

Untersuchung der Strahlungsbilanz im Divertor
von ASDEX Upgrade

B. Napiontek

IPP 10/3

November 1996



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Untersuchung der Strahlungsbilanz im Divertor
von ASDEX Upgrade**

B. Napióntek

IPP 10/3

November 1996

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über
die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Untersuchung der Strahlungsbilanz im Divertor
von ASDEX Upgrade

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

eingereicht am

Fachbereich Physik
Humboldt-Universität zu Berlin

von Dipl. phys. Bernhard Napiontek
geb. am 7. Juli 1966 in Berlin

Präsidentin der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr. M. Dürkop

Dekanin des Fachbereichs Physik
Prof. Dr. V. Bonacic-Koutecky

Gutachter: 1. Prof. Dr. G. Fußmann
2. Prof. Dr. H. Niehus
3. Prof. Dr. U. Schumacher

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Oktober 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Der Divertor	6
2.1	Das Divertorkonzept	6
2.2	Das Divertorplasma	10
3	Divertorspektrometer an ASDEX Upgrade	15
3.1	Verlauf der Sehstrahlen im Torus	15
3.2	Spektrale Zerlegung und Detektoren	17
4	Spektroskopische Divertordiagnostik	20
4.1	Strahlungsmessung	20
4.2	Teilchendichten und -flüsse	22
4.3	Elektronentemperatur	32
5	Nachweis CX-induzierter Strahlung im Divertor	37
5.1	Ladungsaustauschstöße bei niedrigen Energien	37
5.2	Emission He-ähnlicher Ionen im Divertor	38
6	Numerische Modellierung der Divertorstrahlung	43
6.1	CX-induzierte Strahlung	43
6.1.1	Berechnung spektroskopischer Funktionen	43
6.1.2	Quantitative Analyse der BIV-Strahlung	47
6.2	Stoß-Strahlungsmodell	51
6.2.1	Beschreibung des Modells	51
6.2.2	Verwendete Daten	53
7	Strahlungsverluste im Divertor	57
7.1	Teilchenfluß vom Target	57
7.2	Teilchenfluß aus dem Hauptplasma	61
7.3	Bestimmung der Divertorstrahlung	64

2		
8	Zusammenfassung	69
A	Termschemata für Kohlenstoff	72
B	Verwendete Symbole	77
	Literaturverzeichnis	79

Kapitel 1

Einleitung

Die Verschmelzung leichter Atomkerne stellt eine nahezu unerschöpfliche Energiequelle dar. Die Energie, die von den Fixsternen abgestrahlt wird, entstammt den Kernfusionsprozessen in ihrem Innern. In der Sonne verschmelzen dabei, in mehreren Reaktionsschritten, vier Wasserstoffkerne zu einem Heliumkern. Diese Reaktion verläuft jedoch sehr langsam. Die große Masse der Sonne, die auch den Gravitationseinschluß der Reaktionspartner bewirkt, sorgt dafür, daß durch diese Reaktion die große Strahlungsleistung der Sonne über einen langen Zeitraum aufrechterhalten werden kann. Als Energiequelle unter terrestrischen Bedingungen wird aber eine wesentlich schnellere Reaktion, als die in der Sonne ausgenutzte, benötigt. Der Prozeß mit dem größten Wirkungsquerschnitt ist die Reaktion von Deuterium und Tritium zu Helium und einem Neutron: $D + T \rightarrow {}^4\text{He}(3.5 \text{ MeV}) + n(14.1 \text{ MeV})$. Während Deuterium in großen Mengen im Wasser vorkommt, kann Tritium in einem angeschlossenen Prozeß unter Ausnutzung der schnellen Neutronen der Fusionsreaktion aus Lithium erzeugt werden. Die Lithiumressourcen werden deshalb als theoretische Grenze für die Verfügbarkeit der Energiequelle Kernfusion angesehen. Den derzeitigen Bedarf zugrunde gelegt, wird diese Grenze allerdings erst in etwa zehntausend Jahren, unter Berücksichtigung der Lithiumvorräte im Meerwasser sogar erst in einigen Millionen Jahren erreicht.

Die wesentlichen Probleme für die Nutzung der kontrollierten Kernfusion sind die benötigten hohen Energien der Stoßpartner und die Notwendigkeit, die Teilchen Tausende von Stößen ausführen zu lassen, da die Kernverschmelzung sehr viel unwahrscheinlicher ist als abstoßende Coulombstöße. Die vielfältigen Bemühungen zur Lösung dieser Probleme haben zur Entwicklung zweier grundsätzlich verschiedener Konzepte geführt. Neben dem Trägheitseinschluß, der auf der sehr schnellen Komprimierung eines Wasserstoffpellets beruht, wurde der magnetische Einschluß eines Wasserstoffplasmas entwickelt.

Der magnetische Plasmaeinschluß wird in zwei unterschiedlichen toroidalen Anordnungen untersucht: dem Stellarator und dem Tokamak. Beide Konzepte stellen geschlossene Anordnungen dar, die gegenüber linearen Konfigurationen den Vorteil haben, daß keine Endverluste auftreten können. Die durch die Krümmung des Magnetfeldes inhärente Inhomogenität führt jedoch zu einer Drift des Plasmas an die Torusaußenseite. Zur Kompensation dieses Effektes ist neben dem toroidalen ein zusätzliches poloidales Magnetfeld notwendig. Im Stellarator werden beide Felder durch entsprechend geformte Spulen erzeugt, die das Entladungsgefäß umgeben. Im Tokamak, der toroidal symmetrisch ist, wird nur das toroidale Feld auf diese Art produziert. Die poloidale Magnetfeldkomponente wird durch einen toroidalen, im Plasma selbst induzierten Strom erzeugt (s. Abb. 2.1, S. 6).

Eines der Hauptprobleme auf dem Wege zu einem Fusionsreaktor nach dem Prinzip des magnetischen Einschlusses ist die nicht zu vermeidende Wechselwirkung des Plasmas mit den begrenzenden Oberflächen des Vakuumgefäßes. Diese Oberflächen müssen sowohl den Energie- als auch den Teilchenfluß aus dem Plasma aufnehmen. Speziell an Tokamaks wurde zur Kontrolle dieser Wechselwirkung eine Magnetfeldkonfiguration erprobt, die darin besteht, daß außerhalb der geschlossenen Flußflächen, die den Einschluß ermöglichen, Magnetfeldlinien vorhanden sind, die den Teilchenfluß auf Targetplatten umlenken. Die Idee dieser als Divertor bezeichneten Konfiguration (englisch: to divert = umlenken) ist es, die Wechselwirkung auf ein wohldefiniertes Gebiet zu konzentrieren und damit besser kontrollieren zu können. Der äußere Bereich nicht geschlossener Flußflächen wird Abschältschicht (scrape off layer) genannt, da die Ionen in diesem Gebiet entlang der Magnetfeldlinien auf Targetplatten geführt, dort neutralisiert und damit zunächst dem Plasma entzogen werden. Die an den Targetplatten freigesetzten neutralen Teilchen können abgepumpt werden, wodurch ihr Eindringen in das Hauptplasma verhindert wird. Auf diese Weise soll in einem zukünftigen Reaktor auch das bei der Fusionsreaktion entstehende Helium aus dem Vakuumgefäß entfernt werden.

Ein Experiment, das speziell für die Erforschung der Physik eines Divertortokamaks entwickelt wurde, war der ASDEX (axialsymmetrisches Divertorexperiment) am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching. Am Nachfolgeexperiment ASDEX Upgrade wurden die experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit durchgeführt. Mit einer solchen Magnetfeldkonfiguration sind hohe Anforderungen an die Gestaltung des Divertors verbunden. Ein wichtiger Gesichtspunkt, der im Mittelpunkt dieser Arbeit steht, ist die Energieabfuhr aus dem Plasma durch Strahlung im Divertor. Mit der Strahlung im Volumen des Divertors wird die Energie des auf die Targetplatten strömenden Plasmas in den ganzen Raumwinkel verteilt und nicht mehr mit dem Plasmafluß auf eine kleine Oberfläche geführt. Auf diese Weise

wird der Energieeintrag pro Flächenelement und damit die thermische Belastung des Targets verringert. Bei den höheren Leistungsflüssen zukünftiger Tokamaks ist die Ausnutzung dieser Prozesse unerlässlich.

Mit spektroskopischen Untersuchungen und Modellrechnungen sollen in dieser Arbeit die für die Strahlungsbilanz wesentlichen Mechanismen identifiziert werden. Aufgrund seiner geringen Dichte ist das Tokamakplasma weitab vom thermodynamischen Gleichgewicht. Deshalb ist eine detaillierte Erforschung der atomphysikalischen Prozesse erforderlich. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen das Verständnis der Prozesse im Divertor von ASDEX Upgrade fördern und auf diese Weise einen Beitrag zur Modellierung zukünftiger Divertortokamaks liefern.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird der Divertor detailliert beschrieben und die Entwicklung dieses Konzeptes näher erläutert. An die Darstellung der wesentlichen Probleme, die in diesem Zusammenhang noch zu lösen sind, schließt sich die Beschreibung des Divertorplasmas an. Dabei werden sowohl die Wertebereiche der Plasmaparameter im Divertor als auch die globalen Bedingungen der Entladungen an ASDEX Upgrade erläutert. Das dritte Kapitel beschreibt den Aufbau der spektroskopischen Meßanordnung, die für die Untersuchung des Divertors entwickelt wurde. In den Kapiteln vier und fünf werden experimentelle Methoden und Resultate vorgestellt, die zur Charakterisierung des Divertorplasmas dienen. Der Nachweis der ladungsaustauschinduzierten Strahlung im Divertor erwies sich für das Verständnis der Divertorstrahlung von grundlegender Bedeutung und wird deshalb im fünften Kapitel ausführlich behandelt. Nach der Darstellung experimenteller Resultate werden die Methoden zur Modellierung des Divertorplasmas im sechsten Kapitel erläutert. Zunächst wird die ladungsaustauschinduzierte Strahlung analysiert. Im Mittelpunkt der numerischen Modellierung steht das in Abschnitt 6.2 beschriebene Stoß-Strahlungs-Modell. Dieses Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, um die Strahlung der Hauptverunreinigung Kohlenstoff zu beschreiben. Aus der Verbindung dieses Modells mit den experimentellen Beobachtungen werden anschließend Folgerungen für das Strahlungsverhalten des Divertors gezogen. Im abschließenden Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammengefaßt und ein Ausblick auf ihre zukünftige Anwendung und weiterführende Arbeiten gegeben.

Kapitel 2

Der Divertor

2.1 Das Divertorkonzept

In den Experimenten zum magnetischen Einschluß in Tokamaks (russisch: toroidalnaja kamera sz magnitnimi katuschkami = toroidale Kammer mit Magnetfeldspule) ist einem durch Spulen erzeugten toroidalen Magnetfeld ein kleineres poloidales Magnetfeld überlagert. Letzteres wird durch einen im Plasma induzierten Strom erzeugt. Der Aufbau eines Tokamaks ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die zur

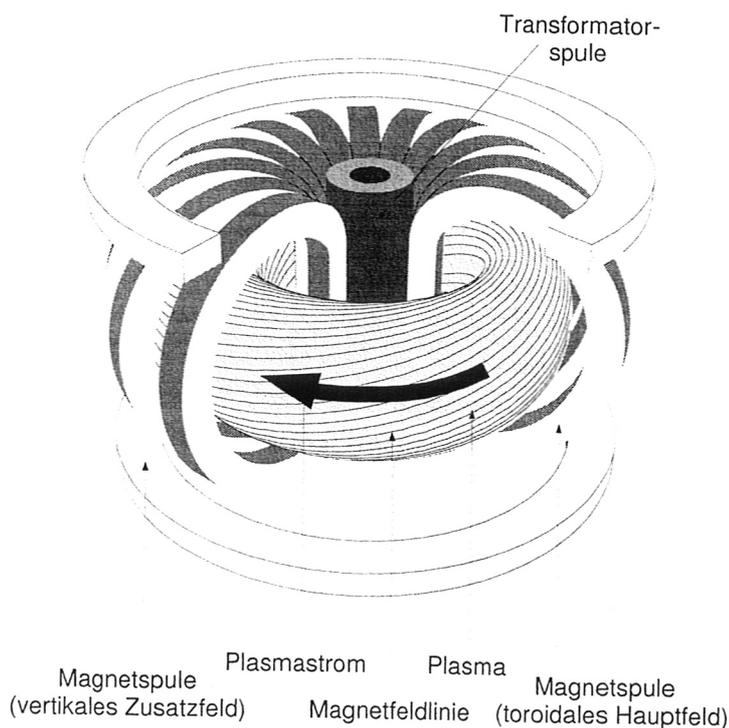


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Tokamaks.

Über die Transformatorspule wird der toroidale Plasmastrom induziert. Dessen poloidales Magnetfeld und das durch Magnetspulen erzeugte toroidale Hauptfeld führen zu helixal verwundenen Magnetfeldlinien. Das vertikale Zusatzfeld dient zur Regelung der Plasmlage.

Erzeugung des Plasmastromes notwendige Stromrampe in der Transformatorspule begrenzt prinzipiell die Dauer einer Entladung (bei ASDEX Upgrade auf ≤ 10 s).

Mit dieser Konfiguration werden geschlossene magnetische Flußflächen erreicht, die von helikal verwundenen Magnetfeldlinien aufgespannt werden. Die Flußflächen sind Flächen konstanten poloidalen magnetischen Flusses, die im Tokamak ein geschichtetes System toroidaler Flächen bilden. Damit kann der Plasmadruck durch magnetische Kräfte bilanziert und somit der magnetische Plasmaeinschluß erreicht werden. Die Verschraubung der Feldlinien um die Torusseel (s. Abb. 2.1) wird durch die Rotationstransformation ι charakterisiert. Nach einem toroidalen Umlauf ist die Position einer Feldlinie in der poloidalen Ebene um einen Winkel ι um die Torusseel rotiert. Dieser Winkel variiert für verschiedene Feldlinien. Eine einheitliche Definition für alle Feldlinien auf einer Flußfläche erreicht man durch die Betrachtung mehrerer toroidaler Umläufe, die zu einer Rotation um $\iota = \sum_{k=1}^N \iota_k$ führen. Das mittlere ι und der Sicherheitsfaktor q für eine Flußfläche ist durch

$$\iota = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=1}^N \iota_k}{N} \quad \text{und} \quad q = \frac{2\pi}{\iota} \quad (2.1)$$

definiert [1]. Wegen der toroidalen Symmetrie des Tokamak muß jedoch bei der Berechnung von ι nur ein voller poloidaler Umlauf betrachtet werden. Der Sicherheitsfaktor gibt also an, nach wievielen toroidalen Umläufen eine Feldlinie einen vollen poloidalen Umlauf ausgeführt hat. Für die meisten Flußflächen nehmen q bzw. ι irrationale Werte an.

Die Grenzfläche zwischen dem Plasma und dem Vakuumgefäß kann auf verschiedene Art realisiert werden. Eine Variante sind Limiter, die sich mit ihrer Form dem Verlauf der Flußflächen anpassen. Die Limiteroberfläche definiert damit den Rand des Plasmas. Limiter müssen sich nicht notwendig über den ganzen poloidalen Umfang erstrecken, da die Feldlinien nach einer Weglänge von $\approx 2\pi Rq$ jede poloidale Position durchlaufen haben, wobei R der Radius der Torusseel ist (s. Abb. 2.2). Es zeigte sich jedoch, daß durch eine Limiteranordnung zu viele Verunreinigungen von den Oberflächen in das Zentrum des Wasserstoffplasmas gelangen. Diese Verunreinigungen führen zur Kühlung des Plasmas und verhindern damit das Erreichen der hohen Plasmatemperaturen, die für die Fusionsreaktionen benötigt werden. Dieser Effekt ist für Elemente mit hoher Kernladungszahl besonders dramatisch, da sie im Plasma nicht voll ionisiert werden und damit große Leistungsverluste durch Linienstrahlung verursachen. Außerdem wird durch die Verunreinigungen die Dichte der ionisierten Wasserstoffisotope verringert, wodurch die Wahrscheinlichkeit für Fusionsreaktionen verkleinert wird.

Diesen negativen Effekten wirkt ein magnetischer Divertor entgegen. Eine derartige Magnetfeldkonfiguration wurde zuerst am Experiment ASDEX verwirklicht. Ein Divertor wird durch zusätzliche Spulen mit toroidal umlaufenden Windungen erzeugt. Das Magnetfeld dieser Spulen überlagert sich dem poloidalen Magnetfeld des

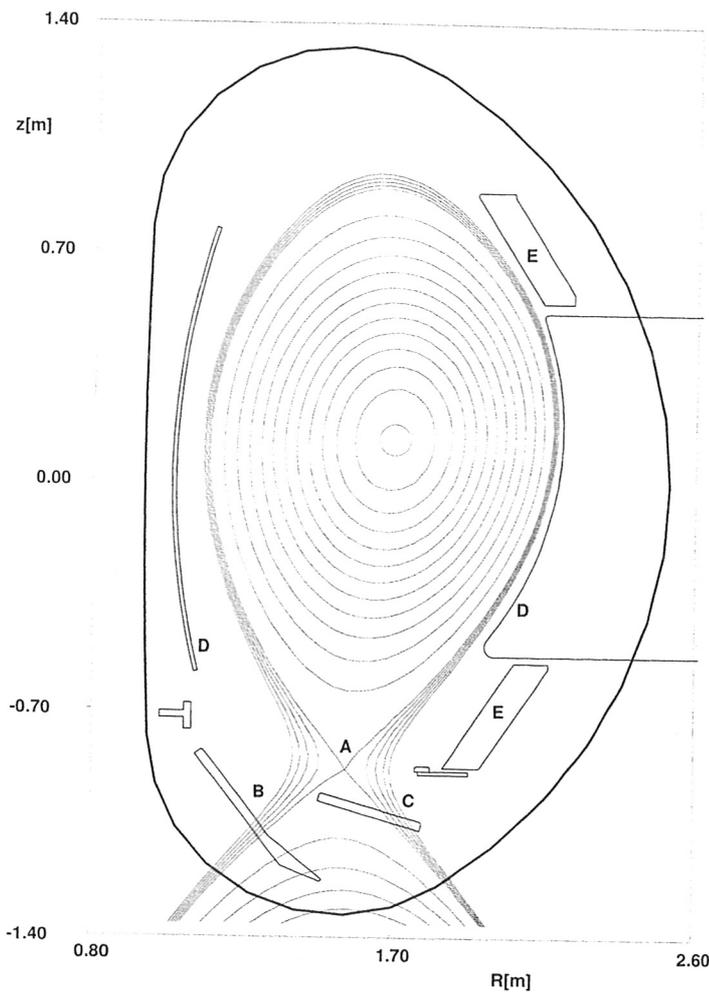


Abbildung 2.2: Poloidaler Schnitt durch das Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade. Die geschlossenen magnetischen Flußflächen im Inneren und die offenen in der Abschältschicht sind eingezeichnet. Beide Bereiche der Feldlinien sind durch die Separatrix getrennt, die zur Ausbildung eines X-Punktes (A) führt. Die Magnetfeldlinien in der Abschältschicht schneiden im inneren (B) und äußeren (C) Divertor die Targetplatten. Die Limiter (D) dienen bei einer Divertorkonfiguration zum Schutz anderer Gefäßeinbauten. In den passiven Stabilisierungsleitern (E) werden bei einer vertikalen Verschiebung des Plasmas Ströme induziert, die dieser Lageveränderung entgegenwirken.

Der Nullpunkt der Koordinate R liegt links auf der Symmetrieachse des Torus.

Plasmastromes. Dadurch wird der Verlauf der Magnetfeldlinien in der poloidalen Ebene verändert. In Abbildung 2.2 sind die magnetischen Flußflächen der Divertorkonfiguration von ASDEX Upgrade dargestellt. Die Divertorspulen sind außerhalb des unteren Teils des Vakuumgefäßes angebracht. Als Grenze zwischen den geschlossenen und den nicht geschlossenen magnetischen Flußflächen (Abschältschicht) entsteht die Separatrix, die einen X-Punkt ausbildet¹. Am X-Punkt kompensieren sich die poloidalen Magnetfelder. Die entsprechende Feldlinie ist ein zur Torusseule konzentrischer Kreis. Deshalb besitzt der Sicherheitsfaktor q an der Separatrix eine logarithmische Singularität. In der Nähe des X-Punktes sind die Felder klein. Hier-

¹Die Region zwischen den Targetplatten und der Höhe des X-Punktes (z -Koordinate in Abb. 2.2) wird im folgenden ebenfalls als Divertor bezeichnet.

aus resultieren große Verbindungslängen, d.h. große Wege entlang der Feldlinien für kleine Distanzen in der poloidalen Ebene. Bis zu den Targetplatten wächst die Neigung der Feldlinien zur horizontalen Ebene auf etwa 2° an. In Abbildung 4.1, Seite 22, ist dieser Verlauf der Magnetfeldlinien dargestellt. Dort wird auch der Einfluß der Verbindungslänge auf die Interpretation der spektroskopischen Experimente im Divertor erläutert. Die geladenen Teilchen, die aus dem Plasmazentrum nach außen in die Abschältschicht transportiert werden, strömen entlang der Magnetfeldlinien zu den Targetplatten, da der Transport parallel zu \vec{B} gegenüber dem Transport senkrecht zu \vec{B} durch die magnetischen Kräfte auf Ionen und Elektronen bevorzugt ist. Damit ist die Plasma-Wand-Wechselwirkung weitgehend auf den Bereich der Targetplatten beschränkt. Da die Targetplatten räumlich vom Plasmazentrum entfernt sind, können die erodierten neutralen Teilchen durch Pumpen im Divertor aus dem Plasma entfernt werden. Auf diese Weise können sowohl Verunreinigungen als auch das bei einem zukünftigen Fusionsreaktor entstehende Helium aus dem Plasma transportiert werden. Erodierete und im Divertor ionisierte Teilchen können darüber hinaus durch die Reibung mit dem Hintergrundplasma zur Targetplatte zurücktransportiert werden. Dieses Rückhaltevermögen des Divertors führt dazu, daß nur ein geringer Anteil der erodierten Teilchen in das Hauptplasma eindringen kann.

Auf dem Wege zu einem Fusionsreaktor nach dem Prinzip des Divertortokamaks ist ein wesentliches Problem zu lösen. Die Konzentration der Plasma-Wand-Wechselwirkung auf eine kleine Fläche hat eine hohe Leistungsdichte des einströmenden Plasmas zur Folge. Dieser Effekt wird verstärkt, wenn das Plasmavolumen in zukünftigen Experimenten vergrößert wird. Die Oberfläche, über die die Energie in die Abschältschicht transportiert wird nimmt ebenso wie der Energieinhalt des Plasmas mit dem Volumen zu. Hingegen ist die Ausdehnung der Abschältschicht und damit die Breite der Wechselwirkungszone mit den Targetplatten durch das Verhältnis von parallelen und senkrechten Transportkoeffizienten gegeben und bleibt annähernd konstant. Für den in Planung befindlichen Internationalen Thermonuklearen Experimental-Reaktor (ITER) wird in [2] die Energieflußdichte auf die Targetplatten abgeschätzt. In ITER wird eine Fusionsleistung von 1.5 GW erzeugt. Davon entfallen 300 MW auf die α -Teilchen, die übrige Leistung wird mit den bei der Fusion produzierten Neutronen aus dem Plasma abgeführt. Der Leistungsanteil der α -Teilchen gelangt zu $\approx 80\%$ auf die Targetplatten. Damit ergibt sich für die Targetplatten innerhalb einer Energieabfalllänge ($\Delta \approx 0.04\text{ m}$) eine Energieflußdichte Γ_E von

$$\Gamma_E \approx \frac{240 \cdot (1 - \epsilon^{-1})}{2 \cdot 2\pi R \Delta} \approx 50\text{ MW} \cdot \text{m}^{-2},$$

wobei für die radiale Koordinate der Auftreffpunkte der Separatrix in den Divertoren $R \approx 7\text{ m}$ gilt. Unter ungünstigen Betriebsbedingungen wird in ITER eine um den Faktor 2 höhere Fusionsleistung und damit auch $\Gamma_E \approx 100\text{ MW}$ erwartet. Die

Targetplatten dürfen jedoch nur mit höchstens $20 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ belastet werden. Diese Maximalbelastung führt zu großen Erosionsraten und einer kurzen Lebensdauer der Targets. Deshalb ist unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten nur eine Dauerbelastung der Targetplatten mit $2 \dots 5 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ tolerabel.

Um die Leistungsdichte zu vermindern, wird versucht, sowohl die Fläche der Wechselwirkungszone zu vergrößern als auch die auf die Oberfläche mit den Teilchen einströmende Leistung zu verringern. Ersteres ist möglich, indem der Winkel der Targetplatten zu den Magnetfeldlinien in der poloidalen Ebene verringert wird (s. Abb. 2.2). Dieser, durch die möglichen Feldkonfigurationen begrenzte Einfluß, soll mit einer neuen Divertorkonfiguration zukünftig am Experiment ASDEX Upgrade studiert werden. Für ITER wird auf diese Weise die Reduzierung der Energieflußdichte auf die Targetplatten um einen Faktor 2 bis 3 erwartet. Die Verschiebung der Wechselwirkungszone auf dem Target durch schnelle Variationen des Divertormagnetfeldes erscheint wegen der damit verbundenen Materialermüdung im Spulensystem aus technologischen Gründen nicht reaktorrelevant zu sein.

Aus heutiger Sicht verbleibt deshalb nur die Möglichkeit der Energieabstrahlung aus dem Plasma in der Abschältschicht und dem Divertor. Durch Strahlung wird der ankommende Leistungsfluß in den gesamten Raumwinkel und damit letztlich auf eine große Oberfläche verteilt. Dadurch werden die großen Leistungsdichten im Gebiet um den Auftreffpunkt der Separatrix auf den Targetplatten vermieden. Der Beitrag des Wasserstoffs und der intrinsischen Verunreinigungen zu diesem Effekt wird in dieser Arbeit untersucht. Mit zusätzlich eingeblasenen Verunreinigungen (Ar, Ne, N_2) wurden u.a. an ASDEX Upgrade ebenfalls Untersuchungen durchgeführt [3].

2.2 Das Divertorplasma

Das Arbeitsgas für die Entladungen im ASDEX Upgrade ist Deuterium oder Wasserstoff. Tritium wird wegen seiner Radioaktivität nicht eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Unterscheidung zwischen den Isotopen im allgemeinen nicht notwendig, so daß für beide der Begriff Wasserstoff steht. Das Plasma enthält in verschiedenen Konzentrationen zahlreiche weitere Elemente. Der wichtigste dieser als Verunreinigungen bezeichneten Bestandteile ist Kohlenstoff. Die Targetplatten und der größte Teil der übrigen Oberflächen des Vakuumgefäßes bestehen aus Grafit (EK 98), der in einer Helium-Glimmentladung mit 10% B_2H_2 oder B_2D_2 boriert wird. Dabei werden $50 \dots 100 \text{ nm}$ dicke Borschichten auf den Oberflächen des Vakuumgefäßes abgeschieden. Die entstehende Bor-Grafit-Oberfläche hat die Eigenschaft, Sauerstoff zu binden. Dadurch wird der Sauerstoffgehalt des Plasmas reduziert. Dies ist wegen der chemischen Aktivität des Sauerstoffs erwünscht. Neben Kohlenstoff,

Bor und Sauerstoff dringen durch Abtragung vom Gefäß oder von diagnostischen Einbauten weitere Teilchen in Spuren in das Plasma ein. Sie spielen für die Divertorstrahlung eine untergeordnete Rolle, können aber, bei hoher Kernladungszahl, zu großen Strahlungsverlusten im Hauptplasma führen.

Das Divertorplasma setzt sich aus dem Zufluß neutraler Teilchen von den Targetplatten und dem aus der Abschältschicht einströmenden Plasma, das auch hochgeladene² Verunreinigungsionen enthält, zusammen. In Abbildung 2.3 sind diese Flüsse schematisch dargestellt. Elektronendichte³ und -temperatur haben im Divertor Werte

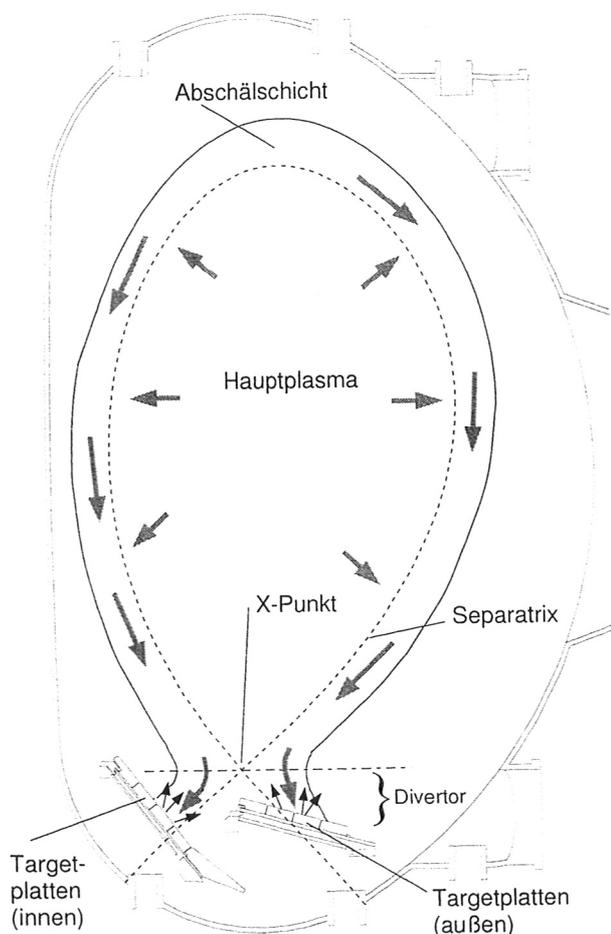


Abbildung 2.3: Poloidaler Schnitt durch das Vakuumgefäß von ASDEX Upgrade. Die im Divertor wesentlichen Teilchenflüsse aus dem Hauptplasma (\rightarrow) und von den Targetplatten (\rightarrow) sind angedeutet. Aus dem Hauptplasma und der Abschältschicht strömt ein Plasma mit hochgeladenen Ionen zu den Targetplatten ab und erodiert dort Teilchen, die als Neutrale in den Divertor eindringen.

von

$$10^{19} \text{ m}^{-3} < n_e < 3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

²Als „hochgeladen“ werden hier und im folgenden alle H-ähnlichen und voll ionisierten Ionen der leichten Elemente (B, C, O) bezeichnet. Im Vergleich zu den niedrigeren Ionisationsstufen tragen diese Ionen eine große potentielle Energie und können nur in den heißeren Gebieten der Randschicht oder im Hauptplasma gebildet werden.

³Die Bedeutung aller verwendeten Symbole wird in Anhang B, Seite 77, erläutert.

$$(5 \text{ eV} \leq) T_e < 30 \text{ eV},$$

wobei die untere Grenze für die Elektronentemperatur nur für Phasen der Entladungen gilt, in denen sich das Plasma nicht von den Targetplatten ablöst. Dieses Ablösen des Plasmas, das als „detachment“ bezeichnet wird, führt unmittelbar über den Targetplatten zu geringeren Werten für T_e . Die untere Grenze von etwa 5 eV gilt dann erst einige Millimeter über der Targetplatte.

Die Plasmaionen (Protonen, Deuteronen) strömen parallel zu \vec{B} zu den Targetplatten, die eine Teilchensenke darstellen. Die Verunreinigungen, die über die Separatrix in die Abschältschicht gelangen, treten über Reibungskräfte mit den Plasmaionen in Wechselwirkung. Diese Reibungskräfte \vec{F}^R haben die Form

$$\vec{F}_{ab}^R = m_a n_a \tau_{ab}^{-1} (v_b - v_a). \quad (2.2)$$

Darin sind v_a, v_b die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten der beiden Spezies. Die Impulsaustauschzeit τ_{ab} liegt in derselben Größenordnung wie die Energieaustauschzeit (Gl. 2.6). Aus den in Tabelle 2.1 angegebenen Werten folgt somit auch, daß die Strömung der mehrfach geladenen Verunreinigungen an die Strömung der Plasmaionen in den Divertor gekoppelt ist. Auch das Rückhaltevermögen des Divertors läßt sich auf diese Weise begründen. Die mehrfach geladenen Ionen, die durch Ionisation des an den Targetplatten freigesetzten Flusses im Divertor gebildet wurden, werden mit dem anströmenden Plasma auf die Targetplatten zurückgedrängt. Diesem Prozeß wirken jedoch die Thermokräfte und komplizierte zweidimensionale Strömungsmuster, mit Gebieten einer vom Target weg gerichteten Strömung, entgegen. Die Thermokräfte sind proportional zum Temperaturgradienten und wirken für die Verunreinigungen in Richtung zum heißeren Plasma, also von der Targetplatte weg.

Ausgehend von typischen Werten für Temperaturen und Dichten können Teilchengeschwindigkeiten und charakteristische Zeiten und Längen für Stoßprozesse im Divertor berechnet werden. Die Kenntnis dieser Größen ist für die Interpretation der spektroskopischen Untersuchungen wesentlich. Deshalb werden im folgenden insbesondere die Kohlenstoffionen betrachtet. Der Betrag der thermischen Geschwindigkeit der Ionen ist

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}. \quad (2.3)$$

Durch das starke Magnetfeld ($B_t = 1.5 \dots 2.5 T$) ist eine Richtung ausgezeichnet, so daß man

$$v_{th, \parallel \vec{B}} = \frac{v_{th}}{\sqrt{2}} \text{ und } v_{th, \perp \vec{B}} = v_{th} \quad (2.4)$$

erhält. Die Strömungsgeschwindigkeit v_M der Plasmaionen aus der Abschältschicht zur Targetplatte beträgt

$$v_M = M \cdot v_s, \text{ mit } v_s = \sqrt{\frac{T_e + 3T_i}{m_i}}, \quad (2.5)$$

worin M die Machzahl und v_s die Ionenschallgeschwindigkeit ist. Typische Werte der Machzahl im Divertor sind $0.1 \dots 0.5$ [4]. Mit $T_i = T_e$ und $M = 0.5$ gilt $v_M = v_{th, \parallel \vec{B}} = v_{th} / \sqrt{2}$.

Die Temperaturen der verschiedenen Ionen im Divertor sind zunächst unterschiedlich. Die hochgeladenen Ionen strömen aus Gebieten höherer Temperaturen ein. Die aus dem an der Targetplatte erodierten Fluß gebildeten Ionen haben geringe mittlere Energien von wenigen eV. Nach der Energierelaxationszeit τ_{eq} nehmen die Ionen die Temperatur T_{H+} des Hintergrundplasmas im Divertor an. Für die Energierelaxationszeit gilt nach L. SPITZER (s. [1])

$$\tau_{eq} = \frac{\sqrt{2\pi} 3\pi \epsilon_0^2 m_{H+} m_i}{n_{H+} \epsilon^4 q^2 \ln \Lambda} \left(\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_{H+}}{m_{H+}} \right)^{3/2}. \quad (2.6)$$

Die Werte für τ_{eq} sind für Kohlenstoff in Tabelle 2.1 angegeben. Dort sind außerdem die charakteristischen Zeiten für Elektronenstoßionisation (τ_{ion}), Strahlungsrekombination, Dielektronische Rekombination und Ladungsaustauschrekombination mit neutralem Wasserstoff angegeben. Für die aus der Abschältschicht mit $M = 0.5$ einströmenden Ionen ergibt sich aus der Länge der Strecke X-Punkt – Target parallel zu \vec{B} (≈ 6 m) eine Aufenthaltszeit im Divertor von $\tau_{res} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ s. Mit den Werten aus Tabelle 2.1 folgt somit $\tau_{eq} \ll \tau_{ion}, \tau_{res}$ für alle mehrfach geladenen Ionen. Für diese Ionen gilt also im Divertor $T_i = T_{H+}$. Aus τ_{ion} wird deutlich, daß nur die Ionen bis CV durch Ionisation im Divertor gebildet werden können. Bei den gewählten Plasmaparametern kann die Rekombination von CII und CIII vernachlässigt werden. Die Ionisationszeiten sind für diese Ionen sehr viel kleiner als die charakteristischen Zeiten für die Rekombinationsprozesse. Für die hochgeladenen Ionen liefert die Ladungsaustauschrekombination mit dem neutralen Wasserstoff im Divertor den wesentlichen Beitrag zur Rekombination. Dieser Prozeß wird im Kapitel 5.1 näher erläutert.

	τ_{eq} [s]	τ_{ion} [s]	τ_{rek} [s]	τ_{crr} [s]	λ_{ion} [m]	$\lambda_{rek+crr}$ [m]
CI	—	$3.5 \cdot 10^{-7}$	—	—	$2.2 \cdot 10^{-3}$	—
CII	$4.4 \cdot 10^{-6}$	$3.3 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$\gg 1$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^2$
CIII	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$	$5.3 \cdot 10^{-1}$	$3.4 \cdot 10^2$
CIV	$4.9 \cdot 10^{-7}$	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$6.2 \cdot 10^0$	$1.8 \cdot 10^0$
CV	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$\gg 1$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$\gg 1 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^0$
CVI	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$\gg 1$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$5.4 \cdot 10^{-5}$	$\gg 1 \cdot 10^4$	$5.5 \cdot 10^{-1}$
CVII	$2.2 \cdot 10^{-7}$	—	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	—	$1.2 \cdot 10^1$

Tabelle 2.1: Charakteristische Zeiten und Längen für das Erreichen der Temperatur des Hintergrundplasmas (τ_{eq}), Ionisation (τ_{ion} , λ_{ion}), Rekombination (Strahlungsrekombination und Dielektronische Rekombination, τ_{rek} ; Ladungsaustauschrekombination τ_{crr} ; gesamte Rekombination, $\lambda_{rek+crr}$) für Kohlenstoff.

Es wurden folgende Plasmaparameter zugrunde gelegt: $T_e = T_{H^+} = 15 \text{ eV}$, $T_H = 10 \text{ eV}$, $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n_H/n_e = 0.01$. Für τ_{eq} wurde $T_{CII}, T_{CIII}, T_{CIV} = 3 \text{ eV}$ (mittlere Energie des erodierten Kohlenstoffs) und $T_{CV}, T_{CVI}, T_{CVII} = 100 \text{ eV}$ (aus der Abschältschicht einströmende Ionen) angenommen. In der Berechnung von $\tau_{crr}, \lambda_{ion}, \lambda_{rek+crr}$ wurde wegen $\tau_{eq} \ll \tau_{ion}, \tau_{res}$ für alle mehrfach geladenen Ionen T_{H^+} als deren Temperatur angenommen. Die verwendeten atomaren Daten und die Berechnungen werden in Kap. 6.2 erläutert.

Kapitel 3

Divertorspektrometer an ASDEX Upgrade

3.1 Verlauf der Sehstrahlen im Torus

Mit dem Divertorspektrometer wird das Plasma über der äußeren Targetplatte des Divertors im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich zwischen 220 nm und 850 nm beobachtet. Dafür wurden zwei unterschiedliche Gruppen von Sehstrahlen realisiert. Eine Gruppe von Sehstrahlen erstreckt sich fächerförmig über der äußeren Targetplatte bis hin zu Regionen deutlich oberhalb des Divertors. Diese

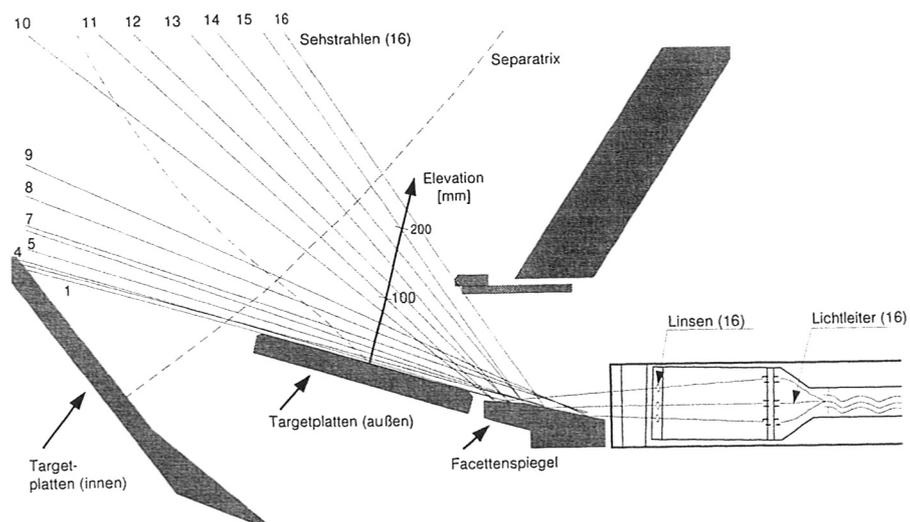


Abbildung 3.1: Poloidaler Schnitt durch den Divertor von ASDEX Upgrade mit der Gruppe von 16 Sehstrahlen des Divertorspektrometers

Variante ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Das entlang der 16 Sehstrahlen aufgesammelte Licht wird mit einem Facettenspiegel, der für jeden Sehstrahl einen anderen festen Einfallswinkel ermöglicht, umgelenkt. Die 16 Linsen bilden die Sehstrahlen schließlich auf Lichtleiterköpfe ab. Dieses abbildende System ist derart aufgebaut, daß die Sehstrahlen am Ort des Plasmas im äußeren Divertor einen Radius von $\approx 1.5 \text{ mm}$ aufweisen. Dieser Wert, der das räumliche Auflösungsvermögen unmittelbar an der Targetplatte bestimmt, variiert nur schwach mit der gewählten Wellenlänge und der Lage des Plasmas im Divertor. Als räumliche Koordinate dient die in Abbildung 3.1 als Elevation gekennzeichnete Achse. Diese Koordinate gibt den senkrechten Abstand des Sehstrahls von der Targetplatte am Orte des Auftreffpunktes der Separatrix an. Die Messungen räumlicher Emissionsprofile mit dem Divertorspektrometer werden jeweils über dieser Koordinate aufgetragen. Sie ist offensichtlich nur für die Sehstrahlen in unmittelbarer Nähe zur Targetplatte, unterhalb des X-Punktes, ein einfach zu interpretierendes Maß für den Verlauf der Sehstrahlen. Die unteren 9 Sehstrahlen haben Abstände von 1.5, 3.0, 4.5, 9.0, 16.0, 25.0, 36.0, 49.0, und 64.0 mm vom Target. Die Messungen entlang der mit großer Neigung zur Targetplatte und durch das Randschicht- und Hauptplasma verlaufenden Sehstrahlen werden in dieser Arbeit nicht diskutiert.

Eine zweite Gruppe von 35 Sehstrahlen verläuft parallel zur äußeren Targetplatte. Dies wird durch den Verzicht auf einen Facettenspiegel erreicht. Die Sehstrahlen haben einen Radius $\leq 0.5 \text{ mm}$ und werden direkt über die Linsen auf den Lichtleiterköpfen abgebildet (s. Abb. 3.2). Die ersten 20 Sehstrahlen folgen in einem Abstand von 1 mm aufeinander, die weiteren im Abstand von jeweils 5 mm. Mit diesem System kann somit das Plasma im äußeren Divertor mit hoher räumlicher Auflösung beobachtet werden.

Ein prinzipielles Problem der radial verlaufenden Sehstrahlen wird in Abbildung 3.1 deutlich. Auch das vom Plasma oberhalb der inneren Targetplatte in der Nähe des X-Punktes ausgesandte Licht trägt zum gemessenen Signal bei. Dieser Beitrag kann nur vernachlässigt werden, wenn gesichert ist, daß die Emission der beobachteten Spektrallinie im inneren Divertor an den Targetplatten lokalisiert ist. Für die im folgenden vorgestellten Messungen kann diese Voraussetzung als erfüllt angesehen werden, soweit dies nicht ausdrücklich anders vermerkt ist. Ihre Gültigkeit wurde auf verschiedenen Wegen überprüft. Die Messungen räumlicher Emissionsprofile für Atome und niedrig geladene Ionen mit Maxima in den ersten Sehstrahlen über den äußeren Targetplatten konnten mit 2-dimensionalen Monte-Carlo-Codes modelliert werden, wobei nur Beiträge des äußeren Divertors wesentlich waren [5]. Darüber hinaus liefern Messungen mit dem Randschichtspektrometer Hinweise darauf, daß unter verschiedenen Plasmabedingungen die Strahlung niedrig ionisierter Ionen auch im inneren Divertor in der Nähe der Targetplatten lokalisiert ist [6]. Die Lage der

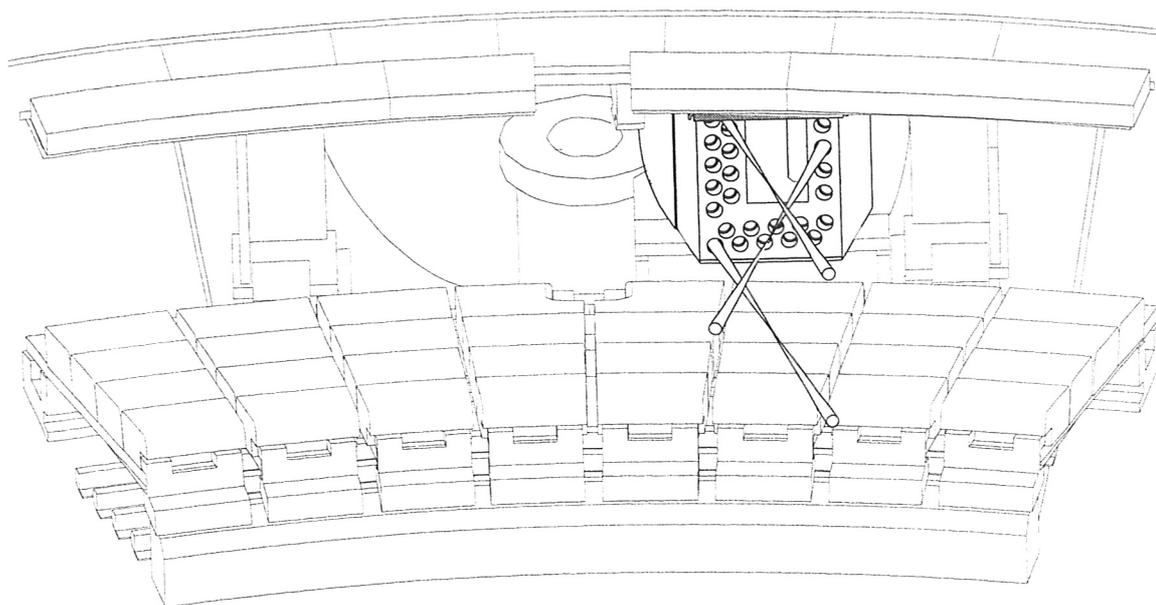


Abbildung 3.2: Radialer Blick von der Torusinnenseite nach außen auf einen Teil der Linsen für die Gruppe von 35 Sehstrahlen des Divertorspektrometers. Drei der parallel über den äußeren Targetplatten verlaufenden Sehstrahlen sind angedeutet.

Sehstrahlen dieses Spektrometers wird in Kapitel 4.3 näher erläutert (s. a. Abb. 4.7, S. 32).

3.2 Spektrale Zerlegung und Detektoren

Die Kopplung der Lichtleiter, die das Licht der im vorigen Kapitel beschriebenen Sehstrahlen vom Torus wegführen, an die Systeme zur spektralen Zerlegung des Lichtes und zur Registrierung der Messung ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt.

Zur spektralen Zerlegung des Lichtes wurden Spektrometer oder Interferenzfilter verwendet. Das Gitter im Czerny-Turner-Spektrometer hatte 1200 Striche/mm, das Fastie-Ebert-Spektrometer wurde mit einem 360 Striche/mm-Echelle-Gitter in 8. ($\lambda \geq 653 \text{ nm}$) bis 24. Ordnung ($\lambda \leq 236 \text{ nm}$) betrieben. Die Signale wurden mit CCD-Flächenkameras registriert, die die Spektren der maximal 16 bzw. 32 Ortskanäle jeweils auf 1024×1024 Pixel mit einer Abmessung von $19 \mu\text{m}$ abbilden. Das spektrale Auflösungsvermögen wurde experimentell zu

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx 5000 \quad (\text{Czerny-Turner})$$

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} \approx 100000 \quad (\text{Fastie-Ebert})$$

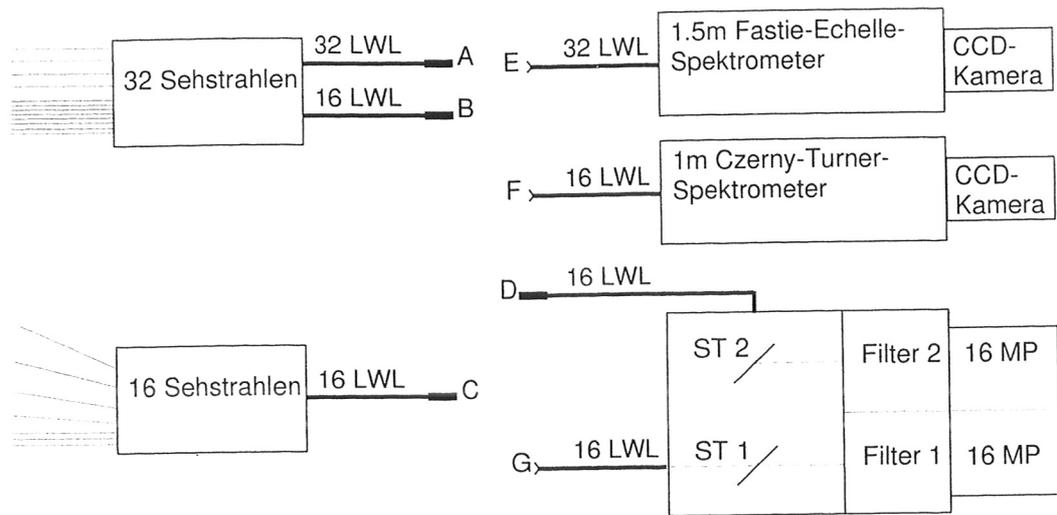


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus des Divertorspektrometers. Die Stecker (A-D) und Buchsen (E-G) für Lichtleiter können entsprechend der Meßaufgabe kombiniert werden. MP – Multiplier, ST – Strahlteiler, LWL – Lichtwellenleiter

bestimmt. Die in dieser Arbeit diskutierten Spektren wurden mit dem Czerny-Turner-Spektrometer gemessen. Wegen der hohen spektralen Auflösung wurde das Fastie-Ebert-Spektrometer vorzugsweise zur Bestimmung der Iontemperatur aus der Dopplerverbreiterung geeigneter Spektrallinien verwendet [7], auf die hier nicht näher eingegangen wird.

Das zeitliche Auflösungsvermögen beider Instrumente wurde durch die spektrale Strahldichte im zu beobachtenden Spektralbereich und die Auslesezeit der Kamera für eine Messung begrenzt. Die spektrale Strahldichte führte abhängig von den Entladungsbedingungen und der zu beobachtenden Spektrallinie zu Integrationszeiten von $10 \dots 200 \text{ ms}$. Wesentlich längere Belichtungszeiten sind nicht sinnvoll, da die Phasen konstanter Entladungsbedingungen maximal 3 s betragen. Kürzere Integrationszeiten wären nur für Linien großer Strahldichte möglich. Diese Linien waren aber gerade für die Beobachtung mit dem weiter unten beschriebenen System aus Interferenzfilter und Multiplier geeignet, das eine um zwei bis drei Größenordnungen bessere zeitliche Auflösung gestattete. Die zeitlichen Abstände zwischen zwei Messungen waren durch die Auslesezeit der Kamera bedingt und betragen beim Einsatz aller 16 Sehstrahlen 14 ms .

Neben den beiden Spektrometern standen zwei Systeme aus jeweils einem Interferenzfilter und 16 Multipliern zur Verfügung. Die Interferenzfilter hatten eine Halbwertsbreite von $\approx 1 \text{ nm}$. Deshalb konnten sie nur eingesetzt werden, um Spektral-

linien zu beobachten, die das vom Plasma ausgesandte Spektrum im Bereich von einigen nm dominieren. Diese Forderung bedeutet auch, daß hier prinzipiell nur intensitätsstarke Linien beobachtet werden konnten. Für die Auswahl geeigneter Linien wurden die gemessenen Spektren herangezogen (s. Tab. 4.1, S. 21). Die typische Zeitauflösung einer Messung mit dem System aus Interferenzfilter und Multiplier betrug $100 \mu s$. Abhängig von den Entladungsbedingungen und der beobachteten Spektrallinie konnte auch die durch die Multiplier und die Meßwerterfassung begrenzte beste Zeitauflösung von $11 \mu s$ erreicht werden.

Für die absolute Kalibrierung der Meßsysteme wurde eine Ulbrichtkugel als Normal für die spektrale Strahldichte im Wellenlängenbereich von $320 nm$ bis $850 nm$ verwendet. Die Ulbrichtkugel erwies sich als die geeignete Lichtquelle, da sie einen

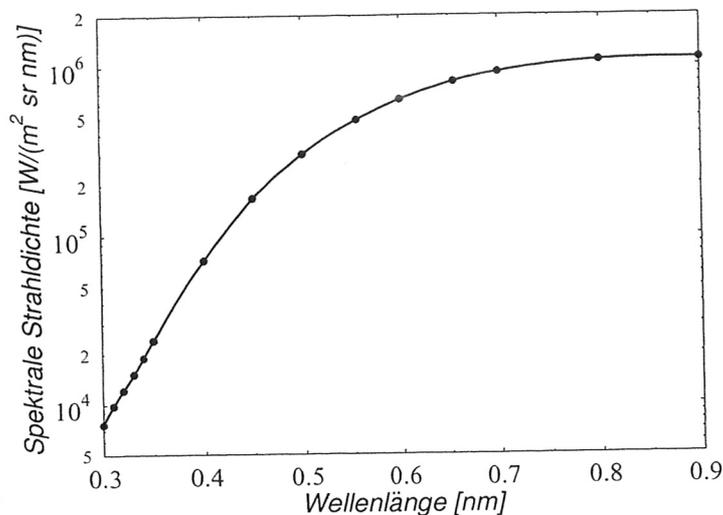


Abbildung 3.4: Spektrale Strahldichte der für die Kalibrierung der Spektrometer verwendeten Ulbrichtkugel (USS-1200, kalibriert von L.O.T.-ORIEL).

kontinuierlichen Flächenstrahler darstellt. Damit konnte sowohl der räumlich ausgedehnte Bereich der Sehstrahlen als auch der größte Teil des beobachtbaren Spektralbereichs definiert beleuchtet werden. Während die obere Grenze des kalibrierten Wellenlängenbereichs durch die Empfindlichkeit der Detektoren gegeben war (mit den CCD-Kameras lag die obere Grenze bei $720 nm$), war die untere Grenze von etwa $320 nm$ durch die in Abbildung 3.4 dargestellte Abnahme der spektralen Strahldichte der Ulbrichtkugel bestimmt. Eine Möglichkeit, die absolute Kalibrierung zu kleineren Wellenlängen mit der Methode der Verzweungsverhältnisse fortzusetzen, wird in Kapitel 5.2 beschrieben.

Kapitel 4

Spektroskopische Divertordiagnostik

4.1 Strahlungsmessung

In diesem Kapitel wird das Meßprinzip des Divertorspektrometers vorgestellt. Die Meßgröße ist die über den Sehstrahl gemittelte Emissivität ϵ des beobachteten Übergangs.

$$\epsilon_{i,k} = \frac{h\nu_{i,k}}{4\pi} n_k A_{k,i} \quad (4.1)$$
$$I_{i,k} = \int_{l_1}^{l_2} \epsilon dl$$

Hier ist das obere Niveau mit k , das untere mit i bezeichnet. $A_{k,i}$ ist die Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang aus dem Niveau k mit der Besetzungsdichte n_k , in das Niveau i unter Aussendung eines Photons der Energie $h\nu_{i,k}$. Die Grenzen l_1 , l_2 werden durch die Ausdehnung des Plasmas bestimmt. $I_{i,k}$ wird als Strahldichte oder Intensität bezeichnet.

Die notwendige Integration über eine Spektrallinie wird bei der spektralen Zerlegung des Lichtes durch Interferenzfilter beim Meßprozeß selbst ausgeführt. Da die verwendeten Filter innerhalb eines Wellenlängenintervalls, das durch die Halbwertsbreite einer Spektrallinie gegeben ist, einen konstanten Transmissionskoeffizienten aufweisen, muß in die Auswertung der absoluten Meßwerte lediglich dieser Koeffizient einbezogen werden. Die Voraussetzung für diese Meßmethode ist, daß in einem Spektralbereich, dessen Größenordnung durch die Halbwertsbreite des Filters gegeben ist, die Intensität der zu beobachtenden Spektrallinie das integrale Signal dominiert. Infolge der neutralen oder niedrig geladenen Verunreinigungen im Divertor, erscheinen häufig zahlreiche dicht benachbarte Linien im Spektrum, so daß diese

Voraussetzung nur für wenige Spektrallinien erfüllt ist. In Tabelle 4.1 sind diese

Spezies	Wellenlänge [nm]	Spezies	Wellenlänge [nm]
H/D	656.3/.1	ArII ²	664.0
H/D	486.0/.1	ArII ²	460.9
CII	514.3	NeI ²	585.2
CII ¹	283.7	NII ²	461.4
CIII	464.9	HeI ³	471.3
BII	345.1	HeI ³	501.6
BIV ¹	282.2	HeI ³	706.5
OII	441.5	HeII ³	468.6
HeI	667.8		

Tabelle 4.1: Spektrallinien, die für die Beobachtung mit Interferenzfiltern im Divertor geeignet sind. ¹ Kontrolle durch Messung des Spektrums notwendig, ² nur beim Gaseinblasen, ³ nur beim Gaseinblasen oder in Helimentladungen

Spektrallinien zusammengestellt.

Bei Messungen mit den Gitterspektrometern muß die Integration über eine Linie des Spektrums zur Bestimmung der Intensität numerisch ausgeführt werden. Die Meßgröße ist in diesem Fall die spektrale Strahldichte. Dem üblichen Sprachgebrauch folgend wird auch diese Größe bei der Darstellung der Spektren als Intensität bezeichnet.

Bei der Interpretation der orts aufgelösten Messungen muß der Verlauf der Magnetfeldlinien in Betracht gezogen werden. Die Geometrie von Feldlinien und Sehstrahlen in der poloidalen Ebene wurde bereits in Kapitel 3.1 dargestellt. In der toroidalen Richtung schneiden die Feldlinien die Targetplatten unter spitzen Winkeln. Ein typischer Wert für diesen Winkel ist $\vartheta = 2^\circ$. Für die Ionen, die sich entlang der Magnetfeldlinien bewegen, ergibt sich damit die in Abbildung 4.1 dargestellte Situation. Die gemessenen räumlichen Emissionsprofile werden über der Koordinate Elevation aufgetragen, die ein Maß für den Abstand der Sehstrahlen vom Target ist. Bei der Analyse der räumlichen Verteilung von Linienstrahlung, die von Ionen ausgesandt wird, muß der Projektionsfaktor zwischen einer Länge entlang x zur Darstellung entlang y beachtet werden:

$$x = \frac{y}{\sin \vartheta} \quad (4.2)$$

$$\vartheta \approx 2^\circ \rightarrow x \approx 30 \cdot y$$

Deshalb sind nicht nur die Emissionsprofile für Neutrale, sondern auch für niedrig geladene Ionen unter den meisten Entladungsbedingungen vor dem Target lokalisiert.

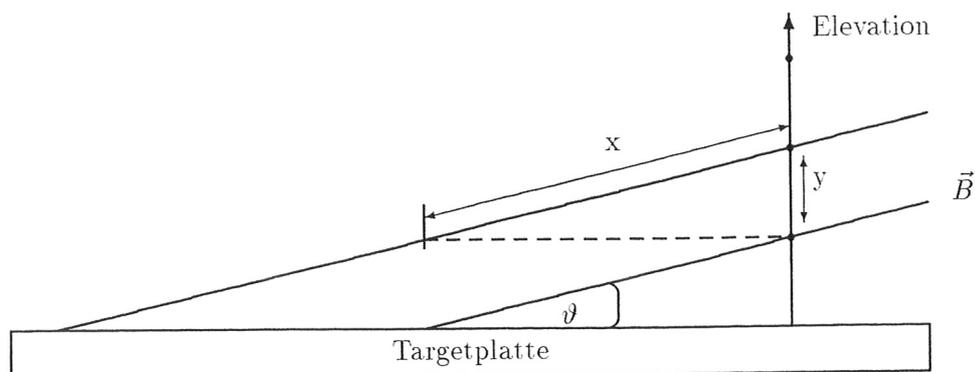


Abbildung 4.1: Verlauf der Magnetfeldlinien über den Targetplatten in toroidaler Richtung. x – Koordinate in Richtung der Feldlinien (Ionenbewegung), y – Abstand zwischen den Sehstrahlen

Die größeren Ionisationslängen der Ionen (s. Tab. 2.1) werden durch den längeren Weg entsprechend Abbildung 4.1 kompensiert.

Typische Messungen für Spektrallinien des Wasserstoffs und der Kohlenstoffionen werden in den Abbildungen 4.2 und 4.3 gezeigt. Die Abweichungen der Meßwerte vom Verlauf der eingezeichneten Kurven ist durch den Meßfehler bedingt. Wie die halblogarithmische Darstellung in Abbildung 4.2 zeigt, läßt sich die Intensitätsverteilung des Wasserstoffs mit zwei Exponentialfunktionen beschreiben. Die Kurven der Profile der Ionenstrahlung können nicht mit einfachen Funktionen beschrieben werden. Die Interpretation solcher Emissionsprofile als Dichteprofile wird im folgenden Kapitel gegeben.

4.2 Teilchendichten und -flüsse

Die Voraussetzungen und Rechnungen zur Bestimmung von Teilchendichten und -flüssen aus den gemessenen Intensitäten werden im folgenden erläutert. Um aus der gemessenen Intensität I_k auf die Dichte der emittierenden Spezies schließen zu können, muß nach Gleichung 4.1 eine Beziehung zwischen der Dichte des angeregten Niveaus n_k und der Teilchendichte hergestellt werden. Unter den Bedingungen im Divertorplasma ist die Besetzungsdichte der angeregten Zustände sehr klein gegenüber der Grundzustandsdichte n_0 . Die Besetzungsdichten werden nicht durch das Gleichgewicht zwischen anregenden und abregenden Stößen dominiert, das bei Vorliegen einer Maxwell-Verteilung für die Energie der Elektronen auf die Boltzmann-Verteilung der Dichten führen würde. Der dominierende Verlustprozeß für die Besetzungsdichte der angeregten Niveaus sind vielmehr die strahlenden Übergänge. Für die Zeitkon-

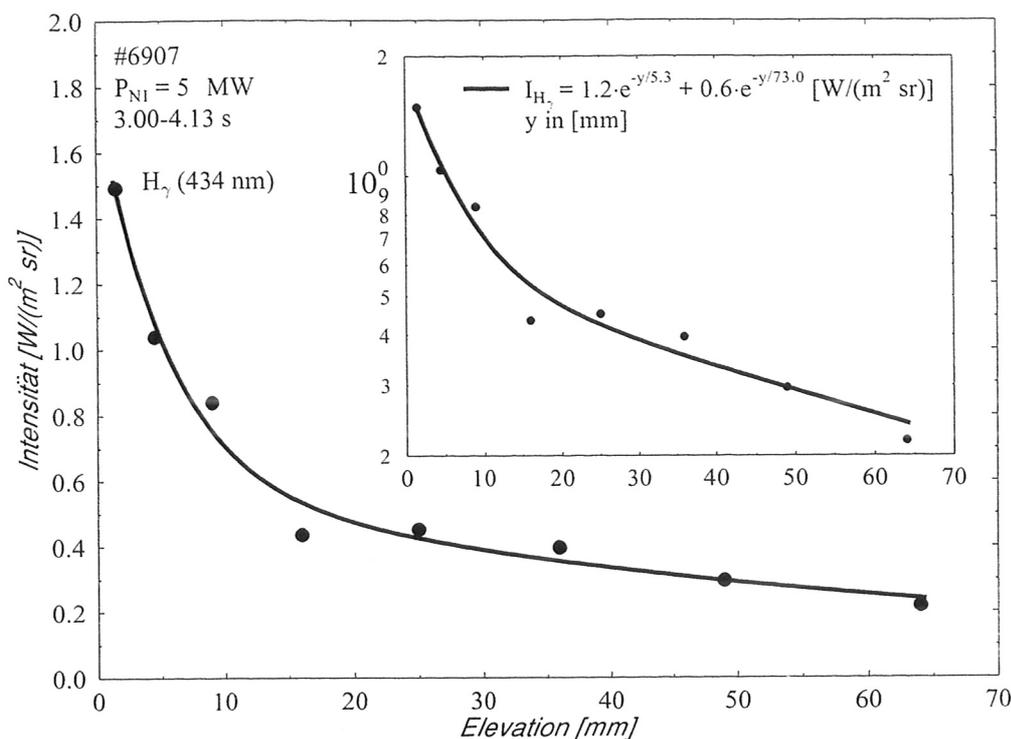


Abbildung 4.2: Emissionsprofil für H_γ . Die Entladungsnummer, die Leistung der Neutralstrahlheizung (P_{NI}) und die Integrationszeit der Messung über eine Phase mit konstanten Plasmaparametern sind angegeben. Die halblogarithmische Darstellung zeigt die exponentielle Abhängigkeit der gemessenen Intensität von der Elevation y entsprechend der durch einen Fit erhaltenen Funktion I_{H_γ} .

stanten der beiden Prozesse gilt:

$$\left(n_e \sum_j X_{k,j} n_{k,j} \right)^{-1} \gg \left(\sum_i n_k A_{k,i} \right)^{-1}. \quad (4.3)$$

Darin ist der Index j über alle Niveaus, i nur über die energetisch tiefer als das Niveau k gelegenen, gelegenen zu erstrecken.

Wichtige Ausnahmen stellen die metastabilen Zustände dar, von denen keine optisch erlaubten Übergänge möglich sind (s. a. Kap. 6.2.1). Diese metastabilen Zustände sind für die folgenden Betrachtungen den Grundzuständen gleichwertig. Zur übersichtlichen Darstellung werden die Ableitungen jeweils nur für einen Grundzustand formuliert und am Ende auf metastabile Zustände erweitert. Eine weitere Ausnahme stellen Niveaus mit großer Hauptquantenzahl n dar. Die Übergangswahrscheinlichkeiten nehmen mit steigender Hauptquantenzahl ab, so daß sich für diese Niveaus nur kleine $A_{k,i}$ ergeben. Die Spektrallinien, die von diesen Niveaus ausgehen, werden

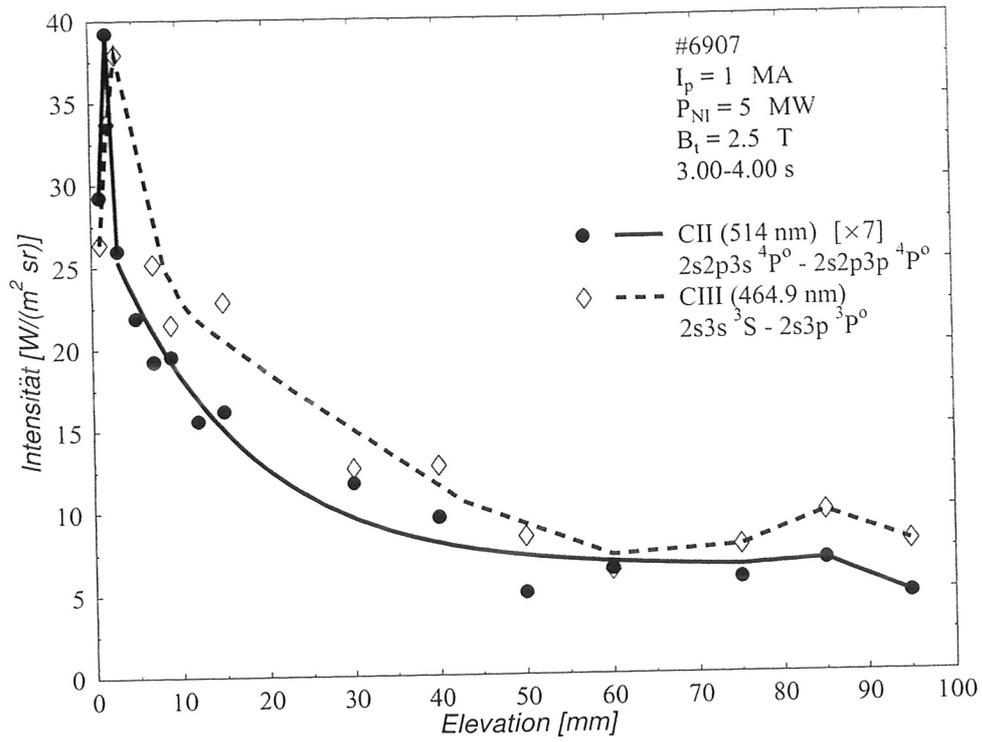


Abbildung 4.3: Wie Abb.4.2, aber für zwei Spektrallinien der Kohlenstoffionen CII und CIII.

hier jedoch nicht betrachtet, da auch die Anregungsraten in diese Niveaus gering sind. Somit haben diese Übergänge keinen wesentlichen Einfluß auf die Besetzungsdichten und die Gesamtstrahlung der hier betrachteten Atome und Ionen. Die Besonderheit der Lage der Energieniveaus in He-ähnlichen Ionen wie BIV und CV führt zu einem Einfluß von Elektronenstößen auf die Entvölkerung angeregter Niveaus. Die große Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregten Zuständen hat große Raten für abregende Stöße zur Folge. Außerdem liegen die Niveaus von Singulett und Triplett energetisch dicht beieinander, so daß es große Raten für den Austausch zwischen diesen Niveaus gibt. Die He-ähnlichen Ionen werden ausführlich im Kapitel 6.1 behandelt.

Für die Atome und niedrig geladenen Ionen (bis zu Li-ähnlichen) und $n \leq 4$ ist die zeitliche Entwicklung der Besetzungsdichte der angeregten Zustände durch

$$\frac{dn_k}{dt} = n_e n_0 X_{0,k} + n_e n_0 \sum_{l>k} C_{l,k} X_{0,l} - n_k \sum_{j<k} A_{k,j} \quad (4.4)$$

gegeben. Der Index l ist über die energetisch höher als das Niveau k gelegenen, j über die energetisch tiefer gelegenen Niveaus zu erstrecken. Der erste Term der rechten Seite beschreibt die Besetzung des Niveaus k durch Elektronenstoßanregung

aus dem Grundzustand. Der zweite Gewinnprozeß ist die Elektronenstoßanregung in das Niveau l , wobei anschließend ein Anteil $C_{l,k}$ nach einem oder mehreren strahlenden Übergängen zur Besetzung von k beiträgt (Kaskadenübergänge). Der einzige Verlustprozeß sind die strahlenden Übergänge, die von k ausgehen. Die Gleichgewichtsverteilung für n_k ergibt sich damit zu

$$n_k = n_e n_0 \frac{X_{0,k} + \sum_l C_{l,k} X_{0,l}}{\sum_j A_{k,j}}. \quad (4.5)$$

Mit 4.1 folgt

$$I_{i,k} = \int_{l_1}^{l_2} \frac{h\nu_{i,k}}{4\pi} n_e n_0 (X_{0,k}(T_e) + \sum_l C_{l,k} X_{0,l}(T_e)) \cdot B_{k,i} dl. \quad (4.6)$$

Darin ist $B_{k,i} \stackrel{\text{def}}{=} A_{k,i} / \sum_j A_{k,j}$ das Verzweungsverhältnis für den Übergang $k \rightarrow i$. Es ist also $I_{i,k} \propto n_0$. Bei bekannter Elektronendichte und -temperatur entlang des Sehstrahls kann somit die Dichte der beobachteten Spezies aus der gemessenen Intensität berechnet werden. Das hier beschriebene und mit den oben genannten Einschränkungen anwendbare Modell für das Besetzungsgleichgewicht wird als Koronamodell bezeichnet, da es in der Sonnenkorona Gültigkeit besitzt [8, 9]. Die Erweiterung von Gleichung 4.6 auf metastabile Niveaus führt auf

$$I_{i,k} = \int_{l_1}^{l_2} \frac{h\nu_{i,k}}{4\pi} n_e n_z X_{z,k}(T_e) B_{k,i} dl, \quad \text{mit} \quad (4.7)$$

$$n_z \stackrel{\text{def}}{=} \sum_m n_m \quad \text{und}$$

$$X_{z,k} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sum_m n_m (X_{m,k} + \sum_l C_{l,k} X_{0,l})}{n_z}.$$

In die Bestimmung der Dichte n_z einer Spezies gehen also Elektronendichte und -temperatur entlang des Sehstrahls im Divertor ein. Für diese Größen wurden die aus den Langmuirsondenmessungen in den Targetplatten [10] bestimmten Werte ($n_e = 6.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 11 \text{ eV}$ [11]) eingesetzt. Die radiale Ausdehnung der Strahlungszone im äußeren Divertor beträgt $\approx 5 \text{ cm}$. Über diese Länge, die mit Messungen des in Kapitel 4.3 erläuterten Randschichtspektrometers bestimmt werden konnte, wurden die Langmuirsondenmessungen als mittlere Werte verwendet. Mit diesem Verfahren erhält man für die in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellten Messungen jeweils für den Meßpunkt mit der größten Intensität $n_H = 6.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $n_{CII} = 1.1 \cdot 10^{17}$ und $n_{CIII} = 4.2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Die Emissionsprofile können also auch als Dichteprofile interpretiert werden. Damit wird aus Abbildung 4.2 deutlich, daß sich

auch für Wasserstoff die wesentliche Teilchenquelle im Divertor an den Targetplatten befindet. Das räumliche Emissionsprofil kann mit zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden. Die kürzere Abfalllänge (5.6 mm) entspricht dem an der Oberfläche emittierten Zufluß. Ein Zufluß größerer Geschwindigkeit, der mit einer Abfalllänge von 73 mm weiter in das Plasma eindringen kann, entsteht durch die Reflektion und Neutralisation eines Teils des Protonenflusses, der auf das Target trifft.

Abbildung 4.3 zeigt die typische Situation für das räumliche Profil der Kohlenstoffionen in Entladungen mit großem Energiefluß in den Divertor. Die Ionen CII und CIII sind dicht an der Targetplatte lokalisiert. Die Position des X-Punktes entspricht in dieser Entladung einer Elevation von 110 mm . Das Maximum für CIII tritt bei größerem Abstand zur Targetplatte auf als das Maximum für CII, wie es nach der Bildung des CIII durch Ionisation aus CII erwartet wird. Aufgrund der kurzen Ionisationslängen des neutralen und einfach ionisierten Kohlenstoffs und des in Kapitel 4.1 erläuterten Projektionsfaktors zwischen der Richtung parallel \vec{B} und der Elevation liegen die räumlichen Profile für CII und CIII dicht an der Targetplatte. Eine einfache Interpretation der gesamten Profilform ist für die Ionen nicht möglich. Der Projektionsfaktor, d.h. der Winkel zwischen Magnetfeldlinien und Targetplatte, ist im Divertor nicht konstant. Darüberhinaus ist besonders für den zweifach geladenen Kohlenstoff der Transport durch die Wechselwirkung mit dem Hintergrundplasma (s. Tab. 2.1) wesentlich.

Die Auswertung der gemessenen Intensitäten mit Gleichung 4.6 ist nur gerechtfertigt, wenn die Besetzungsdichte durch die Gleichgewichtsverteilung 4.5 beschrieben werden kann. Deshalb wird im folgenden untersucht, ob die Emission vor dem Erreichen der Gleichgewichtsbesetzung das Meßsignal beeinflusst.

Die Einstellung des Gleichgewichts zwischen der Besetzung des Grundzustands und eines angeregten Zustands erfolgt mit einer Zeitkonstanten, die von der Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten $A_k \stackrel{\text{def}}{=} \sum_j A_{k,j}$ abhängt. Mit $X_k \stackrel{\text{def}}{=} X_{0,k} + \sum_l C_{l,k} X_{0,l}$ folgt für 4.4 die allgemeine Lösung

$$n_k(t) = \frac{n_e X_k}{A_k} n_0(t) - \frac{n_e n_0^0 X_k}{A_k} e^{-A_k t}, \quad (4.8)$$

wobei n_0^0 die Anfangsbedingung für n_0 zur Zeit $t = 0$ darstellt. Der Unterschied zur Gleichgewichtslösung wird durch den zweiten Term beschrieben, der die exponentielle Abhängigkeit von A_k und t enthält. Für die Beobachtung dieses Effektes sind also Übergänge geeignet, die von Niveaus mit relativ kleinem A_k ausgehen. Darüber hinaus sollten es neutrale Teilchen möglichst großer Geschwindigkeit sein, damit sich die zeitliche Entwicklung über einen großen Weg erstreckt und somit der Beobachtung mit dem Divertorspektrometer zugänglich ist. Im Divertor wurde deshalb das

Linienverhältnis von H_δ ($n = 6 \rightarrow n = 2$) und H_ϵ ($n = 7 \rightarrow n = 2$) gewählt. Unmittelbar vor dem Target dominiert der durch Dissoziation des am Target freigesetzten molekularen Wasserstoffs gebildete atomare Wasserstoff, dessen mittlere Energie experimentell zu $\approx 3\text{ eV}$ bestimmt wurde [7]. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für beide Niveaus sind mit $A_7 = 1.2 \cdot 10^6\text{ s}^{-1}$ und $A_6 = 2.6 \cdot 10^6\text{ s}^{-1}$ klein gegenüber den Werten für andere im Divertor beobachtbare Übergänge. Das Verhältnis der Besetzungsdichten für diese Niveaus wurde auf der Grundlage der in [12] angegebenen Formeln für die Elektronenstoßraten berechnet. Dabei wurden für alle Niveaus bis $n = 10$ an- und abregende Elektronenstöße, strahlende Übergänge und die Elektronenstoßionisation betrachtet. Im relevanten Temperatur- und Elektronendichtebereich ist dieses Verhältnis nur schwach von T_e und n_e abhängig und beträgt 1.2 ± 0.1 . Dies führt mit Gleichung 4.1 auf ein Intensitätsverhältnis, das nach Einstellung des Besetzungsgleichgewichts einen konstanten Wert von 2.6 ± 0.2 aufweist. Die in Abbildung 4.4 dargestellte Messung zeigt ein konstantes Linien-

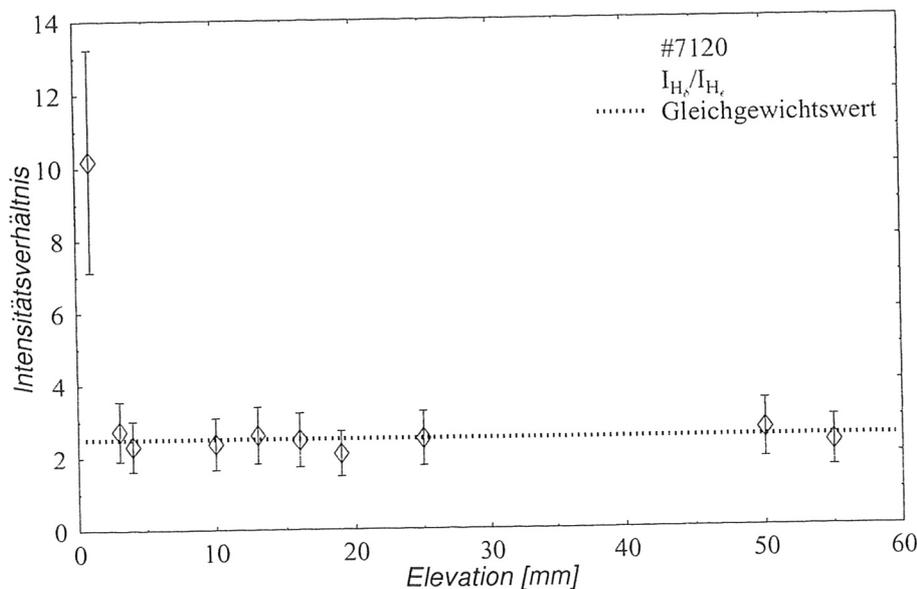


Abbildung 4.4: Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien des Wasserstoff (H_δ , $n = 6 \rightarrow n = 2$, und H_ϵ , $n = 7 \rightarrow n = 2$). Die Meßwerte schwanken für alle Sehstrahlen um den Gleichgewichtswert 2.6, lediglich der erste Sehstrahl zeigt den Einfluß der Nichtgleichgewichtsbesetzung unmittelbar über dem Target.

verhältnis für alle Sehstrahlen mit Ausnahme des unmittelbar über der Targetplatte verlaufenden. Das deutlich größere Intensitätsverhältnis kann mit Gleichung 4.8 interpretiert werden. Aus $A_7 < A_6$ folgt, daß der zweite Term für das Niveau $n = 7$ noch bei größeren Zeiten von Bedeutung ist, als für das Niveau $n = 6$. Diese Nichtgleichgewichtsbesetzung wirkt sich hier im Sehstrahl unmittelbar über dem Target aus. Aus diesem Experiment folgt, daß der Effekt für die Auswertung der Intensitäten

derjenigen Spektrallinien, für deren oberes Niveau $A_k \gg 10^6 \text{ s}^{-1}$ gilt, vernachlässigt werden kann.

Den Teilchenfluß von Oberflächen wie den Targetplatten in das Plasma, kann man unter bestimmten Voraussetzungen aus der Messung der Intensität von Spektrallinien dieser Teilchen oder ihrer Ionen berechnen [13]. Ausgangspunkt für diese Überlegungen ist die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} n_z(y) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}_z(y) = n_{z-1}(y) n_e S_{z-1} - n_z(y) n_e S_z \quad (4.9)$$

für Teilchen im Ladungszustand Z . Die Koordinate y ist die Ausbreitungsrichtung der Teilchen. Die Flußdichten Γ_z und die Dichten n_z sind als summarische Größen der Ionisationsstufe zu verstehen, schließen also alle metastabilen Zustände ein. Entsprechend seien die Ionisationsraten das gewichtete Mittel $S_z = \sum_m n_{z,m} S_{z,m} / \sum_m n_{z,m}$. Die Rekombination wird vernachlässigt. Als Gewinn- und Verlustprozeß tritt deshalb auf der rechten Seite der Gleichung nur die Ionisation der $(Z-1)$ -fach bzw. Z -fach geladenen Teilchen auf. Da die Teilchendichte n_z nicht mehr nur zeitabhängig beschrieben wird, sondern auch vom Ort y abhängt, erscheint auf der linken Seite der Gleichung neben der partiellen Zeitableitung der Dichte die Divergenz des Flusses der Z -fach geladenen Teilchen. Nun wird Gleichung 4.9 von $y = +0$, d.h. von einem Punkt unmittelbar vor der Oberfläche, bis y_{max} integriert. Die Grenze y_{max} ist die Entfernung über der Oberfläche, bis zu der die spektroskopische Beobachtung möglich ist. Bei der Untersuchung der Flüsse von den Divertortargetplatten kann y_{max} deshalb mit der y -Koordinate des X-Punktes identifiziert werden. Mit $\vec{\nabla} \cdot \Gamma = \frac{\partial}{\partial y} \Gamma_y + \vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{\Gamma}$ folgt

$$\Gamma_z(y_{max}) - \Gamma_z(0) = \int_0^{y_{max}} (n_{z-1}(y) n_e S_{z-1} - n_z(y) n_e S_z) dy - \int_0^{y_{max}} \vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{\Gamma} dy. \quad (4.10)$$

Senkrecht zu y , der Ausbreitungsrichtung der Teilchen, soll es keine Flußänderung geben, womit der letzte Term entfällt. Die Summation über alle Ionisationsstufen mit einer Ladungszahl $\leq Z$ ergibt dann

$$\sum_{i=0}^Z \{\Gamma_i(y_{max}) - \Gamma_i(0)\} = - \int_0^{y_{max}} n_z(y) n_e S_z dy. \quad (4.11)$$

Wenn nun bis zur Entfernung y_{max} von der Oberfläche die Teilchen mit einer Ladungszahl $\leq Z$ durch Ionisation vernichtet werden, erhält man

$$\Gamma = \sum_{i=0}^Z \Gamma_i(0) = \int_0^{y_{max}} n_z(y) n_e S_z dy. \quad (4.12)$$

Γ bedeutet hier und im folgenden die Flußdichte der gesamten Spezies. Da der einzige Verlustterm die Ionisation sein soll, muß noch vorausgesetzt werden, daß es keinen Rückstrom der Teilchen zur Oberfläche gibt.

Unter der weiteren Voraussetzung, daß die Elektronentemperatur im Beobachtungsvolumen konstant ist, kann eine Beziehung zwischen der Intensität einer Spektrallinie des Z -fach geladenen Teilchens und der Flußdichte Γ abgeleitet werden. Wenn T_e keine Funktion von y ist, so erscheint in Gleichung 4.12 das Integral $\int_0^{y_{max}} n_z(y) n_e dy$. Dieses Integral läßt sich nach Gleichung 4.7 durch die entlang y gemessene Intensität einer Spektrallinie dieses Teilchens ausdrücken. Man erhält schließlich

$$\Gamma = \frac{4\pi}{h\nu_{i,k}} \frac{S_z}{X_{z,k} B} I_{i,k}^\perp \quad (4.13)$$

Mit I^\perp wird eine gemessene Intensität beschrieben, die die Strahlungsbeiträge aller Z -fach geladenen Teilchen beinhaltet. Dies wird idealerweise durch eine Beobachtung in der Richtung des Teilchenflusses erreicht, also senkrecht zur Oberfläche. Es ist aber auch eine Messung in einer anderen Richtung ausreichend, solange die gesamte Strahlung erfaßt wird. Wenn eine Messung dieser Art nicht möglich ist, kann die Intensität der Strahlung aller Z -fach geladenen Teilchen durch räumliche Integration mehrerer Messungen innerhalb der Strahlungszone erreicht werden. Die Sehstrahlen des Divertorspektrometers verlaufen parallel zur Oberfläche. Aus den gemessenen räumlichen Profilen von I^\parallel erhält man folglich durch Integration

$$\begin{aligned} I^\perp &= \frac{1}{d} \int_0^{y_{max}} I^\parallel(y) dy \quad \text{und} \\ \Gamma &= \frac{4\pi}{h\nu_{i,k}} \frac{S_z}{X_{z,k} B} \frac{1}{d} \int_0^{y_{max}} I^\parallel(y) dy \end{aligned} \quad (4.14)$$

Darin ist d die Ausdehnung der strahlenden Schicht entlang des Sehstrahls im äußeren Divertor.

Im Divertor sind die Voraussetzungen der Flußbestimmung nur für einfach geladene Ionen zu erfüllen. Neutrale können das Divertorplasma in radialer Richtung verlassen, ohne ionisiert zu werden. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Verlustprozeß, durch den Verunreinigungen im Divertor abgepumpt werden können, hängt vom Verhältnis der Ionisationslänge zur Ausdehnung d des Plasmas ab. Mehrfach geladene Ionen können durch die Wechselwirkung mit dem Hintergrundplasma auf die Targetplatte zurückströmen. Darüber hinaus stellt die Rekombination der in den Divertor aus der Abschältschicht einströmenden Ionen eine in der Rechnung nicht berücksichtigte Quelle für die mehrfachgeladenen Ionen dar. Dieser Prozeß wird in Kapitel 7.2 be-

handelt.

Der gewöhnlich als „ $S/(XB)$ -Wert“ bezeichnete Quotient in Gleichung 4.13 gibt

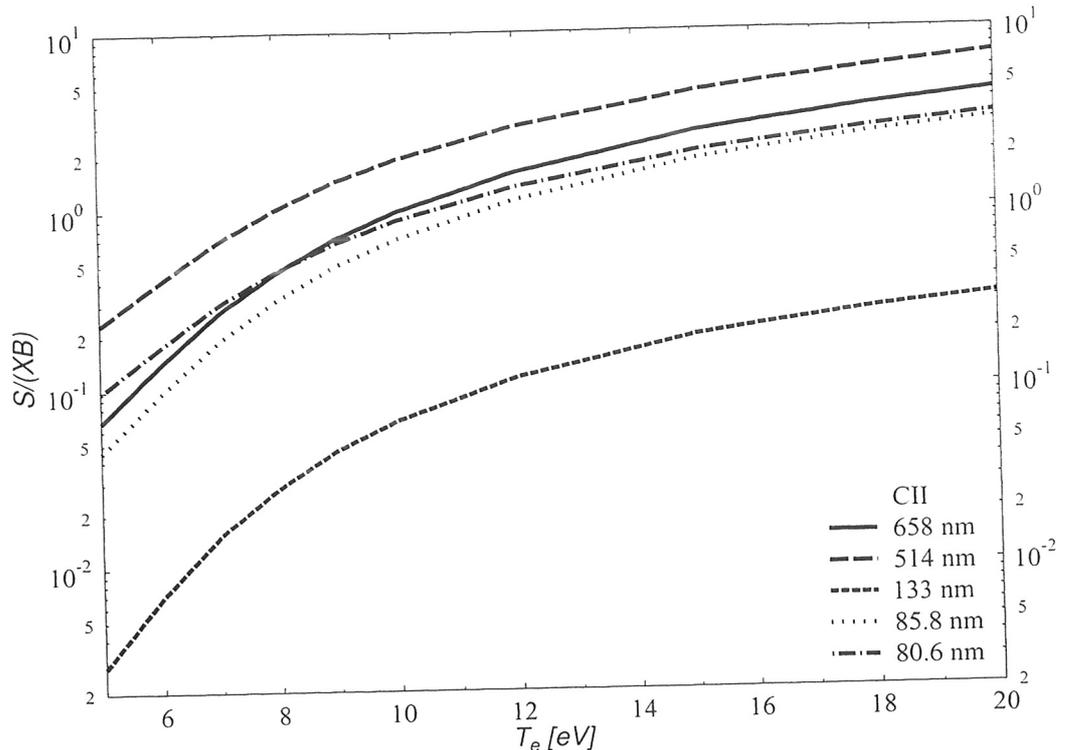


Abbildung 4.5: $\frac{S}{XB}$ -Werte (Ionisationen pro emittiertem Photon) für Spektrallinien des CII. In die Berechnung wurde das Verhältnis der Besetzungsdichten von Grundzustand und metastabilem Zustand einbezogen.

die Zahl der Ionisationen pro emittiertem Photon an. Er kann mit einem Stoß-Strahlungs-Modell, wie es für Kohlenstoff in Kapitel 6.2 beschrieben wird, berechnet werden. In Abbildung 4.5 sind für einige Spektrallinien die $S/(XB)$ -Werte als Funktion der Elektronentemperatur dargestellt. Aus der Messung der Spektrallinien des CII bei 514 nm ($2s2p3s\ ^4P^o - 2s2p3p\ ^4P$) in einer Entladung mit 5 MW Zusatzheizung (s. Abb. 4.3) und in einer Entladung mit ausschließlich ohmscher Heizung von 600 kW wurde der Kohlenstofffluß zu $1.3 \cdot 10^{20}\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ bzw. $1.8 \cdot 10^{18}\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$ bestimmt.

In die $S/(XB)$ -Werte wurde das Verhältnis der Besetzungsdichten von metastabilem Zustand und Grundzustand einbezogen. Deshalb muß nur eine Spektrallinie gemessen werden, um den Fluß der gesamten Spezies zu bestimmen. Dieses Verfahren erfordert die genaue Kenntnis des Besetzungsverhältnisses und ist deshalb zwar im Divertor nicht aber für die Berechnung des Teilchenflusses von Limiteroberflächen

gerechtfertigt. Die Ursache für diese Einschränkung sind die höheren Elektronentemperaturen im Plasma der Abschältschicht vor den Limitern und die größere Bedeutung der chemischen Erosion für die Zusammensetzung des Teilchenflusses von diesen Oberflächen. Die Zerfallsketten der Moleküle führen nicht nur zur Bildung von atomarem Kohlenstoff im Grundzustand, sondern auch zur direkten Besetzung von Grundzustand und metastabilem Zustand des CII. Die Anfangsbedingung für die Berechnung der Besetzungsdichten ist somit nicht eindeutig bestimmt. Bei kleinen Elektronentemperaturen sind die Raten für Elektronenstoßanregung im CII groß gegen die Ionisationsraten, und es stellt sich die von den Anfangsbedingungen unabhängige Gleichgewichtsverteilung ein. In Abbildung 4.6 ist ein $S/(XB)$ -Wert

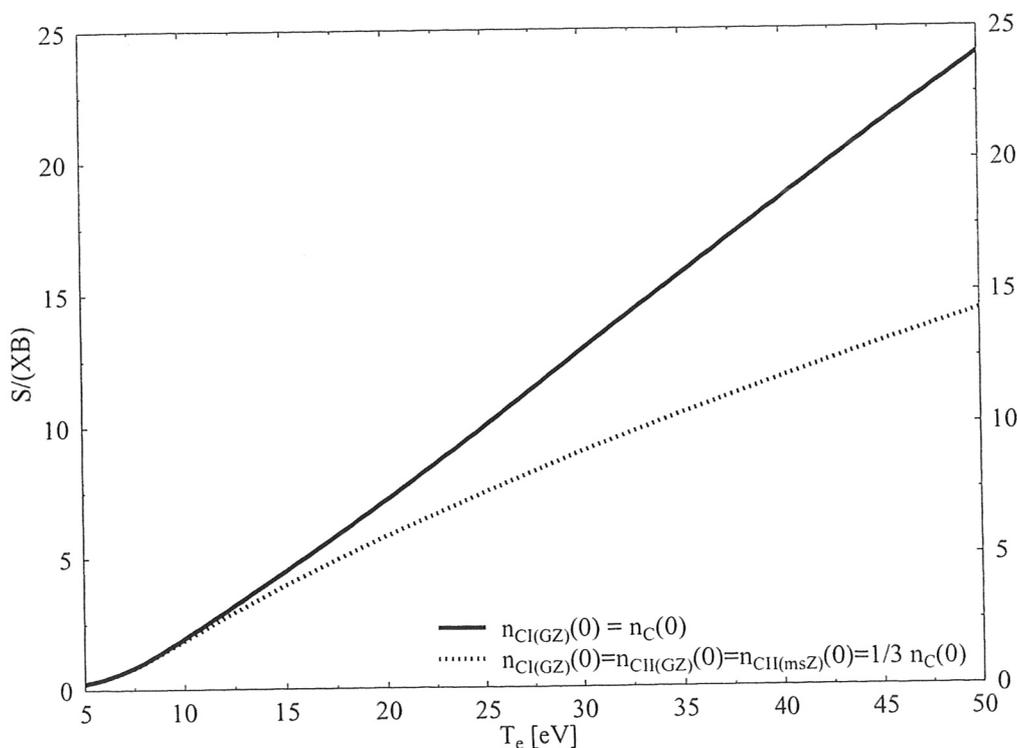


Abbildung 4.6: $\frac{S}{XB}$ -Wert für den Übergang $2s2p3s^4P^o - 2s2p3p^4P$ (514 nm) bei verschiedenen Anfangsbedingungen für die Verteilung der Besetzungsdichte auf die Grundzustände (GZ) und metastabilen Zustände (msZ) von CI und CII.

für zwei verschiedene Anfangsbedingungen dargestellt. Im Divertor dominiert der Kohlenstoffzufluß durch physikalische Zerstäubung [14]. Als Anfangsbedingung ist deshalb nur der Grundzustand des CI besetzt. Selbst bei gleicher Besetzung des Grundzustands von CI und CII und des metastabilen Zustands von CII als Anfangsbedingung durch den Einfluß der chemischen Erosion folgt für $T_e = 20$ eV nur ein Fehler von 20%. An Limiteroberflächen ist der Einfluß der chemischen Erosion größer und durch die größeren Elektronentemperaturen ($T_e > 50$ eV) vor den Limi-

tern liegen Ionisations- und Anregungsraten in derselben Größenordnung. Deshalb muß für die Bestimmung dieser Flüsse das in [13] entwickelte Verfahren angewendet werden. Dabei entspricht die Zahl der gemessenen Spektrallinien eines Ions der Zahl der metastabilen Zustände, einschließlich des Grundzustandes. Durch die Lösung eines Gleichungssystems kann dann auf die Besetzungsdichten und damit auf die Teilchenflüsse geschlossen werden.

4.3 Elektronentemperatur

In diesem Kapitel wird erläutert, wie die Elektronentemperatur aus spektroskopischen Messungen bestimmt werden kann. Für diese Untersuchungen wurden Messungen des Randschichtspektrometers an ASDEX Upgrade [15] verwendet.

Das Randschichtspektrometer beobachtet das Plasma entlang eines Sehstrahls, der in der poloidalen Ebene und auch toroidal geschwenkt werden kann. Der Sehstrahl verläuft, ausgehend vom äußeren Rand der Abschältschicht, je nach Ablenkwinkel zu den inneren oder äußeren Targetplatten (s. Abb. 4.7). Dabei kann sowohl der sicht-

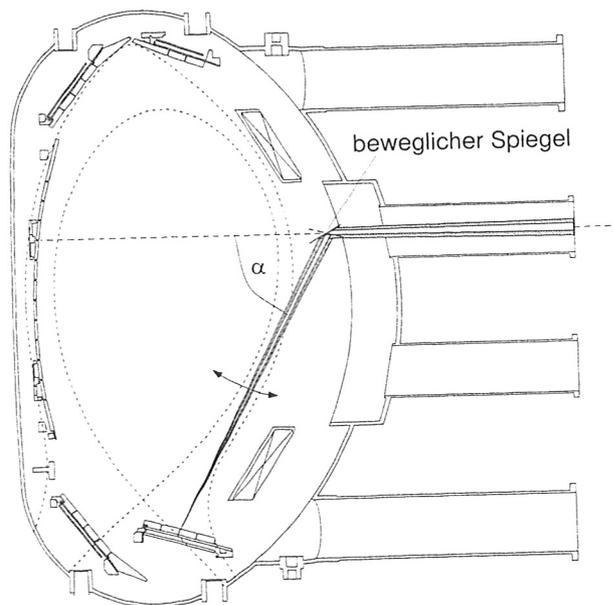


Abbildung 4.7: Verlauf der Sehstrahlen des Randschichtspektrometers im Divertor. Durch den Spiegel können die Sehstrahlen über den gesamten poloidalen Querschnitt, insbesondere über die äußeren und inneren Targetplatten, geschwenkt werden. Die gemessenen Intensitäten werden über dem Ablenkwinkel α der Sehstrahlen dargestellt (innerer Divertor $\approx 53^\circ$, äußerer $\approx 62^\circ$).

bare und UV-Spektralbereich (250...750 nm), als auch der vakuum-ultraviolette (VUV) Bereich (50...180 nm) ausgewertet werden. Aus der Analyse der Schwenks über beide Targetplatten folgte, daß die Emission der niedrig geladenen Ionen wie CII und CIII in der Divertorregion unmittelbar über den Targetplatten lokalisiert ist. Der Beitrag der Strahlung zur gemessenen Intensität, die entlang des Sehstrahls in der Abschältschicht aufgesammelt wird, ist für die niedrig geladenen Ionen gering. Damit ist es möglich, aus Intensitätsverhältnissen von Spektrallinien dieser Ionen

auf die Anregungsbedingungen im Divertor zu schließen.

Für beide Spektralbereiche waren keine kalibrierten Messungen verfügbar. Deshalb konnten nur relative Veränderungen der Intensitätsverhältnisse während einer Entladung oder absolute Intensitätsverhältnisse zweier im Spektrum dicht benachbarter Spektrallinien ermittelt werden. Letztere Möglichkeit trifft näherungsweise für zwei Übergänge des CII (s. Anh. ??)

$$\begin{aligned} 1s^2 2s^2 2p^2 P^0 - 1s^2 2s^2 3s^2 S & \quad (85.84 \text{ nm}) \\ 1s^2 2s^2 2p^2 ^4P - 1s^2 2s^2 2p^3 s^4 P^0 & \quad (80.65 \text{ nm}) \end{aligned}$$

zu. Das obere Niveau dieser Übergänge wird in einem Fall ($3s^2 S$) aus dem Grundzustand, im anderen Fall ($3s^4 P^0$) aus dem metastabilen Zustand des CII besetzt. Somit wird das Verhältnis der Intensitäten beider Spektrallinien sowohl von den Anregungsraten $X(T_e)$ in das obere Niveau als auch vom Verhältnis der Besetzungsdichten von Grundzustand und metastabilem Zustand bestimmt. Dieses Verhältnis kann abhängig sein von T_e , n_e , n_H und der Aufenthaltsdauer τ_{res} des Kohlenstoffs im Plasma. Die Abhängigkeit von τ_{res} verschwindet, wenn $\tau_{res} \gg \tau_{ion}$ ist. Für CII, das wesentlich über Ionisation nach CIII abgebaut wird, trifft diese Bedingung zu, so daß das Intensitätsverhältnis von Spektrallinien des CII im Parameterbereich des Divertorplasmas nicht von τ_{res} abhängt.

Die Berechnung der Besetzungsdichten mit einem Stoß-Strahlungs-Modell wird in Kapitel 6.2.1 näher beschrieben. Das Intensitätsverhältnis

$$\frac{I_1(85 \text{ nm})}{I_2(80 \text{ nm})} = \frac{h\nu_1 \cdot X_{g,1}(T_e)}{h\nu_2 \cdot X_{m,2}(T_e)} \cdot \frac{\int_0^{\tau_{res}} n_g(T_e, n_e, n_H, t) dt}{\int_0^{\tau_{res}} n_m(T_e, n_e, n_H, t) dt} \quad (4.15)$$

hängt für das Divertorplasma im wesentlichen nur von T_e ab. Elektronenstöße, die als Konkurrenzprozeß zu den strahlenden Übergängen zur Entvölkerung der angeregten Niveaus führen, haben im Divertorplasma, d.h. für $n_e \leq 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, keine Bedeutung. Ebenso sind die Raten für die Ladungsaustauschrekombination klein gegen die Raten für anregende oder ionisierende Elektronenstöße. Das Intensitätsverhältnis wird deshalb in Abbildung 4.8 nur als Funktion der Elektronentemperatur dargestellt. Dieses Verhältnis zeigt für $T_e \geq 15 \text{ eV}$ lediglich eine Variation um 5%. Kleinere Elektronentemperaturen verursachen jedoch ein deutlich geringeres Linienverhältnis. Für $T_e = 5 \text{ eV}$ folgt ein gegenüber dem Maximum um den Faktor 2 kleineres Linienverhältnis. Deshalb kann aus einem deutlichen Abfall des gemessenen Intensitätsverhältnisses eindeutig auf eine Verringerung der Elektronentemperatur geschlossen werden.

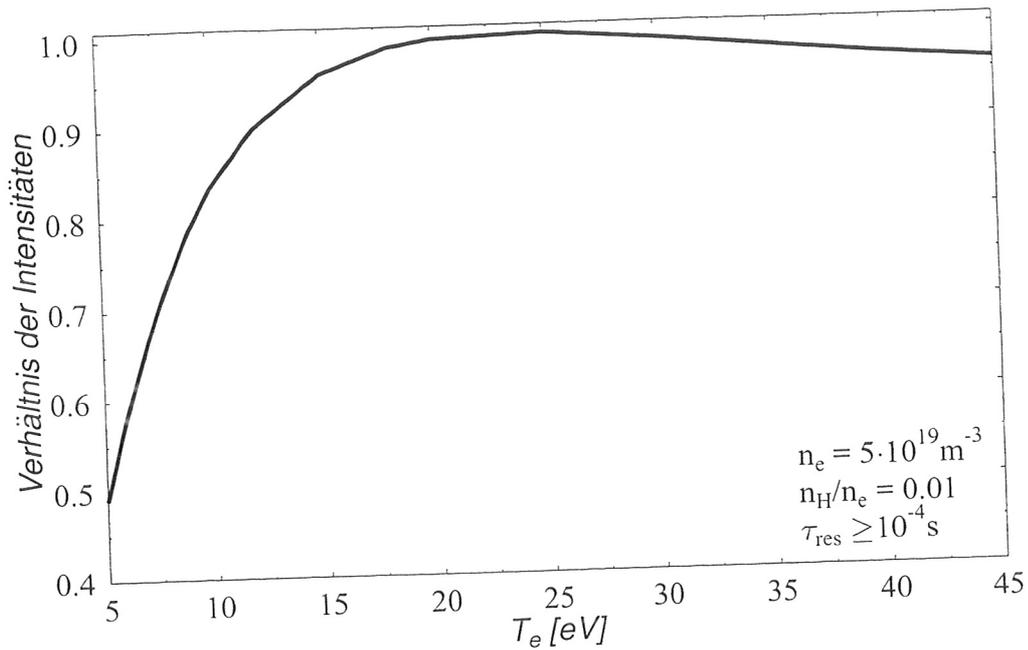


Abbildung 4.8: Verhältnis der Intensitäten zweier Spektrallinien des CII: $(2p^2\ ^4P - 2p3s\ ^4P^o)/(2p^2\ ^2P^o - 3s^2\ ^2S)$ bzw. $(80.65\text{ nm}/85.84\text{ nm})$. Im Divertorplasma ist das Verhältnis im wesentlichen nur von T_e abhängig.

Ein gemessenes Spektrum mit den beiden Spektrallinien des CII wird in Abbildung 4.9 gezeigt. Die Auswertung des Intensitätsverhältnisses ergibt eine Asymmetrie zwischen innerem und äußerem Divertor (Abb. 4.10). Die Absolutwerte liegen in dem durch die Rechnung vorhergesagten Bereich. Dabei ist jedoch der Meßfehler durch die fehlende Kalibrierung und die Subtraktion des Untergrundsignals zu berücksichtigen. Deshalb liegt der Schwerpunkt bei der Interpretation dieser ersten Messungen auf dem relativen Verlauf des Intensitätsverhältnisses. Während des angegebenen Zeitintervalls wurde der Sehstrahl des Spektrometers über den äußeren und inneren Divertor geschwenkt. Dabei wurde im inneren Divertor ein deutlich geringeres Verhältnis registriert. Mit dem berechneten Intensitätsverhältnis läßt sich die beobachtete Asymmetrie eindeutig auf eine Asymmetrie in der Elektronentemperatur zwischen innerem und äußerem Divertor zurückführen. Aus den Abbildungen 4.10 und 4.8 kann entnommen werden, daß im inneren Divertor $T_e < 7\text{ eV}$ gelten muß, um den relativen Verlauf des gemessenen Verhältnisses zu erklären. Im äußeren Divertor ergibt sich $T_e > 15\text{ eV}$. Der Anstieg für kleine Ablenkwinkel spiegelt die höhere Elektronentemperatur in der Abschältschicht gegenüber dem inneren Divertor wider. Die den kleinsten dargestellten Ablenkwinkeln entsprechenden Sehstrahlen sammeln die Strahlung der Kohlenstoffionen auf, die über den Divertor hinaus in den Bereich der Abschältschicht eingedrungen sind (s. Abb. 4.7).

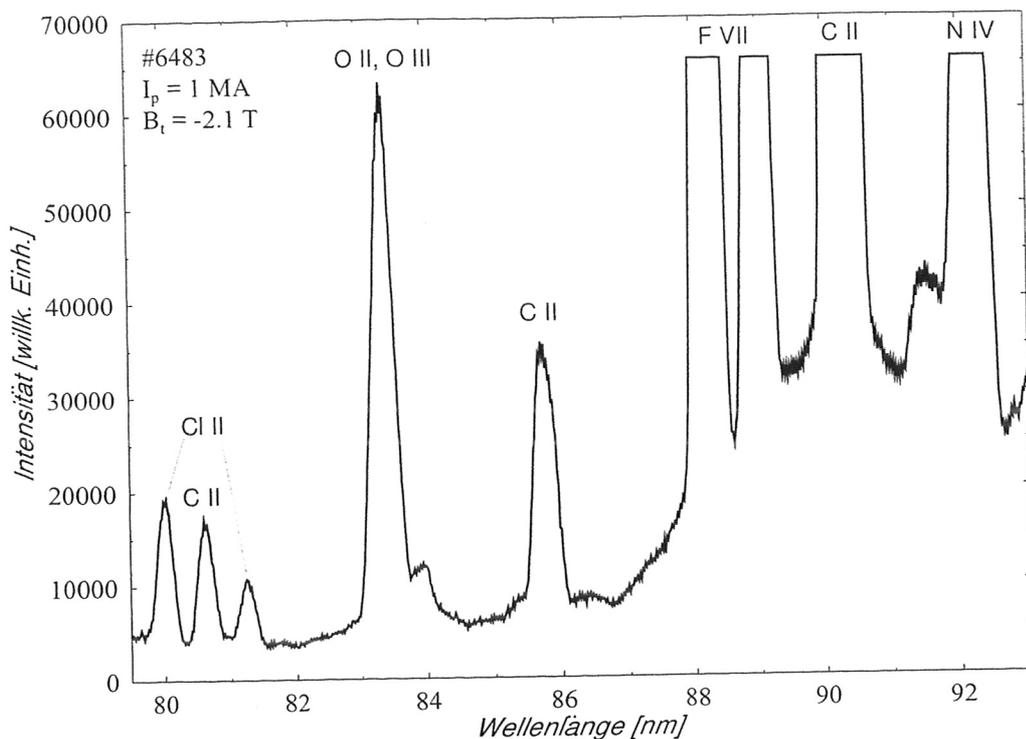


Abbildung 4.9: Mit dem Randschichtspektrometer im äußeren Divertor gemessenes Spektrum mit den beiden Spektrallinien des CII bei 80.6 nm und 85.8 nm, die für die Bestimmung des T_e -abhängigen Linienverhältnisses verwendet wurden.

Für Temperaturen über 15 eV zeigt das berechnete Intensitätsverhältnis keine auswertbare Temperaturabhängigkeit mehr. Das Verschwinden der Asymmetrie dieses Verhältnisses, wie es in Plasmen mit Zusatzheizung oder in Plasmen mit ohmscher Heizung und niedriger Dichte beobachtet wird, bedeutet deshalb nicht notwendig ein Verschwinden der Temperaturasymmetrie. Im Bereich $T_e > 15$ eV ist die Methode mit Spektrallinien des CII nicht mehr anwendbar. Der Meßbereich kann jedoch durch die Verwendung von CIII-Linienverhältnissen (465 nm/97 nm) bis $T_e \leq 30$ eV erweitert werden.

Diese Asymmetrie der Elektronentemperatur wurde bereits mit Langmuirsonden unter ähnlichen Entladungsbedingungen festgestellt [16]. Dort wurden jedoch Temperaturen für den inneren Divertor angegeben, die mindestens um den Faktor 2 über den spektroskopisch bestimmten Werten liegen. Die Auswertung der Linienverhältnisse gibt dabei die größere Sicherheit, da der T_e -abhängige Verlauf weitgehend durch die Lage der beteiligten Energieniveaus bestimmt ist. Die in [16] angegebenen Werte von $T_e \geq 20$ eV für den inneren Divertor können deshalb ausgeschlossen werden.

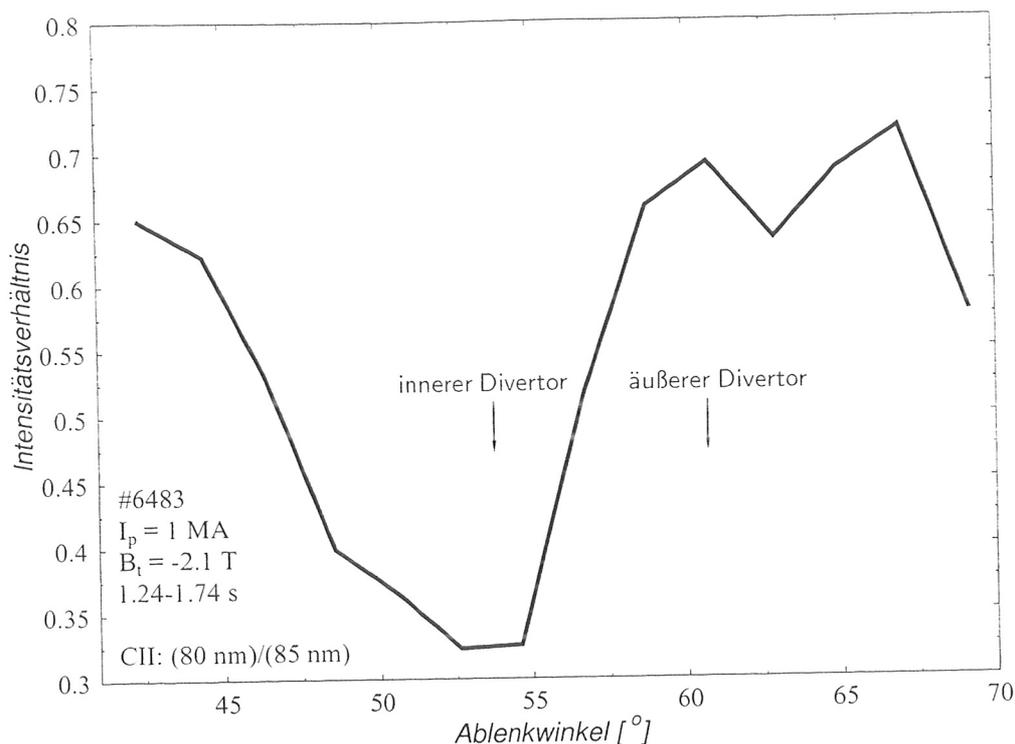


Abbildung 4.10: Mit dem Randschichtspektrometer im Divertor gemessenes Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien des CII: $(2p^2P^{\circ} - 3s^2S) / (2p^2^4P - 2p3s^4P^{\circ})$. Die Asymmetrie des Verhältnisses spiegelt die Asymmetrie der Elektronentemperatur wider ($T_e^{\text{innen}} < T_e^{\text{außen}}$).

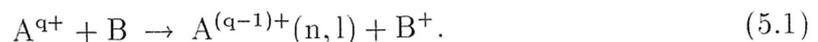
Eine Asymmetrie zwischen innerem und äußerem Divertor wurde auch hinsichtlich des Leistungseintrags auf die Targetplatten durch die Thermographie beobachtet [17]. Eine mögliche qualitative Erklärung für das Auftreten dieser Asymmetrie ist die Kompression der magnetischen Flußflächen. Dieser als Shafranov-Verschiebung bekannte Effekt bewirkt, daß die Flußflächen auf der Torusaußenseite dichter aneinander liegen als an der Innenseite, wodurch der radiale Teilchentransport außen bevorzugt ist. Damit erfolgt der Teilchen- und Energieeintrag in die Abschältschicht nicht poloidal symmetrisch, sondern vorzugsweise an der Außenseite, also einem Ort mit kürzerer Verbindungslänge zum äußeren Divertor. Dissipationsprozesse in der Abschältschicht können somit den Energietransport in den inneren Divertor stärker vermindern. Jedoch konnten die beobachteten Effekte damit nicht quantitativ erklärt werden.

Kapitel 5

Nachweis CX-induzierter Strahlung im Divertor

5.1 Ladungsaustauschstöße bei niedrigen Energien

Die Ladungsaustauschrekombination ist eine Reaktion von Ionen mit Atomen oder Molekülen der Art



Für die Beschreibung dieses Prozesses ist die Relativenergie der Stoßpartner von grundlegender Bedeutung. Dabei unterscheidet man die Bereiche großer und kleiner Energien entsprechend der aus diesen Energien folgenden Relativgeschwindigkeit v der stoßenden Teilchen. Diese Geschwindigkeit wird mit der Geschwindigkeit des gebundenen Elektrons verglichen, die in der Größenordnung der Bohrschen Geschwindigkeit liegt. Der Bereich niedriger Energien ist also durch die Bedingung

$$v \ll v_0, \quad v_0 = 2.2 \cdot 10^6 \frac{m}{s} \quad (5.2)$$

gekennzeichnet.

Für die Verhältnisse im Divertor ist die Relation 5.2 erfüllt. Wasserstoff mit einer Energie von 10 eV hat eine Geschwindigkeit $v = 3 \cdot 10^4 \frac{m}{s}$. Aufgrund der größeren Masse der Verunreinigungionen ergibt sich diese Geschwindigkeit auch für Bor- oder Kohlenstoffionen mit einer Energie von $\approx 100 \text{ eV}$. Das zunächst am Atom B gebundene Elektron bewegt sich also sehr schnell gegenüber der Annäherung der Kerne der Stoßpartner. Aus der Annäherung des Ions A^{q+} an das Atom B resultiert am Ort des Elektrons ein bezüglich der Elektronenbewegung langsam veränderliches Potential. Das Elektron befindet sich deshalb immer in einem quasistationären Bindungszustand. Deshalb spricht man von der Bildung eines Quasimoleküls während

des Stoßprozesses [18, 19]. Der Übergang des Elektrons von B nach A^{q+} während des Stoßes entspricht einem Übergang des Elektrons von dem Quasimolekülorbital, das für große Entfernungen der Kerne voneinander dem System $[A^{q+} + B]$ entspricht, in ein Orbital, das bei der Entfernung der Kerne voneinander auf das System $[A^{(q-1)+}(n,1) + B^+]$ führt. Die Korrelation der adiabatischen Molekülorbitale bestimmt also die Wahrscheinlichkeit für den Übergang des Elektrons in ein Niveau $A^{(q-1)+}(n,1)$ des rekombinierten Ions.

Aus der Analyse der Energiebilanz des Stoßprozesses ist jedoch schon ersichtlich, daß der Elektroneneinfang bei der Rekombination hochgeladener Ionen immer in hoch angeregte Niveaus erfolgen muß. Für eine große Wahrscheinlichkeit des Elektronenübergang ist es notwendig, daß sich die Eigenwerte der Molekülorbitale annähern. Um die Differenz der Energien zweier Molekülorbitale im Grenzwert für große Entfernungen während des Stoßes zu verringern, steht nur die Energie der Relativbewegung E_{rel} der Stoßpartner zur Verfügung. Große Wirkungsquerschnitte sind also nur für den Elektronenübergang zwischen Konfigurationen möglich, die die Relation

$$E_{ion}[A^{(q-1)+}] + E_{rel} \approx E_{ion}[B] + E_a(A^{(q-1)+}(n,1)) \quad (5.3)$$

erfüllen. Beim Ladungsaustausch mit Wasserstoff im Divertor gilt $E_{rel} \approx E_{ion}(B)$, und somit

$$E_{ion}(A^{(q-1)+}) \approx E_a(A^{(q-1)+}(n,1)). \quad (5.4)$$

5.2 Emission He-ähnlicher Ionen im Divertor

Im Divertor von ASDEX Upgrade konnte neben der Emission niedrig geladener Ionen und neutraler Teilchen auch Linienstrahlung des He-ähnlichen Kohlenstoffs und Bors beobachtet werden [20] (s. Abb. 5.1 und 5.2). Die Spektrallinien liegen bei 227 nm bzw. 282 nm und gehören zum Übergang $1s2s\ ^3S - 1s2p\ ^3P^o$. Diese Übergänge sind in den Termschemata auf Seite 44 für BIV und Seite 76 für CV gekennzeichnet. Ausgehend vom Grundzustand betragen die Anregungsenergien 203 eV bzw. 304 eV , so daß der Ratenkoeffizient für Elektronenstoßanregung im Divertor wegen $E_a \gg T_e$ sehr klein ist. Damit kann die Besetzung des $1s2p\ ^3P^o$ -Niveaus im Divertor mit einer Elektronentemperatur $\leq 20\text{ eV}$ nicht aus dem Grundzustand erfolgen. Deshalb werden zwei andere Besetzungsmechanismen betrachtet. Zum einen könnten He-ähnliche Ionen bereits im angeregten, metastabilen $1s2s\ ^3P$ -Zustand in den Divertor einströmen, zum anderen könnten Elektronen durch Ladungsaustauschstoße von BV mit neutralem Wasserstoff in hoch angeregte Niveaus eingefangen werden.

Die erste Möglichkeit würde zu geringen Anregungsenergien aus dem metastabilen Niveau von $\approx 4\text{ eV}$ und großen Anregungsraten führen. Wesentlich für diesen Prozeß

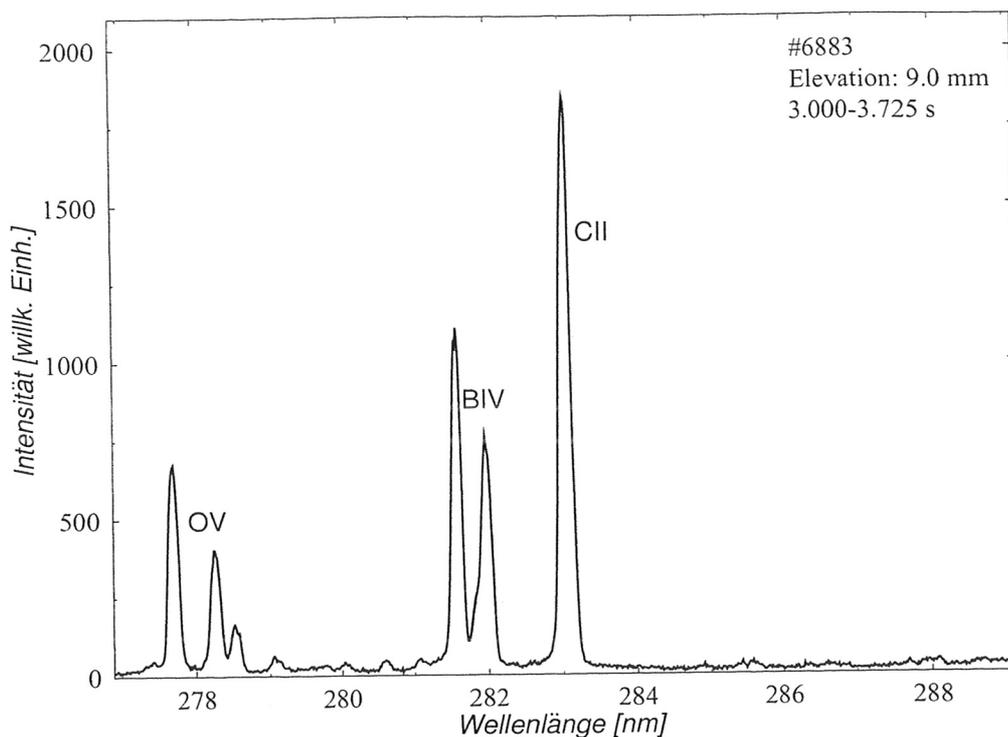
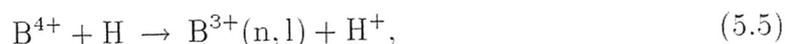


Abbildung 5.1: Spektrum mit den Spektrallinien des He-ähnlichen Bors im Divertor

ist die Forderung, daß die Lebensdauer des metastabilen Niveaus ausreichend groß sein muß, um den Transport von angeregtem BIV aus heißeren Plasmaregionen in den Divertor zu ermöglichen. Im Bereich der in Divertor und Abschältschicht relevanten Plasmaparameter gilt für die Lebensdauer τ dieses Niveaus immer $\tau \leq 1\mu\text{s}$ (siehe Kapitel 6.1.1). Selbst bei einer Strömung zur Targetplatte mit der Machzahl $M = 1$ (s. Gl. 2.5) und $T_e = T_i = 50\text{ eV}$ ergibt sich parallel \vec{B} nur ein Weg von 10 cm (vgl. Abb. 4.1). Der Weg parallel \vec{B} , die Verbindungslänge durch den (äußeren) Divertor, beträgt jedoch $\approx 6\text{ m}$. Darüber hinaus würde aus dem Einströmen des metastabilen BIV in den Divertor ein zur Targetplatte abfallendes Emissionsprofil folgen. Im Experiment wird jedoch ein ansteigendes Profil beobachtet (Abb. 6.4). Somit kann auf diese Weise die vor der Targetplatte beobachtete Emission nicht erklärt werden. Die Besetzung der Tripletzustände muß im Divertor stattfinden. Im folgenden wird der Elektroneneinfang bei der Reaktion



als möglicher Besetzungsmechanismus betrachtet.

Zum experimentellen Nachweis dieses Prozesses wurden Untersuchungen in einer Serie von Entladungen ausgeführt (# 5000 - # 5014).

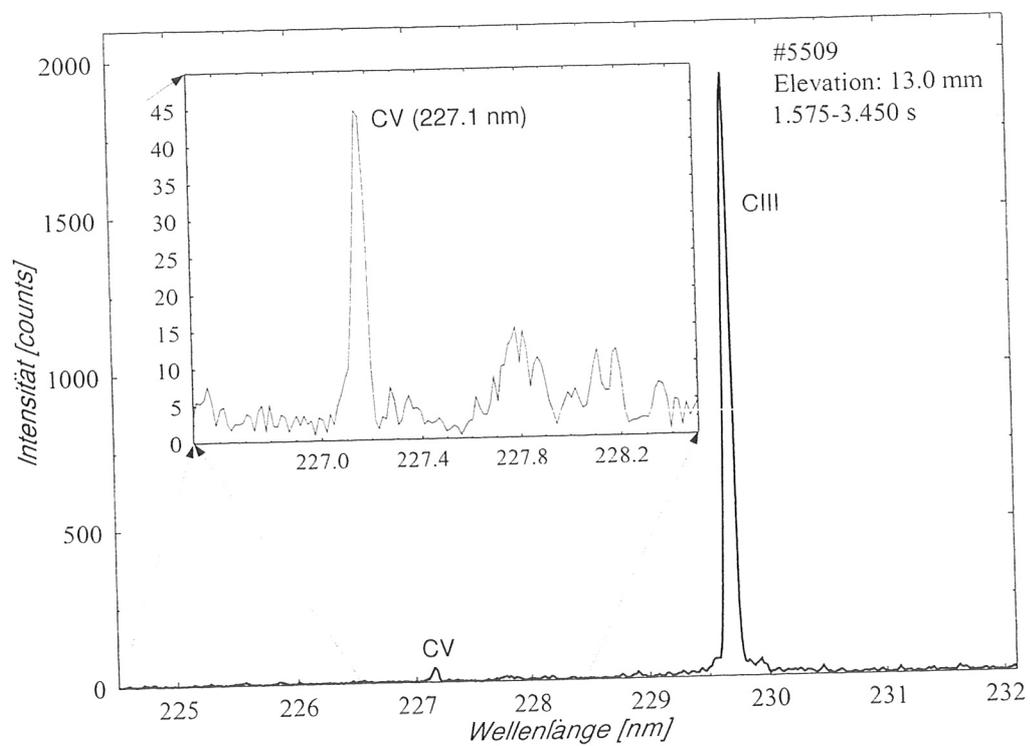


Abbildung 5.2: Spektrum mit der Spektrallinie des He-ähnlichen Kohlenstoffs im Divertor

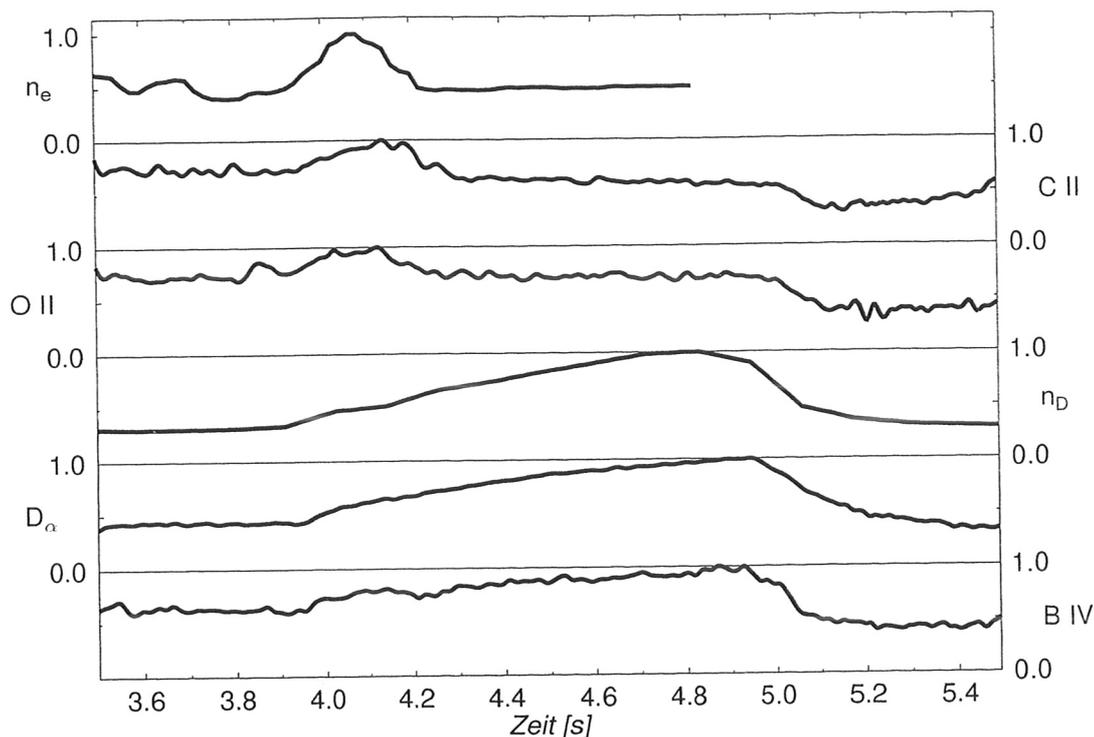


Abbildung 5.3: Zeitliche Entwicklung der Intensitäten dreier Spektrallinien: C II (514.3 nm), O II (441.5 nm) und BIV (282.2 nm), gemessen mit dem Divertorspektrometer jeweils 4.5 mm über der Targetplatte, im Vergleich mit der D_α -Intensität (656.1 nm), der Neutralen- und der Elektronendichte (n_D und n_e) im Divertor während des Einblasens von D_2 -Molekülen in der Mittelebene von 3.9 s bis 4.9 s. Die Intensitäten bzw. Dichten sind jeweils auf 1 normiert.

In mehreren gleichartigen Entladungen (# 5006, 7, 12, 14) wurden verschiedene Spektrallinien im Divertor gemessen (Abb. 5.3). Diese Entladungen waren durch die Parameter Plasmastrom $I_p = 1 \text{ MA}$, toroidales Magnetfeld $B_t = -2.1 \text{ T}$ und eine Zusatzheizung durch Neutralstrahlinjektion mit $P_{NI} = 7.5 \text{ MW}$ von 3 s – 4 s gekennzeichnet. Während der Entladungen wurden zwischen 3.9 s und 4.9 s in der Mittelebene Deuteriummoleküle eingeblasen. Dies führte zu einer Erhöhung der Deuteriumdichte im Divertorvolumen, die aus der Messung mit einem Manometer im Außenraum in Höhe des X-Punktes berechnet werden konnte [21, 22]. Die D_α -Intensität ($\lambda = 656.1 \text{ nm}$) folgte dem Verlauf der Neutralendichte. Von 4.2 s an blieb die mit Langmuirsonden in den Divertorplatten gemessene Elektronendichte, für die nur bis 4.8 s Meßdaten vorlagen, konstant. Die durch Elektronenstoß angeregten Spektrallinien von CII (514.3 nm) und OII (441.5 nm) zeigten den erwarteten Verlauf proportional zur Elektronendichte. Nach dem Maximum bei 4.1 s blieben die Signale konstant. Der Abfall nach 5.0 s könnte durch die Verringerung der Elektronendichte verursacht worden sein. Dagegen entwickelte sich die Intensität der Spektrallinie des

He-ähnlichen BIV (282.2 nm , $1s2s^3S - 1s2p^3P$) und damit die Besetzungsdichte des oberen Niveaus proportional zur Deuteriumdichte. Diese Abhängigkeit ist der direkte Nachweis dafür, daß der Zustand $1s2p^3P$ des BIV durch Elektroneneinfang aus den Neutralen bei der Ladungsaustauschrekombination von BV besetzt wird. Dem Anstieg der Intensität der BIV-Strahlung proportional zur Deuteriumdichte war um 4.1 s ein schwach ausgeprägter Verlauf proportional zur Elektronendichte überlagert. Diese zusätzliche Abhängigkeit von n_e wird nach den in Kapitel 6.1.1 berechneten spektroskopischen Funktionen ebenfalls erwartet.

Kapitel 6

Numerische Modellierung der Divertorstrahlung

6.1 CX-induzierte Strahlung

6.1.1 Berechnung spektroskopischer Funktionen

Der experimentelle Nachweis der ladungsaustauschinduzierten Strahlung wird nun durch die theoretische Analyse dieses Prozesses ergänzt. Ein geeignetes Modell soll darüberhinaus die Voraussetzung schaffen, diese Strahlung im Rahmen der 2-dimensionalen Monte-Carlo-Codes DIVIMP-EIRENE (s. Kap. 6.1.2) zu untersuchen.

Die zustandsselektiven Wirkungsquerschnitte für den Prozeß



sind in [23] angegeben. Es dominiert der Elektroneneinfang in die 3p und 3d-Niveaus des BIV Singulettts und Triplettts. Die daraus resultierende Emission bei 282 nm wird mit einem Stoß-Strahlungs-Modell für BIV berechnet. Alle in das Modell einbezogenen Niveaus und die wichtigsten Übergänge und Elektronenstoßanregungen sind in Abb. 6.1 dargestellt. Es wird die Besetzungsdichte n_i für alle Niveaus mit $n = 1$ und $n = 2$ gemäß

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_k n_k (A_{k,i} + n_e X_{k,i}(T_e)) - \sum_k n_i (A_{i,k} + n_e X_{i,k}(T_e)) \quad (6.2)$$

berechnet. Darin sind die Gewinn- und Verlustprozesse durch strahlende Übergänge und Elektronenstöße enthalten. Die Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ki} für optisch erlaubte Übergänge sind [24] entnommen. Die Rate für den einzigen Interkombinationsübergang, der als Konkurrenz zur Entvölkerung eines Niveaus durch Elektronenstöße oder erlaubte Übergänge von Bedeutung ist, $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_1^o$, wird in [25]

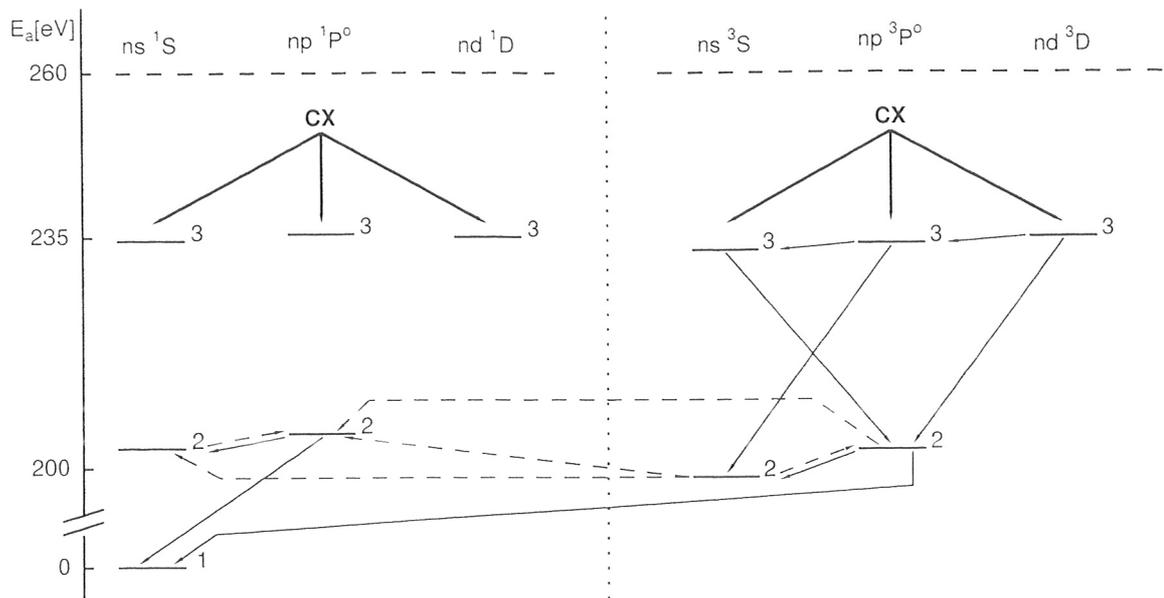


Abbildung 6.1: Termschema des BIV. Nur die für das in Kap. 6.1.1 vorgestellte Modell wesentlichen Anregungen ($- \rightarrow$) und optische Übergänge (\longrightarrow) sind eingezeichnet.

Übergang	$A_{ki} [s^{-1}]$	B
$1s^2 \ ^1S - 1s2p \ ^1P^o$	$1.08 \cdot 10^{11}$	0.955
$1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_1^o$	$4.22 \cdot 10^6$	0.085
$1s^2 \ ^1S - 1s3p \ ^1P^o$	$3.72 \cdot 10^{11}$	1.000
$1s2s \ ^3S - 1s2p \ ^3P^o$	$4.52 \cdot 10^7$	0.970
$1s2s \ ^3S - 1s3p \ ^3P^o$	$5.47 \cdot 10^9$	0.999
$1s2p \ ^3P^o - 1s3d \ ^3D$	$1.76 \cdot 10^{10}$	1.000

Tabelle

6.1: Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ki} und Verzweigungsverhältnisse B für ausgewählte Übergänge im BIV (s. Abb. 6.1)

mit $4.22 \cdot 10^6 s^{-1}$ angegeben. Alle Raten für Elektronenstöße zwischen Niveaus mit $n = 1, 2$ konnten durch Interpolation aus den in [26] für He-ähnliches BeIII und CV angegebenen Werten ermittelt werden. Die Niveaus mit $n = 3$ können als Anfangsbedingung eine endliche Besetzungsdichte gemäß des Elektroneneinfangs aufweisen, die über erlaubte Übergänge abgebaut wird. Dabei muß nur das Triplet betrachtet werden. Im Singulett weisen die erlaubten Übergänge in den Grundzustand sehr große Übergangswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnisse auf, so daß Anregungen aus den ($n = 2$)-Zuständen des Singulett nicht wesentlich zur Besetzung des Triplett beitragen (s. Tab. 6.1).

Aus dem Modell kann die charakteristische Zeit τ berechnet werden, nach der ein Elektron, das sich anfangs im metastabilen $1s2s \ ^3S$ -Niveau befindet, in einen Singulettzustand übergeht. Diese Aufenthaltsdauer im Triplettssystem ist abhängig von

der Elektronendichte, da die Anregungen zwischen den $n = 2$ -Niveaus eine wesentliche Rolle spielen. Abbildung 6.2 zeigt, daß für die im ASDEX Upgrade relevanten

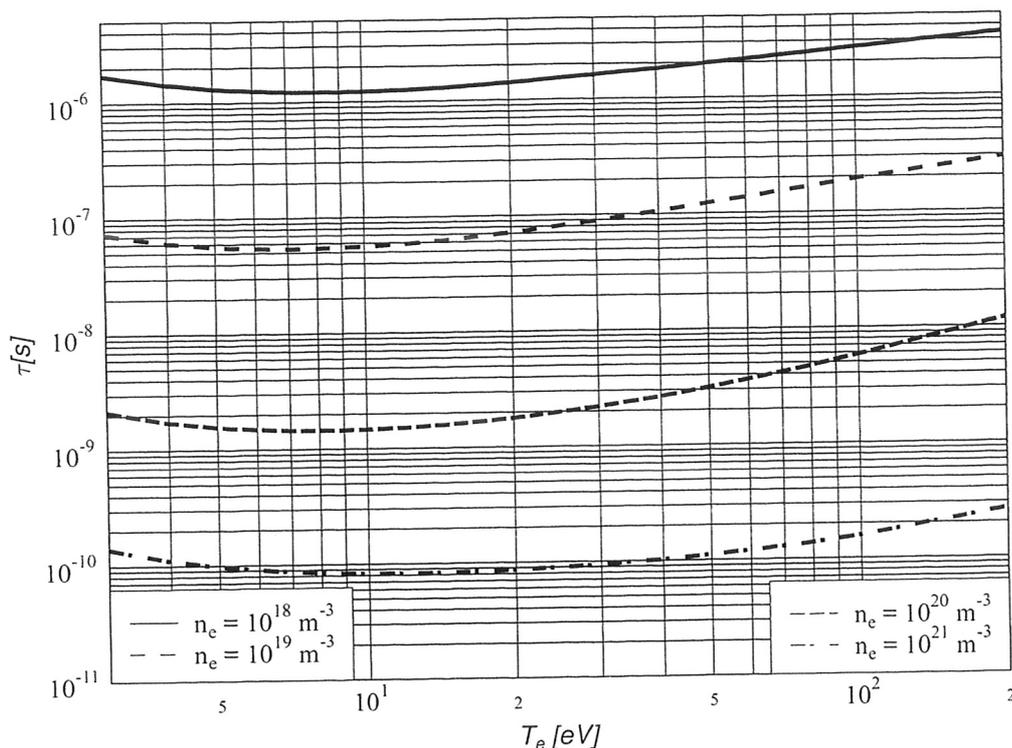


Abbildung 6.2: Aufenthaltsdauer eines in einen Tripletzustand des BIV eingefangenen Elektrons im Triplettsystem. Der Interkombinationsübergang $1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_1^o$ bewirkt, daß $\tau \propto n_e^{-1}$ erst für $n_e \gtrsim 10^{21}$ gilt.

Dichten ($n_e > 10^{18} \text{ m}^{-3}$) immer $\tau < 1 \mu\text{s}$ gilt. Bei einer Strömung von $\text{B}^{3+}(1s2s\ ^3S)$ im Divertor mit einer Machzahl ≤ 0.5 und $T_e \leq 50 \text{ eV}$ entspricht diese Zeit einer Strecke $\leq 2 \text{ mm}$ senkrecht zu den Targetplatten, wobei ein Pitch-Winkel von 2° angenommen wurde. In einem Modell, dessen Resultate mit den Messungen des Divertorspektrometers verglichen werden sollen, muß deshalb der Transport des metastabilen BIV nicht gesondert betrachtet werden. In der Näherung des räumlichen Auflösungsvermögens des Divertorspektrometers erfolgt die Emission nach Anregung aus dem metastabilen Niveau lokal am Ort der Besetzung dieses Niveaus durch Ladungsaustausch.

Nach dem Elektroneneinfang in einen $n = 3$ -Zustand des Triplettsystems und den nachfolgenden Übergang nach $1s2p\ ^3P$ kann ein „primäres“ Photon des Übergangs $1s2s\ ^3S - 1s2p\ ^3P$ emittiert werden. Weitere „sekundäre“ Photonen werden dann nach Anregung aus dem metastabilen Zustand $1s2s\ ^3S$ abgestrahlt. In Abb. 6.3

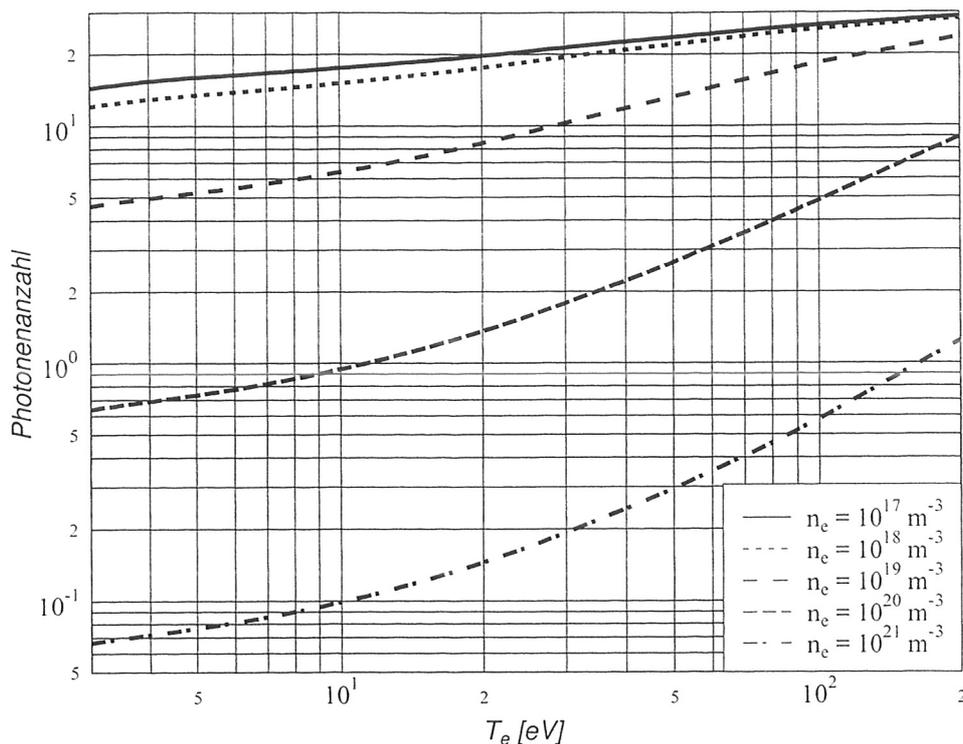


Abbildung 6.3: Anzahl der „sekundär“ emittierten Photonen des Übergangs $1s2s\ ^3S - 1s2p\ ^3P$ (282 nm), bzgl. eines in einen $n = 3$ -Triplettzustand des BIV eingefangenen Elektrons.

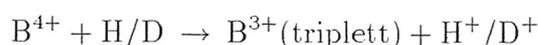
ist die Zahl der emittierten Photonen pro eingefangenen Elektron (ohne „primäres“ Photon) angegeben. Die Abhängigkeit von n_e liegt in der Besonderheit der Lage der Energieniveaus der He-ähnlichen Ionen begründet. Das Niveau $1s2p\ ^3P$ kann über den Übergang nach $1s2s\ ^3S$ unter Emission eines Photons ($\lambda = 282\text{ nm}$), über den Interkombinationsübergang in den Grundzustand oder über Elektronenstöße entvölkert werden. Elektronenstöße sind hier für die Entvölkerung sowohl des metastabilen als auch des angeregten Niveaus $1s2p\ ^3P$ wesentlich. Die Anregungen in die energetisch dicht benachbarten Niveaus des Singulets und die Stoßabregungen über die große Energiedifferenz ($\Delta E \approx 200\text{ eV}$) in den Grundzustand erfolgen mit großen Raten. Das Verzweungsverhältnis für den Übergang von $1s2p\ ^3P$ nach $1s2s\ ^3S$ ($B_{2p,2s}$) ist deshalb von der Elektronendichte abhängig und beträgt für $n_e = 10^{19}\text{ m}^{-3} \geq 0.85$, für $n_e = 10^{20}\text{ m}^{-3}$ noch ≥ 0.4 .

Für Elektronendichten größer 10^{19} m^{-3} liegt die Zahl der „sekundären“ Photonen in der Größenordnung von 1 oder darunter. Die in die Niveaus $3s\ ^3S$ - oder $3d\ ^3D$ eingefangenen Elektronen gehen mit einem Verzweungsverhältnis von 1 in das Ni-

veau $1s2p^3P$ über. Deshalb muß das entsprechend dieser Kaskade nach dem Einfang emittierte „primäre“ Photon in der Intensitätsberechnung beachtet werden. Die Aufteilung der Ladungsaustauschraten auf die verschiedenen l -Quantenzahlen innerhalb der $n = 3$ -Triplettzustände und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse für den Übergang in den $1s2p^3P$ -Zustand müssen also in die Auswertung einbezogen werden. Die entlang eines Sehstrahls aufgesammelte Intensität der BIV-Spektrallinie bei 282 nm ergibt sich somit zu

$$I = \int_{l_1}^{l_2} \frac{h\nu}{4\pi} n_{BV}(l) n_{H/D}(l) \alpha_{\text{triplett}}^{CXR}(T_i, T_H) \{ \mathcal{B}_{3P}(T_i, T_H) B_{2p,2s}(T_e, n_e) + \mathcal{F}(T_e, n_e) \} dl,$$

wobei $\mathcal{F}(T_e, n_e)$ die Zahl der emittierten „sekundären“ Photonen bezüglich eines in einen Triplettzustand eingefangenen Elektrons, \mathcal{B}_{3P} das Verzweigungsverhältnis für den Übergang ($n = 3$) $\rightarrow 1s2p^3P$, also in guter Näherung $\mathcal{B}_{3P} = (\alpha_{3D}^{CXR} + \alpha_{3S}^{CXR}) / (\alpha_{3S}^{CXR} + \alpha_{3P}^{CXR} + \alpha_{3D}^{CXR})$, $B_{2p,2s}$ das Verzweigungsverhältnis für den Übergang von $1s2p^3P$ nach $1s2s^3S$ und $\alpha_{\text{triplett}}^{CXR}$ die Rate für die Ladungsaustauschreaktion



ist. Die Analogie zu Gleichung 4.7 für die Intensität der Strahlung eines nur durch Elektronenstoß angeregten Übergangs ergibt sich, wenn $n_{H/D}$ mit n_e , α^{CXR} mit X und der Ausdruck in den geschweiften Klammern mit dem Verzweigungsverhältnis B identifiziert wird. Dieses „Verzweigungsverhältnis“ für die ladungsaustauschinduzierte Strahlung ist jedoch von den Plasmaparametern abhängig.

6.1.2 Quantitative Analyse der BIV-Strahlung

Eine quantitative Analyse der Emission der He-ähnlichen Ionen war nur für BIV möglich. Die Spektrallinien des CV konnten in wenigen Entladungen registriert werden. Auch in diesen Messungen wurden nur sehr geringe Signale aufgenommen, die für einige Sehstrahlen zwar eine sichere Identifizierung der stärksten Komponente des Übergangs ($2s^3S_1 - 2p^3P_2$), aber keine quantitative Auswertung im Sinne von räumlichen Emissionsprofilen oder absoluten Intensitäten zuließen.

Für den Wellenlängenbereich der BIV-Emission um 282 nm konnte keine Kalibrierung mit der Ulbrichtkugel durchgeführt werden, da die Intensität ihrer Strahlung für Wellenlängen kleiner $\approx 320\text{ nm}$ zu gering war (s. Abb. 3.4, S. 19). Die absolute Kalibrierung wurde deshalb mit der Methode der Verzweigungsverhältnisse realisiert. Die Spektrallinie des CII bei 283 nm geht vom gleichen oberen Niveau ($1s^22s^23p^2P^o$) aus wie der bei 658 nm beobachtbare Übergang. Im Termschema für CII (S. 73) sind

diese Übergänge gekennzeichnet. Aus Gleichung 4.1 folgt

$$\frac{I_{1,2}}{I_{3,2}} = \frac{h\nu_{1,2} A_{2,1}}{h\nu_{3,2} A_{2,3}}. \quad (6.3)$$

Das Verhältnis der Intensitäten beider Spektrallinien ist durch die Energien $h\nu_{i,k}$ und die Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{k,i}$, also durch atomare Konstanten, gegeben. Für die hier betrachteten Übergänge gilt nach [27]

$$\frac{I(2s^23s\ ^2S - 2s^23p\ ^2P^o)}{I(2s2p^2\ ^2S - 2s^23p\ ^2P^o)} = \frac{1.88\ \text{eV} \cdot 3.5 \cdot 10^7\ \text{s}^{-1}}{4.37\ \text{eV} \cdot 4.8 \cdot 10^7\ \text{s}^{-1}} = 0.314. \quad (6.4)$$

Die Kalibrierung mit der Methode der Verzweungsverhältnisse führt durch die Integration über die Spektrallinien und die Annahme der Konstanz der Kalibrierungsfaktoren in einem Bereich von 2 nm zu zusätzlichen Fehlern von $\leq 20\%$ gegenüber der direkten Kalibrierung mit der Ulbrichtkugel. Der Vorteil besteht aber in der Kalibrierung zum Zeitpunkt der Messung. Die Beleuchtung der Sehstrahlen mit der Ulbrichtkugel vom Torus aus ist nur vor einer Meßkampagne möglich. Während der Entladungen kommt es zur Ablagerung von dünnen Schichten auf den Oberflächen von Linsen und schützenden Quarzscheiben im Torus. Dadurch unterliegen die Transmissionskoeffizienten Veränderungen, die sich im Wellenlängenbereich $< 300\text{ nm}$ wesentlich auswirken. Für diesen Wellenlängenbereich ist deshalb unter den gegebenen experimentellen Bedingungen die Methode der Verzweungsverhältnisse die beste Möglichkeit zur Kalibrierung.

Während der Entladungen der Serie # 5000 - # 5014 lag noch keine Kalibrierung des Systems Czerny-Turner-Spektrometer/CCD-Kamera vor. Durch die gleichzeitige Messung mit diesem System und dem kalibrierten System Interferenzfilter/Multiplier (Konfiguration C-G, D-F in Abbildung 3.3, S. 18) konnte zunächst die Kalibrierung des Spektrometers um 658 nm erreicht werden. Dafür wurden Messungen in den identischen Entladungen # 5008 und # 5010 verwendet ($I_p = 1\text{ MA}$, $B_t = 2.1\text{ T}$, $P_{\text{NT}} = 7.5\text{ MW}$ von $3.8\text{ s} - 5\text{ s}$, ohne D_2 -Einblasen). Mit beiden Systemen wurde die Intensität von H_α bei der Entladung # 5010 gemessen und durch Vergleich der Kalibrierungsfaktor für das Spektrometer bei 656 nm bestimmt. Dieser Wert gilt auch für 658 nm . In späteren Untersuchungen konnte nachgewiesen werden, daß die Kalibrierungsfaktoren in einem solchen Intervall nur geringe Schwankungen aufweisen ($\leq 5\%$). In der Entladung # 5008 wurde das Spektrum um 282 nm gemessen und im selben Zeitbereich ausgewertet. Mit Gleichung 6.4 konnten die Kalibrierungsfaktoren für 658 nm auf 283 nm übertragen werden. Diese Kalibrierungsfaktoren gelten auch bei 282 nm , also für die Spektrallinien des BIV. Ein auf diese Weise kalibriertes räumliches Emissionsprofil für BIV ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

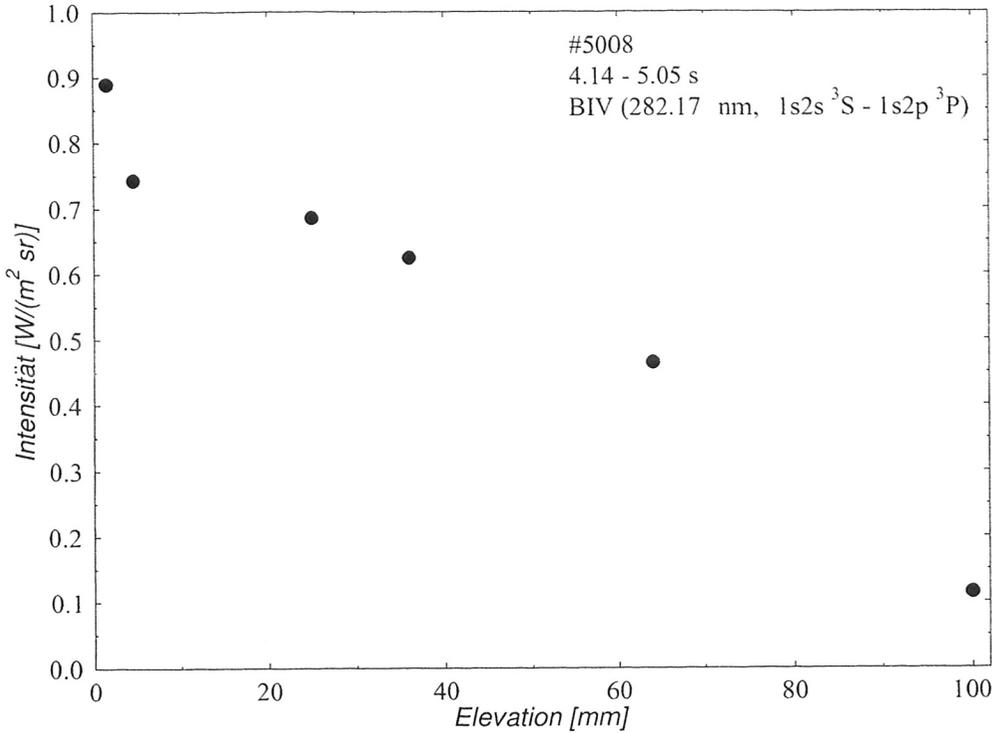


Abbildung 6.4: Räumliches Emissionsprofil der BIV-Strahlung im Divertor.

Der Anstieg der Intensität bei kleineren Entfernungen zur Targetplatte ist auf den Anstieg der Dichte des Wasserstoffs zurückzuführen. Das Verhältnis der Intensitäten der ladungsaustauschinduzierten BIV-Strahlung und H_{α}

$$\frac{I_{BIV}}{I_H} = \frac{\lambda_{BIV}}{\lambda_H} \frac{n_{BV}}{n_e} \frac{\alpha_{\text{triplett}}^{CXR}(T_H, T_i) B_{2p,2s} \{ \mathcal{B}_{3P}(T_H, T_i) + \mathcal{F}(n_e, T_e) \}}{X_{H_{\alpha}}(T_e) B_{2p,2s}} \quad (6.5)$$

kann diesen Effekt verdeutlichen. Unter der Annahme, daß im Divertor für die Temperaturen T_H, T_i, T_e und für n_e keine starken Gradienten entlang der Magnetfeldlinien auftreten, kann das Linienverhältnis als Quotient aus der Dichte des BV und der Elektronendichte interpretiert werden (s. Abb. 6.5). Die Annahme für die Temperaturen wird durch die spektroskopische Bestimmung der Ionentemperatur im Divertor gestützt [28]. Der temperaturabhängige Koeffizient variiert für $T_e, T_i > 20 \text{ eV}$ nur schwach und steigt für kleinere Werte deutlich an (bis $T_e, T_i = 5 \text{ eV}$ um einen Faktor 4). Die Einbeziehung eines Gradienten in diesem Temperaturbereich würde zu einer noch steiler zur Targetplatte abfallenden Kurve n_{BV}/n_e führen. Die Auswertung der BIV-Emission im Sinne der ladungsaustauschinduzierten Strahlung ergibt also

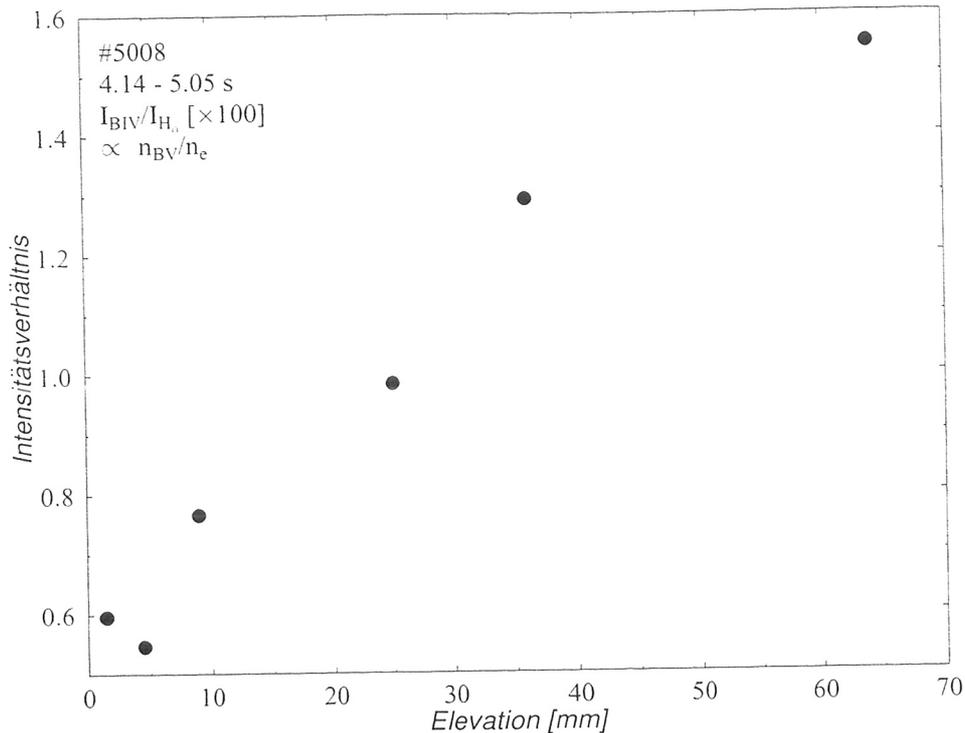


Abbildung 6.5: Intensitätsverhältnis der Spektrallinien bei 282 nm (BIV, $2s^3S-2p^3P$) und 656 nm (H_α). Unter der Voraussetzung konstanter Temperaturen (T_e, T_i, T_H) im Divertor ist dieses Verhältnis allein dem Quotienten aus der Dichte des BV und der Elektronendichte proportional.

tausch als Verlustprozeß für das einströmende BV im Divertor zu einer Verringerung der BV-Dichte führen muß.

Das n_{BV}/n_e -Profil wird nicht nur vom äußeren Divertor beeinflusst. Die Quelle für BV sind die aus der Abschältschicht einströmenden Ionen, so daß auch Beiträge zur Strahlung in großen Entfernungen vom Target zu erwarten sind. Für weitergehende Analysen, wie der Bestimmung des Flusses der hochgeladenen Ionen in den Divertor, müssen deshalb beide Divertorzweige beachtet werden. Diese Untersuchungen können mit den 2-dimensionalen Monte-Carlo-Codes DIVIMP-EIRENE [29, 30] ausgeführt werden. Die berechneten spektroskopischen Funktionen und die Messungen der BIV- und H_α -Strahlung sind dabei die wesentlichen Eingangsgrößen. Als ein erstes Ergebnis konnte die H_α -Strahlung in guter Übereinstimmung mit dem Experiment modelliert werden. Es zeigte sich auch bereits, daß nur der Borzufluß von den Wandflächen in ausreichendem Maße zur Bildung von hochgeladenen Borionen führt. Dieser Zufluß wird wesentlich von schnellen Wasserstoffatomen, die über symmetri-

schen Ladungsaustausch gebildet wurden, durch Erosion an den Wänden hervorgerufen. Das an den Targetplatten freigesetzte Bor erreicht nur zu einem geringen Teil das Randschicht- oder Hauptplasma und kann damit nicht die beobachteten Absolutwerte für die BIV-Emission oder BV-Dichte erklären.

6.2 Stoß-Strahlungsmodell

6.2.1 Beschreibung des Modells

In diesem Kapitel werden die Strahlungsverluste durch die Hauptverunreinigung Kohlenstoff im Divertor berechnet. Dabei liegt der Schwerpunkt auf einem Stoß-Strahlungs-Modell, dessen Resultate auf die Bedingungen des Divertorplasmas angewandt werden. Insbesondere wird die Bedeutung der verschiedenen inelastischen Stoßprozesse, die zur Anregung führen, untersucht.

Das Stoß-Strahlungs-Modell ist ein 0-dimensionales, zeitabhängiges Modell, mit dem die Entwicklung der Besetzungsdichten der Grundzustände und der metastabilen Zustände aller Ionisationsstufen des Kohlenstoffs berechnet werden. Metastabile Niveaus sind dadurch gekennzeichnet, daß von ihnen kein optisch erlaubter Übergang ausgeht. Im Parameterbereich der hier zu untersuchenden Plasmen führt dies dazu, daß diese Niveaus wesentlich durch Stöße entvölkert werden. Die zeitliche Entwicklung ihrer Besetzungsdichte ist nicht mehr direkt an den Grundzustand gekoppelt. Es stellt sich vielmehr über die Elektronenstoßanregung eine Gleichgewichtsverteilung zwischen der Besetzung von Grundzustand und metastabilem Zustand ein. Abhängig vom Verhältnis der verschiedenen Raten zueinander kann diese Verteilung auch von den Ionisations- oder Rekombinationsraten bestimmt werden. In diesen Fällen ist es notwendig, zustandsselektive Raten in dem Modell zu verwenden. Alle Grundzustände und metastabilen Zustände des Kohlenstoffs sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Ionen oder Atome in metastabilen Niveaus können einen wesentlichen Teil der Spezies ausmachen. In den Rechnungen zeigte sich, daß das Niveau $1s2s^1S$ des CV keinen wesentlichen Anteil an der Besetzungsdichte trägt. Die Ursache dafür ist die große Anregungsrate in den Zustand $1s2p^1P^o$ in Verbindung mit der großen Übergangswahrscheinlichkeit des Resonanzübergangs $1s^2^1S - 1s2p^1P^o$. Ebenso muß der Zustand $2s^2S$ des CVI wegen der Entvölkerung dieses Niveaus über den Zustand $2p^2P^o$ nicht betrachtet zu werden.

	Konfiguration	Typ		Konfiguration	Typ
C ⁰ (CI)	1s ² 2s ² 2p ² 3P	g	C ³⁺ (CIV)	1s ² 2s ² S	g
- -	1s ² 2s ² 2p ² 1D	m	C ⁴⁺ (CV)	1s ² 1S	g
- -	1s ² 2s ² 2p ² 1S	m	- -	1s2s ¹ S	m
C ⁺ (CII)	1s ² 2s ² 2p ² P ^o	g	- -	1s2s ³ S	m
- -	1s ² 2s2p ² 4P	m	C ⁵⁺ (CVI)	1s ² S	g
C ²⁺ (CIII)	1s ² 2s ² 1S	g	C ⁶⁺	vollständig ionisiert	
- -	1s ² 2s2p ³ P ^o	m			

Tabelle 6.2: Ionisationsstufen des Kohlenstoffs mit ihrer spektroskopischen Bezeichnung und allen im Modell betrachteten Niveaus.

g – Grundzustand, *m* – metastabiler Zustand

ten $n_{i(Z)}$ des Grundzustands und der metastabilen Zustände des Z -fach geladenen Kohlenstoffs werden durch die Gewinn- und Verlustterme der rechten Seite der Gleichung bestimmt. Diese Prozesse sind die Ionisation ($S_{i,k}$), die Rekombination ($\alpha_{i,k}$), die Wahrscheinlichkeit für Interkombinationsübergänge ($A_{i,k}$) zwischen metastabilen Zuständen und Grundzustand, Elektronenstoßanregung ($X_{i,k}$) zwischen diesen Zuständen und die Umverteilung durch Anregung ($X_{i,l}$) in höhere Niveaus l und den anschließenden Übergang eines Anteils $B_{l,k}$ in einen vom Ausgangszustand verschiedenen Zustand. Für den letztgenannten Prozeß werden angeregte Zustände bis zu $n = 3$ in allen Ionen betrachtet. Für den neutralen Kohlenstoff sind Anregungsraten in höhere Niveaus nur für Dipolübergänge verfügbar, so daß eine Umverteilung zwischen Grundzustand und metastabilen Zuständen durch diese Anregungen nicht in das Modell einbezogen werden konnte.

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{i(Z)}}{dt} = & n_e \left(\sum_{k(Z-1)} n_k S_{k,i}(T_e) - \sum_{k(Z+1)} n_i S_{i,k}(T_e) \right) \\
 & + n_e \left(\sum_{k(Z+1)} n_k \alpha_{k,i}(T_e, n_e, n_H) - \sum_{k(Z-1)} n_i \alpha_{i,k}(T_e, n_e, n_H) \right) \\
 & + \sum_{k(Z)} n_k (A_{k,i} + n_e X_{k,i}(T_e)) - \sum_{k(Z)} n_i (A_{i,k} + n_e X_{i,k}(T_e)) \\
 & + \sum_{k(Z)} \sum_{l(Z)} n_k n_e B_{l,i} X_{k,l}(T_e) - \sum_{k(Z)} \sum_{l(Z)} n_i n_e B_{l,k} X_{i,l}(T_e) \quad (6.6)
 \end{aligned}$$

Als Rekombinationsprozesse wurden Strahlungsrekombination, Dielektronische Rekombination und Ladungsaustauschstöße mit neutralem Wasserstoff im Grundzustand berücksichtigt. Somit ergibt sich die Rekombinationsrate zu

$$\alpha(T_e, n_e, n_H) = \alpha^{RR}(T_e) + \alpha^{DR}(T_e, n_e) + \alpha^{CXR}(T_e) \frac{n_H}{n_e} \quad (6.7)$$

Durch die Ladungsaustauschrekombination werden die Gleichungen neben T_e und n_e auch von n_H abhängig. Falls nicht $T_i = T_e$ und $T_H = \text{const.}$ gilt, ist α^{CXR} eine Funktion von T_i und T_H .

Die Berücksichtigung des Einflusses sowohl der metastabilen Niveaus [31] als auch der Ladungsaustauschrekombination [32] auf die zeitliche Entwicklung des Besetzungsgleichgewichts und damit auch der Strahlungsverlusten, ist die Voraussetzung für ein realistisches Modell zur Beurteilung der Divertorstrahlung in Verbindung mit spektroskopischen Messungen. Für die Interpretation der Messungen konnten mit diesem Modell $S/(XB)$ -Werte (Kap. 4.2) und Intensitätsverhältnisse von Spektrallinien (Kap. 4.3) sowie Strahlungsverlusten und das Verhältnis von Strahlungsverlusten zur Intensität einzelner Spektrallinien (Kap. 7) berechnet werden.

6.2.2 Verwendete Daten

Die atomaren Daten für das Stoß-Strahlungs-Modell wurden verschiedenen Quellen entnommen. Die Grundlage bilden die in [33] zusammengestellten Daten.

Die Anregungsraten zwischen Grundzustand und metastabilen Zuständen sind für die Ionen in [33] angegeben. Für CI wurden die Raten gemäß [34] verwendet. Die Anregung in weitere CI-Niveaus konnte nur für Dipolübergänge berücksichtigt werden. Diese Raten wurden mit der Formel nach VAN REGEMORTER [35] unter Verwendung der in [36] angegebenen Oszillatorstärken $f_{i,k}$ berechnet:

$$X_{i,k} = \frac{1.6 \cdot 10^{-11} f_{i,k} \langle g \rangle}{E_{i,k} \sqrt{T_e}} e^{-\frac{E_{i,k}}{T_e}} [m^3 s^{-1}]. \quad (6.8)$$

Darin ist $E_{i,k}$ die Anregungsenergie und $\langle g \rangle$ der mittlere Gaunzfaktor, der für neutralen Kohlenstoff gleich 1 gesetzt wurde. In dieser Näherung wurden Anregungen bis in $n = 10$ -Niveaus berechnet. Diese einfache Näherung für CI ist berechtigt, da bei den betrachteten Elektronentemperaturen $T_e > 5 \text{ eV}$ der Beitrag von CI zur Kohlenstoffstrahlung durch die schnelle Ionisation gering bleibt. Für alle Ionen wurden Anregungen bis in ($n = 3$)-Niveaus exakt berücksichtigt. Die nicht in [33] enthaltenen Raten wurden mit Daten aus [37, 38] ergänzt. Für CII und CIII wurden weitere Raten aus der ADAS-Datenbank [39] verwendet. Die Übergänge unter Beteiligung der $n = 1, 2, 3$ -Niveaus tragen den wesentlichen Anteil an der Linienstrahlung und der Umverteilung der Elektronen zwischen Grundzustand und metastabilen Zuständen. Als Korrektur zur Beschreibung der Linienstrahlung in dieser Näherung sind die Anregungsraten für optisch erlaubte Übergänge für alle Ionen für Niveaus mit $n = 4 \dots 10$ nach dem von POST et al. in [40] angegebenen Verfahren in das Modell einbezogen. Die Berechnung der Raten erfolgt dabei mit Gleichung

6.8. wobei die in [40] angegebenen Formeln für $f_{i,k}$ und $\langle g \rangle$ verwendet wurden. Für $E_{i,k}$ wurde die mittlere Energie der Niveaus mit der Hauptquantenzahl n verwendet [41].

Zur Bestimmung der zustandsselektiven Ionisationsraten wurde das von BEHRINGER et al. in [13] beschriebene Verfahren angewandt. Dabei wird von einer semiempirischen Formel für die Ionisationsrate S_i aus einem Zustand i

$$S_i(T_e) = 1.09 \cdot 10^{-12} \frac{C \omega(T_e) \xi_i}{\sqrt{T_e} E_i} \int_{E_i/T_e}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx [m^3 s^{-1}] \quad (6.9)$$

ausgegangen. Darin ist E_i die Bindungsenergie des Zustands i und ξ_i die Zahl der Elektronen in diesem Zustand. C ist ein konstanter Skalierungsfaktor, ω beschreibt die Anpassung der Rate an empfohlene Werte. Diese Anpassung führt besonders für kleine Elektronentemperaturen zu einer wesentlichen Korrektur. Da im Unterschied zu den Untersuchungen in [13] die Voraussetzung

$$\frac{E_i}{T_e} \ll 1 \quad (6.10)$$

im Divertor von ASDEX Upgrade nicht erfüllt ist, kann hier nicht $\omega \equiv 1$ gesetzt werden. Deshalb wurde $\omega(T_e)$ durch Anpassung der summarischen Ionisationsrate aus dem Grundzustand an die in [33] durch eine Fitfunktion beschriebenen Raten bestimmt, wobei $C = 1$ gesetzt wurde.

Die Strahlungsrekombination wird auf der Grundlage der Formel

$$\alpha^{RR} = 1.9 \cdot 10^{-13} \frac{q}{2} \sqrt{\frac{q^2}{T_e}} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_i}{T_e} \left[1 + \frac{1}{n} \left[\frac{\eta}{n_i^2} - 1 \right] \right] \right) \right] \sqrt{\left(\ln \frac{E_i}{T_e} \right)^2 + 2} [m^3 s^{-1}] \quad (6.11)$$

[42] berechnet. Es ist n die Hauptquantenzahl und η die Zahl der freien Plätze der äußeren, nicht vollständig gefüllten Schale, q die Ladung des Ions und E_i die Ionisierungsenergie des rekombinierten Ions. Die Aufteilung auf Grundzustand und metastabile Zustände des rekombinierten Ions erfolgte entsprechend den statistischen Gewichten der Niveaus unter Berücksichtigung der Ionisierungsenergie E_i aus diesen Niveaus.

Für die Dielektronische Rekombination wurde der von HAHN [43, 44] berechnete Datensatz verwendet. Die Verringerung der Raten mit wachsender Elektronendichte durch Stöße der freien Elektronen mit dem in einen hohen n -Zustand eingefangenen Elektron wurde nach dem von BURGESS und SEATON beschriebenen Verfahren (s. [40]) berücksichtigt. Das Verhältnis der Raten für die Rekombination aus dem

Grundzustand und aus metastabilen Zuständen konnte für C^+ und C^{2+} aus [45] entnommen werden. Die Raten für die Dielektronische Rekombination aus den metastabilen Zuständen des He-ähnlichen Kohlenstoffs werden bei niedrigen Elektronentemperaturen groß [46, 47]. Die wesentliche Ursache dafür sind die geringen Abstände der $n = 2$ -Energieniveaus. Es waren jedoch keine Wirkungsquerschnitte oder Ratenkoeffizienten für eine Maxwell-Verteilung der Elektronenenergie verfügbar, um diesen Effekt exakt zu berücksichtigen. Nach den in [47] angegebenen Werten folgt, daß die Raten für Dielektronische Rekombination für $T_e \leq 5 \text{ eV}$ immer $< 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}$ sind und damit zwei Größenordnungen unter der Rate für Elektronenstoßanregung aus den metastabilen Zuständen in das Niveau $1s2p^1P$ bleiben. Mit einem Verzweigungsverhältnis von $5.4 \cdot 10^4$ erfolgt nach dieser Anregung der Übergang in den Grundzustand. Deshalb ist es gerechtfertigt, die Dielektronische Rekombination aus den metastabilen Niveaus des CV in einer einfachen Näherung zu berücksichtigen. Es wird dabei von einer Formel entsprechend [48]

$$\alpha^{DR} = T_e^{-\frac{3}{2}} \sum_{i=1}^2 c_i e^{-\frac{\xi_i}{T_e}} \quad (6.12)$$

ausgegangen, wobei die Anpassung der Koeffizienten c_i, ξ_i entsprechend der aus [47] entnommenen Werte für Elektronenenergien von $0 \dots 4 \text{ eV}$ erfolgte. Bei der Aufteilung der Raten auf die verschiedenen Termsysteme des rekombinierten Ions gibt es nur für C^+ eine Bevorzugung des Systems des Grundzustandes. Die Ursache dafür sind die tief liegenden autoionisierenden Niveaus des Quartetts [49].

Die Ladungsaustauschrekombination wurde auf der Grundlage der in [33] angegebenen Raten in das Modell einbezogen. In den Rechnungen innerhalb der vorliegenden Arbeit wurde zur Charakterisierung der mittleren Energie des Wasserstoffs im Divertor von einer Temperatur $T_H = 10 \text{ eV}$ ausgegangen. Dieser Wert folgt aus der experimentellen Bestimmung der Temperatur des Wasserstoffs im Divertor [7]. Diese mittlere Energie entspricht dem im Divertorvolumen dominierenden Anteil, der durch Reflexion am Target oder symmetrischen Ladungsaustausch gebildet wurde. Für die Aufteilung der totalen Raten in zustandsselektive Raten wurden die in [50, 51] zusammengestellten Wirkungsquerschnitte herangezogen.

Die Formulierung des Modells und die Auswahl der darin einbezogenen Ratenkoeffizienten gestatten die Anwendung im Bereich

$$\begin{aligned} 5 \text{ eV} &\leq T_e \leq 200 \text{ eV} \\ n_e &\leq 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \end{aligned} \quad (6.13)$$

gegeben. Die Erweiterung der oberen Grenze stellt im Rahmen dieses Modells kein grundlegendes Problem dar. Es wären insbesondere Änderungen der zustandsselektiven Raten für den Ladungsaustausch zu berücksichtigen. Die Grenze des Bereiches der Elektronendichte folgt aus der Vernachlässigung der Dreierstoßrekombination. Der Parameterbereich für T_e , n_e und n_H , in dem das Modell anwendbar ist, schließt bis auf den Bereich sehr kleiner Elektronentemperaturen, alle für das Divertorplasma relevanten Bedingungen ein.

Kapitel 7

Strahlungsverluste im Divertor

7.1 Teilchenfluß vom Target

Das Stoß-Strahlungs-Modell soll nun auf das Divertorplasma angewandt werden. In diesem Unterkapitel wird zunächst das Verhalten des an den Targetplatten erodierten Kohlenstoffs untersucht. In Kapitel 4.2 auf Seite 31 wurde bereits begründet, daß als Ausgangszustand für die Berechnung der Verteilung der Besetzungsdichte des im Divertor erodierten Kohlenstoffs nur der Grundzustand des CI betrachtet werden muß.

In Abbildung 7.1 ist die Strahlungsverlustrate \mathcal{P} und die mittlere Ladungszahl $\langle Z \rangle$ des Kohlenstoffs in Abhängigkeit von der Aufenthaltsdauer τ im Plasma dargestellt. Dabei wird der neutrale Wasserstoff und damit die Ladungsaustauschrekombination zunächst nicht berücksichtigt. Die Strahlungsverluste zeigen in diesem Fall eine starke Abhängigkeit von T_e . Bei $T_e \geq 10 \text{ eV}$ fällt die Strahlungsverlustrate nach einer mit steigender Temperatur kürzer werdenden Verweildauer τ im Plasma steil ab. Dies entspricht einem Anstieg der mittleren Ladungszahl über $\langle Z \rangle = 3$. Die Ursache dafür ist, daß der He-ähnliche Kohlenstoff C^{4+} zwar schon durch Ionisation gebildet wird ($E_i = 64.5 \text{ eV}$), aber kaum zur Linienstrahlung beiträgt. Die großen Anregungsenergien ($E_a \geq 300 \text{ eV}$) führen zu sehr geringen Anregungsraten im Divertorplasma. Aus dieser Betrachtung folgt, daß der Beitrag des erodierten Kohlenstoffs zu den Strahlungsverlusten des Divertorplasmas stark von T_e und τ abhängig ist. Da alle Prozesse, die die Zeitentwicklung der Ionisationszustandsverteilung bestimmen, proportional zu n_e sind, kann bei einer variablen Elektronendichte der Parameter τ durch $n_e \cdot \tau$ ersetzt werden.

Die Betrachtung mit $n_H/n_e = 0$ macht den prinzipiellen Verlauf der häufig verwen-

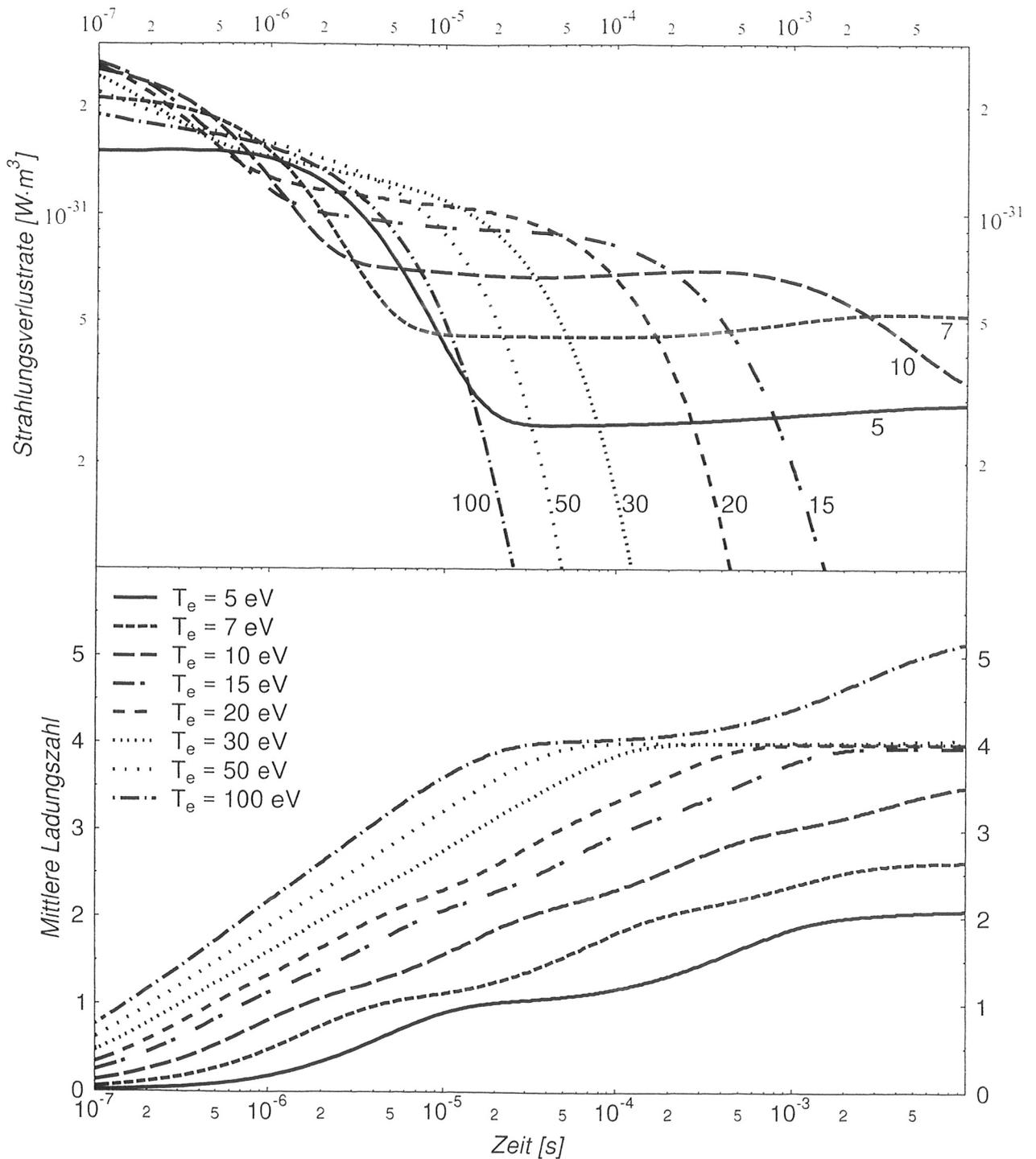


Abbildung 7.1: Zeitliche Entwicklung von Strahlungsverlustrate und mittlerer Ladungszahl für Kohlenstoff bei verschiedenen Elektronentemperaturen. Ausgangszustand: CI. Grundzustand: $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n_H/n_e = 0$.

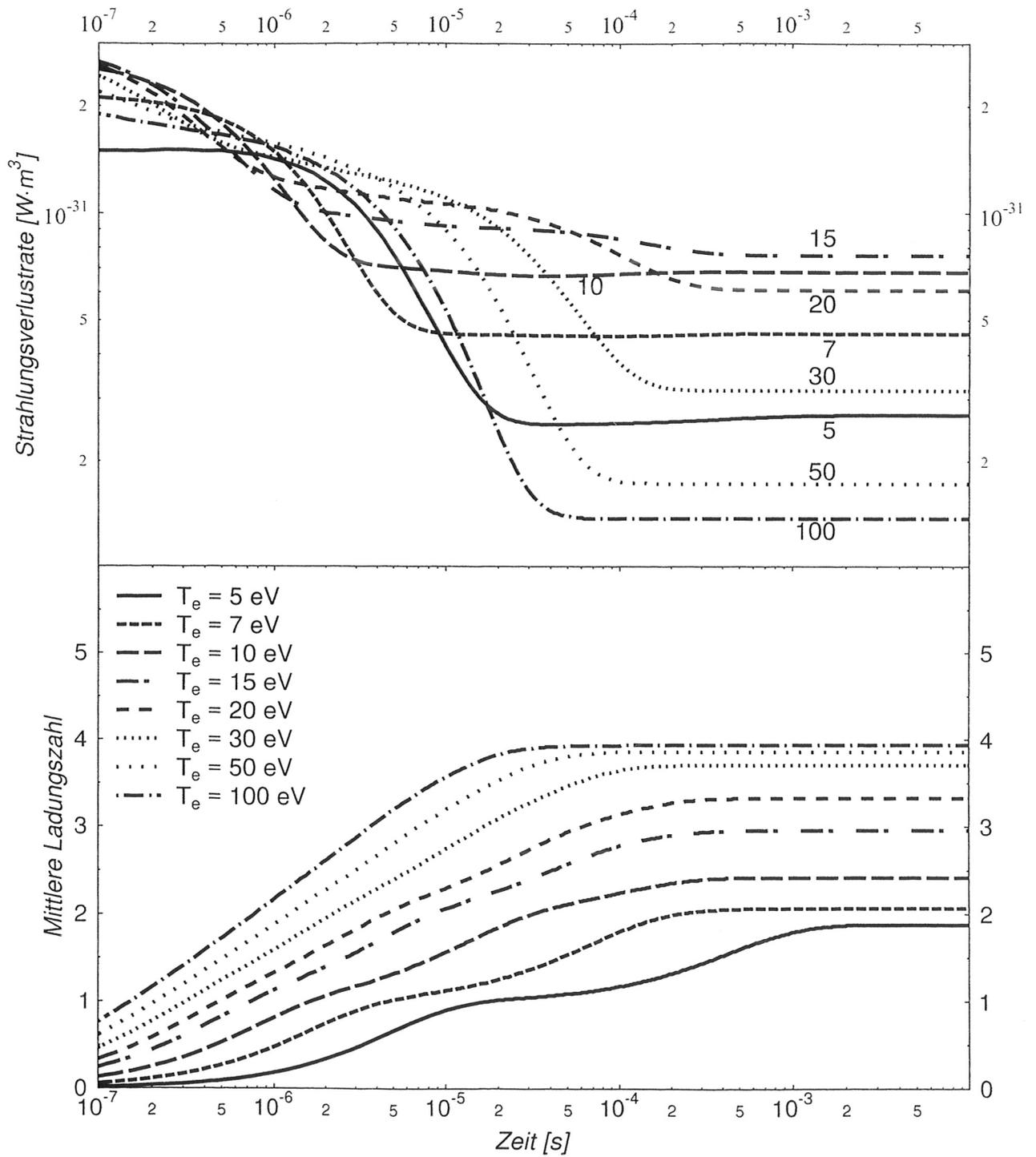


Abbildung 7.2: Wie Abb. 7.1, aber mit $n_H/n_e = 0.01$.

Dichte an neutralem Wasserstoff vorhanden. Im Divertorplasma liegt eine mittlere Dichte von $n_H/n_e = 0.01$ vor. Die damit verbundene Ladungsaustauschrekombination mit den Verunreinigungsionen beeinflusst deren Strahlungsverhalten und wird deshalb als möglicher Mechanismus zur Erhöhung der Strahlungsverluste im Divertor diskutiert [32]. Die Resultate der Rechnungen mit $n_H/n_e = 0.01$ sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Am Beispiel der Kurven für $T_e = 20 \text{ eV}$ zeigt sich der wesentliche Einfluß des Wasserstoffs. Ohne die Ladungsaustauschrekombination stellt sich erst nach $6 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ein Ionisationsgleichgewicht ein. Die mittlere Ladungszahl ist $\langle Z \rangle = 3.99$. Es ist also fast ausschließlich He-ähnlicher Kohlenstoff, der bei $T_e = 20 \text{ eV}$ nur sehr kleine Raten für Elektronenstoßanregung besitzt, vorhanden. Deshalb stellt sich eine niedrige Strahlungsverlustrate von $1.1 \cdot 10^{-33} \text{ W} \cdot \text{m}^3$ ein. Die Ladungsaustauschrekombination bewirkt eine Verschiebung des Ionisationsgleichgewichts zu niedriger geladenen Ionen. Die mittlere Ladungszahl beträgt nun 3.33 und das Gleichgewicht stellt sich bereits nach $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ein. Der Anteil des He-ähnlichen Kohlenstoffs beträgt nur 40% und die Strahlungsverlustrate steigt um den Faktor 55 auf $6.1 \cdot 10^{-32} \text{ W} \cdot \text{m}^3$ an. Der Vergleich der beiden Rechnungen für verschiedene Elektronentemperaturen zeigt insgesamt, daß durch die Ladungsaustauschrekombination die Strahlungsverlustrate nur eine geringe Temperaturabhängigkeit aufweist. Für die typischen Werte im Divertor von $10 \text{ eV} \leq T_e \leq 20 \text{ eV}$ erhält man $6 \cdot 10^{-32} \text{ W} \cdot \text{m}^3 \leq \mathcal{P} \leq 1 \cdot 10^{-31} \text{ W} \cdot \text{m}^3$ nach Erreichen der Gleichgewichtsverteilung der Ionisationsstufen. Das Maximum der Strahlungsverlustrate ist durch den Ladungsaustausch zu höheren Temperaturen verschoben und wird für $n_H/n_e = 0.01$ bei $T_e = 15 \text{ eV}$ erreicht. Das Gleichgewicht stellt sich schon nach einer Zeit $\tau \leq 200 \mu\text{s}$ ein, wobei im wesentlichen C^{2+} und C^{3+} vorhanden sind.

Durch den zusätzlichen Rekombinationsmechanismus wird der Anteil des He-ähnlichen Kohlenstoffs deutlich reduziert. Damit ist die Strahlungsverlustrate in diesem, für die Bedingungen im Divertor realistischen Fall, für $T_e \geq 7 \text{ eV}$ nur schwach von T_e und für $\tau \geq 10^{-4} \text{ s}$ nicht von τ abhängig. Diese Unabhängigkeit von der Aufenthaltsdauer des erodierten Kohlenstoffs im Divertorplasma rechtfertigt die Berechnung der Strahlungsverluste im Divertor im Rahmen eines 0-dimensionalen Modells. Im Divertor stellt sich hinsichtlich des von den Targetplatten erodierten Kohlenstoffs ein Ionisationsgleichgewicht ein, bei dem die Elektronenstoßionisation durch die Ladungsaustauschrekombination bilanziert wird. Die Anwendung der Ergebnisse des 0-dimensionalen Modells auf das Divertorplasma wird in Verbindung mit experimentellen Ergebnissen in Kapitel 7.3 näher diskutiert.

7.2 Teilchenfluß aus dem Hauptplasma

Der Teilchentransport aus dem Hauptplasma über die Separatrix in die Abschältschicht hat einen Fluß hochgeladener Ionen in den Divertor zur Folge, der schließlich einen Energie- und Teilcheneintrag auf die Targetplatten bewirkt. Die im Hauptplasma gebildeten hochgeladenen Ionen werden nach kurzen Zeiten bzw. kurzen Wegstrecken parallel \vec{B} auf die Temperatur des umgebenden Plasmas im Divertor abgekühlt. Die Energierelaxationszeit ist in Tabelle 2.1 (Seite 14) für typische Parameter angegeben. Die Auswertung der Modellrechnung für den Fall der Strömung der Ionen zum Target erfordert noch die Abschätzung der Aufenthaltszeit τ_{res} dieser Ionen im Divertorplasma. Für die Verbindungslänge L vom X-Punkt zum Target gilt $L \approx 6 m$. Damit erhält man mit Gleichung 2.5 und $T_e = T_i = 5 \dots 100 eV$, $M = 0.5$ im Divertor

$$0.21 ms(100 eV) \leq \tau_{res} \leq 0.95 ms(5 eV). \quad (7.1)$$

In Abbildung 7.3 ist der Zeitverlauf für die mittlere Ladungszahl und die Strahlungsverlustrate für einen Fluß von C^{5+} dargestellt. Die Verringerung von $\langle Z \rangle$ bis zum Erreichen des Gleichgewichtswertes nach $\tau = 0.2 \dots 0.6 ms$ ist allein auf die Ladungsaustauschrekombination zurückzuführen. Dies wird aus einem Vergleich mit Abbildung 7.4 deutlich. Der wasserstoffähnliche Kohlenstoff rekombiniert im Divertor für alle mit der Relation 7.1 abgeschätzten Zeiten bis zur Gleichgewichtsverteilung, die auch der erodierte Kohlenstoff erreicht und kann somit wie dieser zur Abstrahlung beitragen. Die räumlichen Emissionsprofile des CII und CIII mit aufeinanderfolgenden Maxima deuten jedoch darauf hin, daß der Kohlenstoffzufluß von den Targetplatten die Dichteverteilung dieser Ionen im Divertor dominiert.

Die Strahlungsverluste bei $\langle Z \rangle \geq 4$ werden durch den Elektroneneinfang in hoch angeregte Zustände bewirkt. Hierbei wird die Energie abgestrahlt, die die Ionen im Hauptplasma aufgenommen haben. Es gibt dabei keinen Beitrag zur Elektronenkühlung im Divertor. Die Reduzierung der potentiellen Energie der Ionen führt zur Reduzierung des Energieeintrages auf die Targetplatten. Dieser Effekt wird durch die geringere Beschleunigung der niedriger geladenen Ionen in der Schicht vor dem Target verstärkt. Wesentlich wird dieser Prozeß insbesondere beim Einsatz von Wolfram als Targetmaterial. Die Zerstäubungsausbeute von Kohlenstoff auf Wolfram wird durch die Verringerung von $\langle Z \rangle = 5$ auf 2 um zwei Größenordnungen reduziert. Deshalb ist die Berücksichtigung der Ladungsaustauschrekombination insbesondere für die Modellierung der Erosion der Wolframtargetplatten, die in der nächsten Experimentkampagne von ASDEX Upgrade im Divertor eingesetzt werden, notwendig.

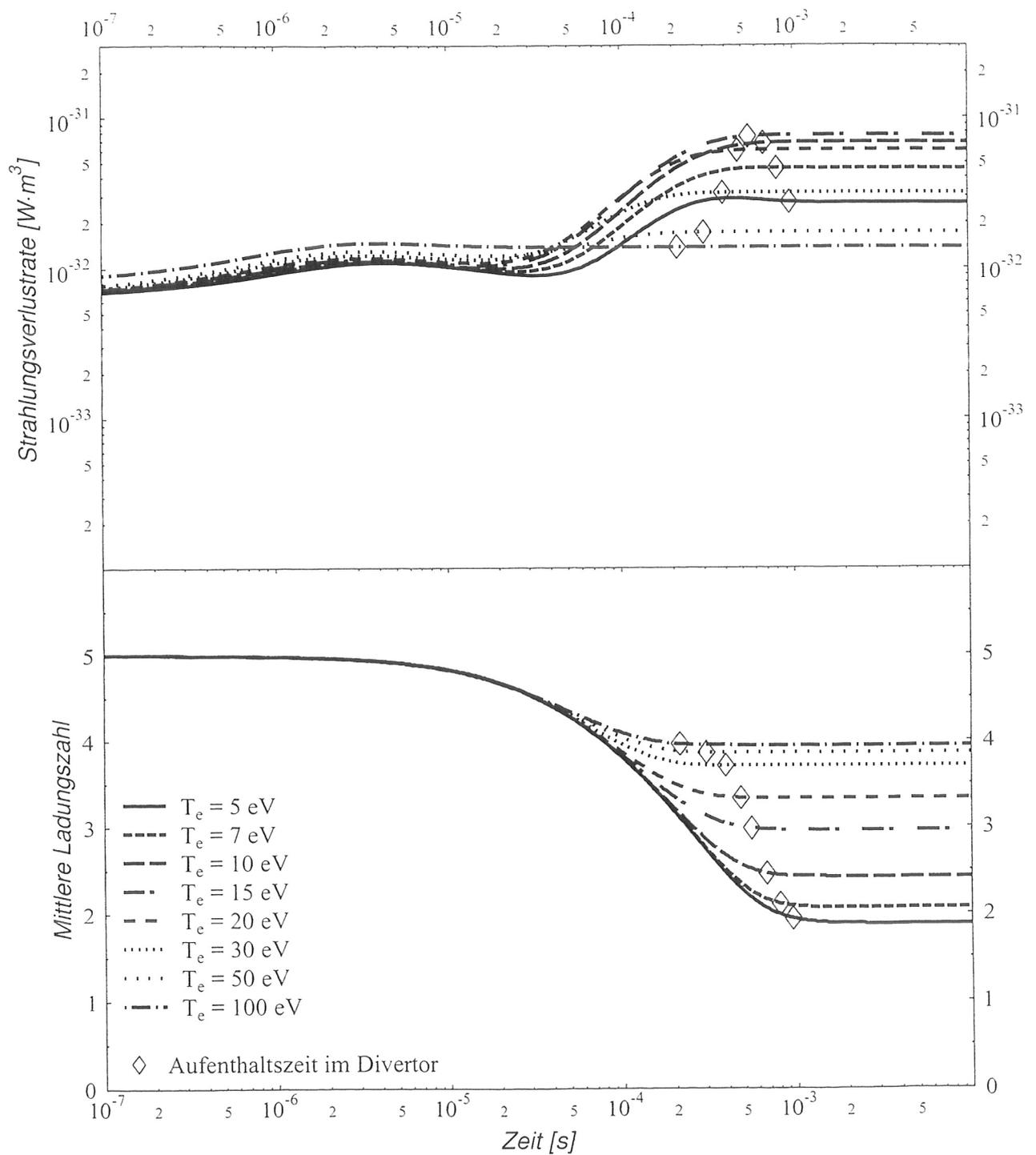


Abbildung 7.3: Zeitliche Entwicklung von Strahlungsverlustrate und mittlerer Ladungszahl für Kohlenstoff bei verschiedenen Elektronentemperaturen. Ausgangszustand: CVI. Grundzustand: $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $n_H/n_e = 0.01$. Aufenthaltszeit nach Gl. 2.5 mit $T_i = T_e$ und $M = 0.5$.

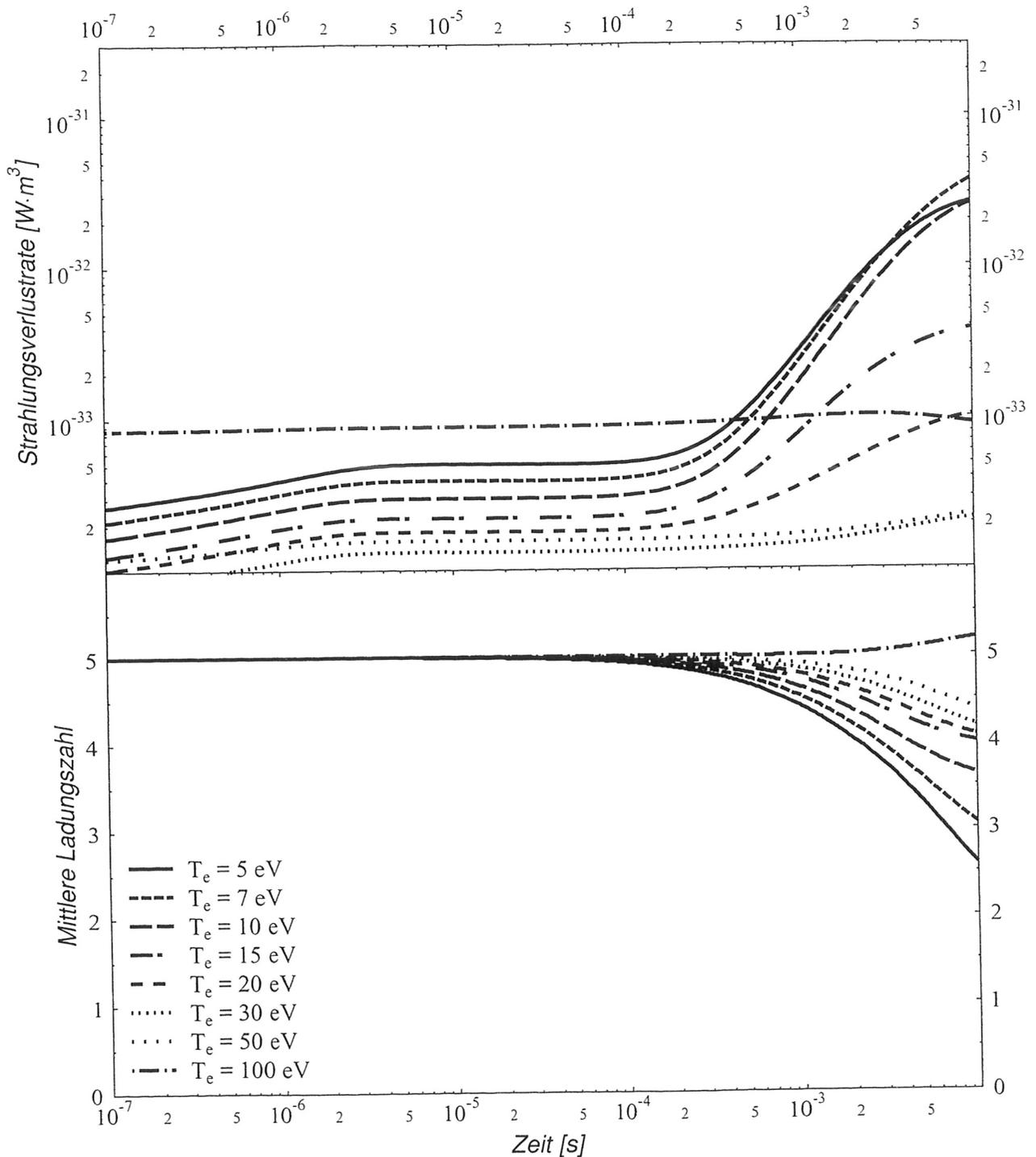


Abbildung 7.4: Wie Abb. 7.3, aber mit $n_H/n_e = 0$.

in der allein rekombinationsbestimmten Phase der Parameter τ , also die Aufenthaltsdauer der Ionen im Plasma, durch $\tau \cdot n_H$ ersetzt werden, analog zu $\tau \cdot n_e$ im Korona-Ionisationsgleichgewicht.

7.3 Bestimmung der Divertorstrahlung

Aus den Messungen der räumlichen Emissionsprofile im Divertor kann nun in Verbindung mit berechneten Strahlungsverlustaten die Gesamtabstrahlung der beobachteten Spezies ermittelt werden.

Die von einem bestimmten Ionisationszustand eines Elements abgestrahlte Leistung P_z ergibt sich im Rahmen des 0-dimensionalen Modells zu

$$P_z = \mathcal{P}_z V n_e n_z. \quad (7.2)$$

Darin ist \mathcal{P}_z die auf die Dichte n_z dieser Z -fach geladenen Teilchen bezogene Strahlungsverlustrate. Das Volumen V bezieht sich hier nur auf den äußeren Divertor, der der experimentellen Beobachtung zugänglich war. Für den Divertor gilt lediglich die toroidale Symmetrie, in radialer Richtung (l) und senkrecht zu den Targetplatten (y) variieren die Teilchendichten. Wenn diese Ortsabhängigkeit der Teilchendichte in zwei Dimensionen einbezogen wird, folgt für die abgestrahlte Leistung:

$$P_z = \mathcal{P}_z \cdot \left(2\pi R_a \int_0^{y_{max}} \int_{l_1}^{l_2} n_e n_z dl dy \right). \quad (7.3)$$

R_a bezeichnet die radiale Koordinate des Auftreffpunktes der Separatrix auf der Targetplatte und beträgt $\approx 1.7 m$. Das innere Integral in Gleichung 7.3 kann durch die gemessene Intensität entsprechend Gleichung 4.7 ausgedrückt werden. Damit erhält man zwischen der abgestrahlten Leistung eines Ions und dem integrierten räumlichen Emissionsprofil für eine seiner Spektrallinien die Beziehung

$$P_z = \frac{8\pi^2 R_a}{h\nu_{i,k}} \frac{\mathcal{P}_z}{X_{z,k} B} \int_0^{y_{max}} I_{i,k} dy. \quad (7.4)$$

Diese Gleichung ähnelt der zur Flußbestimmung abgeleiteten Beziehung (Gl. 4.14). Hier entfällt jedoch die Annahme über die Ausdehnung der strahlenden Schicht entlang der Sehstrahlen. Die Temperaturabhängigkeit ist, analog zum $S/(XB)$ -Wert der Flußbestimmung, im Faktor $\mathcal{P}/(XB)$ enthalten. Es sei noch darauf hingewiesen, daß \mathcal{P}_z nur von der Elektronentemperatur abhängig ist, da die Elektronen- und Wasserstoffdichte zwar die Häufigkeitsverteilung der einzelnen Ionisationsstufen wesentlich beeinflussen, jedoch im Parameterbereich des Divertorplasmas für niedrig

geladene Ionen nicht auf die Strahlungsverlustrate einer bestimmten Ionisationsstufe wirken. Der Einfluß von n_e und n_H kann hier, wie schon in Kapitel 4.3 bezüglich der Intensitätsverhältnisse diskutiert, vernachlässigt werden. In Abbildung 7.5 sind die Strahlungsverlustraten \mathcal{P}_z für neutralen und niedrig ionisierten Kohlenstoff und für

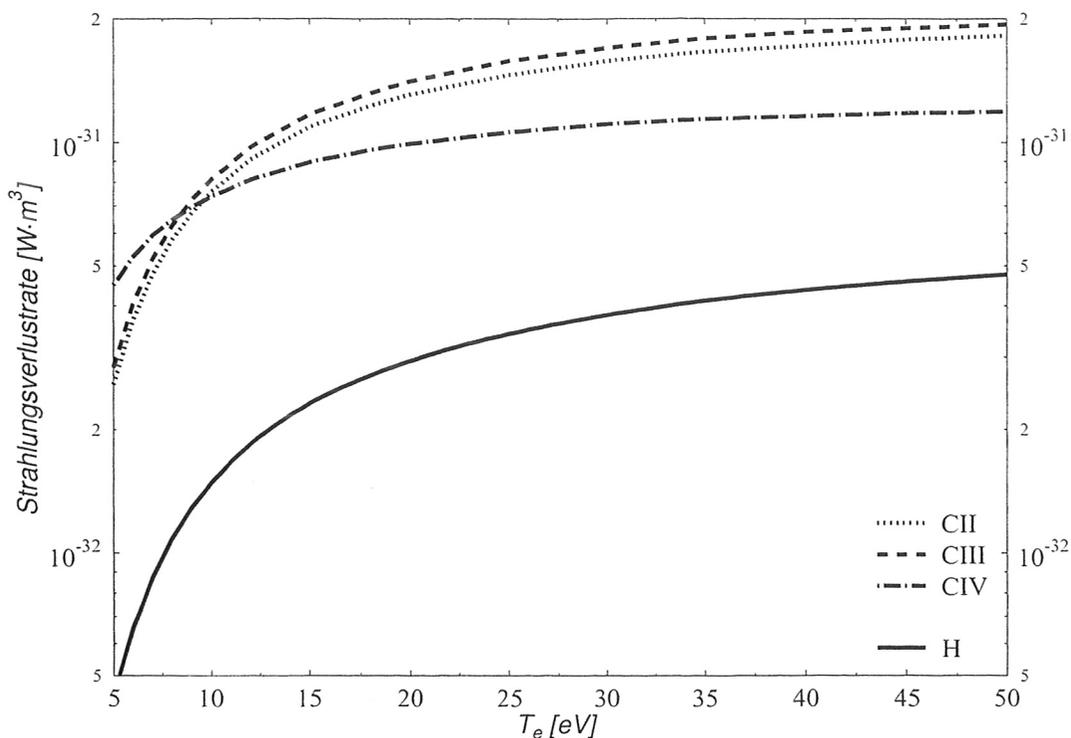


Abbildung 7.5: Strahlungsverlustraten für neutralen und niedrig geladenen Kohlenstoff und Wasserstoff.

Wasserstoff dargestellt.

In Kapitel 4.1 wurden räumliche Emissionsprofile von H, CII und CIII vorgestellt (s. Abb. 4.2 und 4.3). Die Auswertung dieser Messungen in einer Entladung mit 5 MW Zusatzheizung durch Neutralstrahlinjektion entsprechend Gleichung 7.4 ergibt für die im äußeren Divertor abgestrahlte Leistung:

$$P_H = 72 \text{ kW}, P_{CII} = 7.1 \text{ kW}, P_{CIII} = 32 \text{ kW}.$$

Die Abstrahlung durch die Kohlenstoffionen CII und CIII liefert also, trotz der um mehr als eine Größenordnung niedrigeren Dichte (s. Kap. 4.2), einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtstrahlung im Divertor. Die größere Dichte des Wasserstoffs wird in der Strahlungsbilanz durch die größeren Strahlungsverlustraten der

Experimentell wird die Strahlung zukünftig durch kalibrierte Messungen des Randschichtspektrometers im VUV-Spektralbereich zugänglich sein.

Eine Abschätzung des Beitrags des CIV ergibt sich aus den Berechnungen mit dem Stoß-Strahlungsmodell. In Abbildung 7.6 ist die relative Dichte der Ionisations-

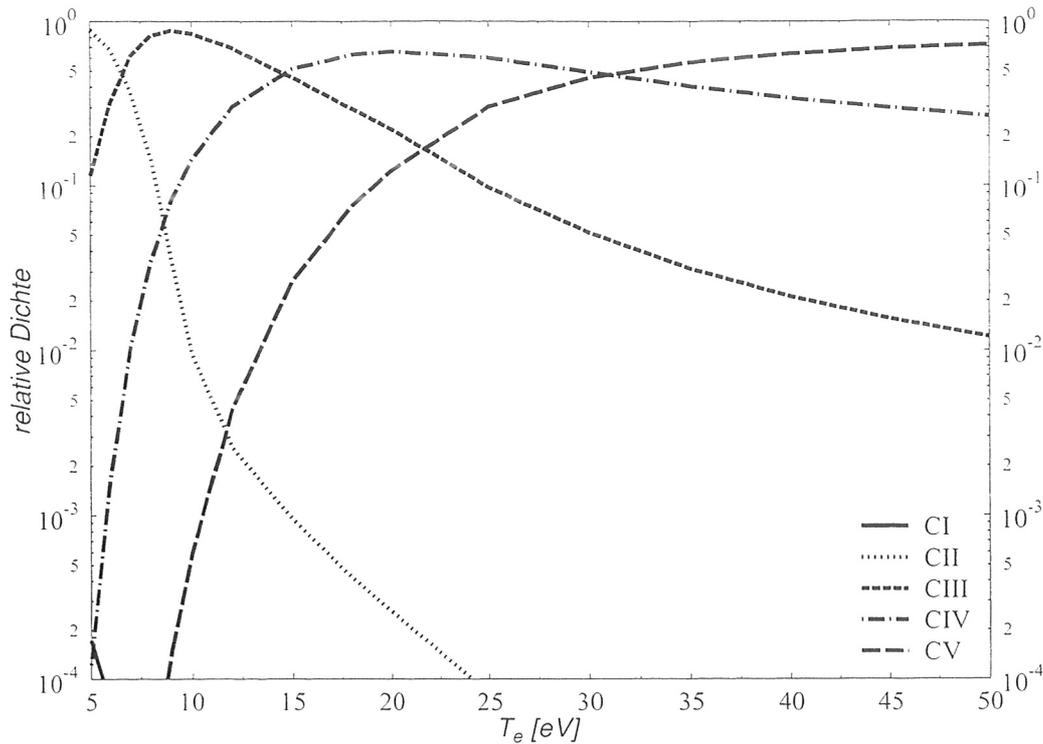


Abbildung 7.6: Relative Dichte der Ionisationsstufen des Kohlenstoffs für die Gleichgewichtsverteilung mit $n_H/n_e = 0.022$ entsprechend #6907 (3.00 – 4.00 s).

zustände des Kohlenstoffs nach Erreichen der Gleichgewichtsverteilung dargestellt. Für die diskutierte Entladung mit $T_e = 11$ eV, $n_e = 6.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $n_H = 0.022 \cdot n_e$ folgen relative Dichten von $5 \cdot 10^{-3}$ (CII), 0.77 (CIII) und 0.22 (CIV). Während das Plasma für CII eine ionisierende Umgebung darstellt, wird die räumliche Dichteverteilung von CIII im Divertor durch das Gleichgewicht der Ionisation des CIII und der Rekombination des CIV bestimmt. Diese Beziehung zwischen den beiden Ionisationsstufen gestattet es, für CIV im Divertor eine räumliche Dichteverteilung wie die für CIII beobachtete anzunehmen. Aus dem Dichteverhältnis und den in Abbildung 7.5 angegebenen Raten folgt dann $P_{CIV} = 0.46 \cdot P_{CIII}$. Damit ergibt sich für die im äußeren Divertor durch Wasserstoffs und die Kohlenstoffionen insgesamt abgestrahlte Leistung $P = 125 \text{ kW}$. Eine Asymmetrie der Elektronentemperatur zwischen innerem und äußerem Divertor, wie in Kapitel 4.3 für eine Entladung mit ausschließlich ohmscher Plasmaheizung beschrieben, wurde für eine Entladung mit

5 MW Zusatzheizung nicht beobachtet. Aus den Messungen der fest in den Targetplatten installierten Langmuirsonden können Teilchen- und Energieflüsse zum Target berechnet werden, die ebenfalls auf symmetrische Verhältnisse hinweisen. Somit ergibt sich für den gesamten Divertor eine abgestrahlte Leistung von 250 kW, d.h. 5% der Heizleistung werden im Divertor abgestrahlt.

Dieses Ergebnis soll nun mit der Strahlungsmessung durch Bolometerarrays verglichen werden [52]. Die gemessene Gesamtstrahlung des Plasmas beträgt 3.2 MW. Entsprechend der hier bestimmten Divertorstrahlung von 250 kW ergibt sich damit der Anteil des Divertorvolumens an der Gesamtstrahlung von 8%. Die Bolometer bieten keine ausreichende räumliche Auflösung, um direkt den Anteil der Divertorstrahlung zu messen. Aus der Entfaltung der Messungen wird die Strahlungsverteilung in der poloidalen Ebene ermittelt [53]. Die Integration über den Divertor liefert dann den Strahlungsbeitrag dieses räumlichen Bereichs. Der Algorithmus der Entfaltung bewirkt, daß steil ansteigende Strahlungsmaxima abgeflacht werden und sich damit auf die benachbarten räumlichen Bereiche auswirken. Deshalb erhöht das im Bereich des X-Punktes beobachtete Strahlungsmaximum (2.0 MW) das aus der Entfaltung gewonnene Signal für die Divertorstrahlung. Dieser Effekt kann den Unterschied zwischen der bolometrisch bestimmten Divertorstrahlung von 650 kW und den spektroskopisch bestimmten 250 kW erklären. Die Ursache und die Zusammensetzung der Strahlung am X-Punkt sind noch nicht eindeutig geklärt. Es gibt keinen experimentellen Hinweis darauf, daß in der Nähe des X-Punktes auf geschlossenen Flußflächen Elemente die Strahlung dominieren, die bisher für die Berechnung der Strahlungsverluste nicht berücksichtigt werden. Das Strahlungsmaximum am X-Punkt kann bei großer Plasmadichte in eine strahlende Struktur münden, die als Marfe bezeichnet wird. Marfes sind toroidal symmetrische Strukturen auf geschlossenen Flußflächen, die durch große Dichte und niedrige Temperaturen gekennzeichnet sind [54, 55]. Vor der Ausbildung eines Marfes bewegt sich die strahlende Zone von den Targetplatten weg. In einem solchen Entladungsregime wird die Strahlung im Divertor drastisch verringert, und die Strahlung der niedrig geladenen Teilchen ist in der Höhe des X-Punktes konzentriert. Diese Phänomene, wie auch der Einfluß der topologischen Besonderheit des X-Punktes, in dessen Nähe die Ionen große Aufenthaltszeiten haben (s. Kap. 2.1), können nur mit Modellen untersucht werden, die zweidimensionale Transporteffekte in der poloidalen Ebene berücksichtigen.

Die hier entwickelte Methode zur Strahlungsmessung kann die räumliche Auflösung gegenüber den bisherigen Bolometermessungen wesentlich verbessern und dadurch die tatsächliche Divertorstrahlung bestimmen. Die Genauigkeit ist dabei wesent-

Strahlungsverluste. Der wesentliche Beitrag zur Verunreinigungsstrahlung kann für diese Temperaturen nicht mehr direkt gemessen werden. Durch kalibrierte Messungen der Linienstrahlung des CIV mit dem Randschichtspektrometer im vakuumultravioletten Spektralbereich wird zukünftig der Anwendungsbereich der vorgestellten Methode auf diese großen Elektronentemperaturen im Divertor erweitert werden.

Die maximal durch den intrinsischen Kohlenstoff im Divertor abzustrahlende Leistung läßt sich aus den in Kapitel 7.1 erläuterten Berechnungen abschätzen. Die maximale Strahlungsverlustrate liegt bei $1 \cdot 10^{-31} \text{ W m}^3$. Bei einer großen Elektronendichte von $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und einer hohen mittleren Dichte des Kohlenstoffs im Bereich bis zu 5 cm über dem Target von 1% der Elektronendichte folgt eine im gesamten Divertor abgestrahlte Leistung von 450 kW . Durch die Ladungsaustauschrekombination werden die größten Strahlungsverluste für $T_e \approx 15 \text{ eV}$ erreicht, eine Verringerung der Elektronentemperatur führt, im Gegensatz zum Korona-Ionisationsgleichgewicht, zur Verringerung der abgestrahlten Leistung.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war es, die Strahlung im Divertor von ASDEX Upgrade zu analysieren. Dazu wurde eine spektroskopische Diagnostik, die die Divertorstrahlung im sichtbaren und UV-Bereich registriert, weiterentwickelt. Mit dieser Diagnostik konnte das Divertorplasma über der äußeren Targetplatte mit hoher räumlicher Auflösung beobachtet werden. Die Erweiterung der Diagnostik um ein Spektrometer und der variable Aufbau gestattete die Optimierung der Meßanordnung auf hohe zeitliche oder spektrale Auflösung. Die Ergebnisse der Messungen wurden in Verbindung mit der numerischen Modellierung der Divertorstrahlung interpretiert.

Der experimentelle Nachweis der ladungsaustauschinduzierten Verunreinigungsstrahlung im Divertor ist ein wichtiges Ergebnis dieser Arbeit. Dazu wurde eine Serie von Experimenten durchgeführt, die die Proportionalität der Linienstrahlung He-ähnlicher Ionen zur Dichte des neutralen Wasserstoffs im Divertor zeigen. Alternative Erklärungen der Besetzung hochangeregter Niveaus konnten dadurch widerlegt werden.

Dieser Strahlungsprozeß eröffnet eine Möglichkeit, durch passive Beobachtung eines relativ kalten Plasmas ($T_e \ll E_a$) hochgeladene Ionen nachzuweisen. Der Fluß hochgeladener Ionen über die Abschältschicht in den Divertor ist nur auf diese Art experimentell zugänglich. Zur quantitativen Analyse der ladungsaustauschinduzierten Strahlung des He-ähnlichen BIV wurde die Zahl der emittierten Photonen pro eingefangenen Elektron bestimmt. Auf diese Weise wurden die Voraussetzungen geschaffen, in Verbindung mit 2-dimensionalen Code-Rechnungen den Fluß des H-ähnlichen BV quantitativ zu erfassen. Erste Untersuchungen mit den Monte-Carlo-Codes DIVIMP-EIRENE werden dazu gegenwärtig durchgeführt.

Zustände des Kohlenstoffs als auch den Ladungsaustausch mit Wasserstoff berücksichtigt. Dadurch wurde ein quantitativer Vergleich der Messungen mit einem den Bedingungen im Divertor adäquaten Modell ermöglicht. Die wesentliche Bedeutung des Ladungsaustauschs für die Divertorstrahlung zeigte sich sowohl für den Kohlenstofffluß von den Targetplatten in den Divertor als auch für den Zufluß hochgeladener Ionen aus der Abschältschicht. Die Strahlungsverluste durch die niedrig geladenen Ionen, die durch Ionisation des erodierten Kohlenstoffs gebildet werden, sind unabhängig von der Verweildauer des Kohlenstoffs im Divertorplasma und in einem weiten Parameterbereich ($T_e \geq 7 \text{ eV}$) nur schwach von der Elektronentemperatur abhängig.

Die in den Divertor einströmenden hochgeladenen Ionen rekombinieren durch den Ladungsaustausch, so daß sich auch für diesen Zufluß im Divertor das Ionisationsgleichgewicht einstellen kann. Wesentlich ist dabei die Reduzierung der mittleren Ladungszahl der Ionen, da die Zerstäubungsausbeuten dadurch verringert werden. Für einen Divertor mit einer Wolframoberfläche, der in der nächsten Experimentkampagne an ASDEX Upgrade eingesetzt wird, reduziert sich die Zerstäubungsausbeute durch die Verringerung der mittleren Ladungszahl des Kohlenstoffflusses von $\langle Z \rangle = 5$ auf $\langle Z \rangle = 2$ um zwei Größenordnungen.

Die Erweiterung des Stoß-Strahlungs-Modells durch die Einbeziehung der Energie- und Teilchenbilanz wurde im Rahmen einer Zusammenarbeit vorbereitet [56].

Kohlenstoff konnte als wesentliches Element für die Divertorstrahlung identifiziert werden. Der Beitrag der Ionen CII und CIII erreicht 75% des Beitrag des Wasserstoffs an der Gesamtstrahlung, obwohl die Dichte der Kohlenstoffionen nur $0.1 \cdot n_H$ beträgt. Ein bisher experimentell nicht zugänglicher Anteil an der Gesamtstrahlung ist der Beitrag des CIV. Durch absolut kalibrierte Messungen des Randschichtspektrometers im VUV-Bereich kann dieser Strahlungsbeitrag in Verbindung mit den Berechnungen der Strahlungsverlustrate des CIV zukünftig an ASDEX Upgrade gemessen werden. Das Stoß-Strahlungs-Modell gestattete es, die CIV-Strahlung aus dem räumlichen Emissionsprofil des CIII abzuschätzen. Dieses Verfahren ermöglicht es, die im Divertor abgestrahlte Leistung mit hoher räumlicher Auflösung zu bestimmen. In einer Entladung, in der das gesamte Plasma 3.2 MW abstrahlt, entfielen 8% dieser Strahlungsverluste auf den Divertor. Im Unterschied zu den bolometrischen Messungen ließ sich dieser Beitrag von der Strahlung am X-Punkt trennen.

Experimentelle Resultate des Randschichtspektrometers konnten mit dem Stoß-Strahlungs-Modell interpretiert werden. Aus dem Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse mit den berechneten konnten Aussagen über die Elektronentem-

peratur im Divertor gewonnen werden. Es wurde eine Asymmetrie der Elektronentemperatur zwischen innerem und äußerem Divertor nachgewiesen. In verschiedenen Entladungen mit rein ohmscher Plasmaheizung wurden im inneren Divertor Werte im Bereich von $T_e < 7 \text{ eV}$ bestimmt, während im äußeren Divertor $T_e > 15 \text{ eV}$ gemessen wurde. Diese Asymmetrie konnte erstmals spektroskopisch gemessen werden.

Damit wurde auch eine neue Methode zur Bestimmung der Elektronentemperatur, die ein wesentlicher Parameter für das Divertorverhalten ist, eingeführt und die bisher am ASDEX Upgrade durch Langmuirsonden verfügbaren Messungen erweitert. Die Methode der Linienverhältnisse erwies sich insbesondere für die Bestimmung niedriger Temperaturen als geeignet. Weitere Untersuchungen unter Ausnutzung der Intensitätsverhältnisse der Spektrallinien des CIII wurden durch die Auswahl geeigneter Linien und die Berechnung ihrer Intensitätsverhältnisse vorbereitet. Damit kann der Meßbereich dieser Methode bis $T_e = 30 \text{ eV}$ erweitert werden. Gegenüber den Messungen der Elektronentemperatur mit Langmuirsonden hat dieses Verfahren den Vorteil der Messung an der räumlichen Position, an der die Divertorstrahlung entsteht, ohne dabei das Plasma zu stören.

Anhang A

Termschemata für Kohlenstoff

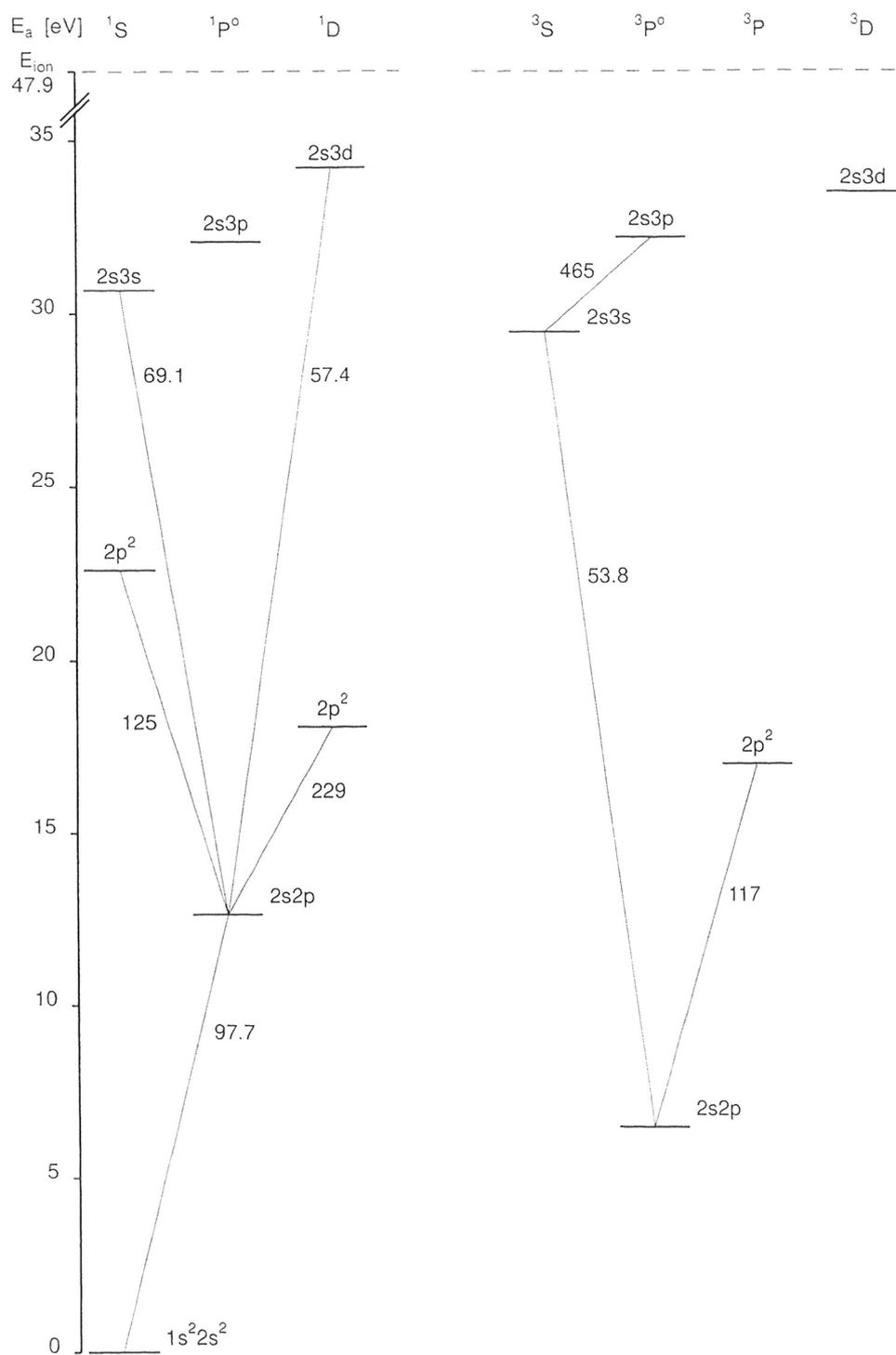


Abbildung A.2: Termschema für CIII (s. zu Abb. A.1).

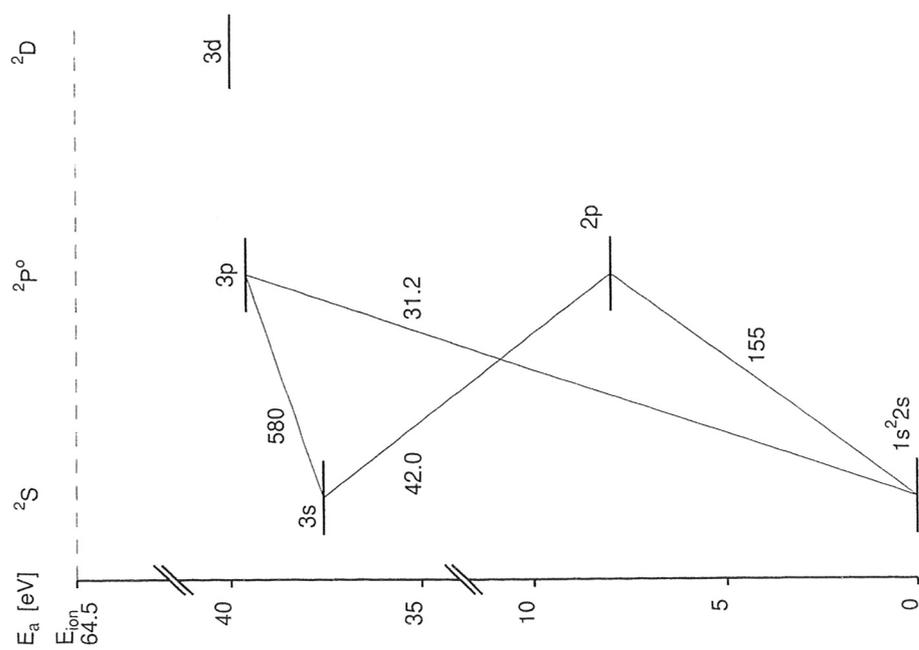


Abbildung A.3: Termschema für CIV (s. zu Abb. A.1).

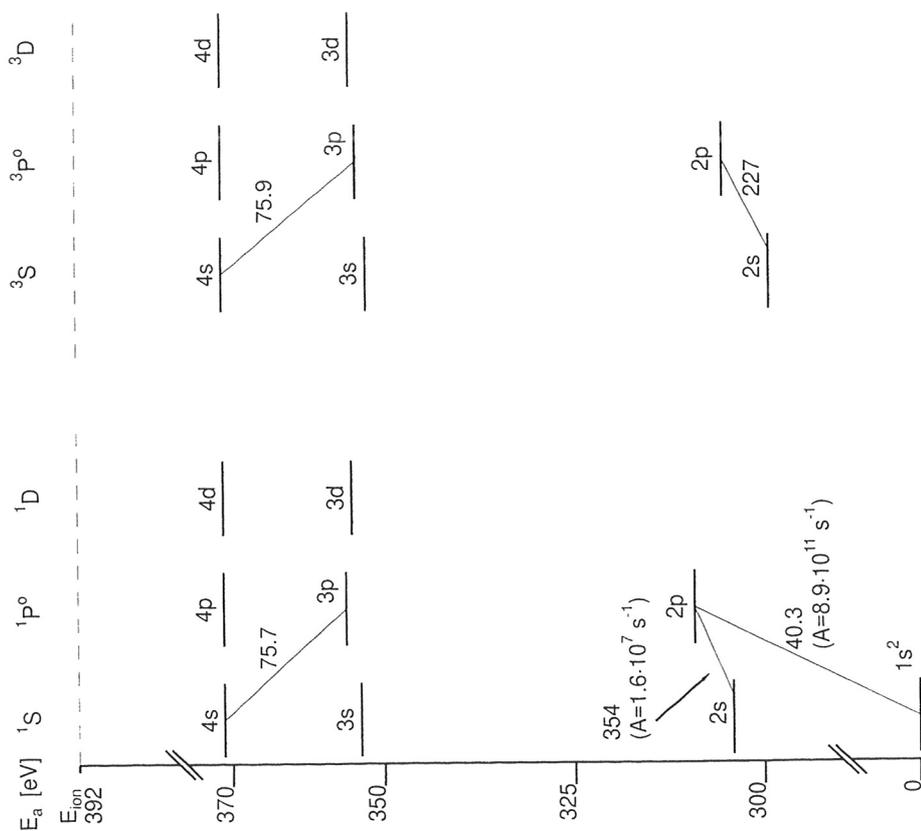


Abbildung A.4: Termschema für CV (s. zu Abb. A.1). Zusätzlich sind die $n = 4$ -Niveaus eingetragen. Bei der Ladungsaustauschrekombination von CVI mit Wasserstoff wird bei niedrigen Energien vorzugsweise das 4s-Niveaus bevölkert ([57]). Dies führt zur selektiven Anregung der angegebenen Übergänge im VUV-Spektralbereich.

Anhang B

Verwendete Symbole

Die Einheiten aller Größen, mit Ausnahme der Temperaturen, wurden im Einklang mit dem System Internationaler Einheiten (SI) gewählt. Die Temperatur ist der mittleren kinetischen Energie der Teilchen des betrachteten Systems proportional, so daß sie in Energieeinheiten angegeben werden kann. In diesem Sinne ist T_k in allen angegebenen Formeln zu verstehen. Für die Angabe numerischer Werte der Temperatur wird die in der Plasmaphysik gebräuchliche Einheit eV verwendet. Zur SI-Einheit der Energie besteht die Beziehung $1 eV = 1.602 \cdot 10^{-19} J$. Die Umrechnung dieser Energieeinheit in grd erfolgt entsprechend $E = k_B T$ und ergibt $1 eV = 11605 grad$.

$A_{k,i}$ Übergangswahrscheinlichkeit für den Übergang eines Elektrons vom Zustand k in den Zustand i unter Aussendung eines Photons

\vec{B}, B Vektor bzw. Betrag der magnetischen Feldstärke

B_t Betrag der toroidalen Komponente des Magnetfelds

$B_{k,i}$ Verzweigungsverhältnis $A_{k,i} / \sum_l A_{k,l}$

B_k Anteil der Rate des Elektroneneinfangs in das Niveau k an der gesamten Ladungsaustauschrate $\alpha_k^{CXR} / \sum_l \alpha_l^{CXR}$

$C_{l,k}$ Beitrag zur Besetzung des Niveaus k nach Anregung in das Niveau l durch Kaskadenübergänge ($C_{l,k} \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{j^1, \dots, j^n} B_{l,j^1} \cdot B_{j^1, j^2} \cdot \dots \cdot B_{j^n, k}$)

E_i Energie, die mit dem Prozeß i verbunden ist

\mathcal{F} Zahl der sekundär emittierten Photonen nach dem Elektroneneinfang
(s. Kap. 6.1.1)

I_p (induzierter) Plasmastrom

M Machzahl

P abgestrahlte Leistung

P_{NI} Leistung der Plasmaheizung durch Neutralstrahlinjektion

\mathcal{P} Strahlungsverlustrate (auch Strahlungsleistungsparameter genannt)

R_a radiale Koordinate des Auftreffpunktes der Separatrix auf der äußeren Targetplatte

S Ionisationsrate

T_k Temperatur der Spezies l

$X_{i,k}$ Rate für Elektronenstoßanregung aus dem Zustand i in den Zustand k

$X_{z,k}$ effektive Anregungsrate in den Zustand k (s. Gl. 4.7)

e Elementarladung

h Plancksches Wirkungsquantum

k_B Boltzmannsche Konstante

l Ortskoordinate entlang eines Sehstrahls

m_k Masse der Spezies k

n_k Teilchendichte der Spezies k oder Besetzungsdichte des Zustands k

q Ladungszahl eines Ions

t Zeit

v_k Geschwindigkeit der Spezies k

v_s Ionenschallgeschwindigkeit, $v_M = M \cdot v_s$

v_{th} thermische Geschwindigkeit

y Elevation (Ortskoordinate \perp zur äußeren Targetplatte)

Γ_k Teilchenfluß der Spezies k

α^{RR} , α^{DR} , α^{CXR} Rekombinationsrate für Strahlungsrekombination, Dielektronische Rekombination bzw. Ladungsaustauschrekombination

ϵ_0 Dielektrizitätskonstante des Vakuums

$\epsilon_{i,k}$ Emissivität der Strahlung mit $\lambda_{i,k}$ (s. Kap. 4.1)

$\ln \Lambda$ Coulomb-Logarithmus

λ Charakteristische Länge für einen Prozeß

$\lambda_{i,k}$ Wellenlänge des Photons, das beim Übergang eines Elektrons vom Zustand k in den Zustand i emittiert wird

$\nu_{i,k}$ Frequenz des Photons mit der Wellenlänge $\lambda_{i,k}$

τ Charakteristische Zeit für einen Prozeß

Literaturverzeichnis

- [1] MIYAMOTO, K.. *Plasma physics for nuclear fusion*. MIT Press, 1989.
- [2] JANESCHITZ, G., BORRASS, K., FEDERICI, G., IGITKHANOV, Y., KUKUSHKIN, A., PACHER, H. D., PACHER, G. W., and SUGIHARA, M., J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 73.
- [3] KALLENBACH, A. et al., Nucl. Fusion **35** (1995) 1231, preprint in IPP I/284, January 1995.
- [4] KASTELEWICZ, H., private Mitteilung, 1995.
- [5] KRIEGER, K., ELDER, D., FIELD, A. R., HILDEBRANDT, D., LIEDER, G., NAPIONTEK, B., PITCHER, C. S., ASDEX-Upgrade-, and NI-Team, Boron erosion and transport in the ASDEX Upgrade divertor, In Keen et al. [58], pages 289-92.
- [6] WENZEL, U., DUX, R., FIELD, A. R., and NAPIONTEK, B., Fusion Eng. Design (wird veröffentlicht 1996).
- [7] LIEDER, G., BEHRINGER, K., DORN, C., HIRSCH, S., NAPIONTEK, B., NIETHAMMER, M., SCHUMACHER, U., FIELD, A., HIRSCH, K., DE PEÑA, S., KALLENBACH, A., PITCHER, S., VERPLANCKE, P., WEINLICH, M., NI Group, and ASDEX Upgrade Team, Spectroscopic determination of ion temperatures in the divertor of ASDEX Upgrade, In Keen et al. [58], pages 409-12.
- [8] SOBELMAN, I. I., VAINSHTEIN, L. A., and YUKOV, E. A., *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*, volume 7 of *Springer series in chemical physics*, Springer-Verlag, 1981.
- [9] MCWHIRTER, R. W. P., Plasma radiation, in *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, edited by GILL, R. D., chapter 10, Academic Press, 1981.
- [10] WEINLICH, M., Elektrostatische Sonden in starken Magnetfeldern, Technical Report IPP 5/64, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1996.

- [11] WEINLICH, M., private Mitteilung. 1995.
- [12] VRIENS, L. and SMEETS, A. H. M., Phys. Rev. A **22** (1980) 940.
- [13] BEHRINGER, K., SUMMERS, H. P., DENNE, B., FORREST, M., and STAMP, M., Plasma Phys. Controlled Fusion **31** (1989) 2059.
- [14] LIEDER, G., BEHRINGER, K., FIELD, A. R., GARCIA-ROSALES, C., HIRSCH, S., KALLENBACH, A., NAPIONTEK, B., NAUJOKS, D., POSCHENRIEDER, W., RADTKE, R., ROTH, J., WEINLICH, M., and the ASDEX Upgrade Team, Spectroscopic investigation of molecular impurities in the ASDEX Upgrade divertor, In Joffrin et al. [59], pages 722-5.
- [15] FIELD, A. R., FINK, J., DUX, R., FUSSMANN, G., WENZEL, U., and SCHUMACHER, U., Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 5433.
- [16] PITCHER, C. S., BOSCH, H.-S., BÜCHL, K., FIELD, A., FUCHS, J., HAAS, G., JUNKER, W., NEU, R., NEUHAUSER, J., WENZEL, U., and ASDEX Upgrade Team, J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 213.
- [17] LAUX, M., HERRMANN, A., NEU, R., WEINLICH, M., PITCHER, S. C., J., S., HIRSCH, S., NAPIONTEK, B., ROHDE, V., BÜCHL, K., KALLENBACH, A., BOSCH, H.-S., RYTER, F., MERTENS, V., GRUBER, O., CARLSON, A., MAST, F., NEUHAUSER, J., HAAS, G., FUCHS, C., JUNKER, W., FIELD, A. R., WENZEL, U., LIEDER, G., ASDEX Upgrade Team, and NI Team, Effects of toroidal field reversal in ASDEX Upgrade, In Keen et al. [58], pages 97-100.
- [18] JANEV, R. K., WINTER, H. P., and FRITSCH, W., Electron capture processes in slow collisions of plasma impurity ions with H, H₂ and He, in *Atomic and molecular processes in magnetic fusion edge plasmas*, chapter 13, Plenum, New York, 1995.
- [19] BRANDEN, B. H. and MCDOWELL, M. R. C., *Charge Exchange and the Theory of Ion-Atom Collisions*, volume 82 of *The international series of monographs on physics*, chap. 4, Oxford University Press, 1992.
- [20] NAPIONTEK, B., FUSSMANN, G., LIEDER, G., and RADTKE, R., CX-induzierte Strahlung im Divertor von ASDEX Upgrade, in *Verhandl. DPG (VI)*, volume 29, page 317, 1994.
- [21] HAAS, G., GERNHARDT, J., KEILHACKER, M., MESERVEY, E. B., and the ASDEX Team, J. Nucl. Mater. **121** (1984) 151.

- [22] KLEPPER, C. C., EVANS, T. E., HAAS, G., JACKSON, G. L., and MAINI, R., *J. Vac. Sci. Technol.* **A 11** (1993) 446.
- [23] SHIMAKURA, N., SUZUKI, S., and KIMURA, M., *Phys. Rev. A* **47** (1993) 3930.
- [24] CANN, N. M. and THAKKAR, A. J., *Phys. Rev. A* **46** (1992) 5397.
- [25] DRAKE, G. W. F., *Phys. Rev. A* **19** (1979) 1387.
- [26] PRADHAN, A. K., NORCROSS, D. W., and HUMMER, D. G., *Astrophys. J.* **246** (1981) 1031.
- [27] WIESE, W. L. and MARTIN, G. A., *Wavelength and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*, volume 2, Transition Probabilities of *NSRDS*, U.S. Department of Commerce, 1980.
- [28] HIRSCH, S., private Mitteilung, 1995.
- [29] STANGEBY, P. C. and FARRELL, C. M., *Description of the LIM and DIVIMP codes*, 1989.
- [30] REITER, D., Randschichtkonfiguration von Tokamaks, Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgas-Transports, Technical Report JÜL-1947, KFA-Jülich, 1984.
- [31] BONNIN, X., MARCHAND, R., and JANEV, R. K., Radiative losses and electron cooling rates for carbon and oxygen plasma impurities, volume 2, pages 117-29, International Atomic Energy Agency, 1993.
- [32] POST, D., HULSE, R., and STOTLER, D., *Contr. Plasma Phys.* **34** (1994) 300.
- [33] PHANEUF, R. A., JANEV, R. K., and PINDZOLA, M. S., *Collisions of carbon and oxygen ions with electrons*, volume ORNL-6090/V5 of *Atomic Data for Fusion*, Controlled Fusion Atomic Data Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831, 1987.
- [34] PÉQUIGNOT, D. and ALDROVANDI, S. M. V., *Astron. Astrophys.* **50** (1976) 141.
- [35] VAN REGEMORTER, H., *Astrophys. J.* **136** (1962) 906.
- [36] VICTOR, G. A. and ESCALANTE, V., *At. Data Nucl. Data Tables* **40** (1988) 203.

- [37] ITIKAWA, Y., HARA, S., KATO, T., NAKAZAKI, S., PINDZOLA, M. S., and CRANDALL, D. H., *At. Data Nucl. Data Tables* **33** (1985) 149.
- [38] SHEVELKO, V. P., VAINSHTEIN, L. A., and YUKOV, E. A., *Physica Scripta* **T28** (1989) 39.
- [39] SUMMERS, H. P., *Atomic data and analysis structure*, Technical Report JET-IR 06, JET Joint Undertaking, 1994.
- [40] POST, D. E., JENSEN, R. V., TARTER, C. B., GRASBERGER, W. H., and LOKKE, W. A., *At. Data Nucl. Data Tables* **20** (1977) 397.
- [41] BASHKIN, S. and STONER, J. O., *Atomic energy levels and Grotrian diagrams*, volume 1, Hydrogen I - Phosphorus XV, North-Holland Publ. Comp., 1978.
- [42] HUTCHINSON, I. H., *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press, 1987.
- [43] HAHN, Y., *J. Quant. Spec. Rad. Transf.* **49** (1993) 81, (Corrigendum: [44]).
- [44] HAHN, Y., *J. Quant. Spec. Rad. Transf.* **51** (1994) 663.
- [45] BADNELL, N. R. and PINDZOLA, M. S., *Phys. Rev. A* **39** (1989) 1685.
- [46] ANDERSEN, L. H., BOLKO, J., and KVISTGAARD, P., *Phys. Rev. A* **41** (1990) 1293.
- [47] BADNELL, N. R., PINDZOLA, M. S., and GRIFFIN, D. C., *Phys. Rev. A* **41** (1990) 2422.
- [48] TENG, H., XU, Z., SHENG, B., and ZHANG, W., *Physica Scripta* **49** (1994) 696.
- [49] BADNELL, N. R., PINDZOLA, M. S., ANDERSEN, L. H., BOLKO, J., and SCHMIDT, H. T., *J. Phys. B* **24** (1991) 4441.
- [50] TAWARA, H., *Total and partial cross sections for electron capture for C^{q+} ($q = 6 - 2$) and O^{q+} ($q = 8 - 2$) ions in collisions with H, H_2 and He atoms*, Technical Report IPPJ-AM-56, Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Chikusa-ku, Nagoya 464, Japan, 1987.

- [52] MAST, K. F., VALLET, J. C., ANDELFINGER, C., BETZLER, P., KRAUS, H., and SCHRAMM, G., *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1991) 774.
- [53] FUCHS, J. C., MAST, K. F., HERRMANN, A., LACKNER, K., the ASDEX-Upgrade-, NBI-, and ICRH-Team, Twodimensional reconstruction of the radiation power density in ASDEX Upgrade. In Joffrin et al. [59], pages 1308–11.
- [54] MERTENS, V., JUNKER, W., LAUX, M., SCHITTENHELM, M., et al., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **36** (1994) 1307.
- [55] KASTELEWICZ, H., SCHNEIDER, R., and NEUHAUSER, J., *Plasma Phys. Controlled Fusion* **37** (1995) 723.
- [56] NAPIONTEK, B., BACHMANN, P., and BEELITZ, H. J., Collisional-radiative model for a carbon-hydrogen plasma with energy and particle balance, Technical Report IPP-Report, in Vorbereitung, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1996.
- [57] SHIMAKURA, N., KOIZUMI, S., SUZUKI, S., and KIMURA, M., *Phys. Rev. A* **45** (1992) 7876.
- [58] in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, edited by KEEN, B., STOTT, P., and WINTER, J., volume 19C, Geneva, 1995, EPS.
- [59] in *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 21th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Montpellier, 1994)*, edited by JOFFRIN, E., PLATZ, P., and STOTT, P. E., volume 18B, Geneva, 1994, EPS.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Fußmann für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit, zu deren Gelingen er mit richtungweisenden Impulsen und konstruktiver Kritik in hohem Maße beigetragen hat.

Ebenso möchte ich mich bei Herrn Dr. R. Radtke bedanken, der mich seit meinen ersten Kontakten zum Institut begleitet hat. Seine Anregungen in unseren zahlreichen Diskussionen waren für mich äußerst wertvoll.

Herrn Dr. G. Lieder bin ich sehr dankbar für seine Arbeit, mit der er die Divertorspektroskopie an ASDEX Upgrade ermöglicht hat. Darüberhinaus möchte ich mich bei ihm, wie auch bei Herrn Dr. St. Hirsch, für die freundschaftliche Zusammenarbeit am Divertorspektrometer bedanken. Mein Dank gilt auch den weiteren Mitarbeitern, die durch ihr Engagement bei Aufbau, Betrieb und Reparatur dieser Anlage wesentlich zum Gelingen der Experimente dieser Arbeit beigetragen haben.

Dem ASDEX Upgrade Team bin ich für die Durchführung der Experimentkampagnen und die Bereitstellung vielfältiger grundlegender Daten über die Entladungen dankbar.

Abschließend möchte ich die Unterstützung durch Diskussionen mit zahlreichen Mitarbeitern in Berlin und Garching dankend erwähnen. Diese offene und kollegiale Atmosphäre war für mich sehr angenehm und meiner Arbeit äußerst förderlich.

Lebenslauf

Bernhard Napiontek

geboren am 7. Juli 1966 in Berlin

verheiratet

Schulbildung

9/73 – 8/83 zehnklassige Polytechnische Oberschule in Berlin
9/83 – 8/85 Speziialschule für Mathematik und Physik an der
Humboldt-Universität zu Berlin
Abiturnote «sehr gut»

Wehrdienst

11/85 – 4/87

Studium

9/87 – 12/92 Physikstudium an der Humboldt-Universität zu Berlin
Diplomarbeit zum Thema „Untersuchungen an HF-Plasmen
mit Langmuirsonden“
Prädikat des Diploms «sehr gut» (1,3)
6/90 – 7/90 Fortbildungskurs „Physikalische Grundlagen des Low Pressure
Plasma Processing“ und Praktikum zur Plasmadiagnostik mit
Langmuirsonden an der Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald
7/91 Aufnahme in die Studienstiftung des Deutschen Volkes
10/91 Ferienkurs Plasmaphysik des Max-Planck-Instituts für
Plasmaphysik in Garching bei München

03 – 05

Vortrag auf den Frühjahrestagungen Plasmaphysik der DPG