

Wolfgang Ullrich

Heliumtransport in der Plasmarandschicht an ASDEX Upgrade

Wolfgang Ullrich

**Heliumtransport in der
Plasmarandschicht an ASDEX Upgrade**

IPP 1/321
July 1999

**Heliumtransport in der Plasmarandschicht
an
ASDEX Upgrade**

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

von

Dipl. Phys. Wolfgang Ullrich

durchgeführt am

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Garching bei München

30. Juli 1999

Abstract

In fusion plasmas consisting of deuterium and tritium the helium production is directly coupled to the energy production. For the stationary operation of a future fusion reactor, the efficient exhaust of helium ash is of extraordinary importance, to avoid the dilution of the plasma. In ASDEX Upgrade, which is working with pure deuterium plasmas, the helium transport is investigated by short gas puffs, injected during the otherwise steady-state phase of a discharge.

For the interpretation of these investigations the understanding of the scrape-off-layer physics and processes affecting the helium transport is necessary. One dimensional models describing the relations between central plasma parameters, scrape-off-layer, divertor plasma and neutral gas are discussed. Based on the physics of the deuterium background the one-dimensional force balance of impurity ions, e.g. helium, is deduced. The significance of frictional forces and thermal forces influencing the motion of helium ions is emphasized.

The experimental database of ASDEX Upgrade discharges with helium gas puffs shows the main dependencies of the helium compression from discharge parameters, mainly an increase in compression with neutral gas flux density and with power flowing over the separatrix. Further evaluations demonstrate the role of divertor geometry by varying the strike point position and they show a small positive effect of externally induced deuterium flows (so-called „puff and pump“ technique). The importance of the mean free path of helium neutrals in the divertor plasma is clearly seen in discharges at the transition to the detachment regime, where the helium compression decreases.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Messung des Neutralgaspartialdrucks von Helium in Deuterium	3
2.1	Einsatz einer Penningröhre	4
2.2	Installation an ASDEX Upgrade	6
2.2.1	Vakuumtechnischer Aufbau	6
2.2.2	Optischer Aufbau	8
2.2.3	Elektrischer Aufbau	8
2.3	Eichung der Diagnostik	8
2.4	Theoretischer Pulsverlauf	10
3	Diagnostik von Helium im Plasma	13
3.1	Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie an Helium	13
3.2	Divertorspektroskopie	15
4	Physik der Randschicht und des Divertors	19
4.1	Grundlagen	19
4.1.1	Plasma im Flüssigkeitsbild	19
4.1.2	Elektrostatische Schicht	20
4.1.3	Rekombination an der Wand	20
4.1.4	Neutrale im Plasma	21
4.1.5	Rezirkulation	22
4.2	Eindimensionales Randschichtmodell	23
4.2.1	Wärmeleitung	25
4.2.2	Schichtbedingung	26
4.2.3	Druckbilanz	27
4.2.4	Einteilung in Regimes	27

5	Theoretische Beschreibung des Heliumtransports	33
5.1	Transport in den Teilstrecken	33
5.1.1	Zentralplasma	34
5.1.2	Randschicht und Divertor	36
5.1.3	Neutralgas	40
5.2	Zweidimensionale Modellierung	42
5.3	Charakterisierung des Transports	43
5.4	Kompressionsmodelle	46
5.4.1	Horizontale Divertorplatten	47
5.4.2	Vertikale Divertorplatten	49
5.4.3	Einfluß von ELMs auf das Abpumpverhalten	53
6	Experimentelle Ergebnisse	55
6.1	Vergleich der Meßmethoden	55
6.1.1	Vergleich der gemessenen Pumpzeitkonstanten	55
6.1.2	Messung der Kompression	57
6.2	Experimente zur Heliumabfuhr	59
6.2.1	Lage der Strikepoints	60
6.2.2	Kopplung an das Deuterium – Reibungskraft	61
6.2.3	Induzierte Randschichtströmung	63
6.2.4	Detachment und Rückhaltevermögen	66
7	Zusammenfassung und Ausblick	73
A	Tokamaks	77
B	Zündkriterium	79
C	Ionisation und Impulsverlust im Rezirkulationsbereich	83

1 Einführung

Seit langem werden große Anstrengungen unternommen, Fusionsprozesse ähnlich zu denen in der Sonne kontrolliert auf der Erde ablaufen zu lassen, um damit langfristig eine Alternative für die Energieversorgung zur Verfügung zu stellen. Für die Kernfusion werden leichte Elemente aus zwei Gründen bevorzugt. Zum einen ist der Energiegewinn pro Fusionsreaktion bei den sehr leichten Elementen, wie zum Beispiel Wasserstoff oder Helium, am größten. Zum anderen muß, um zwei geladene Teilchen miteinander zu verschmelzen, die abstoßende elektrostatische Kraft (COULOMB-Kraft) überwunden werden, was ebenfalls bei den leichtesten Elementen am einfachsten zu bewerkstelligen ist.

Unter den vielen möglichen Reaktionen (siehe Anhang B) zeichnet sich die Verschmelzung eines Deuterium- mit einem Tritiumkern aus, bei der ein Neutron und ein Heliumkern (α -Teilchen) entsteht. Diese Reaktion (kurz als $D(T,n)\alpha$ geschrieben) hat im Vergleich mit anderen Fusionsreaktionen die höchste Reaktionswahrscheinlichkeit beim niedrigsten Energieaufwand, und weist eine besonders hohe Wärmetönung (Energieüberschuß) auf. Deshalb sieht die Konzeption eines Fusionsreaktors die Verwendung eines Gemisches aus Deuterium und Tritium als Brennstoff vor.

Um nennenswerte Fusionsraten zu erhalten, muß dieses Gasgemisch auf Temperaturen von mehreren 1000 Elektronenvolt¹ gebracht werden. Dadurch werden beinahe alle Teilchen ionisiert, die Materie liegt im Plasmazustand vor.

Um das Fusionsplasma zum stationären Brennen zu bringen (positive Energiebilanz), muß es für möglichst lange Zeit bei möglichst hohen Dichten und Temperaturen eingeschlossen sein. Eine Möglichkeit dies zu erreichen ist der magnetische Einschluss, bei dem die Bewegung der geladenen Teilchen des Fusionsplasmas durch Magnetfelder eingeschränkt wird. Da die Ausbreitung der Teilchen parallel zum Magnetfeld ungehindert stattfindet, müssen die starken Endverluste, zu denen es in linearen Anordnungen kommt, durch torusförmig gekrümmte Magnetfeldkonfigurationen vermieden werden. Je nachdem, ob das Magnetfeld ausschließlich durch externe Spulen erzeugt wird, oder ob es durch ein Magnetfeld ergänzt wird, das von einem in dem Plasma induzierten Strom generiert wird, unterscheidet man den Stellarator und den Tokamak (siehe Anhang A). Aus der historischen Entwicklung heraus ist der Tokamak das am weitesten entwickelte Konzept der kontrollierten Kernfusion und bildet deshalb die Grundlage der Entwicklung des „Internationalen, Thermonuklearen Experimental-Reaktors“ (kurz ITER). In dieser Maschine soll es zum ersten Mal möglich sein, mehr Fusionsleistung zu erzeugen, als zur Plasmaheizung notwendig ist.

¹In der Plasmaphysik ist es üblich, Temperaturen in Energieeinheiten, üblicherweise Elektronenvolt, anzugeben. Dabei entspricht die Temperatur $T = 11600$ K gerade einer Energie von $kT = 1$ eV. In den entsprechenden Formeln entfällt dann die Boltzmannkonstante $k = 1.380662 \cdot 10^{-23}$ JK⁻¹.

Um einen derartigen Überschuß an Fusionsenergie zu erzeugen darf der Reaktor eine Mindestgröße nicht unterschreiten. Es ist vorgesehen, daß bei ITER eine Fusionsleistung von 1.5 GW erzeugt wird. Davon können 1.2 GW, die in Form der kinetischen Energie der Neutronen aus dem Plasma abfließen, nutzbar gemacht werden. Die restliche Leistung von 300 MW geht entweder als elektromagnetische Strahlung verloren oder trifft als kinetische Energie der Plasmateilchen auf die materiellen Wände. Um diese Energie kontrolliert abzuführen, aber auch um Teilchen (insbesondere Verunreinigungen und das Fusionshelium) aus dem Plasma zu entfernen, verwendet man spezielle Magnetfeldkonfigurationen, bei denen die Magnetfeldlinien im Randbereich des Plasmas auf speziell für die hohen Belastungen ausgelegten Platten im sogenannten Divertor treffen.

Die eben erwähnte Energieproduktion von 1.5 GW geht unmittelbar mit der Produktion von $5 \cdot 10^{20}$ Alphateilchen pro Sekunde einher. Sie entstehen mit einer Energie von je 3.5 MeV überwiegend im Plasmazentrum und sollen ihre Energie zunächst durch Stöße an das Plasma abgeben (Alphateilchenheizung). Sind sie jedoch abgebremst, so verdünnen sie das Deuterium-Tritium-Gemisch und verringern damit die Fusionsleistung. Es ist also von besonderer Bedeutung, das abgebremste Helium möglichst schnell aus dem Plasma zu entfernen und abzapumpen (Anhang B).

Untersuchungen zum Transport und zum Pumpen des Heliums können auch an den bereits vorhandenen Fusionsexperimenten durchgeführt werden. Anhand der Ergebnisse früherer Experimente gelang es einen Einblick in den Heliumtransport im Plasma, in der Randschicht sowie im Divertor zu erlangen. Es hat sich gezeigt, daß die stärkste Begrenzung der Heliumabfuhr der Transport in der Randschicht und im Divertor darstellt. Daher wird in der hier vorliegenden Arbeit die Physik des Heliumtransportes in genau diesem Bereich untersucht und anhand experimenteller Ergebnisse, die an dem Fusionsexperiment ASDEX Upgrade gewonnen wurden, diskutiert.

Zu Beginn der Arbeit werden die experimentellen Nachweismethoden für Helium an dem Fusionsexperiment ASDEX Upgrade vorgestellt (Kapitel 2 und 3). Eine Einführung in die allgemeine Physik der Plasmarandschicht ist in Kapitel 4 gegeben. Anschließend wird in Kapitel 5 auf den Heliumtransport – insbesondere auf das Verhalten des Heliums in der Randschicht und im Divertor – eingegangen. Die experimentellen Ergebnisse, die bei umfassenden Untersuchungen an dem Fusionsexperiment ASDEX Upgrade gewonnen wurden, werden in Kapitel 6 diskutiert, basierend auf den vorher erarbeiteten theoretischen Modellen.

2 Messung des Neutralgaspartialdrucks von Helium in Deuterium

Wie in der Einführung beschrieben, wird Helium in einem brennenden Deuterium-Tritium-Plasma als Fusionsprodukt erzeugt, wobei auf die Bedeutung des Transports im Plasma sowie das Abpumpen des neutralen Heliums hingewiesen wurde. Um zu diesem Komplex Untersuchungen an einem mit reinen Deuteriumplasmen arbeitenden Experimentalreaktor wie ASDEX Upgrade, in dem kein Helium produziert wird, durchführen zu können, muß das Helium dem Plasma von außen zugeführt werden. Dies geschieht, indem für kurze Zeit ein Gasventil geöffnet wird, durch das eine bestimmte Menge Helium in das Vakuumgefäß gelangt. Das Helium wird sehr schnell vom Plasma aufgenommen (ionisiert), so daß sein Verhalten dort untersucht werden kann.

Für die Untersuchung des Heliumtransports in der Randschicht des Plasmas ist es von Bedeutung, über eine Reihe von Nachweismethoden an unterschiedlichen Positionen zu verfügen. Neben der Angabe absoluter He-Dichten im Hauptplasma (Abschnitt 3.1) und spektroskopischen Messungen im Divertor (Abschnitt 3.2), die im nächsten Kapitel behandelt werden, wurde die Möglichkeit geschaffen, den Partialdruck des Heliums im Neutralgas absolut und zeitaufgelöst zu bestimmen. Da die Optimierung und Betreuung dieses Meßsystems einen Schwerpunkt dieser Arbeit bildet, soll im folgenden ausführlich darauf eingegangen werden.

Die Anforderung an das Partialdruckmeßsystem ist es, Heliumkonzentrationen im Bereich von 0 bis 10% in einem D_2 -Hintergrundgas mit einer Dichte von 10^{19} bis 10^{21} m^{-3} (etwa 10^{-4} bis 10^{-2} mbar) nachzuweisen. Die Messungen dürfen dabei nicht durch die starken Magnetfelder oder andere Störeinflüsse, die an einem Tokamakexperiment auftreten, beeinträchtigt werden.

Grundsätzlich gibt es verschiedene Möglichkeiten, Helium in einem Hintergrundgas nachzuweisen. So erreichen zum Beispiel Massenspektrometer nach der Ionisation des Gases und der Beschleunigung der Ionen durch eine Kombination von elektrischen und magnetischen Feldern eine Aufspaltung im Verhältnis e/m . Da die Massen von Heliumatomen und D_2 -Molekülen fast identisch sind ($m_{\text{He}} = 4.003 \text{ amu}$, $m_{D_2} = 4.028 \text{ amu}$), sind zur Trennung beider Spezies hochauflösende Massenspektrometer mit speziellen Magnetfeldanordnungen, wie zum Beispiel Quadrupol-Massenspektrometer, notwendig.

Im Gegensatz dazu sind spektroskopische Verfahren bereits mit geringerem Aufwand sehr gut geeignet, wobei eine Vielzahl verschiedener Anregungsmechanismen und Spektralbereiche denkbar ist. Werden die Atome oder Moleküle angeregt, so kann aus der emittierten Linienstrahlung auf die Teilchendichte geschlossen werden. Die Anregung kann zum Beispiel durch Stöße mit Elektronen eines Elektronenstrahls oder in einer

Gasentladung geschehen. Bei einem Vergleich verschiedener Anordnungen hat sich eine normale Glimmentladung mit kalter Kathode als besonders geeignet erwiesen [2, 3]. Insbesondere ist eine Entladungsröhre nach dem Penningprinzip, wie sie an ASDEX Upgrade installiert wurde, durch geringe Störanfälligkeit und hohe Strahlungsintensität ausgezeichnet. Auch an speziellen Ionisationsmanometern, die an ASDEX Upgrade verwendet werden, ist die Messung des He-Partialdrucks anhand von Linienintensitäten möglich [4], sie ist jedoch mit größeren Problemen bezüglich der Intensität und dem D_2 -Molekülspektrum verbunden als vergleichbare Messungen an der Penningröhre.

Im folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise einer Penningröhre beschrieben. Im Anschluß daran wird gezeigt, wie die Diagnostik an dem Fusionsforschungsexperiment ASDEX Upgrade implementiert wurde und wie die gemessenen Daten aufgenommen und weiterverarbeitet werden.

2.1 Einsatz einer Penningröhre

Die Penningröhre ist ein Kaltkathoden-Ionisationsmanometer, das - wie sich im Vergleich mit anderen Nachweismethoden herausstellt - eine besonders einfache und robuste Anordnung zur spektroskopischen Partialdruckbestimmung bildet. Ursprünglich wurde diese Meßmethode an dem Fusionsexperiment TEXTOR entwickelt und erfolgreich eingesetzt [2, 3, 5, 6, 7].

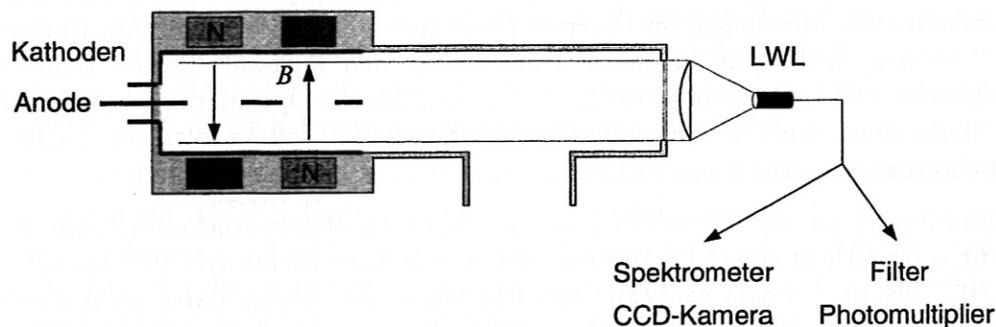


Abbildung 2.1: Aufbau des Penning-Ionisationsmanometers: das statische Magnetfeld verlängert die Lebensdauer der Ionen, bevor sie an den Elektroden rekombinieren. Die doppelte Ausführung ist unempfindlicher gegen Störungen und externe Einflüsse. Zur Auswertung der spektralen Information stehen ein Spektrometer und Photomultiplier zur Verfügung (Abschnitt 2.2.2).

Der Aufbau des Penning-Ionisationsmanometers vom Typ *Alcatel CF2P* ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Das zu untersuchende Gas befindet sich wie bei einer gewöhnlichen Kaltkathoden-Glimmentladung zwischen den Elektroden, wobei hier zwei Kathoden und ein dazwischenliegendes Anodenblech mit einer Öffnung verwendet werden. An das Anodenblech wird eine Spannung von 2.7 kV gegenüber den Kathoden angelegt. Ein durch einen Permanentmagneten erzeugtes Magnetfeld von etwa 0.2 T zwingt die geladenen Teilchen auf Spiralbahnen, so daß ihre effektive Weglänge im Plasma verlängert wird. Zusätzlich können die Elektronen und Ionen mehrmals durch den Anodenring pendeln,

wodurch ebenfalls die Anzahl von Anregungs- und Ionisierungsstößen vergrößert wird. Die gesamte Anordnung ist doppelt – mit entgegengesetzten Magnetfeldern – vorhanden, wodurch die Störanfälligkeit wesentlich verringert wird.

In der obigen Anordnung (Abbildung 2.1) strömt das neutrale Gas durch die rechts gezeigte Öffnung zwischen die Elektroden in das Meßgerät. Elektronen, die durch das Auftreffen von Ionen aus der Kathode herausgeschlagen werden, werden im elektrischen Feld zur Anode hin beschleunigt. Nachdem sie eine gewisse Strecke in diesem sogenannten Kathodenfallraum zurückgelegt haben, haben sie genug Energie, um die Gasteilchen anzuregen und nach weiterer Beschleunigung zu ionisieren. Der Bereich, in dem es verstärkt zur Anregung und damit auch Strahlungsemission kommt, wird auch negatives Glimmlicht genannt, und ist der Bereich, der hier spektroskopisch untersucht wird.

Die beim Übergang der Elektronen zurück in niedrigere Niveaus ausgesandte Linienstrahlung ermöglicht es, die verschiedenen Atome und Moleküle zu unterscheiden. Je nach Gasart kommt es zu einer ganzen Reihe von Spektrallinien im sichtbaren Spektralbereich, aber auch im infraroten oder ultravioletten. Wichtig bleibt hier festzuhalten, daß die Strahlstärke aus dem Volumen der Penningentladung in weiten Bereichen eine monotone Funktion der Teilchendichte (hier Helium oder Deuterium) ist, und damit die Möglichkeit einer eindeutigen Zuordnung der Linienintensität zum Partialdruck der jeweiligen Spezies besteht. Eine ausführlichere Beschreibung der physikalischen Zusammenhänge ist in Abschnitt 3.2 oder in [2] zu finden. Wie die Zuordnung der gemessenen Linienintensität zum Partialdruck geschieht, ist in Abschnitt 2.3 näher beschrieben.

Die Auswahl der geeigneten Übergänge für die Partialdruckmessung von Helium in Deuterium wird zum einen durch den sehr weit spektral verteilten D_2 -Moleküluntergrund, aber auch durch die Empfindlichkeit des verwendeten Detektors bestimmt. Da Helium die Minorität ist, sind seine Spektrallinien schwach im Vergleich zu molekularen Wasserstofflinien, so daß nur die stärksten Linien in Frage kommen. Im wesentlichen bleiben nur die in Tabelle 2.1 zusammengefaßten Übergänge [6, 8], die jedoch alle von einem relativ starken D_2 -Moleküluntergrund gestört sind. Dennoch ist es bei gleichzeitiger Messung der starken D_α -Linie möglich, den Untergrund zu subtrahieren (siehe Abschnitt 2.3 über die Eichung).

λ nm	Übergang
501.6	$1s3p \ ^1P^0 \rightarrow 1s2s \ ^1S$
587.6	$1s3d \ ^3D \rightarrow 1s2p \ ^3P^0$
667.8	$1s3d \ ^1D \rightarrow 1s2p \ ^1P^0$
706.5	$1s3s \ ^3S \rightarrow 1s2p \ ^3P^0$

Tabelle 2.1: Die stärksten spektralen Übergänge von neutralem Helium im sichtbaren Spektralbereich, die für die Partialdruckmessung interessant sind.

2.2 Installation an ASDEX Upgrade

Die gesamte Neutralgaspartialdruck-Diagnostik besteht aus mehreren Komponenten, die das Ionisationsmanometer umgeben. Diese Bestandteile, die im wesentlichen zur Betriebssicherheit an dem Experiment ASDEX Upgrade beitragen, aber auch dazu dienen, den geforderten Meßbereich zu erreichen, werden im folgenden erklärt. Außerdem wird näher auf die Besonderheiten des optischen Aufbaus eingegangen.

2.2.1 Vakuumtechnischer Aufbau

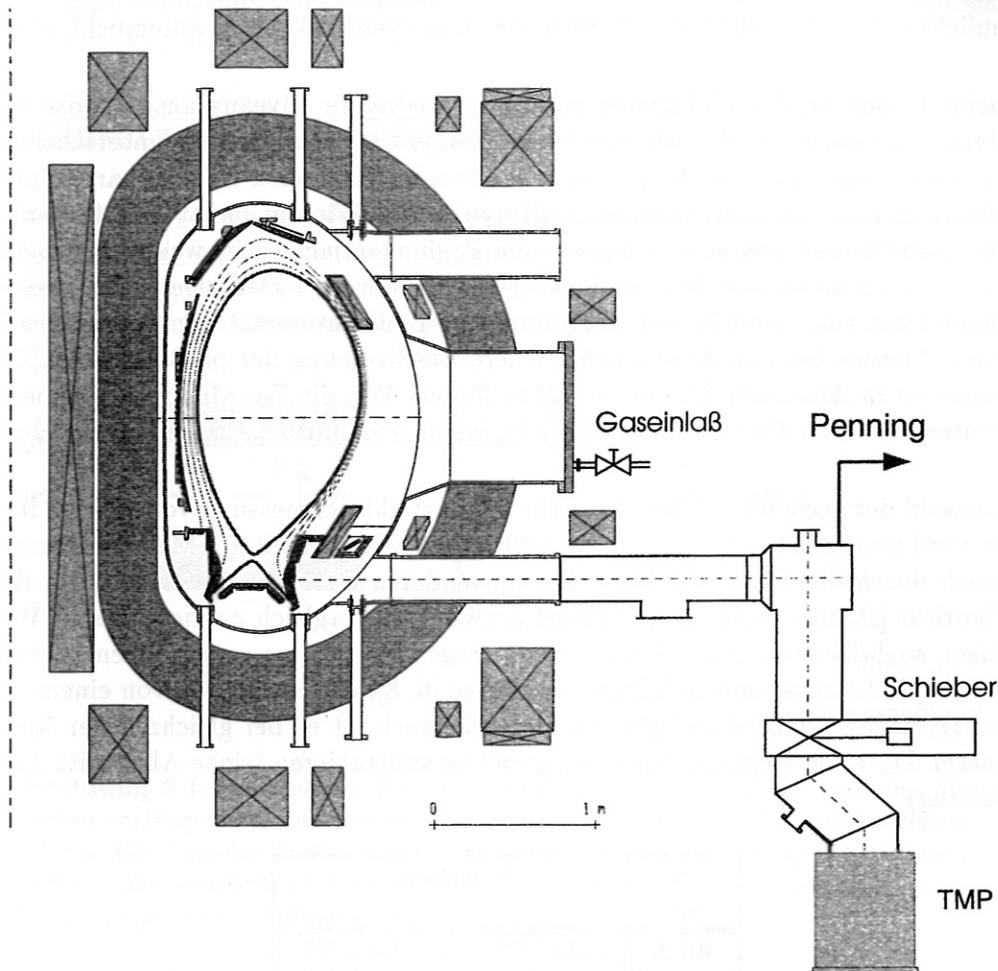


Abbildung 2.2: Der Querschnitt durch das Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade zeigt die Position des Gaseinlaßsystems in der Mittelebene, sowie einen von 14 Pumpstutzen, an dem am Übergang in die Vertikale die Penningdiagnostik angebracht ist.

Das Vakuumgefäß an ASDEX Upgrade wird durch 14 Turbomolekularpumpen (kurz TMP) mit einer gesamten Saugleistung von etwa $10 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ auf einen Druck von 10^{-7} mbar

gebracht. Die Turbopumpen sind durch lange Zuleitungen mit einem Durchmesser von 280 mm mit der Pumpkammer im äußeren Divertorbereich verbunden (Abb. 2.2). Die Penningröhre ist über Rohre mit einem Durchmesser von 35 mm über CF-Flanschverbindungen an einem dieser Pumpstutzen angebracht. Aufgrund der langen Zuleitung vom Divertor bis zum Penning ergibt sich eine zeitliche Verzögerung des Druckverlaufs (siehe Abschnitt 2.4). Jedoch ist es nicht sinnvoll, die Penningröhre näher an den Divertor heranzubringen, da die Magnetfelder der Toroidalfeldspulen in der Größenordnung von 2 T das Meßgerät zu sehr beeinflussen würden.

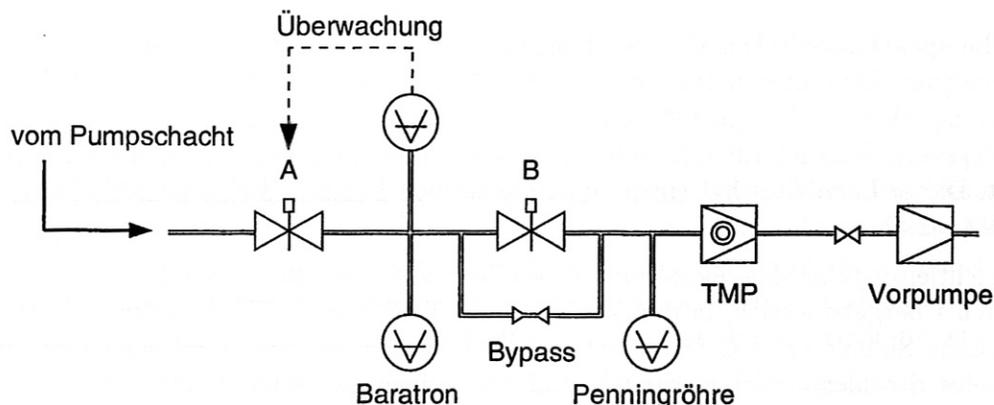


Abbildung 2.3: Bestandteile der Penningdiagnostik. Der Vakuumschieber A und das obere Druckmeßgerät dienen zur Überwachung des Vakuums. Das absolut geeichte Druckmeßgerät (Baratron) wurde zu Eichzwecken installiert. Schieber B mit einer Blende im Bypass bildet zusammen mit der Turbomolekularpumpe eine Druckstufe zur Anpassung des Drucks an den Arbeitsbereich der Penningröhre.

Der detaillierte Aufbau der Diagnostik ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die gesamte Diagnostikanordnung wird durch eine Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von nominell 150 l/s und einer Vorpumpe auf einen Druck von etwa $2 \cdot 10^{-8}$ mbar evakuiert und ist über den pneumatisch angesteuerten Schieber A an das Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade angekoppelt. Der Druck innerhalb der Diagnostik wird ständig mit einem Manometer (ebenfalls eine Penningröhre, Typ *Balzers IKR 260*) überwacht. An dem Steuergerät (*Balzers TPG 251 A*) dieses Manometers kann eine obere Druckschwelle (hier 10^{-6} mbar) eingestellt werden, oberhalb der ein im Normalfall geschlossener Kontakt geöffnet wird. Dies zeigt dem System der Gefäßüberwachung (sogenannte Schiebersteuerung) an, daß im Bereich der Diagnostik das Vakuum aufgrund eines Lecks oder eines anderen technischen Problems nicht aufrechterhalten werden kann, woraufhin der Schieber A umgehend geschlossen wird. Das System ist so ausgelegt, daß auch im Falle eines elektrischen Fehlers oder eines Stromausfalls die Diagnostik vom Torus abgekoppelt wird.

Die diagnostikeigene Turbopumpe erfüllt neben dem separaten Abpumpen des Meßsystems auch noch den Zweck, daß im Zusammenspiel mit den relativ niedrigen Leitwerten der Zuleitungen der Druck am Ort der Penningröhre im Vergleich zum Pumpschacht oder dem Divertorbereich abgesenkt wird. Dies ist erforderlich, da das Penningmanometer nur

bis zu einem Druck von 10^{-3} mbar einen monotonen Verlauf der Strahlungsintensität zur Dichte aufweist, der Divertordruck aber teilweise deutlich höher liegen kann. Zusätzlich ist auch noch die Möglichkeit vorgesehen, den Schieber **B** zu schließen und so nur noch durch den Bypass mit einer Lochblende (Durchmesser 4 mm) zu pumpen. Dadurch wird der Druck nochmals um Faktor drei reduziert. Die bereits oben beschriebene Penningröhre (im Detail in Abbildung 2.1 gezeigt) stellt den Kern der Diagnostik dar.

2.2.2 Optischer Aufbau

Für die spektroskopischen Untersuchungen ist die verwendete Penningröhre besonders gut geeignet. Ihre offene Bauweise ermöglicht eine optische Beobachtung der Glimmentladung. Hierzu wird ein Objektiv mit einer Brennweite von $f = 25$ mm und einem Öffnungsverhältnis $F1:1.0$ verwendet, das den Entladungsraum auf einen Lichtleiter abbildet. Dieser Lichtleiter hat einen Durchmesser von 1 mm und eine numerische Apertur von $NA=0.42$.

Der Lichtleiter führt das Signal über eine Länge von etwa 30 m vom Torus in den sogenannten Übergabebereich, in dem die spektrale Trennung und Umwandlung in analoge, elektrische Signale erfolgt. Das Licht aus dem Lichtleiter wird durch eine Linse in ein paralleles Strahlenbündel gewandelt und über einen Strahlteiler auf zwei zueinander senkrecht stehende optische Kanäle aufgeteilt. Durch je einen Interferenzfilter (H_{α}/D_{α} : 656 ± 1.5 nm, HeI: 588 ± 1.5 nm) und eine weitere Linse wird das Licht auf die Eintrittsfenster der jeweiligen Photomultiplier fokussiert. Hierbei handelt es sich um zwei Photomultiplier vom Typ *Hamamatsu 1P28* (HeI) und *R928* (D_{α}).

2.2.3 Elektrischer Aufbau

Die elektrischen Signale werden vorverstärkt, durchlaufen einen Tiefpaßfilter, um einen Teil des Rauschens zu unterdrücken, und werden über etwa 50 m lange elektrische Leitungen zur Digitalisierungsstufe im Kontrollraum geleitet. Über einen 16 Bit D-A-Wandler werden die Signale mit einer Zeitauflösung von 1 kHz aufgenommen und stehen kurze Zeit nach einer Plasmaentladung in einem File im Netzwerk der ASDEX Upgrade Datenverarbeitung zur Verfügung.

Die Signalstärke der beiden verstärkten Multiplier-Signale beträgt bis zu 5 V im Deuteriumkanal und bis zu 1 V im Heliumkanal. Dabei geht jedoch ein Großteil der Amplitude des Heliumsignals auf den Deuterium-Moleküluntergrund zurück, wie oben bereits erklärt wurde. Die durch das Helium verursachte Spannung beträgt lediglich einige 100 mV.

2.3 Eichung der Diagnostik

Die Lichtausbeute für eine gegebene Deuterium- und Heliumdichte in den beiden beobachteten Spektrallinien kann analytisch nicht ohne weiteres berechnet werden. Aus Laboruntersuchungen [2, 8] weiß man jedoch, daß es sich in weiten Druckbereichen um monotone Funktionen handelt, so daß eine eindeutige Zuordnung zweier Dichtewerte

(n_{D_2}, n_{He}) zu den mit den Photomultipliern gemessenen Spannungen (U_{D_2}, U_{He}) möglich ist. Zu diesem Zweck wurden durch das Gaseinlaßsystem an ASDEX Upgrade bestimmte Mengen an Deuterium bzw. Helium in das Vakuumgefäß eingeblasen. Unter der Mitbeziehung absolut geeichter Manometer und dem geeichten Gaseinlaßsystem ist es einfach, den im Divertorbereich herrschenden Druck und die Konzentration der Gase anzugeben. Mit den dabei aufgenommenen Spannungswerten wird dann eine geeignete Funktion

$$(n_{D_2}, n_{He}) = F(U_{D_2}, U_{He}) \quad (2.1)$$

angefittet. Die hier verwendete Funktion hat die einfache Form

$$n_{D_2} = a_0 U_{D_2} + a_1 U_{D_2}^2 + a_2 U_{He} \quad (2.2)$$

$$n_{He} = b_0 U_{D_2} + b_1 U_{D_2}^2 + b_2 U_{He} + b_3 U_{He}^2 \quad (2.3)$$

In Abbildung 2.4 sind die beiden Funktionen in Form von Konturlinien im Spannungsparameterraum aufgetragen. Zusätzlich sind die 16 Eichpunkte, die bei den angegebenen Konzentrationen n_{He}/n_{D_2} liegen, eingezeichnet. Die Spannung des Deuteriumkanals U_{D_2} gibt nahezu direkt die Deuteriumdichte n_{D_2} wieder. Die Spannung im Heliumkanal U_{He} hingegen hängt aufgrund des Moleküluntergrunds stark von der Deuteriumdichte ab.

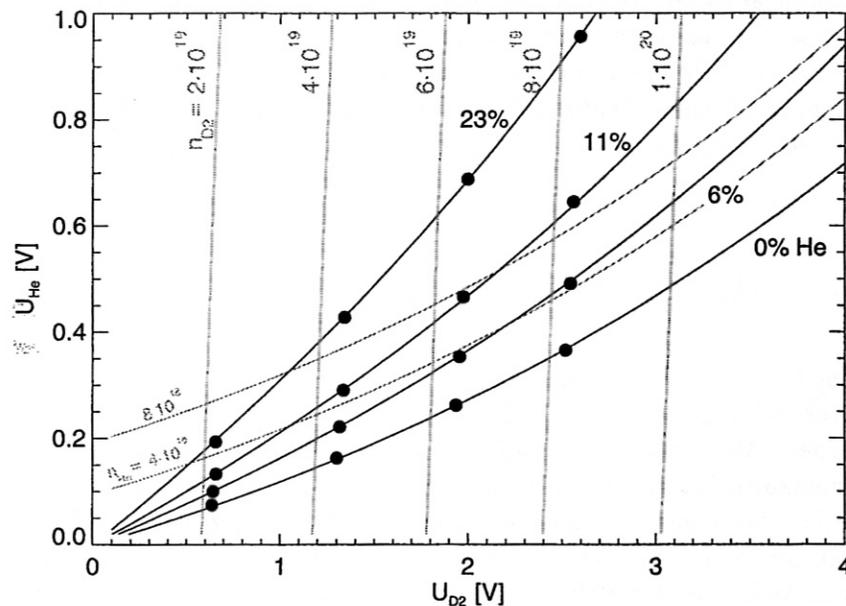


Abbildung 2.4: Eichung der Penningröhre. Konturlinien (hell dargestellt) der Funktionen n_{D_2} und n_{He} über dem Parameterraum (U_{D_2}, U_{He}) zusammen mit den 16 gemessenen Eichwerten bei den angegebenen Heliumkonzentrationen.

Trotz des relativ aufwendigen Eichverfahrens ergeben sich Probleme bei der Auswertung der absoluten Dichten, die während Plasmaentladungen aufgenommen wurden. Es zeigt sich, daß bei einigen Tokamak-Entladungen die Korrektur des Deuteriummoleküluntergrunds zu stark ist, was rechnerisch zu negativen Heliumdichten führen kann. Grund

dafür sind höchstwahrscheinlich molekulare Gase, die nur im Plasmabetrieb durch die starke Wechselwirkung des Plasmas mit den Gefäßwänden freigesetzt werden und Linienstrahlung emittieren, die gerade in dem mit dem Photomultiplier gemessenen Spektralbereich des D_α -Filters liegen. Dadurch wird der Moleküluntergrund überbewertet, was genau zu dieser Überkorrektur führt. Dieser Effekt kann jedoch vernachlässigt werden, da ausschließlich während stationären Phasen gemessen wird und in jedem Fall der Untergrund des Heliumsignals vor dem He-Puls – ein in jeder Plasmaentladung vorhandener natürlicher Heliumuntergrund – abgezogen werden muß. Ausgewertet wird nur die Änderung des Heliumsignals durch den Gaspuls.

Ein weiteres Problem ergibt sich durch die Art und Weise, wie die Eichung durchgeführt wird. Wie beschrieben wird zu diesem Zweck Gas durch Ventile in das Vakuumgefäß eingelassen. Die sich in den Plateaus zwischen den Gaspulsen ergebenden Spannungswerte werden an dem absoluten Druck eines Referenzmanometers kalibriert. Um den Druckabfall innerhalb des Pumpschachtes von der Pumpkammer bis zur Position des Pennings, der während Plasmaentladungen auftritt, zu berücksichtigen, ist die entsprechende Turbopumpe im Sektor der Penningdiagnostik als einzige aktiv. Durch die Saugleistung von annähernd $1 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ stellt sich jedoch in diesem Sektor bereits ein Druckabfall in der Pumpkammer beziehungsweise auch in der Domkammer ein. Dies führt aufgrund der Kalibrierung auf den höheren Hauptraumwert zu einer Überschätzung des Pumpbeziehungsweise Domkammerwertes während Plasmaentladungen. Aus Messungen der Deuteriumdichte mit der Penningröhre und mit den Neutralgasmanometern im Domvolumen während Plasmaentladungen kann diese Fehleichung jedoch korrigiert werden. Aufgrund der sehr ähnlichen Massen gilt diese Korrektur dann in gleichem Maße für D_2 und He.

2.4 Theoretischer Pulsverlauf

Nachdem das Helium aus dem Zentralplasma durch die Randschicht in den Divertor gelangt ist, rekombiniert es an den Divertorplatten zu neutralem Helium und kann abgepumpt werden. An dem oben gezeigten vakuumtechnischen Aufbau erkennt man, daß das Neutralgas zunächst durch die langen Verbindungsrohre strömen muß, bevor es in der Penningdiagnostik nachgewiesen werden kann. Dies hat zur Folge, daß die mit dem Penning gemessenen Signale den Dichteverlauf im Divertorbereich nicht exakt wiedergeben können. Aufgrund der Volumina und der Leitwerte der Verbindungsrohre kommt es zu einer Verzögerung um die Vakuumzeitkonstante.

Im folgenden soll berechnet werden, wie der Druckverlauf im Divertor durch diese Verzögerung verändert wird und wie das zugehörige Meßsignal verläuft. Dabei wird nicht beachtet, daß sich die Diagnostik an einem Pumpschacht befindet, der zu einer der 14 Turbomolekularpumpen mit je etwa $1 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ Saugleistung führt, wodurch es zu einem erheblichen Druckverlust kommt. Dies wird implizit bei der Eichung der Diagnostik berücksichtigt. Hier wird nur das Zeitverhalten der Diagnostik betrachtet, wodurch es möglich wird, die $1/e$ -Abfallzeit auch bei einem zeitlich verzögerten Signal ausreichend genau zu bestimmen.

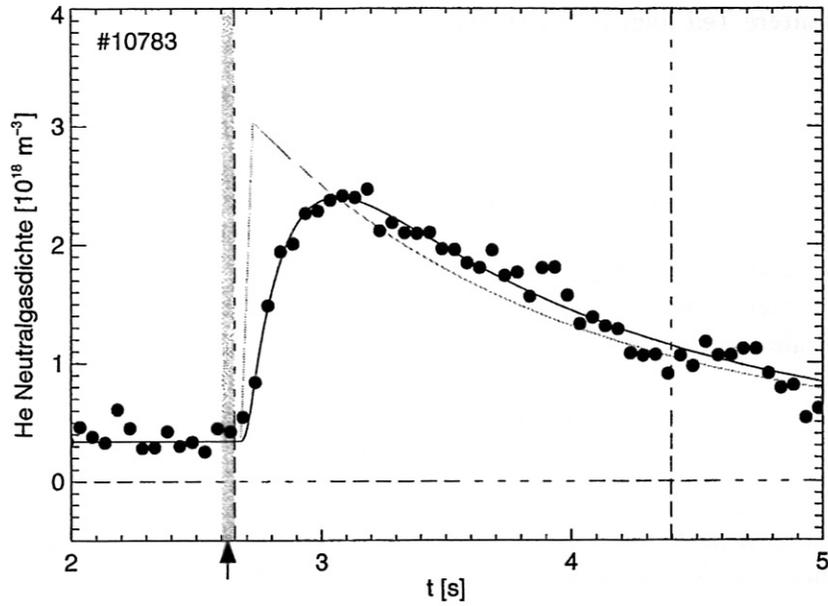


Abbildung 2.5: Mit dem Penning gemessene Heliumdichte nach einem 50 ms langen Heliumpuls bei 2.6 s und der angepaßte theoretische Pulsverlauf. Die helle Kurve zeigt den zeitlich entfaltenen Dichteverlauf.

Ausgehend vom Dichteverlauf im Divertor n_{div} nach einem kurzen rechteckförmigen Gaspuls wie in Abbildung 2.5 gezeigt kann die Ausbreitung im Vakuumsystem und damit die Dichte am Ort der Diagnostik n_{diag} vereinfacht durch die Differentialgleichung

$$\dot{n}_{\text{diag}}(t) = \frac{1}{\tau_{\text{diag}}}(n_{\text{div}}(t) - n_{\text{diag}}(t)) \quad (2.4)$$

beschrieben werden. Dabei ist $\tau_{\text{diag}} = V/L$ die Zeitkonstanten, die sich aus dem Volumen V und dem Leitwert L des Rohrsystems bis zum Ort des Pennings zusammensetzt.

Findet der Gaspuls in dem Zeitbereich $[0, \dots, t_0]$ statt und geht man von einem exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten τ_{He}^* aus, dann unterteilt sich das Problem in drei Zeitbereiche:

$$\begin{aligned} t < 0 &: n_{\text{div}}^a = 0 \\ 0 \leq t \leq t_0 &: n_{\text{div}}^b = \frac{t}{t_0} n_0 \\ t_0 < t &: n_{\text{div}}^c = n_0 e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{He}}^*} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Im Fall $t < 0$ ist noch kein Helium im System, so daß auch die gemessene Dichte Null ist. Während dem Gaspuls kann man von einem linearen Anstieg auf den Endwert n_0 ausgehen. Die Lösung der inhomogenen Differentialgleichung erster Ordnung läßt sich dann schreiben als

$$n_{\text{diag}}^b(t) = \frac{n_0}{t_0} \left(t + \tau_{\text{diag}} \left(e^{-t/\tau_{\text{diag}}} - 1 \right) \right). \quad (2.6)$$

Der interessantere Teil folgt im Zeitbereich $t > t_0$, in dem sich die Lösung

$$n_{\text{diag}}^c(t) = n_0 \left(\frac{e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{He}}^*} - e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{diag}}}}{1 - \tau_{\text{diag}}/\tau_{\text{He}}^*} + \frac{n_1}{n_0} e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{diag}}} \right) \quad (2.7)$$

mit $n_1 = n_{\text{diag}}^b(t_0)$ ergibt. Bei den hier durchgeführten Experimenten an ASDEX Upgrade mit Gaspulsen der Länge $t_0 = 50$ ms und einer Diagnostikzeitkonstanten von $\tau_{\text{diag}} \approx 150$ ms ist das Verhältnis von $n_1/n_0 \approx 0.15$ klein. Damit kann der letzte Term in obiger Gleichung vernachlässigt werden. Ebenso wird für $t \gg \tau_{\text{diag}}$ die entsprechende Exponentialfunktion klein, so daß man im exponentiellen Abfall die zu erwartende Näherung von

$$n_{\text{diag}}(t) \simeq \frac{n_0}{1 - \tau_{\text{diag}}/\tau_{\text{He}}^*} e^{-(t-t_0)/\tau_{\text{He}}^*} \quad (2.8)$$

erhält.

Die beiden Lösungen im Bereich (b) und (c) (Gleichungen 2.6 und 2.7) können nun genutzt werden, um den gemessenen Dichteverlauf zu fitten und daraus die freien Parameter n_0 , τ_{diag} und τ_{He}^* zu ermitteln.

Es zeigt sich jedoch, daß bei kleinen Teilcheneinschlußzeiten der Fitparameter τ_{He}^* unterbewertet wird und τ_{diag} dagegen zu groß berechnet wird. Da die Diagnostikzeitkonstante eigentlich keine variable Größe ist, wird sie in den weiteren Auswertungen als konstant $\tau_{\text{diag}} = 150$ ms gesetzt. Dieser Wert ergibt sich bei ausreichend großen Pumpzeitkonstanten automatisch, kann aber auch mit einer einfachen Abschätzung der Volumina und des Leitwertes mit $\tau_{\text{diag}} = V/L$ bestätigt werden.

Die Meßgenauigkeiten selbst (Kalibrierung und Signalrauschen) sowie der Fehler beim Fit an statistisch schwankende Daten ergeben einen gesamten Meßfehler in p_0 von etwa 30%. Der Fehler in der gemessenen Zeitkonstanten τ_{He}^* liegt bei dieser Methode in etwa in der Größenordnung der Diagnostikzeitkonstanten τ_{diag} , teilweise noch etwas darüber. Sehr kleine Meßfehler in der $1/e$ -Abfallzeit können erreicht werden, wenn der Helimpuls in ausreichend stationäre Phasen fällt und wenn er lange genug vor dem Entladungsende oder der Änderung der Plasmamaparameter liegt. Das Minimum für einen guten Fit ist ein Zeitbereich von einer $1/e$ -Abfallzeit. Dies ließ sich jedoch während der Plasmaentladungen nicht immer realisieren.

3 Diagnostik von Helium im Plasma

Neben der Messung des Neutralgaspartialdrucks von Helium, die im vorangegangenen Kapitel ausführlich beschrieben wurde, ist es sehr wichtig, auch die Ionendichte von Helium im Zentralplasma (Abschnitt 3.1) zu messen. Wie später noch ausführlicher erläutert wird, ist das Verhältnis dieser beiden Größen, die Kompression, ein entscheidendes Merkmal der Pumpeigenschaften und des Transports in der Randschicht des Plasmas.

Der zweite Teil dieses Kapitels (Abschnitt 3.2) geht auf den spektroskopischen Nachweis von Helium im Divertorbereich ein. Dabei wird gezeigt, wie aus der zeitlichen Entwicklung der gemessenen Intensität einer Spektrallinie auf den Zeitverlauf der Neutralendichte von Helium geschlossen werden kann. Diese Methode liefert die Daten für einen Großteil der physikalischen Auswertungen im weiteren Verlauf der Arbeit.

3.1 Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie an Helium

Helium tritt, genauso wie andere leichte Verunreinigungen, im Zentralplasma ausschließlich vollständig ionisiert auf, da die Plasmaionen im Vergleich zur Ionisierungsenergie sehr hohe Energien von einigen keV aufweisen. Das heißt es kann nicht direkt spektroskopisch nachgewiesen werden. Durch den Einsatz hochenergetischer Neutralteilchenstrahlen zur Plasmaheizung entsteht jedoch durch die Rekombination bei Umladungsprozessen (Ladungsaustauschrekombination, *charge exchange recombination*, *CXR*) zwischen den neutralen Strahlatomen (Wasserstoff oder Deuterium) und den Plasmaionen



eine Quelle an angeregten, wasserstoffähnlichen Verunreinigungionen im Plasma. Die Linienbreite sowie die Rot- oder Blau-Verschiebung von Spektrallinien dieser Ionen ermöglicht die Messung der Iontemperatur beziehungsweise der Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas [9]. Die gemessene Linienintensität, die sich aus dem Integral entlang der Sichtlinie

$$B_{\lambda}^{cx} = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^3 \langle \sigma v \rangle_j^{\lambda} \int_{SL} n_{He} n_j ds \quad (3.2)$$

mit dem effektiven Ladungsaustausch-Anregungskoeffizienten $\langle \sigma v \rangle_j^{\lambda}$ bei der Wellenlänge λ ergibt, ermöglicht die absolute Bestimmung der Heliumionendichte n_{He} . Dabei wird über die beim Neutralteilchenstrahl in einem bestimmten Verhältnis (an AS-

DEX Upgrade typischerweise 60:25:15) auftretenden Energiekomponenten E_0/j summiert (in der Regel 60, 30 und 20 keV). Bei der Dichte der Strahlneutralen n_j muß die Abschwächung des Strahles auf dem Weg durch das Plasma berücksichtigt werden.

Das toroidale CXRS-System an ASDEX Upgrade [10] besteht aus 16 Kanälen, denen eine Auswahl der 20 tangential (in Richtung des Plasmastroms) verlaufenden Sichtlinien zugeordnet ist. Diese Sichtlinien kreuzen den Strahl einer der insgesamt acht Neutralstrahlquellen. Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Torus mit dem Neutralteilchenstrahl und den kreuzenden Spektrometersichtlinien. Durch diese spezielle räumliche Anordnung ist die Zuordnung der einzelnen Sichtlinien zu einer radialen Position im Plasma sehr einfach.

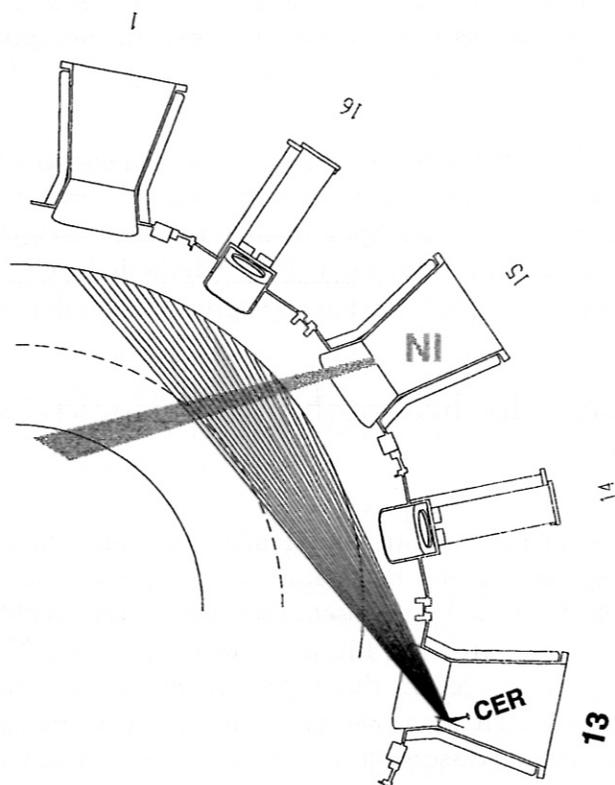


Abbildung 3.1: Toroidale CXRS-Diagnostik an ASDEX Upgrade von oben gesehen. Sowohl der Neutralstrahl wie auch die Sichtlinien liegen ungefähr horizontal in der Mittelebene.

Bei den Untersuchungen an ASDEX Upgrade wurde der HeII-Übergang $n = 4 \rightarrow 3$ bei einer Wellenlänge von 468.7 nm beobachtet. Bei der Interpretation der Spektren ist zu beachten, daß die Strahlung nicht nur aus dem Bereich des Injektionsstrahles (beschrieben durch obige Gleichung) emittiert wird, sondern aus dem gesamten Plasmavolumen. Die Eigenschaften von Helium machen die Behandlung dieser unerwünschten Beiträge besonders wichtig:

- Wegen der niedrigen Kernladungszahl von Helium und der damit niedrigen Anregungsenergie ist der Beitrag durch Elektronenstoßanregung in den Ausgangszu-

stand des betrachteten Übergangs sehr stark, so daß die Strahlung des vom Rand zufließenden neutralen Heliums, welches in der Randschicht zunächst einfach ionisiert und dann angeregt wird, einen sehr hohen Anteil im Spektrum hat.

- Auch Ladungsaustausch mit vom Rand zufließendem, atomarem Helium kann in den äußeren Plasmabereichen einen erheblichen Intensitätsanteil der betreffenden Linie ausmachen.
- Wasserstoffähnliche Heliumatome, die im Bereich des Neutralstrahls entstehen, leben lange genug, um entlang der Feldlinien um den Torus zu driften. Dabei können sie die Sichtlinie auch an Orten außerhalb des Neutralstrahlvolumens schneiden. Dies führt zur Verfälschung der Geschwindigkeitsverteilung und zur falschen Berechnung der Dichte (*Plume-Effekt*). Dieser Beitrag ist besonders bei Helium wichtig, da auch die höheren Niveaus der Ionen, die bereits aus dem angeregten in niedrigere Zustände übergegangen sind, wegen ihrer niedrigen Anregungsenergie durch Elektronenstöße erneut besetzt werden können.

Das Linienprofil der beiden ersten Beiträge ist im Vergleich zu den zentral entstehenden Komponenten schmal, da der Plasmarand eine wesentlich niedrigere Temperatur hat. Die Anpassung aller vier Komponenten an das gemessene Linienprofil kann nur durch die Einführung weiterer physikalischer Annahmen zu den Korrekturbeiträgen stabil durchgeführt werden [10].

Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie liefert damit zeitlich und räumlich aufgelöst die Dichte der Heliumionen im Zentralplasma. Damit ist es möglich, den zentralen Transport des Heliums im Detail zu studieren (Abschnitt 5.1.1).

3.2 Divertorspektroskopie

Das sehr umfangreiche und flexible Spektroskopiesystem an ASDEX Upgrade bietet durch die Kombination der zahlreichen Sichtlinien im Divertor mit verschiedenen Spektrometern einen sehr weitläufigen Anwendungsbereich.

Abbildung 3.2 zeigt die radialen und vertikalen Sichtlinien in der aktuellen Konfiguration in Divertor II. Wichtig sind die radialen Kanäle im inneren sowie im äußeren Divertor, welche eine sehr gute räumliche Auflösung über beide Divertorbereiche ermöglichen.

Beobachtet wird unter anderem mit einem Übersichtsspektrometer (engl. *visible survey spectrometer*, kurz *VSS*), das den gesamten Bereich des sichtbaren Spektrums mit einer Zeitauflösung von etwa 50 ms für eine Sichtlinie erfaßt. In der Regel ist dieses System an eine der oberen Sichtlinien (ROV 12 oder 15) im äußeren Divertor gekoppelt. Ein zu einem späteren Zeitpunkt installiertes zweites System ermöglicht, daß gleichzeitig im inneren wie im äußeren Divertor Spektren aufgenommen werden können.

Hohe räumliche und zeitliche Auflösung bei Verzicht auf die spektrale Information wird mit einem Photomultiplier-Array mit vorgeschalteten Interferenzfiltern erreicht. Dieses System läuft standardmäßig bei allen Entladungen für eine Auswahl an radialen und

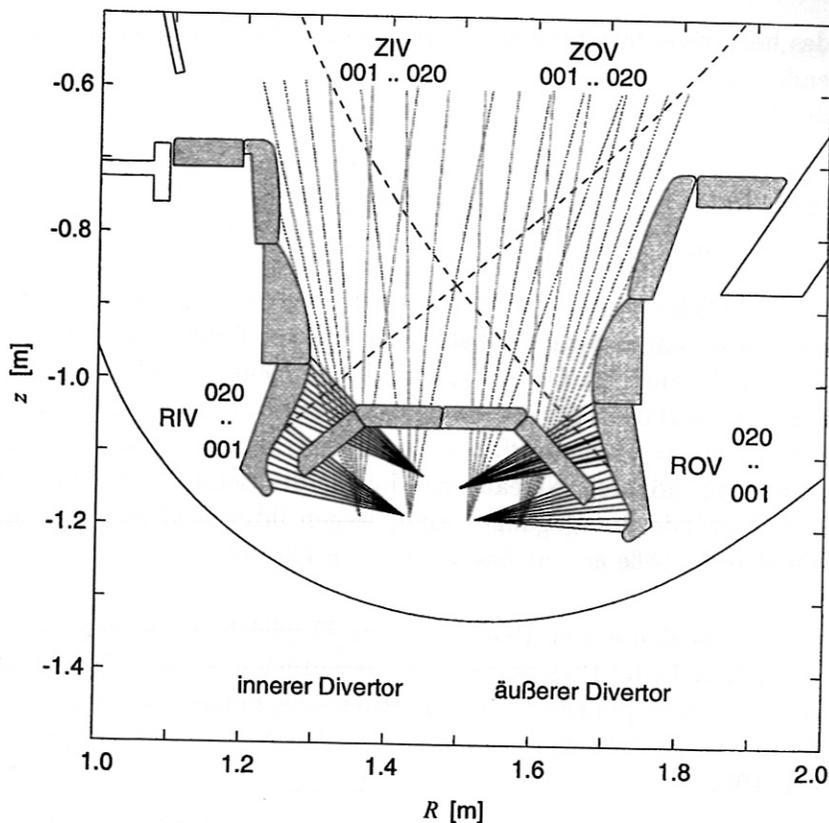


Abbildung 3.2: Räumliche Anordnung der Sichtlinien im Divertor II, hier im poloidalen Querschnitt gezeigt. Sichtlinien, die mit dem Übersichtsspektrometer zur standardmäßigen Auswertung der Heliumexperimente belegt waren, sind hervorgehoben.

vertikalen Sichtlinien in beiden Divertorbeinen bei der Wellenlänge des CIII-Überganges 464.9 nm mit. Damit können räumlich aufgelöst Aussagen über die Strahlungsintensität – und damit indirekt über die Temperatur im Divertor – gemacht werden.

Beide Systeme bieten die Möglichkeit, den zeitlichen Verlauf der Linienintensitäten (insbesondere der von Helium) zu bestimmen. Unter geeigneten Voraussetzungen ist dieses Signal direkt proportional zur Dichte der Heliumneutralen, so daß damit direkt Abfallzeitkonstanten der Heliumneutralendichte im Divertor nach kurzen Gaspulsen gemessen werden können. Die folgende Herleitung demonstriert, welche physikalische Größe mit einem Spektroskopiesystem nahe einer materiellen Wand gemessen wird.

Die Plasmaionen treffen auf die Divertorplatten und werden dort neutralisiert. Die Atome gelangen bis zu einem Bereich entsprechend ihrer freien Weglänge zurück in das Plasma und können dort wieder ionisiert werden. Diesen Prozeß bezeichnet man als Rezirkulation (engl. *recycling*). Er betrifft vor allem Verunreinigungen wie Helium, Neon oder Argon, die als Edelgase nur sehr schwach mit materiellen Wänden wechselwirken.

Die Kontinuitätsgleichung für Atome im Grundzustand kann im stationären Fall¹ geschrieben werden als

$$\nabla \cdot \Phi_0 = -n_0 n_e S_{\text{ion}}(T_e), \quad (3.3)$$

mit der Flußdichte der Neutralen $\Phi_0 = n_0 v_0$ und dem Ionisationsratenkoeffizienten $S_{\text{ion}}(T_e) = \langle \sigma_{0,\text{ion}} v_e \rangle$. Dabei wird angenommen, daß keine Rekombination zu Neutralen innerhalb des Beobachtungsvolumens stattfindet. Neben der Ionisation kommt es auch zur Anregung der Neutralen durch Elektronenstoß. Der Zustand k des Atoms wird ausgehend vom Grundzustand (unter Vernachlässigung von Mehrstufen-Prozessen) mit der Rate

$$\dot{n}_{0,k} = n_{0,1} n_e \langle \sigma_{1k} v_e \rangle = n_{0,1} n_e X_{1k}(T_e) \quad (3.4)$$

besetzt. Im *Koronagleichgewicht* (niedrige Elektronendichte $n_e < 10^{-19} \text{ m}^{-3}$, starke Unterbesetzung der angeregten Zustände, Elektronenstoßanregung durch spontane Emission bilanziert) gilt dann

$$n_{0,1} n_e X_{1k} = n_{0,k} \sum_{j < k} A_{kj}. \quad (3.5)$$

Mißt man die Spektrallinie des Übergangs von $k \rightarrow l$ mit dem Linienemissionskoeffizienten (Einheit: $\text{W sr}^{-1} \text{ m}^{-3}$),

$$\epsilon_{kl} = n_{0,k} A_{kl} \frac{h\nu}{4\pi} \quad (3.6)$$

so erhält man

$$\epsilon_{kl} = n_{0,1} n_e X_{1k} \cdot \frac{h\nu}{4\pi} \cdot \frac{A_{kl}}{\sum_{j < k} A_{kj}}, \quad (3.7)$$

wobei der letzte Term auf der rechten Seite das Verzweigungsverhältnis (engl. *branching ratio*) $B_{kl} = A_{kl} / \sum_{j < k} A_{kj}$ darstellt. Die hier vorgestellten spektroskopischen Diagnostiken messen integriert über sogenannten Sichtlinien (kurz SL), die ein paralleles Strahlenbündel mit der Querschnittsfläche ΔS darstellen. Die eigentliche Meßgröße ist die Strahldichte L_{kl} (in $\text{W sr}^{-1} \text{ m}^{-2}$). Diese ist, falls das Plasma optisch dünn ist, gegeben durch die Integration über dem Volumen der Sichtlinie

$$L_{kl} = \frac{1}{\Delta S} \int_{\text{SL}} \epsilon_{kl} dV = \frac{1}{\Delta S} \int_{\text{SL}} n_{0,1} n_e X_{1k} B_{kl} \frac{h\nu}{4\pi} dV. \quad (3.8)$$

Der Nettozufluß in das Volumen der Sichtlinie ist mit Gleichung 3.3 gegeben durch

$$\Gamma_0^{\text{netto}} = - \int_{\text{SL}} \nabla \cdot \Phi_0 dV = \int_{\text{SL}} n_0 n_e S_{\text{ion}} dV. \quad (3.9)$$

Dies entspricht der Teilchenzahl, die pro Zeiteinheit in dem Volumen ionisiert wird. Der Gesamtfluß der Neutralen kann größer sein, wenn ein Teil der Neutralen durch das

¹Die zu messenden Abfallzeiten sind sehr lang im Vergleich zur Zeitskala, mit der die atomaren Prozesse ablaufen.

Sichtstrahlvolumen hindurchfliegt. Diese Gleichung kann nun mit Gleichung 3.8 erweitert werden zu

$$\Gamma_0^{\text{netto}} = \int_{\text{SL}} n_0 n_e S_{\text{ion}} dV \cdot \frac{4\pi \Delta S L_{kl}}{h\nu B_{kl}} \cdot \left(\int_{\text{SL}} n_{0,1} n_e X_{1k} dV \right)^{-1}. \quad (3.10)$$

Ersetzt man die Ratenkoeffizienten S_{ion} und X_{1k} durch Mittelwerte, so erhält man unter der Annahme $n_{0,1} \approx n_0$

$$\Gamma_0^{\text{netto}} \approx L_{kl} \cdot \frac{4\pi \Delta S}{h\nu} \cdot \frac{S_{\text{ion}}}{X_{1k} B_{kl}}. \quad (3.11)$$

Dies zeigt, daß es sich hierbei letztendlich um die Zuflußmessung neutralen Heliums handelt. Da sich jedoch weder die Temperatur noch die Geschwindigkeit der Neutralen bei stationären Plasmabedingungen ändern, ist der Zufluß der Heliumneutralen direkt proportional zu deren Dichte. Damit ist die gemessene Abfallzeitkonstante der Linienintensität gleich der Abfallzeitkonstanten der Heliumneutralendichte.

Als Standardverfahren für die in dieser Arbeit durchgeführten Heliumuntersuchungen hat sich die Messung der Heliumlinie bei 587.7 nm (He I: 1s3d \rightarrow 1s2p) mit dem Übersichtsspektrometer (VSS) etabliert. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der obigen Ratenkoeffizienten ist es für die zuverlässige Auswertung der Abfallzeiten und den Rückschluß auf die Heliumpumpzeitkonstante wichtig, daß die Plasmaparameter im Divertor stationär sind. Da jedoch auch Spektrallinien des konstanten Deuteriumhintergrundes wie zum Beispiel D_β auf Änderungen von Dichte und Temperatur reagieren, kann durch die Kontrolle dieser Linie im Übersichtsspektrometer die Zuverlässigkeit der Daten sichergestellt werden.

4 Physik der Randschicht und des Divertors

Neben seiner Funktion als Instrument zur Leistungs- und Teilchenabfuhr hat der Divertor eine fundamentale Bedeutung für die Kontrolle der Verunreinigungen. Zum einen ist es wichtig, durch ein kaltes und dichtes Plasma vor den Divertorplatten, wie es in einem Hoch-Recycling-Divertor auftritt, die Produktion von Verunreinigungen zu reduzieren. Dies ist möglich, da mit der Temperatur das elektrische Potential vor den materiellen Wänden und damit die Energie der auf die Wände treffenden Ionen reduziert wird, so daß das Herausschlagen von Verunreinigungen (Zerstäuben) vermindert wird. Zum anderen wird durch eine stark gerichtete Strömung des Plasmas und die vermehrte Ionisation von Neutralen in einem hochdichten Divertor das Rückhaltevermögen für Verunreinigungen erhöht und somit das Zentralplasma sauber gehalten und das Abpumpen der Verunreinigungen und insbesondere des Heliums erleichtert.

Daran ist zu erkennen, daß das Verständnis der Physik des Deuteriums im Divertor und in der mit ihm direkt in Verbindung stehenden Randschicht entscheidend ist für das Verständnis der Transporteigenschaften der Verunreinigungen und des Heliums. Deshalb wird im folgenden Kapitel ausführlich auf die Beschreibung des Deuteriumplasmas im Randbereich eines Divertortokamaks eingegangen. Seine wichtigsten Eigenschaften und Regimes werden anhand eines analytischen Zweipunktmodelles in Anlehnung an Referenz [11] erklärt. Auch wenn diese eindimensionale Beschreibung nicht die Modellierung der komplexen zweidimensionalen Struktur des Tokamakplasmas ersetzen kann, bietet sie eine Grundlage für das Verständnis und erleichtert experimentelle Untersuchungen.

4.1 Grundlagen

4.1.1 Plasma im Flüssigkeitsbild

Ausgangspunkt für die hier gewählte Beschreibung des Plasmas in der Randschicht sind die Gleichungen eines Flüssigkeitsmodelles. Eine Voraussetzung hierfür ist die Annahme, daß die freie Weglänge eines Teilchens zwischen zwei 90° -Stößen klein ist gegenüber der räumlichen Ausdehnung des Experiments – also eine hohe Kollisionsalität vorliegt. Da dies in den meisten hier betrachteten Fällen gerechtfertigt ist, kann von kollektiven Größen wie Temperatur oder Wärmeleitfähigkeit gesprochen werden und es ist möglich, Kontinuitätsgleichungen für Teilchen, Impuls und Energie aufzustellen.

Desweiteren kann auf die Betrachtung der Trajektorien einzelner Teilchen verzichtet werden. Die Ionen und Elektronen bewegen sich im Magnetfeld eines Tokamaks frei in Richtung der magnetischen Feldlinien, führen jedoch senkrecht zum Magnetfeld eine Gyrationbewegung aus. Bei den im Randbereich des Tokamakplasmas herrschenden

Temperaturen im Bereich von einigen 10 bis 100 eV und Magnetfeldern von typischerweise einigen Tesla ist der Radius der Gyration (der sogenannte LARMOR-Radius) klein im Vergleich zu der Ausdehnung der Randschicht und des Divertors. Das bedeutet, daß die Gyrationbewegung vernachlässigt werden kann.

4.1.2 Elektrostatische Schicht

Tritt das Plasma mit einer Festkörperoberfläche in Kontakt, so kommt es durch die im Vergleich zu den Ionen höhere mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen ($\bar{v}_{i,e} = \sqrt{8T_{i,e}/\pi m_{i,e}}$) im stationären Fall zu der Ausbildung eines elektrischen Potentials, dem sogenannten *Floating Potential*

$$\varphi_f \cong \frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{T_i m_e}{T_e m_i} \right). \quad (4.1)$$

Die Wand lädt sich negativ auf, die Schicht selbst hat einen Überschuß an positiver Ladung, wodurch die Elektronen gebremst und die Ionen beschleunigt werden. Im Gleichgewicht stellt sich das Potential so ein, daß die Flüsse an Ionen und Elektronen auf die Wand identisch sind. Die Dicke der Schicht (*sheath*), über die sich diese Potentialdifferenz erstreckt, beträgt einige wenige Debye-Längen $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / n e^2}$ (Größenordnung 10^{-4} m).

Vorgelagert vor diese sehr dünne Schicht stellt sich in einer Vorschicht (englisch: *pre-sheath*) ein schwächeres elektrisches Feld ein, das weit bis ins Plasma hineinreicht. Der Potentialabfall in der Vorschicht beträgt in etwa $0.5 T_e / e$ und beschleunigt die Ionen aus dem Plasma heraus in Richtung der Schicht derart, daß sie beim Eintreten in die Schicht Ionenschallgeschwindigkeit $c_S = \sqrt{(T_e + T_i) / m_i}$ aufweisen¹ (ausgedrückt als Machzahl $M \equiv v / c_S = 1$).

Diese als das BOHM-Kriterium [12] bekannte Tatsache liefert im Flüssigkeitsmodell Randbedingungen für die Teilchen- und Energieflüsse auf die Divertorplatten. Der Teilchenfluß ist zusammen mit der Teilchendichte vor der Platte n_i gegeben als $\Gamma_i = n_i c_S$. Beim Energiefluß ist die Beschleunigung in der Schicht zu berücksichtigen, wodurch die Ionen mit einer Energie auf die Divertorplatten treffen, die größer ist als die der Iontemperatur entsprechende Energie.

Eine ausführlichere Beschreibung des Plasma-Wand-Kontaktes ohne Magnetfeld (oder in Richtung der Feldlinien) findet man in [13]. Der Einfluß eines magnetischen Feldes wird in [14] diskutiert.

4.1.3 Rekombination an der Wand

Ionen, die sich einer Wand – wie zum Beispiel der Divertorplatte – annähern, durchlaufen zunächst wie oben beschrieben die elektrostatiche Schicht und treffen anschließend auf

¹Die angegebene Schallgeschwindigkeit gilt für eine isotherme Strömung. Im Falle einer adiabatischen Strömung muß T_i durch $\gamma_i T_i$ mit dem Adiabatenexponenten (hier $\gamma_i = 5/3$) ersetzt werden.

die Wand. Dort werden sie entweder direkt (innerhalb sehr kurzer Zeit) zurückgestreut, oder sie werden in der Wand implantiert und durchlaufen einen Diffusionsprozeß, der sie ebenfalls wieder an die Materialoberfläche führen kann. In beiden Fällen verlassen sie die Wand meistens als neutrale Atome oder Moleküle [15].

- Ionen, die an der Wand direkt zurückgestreut werden, haben eine hohe Energie, die von der Iontemperatur, dem Potential in der elektrostatischen Schicht und den Reflektionseigenschaften des Wandmaterials abhängt. Zu berücksichtigen ist dabei, daß die Ionen beim Durchlaufen der elektrostatischen Schicht Energie aufnehmen und damit die Energie der Neutralen größer sein kann als die Energie der Ionen im Plasma. Bei Wasserstoff handelt es sich bei den hochenergetischen Neutralen im wesentlichen um Atome.
- Teilchen, die implantiert werden und erst nach vielen Stößen innerhalb des Wandmaterials die Oberfläche erreichen, sind mit der Wand thermalisiert. Wichtig ist hierbei, daß das Material der Divertorplatte in relativ kurzer Zeit in Sättigung² geht, das bedeutet, für jedes in die Wand implantierte Ion wird ein anderes ausgelöst. Bei diesen niedrigen Energien tritt Wasserstoff überwiegend molekular auf.

Diese Unterscheidung ist von Bedeutung, da die freie Weglänge, die ein Neutrales im Plasma zurücklegt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt, direkt proportional ist zur Geschwindigkeit des Teilchens.

4.1.4 Neutrale im Plasma

Die Wechselwirkung des Plasmas mit Neutralen findet im wesentlichen entweder durch Elektronenstoßionisation oder durch Ladungsaustausch (*charge exchange, CX*) statt. Bei der Ionisation ist die mittlere freie Weglänge eines neutralen Teilchens im Plasma gegeben durch

$$\lambda = \frac{\bar{v}_0}{n_e \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle}. \quad (4.2)$$

Dabei genügt es, die Mittelung des Ratenkoeffizienten über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen durchzuführen, da die Geschwindigkeit der Neutralen viel geringer ist. Damit hängt $\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} = \langle \sigma_{\text{ion}} v_e \rangle$ nur von T_e ab. Die Geschwindigkeit \bar{v}_0 hingegen ist die mittlere Geschwindigkeit der Neutralen mit der Temperatur T_0 gegeben durch $\bar{v}_0 = 2\sqrt{2T_0/\pi m_0}$. Im Falle des Ladungsaustausches muß in Gleichung 4.2 die Elektronendichte durch die Ionendichte n_i ersetzt werden und die Mittelung des entsprechenden Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle_{\text{CX}} = \langle \sigma_{\text{CX}} v_i \rangle$ über der Ionengeschwindigkeit (genauer der Relativgeschwindigkeit zwischen Ionen und Neutralen) durchgeführt werden.

Das Verhalten der Wasserstoffisotope wird durch den Ladungsaustausch signifikant beeinflusst (für Helium spielt er praktisch keine Rolle³). Oberhalb 10 eV bis etwa 100 eV

²Dies gilt nicht unbedingt für die Wände des Vakuumgefäßes. Der Betrieb von ASDEX Upgrade beispielsweise ist stark davon abhängig, daß die Wände während der gesamten Zeitdauer einer Plasmaentladung Teilchen aufnehmen.

³Bei unsymmetrischem, nichtresonantem Ladungsaustausch, wie zum Beispiel Helium mit Wasserstoff, sind die Wirkungsquerschnitte sehr klein. Ladungsaustausch von Heliumionen mit Heliumneutralen kann aufgrund der niedrigen Heliumdichte vernachlässigt werden.

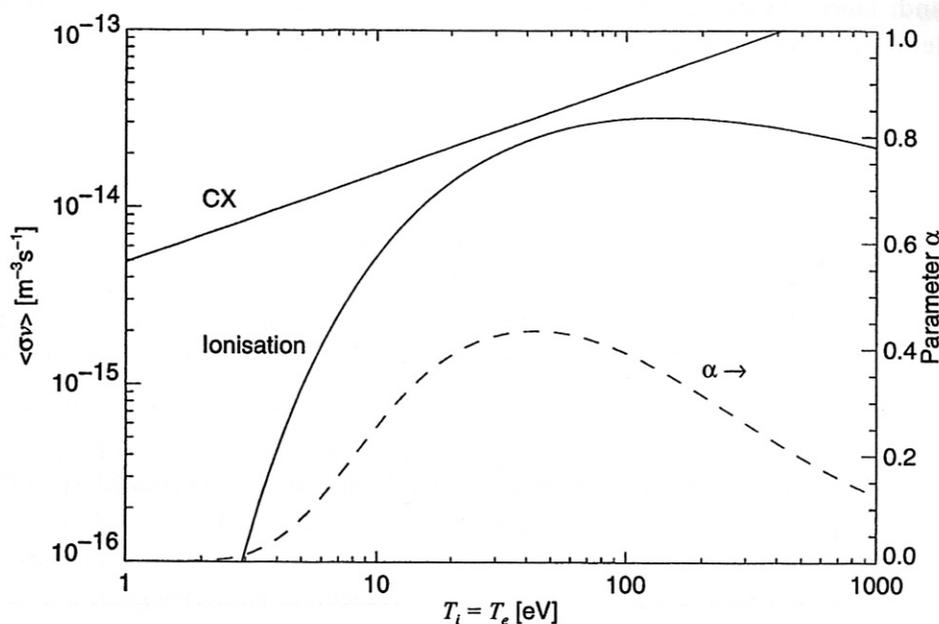


Abbildung 4.1: Vergleich der Reaktionsparameter von Ladungsaustausch ($\propto \sqrt{T}$) und Ionisation für Deuterium. Bei Temperaturen im Divertor, die unterhalb 5 eV liegen, führt das neutrale Deuterium zu sehr starkem Impulsverlust durch CX-Stöße. Der Parameter α gibt den Anteil an Ionisation im Vergleich zur gesamten Reaktionsanzahl an.

werden Neutrale bereits nach wenigen CX-Stößen ionisiert. Aus den Reaktionsparametern in Abbildung 4.1 geht jedoch hervor, daß in einem Bereich unter $T = 5$ eV sehr viele CX-Stöße bis zur Ionisation eines Neutralen stattfinden, das heißt die Bewegung wird diffusiv (*random walk*) und es geht ein großer Teil des Impulses an die Wand verloren. Dieser Zusammenhang wird durch den Parameter α , definiert als

$$\alpha \equiv \frac{\langle\sigma v\rangle_{\text{ion}}}{\langle\sigma v\rangle_{\text{ion}} + \langle\sigma v\rangle_{\text{CX}}}, \quad (4.3)$$

ausgedrückt. Er gibt den Anteil der Ionisationsstöße an der Gesamtzahl der Reaktionen an und wird dementsprechend klein im Bereich von Temperaturen unter 5 eV.

4.1.5 Rezirkulation

Ein sehr wichtiger Effekt, sowohl für Deuterium wie auch für den Verunreinigungstransport, ist die Rezirkulation (engl. *recycling*). Ein Teilchen, das wie beschrieben an einer materiellen Wand rekombiniert, kann als neutrales Atom oder Molekül wieder in das Plasma gelangen und wird dort im Mittel nach einer freien Ionisationsweglänge erneut ionisiert. Das folgende einfache Modell soll helfen, die Folgen dieses Effekts zu verdeutlichen.

Eine einfache Teilchenbilanz [16] in einer eindimensionalen Anordnung (Divertorbereich: x -Richtung senkrecht zu einer materiellen Wand, hier Divertorplatte, bei $x = a$) unter stationären Bedingungen ($\partial n/\partial t = 0$) ergibt

$$\frac{\partial(nv)}{\partial x} = S = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}. \quad (4.4)$$

Dabei ist n die Plasmadichte, n_e die Elektronendichte und n_0 die Dichte der Neutralen. Nach der Integration vom Beginn des Divertorbereiches bei $x = 0$ bis zur Wand erhält man die Flußdichte

$$\Phi_a = \Phi_0 + \int_0^a n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} dx. \quad (4.5)$$

Man erkennt, daß die Flußdichte Φ_0 , die in den Divertorbereich einströmt, durch die Ionisation bis zur Platte hin zunimmt. Man definiert einen Flußverstärkungsfaktor $f_{\text{ampl}} \equiv \Phi_a/\Phi_0 > 1$.

Mit jedem Ion, das auf die Divertorplatte trifft, wird eine bestimmte Menge an Energie übertragen. Die Leistungsflußdichte ist proportional zur Teilchenflußdichte und zur Temperatur der Ionen ($q_a \propto \Phi_a T_a \propto n_a v_a T_a \propto n_a T_a^{3/2}$). Damit folgt für die Temperatur

$$T_a \propto \frac{q_a}{\Phi_0} \frac{1}{f_{\text{ampl}}} \quad (4.6)$$

und die Dichte

$$n_a \propto \frac{q_a}{T_a^{3/2}} \propto \frac{\Phi_0^{3/2}}{q_a^{1/2}} f_{\text{ampl}}^{3/2}. \quad (4.7)$$

Dies zeigt, daß durch die verstärkte lokale Rezirkulation von Deuterium im Divertorbereich, das heißt bei hohem f_{ampl} , ein kaltes und dichtes Divertorplasma erreicht wird. Jedes Ionen-Elektron-Paar, das aus dem Zentralplasma in den Divertorbereich gelangt, hat mehr als eine Chance, seine Energie an die Divertorplatte zu übertragen, wodurch die mittlere Energie pro Teilchen und damit die Zerstäubung des Wandmaterials vermindert wird.

4.2 Eindimensionales Randschichtmodell

Die wesentlichen Bestandteile zur Theorie der Randschicht und des Divertors, wie zum Beispiel die elektrostatische Schicht und die Wechselwirkung neutraler Teilchen mit dem Plasma, wurden oben bereits erklärt.

Eine dreidimensionale Betrachtung für das gesamte Plasma ist aufgrund der hohen Komplexität dieses Systems nicht möglich, aber auch nicht erforderlich. Die Beschränkung auf zwei Dimensionen ist aufgrund der in einem Tokamak vorliegenden toroidalen Symmetrie naheliegend. Auf numerische Codes, die basierend auf zweidimensionalen Rechengittern das Plasma modellieren, wird an anderer Stelle noch ausführlicher eingegangen. Das Ziel dieses Abschnittes ist es, ein möglichst einfaches physikalisches Bild der Randschicht zu geben. Hierzu ist es notwendig, sich von zwei Dimensionen weiter einzuschränken. Da

der Transport geladener Teilchen in Richtung des magnetischen Feldes über den Transport senkrecht zum Feld dominiert, kann die Betrachtung in guter Näherung auf eine Dimension parallel zu den magnetischen Feldlinien reduziert werden (Abbildung 4.2).

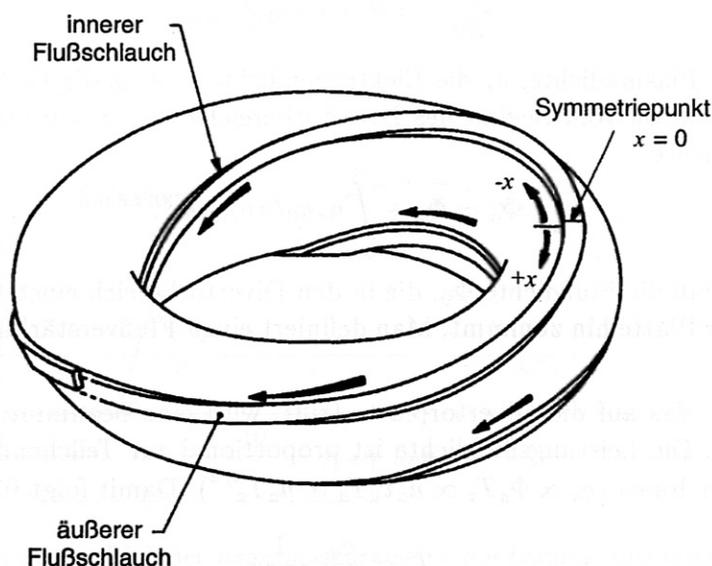


Abbildung 4.2: Veranschaulichung der räumlichen Gegebenheiten in der Randschicht eines Tokamakplasmas. Die Teilchen und auch die Energie werden vorzugsweise in Richtung des magnetischen Feldes, also in helikal umlaufenden „Flußschläuchen“ transportiert. In dem hier vorgestellten, eindimensionalen Modell beschränkt man sich auf die Betrachtung entlang dieser Flußschläuche, das heißt in x -Richtung.

Mit einem derartigen Modell ist es möglich, die Dichte und Temperatur im Bereich der Plasmarandschicht und des Divertors in Abhängigkeit von wenigen Parametern wie der Dichte des Hauptplasmas und der Leistung, die aus dem Plasma in den Randbereich gelangt, zu berechnen. Der räumliche Bereich, in dem die Berechnung durchgeführt wird ist die Randschicht, also der Bereich des Plasmas außerhalb der Separatrix (letzte geschlossene Flußfläche). Hier sind die Feldlinien im poloidalen Querschnitt nicht geschlossen, sondern enden auf den Divertorplatten. Bezeichnet man die Koordinate parallel zu den Feldlinien mit x , so kann die Randschicht in zwei Bereiche unterteilt werden (Abbildung 4.3): $0 \leq x \leq L_r$, ein Bereich (im englischen *conduction region* genannt), der im wesentlichen nur aus geladenen Teilchen besteht, in dem keine nennenswerten Quellen und Senken auftreten und in dem die Wärmeleitung der Elektronen der dominierende Prozeß ist; $L_r < x \leq L$, ein Gebiet, das hier als Divertorbereich bezeichnet wird (im englischen auch oft *recycle region*), mit einem hohen Anteil an neutralem Wasserstoff und dementsprechend starken Teilchenquellen durch Ionisation. Die Temperatur wird hier als konstant angenommen.

Der Punkt bei $x = 0$, der sogenannte Symmetriepunkt (auch häufig als *stagnation point* oder *upstream-Position* bezeichnet), kennzeichnet die Stelle, an der die Aufteilung der

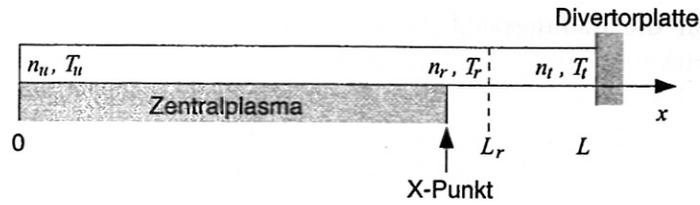


Abbildung 4.3: Eindimensionales Modell der Randschicht. Die Ausdehnung des Divertorbereichs in dem die Neutrals rezirkulieren ($L_r < x \leq L$) ist durch die freie Weglänge der Neutrals gegeben. Die Indizes u , r und t stehen für *upstream*, *recycling* und *target*.

Teilchen- und Energieflüsse in den inneren und äußeren Divertor stattfindet. Bei der Auswertung experimenteller Daten wird stattdessen praktischerweise $x = 0$ in der äußeren Mittelebene angenommen, da hierfür experimentelle Werte für einige Plasmamaparameter vorliegen. Die Länge L_r bzw. L ist die sogenannte Verbindungslänge, also die Strecke, die ein geladenes Teilchen entlang einer Feldlinie vom Symmetriepunkt bis zum Beginn des Rezirkulationsbereichs oder der Divertorplatte zurücklegt. Diese Länge ist durch die geometrischen Abmessungen und die magnetische Konfiguration definiert. Insbesondere wächst die Verbindungslänge mit steigendem Verhältnis von toroidalem Magnetfeld zu Plasmastrom.

Das hier vorgestellte Zweipunkt-Modell [11, 17], das den Symmetriepunkt mit der Divertorplatte durch Bilanzgleichungen verknüpft, hat die folgenden drei Ausgangspunkte, auf die im weiteren Verlauf im Detail eingegangen wird.

- Die Leistung wird allein durch die Wärmeleitung der Elektronen entlang den Feldlinien in den Divertor abgeführt.
- Die Ionen treffen mit Schallgeschwindigkeit auf die Divertorplatte, was die Leistung, welche durch die Schicht auf die Platte transportiert wird, begrenzt.
- Entlang einer Feldlinie ist der totale Druck konstant.

4.2.1 Wärmeleitung

Der für den Energietransport innerhalb der Randschicht entscheidende Mechanismus ist die konduktive Wärmeleitung der Elektronen parallel zum Magnetfeld [18]

$$q_{\parallel} = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dx} \quad (4.8)$$

mit der parallelen Wärmeflußdichte $q_{\parallel}(x)$, der Plasmatemperatur $T = T_e = T_i$ und dem Wärmeleitungskoeffizienten

$$\kappa_0 = \frac{(4\pi\epsilon_0)^2}{m_e^{1/2} e^4 Z \ln \Lambda} \quad (4.9)$$

Dabei steht Z für die Ladungszahl des Plasmas (hier: $Z = 1$) und $\ln \Lambda \approx 15$ ist der COULOMB-Logarithmus (siehe auch Abschnitt 5.1.2.1). Nimmt man an, daß die Leistung aus dem Zentralplasma am Symmetriepunkt $x = 0$ in die Randschicht gelangt und damit die Wärmeflußdichte $q_{\parallel}(x) \equiv q_u$ konstant ist, so erhält man nach Integration entlang x von 0 bis L_r (es besteht der einfache Zusammenhang $dT^{7/2}/dx = 7/2 T^{5/2} dT/dx$)

$$T_u^{7/2} = T_r^{7/2} + \frac{7q_u L_r}{2\kappa_0}. \quad (4.10)$$

Die Leistung in die Randschicht P_{SOL} kann durch die Differenz aus totaler zugeführter Heizleistung P_{tot} und der im Zentralplasma innerhalb der Separatrix abgestrahlten Leistung $P_{\text{rad,sep}}$ angegeben werden. Die Wärmeflußdichte q_u berechnet sich damit aus

$$q_u = \frac{1}{4\pi a\sqrt{\kappa}} \cdot \frac{q_{95} P_{\text{SOL}}}{\lambda_P} \quad (4.11)$$

mit der Elongation $\kappa \equiv b/a$, der kleinen und großen Halbachse des Plasmaquerschnittes a und b , dem Sicherheitsfaktor⁴ q_{95} und der Leistungsabfalllänge λ_P . Die Größe q_u wird hier als bekannt vorausgesetzt und kann experimentell durch eine Variation der Heizleistung beeinflusst werden. Die übrigen Größen beschreiben die Geometrie des Plasmas und der Magnetfeldkonfiguration. Eine genauere Diskussion der Leistungsabfalllänge λ_P , die den radialen Wärmetransport charakterisiert, geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus, ist aber zum Beispiel in [11] zu finden.

4.2.2 Schichtbedingung

Jedes Wasserstoffion trägt eine bestimmte Energiemenge, entsprechend seiner kinetischen und potentiellen Energie, auf die Divertorplatte. Das bedeutet, daß ein Zusammenhang zwischen dem Teilchenfluß Γ_t und dem Energiefluß q_t der Form

$$q_t = \Gamma_t(\tilde{\delta}T_t + \varepsilon_{\text{pot}}) \quad (4.12)$$

besteht. Der kinetische Anteil kann auch als $\Gamma_t \tilde{\delta}T_t = n_t c_S \tilde{\delta}T_t$ mit dem effektiven Wärmetransmissionskoeffizienten $\tilde{\delta} \approx 7$ [19] geschrieben werden. Der Koeffizient $\tilde{\delta}$ ist durch die Abbremsung (Energieverlust) der Elektronen in der elektrostatischen Schicht sowie durch die Energie für Sekundärelektronenemission gegeben. Der potentielle Anteil an der Energie, die pro Atom auf die Divertorplatte trifft, entspricht der Rekombinationsenergie (zum Atom 13.6 eV und zum Molekül 2.2 eV pro Ion) und beträgt damit $\varepsilon_{\text{pot}} \approx 16$ eV. Weiterhin wird wie oben erläutert angenommen, daß die Ionen in dem elektrischen Potential der Vorschicht auf Ionenschallgeschwindigkeit beschleunigt werden (BOHM-Kriterium).

Bei einem kalten und dichten Divertorplasma kommt es vermehrt zu Strahlungsverlusten im Divertorbereich, so daß die Wärmeflußdichte, die auf die Divertorplatte trifft, um den abgestrahlten Anteil reduziert werden muß: $q_t = (1 - f_{\text{rad}})q_u$. Hierbei beinhaltet f_{rad} sowohl den von Wasserstoff als auch den durch Verunreinigungen abgestrahlten Anteil.

⁴Diese dimensionslose Größe beschreibt die Steigung der Magnetfeldlinien, und hängt von dem Verhältnis der poloidalen zur toroidalen Magnetfeldkomponente ab. Hier steht q_{95} für die Steigung an dem Punkt, an dem der poloidale magnetische Fluß 95% des Wertes an der Separatrix aufweist. Dies ist nicht zu verwechseln mit der Leistungsflußdichte q .

4.2.3 Druckbilanz

Der totale Druck im Plasma setzt sich zusammen aus dem statischen Druck nT und dem dynamischen Druck $nmv^2/2$. Da das Plasma an der Divertorplatte Ionenschallgeschwindigkeit erreicht, beträgt dort der Staudruck $n_t T_t$, so daß der totale Druck $2n_t T_t$ ist.

Durch Ladungsaustausch und elastische Stöße kommt es insbesondere bei niedrigeren Temperaturen zu einem Impulsübertrag von den geladenen Teilchen auf Neutrale. Dieser Impulsverlust im Bereich des Divertors soll hier zunächst in Form eines Impulsverlustfaktors f_{mom} (Werte von 0: kein Impulsverlust, bis 1: totaler Impulsverlust) eingeführt werden. Damit kann die Druckbilanz in der Randschicht geschrieben werden als

$$2n_t T_t = (1 - f_{\text{mom}})n_u T_u. \quad (4.13)$$

4.2.4 Einteilung in Regimes

Unter den Annahmen, daß die Temperatur im Rezirkulationsbereich konstant ist ($T_r = T_t$) und daß die Ausdehnung des Rezirkulationsbereichs klein ist gegenüber der Verbindungslänge ($L_r \approx L$), bilden die Gleichungen 4.10, 4.12 und 4.13 ein Gleichungssystem mit den drei Unbekannten T_u , T_t und n_t . Die Dichte im oberen Bereich der Randschicht n_u ist sehr eng an die Dichte des Zentralplasmas gekoppelt und kann dadurch gewissermaßen von außen vorgegeben werden. Ebenso ist der Leistungsfluß q_u im wesentlichen durch die Heizleistung definiert, solange nicht durch das Einbringen von Verunreinigungen der Anteil der Strahlungsverluste im Zentralplasma deutlich erhöht wird. Zusammenfassend ist hier noch einmal das Gleichungssystem gezeigt.

$$T_u^{7/2} = T_t^{7/2} + \frac{7q_u L}{2\kappa_0} \quad (4.14)$$

$$(1 - f_{\text{rad}})q_u = n_t \left(\frac{2T_t}{m}\right)^{1/2} (\delta T_t + \varepsilon_{\text{pot}}) \quad (4.15)$$

$$2n_t T_t = (1 - f_{\text{mom}})n_u T_u \quad (4.16)$$

Unter weiteren vereinfachenden Annahmen kann dieses Gleichungssystem gelöst werden. Zunächst soll davon ausgegangen werden, daß die Temperatur im Divertor hoch genug ist, so daß die Reibung keine Rolle spielt und damit kein Impulsverlust auftritt ($f_{\text{mom}} \ll 1$), und daß die Strahlungsverluste klein sind ($f_{\text{rad}} \ll 1$). Dieser Zustand wird auch als „Attachment“ bezeichnet, da der gesamte Wärme- und Teilchenfluß die Divertorplatte erreicht. Der Fall niedriger Divertortemperatur mit hohem Impuls- und Strahlungsverlust wird dementsprechend als „Detachment“ bezeichnet und wird später im Detail erläutert. Außerdem wird angenommen, daß die Leistung durch kinetische Energie, die auf die Divertorplatte trifft, groß ist im Vergleich zum potentiellen Anteil ($\varepsilon_{\text{pot}} \ll \delta T_t$).

Es können nun zwei Fälle betrachtet werden, je nachdem, ob in Gleichung 4.14 der erste oder der zweite Summand überwiegt. Der Term $7q_u L/2\kappa_0$ kann vernachlässigt werden,

wenn gilt

$$\frac{7q_u L}{2\kappa_0 T_t^{7/2}} \ll 1. \quad (4.17)$$

Unter Einbeziehung der beiden anderen Gleichungen kann dies umgeschrieben werden zu

$$2 \left(\frac{7}{2}\right)^{6/7} \frac{\tilde{\delta}^2 n_t^2 L^{6/7}}{m q_u^{8/7} \kappa_0^{6/7}} \ll 1. \quad (4.18)$$

4.2.4.1 Niedrig-Recycling-Regime

Die Bedingung 4.18 ist bei niedriger Randschichtdichte n_u oder hohem Wärmefluß q_u erfüllt. In diesem Fall stellt sich kein nennenswerter Temperaturunterschied zwischen dem Symmetriepunkt und dem Divertor ein ($T_t \approx T_u$), wonach aus der Druckbilanz (Gleichung 4.16) direkt der lineare Zusammenhang zwischen Randschicht- und Divertordichte

$$n_t \approx n_u/2 \quad (4.19)$$

folgt (daher auch die Bezeichnung als lineares Regime). Der Wärmetransport ist durch die elektrostatische Schicht vor der Prallplatte auf $q_u \approx q_t \approx \Gamma_t \tilde{\delta} T_t$ begrenzt, weshalb dieses Regime auch als schicht-limitiert (engl. *sheath limited*) bezeichnet wird. Die Temperaturen

$$T_t \approx T_u \approx (2m)^{1/3} \left(\frac{q_u}{\tilde{\delta} n_u}\right)^{2/3} \quad (4.20)$$

sind typischerweise deutlich größer als 10 eV, wodurch der Impulsverlust durch Ladungsaustausch vernachlässigt werden kann. Die freie Weglänge der an den Divertorplatten rekombinierten Teilchen ist größer als die Divertordimension, so daß es zu keiner nennenswerten Rezirkulation kommt.

4.2.4.2 Hoch-Recycling-Regime

Bei mittleren Dichten und mittlerer Heizleistung, wenn die Temperatur im Divertor hoch genug ist, um starken Impulsverlust (Detachment) zu vermeiden, kann Gleichung 4.14 angenähert werden durch

$$T_u \approx \left(\frac{7q_u L}{2\kappa_0}\right)^{2/7}. \quad (4.21)$$

Damit kann das Gleichungssystem nach n_t und T_t aufgelöst werden zu

$$n_t = \frac{1}{4} \left(\frac{7}{2}\right)^{6/7} \frac{\tilde{\delta}^2 n_u^3 L^{6/7}}{m q_u^{8/7} \kappa_0^{6/7}} \quad (4.22)$$

und

$$T_t = 2 \left(\frac{2}{7}\right)^{4/7} \frac{m q_u^{10/7} \kappa_0^{4/7}}{\tilde{\delta}^2 n_u^2 L^{4/7}}. \quad (4.23)$$

Aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Plasmas stellt sich also ein signifikanter Temperaturgradient in der Randschicht ein (daher auch die Bezeichnung wärmeleitungs-begrenztes Regime, *conduction limited regime*). Zusammen mit der Konstanz des Drucks folgt daraus in diesem Regime ein deutliches Anwachsen der Dichte im Divertor. Dadurch wird die freie Ionisationsweglänge der Neutralen kleiner und es kommt verstärkt zur Rezirkulation. Dies hat zur Folge, daß der intrinsische Teilchenfluß auf die Prallplatte wesentlich größer ist als der Nettofluß durch die Randschicht und zur Pumpe (Flußverstärkung).

In Tabelle 4.1 sind die Hauptabhängigkeiten noch einmal zusammengefaßt.

Regime	Divertordichte	Divertortemperatur
Low-Recycling	$n_t \propto n_u$	$T_t \propto \frac{q_u^{2/3}}{n_u^{2/3}}$
High-Recycling	$n_t \propto \frac{n_u^3}{q_u^{8/7}}$	$T_t \propto \frac{q_u^{10/7}}{n_u^2}$

Tabelle 4.1: Abhängigkeit der Dichte und Temperatur im Divertor von der Plasmadichte und der Leistung.

4.2.4.3 Detachment

Der vorangegangene Abschnitt zeigt, daß ein weiteres Erhöhen der Randschichtdichte die Temperatur im Divertor stark absinken läßt. Dies ermöglicht es, auch in diesem Regime die Randschichttemperatur T_u durch Gleichung 4.21 zu berechnen. Gleichungen 4.15 und 4.16 ergeben

$$1 = \left(\frac{7}{2}\right)^{2/7} \frac{1 - f_{\text{mom}}}{1 - f_{\text{rad}}} \cdot \frac{n_u L^{2/7}}{q_u^{5/7} \kappa_0^{2/7}} \cdot \frac{\tilde{\delta} T_t + \varepsilon_{\text{pot}}}{\sqrt{2mT_t}}. \quad (4.24)$$

Auch wenn sich dies nicht direkt nach T_t auflösen läßt, wird dadurch verdeutlicht, daß die Divertortemperatur sowohl durch den Impulsverlust f_{mom} als auch durch die Strahlungsverluste f_{rad} bestimmt wird. Zusätzlich gewinnt auch der Anteil der potentiellen Energie ε_{pot} an Bedeutung.

Bisher wurde davon ausgegangen, daß der totale Druck entlang der Feldlinien bis auf die Divertorplatten konstant ist ($f_{\text{mom}} \ll 1$). Dies ist jedoch bei Temperaturen unter etwa 5 eV nicht mehr der Fall, da durch die in diesem Bereich vermehrt auftretenden Ladungsaustauschstöße Impuls auf die Wände übertragen wird. Dies wird durch ein Absinken des Parameters α ausgedrückt (siehe Abbildung 4.1). Aus einem eindimensionalen, analytischen Modell nach Self und Ewald [20] kann der Impulsverlustfaktor zu

$$f_{\text{mom}} = 1 - 2 \left(\frac{\alpha}{\alpha + 1}\right)^{(\alpha+1)/2} \quad (4.25)$$

berechnet werden (siehe Anhang C). Der Faktor ist über die Wirkungsquerschnitte sehr stark von der Temperatur im Divertor und kaum von der Dichte abhängig.

Die Strahlungsverluste verursacht durch Wasserstoff steigen zwar mit sinkender Temperatur an, sind aber wesentlich geringer als die Verluste durch die Strahlung der intrinsisch im Plasma vorhandenen Verunreinigungen, wie zum Beispiel Kohlenstoff. Die Strahlungsverluste hängen sehr stark von den Plasmaparametern ab. Deshalb ist eine analytische Beschreibung hier nicht möglich. Sie würde die komplette Berücksichtigung der Anregungsmechanismen in Form eines Stoß-Strahlungsmodells erfordern.

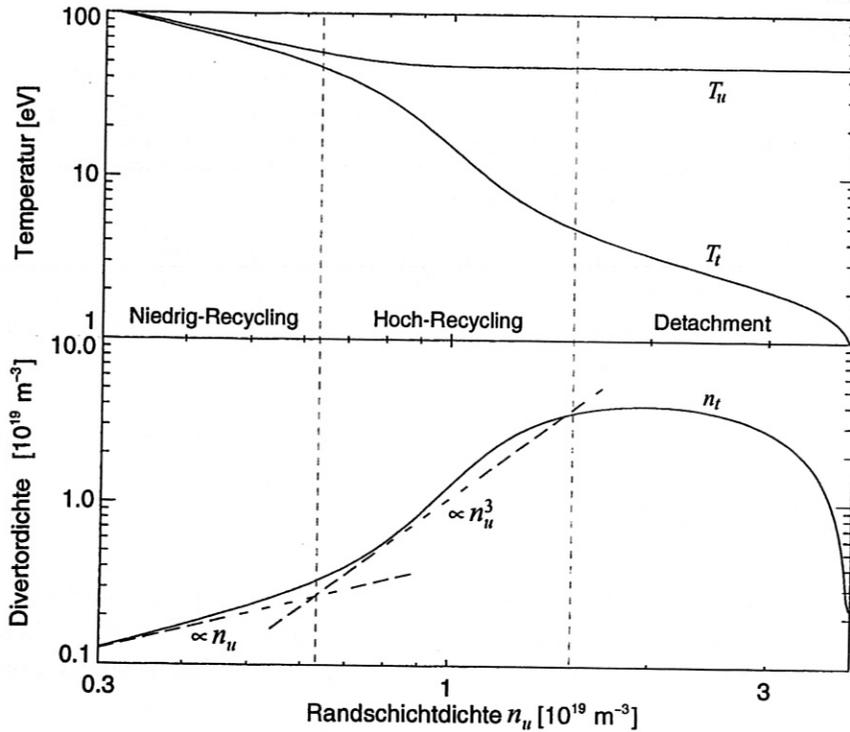


Abbildung 4.4: Numerische Lösung des Zweipunkt-Modelles für die Randschicht- und die Divertortemperatur sowie die Divertordichte über den gesamten Dichtebereich (die vorgegebenen Parameter sind im Text aufgeführt). Die Grenzen der drei im Text beschriebenen Regimes, die fließend ineinander übergehen, sind angedeutet.

Die im Fall des Detachments erforderliche Lösung des kompletten Gleichungssystems ist nur numerisch möglich (Abbildung 4.4). Nach Gleichung 4.11 ergibt sich mit $P_{\text{SOL}} = 0.6 \text{ MW}$, $q_{95} = 4.2$, $a = 0.5 \text{ m}$, $\kappa = 1.6$ und $\lambda_P = 1.5 \text{ cm}$ ein paralleler Wärmefluß von $q_u = 21 \text{ MW m}^{-2}$. Desweiteren beträgt die Verbindungslänge $L = \pi q_{95} R_0 = 22 \text{ m}$ mit einem großen Plasmaradius von $R_0 = 1.65 \text{ m}$. Der Anteil der abgestrahlten Leistung f_{rad} wurde durch einen Fit an experimentelle Werte, gemessen mit dem Bolometersystem an ASDEX Upgrade, berücksichtigt.

Ein weiterer Prozeß, der bei sehr niedrigen Temperaturen an Bedeutung gewinnt, ist die sogenannte Volumenrekombination. Die Rekombination der Ionen mit Elektronen geschieht entweder durch Strahlungsrekombination oder durch Dreierstoßrekombination. Der Reaktionsparameter dieses zweiten Effekts steigt unterhalb etwa 1.5 eV stark an, wodurch die Dreierstoßrekombination in diesem Temperaturbereich dominierend wird.

Für das Divertorplasma bedeutet dies, daß es im kalten Bereich vor den Divertorplatten beinahe vollständig rekombiniert und der Ionenfluß auf die Platten sowie die Elektrodendichte drastisch absinken. Mit der dadurch erhöhten freien Weglänge wird es den Neutralen vermehrt möglich, seitlich aus dem Divertorplasma zu entweichen. Sie diffundieren durch Wand- und CX-Stöße in Richtung Plasma und werden in heißeren Bereichen erneut ionisiert. Experimentell kann dieses sogenannte vollständige Detachment beispielsweise anhand des zum Ionenfluß proportionalen Ionensättigungsstromes, gemessen mit LANGMUIR-Sonden, beobachtet werden.

5 Theoretische Beschreibung des Heliumtransports

Bevor das Helium, das im Zentrum eines Fusionsplasmas erzeugt wird, den Fusionsreaktor verläßt, gelangt es durch drei Regionen mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften: das Hauptplasma, die Randschicht mit dem Divertor und zuletzt das Neutralgas. Im Hauptplasma, innerhalb der Separatrix, werden die zweifach geladenen Heliumionen durch Diffusion senkrecht zu den magnetischen Flußflächen nach außen transportiert. Die Randschicht und der Divertor hingegen sind im wesentlichen durch den Transport parallel zum Magnetfeld gekennzeichnet. Hier tritt einfach und vollständig ionisiertes Helium auf, genauso wie neutrales Helium, das nach der Rekombination an den Targetplatten oder den Gefäßwänden rezirkulieren kann. Ein gewisser Anteil an Heliumatomen kann den Bereich des Divertorplasmas verlassen und wird im dritten Bereich, dem Neutralgas, durch die Pumpen aus dem Tokamak entfernt. In Bezug auf den Teilchentransport bilden die Randschicht, der Divertor und das mit dem Plasma wechselwirkende Neutralgas eine untrennbare Einheit.

Es gibt verschiedene Ansätze, die Abfuhr des Heliums analytisch zu beschreiben. Eine detaillierte Betrachtung der Kräfte, die auf Verunreinigungen in der Randschicht wirken, bietet die Möglichkeit, die grundlegenden Eigenschaften des Transports zu verstehen. Um jedoch anhand experimenteller Daten und Modellierungen Aussagen über die Transporteigenschaften zu machen, ist es notwendig, zu wenigen abgeleiteten Größen, wie zum Beispiel charakteristische Zeitkonstanten oder Wahrscheinlichkeiten, überzugehen.

Die Notation der nun folgenden Beschreibungen ist allgemeingültig gehalten, da die Formeln in weiten Bereichen auch auf andere stark rezirkulierende Verunreinigungen übertragbar sind. Auf Effekte wie zum Beispiel die Adsorption an den Gefäßwänden wird jedoch nicht eingegangen, da sie bei Helium und anderen Edelgasen vernachlässigbar sind. Die physikalischen Größen, welche die Verunreinigungen betreffen, erhalten den Index i (englisch *impurity*). Nur in Einzelfällen wird dieser Index i explizit für Helium durch „He“ ersetzt.

5.1 Transport in den Teilstrecken

Entsprechend der oben eingeführten Aufteilung soll im folgenden Abschnitt eine Beschreibung der Teilbereiche gegeben werden. Dabei wird die Randschicht und der Divertor als zentraler Teil ausführlich mit den dort stattfindenden physikalischen Prozessen erläutert. Für das Hauptplasma und das Neutralgas werden nur die grundlegenden Transporteigenschaften erklärt.

5.1.1 Zentralplasma

Das Zentralplasma ist durch sehr hohe Temperaturen im Bereich von einigen 100 eV am Rand bis in die Größenordnung von 10 keV im Zentrum gekennzeichnet. Deshalb liegen leichte Verunreinigungen wie Helium vollionisiert vor, Ionisations- oder Rekombinationsprozesse spielen keine Rolle.

Im Folgenden soll der Fluß berechnet werden, der den Transport einer Teilchensorte i (Verunreinigung einer bestimmten Ladungsstufe, hier He^{2+}) im Zentralplasma beschreibt. Es gilt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \Phi_i(\mathbf{r}, t) = Q_i(\mathbf{r}, t) \quad (5.1)$$

mit der Teilchendichte n_i , der Flußdichte Φ_i und der Teilchenquelle Q_i am Ort \mathbf{r} .

Die Quelle Q_i der Alphateilchen liegt in einem Plasma mit nennenswerter Fusionsleistung im Plasmazentrum. Bei Fusionsexperimenten wie ASDEX Upgrade wird das Helium für Transportuntersuchungen durch kurze, externe Gaspulse zugeführt. Nach dem Ausschalten dieses Pulses ($Q_i = 0$) verteilt sich das Helium innerhalb kurzer Zeit im Plasma und es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Betrachtet man in diesem Fall nur den radialen Anteil der Flußdichte $\Phi_i = \Phi_i \cdot \mathbf{e}_r$, so kann die Kontinuitätsgleichung für die auf Flußflächen gemittelte Dichte $n_i(r, t)$ geschrieben werden als

$$\frac{\partial n_i(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi_i) = 0. \quad (5.2)$$

Unter den beschriebenen Annahmen ist es möglich, diese Gleichung zu integrieren und so aus Heliumdichteprofilen, die mit der CXR-Spektroskopie (Abschnitt 3.1) gemessen werden, direkt die radiale Teilchenflußdichte nach

$$\Phi_i(r, t) = \frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial n_i(r', t)}{\partial t} dr' \quad (5.3)$$

zu berechnen.

Der übliche empirische Ansatz für Transportprozesse senkrecht zu den geschlossenen Flußflächen (radial) ist die Diffusion, durch einen Diffusionskoeffizienten D_{\perp} beschrieben, kombiniert mit einer konvektiven Driftbewegung mit einer Geschwindigkeit v_D , die üblicherweise einwärtsgerichtet und damit negativ ist. In Zylinderkoordinaten kann damit die Flußdichte ausgedrückt werden durch

$$\Phi_i = -D_{\perp, i} \frac{\partial n_i}{\partial r} + v_{D, i} n_i. \quad (5.4)$$

Der Diffusionskoeffizient wird prinzipiell durch eine Zufallsbewegung (engl. *random walk*) beschrieben, da die geladenen Teilchen auf ihren Bahnen im Magnetfeld miteinander zusammenstoßen und es so zu einem Versatz der Bahnen kommt. Bei der neoklassischen Transporttheorie betrachtet man die Gyrationbewegung der Teilchen und sogenannte

Bananenbahnen, die durch die toroidale Krümmung der Feldlinien und die Inhomogenität des Magnetfeldes verursacht werden. In Realität genügt jedoch diese Theorie noch nicht, um die experimentellen Ergebnisse wiederzugeben. Tatsächlich sind die Diffusionskoeffizienten wesentlich größer als derartige Berechnungen erwarten lassen, weil Effekte wie magnetohydrodynamische Instabilitäten und Plasmaturbulenz den Einschluß der Teilchen drastisch verschlechtern. Man spricht dabei von anomalem Transport, der jedoch in theoretischen Rechnungen nur sehr schwer greifbar ist [21, 22].

Da aus den CXRS-Messungen sowohl die Dichteprofile $n_i(r, t)$ wie auch die Flußdichte $\Phi_i(r, t)$ bekannt sind, können die Transportkoeffizienten $D_{\perp, i}$ und $v_{D, i}$ direkt aus den experimentellen Daten bestimmt werden. Für den Fall einer typischen Entladung mit einem kurzen Heliumgaspuls ist in Abbildung 5.1 für die radiale Position $\rho_{\text{pol}} = 0.51$ die Auftragung der normierten Flußdichte Φ_i/n_i über dem normierten Dichtegradienten $(\partial n_i/\partial r)/n_i$ gezeigt. Die eingezeichneten Meßpunkte sind durch verschiedene Zeitpunkte während des exponentiellen Abfalls der Heliumdichte nach dem Gaspuls gegeben. In dieser Auftragung entspricht die Steigung der Geraden nach Gleichung 5.4 dem Diffusionskoeffizienten und der Offset der konvektiven Geschwindigkeit. In Abbildung 5.2 sind für dieselbe Entladung die radialen Verläufe der Transportkoeffizienten, gemittelt über den Zeitbereich des exponentiellen Abfalls der Heliumdichte, aufgetragen.

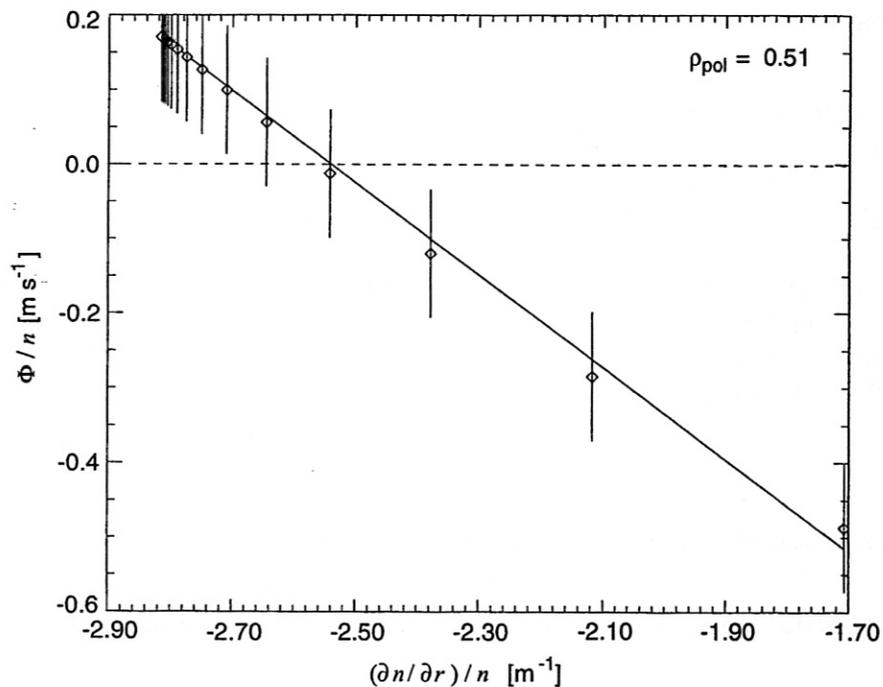


Abbildung 5.1: Bestimmung der lokalen Transportkoeffizienten aus der Auftragung der normierten Flußdichte über dem normierten Dichtegradienten [10]. Dies ist jedoch nur möglich, wenn die Verunreinigung ausschließlich in einer Ladungsstufe auftritt und keine Quellen existieren, was für Helium-Gaspulsexperimente im Zentralplasma gut erfüllt ist.

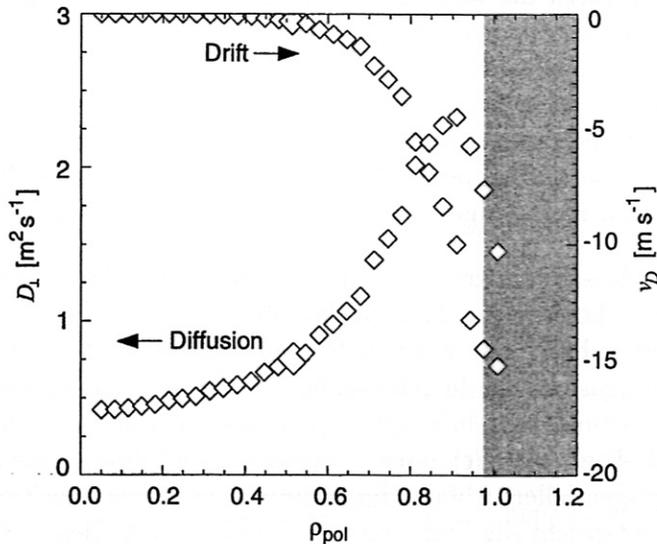


Abbildung 5.2: Diffusionskoeffizient D_{\perp} und konvektive Einwärtsdriftgeschwindigkeit v_D von Helium [10]. In dem grau unterlegten Bereich ist die vorausgesetzte Quellenfreiheit nicht mehr gegeben. Die in Abbildung 5.1 dargestellten Daten sind hervorgehoben.

Eine andere Methode zur Bestimmung der Transportkoeffizienten ist die Benutzung numerischer Codes, wie zum Beispiel MIST (*Multiple Impurity Species Transport*) [23] oder STRAHL [24, 25, 26], wobei die Transportkoeffizienten solange variiert werden, bis die mit CXRS gemessenen Zeitverläufe der Dichteprofile wiedergegeben werden.

Derartige Transportuntersuchungen zeigen, daß sich der Heliumtransport im Zentralplasma zwar mit zunehmendem Energieeinschluß verschlechtert, daß das Helium aber immer noch schnell genug aus dem Zentralplasma in die Randschicht gelangt [27]. Die limitierende Größe ist dementsprechend der Transport in der Randschicht und das Pumpen im Divertor.

5.1.2 Randschicht und Divertor

5.1.2.1 Eindimensionales Modell des Verunreinigungstransports

Genauso wie im vorangegangenen Kapitel die Physik der Randschicht erklärt wurde, kann auch der Heliumtransport parallel zu den magnetischen Feldlinien in Form eines eindimensionalen Modells betrachtet werden. In diesem Fall geht es jedoch nicht um eine selbstkonsistente Lösung von Gleichungen, die den Wärme- und Teilchentransport beschreiben, sondern um Anwendung der Bewegungsgleichung für Verunreinigungen in dem Deuteriumplasma, dessen stark inhomogene Parameter wie Dichte und Temperatur vorgegeben sind. Für die Berechnung vernachlässigt man die Wechselwirkung der

Verunreinigungsteilchen untereinander genauso wie ihren Einfluß auf den Plasmahintergrund (Testteilchennäherung). Damit setzt man eine niedrige Verunreinigungsdichte voraus ($n_{i,Z}Z^2 \ll n_e$).

Ein sehr umfangreiches eindimensionales Modell, das die verschiedenen Ladungsstufen der Verunreinigungen und externe Quellen berücksichtigt, ermöglicht es, die wichtigsten physikalischen Prozesse zu extrahieren und zu untersuchen [28]. Den Kern des Modells bilden die Bewegungsgleichungen [29], die für Verunreinigungen i mit der Ladungszahl Z die folgende Form haben:

$$n_{i,Z}m_i \left(\frac{\partial v_{i,Z}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} v_{i,Z}^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} (n_{i,Z}T_{i,Z}) - n_{i,Z}ZeE - n_{i,Z}m_i \frac{v_D - v_{i,Z}}{\tau_{i,Z}} - \alpha_{i,Z}n_{i,Z} \frac{\partial T_e}{\partial x} - \beta_{i,Z}n_{i,Z} \frac{\partial T_D}{\partial x} = \dots \quad (5.5)$$

Auf der rechten Seite der Gleichung stehen die Beiträge des Impulsübertrags zwischen den einzelnen Ladungsstufen, auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen werden soll. Man benötigt als Eingangsparameter für dieses Modell die von außen vorgeschriebenen Parameter $n_e(x)$, $T_e(x)$, $T_D(x)$ und $v_D(x)$, die man zum Beispiel aus eindimensionalen Modellen, unter ähnlichen Voraussetzungen wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, erhält. Es können aber auch die Ergebnisse zweidimensionaler Modellierungen hierfür verwendet werden. Die wesentlichen Beiträge zu dieser Kraftbilanz werden nun im Detail diskutiert:

Aufgrund des Gradienten des Verunreinigungspartialdruckes $n_{i,Z}T_{i,Z}$ entsteht eine Kraft proportional zum **Druckgradienten**. Der Einfachheit halber ersetzt man die Verunreinigungsentemperatur durch die Temperatur des Deuteriumhintergrundes ($T_{i,Z} = T_D$). Auch wenn diese Annahme weniger gut erfüllt ist, ist dies keine große Einschränkung, weil der Beitrag des Druckgradienten relativ klein ist.

Wie in Kapitel 4 beschrieben, läßt die ambipolare Diffusion im Deuteriumplasma ein **elektrisches Feld** entstehen, das die Ladungstrennung verhindert. Dieses elektrische Feld erstreckt sich über die Vorschicht und damit über weite Bereiche der Randschicht und ist näherungsweise gegeben durch

$$n_e e E \approx - \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial x} - 0.71 n_e \frac{\partial T_e}{\partial x}. \quad (5.6)$$

Dieser Ausdruck entspricht der Bewegungsgleichung der Elektronen bei verschwindendem Nettostromfluß, analog zu Gleichung 5.5. Das elektrische Feld trägt jedoch nur nahe der Targetplatte nennenswert zur Kraftbilanz bei und wirkt auf alle Ionen abhängig von ihrer Ladungszahl Z .

Die **Reibungskraft** ist die eine von zwei stoßbedingten Kräften und hängt von der Geschwindigkeitsdifferenz der Verunreinigungen zum Plasmahintergrund $v_D - v_{i,Z}$ und dem mittleren zeitlichen Abstand zwischen zwei Stößen $\tau_{i,Z}$ ab. Der Wirkungsquerschnitt für einen Stoß zwischen zwei unterschiedlichen Teilchen mit Masse m_1 und m_2 und Ladung $Z_1 e$ und $Z_2 e$ bei einer Relativgeschwindigkeit v ist durch

$$\sigma \approx \frac{\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_1 m_2 v^4} \quad (5.7)$$

gegeben [30]. Mit dem dimensionslosen Faktor $\ln \Lambda \approx 15$, dem sogenannten COULOMB-Logarithmus, berücksichtigt man die Tatsache, daß Kleinwinkelstöße sehr viel häufiger sind als Ablenkungen um einen großen Winkel. Damit beschreibt die Stoßzeit $\tau = 1/n\sigma v$ die Zeit bis zu einer Ablenkung um 90° , was gleichbedeutend ist mit dem vollständigen Impulsübertrag. In einem Plasma kann damit nach der Mittelung über die MAXWELLSCHESCHE Geschwindigkeitsverteilung die mittlere Zeit zwischen den Stößen $\tau = 1/n\langle\sigma v\rangle$ berechnet werden. Diese Stoßzeit kann geschrieben werden als [28, 30]:

$$\tau_{i,Z} = \frac{3T_D^{3/2} m_i^2}{4(2\pi m_D)^{1/2} e^4 Z^2 n_D (m_D + m_i) \ln \Lambda}. \quad (5.8)$$

Die beiden Terme mit den Temperaturgradienten in Gleichung 5.5 stellen die zweite stoßbedingte Kraft – die **Thermokraft** ausgehend von den Elektronen beziehungsweise Ionen – dar. Die Koeffizienten sind in Referenz [28] gegeben als

$$\alpha_{i,Z} = 0.71 Z^2 \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} \beta_{i,Z} &= -3 \frac{1 - \mu - 5\sqrt{2} Z^2 (1.1\mu^{5/2} - 0.35\mu^{3/2})}{2.6 - 2\mu + 5.4\mu^2} \quad (5.10) \\ &\approx -0.27 + 1.2 Z^2 \quad \text{für He in D} \end{aligned}$$

mit der reduzierten Masse $\mu = m_i/(m_i + m_D)$.

Die Ursache dieser Thermokraft kann leicht verständlich gemacht werden, wenn man sich ein ruhendes Ion in einem Bereich mit starkem Temperaturgradienten vorstellt. Da die Reibungskraft mit $F_f \propto v/\tau \propto 1/T$ eine Funktion der Temperatur ist, üben die Teilchen aus den kalten Bereichen eine größere Kraft auf dieses Ion aus, als die Teilchen aus den heißen Bereichen. Das heißt Die Kraft ist derart gerichtet, daß sie die Verunreinigungen in Richtung des Gradienten der Hintergrundtemperatur (Deuterium oder Elektronen), also in heiße Bereiche treibt.

Letztendlich ergibt sich aus der Gleichung 5.5 eine komplexe Kraftbilanz, die numerisch ausgewertet werden kann. Das grundlegende Verhalten einer Verunreinigung kann man sich anschaulich machen, indem man alle Terme außer die der Reibungskraft und der Thermokräfte vernachlässigt. Damit die Reibungskraft, die typischerweise in Richtung der Targetplatten gerichtet ist, überwiegt, ergibt sich die Bedingung

$$\frac{m_i v_D}{\tau_{i,Z} (\alpha_{i,Z} + \beta_{i,Z}) \partial T / \partial x} > 1 \quad (5.11)$$

Hierbei wurde eine Gleichheit der Temperaturen $T_i = T_e$ angenommen. Man kann sich nun leicht klar machen, daß im Divertorbereich bei Annäherung an die Targets, wo es zu starker Flußverstärkung durch die Rezirkulation kommt, die Strömungsgeschwindigkeit des Deuteriumplasmas ausreichend ist, um die Verunreinigungen in Richtung der Platten zu treiben. Die stärksten Temperaturgradienten jedoch treten in dem Übergangsbereich zwischen Randschicht und Divertor auf. Das heißt dort können auch am ehesten die Thermokräfte überwiegen. Es hängt dementsprechend sehr stark davon ab, wo die Verunreinigungsneutralen nach der Rekombination an der Divertorplatte wieder ionisiert

werden. Ist die freie Weglänge der Neutralen im Plasma klein, so entstehen die rezirkulierenden Ionen im Bereich starker Reibungskraft und bleiben innerhalb des Divertors. Andernfalls können sie durch die Thermokräfte in Richtung des Temperaturgradienten in die Randschicht und das Hauptplasma zurückgelangen.

5.1.2.2 Grenzen des eindimensionalen Modells

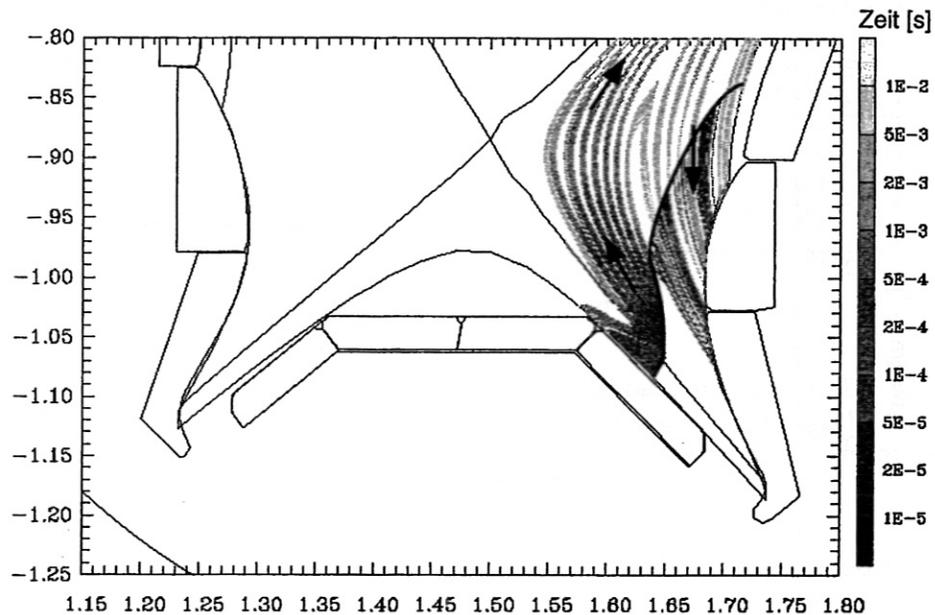


Abbildung 5.3: Zweidimensionalen Flußverteilung, die sich durch die Kombination der parallelen Kräfte mit dem radialen Transport im Divertorbereich einstellt. Dargestellt sind die Trajektorien von Heliumionen im äußeren Divertor, berechnet mit B2-EIRENE (Randschichtdichte: $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, Leistung über die Separatrix: 5 MW). Für die Berechnung wurden die Teilchen entlang der eingezeichneten Kontur gestartet.

Wie die Beschreibung des Deuteriums in der Randschicht in einem eindimensionalen Modell hat auch dieses eindimensionale Modell seine Grenzen. Betrachtet man nur die drei wichtigsten Terme der elektrostatischen Kraft, der Reibungs- und der Thermokraft und beachtet, daß auch ein Transport in radialer Richtung stattfindet, dann kann man sich die Bewegung der Verunreinigungen im Divertorbereich als eine Art Rotation ähnlich zu Konvektionszellen vorstellen. Die Reibungskraft treibt die Ionen überwiegend in Richtung der Targetplatten. Die Thermokraft hingegen weist vom Divertor weg, da die Temperatur in Richtung der Targetplatten immer absinkt. Da die Temperaturgradienten nahe der Separatrix am größten sind, wird sich dort am ehesten eine Situation einstellen, in der Ionen in Richtung Hauptplasma strömen (im englischen als *flow reversal* bezeichnet). Am Rand wird die Reibungskraft überwiegen, das heißt, hier fließen die Ionen zu den Targetplatten. Insgesamt ergibt sich damit ein Kreislauf, dessen Ausdehnung sehr empfindlich von den Plasmaparametern abhängt (Abbildung 5.3). Wie man

später noch sehen wird, hängt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen zur Pumpe gelangt, auch vom Auftreffpunkt des Teilchens ab. Dies weist auf die besondere Bedeutung dieser zweidimensionalen Flußverteilung hin, wodurch die Anwendbarkeit der einfachen Modelle stark eingeschränkt wird. Eine wesentlich genauere Beschreibung ist mit zweidimensionalen Modellen und darauf aufbauenden numerischen Codes möglich. Das sehr weit entwickelte Code-Paket B2-EIRENE wird in Abschnitt 5.2 beschrieben.

5.1.3 Neutralgas

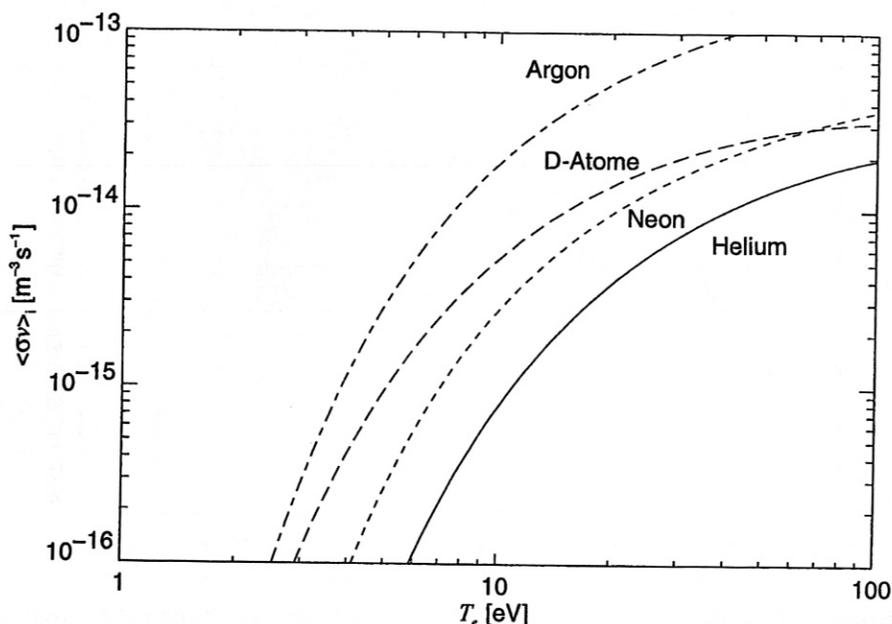


Abbildung 5.4: Vergleich der Reaktionsparameter für die Ionisation bei verschiedenen Verunreinigungen (He, Ne, Ar im Vergleich zu Deuteriumatomen). Auch hier existiert eine sehr starke Temperaturabhängigkeit im Bereich niedriger Temperaturen (vgl. Abbildung 4.1).

Betrachtet man die Neutralen, die an den Divertorplatten entstehen, so treten sie zunächst mit dem Plasma in Kontakt. Dies ist insbesondere in der Konfiguration mit vertikalen Targetplatten der Fall (ASDEX Upgrade Divertor II, ITER), da hier der Weg in die Pumpkammer durch das Divertorplasma hindurchführt. Die grundlegenden Prozesse – die Ionisation und der Ladungsaustausch – wurden für Deuterium bereits in Abschnitt 4.1.4 angesprochen. Der Ladungsaustausch spielt bei niedrigen Verunreinigungsdichten keine nennenswerte Rolle, da für den resonanten Ladungsaustausch die Dichten zu gering sind und der nicht-resonante Ladungsaustausch mit Deuterium einen viel kleineren Wirkungsquerschnitt hat. In Abbildung 5.4 ist der Ionisationsratenkoeffizient für Helium im Plasma dargestellt. Daraus kann nach Gleichung 4.2 die freie Weglänge berechnet werden, die in Abbildung 5.5 für Helium und Deuterium dargestellt ist. Die Ausdehnung des Divertors an ASDEX Upgrade beträgt in etwa 10 cm. Das bedeutet, daß Heliumatome den Divertor in Richtung Zentralplasma nahezu ungehindert verlassen können,

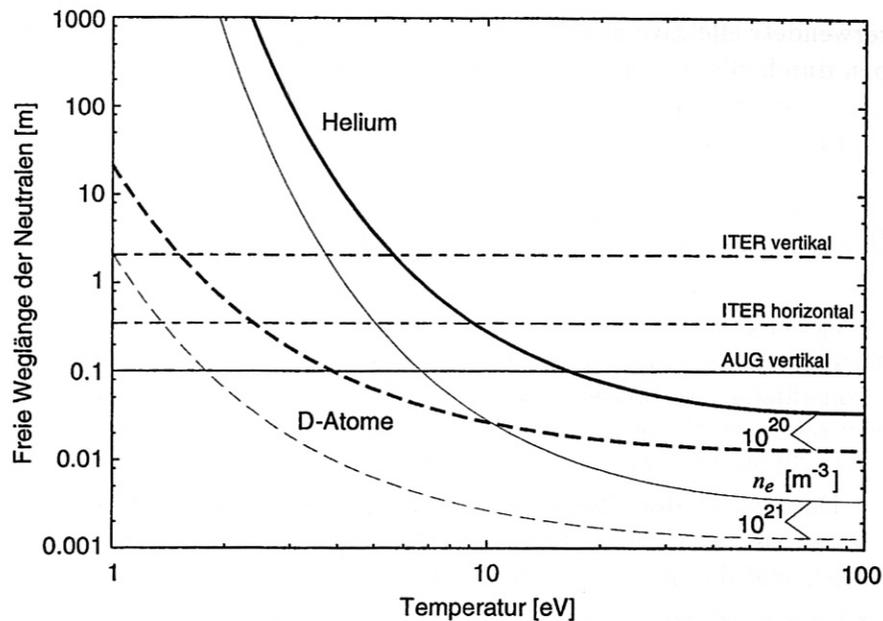


Abbildung 5.5: Freie Ionisationsweglänge der Neutralen im Plasma. Bei niedrigen Plasmatemperaturen steigt die freie Weglänge aufgrund des stark abfallenden Wirkungsquerschnittes an. Die eingezeichneten Linien markieren die Divertordimensionen an ASDEX Upgrade und an ITER.

wenn die Elektronentemperatur unter 10 eV absinkt. Für Deuterium kann die wahre freie Weglänge nicht wie beschrieben nur aus $\langle\sigma v\rangle_{\text{ion}}$ berechnet werden, da unterhalb einer Temperatur von ungefähr 5 eV der Ladungsaustausch überwiegt und sich eine diffusive Bewegung einstellt.

Zusätzlich sind in Abbildung 5.5 die ungefähren Dimensionen des Divertors von ITER in horizontaler wie in vertikaler Richtung angedeutet. Daran ist zu erkennen, daß oberhalb einer Temperatur von ungefähr 10 eV der Fluß der neutralen Atome durch das Plasma in die Pumpkammer (horizontal) durch die Ionisation stark behindert wird. Innerhalb des Divertors werden sie jedoch nur bis zu einer Temperatur von 4 eV ionisiert, darunter gelangen sie sehr weit in den Hauptraum und das Plasma (vertikal).

Haben die Neutralen das Divertorplasma durchquert, dann werden sie nur noch an den Gefäßwänden reflektiert und gelangen nach mehreren Wandstößen in die Pumpe oder mit geringer Wahrscheinlichkeit zurück ins Plasma. Der Transport der Verunreinigungen innerhalb des Neutralgases folgt in guter Näherung den Gesetzen für molekulare Strömungen. Das heißt, die Wechselwirkung der Teilchen untereinander wird vernachlässigt, so daß keine Reibungskräfte auftreten. Die Bahnen der einzelnen Atome oder Moleküle sind ballistisch, so daß die Leitwerte und Saugleistungen durch einfache geometrische Ansätze berechnet werden können [31].

Der Fluß der neutralen Teilchen, die den Tokamak verlassen, ist durch die Teilchendichte n_0 vor der Pumpe und die effektive Saugleistung S_{eff} definiert:

$$\Gamma_0 = n_0 S_{\text{eff}}. \quad (5.12)$$

Die hier verwendete effektive Saugleistung berücksichtigt, daß die nominelle Saugleistung der Pumpen durch Blenden und längere Rohrleitungen reduziert ist. Dieser einfache Zusammenhang zeigt, daß es wichtig ist, die Dichte vor der Pumpe zu erhöhen, um das Gas möglichst schnell abzupumpen. Darauf wird ausführlicher in Abschnitt 5.3 eingegangen.

5.2 Zweidimensionale Modellierung

Wie oben erläutert, ist eine eindimensionale Modellierung des parallelen Transportes in der Plasmarandschicht nicht ausreichend, um das Verhalten der Randschicht und des Divertors vollständig zu erklären. Um auch Effekte wie die Teilchenströmung in Form von Konvektionszellen theoretisch zu erfassen, sind aufwendige numerische Programme, wie zum Beispiel das Code-Paket **B2-EIRENE** erforderlich. Neben der wesentlich umfassenderen Darstellung des Problems im Gegensatz zu eindimensionalen, analytischen Modellen bietet ein numerischer Code die Möglichkeit, einzelne physikalische Prozesse zu deaktivieren und damit ihre Bedeutung zu extrahieren.

Bei dem Paket **B2-EIRENE** handelt es sich um den zweidimensionalen Flüssigkeitscode zur Beschreibung des Randschichttransportes der Ionen **B2** [32] iterativ gekoppelt an den **MONTE CARLO** Code **EIRENE** [33, 34] zur Beschreibung des Neutralentransportes. Ergänzt wird das Paket durch eine Vielzahl von Hilfsprogrammen, unter anderem zur Generierung von Rechengittern aus den Daten des magnetischen Gleichgewichts, genauso wie Routinen zur Erzeugung von Eingangsdatensätzen und zur detaillierten Auswertung und graphischen Aufarbeitung der Rechenergebnisse.

Der Code **B2** dient dazu, den Transport verschiedener Ionensorten einschließlich ihrer Wechselwirkungen untereinander (Mehrflüssigkeitsmodell) numerisch zu berechnen. Der Transport parallel zu den magnetischen Feldlinien wird rein klassisch [29, 35] behandelt, wie das auch in dem oben vorgestellten eindimensionalen Bild der Fall ist. Die konkrete Umsetzung in dem Programm geschieht über einen detaillierten 21-Momenten-Ansatz [36]. Im Gegensatz dazu ist der radiale Transport durch empirische Transportkoeffizienten festgelegt, ähnlich zu der obigen Beschreibung des Transportes im Zentralplasma. Diese Transportkoeffizienten werden durch den Vergleich mit experimentell bestimmten radialen Plasmaprofilen ermittelt (siehe zum Beispiel [37]).

Nach jedem Rechenschritt von **B2** werden die Neutralgasquellen, die durch Rekombination an den Divertorplatten, den Wänden und im Plasma gebildet werden, als Eingangsgrößen an den Neutralgascode **EIRENE** übergeben. Dieser Code, der prinzipiell dreidimensional ausgelegt ist, beschreibt den Neutralentransport rein klassisch und damit sehr exakt. Die Ergebnisse von **EIRENE** dienen in Form von Ionisationsraten ihrerseits wieder als Eingangsparameter für **B2**. Dieser iterative Prozeß wird solange wiederholt, bis die Ergebnisse konvergieren.

Neuere Arbeiten an dem Code-Paket umfassen unter anderem die Erweiterung des Rechengitters im zentralen Plasma, das eindimensional durch Profile der anomalen Transportkoeffizienten beschrieben wird [38]. Dies bietet bessere Randbedingungen für die Randschichtmodellierung und erlaubt so die theoretische Untersuchung von **ELMs**, aber auch eine genauere Simulation einiger Diagnostiksignale.

5.3 Charakterisierung des Transports

Der vorangegangene Teil dieses Kapitels dokumentiert die wichtigsten physikalischen Prozesse, die den Transport des Heliums in der Randschicht und im Divertor sowie das Abpumpen beeinflussen. Neben der dort gezeigten expliziten Berechnung der Kräfte auf die Ionen und des Verhaltens der Neutralen ist es nun notwendig, zu wenigen abgeleiteten Größen überzugehen, die das Verhalten des Heliums aus globaler Sicht beschreiben. Wichtig ist hierbei, daß es sich um Größen handelt, die auch im Experiment gemessen werden können und die unabhängig von der untersuchten Anordnung sind. Der zweite Punkt ist von Bedeutung, um verschiedene Fusionsexperimente miteinander vergleichen, aber auch, um auf einen zukünftigen Reaktor extrapolieren zu können.

Eine sehr einfach zu messende Größe ist die globale Pumpzeitkonstante

$$\tau_i^* = \frac{N_i}{\Gamma_{i,\text{out}} - \Gamma_{i,\text{in}}} \quad (5.13)$$

mit dem Teilcheninventar N_i und dem Nettofluß $\Gamma_{i,\text{out}} - \Gamma_{i,\text{in}}$, der das System verläßt. Damit beschreibt τ_i^* , wie schnell eine Teilchensorte i aus dem System des Tokamaks entfernt wird. Sind keine Quellen vorhanden ($\Gamma_{i,\text{in}} = 0$), so kann mit dem abgepumpten Fluß aus Gleichung 5.12 geschrieben werden

$$\tau_i^* = \frac{N_i}{n_{i,0} S_{i,\text{eff}}} \quad (5.14)$$

Da die Zeitkonstante τ_i^* durch das Teilcheninventar von der Maschinengröße und durch die Saugleistung von der installierten Pumpkapazität abhängt, ist sie nicht für eine experiment-übergreifende Charakterisierung des Transports geeignet. Erst die Normierung auf die Energieeinschlußzeit τ_E , wodurch sich für Helium der Parameter $\rho_{\text{He}} = \tau_{\text{He}}^* / \tau_E$ ergibt, ermöglicht den Vergleich von Fusionsexperimenten mit unterschiedlicher Größe.

Eine andere Größe, welche die Pumpeigenschaften einer bestimmten Teilchensorte i in dem System eines toroidal eingeschlossenen Plasmas unabhängig vom Experiment beschreibt, ist die Kompression C_i . Sie ist definiert als das Verhältnis der Verunreinigungsdichte $n_{i,0}$ im Divertor (beziehungsweise vor der Pumpe) zur Ionendichte $n_{i,+}$ im Plasma

$$C_i = \frac{n_{i,0}}{n_{i,+}}, \quad (5.15)$$

und ist damit ebenfalls direkt meßbar. Zusammen mit Gleichung 5.14 wird deutlich, daß mit steigender Kompression, bei gegebener Verunreinigungsdichte im Plasma, die Verunreinigung schneller aus dem Plasma entfernt wird. Der Ort, an dem die Verunreinigungsdichten gemessen werden, spielt eine untergeordnete Rolle, da die Dichte im Zentralplasma sehr eng mit der Dichte am Plasmarand zusammenhängt, genauso wie die Dichten im Divertorbereich und im Neutralgas. Das heißt, durch die Wahl unterschiedlicher Orte ändert sich nur der Absolutwert, nicht jedoch die Abhängigkeiten von Parametern.

Zu Beginn dieses Kapitels wurden bereits die einzelnen Bereiche mit unterschiedlichen Transporteigenschaften unterschieden. Definiert man diese Gebiete – das Zentralplasma, die Randschicht, den Divertor und das Neutralgas – als eigenständige Volumina, so können die Teilchenflüsse zwischen diesen Volumina bilanziert werden. Im folgenden wird gezeigt, wie es damit anhand eines sogenannten Kammermodells möglich ist, einen Zusammenhang zwischen der Pumpzeitkonstanten τ_i^* und der Kompression C_i herzustellen. Die Berechnung ist auf das Fusionsexperiment ASDEX Upgrade abgestimmt, der Ansatz kann jedoch auf beliebige Divertorgeometrien übertragen werden. Die einzelnen Größen werden entsprechend dem Ort, an dem sie gemessen werden, gekennzeichnet.

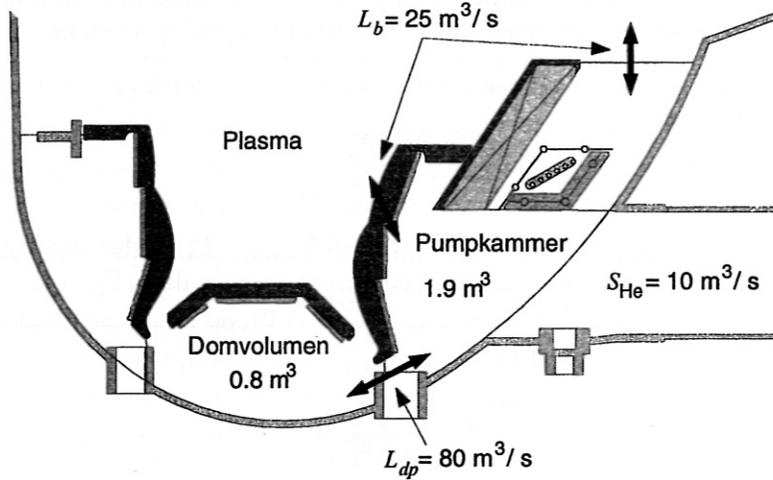


Abbildung 5.6: Ausschnitt aus dem poloidalen Querschnitt des Experiments ASDEX Upgrade, der den Divertorbereich mit den Volumina und Leitwerten zeigt.

Die gesamte Teilchenzahl einer Gasart i beträgt $N_i = n_{i,+}^{\text{plasma}} V^{\text{plasma}} + n_{i,0}^{\text{dom}} V^{\text{dom}} + n_{i,0}^{\text{pump}} V^{\text{pump}}$ mit den Dichten und den Volumina in den drei Teilbereichen Plasma, Volumen unter dem Dombaffle und Pumpkammer (Abbildung 5.6). Diese Teilchen werden mit einer Zeitkonstanten τ_i^* abgepumpt. Der sich daraus nach Gleichung 5.13 ergebende Teilchenfluß muß identisch sein zu dem Fluß, der das Vakuumgefäß durch die Turbopumpen verläßt: $n_{i,0}^{\text{pump}} S_i$ (die effektive Saugleistung an der Pumpkammer wird im folgenden mit S_i bezeichnet). Damit erhält man die einfache Bilanzgleichung

$$\frac{n_{i,+}^{\text{plasma}} V^{\text{plasma}} + n_{i,0}^{\text{dom}} V^{\text{dom}} + n_{i,0}^{\text{pump}} V^{\text{pump}}}{\tau_i^*} = n_{i,0}^{\text{pump}} S_i. \quad (5.16)$$

Bezieht man nun alle Teilchendichten auf die Dichte im Domvolumen, so erhält man

$$\frac{n_{i,+}^{\text{plasma}}}{n_{i,0}^{\text{dom}}} V^{\text{plasma}} + V^{\text{dom}} + \frac{n_{i,0}^{\text{pump}}}{n_{i,0}^{\text{dom}}} V^{\text{pump}} = \frac{n_{i,0}^{\text{pump}}}{n_{i,0}^{\text{dom}}} S_i \tau_i^* \quad (5.17)$$

und damit den Ausdruck für die Kompression nach Gleichung 5.15

$$C_i = \frac{V^{\text{plasma}}}{(S_i \tau_i^* - V^{\text{pump}}) n_{i,0}^{\text{pump}} / n_{i,0}^{\text{dom}} - V^{\text{dom}}}. \quad (5.18)$$

Nun bleibt als unbekannte Größe noch das Verhältnis der Teilchendichten in den beiden Divertorkammern. Dieses ist jedoch eine Konstante, die nur von den Leitwerten zwischen den einzelnen Kammern und der Saugleistung abhängt.

Aus einer Bilanzierung der Flüsse in und aus der Pumpkammer

$$(n_{i,0}^{\text{dom}} - n_{i,0}^{\text{pump}})L_{dp} = (n_{i,0}^{\text{pump}} - n_{i,0}^{\text{main}})L_b + n_{i,0}^{\text{pump}}S_i \quad (5.19)$$

mit dem Leitwert des toroidal umlaufenden Spaltes zwischen Domkammer und Pumpkammer L_{dp} und dem totalen Leitwert von Öffnungen, welche die Rückströmung von Gas aus der Pumpkammer in den Hauptraum erlauben (Bypass), L_b , erhält man

$$\frac{n_{i,0}^{\text{dom}}}{n_{i,0}^{\text{pump}}} = \frac{L_{dp} + L_b + S_i}{L_{dp}}. \quad (5.20)$$

Die Neutralgasdichte in der Hauptkammer $n_{i,0}^{\text{main}}$ liegt um etwa zwei Größenordnungen unter der in der Pumpkammer und kann deshalb vernachlässigt werden. Zusammen mit obiger Gleichung erhält man so einen Ausdruck für die Kompression

$$C_i = C_i(\tau_i^*) = \frac{V^{\text{plasma}}}{(S_i\tau_i^* - V^{\text{pump}})L_{dp}/(L_{dp} + L_b + S_i) - V^{\text{dom}}}. \quad (5.21)$$

Die Volumina der einzelnen Kammern sind aus den Konstruktionsunterlagen relativ genau bekannt. Man findet $V^{\text{dom}} = 0.8 \text{ m}^3$ und $V^{\text{pump}} = 1.9 \text{ m}^3$. Das Plasmavolumen variiert mit der Konfiguration, es beträgt im Mittel etwa $V^{\text{plasma}} = 13 \text{ m}^3$. Die einzelnen Leitwerte für molekulares Deuterium bzw. Helium werden in separat durchgeführten Experimenten bestimmt. Dabei wird Gas in das Vakuumgefäß eingeblasen, woraufhin aus dem zeitlichen Verlauf des Drucks sowie den stationären Druckverhältnissen in den Kammern die Leitwerte berechnet werden können. Es ergeben sich Werte von $L_{dp} = 80 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ und $L_b = 25 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. Die effektive Saugleistung der Turbopumpen für Helium beträgt $S_{\text{He}} = 10 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$. Damit hat der Bruch $L_{dp}/(L_{dp} + L_b + S_i)$ den Wert von etwa 0.7.

Im Fall des früheren Divertoraufbaus an ASDEX Upgrade mit horizontalen Targetplatten (Divertor I) entfällt die Trennung von Domkammer und Pumpkammer. In obiger Gleichung bedeutet dies, daß der Leitwert zwischen Dom- und Pumpkammer sehr groß wird $L_{dp} \rightarrow \infty$ und anstatt der zwei Volumina V^{dom} und V^{pump} nur noch das Divertorvolumen V^{div} auftritt. Damit vereinfacht sich Gleichung 5.21 zu

$$C_i^{\text{Div I}} = \frac{V^{\text{plasma}}}{S_i\tau_i^* - V^{\text{div}}}. \quad (5.22)$$

Diese Gleichung wurde bereits früher in Zusammenhang mit einem Zweikammermodell beschrieben [39]. Auch Erweiterungen zu mehr als drei Kammern sind möglich, um zusätzliche Effekte, wie zum Beispiel die Adsorption von Verunreinigungen wie Neon oder Argon an den Wänden (in Form eines Wandreservoirs), zu studieren [40].

Wie beschrieben, verbindet Gleichung 5.21 die Kompression C_i mit der Pumpzeitkonstanten τ_i^* . Dies ermöglicht es, die Kompression entweder direkt oder indirekt, über die Messung von τ_i^* , experimentell zu ermitteln (siehe auch Kapitel 6).

Die Kompression ist jedoch nicht die einzige Größe, die für das effektive Abpumpen maximiert werden muß. Es ist zwar eine Voraussetzung für den Betrieb eines Fusionsreaktors, daß das Helium möglichst schnell aus dem System entfernt wird, aber es ist gleichzeitig wichtig, daß das Helium relativ zu den Plasmaspezies Deuterium und Tritium angereichert wird. Der Grund hierfür ist, daß das Deuterium-Tritium-Gemisch gereinigt werden muß, bevor es erneut in das Plasma eingebracht werden kann. Um also die Tritium-Aufbereitungsanlage wenig zu belasten und das Tritiuminventar klein zu halten und dennoch die Verunreinigungen schnell aus dem Plasma zu entfernen, müssen letztere bevorzugt abgepumpt werden. Eine Größe, die das ausdrückt, ist der sogenannte Anreicherungsfaktor (englisch *Enrichment*) definiert als das Verhältnis der Verunreinigungskompression zur Deuteriumkompression

$$\eta_i = \frac{C_i}{C_D}. \quad (5.23)$$

Die Deuteriumkompression ist nach Gleichung 5.15 analog zur Verunreinigungskompression definiert als $C_D = n_{D,0}/n_{D,+}$. Da Deuterium im Neutralgas molekular vorliegt und dementsprechend oft die Moleküldichte gemessen wird, kann man auch schreiben

$$C_D = \frac{2n_{D_2,0}}{n_{D,+}}. \quad (5.24)$$

Damit kann das Enrichment auch dargestellt werden als

$$\eta_i = \frac{n_{i,0}/2n_{D_2,0}}{n_{i,+}/n_{D,+}} = \frac{f_{i,0}}{f_{i,+}}, \quad (5.25)$$

wobei $f_{i,0} = n_{i,0}/2n_{D_2,0}$ und $f_{i,+} = n_{i,+}/n_{D,+}$ für die Verunreinigungskonzentration im Neutralgas und im Plasma stehen. Nach dieser Definition bedeutet ein Enrichment größer als Eins bevorzugtes Pumpen der Verunreinigung gegenüber dem Deuterium.

5.4 Kompressionsmodelle

Die im vorangegangenen Abschnitt definierten Größen können, wie später noch gezeigt wird, experimentell bestimmt werden. Um die experimentellen Ergebnisse, mit Hilfe der im ersten Teil dieses Kapitels beschriebenen physikalischen Grundlagen, auswerten zu können, werden im Folgenden einfache Modelle vorgestellt. Gleichungen für die Kompression, wie auch für das Enrichment können unter stark vereinfachenden Annahmen aus den grundlegenden physikalischen Prozessen abgeleitet werden. Dies ersetzt keinesfalls eine umfassende zweidimensionale Modellierung mit Programm-Paketen wie zum Beispiel B2-EIRENE (Abschnitt 5.2). Aber die hier diskutierten Modelle erlauben es, einzelne Parameter qualitativ einzuordnen und in besonderen Fällen auch quantitative Aussagen zu machen.

5.4.1 Horizontale Divertorplatten

Das Fusionsexperiment ASDEX Upgrade wurde bisher in zwei verschiedenen Divertorkonfigurationen betrieben. Ursprünglich wurde der Teilchen- und Energiefluß aus der Randschicht auf zwei mehr oder weniger horizontale Divertorplatten geleitet. In diesem sogenannten Divertor I wurde das Rückströmen der Neutralen in das Plasma und den Hauptraum nur durch das Plasma selbst, und durch einen schmalen toroidal umlaufenden Ring (sogenannter Baffling) nahe der äußeren Randschicht verhindert. Ein Modell, um in dieser Geometrie (Abbildung 5.7) die Kompression von Verunreinigungen zu beschreiben, wurde bereits in Referenz [38] vorgestellt, und wird hier in leicht erweiterter Form wiedergegeben.

In diesem Modell wird die Teilchenbilanz im Divertorvolumens betrachtet. Vereinfacht setzt sich dieses Volumen aus einem Bereich, in dem das Plasma auf die Divertorplatten zuströmt, und dem Bereich der Pumpkammer, in dem sich nur Neutrale befinden, zusammen. Zwischen dem Plasma und den Neutralen, die durch wenige Wandstöße bereits thermalisiert sind, befindet sich ein Übergangsbereich, dessen Dicke w durch die freie Weglänge der Neutralen (Abbildung 5.4) bestimmt ist

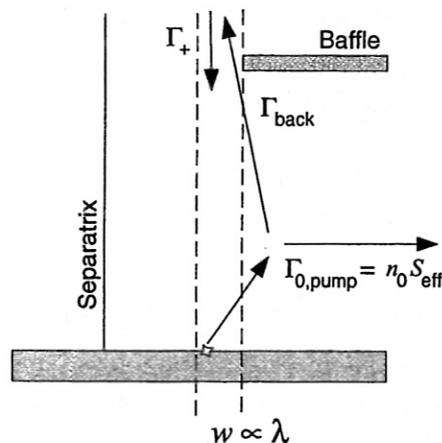


Abbildung 5.7: Äußerer Divertor mit horizontaler Divertorplatte. Der zusätzlich angebrachte Baffling (in der Zeichnung oben rechts) verhindert teilweise das Rückströmen des Neutralgases. Der für das Modell wichtige Übergangsbereich zwischen Plasma und Neutralgas hat eine Dicke w , die der freien Ionisationsweglänge eines Verunreinigungsneutralen entspricht.

Die Zahl der in das Volumen einströmenden Plasmateilchen (Verunreinigungen, oder Deuterium) sei nur gegeben durch die Strömungsgeschwindigkeit v_+ und die Ionendichte n_+ sowie die Eintrittsfläche wl mit dem Torusumfang l :

$$\Gamma_+ = v_+ n_+ w l. \quad (5.26)$$

Die Teilchen rekombinieren an der Divertorplatte. Wenn sie nicht sofort wieder ionisiert werden gelangen sie als Neutrale in die Pumpkammer. Von dort strömen sie entweder

vorbei an dem Baffling zurück in das Plasma, wobei der Rückfluß durch die thermische Geschwindigkeit v_0 und die Neutralendichte n_0 gegeben ist zu

$$\Gamma_{\text{back}} = v_0 n_0 w l, \quad (5.27)$$

oder sie werden abgepumpt (in Referenz [38] nicht berücksichtigt) mit einem Fluß

$$\Gamma_{0,\text{pump}} = n_0 S_{\text{eff}}. \quad (5.28)$$

Bilanziert man diese drei Flüße $\Gamma_+ = \Gamma_{\text{back}} + \Gamma_{0,\text{pump}}$, so erhält man den einfachen Ausdruck für die Kompression

$$C = \frac{n_0}{n_+} = \frac{v_+}{v_0 + S_{\text{eff}}/w l}. \quad (5.29)$$

Dies soll nun auf eine Verunreinigung i angewandt werden, die sich in einem Deuteriumplasma befindet. Es wird dabei angenommen, daß die Bewegung der Verunreinigungen durch die Reibungskraft stark an den Deuteriumhintergrund gekoppelt ist und somit die Strömungsgeschwindigkeiten ähnlich sind ($v_{i,+} \approx v_{D,+}$). Gleichung 5.29 wird der Einfachheit halber nicht nur für die Verunreinigungen, sondern auch für das Deuterium verwendet. Aus der Bilanz für das Deuterium erhält man

$$v_{D,+} = \frac{n_{D,0} v_{D,0} w l + n_{D,0} S_{D,\text{eff}}}{n_{D,+} w l} = \frac{4\Phi_{D,0}}{n_{D,+}} \left(1 + \frac{S_{D,\text{eff}}}{v_{D,0} w l} \right), \quad (5.30)$$

wobei die Neutralgasflußdichte $\Phi_{D,0} = n_{D,0} v_{D,0} / 4$ eingesetzt wurde. Mit der Kopplung an diese Deuteriumströmung ergibt sich für die Kompression einer Verunreinigung

$$C_i = \frac{4\Phi_{D,0}}{n_{D,+}} \left(1 + \frac{S_{D,\text{eff}}}{v_{D,0} w l} \right) \frac{1}{v_{i,0} + S_{i,\text{eff}}/w l}. \quad (5.31)$$

An diesem Ausdruck erkennt man daß die Kompression einer Verunreinigung mit der Neutralgasflußdichte $\Phi_{D,0}$, genauer mit dem Verhältnis der Neutralgasflußdichte zur Plasmadichte steigt. Das bedeutet, daß die Kompression einer Verunreinigung mit der Deuteriumkompression steigt. Darauf wird später noch ausführlich eingegangen.

Durch eine Erhöhung der Saugleistung für Deuterium, während alle übrigen Parameter konstant gehalten werden, steigt die Kompression. Um den Neutralgasdruck im Divertor bei erhöhter Saugleistung aufrecht zu erhalten, ist es nötig mehr Deuterium nachzufüllen, was zu einer Verstärkung der Deuteriumströmung in der Randschicht führt. Deshalb wird diese Technik auch mit *Puff and Pump* (Nachfüllen und Pumpen) bezeichnet (siehe auch Abschnitt 6.2.3). Wie stark sich dies auf die Kompression auswirkt, hängt jedoch an dem Verhältnis $S_D/v_{D,0} w l$. Ist dieses deutlich kleiner Eins, so handelt es sich um einen schwachen Effekt. Hierbei spielen Größen, welche die Breite w beeinflussen, wie zum Beispiel die Dichte, die Temperatur und die Art der Verunreinigung, eine große Rolle.

Eine mehr quantitative Diskussion des Modells ist jedoch nicht sinnvoll, da der Parameter w , also die Breite der betrachteten Schicht gegeben durch die freie Weglänge der Neutronen im Plasma, von der betrachteten Teilchensorte abhängt. Gerade beim Vergleich mit

Deuterium, dessen Verhalten bei niedrigen Temperaturen durch den Ladungsaustausch dominiert wird, ergeben sich große Unterschiede in der freien Weglänge zwischen Helium und Deuterium. Außerdem spielt die zweidimensionale Verteilung der Strömungen und der Temperatur, die in diesem einfachen Modell nicht erfaßt werden kann, eine große Rolle.

5.4.2 Vertikale Divertorplatten

Das im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Modell demonstriert anschaulich von welchen Parametern, im Falle eines Divertoraufbaus mit horizontalen Divertorplatten, die Kompression einer Verunreinigung abhängt. Es ist jedoch nicht übertragbar auf einen Divertor mit vertikalen Platten, da hier die Neutrals nicht direkt mit dem Neutralgas in Verbindung stehen. Deshalb wird nun anhand eines sehr ähnlichen Ansatzes ein äquivalentes Modell für vertikale Divertorplatten, wie sie in ASDEX Upgrade Divertor II verwendet werden, vorgestellt.

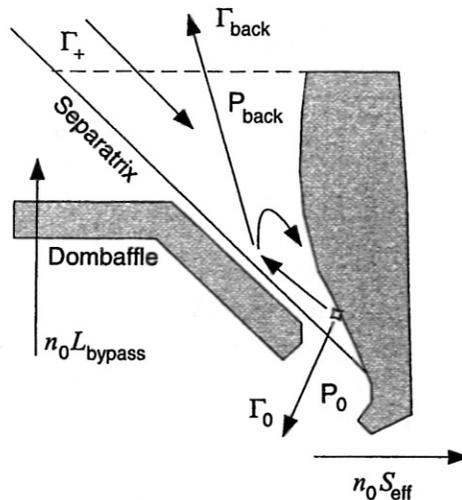


Abbildung 5.8: Äußerer Divertor mit vertikale Divertorplatte. Die Wahrscheinlichkeiten für Neutrals in die Pumpkammer oder zurück ins Hauptplasma zu gelangen sind sowohl durch die Geometrie, wie auch durch die Plasmeeigenschaften festgelegt.

Auch hier können die Flüsse im Divertorplasma und im Neutralgas bilanziert werden. Der Fluß an Plasmaionen, die in den Divertorbereich einströmen, ist hier analog zum vorangegangenen Abschnitt gegeben durch

$$\Gamma_+ = v_+ n_+ dl, \quad (5.32)$$

mit der Dicke der Randschicht in radialer Richtung d und dem Torusumfang l . In der Geometrie von Divertor II ist jedoch die Ausdehnung des Divertorbereiches nicht eindeutig definiert (Baffling bei Divertor I). Dies hindert jedoch nicht daran, die Strömung

durch eine horizontale Fläche, die mehr oder weniger willkürlich durch den X-Punkt gelegt werden kann, zu betrachten. Selbst wenn sich ein zweidimensionales Flußmuster in Form einer zirkulierenden Strömungen einstellt, so trägt der zirkulierende Anteil nicht zum Nettofluß über die virtuelle Fläche bei.

Ein Ion, das auf die Divertorplatte trifft, und dort rekombiniert, hat die Wahrscheinlichkeit P_0 als Neutrales in das Domvolumen und von dort in die Pumpkammer zu gelangen. Dies bedeutet, daß es mit der Wahrscheinlichkeit $1 - P_0$ im Divertorbereich bleibt, und hier die Möglichkeit hat mit der Wahrscheinlichkeit P_{back} über die oben eingeführte Fläche ins Hauptplasma zurückzugelangen. Alternativ kann es erneut ionisiert werden (Wahrscheinlichkeit $1 - P_{\text{back}}$) und wieder auf die Divertorplatte treffen. Das heißt der Fluß auf die Divertorplatte $\Gamma_{+, \text{plate}}$ ist größer, als der Fluß an Teilchen in den Divertorbereich (vgl. Abschnitt 4.1.5). Im Detail muß gelten

$$\Gamma_+ = P_0 \Gamma_{+, \text{plate}} + P_{\text{back}}(1 - P_0) \Gamma_{+, \text{plate}}, \quad (5.33)$$

woraus direkt die Flußverstärkung um den Faktor

$$\frac{\Gamma_{+, \text{plate}}}{\Gamma_+} = \frac{1}{P_0 + P_{\text{back}}(1 - P_0)} \quad (5.34)$$

berechnet werden kann.

Mit diesen Definitionen gelangt ein Fluß

$$\Gamma_0 = P_0 \Gamma_{+, \text{plate}} \quad (5.35)$$

in die Domkammer und wird dort mit einer effektiven Saugleistung S_{eff} , die von der tatsächlichen Saugleistung in der Pumpkammer und dem Leitwert unter dem äußeren Divertorbein L_{dp} abhängt, abgepumpt. Desweiteren besteht auch hier die Möglichkeit in das Hauptplasma zurückzuströmen, was hier durch einen Leitwert L_{bypass} beschrieben werden soll. Der Fluß, der das Domvolumen verläßt

$$\Gamma_{0, \text{pump}} = n_0(S_{\text{eff}} + L_{\text{bypass}}) \quad (5.36)$$

wird mit Γ_0 bilanziert, woraus sich ergibt

$$P_0 \Gamma_{+, \text{plate}} = n_0(S_{\text{eff}} + L_{\text{bypass}}) \quad (5.37)$$

Mit Gleichung 5.34 erhält man daraus

$$\frac{1}{1 + P_{\text{back}}(1/P_0 - 1)} \Gamma_+ = n_0(S_{\text{eff}} + L_{\text{bypass}}) \quad (5.38)$$

und nach Einsetzen von Gleichung 5.32 kann die Kompression dargestellt werden als

$$C = \frac{n_0}{n_+} = \frac{v_+ dl}{(S_{\text{eff}} + L_{\text{bypass}}) \cdot (1 + P_{\text{back}}(1/P_0 - 1))} \quad (5.39)$$

Auch hier können – analog zum vorangegangenen Abschnitt – alle Größen für Deuterium und für eine Verunreinigung oder Helium (hier wieder allgemein mit i gekennzeichnet)

getrennt betrachtet werden, und nach Gleichsetzen der Strömungsgeschwindigkeiten in der Randschicht $v_{i,+} = v_{D,+}$ erhält man für die Verunreinigungs-kompression

$$C_i = C_D \cdot \frac{S_D + L_{\text{bypass}}}{S_i + L_{\text{bypass}}} \cdot \frac{1 + P_{D,\text{back}}(1/P_{D,0} - 1)}{1 + P_{i,\text{back}}(1/P_{i,0} - 1)} \quad (5.40)$$

Auch in einer Konfiguration mit vertikalen Divertorplatten hängt die Verunreinigungs-kompression von der Deuteriumkompression ab. Da jedoch das Verhalten des Deuteriums, wie bereits erwähnt, bei niedrigen Temperaturen durch den Ladungsaustausch dominiert wird, unterscheidet es sich von dem Verhalten der Verunreinigungen. Deshalb wird im weiteren Verlauf nicht diese Gleichung, sondern Gleichung 5.39 verwendet, die dann nur Verunreinigungsgrößen beinhaltet.

Die Kompression hängt nach Gleichung 5.39 direkt von der Geschwindigkeit der einströmenden Verunreinigungen v_+ ab. Diese ist durch die Kraftbilanz in Gleichung 5.5 definiert. Sowohl die Abhängigkeit von der Neutralgasflußdichte (bzw. Deuteriumkompression), als auch der Effekt einer induzierten Randschichtströmung können mit dieser Geschwindigkeit erklärt werden. Auf beide Zusammenhänge wird im nächsten Kapitel noch einmal ausführlicher eingegangen (Abschnitte 6.2.2 und 6.2.3).

Die beiden Wahrscheinlichkeiten P_0 und P_{back} setzen sich beide aus einem geometrischen Anteil und einem Anteil, der die Ionisation im Plasma beschreibt, zusammen. Bei einer freien Ionisationsweglänge λ beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutrales eine Plasmaschicht der Dicke d_p durchdringt

$$P_{\text{plasma}} = e^{-d_p/\lambda} \quad (5.41)$$

Dieser Ausdruck hängt stark von der Elektronentemperatur des Plasmas ab, aber auch von der Energie der Neutralen. Wie in Abschnitt 4.1.3 bereits erwähnt wurde, findet man nach der Rekombination langsame Neutrale, die mit der Wand thermalisiert sind, und Neutrale mit hoher Geschwindigkeit, die direkt reflektiert wurden [41].

Hinzu kommt noch die aus rein geometrischen Überlegungen abzuleitende Wahrscheinlichkeit. Abbildung 5.9 zeigt den äußeren Divertor analog zu Abbildung 5.8, jedoch in stark vereinfachter Form. Die Ionen rekombinieren an der Divertorplatte (in der Abbildung rechts). Es wird angenommen, daß die dabei entstehenden Neutralen nur aus dem Divertorbereich entkommen, wenn sie nicht auf die im Abstand w_0 befindliche Wand (Teil des Dombaffles) treffen. Unter der Voraussetzung einer kosinusförmigen Winkelverteilung beim Start an der Wand kann der geometrische Anteil an der Wahrscheinlichkeit P_0 , also die Wahrscheinlichkeit in den unteren Raumwinkel zu fliegen, berechnet werden. Analog kann auch der geometrische Anteil an der Wahrscheinlichkeit P_{back} berechnet werden, was hier nicht explizit vorgeführt wird.

Wird eine kosinusförmige Winkelverteilung angenommen, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Teilchen mit einem Winkel α zur Wandnormalen von der Wand entfernt

$$P_{\text{geo}}(\alpha) = P_{\text{geo},0} \cos \alpha \quad (5.42)$$

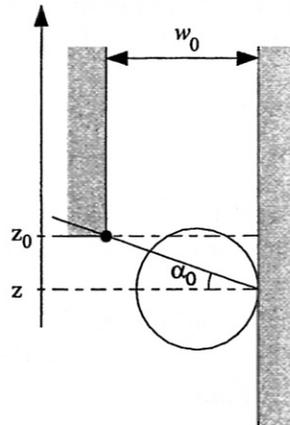


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung eines Divertors mit vertikaler Divertorplatte. Teilchen, die in den unteren Raumwinkel ($-\pi \leq \alpha \leq \alpha_0$) starten, gelangen in das Domvolumen. Mit Hilfe dieser vereinfachten Anordnung kann die Wahrscheinlichkeit hierfür, P_i berechnet werden.

Die Normierung des Integrals über den gesamten Halbraum auf Eins

$$1 \equiv \int_{-\pi}^{\pi} P_{\text{geo}}(\alpha) d\alpha = P_{\text{geo},0} \int_{-\pi}^{\pi} \cos \alpha d\alpha = 2P_0 \quad (5.43)$$

ergibt den Faktor $P_{\text{geo},0} = 0.5$. Damit beträgt die Wahrscheinlichkeit in dem Winkelbereich ($-\pi \leq \alpha \leq \alpha_0$) zu liegen

$$P_{\text{geo}}(\alpha \leq \alpha_0) = \int_{-\pi}^{\alpha_0} P_{\text{geo}}(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2}(1 + \sin \alpha_0) \quad (5.44)$$

Nun muß nur noch der Winkel α_0 aus der Lage des Auftreffpunktes der Ionen in z -Richtung (sogenannter *Strikepoint*) berechnet werden. Beträgt der Abstand zwischen Divertorplatte und dem abschirmenden Dombaffle w_0 , und liegt dessen Unterkante bei z_0 , so ist der Winkel durch

$$\sin \alpha_0 = \frac{z_0 - z}{\sqrt{w_0^2 + (z_0 - z)^2}} \quad (5.45)$$

gegeben. Daraus erhält man die Wahrscheinlichkeit in das Domvolumen zu gelangen, mit einem Startpunkt der Neutralen bei z

$$P_{\text{geo}}(z) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{z_0 - z}{\sqrt{w_0^2 + (z_0 - z)^2}} \right) \quad (5.46)$$

In Zusammenhang mit experimentellen Ergebnissen wird in Abschnitt 6.2.1 dieser Ausdruck benutzt, um die Variation der Heliumkompression bei einer z -Verschiebung der Separatrixlage zu diskutieren.

5.4.3 Einfluß von ELMs auf das Abpumpverhalten

Der größte Teil der in dieser Arbeit untersuchten Entladungen sind H-Mode-Plasmen. Die H-Mode (engl. *high confinement mode*) zeichnet sich durch besonders guten Energieeinschluß aufgrund einer Transportbarriere am Rand aus. Damit verbunden ist eine periodische Variation der Randschichtparameter, sogenannte *Edge Localized Modes* (kurz *ELMs*). Dabei werden in regelmäßigen Zeitabständen vermehrt Teilchen und Energie über die Separatrix ausgeworfen. Wie sich nun die Kompression von Verunreinigungen in einem derart „gestörten“ Plasma verhält, kann mit Hilfe einer einfachen Überlegung abgeschätzt werden.

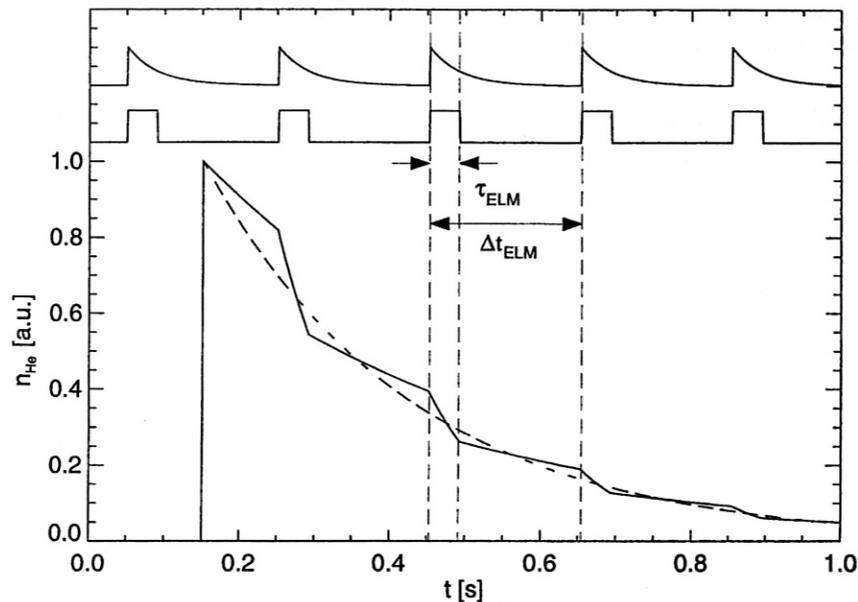


Abbildung 5.10: Einfluß von ELMs auf den zeitlichen Abfall der Heliumdichte. ELMs stellen eine zeitlich periodische Veränderung des Randschicht- und Divertorplasmas mit der Zeitdauer τ_{ELM} und dem Abstand Δt_{ELM} dar. Der „stufenweise“ Abfall der Dichte mit zwei Zeitkonstanten kann durch eine mittlere Abfallzeit angenähert werden.

Es soll angenommen werden, daß das Plasma ohne Übergang zwei Zustände kennt: während ELMs wird viel Leistung durch die Randschicht transportiert, der Divertor ist relativ heiß. Der Zeitbereich zwischen zwei ELMs ist durch niedrige Temperaturen im Divertor gekennzeichnet und bei ausreichend hoher Dichte kommt es zum Detachment. Beide Zustände haben verschiedene Kompression, das heißt verschiedene Pumpzeitkonstanten zwischen zwei ELMs τ_1 und während einem ELM τ_2 .

Bei einer mittleren ELM-Frequenz f_{ELM} beträgt der mittlere Zeitabstand zwischen zwei ELMs $\Delta t_{\text{ELM}} = 1/f_{\text{ELM}}$, wobei die Zeitdauer des ELMs selbst mit τ_{ELM} gegeben ist. Damit ist die Dichte des Heliums nach einem ELM-Zyklus (Δt_{ELM}) gegeben durch die Kombination der exponentiellen Abfälle

$$n_{\text{He}}(\Delta t_{\text{ELM}}) = n_{\text{He}}(t = 0) e^{-\tau_{\text{ELM}}/\tau_2} \cdot e^{-(\Delta t_{\text{ELM}} - \tau_{\text{ELM}})/\tau_1}. \quad (5.47)$$

Die beiden Exponentialfunktionen können zusammengefaßt werden zu

$$n_{\text{He}}(\Delta t_{\text{ELM}}) = n_{\text{He}}(t = 0) e^{-\Delta t_{\text{ELM}}/\bar{\tau}} \quad (5.48)$$

mit

$$\bar{\tau} = \frac{\tau_1}{1 + \frac{\tau_{\text{ELM}}}{\Delta t_{\text{ELM}}} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1 \right)}. \quad (5.49)$$

Bei realen Gegebenheiten an ASDEX Upgrade ist das Verhältnis $\tau_{\text{ELM}}/\Delta t_{\text{ELM}}$ klein, in der Regel im Bereich von 1/5. Sind in diesem Fall die Pumpzeitkonstanten um den Faktor zwei unterschiedlich ($\tau_1/\tau_2 \approx 2$), so beträgt die mittlere Abfallzeit etwa $\bar{\tau} \approx \tau_1 \cdot 5/6$. Das bedeutet, daß das Abpumpen zum größten Teil durch die Phase zwischen den ELMs bestimmt ist. Aus diesem Grund kann bei den Auswertungen der Divertorparameter, wie zum Beispiel Teilchen- und Leistungsflüsse oder Temperaturen nicht einfach zeitlich gemittelt werden, sondern es muß mit aufwendigen Verfahren eine ELM-Erkennung mit anschließender Mittelung zwischen den ELMs durchgeführt werden.

6 Experimentelle Ergebnisse

Dieses Kapitel unterteilt sich in zwei Abschnitte. Zu Beginn werden die verschiedenen Methoden, mit denen die globale Pumpzeitkonstante und die Kompression gemessen werden, gegenüber gestellt. Im zweiten Teil werden die wichtigsten Abhängigkeiten der charakteristischen Größen des Heliumtransports von den Plasmaparametern an experimentellen Daten diskutiert.

6.1 Vergleich der Meßmethoden

Bei der Beschreibung des Heliumtransportes mit Modellen, wie sie im vorangegangenen Kapitel vorgestellt wurden, werden Größen abgeleitet, welche die Heliumascheabfuhr aus dem Plasma im gesamten charakterisieren. Die globale Pumpzeitkonstante τ_{He}^* ist sehr einfach anhand der 1/e-Abfallzeiten nach einem kurzen Gaspuls zu messen. In den folgenden Abschnitten wird anhand experimenteller Daten belegt, daß es keine Rolle spielt, an welcher Position im Plasma oder im Neutralgas die Messung durchgeführt wird.

Daran schließt sich ein Teil an, der die zwei verschiedene Methoden, die Heliumkompression zu messen, miteinander vergleicht. Die indirekte Messung über die globale Pumpzeitkonstante hat gegenüber der direkten Messung den Vorteil, daß sie apparatetechnisch und in Bezug auf die Auswertung wesentlich einfacher zu handhaben ist.

6.1.1 Vergleich der gemessenen Pumpzeitkonstanten

Die in den Kapiteln 2 und 3 vorgestellten Diagnostiken sind, wie beschrieben, alle dazu geeignet, den zeitlichen Verlauf der Heliumdichte oder der dazu proportionalen Recyclingflüsse zu messen. Damit ist es möglich, nach einem kurzen Helimpuls an verschiedenen Orten gemessene 1/e-Abfallzeiten anzugeben. Die Penningdiagnostik und das Übersichtsspektrometer VSS (Abschnitt 3.2) wurden bei einer größeren Anzahl von Entladungen gleichzeitig betrieben, so daß die mit beiden Diagnostiken gemessenen Abfallzeitkonstanten der Heliumdichte verglichen werden können.

Abbildung 6.1 zeigt die 1/e-Abfallzeiten der Neutralgaspartialdichte gemessen mit der Penningröhre aufgetragen über den Abklingzeitkonstanten der Linienintensität der VSS-Diagnostik. Bis hin zu den niedrigsten Werten zeigt sich die erwartete direkte Proportionalität. Eine Abweichung vom linearen Zusammenhang würde darauf hinweisen, daß der Austausch zwischen den Teilbereichen durch Zeitkonstanten gekennzeichnet ist, die

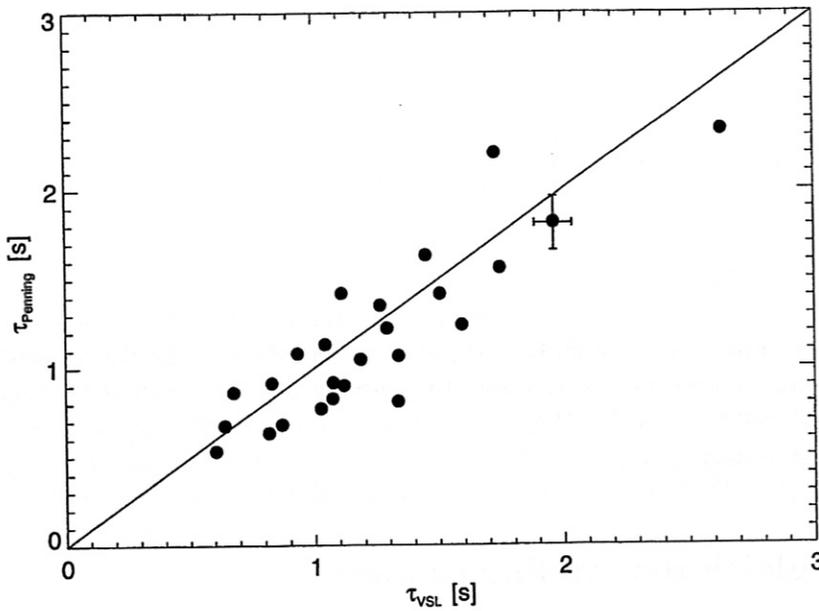


Abbildung 6.1: Vergleich der Abfallzeiten gemessen mit dem Übersichtsspektrometer gekoppelt an eine Sichtlinie im äußeren Divertor und mit dem Penning-Ionisationsmanometer.

länger sind als die globale Abpumpzeit. Dies ist im Bereich des Divertors und des Neutralgases nicht der Fall.

Ein äquivalenter Vergleich mit Daten der CXRS-Diagnostik über eine größere Anzahl Entladungen ist leider nicht möglich, da dieses System nur in besonderen Fällen für die Messung von Helium eingesetzt wurde und somit keine größere Zahl von Meßpunkten vorliegt. Es kann jedoch anhand einer typischen Entladung exemplarisch gezeigt werden, daß es auch hier keinen Grund zur Annahme unterschiedlicher Zeitkonstanten gibt.

Die in Abschnitt 3.1 beschriebene Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie liefert radial und zeitlich aufgelöste Werte der Heliumdichte im Plasma. Damit ist es möglich, das Zeitverhalten über den gesamten Plasmaquerschnitt zu studieren. Abbildung 6.2 zeigt die Abklingzeit der Heliumdichte an verschiedenen radialen Positionen. Die Abweichungen vom Mittelwert liegen in einem Bereich von maximal 100 ms. Der lokale Ausgleich unterschiedlicher Heliumdichten erfolgt auf einer wesentlich kürzeren Zeitskala als der der gemessenen globalen Einschlußzeit τ_{He}^* . Die Teilcheneinschlußzeit des Plasmas liegt an ASDEX Upgrade in der Regel in der Größenordnung von 100 ms, so daß die Auswirkung dieser Austauschzeit im Rahmen der Fehler nicht erkennbar ist. Das bedeutet, daß das Profil der Heliumdichte $n_{\text{He}}(\rho)$ während des Heliumpumpens selbständig zerfällt und somit faktorisiert werden kann zu $n_{\text{He}}(\rho) = f(\rho) \exp(-t/\tau_{\text{He}}^*)$.

Zusätzlich sind in der Abbildung noch die in der gezeigten Entladung bestimmten Abfallzeiten im Divertorplasma mit dem Übersichtsspektrometer und im Neutralgas mit dem Penning gemessen, eingezeichnet. Dies macht deutlich, daß es keine Unterschiede in den verschiedenen Bereichen des Plasmas gibt und daß die oben erwähnten Annahmen über die schnelle Kommunikation zwischen den Teilbereichen gerechtfertigt ist.

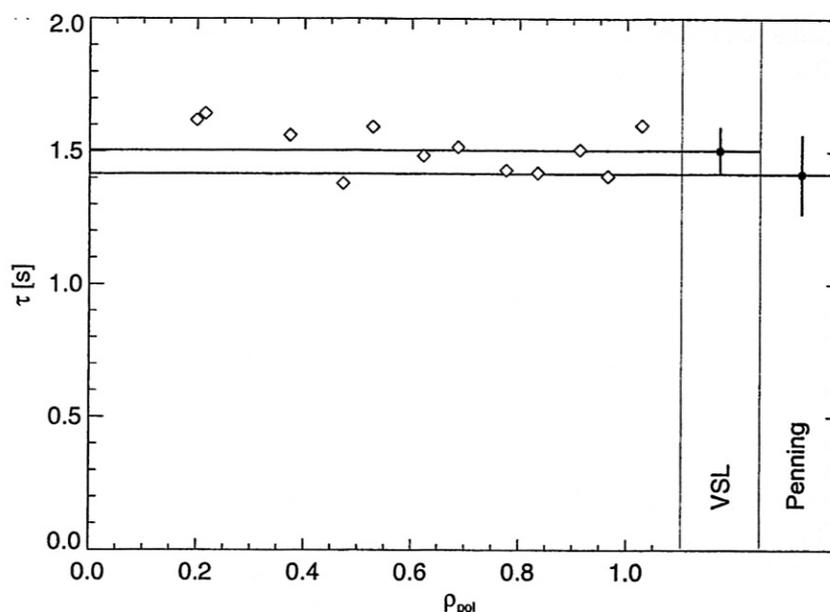


Abbildung 6.2: $1/e$ -Abfallzeitkonstanten der Heliumdichte im Hauptraum gemessen an 12 radialen Positionen mit dem toroidalen CXRS-System während der Entladung #10780 ($I_p = 1$ MA, $B_t = -2.5$ T, $\bar{n}_e = 6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $P_{\text{NBI}} = 5$ MW). Zum Vergleich sind die Abfallzeiten im Divertor (He I Linienintensität, VSS) und im Neutralgas (Penning) mit den zugehörigen Fehlern angegeben.

6.1.2 Messung der Kompression

In den folgenden Abschnitten werden zwei grundlegend verschiedene Wege gezeigt, wie die Kompression experimentell bestimmt werden kann, im Anschluß daran werden beide Methoden miteinander verglichen.

6.1.2.1 Direkte Messung

An ASDEX Upgrade besteht die Möglichkeit aus separat gemessenen Neutralgas- und Plasmadichten von Helium dessen Kompression direkt zu bestimmen. Dazu verwendet man die mit dem Penning gemessenen Divertorpartialdichten und mit der CXR-Diagnostik aufgenommene Plasmaverunreinigungsichten.

Da an ASDEX Upgrade bisher ausschließlich Experimente mit kurzen Helimpulsen durchgeführt wurden, werden für die Berechnung der Kompression die Werte zu Beginn des exponentiellen Abfalls herangezogen. Diese ergeben sich aus dem Fit an den gesamten Pulsverlauf und dem Zeitpunkt, zu dem das Gasventil geschlossen wird. Bei der Penningdiagnostik wird hierzu der Wert n_0 (Gleichung 2.5) verwendet, der ein freier Parameter beim Anfitzen des Pulsverlaufs ist. Wie beschrieben hat dieser Wert einen Fehler von etwa 30%.

Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie liefert die lokalen Verunreinigungs-dichten im Plasma. Man erhält für eine bestimmte Anzahl radialer Positionen die Dichtewerte, so daß ein Profil über dem normierten Plasmaradius ρ angegeben werden kann. Dieses Profil zerfällt direkt nach dem Heliumpuls selbstähnlich mit der Zeitkonstante τ_{He}^* .

Eine aus dem Profil ermittelte Verunreinigungsdichte an der Separatrix ist aufgrund der starken Dichtegradienten am Rand mit sehr großen Fehlern behaftet. Deshalb wird hier die unempfindlichere mittlere Dichte, nach

$$\bar{n}_{i,+}^{\text{plasma}} = \frac{\int_{\text{Plasma}} n_{i,+}(\mathbf{r}) d^3r}{\int_{\text{Plasma}} d^3r} \approx \frac{\int_0^{\rho_p} n_{i,+}(\rho) 2\pi\rho 2\pi R_0 d\rho}{\int_0^{\rho_p} 2\pi\rho 2\pi R_0 d\rho} \approx 2 \int_0^{\rho_p} \rho n_{i,+}(\rho) d\rho \quad (6.1)$$

mit dem großen Radius R_0 und der Integration bis zum Plasmarand $\rho_p \approx 1$ verwendet. Daraus ergibt sich die gesamte Teilchenzahl an Verunreinigungen im Plasma zu $N_{i,+}^{\text{plasma}} = \bar{n}_{i,+}^{\text{plasma}} V_{\text{plasma}}$. Der Fehler der gemittelten Dichte setzt sich aus den Fehlern der atomphysikalischen Größen, dem Fehler in der Neutralstrahlabschwächung sowie den Ungenauigkeiten bei der Korrektur der einzelnen Anteile an der gesamten Linienform zusammen und beträgt etwa 30%.

Zusammen mit der Penningdiagnostik ergibt sich damit ein Fehler der auf diese Art ermittelten Kompression

$$C_{\text{He}}^{\text{exp}} = \frac{n_0}{\bar{n}_{i,+}^{\text{plasma}}} \quad (6.2)$$

von $\sqrt{2} \cdot 30\% = 42\%$. Es wird deutlich, daß diese Methode mit einem sehr hohen experimentellen Aufwand, sowohl bei der Datenaufnahme wie auch bei der Auswertung der Daten, behaftet ist.

6.1.2.2 Indirekte Messung aus globaler Zeitkonstante

Für den routinemäßigen Einsatz und zum Aufbau einer größeren Datenbasis ist ein möglichst einfaches und zuverlässiges Verfahren zur Kompressionsmessung wünschenswert. Aus einer einfachen Flußbilanz unter Berücksichtigung der wichtigsten Volumina kann man – wie in Abschnitt 5.3 gezeigt – einen einfachen Zusammenhang zwischen der globalen Teilcheneinschlußzeit τ_i^* und der Kompression C_i ableiten (Gleichung 5.21). Der Fehler in C_i hängt im wesentlichen nur von dem Fehler bei der Bestimmung der Zeitkonstante ab.

Da es, wie in Abschnitt 6.1.1 gezeigt, unwesentlich ist, an welchem Ort die Zeitkonstante τ_i^* gemessen wird, kann das Verfahren mit der größten Genauigkeit und der größten Verfügbarkeit gewählt werden. An ASDEX Upgrade werden standardmäßig mit dem Übersichtsspektrometer und mit der Penningröhre Heliumlinien gemessen. Da das Übersichtsspektrometer schon länger in Betrieb ist, existiert hier eine größere Datenbasis. Aufgrund der Intensitätsverhältnisse ist es auch das Verfahren mit den kleinsten Meßfehlern. Aus diesen Gründen werden die Pumpzeitkonstanten für die im weiteren Verlauf folgenden plasmaphysikalischen Auswertungen ausschließlich mit dem Übersichtsspektrometer bestimmt.

6.1.2.3 Vergleich der Meßmethoden

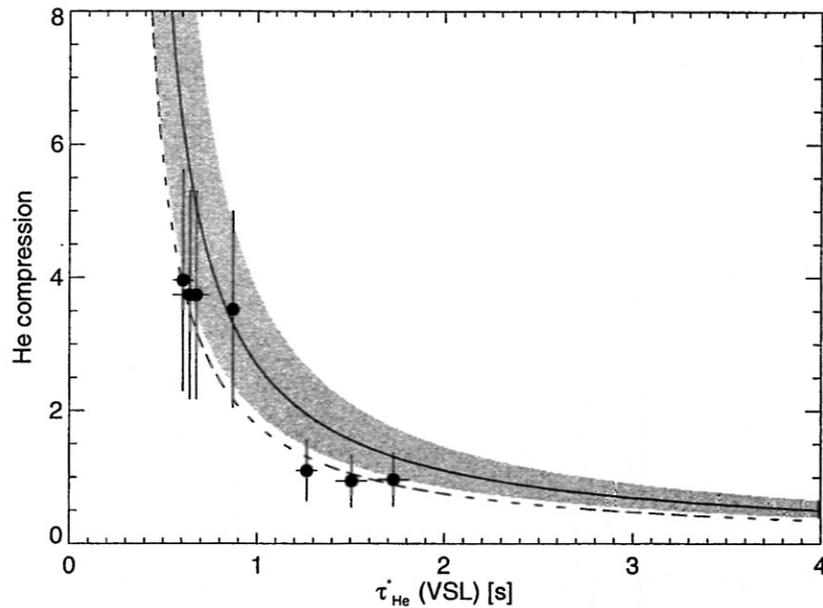


Abbildung 6.3: Vergleich der direkten und indirekten Kompressionsmessung. Die Punkte geben das Verhältnis der Teilchendichten im Domvolumen (Penningdiagnostik) zum Hauptraum (CXR) wieder, aufgetragen über den mit dem Übersichtsspektrometer gemessenen $1/e$ -Abfallzeiten. Die durchgezogene Kurve beschreibt den Verlauf der Kompression nach Gleichung 5.21 mit einer gewissen Unsicherheit in den Volumina und Leitwerten. Die gestrichelte Kurve zeigt noch die Kompression aus dem einfachen 2-Kammer-Modell (Gleichung 5.22).

Für eine geringe Anzahl von Entladungen wurden beide oben beschriebenen Meßmethoden parallel eingesetzt, um die Verwendbarkeit der wesentlich einfacheren indirekten Kompressionsbestimmung zu belegen. Abbildung 6.3 zeigt die direkt gemessene Kompression über der globalen Teilcheneinschlußzeit, zusammen mit der berechneten Kompression aus den Kammer-Modellen. Offensichtlich liegen die direkt gemessenen Kompressionen systematisch etwas zu niedrig. Wie jedoch die Fehlerbalken andeuten, ist diese Abweichung innerhalb der Fehler, die vor allem bei der direkten Messung entstehen. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden deshalb nur noch Kompressionswerte benutzt, die indirekt aus der Abfallzeit bestimmt wurden.

6.2 Experimente zur Heliumabfuhr

In den letzten Jahren wurden umfangreiche Experimente zum Transport und Pumpen von Helium durchgeführt. Dabei wurde Helium in verschiedensten Szenarios dem Plasma zugesetzt und das Verhalten in verschiedenen Diagnostiken studiert. In diesem Kapitel sollen basierend auf den theoretischen Betrachtungen der Kapitel 4 und 5 die wesentli-

chen Abhängigkeiten des Heliumtransports von Plasmaparametern an experimentellen Ergebnissen diskutiert werden.

6.2.1 Lage der Strikepoints

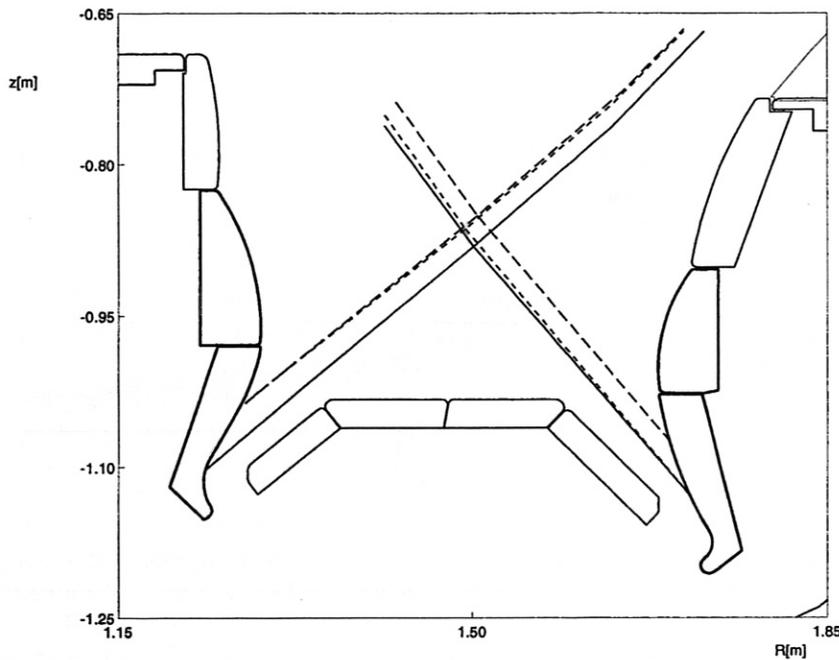


Abbildung 6.4: Lage der Separatrix im Divertor in Standardkonfiguration (Entladung #10618), mit dem inneren Strikepoint um 3 cm (#10620) und beiden Strikepoints um 3 cm (#10619) nach oben geschoben.

Bei den V-förmigen Divertorschlitzen an ASDEX Upgrade ist es möglich, durch eine Variation der Plasmalage die Auftreffpunkte der Separatrix auf die Targetplatten weiter von den Öffnungen am unteren Ende der Divertorbeine zu entfernen. Betrachtet man das Verhalten des Heliums näherungsweise durch geradlinige Flugbahnen und Reflektion an den begrenzenden Wänden (ballistisch), so bedeutet dies eine Verringerung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom auf direktem Wege oder nach wenigen Reflektionen in das Domvolumen gelangt, und damit der Wahrscheinlichkeit, abgepumpt zu werden. Dieser Effekt spielt gerade bei Helium eine Rolle, da bei mittlerer bis hoher Dichte die freie Weglänge von Heliumatomen im Plasma relativ groß ist im Vergleich zur Breite des Divertorschlitzes. Aufgrund der besonders bei niedrigen Temperaturen häufigen CX-Stöße und dem damit eher diffusiven Transport tritt dieser Effekt bei Deuterium wesentlich schwächer zutage.

In der Modellgleichung 5.39 entspricht diese Verschiebung des Geburtsortes der Heliumatome nach oben einer Verkleinerung des Wertes P_i und damit einer Erniedrigung von C_i . Eine mit der Verschiebung einhergehende Reduktion des Rückhaltevermögens des Divertors (Vergrößerung von $P_{i,back}$) hat bei kleinen Verschiebungen einen untergeordneten Einfluß.

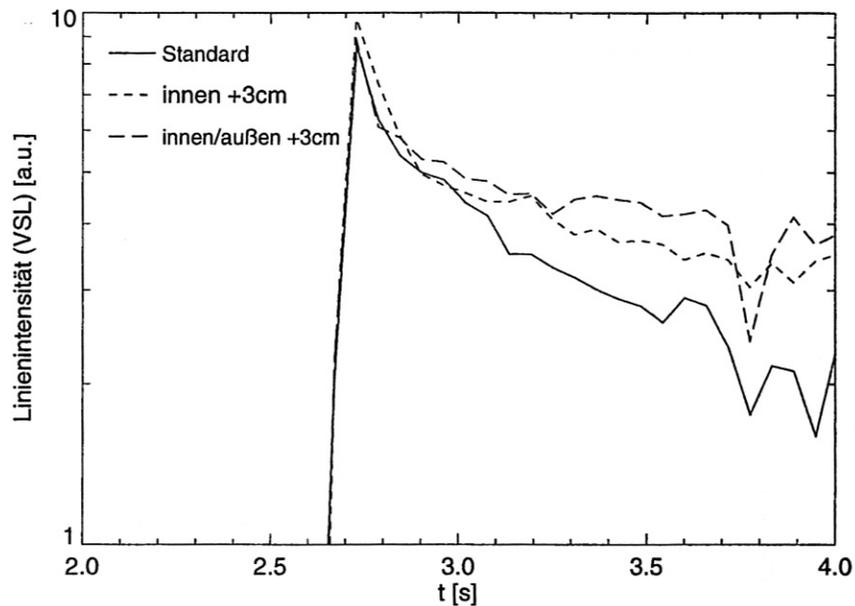


Abbildung 6.5: Der Zeitverlauf der He-Linienintensität gemessen mit dem VSS zeigt eine deutlich niedrigere Abfallrate in den beiden nach oben geschobenen Plasmen.

Diese Argumentation wurde bereits durch B2-EIRENE-Rechnungen bestätigt [42]. Experimentell bleibt hier jedoch die Schwierigkeit, nur die Lage des Plasmas zu verändern und alle anderen Parameter unbeeinflusst zu lassen. In den in Abbildung 6.4 und 6.5 gezeigten Entladungen (#10618, #10619 und #10620) ist es durch eine geringfügige Verkleinerung des Plasmavolumens und durch eine gleichzeitige Verschiebung der Strikepoints und des Plasmazentrums gelungen, drei sehr ähnliche Entladungen zu erhalten. Die in Abbildung 6.5 gezeigten Linienintensitäten zeigen den erwarteten deutlichen Rückgang der Pumprate (etwa 50%) mit der Anhebung des Plasmas [43].

Abbildung 6.6 zeigt den Verlauf der Kompression bei einer derartigen z-Verschiebung berechnet aus dem Kompressionsmodell und der rein geometrischen Betrachtung der Wahrscheinlichkeit P_i nach Gleichung 5.46. Für die Berechnung der theoretischen Werte wurde in Gleichung 5.39 nur der Bruch $1/(1 + P_{i,\text{back}}(1/P_i - 1))$ für drei verschiedene Werte von $P_{i,\text{back}}$ (0.1, 0.2 und 0.5) ausgewertet. Der Absolutwert wurde entsprechend an die Meßwerte angepaßt. Dies zeigt, daß das starke Absinken der Kompression allein durch die Verringerung der Wahrscheinlichkeit P_i , also den rein geometrischen Effekt, erklärt werden kann.

6.2.2 Kopplung an das Deuterium – Reibungskraft

Neben dem Einfluß der Geometrie auf das Verhalten von Helium ist die Wechselwirkung mit dem Deuteriumplasma von entscheidender Bedeutung. Insbesondere die Kopplung

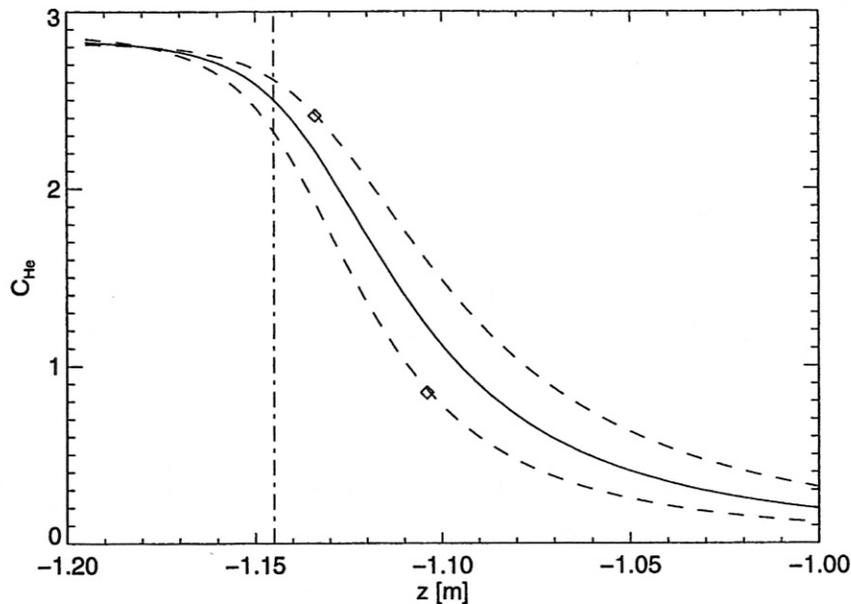


Abbildung 6.6: Das Kompressionsmodell zusammen mit dem geometrischen Modell für die Wahrscheinlichkeit in die Pumpkammer zu gelangen liefert den hier gezeigten Verlauf der Kompression bei einer Verschiebung der Strikepoint-Lage. Die beiden Rechtecke zeigen die gemessene Kompression in der Standardlage (#10618) und in der um 3 cm nach oben geschobenen Position (#10619).

der Heliumströmung durch Reibung an die des Deuteriums bestimmt das Kompressionsverhalten. Wie das einfache Modell (Gleichung 5.39) verdeutlicht, steigt die Heliumkompression direkt mit der Strömungsgeschwindigkeit der Heliumionen in Richtung Divertor. Diese Geschwindigkeit ist durch die Terme in der Kraftbilanz (Gleichung 5.5) definiert. Wie beschrieben wird das Helium durch die Reibungskraft in Richtung Divertorplatten beschleunigt. In den an ASDEX Upgrade untersuchten Entladungen ist die Strömung des Deuteriums im Divertorbereich aufgrund der starken Rezirkulation im Hoch-Recycling-Regime von der Flußverstärkung dominiert. Aus diesem Grund steigt auch die Strömungsgeschwindigkeit des Heliums und damit die Kompression mit der Neutralgasflußdichte an (Abbildung 6.7).

In dem Kompressionsmodell (Gleichung 5.39) ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Kompression des Deuteriums und des Heliums. In Abbildung 6.7 wurde die Auftragung gegen die Neutralgasflußdichte $\Phi_{0,dome}$ gewählt. Da für die Deuteriumkompression $C_D \propto \Phi_{0,dome}/n_{e,sep}$ gilt und die Neutralgasflußdichte mit der Separatrixdichte durch $\Phi_{0,dome} \propto n_{e,sep}^3$ verknüpft ist, gilt für die Kompression $C_{He} \propto C_D \propto \Phi_{0,dome}^{2/3}$. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.7 durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Die Entladungen wurden entsprechend der Leistung, die über die Separatrix in die Randschicht gelangt, in Gruppen eingeteilt. Die fünf Entladungen des ohmschen Dichtescans unterscheiden sich bei sonst identischen Plasmaparametern nur durch die liniengemitt-

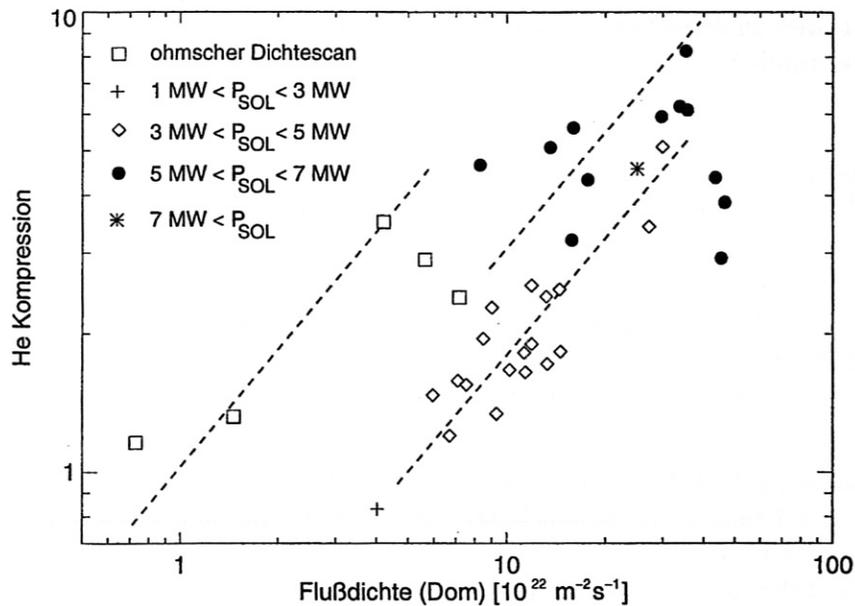


Abbildung 6.7: Die Kompression des Heliums steigt mit der Neutralgasflußdichte. Die gestrichelten Linien deuten einen Anstieg etwas schwächer als linear an und dienen nur der Führung des Auges.

telte Plasmadichte und dementsprechend auch durch die Neutralgasflußdichte. Die beiden anderen großen Gruppen umfassen hauptsächlich Entladungen mit zwei Quellen ($P_{\text{NBI}} = 5 \text{ MW}$, $3 \text{ MW} < P_{\text{SOL}} < 5 \text{ MW}$) beziehungsweise drei Quellen Neutralinjektion ($P_{\text{NBI}} = 7.5 \text{ MW}$, $5 \text{ MW} < P_{\text{SOL}} < 7 \text{ MW}$). Sie unterscheiden sich jedoch teilweise in den Parametern, wie unter anderem in Magnetfeldkonfiguration, Plasmaform und -lage oder dem Status der Kryopumpe. In den meisten Fällen kann die Streuung mit diesen Variationen und den Meßfehlern erklärt werden.

Innerhalb der Serien des ohmschen Dichtescans und den Entladungen mit $5 \text{ MW} < P_{\text{SOL}} < 7 \text{ MW}$ sinkt die Kompression bei hohen Dichten wieder ab. Der Grund hierfür wird in Abschnitt 6.2.4 behandelt.

6.2.3 Induzierte Randschichtströmung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde verdeutlicht, daß die Kompression des Heliums im Divertor in erster Linie durch den rezirkulierenden Deuteriumfluß im Divertorbereich bestimmt wird und damit mit der Neutralgasflußdichte beziehungsweise der Deuteriumkompression steigt. Es stellt sich die Frage, ob die Kompression einer Verunreinigung auch durch eine zusätzliche, von außen induzierte Strömung in der Randschicht verstärkt werden kann.

Es ist experimentell äußerst schwierig, ausschließlich die Strömungsgeschwindigkeit des Deuteriums zu variieren, während alle übrigen Plasmaparameter wie Dichten und Temperaturen konstant gehalten werden sollen. Konstante Dichte bei erhöhter Geschwindigkeit bedeutet, daß der Teilchenfluß durch die Randschicht erhöht werden muß. Eine

Möglichkeit, dies zu erreichen, besteht in einer gleichzeitigen Steigerung der Deuteriumnachfüllrate durch Ventile und der Saugleistung für Deuterium, weshalb derartige Experimente auch mit „puff and pump“ („Einblasen und Nachfüllen“) bezeichnet werden. Für einen Fusionsreaktor ist ein derartiges Szenario nicht interessant, da die induzierte Strömung dort nur durch eine Nachfüllung von Deuterium und Tritium zu gleichen Teilen denkbar ist, was zu einem Konflikt mit der Minimierung des Tritiumverbrauches führt.

Eine andere Methode, die Strömungsverhältnisse in der oberen Randschicht zu verändern, ergibt sich durch die Variation des Einblasortes. So kann die Nachfüllung des Deuteriums durch Ventile im mittleren bis oberen Bereich des Hauptplasmas geschehen oder aber durch Ventile im Divertorbereich (Domvolumen oder Private-Flux-Bereich).

Die technischen Voraussetzungen, um derartige Experimente durchzuführen, sind an AS-DEX Upgrade gegeben. Durch die Installation einer Kryopumpe [44] als Ergänzung für die bereits existierenden Turbomolekularpumpen kann die Saugleistung für Deuterium unabhängig von der für Helium variiert werden. Bei einer Kryopumpe werden Adsorptionsflächen auf die Temperatur flüssigen Heliums gekühlt, wodurch Deuteriummoleküle daran angefroren werden. Durch dieses Prinzip bedingt kann damit kein Helium gepumpt werden. Während die Turbopumpen ungefähr die gleiche Saugleistung für Deuterium und Helium von $10 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ aufweisen, hat die Kryopumpe eine Saugleistung von etwa $100 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für Deuterium. Auch das Wechseln der Ventile ist möglich, da sowohl im Hauptraum als auch im Divertor Gas eingeblasen werden kann.

#	Pumpe	Ventile	\bar{n}_e m^{-3}	Γ_D s^{-1}	$\Phi_{0,\text{dome}}$ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$	τ_{He}^* s	C_{He}
11024		Hauptraum	$6.9 \cdot 10^{19}$	$0.42 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^{23}$	1.04	2.5
11025		Divertor	$6.9 \cdot 10^{19}$	$0.62 \cdot 10^{22}$	$1.5 \cdot 10^{23}$	1.33	1.8
11028	Kryo	Divertor	$6.7 \cdot 10^{19}$	$2.85 \cdot 10^{22}$	$1.1 \cdot 10^{23}$	1.45	1.7
11029	Kryo	Hauptraum	$6.8 \cdot 10^{19}$	$1.22 \cdot 10^{22}$	$1.2 \cdot 10^{23}$	1.03	2.5
11030		Hauptraum	$6.8 \cdot 10^{19}$	$0.40 \cdot 10^{22}$	$1.2 \cdot 10^{23}$	1.29	1.9

Tabelle 6.1: Die Entladungen zur Untersuchung des Einflusses einer von außen induzierten Randschichtströmung wurden mit zwei Quellen Neutralinjektion ($P_{\text{NBI}} = 5 \text{ MW}$) bei $I_p = 1 \text{ MA}$, $B_t = -2.5 \text{ T}$ und einem Sicherheitsfaktor von $q_{95} = 3.8$ durchgeführt.

Es wurden Entladungen ohne Kryopumpe mit niedrigem Deuteriumdurchsatz und Entladungen mit Kryopumpe und erhöhtem Deuteriumfluß durchgeführt. Aufgrund der stark unterschiedlichen Saugleistung der Turbo- und der Kryopumpe ist es leider nicht gelungen, die Neutralgasflußdichte auf einheitliche Werte zu regeln. Zusätzlich wurden Entladungen durchgeführt, bei denen der Einblasort verändert wurde, so daß sich eine Serie von fünf Entladungen ergeben hat, die in Tabelle 6.1 zusammengefaßt sind. Die Variationen der Heliumkompression können am besten an der Abbildung 6.8, die einen Ausschnitt aus Abbildung 6.7 darstellt, verdeutlicht werden. Die zwei Entladungen in Standardkonfiguration (ohne Kryopumpe, Hauptraumventile) passen im Rahmen der Fehler zum Anstieg mit der Neutralgasflußdichte, der analog zu Abbildung 6.7 durch die

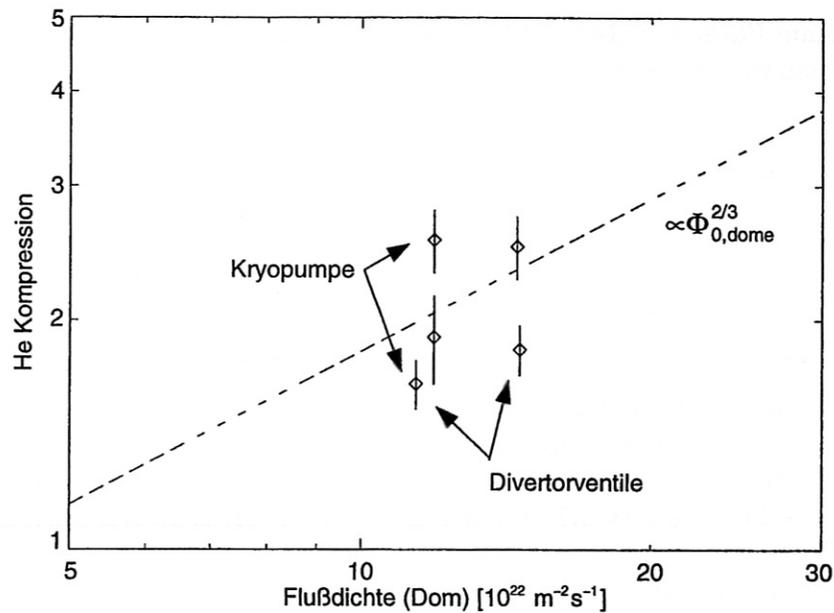


Abbildung 6.8: Heliumkompression bei Entladungen #11024, 11025, 11028-11030, die den Einfluß einer veränderten Deuteriumströmung in der Randschicht zeigen. Die Entladungsparameter sind in Tabelle 6.1 gegeben.

unterbrochene Linie dargestellt ist. Die Entladung mit Kryopumpe und den Hauptraumventilen zeigt eine um etwa 30% erhöhte Kompression (Abfallzeit um ungefähr 20% niedriger). Bei einem Anstieg des totalen Deuteriumzuflusses (Gasventile und Neutralinjektion) um den Faktor drei, der sich nach dem Zuschalten der Kryopumpe ergibt, ist dies ein eher geringer Effekt. Die Entladungen, bei denen die Divertorventile zum Einsatz kommen, weisen eine um ungefähr 30% niedrigere Kompression im Vergleich zur Standardkonfiguration auf. In diesem Fall ist der Fluß in der Randschicht vermindert und es kommt deshalb zu einem leichten Absinken der Heliumkompression. Dabei ist auch zu erkennen, daß der Einfluß des durch die Kryopumpe verstärkten Deuteriumflusses im Falle der Divertorventile schwächer ist. Dabei wird der Fluß nicht in der Randschicht verstärkt, sondern nur in dem durch das Hoch-Recycling dominierten Divertorbereich, wo die relative Flußänderung klein ist.

Diese Ergebnisse decken sich mit Untersuchungen an DIII-D, die bei sehr ähnlichen Bedingungen durchgeführt wurden [40]. Dort wurde ebenfalls der Einblasort für die Deuteriumnachfüllung verändert, wodurch bei einer Nachfüllrate von $\Gamma_D = 1.05 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$ die Heliumkompression bei der Nachfüllung im Divertor um 20% abgesunken ist. Außerdem wurde im Rahmen dieser Untersuchungen gezeigt, daß für schwerere Verunreinigungen wie zum Beispiel Neon oder Argon der Effekt wesentlich stärker ist. Der Grund hierfür ist nur zum Teil die Abhängigkeit der Reibungskraft von der Ladungszahl der Verunreinigungsionen. Vor allem die unterschiedlichen freien Weglängen der Verunreinigungsneutralen im Verhältnis zur Ausdehnung des Bereichs, in dem die Reibungskraft in Richtung Target überwiegt, definiert das Rückhaltevermögen [40]. Quantitative Aussagen können jedoch nur mit einer zweidimensionalen Modellierung wie zum Beispiel mit

dem Programm-Paket B2-EIRENE (Abschnitt 5.2) gemacht werden, da es hierbei sehr auf die Strömungsverteilungen ankommt.

6.2.4 Detachment und Rückhaltevermögen

In Abschnitt 6.2.2 wurde bereits darauf hingewiesen, daß es bei hohen Neutralgasflußdichten zu einem Absinken der Heliumkompression kommt. Die Ursache dieses Effekts läßt sich am besten bei einer genaueren Analyse der ohmschen Entladungen (in Abbildung 6.7 als „ohmscher Dichtescan“ bezeichnet) verstehen.

Bei der Serie von fünf Entladungen (#11973, 11974, 11975, 11976, 11980) mit ohmscher Plasmaheizung wurde die liniengemittelte Dichte \bar{n}_e auf Werte im Bereich von $2.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bis $5.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ geregelt. Bei sonst unveränderten Plasmaparametern ($I_p = 1 \text{ MA}$, $B_t = -2.5 \text{ T}$, $q_{95} = 4.2$) variiert die ohmsche Heizleistung aufgrund der mit steigender Dichte anwachsenden Resistivität des Plasmas. Die Ergebnisse der Serie sind in Tabelle 6.2 und Abbildung 6.9 zusammengefaßt.

#	\bar{n}_e m^{-3}	P_{ohm} MW	$n_{e,\text{sep}}$ m^{-3}	$\Phi_{0,\text{dome}}$ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$	τ_{He}^* s	C_{He}
11980	$2.0 \cdot 10^{19}$	0.60	$\approx 1.1 \cdot 10^{19}$	$0.7 \cdot 10^{22}$	1.96	1.2
11975	$3.0 \cdot 10^{19}$	0.67	$1.3 \cdot 10^{19}$	$1.5 \cdot 10^{22}$	1.76	1.3
11974	$4.0 \cdot 10^{19}$	0.82	$2.1 \cdot 10^{19}$	$4.2 \cdot 10^{22}$	0.81	3.6
11976	$4.5 \cdot 10^{19}$	0.90	$2.4 \cdot 10^{19}$	$5.6 \cdot 10^{22}$	0.93	2.9
11973	$5.0 \cdot 10^{19}$	0.96	$2.6 \cdot 10^{19}$	$7.2 \cdot 10^{22}$	1.07	2.4

Tabelle 6.2: Entladungparameter des Dichtescans bei ohmschen Plasmen. Bei der Entladung #11980 stand die Lithiumstrahl Diagnostik als Standardmessung der Randschichtdichte nicht zur Verfügung, weshalb der Wert aus Messungen der THOMSON-Streuung ermittelt wurde.

Die Entladungen zeigen einen Anstieg der Neutralgasflußdichte mit der dritten Potenz der liniengemittelten Dichte. Dies zeigt, daß sich die Entladungen im Bereich des High-Recycling-Regimes befinden, wobei die Entladung bei der niedrigsten Dichte bereits den Übergang in das Low-Recycling-Regime andeutet. Betrachtet man den über die Targetplatten integrierten Ionenfluß, so beginnt dieser oberhalb einer bestimmten Dichte abzusinken. Dieses als „Rollover“ bezeichnete Phänomen ist ein typisches Zeichen für das Ablösen des Plasmas von den Divertorplatten (vollständiges Detachment) und das Einsetzen der Volumenrekombination. Hier geschieht das Absinken des integrierten Ionenflusses im äußeren Divertor etwas früher als im Inneren. Der Verlauf der Heliumkompression zeigt zunächst einen Anstieg mit der Dichte, wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben. Das Absinken der Kompression mit steigender Dichte ist jedoch unmittelbar mit dem Einsetzen des Detachments korreliert.

Bei der Divertorgeometrie an ASDEX Upgrade (Divertor II) werden die Helium-Neutralen, die an der Divertorplatte entstehen, entweder an den materiellen Wänden reflektiert oder

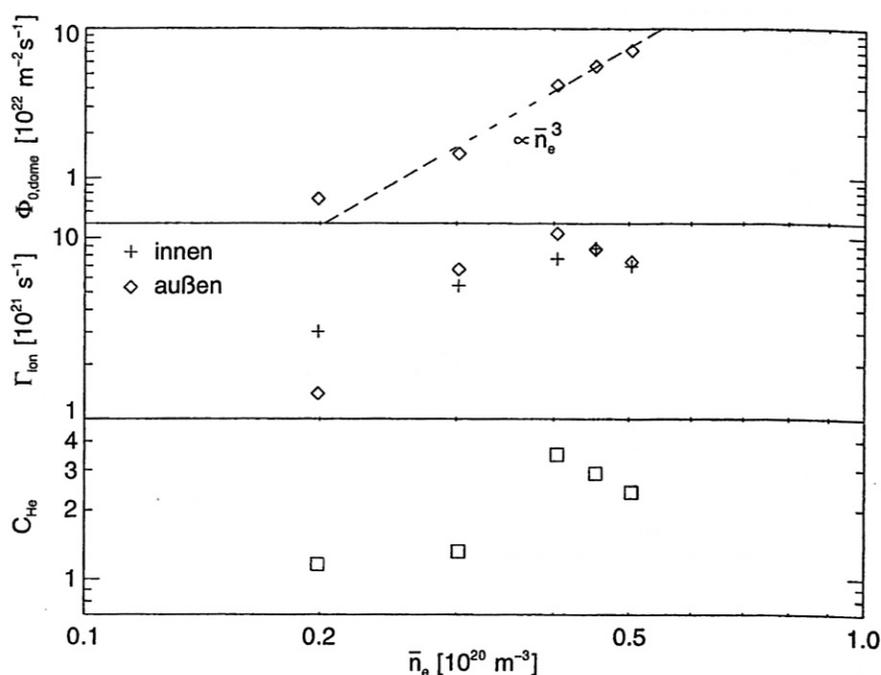


Abbildung 6.9: Ohmscher Dichtescan. Die Neutralgasflußdichte $\Phi_{0,\text{dome}}$ steigt mit der dritten Potenz der liniengemittelten Dichte, wie dies im High-Recycling-Regime zu erwarten ist. Das Absinken des Deuteriumionenflusses Γ_{ion} (gemessen mit LANGMUIR-Sonden) auf die Targetplatten zeigt eindeutig das einsetzende Detachment oberhalb einer Dichte von $\bar{n}_e = 0.4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Die Heliumkompression steigt zunächst mit der Neutralgasflußdichte, sinkt aber dann bei einsetzendem Detachment unmittelbar ab.

sie werden in den heißen Bereichen, die sich keilförmig weit bis in den Divertor herunterziehen, ionisiert. In beiden Fällen können sie den Divertorbereich nicht ungehindert verlassen, außer durch die dafür vorgesehene Öffnung am unteren Ende des „V“-s. Bei starkem Detachment hingegen (Temperaturen unter 5 eV, beziehungsweise unter 1.5 eV mit Volumenrekombination) zieht sich das heiße Plasma aus dem Divertor zurück, so daß der Weg für Heliumneutrale zurück in das Hauptplasma frei wird (siehe Wirkungsquerschnitt in Abbildung 5.4). In dem einfachen Kompressionsmodell in Gleichung 5.39 bedeutet dies einen Anstieg der Wahrscheinlichkeit P_{back} , welche neben dem Einfluß der Geometrie durch die freie Weglänge der Heliumatome bestimmt ist. Das Rückhaltevermögen und damit die Kompression nehmen ab.

Bei Deuterium hingegen spielt der bei niedrigen Temperaturen überwiegende Ladungsaustausch eine sehr große Rolle. Durch die sehr häufigen CX-Stöße kann die freie Weglänge der Deuteriumatome und -moleküle bei weitem nicht so stark ansteigen wie bei Helium. Dies hat zur Folge, daß die Deuteriumkompression bei kaltem Divertorplasma und Detachment keinen derartig starken Einbruch erleidet. Insbesondere bedeutet dies, daß die Anreicherung des Heliums zusammen mit der Heliumkompression absinkt, wie dies in Abbildung 6.10 an den experimentellen Werten deutlich zu erkennen ist.

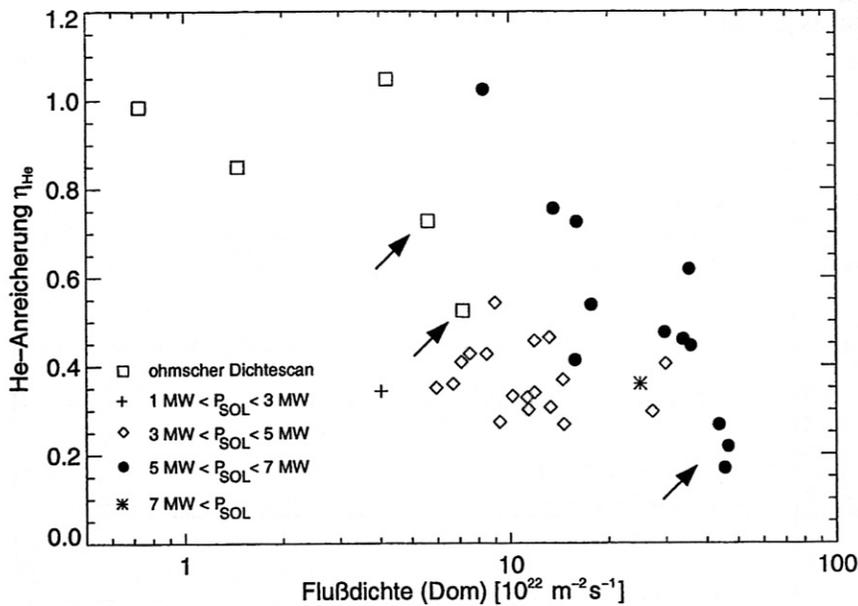


Abbildung 6.10: Heliumanreicherung über der Neutralgasflußdichte. Aufgrund der beschriebenen Abhängigkeit der Heliumkompression von der Neutralgasflußdichte ist keine Abhängigkeit des Enrichments von der Flußdichte zu erkennen. Erst bei hohen Dichten, niedrigen Divertortemperaturen und einsetzendem Detachment sinkt die Heliumanreicherung ab.

Neben dem Absinken des Ionenflusses auf die Targetplatten ist auch ein starker Anstieg der Wasserstoffstrahlung ein typisches Zeichen für Detachment. Die Besetzung der oberen Niveaus geschieht teilweise durch Anregung, aber auch durch Rekombination. Das bedeutet, daß ein starker Anstieg in der H_{β} -Intensität ein Zeichen für starke Volumenrekombination und damit Detachment ist. Abbildung 6.11 zeigt die H_{β} -Intensität gemessen im Divertor für die Entladungen in Abbildung 6.7. Entladungen, welche die Signatur deutlichen Detachments auch in den Signalen anderer Diagnostiken (wie zum Beispiel das Absinken der Kohlenstoff-Strahlung und das Absinken des Ionenflusses) zeigen, sind durch Pfeile markiert. Der starke Anstieg der Wasserstoffstrahlung liegt an der zusätzlichen Besetzung der entsprechenden oberen Niveaus durch die einsetzende Rekombination des Plasmas.

Abbildung 6.12 zeigt direkt das Absinken des Enrichments über der steigenden Linienintensität der Wasserstoffstrahlung. Die Auswertung von zeitlich hochaufgelösten Messungen der Kohlenstoff-Strahlung zeigt, daß im Falle der Plasmen mit $5 \text{ MW} < P_{\text{SOL}} < 7 \text{ MW}$ das Detachment nur zwischen den ELMs auftritt. Da die Phase zwischen den ELMs jedoch deutlich länger ist als die Zeitdauer eines ELMs, ist der Einfluß auf die Heliumanreicherung deutlich sichtbar (siehe Abschnitt 5.4.3).

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß sich bei Detachment das Plasma aufgrund der Rekombination von den Targetplatten ablöst. Damit geht auch eine Verschiebung des Leistungsflußmaximums (gemessen mit der Thermographie) nach oben einher (wurde nur

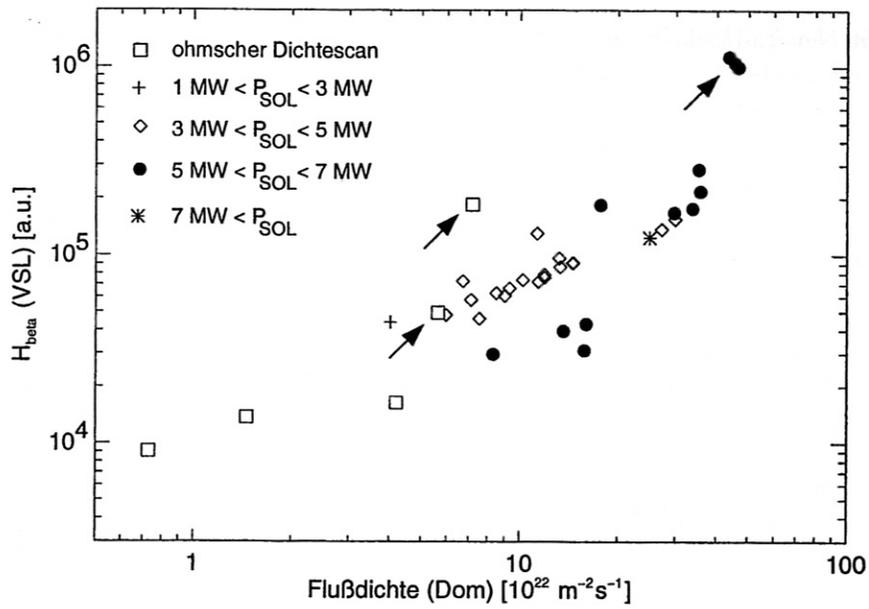


Abbildung 6.11: Linienintensität von H_β -Strahlung gemessen mit dem Übersichtsspektrometer VSS im Divertor. Bei den ohmschen Entladungen erkennt man das sehr starke Ansteigen der H_β -Intensität bei den beiden Entladungen mit der höchsten Dichte. Dieser Anstieg korreliert direkt mit dem Rollover des Ionensättigungsstromes mit LANGMUIR-Sonden gemessen.

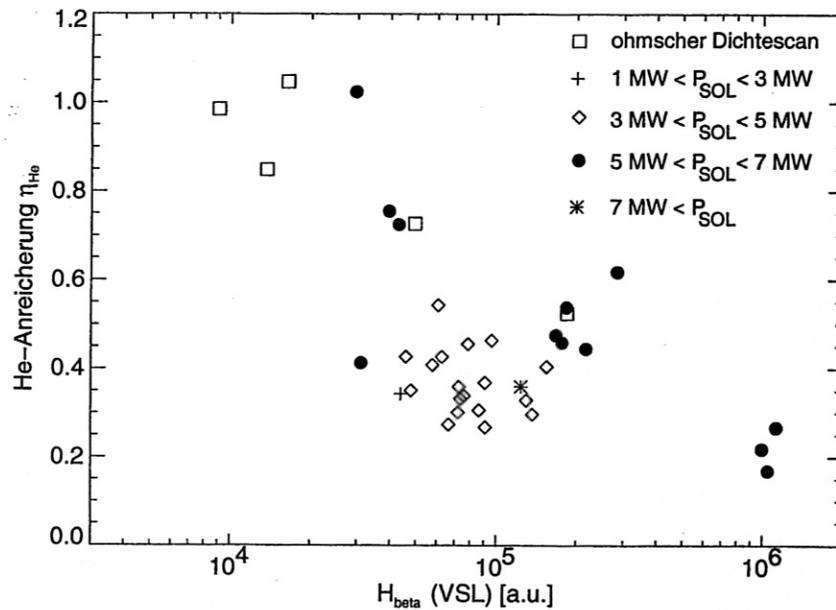


Abbildung 6.12: Das Absinken der Heliumanreicherung mit der H_β -Strahlung dokumentiert direkt das reduzierte Rückhaltevermögen des Divertors bei sinkender Temperatur und einsetzendem Detachment.

bei den mit Neutralinjektion geheizten Plasmen beobachtet). Gleichzeitig mit dieser z -Verschiebung des Leistungsflußmaximums tritt möglicherweise auch eine z -Verschiebung des Teilchenflußmaximums von Helium auf. Damit verbunden ist – wie in Abschnitt 6.2.1 erwähnt – ebenfalls ein Absinken der Kompression. Ob nun einer der beiden Effekte überwiegt, kann experimentell nicht geklärt werden, da keine Diagnostikmöglichkeit zur Verfügung steht. Dieser Punkt kann jedoch in weiterführenden Arbeiten mit B2-EIRENE-Modellierungen geklärt werden.

Umfangreiche Simulationsläufe mit dem Programm-Paket B2-EIRENE für verschiedene Heizleistungen und Randschichtdichten zeigen vollkommen analoges Verhalten wie die oben vorgestellten Entladungen (Abbildung 6.13). Auch hier kann die Abkühlung des Divertors und das Detachment dafür verantwortlich gemacht werden [45].

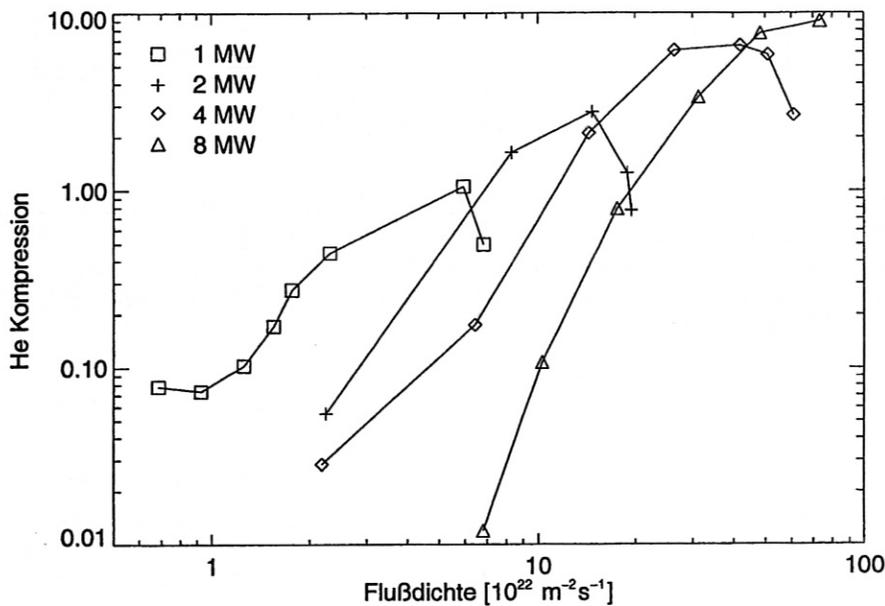


Abbildung 6.13: Heliumkompression über der Neutralgasflußdichte in ASDEX Upgrade Plasmen berechnet mit B2-EIRENE. Die Punkte sind entsprechend der Leistung in die Randschicht P_{SOL} gekennzeichnet.

Das Absinken der Heliumkompression bei hoher Dichte wurde bereits früher in der sehr offenen Divertorkonfiguration an dem Tokamakexperiment Doublet III beobachtet [46, 47]. An den oben vorgestellten Messungen an ASDEX Upgrade zeigt sich, daß das Absinken der Heliumkompression mit dem für einen Fusionsreaktor sehr bedeutenden Detachment einhergeht. Im Hinblick auf den Testreaktor ITER (oder folgende energieliefernde Fusionsreaktoren), der eine sehr ähnliche Divertorgeometrie wie ASDEX Upgrade bei deutlich größerer Ausdehnung aufweisen wird, wird sich ein Optimum für die Heliumkompression im Bereich des Detachments einstellen. Zunächst wird bei einsetzendem Detachment der Weg vom vertikalen Target durch das Plasma in die Pumpkammer frei (P_i wird größer), wodurch die Kompression ansteigt [48]. Bei starkem Detachment hingegen, wenn die Temperatur sehr niedrig ist und die Rekombinationszone sehr weit aus

dem Divertorbereich zurückgewichen ist, kann auch an ITER, genau wie hier gezeigt wurde, das Rückhaltevermögen ($P_{i,\text{back}}$ steigt an) und damit die Heliumkompression absinken. Dies zeigt auch hier die Notwendigkeit möglichst exakter Simulationsrechnungen für eine Optimierung der Heliumabfuhr.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Die Heliumproduktion ist in einem Fusionsplasma direkt an die Energieproduktion gekoppelt. Um die Verdünnung des Plasmas zu vermeiden, ist die Abfuhr der Heliumasche aus dem Plasma von entscheidender Bedeutung für das stationäre Brennen eines Deuterium-Tritium-Plasmas und damit für den Betrieb eines zukünftigen Fusionsreaktors. Deshalb werden seit langem weltweit große Anstrengungen unternommen, den Transport der Heliumasche zu studieren. Auch wenn heutzutage üblicherweise reine Deuteriumplasmen verwendet werden, in denen Helium nicht in ausreichender Menge produziert wird, ist es durch das Einbringen neutralen Heliums von Außen möglich, die Heliumabfuhr zu untersuchen.

Für derartige Studien stehen an dem Fusionsexperiment ASDEX Upgrade eine Reihe von Diagnostiken zur Verfügung, die es erlauben Helium sowohl im Plasma wie auch im Neutralgas nachzuweisen. Die Messung des Partialdrucks von Helium in dem Hintergrund aus Deuterium im Bereich des abgepumpten Gases geschieht auf spektroskopischem Wege (Kapitel 2). Die Beobachtung von Helium- und Deuteriumlinien in der Gasentladung einer Penningröhre ermöglicht die Trennung der beiden Spezies. Die Auswertung der optischen Strahlung geschieht in einem Detektorsystem bestehend aus Interferenzfiltern und Photomultipliern. Mit Hilfe eines speziellen Eichverfahrens ist es möglich, die gemessene Linienintensität in den jeweiligen Partialdruck umzurechnen.

Außer dieser Neutralgasdiagnostik stehen Verfahren zur Verfügung, die es erlauben die Heliumdichte im Zentralplasma und Linienintensitäten von Helium im Divertorbereich zu messen (Kapitel 3). Die Ladungsaustauschrekombinationsspektroskopie mißt absolute Heliumdichten räumlich und zeitlich aufgelöst im Zentralplasma. Desweiteren steht ein Netz an spektroskopischen Diagnostiken im Divertorbereich zur Verfügung, das Linienintensitäten, und damit unter geeigneten Bedingungen den Zeitverlauf der Heliumdichte liefert.

Diese Messungen des Heliums an verschiedenen Positionen im Plasma und im abgepumpten Neutralgas ermöglichen die direkte Messung der Pumpeigenschaften des Heliums. Größen, die den Transport und das Pumpen charakterisieren, die globale Teilcheneinschlußzeit, die Kompression und das Enrichment, können damit direkt gemessen werden.

Neben der direkten Bestimmung aus lokal gemessenen Größen kann die Kompression aus der globalen Teilcheneinschlußzeit berechnet werden. Die Bilanzierung der Teilchenflüsse zwischen dem Plasma und den Divertorvolumina ergibt einen einfachen Zusammenhang zwischen der Kompression einer Verunreinigung und deren Einschlußzeit. Da die Messung der globalen Teilcheneinschlußzeit mit sehr geringem Aufwand möglich ist, wird diese indirekte Methode der direkten Messung vorgezogen. In Entladungen an ASDEX Upgrade wurde gezeigt, daß es sich im Ergebnis um gleichwertige Meßmethoden handelt.

Unumgänglich für die Interpretation der Meßwerte ist ein umfassendes Verständnis der Physik der Randschicht und der Prozesse, die den Heliumtransport beeinflussen. Anhand eines eindimensionalen Modelles, das nur den Transport parallel zu den magnetischen Feldlinien behandelt, werden die Eigenschaften der Randschicht eines Tokamakplasmas diskutiert (Kapitel 4). Dies macht bereits die wichtigsten Abhängigkeiten der Divertorparameter von den Eigenschaften des Zentralplasmas verständlich. Auch wenn die experimentellen Daten damit nicht exakt wiedergegeben werden können, gelingt es damit, die für einen Fusionsreaktor wichtigen Operationsbereiche – das High-Recycling-Regime und das Detachment – theoretisch zu erfassen. Ebenso wird die Bedeutung der rezirkulierenden Neutralteilchen hervorgehoben.

Basierend auf dieser Physik des Deuteriumplasmas wird – in einem ebenfalls eindimensionalen Bild – die Kraftbilanz der Verunreinigungen und des Heliums erläutert (Kapitel 5). Dies macht deutlich, wie der Heliumtransport im Experiment beeinflußt und optimiert werden kann. So ist es vor allem das Zusammenspiel der Reibungskraft und der Thermokräfte, wodurch die Bewegung der Verunreinigungen bestimmt wird.

Die Bilanzierung der Teilchenflüsse im Divertorbereich führt zu Modellen die es erlauben, die Heliumkompression aus der Strömungsgeschwindigkeit und Entkommwahrscheinlichkeiten zu berechnen. Die Wahrscheinlichkeiten sind definiert durch die freie Weglänge der Heliumatome und durch die Geometrie des Divertoraufbaus.

Die Variation der Heliumkompression mit der Strikepoint-Lage wurde experimentell nachgewiesen und kann mit dem vorher erarbeiteten Modell erklärt werden. Experiment und Modell sind quantitativ in Übereinstimmung. Beide zeigen die große Bedeutung der Positionierung des Plasmas im Divertor und exemplarisch die Rolle der Divertorgeometrie.

An der an ASDEX Upgrade erstellten experimentellen Datenbasis erkennt man zunächst einen starken Anstieg der Heliumkompression mit der Deuterium-Neutralgasflußdichte im Divertor. Der Grund hierfür ist die Kopplung der Geschwindigkeit der Heliumionen durch Reibung an die Strömungsgeschwindigkeit des Deuteriumhintergrundes. Diese Strömung ist im Divertorbereich vor allem durch die starke Rezirkulation der Deuteriumneutralen und der damit entstehenden Flußverstärkung bestimmt. Mit steigender Dichte wächst die Deuteriumströmung in Richtung der Divertorplatten überproportional an, was zu der verbesserten Kompression des Heliums führt.

Es stellt sich seit langem die Frage, ob neben dieser Kopplung an die intrinsisch vorhandene Deuteriumströmung der Heliumtransport auch durch eine von außen induzierte Strömung beeinflußt werden kann. In speziellen Entladungen, in denen der Deuteriumfluß durch das Ein- oder Ausschalten der Kryopumpe verändert wurde, erkennt man, daß die Heliumkompression durch diese extern induzierten Randschichtströmung variiert wird. Modellierungen bestätigen, daß dieser Effekt, der für Helium nur schwach ausgeprägt ist, an ASDEX Upgrade nur in der Geometrie mit vertikalen Divertorplatten beobachtet werden kann.

Ein entscheidender Punkt bei der Konzeption eines Fusionsreaktors ist die freie Ionsationsweglänge des neutralen Heliums im Plasma nach der Rekombination an den Divertorplatten. Diese freie Weglänge hängt über den Wirkungsquerschnitt sehr stark von

der Temperatur ab. Dies führt dazu, daß die Heliumkompression und die Anreicherung des Heliums im Neutralgas ebenfalls besonders stark temperaturabhängig sind. An ASDEX Upgrade führt dies dazu, daß die Heliumkompression und das Enrichment gerade in dem Bereich des Detachments absinkt, der für einen Fusionsreaktor aus Gründen der Leistungsabfuhr so bedeutend ist. Weil die freie Weglänge des Neutralen Heliums dann größer als die Divertordimension wird kann Helium nicht mehr im Divertor komprimiert werden. Bei einem zukünftigen Fusionsreaktor wie auch bei ITER führt dieser Sachverhalt jedoch aufgrund der größeren räumlichen Dimensionen zu einem anderen Ergebnis. Da der Weg von der Divertorplatte durch das Plasma in die Pumpkammer viel länger ist, sorgt das Ansteigen der freien Weglänge bei einsetzendem Detachment zunächst für eine Verbesserung des Heliumpumpens. Erst bei noch tieferen Temperaturen und damit sehr starkem Detachment führt dies ebenfalls zu der an ASDEX Upgrade demonstrierten Verringerung der Heliumkompression.

Neben den hier vorgestellten experimentellen Untersuchungen, wird eine sehr umfassende Modellierung des Tokamakplasmas vor allem im Bereich der Randschicht und des Divertors durchgeführt. Die Ergebnisse, die mit numerischen Programm-Paketen wie zum Beispiel B2-EIRENE erzielt werden, unterstützen die hier vorgeführten experimentellen Befunde und helfen bei deren Erklärung.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse heutiger Experimentalreaktoren, daß das Helium schnell genug aus dem Plasma abgepumpt werden kann. Insbesondere die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Entladungen, die überwiegend in dem für ITER geplanten Operationsregime der ELM-behafteten H-Mode durchgeführt wurden, zeigen, daß der Heliumtransport schnell genug ist. Um Aussagen über den Heliumtransport in verbesserten Einschlußregimen, wie zum Beispiel Szenarien mit internen Transportbarrieren, zu machen, existieren noch nicht genügend experimentelle Daten. Aufgrund des verbesserten Teilcheneinschlusses, der mit dem besseren Energieeinschluß einhergeht, kann es zu Problemen bei der Abfuhr der Heliummasche aus dem Zentralplasma kommen.

Mit den in dieser Arbeit aufgegriffenen und erweiterten Modellvorstellungen ist es möglich, den Heliumtransport in der Randschicht und im Divertor zu verstehen und die experimentell gewonnenen Daten zu interpretieren. Der Aufbau und die Analyse einer noch umfassenderen experimentellen Datenbank kann das Verständnis einzelner Zusammenhänge noch vertiefen. Letztendlich ist es aber die detaillierte Modellierung mit zweidimensionalen, numerischen Codes, die das Design des Experimentalreaktors ITER oder eines zukünftigen Fusionsreaktors unterstützt und ermöglicht. Der Vergleich der in dieser Arbeit gezeigten experimentellen Ergebnisse mit denen der Modellierungen demonstriert die schon heute sehr hohe Aussagekraft dieser Codes und bietet die Möglichkeit die Berechnungen zu optimieren.

Das Dokument enthält eine Zusammenfassung und einen Ausblick auf die zukünftige Entwicklung der... (The text is extremely faint and largely illegible, appearing to be a summary and outlook section.)

A Tokamaks

Wie in Kapitel 1 beschrieben müssen für die Zündung eines Fusionsplasmas die Teilchen möglichst lange Zeit bei möglichst hohen Dichten und Temperaturen eingeschlossen sein. Dies kann mit Magnetfeldern geschehen, wobei es in linearen Anordnungen zu sehr starken Endverlusten kommt. Der Weg, diese Verluste zu umgehen, ist die Krümmung der Magnetfelder, so daß sich eine in sich geschlossene, torusförmige Anordnung ergibt. Der Nachteil dabei ist, daß es aufgrund dieser Krümmung zu stark inhomogenen Magnetfeldern kommt, die an der Innenseite des Torus wesentlich stärker sind als an der Außenseite. Um die dadurch entstehenden Teilchendiffusions zu kompensieren, müssen die magnetischen Feldlinien durch ein zusätzliches Magnetfeld in Richtung des kleinen Torusumfangs verwunden werden. Bei einem sogenannten Stellarator wird dieses zusätzliche Magnetfeld durch die komplexe Formgebung der externen Spulen von außen vorgegeben, bei einem Tokamak hingegen wird im Plasma ein Strom induziert, der dieses Magnetfeld erzeugt.

Der Aufbau eines Tokamaks ist in Abbildung A.1 schematisch gezeigt. Mit Hilfe einer Reihe von polar angeordneten Spulen (Hauptfeldspulen; auch TF-Spulen genannt, da sie das Toroidalfeld erzeugen) wird ein Magnetfeld B_φ in toroidaler¹ Richtung erzeugt. Durch die im Zentrum des Torus stehende Spule, die mit einer primären Transformatorwicklung vergleichbar ist, wird beim Durchfahren einer Stromrampe im Plasma („sekundäre Wicklung“), das sich in toroidaler Richtung zwischen den Hauptfeldspulen befindet, der Strom I_p induziert. Wegen der Heizwirkung (OHmsche Heizung) wird diese Wicklung als OH-Spule bezeichnet. Das von dem Strom I_p gebildete Magnetfeld B_θ überlagert sich mit dem Hauptmagnetfeld B_φ zu einem Feld mit magnetischer Induktion $\mathbf{B} = B_\varphi \mathbf{e}_\varphi + B_\theta \mathbf{e}_\theta$, das durch helikal gewundene Feldlinien dargestellt werden kann. Ein Maß für diese Verschraubung ist der sogenannte Sicherheitsfaktor

$$q = \frac{r}{R_0} \frac{B_\varphi}{B_\theta}, \quad (\text{A.1})$$

mit dem Abstand des Plasmazentrums (Torusseele) zur Torusachse R_0 und dem vom Plasmazentrum aus gemessenen Radius r . In Abbildung A.1 ist eine Fläche mit Feldlinien eingezeichnet, die einen Sicherheitsfaktor von $q = 2$ aufweist. Dies bedeutet, daß eine Feldlinie zweimal in toroidaler Richtung umläuft, bevor sie sich in poloidaler Richtung schließt. Da sich geladene Teilchen nur in Richtung der Magnetfeldlinien ausbreiten können, ist eine Großzahl an Plasmametern (Dichte, Temperatur, usw.) auf diesen sogenannten Flußflächen konstant.

¹In der Plasmaphysik spricht man von toroidaler und poloidaler Richtung, die im allgemeinen mit den Winkelkoordinaten φ und θ bezeichnet werden.

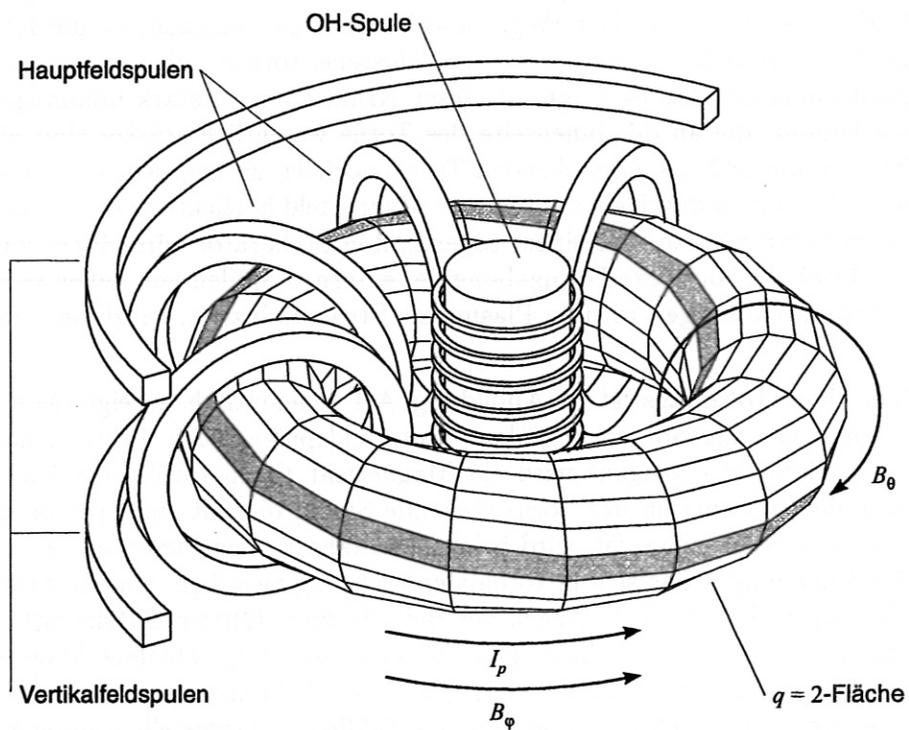
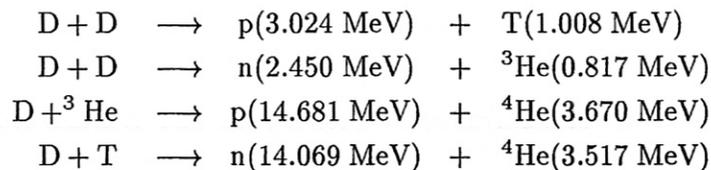


Abbildung A.1: Grundelemente eines Tokamaks. OH-Spule zur OHMschen Heizung, Hauptfeldspulen zur Erzeugung des toroidalen Magnetfeldes B_ϕ und Vertikalfeldspulen zur Form- und Lageregelung.

B Zündkriterium

Wie in der Einführung beschrieben sind Fusionsreaktionen zwischen leichten Elementen besonders attraktiv für den Bau eines Fusionsreaktors. Im Folgenden ist eine Auswahl der wichtigsten Reaktionen dargestellt:



Betrachtet man den Verlauf der Wirkungsquerschnitte (Abbildung B.1), so erkennt man, daß sich die DT-Reaktion durch einen vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitt bei niedriger Energie der Reaktionspartner auszeichnet.

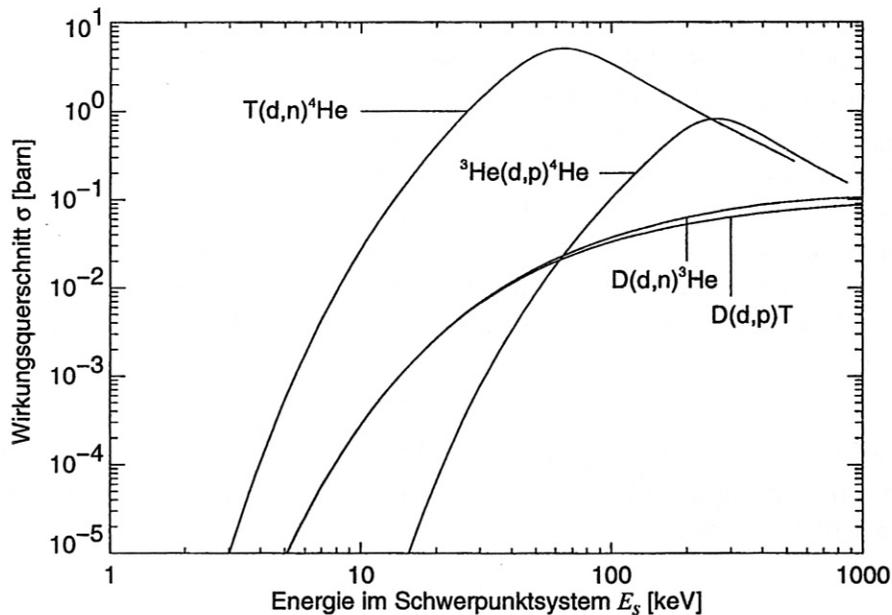


Abbildung B.1: Wirkungsquerschnitte einiger Fusionsreaktionen aufgetragen über der Energie im Schwerpunktsystem (Daten nach [1]). Der Wirkungsquerschnitt der Deuterium-Tritium Reaktion übersteigt die der übrigen Reaktionen um bis zu zwei Größenordnungen.

Deshalb basiert das Konzept für den Bau eines Fusionsreaktors auf der Reaktion $D(T,n)\alpha$. Dabei geben die Alphateilchen (${}^4\text{He}$), die aufgrund der Magnetfelder als geladene Teilchen eine gewisse Zeit im Plasma verbleiben, ihre Energie von 3.5 MeV an das Plasma ab

und stellen so eine interne Heizquelle dar. Haben die Alphateilchen jedoch den größten Teil ihrer Energie an das Plasma abgegeben, dann tragen sie nur noch zur Verdünnung des Plasmas bei, was die Fusionsrate deutlich verringern kann. Deshalb muß das Helium, das in diesem Zusammenhang auch als Fusionsasche bezeichnet wird, möglichst effizient aus dem Plasma entfernt werden.

Das Problem der Zündung eines Fusionsplasmas kann mit Hilfe einer Leistungsbilanz quantifiziert werden [49]. Betrachtet wird ein Deuterium-Tritium-Plasma mit der Elektronendichte n_e ($\Rightarrow n_D = n_T = n_e/2$) und einer Heliumkonzentration von $f_{\text{He}} = n_{\text{He}}/n_e$. Die Leistung, die durch die Alphateilchen ins Plasma eingebracht wird (in dieser 0-dimensionalen Betrachtung normiert auf das Volumen)

$$P_\alpha = \frac{n_e^2(1 - 2f_{\text{He}})^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} E_\alpha \quad (\text{B.1})$$

steht dem Energieverlust durch Transport (Konvektion und Wärmeleitung) und Strahlung gegenüber. Die Transportverluste sowie die Strahlungsverluste durch die in jedem Plasma vorhandenen Verunreinigungen (hauptsächlich Kohlenstoff) können empirisch durch eine Energieeinschlußzeit τ_E als

$$P_{\text{Verlust}} = \frac{\frac{3}{2}n_e(2 - f_{\text{He}})T}{\tau_E} \quad (\text{B.2})$$

geschrieben werden. Dabei steht im Zähler die gesamte thermische Energie der $n_e + n_D + n_T + n_{\text{He}} = n_e(2 - f_{\text{He}})$ Plasmateilchen.

Die Energieeinschlußzeit kann in heutigen Fusionsexperimenten sehr gut experimentell, aus der Plasmaenergie und der zugeführten Heizleistung, ermittelt werden. Dabei sind die genannten Verlustanteil in τ_E enthalten. Da jedoch bisher überwiegend mit reinen Deuteriumplasmen gearbeitet wird, in denen das Helium nicht produziert wird, müssen die Strahlungsverluste durch die Bremsstrahlung des Heliums explizit berücksichtigt werden. Die durch den Heliumanteil im Plasma zusätzlich abgegebene Bremsstrahlung beträgt

$$P_{\text{Br,He}} = 4f_{\text{He}}c_{\text{Br}}n_e^2\sqrt{T} \quad (\text{B.3})$$

mit der Bremsstrahlungskonstante $c_{\text{Br}} = 5.4 \cdot 10^{-37} \text{ Wm}^3\text{keV}^{-1/2}$.

Für die Selbsterhaltung der Plasmatemperatur durch die Alphateilchenheizung muß im stationären Fall $P_\alpha = P_{\text{Verlust}} + P_{\text{Br,He}}$ und damit

$$n_e\tau_E = \frac{6(2 - f_{\text{He}})T}{(1 - 2f_{\text{He}})^2 \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} E_\alpha - 16f_{\text{He}}c_{\text{Br}}\sqrt{T}} \quad (\text{B.4})$$

gelten.

Zusätzlich gilt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{n_e^2(1 - 2f_{\text{He}})^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{\text{DT}} = \frac{f_{\text{He}}n_e}{\tau_{\text{He}}^*} = \frac{f_{\text{He}}n_e}{\rho_{\text{He}}\tau_E}, \quad (\text{B.5})$$

die im stationären Fall das bei der Fusion produzierte Helium mit dem aus dem Plasma entfernten Helium bilanziert. Dabei wird der Transport des Heliums empirisch durch eine

globale Teilcheneinschlußzeit τ_{He}^* beschrieben. Da die Teilcheneinschlußzeit in gewisser Weise an die Energieeinschlußzeit gekoppelt ist, geht man über zu dem dimensionslosen Parameter $\rho_{\text{He}} = \tau_{\text{He}}^*/\tau_E$, einer Art normierten Teilcheneinschlußzeit.

Aus den Gleichungen B.4 und B.5 erhält man für eine vorgegebene Temperatur und einen vorgegebenen Parameter ρ_{He} eine Gleichung dritten Grades in f_{He}

$$0 = a_0 + a_1 f_{\text{He}} + a_2 f_{\text{He}}^2 + a_3 f_{\text{He}}^3 \quad (\text{B.6})$$

mit

$$\begin{aligned} a_0 &= -3T \\ a_1 &= \frac{27}{2}T + \frac{E_\alpha}{\rho_{\text{He}}} \\ a_2 &= -18T - 4\frac{E_\alpha}{\rho_{\text{He}}} - 16\frac{c_{\text{Br}}\sqrt{T}}{\rho_{\text{He}}\langle\sigma v\rangle_{\text{DT}}} \\ a_3 &= 6T + 4\frac{E_\alpha}{\rho_{\text{He}}} \end{aligned}$$

Diese hat entweder keine oder zwei physikalisch sinnvolle Lösungen, die in Abbildung B.2 gezeigt sind. Für die numerische Lösung der Gleichung wurde der Fit des Ratenkoeffizienten $\langle\sigma v\rangle_{\text{DT}}$ aus Referenz [1] verwendet.

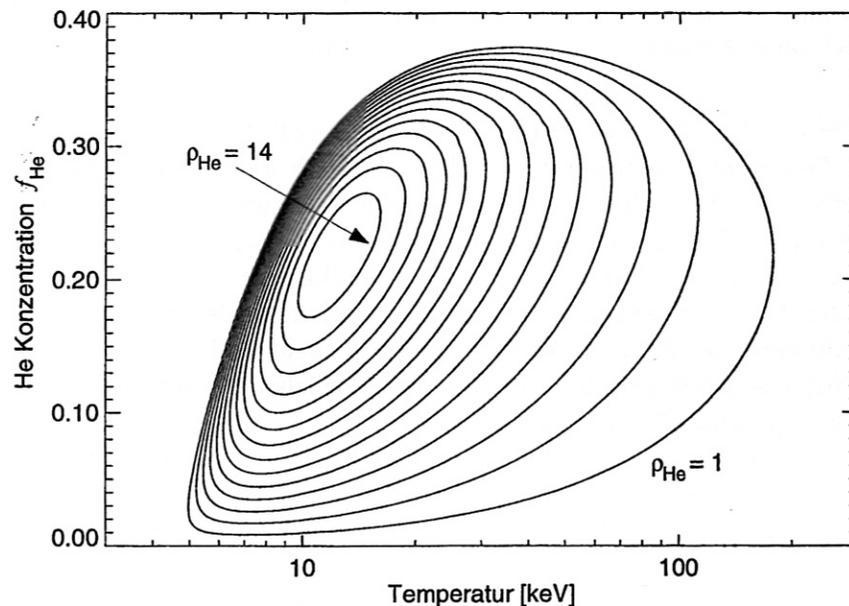


Abbildung B.2: Lösung der Gleichung B.6 über der Temperatur mit dem Parameter ρ_{He} .

Die mit Gleichung B.6 berechneten f_{He} können nun in Gleichung B.4 eingesetzt werden. Daraus ergeben sich in der Auftragung von $n_e\tau_E$ über der Temperatur sogenannte Zündkurven, die in Abbildung B.3 dargestellt sind. Wird das Helium instantan aus dem

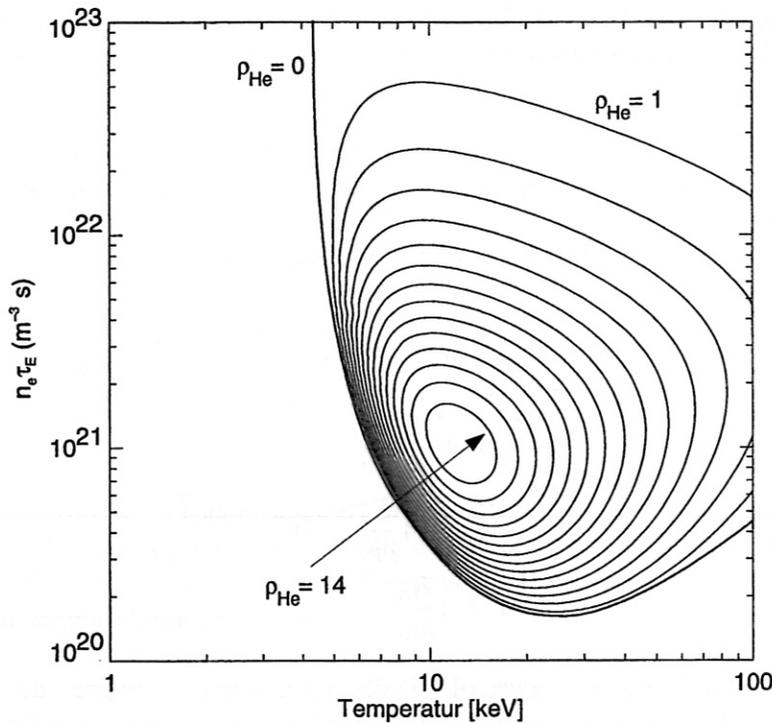


Abbildung B.3: Zündkurven, unter der Annahme, daß die Strahlungsverluste des Deuteriums, des Tritiums und der Verunreinigungen außer Helium in τ_E enthalten sind. Ab einem Parameter $\rho_{He} > 15$ ist keine Zündung des Plasmas mehr möglich.

Plasma entfernt ($\tau_{He}^* = 0 \Rightarrow \rho_{He} = 0$), so besteht nur die Beschränkung durch die Fusionsleistung. Das heißt das Produkt $n_e \tau_E$ kann beliebig groß werden, die Zündkurve ist nach oben offen. Hat das Helium jedoch eine endliche Verweildauer im Plasma ($\rho_{He} > 0$), so kommt es zur Verdünnung des Plasmas. In diesem Fall wird die Heliumproduktion bei der Fusion so groß, daß die Heliummasche nicht schnell genug aus dem Deuterium-Tritium Gemisch entfernt werden kann. Es kommt zur Anreicherung des Heliums und das Plasma kann oberhalb eines bestimmten Wertes von $n_e \tau_E$ nicht mehr stationär brennen. Dies macht die Notwendigkeit deutlich, das Helium möglichst effizient aus dem Plasma zu entfernen, also ρ_{He} und τ_{He}^* zu minimieren.

C Ionisation und Impulsverlust im Rezirkulationsbereich

Nahe der Divertorplatte durchdringen sich das Plasma und das Neutralgas gegenseitig. In diesem sogenannten Rezirkulationsbereich werden Neutrale ionisiert und es finden Ladungsaustauschstöße der Ionen mit den Neutralen statt, die zum Impulsverlust der Ionen führen. In Form des hier wiedergegebenen eindimensionalen Modells kann unter isothermen Bedingungen der Impulsverlust analytisch berechnet werden [11, 20].

Bei der folgenden Herleitung werden molekulare Effekte des Wasserstoffs vernachlässigt, und es wird angenommen, daß das Neutralgas nur aus atomarem Wasserstoff (oder Deuterium) besteht. Im Rezirkulationsbereich befindet sich neutrales Gas mit der Dichte $n_{D,0}$ und Plasma der Dichte $n = n_e = n_{D,+}$. Mit den Ratenkoeffizienten für Ionisation und Impulsverlust (engl. *momentum loss*), von denen hier angenommen wird, daß sie nur von der Temperatur T_t abhängen, ergeben sich die entsprechenden Raten zu

$$S_i = nn_H \langle \sigma v \rangle_i \quad (\text{C.1})$$

$$S_m = nn_H \langle \sigma v \rangle_m. \quad (\text{C.2})$$

Der Impulsübertrag geschieht vorallem durch Ladungsaustausch ($\langle \sigma v \rangle_m \approx \langle \sigma v \rangle_{CX}$). Die Ionenquelle ist mit S_i gegeben, so daß die Kontinuitätsgleichung für die Plasmateilchen im stationären Fall ($\partial n / \partial t = 0$) als

$$\frac{d(nv)}{dx} = S_i \quad (\text{C.3})$$

geschrieben werden kann. Die Impulsbilanz ergibt

$$mnv \frac{dv}{dx} = -\frac{dp}{dx} - mvS_i - mvS_m, \quad (\text{C.4})$$

mit dem statischen Plasmadruck $p = p_{D,+} + p_e$ ($T_e = T_{D,+}$ wird angenommen). Bei isothermen Bedingungen – das heißt die Temperatur am Eingang des Rezirkulationsbereiches ist gleich der Temperatur an der Divertorplatte ($T_r = T_t$) – erhält man

$$mnv \frac{dv}{dx} = -2T_t \frac{dn}{dx} - \frac{mvS_i}{\alpha} \quad (\text{C.5})$$

mit dem Parameter

$$\alpha \equiv \frac{\langle \sigma v \rangle_i}{\langle \sigma v \rangle_i + \langle \sigma v \rangle_m}, \quad (\text{C.6})$$

der in Abbildung 4.1 über der Temperatur aufgetragen ist. Nimmt man eine Strömung mit Schallgeschwindigkeit $c_S = \sqrt{2T_t/m}$ vor der Platte an, und löst man die Teilchen-

und Impulsbilanz (Gleichungen C.3 und C.5), dann erhält man mit der Machzahl $M \equiv v/c_s$

$$n = n_t \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha + M^2} \right)^{(\alpha+1)/2}. \quad (\text{C.7})$$

Außerdem ergibt sich eine Beziehung zwischen der Position x und der Machzahl M

$$\frac{L - x}{\lambda_0} = \frac{\alpha + 1}{\alpha^{1/2}} \left(\tan^{-1} \left(\frac{M}{\alpha^{1/2}} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{-1}{\alpha^{1/2}} \right) \right) - M - 1, \quad (\text{C.8})$$

mit einer Art freier Weglänge

$$\lambda_0 \equiv \frac{c_s}{n_{D,0}(\langle \sigma v \rangle_i + \langle \sigma v \rangle_m)}. \quad (\text{C.9})$$

Am Eingang des Rezirkulationsbereiches ist die Strömung sehr langsam ($M(L_r) \simeq 0$), womit man dort

$$n_r = n_t \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha} \right)^{(\alpha+1)/2} \quad (\text{C.10})$$

erhält. Die Ausdehnung des Rezirkulationsbereiches $\Delta L \equiv L - L_r$ beträgt

$$\Delta L = \lambda_0 \frac{\alpha + 1}{\alpha^{1/2}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\alpha^{1/2}} \right) - 1. \quad (\text{C.11})$$

Daraus folgt direkt

$$n_{D,0} \Delta L = F(T_i) = \frac{c_s}{\langle \sigma v \rangle_i + \langle \sigma v \rangle_m} \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha^{1/2}} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\alpha^{1/2}} \right) - 1 \right). \quad (\text{C.12})$$

Gleichung C.10 beschreibt das Verhältnis der Ionendichte am Eingang des Rezirkulationsbereiches n_r zur Ionendichte an der Prallplatte n_t . Zusammen mit Gleichung 4.13 läßt sich damit der Impulsverlustfaktor berechnen zu

$$f_{\text{mom}} = 1 - 2 \frac{n_t}{n_r} = 1 - 2 \left(\frac{\alpha}{\alpha + 1} \right)^{(\alpha+1)/2}. \quad (\text{C.13})$$

Literaturverzeichnis

- [1] H.-S. Bosch und G. M. Hale, Improved Formulas for Fusion Cross-Sections and Thermal Reactivities, *Nucl. Fusion* **32**(4), 611–631 (1992), Erratum in **33**(12), 1919 (1993).
- [2] A. Hardtke, Entwicklung eines Meßverfahrens für die Helium-Partialdruckbestimmung in Gegenwart von Deuterium und seine Anwendung auf Leitwertuntersuchungen am TEXTOR-Pumplimiter ALT-I, Laborbericht Jül-2269, KFA Jülich, Germany, März 1989.
- [3] A. Hardtke, K. H. Finken, D. Reiter, K. H. Dippel, D. M. Goebel, R. T. McGrath, und A. Sagara, Plasma Influence on Throat Conductance of the TEXTOR-Pumplimiter ALT-I, *J. Nucl. Mater.* **162–164**, 661–666 (1989).
- [4] H.-S. Bosch, G. Haas, und M. Lörcher, Helium and Hydrogen Atom Detection in the Recycling Gas Using Optical Measurements on an ASDEX Pressure Gauge, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 1074–1077 (1992).
- [5] K. H. Finken, K. H. Dippel, W. Y. Baek, und A. Hardtke, Measurement of Helium Gas in a Deuterium Environment, *Rev. Sci. Instr.* **63**(1), 1–7 (1992).
- [6] T. Denner, K. H. Finken, und G. Mank, Helium Partial Pressure Measurement in a Deuterium Environment, *Rev. Sci. Instrum.* **67**(10), 3515–3520 (1996).
- [7] C. C. Klepper, D. L. Hillis, M. R. Wade, R. Maingi, und G. R. McKee, Application of a Species-Selective Penning Gauge to the Measurement of Neon and Hydrogen-Isotope Partial Pressures in the Plasma Boundary, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(1), 400–403 (1997).
- [8] T. Denner, Entwicklung eines Verfahrens zur Helium-Partialdruckmessung in einer Deuteriumumgebung, Laborbericht Jül-3052, KFA Jülich, Germany, April 1995.
- [9] R. J. Fonck, D. S. Darrow, und K. P. Jaehrig, Determination of Plasma-Ion Velocity Distribution via Charge-Exchange Recombination Spectroscopy, *Phys. Rev.* **A29**, 3288–3309 (1984).
- [10] S. de Peña Hempel, Untersuchungen zum Transport leichter Verunreinigungen an ASDEX Upgrade, Laborbericht 10/8, IPP, Garching, Germany, Juli 1997, Doctoral thesis TU Munich, June 97.
- [11] C. S. Pitcher und P. C. Stangeby, Experimental Divertor Physics, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **39**(6), 779–930 (1997).

- [12] D. Bohm, Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath, in *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*, Editoren : A. Guthrie und R. K. Wakerling, Seiten 77–86, McGraw-Hill, New York, 1949.
- [13] P. C. Stangeby, The Plasma Sheath, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 41–97, New York, 1984, Plenum Press.
- [14] R. Chodura, Plasma Flow in the Sheath and Presheath of a Scarpe-off Layer, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 99–134, New York, 1984, Plenum Press.
- [15] R. Behrisch und W. Eckstein, Ion Backscattering from Solid Surfaces, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 413–438, New York, 1984, Plenum Press.
- [16] D. E. Post und K. Lackner, Plasma Models for Impurity Control Experiments, in *Physics of Plasma Wall Interaction in Controlled Fusion (Proc. NATO Workshop Val-Morin, Quebec, Canada)*, Editoren : D. E. Post und R. Behrisch, Seiten 627–695, New York, 1984, Plenum Press.
- [17] M. A. Mahdavi, J. C. DeBoo, C. L. Hsieh, N. Ohyabu, R. D. Stambaugh, und J. C. Wesley, Particle Exhaust from Plasma Discharges with an Expanded-Boundary Divertor, *Phys. Rev. Lett.* **47**(22), 1602–1605 (1981).
- [18] L. J. Spitzer und R. Härm, Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas, *Phys. Rev.* **89**, 977–981 (1953).
- [19] P. C. Stangeby und G. M. McCracken, Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks, *Nucl. Fusion* **30**(7), 1225–1379 (1990).
- [20] S. A. Self und H. N. Ewald, Static Theory of a Discharge Column at Intermediate Pressures, *Phys. Fluids* **9**(12), 2486–2492 (1966).
- [21] J. W. Connor und H. R. Wilson, Survey of Theories of Anomalous Transport, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **36**, 719–795 (1994).
- [22] A. J. Wootton, B. A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGuire, W. A. Peebles, C. P. Ritz, P. W. Terry, und S. J. Zweben, Fluctuations and Anomalous Transport in Tokamaks, *Phys. Fluids, B* **2**(12), 2879–2903 (1990).
- [23] R. A. Hulse, Numerical Studies of Impurities in Fusion Plasmas, *Nucl. Technol./Fusion* **3**(2), 259–272 (1983).
- [24] K. Behringer, Description of the impurity code STRAHL, Laborbericht Jet-R(87)08, JET Joint Undertaking, Culham, 1987.

- [25] R. Dux, A. Kallenbach, M. Bessenrodt-Weberpals, K. Behringer, H.-S. Bosch, J. C. Fuchs, O. Gehre, F. Mast, W. Poschenrieder, H. Murmann, et al., Measurement and Modelling of Neon Radiation Profiles in Radiating Boundary Discharges in ASDEX Upgrade, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **38**(7), 989–999 (1996), preprint in IPP 10/1, February 1996.
- [26] R. Dux, A. G. Peeters, A. Gude, A. Kallenbach, R. Neu, und ASDEX Upgrade Team, Z-Dependence of the Core Impurity Transport in ASDEX Upgrade H-Mode Discharges, eingereicht zur Veröffentlichung in *Nuclear Fusion*.
- [27] H.-S. Bosch, D. Coster, R. Dux, G. Haas, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, J. Neuhauser, S. de Peña Hempel, W. Poschenrieder, et al., Particle Exhaust Studies in ASDEX Upgrade, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **39**(11), 1771–1792 (1997).
- [28] J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wunderlich, und K. Lackner, Modelling of Impurity Flow in the Tokamak Scrape-Off Layer, *Nucl. Fusion* **24**, 39–47 (1984).
- [29] S. I. Braginskii, Transport Processes in a Plasma, in *Reviews of Plasma Physics*, Editor: M. A. Leontovich, Band 1, Seiten 205–311, Consultants Bureau, New York, 1965.
- [30] L. J. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Publishers, New York, 1956.
- [31] A. Wutz, H. Adam, und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg, Braunschweig, 5 Auflage, 1992.
- [32] B. J. Braams, A Multi-Fluid Code for Simulation of the Edge Plasma in Tokamaks, Januar 1987, NET Report No. 68, (EUR-FU/XII-80/87/68).
- [33] D. Reiter, The EIRENE Code, Version: Jan. 92 Users Manual, Laborbericht Jül-2599, KFA Jülich, 1992.
- [34] R. Schneider, D. Reiter, H. P. Zehrfeld, B. Braams, M. Baelmans, J. Geiger, H. Kastelewicz, J. Neuhauser, und R. Wunderlich, B2-EIRENE Simulation of ASDEX and ASDEX Upgrade Scrape-off Layer Plasmas, *J. Nucl. Mater.* **196–198**, 810–815 (1992).
- [35] R. Balescu, *Classical Transport Theory*, Band 1 aus *Transport Processes in Plasmas*, North-Holland Publ., Amsterdam, 1988.
- [36] A. Bergmann, Y. Igitkhanov, B. J. Braams, D. P. Coster, und R. Schneider, Implementation into B2 of a 21-Moment Description for the Parallel Transport, *Contrib. Plasma Phys.* **36**(2/3), 192–196 (1996), 5th Workshop on Plasma Edge Theory, December 1995, Asilomar, USA.
- [37] H.-S. Bosch, J. Neuhauser, R. Schneider, A. Field, A. Herrmann, G. Lieder, W. Junker, C. S. Pitcher, D. Reiter, B. Braams, et al., 2D-Modelling of the ASDEX Upgrade Scrape-off Layer and Divertor Plasma, *J. Nucl. Mater.* **220–222**, 558–562 (1995).

- [38] D. P. Coster, R. Schneider, J. Neuhauser, H.-S. Bosch, R. Wunderlich, C. Fuchs, F. Mast, A. Kallenbach, R. Dux, G. Becker, et al., B2-Eirene Modelling of ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 690–695 (1997).
- [39] A. Kallenbach, R. Dux, V. Mertens, O. Gruber, G. Haas, M. Kaufmann, W. Poschenrieder, F. Ryter, H. Zohm, M. Alexander, et al., H-Mode Discharges with Feedback-Controlled Radiative Boundary in the ASDEX Upgrade Tokamak, *Nucl. Fusion* **35**(10), 1231–1246 (1995), preprint in IPP 1/284, January 1995.
- [40] M. R. Wade, J. T. Hogan, S. L. Allen, N. H. Brooks, D. N. Hill, R. Maingi, M. J. Schaffer, J. G. Watkins, D. G. Whyte, R. D. Wood, et al., Impurity Enrichment Studies with Induced Scrape-Off-Layer Flow on DIII-D, *Nucl. Fusion* **38**(12), 1839–1858 (1998), preprint in GA-A22698, March 1998.
- [41] M. F. A. Harrison, P. J. Harbour, and E. S. Hotston, Plasma Characteristics and Gas Transport in the Single-Null Poloidal Divertor of the International Tokamak Reactor, *Nucl. Technol./Fusion* **3**, 432–456 (1983).
- [42] R. Schneider, H.-S. Bosch, J. Neuhauser, D. Coster, K. Lackner, and M. Kaufmann, Divertor Geometry Optimization for ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **241–243**, 701–706 (1997).
- [43] H.-S. Bosch, W. Ullrich, A. Bard, D. Coster, G. Haas, A. Kallenbach, J. Neuhauser, R. Schneider, and ASDEX Upgrade Team, Noble Gas Exhaust with a Strongly Baffled Divertor in ASDEX Upgrade, *J. Nucl. Mater.* **266–269**, 462–466 (1999).
- [44] B. Streibl, S. Deschka, O. Gruber, B. Jüttner, P. Lang, K. Mattes, G. Pautasso, J. Perchermeier, K. Schippl, H. Schneider, et al., In-Vessel Cryo Pump for ASDEX Upgrade Divertor II, in *Fusion Technology (Proc. of the 19th Symposium on Fusion Technology, Lisbon, 1997)*, Editoren : C. Varandas und F. Serra, Band 1, Seiten 427–430, Amsterdam, 1997, Elsevier.
- [45] D. P. Coster, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1999, persönliche Mitteilung.
- [46] J. C. De Boo, N. H. Brooks, J. S. De Grassie, M. A. Mahdavi, N. Ohyaabu, und J. C. Wesley, Helium Behaviour in Expanded Boundary Divertor Discharges, *Nucl. Fusion* **22**(4), 572–576 (1982).
- [47] M. A. Mahdavi, C. J. Armentrout, F. P. Blau, G. Bramson, N. H. Brooks, B. B. Brown, K. H. Burrell, R. Callis, R. P. Chase, J. C. Deboo, et al., A Review of the recent Expanded Boundary Divertor Experiments in the Doublet III Device, *J. Nucl. Mater.* **111–112**, 355–361 (1982).
- [48] A. Kukushkin, H. D. Pacher, V. Abramov, M. Baelmans, S. Bosch, D. Boucher, B. Braams, D. P. Coster, J. Neuhauser, R. Schneider, et al., Analysis of ITER Divertor Performance and ITER Tokamak Edge Parameter Database, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1996*, Band 2, Seiten 987–993, Vienna, 1997, IAEA.

- [49] D. Reiter, G. H. Wolf, und H. Kever, Burn Condition for Fusion Plasmas, Helium Particle Confinement and Exhaust Efficiency, Nucl. Fusion **30**(10), 2141-2155 (1990), preprint in Jül-2342, January 1990, presented at the 8th European Tokamak Programme Workshop, Gut Ising/FRG, December 1989.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. K. Behringer für die akademische Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. M. Kaufmann danke ich für die Möglichkeit, am Experiment ASDEX Upgrade diese Arbeit durchführen zu können.

An Herrn Dr. H.-S. Bosch geht mein herzlicher Dank. Mit all seiner Kraft unterstützte er das Voranschreiten dieser Doktorarbeit. Sein unermüdlicher Einsatz, nicht nur in fachlicher Hinsicht, war die Grundlage für das Gelingen dieser Arbeit.

Den Herren Dr. D. Coster und Dr. R. Schneider danke ich für die ausführlichen fachlichen Diskussionen, die zum Verständnis und zur Entwicklung der Modelle einen wesentlichen Beitrag geliefert haben.

Ebenfalls zu Dank verpflichtet bin ich Herrn Dr. G. Haas, der in vielen Diskussionen half, die meßtechnischen Probleme zu verstehen. Auch beim Aufbau der Diagnostik stand er stets mit Rat und Tat zur Seite.

Für die technischen Arbeiten beim Einrichten der Diagnostik und für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich bei den Herrn P. Ahrens, C. Aubanel, H.-J. Berger, P. Bischoff, E. Kaplan, G. Schramm und H.-D. Teutsch sowie deren Kollegen bedanken. Sie haben sehr viel zur Realisierung der Messungen beigetragen.

Den Mitarbeitern der Datenverarbeitungsgruppe, insbesondere Herrn Dr. K. Behler, Herrn Dr. R. Drube und Herrn R. Merkel danke ich für die vorbildliche Betreuung der Rechner sowie die ständige Hilfsbereitschaft bei der Lösung von Hard- und Softwareproblemen.

Für die stets freundliche und aufmunternde Atmosphäre sowie für die immer wieder nötige spontane Hilfeleistung danke ich Frau Dipl. Phys. E. Gubanka, Herrn Dr. J. Gafert, Herrn Dr. M. Maraschek, Herrn Dipl. Phys. H. Meister und Herrn Dipl. Phys. K. Schmidtman.

Mein Dank geht auch an alle Mitarbeiter des gesamten ASDEX Upgrade Teams, ohne deren Mitarbeit die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Insbesondere möchte ich den Herrn Dr. C. Fuchs, Dr. A. Herrmann, Dr. A. Kallenbach und Dr. M. Laux für die interessanten Diskussionen und die zur Verfügung gestellten Daten danken.

Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei meiner Schwester S. Arcas, die mit geschultem Auge die Rechtschreibkorrektur übernommen hat.

Meiner Freundin C. Drexler danke ich herzlichst für die Motivation und die moralische Unterstützung.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir die Durchführung meiner Doktorarbeit ermöglicht haben.