird von dem Gradienten der Ionentemperatur getrieben.

Wie im Allgemeinen bei Turbulenz, so ist es auch im Plasma möglich, die Turbulenz und den damit verbundenen Transport zu unterdrücken. Eine Möglichkeit hierzu ist, die turbulenten Wirbel mittels einer verscherten Strömung auseinanderzureißen. Als besonders effektiv hat sich ein verschertter $E \times B$ Fluss erwiesen, also eine radial unterschiedliche Driftgeschwindigkeit der Plasmateilchen aufgrund variierender radialer elektrischer und magnetischer Felder.

Die Bedeutung, dieser verscherten Flüsse wird verständlich, wenn man bedenkt, dass durch eine lokale Unterdrückung der Turbulenz und damit des Transports der Zugang zu Regimes mit verbesserten Transporteigenschaften ermöglicht wird. Ein Beispiel hierfür ist der Übergang von der L-Mode (**l**ow confinement), einem Regime mit moderatem Einschlussverhalten, zur H-Mode (**h**igh confinement), die nahezu doppelt so lange Einschlusszeiten aufweist [6, 7]. Letztere zeigt eine Transportbarriere am Plasmarand, deren Entstehung mit dem Einfluss einer verscherten $E \times B$ Strömung erklärt werden kann. Selbst im Plasmainterinneren ist der Transport aufgrund der höheren Temperaturen am Rand der Barriere reduziert.

Der wichtige Beitrag der experimentellen Seite zum Verständnis des Transports liegt nun darin, Transportkoeffizienten aus den Gleichgewichtsgrößen des Plasmas zu bestimmen und mittels unterschiedlicher Entladungsszenarien aus verschiedenen theoretischen Transportmodellen das wahrscheinlichste auszuwählen.

1.4 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit sind experimentelle Transportuntersuchungen im Bereich des Kernplasmas in verschiedenen Einschlussregimes. Es werden Plasmaentladungen mit und ohne *interne Transportbarrieren* (ITB) untersucht, deren Randbereich dem einer L- oder H-Mode entsprechen kann.

In Kapitel 2 werden einige Grundlagen zur Untersuchung des Transports im Plasma bei Vorhandensein eines radialen elektrischen Feldes beschrieben. Als Erstes wird das Zustandekommen des radialen elektrischen Feldes und dessen Bestimmung aus experimentellen Daten vorgestellt. Anschließend wird auf den bereits erwähnten $E \times B$ Fluss eingegangen, insbesondere auf seine quantitative Bestimmung und seine Auswirkungen auf die Turbulenz im Plasma. Das Kapitel wird mit einem Abschnitt über die Möglichkeiten, die Transportunterdrückung durch $E \times B$ Fluss zu diagnostizieren, abgeschlossen.

An ASDEX Upgrade können mit Hilfe der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie (CXRS) Temperatur, Dichte sowie toroidale und poloidale Rotationsgeschwindigkeiten von Verunreinigungen bestimmt werden und somit aus der radialen Kraftbilanz das radiale elektrische Feld. Temperatur und toroidale Rotation sind in guter Näherung für Haupt- und Verunreinigungen gleichermaßen gültig. Dies macht die CXRS zu einem idealen Instrument zur Untersuchung der Ionen und damit verbundener Effekte im Hauptplasma.

Die Betreuung und Weiterentwicklung der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie an ASDEX Upgrade im Rahmen dieser Arbeit ermöglichte es erstmals, die poloidale Rotationsgeschwindigkeit zuverlässig zu bestimmen und somit alle Größen zur Berechnung des radialen elektrischen Feldes bereitzustellen. Hierfür ist eine umfassende und

exakte Kalibrierung der Diagnostik erforderlich. Deren Prinzip, gesamter Aufbau und dessen Kalibrierung werden in Kapitel 3 vorgestellt.

In Kapitel 4 wird auf die Auswertung der mit der CXRS gewonnenen Daten eingegangen. Hierbei ist zu beachten, dass in einem magnetisierten Plasma verschiedenste atomare Effekte die Messung beeinträchtigen können. Daher wird besonderen Wert auf die erforderlichen Korrekturen der Messungen gelegt, welche detailliert vorgestellt und beschrieben werden. Ein weiterer Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Entfaltung der Daten. Sie ist insbesondere bei Messungen in poloidaler Richtung unumgänglich, da sich das Wechselwirkungsvolumen der Ladungsaustauschreaktionen über einen im Vergleich zu den Ausdehnungen des Plasmas großen Bereich der Sichtlinien erstreckt.

Nach der Bereitlegung der experimentellen Daten und dem theoretischen Grundgerüst zum Verständnis der Auswirkungen verschiedener Plasmaparameter auf den Transport, werden in Kapitel 5 Messergebnisse präsentiert und deren Zusammenhang zu Änderungen im Transportverhalten erläutert. Einleitend dazu werden drei typische Einschlusszenarien vorgestellt, wobei einige wichtige Plasmaparameter der hierfür repräsentativ ausgewählten Entladungen ausführlich diskutiert werden, ebenso wie die Relevanz dieser Szenarien für einen zukünftigen Fusionsreaktor auf Basis eines Tokamaks. Daran schließt sich eine Betrachtung der Transportkoeffizienten und der $E \times B$ Verscherungsraten im Vergleich mit maximalen linearen Anwachsraten von Instabilitäten an. Dies wird Aussagen zum Transportverhalten dieser Entladungsszenarien ermöglichen, insbesondere dazu, ob die Transportunterdrückung mittels $E \times B$ Verscherung als physikalische Ursache in Frage kommt.

2 Transportunterdrückung mittels verschertem $E \times B$ Fluss

Ein Hauptanliegen der theoretischen Plasmaphysik ist die Entwicklung von Theorien, die die unterschiedlichen in einem Fusionsplasma auftretenden Transportphänomene erklären können. Aufgrund der Komplexität des zu betrachtenden Vielteilchensystems mit seinen langreichweitigen elektromagnetischen Wechselwirkungen ist es bisher allerdings nicht gelungen, eine einheitliche Transporttheorie zu entwickeln. Im Laufe des letzten Jahrzehnts wurde allerdings eine Theorie entwickelt, die zumindest die Universalität zu haben scheint, die Unterdrückung des anomalen Transports in den verschiedenen Einschlusszenarien an mehreren Experimenten erklären zu können.

Der anomale Transport wird von den unterschiedlichsten im Plasma auftretenden Instabilitäten getragen. Dies können magnetohydrodynamische Instabilitäten oder Microinstabilitäten (hauptsächlich Driftwellen) sein [4]. Letzteren wird die Erzeugung von Turbulenz im Plasma zugeschrieben [8]. Die charakteristische radiale Ausdehnung der Turbulenz entspricht der radialen Korrelationslänge der turbulenten Wirbel. Eine Möglichkeit den anomalen Transport zu unterdrücken oder zumindest zu verkleinern könnten verscherte Flüsse im Plasma bieten, die aufgrund ihrer radial unterschiedlichen Geschwindigkeit die turbulenten Wirbel auseinanderreißen und somit deren radiale Korrelationslänge verringern. Außerdem können sie bewirken, dass instabile Moden (Instabilitäten) an stabile koppeln und somit gedämpft werden [9].

Einer dieser in Frage kommenden Flüsse ist der $E \times B$ Fluss. Er entsteht aufgrund eines vom Plasma generierten elektrischen Feldes und dessen Wechselwirkung mit dem das Plasma einschliessende Magnetfeld. Zuvor soll jedoch die Entstehung des erwähnten elektrischen Feldes kurz erläutert werden.

2.1 Das radiale elektrische Feld

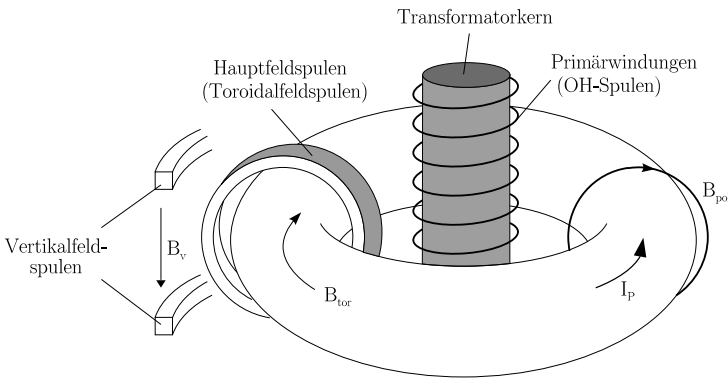
Von außen betrachtet ist ein Plasma neutral. Jegliche Abweichung von der Ladungsneutralität auf Längenskalen oberhalb der Debye-Länge würde sehr hohe Rückstellkräfte

zur Folge haben [10], so dass aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Plasmas Ausgleichsströme den Aufbau von elektrischen Feldern verhindern. Bei einem im Magnetfeld eingeschlossenen Plasma können somit entlang der Magnetfeldlinien ebenfalls keine großen elektrischen Felder aufrechterhalten werden. Lediglich senkrecht zu den Magnetfeldlinien und damit senkrecht zu den magnetischen Flussflächen wird dem Ausbreiten der Plasmateilchen ein Widerstand entgegengesetzt. Elektrische Felder größeren Betrags werden in einem magnetisch eingeschlossenen Plasma somit nur senkrecht zu den magnetischen Flussflächen, also in radialer Richtung, erwartet. Allerdings sind diese dann mit hohen $E \times B$ Driften verbunden, welche zu einer Plasmarotation führen.

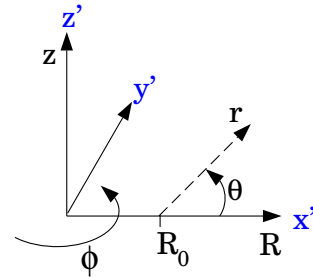
Die Größe dieses elektrischen Feldes ergibt sich aus der Kraftbilanz in radialer Richtung:

$$E_r = \frac{\nabla_r(p_i)}{Z_i e n_i} - (\vec{v}_i \times \vec{B})_r \quad (2.1)$$

In die Kraftbilanz gehen neben dem radialen elektrischen Feld E_r der Druckgradient $\nabla_r p_i$ sowie die Lorentzkraft aufgrund einer makroskopischen Strömung der Plasmateilchen und dem einschließenden Magnetfeld ein. Ein zusätzlicher Trägheitsterm kann vernachlässigt werden, da sein Beitrag im Vergleich zu dem des Druckgradienten klein ist [11].



Koordinatensystem:



äußere Mittelebene:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &\Leftrightarrow \mathbf{r} \\ \mathbf{y}' &\Leftrightarrow \phi \\ \mathbf{z}' &\Leftrightarrow \mathbf{z} \end{aligned}$$

Abbildung 2.1: An ASDEX Upgrade verwendetes Koordinatensystem zur Auswertung von CXRS-Daten und zur Bestimmung von E_r .

Legt man sich auf ein Koordinatensystem fest, so kann das Kreuzprodukt in Gleichung (2.1) aufgelöst werden. An ASDEX Upgrade wird ein räumliches Koordinatensystem verwendet, welches einen intuitiven Bezug zu den im Torus angeordneten Sichtlinien (siehe Abschnitt 3.2) erlaubt. Mit diesen in Abbildung 2.1 dargestellten Koordinaten

ergibt sich folgende Darstellung für E_r in der äußeren Mittelebene:

$$E_r = \frac{\nabla_r(p_i)}{Z_i e n_i} - v_{\phi,i} B_\theta + v_{\theta,i} B_\phi \quad (2.2)$$

Der Index i in obiger Gleichung soll zum Ausdruck bringen, dass für die Berechnung von E_r die Dichte n_i , Ladungszahl Z_i , Iontemperatur T_i , toroidale und poloidale Geschwindigkeiten ($v_{\phi,i}$ und $v_{\theta,i}$) von nur einer Ionenspezies i verwendet werden dürfen. Allerdings kann es nur ein elektrisches Feld geben. Daher ist es unerheblich, an welcher Ionensorte die Messung erfolgt.

2.2 Verscherter $E \times B$ Fluss

Sind die Plasmabedingungen so, dass sich ein elektrisches Feld ungleich Null einstellt, ergibt sich mit dem einschliessenden Magnetfeld eine Drift der Plasmateilchen, die $E \times B$ Drift [10]. Die entsprechende Driftgeschwindigkeit ist, wie auch das eingehende radiale elektrische Feld, universell gültig für jede Teilchensorte im Plasma, unabhängig von Ladung oder Masse. Diese Tatsache bringt es mit sich, dass E_r eine große Wirkung auf den Transport ausüben kann. Da sich alle Plasmateilchen mit der $E \times B$ Geschwindigkeit bewegen, trägt diese auch zu allen Moden bei. Andererseits kann auch jede Mode von $v_{E \times B}$ beeinflusst werden, sofern diese Geschwindigkeit groß genug ist.

Ist der $E \times B$ Fluss, also die Gesamtheit der sich mit der $E \times B$ Geschwindigkeit bewegenden Plasmateilchen, verscherter, so ergibt sich ein radial unterschiedlich starker Einfluss auf die Turbulenz. Die entsprechenden Ergebnisse einer quantitativen Untersuchung sind in Abbildung 2.2 dargestellt [12]. Die vier Bildausschnitte zeigen jeweils einen Ausschnitt aus dem Randbereich des Plasmas, welcher sich mit zunehmender $E \times B$ Verscherung verändert. Die turbulenten Wirbel werden immer mehr verzerrt, je größer die $E \times B$ Verscherung wird. Gleichzeitig nimmt die radiale Korrelationslänge und der turbulenzbedingte Transport ab. Sind Größe und Verscherung des $E \times B$ Flusses ausreichend, so kann die Turbulenz auch vollständig unterdrückt werden.

Quantitative Aussagen ergeben sich, wenn man die $E \times B$ Verscherungsrate $\omega_{E \times B}$ betrachtet. Sie ist ein Maß für die Rate, mit der turbulente Wirbel auseinandergerissen werden und ergibt sich aus der theoretischen Betrachtung, wie schnell zwei benachbarte Punkte im Plasma ihre Korrelation verlieren. Eine Möglichkeit, die $E \times B$ Verscherungsrate darzustellen ist [13]:

$$\omega_{E \times B} = \left| \frac{R B_\theta}{B_\phi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{R B_\theta} \right) \right| \quad (2.3)$$

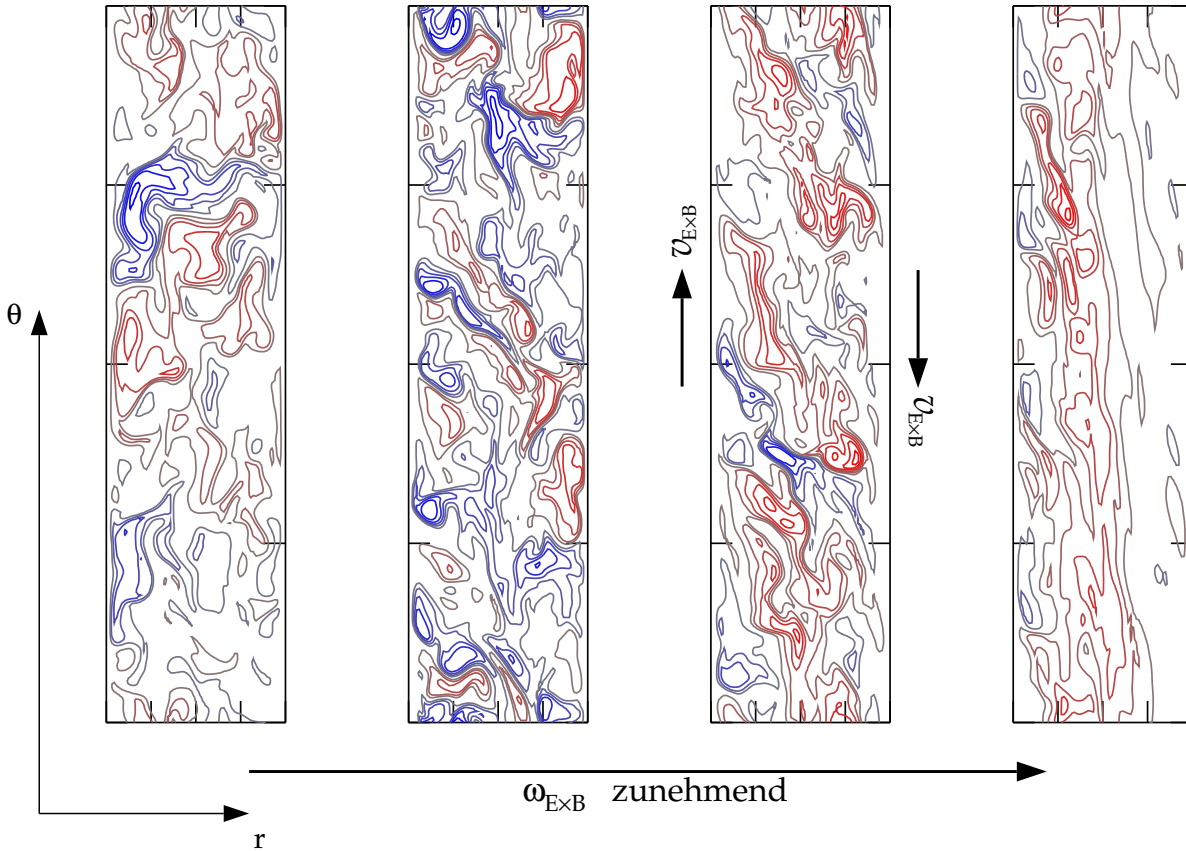


Abbildung 2.2: Auswirkungen des verscherten $E \times B$ Flusses auf Turbulenz im Plasma. Das linke Teilbild zeigt ungestörte Turbulenz ohne verscherten $E \times B$ Fluss. Stetiges Erhöhen von $\omega_{E \times B}$ (im Bild von links nach rechts zunehmend) verzerrt die turbulenten Wirbel immer mehr, bis der turbulente Transport schließlich unterdrückt wird. Die Darstellung wurde [12] entnommen.

Diese Darstellung ist für Driftwellenturbulenz gültig und beinhaltet die Näherung, dass die Korrelationslänge in radialer Richtung und die senkrecht zu den Feldlinien, aber innerhalb einer Flussfläche, in etwa gleich sind [9].

Wie relevant $\omega_{E \times B}$ für die Transportunterdrückung im jeweiligen Fall tatsächlich ist, ergibt sich aus dem Vergleich mit einer Rate, die die Turbulenz charakterisiert. So eine Größe ist die maximale lineare Anwachsrate von Instabilitäten γ_{\max} . Das Maximum ist hierbei über alle Wellenvektoren der zu betrachtenden Moden zu bilden. Im Normalfall werden hierfür die verschiedenen Wellenvektoren der Ionentemperaturgradienten-Instabilität (ITG-Mode)¹ betrachtet, da diese diejenige ist, die im Plasmainneren normalerweise vorherrscht. Zur Berechnung von γ_{\max} wurde für die in dieser Arbeit betrach-

¹Mikroinstabilität, die einer Driftwelle entspricht und von Landau-ähnlichen Resonanzen zw. Welle und therm. Bewegung der Ionen getrieben wird (siehe z.B. [3])

teten Entladungen ein sogenanntes gyro-Landau Fluid-Modell verwendet [14]. Die Berechnung erfolgt in toroidaler Geometrie, wobei die ITG-Turbulenz als dreidimensionale ballooning Mode² dargestellt wird und die Physik der Elektronen über die Integration zweier Flüssigkeitsmodelle für gefangene und freie Elektronen wiedergegeben wird. Aufgrund der Komplexität dieser Berechnungen sind die Anwachsraten von Instabilitäten nicht einfach und für jeden beliebigen Satz von Plasmaparametern erhältlich.

Bei der Betrachtung von Gleichung (2.3) fällt auf, dass der Bruch innerhalb der partiellen Ableitung zwar eine Flussflächengröße ist [9], der gesamte Ausdruck aber über den poloidalen Winkel variiert. Daher stellt sich die Frage, an welcher Stelle $\omega_{E \times B}$ und γ_{\max} zu bestimmen und zu vergleichen sind. Die höchsten linearen Anwachsraten von Instabilitäten werden typischerweise auf der Niederfeldseite von Tokamaks³ gefunden. Daher werden in dieser Arbeit, wie auch in allen Veröffentlichungen zu diesem Thema, alle Werte für $\omega_{E \times B}$ in der äußeren Mittelebene des Plasmas berechnet.

2.3 Diagnostik der Transportunterdrückung

Gleichung (2.2) zeigt, dass das radiale elektrische Feld eng mit dem Transport von Wärme und Teilchen ($\nabla_r p_i$), Drehimpuls ($v_{\phi,i}$) und poloidalem Fluss ($v_{\theta,i}$) verknüpft ist. Andererseits bewirkt ein reduzierter Transport, dass steilere Gradienten und höhere Zentralwerte der verschiedenen beteiligten Plasmaparameter erreicht werden können. Dadurch wird wiederum E_r geändert.

Diese sehr enge Verknüpfung eröffnet eine Vielzahl von Möglichkeiten, mit denen Transport und E_r sich gegenseitig beeinflussen, aber auch von außen durch den Experimentator verändert werden können. Das Plasma kann somit verschiedene Einschlussregimes mit unterschiedlichen Transporteigenschaften erreichen.

2.3.1 Fluktuationsamplituden und Turbulenzunterdrückung

Wenn man die Transportunterdrückung mittels $E \times B$ Verscherung diskutieren möchte, muss man sich vorher im Klaren sein, was man von dem Verhalten der Fluktuationsamplituden bei Turbulenzunterdrückung erwartet und wie man Turbulenzunterdrückung definieren kann.

Hätte man eine ideale Theorie, die das Verhalten des Plasmas vorhersagen kann, so wäre ein einfacher Vergleich zwischen der Amplitude der Turbulenz mit und ohne $E \times B$ Verscherung möglich. In der realen Welt muss man sich jedoch anderer Mitteln bedienen.

²Druckgetriebene Instabilität, die sich aus der MHD-Beschreibung des Plasmas ergibt und auf der Torusaußenseite lokalisiert ist.

³Also im Außenbereich des Torus, in dem das radial abfallende Toroidalfeld kleiner ist als auf der magnetischen Achse.

Die allgemein verwendete Definition beruht auf der Erwartung, dass turbulente Fluktuationsebenen ansteigen sollten, wenn die Gradienten des Hintergrundplasmas durch Quellen (Teilchen- oder Wärmequellen) erhöht werden, da Turbulenz von Gradienten getrieben wird. Andererseits bedingt ein Abnehmen der Turbulenz einen Anstieg der Gradienten bei gleichbleibenden Quellen.

Absolute Werte der Fluktuationen der Dichte \tilde{n} und des elektrostatischen Potentials $\tilde{\Phi}$ sind ebensowenig aussagefähig wie ihre normierten Analoga \tilde{n}/n und $\tilde{\Phi}/\Phi$. Sie hängen zu stark von den Plasmaparametern der jeweiligen Entladung ab. Worauf es ankommt sind die Änderungen dieser Größen im Vergleich dazu, was man von ihnen bei geänderten Hintergrundgradienten erwarten würde.

Fluktuationsamplituden, die beispielsweise kleiner werden, obwohl Hintergrundgradienten ansteigen, sind ein sicherer Hinweis auf Turbulenzunterdrückung. Diese Aussage kann man selbst dann treffen, wenn sich die Fluktuationsamplituden nicht ändern, obwohl Hintergrundgradienten ansteigen.

2.3.2 Evaluierung des Einflusses von $\omega_{E \times B}$

Ob bei einem Übergang von einem Regime in ein anderes mit geringerem Transport tatsächlich die $E \times B$ Verscherung für die Turbulenzunterdrückung verantwortlich gemacht werden kann ist nicht einfach zu klären, da der jeweilige Zustand des Plasmas das selbstkonsistente Ergebnis vieler simultan ablaufender Prozesse ist. Tests sind daher auch mit umso höherem experimentellen Aufwand verbunden, je zwingender sie die Kausalität nachweisen.

Der einfachste Test basiert auf der Erwartung, dass bei einer derart starken Verknüpfung sich Turbulenz und Transport zeitlich und räumlich gleichzeitig mit E_r bzw. $\omega_{E \times B}$ ändern. Fände man dagegen Bedingungen, unter denen sich Turbulenz und Transport ändern, $\omega_{E \times B}$ aber nicht, so könnte man schließen, dass $\omega_{E \times B}$ für diesen Fall irrelevant sei.

Ein weiterer Test versucht Theorie und Experiment quantitativ zu vergleichen. Laut Theorie soll $\omega_{E \times B}$ beim Einsetzen der Transportunterdrückung vergleichbar sein mit der maximalen linearen Anwachsrate γ_{\max} und sie im Bereich mit unterdrücktem Transport überschreiten. Außerdem sollte es an den verschiedenen Experimenten möglich sein, Transportunterdrückung mit positivem und negativem E_r zu finden, da $\omega_{E \times B}$ nur quadratisch in die jeweiligen Theorien eingeht⁴.

Der experimentell schwierigste Test besteht darin, Methoden zu finden, mit denen E_r und damit die $E \times B$ Verscherung von außen durch den Experimentator verändert werden können. Auf diese Art und Weise ist eine direkte Bestimmung der Kausalität über

⁴Daher auch die Betragstriche in Glg. (2.3)

die Untersuchung der Auswirkungen veränderter radialer elektrischer Felder möglich. Stehen solche Methoden nicht zur Verfügung, so kann zumindest nach einem sogenannten Precursor (engl. Vorläufer) gesucht werden, einer messbaren Änderung in einem der Profile, die zur Bestimmung von E_r beitragen, welche vor Änderungen im Transportverhalten eintreten. Wird so ein Precursor gefunden, so kann man sicher sein, dass $\omega_{E \times B}$ sich vor dem Einsetzen des erniedrigten Transports ändert.

Das Auftreten eines solchen Precursors ist theoretisch nicht zwingend erforderlich. Dass er überhaupt auftreten kann liegt allerdings darin begründet, dass zur Turbulenzunterdrückung ein Mindestmaß an $E \times B$ Verscherung nötig ist. D.h. dass bereits messbare Änderungen in E_r auftreten können, bevor die Turbulenz merklich beeinflusst wird. Auf die messbaren Profile übertragen bedeutet dies, dass der Precursor in der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit erwartet wird, denn das gesamte Transportverhalten und somit die radialen Verteilungen von Verunreinigungsdichte und Iontemperatur (Teilchen- und Energietransport) sowie toroidaler Rotationsgeschwindigkeit (Drehimpulstransport) sollen sich nicht oder nur unwesentlich ändern.

Die physikalischen Ursachen für die Änderungen, die in E_r auftreten müssen um einen Precursor zu generieren, sind bislang nicht eindeutig geklärt. Da elektrische Felder im Plasma aufgrund des Zusammenhangs mit der Impulserhaltung mehr ein Ausdruck für Bewegung als für Ladungstrennung sind, können sie über alle Mechanismen generiert werden, die Impulsänderungen hervorrufen. In Frage kommende Effekte sind dementsprechend extern induzierte Felder (mittels Welleneinstrahlung oder Sonden mit angelegter Spannung), Drehimpulseintrag durch Neutralstrahlen, *Orbit losses* (Verlust von Ionen aufgrund von Stößen und anschließendem Versatz um die Bananenbahnbreite über die Separatrix und damit aus dem Einschlussbereich hinaus) und *Reynolds stress* (Beitrag zum Impulstransport aus der Zeitmittelung über das Produkt fluktuierender Geschwindigkeiten in radiale und poloidale Richtung) [15]. Im Gegensatz zu den letzten beiden Effekten kann der Experimentator den erzeugten E_r -Beitrag der ersten beiden kontrollieren.

Im folgenden Kapitel werden Möglichkeiten und Grenzen der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie beschrieben, deren Daten im Rahmen dieser Arbeit zur Berechnung des radialen elektrischen Feldes und für Transportuntersuchungen verwendet wurden.

3 Die Ladungsaustauschrekombinations-spektroskopie an ASDEX Upgrade

Die Kenntnis der Ionen-Geschwindigkeitsverteilung in einem heißen Fusionsplasma ist von grundlegender Bedeutung. Die daraus abgeleiteten Größen ermöglichen Aussagen über wichtige Eigenschaften des Plasmas. Die Iontemperatur gibt beispielsweise Auskunft über den Energieeinschluss; zusammen mit der Rotationsgeschwindigkeit und der Kenntnis des Druckgradienten kann das radiale elektrische Feld bestimmt werden, welches ein zentrales Element der Transporttheorie ist.

Die einzige Diagnostik, die zur Zeit einen einfachen und zuverlässigen apparativen Zugang zu diesen Plasmagrößen an ASDEX Upgrade ermöglicht, ist die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie (*CXRS* — **C**harge **E**xchange **R**ecombination **S**pectroscopy, [16]). Der Beschreibung ihrer Implementation an ASDEX Upgrade ist das folgende Kapitel gewidmet. Nach einer kurzen Einführung in das Prinzip der CXRS werden hauptsächlich der Aufbau der Diagnostik an ASDEX Upgrade, deren Kalibration und die dabei auftretenden Probleme beschrieben.

3.1 Prinzip der Ladungsaustauschrekombinations-spektroskopie

Das Prinzip der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie besteht darin, das spektrale Profil von Plasmaionen zu messen, die über Ladungsaustauschprozesse angeregt wurden. Typischerweise werden vollständig ionisierte niedrig-Z Ionen beobachtet, die von schnellen Atomen eines Neutralstrahls (meist H^0 oder D^0 eines Diagnostikstrahls oder Neutralstrahls der Neutralinjektionsheizung) angeregt wurden. Der Rekombinationsprozess



hinterlässt das entstehende wasserstoffähnliche Ion in einem angeregten Zustand, der anschließend über Photoemission zerfällt.

Im allgemeinen werden leichte Verunreinigungen, wie He, C oder O, beobachtet, da sie zum natürlichen Teilcheninventar eines Fusionsexperiments gehören und bei den im Plasma vorherrschenden Temperaturen ($T \gtrsim 1 \text{ keV}$) vollständig ionisiert sind. Eine zusätzliche Verunreinigung des Plasmas wird dadurch vermieden. Ausserdem sind sie wegen des Teilchentransports über den gesamten Plasmaquerschnitt hinweg vorhanden.

Die Wellenlängen der bei der Photoemission auftretenden $\Delta n = 1$ Übergänge zwischen Rydberg-Zuständen liegen teilweise im sichtbaren Bereich des Spektrums und weisen mit ihren Wirkungsquerschnitten von $\gtrsim 10^{-20} \text{ m}^2$ gut messbare Intensitäten auf. Dadurch wird ein verhältnismäßig einfacher apparativer Zugang zum Tokamak mittels Lichtleiter möglich; das Spektrometer und der Detektor können hinter einer biologischen Wand platziert werden.

In heißen Fusionsplasmen ist der dominierende Verbreiterungsmechanismus der Spektrallinien der Dopplereffekt. Dies ermöglicht es, die Rotationsgeschwindigkeit und die Temperatur der beobachteten Ionenspezies anhand einfacher Relationen zu bestimmen.

Kennt man die Energiedifferenz des Ladungsaustauschübergangs, so kann man bei einer Verschiebung der gemessenen Wellenlänge λ gegenüber der für den Übergang erwarteten Wellenlänge λ_0 gemäß der Dopplerverschiebung die Geschwindigkeit v der Verunreinigungen bestimmen:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \pm \frac{v}{c} \quad (3.1)$$

Ein positiver Wert der rechten Seite von (3.1) bezeichnet eine Bewegung vom Beobachter weg, ein negativer steht für eine Bewegung auf den Beobachter zu. Entsprechend der geometrischen Anordnung der Diagnostik (siehe Abschnitt 3.2) bewirkt diese Vorzeichendefinition, dass die Ionen positive Rotationsgeschwindigkeiten haben, die bei Draufsicht auf den Torus diesen im mathematisch positiven Sinn umlaufen und damit in der gleichen Richtung, in die das Drehmoment der Neutralinjektionsheizung wirkt (vergl. Anhang B).

Die Teilchengeschwindigkeiten werden von der Maxwellverteilung bestimmt. Daher führt die Dopplerverbreiterung einer Linie auf ein Doppler-Profil und die Intensitätsverteilung hat ein Gauß-Profil mit der vollen Halbwertsbreite (FWHM = **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum) der Dopplerverbreiterung λ_D [2]:

$$\lambda_D = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{2 \ln 2 \cdot \frac{k_B T_i}{m_i}} \quad (3.2)$$

Anhand dieser Beziehung kann man bei Kenntnis der Halbwertsbreite einer Linie und deren Wellenlänge λ , sowie mit Hilfe der Boltzmannkonstanten k_B , der Lichtgeschwindigkeit c und der Ionenmasse m_i die Temperatur T_i der Verunreinigungen bestimmen.

Ist das zur Beobachtung verwendete System absolut kalibriert, kann die Dichte der Verunreinigungen n_{imp} aus der Intensität der Ladungsaustauschlinie berechnet werden.

Diese ergibt sich nämlich aus einem Sichtlinienintegral über alle Ladungsaustauschübergänge in dem Reaktionsvolumen mittels der gesuchten Dichte, sowie der Dichte der Neutralen n_0 und dem effektiven Ratenkoeffizienten für Ladungsaustauschanregung $\langle\sigma v\rangle$ gemäß

$$I_{CX}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=1}^3 \langle\sigma v\rangle_{\lambda,k} \int n_{\text{imp}} n_{0,k} ds, \quad (3.3)$$

wobei hier noch die drei verschiedenen Energiespezies k der Neutralinjektion beachtet wurden (vergl. Anhang B). Die hierfür benötigten Ratenkoeffizienten werden dem Programmsystem ADAS [17] entnommen.

3.2 Aufbau der CXRS an ASDEX Upgrade

Der CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade wurde zu einem System mit toroidalen Sichtlinien noch ein zweites mit poloidalen Sichtlinien hinzugefügt, um neben den toroidalen Rotationsgeschwindigkeiten des Plasmas auch die poloidale Rotation messen zu können und damit das radiale elektrische Feld direkt aus CXRS-Messungen entsprechend Gleichung (2.2) zu bestimmen.

Im folgenden soll nun der Aufbau dieser beiden Systeme beschrieben werden. Dabei werden zum einen die optischen Komponenten, wie z.B. Sichtlinienkonfiguration, Spektrometer und CCD-Kamera, sowie deren Anordnung am und um das Gefäß von ASDEX Upgrade vorgestellt. Zum anderen soll auch kurz auf die eigentliche Datenerfassung eingegangen werden, also darauf, wie die von den CCD-Kameras gelieferten Rohdaten im Massenspeicher abgelegt werden.

3.2.1 Optische Komponenten

Abbildung 3.1 zeigt die aktuelle Sichtlinienkonfiguration der beiden Systeme in einem toroidalen und einem poloidalen Querschnitt des Gefäßes. Die Sichtlinien beider Systeme sind auf Quelle 3 der Neutralinjektionsheizung (NBI — **n**eutral **b**eam **i**njection, siehe auch Anhang B) fokussiert. Das Licht wird über einen Umlenkspiegel und eine fokussierende Optik (Linse mit $f = 300\text{ mm}$ beim toroidalen System, Hohlspiegel mit $f = 110\text{ mm}$ beim poloidalen System) in Lichtleiter aus Quarzglasfasern von $400\text{ }\mu\text{m}$ Dicke eingekoppelt. Diese leiten das Licht über eine Entfernung von 23 m bzw. 30 m zu den Spektrometern. Um den gesamten radialen Bereich mit poloidalen Sichtlinien abdecken zu können mussten die Lichtleiter des poloidalen Systems auf zwei Optikköpfe aufgeteilt werden.

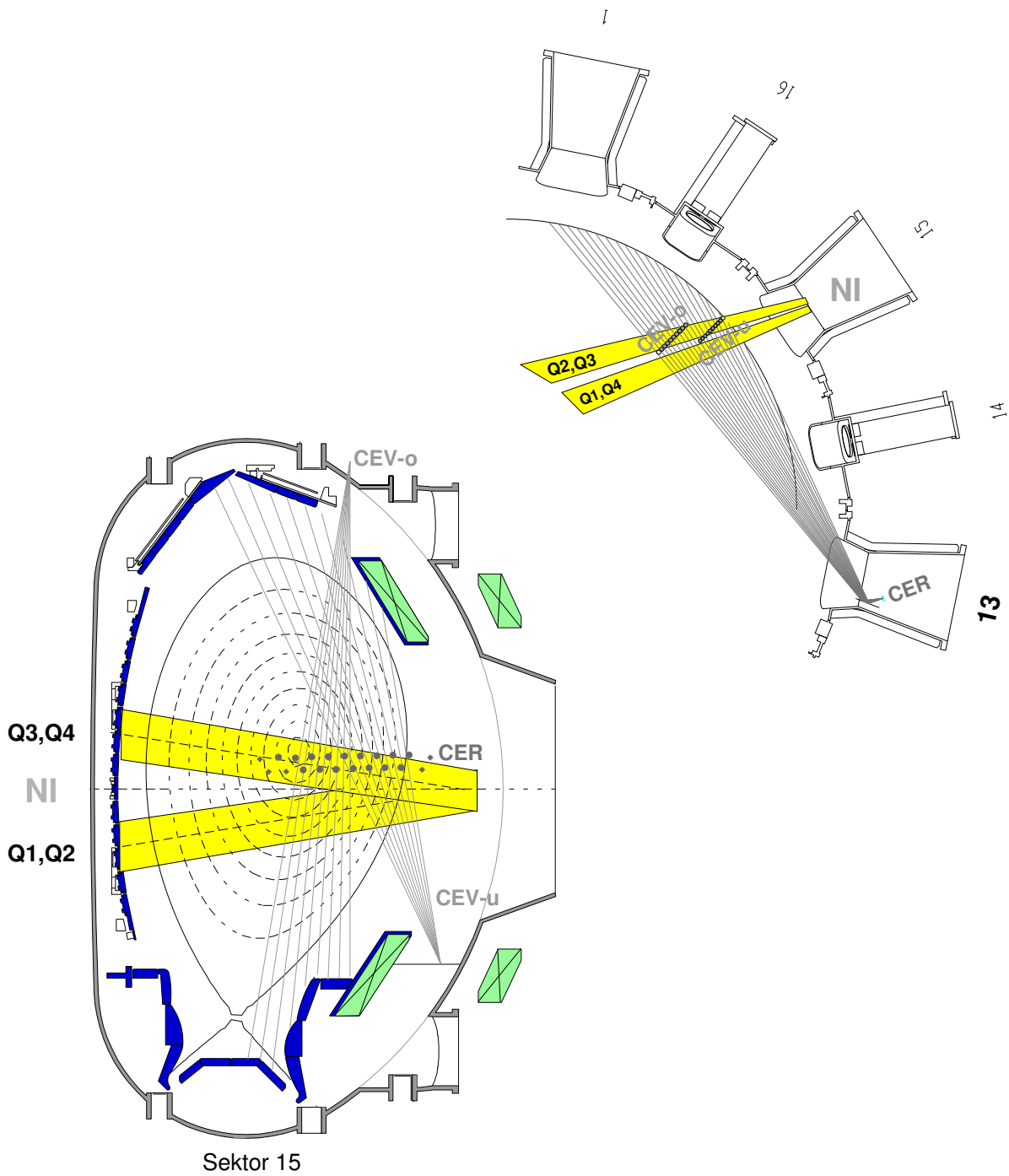


Abbildung 3.1: Toroidaler und poloidaler Querschnitt durch das Plasmagefäß mit den jeweiligen Sichtlinien der toroidalen (CER) und poloidalen (CEV) CXRS.

Für das toroidale CXRS-System steht ein 1 *m*-Czerny-Turner Spektrometer zur Verfügung. Mit Hilfe des rechnergesteuerten Schrittmotors kann man den Wellenlängenbereich zwischen 300 *nm* und 680 *nm* beobachten. Die erreichte Dispersion mit dem verwendeten Gitter ($2400 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$) beträgt 0.01 *nm/Pixel*.

Im Gegensatz dazu entschied man sich zu einem sehr kompakten Gerät für das poloidale System mit einem hohen *f/d*-Verhältnis von 2.2. Dies bietet eine sehr gute Lichtausbeute mittels des verwendeten holographischen Gitters, bringt aber auch eine geringere Dispersion (0.045 *nm/Pixel*) und große optische Abbildungsfehler mit sich. Insbesondere letzteres erfordert einen hohen Kalibrationsaufwand, um die Messfehler so gering wie möglich zu halten.

Zu diesem Spektrometer sind lediglich fest montierte Gitter erhältlich. An ASDEX Upgrade wird eines verwendet, das für eine zentrale Wellenlänge von 529 *nm* (Ladungsaustauschübergang von C⁵⁺, N=8-7 mit $\lambda_0 = 529.05 \text{ nm}$) konstruiert wurde und den Wellenlängenbereich zwischen 515 *nm* und 539 *nm* auf die CCD-Kamera abbildet.

Beide Spektrometer sind mit je einer programmierbaren CCD-Kamera bestückt, wobei die Lichtleiter der einzelnen Ortskanäle senkrecht übereinander vor dem Eintrittsspalt angeordnet sind. Auf diese Art und Weise können die verschiedenen, senkrecht übereinanderliegenden Bereiche der Kamera einzelnen Ortskanälen zugeordnet werden und die Waagrechte entspricht einer Wellenlängenachse. Weitere Details zu den Eigenschaften der verwendeten Kameras sowie zum Aufbau des toroidalen Systems sind in [18] zu finden und sollen hier nicht wiederholt werden.

3.2.2 Datenerfassung

Neben den eben beschriebenen optischen Komponenten, die das Licht der Ladungsaustauschübergänge beobachten und analysieren, ist eine weitere Komponente erforderlich, um die CXRS-Messungen erfolgreich zu betreiben: die Messungen müssen mit der Zeitbasis des gesamten Experiments synchronisiert und die Messdaten allgemein zugänglich im Massenspeicher abgelegt werden.

Die Synchronisation erfolgt über einen Taktgeber, der zentral gesteuert und an alle Diagnostiken an ASDEX Upgrade mittels Lichtleiter verteilt wird. Der global verteilte Puls, der den Zeitpunkt „Null“ der Plasmaentladung markiert, erzeugt in einem lokalen Timer-Modul eine Reihe frei programmierbarer Pulse mit konstantem zeitlichem Abstand, die von den Kontrolleinheiten der CCD-Kameras als externe Trigger benutzt werden. Diese Pulse stellen somit die Zeitbasis der CXRS-Messungen dar.

Die von den CCD-Kameras erfassten Spektren (in Form von Zählraten pro Pixel des CCD-Chips) werden von deren Kontrolleinheiten aufgenommen, digitalisiert und im Speicher der Mess-PCs abgelegt. Nach Beendigung der Plasmaentladung werden diese Daten auf die Festplatte einer Workstation geschrieben, die als zusätzliches Laufwerk

auf dem PC deklariert wurde. Dies ermöglicht es, die Messdaten mittels einer automatisierten Prozedur in einem allgemein an ASDEX Upgrade verwendeten Datenformat im Massenspeicher des Intranet abzulegen und für alle Mitarbeiter zugänglich zu machen.

Dies Datenformat enthält verschiedene Objekte (z.B. Zeitbasis, Signalspuren und -gruppen, Parameter wie etwa Belichtungszeit oder Schrittmotorposition), die die abzuspeichernden Daten selbstkonsistent beschreiben und in einem sogenannten Schussfile zusammenfassen. Grundsätzlich wird zwischen *level 0* und *level n* Daten unterschieden. Erstere enthalten Rohdaten, wie sie von einer beliebigen Messapparatur, also Diagnostik, geliefert werden und eventuell Treiber zum lesen/schreiben der Rohdaten oder Abbildungsfunktionen, die zur Konvertierung in physikalische Einheiten dienen. *level n*-Schussfiles enthalten solche Daten, die aus *level 0* bzw. *level (n-1)* Schussfiles berechnet werden. Treiber oder Abbildungsfunktionen sind hier nicht vorhanden, statt dessen besteht die Möglichkeit, den Signalen oder Signalgruppen eine Ortsbasis (z.B. Koordinaten der Auftreffpunkte von Sichtlinien) zuzuweisen.

Die Messdaten der CCD-Kameras, die von der Workstation in den Massenspeicher geschrieben werden, sind dementsprechend *level 0*-Schussfiles. Die weiteren Auswertungen der Rohdaten erzeugen *level 1*- und *level 2*-Schussfiles. Die entsprechenden Prozeduren zu deren Berechnung werden in Kapitel 4 erläutert.

3.3 Kalibrierung der Ladungsaustauschspektroskopie

Die wesentlichen Ziele der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie sind das bestimmen von Temperatur, Rotationsgeschwindigkeit und Dichte von Verunreinigungen aus Dopplerverbreiterung und -verschiebung, sowie der absoluten Intensität von Ladungsaustauschübergängen. Um aus einem gemessenen Spektrum, welches in Zählraten für jede Pixelposition der CCD-Kamera angegeben wird, diese absoluten Größen berechnen zu können, ist die sorgfältige Kalibrierung des gesamten Systems unerlässlich.

3.3.1 Intensitätskalibrierung

Wie in Abschnitt 3.1 bereits gesagt, hat man mittels CXRS die Möglichkeit, Dichten von Verunreinigungen zu bestimmen. Die Voraussetzung dafür ist die Kalibration des Messsystems mit einem bekannten Strahlungsnormal. In unserem Fall wurde hierfür eine Ulbrichtkugel (Labsphere LOT ORIEL GmbH, USS-1200) verwendet. Die Homogenität der Lichtstärke im Austrittsfenster dieser Kugel ist laut Herstellerangaben bis auf 3 % konstant.

Die Ulbrichtkugel wird bei der Kalibrierung direkt in die Sichtlinien der Spektrometer im Gefäß gehalten, so dass auf diese Art und Weise sämtliche lichtabschwächenden Effekte (Transmission in Spiegeln, Lichtleiter, Kopplungsstellen und Spektrometer, Effizienz

der CCD-Chips) mitberücksichtigt werden. Da die Transmission der einzelnen Komponenten wellenlängenabhängig ist, erfolgt die Kalibrierung des toroidalen Systems bei 15 verschiedenen Wellenlängen im messbaren Bereich, wobei die Wellenlängenabhängigkeit über alle Sichtlinien gemittelt wird (vergl. Abb. 3.2). Ein Polynomfit vierten Grades zwischen diesen Messpunkten sorgt dafür, dass die entsprechenden Kalibrationsfaktoren für alle anderen einstellbaren Wellenlängen berechnet werden können.

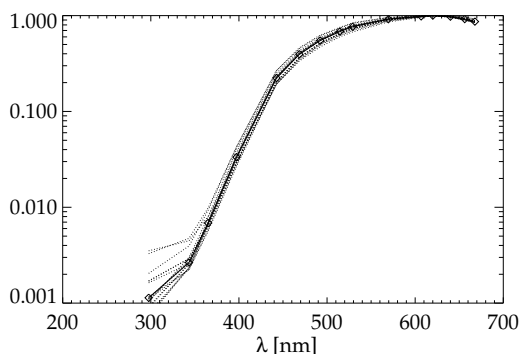


Abbildung 3.2: Normierte relative Empfindlichkeit des mittleren Pixels aller Sichtlinien (gestrichelt) und der Mittelwert davon (\diamond) in Abhängigkeit der Wellenlänge. Der erste Abfall bei rund 450 nm ist durch die Empfindlichkeit der Photokathode bedingt. Unterhalb 300 nm geht zusätzlich die Transmission der Lichtleiter zurück und die örtlich unterschiedliche Empfindlichkeit der Photokathode tritt stärker auf.

Da das Spektrometer des poloidalen CXRS-Systems nur einen festen Wellenlängenbereich hat, ist die Intensitätskalibrierung für dieses System entsprechend einfacher.

Zusätzlich ist bei beiden Systemen allerdings eine ungleichmässige Lichteffizienz des CCD-Chips und des vorgeschalteten MCP's (**m**ulti **c**hannel **p**late), der als Verstärker und schneller Lichtschalter verwendet wird, zu berücksichtigen. Diese wird aus den Aufnahmen der Intensität der Ulbrichtkugel für jeden Kanal einzeln als Relativwert zu dessen mittlerem Pixel berechnet und ebenfalls als Polynomfit zur einfacheren Berechnung angenähert. Das in Abb. 3.3 dargestellte Ergebnis zeigt besonders für das poloidale System eine stark variierende Empfindlichkeit. Dies ist auf die im Spektrometer verwendeten Teleobjektive zurückzuführen. Sie ermöglichen das hohe f/d -Verhältnis, bedingen aber auch die optischen Abbildungsfehler.

Insgesamt erhält man also eine Relation, die aus den gemessenen Zählraten pro Pixel der CCD-Kameras die Berechnung der absoluten Einheit ($\frac{\text{Photonen}}{\text{m}^2 \text{sterad s}}$ oder $\frac{\text{mW}}{\text{m}^2 \text{sterad s}}$) übernimmt.

3.3.2 Wellenlängenkalibrierung

Um aus den gemessenen Spektren von Ladungsaustauschübergängen absolute Geschwindigkeiten und Temperaturen bestimmen zu können, ist eine exakte Kenntnis der Wellenlängenachse, über der das Spektrum gemessen wird, nötig. Je genauer dabei eine Wellenlänge dem jeweiligen Pixel auf der CCD-Kamera zugeordnet werden kann, umso genauer ist auch die Auswertung.

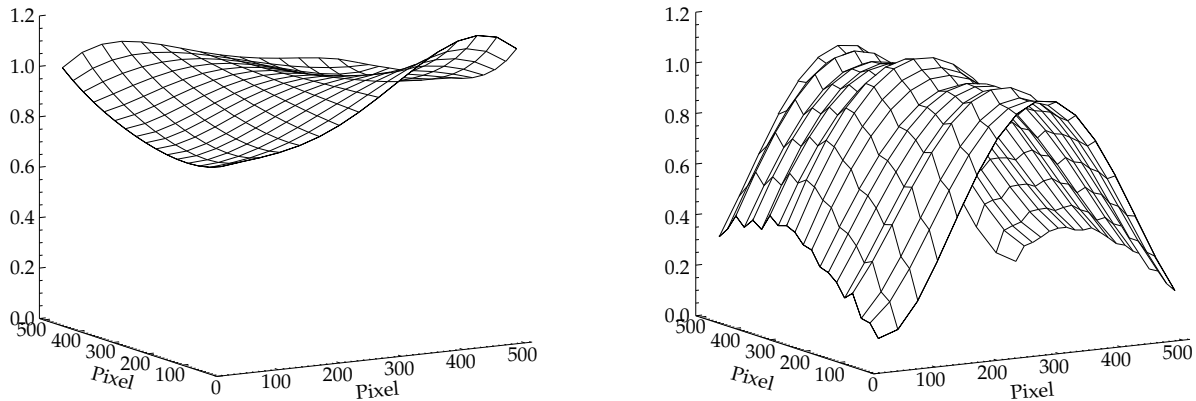


Abbildung 3.3: Relative Empfindlichkeit des CCD-Chips für das toroidale (links) und das poloidale (rechts) System.

Die Schwierigkeit bei der Bestimmung der Wellenlängenachse des toroidalen Systems liegt darin begründet, dass eine einfache Prozedur gefunden werden soll, die die Wellenlänge genau genug bestimmt, die Flexibilität des Spektrometers, mittels seines Schrittmotors verschiedenste Wellenlängenbereiche messen zu können, aber nicht einschränkt. Um dies zu gewährleisten wird die Dispersion aus der theoretischen Formel für ein 1 *m*-Czerny-Turner Spektrometer bestimmt [18]. Die Wellenlänge, die dem mittleren Pixel bei den verschiedenen Stellungen des Schrittmotors entspricht, wird mit Hilfe einer Quecksilber- und einer Cäsium-Spektrallampe ausgemessen. Die Schrittmotorpositionen, die 50 verschiedene Spektrallinien dieser Elemente auf den mittleren Pixel der Kamera abbilden, werden mit einem Polynomfit vierten Grades interpoliert und ergeben so eine einfache Relation, mit der jedem Pixel der betrachteten Sichtlinie eine Wellenlänge zugeordnet werden kann. Weiterhin muss allerdings noch eine eventuelle Abweichung der anderen Sichtlinien relativ zu der ausgewählten in Betracht gezogen werden. Da diese Abweichungen von einer nicht ganz exakten Anordnung der Lichtleiter vor dem Eintrittspalt des Spektrometers herrühren, können sie als wellenlängenunabhängig betrachtet und durch das Ausmessen der Abweichung bei nur einer Wellenlänge korrigiert werden.

Die Genauigkeit, mit der diese Anpassungen durchgeführt werden können, ist allerdings begrenzt. Es lässt sich, umgerechnet in Rotationsgeschwindigkeiten, nur eine Auflösung von 10–15 *km/s* erreichen. Im Vergleich mit den statistischen Schwankungen bei der Anpassung einer Gaußkurve an das Ladungsaustauschspektrum der toroidalen Sichtlinien ist dieser Wert akzeptabel. Je nach Plasmabedingungen kann die Intensität der Ladungsaustauschübergänge auch so schwach werden, dass der Gaußfit eine höhere Unsicherheit aufweist.

Da poloidale Rotationsgeschwindigkeiten etwa eine Größenordnung kleiner als toroidale sind, ist für das poloidale CXRS-System auch eine höhere Genauigkeit erforderlich. Daher wurde ein sehr lichtstarkes Spektrometer verwendet — die hohe Intensität ermöglicht

sehr geringe statistische Fehler bei der Anpassung von Gaußkurven an das Spektrum. Die limitierenden Faktoren der Genauigkeit sind in diesem Fall die nichtlineare Dispersion und die optischen Abbildungsfehler des Spektrometers.

Die besten Ergebnisse zur Wellenlängenkalibrierung lieferte in diesem Fall eine Messung mittels eines abstimmbaren Lasers, dessen Wellenlänge von einem Wavemeter überprüft wurde. 15 verschiedene Wellenlängen, verteilt über den Messbereich des Spektrometers, wurden auch hier mit einem Polynomfit vierten Grades interpoliert, so dass jedem Pixel des CCD-Chips eine Wellenlänge zugeordnet werden kann (vergl. Abb. 3.4). Diese

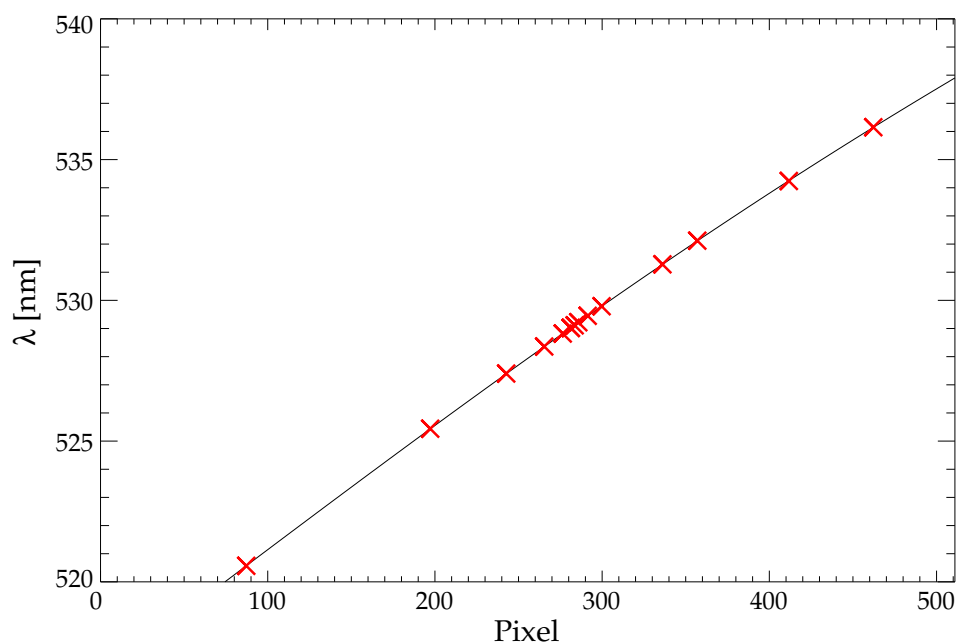


Abbildung 3.4: Zuordnung der Wellenlänge zu Pixelposition des poloidalen Systems nach der Kalibrierung mit einem abstimmbaren Laser. Messpunkte (\times) und Polynomfit ($—$) sind beispielhaft für eine der 20 Sichtlinien dargestellt.

Kalibrierung kann auch mittels einer Spektrallampe überprüft werden und so bei Bedarf (z.B. nach Wartung oder Transport des Spektrometers) verhältnismäßig einfach korrigiert werden.

Die Genauigkeit, mit der das Wavemeter die Wellenlänge bestimmen kann, liegt bei 0.01 nm . Dieselbe Genauigkeit erreicht man auch mit der Anpassung eines Polynoms. In Abb. 3.5 ist dies gezeigt, indem für vier ausgewählte Sichtlinien die Differenz der gemessenen von der durch die Anpassung bestimmten Wellenlänge aufgetragen ist. Diese Abbildung zeigt auch anhand der Korrelation der Abweichungen von der Nulllinie, dass die Genauigkeit erhöht werden könnte, wäre die Wellenlänge des Lasers genauer bekannt. Allerdings ist diese Verbesserung nur begrenzt möglich, da die Anpassung des Polynoms ebenfalls Unsicherheiten mit sich bringt.

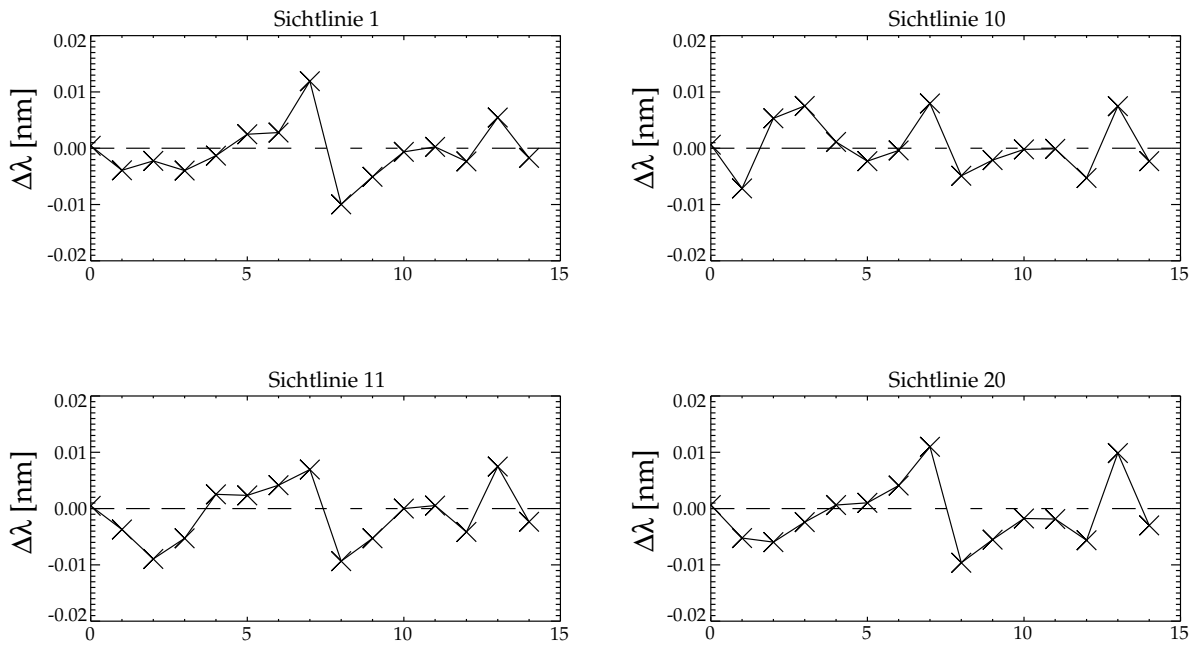


Abbildung 3.5: Differenz $\Delta\lambda$ der gemessenen Wellenlängen und der von der Anpassung bestimmten, beispielhaft aufgetragen für vier Sichtlinien der poloidalen CXRS und für jede der 15 gemessenen Wellenlängen.

Die momentan zur Verfügung stehenden Mittel erlaubten also insgesamt die Bestimmung der Wellenlängenachse des poloidalen CXRS-Systems auf $\pm 0.01 \text{ nm}$ genau. Umgerechnet in Rotationsgeschwindigkeiten ergibt sich für die Messung an C^{5+} bei $\lambda_0 = 529.05 \text{ nm}$ ein Fehler von $\pm 6 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

4 Auswertung der Messdaten

Nachdem das Prinzip der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie, der Aufbau der Diagnostik und deren Kalibrierung vorgestellt wurden kann nun die Auswertung der Daten erläutert werden. Sie erfolgt in zwei Schritten. Zuerst werden die Rohdaten ausgewertet, wobei die Spektren analysiert und daraus Rohwerte von Geschwindigkeit, Temperatur und sichtlinienintegrierter Intensität bestimmt werden. Die Ergebnisse werden in Form eines *level 1*-Schussfiles (Diagnostikname CEZ für das toroidale System, CEV für das poloidale) gespeichert. Anschließend werden die *level 1* Daten entfaltet, d.h. aus den liniengemittelten Werten werden radiale Profile berechnet und Korrekturen für die Konfigurationen der jeweiligen Plasmaentladungen berücksichtigt, und als *level 2*-Schussfile abgespeichert (Diagnostikname CES).

4.1 Rohdatenauswertung

Die von den Spektrometern gelieferten Rohdaten werden für die weitere Auswertung mittels den nach Abschnitt 3.3 gewonnenen Faktoren kalibriert. An den erhaltenen Intensitätsverlauf über einer Wellenlängenachse wird eine Gaußkurve angepasst, deren Position, Halbwertsbreite und Höhe mit den Gleichungen (3.1) – (3.3) aus Abschnitt 3.1 die gesuchten Rohwerte von Rotationsgeschwindigkeit, Temperatur und linienintegrierter Intensität ergeben.

Die zur Auswertung der Ladungsaustauschspektren benötigte Software wurde im Rahmen von [18] entwickelt und erlaubt eine komfortable Berücksichtigung verschiedener Effekte. Das Apparateprofil der Spektrometer wird bei der Auswertung berücksichtigt indem es, parametrisiert mittels zweier überlagerter Gaußkurven, mit dem Ladungsaustauschspektrum gefaltet wird. Die Überlagerung mehrerer Spektrallinien im beobachteten Ladungsaustauschspektrum kann mit entsprechend vielen Gaußkurven, deren Parameter eingeschränkt und aneinander gekoppelt werden können, angepasst werden.

Die Auswertesoftware wurde im Rahmen dieser Arbeit erweitert um insbesondere die Bedürfnisse des neu hinzugekommenen Spektrometers zu integrieren und um die öfters notwendigen Kalibrierungen in einfacher Weise als Parameterdateien abzulegen. Somit

ist es nun bei beiden Spektrometern möglich, automatisch die korrekte Kalibrierung für jede Plasmaentladung entsprechend der Entladungsnummer zu verwenden.

Die am häufigsten mit CXRS beobachtete Verunreinigung an ASDEX Upgrade ist der Übergang von C^{5+} , $N=8-7$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 529.05 \text{ nm}$. Die Vorteile dieses Übergangs sind zum einen die dafür verhältnismäßig gut bekannten Wirkungsquerschnitte und die Tatsache, dass im Normalfall keine Spektrallinien anderer Elemente in der Nähe von λ_0 zu sehen sind.

Dennoch muss beachtet werden, dass neben der Anregung über Ladungsaustauschreaktionen, der vollständig ionisierte Kohlenstoff auch über Elektroneneinfang oder Stöße mit Hintergrundneutralen angeregt werden kann. Diese beiden Mechanismen treten hauptsächlich in der Nähe der Separatrix aber unabhängig von der NBI auf und stören das CXRS-Spektrum, da eine sichtlinienintegrierte Messung von der Diagnostik aufgenommen wird.

Prinzipiell sind beide Systeme davon betroffen. Die Auswirkungen sind aber, bedingt durch die Sichtliniengeometrie, recht unterschiedlich. Je näher eine Sichtlinie der magnetischen Achse des Plasmas kommt, umso störanfälliger ist sie auch gegen Hintergrundlinien vom Plasmarand, da die Dichte der NBI-Neutralen exponentiell auf ihrem Weg durch das Plasma abnimmt und somit auch die Wahrscheinlichkeit für Ladungsaustauschreaktionen. Das toroidale System sieht allerdings eine umso höhere Rotationsgeschwindigkeit der Verunreinigungen, je weiter innen die Sichtlinie liegt, so dass das eigentliche CXRS-Signal von einer Anregung durch Elektronen oder Hintergrundneutralen relativ gut separiert werden kann.

Abbildung 4.1 zeigt das Ergebnis einer Plasmaentladung, bei der die Quelle 3 der Neutralinjektionsheizung synchron mit den Belichtungszeiten der CXRS-Diagnostik getaktet wurde. Dargestellt ist für drei Sichtlinien des toroidalen Systems das beobachtete Spektrum bei eingeschalteter NBI, der Untergrund bei ausgeschalteter NBI und die Differenz der beiden, die das eigentliche Ladungsaustauschsignal ist. In der Darstellung wurde letzterer Kurve noch ein Offset dazuaddiert, um eine einheitliche Grundlinie zu erreichen.

Diese Untersuchung ergab, dass die innersten sechs Sichtlinien einen starken, störenden Anteil des Untergrundes mitmessen, wie beispielhaft für Sichtlinie 1 (links oben in Abb. 4.1) gezeigt ist. Wird Quelle 3 der NBI nicht getaktet, so kann diese Störung in der Auswertung umgangen werden, indem die Messpunkte zwischen 528.9 nm und 529.2 nm für die Anpassung mittels Gaußkurve nicht berücksichtigt werden. Die anderen Sichtlinien (in Abb. 4.1 durch Sichtlinie 9 rechts oben repräsentiert) ergeben bei der Standardauswertung in erster Näherung erhöhte Intensitäten; Rotation und Temperatur können sinnvoll berechnet werden (vergl. Abb. 4.2). Die äußerste Sichtlinie (Nummer 15) zeigt allerdings kein echtes CXRS-Signal (erkennbar am Fehlerbalken in Abb. 4.2, der den statistischen Fehler der Anpassung widerspiegelt) und wird daher bei den Auswertungen nur selten beachtet (beispielsweise dann, wenn das Plasma eine so hohe Triangularität hat, dass diese Sichtlinie nicht mehr außerhalb der Separatrix entlangläuft).

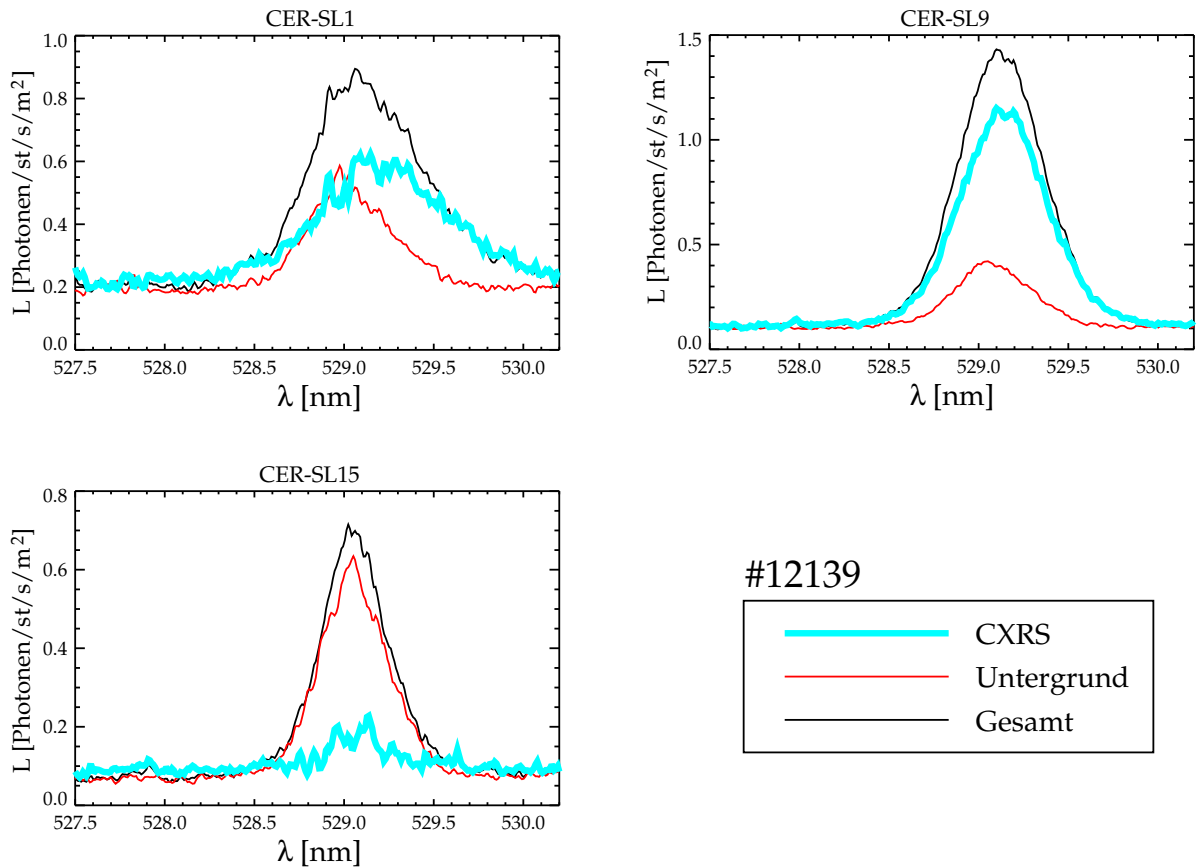


Abbildung 4.1: Anteile des CXRS-Signals und des Untergrunds an der Gesamtintensität für drei Sichtlinien des toroidalen Systems bei einer Plasmaentladung mit getakteter Neutralinjektionsquelle (#12139, gemittelt von 2 s bis 5 s).

Der Vorteil der hohen Rotationsgeschwindigkeit und der dadurch bedingten Separation von CXRS-Signal und Hintergrund ist bei dem poloidalen System nicht gegeben. Von zusätzlichem Nachteil ist, dass die Sichtlinien auf unterschiedlich stark belastete Begrenzungen des Plasmas ausgerichtet sind (vergl. Abb. 3.1), die entsprechend unterschiedlich viel Kohlenstoff an das Plasma abgeben. Dies bedingt eine von Sichtlinie zu Sichtlinie unterschiedliche Form des Hintergrundsignals aufgrund von Elektroneneinfang oder Stößen mit Hintergrundneutralen, das zudem noch von den jeweiligen Plasmametern abhängen kann. Dies belegt dieselbe Entladung mit getakteter Quelle 3 der NBI, bei der die beiden Anteile des Messsignals unterschieden werden können. Vier der entsprechenden Spektren der poloidalen Diagnostik sind in Abb. 4.3 dargestellt.

Auch hier sind die innersten Sichtlinien (in diesem Fall die ersten vier) am stärksten von Hintergrundstrahlung betroffen. Die anderen Sichtlinien zeigen bereits so viel Intensität, dass die leicht verformte Gaußkurve dennoch eine Auswertung möglich macht. Dazu wird der Hintergrund mittels zweier Gaußkurven angenähert, deren Parameter aneinander

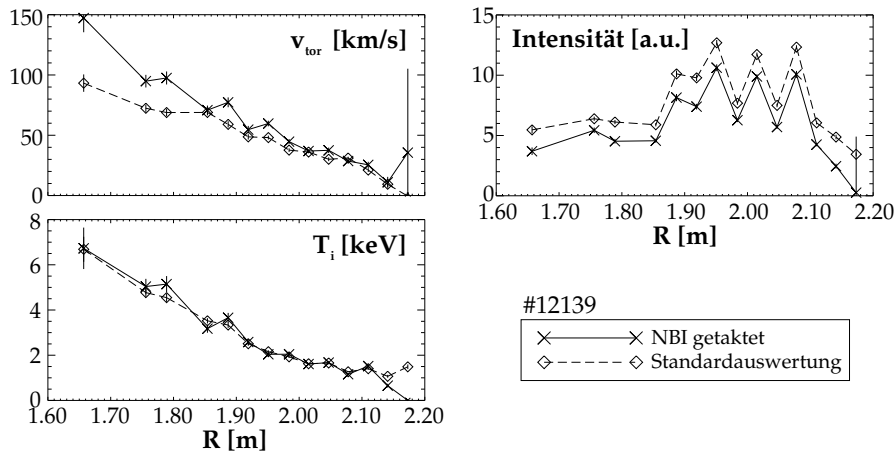


Abbildung 4.2: Rohdatenauswertung bei synchron mit der CXRS getakteter Quelle 3 der NBI (\times) im Vergleich zu der Standardprozedur (\diamond), bei der der Einfluss des Untergrundes durch das Ausschneiden eines Wellenlängenbereichs minimiert wird, angewendet auf dieselbe Entladung (#12139, $t = 4.81$ s).

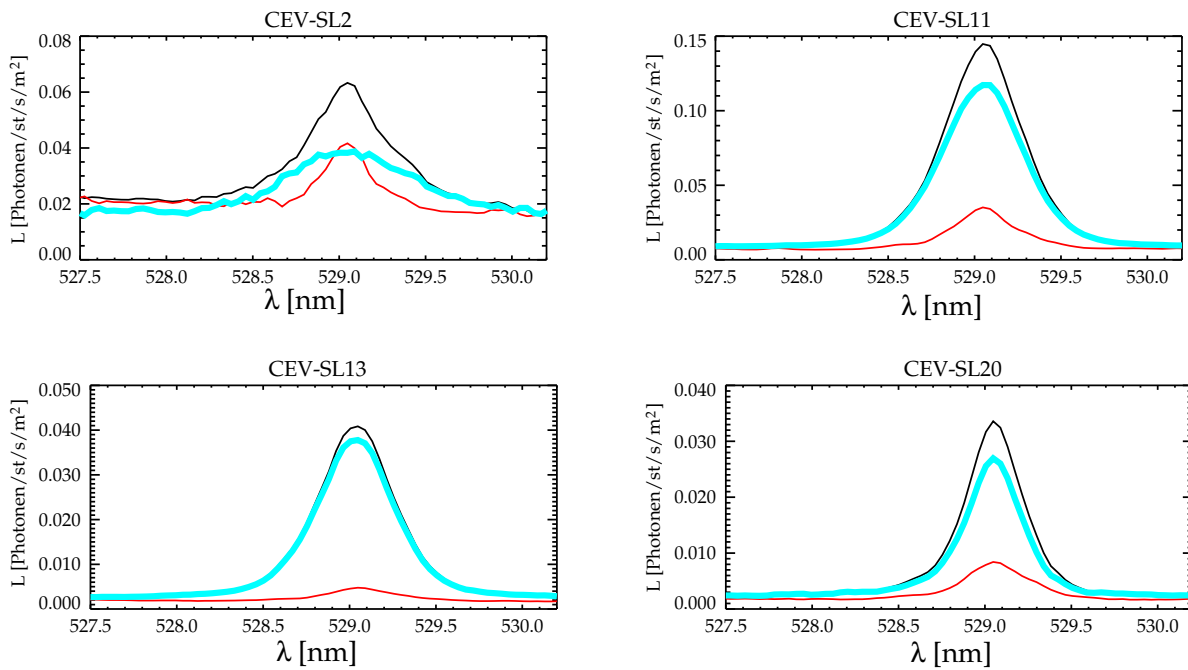


Abbildung 4.3: Anteile des CXRS-Signals und des Untergrundes an der Gesamtintensität (farbliche Zuordnung wie in Abb. 4.1) für vier Sichtlinien des poloidalen Systems bei einer Plasmaentladung mit getakteter Neutralinjektionsquelle (#12139, gemittelt von 2 s bis 5 s). Die beispielhaft dargestellten Sichtlinien sind gleichmäßig über das radiale Profil verteilt.

gekoppelt sind; es wird eine Kurve mit etwa 100 eV Halbwertsbreite und breitem Sockel (zweieinhalbfacher Breite bei gleicher Position und 0.15-facher Intensität) vorgegeben, deren Position und Gesamtintensität sich dem Spektrum anpassen können. Die relativen Abweichungen dieser Auswertemethode sind höher, als es für das toroidale System der Fall ist, aber sie bleiben noch im Rahmen der absoluten Fehler, wie es beispielhaft an der Zeitspur einer Sichtlinie in Abbildung 4.4 gezeigt werden soll. Auffällig ist allerdings die systematisch zu hoch bestimmte Temperatur.

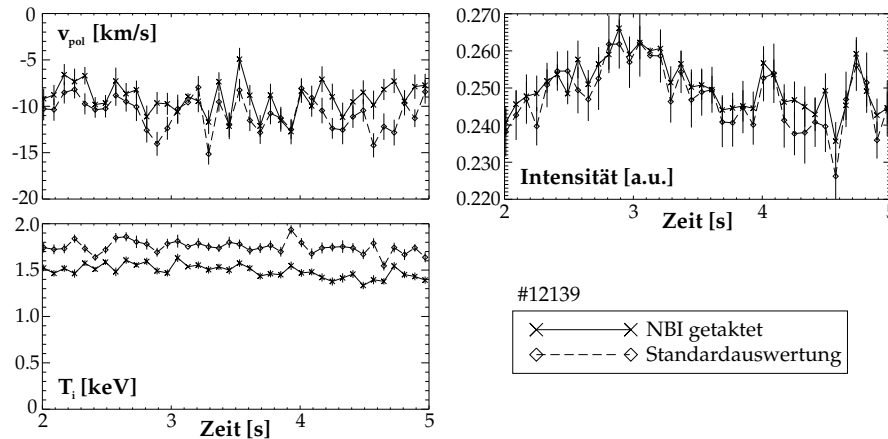


Abbildung 4.4: Rohdatenauswertung von Sichtlinie 15 ($R = 2.028\text{ m}$) des poloidalen Systems als zeitlicher Verlauf bei synchron mit der CXRS getakteter Quelle 3 der NBI (\times) im Vergleich zu der Standardprozedur (\diamond), bei der der Untergrund durch zwei Gaußkurven mit eingeschränkten und gekoppelten Parametern angenähert wird (#12139).

4.2 Korrekturen

Die bisher beschriebene Auswertung der Rohdaten hat lediglich die von den CCD-Kameras aufgenommenen Spektren und die dazugehörigen Kalibrationen als Grundlage. Die genauere Analyse zeigt, dass auch Korrekturen berücksichtigt werden sollten, die ihren Ursprung zum einen in der Beobachtungsgeometrie haben und zum anderen auf atomare Effekte, bedingt durch den Einschluss des Plasmas in einem Magnetfeld, zurückzuführen sind.

Alle an ASDEX Upgrade angewendeten Korrekturen auf die Rohwerte der CXRS Diagnostik werden in folgender Aufzählung zusammengefasst, um einen Überblick über die komplexen Zusammenhänge zu geben. Die Reihenfolge der Aufzählung entspricht auch der Reihenfolge, in der diese Korrekturen während der Entfaltung der Daten berücksichtigt werden.

1. Feinstruktur- und Zeemanaufspaltung aufgrund der Messung im Magnetfeld bedingen eine effektive Linienverschiebung und -verbreiterung.
2. Die Energieabhängigkeit des effektiven Emissionskoeffizienten für CXRS Reaktionen führt zusammen mit der Geschwindigkeitsverteilung der beobachteten Verunreinigungsionen ebenfalls zu einer Linienverschiebung und -verbreiterung. Bei toroidalen Sichtlinien findet die Beobachtung nahezu parallel zum Magnetfeld statt, so dass Effekte der Gyrationbewegung nicht beachtet werden müssen und die Annahme einer instantanen Emission des Photons nach dem CXRS Übergang gerechtfertigt ist. In einem ersten Schritt wird die toroidale Rotationsgeschwindigkeit mittels einer analytischen Näherung unter Beachtung der Feinstrukturaufspaltung korrigiert, wobei die Abhängigkeit von der Iontemperatur vorerst vernachlässigt wird.
3. Poloidale Sichtlinien verlaufen hauptsächlich senkrecht zum Magnetfeld und beobachten daher die Gyrationbewegung. Dementsprechend ist die endliche Lebensdauer der angeregten Zustände nicht mehr vernachlässigbar, wobei die Energieabhängigkeit des effektiven Emissionskoeffizienten ebenfalls berücksichtigt werden muss. Die aufgrund dieser beiden Effekte hervorgerufene scheinbare poloidale Rotationsgeschwindigkeit wird numerisch berechnet. Auch hier wird die Feinstrukturaufspaltung beachtet.
4. Die Iontemperatur wird aus Messungen der toroidalen Sichtlinien berechnet. Dementsprechend wird die analytische Näherung, die zur Korrektur der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit verwendet wurde, auch hier angewendet. Ihre Auswirkung ist allerdings nicht groß, so dass auf eine iterative Berechnung verzichtet werden konnte, indem sie unter Punkt 2 vernachlässigt wurde. Natürlich wird bei der Korrektur der Iontemperatur auch der Effekt der Feinstrukturaufspaltung integriert.

In den folgenden Abschnitten werden die eben nur angedeuteten Korrekturen ausführlich erläutert und die Berechnung der analytischen und numerischen Korrektur der Rotationsgeschwindigkeiten detailliert beschrieben.

4.2.1 Feinstrukturaufspaltung

Das Vorhandensein eines Magnetfeldes beeinflusst die Struktur der Elektronenhülle eines Atoms und bedingt die Zeemanaufspaltung. Zusammen mit der Feinstruktur werden somit Strahlungsübergänge mit leicht unterschiedlichen Wellenlängen möglich, die sich im Falle von CXRS-Übergängen in Tokamakplasmen durch verbreiterte und verschobene Linienprofile in den Spektren äußern.

Im Allgemeinen ergeben die Aufspaltungen Verbreiterungen, die kleiner sind als die Dopplerbreiten der Profile, so dass das resultierende Spektrum durch eine Gaußkurve mit einer scheinbar erhöhten Temperatur angenähert werden kann. Die Korrekturen aufgrund der Zeeman- und Feinstrukturaufspaltung ergeben daher niedrigere Temperaturen, als direkt ausgewertet werden. Details zu der entsprechenden Implementation an ASDEX Upgrade können [18, 19] entnommen werden.

4.2.2 Energieabhängiger effektiver Emissionskoeffizient

Der effektive Emissionskoeffizient für Ladungsaustauschanregung hängt von der Relativenergie der Stoßpartner ab. Der entsprechende Verlauf über der Energie pro Masseneinheit des Neutralstrahls ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die gestrichelten vertikalen Linien zeigen die Punkte an, die den drei Energiekomponenten eines neutralen Deuteriumstrahls bei den an ASDEX Upgrade verwendeten 60 kV Beschleunigungsspannung entsprechen.

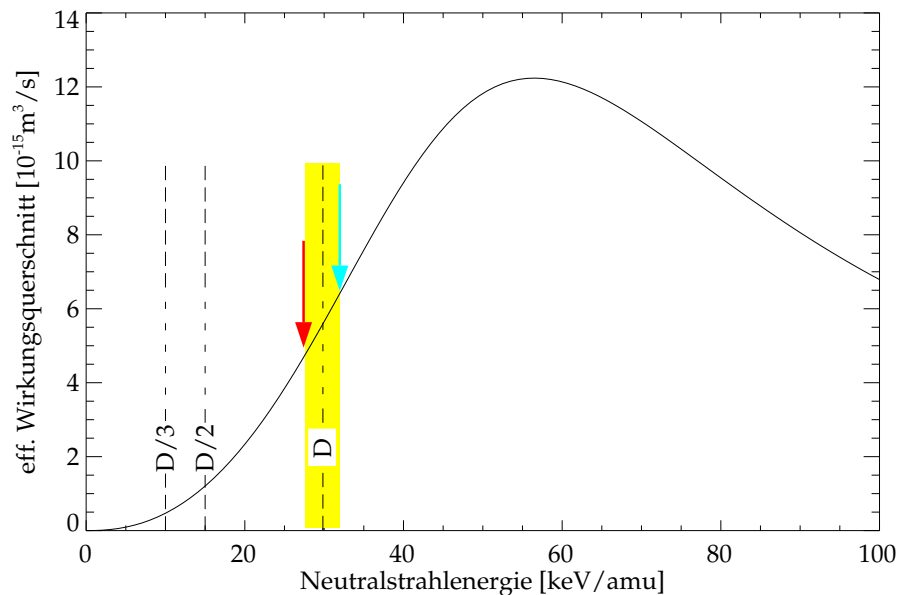


Abbildung 4.5: Effektiver Emissionskoeffizient für die Ladungsaustauschreaktion von C^{6+} mit D und Übergang bei $\lambda = 529.05 \text{ nm}$ in Abhängigkeit der Energie des Neutralstrahls im Schwerpunktsystem. Die gestrichelten vertikalen Linien zeigen die Punkte, die den drei Energiekomponenten eines neutralen Deuteriumstrahls mit 60 kV Beschleunigungsspannung entsprechen.

Die Verunreinigungen, deren Plasmaparameter man bestimmen möchte, unterliegen einer Geschwindigkeitsverteilung, die für jede Flussfläche als Maxwell'sch angenommen

werden kann (in Abb. 4.5 als breiter Balken um die Komponente der vollen Energie angedeutet). Ist die Sichtlinie exakt senkrecht zum Neutralstrahl, so ist nur eine Relativgeschwindigkeit zwischen Verunreinigung und monoenergetischem Neutralstrahl maßgebend. Schließt die Sichtlinie mit dem Neutralstrahl allerdings einen endlichen Winkel δ ein, so werden spektrale Anteile, die einer höheren Relativenergie entsprechen (blauer Teil des Spektrums), stärker gewichtet, als solche, aus dem roten Teil des Spektrums, da man sich im monoton ansteigenden Ast des Wirkungsquerschnittverlaufs befindet. Insgesamt erhält man das in Abbildung 4.6 angedeutete verschmälerte und verschobene Spektrum.

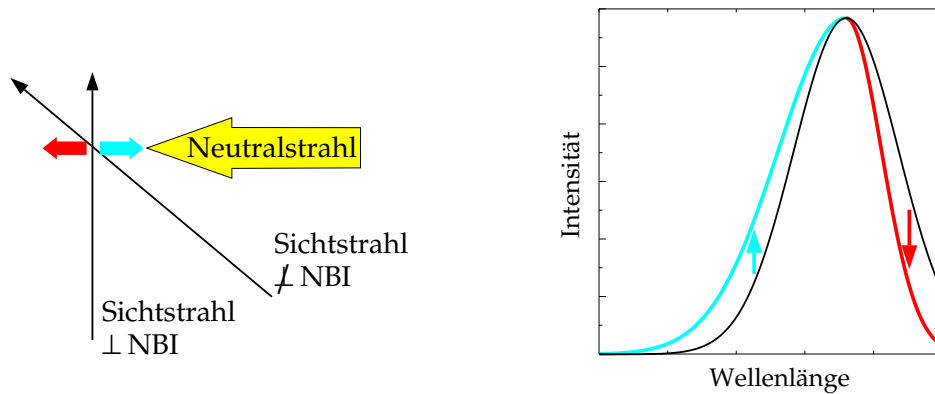


Abbildung 4.6: Bei Sichtlinien, die nicht senkrecht zum Neutralstrahl verlaufen, werden aufgrund des energieabhängigen effektiven Emissionskoeffizienten für CXRS die Anteile im blauen und roten Teil des Spektrums unterschiedlich stark gewichtet, so dass ein verschobenes und verschmälertes Spektrum gemessen wird.

Die thermische Geschwindigkeitsverteilung in einem heißen Fusionsplasma und die drei Energiekomponenten des Neutralstrahlinjektors machen daher aufgrund der Sichtliniengeometrie an ASDEX Upgrade eine Korrektur der gemessenen Rotationsgeschwindigkeiten und Temperaturen erforderlich. Dieser Effekt trifft sowohl auf toroidale als auch auf poloidale Sichtlinien zu, da er lediglich von ihrer räumlichen Anordnung relativ zum Verlauf des Neutralstrahls abhängt. Ein eleganter Ansatz zu dessen Berücksichtigung wurde in [20] entwickelt, wobei eine analytische Prozedur zur Berechnung der wahren Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit benutzt wird. Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die Grundideen und deren Übertragung auf die Messungen an ASDEX Upgrade eingegangen.

Bei poloidalen Sichtlinien ist zusätzlich noch ein weiterer Effekt zu berücksichtigen. Die Gyrationbewegung der beobachteten Ionenspezies erzeugt zusammen mit der endlichen Lebensdauer der angeregten Zustände einen Nettofluss von Teilchen senkrecht zum Magnetfeld, der eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der poloidalen Sichtlinien selbst bei fehlender makroskopischer Bewegung vortäuscht [21]. Diese Korrekturen der

poloidalen Rotationsgeschwindigkeit sind nicht mehr analytisch berechenbar. Die Idee der numerischen Implementation, die gleichzeitig auch die bereits erwähnten Effekte aufgrund der Energieabhängigkeit des effektiven Emissionskoeffizienten beinhaltet, wird in Abschnitt 4.2.2.3 vorgestellt, wobei die Feinheiten der Umsetzung in Anhang C zu finden sind.

4.2.2.1 Analytische Berechnung der Geschwindigkeits- und Temperaturkorrektur für toroidale Sichtlinien

Die Form einer Spektrallinie repräsentiert das gesamte Licht eines Ensembles von Teilchen, die einer Geschwindigkeitsverteilung unterworfen sind. Die spektrale Intensitätsverteilung ergibt sich dabei aus der Integration über die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung:

$$I(v'_z) = \iiint dv_x dv_y dv_z Q(v_{col}) \delta(v'_z - v_z) f(v_x, v_y, v_z) \quad (4.1)$$

Hierbei ist die Intensitätsverteilung am unverschobenen CXRS-Übergang zentriert gemäß $I(\Delta\lambda) = I(-\frac{\lambda_0 v}{c_0})$ und die Verteilungsfunktion

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} v_{th,i}^3} \exp \left[-\frac{(v_x - r_x)^2 + (v_y - r_y)^2 + (v_z - r_z)^2}{v_{th,i}^2} \right] \quad (4.2)$$

beinhaltet eine Rotation des gesamten Plasmas entsprechend den Komponenten r_x , r_y , r_z . $v_{th,i}$ ist die thermische Geschwindigkeit der Ionen ($v_{th,i} = \sqrt{2k_B T_i / m_i}$), $Q(v_{col})$ der effektive Emissionskoeffizient und v_{col} die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner. Das verwendete kartesische Koordinatensystem ist mit der z -Achse in Beobachtungsrichtung ausgerichtet und der Geschwindigkeitsvektor \vec{v}_b der Neutralstrahlteilchen liegt in der y - z -Ebene. Im folgenden soll δ den Winkel zwischen \vec{v}_b und y -Achse sein (vergl. auch Abb. 4.7.)

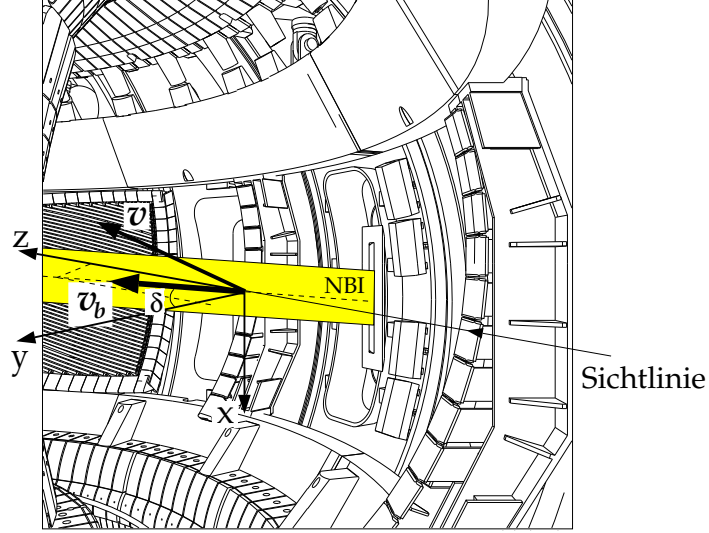
Die zentrale Annahme des analytischen Modells besteht darin, dass der effektive Emissionskoeffizient $Q = \langle \sigma v \rangle$ als Exponentialoperator lediglich mit Termen erster und zweiter Ordnung im Exponenten dargestellt werden kann:

$$Q(v_{col}) = Q_0 \exp [\alpha(v_{col} - v_b) + \beta(v_{col} - v_b)^2] \quad (4.3)$$

Eine Taylor-Entwicklung von Q um $\Delta v = v_{col} - v_b$ bis zur zweiten Ordnung identifiziert α und β als Steigung und Krümmung einer Funktion, die den effektiven Emissionskoeffizienten beschreibt. So eine Funktion, die eine gute Approximation im Bereich von 10 – 150 keV/amu gibt, ist:

$$Q(v_{col}) = Q_0 \frac{X^p}{1 + X^q} \quad \text{mit} \quad X = \frac{v_{col}}{v_m} \quad (4.4)$$

Abbildung 4.7: Koordinatensystem, das zur Berechnung der analytischen Korrekturen aufgrund des energieabhängigen effektiven Emissionskoeffizienten verwendet wird, beispielhaft für eine toroidale Sichtlinie.



Q_0 , p , q und v_m sind Parameter der Approximation und können zur einfachen Berechnung von $\alpha = \frac{\partial Q}{\partial v} |_{v=v_b}$ und $\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 Q}{\partial v^2} |_{v=v_b} - \alpha^2 \right)$ verwendet werden. v_m entspricht hierbei in etwa der Geschwindigkeit am Maximum des Emissionskoeffizienten.

Nun kann die exponentielle Approximation des effektiven Emissionskoeffizienten (Glg. (4.3)) in Gleichung (4.1) eingesetzt werden. Ausführen der Integration ergibt die normalisierte spektrale Verteilungsfunktion in Beobachtungsrichtung:

$$h(v_z) = \frac{I(v_z)}{\langle Q \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\pi} a_{\text{obs}}} \exp \left[-\frac{(v_z - v_{\text{obs}})^2}{a_{\text{obs}}^2} \right] \quad (4.5)$$

In a_{obs} und v_{obs} sind die beobachtete Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit enthalten. Sie sind über leicht berechenbare Parameter mit den wahren Größen verknüpft:

$$T_{\text{obs}} = T_{\text{true}} \frac{1 - D \cdot K T_{\text{true}}}{G} \quad (4.6)$$

$$v_{\text{obs}} = -\frac{\alpha \cdot \sin \delta \cdot B \cdot K T_{\text{true}}}{2G} + \frac{A r_z - C r_y}{G} \quad (4.7)$$

Die Parameter A , B , C , D und G sind dabei Funktionen von α , β und δ , $K = \frac{2e}{m_i}$ dient als Umrechnungsfaktor, um T_i in Einheiten von eV angeben zu können. r_y , r_z sind die wahren Rotationsgeschwindigkeiten in y -, bzw. z -Richtung des verwendeten Koordinatensystems.

Es zeigt sich auch, dass die beobachteten und die tatsächlichen Größen übereinstimmen, falls die Beobachtungsrichtung senkrecht zum Neutralstrahl ist ($\delta = 0$). In diesem Fall ist auch keine Netto-Geschwindigkeitskomponente aufgrund der thermischen Bewegung der beobachteten Verunreinigungen in Richtung der Strahlneutralen vorhanden.

Die Anwendung dieses Modells auf Messdaten birgt allerdings ein paar Schwierigkeiten, da die wahren Größen in nichtlinearer Weise von den beobachteten abhängen: die wahre Rotationsgeschwindigkeit hängt sowohl von der beobachteten Rotation, als auch von der wahren Temperatur ab. Letztere kann man aber nur bei Kenntnis des tatsächlich zu verwendenden Emissionskoeffizienten berechnen, also bei Kenntnis der Geschwindigkeit der Stoßpartner und damit bei Kenntnis der wahren Rotationsgeschwindigkeit.

Dieses Dilemma wird durch die Annahme, die beobachtete Temperatur unterscheide sich nicht wesentlich von der wahren, gelöst. Gerechtfertigt wird diese Näherung wegen der schwachen Abhängigkeit der wahren von der beobachteten Temperatur und wegen $v_{th,i} \sim \sqrt{T}$. In die Berechnung der Korrekturen zur toroidalen Rotationsgeschwindigkeit gehen damit nur die Korrekturen der Iontemperatur aufgrund der Feinstruktur ein (Abschnitt 4.2.1).

4.2.2.2 Überprüfung des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts

Die eben geschilderten Korrekturen zu den Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen der toroidalen Sichtlinien setzen die Kenntnis der Energieabhängigkeit des effektiven Wirkungsquerschnitts für CXRS-Reaktionen voraus. Dieser wird entsprechend der analytischen Funktion von Gleichung (4.3) an die allgemein bei CXRS Auswertungen verwendeten Wirkungsquerschnitte aus ADAS angepasst. Da sich für die Rotationsgeschwindigkeiten Korrekturen bis zu 40 km/s ergeben können, ist es wünschenswert, den Verlauf des für Gleichung (4.3) verwendeten Wirkungsquerschnitts experimentell zu überprüfen. Das vorgestellte analytische Modell wurde nämlich erstmalig am europäischen Fusionsexperiment JET entwickelt und erfolgreich eingesetzt [20], wobei die Neutralteilcheninjektoren an JET bei höheren Beschleunigungsspannungen betrieben werden als an ASDEX Upgrade. Damit wird an ASDEX Upgrade auf einen anderen Bereich der Anpassung erhöhten Wert gelegt, als dies ursprünglich der Fall war.

Zum Zwecke der Überprüfung des Wirkungsquerschnittverlaufs wurden drei identische, direkt aufeinanderfolgende Plasmaentladungen bei $I_p = 0.8 \text{ MA}$, $B_t = -2 \text{ T}$, $\bar{n}_e = 5.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $P_{\text{NBI}} = 5 \text{ MW}$ gemacht. Zusätzlich zu den konstanten 5 MW Heizleistung von demjenigen Neutralteilcheninjektor, der auf der der CXRS-Diagnostik abgewandten Torusseite liegt, wurde nur eine Quelle des Neutralteilcheninjektors, dessen Neutralstrahl von den Sichtlinien der CXRS gekreuzt wird, verwendet. Diese Quelle wurde synchron mit den Belichtungszeiten der CXRS getaktet und seine Beschleunigungsspannung in den drei Entladungen zwischen 58 , 49 und 40 kV variiert.

Aufgrund der Taktung der Quelle wurden im Mittel nur 0.74 , 0.54 beziehungsweise 0.36 MW zusätzlich ins Plasma eingebracht, so dass davon ausgegangen werden kann, dass sich der Kohlenstoffgehalt der Plasmen nicht unterschied. Die Variation der Beschleunigungsspannung veränderte dagegen die zu verwendenden effektiven Wirkungsquerschnitte. Ein Vergleich der Auswertungen fuer die Verunreinigungsdichte zeigt in

Abbildung 4.8: Vergleich der Verunreinigungs-dichten dreier, bis auf die Beschleunigungsspannung der NBI, identischer Entladungen.

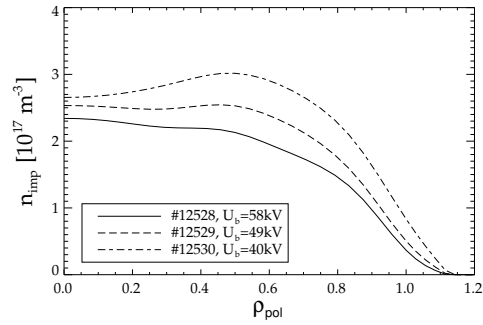


Abb. 4.8, dass sich die Dichten nicht wesentlich unterscheiden, aber doch systematisch mit sinkender Beschleunigungsspannung ansteigen.

Dies legt die Vermutung nahe, dass die zur Korrektur der Wirkungsquerschnitte verwendete Fitfunktion im Bereich geringerer Neutralstrahlenergien einen zu steilen Verlauf besitzt. Daher wurden anhand der drei Entladungen Relativwerte zu den ADAS-Daten, die für die ursprüngliche Fitfunktion in [20] verwendet wurden, ermittelt und neue Fitparameter berechnet. Insgesamt erhält man so die in Abb. 4.9 dargestellte Funktion mit den entsprechend verwendeten Daten.

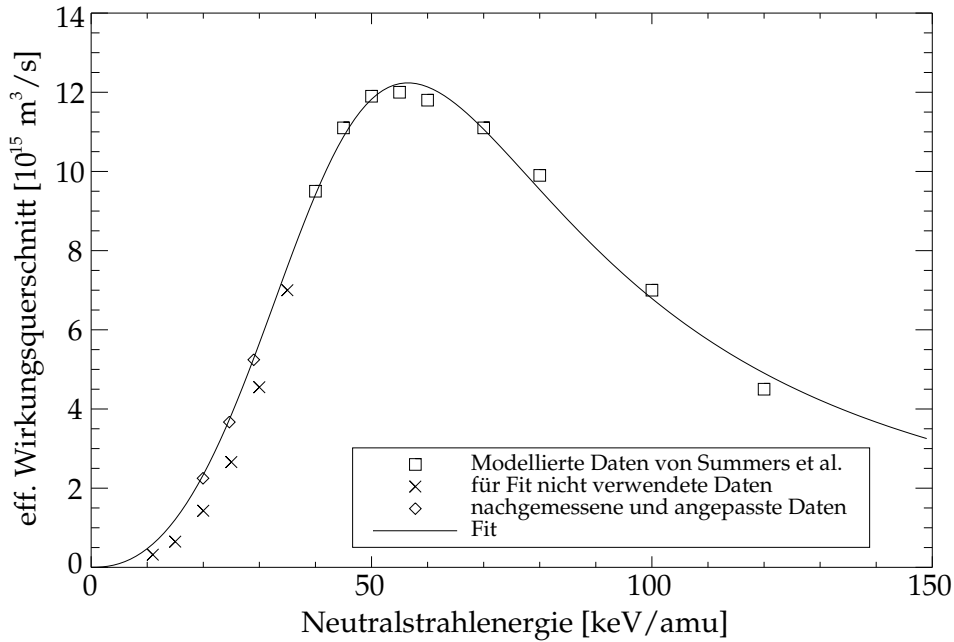


Abbildung 4.9: Modifikation des Wirkungsquerschnittverlaufs für die analytischen Korrekturen der Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen mittels toroidaler Sichtlinien nach [20]. Die ursprünglich für den Fit verwendeten Daten (\square) werden bis auf diejenigen in der ansteigenden Flanke (\times) weiterbenutzt. Letztere werden durch die nachgemessenen und angepassten Relativwerte (\diamond) ersetzt.

Die exakte Übertragung des analytischen Modells zur Approximation der Effekte des effektiven Emissionskoeffizienten auf die Auswerterroutinen der CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade erfordert die Einbeziehung der geometrischen Anordnung der Sichtlinien und soll, wie auch die Implementation der anderen Korrekturen, in Abschnitt 4.3 behandelt werden, in dem die Entfaltung der radialen Profile aus den liniengemittelten Messwerten besprochen wird. Diese setzen die Kenntnis der Beobachtungsgeometrie ebenfalls voraus.

4.2.2.3 Numerische Berechnung der Korrektur der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit

Bei einer Ladungsaustauschreaktion geht — wie ausführlich in Abschnitt 3.1 dargestellt — ein Elektron vom schnellen Neutralteilchen auf ein vollständig ionisiertes Verunreinigungselement über. Der Wirkungsquerschnitt hierfür hängt stark von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ab (siehe Abb. 4.5). Trifft der Neutralteilchenstrahl senkrecht auf die Magnetfeldlinien, wie etwa in Abbildung 4.10 dargestellt, so werden wegen der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes in einer Hälfte des Gyrationkreises mehr wasserstoffähnliche Ionen erzeugt als in der anderen.

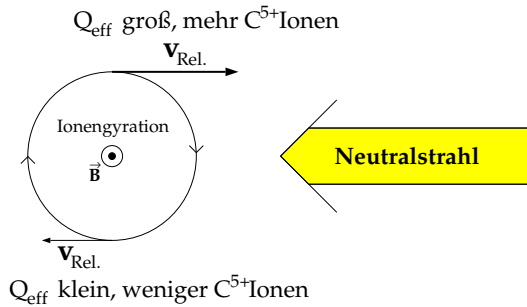


Abbildung 4.10: Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei der CXRS-Reaktion läßt in einer Hälfte des Gyrationkreises mehr Wasserstoffähnliche entstehen, als in der anderen.

Die endliche Lebensdauer der angeregten Zustände führt dazu, dass der eigentlich beobachtete CXRS-Übergang im Mittel erst nach Ablauf der Gyrationbewegung erfolgt, die der jeweiligen Lebensdauer τ und Gyrationkreisfrequenz ω entspricht. Das ergibt, wie auch in Abbildung 4.11 illustriert, eine netto Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld und damit in Richtung von poloidalen Sichtlinien.

Diese scheinbare Geschwindigkeit v_{app} aufgrund der endlichen Lebensdauer τ der angeregten Zustände kann man mit folgendem gewichteten Mittelwert quantitativ beschreiben:

$$\vec{v}_{\text{app}} = \frac{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \int dt e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}}) \cdot \vec{v}_{CX}(t)}{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \int dt e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}})} \quad (4.8)$$

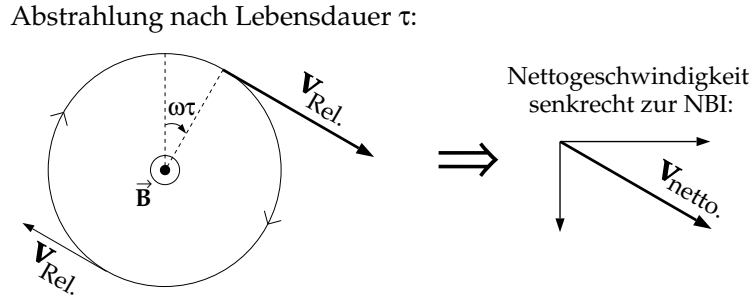


Abbildung 4.11: Die Abstrahlung des Photons nach einem CXRS-Übergang erfolgt nach der Lebensdauer τ des angeregten Zustands. In dieser Zeit wurde entsprechend der Gyrationkreisfrequenz ω ein Teil der Gyration ausgeführt, so dass senkrecht zum Magnetfeld und damit auch entlang von poloidalen Sichtlinien eine netto Geschwindigkeitskomponente zu beobachten ist.

In obiger Gleichung ist neben der Zeitmittelung über die Gyrationbewegung $\vec{v}_{CX}(t)$ wegen der endlichen Lebensdauer auch eine Mittelung im Geschwindigkeitsraum über die Verteilungsfunktion f enthalten. Sie berücksichtigt, dass der Wirkungsquerschnitt Q_{jk} von der Kollisionsgeschwindigkeit v_{col} abhängt (vergl. auch Abschnitt 4.2.2). Die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten wird als maxwell'sch angenommen, wobei sie um die toroidale Geschwindigkeit v_{rot} verschoben ist. Die poloidale Rotation braucht in diesem Zusammenhang nicht berücksichtigt werden, da sie weniger als 10% der toroidalen beträgt und somit nicht wesentlich zur Relativgeschwindigkeit beim CXRS-Übergang beiträgt. Die Summationen laufen über den Index j der NBI-Quellen und den Index k ihrer Spezies.

Die numerische Lösung dieser Gleichung erfordert die genaue Kenntnis der Geometrie der Sichtlinien und der magnetischen Flussflächen und beinhaltet mehrere Koordinatentransformationen. Dieses aufwendige Verfahren wird in Anhang C ausführlich beschrieben.

Diesen Abschnitt abschließend sollen noch kurz die Auswirkungen verschiedener Parameter auf die Korrektur der poloidalen Rotationsmessung diskutiert werden. Die stärksten Einflüsse zeigen erwartungsgemäß die Ionentemperatur und die Lebensdauer der angeregten Zustände. Aber auch die toroidale Rotationsgeschwindigkeit hat einen geringen Einfluss auf das Ergebnis.

Betrachtet man die Korrektur der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit, die man für verschiedene Lebensdauern (und damit Werte von $\omega\tau$) bei gleicher Temperatur und ohne makroskopische Rotation ($v_{tor} = 0$) erhält, so ergibt sich das Bild in Abb. 4.12.

Erwartungsgemäß ist für $\omega\tau = 0$, was einer instantanen Emission des CXRS-Photons entspricht, nur die Korrektur aufgrund endlicher Winkel der Sichtlinien zum Neutralstrahl zu erkennen (hierzu vergl. auch Abb. 4.15). Dementsprechend ist der Vorzeichenwechsel bei Sichtlinienindex 10 auch dem Wechsel vom oberen zum unteren Optikkopf

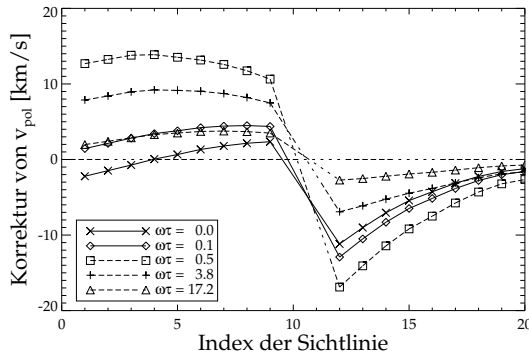


Abbildung 4.12: Korrekturwerte der poloidalen Rotation für jede Sichtlinie und verschiedene Werte von $\omega\tau$ bei $T_i = 3 \text{ keV}$ und ohne makroskopische Geschwindigkeit. Der Vorzeichenwechsel bei Sichtlinienindex 10 ist im Wechsel vom oberen zum unteren Optikkopf begründet.

(Abb. 3.1) zuzuschreiben. Bei steigenden Werten von $\omega\tau$ steigt auch der Anteil des überstrichenen Gyrationkreises und damit die Nettogeswindigkeit in poloidaler Richtung (entsprechend der Darstellung in Abb. 4.11). Dieser Effekt geht aber nach Überschreiten eines Maximums für sehr große Werte von $\omega\tau$ auch wieder gegen Null. Für eine unendlich lange Lebensdauer erwartet man auch keinen beobachtbaren Effekt mehr, da die Aussendung des Photons nun unabhängig von der Vorgeschichte des CXRS-Übergangs sein sollte.

Ein völlig analoges Bild ergibt sich, wenn man die Korrektur der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit unter denselben Bedingungen, aber mit höherer Ionentemperatur auswertet. Wie Abb. 4.13 zeigt, sind die entsprechenden Korrekturwerte lediglich um einen zum Verhältnis der thermischen Geschwindigkeiten proportionalen Faktor größer.

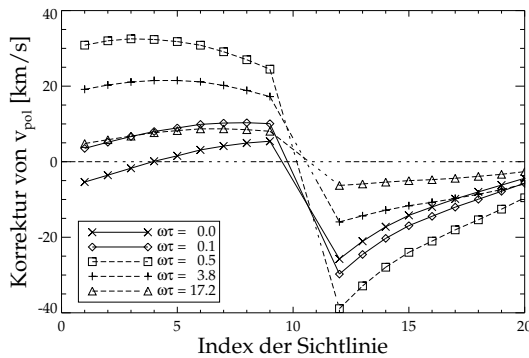
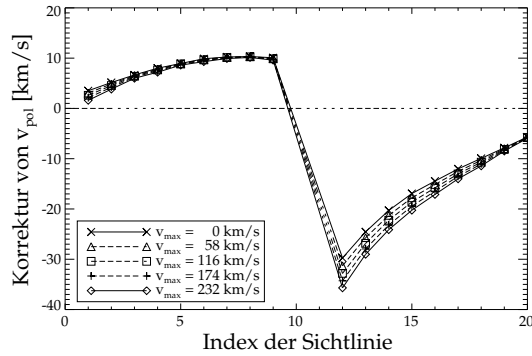


Abbildung 4.13: Korrekturwerte der poloidalen Rotation für jede Sichtlinie und verschiedene Werte von $\omega\tau$ bei $T_i = 8 \text{ keV}$ und ohne makroskopische Geschwindigkeit.

Betrachtet man dagegen die Korrekturen der poloidalen Rotation in Abhängigkeit der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit bei fester Temperatur und festem $\omega\tau$, so ergibt sich die Darstellung in Abb. 4.14. Der Effekt ist nicht groß, aber er zeigt deutlich, dass umso mehr korrigiert werden muss, je höher die toroidale Rotationsgeschwindigkeit ist. Dies liegt in der Geometrie der Sichtlinien begründet. Sie sind nämlich nicht exakt senkrecht und radial ausgerichtet und messen somit auch einen entsprechenden Anteil der makroskopischen Geschwindigkeit mit.

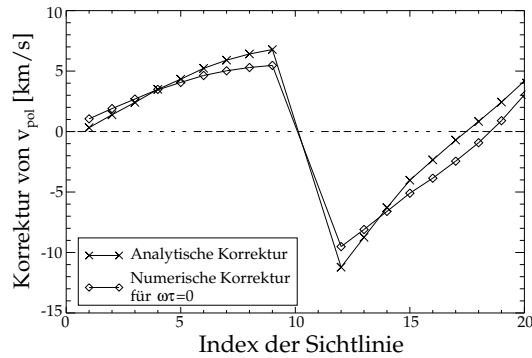
Als letzten Vergleich werden die Ergebnisse der numerisch berechneten Korrektur der poloidalen Rotation denen der analytischen Näherung (vergl. Abschnitt 4.2.2.1) gegenüber-

Abbildung 4.14: Korrekturwerte der poloidalen Rotation für jede Sichtlinie und verschiedene Werte der makroskopische Geschwindigkeit bei $T_i = 8 \text{ keV}$ und $\omega\tau = 0.1$.



gestellt. Hierbei ist natürlich zu beachten, dass man nur den Effekt der Sichtliniengeometrie und nicht den endlicher Lebensdauern angeregter Zustände vergleichen kann. Also wurde für einen Zeitpunkt einer Entladung die Korrektur für $\omega\tau = 0$ numerisch berechnet und mit dem entsprechenden Ergebnis der analytisch berechneten Näherung analog [20] verglichen. Wie Abbildung 4.15 zeigt, stimmen beide Verfahren gut überein.

Abbildung 4.15: Vergleich der numerisch berechneten Korrektur der poloidalen Rotation mit $\omega\tau = 0$ mit der entsprechenden analytischen Näherung analog [20].



Die für die Korrekturberechnungen in der Auswertung der Messdaten verwendete Lebensdauer wurde anhand der möglichen Übergänge aus dem angeregten Zustand ($n = 8$) berechnet. Die entsprechenden atomaren Daten wurden [22] entnommen. Es ergibt sich eine Lebensdauer von $\tau = 1.11 \cdot 10^{-9} \text{ s}$, die für C^{5+} bei einem Magnetfeld von $B = 2.5 \text{ T}$ einem Wert von $\omega\tau = 0.1$ entspricht. Diese gilt streng genommen allerdings nur für stoßfreie Plasmen. Je mehr Stöße im Plasma auftreten, umso mehr verkürzt sich die Lebensdauer, da der angeregte Zustand auch über Stöße entvölkert werden kann. Um diesen Effekt in den Korrekturen ebenfalls beachten zu können, müssten Stoßstrahlungsmodelle berechnet werden, was im Rahmen dieser Arbeit jedoch leider nicht mehr möglich war.

4.3 Entfaltung der radialen Profile

Das von der CXRS-Diagnostik beobachtete Licht der Ladungsaustauschprozesse entsteht in Bereichen hoher Neutralteilchendichten (vergl. Abschnitt 3.1). An ASDEX Upgrade

sind dieses die Bereiche im Plasma, die von den Neutralstrahlen des ersten Injektors der NBI erreicht werden. Die Halbwertsbreiten der Neutralstrahlen betragen in toroidaler Richtung etwa 20 *cm* und in poloidaler Richtung rund 40 *cm*. Aufgrund dieser im Verhältnis zu den Abmessungen des Experiments großen Ausdehnungen (vergl. Anhang A), geht die räumliche Auflösung bei sichtlinienintegrierten Messungen verloren. Kennt man allerdings die Verteilung der Neutralteilchendichten im Plasma, so kann diese Information mit Hilfe einer Entfaltung wiedergewonnen werden.

Die Berechnung der Neutralstrahlabschwächung wurde in [18] vorgestellt und wird hier weiterverwendet. Die Dichteverteilung der schnellen Neutrals wurde dabei parametrisiert, so dass eine schnelle Berechnung der Neutralsdichteverteilung bei den jeweiligen Plasmaparametern eine Auswertung in relativ kurzer Zeit ermöglicht.

Im folgenden soll nun das Prinzip der Entfaltung vorgestellt werden und anschliessend die Umsetzung für die Auswertungen an ASDEX Upgrade.

4.3.1 Prinzip der Entfaltung

Für die Entfaltung der radialen Profile wurde das Konzept einer Matrixinversionsmethode [23] aufgegriffen und dahingehend erweitert, dass alle relevanten Größen berechnet werden können. Der Algorithmus für die eigentliche Entfaltung fehlerbehafteter Messwerte stützt sich auf die Regularisierungsmethode von Tikhonov, die ein Funktional zu minimieren sucht, welches in einer Straffunktion die Messwerte und ihre Fehler enthält [24]. Außerdem wird entsprechend der Gepflogenheit bei Spline-Interpolationen die Krümmung des Fits minimiert.

Das Prinzip dieser Matrixinversion beruht darauf, dass das Plasma in radiale Zonen gleicher Emissivität E_j unterteilt wird, die von den jeweiligen Sichtlinien (Index i) geschnitten werden (vergl. auch Abb. 4.16). Grundlage hierfür ist die Struktur der Flussflächen und die Tatsache, dass die zu berechnenden Größen auf Flussflächen konstant sind.

Für diese Anordnung kann eine Längenmatrix \mathbf{L}_{ij} definiert werden, deren Einträge die Pfadlänge der Sichtlinie i durch die Emissionszone j sind und somit die Emissivität mit der gemessenen Intensität B_i verbindet:

$$B_i = \sum_j \mathbf{L}_{ij} E_j \quad (4.9)$$

Die Invertierung der Längenmatrix liefert damit aus den gemessenen Intensitäten der jeweiligen Sichtlinien das Emissivitätsprofil.

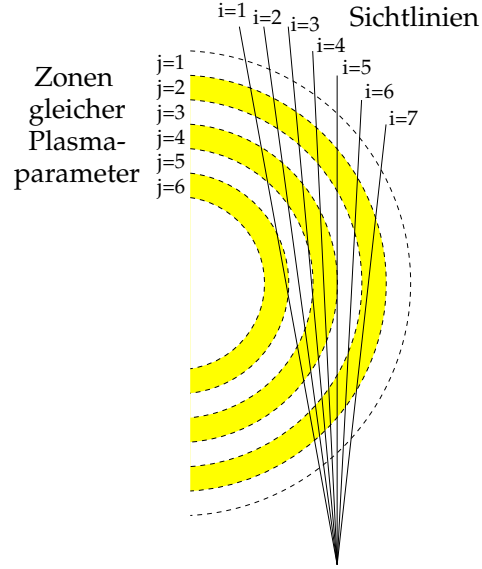


Abbildung 4.16: Für die Matrixinversion wird das Plasma entsprechend der Struktur seiner Flussflächen in radiale Zonen gleicher Plasma-Parameter geteilt, die von den jeweiligen Sichtlinien geschnitten werden.

Jeder Zone gleicher Emissivität muss eine eigene Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit zugeordnet werden. Für den Fall der Gauß'schen Spektralverteilung kann man die Emissivitätsprofile beschreiben mit

$$E_{ij}^\lambda = \frac{E_j}{w_j} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 \left(\lambda - \lambda_0 - \frac{\lambda_0}{c_0} |\vec{s}_i \cdot \vec{v}_j| \right)^2}{w_j^2} \right], \quad (4.10)$$

wobei w_j die volle Halbwertsbreite darstellt, \vec{s}_i den Einheitsvektor in Richtung der Sichtlinie i und \vec{v}_j die Rotationsgeschwindigkeit der Zone j .

An diesem Ausdruck ist bereits erkennbar, dass E_{ij}^λ nicht einfach Abel-invertierbar ist, da die Emission bei einer bestimmten Wellenlänge von der Beobachtungsrichtung abhängt. Eine Integration über die Wellenlänge liefert aber die gesamte Emissivität, $E_j = \int E_{ij}^\lambda d\lambda$, die mit Gleichung (4.9) invertiert werden kann. Die Wellenlängenverschiebung erhält man durch Integration über das erste Moment der spektralen Emissivität und Normierung mit der gesamten Emissivität:

$$\Delta \lambda_{ij} = \frac{\int (\lambda - \lambda_0) E_{ij}^\lambda d\lambda}{\int E_{ij}^\lambda d\lambda} = \frac{\lambda_0}{c_0} |\vec{s}_i \cdot \vec{v}_j| = \frac{\lambda_0}{c_0} v_j \cos \theta_{ij} \quad (4.11)$$

θ_{ij} ist dabei der Winkel zwischen der Sichtlinienrichtung und der Richtung der Rotationsgeschwindigkeit, also der poloidalen bzw. toroidalen Tangente an die jeweilige magnetische Flussfläche.

Die eigentliche Messgröße ist nicht die Emissivität, sondern die Intensität. Die nötige Verbindung schafft Gleichung (4.9), die auf eine spektrale Helligkeit B_i^λ gemäß

$$B_i = \int B_i^\lambda d\lambda = \int \sum_j \mathbf{L}_{ij} E_{ij} d\lambda, \quad (4.12)$$

führt und wiederum über das erste Moment auf eine Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda_i^B$ mit scheinbarer Rotationsgeschwindigkeit u_i :

$$\Delta\lambda_i^B = \frac{\int (\lambda - \lambda_0) B_i^\lambda d\lambda}{\int B_i^\lambda d\lambda} = \frac{\lambda_0}{c_0} u_i \quad (4.13)$$

Das Produkt aus $B_i u_i$ liefert

$$B_i u_i = \sum_j \mathbf{L}_{ij} E_j v_j \cos \theta_{ij}, \quad (4.14)$$

welches mittels der Definition $\mathbf{M}_{ij} = \mathbf{L}_{ij} \cos \theta_{ij}$ invertiert werden kann und schließlich das gesuchte Geschwindigkeitsprofil in Abhängigkeit von Messgrößen ergibt:

$$v_j = \frac{E_j v_j}{E_j} = \frac{\sum_i \mathbf{M}_{ij}^{-1} B_i u_i}{\sum_i \mathbf{L}_{ij}^{-1} B_i} \quad (4.15)$$

Analog kann man die Temperatur T_j bestimmen, die mit der vollen Halbwertsbreite w_j zusammenhängt. Letztere ergibt sich durch Integration über das zweite Moment der spektralen Emissivität und einer Korrektur mit der Geschwindigkeit:

$$w_j^2 = 8 \ln 2 \left[\frac{\int (\lambda - \lambda_0)^2 E_{ij}^\lambda d\lambda}{\int E_{ij}^\lambda d\lambda} - \left(\frac{\int (\lambda - \lambda_0) E_{ij}^\lambda d\lambda}{\int E_{ij}^\lambda d\lambda} \right)^2 \right] \quad (4.16)$$

Unter Einbeziehung der Intensität wird wiederum eine scheinbare Temperatur T_i für jede Sichtlinie definiert:

$$\sigma_i^2 = 8 \ln 2 \left[\frac{\int (\lambda - \lambda_0)^2 B_i^\lambda d\lambda}{\int B_i^\lambda d\lambda} - \frac{\lambda_0^2}{c_0^2} u_i^2 \right] = 2 \frac{\lambda_0^2}{c_0^2} \frac{kT_i}{m}, \quad (4.17)$$

Hierbei wurde von Gleichung (3.2) Gebrauch gemacht, um die volle Halbwertsbreite in eine Temperatur umzurechnen. m steht als Abkürzung für die Masse der Verunreinigungen.

Mittels der Beziehung

$$B_i \left(\frac{kT_i}{m} + u_i^2 \right) = \sum_j \mathbf{L}_{ij} E_j \left(\frac{kT_j}{m} + v_j^2 \cos^2 \theta_{ij} \right) \quad (4.18)$$

und einer passenden Definition neuer Matrizen ist es nun möglich auf die wahre Temperatur T_j der jeweiligen Flussflächen zurückzurechnen.

4.3.2 Entfaltung von CXRS-Intensitäten

Das Vorhandensein der Neutraldichte aufgrund eines NBI-Strahls erschwert die Entfaltung, da eine zusätzliche Anisotropie eingeführt wird. Diese wird mit einem zusätzlichen Index k berücksichtigt, der die verschiedenen Zonen gleicher Neutralteilchendichte kennzeichnet. Die eingangs erwähnten Kenntnisse über die Neutralstrahlabschwächung und das Verhalten des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts sind also essentiell, um Aussagen zur Verunreinigungsichte treffen sowie um Rotationsgeschwindigkeit und Ionentemperatur korrigieren zu können.

Da trotz der Korrekturen die resultierende Linienform nicht von einer Gauß'schen Verteilung unterschieden werden kann, wird folgender Ansatz für die Emission aus einem Einheitsvolumen (mit Neutralteilchendichte k in poloidaler Flusszone j bei Sichtlinie i) gemacht [23]:

$$E_{ijk}^{\lambda \text{ CX}} = \frac{E_{ijk}^{\text{CX}}}{w_{ijk}^{\text{CX}} - \delta w_{ijk}^{\text{CX}}} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp \left[-\frac{4 \ln 2 \left(\lambda - \lambda_0 - \frac{\lambda_0}{c_0} |\vec{s}_i \cdot \vec{v}_j| - \delta \lambda_{ijk}^{\text{CX}} \right)^2}{(w_{ijk}^{\text{CX}} - \delta w_{ijk}^{\text{CX}})^2} \right] \quad (4.19)$$

Neue Größen in dieser Darstellung sind die Linienverschiebungen $\delta \lambda_{ijk}^{\text{CX}}$ und -verbreiterungen $\delta w_{ijk}^{\text{CX}}$ aufgrund von atomaren Effekten (Abschnitt 4.2.1).

Die CXRS-Emission eines Verunreinigungsions pro Einheitsvolumen ist andererseits gegeben durch

$$E_{ijk}^{\text{CX}} = n_{\text{imp},j} \cdot n_{0,ijk} \cdot \langle \sigma v \rangle_{\text{eff},ijk}^{\text{CX}} \quad (4.20)$$

wobei n_{imp} die auf Flussflächen konstante Dichte der Verunreinigungen ist, n_0 die Dichte der Neutralen und $\langle \sigma v \rangle_{\text{eff}}^{\text{CX}}$ der effektive Wirkungsquerschnitt der Ladungsaustauschemission für jeden Bereich ijk .

Die hierbei eingehenden effektiven Wirkungsquerschnitte werden dem Programmsystem ADAS [17] entnommen. Im Rahmen eines Besuchs beim europäischen Fusionsforschungslabor JET bei Abingdon, England, war es möglich, die hierfür benötigten Unterprogramme und Daten mit den bei uns bisher verwendeten auf Konsistenz hin zu prüfen und zum weiteren Gebrauch in das vorhandene Programmpaket zu integrieren.

Von ADAS werden effektive Ratenkoeffizienten bei Standardplasmametern und Korrekturwerte für deren Abhängigkeit von Elektronendichte, Ionentemperatur, Z_{eff} und Magnetfeld für die meisten Ladungsaustauschübergänge ausgegeben. Die erwähnten Unterprogramme lesen diese Daten aus und führen eine Splineinterpolation auf die Parameter der jeweiligen Entladung durch.

Analog dem vorigen Abschnitt kann für das weitere Vorgehen die gemessene Intensität mit der lokalen Emissivität über eine Längenmatrix verbunden werden:

$$B_i^{\text{CX}} = \sum_{jk} \mathbf{L}'_{ijk} \mathbf{E}_{ijk}^{\text{CX}} = \int \sum_{jk} \mathbf{L}'_{ijk} \mathbf{E}_{ijk}^{\lambda \text{CX}} d\lambda = \int B_i^{\lambda \text{CX}} d\lambda \quad (4.21)$$

wobei für die Längenmatrix $\mathbf{L}_{ij} = \sum_k \mathbf{L}'_{ijk}$ gilt. Im folgenden soll zur Vereinfachung nur \mathbf{L}_{ijk} geschrieben werden.

Definiert man eine gewichtete Längenmatrix \mathbf{W}_{ij} gemäß

$$\mathbf{W}_{ij} = \sum_k \mathbf{L}_{ijk} \cdot n_{0,ijk} \cdot \langle \sigma v \rangle_{\text{eff},ijk}^{\text{CX}}, \quad (4.22)$$

so kann die Verunreinigungsdichte aus der einfachen Beziehung

$$n_{\text{imp},j} = \sum_i \mathbf{W}_{ji}^{-1} B_i^{\text{CX}} \quad (4.23)$$

gewonnen werden.

Analog der Herleitung der Gleichungen (4.14) und (4.18) werden erst scheinbare Rotationen und Temperaturen definiert,

$$u_i^{\text{CX}} = \frac{c_0}{\lambda_0} \frac{\int (\lambda - \lambda_0) B_i^{\lambda \text{CX}} d\lambda}{\int B_i^{\lambda \text{CX}} d\lambda}, \quad (4.24)$$

$$\frac{kT_i^{\text{CX}}}{m} = \frac{c_0^2}{\lambda_0^2} \frac{\int (\lambda - \lambda_0)^2 B_i^{\lambda \text{CX}} d\lambda}{\int B_i^{\lambda \text{CX}} d\lambda} - (u_i^{\text{CX}})^2, \quad (4.25)$$

die in diesem Fall folgendes Ergebnis liefern:

$$B_i^{\text{CX}} u_i^{\text{CX}} = \sum_{jk} \mathbf{L}_{ijk} E_{ijk}^{\text{CX}} \left(v_j \cos \theta_{ij} + \frac{c_0}{\lambda_0} \delta \lambda_{ijk}^{\text{CX}} \right) \quad (4.26)$$

$$B_i^{\text{CX}} \left(\frac{kT_i^{\text{CX}}}{m} + (u_i^{\text{CX}})^2 \right) = \sum_{jk} \mathbf{L}_{ijk} E_{ijk}^{\text{CX}} \left[\frac{k(T_j + \delta T_{ijk}^{\text{CX}})}{m} + \left(v_j \cos \theta_{ij} + \frac{c_0}{\lambda_0} \delta \lambda_{ijk}^{\text{CX}} \right)^2 \right] \quad (4.27)$$

Die rechte Seite von (4.27) enthält in der eckigen Klammer die Summe aus der beobachteten Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit. Gemäß der Korrekturen für den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt (Abschnitt 4.2.2) können diese Größen mit der wahren Temperatur und der wahren Geschwindigkeit in Verbindung gebracht werden. Dies geht

im wesentlichen mittels Matrizen und Vektoren von Sichtlinien- und Flussflächenabhängigen Größen, so dass sich an der Struktur der Gleichungen (4.26) und (4.27) nichts ändert.

Die Auflösung dieser Gleichungen nach den gesuchten Rotationsgeschwindigkeiten und Temperaturen kann dadurch erfolgen, dass sämtliche gemessenen und bekannten Größen auf eine Seite gebracht werden und als Korrektur für die sichtlinienintegrierten Geschwindigkeiten $B_i^{\text{CX}} u_i^{\text{CX}}$ und Temperaturen $B_i^{\text{CX}} \left(\frac{kT_i^{\text{CX}}}{m} + (u_i^{\text{CX}})^2 \right)$ betrachtet werden.

4.3.3 Entfaltung des radialen elektrischen Feldes

Neben der Dichte, der Rotationsgeschwindigkeit und der Temperatur von Verunreinigungen, welches direkte Messgrößen der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie sind, kann obige Prozedur auch für die Entfaltung anderer Profile verwendet werden. Die Voraussetzung hierfür ist, dass die gesuchte Größe auf Flussflächen konstant ist und dass ein Sichtlinienintegral für sie berechnet werden kann.

Die Bestimmungsgleichung für E_r (Gleichung (2.2)), die für jede Teilchensorte im Plasma gilt, enthält neben den Magnetfeldern nur noch Größen, die mittels der CXRS bestimmt werden können. Temperatur und Rotationsgeschwindigkeiten werden direkt an der beobachteten Spezies gemessen. Dies ist der angeregte, wasserstoffähnliche Kohlenstoff, da dessen Spektrum beobachtet und ausgewertet wird. Im Laufe der Auswertung wird allerdings die Dichte der vollständig ionisierten Verunreinigungen entfaltet, so dass zur Berechnung von E_r auch die Dichte der angeregten Verunreinigung bestimmt werden muss.

Ausgehend von der CXRS-Emission eines Verunreinigungsions, Gleichung (4.20), ergibt sich:

$$E_{ijk}^{\text{CX}} = n_{\text{imp},j} \cdot n_{0,ijk} \cdot \langle \sigma v \rangle_{\text{eff},ijk}^{\text{CX}} = n_{\text{imp}^*,ijk} \cdot A_{lm} \sim I_{\text{CX}} \quad (4.28)$$

Im zweiten Teil dieser erweiterten Gleichung wird die Emission der Photonen von angeregten Verunreinigungsionen (Dichte n_{imp^*}) durch den Einsteinkoeffizienten A_{lm} (Übergang l nach m) ausgedrückt. Unter der Annahme, dass die Dichteverteilung der angeregten Ionen und die der Neutralen entlang der Sichtlinien symmetrisch sind (Indices i und k), ist die gemessene Intensität I_{CX} proportional zur Dichte der angeregten, wasserstoffähnlichen Verunreinigungsionen am Maximum der Neutraldichteverteilung. Beide Annahmen sind gerechtfertigt, da der Neutralstrahl eine kleine Ausdehnung in toroidaler Richtung hat. Es ergibt sich somit folgender Zusammenhang für den diamagnetischen Beitrag zu E_r , der entlang des Maximums der Neutraldichte ausgewertet wird:

$$\frac{\nabla_r(p_i)}{Z_i e n_i} = \frac{\nabla_r(T_i)}{Z_i e} + T_i \frac{\nabla_r(n_i)}{Z_i e n_i} = \frac{\nabla_r(T_i)}{Z_i e} + T_i \frac{\nabla_r(I_{\text{CX}})}{Z_i e I_{\text{CX}}} \quad (4.29)$$

Um aus den experimentellen Messwerten nun E_r zu berechnen, bezieht man sich auf $\Phi_E = \frac{E_r}{RB_\theta}$, welches eine auf Flussflächen konstante Größe [9] ist. Damit sind alle nötigen Bedingungen der Entfaltung erfüllt und man erhält

$$\Phi_{E,j} = \sum_i \mathbf{L}_{ji}^{-1} B_i, \quad (4.30)$$

wobei B_i jetzt für das Sichtlinienintegral über Φ_E steht.

5 Experimentelle Ergebnisse

In den vorhergehenden Kapiteln wurde ausführlich auf die Aufnahme, Berechnung und Verarbeitung der experimentellen Rohdaten der Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie eingegangen. Ebenso wurde die Kalibrierung der Diagnostik vorgestellt sowie die Korrekturen und die Entfaltung der Rohdaten besprochen.

In dem nun folgenden Kapitel sollen zum einen die mit Hilfe dieser Vorarbeiten zusammengetragenen Messergebnisse vorgestellt und auf ihre Aussagekraft hin diskutiert werden. Zum anderen werden sie Aussagen zum Transport im Plasma in verschiedenen Einschlussregimen erlauben, wobei hierfür auch zusätzliche Messwerte und Auswertemethoden herangezogen werden.

5.1 Plasmaparameter in verschiedenen Einschlussregimen

Dieser erste Teil zur Beschreibung der Messergebnisse widmet sich der Charakterisierung dreier verschiedener Einschlussregimes an ASDEX Upgrade: der H-Mode, der H-Mode mit verbessertem Einschluss und ein Regime mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand. Es werden jeweils die typischen Szenarien und deren wichtigste Plasmaparameter vorgestellt. Diese kurzen Beschreibungen sowie eine kleine Erläuterung zum Aufbau des jeweiligen Szenarios sollen helfen, deren Transporteigenschaften und Relevanz für einen zukünftigen Fusionsreaktor auf Basis eines Tokamaks besser einzuordnen.

5.1.1 H-Mode

Das erste vorzustellende Regime ist die H-Mode [6, 7]. Der Name (engl. **h**igh **c**onfinement **m**ode) lässt vermuten, dass wie bereits in der Einleitung kurz erwähnt, dieses Regime einen besseren Energie- und Teilcheneinschluss aufweist als die L-Mode (engl. **l**ow **c**onfinement **m**ode), welche historisch gesehen das erste Einschlussregime von Tokamaks war und deren Energieeinschlusszeit mit zunehmender externer Heizleistung abnimmt [7].

Die H-Mode dagegen wird unter günstigen Bedingungen des Teilchenrückhaltevermögens am Plasmarand (beispielsweise mit Hilfe eines Divertors, vergl. Anhang A) ab einem Schwellwert der zugeführten externen Heizleistung erreicht und zeichnet sich durch nahezu doppelt so hohe Energie- und Teilcheneinschlusszeiten aus. Sie werden durch den Aufbau einer Transportbarriere knapp innerhalb der Separatrix erzielt. Diese Barriere ermöglicht das Ausbilden steiler Gradienten verschiedener Plasmaparameter am Plasmarand. Durch die Steifheit der Iontemperaturprofile, also dem experimentellen Befund, dass der Zentralwert der Temperatur proportional zum Randwert ist und die Gradientenlängen $L_T = (\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial r})^{-1}$ konstant sind, erhält man mit den höheren Randtemperaturen den insgesamt besseren Energieeinschluss und eine Reduktion des Wärmetransports bis ins Zentrum hinein [25, 26].

Die theoretische Begründung für diese Steifigkeit der Temperaturprofile kann von verschiedenen Transportmodellen geliefert werden. Gestützt auf die Untersuchung der ITG Instabilität wird eine kritische Gradientenlänge vorausgesagt [27]. Diese hängt hauptsächlich von der Plasmaform, aber kaum von anderen Plasmaparametern ab, so dass sie für jedes Experiment nahezu konstant ist. Liegen die Gradientenlängen des Experiments unterhalb der kritischen, so wachsen die Instabilitäten nicht an, es herrscht geringer Transport vor so dass schliesslich die Temperatur und damit ihre Gradientenlängen immer weiter ansteigen. Sind die experimentellen Gradientenlängen größer als die kritische, so wird aufgrund der stark anwachsenden Instabilität der Transport soweit erhöht, bis sich ein Gleichgewicht einstellt und die resultierenden Gradientenlängen mit den kritischen übereinstimmen. Ein ähnliches Bild scheint sich neuerdings auch für gewisse Parameterbereiche für T_e zu entwickeln, wobei die Elektronentemperaturgradienteninstabilitäten, ETG Moden [28], die kritischen Gradientenlängen liefern könnten.

Abbildung 5.1 zeigt Beispiele der wichtigsten Plasmaparameter als radiale Profile über ρ_{pol} , einem normierten Radius¹. Die dargestellte Entladung ist eine typische H-Mode von ASDEX Upgrade mit 5.8 MW zusätzlicher Heizleistung der Neutralstrahlinjektion, wobei Quelle 3 des ersten Injektors synchron zur CXRS Diagnostik getaktet wurde, um über Untergrundabzug die Messfehler von T_i und v_{tor} zu verringern. Anhand der Profile der Elektronendichte und -temperatur sind die steilen Randgradienten deutlich zu erkennen. Etwas weniger deutlich ist dies am Profil der Iontemperatur zu sehen. Die Profile von Verunreinigungsdichte und toroidaler Rotationsgeschwindigkeit zeigen ebenfalls die breiten Profilformen, allerdings ohne steile Randgradienten und zugehöriges Pedestal.

Die Messung der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit ergab für diese Entladung das in Abbildung 5.2 dargestellte Profil. Die gemessenen Rohdaten (+) erfahren Korrekturen in der Größenordnung des Messwerts, so dass die entfalteten Daten (Δ) relativ kleine

¹ ρ_{pol} wird als normierter Radius verwendet, wobei gilt $\rho_{\text{pol}} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_0}{\Psi_S - \Psi_0}}$ mit dem poloidalen magn. Fluss Ψ . Der Index S kennzeichnet den Wert an der Separatrix, der Index 0 denjenigen auf der magn. Achse.

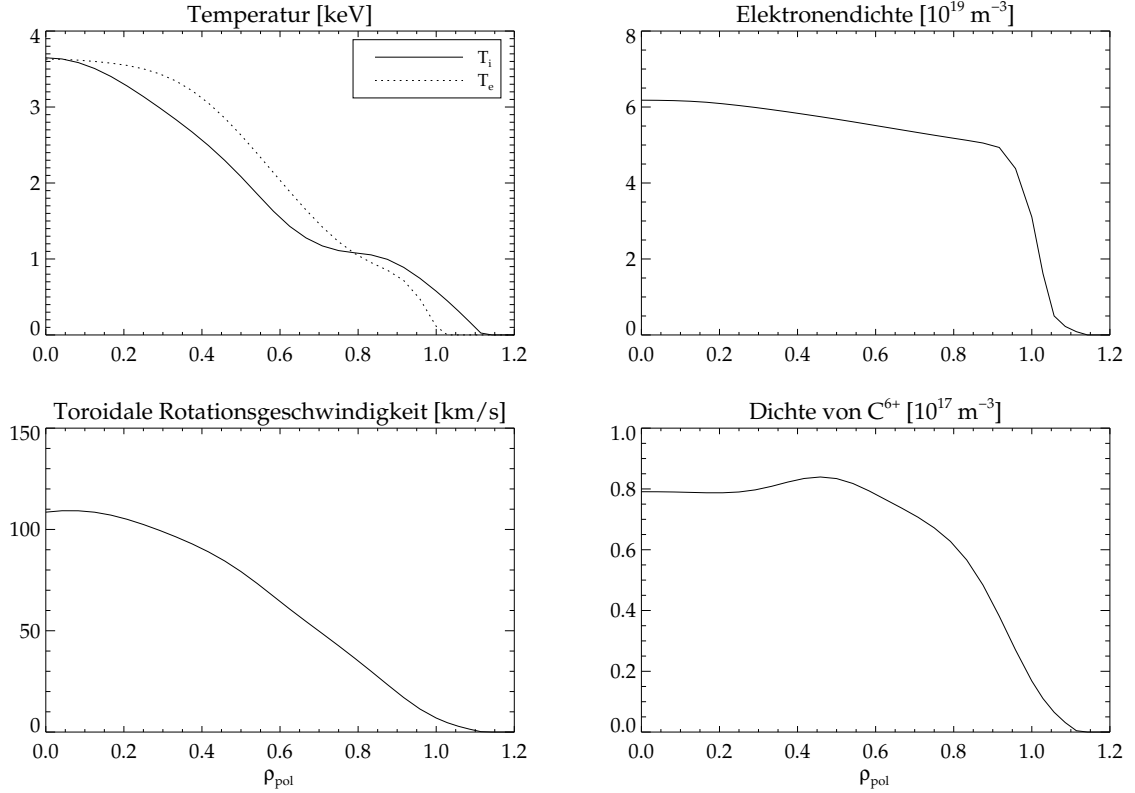


Abbildung 5.1: H-Mode Entladung an ASDEX Upgrade (#12528, zeitlich gemittelt von 2–4 s).

poloidale Rotationsgeschwindigkeiten ergeben, die hauptsächlich im Bereich des systematischen Fehlers (symbolisiert durch den senkrechten Balken) schwanken. Dementsprechend und aufgrund der hier aufgetretenen hohen statistischen Fehler bei der Anpassung des Gaussfits an die Spektren ergibt der Spline-Fit (—) ein poloidales Rotationsprofil mit geringen Werten. Die hohe Schwankungsbreite, die bereits in den Rohdaten auftritt, zeigt, dass es sehr schwierig ist, die poloidale Rotationsgeschwindigkeit einer H-Mode Entladung zu bestimmen. Im Vergleich mit dem neoklassisch erwarteten Wert (berechnet analog den Angaben in [29]) erhält man allerdings dieselbe Größenordnung.

Aus den oben vorgestellten Profilen kann nun das radiale elektrische Feld berechnet werden. Wie in Abb. 5.3 gezeigt, wird E_r von dem Beitrag der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit dominiert. Die Beiträge des Druckgradienten und der poloidalen Rotation sind klein.

Insgesamt betrachtet ist die H-Mode zwar kein Szenario mit außerordentlich gutem Einschlussverhalten, bietet aber dennoch die Möglichkeit, einen Fusionsreaktor auf Grundlage des Tokamakprinzips zu bauen. Die Ergebnisse von Untersuchungen zum Energieeinschluss an den meisten Tokamakexperimenten weltweit wurden in einer Datenbasis

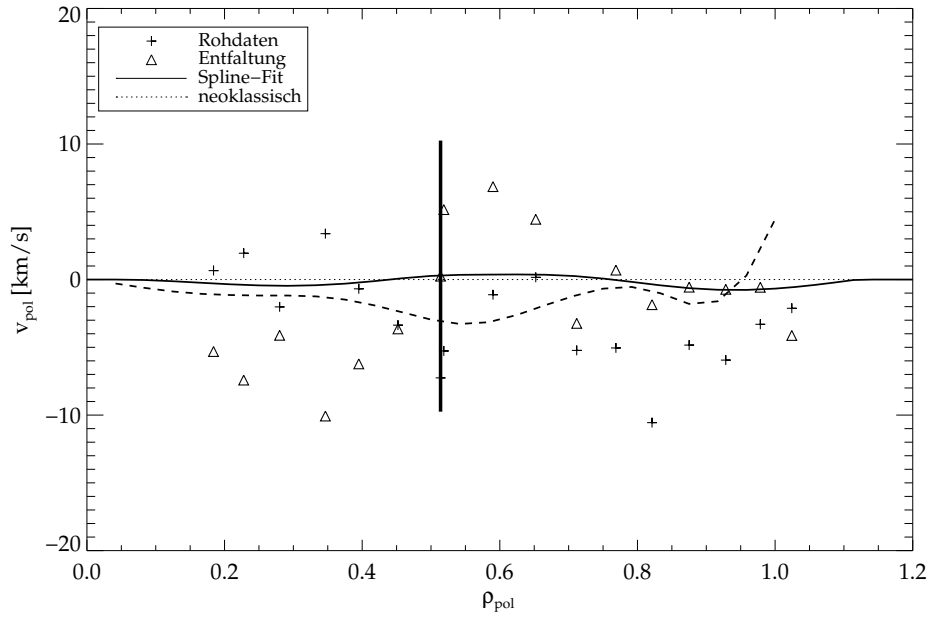


Abbildung 5.2: Poloidale Rotationsgeschwindigkeit einer H-Mode Entladung (#12528, zeitlich gemittelt von 2–4 s). Der senkrechte Balken zeigt den systematischen Fehlerbereich an.

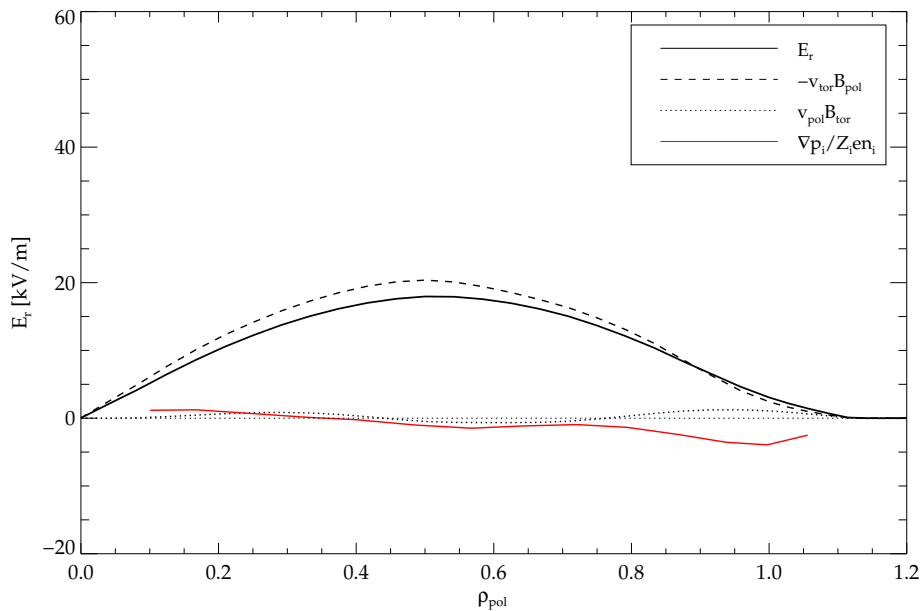


Abbildung 5.3: Radiales elektrisches Feld einer H-Mode Entladung (#12528, zeitlich gemittelt von 2–4 s) und die jeweiligen Beiträge von Druckgradient, poloidaler und toroidaler Rotation.

gesammelt um daraus Skalierungsgesetze zu erstellen [30]. Diese Skalierungen zeigen, dass die Energieeinschlusszeit in der H-Mode mit dem Plasmavolumen zunimmt. Daher wird es möglich sein, ein gezündetes Plasma in einem Tokamak zu realisieren, wenn dieser nur groß genug ist.

Dementsprechend wurde das nächste Tokamakexperiment ITER (Internationaler Thermonuklearer Experimentalreaktor) auf der Grundlage des Einschlusses in der H-Mode geplant. Allerdings wird auch an anderen Einschlussregimen weitergearbeitet, da die Bau- und Betriebskosten mit der Größe eines Experiments wachsen. Besserer Energieeinschluss würde gleichbedeutend damit sein, dass ein Tokamak bei gleichbleibender Fusionsleistung kleiner und kostengünstiger gebaut werden könnte. Zwei Szenarien, die diese Möglichkeit bieten, werden in den nächsten beiden Abschnitten vorgestellt, die H-Mode mit verbessertem Einschluss und das Regime mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand. Zur besseren Unterscheidung wird der Zusatz „mit verbessertem Einschluss“ immer mitgenannt und das eben vorgestellte Regime als „H-Mode“ oder „konventionelle H-Mode“ bezeichnet.

5.1.2 H-Mode mit verbessertem Einschluss

Ein gegenüber der H-Mode verbessertes Einschlussverhalten konnte beobachtet werden, wenn das Profil der Stromdichte dahingehend modifiziert wurde, dass es im Zentrum sehr flach ist [31, 32]. Da die poloidale Komponente des Magnetfeldes im Tokamak vom Plasmastrom erzeugt wird, wird gleichzeitig ein sehr flaches q -Profil und eine geringe magnetischen Verscherung im Zentrum des Plasmas erreicht.

Die gewünschte Modifikation des Stromdichteprofiles wird an ASDEX Upgrade mittels früher Zusatzheizung noch während des Aufbaus des Plasmastroms erreicht. Durch das frühe zusätzliche Heizen wird die Temperatur erhöht und damit die Stromdiffusionszeit verlängert, so dass das aus der Stromrampe resultierende günstige Stromdichteprofil festgehalten wird. Am Ende der Stromrampe wird die zweite Quelle der Neutralinjektionsheizung zum selben Zeitpunkt dazugeschaltet, zu dem das Plasma in den Divertor hineingeformt wird und somit der Randbereich H-Mode Eigenschaften erhält. Wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, schnellen bei Erreichen des Stromplateaus und des guten Teilchenrückhaltevermögens der H-Mode der Energieinhalt des Plasmas sowie die Zentralwerte von Iontemperatur und toroidaler Rotationsgeschwindigkeit in die Höhe. Die Elektronentemperatur steigt ebenfalls an, da der Hauptteil der Heizleistung bei diesen relativ geringen Dichten an die Ionen abgegeben wird, ist dieser Anstieg gegenüber einer konventionellen H-Mode nur gering.

Die Profile dieser Entladung bei 2.1 s sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Entsprechend dem Randverhalten einer H-Mode zeigen alle Profile steile Gradienten und ein Pedestal in der Nähe der Separatrix. Im Vergleich mit der konventionellen H-Mode ist der Wert der

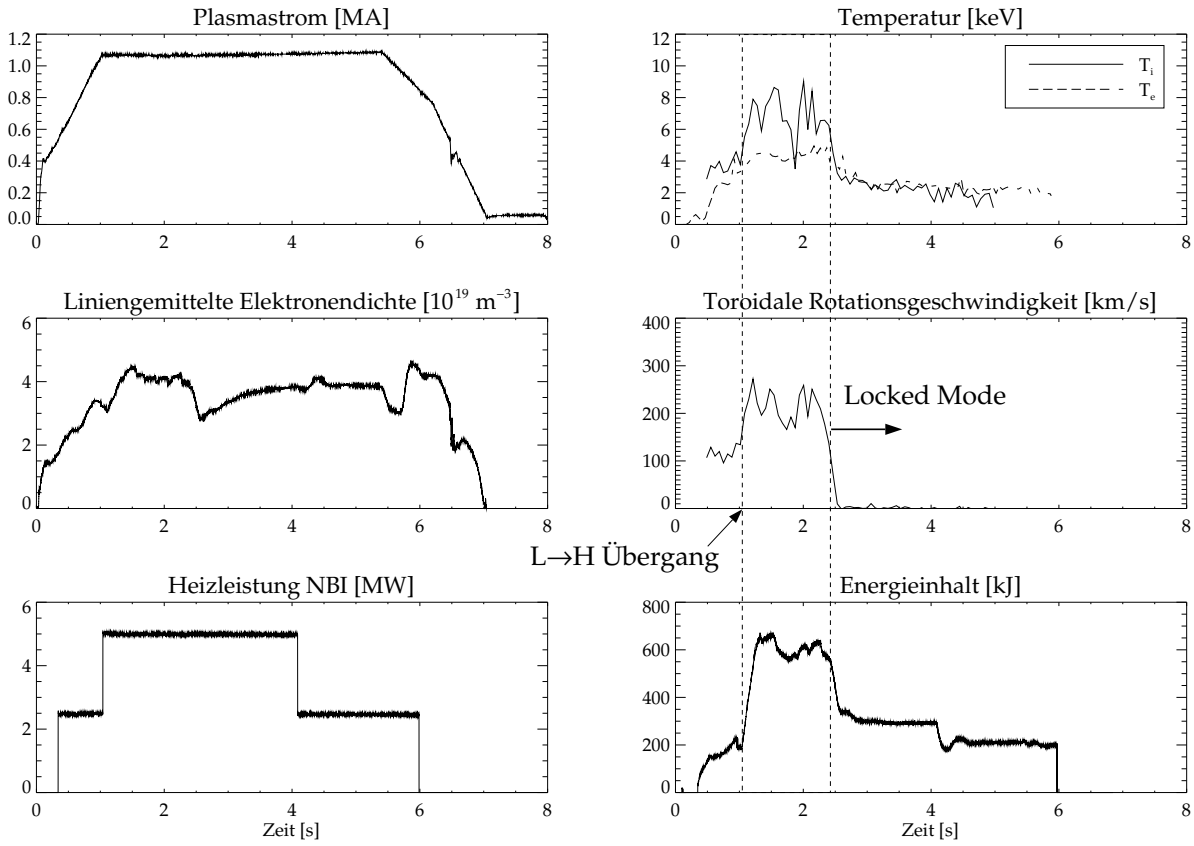


Abbildung 5.4: Zeitentwicklung einiger Plasmaparameter einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschuss (#13037). Die Zeitspuren der Temperaturen und der Rotationsgeschwindigkeit zeigen die jeweiligen Werte im Plasmazentrum.

Ionentemperatur auf diesem Pedestal allerdings um den Faktor zwei erhöht, was sich aufgrund der Profilsteifheit auch ins Plasmazentrum hinein fortsetzt und den insgesamt besseren Energieeinschluss bringt. Weiterhin erkennt man, dass mit dem verbesserten Einschussverhalten die H-Mode-Eigenschaften der Profile deutlicher hervortreten. Auch das Profil der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit zeigt nun ein Pedestal.

Die Auswertung der Messungen zur poloidalen Rotationsgeschwindigkeit ergeben in den Rohwerten Geschwindigkeiten, die knapp außerhalb des Bereichs des systematischen Fehlers liegen. Die notwendigen Korrekturen bringen das Ergebnis der Entfaltung allerdings wieder unter die Auflösung der Diagnostik, die mangels getakteter Quellen in diesem Fall bei rund 10 km/s liegt (vergl. Abb. 5.6). Aber auch hier ist der neoklassisch erwartete Wert für die poloidale Rotation in derselben Größenordnung, wie der experimentell bestimmte.

Die Berechnung des radialen elektrischen Feldes, deren Ergebnis in Abbildung 5.7 zu sehen ist, zeigt, dass E_r von dem Beitrag der toroidalen Rotation dominiert wird und den

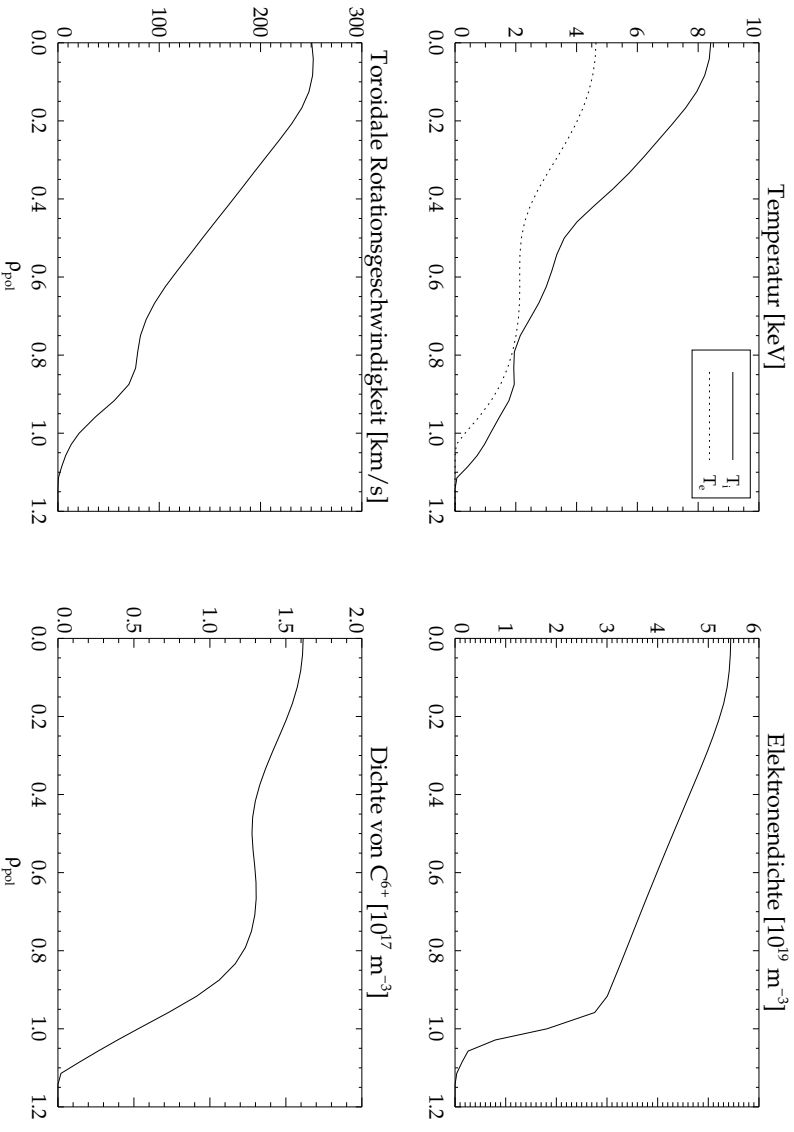


Abbildung 5.5: Profile einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss ($\#13037$, $t = 2.1 \text{ s}$).

zweieinhalbfachen Wert von E_r einer H-Mode erreicht. Die Beiträge des Druckgradienten und der poloidalen Rotation der beobachteten Spezies C^{5+} sind wiederum recht klein. Auffällig ist allerdings, dass der Spline-Fit von E_r nicht exakt der Summe der dargestellten Einzelbeiträge entspricht. Der Grund ist darin zu finden, dass zur Berechnung zwar alle Beiträge wie dargestellt berücksichtigt werden, aber aufgrund des ihnen zugrundeliegenden statistischen Fehlers die Krümmungsminimierung bei der Splineanpassung eine zusätzliche Glättung im Rahmen der Fehlerbalken bewirkt.

Anhand der Zeitentwicklung von Abb. 5.4 erkennt man bei ca. 2.5 s einen Einbruch in den Werten der Temperaturen und der Rotationsgeschwindigkeit. Der Grund liegt im Auftreten einer MHD-Instabilität, die Ströme in der Wand des Vakuumgefäßes induziert und über Wechselwirkungen mit ihnen die Rotation des gesamten Plasmas zum Erliegen bringt. Wegen der Ankoppelung des Plasmas an die Gefäßstruktur wird diese Instabilität auch *Locked Mode* genannt [33]. Sie bietet eine ideale Möglichkeit zur Überprüfung der angewendeten Korrekturen.

In den Profilen ist deutlich zu erkennen (siehe Abb. 5.8), dass die Rotation der toroidalen und poloidalen Rotationsgeschwindigkeit erst nach Korrektur über das gesamte

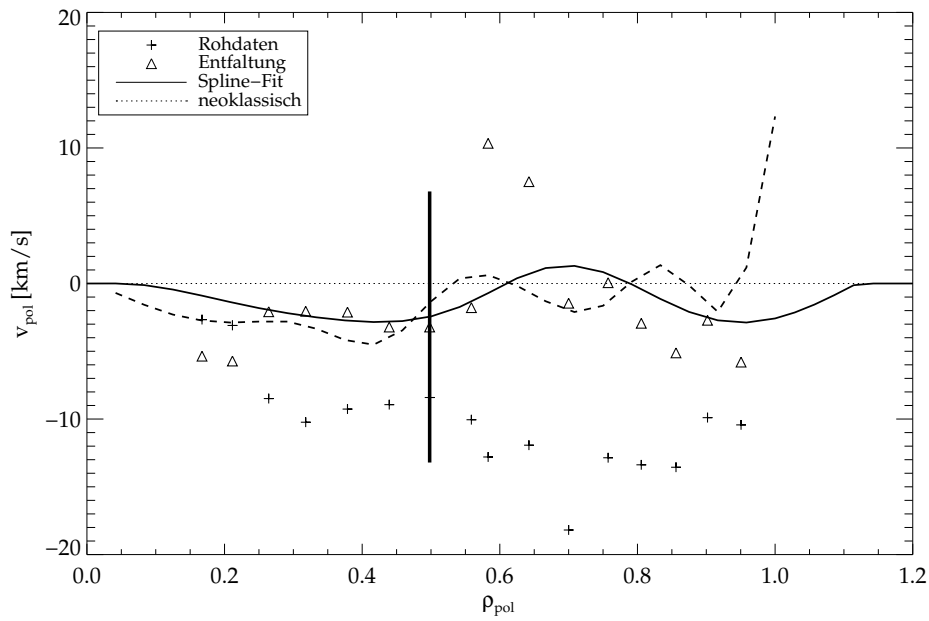


Abbildung 5.6: Poloidale Rotationsgeschwindigkeit einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss (#13037, $t = 2.1$ s). Der senkrechte Balken zeigt den systematischen Fehlerbereich an.

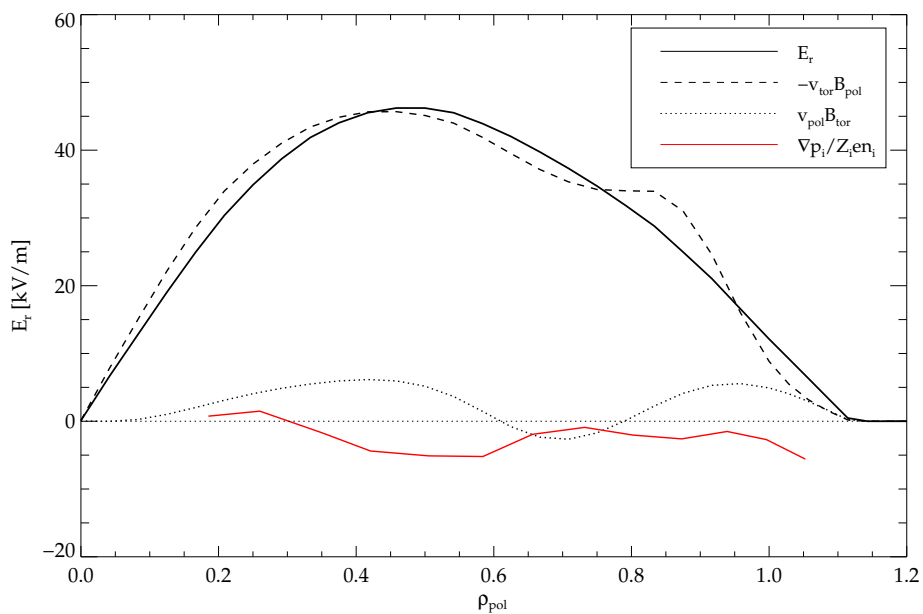


Abbildung 5.7: Radiales elektrisches Feld einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss (#13037, $t = 2.1$ s) und die einzelnen Beiträge.

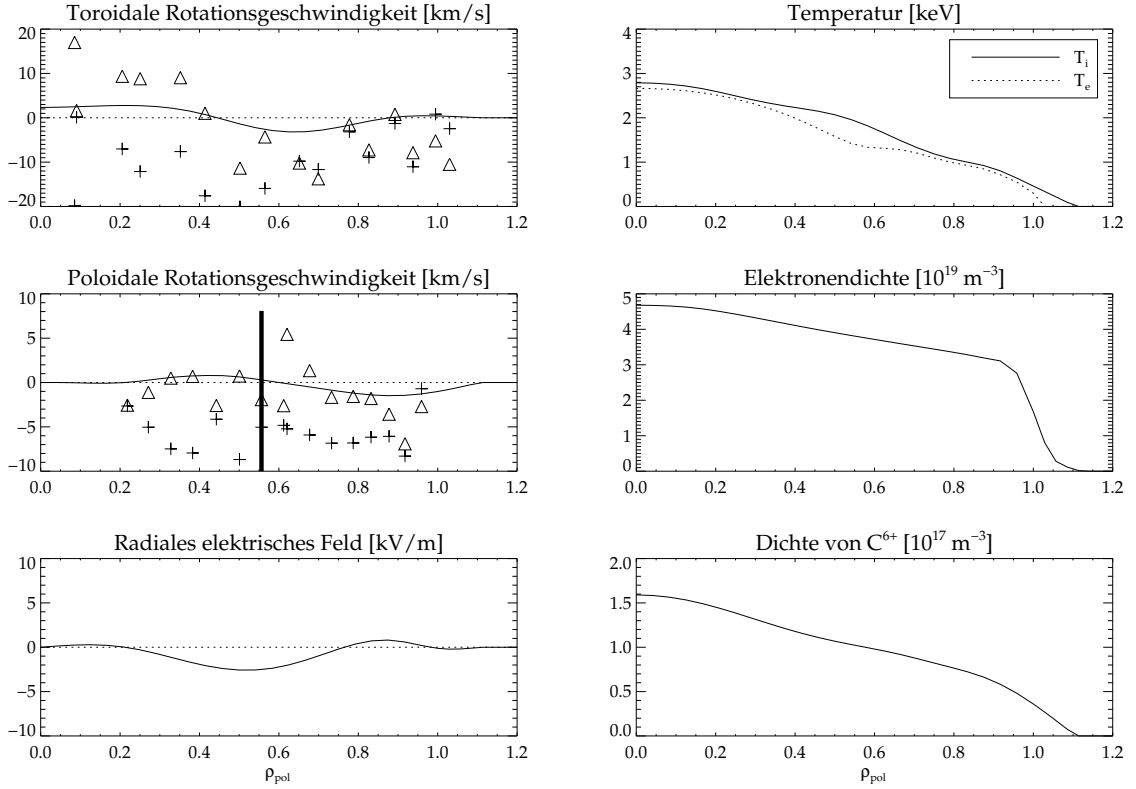


Abbildung 5.8: Profile während dem auftreten einer Locked Mode in einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss (#13037, $t = 2.86$ s).

radiale Profil gleich Null sind. Die Temperaturen von Elektronen und Ionen sind gegenüber früheren Zeitpunkten ebenfalls niedriger, da diese starke Modenaktivität auch den Transport erheblich erhöht. Die Einschlusseigenschaften gehen meist auf die der L-Mode zurück. Einschlusseigenschaften von H-Moden mit verbessertem Einschluss oder gar interne Transportbarrieren können während einer Locked Mode nicht aufrecht erhalten werden.

Im Fall von $E_r = 0$ würde man, ausgehend von Gleichung (2.1), erwarten, dass der immer noch endliche Druckgradient von einer Driftgeschwindigkeit in poloidaler Richtung, der diamagnetischen Drift, kompensiert werden müsste [10], d.h. man würde in poloidaler Richtung die diamagnetische Driftgeschwindigkeit messen. Bei den zu diesem Zeitpunkt gegebenen Plasmaparametern ergibt sich eine diamagnetische Driftgeschwindigkeit von rund $2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Dieser Wert liegt einen Faktor drei unter der Fehlergrenze, so dass v_{dia} mit den jetzigen experimentellen Möglichkeiten nicht aufgelöst werden kann.

Bei geeignet gewählten Plasmaparametern konnte an ASDEX Upgrade gezeigt werden, dass das Regime der H-Mode mit verbessertem Einschluss stationär aufrechterhalten

werden kann [31]. Der begrenzende Faktor ist lediglich die aufgrund der Energieversorgung limitierte Pulslänge.

Gegenüber der H-Mode wurde eine Verbesserung des Energieeinschlusses bis zu einem Faktor zwei erreicht. Außerdem ist dieses Regime kompatibel mit hohen Elektronentemperaturen, wie während einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss demonstriert wurde, indem den Elektronen mittels Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH) direkt Energie zugeführt wurde [34]. Die Bedeutung dieses Experiments liegt darin, dass in einem zukünftigen Fusionsreaktor mit gezündetem Plasma die bei der Fusionsreaktion (Gleichung (1.1)) entstehenden α -Teilchen ihre Energie hauptsächlich an die Elektronen abgeben.

Von Nachteil ist, wie auch in der konventionellen H-Mode, dass der Plasmastrom induktiv getrieben werden muss und der Tokamak somit nur gepulst arbeiten kann. Treten innerhalb des Plasmas steile Gradienten im Druckprofil auf, wie das im Regime der Fall ist, welches im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, so wird im Plasma über thermoelektrische Effekte ein Strom getrieben (sogenannter *Bootstrap-Strom* [4]), der den induktiv getriebenen Plasmastrom ersetzen könnte.

5.1.3 Interne Transportbarriere mit L-Mode Rand

Geht man bei der Führung der Plasmaentladung analog zum Fall der H-Mode mit verbessertem Einschluss vor, verhindert aber den Übergang in die H-Mode, so dass der Plasmarand sich wie der einer L-Mode verhält, kann ein weiteres Einschlussregime erreicht werden. Das Stromdichteprofil bildet ein Maximum nahe dem halben kleinen Plasmaradius aus und man erreicht ein inverses q -Profil, also eines mit negativer Verscherung im Plasmazentrum [35]. Es bildet sich nahe dem minimalen Wert von q eine Transportbarriere aus, die steile Gradienten in den Profilen und hohe Zentralwerte der Plasmamaparameter zur Folge hat.

Abbildung 5.9 zeigt die wichtigsten betroffenen Profile. Während alle Profile die für eine L-Mode typischen flachen Verläufe in Separatrixnähe vorweisen, zeigen Ionentemperatur und toroidale Rotationsgeschwindigkeit sehr steile Gradienten bei $\rho_{\text{pol}} = 0.35$ und erreichen in dieser Art von Szenarien die höchsten an ASDEX Upgrade beobachteten Zentralwerte. Die Elektronendichte hat ebenfalls ein zugespitztes Profil. Lediglich die Elektronentemperatur ist nicht stark betroffen, da auch hier der größte Teil der Heizleistung den Ionen zugeführt wird.

Die Auswertung der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit zeigt nach den Korrekturen ebenfalls keine signifikanten Werte im Rahmen des Messfehlers, das Ergebnis ist aber wiederum von der Größenordnung des neoklassisch erwarteten Wertes, der etwas größer ist, als in den bisher betrachteten Regimes (Abb. 5.10).

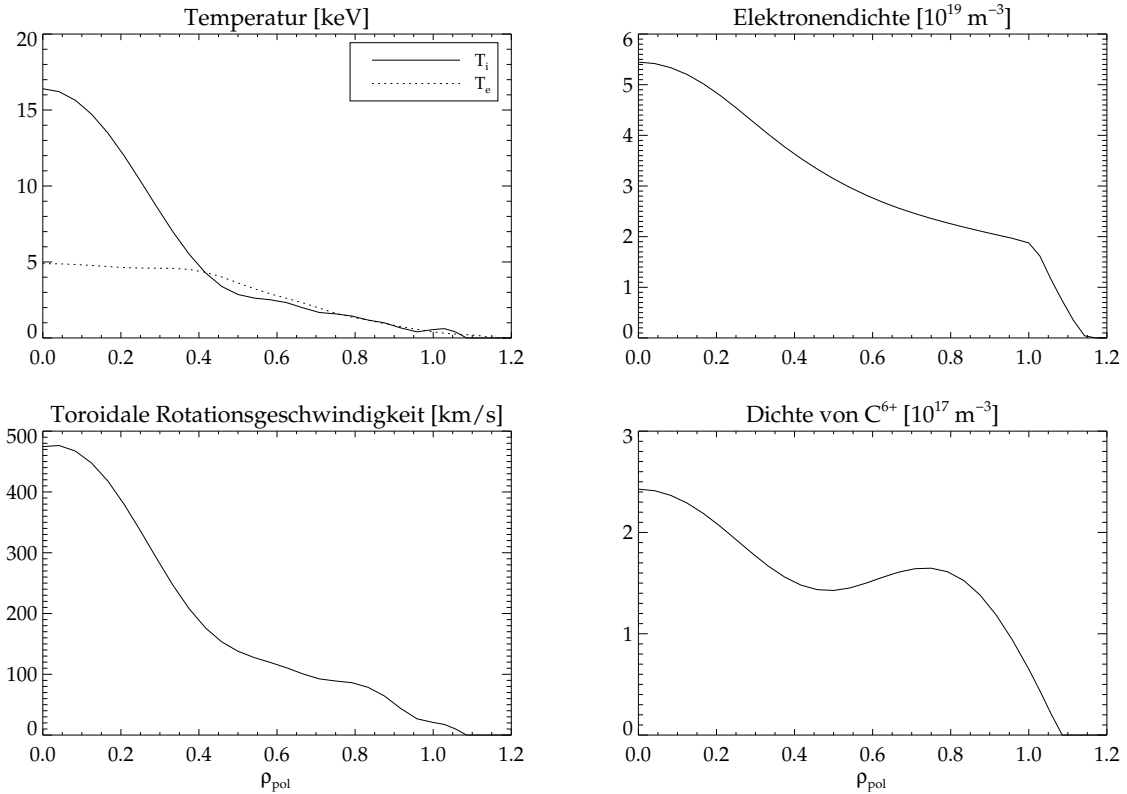


Abbildung 5.9: Profile einiger Plasmaparameter einer Entladung mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand (#13149, $t = 1.08$ s).

Der Beitrag des Druckgradienten zum radialen elektrischen Feld ist im äußeren Bereich des Profils wiederum sehr gering (Abb. 5.11), in der Umgebung der steilen Temperatur- und Dichtegradienten, die die Transportbarriere auszeichnen, ist dieser Beitrag jedoch nicht mehr vernachlässigbar. In diesem Bereich wirkt ihm der Beitrag der poloidalen Rotation entgegen, so dass insgesamt auch für dieses Einschlusszenario der Beitrag der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit E_r dominiert. Die ausgeprägte Strukturierung des Profils der poloidalen Rotation widerspiegelt sich allerdings im Profil von E_r .

Diese Einschlusszenarien wurden bisher nur transient erreicht. Außerdem ist ihr Energieinhalt und ihre Energieeinschlusszeit etwas geringer als im Fall der H-Mode mit verbessertem Einschluss, da die hohen Werte der Plasmaparameter nur in einem relativ kleinen Volumenbereich um die magnetische Achse herum erreicht werden. Das Einschlussverhalten ist dennoch besser als das einer H-Mode und der Bootstrap-Strom in diesen Szenarien hat einen hohen Anteil am Gesamtplasmastrom, was sehr vorteilhaft für einen Tokamak im Dauerbetrieb wäre.

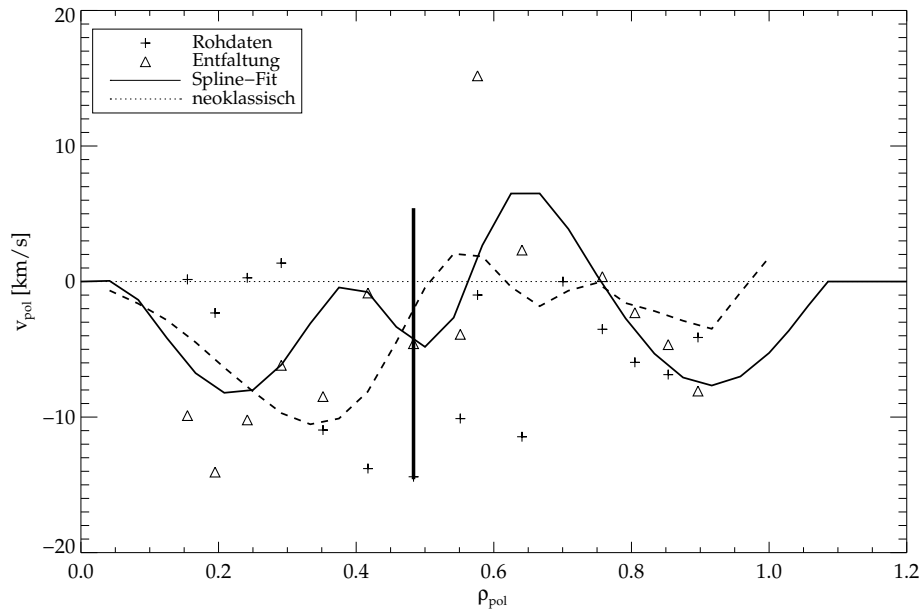


Abbildung 5.10: Poloidale Rotationsgeschwindigkeit einer Entladung mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand (#13149, $t = 1.08$ s).

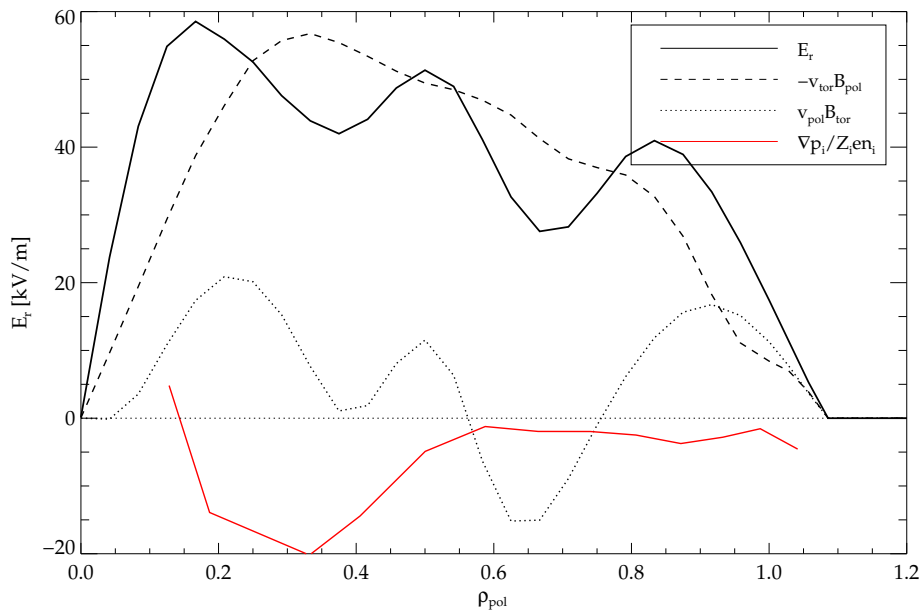


Abbildung 5.11: Das radiale elektrische Feld und dessen einzelne Beiträge einer Entladung mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand (#13149, $t = 1.08$ s).

5.2 Untersuchungen zur Transportunterdrückung

Anhand des Überblicks des letzten Abschnitts über drei Einschlussregimes an ASDEX Upgrade erkennt man, dass das Einschlussverhalten des Plasmas sowohl von Randbedingungen als auch von der Entladungsführung abhängen kann. Um den Einschluss gezielt verbessern zu können ist es daher unumgänglich, die den Transportänderungen zugrundeliegenden physikalischen Ursachen zu bestimmen.

Eine der möglichen Ursachen der Transportunterdrückung ist das Auftreten von verscherten $E \times B$ Flüssen, deren Wirkungsweise bereits in Kapitel 2 erläutert wurde. Dieser Abschnitt wird sich damit beschäftigen, ob die physikalische Vorstellung der Dekorrelation der turbulenten Wirbel mittels $E \times B$ Verscherung mit den experimentellen Ergebnissen im Einklang steht. Dazu sollen zum einen als qualitativer Vergleich Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion berechnet und vorgestellt werden. Zum anderen wird als quantitativer Vergleich die Auswertung und Gegenüberstellung von $E \times B$ Verscherungsraten mit maximalen linearen Anwachsraten für ITG-Instabilitäten betrachtet.

5.2.1 Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion

Qualitative Aussagen zum Energieeinschluss im Plasma können in einfacher Weise über einen Vergleich von Transportkoeffizienten erfolgen. Diese ergeben sich aus der allgemeinen Diffusions- oder Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n_i k_B T_i)}{\partial t} = -\chi_{\text{ion}} \Delta(k_B T_i) + Q, \quad (5.1)$$

welche hier für den Ionenwärmetransport unter Vernachlässigung der Konvektion geschrieben wurde (siehe z.B. [10]).

Beim Vergleich der Transportkoeffizienten χ_{ion} verschiedener Entladungen ist allerdings zu beachten, dass sie nicht nur von dem Transportverhalten selber abhängen, sondern auch von der angebotenen Heizleistung (Quellterm Q) und der jeweiligen Dichte: wird das Plasma beispielsweise stärker geheizt, so wird bei gleichem Transportverhalten χ_{ion} größer um obige Bilanz zu erhalten. Dementsprechend erwartet man für Profilsteifheit, dass sich χ_{ion} nur um einen konstanten Faktor ändert, abhängig von der Heizleistung und den Randtemperaturen. In einem logarithmischen Maßstab aufgetragen würde das Profil von χ_{ion} also lediglich verschoben werden.

5.2.1.1 Berechnung der Transportkoeffizienten

Die Berechnung von Transportkoeffizienten für ein Plasma aufgrund von theoretischen Erwartungen erfordert das simultane Lösen vieler Gleichungen, da Energie- und Teilchentransport, sowie auch verschiedene Teilchensorten untereinander im Plasma gekoppelt sind. An ASDEX Upgrade wird diese Aufgabe unter anderem mittels des Transportcodes ASTRA (**A**utomatic **S**ystem of **T**ransport **A**nalysis) gelöst.

ASTRA ist ein universeller Code zur Transportberechnung und Modellierung in Tokamaks, dessen zugrundeliegende Geometrie ein elliptisch elongiertes Plasma ist, für das Rotationssymmetrie angenommen wird. Die Transportrechnungen erfolgen eindimensional, das heißt, dass der Transport von flussflächengemittelten Größen in radialer Richtung berechnet wird.

Zur Ermittlung von Quellen und Senken der jeweiligen Transportgleichungen sowie auch für die einzelnen Anteile der verschiedenen Transportkoeffizienten sind in ASTRA mehrere Module integriert, die je nach Bedarf angesprochen werden können. Genauere Informationen darüber, wie ASTRA die Transportgleichungen unter Berücksichtigung des magnetohydrodynamischen Gleichgewichts des Plasmas löst, sind in [36, 19] zu finden.

ASTRA wird im Rahmen dieser Arbeit dazu eingesetzt, die Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion und des entsprechenden aus der neoklassischen Theorie erwarteten Wertes zu berechnen. Dabei wird von einem quasistationären Zustand ausgegangen, also Momentaufnahmen betrachtet. Da die untersuchten Zeitbereiche der jeweiligen Entladungen keine großen zeitlichen Schwankungen zeigten, ist diese Annahme gerechtfertigt.

Die Modelle, die in ASTRA zur Berechnung der neoklassisch erwarteten Werte der Transportkoeffizienten verwendet werden, gehen von einem Modell für effektive Wärmediffusion in toroidaler Geometrie aus [37], wobei zusätzliche Korrekturen aufgrund der Effekte von Verunreinigungen [38] und deren endlichem Gyroradius [39] beachtet werden.

5.2.1.2 Vergleich von χ_{ion} in verschiedenen Regimes

In Abschnitt 5.1 wurden drei Entladungen vorgestellt, die für die jeweiligen Szenarien typische Profilverläufe der einzelnen Plasmamaparameter zeigten. Anhand dieser experimentellen Werte konnten mit Hilfe des Transportcodes ASTRA die entsprechenden Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion χ_{ion} sowie deren erwartete neoklassische Werte χ_{neo} ermittelt werden. Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abbildung 5.12 zusammengefasst.

Nimmt man für die qualitativen Vergleiche zum Transportverhalten die H-Mode als Referenz, so zeigt sich einerseits, dass demgegenüber der Transportkoeffizient der H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss über das gesamte radiale Profil bei gleichem Verlauf abgesenkt ist. Da die Heizleistungen und damit die Quellterme der Wärmeströme

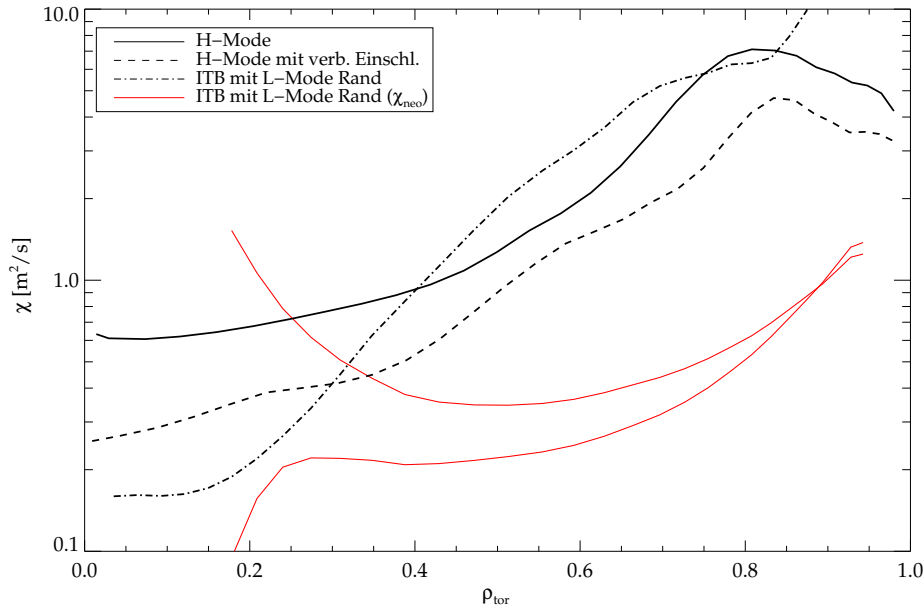


Abbildung 5.12: Vergleich von χ_{ion} der drei typischen Szenarien, die in Abschnitt 5.1 vorgestellt wurden (#12528, #13037, #13149). χ_{neo} ist nur für die Entladung mit ITB gezeigt, allerdings aus zwei unterschiedlichen Modellen, die so ein Vertrauensintervall der Modellierung aufspannen.

in beiden Entladungen sehr ähnlich waren, spiegelt dies den besseren Energieeinschluss wider. Die Ähnlichkeit der Profilverläufe der beiden Transportkoeffizienten ist durch die Ähnlichkeit der Profile der Iontemperaturen dieser beiden Entladungen bedingt und zeugt von gleichen Gradientenlängen. Da die transportverursachenden Instabilitäten von dem Gradienten der Iontemperatur getrieben werden kann man somit schliessen, dass beiden Entladungstypen derselbe Transportmechanismus zugrundeliegt. Die H-Mode mit verbessertem Einschluss erreicht aufgrund ihrer höheren Randtemperatur und der Profilsteifheit allerdings auch höhere Zentralwerte und damit einen höheren Energieinhalt.

Andererseits zeigt der Transportkoeffizient der Entladung mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand einen sehr unterschiedlichen radialen Verlauf zu dem der H-Mode. In der äußeren Hälfte ist er größer, was aufgrund des schlechten Energieeinschlusses am Rand bei dieser Entladung zu erwarten ist. Auch fehlt hier die Randbarriere der H-Mode, was sich darin äußert, dass das Profil von χ_{ion} nicht wie bei den anderen beiden Entladungen nach außen hin abknickt, sondern weiter ansteigt. Im Zentrum dagegen geht der Transportkoeffizient zu sehr geringen Werten über. Er ist etwa halb so groß wie der in der H-Mode mit verbessertem Einschluss und rund fünf mal kleiner als der in der konventionellen H-Mode. Daher liegt der Schluss nahe, dass auch die physikalische Ursache des Transportverhaltens nun eine andere ist.

Zusätzlich zu den Werten von χ_{ion} dieser drei Entladungen wurde für die Entladung mit interner Transportbarriere auch derjenige eingetragen, der erwartet werden würde, falls der Transport sich neoklassisch verhalten würde, also von binären Stößen dominiert, ohne kollektive Effekte der Plasmateilchen zu berücksichtigen. Die beiden grauen Linien deuten die hierfür berechneten Werte an, wobei einmal der Effekt der endlichen Gyroradien berücksichtigt wurde (geringerer Wert von χ_{neo}) und einmal nicht. Auf diese Weise erhält man ein Intervall, das den Vertrauensbereich der Modellberechnung wiedergibt.

Es zeigt sich, dass die Berechnung von χ_{neo} im Plasmazentrum relativ unsicher ist. Je nach verwendetem Modell können große Unterschiede im Ergebnis auftreten, wobei die Transportmodelle, die nur auf neoklassischem Transport beruhen, in der Nähe der magnetischen Achse immer ihre Gültigkeit verlieren, da die Näherung, der Gyroradius sei klein gegenüber der Entfernung zur magnetischen Achse, zusammenbricht. Da von theoretischer Seite her noch nicht geklärt werden konnte, welches Modell die physikalischen Prozesse am besten beschreibt, sind im Plasmazentrum hohe Unsicherheiten in Kauf zu nehmen.

Allerdings kommt χ_{ion} der ITB-Entladung selbst der unteren Grenze der angegebenen χ_{neo} -Werte sehr nahe, so dass die Annahme, der Transport sei in dieser Entladung im zentralen Plasmabereich neoklassisch, vertretbar wird. Zusätzliche Indizien, die diese Annahme bestärken, werden in Abschnitt 5.2.2 bei der Diskussion der Anwachs- und Verscherungsraten vorgestellt.

Bei diesen Vergleichen sollte man, wie bereits erwähnt, aufgrund der Messfehler etwas Vorsicht walten lassen. Um einen Überblick über das Verhalten der Transportkoeffizienten bei leicht geänderten Plasmaparametern zu bekommen, wurden für sechs verschiedene Entladungen, die alle im Regime der H-Mode mit verbessertem Einschluss lagen, die Ionenwärmediffusionskoeffizienten berechnet.

Abbildung 5.13 lässt erkennen, dass sämtliche betrachteten Entladungen im größten Teil des radialen Profils gleiche Verläufe von χ_{ion} haben. Die Abweichungen im Zentrum und am Rand sind von den größeren Unsicherheiten in der experimentellen Bestimmung der Temperaturgradienten in diesen Bereichen gegeben. Diejenigen bei mittleren normierten Radien sind durch geringe Unterschiede in der Plasmadichte bedingt (vergl. Tab. 5.1).

Der Vergleich zweier Entladungen mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand in Abb. 5.14 zeigt, dass auch in diesem Regime die Transportkoeffizienten in den verschiedenen Entladungen ähnlich sind. Trotz der recht mangelhaften Statistik wird deutlich, dass der generelle Verlauf von χ_{ion} gut wiedergegeben wird, wobei in diesem Fall die Schwankungen auf Unsicherheiten in der Bestimmung der Temperaturgradienten zurückzuführen sind, da liniengemittelte Elektronendichte und externe Heizleistung bei diesen beiden Entladungen nahezu identisch sind (siehe Tab. 5.1).

Unterschiede in χ_{ion} sind bei den ausgewerteten Entladungen im Fall derjenigen der H-Mode mit verbessertem Einschluss durch unterschiedliche Dichten gegeben, im Fall der

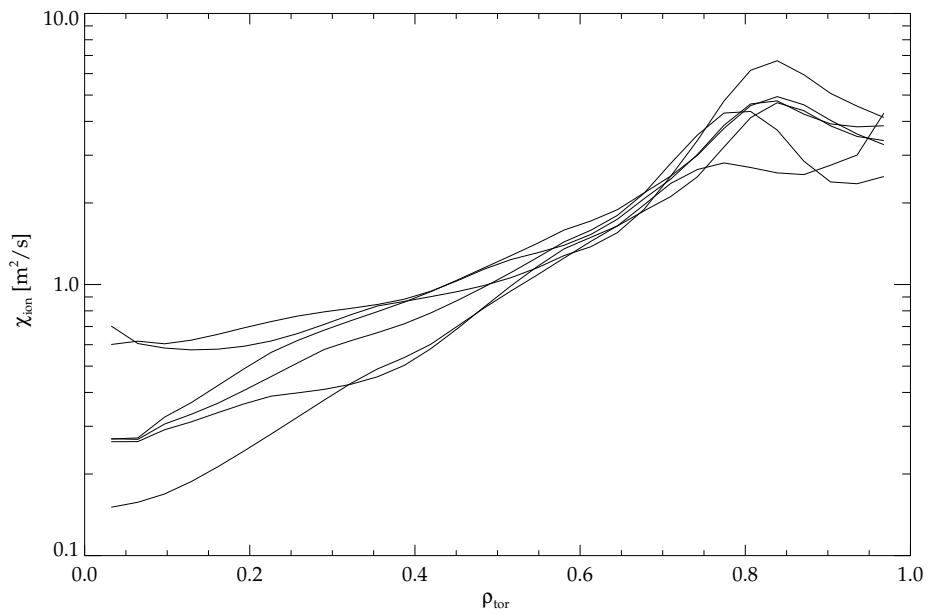


Abbildung 5.13: Vergleich der Ionenwärmediffusionskoeffizienten von sechs H-Mode Entladungen mit verbessertem Einschluss (Entladungen 12957, 13037, 13042, 13043, 13154, 13361).

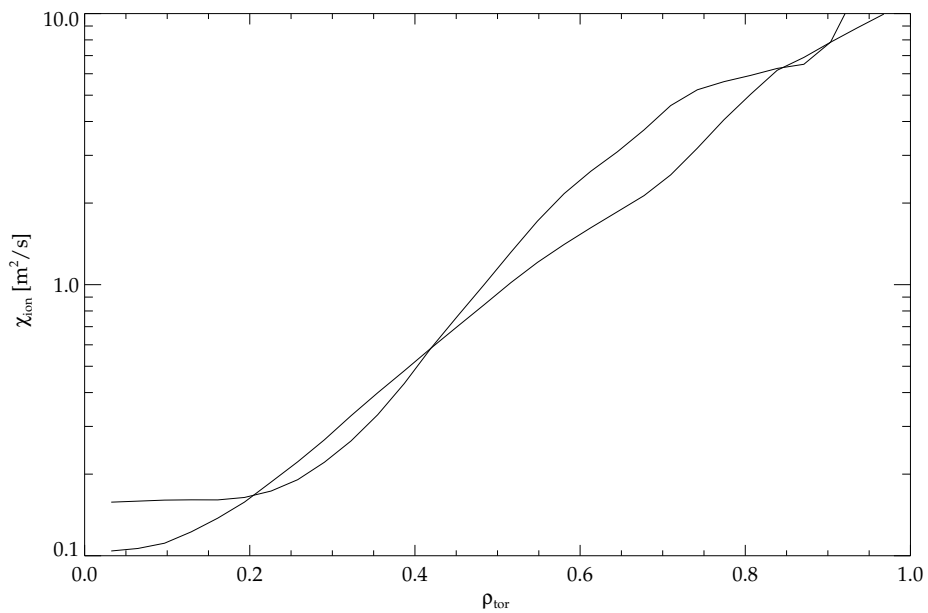


Abbildung 5.14: Vergleich der Ionenwärmediffusionskoeffizienten zweier ITB Entladungen mit L-Mode Rand (Entladungen 13149, 13150).

Schussnr.	Zeit [s]	I_p [MA]	B_t [T]	\bar{n}_e [$10^{19}m^{-3}$]	P_{NBI} [MW]	$T_{i,0}$ [keV]	$T_{e,0}$ [keV]	$v_{\text{tor},0}$ [km/s]	W_{mhd} [kJ]	τ_E [ms]	Einschlussregime
12528*	2.0–4.0	0.8	-2.1	5.25	5.65	3.6	3.6	110	456	84	H-Mode
12966*	3.6–4.3	1.0	-2.0	5.2	5.0	3.9	3.7	120	535	110	H-Mode
12957*	1.3–2.5	1.0	-2.5	3.9	5.65	9.0	5.7	240	700	125	H-Mode m. verb. Einschl.
13037	2.137	1.0	-2.5	4.1	5.0	8.5	4.6	250	560	113	H-Mode m. verb. Einschl.
13042	1.8	1.0	-2.5	4.0	5.0	9.0	5.0	260	650	130	H-Mode m. verb. Einschl.
13043	1.8	1.0	-2.4	3.9	5.0	7.7	4.3	240	430	127	H-Mode m. verb. Einschl.
13154	2.2	1.0	-2.5	3.7	5.0	8.1	5.1	250	650	130	H-Mode m. verb. Einschl.
13361*	2.0–2.8	1.0	-2.5	5.6	5.0	6.2	4.5	210	680	138	H-Mode m. verb. Einschl.
13149	1.08	1.0	-2.8	3.6	7.5	16	4.9	480	580	78	ITB m. L-Mode Rand
13150	1.08	1.0	-2.8	3.5	7.5	14	4.6	380	580	91	ITB m. L-Mode Rand

Tabelle 5.1: Übersicht über die wichtigsten Plasmaparameter der in diesem Kapitel betrachteten Entladungen. Die mit * markierten Entladungen sind über den angegebenen Zeitbereich gemittelt.

ITB Entladungen mit L-Mode Rand sind es vielmehr die Unsicherheiten in der Bestimmung der Temperaturgradienten. Grundsätzlich sind allerdings beide Ursachen in allen Regimes zutreffend. Die Auswirkungen sind um so stärker, je größer die Unterschiede in den Plasmaparametern sind bzw. je größer die Unsicherheiten in der Messung der Temperaturen.

5.2.2 Verscherungs- und Anwachsrate

Die quantitativen Aussagen zum Energieeinschluss im Plasma sollen nun anhand eines Vergleichs von $E \times B$ Verscherungsraten mit den maximalen linearen Anwachsrate γ_{\max} von ITG Moden getroffen werden. Ist $\omega_{E \times B}$ größer als γ_{\max} , so kann der turbulente Transport unterdrückt werden. Im umgekehrten Fall, $\gamma_{\max} > \omega_{E \times B}$, kann keine Aussage zur Turbulenzunterdrückung getroffen werden, da die Anwachsrate groß genug sind, um Instabilitäten aufkommen zu lassen und in den betrachteten stationären Fällen sich bereits ein Gleichgewicht im Transport eingestellt hat, in dem die Instabilitäten bereits nichtlinear gesättigt sind.

Die Berechnung von γ_{\max} erfolgt näherungsweise mit einem Fluid-Modell, welches die ITG Moden als ballooning Moden behandelt (siehe Abschnitt 2.2). Diejenige von $\omega_{E \times B}$ erfolgt entsprechend Gleichung (2.3), wobei die aus der Auswertung der CXRS-Daten gewonnenen Werte von E_r eingesetzt werden. Die benötigten Werte der Magnetfelder und des großen Radius werden einer Gleichgewichtsrekonstruktion entnommen. Normalerweise ist dies ein Gleichgewicht, welches aus magnetischen Messungen über eine Parametrisierung rekonstruiert wurde und für jede Entladung an ASDEX Upgrade berechnet wird [40]. Die Entladungen mit interner Transportbarriere besitzen allerdings ein Stromdichteprofil, welches in dieser Parametrisierung nicht berücksichtigt wurde, so dass für ITB Entladungen die Gleichgewichtsdaten eines interpretativen Rekonstruktionscodes (CLISTE [41]), welcher auch zentrale Messwerte der MSE-Diagnostik [42, 43] berücksichtigt, verwendet werden.

Wertet man die $E \times B$ Verscherungsraten der drei Entladungen aus, die in Abschnitt 5.1 ausführlich vorgestellt wurden, ergibt sich das vergleichende Bild von Abbildung 5.15. Erwartungsgemäß zeigt die H-Mode Entladung die geringsten Verscherungsraten, da sie auch die kleinsten Werte von E_r aufzuweisen hat. Die H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss zeigt einen ähnlichen Verlauf, allerdings doppelt so hohe Werte, da die für diese Entladung gemessenen E_r -Werte entsprechend größer sind, als die der H-Mode.

Die wesentlich größeren Verscherungsraten der Entladung mit interner Transportbarriere sind zwei Ursachen zuzuordnen. Unterhalb von $\rho_{\text{tor}} \approx 0.35$ ergeben die hohen Werte der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit einen steilen Anstieg in E_r und aufgrund der radialen Ableitung in Gleichung (2.3) das hohe $\omega_{E \times B}$. Oberhalb von $\rho_{\text{tor}} \approx 0.35$ wirkt

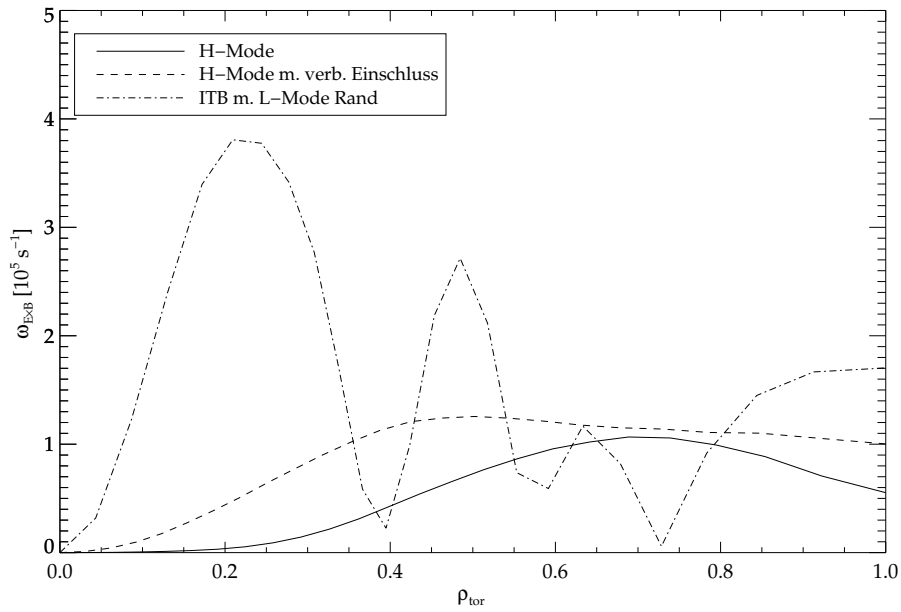


Abbildung 5.15: Vergleich der Verscherungsraten $\omega_{E \times B}$ von drei diskutierten Regimes (#12966, #13037, #13149).

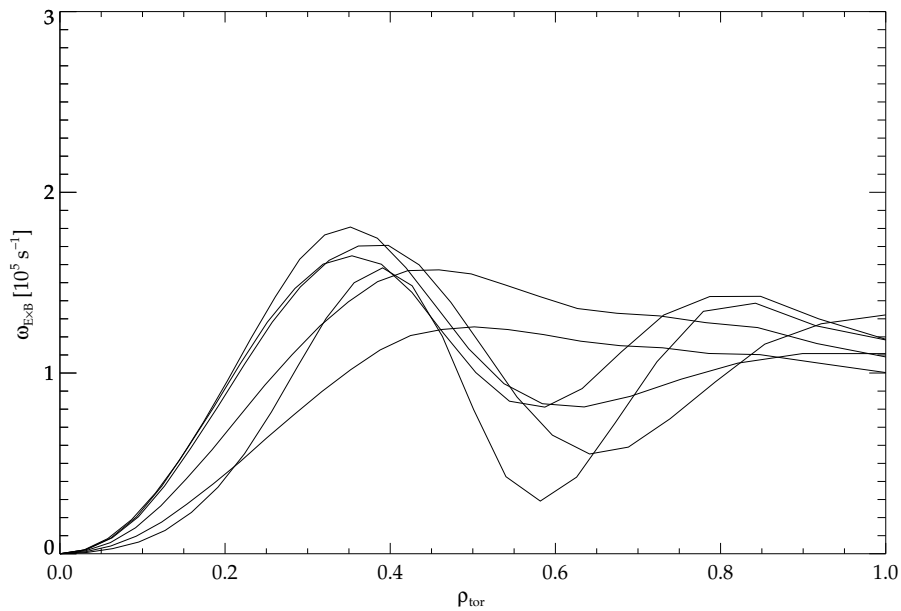


Abbildung 5.16: Vergleich von $\omega_{E \times B}$ aus sechs H-Mode Entladungen mit verbessertem Einschluss (Entladungen 12957, 13037, 13042, 13043, 13154, 13361).

sich die in dieser Art von Entladung ausgeprägte Struktur von v_{pol} , die sich im radialen elektrischen Feld wiederfindet, aus. Aus diesem Grund werden die Unsicherheiten in der Bestimmung von v_{pol} auch in $\omega_{E \times B}$ auftauchen. Die Auswirkungen dieser Fehler erkennt man im Vergleich der $E \times B$ Verscherungsraten von sechs H-Mode Entladungen mit verbessertem Einschluss, wie in Abb. 5.16 gezeigt. Die Unterschiede im Anstieg von $\omega_{E \times B}$ bei $\rho_{\text{tor}} \leq 0.3$ sind unterschiedlich großen Werten von E_r aufgrund unterschiedlicher Plasmaparameter in diesen Entladungen zuzuordnen. Je größer E_r mit seinem Maximum bei $\rho_{\text{tor}} \approx 0.4$ wird, umso steiler ist der Anstieg bis zum Maximum und umso größer $\omega_{E \times B}$. Die Abweichungen bei weiter außen liegenden normierten Radien stammen dagegen von der Einwirkung des v_{pol} -Profils. Je ausgeprägter dessen Strukturierung, die immer im Rahmen der Messunsicherheiten bleibt, um so stärker die Auswirkungen auf E_r und $\omega_{E \times B}$.

Wie bereits in Abschnitt 2.3 ausführlich erläutert, sind Aussagen zum Transportverhalten aufgrund der Verscherungsraten nur vergleichend sinnvoll. Der erste Vergleich in Abb. 5.15 lässt bereits vermuten, dass die Transportunterdrückung mittels $E \times B$ Verscherung von H-Mode über H-Mode mit verbessertem Einschluss zur Entladung mit interner Transportbarriere hin immer besser wird. Genauere Aussagen ergeben sich, wenn man auch die maximalen linearen Anwachsrate von Instabilitäten in den Vergleich mit einbezieht.

Bei der Entladung mit interner Transportbarriere und L-Mode Rand zeigt sich (Abb. 5.17), dass die $E \times B$ Verscherungsraten die maximalen linearen Anwachsrate im Zentrum stark überschreitet. Der Ort, ab dem $\omega_{E \times B}$ größer wird als γ_{max} ist in der Nähe des minimalen q -Wertes gelegen. Außerhalb von q_{min} ist γ_{max} wieder größer als $\omega_{E \times B}$.

Aus diesem Verhalten sowie demjenigen der Transportkoeffizienten (Abb. 5.14) und der steilen Gradienten von T_i (Abb. 5.9) kann man schließen, dass sich bei q_{min} eine Transportbarriere gebildet hat, die den turbulenten Transport innerhalb stark unterdrückt. Außerhalb von q_{min} ist das Transportverhalten einer L-Mode zu finden.

Die H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss dagegen weist Verscherungsraten auf, die ähnlich den Anwachsrate sind (Abb. 5.18). Dies legt den Schluss nahe, dass die $E \times B$ Verscherungsraten nicht ausreichend sind, um einen wesentlichen Einfluss auf den Transport zu haben. Der bessere Einschluss dieses Regimes wird vielmehr aufgrund der höheren Randwerte und der Profilsteifheit erreicht.

Es zeigt sich allerdings auch, dass die Modellierung der maximalen linearen Anwachsrate problematisch und fehlerbehaftet ist, da entsprechend des dargestellten Profils Bereiche im Plasma existieren sollten, die auch ohne $E \times B$ Verscherung stabil gegen ITG Turbulenz sind (Bereiche mit $\gamma_{\text{max}} = 0$). Eine leichte Variation der Temperaturgradienten innerhalb der Fehlerbalken der experimentellen Messwerte könnte dies bereits ändern.

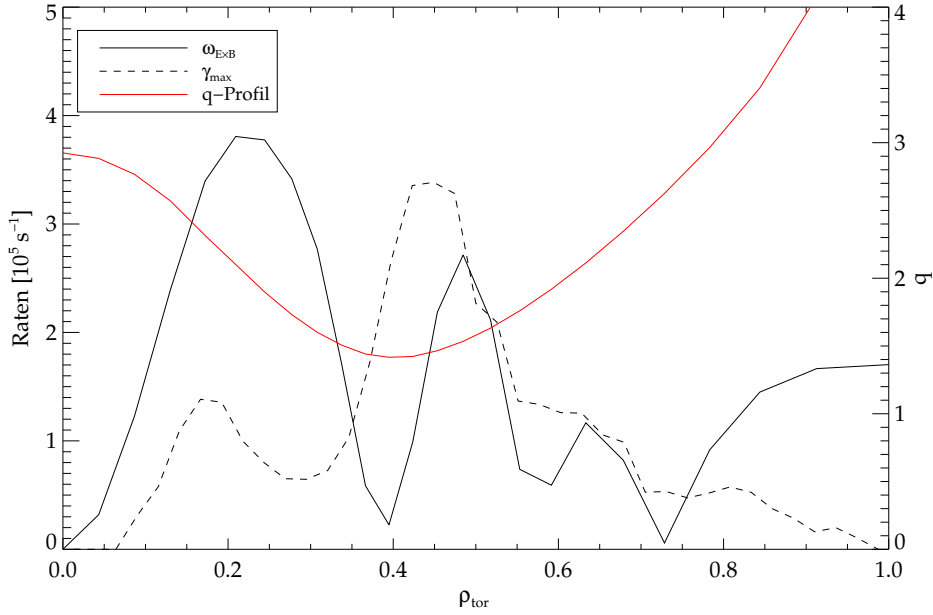


Abbildung 5.17: $\omega_{E \times B}$ und γ_{\max} einer ITB Entladung (#13149, $t = 1.08$ s). Im Vergleich mit dem q -Profil zeigt sich, dass $\omega_{E \times B}$ γ_{\max} innerhalb des Minimums von q überschreitet und q_{\min} damit als Ort der Transportbarriere angesehen werden kann.

Der Vergleich von γ_{\max} und $\omega_{E \times B}$ einer H-Mode Entladung (Abb. 5.19) entspricht nicht den idealen theoretischen Erwartungen, dass der Transport im inneren Bereich des Plasmas von turbulentem Verhalten dominiert wird. In dem Fall sollten die linearen Anwachsrate den Verscherungsraten ähnlich sein. Der Grund für diese Abweichungen ist darin zu finden, dass die H-Mode Entladung im Gegensatz zu der H-Mode mit verbessertem Einschluss am Rande des modellierbaren Parameterbereichs liegt.

Das Modell zur Berechnung von γ_{\max} wird normalerweise so benutzt, dass alle benötigten Profile aus experimentellen Messungen vorgegeben werden und die Anwachsrate der Instabilitäten ohne den dämpfenden Einfluss der $E \times B$ Verscherung berechnet werden. Ist dann $\omega_{E \times B}$ größer als das so berechnete γ_{\max} , dann kann man davon ausgehen, dass die Instabilität unterdrückt wird. Da die Anwachsrate bei Überschreiten der kritischen Gradientenlänge sprunghaft ansteigen (erst dann tritt die betrachtete Instabilität auf), ist deren Berechnung selbst bei sehr geringen Unsicherheiten der experimentellen Profile kritisch. Daher wird in der Modellierung auch der umgekehrte Weg beschritten und unter der Annahme $\gamma_{\max} = \omega_{E \times B}$ die dafür nötige kritische Gradientenlänge berechnet. Stimmt sie mit der experimentellen überein, so ist das Ergebnis der Modellierung glaubwürdig.

Die entsprechende Überprüfung der Berechnung von γ_{\max} für die H-Mode und die H-Mode mit verbessertem Einschluss ist in Abb. 5.20 dargestellt. Im Fall der H-Mode

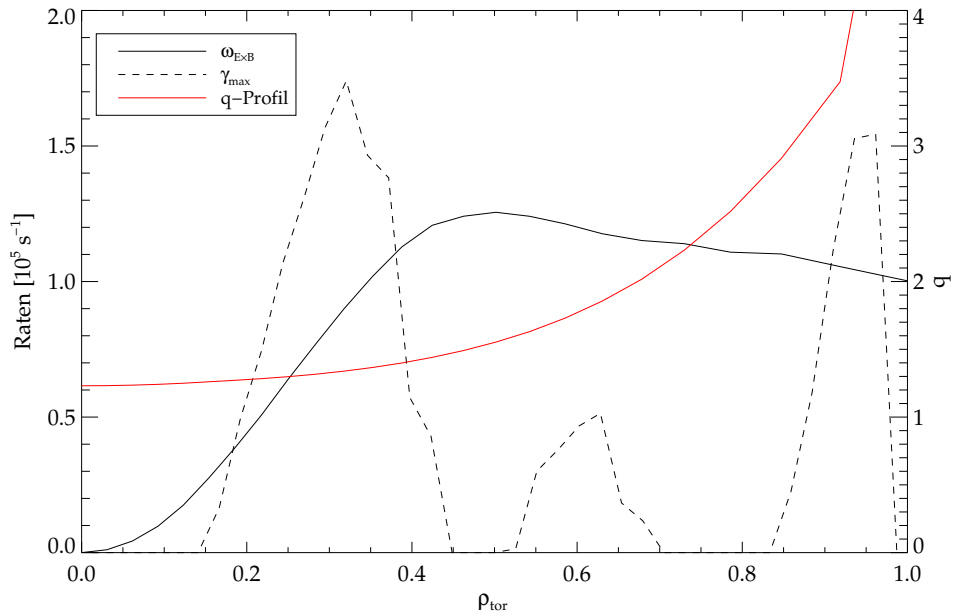


Abbildung 5.18: Vergleich von γ_{\max} und $\omega_{E \times B}$ einer H-Mode Entladung mit verbessertem Einschluss (#13037, $t = 2.1 \text{ s}$).

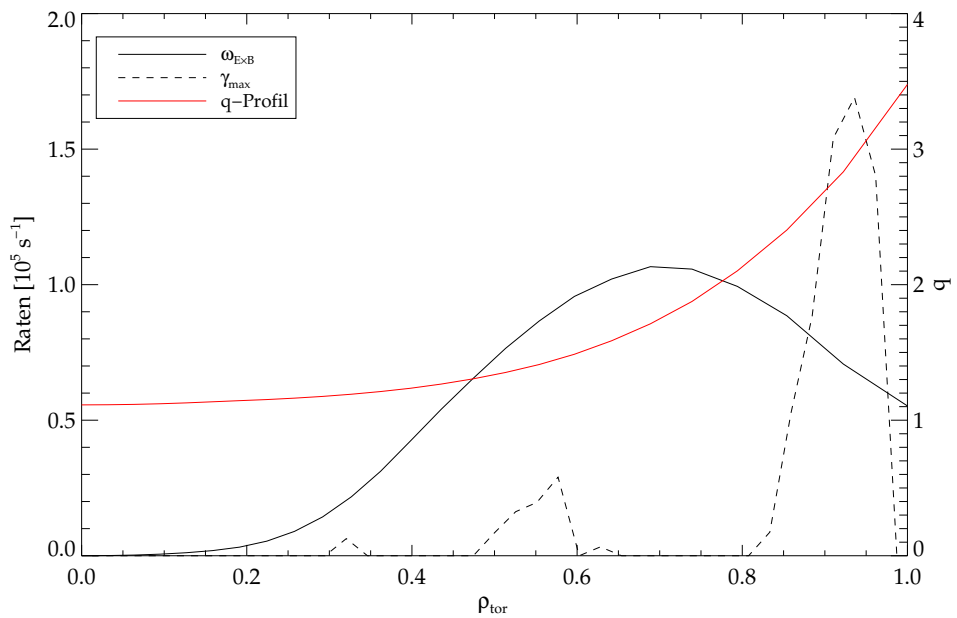
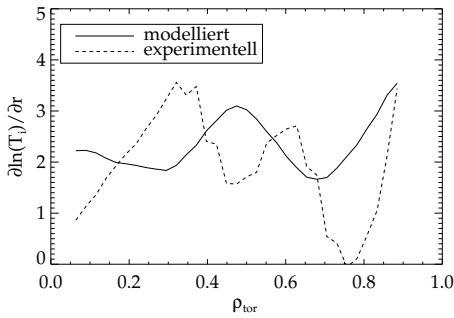
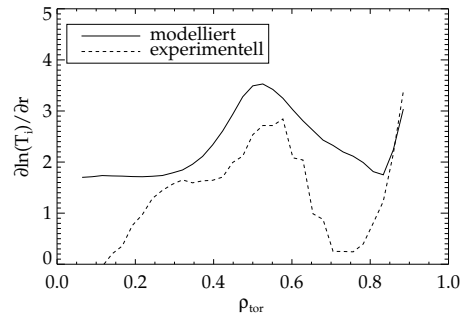


Abbildung 5.19: Vergleich von γ_{\max} und $\omega_{E \times B}$ einer H-Mode Entladung (#12966, zeitlich gemittelt von 3.6–4.3 s).

mit verbessertem Einschluss sind experimentelle und modellierte Gradientenlängen der Ionentemperatur ähnlich, im Fall der konventionellen H-Mode sind die experimentellen Werte immer unterkritisch im Vergleich mit dem Modell, so dass die Berechnung der linearen Anwachsraten für die gezeigte H-Mode Entladung als nicht erfolgreich einzustufen ist. Die Schwierigkeit, geeignete Messwerte von allen benötigten Diagnostiken für die Berechnung von γ_{\max} zu erhalten, schränkte die Auswahl der zur Verfügung stehenden Entladungen leider bis auf die gezeigte ein.



5.20.1: H-Mode mit verbessertem Einschluss (#13037)



5.20.2: H-Mode (#12966)

Abbildung 5.20: Modellierte und experimentelle kritische Gradientenlängen der Ionentemperatur für die Berechnung von γ_{\max} . Im Fall der H-Mode Entladung stimmen modellierte kritische Gradientenlängen nicht mit den experimentell gegebenen Temperaturen überein, so dass auch die Berechnung von γ_{\max} in diesem Fall unzuverlässig ist.

5.3 Der Einfluss von $\omega_{E \times B}$ auf den Transport an ASDEX Upgrade

Die in diesem Kapitel vorgestellten experimentellen Ergebnisse sollen nun im Hinblick auf die in Abschnitt 2.3.2 diskutierten Möglichkeiten, den Einfluss von $\omega_{E \times B}$ zu evaluieren, zusammengefasst und mit den Resultaten anderer Tokamakexperimente verglichen werden.

Der einfachste genannte Test, zeitliche und räumliche Korrelation der Änderungen in Transport, $\omega_{E \times B}$ und den beitragenden Plasmaparametern, fiel bereits bei der Präsentation der Messergebnisse der einzelnen Einschlussregimes positiv aus. Die Transportunterdrückung gegenüber der H-Mode Entladung ist zeitgleich in allen Profilen zu sehen, denjenigen die zur Berechnung von E_r und $\omega_{E \times B}$ beitragen, sowie im Energieinhalt des

Plasmas. Ebenso tritt der Zusammenbruch des verbesserten Einschlusses beim Auftreten einer Locked Mode, wie in Abb. 5.8 gezeigt, gleichzeitig in allen Profilen auf.

Der quantitative Vergleich von $E \times B$ Verscherungsraten mit den maximalen linearen Anwachsrate und die Vorstellung der Transportkoeffizienten für Ionenwärmediffusion in Abschnitt 5.2 ergeben ein positives Ergebnis zum zweiten Test. $\omega_{E \times B}$ übersteigt γ_{\max} genau in dem radialen Bereich der ITB Entladung, in dem χ_{ion} auf die Werte zurückgeht, die für einen neoklassisch dominierten Transport erwartet werden, also ein Bereich, in dem turbulenter Transport unterdrückt ist. Andererseits lässt die Ähnlichkeit der Profile in der H-Mode und der H-Mode mit verbessertem Einschluss den Schluss zu, dass beiden Regimes das gleiche Transportverhalten zugrunde liegt; das verbesserte Einschlussverhalten wird lediglich aufgrund der höheren Randwerte und der Profilsteilheit (d.h. $T_{\text{Zentrum}} \sim T_{\text{Rand}}$) dieser Regimes erreicht.

Zieht man die hohen Unsicherheiten des exakten Profilverlaufs der poloidalen Rotation mit in Betracht, so ergibt sich auch ein hoher Fehler im Profilverlauf der Verscherungsraten, da sich die Unsicherheiten aufgrund der Gradientenbildung verstärken. Die Berechnung der maximalen linearen Anwachsrate stützt sich ebenfalls auf die experimentell bestimmten Gradienten der Temperaturen, so dass auch hierüber Unsicherheiten aufkommen. Doch selbst wenn die exakten Profilverläufe nicht bekannt sind, so bleibt dennoch der vorgestellte Trend zwischen ITB Entladung und H-Mode mit verbessertem Einschluss eindeutig, da die hohen Verscherungsraten von der gut bekannten toroidalen Rotation dominiert werden. Lediglich die konventionelle H-Mode Entladung fällt aus dieser Diskussion heraus, da sich hierbei Probleme bei der Modellierung von γ_{\max} auftaten. Diese sind darin zu finden, dass es nicht möglich ist, die experimentell beobachtete Streuung der Plasmamparameter eines gegebenen Szenarios mit dem verwendeten Modell nachzuvollziehen.

Insgesamt ergibt sich nichtsdestoweniger die Aussage, dass die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse und Auswertungen der Annahme, der turbulente Transport werde im Einschlussregime mit interner Transportbarriere durch die $E \times B$ Verscherung im zentralen Bereich des Plasmas unterdrückt, nicht widersprechen.

Im Vergleich dieser Ergebnisse mit denen anderer Experimente ergeben sich einige Gemeinsamkeiten. An den Tokamakexperimenten DIII-D und TFTR wurde ebenfalls eine zeitgleiche Änderung aller beteiligter Plasmamparameter beim Übergang in ein Regime mit unterdrücktem Transport beobachtet. Die Auswertungen zu $E \times B$ Verscherungsraten und linearen Anwachsrate für ITG Moden an diesen beiden Experimenten sind ebenfalls im Einklang mit der These der Transportreduktion aufgrund der Dekorrelation von Turbulenz [11]. Nichtsdestotrotz muss gesagt werden, dass zumindest die Beobachtungen an ASDEX Upgrade keinesfalls ausreichen, um als Beweis für diese These zu dienen. Die gegenteilige Annahme, $E \times B$ Verscherung ist irrelevant beim Übergang in die Regimes mit verbessertem Einschluss, kann mit den gezeigten Ergebnissen nicht

widerlegt werden, da der verbesserte Transport unweigerlich eine erhöhte toroidale Rotation und damit ein hohes radiales elektrisches Feld mit sich bringt.

Der experimentell schwierigste Test, die Kausalität direkt zu zeigen, konnte bislang an ASDEX Upgrade so nicht durchgeführt werden. Der Grund liegt darin, dass keine Möglichkeit zur Verfügung steht, das radiale elektrische Feld durch anlegen von Spannungen von außen zu verändern. Am Tokamak TEXTOR konnte dieser Effekt zumindest in der Plasmarandschicht erfolgreich demonstriert werden [44]. Eine direkte Änderung von E_r über die toroidale Rotation während einer Plasmaentladung wäre an ASDEX Upgrade denkbar, indem die Leistung der NBI verändert oder durch Wellenheizung, die kein Drehmoment ausübt, ersetzt wird. Eindeutige Aussagen ob Transportunterdrückung über $E \times B$ Verscherung dabei erfolgt oder nicht wären dennoch nicht machbar, da sich zu viele Parameter (wie z.B. Heizleistung, Plasmanachfüllrate, Anteil der schnellen Teilchen und damit das Auftreten von MHD-Instabilitäten) bei so einem Experiment gleichzeitig ändern.

Um die Kausalität, dass $E \times B$ Verscherung die Transportunterdrückung verursacht, an ASDEX Upgrade dennoch nachweisen zu können, müsste das Auftreten eines Precursors in der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit nachgewiesen werden. Bisherige Versuche dahingehend sind leider fehlgeschlagen, da die Messung der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit noch mit einer hohen Unsicherheit behaftet ist und die Zykluszeit der CXRS Diagnostik zu hoch ist. Ein in Planung befindliches neues CXRS-System am zweiten Injektor der Neutralinjektion wird ein lichtstarkes Spektrometer erhalten, welches auch eine bessere Dispersion aufweist, als dasjenige, das bisher zur Bestimmung von v_{pol} verwendet wurde. Damit sollte es möglich sein, die systematischen Fehler zu verringern und die Belichtungszeit kürzer wählen zu können ohne an Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verlieren.

Ergebnisse, die die theoretisch postulierte Kausalität stützen, konnten anhand eines Precursors in der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit bisher nur an TFTR erzielt werden [45]. Da zu diesem Zeitpunkt die Korrekturen von v_{pol} aufgrund der endlichen Lebensdauer der angeregten Zustände noch nicht beachtet wurden, weichen die gezeigten poloidalen Rotationen stark von den neoklassisch erwarteten ab. Auch wenn die korrigierten v_{pol} -Werte wesentlich kleiner sind als die in [45] gezeigten, so bleibt der beobachtete Precursor davon fast unberührt, da die kurzzeitigen aber starken Änderungen der Rohwerte nur schwachen Änderungen der in die Korrektur eingehenden Plasmaparameter gegenüberstehen.

Bislang ist noch unklar, ob der Zugang zu ITB Entladungen nur über eine hohe $E \times B$ Verscherung möglich ist. Alle bisherigen experimentellen Ergebnisse deuten darauf hin. Ein Gegenbeweis wäre allerdings, wenn es gelingen würde, eine Entladung mit interner Transportbarriere allein mit Wellenheizung zu erreichen. Dann würde der Drehimpulseintrag der NBI wegfallen und damit ebenfalls der Effekt, dass die Transportreduktion die toroidale Rotation und $\omega_{E \times B}$ erhöht.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Um einen zukünftigen Fusionsreaktor möglichst wirtschaftlich zu bauen und zu betreiben, ist ein gutes Verständnis der Transportvorgänge in dem magnetisch eingeschlossenen Plasma erforderlich. Bereits bei Untersuchungen zur H-Mode, einem Einschlussregime, welches Grundlage für Planungen des Tokamaks ITER ist, zeigte sich, dass eine Verscherung der $E \times B$ Driftgeschwindigkeit für die Ausbildung der Transportbarriere am Plasmarand verantwortlich gemacht werden kann.

Dieser Mechanismus der Transportunterdrückung, die Dekorrelation von Turbulenz durch eine verscherte $E \times B$ Strömung, wird auch als physikalische Ursache bei der Ausbildung von Einschlussregimen mit gegenüber der H-Mode vermindertem Transport vermutet. Experimentelle Befunde für oder gegen diese Vermutung können aus dem Vergleich von $E \times B$ Verscherungsraten mit den maximalen linearen Anwachsraten von Instabilitäten gewonnen werden. Voraussetzung hierfür ist die Messung von Plasmaparametern, insbesondere des radialen elektrischen Feldes, im Plasmainterinneren, dem Bereich, in dem sich die Transportbarrieren dieser *Advanced Szenarien* ausbilden.

Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie (CXRS) ermöglicht die Bestimmung von Temperaturen, Rotationsgeschwindigkeiten und Dichten von Verunreinigungszionen im Plasma. Mittels der radialen Kraftbilanz kann aus diesen Messwerten das radiale elektrische Feld experimentell bestimmt werden. Die poloidale Rotationsgeschwindigkeit stellt hierbei den kritischsten Teil dar, da sie klein und schwer messbar ist, andererseits aber mit dem verhältnismäßig großen toroidalen Magnetfeld gewichtet wird.

Die Weiterentwicklung der CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade ermöglichte eine erste Bestimmung der poloidalen Rotation. Um dies zu erreichen musste zwei Bereichen besonderes Augenmerk verliehen werden. Zum einen ist dies die Kalibrierung des Systems. Sowohl eine absolute Intensitätskalibrierung zur Bestimmung der Verunreinigungsdichten ist nötig, als auch eine genaue Kenntnis der Wellenlängenchse der gemessenen Spektren, um daraus Rotationsgeschwindigkeiten bestimmen zu können. Die Intensitätskalibrierung erfolgte mit einer Ulbrichtkugel als Strahlungsnormal, wobei der gesamte Strahlengang und damit alle lichtabschwächenden Komponenten berücksichtigt wurden. Die Wellenlängenchse wurde mit Hilfe eines abstimmbaren Lasers vermessen, dessen Wellenlänge bis auf 0.01 nm genau bestimmt werden konnte.

Zum anderen ist dies die Auswertungen der Spektren. Bereits bei der Anpassung einer Gaußkurve an die Rohdaten zeigte sich, dass neben dem eigentlichen Ladungsaustauschsignal die poloidalen und toroidalen Spektren durch Komponenten aufgrund von Elektronenstoßanregung oder Ladungsaustauschreaktionen mit kalten Neutralen im Randbereich des Plasmas gestört werden. Diese Komponenten konnten separiert dargestellt werden, indem die Neutralstrahlinjektion synchron mit der Belichtung der CCD-Kameras der CXRS getaktet wurde. Da eine Taktung der NBI-Quellen nicht in jeder Entladung möglich oder erwünscht ist, wurde zur Anpassung der Spektren in toroidaler Richtung der betroffene spektrale Bereich ausgeschnitten, in poloidaler Richtung wurde der Untergrund mittels zweier aneinander gekoppelter Gaußkurven simuliert.

Beide Auswertemethoden liefern zufriedenstellende Übereinstimmung. Zusammen mit der Wellenlängenkalibrierung ergibt sich für das toroidale System ein systematischer Fehlerbereich von $\pm 15 \frac{km}{s}$, für das poloidale System je nach Signal-zu-Rausch-Verhältnis und Auswertemethode ein Fehlerbereich von $\pm 6-10 \frac{km}{s}$.

Um Fehlinterpretationen der Rohwerte der CXRS zu vermeiden ist dem Einfluss von atomaren Effekten auf die Messung sorgfältig Rechnung zu tragen. Die Messung in einem Magnetfeld erfordert nämlich aufgrund der Feinstruktur- und Zeemanaufspaltung Korrekturen zu den aus der Anpassung einer Gaußkurve an die Spektren gewonnenen Rohwerte von Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit. Zusätzlich bedingt die geometrische Anordnung der Sichtlinien relativ zum Neutralstrahl, an dem die Messung erfolgt, eine scheinbare Verschiebung und Verschmälerung der beobachteten Spektren aufgrund von Effekten des energieabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitts für Ladungsaustauschreaktionen.

In toroidaler Richtung werden diese Korrekturen mittels einer analytischen Prozedur berechnet, die die Möglichkeit einer schnellen und effektiven Auswertung ermöglicht. Die Überprüfung der der Korrektur zugrundeliegenden Wirkungsquerschnitte ergab, dass diese leicht modifiziert werden mussten. Der in der analytischen Prozedur verwendete Wirkungsquerschnitt ist lediglich ein Mittelwert aus Wirkungsquerschnitten für verschiedene Plasmabedingungen. Daher wurde lediglich dieser mittlere Verlauf geändert, und nicht die Wirkungsquerschnitte, die in die Berechnung der Verunreinigungsdichten eingehen. Es konnten also die Ergebnisse der Korrekturen der toroidalen Rotationsgeschwindigkeit verbessert werden, wobei die Unsicherheiten in der Bestimmung der Verunreinigungsdichte bestehen bleiben.

Bei der Messung der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit ist zusätzlich noch zu beachten, dass die Sichtlinien hauptsächlich senkrecht zum Magnetfeld verlaufen. Dadurch wird in diesen Sichtlinien aufgrund der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und der endlichen Lebensdauer der angeregten Zustände eine scheinbare Rotation beobachtet. Die entsprechenden Korrekturen wurden erstmals für ASDEX Upgrade implementiert und im Rahmen dieser Arbeit ausführlich diskutiert. Aktuelle Untersuchungen an TFTR, dem einzigen Tokamakexperiment außer ASDEX Upgrade, das diese

Korrekturen ebenfalls berücksichtigt, zeigen, dass eine bessere Kenntnis der effektiven Lebensdauern und Wirkungsquerschnitte nötig ist. Diese beiden Parameter haben einen starken Einfluss auf das Ergebnis der Korrektur, insbesondere in Plasmen mit sehr hoher Ionentemperatur und hoher toroidaler Rotation.

Die Korrekturen der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit werden zur Zeit numerisch berechnet. Im Hinblick auf eine schnellere und einfachere Auswertung wäre es wünschenswert, die Korrekturwerte zu parametrisieren. Die ersten Untersuchungen zur Parameterabhängigkeit im Rahmen dieser Arbeit lassen dieses Ziel vielversprechend erscheinen.

Die Auswertung der CXRS Daten wird mit einer Entfaltung der sichtlinienintegriert gemessenen Werte abgeschlossen. Die Besonderheiten der nicht Abel-invertierbaren CXRS-Emission wurden diskutiert und auf eine Matrixinversionsmethode übertragen, welche in die Auswerteprozeduren integriert wurde.

Die Betrachtung der Messergebnisse dreier Einschlussregimes an ASDEX Upgrade zeigte, dass bei gleichbleibendem Plasmavolumen der Energieinhalt mittels geschickter Entladungsführung erhöht werden kann. Dies äußerte sich in den gemessenen Profilen durch erhöhte Werte von Temperatur und Rotationsgeschwindigkeit. Insbesondere das Regime mit interner Transportbarriere zeigte nicht nur die höchsten Zentralwerte, sondern auch einen hohen Anteil an nicht-induktiv getriebenem Plasmastrom.

In den Profilen der mittels des Transportcodes ASTRA berechneten Transportkoeffizienten der Ionenwärmediffusion zeigte sich, dass die Trends der drei vorgestellten Einschlussregimes gut wiedergegeben werden. Die H-Mode Entladungen zeigen ähnliche Profilverläufe wie die H-Mode Entladungen mit verbessertem Einschluss. Letztere haben aber geringere Koeffizienten der Ionenwärmediffusion. Die Entladungen mit interner Transportbarriere zeigen innerhalb des Bereichs der steilen Gradienten in Ionentemperatur und Rotationsgeschwindigkeit stark abgesenkte Werte von χ_{ion} — es werden Werte in der Größenordnung der für neoklassischen Transport erwarteten erreicht.

Gemeinsam mit dem Vergleich der $E \times B$ Verscherungsraten und der maximalen linearen Anwachsrate für ITG-Moden in den einzelnen Einschlussregimes zeigte sich, dass die Messergebnisse der Annahme, der turbulente Transport werde in Entladungen mit interner Transportbarriere im Zentrum durch $E \times B$ Verscherung unterdrückt, nicht widersprechen. Die Transportbarriere ist nahe dem Minimum des q -Profils lokalisiert, welches in diesem Entladungstyp nicht monoton verläuft. Die Verscherungsraten in der H-Mode mit verbessertem Einschluss scheinen nicht ausreichend zu sein, um den turbulenten Transport merklich beeinflussen zu können. Die Einschlussverbesserung wird vielmehr aufgrund der höheren Randwerte, die sich wegen der Profilsteifheit dieses Regimes ins Zentrum hinein fortsetzen, bedingt. Der Vergleich der Anwachsrate mit den Verscherungsraten im Fall der konventionellen H-Mode fiel unbefriedigend aus, da es mit dem verwendeten Modell bei den gegebenen Messwerten nicht möglich war, γ_{max} hierbei verlässlich zu berechnen.

Die recht hohen Unsicherheiten der experimentellen Bestimmung der poloidalen Rotation und der Gradienten der Temperaturen machen absolute Aussagen zu Anwachs- und Verscherungsraten schwierig. Das relative Transportverhalten konnte dennoch zufriedenstellend diskutiert werden, sofern die Vergleiche an Entladungen vorgenommen wurden, die im selben Parameterbereich angesiedelt sind.

Der Ausbau der Ladungsaustauschspektroskopie im Laufe des nächsten Jahres mit einem zusätzlichen toroidalen und poloidalen System am zweiten Injektor der Neutralstrahl-injektion wird einerseits die Verfeinerung der im Laufe dieser Arbeit erzielten Ergebnisse durch Variation der Beschleunigungsspannung und Beobachtungswinkel innerhalb einer Entladung ermöglichen, andererseits die Unsicherheiten in der Messung der Rotationsgeschwindigkeiten erniedrigen. Diese Ziele sollen mit einem Spektrometer erreicht werden, welches lichtstark ist, eine kleinere Dispersion aufweist und eine optische Korrektur der Abbildungsfehler besitzt. Außerdem wird die gleichzeitige Messung am zweiten Injektor, der mit einer anderen Beschleunigungsspannung betrieben wird als der erste, die Überprüfung der Korrekturen zum energieabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitt für CXRS Reaktionen ermöglichen, beziehungsweise dessen Energieabhängigkeit bestimmbar machen.

A Der Tokamak ASDEX Upgrade

Das Tokamakexperiment ASDEX Upgrade, an dem die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde, ist ein mittelgroßer Tokamak auf dem Weg zu einem energieliefernden Fusionsreaktor. Es ist das Nachfolgeexperiment des Tokamaks ASDEX (**A**xialsymmetrisches **D**ivertor **E**xperiment) an welchem mittels zusätzlicher Magnetfeldspulen ein sogenannter Divertor erprobt wurde (siehe auch Abbildung A.1). Mit seiner Hilfe gelang es, den direkten Kontakt des Plasmas mit den umgebenden Wänden auf einen kleinen, vom Hauptplasma abgeschirmten Bereich einzuschränken, so dass das Hauptplasma thermisch isoliert und vor unerwünschten Verunreinigungen geschützt werden kann. Dies führte bereits an ASDEX zur Entdeckung der H-Mode [6, 7], einem Einschlussregime mit nahezu verdoppelter Energieeinschlusszeit gegenüber früheren Plasmen, deren Einschlussregime als L-Mode bezeichnet wird. Die Weiterentwicklung des Divertors brachte an ASDEX Upgrade die Entdeckung eines weiteren Regimes, der CDH-Mode (**c**ompletely **d**etached **H**-Mode, [46, 47]), welche zu einer weiteren Entlastung der Gefäßstrukturen im Divertorbereich führte.

Seit April 1997 ist ein verbesserter Divertor in Betrieb, der auf der Basis der bisherigen Experimente und numerischer Modellierungen entworfen wurde. Abbildung A.1 zeigt einen vertikalen Querschnitt durch das Gefäß von ASDEX Upgrade mit dem aktuell installierten Divertor. Der neue Divertor II besitzt vertikale Prallplatten, die die auftreffende Leistung besser verteilen und die Plasmateilchen auch stärker in das Plasma zurück reflektieren. Damit erarbeitet ASDEX Upgrade wesentliche Kenntnisse für den nächsten Schritt auf dem Weg zum Testreaktor ITER, der erstmals ein energielieferndes Plasma realisieren soll [48].

Zu den Forschungszielen von ASDEX Upgrade gehört neben der Untersuchung der Randschicht und deren Einfluss auf das Hauptplasma auch die Entwicklung von Methoden zum nicht-induktiven Stromtrieb. Damit soll es möglich sein, den für den Einschluss nötigen Plasmastrom unter Verzicht des Transformatorprinzips aufrecht zu erhalten und das Stromdichteprofil den Anforderungen des Einschluss Szenarios anzupassen. Auf diese Art und Weise kann der Weg zum stationären Betrieb eines Tokamaks geebnet werden. Geeignete Methoden hierfür sind Stromtrieb mittels Wellenheizungen, Einschluss hochenergetischer Neutralteilchen oder die Ausnutzung des sogenannten *Bootstrap*-Stroms, den das Plasma bei steilen Druckgradienten selbst erzeugt. Einschluss Szenarien, die diese

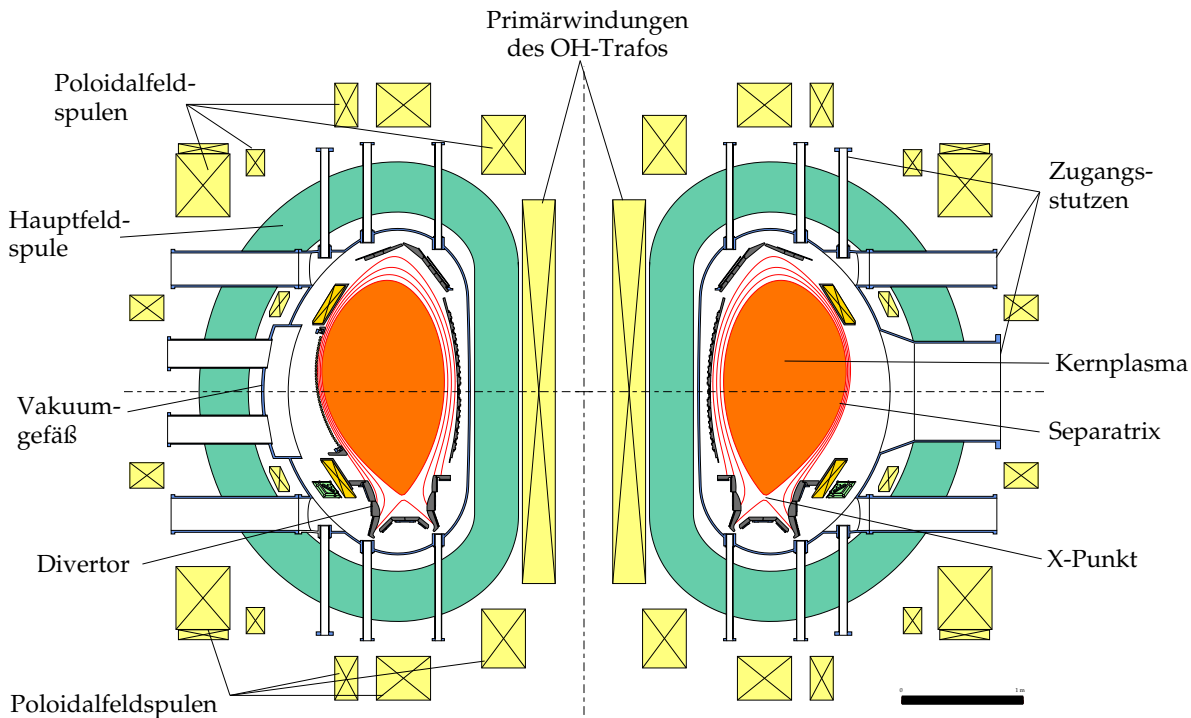


Abbildung A.1: Ansicht eines vertikalen Querschnitts von ASDEX Upgrade.

Voraussetzungen erfüllen, werden unter dem Namen *Advanced Tokamak* zusammengefasst und weisen eine interne Transportbarriere auf, die durch steile Gradienten in der Temperatur, Dichte und Rotationsgeschwindigkeit charakterisiert sind [31].

Um diese Ziele zu erreichen bedarf es verschiedener Zusatzheizungen. An ASDEX Upgrade sind zwei Wellenheizungen und zwei Neutralteilcheninjektionssysteme installiert. Die Wellenheizungen sind die Elektronen- bzw. Ionenzyklotronresonanzheizungen (ECRH bzw. ICRH). Sie strahlen elektromagnetische Wellen mit Frequenzen, die der Gyrationfrequenz von Elektronen bzw. Ionen entsprechen, ins Plasma ein. Die Kopplung an die Gyrationfrequenzen erlaubt einen Energieübertrag auf Elektronen oder Ionen.

Die ECRH besitzt momentan drei Gyrotrons, die maximal 1.2 MW Leistung ins Plasma einbringen können. Ein weiteres Gyrotron, das sich noch im Aufbau befindet, wird weitere 0.4 MW Leistung liefern. Die ICRH erreicht beim Betrieb ihrer vier Antennen maximal 6 MW Leistungsübertrag auf das Plasma. ECRH und ICRH haben beide die Möglichkeit mittels Variation der Einstrahlrichtung oder Phasenmodulation ihre elektromagnetischen Wellen gerichtet ins Plasma einzustrahlen und somit auch einen Strom im Plasma zu treiben.

Die Neutralinjektionsheizung weist zwei Injektoren mit je vier Quellen auf, die zusammen maximal 20 MW Leistung ins Plasma einbringen können. Da die Ladungsaustauschspektroskopie die Quellen einer der beiden Boxen als Neutralteilchenquelle benutzt, wird die Neutralinjektion in Anhang B genauer vorgestellt.

Würden damit alle Zusatzheizungen gleichzeitig mit ihrer maximalen Leistung betrieben, so kann man an ASDEX Upgrade bei Beachtung der maximalen Leistung der Energieversorgung bis zu 27 MW Leistung ins Plasma einbringen.

Abschließend seien nochmals die wichtigsten Parameter von ASDEX Upgrade in einer tabellarischen Übersicht zusammengefasst:

Großer Radius	R_0	1.65 m
Kleiner Radius (horizontal)	a	0.50 m
Plasmavolumen	V	14 m^3
typische Magnetfelder	B	$2\text{--}3\text{ T}$
typische Plasmaströme	I_p	$\leq 1.4\text{ MA}$
Plasmaheizung	P_{heat}	$\leq 27\text{ MW}$
Plasmatemperatur	T_i	$\leq 15\text{ keV}$ (≈ 150 Millionen $^\circ\text{C}$)
Pulsdauer		10 s

Tabelle A.1: Übersicht über die wichtigsten Parameter vom Tokamak ASDEX Upgrade.

B Neutralteilchenheizung an ASDEX Upgrade

Neben dem Plasmastrom als Ohm'sche Heizung werden weitere Heizverfahren benötigt, um die erforderlichen Temperaturen im Plasma zu erreichen. Die Neutralteilcheninjektion (NBI — **n**eutral **b**eam **i**njection) ist das leistungsstärkste Verfahren an ASDEX Upgrade [49]. Dabei werden Atome ionisiert, auf hohe Energien beschleunigt und vor dem Eintritt ins Plasma wieder neutralisiert, damit sie das Magnetfeld durchdringen können. Es werden allerdings nicht nur Atome, sondern auch einfach geladene Molekülonen beschleunigt, so dass nach der Neutralisation auch Teilchen mit der Hälfte oder einem Drittel der Beschleunigungsenergie injiziert werden. Dadurch entsteht ein sogenannter Spezies-Mix, der bei den die NBI betreffenden Berechnungen berücksichtigt werden muss.

Die Neutralteilcheninjektion an ASDEX Upgrade [50] besteht zur Zeit aus zwei Injektoren mit je vier Quellen, die einzeln geschaltet werden können. Als Injektionsmaterial stehen Wasserstoff und Deuterium zur Verfügung. Die Leistungsparameter sind in Tabelle B.1 am Ende dieses Anhangs zusammengefasst.

Neben dem Spezies-Mix ist außerdem noch die in Abb. B.1 dargestellte unterschiedliche Anordnung der einzelnen Quellen für die Berechnungen maßgebend. Daher treten in den Gleichungen der Kapitel 3 und 4 Summen über die Quellen und die Spezies auf. Natürlich wird dabei nur Injektor 1 berücksichtigt, da die CXRS auf diesen hin ausgerichtet ist.

Ein baldig geplanter Umbau der NBI im Sektor 7 sieht vor, die Neutralinjektionsbox zu drehen und die Einstrahlrichtung somit wesentlich tangentialer zu gestalten. Der Vorteil davon ist, dass die Energie der Neutralen lokalisiert im Zentrum deponiert werden kann und der mit der Einstrahlung der schnellen Neutralen verbundene Stromtrieb effizienter wird.

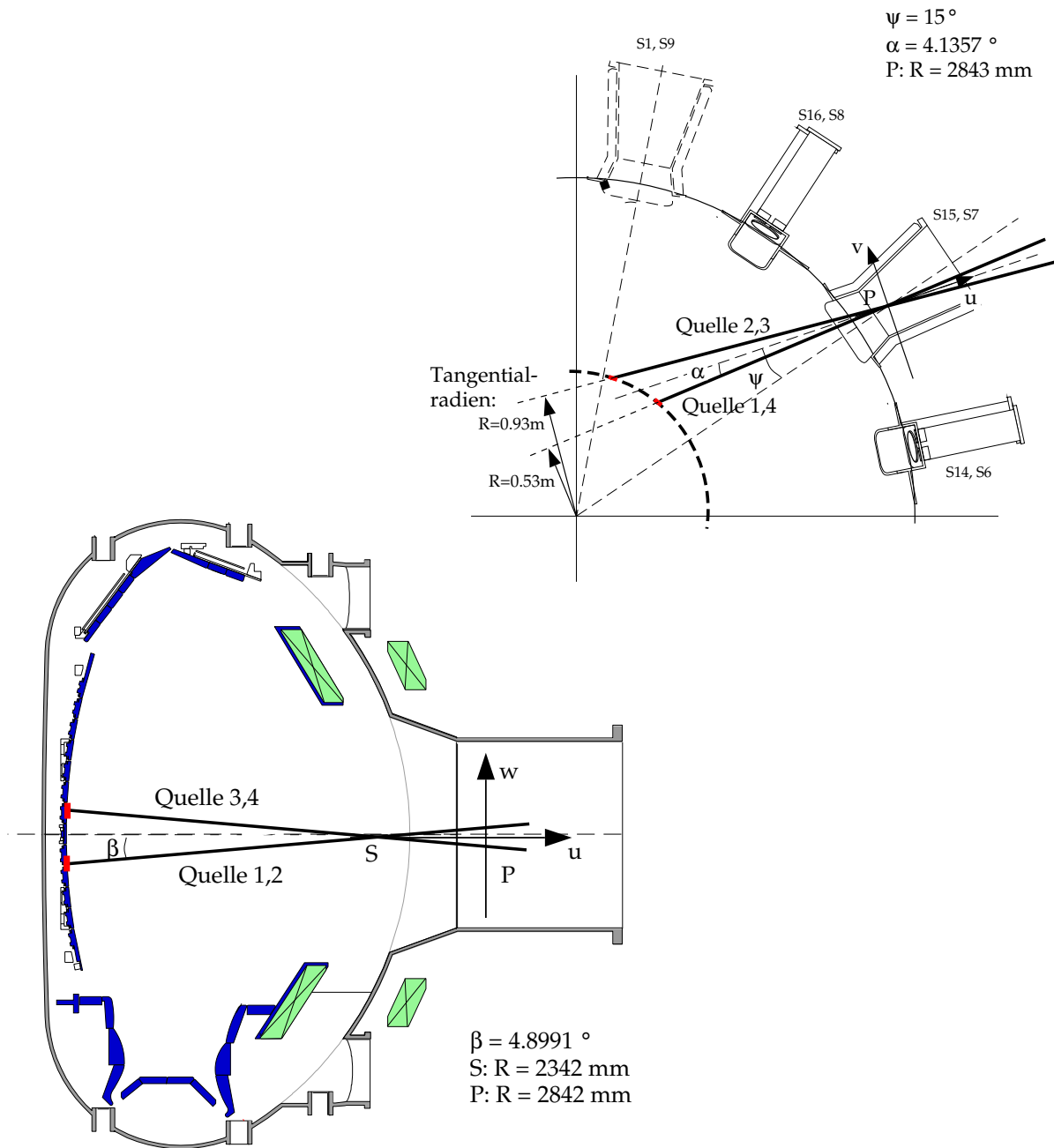


Abbildung B.1: Anordnung der Neutralteilcheninjektoren an ASDEX Upgrade im toroidalen und poloidalen Querschnitt. Die Anordnung der beiden Injektoren ist symmetrisch in den jeweiligen Sektoren.

Injektor 1 (Sektor 15)		
Quellentyp	Bogenentladung	
Anzahl der Quellen	4	
Tangentialradien	Quellen 1,4: 0.536 m	Quellen 2,3: 0.932 m
Injiziertes Element	H (Wasserstoff)	D (Deuterium)
Max. Beschleunigungsspannung	55 kV	60 kV
Max. injizierte Leistung pro Quelle	1.75 MW	2.5 MW
Spezies-Mix ($E_0 : \frac{E_0}{2} : \frac{E_0}{3}$)	50 : 30 : 20	65 : 25 : 10
Min. Divergenz	1.0°	1.0°
Max. Pulslänge	5 s	8 s

Injektor 2 (Sektor 7)		
Quellentyp	RF-Entladung	
Anzahl der Quellen	4	
Tangentialradien	Quellen 1,4: 0.536 m	Quellen 2,3: 0.932 m
Injiziertes Element	H (Wasserstoff)	D (Deuterium)
Max. Beschleunigungsspannung	70 kV	95 kV
Max. injizierte Leistung pro Quelle	1.35 MW	2.6 MW
Spezies-Mix ($E_0 : \frac{E_0}{2} : \frac{E_0}{3}$)	38 : 33 : 29	64 : 26 : 10
Min. Divergenz	0.8°	0.8°
Max. Pulslänge	5 s	8 s

Tabelle B.1: Leistungsparameter der Neutralteilcheninjektoren an ASDEX Upgrade

C Korrektur zur poloidalen Rotationsgeschwindigkeit

Die scheinbare Rotationsgeschwindigkeit \vec{v}_{app} aufgrund der Gyrationbewegung der angeregten wasserstoffähnlichen Ionen und deren endlicher Lebensdauer τ kann mit folgendem gewichteten Mittelwert beschrieben werden (vergleiche auch Abschnitt 4.2.2.3):

$$\vec{v}_{\text{app}} = \frac{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \int dt e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}}) \cdot \vec{v}_{CX}(t)}{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \int dt e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}})} \quad (\text{C.1})$$

Die verwendeten Symbole bedeuten dabei:

j	Index für den Beitrag der jeweiligen NBI-Quelle
k	Index für den Beitrag der jeweiligen NBI-Spezies
n_{jk}^b	Dichte der Neutralen
n^i	Dichte der vollständig ionisierten Verunreinigungen
Q_{jk}^{CX}	effektiver Wirkungsquerschnitt für den betrachteten CXRS-Übergang
v_{col}	Kollisionsgeschwindigkeit der Stoßpartner beim CXRS-Übergang
$f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}})$	Verteilungsfunktion mit Maximum bei der makroskopischen Geschwindigkeit der Verunreinigungen
τ	Lebensdauer des angeregten CXRS-Übergangs
$\vec{v}_{CX}(t)$	zeitabhängiger Geschwindigkeitsvektor der über CXRS angeregten wasserstoffähnlichen Ionen (also deren Gyrationbewegung)

Der zeitabhängige Geschwindigkeitsvektor der angeregten wasserstoffähnlichen Ionen kann in einem Koordinatensystem $\{x', y', z'\}$, welches seine z' -Achse parallel zum Magnetfeld ausgerichtet hat (siehe Abb. C.1), beschrieben werden mit:

$$\vec{v}_{CX}(t) = v_{\perp} \sin(\vartheta - \omega t) \vec{e}_{x'} - v_{\perp} \cos(\vartheta - \omega t) \vec{e}_{y'} + v_{\parallel} \vec{e}_{z'} \quad (\text{C.2})$$

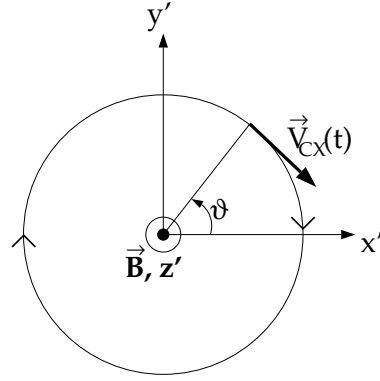


Abbildung C.1: Anordnung des Koordinatensystems mit z' -Achse parallel zum Magnetfeld.

Die Integration über die Zeit liefert zusammen mit $v_{x'} = v_{\perp} \sin \vartheta$ und $v_{y'} = -v_{\perp} \cos \vartheta$:

$$\vec{v}_{\text{app}} = \frac{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \ Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}}) \cdot \vec{v}_{CX}^*}{\sum_{jk} n_{jk}^b n^i \iiint d^3v \ Q_{jk}^{CX}(v_{\text{col}}) \cdot f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}})} \quad (\text{C.3})$$

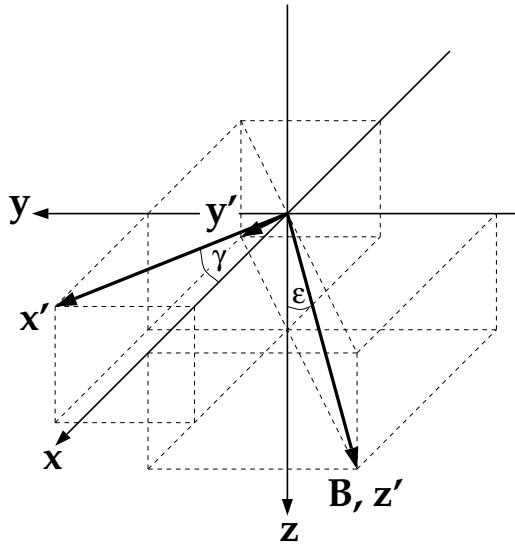
Dabei gilt:

$$\vec{v}_{CX}^* = \frac{\vec{e}_{x'}}{1 + \omega^2 \tau^2} (v_{x'} + \omega \tau v_{y'}) + \frac{\vec{e}_{y'}}{1 + \omega^2 \tau^2} (v_{y'} - \omega \tau v_{x'}) + \vec{e}_{z'} v_{z'} \quad (\text{C.4})$$

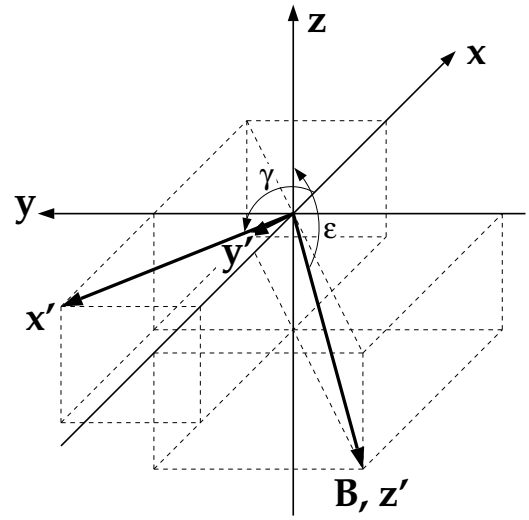
Die weitere Berechnung wird numerisch gelöst. Hierfür müssen die Verteilungsfunktion und die Kollisionsgeschwindigkeit in dem für \vec{v}_{CX}^* gewählten Koordinatensystem ausgedrückt werden. Anschliessend wird der berechnete Vektor in ein Koordinatensystem transformiert, dessen z -Achse parallel zur Sichtlinie ist, so dass die entsprechende z -Komponente die scheinbare Rotationsgeschwindigkeit aufgrund der endlichen Lebensdauer der angeregten Verunreinigung und des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der CXRS Reaktion darstellt.

Das Koordinatensystem der Sichtlinien ist davon abhängig, ob die Sichtlinien von unten nach oben, oder umgekehrt ausgerichtet sind. Entsprechend dem Aufbau der Diagnostik (vergl. Abschnitt 3.2) sind zwei Fälle zu betrachten. Die z -Achse zeigt jeweils in Richtung der Sichtlinie, die y -Achse wird so gewählt, dass der Neutralstrahl in der y - z -Ebene liegt und die x -Achse passend für ein Rechtssystem. In Abbildung C.2 sind diese beiden Fälle dargestellt, wobei jeweils auch das gestrichene Koordinatensystem der obigen Gleichungen mit eingezeichnet wurde. Dieses wird so gewählt, dass die z' -Achse parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist und die x' -Achse in der x - y -Ebene des ungestrichenen Systems liegt.

Das gestrichene Koordinatensystem geht somit mit zwei aufeinanderfolgenden Drehungen in das ungestrichene System über. Die erste Drehung erfolgt um die x' -Achse um den Winkel ε , die zweite um die „neue“ z' -Achse, die nun auf der z -Achse liegt, um den Winkel γ .



C.2.1: Sichtlinien von oben nach unten



C.2.2: Sichtlinien von unten nach oben

Abbildung C.2: Koordinatensysteme $\{x, y, z\}$ der Sichtlinien. Eingezeichnet ist auch das gestrichelte Koordinatensystem, welches parallel zum Magnetfeld orientiert ist. Die x' -Achse wird jeweils so gewählt, dass sie in der x - y -Ebene des ungestrichenen Systems liegt.

Werden die Winkel ε und γ mathematisch korrekt mit Vorzeichen definiert, so können beide Orientierungen der Sichtlinien mit denselben Transformationsmatrizen beschrieben werden. Entsprechend den Drehungen im dreidimensionalen Raum mit zugrundeliegendem kartesischem Koordinatensystem ergeben sich folgende beiden Transformationsmatrizen:

$$\mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varepsilon & \sin \varepsilon \\ 0 & -\sin \varepsilon & \cos \varepsilon \end{pmatrix} \quad \mathbf{A}_2 = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.5})$$

Die Gesamttransformation \mathbf{A} ergibt sich aus der Matrixmultiplikation $\mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{A}_1$:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{A}_1 = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \cos \varepsilon & \sin \gamma \sin \varepsilon \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \cos \varepsilon & \cos \gamma \sin \varepsilon \\ 0 & -\sin \varepsilon & \cos \varepsilon \end{pmatrix} \quad (\text{C.6})$$

Da sowohl das Magnetfeld als auch die Einheitsvektoren des ungestrichenen Systems als Vektoren im zugrundeliegenden kartesischen Koordinatensystem bekannt sind, ergeben

sich folgende Relationen für die Winkel:

$$\cos \varepsilon = \frac{\vec{B} \cdot \vec{e}_z}{B} \quad \sin \varepsilon = \text{sign}(\vec{e}_z) \sqrt{1 - \cos^2 \varepsilon} \quad (\text{C.7})$$

$$\cos \gamma = \frac{\vec{B} \cdot \vec{e}_y}{B \sin \varepsilon} \quad \sin \varepsilon = -\sqrt{1 - \cos^2 \gamma} \quad (\text{C.8})$$

Hierbei wurden die Winkel vorzeichenrichtig definiert, wobei $\text{sign}(\vec{e}_z)$ positiv ist, wenn die Sichtlinie von unten nach oben hin ausgerichtet ist.

Nach der Definition der Koordinatensysteme kann man auf die zur Lösung von Gleichung (C.3) noch näher zu spezifizierenden Größen zurückkommen.

Für die Berechnung der gemessenen Rotation wird eine Gauß'sche Verteilung der Geschwindigkeiten angenommen:

$$f(\vec{v} - \vec{v}_{\text{rot}}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} v_{th}^3} \exp \left\{ -\frac{1}{v_{th}^2} [(v_{x'} - r_{x'})^2 + (v_{y'} - r_{y'})^2 + (v_{z'} - r_{z'})^2] \right\} \quad (\text{C.9})$$

Dabei ist $v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}}$ die thermische Geschwindigkeit der Ionen und $\vec{v}_{\text{rot}} = r_{x'} \vec{e}_{x'} + r_{y'} \vec{e}_{y'} + r_{z'} \vec{e}_{z'}$ die makroskopische Geschwindigkeit im gestrichenen Koordinatensystem. Letztere verläuft in toroidaler Richtung tangential zu den magnetischen Flussflächen, so dass sie mittels

$$r_{x'} = 0, \quad r_{y'} = -v_{\text{tor}} \frac{B_{\text{pol}}}{B}, \quad r_{z'} = v_{\text{tor}} \frac{B_{\text{tor}}}{B} \quad (\text{C.10})$$

parametrisiert werden kann. B_{pol} und B_{tor} werden vorzeichenbehaftet eingesetzt, B stellt den Betrag des Gesamtfeldes dar. v_{tor} ist die mit dem toroidalen CXRS-System gemessene toroidale Rotationsgeschwindigkeit. Der Beitrag der poloidalen Geschwindigkeit kann vernachlässigt werden, da $v_{\text{pol}} \leq 0.1 \cdot v_{\text{tor}}$.

Die Kollisionsgeschwindigkeit bei der Ladungsaustauschreaktion ist der Betrag der vektoriellen Differenz der Geschwindigkeit der Beamenteilchen \vec{v}_b und der Summe aus statistisch verteilter und makroskopischer Geschwindigkeit \vec{v} und \vec{v}_{rot} :

$$v_{\text{col}} = |\vec{v}_b - (\vec{v} + \vec{v}_{\text{rot}})| \quad (\text{C.11})$$

Die beiden letzten Geschwindigkeitsvektoren sind bereits im gestrichenen Koordinatensystem bekannt, bleibt also nur noch die Transformation der Beamingeschwindigkeit. Für diese gilt im ungestrichenen System:

$$\vec{v}_b = v_b \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \delta \\ \sin \delta \end{pmatrix}, \quad (\text{C.12})$$

wobei δ der vorzeichenbehaftete Winkel zw. \vec{v}_b und der y -Achse ist und berechnet wird aus

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \frac{\arccos(\vec{v}_b \cdot \vec{e}_z)}{v_b} \quad (\text{C.13})$$

Zur Transformation ins gestrichene System wird die Inverse zur Matrix \mathbf{A} benötigt, die in diesem Fall mit der Transponierten übereinstimmt. Es ergibt sich insgesamt:

$$\vec{v}'_b = \mathbf{A}^T \cdot \vec{v}_b = v_b \begin{pmatrix} -\cos \delta \sin \gamma \\ \cos \delta \cos \gamma \cos \varepsilon - \sin \delta \sin \varepsilon \\ \cos \delta \cos \gamma \sin \varepsilon + \sin \delta \cos \varepsilon \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

Damit sind alle Größen bestimmt, die zur numerischen Auswertung des Integrals in Gleichung (C.3) benötigt werden. Der berechnete Vektor wird mittels Matrixmultiplikation mit der Matrix \mathbf{A} in das Koordinatensystem der Sichtlinien zurücktransformiert, so dass seine z -Komponente die scheinbare Geschwindigkeit aufgrund der endlichen Lebensdauer und der Wirkungsquerschnittseffekte enthält.

D Glossar

- Advanced Tokamak Szenarien** Plasmaeinschlusszenarien mit einem hohen Anteil von nicht-induktiv getriebenem Plasmastrom im Tokamak. Sie sind die aussichtsreichsten Kandidaten für den Betrieb in einem zukünftigen energieliefernden Fusionsreaktor.
- ASDEX Upgrade** Axialsymmetrisches Divertor Experiment Upgrade. Bezeichnung des *Tokamak*-Experiments, an dem diese Arbeit durchgeführt wurde.
- Ballooning Mode** Druckgetriebene Instabilität, die sich aus der MHD-Beschreibung des Plasmas ergibt und auf der Torusaußenseite lokalisiert ist.
- Bootstrap Strom** Aufgrund von Druckgradienten im Plasma über thermoelektrische Effekte generierter Strom.
- CCD** Charge Coupled Device — zweidimensionales Halbleiterdiodenarray, welches bei Spektrometern gern als Detektorsystem verwendet wird, da es mit der entsprechenden Ausleseelektronik frei programmierbar ist.
- CXRS** Charge exchange recombination spectroscopy - Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie
- Flussflächen, magn. Flächen** Von den Feldlinien des Magnetfeldes und der Stromdichte aufgespannte Flächen, auf denen der magnetische Fluss, der thermische Druck und näherungsweise die Teilchendichte und die Temperatur konstant sind.
- H-Mode** Bezeichnung eines Regimes mit gutem Einschlussverhalten (**high confinement**).
- ITB** Interne Transportbarriere.
- L-Mode** Bezeichnung eines Regimes mit moderatem Einschlussverhalten (**low confinement**).
- least-square-fit** Anpassen einer Kurve an Messwerte nach der Gauß'schen Methode der kleinsten Abweichungsquadrate.
- level0-Daten** Während einer Plasmaentladungen gemessene Rohdaten.

- leveln-Daten** Daten, die aus *level0-*, *level(n-1)-Daten* und evtl. zusätzlichen Informationen (z.B. geometrische Anordnung des Messaufbaus) durch Berechnung erzeugt werden.
- neoklassischer Transport** Transport im Plasma aufgrund von binären Stößen der Teilchen untereinander, ohne jedoch kollektive Effekte zu berücksichtigen.
- poloidal** Richtungsbezeichnung im *Tokamak*; gemeint ist die Richtung entlang des kleinen Umfangs eines Torus' (vergl. Richtung von B_{pol} in Abb. 1.1).
- ρ_{pol} Wird als normierter Radius verwendet, wobei gilt $\rho_{\text{pol}} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_0}{\Psi_S - \Psi_0}}$ mit dem poloidalen magn. Fluss Ψ . Der Index S kennzeichnet den Wert an der Separatrix, der Index 0 denjenigen auf der magn. Achse.
- ρ_{tor} Analog ρ_{pol} , allerdings über den toroidalen Fluss definiert.
- schnelle Teilchen** In einem Fusionsplasma sind neben den thermischen Teilchen, die mit der Boltzmann'schen Geschwindigkeitsverteilung beschrieben werden können, auch solche enthalten, die aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie aus dieser Beschreibung herausfallen. Die Hauptquelle für die schnellen Teilchen sind die von der NBI stammenden schnellen Ionen während ihrer Abbremsphase.
- Separatrix** Äußerste geschlossene *Flussfläche* eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas.
- Sicherheitsfaktor q** Ein aus der Magnetohydrodynamik abgeleitetes Maß für die Stabilität einer Magnetfeldkonfiguration. q ist in erster Näherung auch ein Maß für die Steigung der Feldlinien.
- Stellarator** Konzept eines Fusionsforschungsreaktors mit magnetischem Einschluss. Im Gegensatz zum *Tokamak* wird das Poloidalfeld wie auch das Toroidalfeld von externen Spulen erzeugt.
- Tokamak** Konzept eines Fusionsforschungsreaktors, dessen Poloidalfeld durch einen im Plasma getriebenen toroidalen Strom erzeugt wird. Genauere Informationen zum Aufbau eines Tokamaks kann man in Anhang A oder beispielsweise in [4] und [10] finden.
- toroidal** Richtungsbezeichnung im *Tokamak*; gemeint ist die Richtung entlang des großen Umfangs eines Torus' (vergl. Richtung von B_{tor} in Abb. 1.1).

Literaturverzeichnis

- [1] J. Raeder et al. *Kontrollierte Kernfusion*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1981.
- [2] Uwe Schumacher. *Fusionsforschung — Eine Einführung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.
- [3] R. J. Goldston and P. H. Rutherford. *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [4] J. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [5] J. Y. Kim, Y. Kishimoto, W. Horton, T. Tajima, and M. Wakatani. On the radial profile and scaling of ion thermal conductivity from toroidal ITG mode. *Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion*, 18(5):293–307, 1998.
- [6] F. Wagner et al. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the ASDEX tokamak. *Physical Review Letters*, 49(19):1408–1412, 1982.
- [7] The ASDEX Team. The H-Mode of ASDEX. *Nuclear Fusion*, 29(11):1959–2040, 1989.
- [8] F. Jenko. Numerische Modellierung von stoßfreier Driftwellenturbulenz. *IPP Report Nr. 5/82*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, November 1998.
- [9] K. H. Burrell. Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices. *Physics of Plasmas*, 4(5):1499–1518, 1997.
- [10] H. Zohm. Plasmaphysik und Fusionsforschung. Skript zur Vorlesung, Universität Augsburg, WS 1994/95 und SS 1995, Im Internet unter URL <http://www.ipp.mpg.de/E4/Skripte/Skripteppff.html> erhältlich.
- [11] K. H. Burrell. Tests of causality: Experimental evidence that sheared $E \times B$ flow alters turbulence and transport in tokamaks. *Physics of Plasmas*, 6(12):4418–4435, 1999.

- [12] B. Scott. $E \times B$ shear flows and electromagnetic gyrofluid turbulence. *Physics of Plasmas*, 7(5):1845–1856, 2000.
- [13] P. Zhu, W. Horton, and H. Sugama. The radial electric field in a tokamak with reversed magnetic shear. *Physics of Plasmas*, 6(6):2503–2512, 1999.
- [14] R. E. Waltz, G. D. Kerbel, J. Milovich, and G. W. Hammett. Advances in the simulation of toroidal gyro-Landau fluid model turbulence. *Physics of Plasmas*, 2(6):2408–2416, 1995.
- [15] P. W. Terry. Suppression of turbulence and transport by sheared flow. *Reviews of Modern Physics*, 72(1):109–165, 2000.
- [16] R. J. Fonck, D. S. Darrow, and K. P. Jaehrig. Determination of plasma-ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy. *Physical Review Letters*, 29(6):3288–3309, jun 1984.
- [17] H. P. Summers. Atomic Data and Analysis Structure. *JET-IR(94)06*, Abington, JET Joint Undertaking, 1994.
- [18] S. De Peña-Hempel. *Untersuchungen zum Transport leichter Verunreinigungen an ASDEX Upgrade*. IPP Report 10-8, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik / Technische Universität München, Garching, 1997.
- [19] Hans Meister. *Untersuchungen zu Plasmarotation und Impulstransport in ASDEX Upgrade*. Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik / Universität Augsburg, 1997.
- [20] M. von Hellermann, P. Breger, J. Frieling, R. König, W. Mandl, A. Maas, and H. P. Summers. Analytical approximation of cross-section effects on charge exchange spectra observed in hot fusion plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37:71–94, 1995.
- [21] R. E. Bell and E. J Synakowski. New understanding of poloidal rotation measurements. In R. C. Mancini, editor, *Proceedings of the 12th APS Topical Conference on Atomic Processes in Plasmas, Reno, Nevada, March 19–23, 2000*. American Institute of Physics Conference Proceedings, 2000.
- [22] W. L. Wiese, M. W. Smith, and B. M. Glennon. *Atomic Transition Probabilities*. National Standard Reference Data Series. National Bureau of Standards 4, May 1966.
- [23] R. E. Bell. An inversion technique to obtain full poloidal velocity profiles in a tokamak plasma. *Review of Scientific Instruments*, 68(2):1273–1280, February 1997.

-
- [24] R. Wunderlich, W. Schneider, and K. Lackner. Entfaltung von Bolometersignalen am Tokamak ASDEX Upgrade (Fall 1: auf Flußflächen konstanter Emissivität). *IPP Report Nr. 5/37, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik*, 1992.
- [25] W. Suttrop, O. Gehre, J. C. Fuchs, H. Reimerdes, W. Schneider, J. Schweinzer, and ASDEX Upgrade team. Effects of type-I edge-localized modes on transport in ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 40:771–774, 1998.
- [26] J. Stober, O. Gruber, A. Kallenbach, V. Mertens, F. Ryter, A. Stäbler, W. Suttrop, W. Treutterer, and ASDEX Upgrade Team. Effects of triangularity on confinement, density limit and profile stiffness on H-modes on ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 42(5A):A211–A216, 2000.
- [27] M. Kotschenreuther, W. Dorland, M. A. Beer, and G. W. Hammett. Quantitative predictions of tokamak energy confinement from first-principles simulations with kinetic effects. *Physics of Plasmas*, 2(6):2381–2389, 1995.
- [28] F. Jenko, W. Dorland, M. Kotschenreuther, and B. N. Rogers. Electron temperature gradient driven turbulence. *Physics of Plasmas*, 7(3):1904–1910, 2000.
- [29] Y. B. Kim, P. H. Diamond, and R. J. Groebner. Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks. *Physics of Fluids B*, 3(8):2050–2060, August 1991.
- [30] ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database. Chapter 2: Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*, 39(12):2175–2249, 1999.
- [31] R. C. Wolf, O. Gruber, M. Maraschek, R. Dux, C. Fuchs, S. Günter, A. Herrmann, A. Kallenbach, K. Lackner, P. J. McCarthy, H. Meister, G. V. Pereverzev, J. Schweinzer, U. Seidel, and ASDEX Upgrade Team. Stationary advanced scenarios with internal transport barrier on ASDEX Upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 41:B93–B107, 1999.
- [32] O. Gruber, R. C. Wolf, R. Dux, C. Fuchs, S. Günter, A. Kallenbach, K. Lackner, M. Maraschek, P. J. McCarthy, H. Meister, G. Pereverzev, F. Ryter, J. Schweinzer, U. Seidel, S. Sesnic, A. Stäbler, J. Stober, and ASDEX Upgrade Team. Stationary H-Mode discharges with internal transport barrier on ASDEX Upgrade. *Physical Review Letters*, 83(9):1787–1790, 1999.
- [33] H. Zohm. Untersuchung magnetischer Moden am Tokamak ASDEX. *Dissertation, Universität Heidelberg, IPP Report 1/254*, 1990.
- [34] R. C. Wolf, S. Günter, F. Leuterer, A. Peeters, G. Pereverzev, O. Gruber, M. Kaufmann, K. Lackner, M. Maraschek, McCarthy P. J., H. Meister, H. Salzmann, S. Schade, J. Schweinzer, W. Suttrop, and ASDEX Upgrade Team. Response of

- internal transport barriers to central electron heating and current drive on ASDEX Upgrade. *Physics of Plasmas*, 7(5):1839–1844, 2000.
- [35] O. Gruber, R. C. Wolf, H. S. Bosch, R. Dux, S. Günter, P. J. McCarthy, K. Lackner, M. Maraschek, H. Meister, G. Pereverzev, A. Stäbler, W. Treutterer, and ASDEX Upgrade Team. Steady-State H-mode and $T_e > T_i$ operation with internal transport barriers on ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 2000.
- [36] G. V. Pereverzev, P. N. Yushmanov, A. Yu. Dnestrovskii, A. R. Polevoi, K. N. Tarasjan, and L. E. Zakharov. ASTRA — An Automatic System for Transport Analysis in a Tokamak. *IPP-Report Nr. 5/42*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Garching, August 1991.
- [37] V. D. Shafranov. The classical thermal conductivity in a toroidal plasma filament. *Plasma Physics (Journal of Nuclear Energy C)*, 8:314–322, 1966.
- [38] C. S. Chang and F. L. Hinton. Effect of impurity particles on the finite aspect-ratio neoclassical ion thermal-conductivity in a tokamak. *Physics of Fluids*, 29(10), 1986.
- [39] Z. Lin, W. M. Tang, and W. W. Lee. Large orbit neoclassical transport. *Physics of Plasmas*, 4(5):1707–1713, 1997.
- [40] P. J. McCarthy. *An integrated data interpretation system for tokamak discharges*. PhD thesis, University College Cork, Ireland, 1992.
- [41] P. J. McCarthy, P. Martin, and W. Schneider. The CLISTE interpretive equilibrium code. *IPP Report Nr. 5/85*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Mai 1999.
- [42] F. M. Levinton. The motional stark effect: Overview and future development (invited). *Review of Scientific Instruments*, 70(1):810–814, 1999.
- [43] R. C. Wolf, P. J. McCarthy, F. Mast, H.-P. Zehrfeld, and ASDEX Upgrade Team. Motional stark effect polarimetry for the determination of the ASDEX Upgrade current density profile. In M. Schittenhelm, R. Bartiromo, and F. Wagner, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, 1997)*, volume 21A, part IV, pages 1509–1512, Petit-Lancy, 1997. EPS.
- [44] S. Jachmich, G. van Oost, R. R. Weynants, and J. A. Boedo. Experimental investigations on the role of $E \times B$ flow shear in improved confinement. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 40(6):1105–1113, 1998.
- [45] R. E. Bell, F. M. Levinton, S. H. Batha, E. J. Synakowski, and M. C. Zarnstorff. Poloidal rotation in TFTR reversed shear plasmas. *Physical Review Letters*, 81(7):1429–1432, 1998.

-
- [46] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens, J. Neuhauser, F. Rytter, H. Zohm, et al. Observation of Continuous Divertor Detachment in H-Mode Discharges in ASDEX Upgrade. *Physical Review Letters*, 74(21):4217–4220, 1995.
- [47] A. Kallenbach et al. H-Mode discharges with feedback-controlled radiative boundary in the ASDEX Upgrade tokamak. *Nuclear Fusion*, 35(10):1231–1246, 1995.
- [48] G. Janeschitz and ITER-JCT and Home Teams. Status of ITER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37:A19–A35, 1995.
- [49] A. Stäbler, O. Vollmer, H.-J. Feist, E. Speth, B. Heinemann, W. Melkus, S. Obermayer, R. Riedl, W. Schärlich, and K. Wittenbecher. Performance of the first ASDEX Upgrade neutral beam injector. In K. Herschbach, W. Maurer, and J. E. Vetter, editors, *Fusion Technology (Proc. of the 18th Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe, 1994)*, volume 1, pages 593–596, Amsterdam, 1995. Elsevier.
- [50] P. Franzen, W. Kraus, O. Vollmer, B. Heinemann, R. Riedl, E. Speth, and A. Stäbler. Spectroscopic determination of the species distribution and the divergence of the ASDEX Upgrade neutral beam injection system. In C. Bastian and C. Nieswand, editors, *Europhysics Conference Abstracts (CD-ROM), Proc. of the 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*, volume 23J, pages 1557–1560, Geneva, 1999. EPS.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. K. Behringer danke ich dafür, daß er es mir ermöglicht hat, diese Arbeit am Fusionsforschungsexperiment ASDEX Upgrade durchführen zu können und für die gute akademische Betreuung der Arbeit.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. A. Kallenbach. Das Gelingen dieser Arbeit ist wesentlich auf seine hervorragende fachliche Betreuung und außerordentliche Unterstützung in allen Bereichen zurückzuführen.

Für ausführliche und fruchtbare Diskussionen zum neoklassischen Transport und für die Berechnung der linearen Anwachsraten von Instabilitäten gilt mein Dank Herrn Dr. A. G. Peeters.

Herrn Dr. R. E. Bell danke ich herzlich für die Anregungen bezüglich der Korrekturen der poloidalen Rotationsgeschwindigkeit.

Ebenso danke ich Herrn Dr. J. Hobirk für das Berechnen von Plasmagleichgewichten mittels des CLISTE Codes.

Für Diskussionen und Anregungen zum Thema der Advanced Szenarien bedanke ich mich bei Herrn Dr. R. C. Wolf. Seine bereitwilligen Auskünfte, wie auch die von Herrn Dr. J. Stober, zur Arbeit mit ASTRA waren ebenfalls sehr hilfreich.

Den Herren Dr. H. D. Murmann, Dr. H. Salzmann und J. Hausmann danke ich für das Betreiben des abstimmbaren Lasers, um die Diagnostik kalibrieren zu können.

Einen Dank für Planung, Konstruktion und Hilfe beim Einbau verschiedenster Diagnostikteile möchte ich den Herren C. Dorn und K. Iraschko aussprechen.

In diesem Zusammenhang geht auch ein herzlicher Dank an das technische Personal um Herrn P. Ahrens für ihre freundliche und schnelle Unterstützung beim Aufbau der Diagnostik. Ebenso danke ich Herrn P. Bischoff für die Lichtleiterverbindungen.

Für die gute und schnelle Unterstützung in allen Fragen bezüglich Rechner, Datenverarbeitung und Datenarchivierung danke ich allen Mitgliedern der Datenverarbeitungsgruppe um Herrn Dr. K. Behler.

Für die freundschaftliche und produktive Arbeitsatmosphäre im Kreise der Postdocs und Doktoranden bedanke ich mich herzlichst bei Frau Dr. E. Gubanka und den Herren Dr. M. Maraschek, Dr. S. De Peña-Hempel, Dipl.-Phys. K. Schmidtman und Dr. W. Ullrich.

Dem gesamten ASDEX Upgrade Team möchte ich für die Unterstützung und das überaus angenehme Arbeitsklima danken, das ich hier vorgefunden habe.

