

Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen
hochionisierter Rydberg-Atome
am Experiment ASDEX

Joachim V. Hofmann

Joachim V. Hofmann
IPP III/141

IPP III/141

Januar 1989



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

**Spektroskopische Analyse von Umladungsprozessen
hochionisierter Rydberg-Atome
am Experiment ASDEX**

Joachim V. Hofmann

IPP III/141

Januar 1989

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigten Dissertation.

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.

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3

**SPEKTROSKOPISCHE ANALYSE VON UMLADUNGSPROZESSEN
HOCHIONISIERTER RYDBERG-ATOME
AM EXPERIMENT ASDEX**

Joachim V. Hofmann
IPP III/141

In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals ladungsaustausch-angeregte Übergänge hochionisierter Rydbergzustände im Sichtbaren und UV von Krypton und Schwefel am Tokamak ASDEX absolut gemessen und mit theoretischen Modellrechnungen verglichen. Die Messungen erlauben die Schlußfolgerung, daß vollionisierte metallische Verunreinigungen (Fe, Ni, ...) in reaktornahen Fusionsanlagen mit Hilfe der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopie (CXRS) bis zu Konzentrationen von ≥ 0.1 % der Elektronendichte nachgewiesen werden können. Ferner wurden aus der Untersuchung der Einflüsse der Feinstrukturaufspaltung, sowie des Zeeman- und Stark-Effekts auf das Linienprofil Auswahlkriterien für eine optimale Ionentemperaturmessung über die Dopplerverbreiterung abgeleitet.

Die Dissertation wurde am 6.10.1988 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 9.11.1988 angenommen.

Gliederung

1. Einleitung.
2. Überblick und historische Entwicklung der CXRS
3. Plasmastrahlungsgleichgewichte:
 - 3.1 Globales thermodynamisches Gleichgewicht
 - 3.2 Lokales thermodynamisches Gleichgewicht
 - 3.3 Korona Ionisations-Gleichgewicht
 - 3.4 Korona Besetzungs-Gleichgewicht
4. Grundlagen der Ladungsaustauschprozesse:
 - 4.1 Theoretische Modelle und ihre Gültigkeitsbereiche
 - 4.2 Das klassische Modell des Ladungsaustauschs
 - 4.3 Charakteristika des Wirkungsquerschnitts σ_{cx}
 - 4.4 Daten für die Rechnungen
5. Hochangeregte Zustände im Plasma
 - 5.1 Dominante Prozesse
 - 5.2 Kaskadenprozesse und effektive CXR-Raten
 - 5.3 Die rekursive Berechnung der Ratenkoeffizienten
 - 5.4 Die theoretischen CXR-Wirkungsquerschnitte
 - 5.5 Die Berechnung der Grundzustandsdichte
6. Experimente am ASDEX-Tokamak
 - 6.1 Experimenteller Aufbau
 - 6.2 Vermessung der CXRS-Geometrie
 - 6.3 Durchführung der Experimente
 - 6.4 Eichungen und Fehlerbetrachtung
7. Neutralinjektionsheizung
 - 7.1 Ionenquelle und Strahlsystem
 - 7.1.1 Neutralisation und Reionisation
 - 7.1.2 Targetdicke im Torus
 - 7.2 Die Wirkungsquerschnitte für H_{α} -Emission
 - 7.3 Messungen und Auswertung
 - 7.4 Ergebnis: Energie und Speziesmix

8. Experimentelle Ergebnisse

8.1 Identifikation von CXR-Linien

8.2 Linienintensitäten für Krypton und Schwefel

8.3 Vergleich mit der Theorie: Ratenkoeffizienten, Intensitäten und Besetzungen

8.4 Beiträge der Feinstrukturkomponenten

8.5 Iontemperaturen für Krypton und Schwefel

8.6 Plasmarotation und Iontemperatur für Sauerstoff

9. Zusammenfassung der Ergebnisse

10. Anhang

A Geometrische Daten des Experiments

B CXR-Linien

1. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden Strahlungsübergänge aus hochangeregten, hochionisierten Ionen untersucht, wie sie in einem heißen Fusionsplasma (~ 10 Mio. Grad) vorkommen. Der atomphysikalische Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und Ratenkoeffizienten für Ladungsaustausch-Rekombination derartiger Ionen. Daran anschließend wird dargestellt, wie die Kenntnis dieser atomphysikalischen Größen zur Plasmadiagnostik - nämlich zur Bestimmung von Verunreinigungskonzentrationen und Iontemperaturen - Anwendung findet. Die Einleitung versucht in kompakter Form die atomphysikalische und diagnostische Problematik zu umreißen. Der einführende Abschnitt über die Fusion und den Aufbau eines Tokamaks, der sich anschließt, kann vom Leser mit plasmaphysikalischen Kenntnissen übersprungen werden. Die Gliederung des Hauptteils der Arbeit ist auf Seite 12 dargestellt.

Bei den Ionen handelt es sich einerseits um natürliche Verunreinigungen wie Sauerstoff und Kohlenstoff. Für weitergehende Untersuchungen wurden zusätzlich Krypton- und H_2S -Gas in die Plasmaentladung eingeblasen. Die Verunreinigungen werden im Plasma je nach Temperatur sehr hoch ionisiert. Bei 10 Mio. Grad sind Kohlenstoff und Sauerstoff im Plasmamainern vollständig ionisiert. Schwefel liegt bei dieser Temperatur vor allem im Helium-artigen Zustand, $^{16}S^{14+}$, vor, während Krypton hauptsächlich im Neon-artigen Zustand, $^{36}Kr^{26+}$, vorkommt (vgl. Kap. 6, 8).

Ladungsaustausch-Reaktionen entstehen nun beim Stoß dieser hochgeladenen Ionen mit neutralen Wasserstoff- oder Deuteriumatomen, die in unserem Fall von den Neutralinjektoren für die Plasmaheizung stammen. Ein Elektron, das beim Ladungsaustausch von dem Neutralteilchen auf das hochgeladene Ion übergeht, wird in hochangeregte Orbitale eingefangen, und es entstehen sogenannte "Rydbergzustände" mit einem inneren, meist abgeschlossenen Elektronenrumpf, und einem äußeren Elektron. Im Falle leichter Ionen erfolgt der Einfang durch ein vollständig ionisiertes Ion der Ladung Z . Für schwerere Ionen ist dagegen die für den Ladungsaustausch relevante Ionen-Ladungszahl Z kleiner als die Kernladungszahl.

Aufgrund der Energie- und Drehimpulserhaltung des ausgetauschten Elektrons besitzt die Ladungsaustausch-Reaktion einen resonanzartigen Charakter. Die bevorzugt besetzten Hauptquantenzahlen lassen sich aus der Ladungszahl Z der Ionen abschätzen zu $n_{res} \approx Z^{3/4}$. Die Verteilung um dieses resonante Niveau ist von der Stoßenergie und damit von der Geschwindigkeit der Neutralteilchen abhängig (vgl. Kap. 4).

Die so entstandenen Zustände zerfallen durch Strahlungskaskaden, wobei hauptsächlich $\Delta n = 1, 2$ -Übergänge auftreten. Für hohe Hauptquantenzahlen n liegen die Übergänge im Sichtbaren und UV und sind dort auch beobachtbar. Der starke Anstieg der Übergangswahrscheinlichkeiten mit der Ladungszahl ($\sim Z^4$) kompensiert nämlich das Anwachsen der Lebensdauer der Niveaus mit der Hauptquantenzahl n ($\sim n^{4.5}$). Ionen mit hoher Ladungszahl sind daher für Untersuchungen im Sichtbaren und UV gut geeignet, denn auch die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch skalieren näherungsweise mit Z [1]. Ein typischer Kaskadenzerfall ist in der Abb. 1.1 am Beispiel des wasserstoffähnlichen Sauerstoffs O^{7+} dargestellt.

Das große Interesse am sichtbaren Spektralbereich hat seinen Grund im einfachen apparativen Zugang und der großen Flexibilität durch die Verwendung von Spiegeln, Linsen und Lichtleitern. Die Verwendung von Lichtleitern ist hierbei besonders für Fusionsexperimente mit großen Neutronenproduktionsraten wegen der damit verbundenen radiologischen Probleme von nicht zu unterschätzender Bedeutung. Im Gegensatz zum Röntgen- und VUV-Bereich ist ein beliebig gewinkelter Strahlengang möglich, der eine effektive Abschirmung der Neutronen erlaubt. Ferner können Lichtleiter von über 100 m Länge benutzt werden, so daß die Spektrometer hinter einer biologischen Abschirmwand betrieben werden können. Hinzu kommt, daß die Linien im Sichtbaren und UV aufgrund ihrer starken Verbreiterung durch den Dopplereffekt, dem dominierenden Verbreiterungsmechanismus in diesen Plasmen, leicht zu identifizieren sind. Die Spektroskopie solcher Übergänge bezeichnet man mit Ladungsaustausch-Rekombinations-Spektroskopie, kurz CXRS genannt (Charge Exchange Recombination Spectroscopy).

Mit Hilfe der Ladungsaustausch-Spektroskopie sind die für die Fusion ganz wesentlichen Plasmaparameter der Iontemperatur, der Verunreinigungskonzentration und der effektiven Ladung des Plasmas meßbar. Dabei ist ganz wesentlich, daß die CXRS als einzige Diagnostik die Messung der Temperatur leichter Verunreinigungen im Plasmazentrum ermöglicht, und diese Messungen im Sichtbaren vorgenommen werden können. Anderen spektroskopischen Methoden ist dagegen nur die elektronenstoßinduzierte Linienstrahlung leichter Verunreinigungen aus der Plasmarandschicht oder schwerer Verunreinigungen aus dem Plasmazentrum zugänglich, wobei diese Strahlung aus niedrigen Zuständen stammt und im VUV bzw. im weichen Röntgengebiet liegt.

Die Verunreinigungskonzentrationen der leichten Ionen im Plasmazentrum können ebenfalls nur mittels CXRS gemessen werden, und sind durch keine

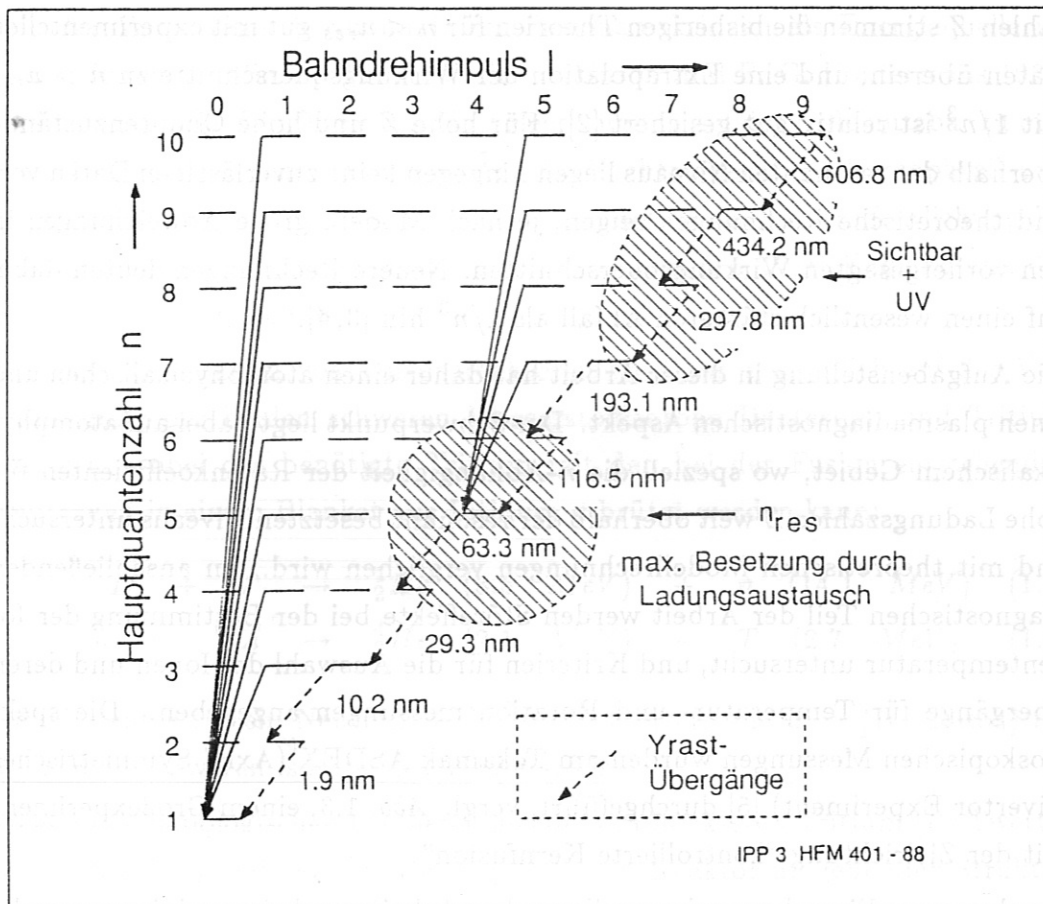


Abb. 1.1: Niveau- und Kaskadendiagramm für H-ähnlichen Sauerstoff O^{7+} : Die Kaskaden links sind die Resonanzübergänge der Lyman-Serie. Die Serie in der Mitte ist ein Beispiel für die wahrscheinlichsten Übergänge zwischen hoch $n, l = 5$ Zuständen ($n, l \rightarrow n' = l, l' = l - 1$). Gestrichelter Kreis: resonante Zustände, die hauptsächlich durch CXR besetzt werden. Gestrichelte Ellipse: sichtbare und UV-Übergänge. Gestrichelte Pfeile: sog. Yrast-Übergänge aus Zuständen mit maximalem Drehimpuls l .

andere Diagnostik direkt zugänglich. Bei der Bestimmung der effektiven Ladung des Plasmas, $Z_{eff} = \sum_i Z_i^2 \cdot n_i / \sum_i Z_i \cdot n_i$, ermöglicht die CXRS die lokale Bestimmung der verschiedenen Anteile einzelner Ionen an der gesamten effektiven Ladung, die z.B. aus der Bremsstrahlung oder der Leitfähigkeit des Plasmas bestimmt werden kann. Für diese diagnostischen Anwendungen ist die Ladungsaustausch-Spektroskopie daher von erheblicher Bedeutung.

Im Zusammenhang mit den angesprochenen Meßverfahren treten jedoch wichtige atomphysikalische Fragestellungen bezüglich der Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten für die Ladungsaustausch-Rekombination auf. Dabei ist vor allem der Bereich hoher Hauptquantenzahlen wegen der daraus resultierenden Übergänge im Sichtbaren von großem Interesse. Für niedrige Ladungs-

zahlen Z stimmen die bisherigen Theorien für $n < n_{res}$ gut mit experimentellen Daten überein, und eine Extrapolation der Wirkungsquerschnitte zu $n > n_{res}$ mit $1/n^3$ ist relativ gut gesichert [2]. Für hohe Z und hohe Quantenzustände oberhalb der resonanten Niveaus liegen hingegen keine zuverlässigen Daten vor, und theoretische Rechnungen zeigen, je nach Modell, große Abweichungen in den vorhergesagten Wirkungsquerschnitten. Neuere Rechnungen deuten dabei auf einen wesentlich stärkeren Abfall als $1/n^3$ hin [3, 4].

Die Aufgabenstellung in dieser Arbeit hat daher einen atomphysikalischen und einen plasmadiagnostischen Aspekt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf atomphysikalischem Gebiet, wo speziell die n -Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten für hohe Ladungszahlen Z weit oberhalb der resonant besetzten Niveaus untersucht und mit theoretischen Modellrechnungen verglichen wird. Im anschließenden diagnostischen Teil der Arbeit werden Störeffekte bei der Bestimmung der Iontemperatur untersucht, und Kriterien für die Auswahl der Ionen und deren Übergänge für Temperatur- und Rotationsmessungen angegeben. Die spektroskopischen Messungen wurden am Tokamak ASDEX (Axial Symmetrisches Divertor Experiment) [5] durchgeführt, vergl. Abb. 1.3, einem Großexperiment mit der Zielrichtung "kontrollierte Kernfusion".

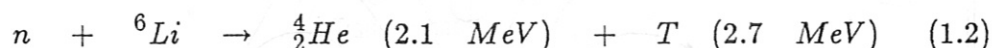
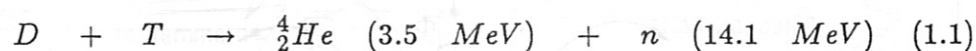
Zur besseren Einordnung der vorliegenden Arbeit erscheinen einige generelle Erläuterungen zur Plasmaphysik sowie zum Problem der kontrollierten Kernfusion angebracht.

Die Anfänge der Plasmaphysik entwickelten sich aus dem Studium dünner ionisierter Gase, wie sie in den Sternatmosphären und in Entladungsröhren vorliegen. Heizt man ein Gas auf sehr hohe Temperaturen auf, so werden die Elektronen der Atomhülle durch Ionisation von den Kernen abgetrennt. Das entstehende quasineutrale Gas geladener und neutraler Teilchen mit kollektivem Verhalten bezeichnet man allgemein als Plasma.

Der Begriff "Plasma" wurde von Langmuir im Jahre 1928 im Zusammenhang mit dem Studium von Oszillationen in ionisierten Gasen eingeführt [6]. Das Plasma kann als eigener Aggregatzustand angesehen werden, der sich durch die elektrische Ladung von einem normalen Gas unterscheidet. Aufgrund dieser Ladung kann ein Plasma durch elektrische und magnetische Felder beeinflusst werden. Jedes geladene Teilchen im Plasma ist von einer Wolke entgegengesetzter Ladungen umgeben, die es abschirmt. Charakteristisch ist ferner das schon erwähnte kollektive Verhalten, wie es sich in den von Langmuir vorhergesagten Plasmaschwingungen zeigt. Es resultiert aus den langreichweitigen Coulombkräften zwischen den Elektronen und Ionen.

Seit der Vorhersage thermonuklearer Fusionsreaktionen als Energiequelle im heißen Innern der Sonne durch R. d'E. Atkinson und F. G. Houtermans 1929, versucht man die Kernfusion zur Energieerzeugung auf der Erde nutzbar zu machen [7]. Der Beginn der modernen Ära der Hochtemperatur-Plasmaphysik und der kontrollierten Kernfusion war gekennzeichnet durch die Veröffentlichung der bis dahin geheimgehaltenen Forschungsarbeiten in den USA, England und der UdSSR im Jahre 1958 [6].

Die erste Generation von Fusionsreaktoren wird voraussichtlich auf der Verschmelzung der beiden schweren Wasserstoffisotope Deuterium und Tritium basieren, wobei das benötigte Tritium mit den bei der Fusion entstehenden Neutronen in einem Blanket aus Lithium erbrütet werden kann:



Dabei steht n für ein Neutron, $D = {}^2_1H$ (Deuteron) und $T = {}^3_1H$ (Triton) für die beiden schweren Isotope des Wasserstoffs.

Wegen der radiologischen Probleme mit dem radioaktiven Tritium (Halbwertszeit 12.3 Jahre) und der Aktivierung der einen Reaktor umgebenden Struktur durch die schnellen Neutronen werden bisher für die Untersuchung der grundlegenden Probleme nur Wasserstoff- und Deuteriumplasmen benutzt.

Damit die Reaktionen (1.1) und (1.2) stattfinden können, müssen die positiv geladenen Kerne hohe Energien haben, um die Coulombbarriere der gegenseitigen Abstoßung zu überwinden. Der Wirkungsquerschnitt σ für die D-T Reaktion steigt steil mit der Energie an und erreicht in der Nähe von 100 keV sein Maximum*. In einem Plasma mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung und einer Temperatur von etwa 20 keV können diese Energien von schnellen Teilchen im hochenergetischen Schwanz der Verteilung erreicht werden.

Zur Energieerzeugung mittels Kernverschmelzung sind neben hohen Temperaturen noch bestimmte Bedingungen für die Energieeinschlußzeit τ_E und die Dichte n des Plasmas zu erfüllen. Für eine Zündung des Plasmas muß der Energiegewinn durch Fusion größer sein als die Energieverluste durch Abstrahlung und Wärmetransport. Diese Bedingungen verknüpft das "Zündkriterium", das besagt, daß das Produkt $n\tau_E$ einen Mindestwert von etwa $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ für die D-T Reaktion überschreiten muß, um bei Temperaturen um 20 keV eine Zündung eines verunreinigungsfreien Plasmas zu ermöglichen [8].

*1 keV entspricht einer Temperatur von etwa 11.6 Mio. Kelvin

Um hohe Werte für $n\tau_E$ zu erreichen und das heiße Plasma von den Wänden des Gefäßes fernzuhalten, muß es immateriell eingeschlossen werden. Dazu gibt es zwei Möglichkeiten: den Trägheitseinschluß [9–11], auf den hier nicht näher eingegangen werden soll, und den Einschluß mit Hilfe von Magnetfeldern. Beim magnetischen Einschluß bewegen sich die geladenen Teilchen auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien. Die Dichten liegen hier im Bereich von 10^{20} m^{-3} . Um Endverluste zu vermeiden, die bei linearen Anordnungen große Probleme bereiten, benutzt man ringförmige Anordnungen. Man spricht dann von einem magnetischen Torus. Derzeit werden hauptsächlich das Konzept des Stellarators [12] und des Tokamak [13] untersucht.

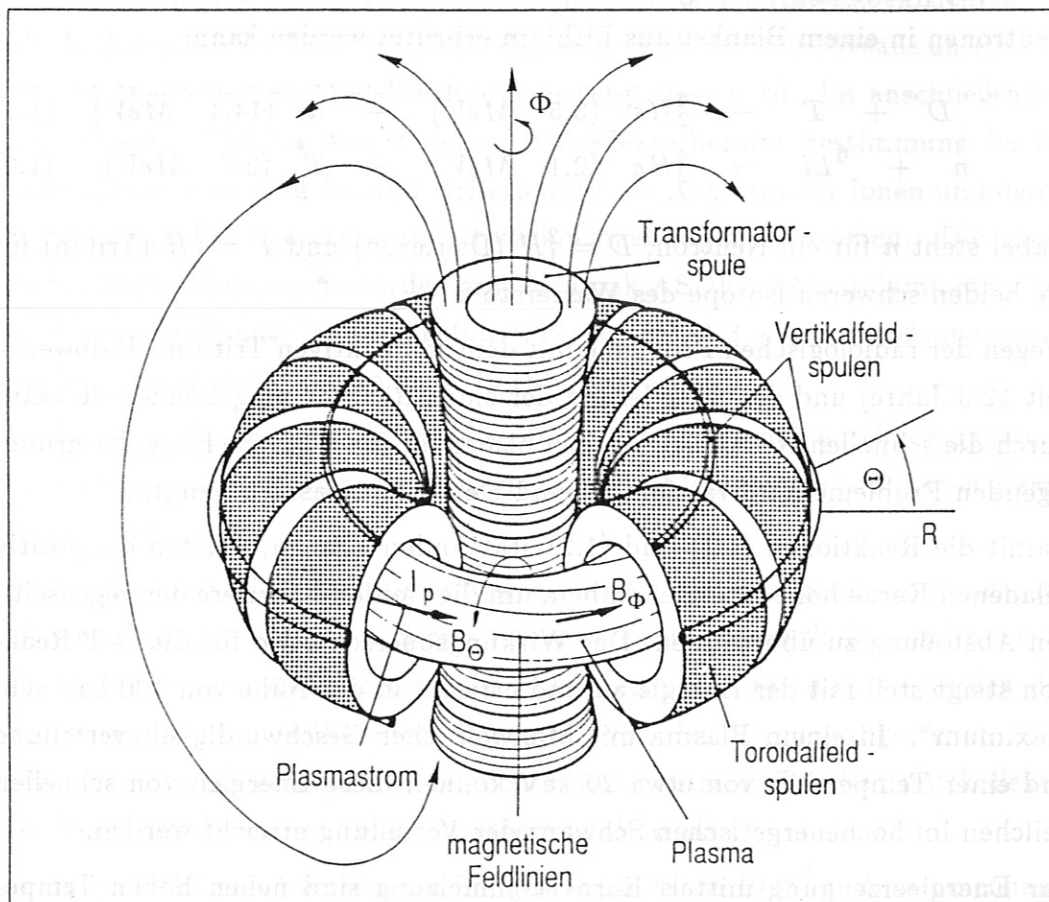


Abb. 1.2: Das Tokamak-Prinzip: B_Φ ist das toroidale Feld der großen Hauptfeldspulen, B_Θ das poloidale Feld des Plasmastroms I_P , der im Plasma induziert wird. B_Φ und B_Θ erzeugen helikal verschraubte Feldlinien. Die toroidalen Vertikalfeldspulen dienen zur Lagestabilisierung des Plasmas. Die ASDEX-Parameter sind: Radius der Plasmaachse $R_0 = 1.65 \text{ m}$, Plasmaradius $a = 0.40 \text{ m}$, induzierter Strom $I_P \leq 500 \text{ kA}$, Toroidalfeld $B_\Phi \leq 2.8 \text{ T}$.

Beim Tokamak wird im Plasma ein Strom induziert, der zum Aufbau des unverzichtbaren poloidalen Magnetfeldes B_Θ dient. Zusammen mit dem toroidalen

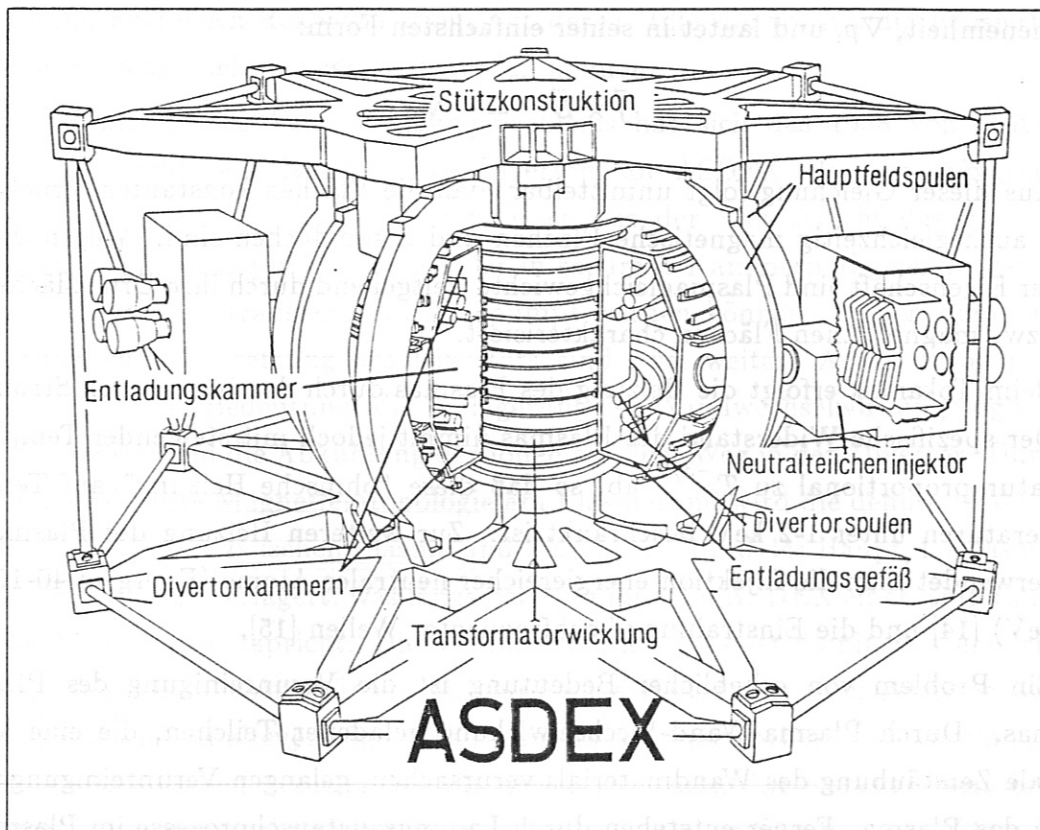


Abb. 1.3: Das ASDEX-Tokamak-Experiment: Zentrale Säule mit der Transformatorwicklung, D-förmiges Vakuumgefäß mit der Plasmahauptkammer in der Mitte und den Divertorkammern oben und unten. Die großen D-förmigen Spulen erzeugen das Toroidalfeld B_Φ . Rechts und links die beiden Neutralteilcheninjektoren.

Magnetfeld B_Φ , das durch einen Satz D-förmiger Hauptfeldspulen erzeugt wird, bewirkt es eine helikale Verschraubung der Magnetfeldlinien im Torus. In einem Tokamak ist B_Φ etwa um einen Faktor 10 größer als B_Θ . Ein zusätzliches vertikales Magnetfeld, das durch toroidale Spulen erzeugt wird, dient zur Lagestabilisierung des Plasmas, Abb. 1.2.

Durch die Verschraubung der magnetischen Feldlinien entstehen ineinandergeschachtelte "magnetische Flächen". Geladene Teilchen bewegen sich nun im Plasma längs der magnetischen Feldlinien auf diesen Flächen und sind so an diese gebunden. Diese Eigenschaft ist die Grundlage des magnetischen Einschlusses. Im Idealfall ist der Teilchentransport senkrecht zu diesen Flächen null. Aufgrund von Stößen und Instabilitäten tritt jedoch auch ein Transport senkrecht zum Magnetfeld auf, der den Einschluß begrenzt.

Die Gleichgewichtsbedingung für ein Plasma ergibt sich aus der Balance der magnetischen Kraft pro Volumeneinheit, $\vec{j} \times \vec{B}$, und der Druckkraft pro Volu-

meneinheit, ∇p , und lautet in seiner einfachsten Form:

$$\vec{j} \times \vec{B} = \nabla p$$

Aus dieser Gleichung folgt unmittelbar, daß die Flächen konstanten Druckes p auch gleichzeitig magnetische Flächen und Stromflächen sind. Wegen dieser Eigenschaft sind Plasmagleichgewichte weitgehend durch ihre Druckflächen bzw. magnetischen Flächen charakterisiert.

Beim Tokamak erfolgt die Heizung des Plasmas durch den induzierten Strom. Der spezifische Widerstand des Plasmas nimmt jedoch mit steigender Temperatur proportional zu $T_e^{-3/2}$ ab, so daß diese "ohmsche Heizung" auf Temperaturen unter 1-2 keV beschränkt ist. Zur weiteren Heizung des Plasmas verwendet man die Injektion energiereicher neutraler Atome (Energien 40-100 keV) [14] und die Einstrahlung hochfrequenter Wellen [15].

Ein Problem von erheblicher Bedeutung ist die Verunreinigung des Plasmas. Durch Plasma-Wand-Wechselwirkung geladener Teilchen, die eine lokale Zerstäubung des Wandmaterials verursachen, gelangen Verunreinigungen in das Plasma. Ferner entstehen durch Ladungsaustauschprozesse im Plasma hochenergetische Neutrale, die nicht mehr durch das Magnetfeld eingeschlossen werden. Diese bombardieren die Wand und sind die Hauptursache für die Erosion von Metallen. Die leichten Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff werden durch Desorption von den Wänden freigesetzt. Die Verunreinigungen erhöhen die vom Plasma nach außen abgestrahlte Leistung und erniedrigen dessen Temperatur und somit die Fusionsausbeute. Bei einem Elektron-Ion-Stoß wird das Elektron beschleunigt und emittiert Bremsstrahlung. Außerdem tritt Rekombinationsstrahlung auf und insbesondere Linienstrahlung der nicht vollständig ionisierten Verunreinigungen. Diese Energieverluste sind beispielsweise bei einer Verunreinigungskonzentration von einem Prozent Eisen schon so hoch, daß eine Zündung des Plasmas nicht mehr möglich ist [16]. Leichte Verunreinigungselemente ($Z \leq 10$) stellen dagegen weniger ein Strahlungsproblem dar, können aber bei Konzentrationen von $\geq 5\%$ das D-T-Gemisch so stark verdünnen, daß die Zündung ebenfalls erheblich erschwert wird.

In den heutigen Tokamaks wie ASDEX kommen leichte Atome über den Plasmaquerschnitt in allen Ionisationsstufen vor. Im heißen Plasmazentrum aber, mit Temperaturen oberhalb von 1 keV, liegen sie vollständig ionisiert z.B. als C^{6+} und O^{8+} vor. Da sie aufgrund fehlender Linienstrahlung keine charakteristische Signatur mehr zeigen, sind sie somit spektroskopisch nicht unmittelbar nachzuweisen. Daraus erklärt sich die große Bedeutung der eingangs erwähnten

Ladungsaustausch-Rekombination, mit deren Hilfe die vollständig ionisierten Atome wieder sichtbar gemacht werden können.

Zur Kontrolle des Verunreinigungsproblems hat sich das 1958 von Spitzer [17] vorgeschlagene Konzept des Divertors an ASDEX als sehr erfolgreich erwiesen, Abb. 1.3. Dabei werden Ionen aus der Randschicht des Plasmas durch Veränderung der Magnetfelder in separate Kammern abgelenkt, wo sie sehr effektiv neutralisiert und abgepumpt werden können. Neben dieser ursprünglichen Zielsetzung des Divertors sind zwei weitere Aspekte von ganz entscheidender Bedeutung: die Verlagerung der Wandwechselwirkung weg vom Plasmarand und die Abkühlung der Ionen auf dem Weg in den Divertor. Durch die modifizierte Magnetfeldtopologie am Plasmarand wird die definierte Wechselwirkungszone zwischen Plasma und Wand vom Rand des Hauptplasmas weg in den Divertor verlagert, was längs der Feldlinien an ASDEX einer Entfernung von 15 Metern entspricht. Die Verunreinigungsquelle ist damit weit entfernt. Die Wahrscheinlichkeit für ein Ion zurück ins Hauptplasma zu gelangen wird durch das Rückhaltevermögen des Divertors [18] beschrieben. Untersuchungen an ASDEX haben gezeigt, daß für niedrige Dichten das Rückhaltevermögen etwa 1 und damit sehr gering ist. Für hohe Dichten können dagegen Werte bis zu 100 erreicht werden. Der Abkühlungsprozeß der Ionen auf dem Weg in den Divertor ist für die Energiefreisetzung beim Auftreffen auf die Prallplatten und die Zerstäubungsrate sehr wesentlich. Während nämlich im Plasma hochenergetische Ionen geringer Dichte vorliegen, kommt es auf dem Weg in den Divertor bei Stößen mit dem Neutralgas zu Nachionisationen, die die Dichte erhöhen und die Temperatur des Divertorplasmas bis auf 10 eV an den Prallplatten erniedrigen. Aufgrund dieser niedrigen Temperatur ist die Materialerosion an den Prallplatten sehr niedrig.

Strahlung kann somit einerseits ein wichtiger Energieverlustmechanismus von Fusionsplasmen sein. Andererseits ist die Spektroskopie dieser Strahlung jedoch auch eine wichtige Diagnostik zur Bestimmung von Plasmaparametern und zur Untersuchung des Verunreinigungstransportes und der atomaren Prozesse im Plasma [19]. Speziell zur Identifikation von Verunreinigungen und zur Bestimmung ihrer Konzentrationen gibt es neben der Spektroskopie keine alternative Diagnostik. Die Untersuchung von hochangeregten, hochionisierten Zuständen ist daher nicht nur von akademischem Interesse, sondern auch eine wesentliche Erweiterung dieser diagnostischen Möglichkeiten.

Im folgenden Kapitel soll ein kurzer Überblick über die Ladungsaustausch-Spektroskopie gegeben werden. Daran anschließend werden im Kapitel 3 die thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen zusammengestellt, die die

Grundlage für die Verteilung der besetzten Zustände im Plasma bilden. In Kapitel 4 werden die theoretischen Grundlagen der Ladungsaustauschprozesse dargestellt und in Kapitel 5 die Besetzung hochangeregter Zustände im Plasma im Detail behandelt. Es wird ein Computer-Code von H. P. Summers [4] vorgestellt, mit dem Modellrechnungen zu den experimentell betrachteten Systemen durchgeführt wurden. In Kapitel 6 werden die Experimente an ASDEX und in Kapitel 7 die Messung der Leistungsanteile an einem der ASDEX-Neutralinjektoren beschrieben. In Kapitel 8 sind die experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Abschließend werden dann in Kapitel 9 ab Seite 90 die Resultate zusammengefaßt.

2. Überblick und historische Entwicklung der CXRS

Ladungsaustausch zwischen schnellen Wasserstoff- oder Deuteriumionen mit thermischen Neutralen ist ein seit langem bekannter Verlustmechanismus von Teilchen in magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Die Energieanalyse dieser aus dem Plasma herausfliegenden Ladungsaustausch-Neutralen ist auch die am weitesten verbreitete Methode zur Bestimmung von Ionentemperaturen [20]. Das Verfahren kann sowohl passiv als auch aktiv, d.h. unter Verwendung eines Diagnostik-Atomstrahls, durchgeführt werden. Die spektroskopische Untersuchung von Umladungsprodukten ist dagegen erst durch die Verwendung hochenergetischer Neutralstrahlen großer Leistung (> 1 MW), die genügend Neutraldichte im Plasma erzeugen, ermöglicht worden. Während sich die Neutralteilchenanalyse auf Wasserstoff und Deuterium beschränkt, sind der Spektroskopie prinzipiell alle Atome in ihren verschiedenen Ionisationsstufen zugänglich.

Über erste Beobachtungen von CXR berichteten 1977 R. C. Isler [21] an ORMAC und 1979 V. V. Afrosimov et al. [22] am T-4-Tokamak. Isler untersuchte erstmals Übergänge von O^{7+} während der Injektion hochenergetischer Wasserstoffatome und interpretierte den starken Anstieg der Intensität der O^{7+} -Balmer- α Linie als Folge eines Ladungstransfers vom Wasserstoff in angeregte Zustände von O^{7+} . Afrosimov und Mitarbeiter untersuchten Übergänge an C^{5+} und bestimmten aus der Intensität der C^{5+} -Lyman- α Linie die Kohlenstoffkonzentration im Plasmazentrum.

Der Begriff "Ladungsaustausch-Rekombination" wurde 1980 von Hulse und Mitarbeitern [23] eingeführt, die Modellrechnungen zur relativen Häufigkeit verschiedener Elemente und von Strahlungsverlusten durch CXR während Neutralinjektion durchführten.

Weitere Untersuchungen lokaler Verunreinigungsdichten und von Transportvorgängen wurden von Zimov'ev et al. [24] am T-10, Isler et al. [25] an ISX-B und Fonck et al. [26] an PDX durchgeführt. Zimov'ev et al. verwendeten einen speziellen Wasserstoff-Diagnostikstrahl, der nicht zur Plasmaheizung diente, und bestimmten erstmals radiale Verteilungen von O^{7+} aus der Lyman- α Strahlung. Isler et al. beobachteten unter Verwendung der Neutralinjektionsheizung Übergänge von O^{7+} bis zu Hauptquantenzahlen $n = 5$ und bestimmten die Konzentration der vollionisierten Spezies O^{8+} . Die beobachteten Intensitäten zeigten gute Übereinstimmung mit Modellrechnungen. Fonck et al. bestimmten mit einem gepulsten Diagnostikstrahl radiale Profile von vollständig ionisiertem Sauerstoff und Kohlenstoff und fanden gute Übereinstimmung mit einem einfachen diffusiven Transportmodell.

Ionentemperaturen und Plasmarotation wurden von R. Fonck et al. [27] an PDX und Isler und Murray [28] an ISX-B aus der Dopplerverbreiterung und Dopplerverschiebung von He^+ und O^{7+} Übergängen im VUV ermittelt.

Eine wichtige Anwendungsmöglichkeit von CXRS als Diagnostik der bei der Fusion entstehenden 3.5 MeV- α -Teilchen wurde von Post et al. [29] diskutiert. Um diese schnellen α -Teilchen in einem Plasma mittels Ladungsaustausch-Spektroskopie nachweisen zu können, sind jedoch extrem hohe Strahlenergien von ~ 880 keV/amu, verglichen mit 20-100 keV/amu an heutigen Tokamaks, notwendig.

Isler und Langley [30] verwendeten CXR-Übergänge von C^{5+} , N^{6+} und O^{8+} im VUV zur Relativeichung von Grazing Incidence Spektrometern.

Carolan et al. [2] und Fußmann et al. [31] identifizierten an ASDEX im Spektralbereich zwischen 100 Å und 7000 Å zahlreiche CXR-Übergänge, untersuchten deren charakteristische Zeitentwicklung während der Neutralinjektion und ermittelten absolute Konzentrationen für Sauerstoff O^{7+} und Kohlenstoff C^{5+} . Anhand der gemessenen Intensitäten konnten Aussagen über die CX-Wirkungsquerschnitte gemacht werden.

Neuere diagnostische Anwendungen von CXRS wurden veröffentlicht von Duvall et al. [32] (DITE), Gröbner et al. [33] (D-III), Hacker et al. [34] (W-VIIA), Carolan et al. [2] (ASDEX), v. Hellermann et al. [35] und Boileau et al. [36] (JET). Vor allem in der Gruppe von v. Hellermann [37] an JET ist die CXRS-Diagnostik in einer sehr fortgeschrittenen Ausbaustufe und wird im Sichtbaren routinemäßig zur Messung von Ionentemperaturen, Plasmarotationsgeschwindigkeiten und Z_{eff} , der effektiven Ladungszahl des Plasmas, eingesetzt.

Insgesamt kann man sagen, daß die diagnostischen Möglichkeiten der CXRS noch nicht ausgeschöpft und die Entwicklungen noch voll im Fluß sind.

3. Plasmastrahlungsgleichgewichte

Mißt man Linienstrahlung aus einem Plasma mit einem Spektrometer, so gilt für die Intensität längs eines Sehstrahls durch das Plasma (Linien-Intensität) bei isotroper Emission:

$$I_{ki} = \frac{1}{4\pi} \cdot h\nu_{ki} \cdot \int A_{ki} n_i \, dl \quad (3.1)$$

Dabei ist I_{ki} die Intensität in $\text{Wm}^{-2}\text{sterad}^{-1}$, n_i die Dichte der angeregten Zustände pro Volumeneinheit und A_{ki} die Übergangswahrscheinlichkeit für den betrachteten Übergang $i \rightarrow k$ pro Sekunde. Die Besetzung n_i der angeregten Zustände und der Ionisationszustände im Plasma wird dabei von seinem thermodynamischen Zustand und dem sich einstellenden Gleichgewicht bestimmt. Würde in einem Plasma thermodynamisches Gleichgewicht herrschen, so würden infolge von Absorption und Reemission alle Linien überlappen und die abgegebene Strahlung die Kontinuumsstrahlung eines schwarzen Körpers sein. Ein mittelgroßer Tokamak wie ASDEX würde dann nach dem Stefan Boltzmann'schen Gesetz die ungeheure Leistung von etwa 0.1 % der Sonnenleistung abstrahlen. In einem Tokamak müssen daher enorme Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht vorliegen. Im folgenden beschreiben wir daher in Kürze, wie sich die Abweichungen vom vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht mit abnehmender Elektronendichte vollziehen.

3.1. Globales thermodynamisches Gleichgewicht

Im globalen thermodynamischen Gleichgewicht ist das Plasma allein durch seine Temperatur und Dichte charakterisiert. Die Dichte ist so hoch angenommen, daß das gesamte System vollständig stoßbestimmt ist. Die Temperatur ist durch eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen definiert:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (3.2)$$

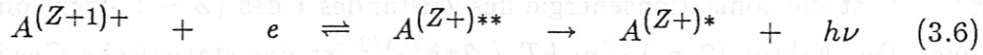
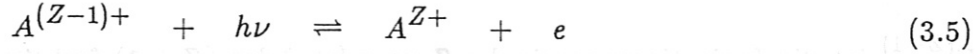
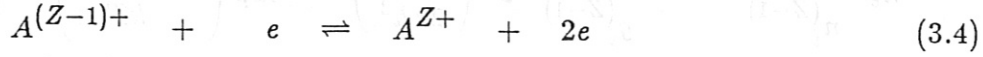
Im thermodynamischen Gleichgewicht treten keine Gradienten auf. Die Strahlung wird durch das Planck'sche Gesetz beschrieben:

$$L_{\lambda,s}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi\Omega_0} \cdot \frac{1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (3.3)$$

mit der spektralen Strahlungsdichte $L_{\lambda,s}(\lambda, T)$ (in $\text{W m}^{-3} \text{sterad}^{-1}$) eines schwarzen Körpers der Temperatur T (in K), dem Raumwinkelement $\Omega_0 =$

1 sterad und den beiden Strahlungskonstanten $c_1 = 2\pi c^2 h = 3.7415 \text{ Wm}^2$ und $c_2 = c \cdot h/k = 1.438 \cdot 10^{-2} \text{ mK}$ [38].

Die folgenden Prozesse sind direkt miteinander verknüpft:



Die einzelnen Reaktionen hierbei sind: Elektronenstoß-Ionisation und Dreierstoß-Rekombination, Gl. (3.4), Photo-Ionisation und Strahlungs-Rekombination, Gl. (3.5), sowie Dielektronische Rekombination, gefolgt von Strahlungs-Stabilisierung, und Auto-Ionisation, Gl. (3.6).

Für diese direkt miteinander verknüpften Prozesse gilt das Prinzip der detaillierten Bilanzen, welches besagt, daß die Reaktionswahrscheinlichkeit in beiden Richtungen gleich groß ist.

Die relative Besetzung angeregter Zustände einer Ionensorte zur Gesamtzahl der Ionen n ist gegeben durch den Boltzmann-Faktor:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i}{g} \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (3.7)$$

g_i ist dabei das statistische Gewicht des Zustandes i und g die sogenannte Zustandssumme $g = \sum_i g_i \exp(-E_i/kT)$. E_i ist die Energie des Zustandes i .

Das Ionisationsgleichgewicht zwischen den Grundzuständen der einzelnen Ionisationsstufen ergibt sich aus der Saha-Gleichung [39–40]:

$$n_e \cdot \frac{n^Z}{n^{(Z-1)}} = \frac{g^Z}{g^{(Z-1)}} \cdot 2 \cdot \left(\frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E^{(Z-1)} - \Delta E^{(Z-1)}}{kT}\right) \quad (3.8)$$

$E^{(Z-1)}$ ist die Ionisationsenergie des $(Z - 1)$ -fach ionisierten Zustandes, $\Delta E^{(Z-1)}$ deren Erniedrigung im Plasma, $\Delta E^{(Z-1)} = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \cdot \lambda_D)$, λ_D ist die Debye-Länge, und g^Z und $g^{(Z-1)}$ sind die Zustandssummen.

In der Praxis benutzt man eine etwas speziellere Formulierung dieser Gleichung, die sogenannte Saha-Boltzmann Gleichung, indem man auch angeregte Zustände des Ionisationsszustandes $Z - 1$ mit einbezieht und die Besetzungsdichten auf die Grundzustandsdichte der Ionisationsstufe Z , n_g^Z , bezieht. Anstelle der Zustandssummen benutzt man dann die statistischen Gewichte der betrachteten Niveaus g_g^Z bzw. $g_i^{(Z-1)}$. Für Plasman niedriger oder mittlerer

Dichte kann zudem die Erniedrigung der Ionisationsenergie vernachlässigt werden. Man erhält dann:

$$n_e \cdot \frac{n_g^Z}{n_i^{(Z-1)}} = \frac{g_g^Z}{g_i^{(Z-1)}} \cdot 2 \cdot \left(\frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i^{(Z-1)}}{kT}\right) \quad (3.9)$$

$E_i^{(Z-1)}$ ist die Ionisationsenergie des Zustandes i des $(Z-1)$ -fach ionisierten Ions. Der Faktor $(2/n_e) \cdot (m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$ ist das statistische Gewicht des freien Elektrons.

Wie bereits erwähnt befinden sich magnetisch eingeschlossene Plasmen jedoch nie im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht, da die Dichten dazu viel zu niedrig und die Plasmen für jegliche Strahlung optisch dünn sind, so daß kein Strahlungsgleichgewicht mehr herrscht. Außerdem treten Temperaturgradienten auf, so daß sich nur lokale Gleichgewichte einstellen können.

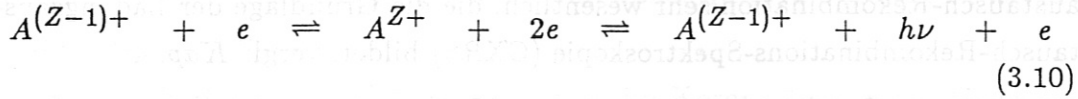
3.2. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht

Im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) ist die Dichte immer noch so hoch, daß das System stoßbestimmt ist und Gl. (3.4) weiterhin lokal gilt. Die typischen Dichten hierfür sind $\geq 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Es treten Gradienten auf, die jedoch hinsichtlich der atomaren Besetzungsverhältnisse vernachlässigbar sind. Andererseits herrscht kein Strahlungsgleichgewicht mehr und das Planck'sche Gesetz (3.3) ist nicht mehr anwendbar. Das Plasma ist optisch dünn und die Strahlungsrekombination ist nicht mehr im Gleichgewicht mit der Photoionisation, Gl. (3.5). Bestimmende Parameter sind die lokale Dichte und die lokale Temperatur. Es gelten dann weiterhin die Maxwellverteilung (3.2), die Boltzmannverteilung (3.7) und die Sahagleichung (3.8).

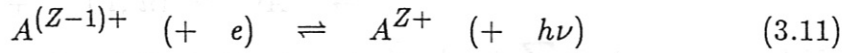
3.3. Korona Ionisations-Gleichgewicht

Werden die Dichten so klein, daß der Prozeß (3.4) nicht mehr im detaillierten Gleichgewicht ist, so treten Abweichungen vom LTE auf. Es kommt dann zu einem Ionisationsgleichgewicht, bei dem lediglich die Summen aller Ionisationsraten mit der Summe aller Rekombinationsraten gleich ist. In der Regel erfordert die Berechnung dieses Gleichgewichts eine numerische Behandlung. Bei extrem niedrigen Dichten vereinfachen sich die Verhältnisse wieder und es stellt sich das sogenannte "Korona Gleichgewicht" ein. Die Bezeichnung deutet auf die Verhältnisse in der Sonnenkorona hin. Hierbei kann man immer noch von einer Maxwellverteilung der Elektronen ausgehen. Wegen der äußerst niedrigen Dichte wird die Dreierstoß-Rekombination, die quadratisch von der

Elektronendichte abhängt, Gl.(3.4), vernachlässigbar. Die Gleichungen (3.4-3.5) können daher für den Fall des Korona Ionisations-Gleichgewichtes durch eine neue Gleichung ersetzt werden:



beziehungsweise in symbolischer Notation



in der sich Elektronenstoß-Ionisation und Strahlungs-Rekombination bilanzieren [41]. An Stelle der Saha-Gleichung (3.8) für die Verteilung der verschiedenen Ionisationsstufen tritt eine Ratengleichung, die einen Ionisationszustand $Z+$ mit den benachbarten Zuständen $(Z-1)+$ und $(Z+1)+$ verbindet:

$$\frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn^Z}{dt} = n^{(Z+1)}\alpha^{(Z+1)} + n^{(Z-1)}S^{(Z-1)} - n^Z(\alpha^Z + S^Z) \quad (3.12)$$

$\alpha^{(Z+1)}$ ist der Ratenkoeffizient für Rekombination vom Zustand $(Z+1) \rightarrow Z$ und S^Z der Ratenkoeffizient für Ionisation von $Z \rightarrow (Z+1)$. Im stationären Zustand erhält man für das Ionisationsgleichgewicht:

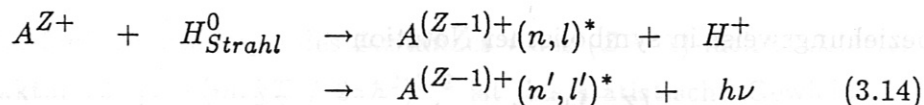
$$\frac{n^Z}{n^{(Z+1)}} = \frac{\alpha^{(Z+1)}}{S^Z} \quad (3.13)$$

Im Gegensatz zum lokalen thermodynamischen Gleichgewicht ist die Besetzung der Ionisationszustände, Gl. (3.13), nun durch atomare Ratenkoeffizienten bestimmt.

Die Strahlungs-Rekombination ist proportional zu $\exp(-E_i/kT)$ und deshalb nur für niedrige kinetische Energien $E_i \leq kT$ der Elektronen effektiv. Außerdem ist hervorzuheben, daß dieser Rekombinationsprozeß bevorzugt in den Grundzustand übergeht, vergl. Abb. 5.2. Die Autoionisation, Gl. (3.6), ist praktisch unabhängig von Z , die Übergangswahrscheinlichkeit aber $\sim Z^4$, so daß für hohe Ladunzzahlen Z in Gl. (3.6) die dielektronische Rekombination mit anschließender Strahlungs-Stabilisierung überwiegt. Bei der dielektronischen Rekombination, deren sehr scharfes Maximum bei sehr hohen Elektronenenergien liegt (z.B. bei Fe^{24+} : $E_{rek} = 4.7 \text{ keV} \pm 0.2 \text{ eV}$), entsteht ein doppelt angeregter Zustand, $A^{(Z+)**}$ durch Anregung eines inneren Elektrons beim Einfang des stoßenden Elektrons. Die Stabilisierung erfolgt durch einen strahlenden Übergang eines der beiden Elektronen [42]. Die dielektronische Rekombination ist besonders bei hochgeladenen Ionen ($Z \geq 15$) und hohen

Temperaturen von Bedeutung. Allerdings liefert sie naturgemäß keinen Beitrag zur Rekombination vollständig ionisierter Atome.

Während der Injektion schneller neutraler Wasserstoffatome wird die Ladungsaustausch-Rekombination sehr wesentlich, die die Grundlage der Ladungsaustausch-Rekombinations-Spektroskopie (CXRS) bildet, vergl. Kap. 4:



Der Austausch erfolgt hier im Stoß eines Ions mit einem neutralen Atom.

In Anwesenheit hochenergetischer neutraler Wasserstoff- oder Deuteriumatome, wie sie bei Zusatzheizung mittels Neutralinjektion vorhanden sind, ist dieser Rekombinationsprozeß dominant und liefert den Hauptbeitrag zum Rekombinations-Ratenkoeffizienten α in Gl. (3.13). Da der Wirkungsquerschnitt für den Ladungsaustausch etwa proportional zu Z skaliert, ist vor allem der Ladungsaustausch mit Verunreinigungsionen von großer Bedeutung.

3.4. Korona Besetzungs-Gleichgewicht

Üblicherweise trennt man das Ionisationsgleichgewicht der Grundzustände von der Besetzung der angeregten Zustände innerhalb eines Ions. Der Grund für eine solche Aufteilung liegt in den verschiedenen Relaxationszeiten zwischen dem sich relativ langsam einstellenden Ionisationsgleichgewicht und den praktisch instantanen Anregungs- und Zerfallsprozessen. Die Zeitkonstante, mit der sich das betreffende Gleichgewicht einstellen kann, wird durch den jeweils schnellsten Prozeß bestimmt. Für das Besetzungsgleichgewicht ist die spontane Emission mit Übergangswahrscheinlichkeiten von $10^{+8} - 10^{+14} \text{ s}^{-1}$ der bestimmende Prozeß. Die Stoßanregungsraten (typisch $< 10^{+6} \text{ s}^{-1}$) bestimmen dagegen nur die Besetzungsdichte der angeregten Niveaus. Die Ionisation eines Atoms durch die verschiedenen Ionisationsstufen erfolgt dagegen durch Elektronenstoß mit einer Zeitkonstanten von Mikrosekunden (für Wasserstoff) bis einigen Millisekunden (für Li-ähnliches Eisen bei $T_e = 1.0 \text{ keV}$ und $n_e = 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Mit dieser Zeitkonstanten für die Ionisation reagiert das System auf Temperaturänderungen. Das Korona Ionisations-Gleichgewicht ist daher relativ leicht zu stören.

Im folgenden wollen wir nun die Besetzung innerhalb einer bestimmten Ionisationsstufe eines Atoms betrachten. Da die Übergangswahrscheinlichkeiten wesentlich größer sind als die Wahrscheinlichkeiten für Elektronenstoßanregung, sind die Besetzungszahlen der angeregten Zustände sehr klein im Vergleich zum Grundzustand oder zu metastabilen Niveaus. Zur Bestimmung der Besetzung

ist die detaillierte Betrachtung der einzelnen Be- und Entvölkerungsprozesse zu beachten und die Boltzmannrelation (3.7) durch eine entsprechende Ratengleichung zu ersetzen. Die Besetzung des Grundzustandes einer Ionisationsstufe wird durch das Ionisationsgleichgewicht und daher durch die globalen Plasmabedingungen bestimmt.

An Stelle der Boltzmannrelation erhält man im Korona Besetzungs-Gleichgewicht für die Besetzung der angeregten Niveaus das Gleichungssystem

$$\frac{dn_i}{dt} = n_0 n_e \langle \sigma v_e \rangle_i - n_i \sum_{k < i} A_{ki} + \sum_{k > i} n_k A_{ik} \quad (3.15)$$

mit dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v_e \rangle_i$ (in $\text{m}^3 \text{sek}^{-1}$) für Stoßanregung aus dem Grundzustand und der Übergangswahrscheinlichkeit A_{ki} für einen Übergang $i \rightarrow k$. Die Reaktionsrate, z.B. für die Stoßanregung, $n_0 n_e \langle \sigma v_e \rangle_i$ hat dann die Dimension $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$. Häufig kann man die Bevölkerung durch Strahlungszерfall von oben (letzter Term in Gl. 3.15) vernachlässigen. Im quasistationären Gleichgewicht folgt dann unmittelbar für die Besetzung des Zustandes i :

$$n_i = n_0 n_e \cdot \frac{\langle \sigma v_e \rangle_i}{\sum_{k < i} A_{ki}} \quad (3.16)$$

Im Gegensatz zum lokalen thermodynamischen Gleichgewicht ist die Besetzung der angeregten Zustände nun durch die Ratenkoeffizienten bestimmt.

Für den Emissionskoeffizienten ϵ_{ji} des betrachteten Übergangs erhält man somit schließlich:

$$\epsilon_{ji} = h\nu_{ji} \cdot A_{ji} n_i = n_0 n_e \cdot h\nu_{ji} \cdot \langle \sigma v_e \rangle_i \cdot B_{ji} \quad (3.17)$$

wobei der Term

$$B_{ji} = \frac{A_{ji}}{\sum_{j \leq k < i} A_{ki}} \quad (3.18)$$

als "branching ratio" bezeichnet wird.

4. Grundlagen der Ladungsaustauschprozesse

Der wichtigste Prozeß bei Stößen zwischen Atomen und mehrfach geladenen Ionen ist der Elektroneneinfang oder Ladungsaustausch. In allen Arten von Plasmen mit Elektronentemperaturen unterhalb von etwa 15 keV dominiert dieser Prozeß bei weitem über alle anderen Arten inelastischer Stöße. Die Wirkungsquerschnitte skalieren linear mit der Ionenladung Z und liegen in der Größenordnung 10^{-19} m^2 [43].

4.1. Theoretische Modelle und ihre Gültigkeitsbereiche

Die Dynamik der Ladungsaustausch-Wechselwirkung beruht, je nach Energie der stoßenden Teilchen, auf sehr verschiedenen physikalischen Prozessen und wird hauptsächlich durch die Relativgeschwindigkeit und die Ionenladung Z bestimmt. Der weite Energiebereich von etwa 1 eV bis 200 keV, der von Interesse ist, kann daher nicht durch ein einziges Modell beschrieben werden. Es werden verschiedene theoretische Modelle benutzt, deren Gültigkeit von der atomaren Struktur der Teilchen und ihrer Relativgeschwindigkeit v_r , verglichen mit der atomaren Bohr-Geschwindigkeit $v_0 = 2.188 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$, abhängen. Es sollen im folgenden nur Austauschprozesse zwischen Verunreinigungen der Ladung Z und Strahlteilchen H oder D betrachtet werden. Abhängig von der Relativgeschwindigkeit v_r unterscheidet man drei Bereiche: $v_r \leq v_0$, $v_r \geq v_0$ und $v_r \gg v_0$.

Für Strahlteilchen mit Geschwindigkeiten $v_s \gg v_{th,Z}$, der thermischen Geschwindigkeit der Verunreinigungionen, braucht man zwischen v_r und v_s nicht zu unterscheiden.

Mit $v_{th,Z} = \sqrt{\frac{2kT}{m_Z}}$ und $v_s = \sqrt{\frac{2E_s}{m_s}}$ folgt für das Verhältnis aus thermischer und Strahlteilchengeschwindigkeit bei eingeschossenen H-Strahlteilchen mit $E_s = 41 \text{ keV}$ (ASDEX) und Sauerstoffverunreinigungionen bei $T = 1 \text{ keV}$

$$\frac{v_{th,Z}}{v_s} = \sqrt{\frac{1}{41} \frac{1}{16}} = 0.04$$

Für die Relativgeschwindigkeit erhält man also $v_r = v_s \pm v_{th} = v_s(1 \pm 0.04)$. In erster Ordnung mitteln sich die Beiträge aus der thermischen Bewegung der Plasmaionen jedoch wieder heraus.

Für die Umrechnung der Strahlenergien (gewöhnlich in keV/amu, also pro atomarer Masseneinheit) in Teilchengeschwindigkeiten, erhält man mit dem Proton-/Elektron-Massenverhältnis von 1836.2 und der Grundzustandsenergie des H-Atoms von 13.6 eV:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{5} \cdot \sqrt{\frac{E \text{ (keV)}}{m \text{ (amu)}}} \quad (4.1)$$

Es entsprechen also Energien von E (keV/amu) = 6.25, 25.0 und 100 Relativgeschwindigkeiten von $v / v_0 = 0.5, 1.0$ und 2.0 .

Verschiedene Modelle

Eine ausführliche Beschreibung der theoretischen Modelle in den verschiedenen Energiebereichen findet man in der Literatur [43–46].

Im Bereich kleiner Geschwindigkeiten $v_r \leq v_0$ wird der Ladungsaustausch-Prozeß am besten beschrieben durch ein Quasimolekül-Bild, in dem der Elektronenaustausch aufgrund der Kopplung der molekularen Zustände erfolgt. Die Gebiete starker Kopplung sind durch "Kreuzungen" der diabatischen Potentialkurven des Systems (AB^{Z+}) bestimmt [47].

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten werden gewöhnlich die folgenden Methoden benutzt: CCMO (close coupling of molecular orbitals), PSS (perturbed stationary state model), MLZ (multichannel Landau-Zener model) und verschiedene Zerfallsmodelle DM (decay models).

Für Fusionsexperimente mit Neutralteilchenheizung ist vor allem der Bereich mittlerer Geschwindigkeiten $v_r \approx 1-2 v_0$ wichtig, denn die Energien dieser Strahlen liegen im Bereich 25 keV/amu - 100 keV/amu. Neben numerischen Methoden, wie der CCAO (close coupling of atomic orbitals) und UDWA (unitarized distorted wave approximation), sind in diesem Bereich auch klassische Methoden anwendbar. Eine klassische numerische Methode ist CTMC (classical-trajectory Monte Carlo), mit der sowohl totale als auch partielle Wirkungsquerschnitte berechnet werden können. Sie liefert vor allem für hohe Werte von Z gute Ergebnisse. Eine zweite Methode, allgemein als "Klassisches Modell" CIM bezeichnet, beschreibt den Übergang des Elektrons über die Potentialbarriere in dem System $H + X^{Z+}$.

Im Bereich hoher Geschwindigkeiten werden Störungstheorien höherer Ordnung benutzt. Als Näherung wird oft die Oppenheimer-Brinkmann-Kramers (OBK) Näherung verwendet, welche das charakteristische $1/n^3$ Verhalten der Wirkungsquerschnitte für den Grenzfall hoher Energien liefert und für $n \geq Z$ gute Resultate ergibt. Ferner wird eine Erweiterung der UDWA benutzt.

Im folgenden soll nur der Bereich mittlerer Geschwindigkeiten um v_0 betrachtet werden.

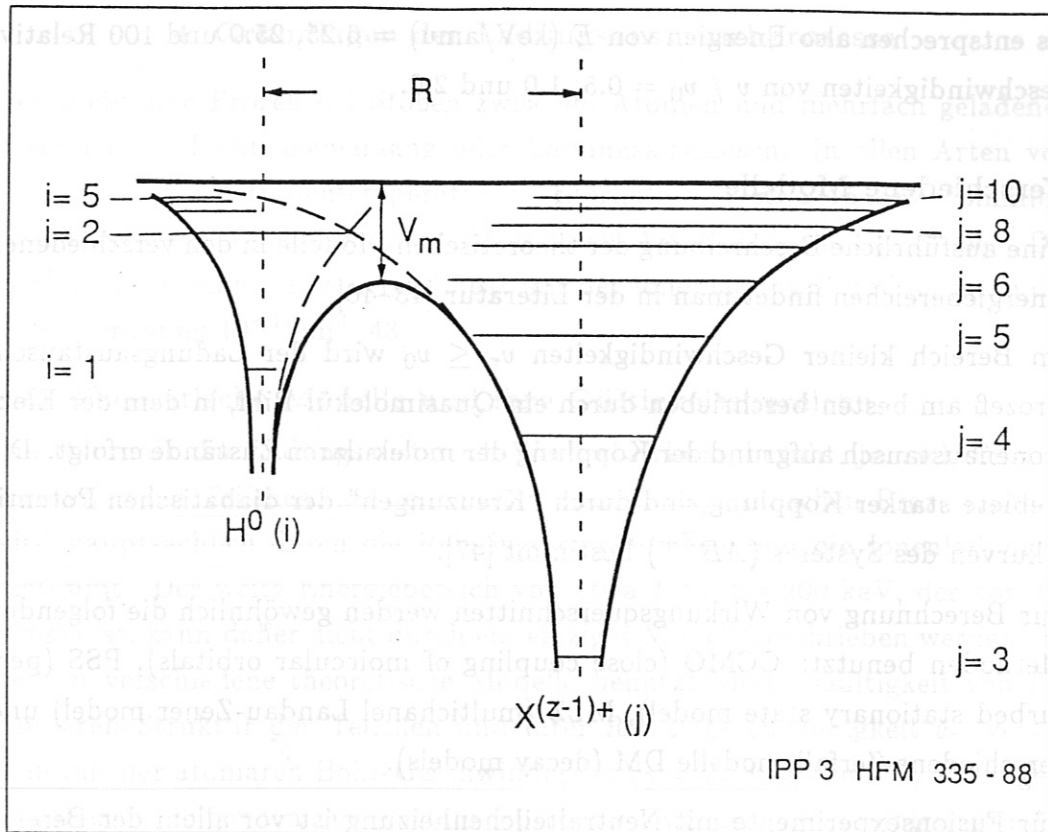


Abb. 4.1: Potential zweier Kerne entlang ihrer Verbindungslinie: Links das Wasserstoffatom mit den Energiezuständen $i = 1, 2, \dots$ und rechts, im Abstand R , das Verunreinigungszion mit den Zuständen $j = 3, 4, \dots$. Ein Austausch eines Elektrons ist klassisch erlaubt, falls das Elektron die Potentialbarriere V_m zwischen den Kernen überwinden kann.

4.2. Das klassische Modell des Ladungsaustauschs

Das klassische Modell für den Ladungsaustausch, eingeführt von Ryufuku et al. [48], geht davon aus, daß das auszutauschende Elektron eine Potentialbarriere zwischen den beiden sich nähernden Atomrümpfen überwinden muß und leitet daraus eine Resonanzbedingung für den Austausch ab. Es liefert wichtige Skalierungen und kann damit experimentell gefundene Daten erklären [49, 50].

Das Potential von zwei Kernen mit Ladung 1 und Z im Abstand R ist

$$V(\vec{r}) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{|\vec{R} - \vec{r}'|} \right)$$

Betrachtet man nur das Potential längs der Verbindungslinie (x -Koordinate) der beiden Kerne, so folgt die Lage und Höhe des Maximums dieses Potentials aus der Bedingung

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

$$x_m = \frac{R}{1 + Z^{1/2}}$$

$$V_m = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{(1 + Z^{1/2})^2}{R}$$

Diese Potentialbarriere muß vom Elektron überwunden werden. Die Quantenzahlen nach dem Austausch ergeben sich zusätzlich aus der Energie- und Drehimpulserhaltung. Mit den reduzierten Bindungsenergien infolge des jeweils zweiten Kerns

$$E_H^* = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_0} \frac{1}{2n_0^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z}{R}$$

$$E_Z^* = -\frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 a_0} \frac{1}{2n^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R}$$

folgt aus der Energieerhaltung $E_H^* = E_Z^*$

$$\left(\frac{1}{2a_0 n_0^2} + \frac{Z}{R_{res}} \right) = \left(\frac{Z^2}{2a_0 n^2} + \frac{1}{R_{res}} \right)$$

$$R_{res} = \frac{2a_0(Z-1)}{\frac{Z^2}{n^2} - \frac{1}{n_0^2}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z-1}{\Delta E} \quad (4.2)$$

für $Zn_0 > n$, mit $\Delta E = E_H - E_Z$. Dabei ist n_0 die Hauptquantenzahl des Elektrons im H-Atom vor dem Stoß, n die Hauptquantenzahl im Ion nach dem Austausch und $a_0 = 5.29 \cdot 10^{-9}$ m der Bohr'sche Radius. R_{res} ist der Kreuzungspunkt der beiden diabatischen Potentialkurven.

Damit das Elektron die Potentialbarriere überwinden kann, muß gelten:

$$E_H^* \geq V_m(R_{res})$$

$$\left(\frac{1}{2a_0 n_0^2} + \frac{Z}{R_{res}} \right) \geq \frac{(1 + Z^{1/2})^2}{R_{res}}$$

Daraus ergibt sich

$$R_{res} \leq 2a_0 n_0^2 \cdot (1 + 2Z^{1/2}) \quad (4.3)$$

Aus beiden Bedingungen für R_{res} , Gln. (4.2, 4.3), folgt für die resonante Hauptquantenzahl n_{res} :

$$2a_0 n_0^2 (1 + 2Z^{1/2}) \geq R_{res} = \frac{2a_0(Z-1)}{\frac{Z^2}{n_{res}^2} - \frac{1}{n_0^2}}$$

$$n_{res}^2 = Z^2 n_0^2 \frac{(1 + 2Z^{1/2})}{(2Z^{1/2} + Z)} \quad (4.4)$$

Für $Z \gg 1$ folgt hieraus

$$n_{res} \approx \sqrt{2} n_0 Z^{3/4} \quad (4.5)$$

Das am wahrscheinlichsten besetzte Niveau wird somit im wesentlichen durch die Ladungszahl Z bestimmt. Ferner geht die Hauptquantenzahl des Elektrons vor dem Stoß, n_0 , linear ein. In Abb. 4.2 sind die Relationen (4.4) als durchgezogene Linie und (4.5) gestrichelt dargestellt. Zusätzlich wurden die Abhängigkeiten $n_{res} \approx n_0 Z^{3/4}$ (unterste gestrichelte Kurve) und $n_{res} \approx Z$ (gestrichelte Gerade), die man ebenfalls häufig in der Literatur findet, mit eingezeichnet. Man erkennt deutlich die signifikanten Abweichungen von der exakten Formel.

Beachtet man, daß das Elektron bezogen auf das Wasserstoffatom ($n_0=1$) keinen Drehimpuls ($l=0$), dagegen in Bezug auf das Ion einen solchen vom Betrag $m_e v R_{res}$ hat, so ergibt sich aus der Erhaltung dieses Drehimpulses die Quantenzahl $l_{res} = m_e v R_{res} / \hbar$ nach Einfang im Ionensystem. Mit $\hbar = m_e v_0 a_0$ hat man also

$$l_{res} \approx \frac{v}{v_0} \frac{R_{res}}{a_0} \quad (4.6)$$

Wegen $R_{res} \gg a_0$ und $v \approx v_0$, Gl. (4.1), folgt $l_{res} \gg 1$ und damit auch $n \approx l_{res} + 1 \gg 1$. Der Ladungsaustausch führt somit zur Besetzung hoher n - und l -Niveaus, und dies umso mehr, je höher die Relativgeschwindigkeit der Teilchen ist.

Der klassische Wirkungsquerschnitt für Ladungsaustausch kann dann mittels Gl. (4.3) geschrieben werden als

$$\sigma_{cl} = A \cdot \pi R_{res}^2 = A \cdot 4\pi a_0^2 n_0^4 \cdot (1 + 2Z^{1/2})^2 \quad (4.7)$$

A ist dabei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron auf das Ion übergeht. A ist etwa $1/2$, geht aber für große Z gegen 1 [46–50]. Für große Z erhält man daher

$$\begin{aligned} \sigma_{cl} &= 16\pi a_0^2 n_0^4 Z \\ &= 1.4 \cdot n_0^4 \cdot Z \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (4.8)$$

Aus den Gln. (4.7, 4.8) erkennt man, daß Ladungsaustausch aus angeregten Zuständen $n_0 > 1$ mit der 4. Potenz skaliert und damit einen wesentlichen Beitrag liefern kann.

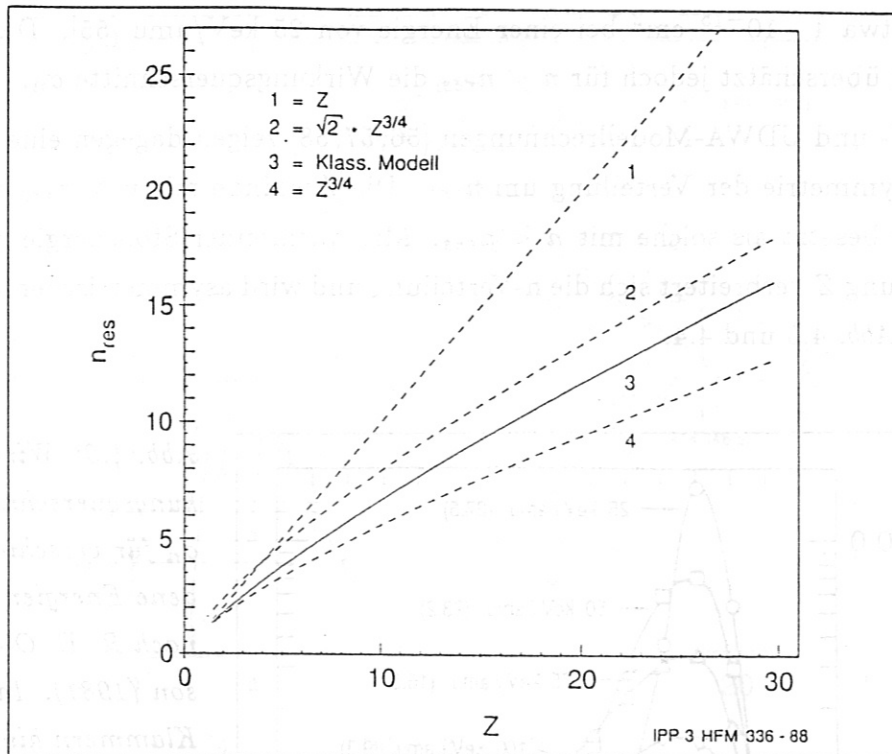


Abb. 4.2: Resonante Hauptquantenzahl nach dem klassischen Modell: Die durchgezogene Linie gibt die exakte Formel nach Gl.(4.4) wieder. Eingezeichnet sind ferner die Näherungen $n_{res} = \sqrt{2}Z^{3/4}$ und $n_{res} = Z^{3/4}$. Zum Vergleich wurde noch $n_{res} = Z$ eingezeichnet, das manchmal in der Literatur verwendet wird. Man erkennt deutlich, daß signifikante Abweichungen von der exakten Formel auftreten.

In diesem klassischen Modell erhält man den Wirkungsquerschnitt σ_{cl} unabhängig von der Stoßenergie der Teilchen, wie es für hohe Z bis zu Energien von etwa 100 keV/amu aus Modellrechnungen und Experimenten folgt [51, 52, 53]. Erst über die Drehimpulsquantenzahl l_{res} erhält man eine Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit der Teilchen, die jedoch in den Gln. (4.7, 4.8) nicht explizit auftritt.

4.3. Charakteristika des Wirkungsquerschnitts σ_{cx}

Alle Theorien sagen einen selektiven Einfang des Elektrons voraus. Die am wahrscheinlichsten besetzte Hauptquantenzahl ergibt sich dabei näherungsweise zu $Z^{3/4}$, in guter Übereinstimmung zwischen klassischen und quantenmechanischen Modellrechnungen und mit experimentellen Daten [54].

Um das resonante Niveau herum werden die benachbarten n -Zustände nach dem MLZ Modell etwa gaußförmig besetzt und die Verteilung ist symmetrisch um n_{res} [46]. Für Ar^{18+} , Kr^{36+} und Xe^{54+} ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für das resonant besetzte Niveau nach diesem Modell unabhängig von

Z zu etwa $4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bei einer Energie von 25 keV/amu [55]. Das MLZ Modell überschätzt jedoch für $n < n_{res}$ die Wirkungsquerschnitte σ_n .

CTMC- und UDWA-Modellrechnungen [56, 57, 58] zeigen dagegen eine deutliche Asymmetrie der Verteilung um n_{res} . Die Zustände mit $n > n_{res}$ werden stärker besetzt als solche mit $n < n_{res}$. Mit wachsender Stoßenergie und Ionenladung Z verbreitert sich die n -Verteilung und wird asymmetrischer [56, 57], vergl. Abb. 4.3 und 4.4.

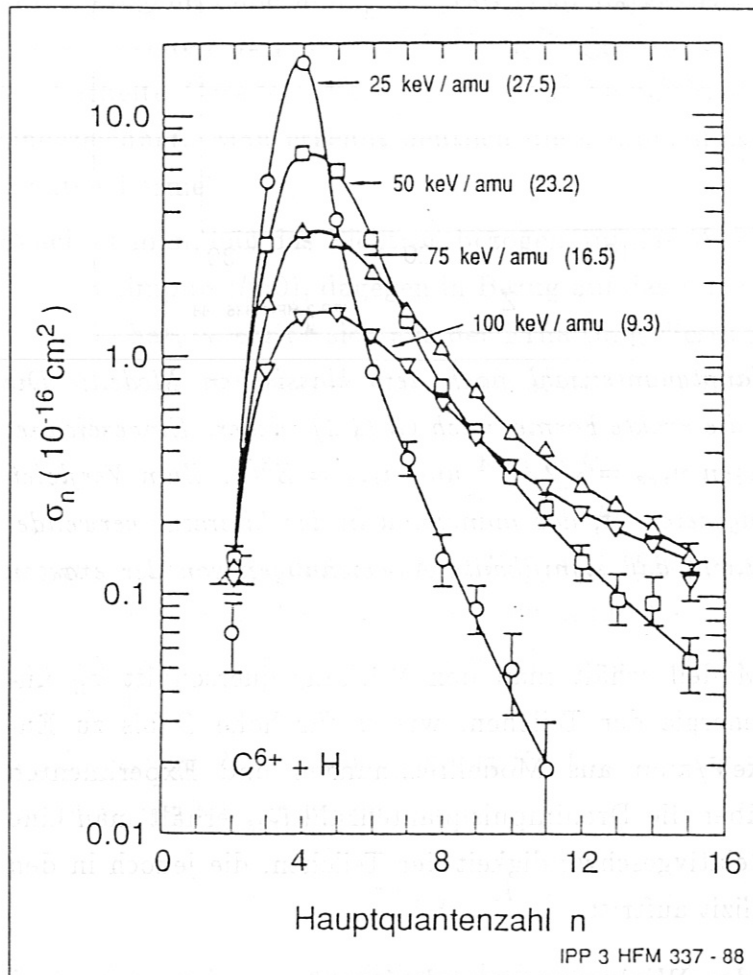


Abb. 4.3: Wirkungsquerschnitt σ_n für verschiedene Energien nach R. E. Olson (1981). In Klammern hinter den Stoßenergien ist der Gesamtwirkungsquerschnitt angegeben. Mit wachsender Stoßenergie sinkt σ_n und die Verteilung wird asymmetrischer und verbreitert sich. Das Maximum der Verteilung verschiebt sich dagegen nur marginal.

Einen Vergleich partieller Wirkungsquerschnitte σ_n aus PSS und UDWA Modellrechnungen findet man bei Fonck et al. [59].

Umfangreiche quantenmechanische Rechnungen mit dem CCAO Modell wurden von Fritsch [60, 3] und Fritsch et al. [61–63] durchgeführt. Sie bestätigen die Skalierungen des klassischen Modells und der CTMC und UDWA Rechnungen. Ferner zeigen sie einen etwa exponentiellen Abfall von σ_n für hohe Quantenzahlen, vergl. Abb. 4.5.

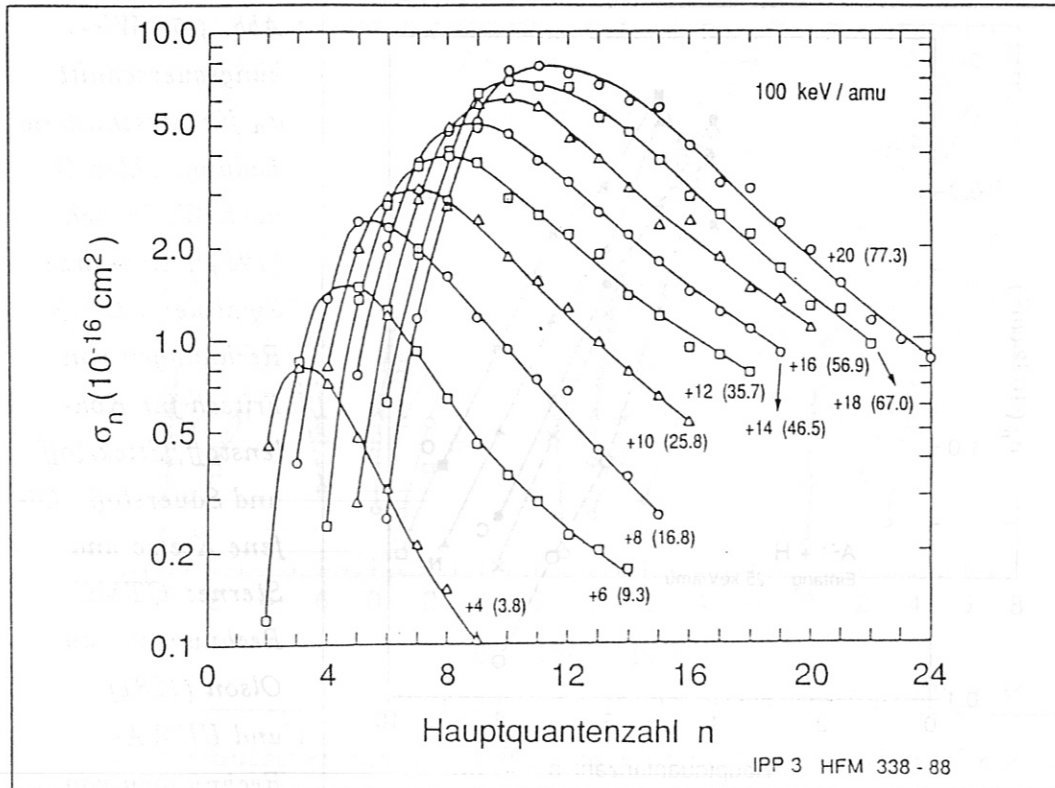


Abb. 4.4: Wirkungsquerschnitt σ_n für verschiedene Ladungszahlen Z nach R. E. Olson (1981). Die Zahlenwerte an den Kurven geben die Ladungszahl und, in Klammern, den Gesamtwirkungsquerschnitt an. Mit wachsender Ladung steigt der Wirkungsquerschnitt an und die Verteilung wird asymmetrischer und verbreitert sich. Der Resonanzcharakter des Ladungsaustauschprozesses ist deutlich zu erkennen. Die resonante Hauptquantenzahl ist in Übereinstimmung mit Gl.(4.5).

Für $Z \geq 16$ kann man im Energiebereich $4.0 \cdot 10^{-2} \leq E \leq 10^2$ keV/amu die totalen Wirkungsquerschnitte für das MLZ-Modell darstellen durch [52]

$$\sigma_{LZ,tot} = 2.25 \cdot Z \cdot \ln\left(\frac{15v_0}{v}\right) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Hauptquantenzahlen $n > Z$ sind jedoch in diesem Modell nicht erlaubt.

Die l -Verteilung der eingefangenen Elektronen zeigt nach CTMC-Rechnungen ein Maximum bei $l_{res} = n - 1$ für $n < n_{res}$ und bei $l_{res} \approx n_{res} < n - 1$ für $n > n_{res}$ [56, 64], was experimentell bestätigt werden konnte [43, 54, 65]. PSS-Rechnungen [66, 67] bestätigen ebenfalls diese l -Verteilung, vergl. Abb. 4.6. Das MLZ-Modell sagt dagegen eine Besetzung niedriger l voraus [43, 68].

Für die partiellen Wirkungsquerschnitte σ_n und σ_{nl} existieren im Gebiet mittlerer Geschwindigkeiten keine analytischen Näherungsformeln. Die Näherungen

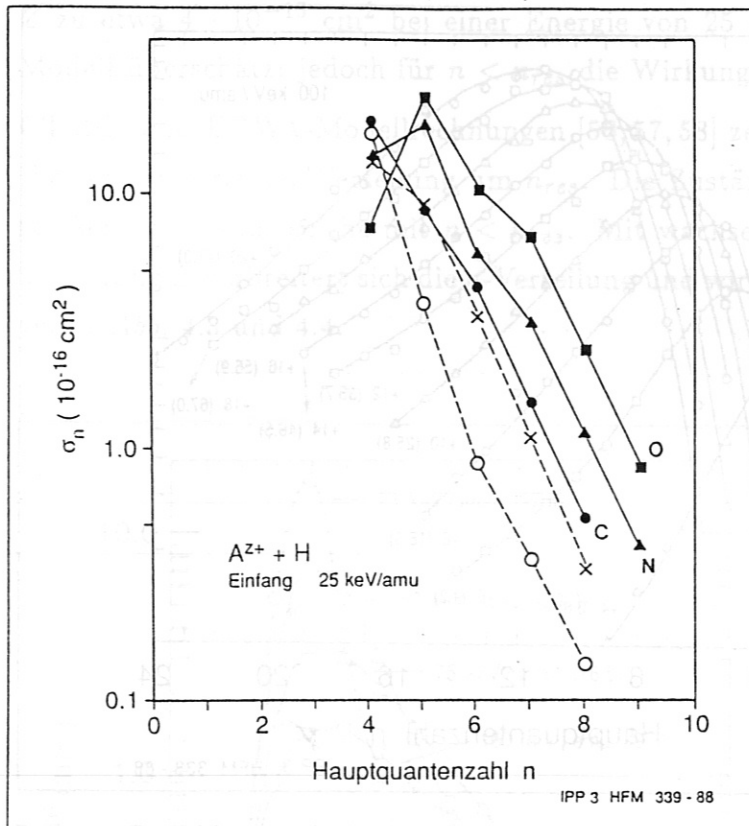


Abb. 4.5: Wirkungsquerschnitt σ_n für verschiedene Ladungszahlen Z nach W. Fritsch (1984). Schwarze Symbole: CCAO-Rechnungen von Fritsch für Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Offene Kreise und Sterne: CTMC-Rechnungen von Olson (1981) und UDWA-Rechnungen von Ryufuku und Watanabe (1979) für Kohlenstoff.

des Zerfallsmodells DM [44], aus dem Bereich kleiner Geschwindigkeiten, zeigen völlig andere Verteilungen als die numerischen und quantenmechanischen Modellrechnungen und können daher nicht benutzt werden. Auch die OBK-Näherung für große Geschwindigkeiten kann nicht benutzt werden, vgl. [44].

Für die Skalierung des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Ladungszahl Z liefern die einzelnen Modelle $\sigma_{cx,tot} \sim Z$, $\sim Z \cdot \log(Z)$ und $\sim Z^2$. Dies zeigt deutlich wie weit die einzelnen Modelle noch auseinanderliegen. MLZ, UDWA und die klassischen Modelle [47] liefern in Übereinstimmung mit neueren Ergebnissen

$$\sigma_{cx,tot} \sim Z$$

Eine übliche Parametrisierung der totalen Wirkungsquerschnitte ist [46, 48]

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(\tilde{E}) &= \sigma_{tot}(E)/Z \\ \tilde{E} &= E/Z^\alpha \end{aligned}$$

mit $\alpha = 0.5$. Berücksichtigt man zusätzlich Anregungs- und Ionisationsprozesse, so erhält man $\alpha = 0.35$ [58].

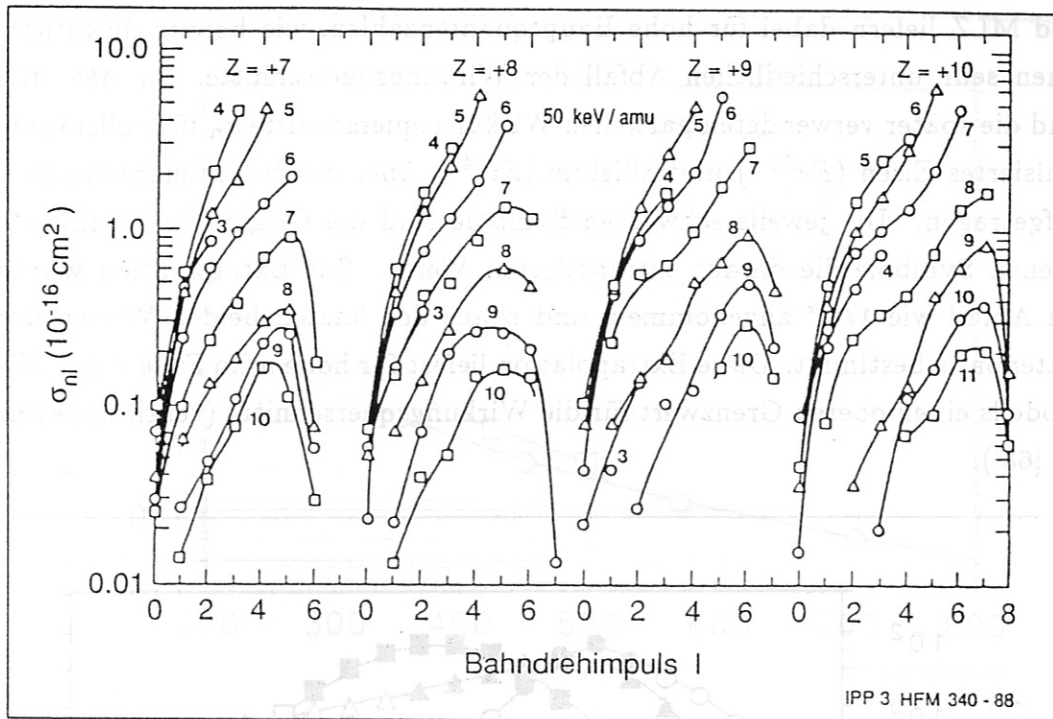


Abb. 4.6: Wirkungsquerschnitt $\sigma_{n,l}$ für verschiedene Ladungszahlen Z nach R. E. Olson (1981). Die Zahlen an den einzelnen Kurven kennzeichnen die Hauptquantenzahl n . Unterhalb von n_{res} ist der Wirkungsquerschnitt für die maximalen Bahndrehimpulse $l = n - 1$ am größten. Für größere n bilden sich deutlich Maxima bei $l_{res} \approx n_{res}$ aus.

Ladungsaustausch-Rekombination dominiert im unteren und mittleren Geschwindigkeitsbereich deutlich über die Stoß-Ionisation [69], dem Konkurrenzprozeß zur CXR beim Stoß des neutralen Atoms mit dem hochgeladenen Ion. Mit wachsendem Z verschiebt sich ferner das Maximum des Ionisationsquerschnitts zu immer höheren Relativgeschwindigkeiten. Der Grund für die Dominanz des Ladungsaustausch liegt darin, daß jedes vom H -Atom freigesetzte Elektron bevorzugt von dem starken Coulombfeld des Ions eingefangen wird. Die Summe aus Ladungsaustausch- und Stoß-Ionisations-Querschnitt, σ_{loss} ist praktisch geschwindigkeitsunabhängig für große Z . Für eine Stoßenergie von 50 keV skaliert dieser Wirkungsquerschnitt etwa wie $2.5 \cdot 10^{-20} Z^{5/4} \text{ m}^2$.

4.4. Daten für die Rechnungen

Für die späteren Rechnungen und den Vergleich mit unseren Experimenten werden theoretische Daten nach den Modellen UDWA (für S und O), MLZ (für Kr) und CCAO (für O) benutzt. UDWA Daten für H -ähnliche Ionen existieren nur bis zum Element Si , so daß für Kr bzw. Fe MLZ-Daten herangezogen werden. Diese vorhandenen Daten aus der jeweiligen Datenbasis müssen für die Übergänge im Sichtbaren zu hohen n hin extrapoliert werden. UDWA

und MLZ liefern dabei für hohe Hauptquantenzahlen, wie bereits diskutiert, einen sehr unterschiedlichen Abfall der Wirkungsquerschnitte. In Abb. 4.7. sind die später verwendeten partiellen Wirkungsquerschnitte σ_n für vollständig ionisiertes Eisen (Fe^{26+}) und Silizium (Si^{14+}) über der Hauptquantenzahl n aufgetragen. Die jeweils schwarzen Symbole sind die Originaldaten und die offenen Symbole die daraus extrapolierten Werte. Zur Extrapolation wurde ein Abfall wie $1/n^\alpha$ angenommen, und α aus den letzten beiden Werten der Datenbasis bestimmt. Diese Extrapolation liefert für hohe n im Falle des MLZ-Modells einen oberen Grenzwert für die Wirkungsquerschnitte (vergl. Janev et al. [68]).

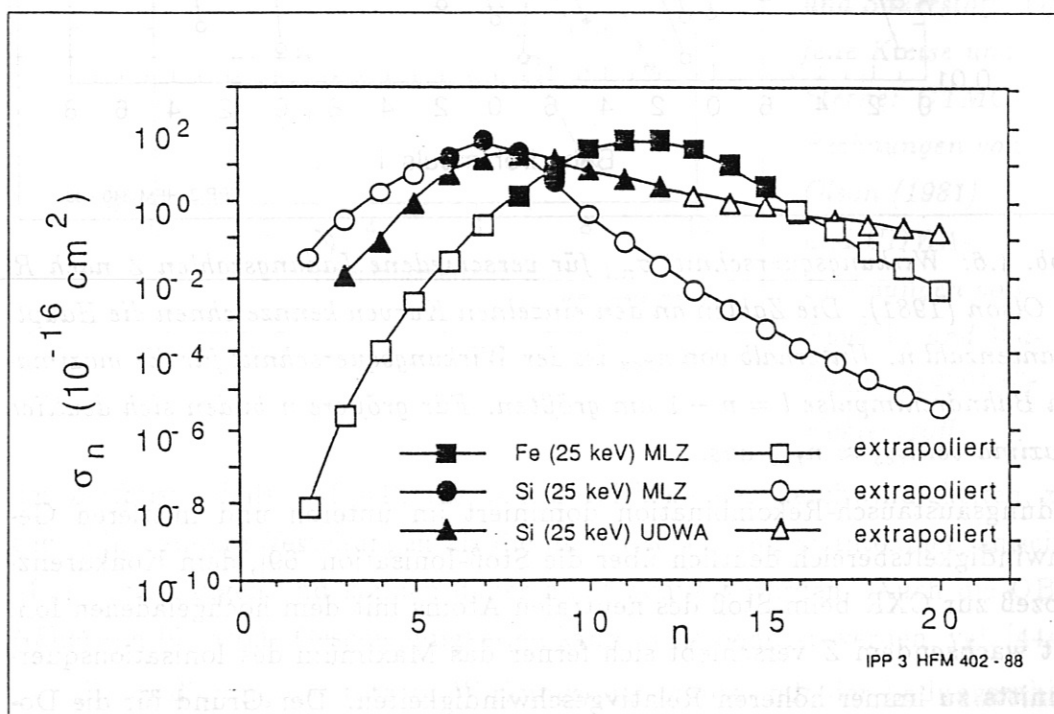


Abb. 4.7: Wirkungsquerschnitte σ_n (n) für vollständig ionisiertes Eisen (Fe^{26+}) und Silizium (Si^{14+}), jeweils für 25 keV H-Neutralstrahlenergie. Ein-gezeichnet sind die Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch von Si nach dem UDWA- und MLZ-Modell sowie von Fe nach dem MLZ-Modell. Die schwarzen Symbole sind die Originaldaten, die offenen Symbole die daraus ex-trapolierten Werte. Man erkennt deutlich den viel steileren Abfall der Wir-kungsquerschnitte im Falle des MLZ-Modells für Si zu hohen n . Bei $n = 14$ ($\lambda(Si^{13+}, n = 14 - 13) = 570.23$ nm) ergibt sich bereits ein Unterschied von 3 Größenordnungen.

Zum Vergleich der beiden Modelle wurden zusätzlich Si-Daten nach dem MLZ-Modell mit eingezeichnet, die in der späteren Rechnung jedoch nicht benutzt

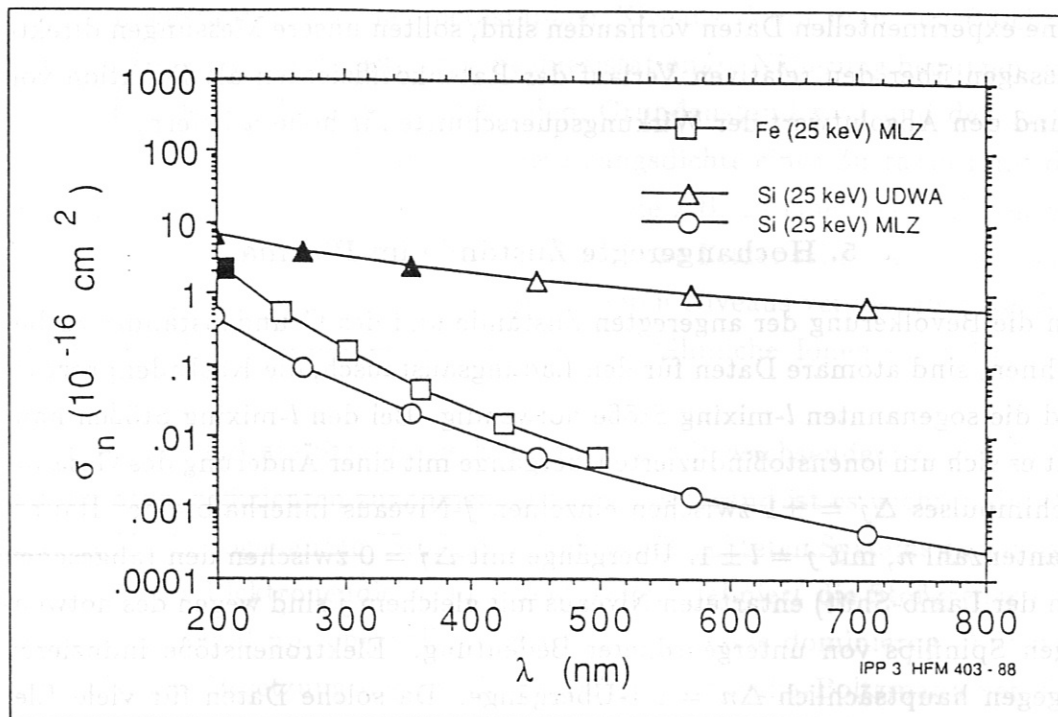


Abb. 4.8: Wirkungsquerschnitte $\sigma_n(\lambda)$ analog zu Abb. 4.7 für den UV und den sichtbaren Spektralbereich. Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte für den Ladungsaustausch des vollständig ionisierten Ions mit hochenergetischen H-Atomen (25 keV) über der Wellenlänge eines $\Delta n = 1$ Überganges des resultierenden H-ähnlichen Ions. Ganz deutlich liegen die extrapolierten Wirkungsquerschnitte aus dem MLZ-Modell für Fe^{26+} und Si^{14+} um mehrere Größenordnungen unter denen des UDWA-Modells für Si^{14+} .

wurden. Man erkennt deutlich den viel steileren Abfall der Wirkungsquerschnitte für hohe n im Falle des MLZ-Modells.

Um eine Vorstellung über die relevanten Wirkungsquerschnitte für Übergänge im Sichtbaren und UV zu bekommen, sind diese für die beiden Modelle in Abb. 4.8 über der Wellenlänge eines $\Delta n = 1$ Überganges des aus dem Ladungsaustausch resultierenden H-ähnlichen Ions dargestellt. Sowohl für Fe als auch für Si erhält man aus dem MLZ-Modell um mehrere Größenordnungen niedrigere extrapolierte Wirkungsquerschnitte als aus dem UDWA-Modell für Si .

Generell kann man sagen, daß die theoretischen und teilweise vorhandenen experimentellen CXR-Wirkungsquerschnitte für den Einfang in verschiedene Hauptquantenzahlen nur in der Umgebung von n_{res} relativ gut übereinstimmen. Für das Verhalten oberhalb von n_{res} gibt es dagegen große Abweichungen, insbesondere bei kleinen Relativgeschwindigkeiten. Für die l -Verteilung gibt es ebenfalls große Unterschiede. Da für die hohen Hauptquantenzahlen (den Ausgangsniveaus der $\Delta n = 1$ Übergänge im Sichtbaren und UV)

keine experimentellen Daten vorhanden sind, sollten unsere Messungen direkte Aussagen über den relativen Verlauf der Ratenkoeffizienten als Funktion von n und den Absolutwert der Wirkungsquerschnitte für hohe n liefern.

5. Hochangeregte Zustände im Plasma

Um die Bevölkerung der angeregten Zustände und des Grundzustandes zu berechnen, sind atomare Daten für den Ladungsaustausch, die Kaskadenprozesse und die sogenannten l -mixing Stöße notwendig. Bei den l -mixing Stößen handelt es sich um ionenstoßinduzierte Übergänge mit einer Änderung des Gesamtdrehimpulses $\Delta j = \pm 1$ zwischen einzelnen j -Niveaus innerhalb einer Hauptquantenzahl n , mit $j = l \pm 1$. Übergänge mit $\Delta j = 0$ zwischen den (abgesehen von der Lamb-Shift) entarteten Niveaus mit gleichem j sind wegen des notwendigen Spinflips von untergeordneter Bedeutung. Elektronenstöße induzieren dagegen hauptsächlich $\Delta n = \pm 1$ -Übergänge. Da solche Daten für viele Elemente, vor allem für mittlere und hohe Z , nicht zur Verfügung stehen, stützen sich unsere Rechnungen auf H-ähnliche Systeme. So werden als Datenbasis zur CXR von Li-ähnlichem Schwefel, $^{16}\text{S}^{13+}$, Daten von H-ähnlichem Silizium, $^{14}\text{Si}^{13+}$, benutzt. Für Na-ähnliches Krypton, $^{36}\text{Kr}^{25+}$, werden Daten von H-ähnlichem Eisen, $^{26}\text{Fe}^{25+}$, verwendet. Für die beobachteten Übergänge im Sichtbaren aus hohen Quantenzuständen sind die untersuchten Ionen in der Tat in guter Näherung H-ähnlich, wie die beobachteten Wellenlängen und unsere Rechnungen zeigen.

Um eine Verwechslung von Besetzungsdichte und Hauptquantenzahl zu vermeiden, soll im folgenden die Besetzungsdichte mit N und die Hauptquantenzahl mit n bezeichnet werden.

Für die Berechnung der Besetzungsdichten haben wir im *Kap.* 3.4 das Gleichungssystem (3.15) abgeleitet. Bei der nun folgenden Betrachtung ist dieses System noch durch Ladungsaustausch-Rekombinationsprozesse in angeregte Zustände zu erweitern. Außerdem ist die Näherung (3.16) nicht mehr zulässig, da bei höheren Hauptquantenzahlen auch Kaskadenprozesse und unter Umständen Ab- und Anregungsstöße vom Typ $\Delta n = \pm 1$ wichtig werden. Eine generelle Lösung dieses Problems ist sehr schwierig, da man eine unendliche Zahl von Ratengleichungen für alle diskreten und kontinuierlichen Niveaus zu lösen hat. Aufgrund spezieller Eigenschaften des Systems ist aber dennoch eine näherungsweise Lösung möglich. Dazu trennt man die Besetzung der angeregten Zustände vom Ionisationsgleichgewicht der Grundzustände, vergl. *Kap.* 3.4. Da die Lebensdauer der angeregten Zustände wesentlich kürzer ist als die

des Grundzustandes und der metastabilen Niveaus, kann man zur Beschreibung der Besetzung der Zustände eine quasistationäre Näherung benutzen, mit $dN(n)/dt = 0$ für alle Niveaus außer dem Grundzustand $n=1$ und den metastabilen Zuständen. N sei dabei die Besetzungsdichte eines Zustandes mit der Hauptquantenzahl n . Metastabile Niveaus, wie z.B. $2s$ eines H-ähnlichen Systems, werden zudem im Plasma durch elektrische Felder sehr stark gequench, so daß ihre Lebensdauern mit denen der anderen Niveaus vergleichbar werden. Die strahlende Lebensdauer ist für wasserstoffähnliche Ionen etwa $10^{-7}/Z^4$ [70].

Generell gilt, daß die Strahlungs-Koeffizienten mit wachsendem n abnehmen und die Stoßkoeffizienten zunehmen. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Parameter für die sogenannte "Stoßgrenze" eines betrachteten Systems zu kennen. Bei gegebener Elektronendichte und Temperatur definiert die Stoßgrenze eine Hauptquantenzahl n_S , oberhalb derer die Stoßprozesse dominieren. Für $n > n_S$ ist also die Besetzung der Zustände wieder nach Saha-Boltzmann verteilt, d.h. es gilt nach Gl.(3.9)

$$\begin{aligned} N_e \cdot \frac{N_g^Z}{N_n^{(Z-1)}} &= \frac{g_g^Z}{g_n^{(Z-1)}} \cdot 2 \cdot \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(-\frac{E_n^{(Z-1)}}{k T} \right) \\ &= \frac{1}{2n^2} \cdot 2 \cdot \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(-\frac{(Z-1)^2 \cdot Ry}{n^2 \cdot k T} \right) \end{aligned} \quad (5.1)$$

mit dem statistischen Gewicht $g_n^{Z-1} = 2n^2$ und der Rydbergenergie Ry . Im einzelnen gilt folgendes: Bei der Ionisation der hochangeregten Zustände spielen hauptsächlich Zustände mit niedrigem Bahndrehimpuls l eine Rolle, denn für diese exzentrischen Orbits sind Übergänge ins Kontinuum häufiger. Für hohe Werte von l sind dagegen Sprünge mit $\Delta n=1$ bei weitem am häufigsten und Übergänge ins Kontinuum selten [71]. Aus dem Vergleich der Übergangswahrscheinlichkeit $A_n \sim Z^4/n^5$, der Ionisationsrate $S_n \sim n^2/Z^2$ und der Stoßfrequenz $\nu_{n,n\pm 1} \sim n^4/Z^3$ wird deutlich, daß für hohe n die Stoßrate über die Ionisationsrate dominiert.

Um die Hauptquantenzahl n_S der Stoßgrenze eines Systems zu bestimmen, wurde die Entvölkerungsrate $R_{n'}$ eines Zustandes mit Hauptquantenzahl n' durch Stöße in Zustände $n \neq n'$ verglichen mit der Rate des gesamten strahlenden Zerfalls $N_{n'} A_{n'}$ des Zustandes n' [72]. Das Verhältnis $R_{n'}/(N_{n'} A_{n'})$ ist in Abb. 5.1 für eine Temperatur von 1 keV und eine Elektronendichte von $3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^{-3}$ für verschiedene Z dargestellt. Man beachte den extremen Wertebereich der logarithmischen Ordinate! Die horizontale Linie bei dem

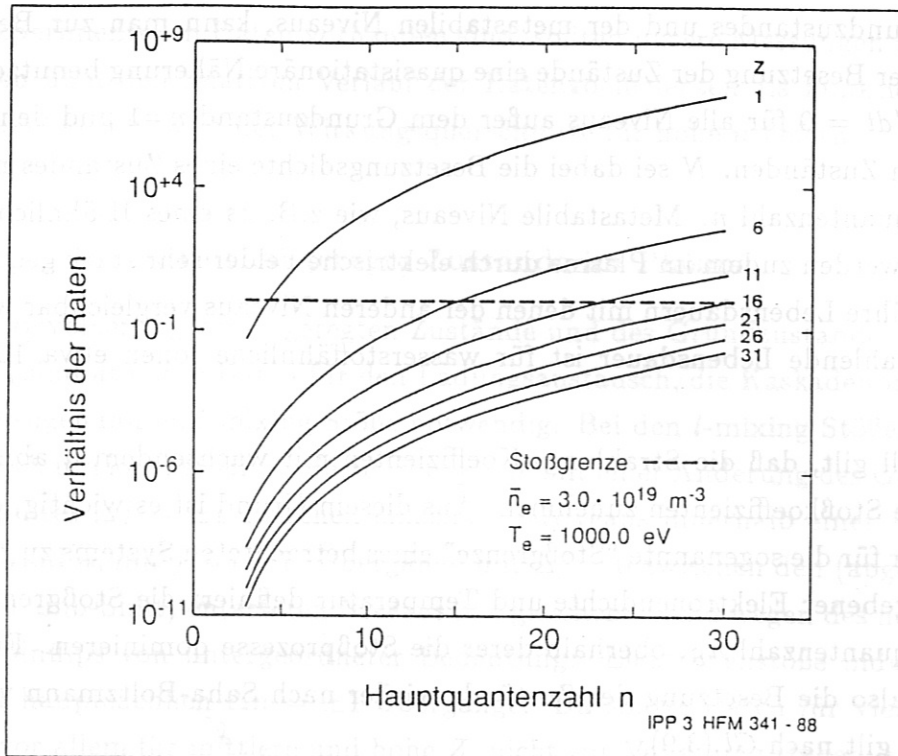


Abb. 5.1: Stoßgrenze n_S für verschiedene Z und typische ASDEX Parameter: $T_e = 1 \text{ keV}$, $N_e = 3.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Aufgetragen ist das Verhältnis von Stoßentvölkerung eines Niveaus zur strahlenden Zerfallsrate. Als Hauptquantenzahl n_S für die Stoßgrenze, gekennzeichnet durch die horizontale Linie, erhält man $n_S = 5, 15, 23, 30$ für H-ähnliche Ionen mit $Z = 1, 6, 11$ und 16 . Für $Z = 21, 26$ und 31 liegt die Grenze weit oberhalb von $n = 30$.

Ordinatenwert 1 kennzeichnet die Stoßgrenze. Man erkennt deutlich, daß für die an ASDEX typische Dichte und Temperatur n_S wesentlich höher als die resonante Hauptquantenzahl n_{res} für Ladungsaustausch liegt.

5.1. Dominante Prozesse

Die Besetzung der angeregten Zustände während der Neutralinjektion wird im wesentlichen bestimmt durch Stöße mit Elektronen und Protonen, durch spontanen strahlenden Zerfall und durch Ladungsaustausch-Rekombination. Ferner erfolgt Rekombination freier Elektronen, Anregung durch Stöße aus dem Grundzustand und neben dem Ladungsaustausch mit dem Elektron im Grundzustand des H-Atoms ist auch ein Austausch mit angeregten Zuständen möglich. Die Effektivität dieser verschiedenen Prozesse ist jedoch in bestimmten Bereichen des Plasmas sehr verschieden. Die Rekombinationsrate durch freie Elektronen ist generell klein. Wegen $n < n_S$ sind $\Delta n \neq 0$ Stöße sowie Ionisation vernachlässigbar. In Anwesenheit hochenergetischer Neutralstrahlen ist die Rate für Ladungsaustausch mit einem H-Atom im Grundzustand

sehr groß. Die Übergänge im Sichtbaren werden daher von der CXR dominiert, während z.B. für die Resonanzübergänge der Lyman-Serie, vergl. Abb. 1.1, die Rate für Elektronenstoßanregung maßgeblich ist. Ladungsaustausch mit angeregten Neutralen wird für niederenergetische Neutrale und sehr hohe Quantenzustände signifikant.

Als Näherung für die Berechnung der Besetzungsdichten wird daher nur ein primärer Bevölkerungsprozeß angenommen, in unserem Fall die Ladungsaustausch-Rekombination. Als Sekundärprozesse werden Umbesetzung durch l -mixing Stöße und Kaskaden durch strahlenden Zerfall von der Rechnung berücksichtigt. Um alle Kaskadenbeiträge aus höheren Niveaus mitzunehmen müßte man oberhalb der Stoßgrenze, die natürlich von der Ladungszahl und der Elektronendichte abhängt, an die Saha-Boltzmann Besetzung anschließen. Die Beiträge aus diesen sehr hohen n sind jedoch wegen des näherungsweise exponentiellen Abfalls der Intensitäten mit n oberhalb von n_{res} , vergl. Kap. 8.3 und Abb. 8.4, vernachlässigbar. Deshalb wird, unabhängig von Z und N_e , ein oberes Niveau n_{max} eingeführt und alle Beiträge aus höheren Niveaus werden vernachlässigt, Abb. 5.2.

Aus den beobachteten Intensitäten werden Ratenkoeffizienten für die Bevölkerung der verschiedenen n -Zustände durch CXR, sogenannte primäre oder direkte Raten, und resultierende effektive Raten unter Berücksichtigung der Sekundärprozesse des l -mixings und Kaskadenzerfalls einschließlich dem beobachteten Übergang bestimmt. Es sollen im folgenden nur H-ähnliche Systeme betrachtet werden, so daß die Ladungsaustausch-Rekombination vom nackten Kern zum H-ähnlichen Ion führt. Für die Rechnungen wird ein relativ komplexer Computer-Code benutzt, der erstmals hochangeregte Quantenzustände bis $n = 20$ im Detail behandelt. Der Code basiert auf umfangreichen theoretischen Arbeiten von H.P. Summers und Mitarbeitern [4, 73–75] und wurde an JET entwickelt.

5.2. Kaskadenprozesse und effektive CXR-Raten

Der Zusammenhang zwischen der beobachteten Intensität längs einer Sichtlinie durch das Strahl/Plasma-Reaktionsvolumen I_{ik}^{cx} , der direkten CXR-Rate $R_{cx,k}^Z$ für die Bevölkerung eines Zustandes k und der effektiven Rate $\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff}$ ist gegeben durch die Beziehung

$$I_{ik}^{cx} = \frac{h\nu}{4\pi} \cdot \int A_{ik}^{(Z-1)+} N_k^{(Z-1)+} dl \quad (5.2)$$

$$= \frac{h\nu}{4\pi} \cdot \int N_H N^{Z+} \langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff} dl \quad (5.3)$$

mit der Besetzungsdichte $N_k^{(Z-1)+}$ des Zustandes k , des $(Z-1)$ -fach ionisierten Ions, dem Einsteinkoeffizienten $A_{ik}^{(Z-1)+}$ für den Übergang $k \rightarrow i$, der Dichte der schnellen Wasserstoffatome N_H und der Dichte der vollständig ionisierten Spezies N^{Z+} . Gleichung (5.3) ist tatsächlich die Definition von $\langle \sigma v \rangle^{eff}$. Die Intensität I_{ik}^{cx} und die effektive Rate $\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff}$ beziehen sich ebenfalls auf das $(Z-1)$ -fach ionisierte Verunreinigungsion. Der zusätzliche Index wurde aber der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Vernachlässigt man Stöße, so ist die Besetzungsdichte $N_k^{(Z-1)+}$ durch die folgende Ratengleichung bestimmt:

$$\frac{dN_k^{(Z-1)+}}{dt} = N_H N^{Z+} R_{cx,k}^Z + \sum_{j>k} A_{kj}^{(Z-1)+} N_j^{(Z-1)+} - N_k^{(Z-1)+} \sum_{j<k} A_{jk}^{(Z-1)+} = 0 \quad (5.4)$$

Die Beiträge zur Besetzung des Zustandes k liefern die CXR mit dem Ratenkoeffizienten $R_{cx,k}^Z$ und Strahlungsübergänge aus Zuständen $j > k$. Die Entvölkerung des Zustandes k erfolgt durch Strahlungskaskaden in Zustände $j < k$.

Löst man nach $N_k^{(Z-1)+}$ auf, so erhält man für den stationären Zustand

$$N_k^{(Z-1)+} = \left(N_H N^{Z+} R_{cx,k}^Z + \sum_{j>k} A_{kj}^{(Z-1)+} N_j^{(Z-1)+} \right) A_k^{-1} \quad (5.5)$$

mit

$$A_k = \sum_{j<k} A_{jk}^{(Z-1)+}, \quad (5.6)$$

der totalen Zerfallswahrscheinlichkeit des Zustandes k in Zustände $j < k$. Gleichung (5.5) kann nun rekursiv gelöst werden, indem man bei einem höchsten Niveau n_{max} beginnt und Strahlungsübergänge aus höheren Niveaus vernachlässigt. Die effektive Rate $\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff}$ ist dann gegeben durch

$$\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff} = \left(R_{cx,k}^Z + \sum_{j>k} A_{kj}^{(Z-1)+} \frac{N_j^{(Z-1)+}}{N_H N^{Z+}} \right) A_k^{-1} A_{ik}^{(Z-1)+} \quad (5.7)$$

Wie man aus Gl.(5.7) sieht, verknüpft die effektive Rate $\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff}$ den direkten Ratenkoeffizienten $R_{cx,k}^Z$ für den Einfang eines Elektrons in die Hauptquantenzahl k mit den Beiträgen aus Strahlungsübergängen aus höheren Niveaus $\sum_{j>k} A_{kj}^{(Z-1)+} N_j^{(Z-1)+}$, dem totalen Zerfall von k in niedrigere Zustände A_k^{-1} und mit dem beobachteten $\Delta n = 1$ Übergang $A_{ik}^{(Z-1)+}$.

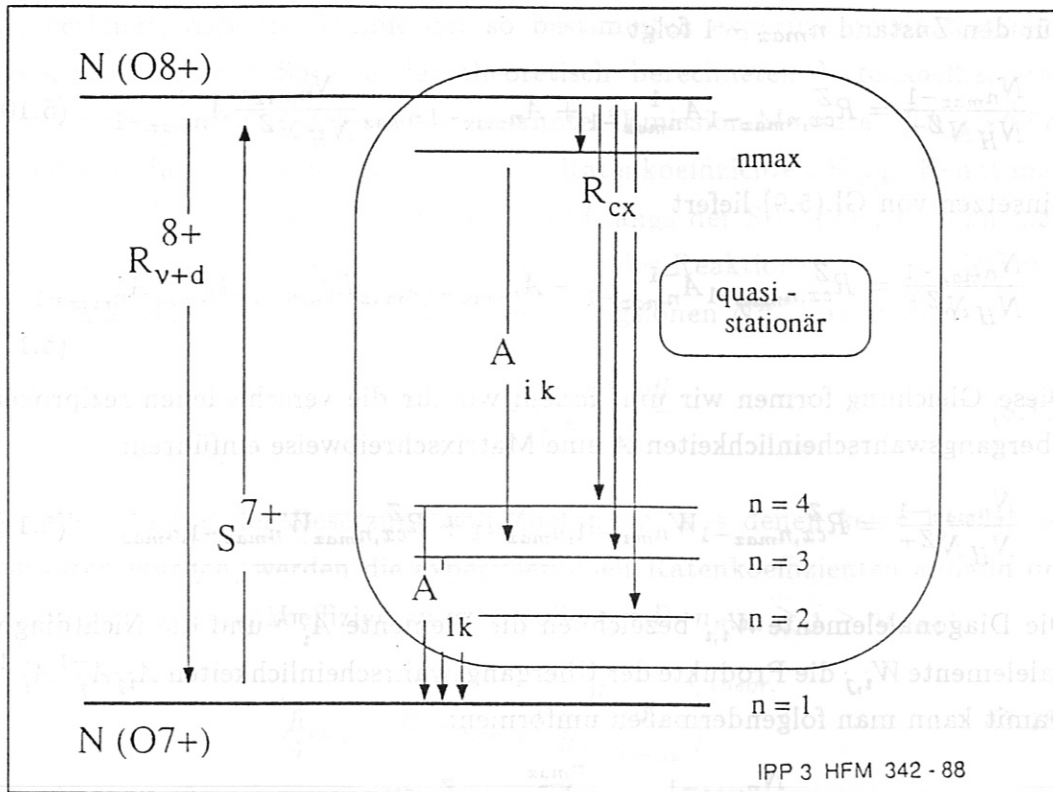


Abb. 5.2: Niveau- und Ratendiagramm für H-ähnlichen Sauerstoff ${}^8\text{O}^{7+}$: Links: Verbindung des O^{7+} -Grundzustandes mit dem O^{8+} -Zustand über die Ionisations- und Rekombinationsraten, vergl. Abschnitt 5.5. Rechts: Besetzung und Kaskaden für die angeregten Zustände von O^{7+} , wie sie vom Code berechnet werden.

5.3. Die rekursive Berechnung der Ratenkoeffizienten

Zu einer effektiven Berechnung der Besetzung und zur Berechnung von Ratenkoeffizienten aus den gemessenen Intensitäten I_{ik}^{cx} ist eine rekursive Berechnung mit den Ratenkoeffizienten $R_{cx,k}^Z$ als Unbekannten notwendig, die kurz skizziert werden soll. Formt man Gl.(5.5) leicht um, so folgt

$$\frac{N_k^{(Z-1)+}}{N_H N^{Z+}} = R_{cx,k}^Z A_k^{-1} + \sum_{j>k} A_{kj}^{(Z-1)+} \frac{N_j^{(Z-1)+}}{N_H N^{Z+}} A_k^{-1} \quad (5.8)$$

Für den höchsten betrachteten Zustand n_{max} entfällt der zweite Term auf der rechten Seite, da Strahlungsübergänge aus höheren Niveaus vernachlässigt werden sollen. Zur Vereinfachung der Schreibweise soll im folgenden der Index $(Z-1)+$ weggelassen werden. Man erhält dann für die Besetzung von n_{max}

$$\frac{N_{n_{max}}}{N_H N^{Z+}} = R_{cx,n_{max}}^Z A_{n_{max}}^{-1} \quad (5.9)$$

Für den Zustand $n_{max} - 1$ folgt

$$\frac{N_{n_{max}-1}}{N_H N^{Z+}} = R_{cx, n_{max}-1}^Z A_{n_{max}-1}^{-1} + A_{n_{max}-1} n_{max} \frac{N_{n_{max}}}{N_H N^{Z+}} A_{n_{max}-1}^{-1} \quad (5.10)$$

Einsetzen von Gl.(5.9) liefert

$$\frac{N_{n_{max}-1}}{N_H N^{Z+}} = R_{cx, n_{max}-1}^Z A_{n_{max}-1}^{-1} + A_{n_{max}-1} n_{max} R_{cx, n_{max}}^Z A_{n_{max}}^{-1} A_{n_{max}-1}^{-1} \quad (5.11)$$

Diese Gleichung formen wir um, indem wir für die verschiedenen reziproken Übergangswahrscheinlichkeiten A eine Matrixschreibweise einführen:

$$\frac{N_{n_{max}-1}}{N_H N^{Z+}} = R_{cx, n_{max}-1}^Z W_{n_{max}-1, n_{max}-1} + R_{cx, n_{max}}^Z W_{n_{max}-1, n_{max}} \quad (5.12)$$

Die Diagonalelemente $W_{i,i}$ bezeichnen die Elemente A_i^{-1} und die Nichtdiagonalelemente $W_{i,j}$ die Produkte der Übergangswahrscheinlichkeiten $A_{ij} A_j^{-1} A_i^{-1}$. Damit kann man folgendermaßen umformen:

$$\frac{N_{n_{max}-1}}{N_H N^{Z+}} = \sum_{j=n_{max}-1}^{n_{max}} R_{cx, j}^Z W_{n_{max}-1, j} \quad (5.13)$$

Für den allgemeinen Fall des Zustandes k erhält man dann

$$\frac{N_k}{N_H N^{Z+}} = \sum_{j=k}^{n_{max}} R_{cx, j}^Z W_{k, j} \quad (5.14)$$

Damit kennt man die gesamte Besetzung N_k als Funktion der Unbekannten $N_H N^{Z+}$ und $R_{cx, j}^Z$. Bei n_{max} Zuständen sind dies $n_{max} + 1$ Unbekannte und n_{max} Gleichungen, so daß das System unterbestimmt ist. Die Unbekannten werden aus Gl.(5.3) und einer Zusatzbedingung bestimmt. Dazu formen wir Gl.(5.3) mit Hilfe von Gl.(5.7) und der Matrixschreibweise folgendermaßen um:

$$I_{ik}^{cx} = \frac{h\nu}{4\pi} \cdot \sum_{j=k}^{n_{max}} \int N_H N^{Z+} R_{cx, j}^Z W_{k, j} A_{ik} dl \quad (5.15)$$

Aus den gemessenen Intensitäten I_{ik}^{cx} und der Inversion von Gl.(5.15) erhält man die Größen $\int N_H N^{Z+} R_{cx, j}^Z dl$ für die beobachteten Übergänge $n_{bmin} \leq k \leq n_{bmax}$. Unter der Annahme, daß die Ratenkoeffizienten sich über das Strahl/Plasma-Reaktionsvolumen nicht wesentlich ändern, kann man die $R_{cx, j}^Z$ aus dem Integral ziehen. Die Nebenbedingung

$$\sum_{k=n_{bmin}}^{n_{bmax}} R_{cx, k} = \sum_{k=n_{bmin}}^{n_{bmax}} R_{cx, k}^{theor.} \quad (5.16)$$

die verlangt, daß die Summe der so bestimmten experimentellen Ratenkoeffizienten mit der Summe der theoretisch berechneten Ratenkoeffizienten übereinstimmt, liefert dann das sogenannte "Emission Measure" $\int N_H N^{Z+} dl$ und damit die gesuchten experimentellen Ratenkoeffizienten $R_{cx,k}$. Kennt man außerdem die Neutralteilchendichte $\int N_H dl$ längs der Sichtlinie, so kann man unter der Annahme, daß sich N^{Z+} innerhalb des Reaktionsvolumens nicht wesentlich ändert, die Dichte der Verunreinigungen N^{Z+} bestimmen:

$$N^{Z+} = \frac{\int N_H N^{Z+} dl}{\int N_H dl} \quad (5.17)$$

Zur Berechnung der Besetzung von Zuständen, aus denen keine Übergänge gemessen wurden, werden die experimentellen Ratenkoeffizienten anhand der theoretischen Ratenkoeffizienten extrapoliert, z.B. $n_{max} \geq j > n_{bmax}$:

$$R_{cx,j} = R_{cx,n_{bmax}} \left(\frac{R_{cx,j}}{R_{cx,n_{bmax}}} \right)^{theor.} \quad (5.18)$$

wobei n_{bmax} die Hauptquantenzahl des höchsten gemessenen Übergangs ist.

In Wirklichkeit ist die Rechnung etwas komplizierter, da die Besetzung nicht auf dem Niveau der Hauptquantenzahlen n (bzw. i, j, k), sondern auf der Ebene der Bahndrehimpulse l berechnet wird. Dies ist notwendig, da die ganzen Übergangswahrscheinlichkeiten von l abhängen und ferner l -mixing Stöße der Ionen berücksichtigt werden. Dies ändert aber nichts an der oben dargestellten Struktur der Rechnung. Bei der Berücksichtigung der l -mixing Stöße werden zusätzlich zu den Beiträgen aus den Strahlungsübergängen noch Stoßbeiträge der Ionen in die Matrizen W mit aufgenommen. Dabei sind hauptsächlich Stoßübergänge mit einer Änderung des Gesamtdrehimpulses $\Delta j = \pm 1$ von Bedeutung, mit $j = l \pm 1/2$.

5.4. Die theoretischen CXR-Wirkungsquerschnitte

Für die Berechnung der Besetzung werden die ersten 20 Hauptquantenzahlen berücksichtigt ($n_{max} = 20$), die in die verschiedenen (n, l) -Zustände aufgelöst werden. Da nicht Übergänge aus allen diesen 20 Zuständen gemessen werden können, sind theoretische Wirkungsquerschnitte für die Rechnungen notwendig. Diese theoretischen Wirkungsquerschnitte σ_{cx}^{theor} müssen für die verschiedenen Ionen als Datenbasen vorliegen. Die Daten hierzu stammen aus theoretischen Modellrechnungen, wie sie in Kap. 4 diskutiert wurden, und sind der Literatur entnommen. Für die Rechnungen zu Krypton wurden MLZ-Daten für Fe^{26+}

von Janev et al. [52] benutzt. Für Schwefel wurden UDWA-Daten für S_i^{14+} von Ryufuku [58] verwendet.

Für die Wirkungsquerschnitte wird eine Abhängigkeit $\sigma_n \sim n^{-\alpha}$ angenommen und α wird für jede Stoßenergie an die beiden höchsten σ_n -Werte angepaßt, die in der Datenbasis verfügbar sind. Mit dieser Anpassung werden die Daten dann für höhere n extrapoliert, vergl. Kap. 4.

Wegen Unsicherheiten in der l -Verteilung der direkten Wirkungsquerschnitte σ_{nl} wird im Code eine Formfunktion l_{form} für die l -Verteilung des Einfangsquerschnitts eingeführt. Während also die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} und die Wirkungsquerschnitte für den Einfang in bestimmte Hauptquantenzahlen σ_n aus der Datenbasis entnommen (bzw. extrapoliert) werden, kann die l -Verteilung σ_{nl} mit Hilfe von l_{form} modelliert werden. Für unsere Rechnungen wurde folgende Formfunktion der l -Verteilung gewählt: $(2l+1)$ -Anstieg mit l und exponentieller cutoff mit $0.5 \cdot (l - l_{cut})$ für $l > l_{cut}$.

Auf der Ebene der Bahndrehimpulse l können die direkten Ratenkoeffizienten für eine Hauptquantenzahl n als Vektoren $\vec{R}_{cx}(n, l)$ mit dem Betrag $R_{cx}(n)$ dargestellt werden. Die normierten Komponenten des Vektors sind dann die normierten Ratenkoeffizienten $f_{cx}(n, l)$ der l Niveaus, also

$$\vec{R}_{cx}(n, l) = R_{cx}(n) \cdot \vec{f}_{cx, nl}$$

$R_{cx}(n)$ ist dann der totale Ratenkoeffizient für den Zustand n . Alle $f_{cx}(n, l)$ werden über die Formfunktion l_{form} berechnet.

5.5. Die Berechnung der Grundzustandsdichte

Um die berechneten Besetzungsdichten der angeregten Zustände der Ionen mit der Besetzung des Grundzustandes dieser Ionisationsstufe und der Besetzung der vollständig ionisierten Spezies verbinden zu können, vergl. Abb. 5.2, bestimmen wir das Verhältnis dieser beiden Dichten aus den Ionisations- und Rekombinationsraten im ASDEX-Torus. Dabei wird ein Transportcode von K. Behringer [76] in einer modifizierten Version von G. Janeschitz und K. Krieger [77] benutzt, der über die Flußflächen im Torus mittelt und folgende Gleichung als Funktion des Radius r in zylindrischer Geometrie löst:

$$\begin{aligned} \frac{dN^{Z+}}{dt} = & N_e N^{(Z-1)+} S^{Z-1} - N_e N^{Z+} R_{\nu+d}^Z \\ & - N_H N^{Z+} R_{cx}^Z - \text{div}(\vec{\Gamma}^{Z+}) = 0 \end{aligned} \quad (5.19)$$

Vernachlässigt man den Transportterm $\overrightarrow{\text{div}}(\Gamma^{Z+})$, so erhält man das Korona Ionisations-Gleichgewicht, vergl. *Kap. 3, Gl. (3.13)*:

$$\frac{N^{(Z-1)+}}{N^{Z+}} = \frac{\alpha^Z}{S^{Z-1}}$$

$$\alpha^Z = R_{\nu+d}^Z + \frac{N_H}{N_e} R_{cx}^Z \quad (5.20)$$

Der Rekombinationskoeffizient α^Z enthält in diesem Fall zusätzlich zu Strahlungs- und Dielektronischer Rekombination ($R_{\nu+d}^Z$) auch noch die CX-Rekombination (R_{cx}^Z). Die Neutralteilchendichte N_H in Gleichung (5.20) wird ebenfalls eine Funktion von r , wenn man über die Flußflächen mittelt. Diese Neutraldichte wird mit Hilfe eines Strahl-Absorptions-Codes, F.P.Penningsfeld [78], bestimmt. Die Ratenkoeffizienten für Rekombination $R_{\nu+d}^Z$ und Ionisation S^{Z-1} , die für diese Berechnung notwendig sind, liegen für Krypton leider nicht vor. Für Schwefel sind sie vorhanden, doch fehlen in diesen Fällen die Elektrodendichtemessungen aus der YAG-Laserstreuung, so daß die Berechnung des Grundzustandes nur am Beispiel von Sauerstoff durchgeführt wurde.

Als Ergebnis [79], erhält man für den Grundzustand von O^{7+} eine Besetzung von $N(O^{7+}, n=1) = 1.73 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Für den vollionisierten Zustand O^{8+} und die angeregten Zustände $n > 1$ von O^{7+} folgt: $N(O^{8+}) / N(O^{7+}, n=1) = 11.3$ und $N(O^{7+}, n_{res}) / N(O^{7+}, n=1) = 2.0 \cdot 10^{-6}$ mit $n_{res} = 5-6$. Die sehr schwache Besetzung der angeregten Niveaus im Verhältnis zum Grundzustand ist offensichtlich.

6. Experimente an ASDEX

6.1. Experimenteller Aufbau

An ASDEX wurde Strahlung aus der Äquatorialebene des Torus beobachtet, *Abb. 6.2*. Die Ladungsaustausch-Rekombinationsstrahlung während der Neutralinjektion stammt dabei aus einem genau definierten Reaktionsvolumen. Dieses wird durch den Strahlquerschnitt des Injektionsstrahls und die Sichtlinie des Spektrometers definiert, *Abb. 6.1* und *Tab. A1 – A3* im *Anhang A*.

Die Strahlung aus dem Plasma verläßt das ASDEX-Gefäß durch ein Quarzfenster und wird über Spiegel und Quarzlinen auf den Eintrittsspalt eines Spektrometers abgebildet. An der Stelle des Austrittsspaltess sitzt eine Dioden-Vielkanal-Kamera mit Bildverstärker (OMA). Die Strahlung wird dabei längs der gesamten Sichtlinie aufintegriert.

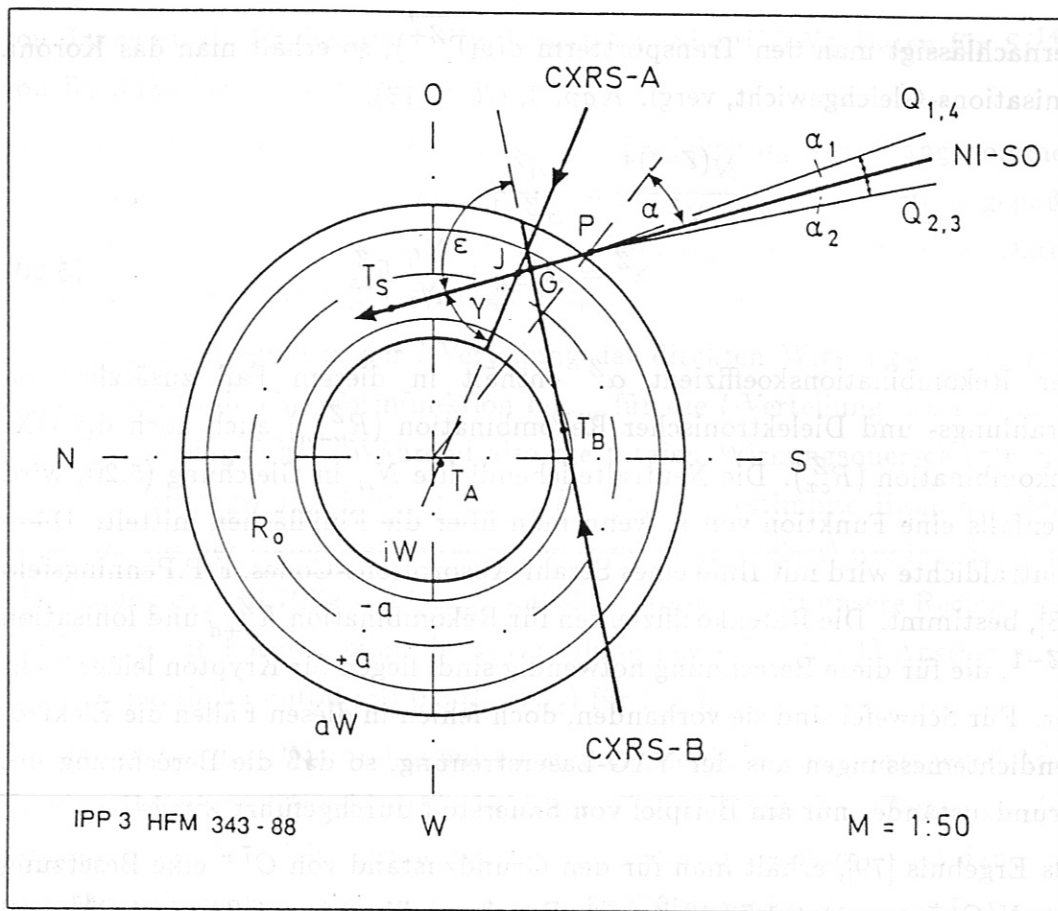


Abb. 6.1: Geometrie ASDEX, CXRS-Sichtlinien und Neutralinjektion: Sicht von oben auf den Torus. R_0 ist der große Radius des Plasmazentrums, a der Radius des Plasmas. J ist der Schnittpunkt von Sichtlinie A mit der SO-Strahlachse und γ der Winkel zwischen Sichtlinie und Strahl in diesem Punkt. G ist der Schnittpunkt von Sichtlinie B mit der Strahlachse und ϵ der Schnittwinkel dort. P ist der Drehpunkt des Neutralteilcheninjektors, α der mittlere Einschußwinkel. $\alpha_{1,2}$ sind die Winkel der Quellen 1,2 des Injektors mit der Injektorachse. Der toroidale Winkel Φ des ASDEX-Koordinatensystems wird von Süden aus gerechnet.

Die Ladungsaustausch-Rekombinationsstrahlung stammt praktisch nur aus dem Reaktionsvolumen, da eine genügend hohe Neutralteilchendichte notwendig ist. Ferner ist die Lebensdauer der angeregten Niveaus sehr kurz, so daß man keine Beiträge umlaufender Teilchen erhält. Ladungsaustausch mit thermischen Neutralen vom Plasmarand ist nur bei sehr leichten Ionen wie Helium und Kohlenstoff beobachtbar und spielt nur für niedrige Hauptquantenzahlen n eine Rolle [59, 2].

Die Dioden-Vielkanal-Kamera konnte wahlweise an zwei verschiedene Spektrometer montiert werden, wodurch sich zwei verschiedene Sichtlinien durch das

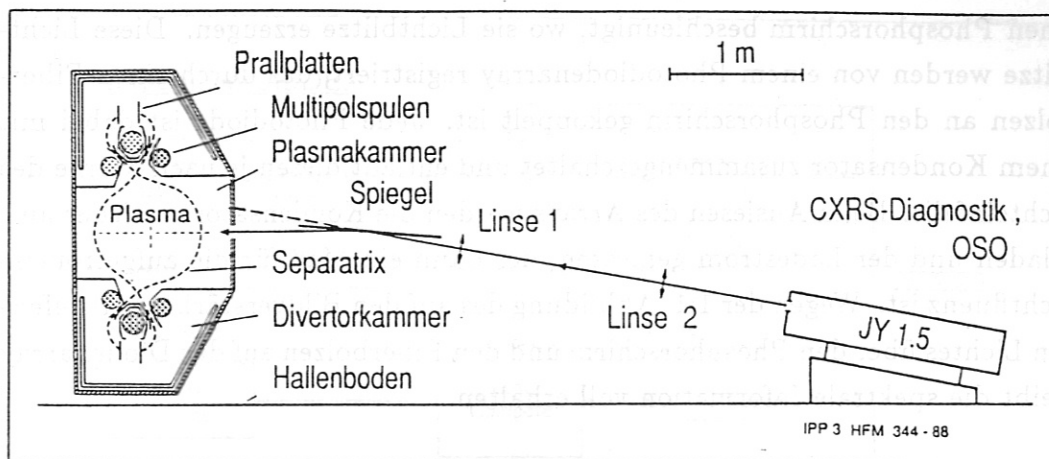


Abb. 6.2: Sichtlinie A: Schnitt durch den ASDEX-Torus mit dem angedeuteten Plasma und der Sichtlinie A des JY-Spektrometers in die Mittelebene des Plasmas.

Plasma ergaben, Abb. 6.1 und Tab. A.2 im Anhang A. Die Sichtlinie A verlief im Ost-Süd-Osten von ASDEX radial in das Plasma und kreuzte die Achse des Süd-Ost-Injektors im Punkt J bei einem großen Radius von $R_J = 1.869$ m ($r_J = + 0.219$ m). Die Sichtlinie B verlief tangential von Süd-Westen nach Ost-Süd-Osten durch das Plasma und kreuzte die Achse des Injektors im Punkt G bei $R_G = 1.930$ m ($r_G = + 0.280$ m). Das Plasmazentrum liegt bei $R_0 = 1.65$ m. Es war somit möglich, mit der tangentialen Sichtlinie B Plasma-rotationsgeschwindigkeiten zu messen, während die radiale Sichtlinie A keine Rotationsanteile enthielt und damit besser zur Messung von Ionentemperaturen aus der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien geeignet ist.

Als Spektrometer wurden verwendet: für die Sichtlinie A ein 1.5 m Spektrometer der Firma Jobin Yvon (JY 1.5), mit einem holografischen 2400 mm^{-1} Gitter und einer Dispersion von 0.22 nm/mm bei $\lambda = 500 \text{ nm}$. Für die Sichtlinie B stand ein 1.0 m Spektrometer der Firma B+M Spektrometrik mit einem 1200 mm^{-1} Gitter und einer Dispersion von 0.8 nm/mm zur Verfügung. Die experimentelle Auflösung betrug 0.05 nm für das JY - und 0.09 nm für das BM - Spektrometer. Beide Spektrometer haben einen Gitteraufbau in Czerny-Turner Anordnung. Der verfügbare Wellenlängenbereich ist $250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$.

Die Dioden-Vielkanal-Kamera, Abb. 6.3, besteht aus einem Bildverstärker und einem nachgeschalteten Diodenarray mit Ausleseelektronik (self-scanned photodiode array) [80,81]. Im Bildverstärker werden die in einer Photokathode durch das auffallende Licht freigesetzten Elektronen in zwei hintereinandergeschalteten Mikrokanalplatten (microchannel plates) [82,83] verstärkt und auf

einen Phosphorschirm beschleunigt, wo sie Lichtblitze erzeugen. Diese Lichtblitze werden von einem Photodiodenarray registriert, das durch einen Fiberbolzen an den Phosphorschirm gekoppelt ist. Jede Photodiode ist dabei mit einem Kondensator zusammenschaltet und entlädt diesen je nach Stärke des Lichteinfalls. Beim Auslesen des Arrays werden die Kondensatoren wieder aufgeladen und der Ladestrom gemessen, der dann ein Maß für die aufgetroffene Lichtfluenz ist. Wegen der 1:1 Abbildung des auf den Bildverstärker auftreffenden Lichtes über den Phosphorschirm und den Fiberbolzen auf das Diodenarray bleibt die spektrale Information voll erhalten.

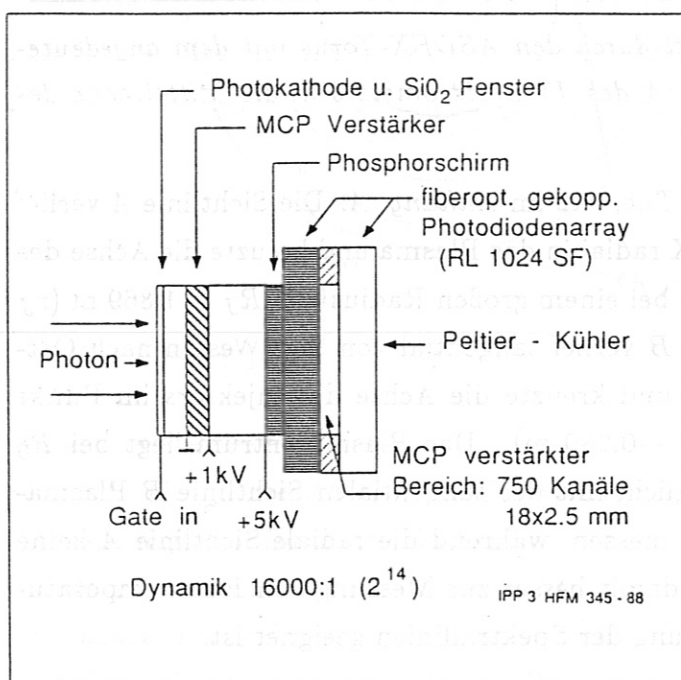


Abb. 6.3: 1420-2
 Photodioden-Array-
 Detektor: Bildverstärker
 mit Photokathode, Mi-
 krokanalplatten und
 Phosphorschirm, und
 fiberoptisch gekoppel-
 tes Photodioden-Array.
 Der Detektor wird durch
 einen eingebauten Pel-
 tier-Kühler auf einer
 einstellbaren Tempera-
 tur ($\sim 5^\circ\text{C}$) gehalten.
 Die Dynamik beträgt
 16000:1 (2^{14}).

Der von uns verwendete Detektor 1420-2 der OMA-II Familie der Firma EG+G war mit einem 1024-Dioden-Array ausgestattet, wovon etwa 750 Dioden aus dem mittleren Bereich des Arrays durch den Bildverstärker intensiviert wurden. Ein Diodenelement, Pixel genannt, hat einen Durchmesser von $25\ \mu\text{m}$ und eine Höhe von 2.5 mm. Das auffallende Licht wird so lange auf dem Array integriert, bis das Array ausgelesen wird. Der schnellste Auslesezyklus beträgt dabei $16\ \mu\text{s}$ pro Pixel, also etwa 16 ms für das gesamte Array. Über diese Mindestintegrationszeit hinaus sind beliebige Integrationszeiten möglich.

Die ausgelesenen analogen Signale werden in einem Kontroller, über den auch die gesamte Kamerasteuerung erfolgt, digitalisiert und zu einem Computer zur Verarbeitung weitergeschickt.

Die Synchronisation der Datenaufnahme mit dem Experiment erfolgt durch den ASDEX Haupttrigger, der bei Beginn des Plasmaaufbaus ausgegeben wird

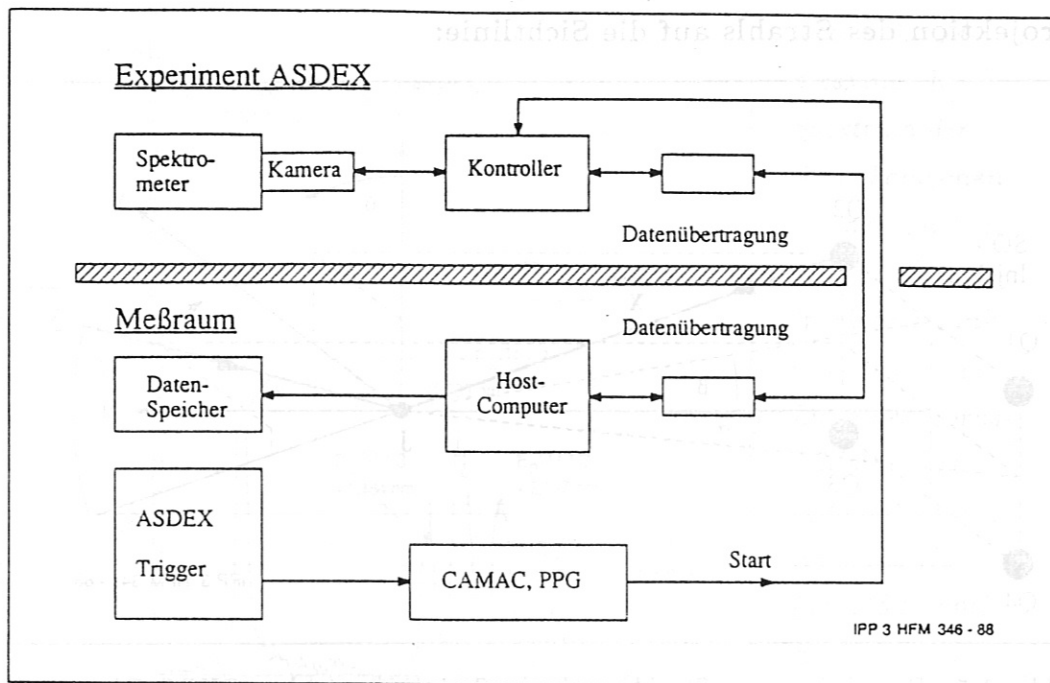


Abb. 6.4: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus: Start des Experiments durch einen Trigger vom ASDEX-Rechner zu Beginn des Plasmaaufbaus. Spektroskopische Zerlegung des beobachteten Lichtes aus dem Plasma und Nachweis mit der Kamera, Digitalisierung der Daten im Kamera-Kontroller, Übertragung der Daten auf einen Host-Computer im Meßraum und von dort zur zentralen Datenerfassung.

und den Start einer Messung initialisiert. Während einer Plasmaentladung von ASDEX, einem sogenannten "Schuß" von etwa 3 Sekunden Dauer, wurden typischerweise 40 Spektren aufgenommen.

6.2. Vermessung der CXRS-Geometrie

Da die Reaktionsrate für Ladungsaustausch direkt proportional zur Dichte der schnellen Neutralteilchen aus dem Injektionsstrahl ist, ist eine genaue Kenntnis der Geometrie notwendig. Zur Bestimmung der exakten Geometrie von Sichtlinie und SO-Injektionsstrahl wurde die Dopplerverschiebung der Strahlkomponenten verschiedener Quellen des SO-Injektors untersucht. Gemessen wurden die H_{β} -Intensität der einzelnen Komponenten, vergl. Abb. 6.6 und Kap. 7. Aus den Messungen wurden der Schnittwinkel γ zwischen Sichtlinie A und Strahl, und der Injektionswinkel α des Strahls bestimmt, vergl. Abb. 6.1 und Tab. A.2 im Anhang A.

Projektion des Strahls auf die Sichtlinie:

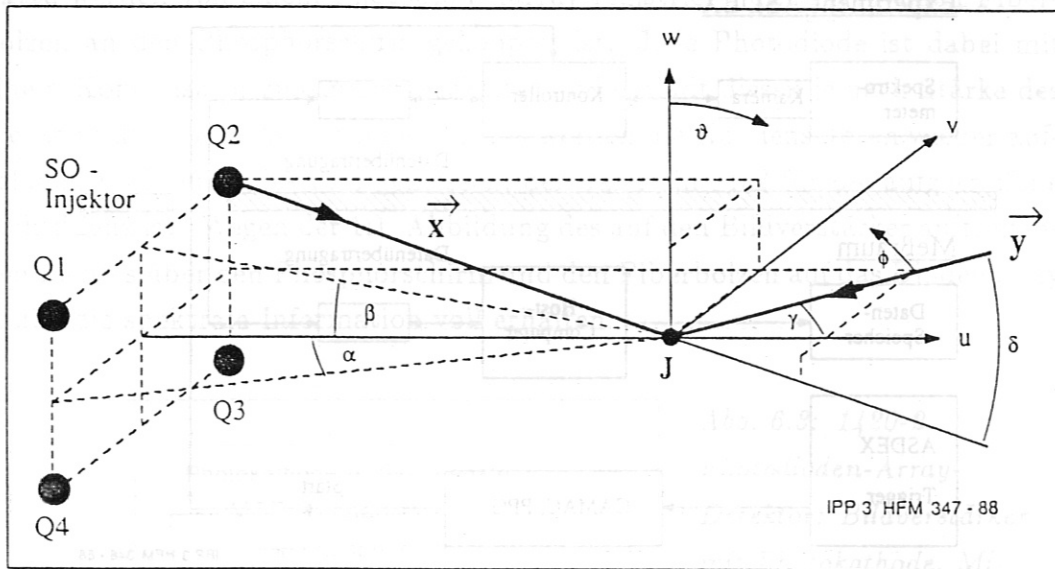


Abb. 6.5: Projektion des Strahls auf die Sichtlinie A der CXRS-Diagnostik. Verwendung sphärischer Koordinaten r , ϑ und ϕ . Der Injektionsstrahl besteht aus vier Quellen, die links zu sehen sind. Die CXRS-Sichtlinie kommt von rechts und schneidet die Strahlachse im Punkt J, vergl. Abb. 6.1.

Für die Projektion des Strahls auf die Sichtlinie A der CXRS-Diagnostik werden sphärische Koordinaten r , ϑ und ϕ verwendet. Bezugspunkt ist der Schnittpunkt J zwischen Strahlachse und Sichtlinie A. r bezeichnet den Radiusvektor von J aus, ϑ den poloidalen Winkel, der von der z-Achse aus gerechnet wird und daher in der Äquatorialebene des Torus 90° ist. ϕ bezeichnet den toroidalen Winkel, der hier für die Strahlachse zu 0 gewählt wird. Zur Berechnung der Projektion siehe Anhang A.

Ergebnis: $\cos\delta_i = \cos\beta_i \cos(\gamma - \alpha_i)$

Messung der Winkel mittels Dopplerverschiebung:

Mittels Dopplerverschiebung der H_β -Emission der Strahlkomponenten für die Quellen 1 und 2 des SO-Injektors wurden die Winkel $\gamma_{1,2}$ zwischen der Sichtlinie A und den Quellen 1 und 2 gemessen und daraus die Winkel γ und α bestimmt. Für die Verschiebung der Wellenlänge erhält man, vergl. Anhang A :

$$\Delta\lambda_{ik} = \Delta\lambda_0 \frac{1}{\sqrt{k}} \cos\delta_i$$

mit $\Delta\lambda_0 = \lambda \frac{v_0}{c} = 4.5451 \text{ nm}$, $v_0 = \sqrt{\frac{2 E_0}{m}} = 2.80 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$ $k = \text{Index für Energiekomponenten} = 1, 2, 3$ für $E = E_0, E_0/2$ und $E_0/3$, vergl. Kap. 7, $i = \text{Index für Einschubwinkel}, = 1$ für $Q_{1,4}, = 2$ für $Q_{2,3}$

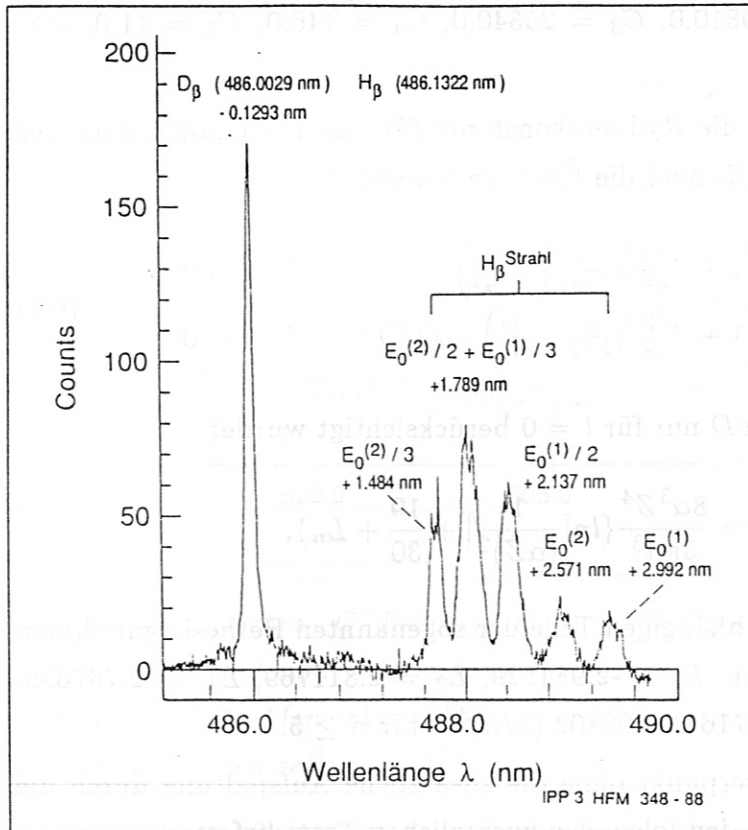


Abb. 6.6: Gemessenes H_{β} -Spektrum der Strahlkomponenten der Quellen 1 und 2 des SO-Injektors: Links unverschobene Linie des Torus-Füllgases, D_{β} (486.0029 nm). Referenz H_{β} (486.1322 nm). Rechts dopplerverschobene H_{α} -Strahlkomponenten.

Als Ergebnis erhält man für die mittleren Winkel eine gute Übereinstimmung zwischen unseren Messungen und den aus technischen Unterlagen (Plänen und Tabellen) bestimmten Werten γ_{soll} und α_{soll} , Tab. 6.1.

Tab. 6.1: Ergebnis: Winkel CXRS und NI

$\gamma_{gem} = (\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}) = 52.07^0$	$\gamma_{soll} = 52.1^0$
$\alpha_{gem} = (\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{2}) = 3.49^0$	$\alpha_{soll} = 3.68^0$

6.3. Durchführung der Experimente

Zur Identifikation von Ladungsaustauschlinien wurden Wellenlängen H-ähnlicher Ionen nach der folgenden Formel berechnet [4, 84]:

$$\lambda_{Luft}(nm) = \frac{1}{RF} \lambda_{Vak.}(nm) = \frac{1}{RF} \frac{1.0 \cdot 10^7}{|E(n, l, Z) - E(m, l, Z)| \cdot Ry} \quad (6.1)$$

mit dem Brechungsindex RF in Luft [85]

$$RF = 1.0 + 1.0 \cdot 10^{-8} \cdot \left(C_1 + \frac{C_2}{C_4 - \sigma^2} + \frac{C_3}{C_5 - \sigma^2} \right)$$

$C_1 = 6432.8$, $C_2 = 2949810.0$, $C_3 = 25540.0$, $C_4 = 146.0$, $C_5 = 41.0$, $\sigma =$ Wellenzahl in μm^{-1} .

$Ry = 109737.2 \text{ cm}^{-1}$ ist die Rydbergkonstante für einen unendlich schweren Kern ($=R_\infty$) und $E(n, l, Z)$ sind die Übergangsenergien

$$E(n, l, Z) = \begin{cases} \frac{Z^2}{n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left[\frac{n}{l+1/2} - \frac{3}{4} \right] \right) & \text{f. } l > 0 \\ \frac{Z^2}{n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left[\frac{n}{l+1} - \frac{3}{4} \right] \right) - QED & \text{f. } l = 0 \end{cases} \quad (6.2)$$

wobei der Lamb-Shift QED nur für $l = 0$ berücksichtigt wurde:

$$QED = \frac{8\alpha^3 Z^4}{3\pi n^3} \left\{ \ln \left[\frac{1}{(\alpha Z)^2} \right] + \frac{19}{30} + L_n \right\}.$$

Die L_n sind die $(Z\alpha)$ -unabhängigen Teile der sogenannten Bethe-Logarithmen [84] mit folgenden Werten: $L_1 = -2.984129$, $L_2 = 2.811769$, $L_3 = -2.767699$, $L_4 = -2.749859$, $L_n = -2.71631 - 0.02402 (5/n)^{3/2}$ für $n \geq 5$.

Dies gibt den Linienschwerpunkt ohne die zusätzliche Aufspaltung durch die Spin-Bahn-Kopplung, die den folgenden zusätzlichen Term liefert:

$$\zeta_{nl}(Z) = \begin{cases} \frac{2\alpha^2 Z^2}{n^2} \left[\frac{n}{l(2l+1)(l+1)} \right] & \text{f. } l > 0 \\ 0 & \text{f. } l = 0 \end{cases} \quad (6.3)$$

Diese Wellenlängen wurden am Spektrometer eingestellt und die Spektren um diese Wellenlängen während einer Plasmaentladung aufgenommen. Während der Neutralinjektionsphase konnten dann CXR-Linien beobachtet werden, die mit dem Abschalten der Injektion wieder verschwanden, vergl. *Kap.* 8.6. Die Linien zeigten eine strenge Korrelation zum Neutralteilchenstrom (Zeitskala $< 1 \text{ ms}$) [32, 34, 2], vergl. *Abb.* 8.12, und sind dadurch gegenüber elektro-nenstoßangeregter Linienstrahlung zu unterscheiden. Hinzu kommt eine sehr starke Verbreiterung der Linien im Sichtbaren und UV aufgrund der hohen Iontemperatur im Plasmaintern. "Kalte" Linien aus der Randschicht sind dagegen sehr schmal, vergl. *Abb.* 6.7. In *Tab. B.1, 2* im *Anhang B* sind die an ASDEX identifizierten CXR-Linien aufgelistet.

Zur Messung der Dopplerverbreiterung und Dopplerverschiebung von Spektrallinien des Sauerstoffs und Kohlenstoffs wurden ebenfalls während der gesamten Plasmaentladung Spektren aufgenommen. Die Spektren vor und nach der Neutralinjektion dienten zur Bestimmung des Untergrundes und zur Ermittlung von störenden Linien im selben Wellenlängenbereich. Aus einem Gaußfit an

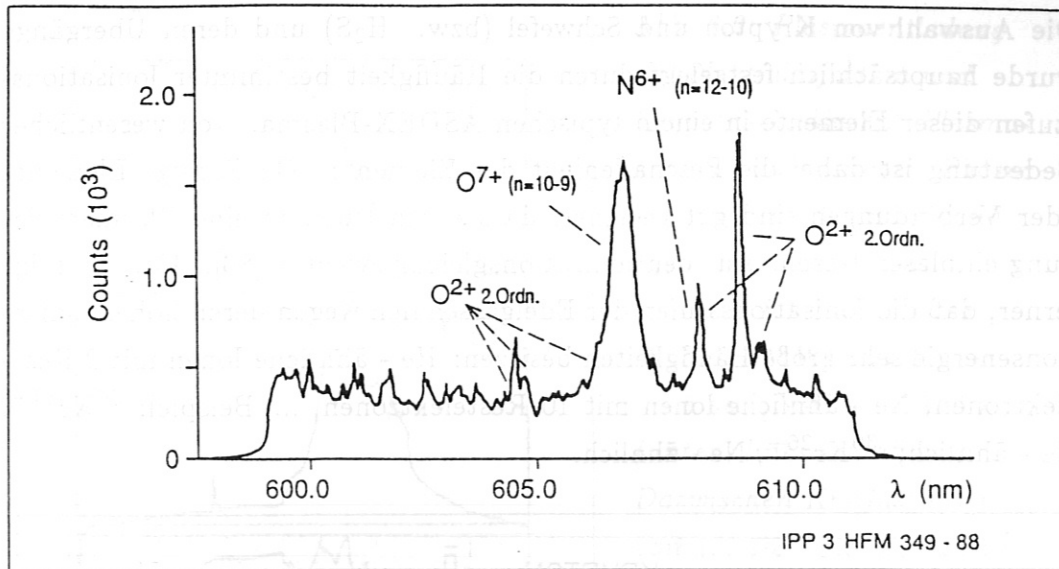


Abb. 6.7: Typisches CXR-Spektrum von H-ähnlichem Sauerstoff, O^{7+} , $n=10 \rightarrow 9$, 606.8 nm. Die Ladungsaustauschlinie ist deutlich breiter als die Linien von O^{2+} . Man erkennt ferner die N^{6+} -CXR-Linie (breiter Sockel) mit einer überlagerten schmalen O^{2+} -Linie.

die gemessenen Spektren konnten dann Iontemperatur und Plasmarotationsgeschwindigkeit bestimmt werden. Die Iontemperatur erhält man aus der vollen Halbwertsbreite eines Gaußprofils zu

$$T_i(\text{eV}) = 1.68 \cdot 10^8 \cdot \mu(\text{amu}) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} \right)^2 \quad (6.4)$$

mit dem Gaußprofil

$$I(\lambda - \lambda_0) = I(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta\lambda_D} \cdot \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] \quad (6.5)$$

Die volle Halbwertsbreite ergibt sich dabei zu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0} &= 2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = 2 \cdot \sqrt{\ln(2)} \cdot \frac{\sqrt{2kT/m_i}}{c} \\ &= 7.72 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{T(\text{eV})}{\mu(\text{amu})}} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Die Masse der Ionen μ wird dabei in atomaren Masseneinheiten (amu) angegeben, $\Delta\lambda_D$ ist die Dopplerverbreiterung.

Bei der Untersuchung der Krypton- und Schwefelübergänge wurde während einer stationären Phase der Plasmaentladung zusätzlich Gas eingeblasen (im Falle von Schwefel als H_2S).

Die Auswahl von Krypton und Schwefel (bzw. H_2S) und deren Übergänge wurde hauptsächlich festgelegt durch die Häufigkeit bestimmter Ionisationsstufen dieser Elemente in einem typischen ASDEX-Plasma. Von wesentlicher Bedeutung ist dabei die Beschaffenheit des Elements. Gasförmige Elemente oder Verbindungen sind gut geeignet, da sie sich leicht in eine Plasmaentladung einblasen lassen. Aus den Ionisationsgleichgewichten [86], Abb. 6.8, folgt ferner, daß die Ionisationsstufen der Edelgasschalen wegen deren hoher Ionisationsenergie sehr große Häufigkeiten besitzen: He - ähnliche Ionen mit 2 Restelektronen, Ne - ähnliche Ionen mit 10 Restelektronen, ... Beispiel: $^{36}Kr^{34+}$, He - ähnlich; $^{36}Kr^{26+}$, Ne - ähnlich.

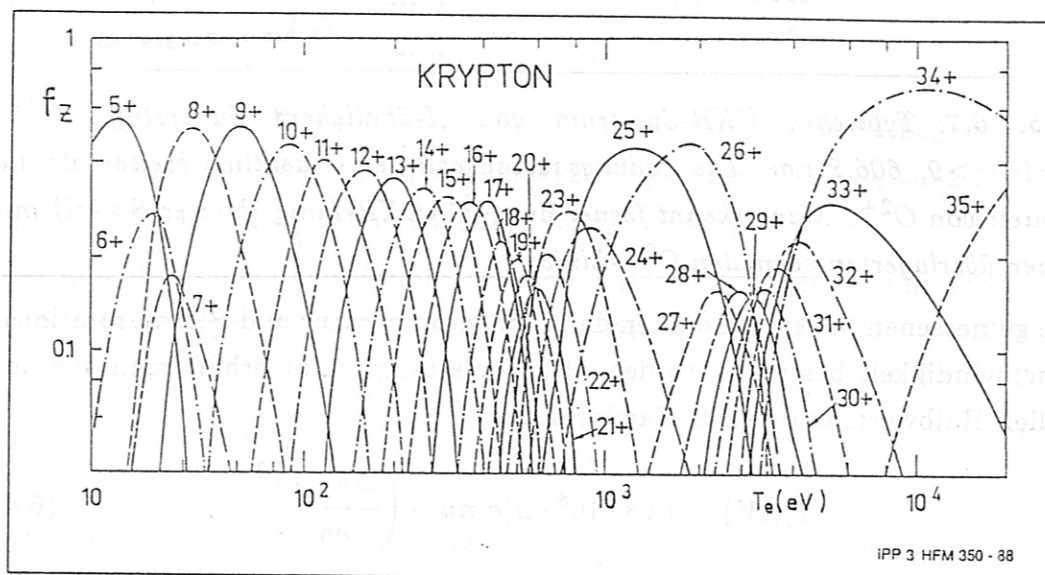


Abb. 6.8: Korona-Ionisationsgleichgewicht von Krypton in einem Tokamak Plasma nach C. Breton et al. (1978). Für die an ASDEX typische Temperatur von 1-2 keV findet man hauptsächlich die Ne- und Na-ähnlichen Ionisationszustände (26+, 25+).

Eine Plasmaentladung mit Injektion und Krypton-Gasblasen zeigt Abb. 6.9. Beim Einschalten der Injektion erfolgte ein starker Anstieg der Elektronentemperatur. Mit Beginn des Kr-Gasblasens steigt jedoch die Strahlung aus dem Plasma schnell an. Bei $t = 1.5$ s wird mehr Leistung aus dem Plasma abgestrahlt (~ 2.1 MW), als durch den Injektor nachgeliefert wird (~ 1.7 MW). Diese starken Strahlungsverluste führen schließlich bei $t = 1.8$ s zum Zusammenbruch der Temperatur und zum Abbruch der Entladung.

Ziel der Untersuchungen war es, zu einer Abschätzung von Anregungsratenkoeffizienten und Wirkungsquerschnitten für Hauptquantenzahlen $n > n_{res}$ zu gelangen. Dabei ist es sehr wesentlich, ob man eine Abhängigkeit wie n^{-3} oder

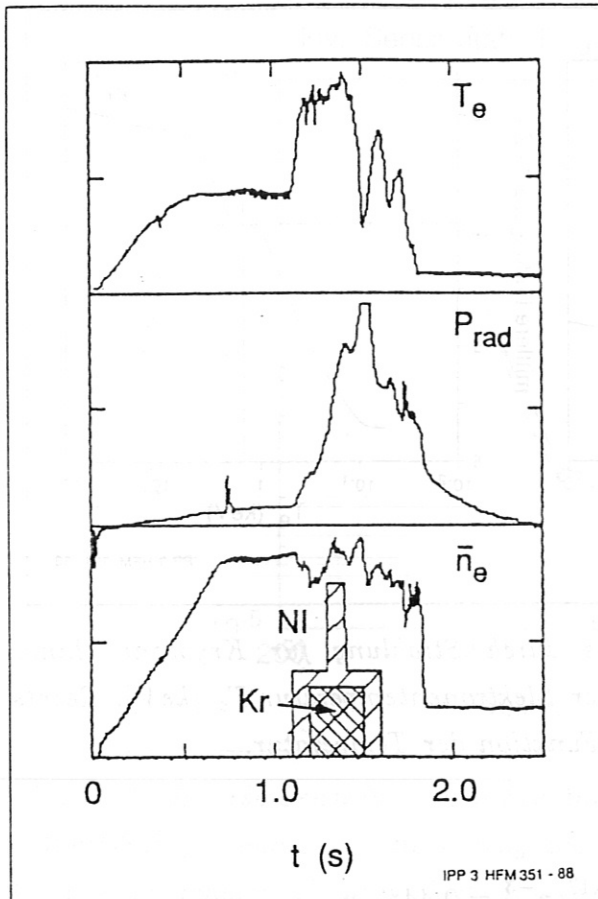


Abb. 6.9: Plasmaentladung mit Neutralinjektion und Krypton-Gasblasen: Plasmaaufbau und stationäre Phase: Plateaus in \bar{n}_e (unten) und $T_e(0)$ (oben). Neutralinjektion von 1.1 sec - 1.4 sec (SO, 1.7 MW) und 1.3 sec - 1.6 sec (NW, 1.75 MW) (unten, links schraffiert). Dazwischen Kr-Gasblasen von 1.2 sec - 1.5 sec (unten, rechts schraffiert). Die starken Strahlungsverluste durch das Krypton (Mitte, Signal gesättigt, $P_{rad,max} = 2.1$ MW) kühlen das Plasma und führen zum Abbruch der Entladung bei 1.8 sec.

einen exponentiellen Abfall zu erwarten hat. Um mittelschwere Verunreinigungen im Sichtbaren zu beobachten, ist man gezwungen, Übergänge zwischen sehr hohen Quantenzahlen zu betrachten. Die gesuchte Abhängigkeit von n liefert dann ein Kriterium für die Beobachtbarkeit dieser Übergänge.

Um zu einer Abschätzung der Verunreinigungskonzentration im Plasma während des Einblasens von Krypton und Schwefel zu kommen, wurden sog. "Kühlraten" von Post et al. [87] benutzt. Zusammen mit der, mit Hilfe von Bolometer-Kamera-Systemen gemessenen, gesamten abgestrahlten Leistung aus dem Plasmazentrum und der zentralen Elektronentemperatur (ECE Diagnostik) kann man direkt Verunreinigungskonzentrationen angeben, Abb. 6.10. Der starke Anstieg der Strahlung nach dem Abschalten von 4 der insgesamt 8 NI-Quellen kann durch Vergleich mit dem Strahlungsverhalten aus den Kühlraten erklärt werden.

Die Verlustrate durch Strahlung P_Z (Wm^{-3}) ist über die Elektronendichte n_e und die Verunreinigungsdichte n_Z mit der Kühlrate L_Z verknüpft:

$$P_Z = n_e n_Z L_Z$$

Mit $n_e(0) = 5.25 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $P_Z = 6.0 \cdot 10^5 \text{ Wm}^{-3}$, $T_e(0) = 1.5 \text{ keV}$ und $L_Z =$

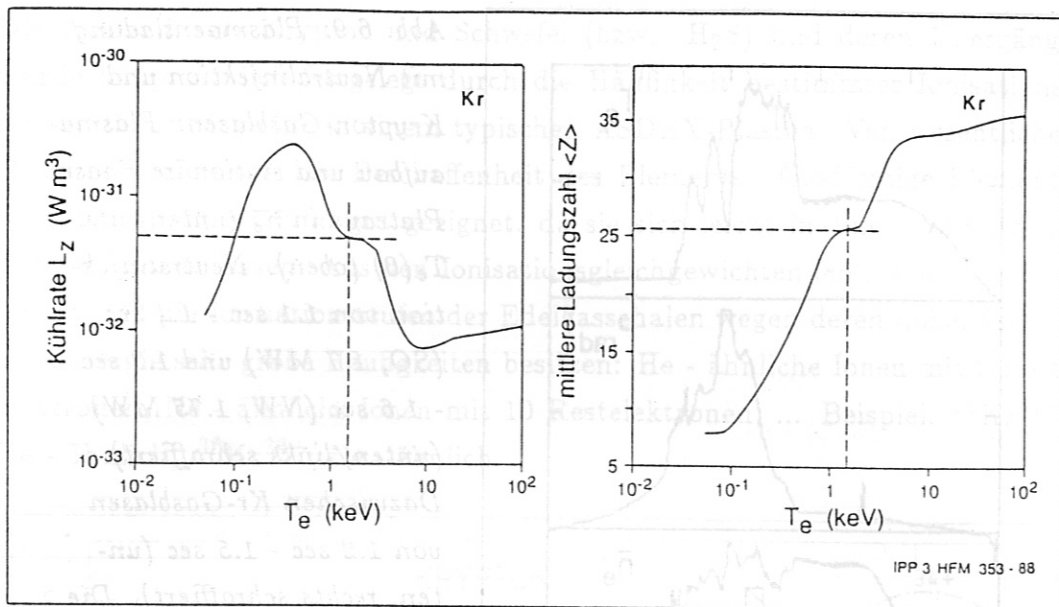


Abb. 6.10: Kühlrate eines Plasmas durch Strahlung für Krypton: Links Kühlrate L_Z (W m^3) als Funktion der Elektronentemperatur T_e (keV). Rechts die mittlere Ladungszahl $\langle Z \rangle$ als Funktion der Temperatur.

$5 \cdot 10^{-32} \text{ W m}^3$ folgt für Krypton:

$$n_{Kr} = 2.3 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3} = 0.44\% n_e$$

Der Ionisationszustand von Krypton aus dem Ionisationsgleichgewicht nach Breton et al. [86], Abb. 6.8, ist konsistent mit dem mittleren Ladungszustand $\langle Z_{Kr} \rangle = 26$ nach Post et al., Abb. 6.10.

Für Schwefel erhält man nach Post et al. $\langle Z_S \rangle = 15$ und

$$n_S = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} = 3.4\% n_e$$

6.4. Eichungen und Fehlerbetrachtung

Zur Bestimmung absoluter Intensitäten für die beobachteten Übergänge wurden beide Spektrometer absolut geeicht. Um Fehler bei der Absoluteichung auszuschließen und das Streulicht im unteren Wellenlängenbereich zu minimieren, wurde das JY 1.5m-Spektrometer, mit dem die Krypton- und Schwefelübergänge gemessen wurden, sowohl mit einer Wolfram-Band-Lampe als auch mit einem Kohlebogen geeicht. Die aus beiden Eichungen bestimmte inverse Sensitivität des Systems Spektrometer + Detektor + Linse konnte über den gesamten Spektralbereich $300 \text{ nm} \leq 800 \text{ nm}$ besser als 4 % genau bestimmt werden, vergl. Abb. 6.11. Unterhalb 300 nm sinkt die Intensität der Lampe

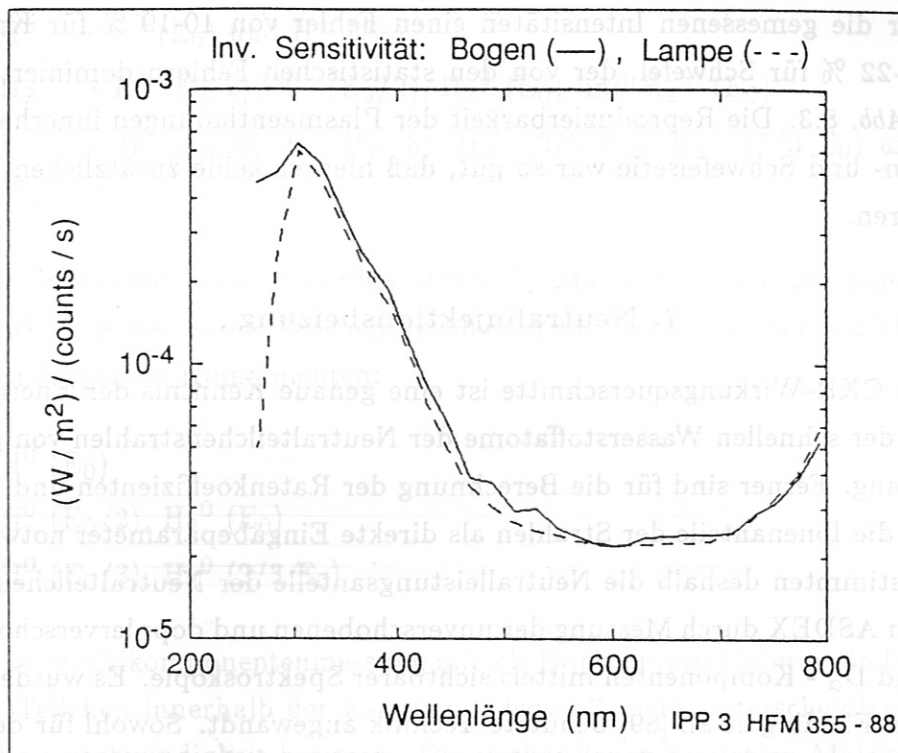


Abb. 6.11: Inverse Sensitivität von Spektrometer (JY 1.5), Kamera und Linse ($Watt/m^2 / Counts/s$): die durchgezogene Kurve zeigt die Daten aus der Kohlebogeneichung, die gestrichelte Kurve die Daten der Bandlampe. Oberhalb von 300 nm stimmen die Kurven besser als auf 4 % überein. Unterhalb 300 nm sinkt die Intensität der Lampe unter den Streulichtpegel.

unter den Streulichtpegel des Spektrometers und es wurden nur die Daten des Bogens benutzt.

Die Wolfram-Band-Lampe wurde bei einer schwarzen Temperatur von 2600 K betrieben, woraus aufgrund der Emissivitäten von Wolfram eine graue Temperatur von 2918 K resultiert. Der Kohlebogen wurde bei 8.1 A betrieben. Als Anodenkohlen wurden Ringsdorff RW2, Durchmesser 5 mm, und als Kathode Noris D, Durchmesser 7 mm, verwendet. Als Emissivitäten für RW2 wurden die Werte von Magdeburg und Schley [88] benutzt. Die schwarze Temperatur des Bogens betrug 3918 K, die graue Temperatur 4040 K.

Fehlerbetrachtung

Aus den gemessenen Spektren von Krypton und Schwefel (s. Kapitel 8) ergibt sich aufgrund der relativ niedrigen Zählraten nach der Poisson-Statistik ein Fehler von 10-18 % für die Krypton- und von 8-21 % für Schwefel. Die Gaußfits an die experimentellen Daten, die mit \sqrt{y} gewichtet wurden, liefern die Intensität, verglichen mit der Fläche unter der experimentellen Kurve, besser als 5 % genau. Zusammen mit den Fehlern aus der Absoluteichung erhält

man für die gemessenen Intensitäten einen Fehler von 10-19 % für Krypton und 12-22 % für Schwefel, der von den statistischen Fehlern dominiert wird, vergl. *Abb. 8.3*. Die Reproduzierbarkeit der Plasmaentladungen innerhalb der Krypton- und Schwefelserie war so gut, daß hieraus keine zusätzlichen Fehler resultieren.

7. Neutralinjektionsheizung

Für die CXR-Wirkungsquerschnitte ist eine genaue Kenntnis der Energieverteilung der schnellen Wasserstoffatome der Neutralteilchenstrahlen von großer Bedeutung. Ferner sind für die Berechnung der Ratenkoeffizienten und Besetzungen die Ionenanteile der Strahlen als direkte Eingabeparameter notwendig. Wir bestimmten deshalb die Neutralleistungsanteile der Neutralteilcheninjektoren an ASDEX durch Messung der unverschobenen und dopplerverschobenen H_α - und D_α - Komponenten mittels sichtbarer Spektroskopie. Es wurde dabei eine von Fielding et al. [89] benutzte Technik angewandt. Sowohl für den Betrieb bei 41 keV als auch bei 29 keV Strahlenergie konnten die rotverschobenen H_α - Strahlkomponenten vollständig getrennt aufgelöst werden.

Aus ähnlichen Messungen wurde ferner die exakte Geometrie des SO-Strahls und der Sichtlinie A des Spektrometers bestimmt, vergl. *Kapitel 6*.

Die Messungen wurden nicht in einem heißen Targetplasma unter Standardbedingungen durchgeführt, weil die dopplerverschobenen Strahlkomponenten in einem heißen Deuteriumplasma mit den beiden vorhandenen Sichtlinien nur schwer meßbar sind und sehr stark durch den translatorischen Starkeffekt im $\vec{v} \times \vec{B}$ Feld verbreitert sind. Als Target im Torus wurde daher kaltes Deuteriumgas bei Drücken zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ Pa und $8 \cdot 10^{-2}$ Pa benutzt, ohne Magnetfelder. Im folgenden sollen die Messungen kurz beschrieben und die Berechnung der Neutralleistungs- und Ionenanteile skizziert werden. Eine ausführliche Darstellung findet man in [90].

7.1. Ionenquelle und Strahlsystem

Die Neutralteilcheninjektoren im Süd-Ost- und Nord-West-Sektor von ASDEX bestehen aus jeweils vier Ionenquellen. Diese liefern üblicherweise ein Ionengemisch mit $\simeq 50$ % H^+ , $\simeq 30 - 35$ % H_2^+ und $\simeq 15 - 20$ % H_3^+ . Die durch eine Hochspannung von 41 kV (bzw. in einigen Fällen bei 29 kV) extrahierten und beschleunigten Ionen werden in einer Neutralisatorkammer durch Ionenstoß zu einem bestimmten Prozentsatz neutralisiert und teilweise dissoziiert. Dabei entstehen folgende Produkte, die in drei Familien eingeteilt werden können:

- 1) $H^+ \rightarrow H^0 (E_0)$ und $H^+ (E_0)$
- 2) $H_2^+ \rightarrow H^0 (E_0/2), H^+ (E_0/2), H_2^0 (E_0)$ und $H_2^+ (E_0)$
- 3) $H_3^+ \rightarrow H^0 (E_0/3), H^+ (E_0/3), H_2^0 (2/3 E_0), H_2^+ (2/3 E_0)$ und $H_3^+ (E_0)$

Die übrigbleibenden Ionen werden durch ein Magnetfeld in einen Ionensumpf abgelenkt, die neutralen Teilchen verbleiben im Strahl. Dieser besteht dann aus den folgenden Komponenten:

- 1) $H^0 (E_0)$
- 2) $H^0 (E_0/2), H_2^0 (E_0)$
- 3) $H^0 (E_0/3), H_2^0 (2/3 E_0)$

Für eine Strahlkomponentenmessung mittels Dopplerverschiebung sind die neutralen Teilchen innerhalb der Familien 2 bzw. 3 nicht unterscheidbar, da sie dieselbe Geschwindigkeit besitzen. Die vorhandenen neutralen Moleküle werden jedoch bei genügender Targetdichte im Neutralisator dissoziiert und der Strahl enthält nur noch neutrale Atome der vollen, halben und drittel Energie [91].

Die Wechselwirkung der Strahlkomponenten untereinander kann vernachlässigt werden, da die relativen Teilchendichten der Komponenten zueinander sehr klein sind und damit auch die Wechselwirkung sehr klein wird.

7.1.1. Neutralisation und Reionisation

Injiziert man den Neutralstrahl in ein kaltes D_2 - Gas, wie für die spektroskopische Messung der Strahlkomponenten über die Dopplerverschiebung, so ändern sich die Neutralteilchenanteile bzw. die Neutralleistungsanteile des Strahls nicht. Die Strahlteilchen werden lediglich durch Stöße angeregt und emittieren Licht. Das D_2 - Gas kann nämlich als eine verlängerte Neutralisatorkammer betrachtet werden. In dieser kommt es ab einer bestimmten Neutralisator - Targetdicke Π_N bzw. einer bestimmten Länge der Neutralisatorbox zu einer Sättigung des Neutralisationsgrades und es stellt sich ein Neutralisationsgleichgewicht für jede Spezies (Energie) ein.

Man kann sich dies leicht an der Beziehung für die Neutralisationseffizienz $\eta_N(E, \Pi_N)$, F. P. Penningsfeld [78], klarmachen:

$$\eta_N(E, \Pi_N) = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} (1 - e^{-(\sigma_{01} + \sigma_{10})\Pi_N})$$

und für $\Pi_N \rightarrow \infty$

$$\eta_N(E) \rightarrow \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}}$$

wobei $\sigma_{10} = \text{WQ}$ für Neutralisation, $\sigma_{01} = \text{WQ}$ für Reionisation. Beispiel: $E = 40 \text{ keV}$: $\sigma_{10} = 0.26 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$, $\sigma_{01} = 0.16 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$

$$\Rightarrow \eta_N(E, \infty) \rightarrow 0.62$$

Beim Durchgang des Neutralstrahls durch das D_2 - Gas im Flansch der Beamline und im Torus entstehen durch Reionisation wieder schnelle Ionen, die durch Ladungsaustauschrekombination angeregt werden können und dann ebenfalls H_α - Strahlung emittieren. Aufgrund der geringen D_2 - Gasdichte entsteht jedoch kein Gleichgewicht zwischen Neutralen und Ionen wie in der Neutralisator-kammer.

Zur Bestimmung des entstehenden Ionenanteils im Torus, η_I^T , der die gemessene H_α -Intensität wegen seines hohen Anregungsquerschnitts stark beeinflussen kann, kann man eine ganz analoge Beziehung wie für die Neutralisationseffizienz benutzen, die jedoch für $\Pi_N = 0$, $\eta_I^T = 0$ liefert und für $\Pi_N^T \rightarrow \infty$ ein Gleichgewicht ergibt:

$$\eta_I^T(E_i, \Pi_N^T) = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} (1 - e^{-(\sigma_{01} + \sigma_{10})\Pi_N^T}) \quad (7.1)$$

$$\eta_N^T(E_i, \Pi_N^T) = 1 - \eta_I^T(E_i, \Pi_N^T) \quad (7.2)$$

Kennt man E_i , die Energie der Spezies i , und die Targetdicke Π_N^T , das Linienintegral über die D_2 - Gasdichte längs des Strahls im Torus und in der Beamline, kann man damit den entstandenen Ionenanteil $\eta_I^T(E_i, \Pi_N^T)$ bestimmen.

7.1.2. Targetdicke im Torus

Die Targetdicke ist aus dem D_2 - Gasdruck im Torus zu bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß das D_2 - Gas auch in die Beamline eindringt und alle schnelle Ionen, die zwischen dem Ablenkmagneten in der Beamline und der Toruswand erzeugt werden, ebenfalls ins Gefäß gelangen. Die zu bestimmende Targetdicke für die Reionisation, Π_N^T , setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: der Targetdicke im Stutzen der Beamline vom Ablenkmagneten bis zum Flansch an ASDEX, Π_N^{TB} , und der Targetdicke im Torus zwischen Flansch und Reaktionsvolumen, Π_N^{TT} .

Π_N^{TB} : Die Ionisationsverluste des ASDEX Neutralinjektors betragen 7% der Gesamtleistung des Strahls bis zum Flansch [92]. Daraus läßt sich die Targetdicke im Beamlinestutzen bestimmen. Innerhalb der Fehlergrenzen der Messung erhält man als Mittelwert

$$\Pi_N^{TB} = 6.35 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$$

Π_N^{TT} : Der Abstand zwischen Flansch und Reaktionsvolumen der Sichtlinie A, Schnittpunkt J, beträgt 0.642 m (Quellen 1 u. 4) bzw. 0.593 m (Quellen 2 u. 3), so daß man im Mittel (0.618 ± 0.035) m erhält. Mit einer Teilchendichte im Torus von $n_{D_2} = 1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (bei $4 \cdot 10^{-2}$ Pa) folgt:

$$\Pi_N^{TT} = (0.618 \pm 0.035) \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$$

Für die gesuchte Targetdicke Π_N^T erhält man also

$$\Pi_N^T = \Pi_N^{TT} + \Pi_N^{TB} = (1.25 \pm 0.04) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$$

Da auch Π_N^{TB} fehlerbehaftet ist, kann man nicht erwarten Π_N^T besser als auf 10% zu bestimmen. Damit folgt:

$$\underline{\Pi_N^T = (1.25 \pm 0.10) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}}$$

Mit den Wirkungsquerschnitten für Neutralisation σ_{10} und Reionisation σ_{01} , siehe folgender Abschnitt, und der berechneten Targetdicke erhält man die Ionenanteile durch Reionisation nach (Tab. 7.1).

Tab. 7.1: Ionenanteil η_I^T durch Reionisation und Neutralanteil η_N^T

E_i/keV	$\eta_I^T/\%$	$\eta_N^T/\% = 1 - \eta_I^T/\%$
41.0	15.62	84.38
20.5	7.61	92.39
13.7	8.12	91.88
29.0	14.23	85.77
14.5	8.43	91.57
9.7	6.72	93.28

Dies zeigt deutlich, daß bei allen Energien ein nennenswerter Ionenanteil durch Reionisation entsteht.

7.2. Die Wirkungsquerschnitte für H_α - Emission

Für die H_α - Emission wurden Wirkungsquerschnitte von I. D. Williams et al. [93] benutzt. Es wurden zwei Prozesse für H_α - Emission berücksichtigt: Erstens Emission von schnellen neutralen H - Atomen durch Anregung aus dem 1s Grundzustand durch Stöße mit H_2 in angeregte Zustände 3s, 3p und 3d und als zweiter Prozeß die Emission von schnellen, durch Reionisation entstandener Ionen infolge Rekombination mit H_2 .

Zwischen 15 keV und 60 keV ist der Wirkungsquerschnitt für die Anregung schneller H^+ - Ionen durch Rekombination und anschließende H_α - Emission bis zu einem Faktor zwei größer als für die direkte Stoßanregung.

Für die Beschreibung der angeregten Zustände der Atome des Neutralstrahls wurde dabei das Korona Modell, siehe *Kap. 3*, angenommen, d.h. die Anregung durch Stöße wird durch den strahlenden Zerfall bilanziert. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da alle Abregungsraten durch Stöße für die $n = 3$ Zustände klein sind verglichen mit den Raten des strahlenden Zerfalls [94]. Für die $n = 3$ Zustände beträgt die Lebensdauer 158 ns für 3s, 5.4 ns für 3p und 15.6 ns für 3d [95]. In 60 ns, dem Mittelwert dieser drei Zeiten, legt ein 41 keV (29 keV) Wasserstoffatom eine Strecke von 0.17 m (0.14 m) zurück. Diese ist im Vergleich zu den ASDEX-Gefäßdimensionen (0.80 m) klein, andererseits aber vergleichbar mit dem Reaktionsvolumen (0.20 m), das durch die Sichtlinie des Spektrometers und den Querschnitt des Injektionsstrahls definiert ist.

Wegen des relativ niedrigen Reionisationsanteils ist die H_α - Emission aus angeregten schnellen H^+ -Ionen nicht der dominierende Prozeß, muß aber wegen ihres hohen Wirkungsquerschnittes mit berücksichtigt werden.

Wir führten unsere Messungen mit H_α (656.28 nm) und H_β (486.13 nm) durch, siehe *Abb. 7.1*, werteten aber wegen der nur teilweise vorhandenen Wirkungsquerschnitte nur die Messungen mit H_α aus.

7.3. Messungen und Auswertung

Die relativen Intensitäten der $H_{\alpha,\beta}$ - Emissionen der Strahlkomponenten sind, nach Korrektur für die entsprechenden CX-Anregungsraten, proportional zu den Neutralteilchenflüssen $\Phi_N(E_0/i)$ des Strahls bei den Energien E_0/i , $i = 1, 2, 3$, Fielding et al. [89]. Die resultierenden Flüsse ergeben nach Multiplikation mit ihren Strahlenergien ein relatives Leistungsverhältnis für die Strahlkomponenten.

Aus mehreren Messungen ergaben sich die relativen Verhältnisse der Intensitäten in % nach (*Tab. 7.2*). Eine explizite Druckabhängigkeit konnte nicht beobachtet werden.

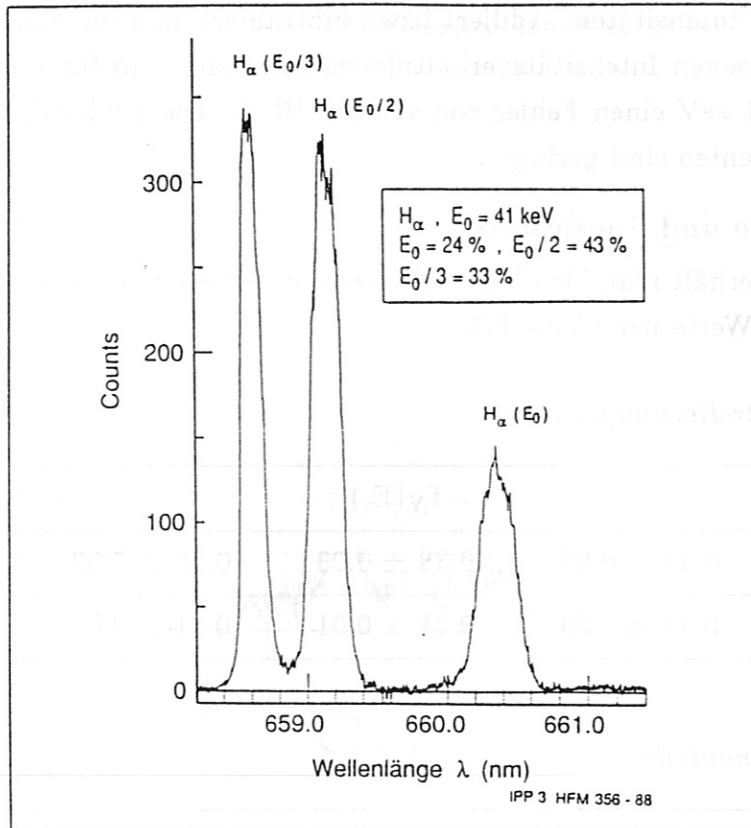


Abb. 7.1: Gemessenes H_α -Spektrum der Strahlkomponenten: Dopplerverschobene H_α -Strahlkomponenten der drei Energien $E_0 = 41 \text{ keV}$, $E_0/2$ und $E_0/3$.

Tab. 7.2: Relative Intensitäten der gemessenen H_α -Komponenten

	Energie	$I_{rel}(E_i)$		
		$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
H_α	$E_0 = 41 \text{ keV}$	20 ± 4	44 ± 2	36 ± 3
H_α	$E_0 = 29 \text{ keV}$	18 ± 2	22 ± 1	60 ± 2

Für die Neutralisation σ_{10} und Reionisation σ_{01} wurden die Wirkungsquerschnitte nach analytischen Formeln von D. L. Galbraith und T. Kammash [96, 78] benutzt. Einsetzen in η_I^T , (Gl. 7.1), mit $\Pi_N^T = 1.25 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ liefert die Ionenanteile durch Reionisation. In der expliziten Rechnung findet man, daß bei allen Energien ein nennenswerter Ionenanteil durch Reionisation entsteht. Aus den jeweiligen Anteilen von Ionen und Neutralen einer Energie und deren Wirkungsquerschnitt bei dieser Energie wird dann ein effektiver Wirkungsquerschnitt σ_{eff} für H_α -Emission bestimmt. Mit diesen Daten können dann die Neutrallleistungsanteile $f_N(E_i)$ berechnet werden.

Fehlerbetrachtung:

Eine Fehlerbetrachtung zeigt, daß der Speziesmix nur schwach von der Targetdicke für Reionisation Π_N^T abhängt. Eine sehr starke Abhängigkeit zeigt

sich von den gemessenen Intensitäten. Addiert bzw. subtrahiert man die Fehlergrenzen zu den gemessenen Intensitätsverhältnissen, so erhält man für die Strahlkomponente bei 41 keV einen Fehler von etwa $\pm 10\%$. Die Fehler der beiden anderen Komponenten sind geringer.

7.4. Ergebnis: Energie und Speziesmix

Aus unseren Messungen erhält man für die Neutralleistungsanteile $f_N(E_i)$, ($E_i = E_0/i$, $i = 1, 2, 3$), die Werte nach *Tab. 7.3*.

Tab. 7.3: Ergebnis: Neutralleistungsanteile

Energie	$f_N(E_i)$		
41 keV H-Strahl:	0.43 ± 0.05	0.38 ± 0.03	0.20 ± 0.02
29 keV H-Strahl:	0.38 ± 0.03	0.21 ± 0.01	0.41 ± 0.02

Tab. 7.4: Ergebnis: Ionenanteile

Energie	$f_I(E_i)$		
41 keV H-Strahl:	0.51 ± 0.05	0.34 ± 0.03	0.15 ± 0.02
29 keV H-Strahl:	0.40 ± 0.03	0.21 ± 0.01	0.39 ± 0.02

Mit Hilfe des NEUDEN - Codes von F. P. Penningsfeld [78] kann man aus einem vorgegebenen Ionenspeziesmix f_I der Quelle und den Wirkungsquerschnitten für Neutralisation und Reionisation im Neutralisator den resultierenden Neutralleistungsmix f_N berechnen. Analog kann man durch Probieren aus dem gemessenen Neutralleistungsmix den zugehörigen Ionenmix bestimmen. Man erhält damit die Werte in *Tab. 7.4*.

Die Quellen können nur so betrieben werden, daß Hochspannung und Extraktionsstrom der Gleichung $I \sim U^{3/2}$ genügen, d. h. bei niedrigerer Spannung muß auch ein niedrigerer Extraktionsstrom eingestellt werden.

Aufgrund des niedrigeren Extraktionsstromes ändert sich die Zusammensetzung der Ionen, die aus der Quelle extrahiert werden: der Anteil der Moleküle, vor allem H_3^+ nimmt zu. Durch den starken Beschuß mit Elektronen bei hohen Extraktionsströmen werden schon in der Plasmaquelle mehr Molekülionen dissoziiert. Mit steigendem Extraktionsstrom sinkt daher der H_3^+ - Anteil während die Anteile von H_2^+ und H^+ ansteigen. Dies könnte ein Grund für die verschiedenen Leistungsanteile bei $E_0 = 41$ keV und 29 keV sein.

8. Experimentelle Ergebnisse

8.1. Identifikation von CXR-Linien

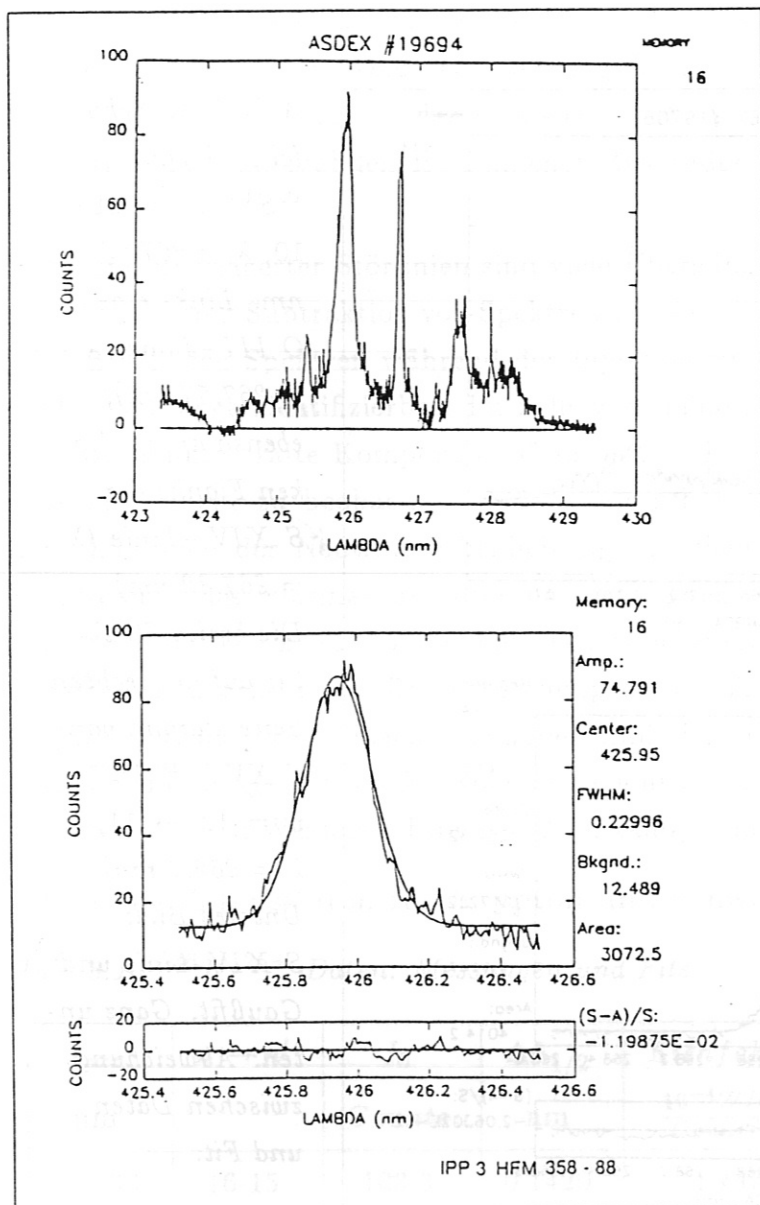


Abb. 8.1a: Krypton Spektrum, $^{36}\text{Kr}^{25+}$, $n = 19 \rightarrow 18$, $\lambda = 425.95 \text{ nm}$. Links eine O II-Linie ($\lambda = 425.45 \text{ nm}$), rechts daneben Kr XXVI ($\lambda = 425.95 \text{ nm}$), dann eine relativ schmale C II-Linie ($\lambda = 426.68 \text{ nm}$) und schließlich die K-ähnliche Kr XVIII-Linie ($^{36}\text{Kr}^{17+}$, $n = 15 \rightarrow 14$, $\lambda = 427.49 \text{ nm}$).
Unteres Bild: Kr XXVI-Linie und Gaußfit.
Ganz unten: Abweichung zwischen Daten und Fit.

Aufgrund der strengen Korrelation der CXR-angeregten Übergänge zum Neutralteilchenstrom des Neutralinjektors und der starken Dopplerverbreiterung der Linien durch die hohen Temperaturen im Plasma konnten an ASDEX viele Übergänge H-ähnlicher Verunreinigungsionen identifiziert werden. Ferner wurden Li-ähnliche Übergänge von S^{13+} und Ti^{19+} , sowie Na- und K-ähnliche Übergänge von Kr^{25+} identifiziert, siehe Tab. B1,2 in Anhang B. Die Wellenlängen aller beobachteten Übergänge stimmen innerhalb des experimentellen

Auflösungsvermögens unserer Spektrometer mit den Wellenlängen H-ähnlicher Ionen (entsprechend der Formeln 6.1-6.3), also z.B. Fe^{25+} im Falle von Krypton $^{36}Kr^{25+}$, überein. Dies ist keine triviale Folge von hohen n sondern eine direkte Folge der nichtstatistischen Besetzung hoher l -Zustände durch den Ladungsausprozeß.

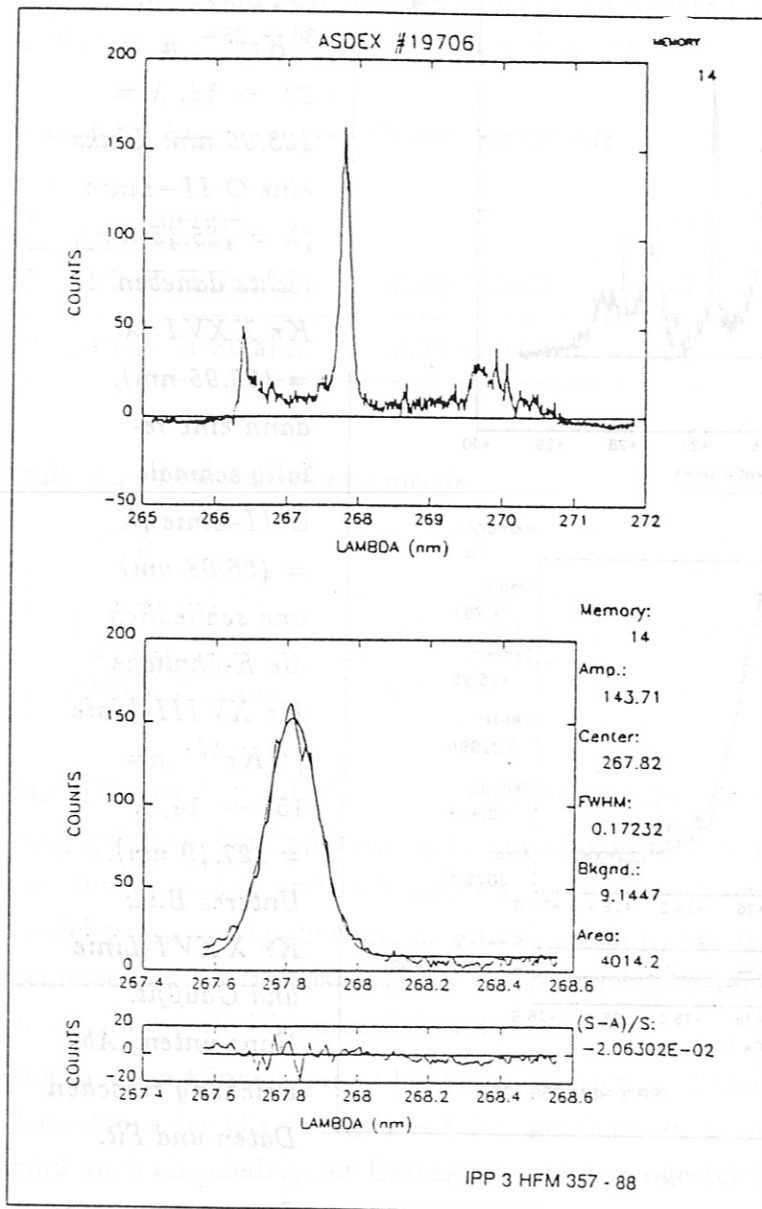


Abb. 8.1b: Schwefel Spektrum, $^{16}S^{13+}$, $n = 11 \rightarrow 10$, $\lambda = 267.82$ nm. Links eine O III-Linie ($\lambda = 267.57$ nm), ebenso an der linken Flanke der S XIV-Linie ($\lambda = 267.82$ nm). Die breite Struktur auf der rechten Seite stammt von S XVI ($^{16}S^{15+}$, $n = 12 \rightarrow 11$, $\lambda = 269.7$ nm). Unteres Bild: S XIV-Linie und Gaußfit. Ganz unten: Abweichung zwischen Daten und Fit.

Neben den Linien in erster Ordnung konnte der Übergang $n = 16 \rightarrow 15$ von Kr^{25+} ($\lambda = 250.36$ nm) auch in zweiter Ordnung nachgewiesen werden, da er beinahe mit dem Übergang $n = 20 \rightarrow 19$ von Kr^{25+} ($\lambda = 498.89$ nm) zusammenfällt. Außerdem wurde der Übergang des K-ähnlichen Kryptons mit 18 inneren Elektronen, $^{36}Kr^{17+}$ ($n = 15 \rightarrow 14$, $\lambda = 427.49$ nm) identifiziert, siehe Abb. 8.1a. Bei den Experimenten mit Schwefel konnte auch der Übergang

$n = 12 \rightarrow 11$ von S^{15+} ($\lambda = 269.7$ nm) des H-ähnlichen Ions beobachtet werden, der zusammen mit dem Übergang $n = 11 \rightarrow 10$ von S^{13+} ($\lambda = 267.82$ nm) in einem Spektrum erscheint, Abb. 8.1b.

In Abb. 8.1a erkennt man, daß die C II-Linie aus der kälteren Randschicht deutlich schmaler ist als die sehr breiten durch CXR angeregten Kr-Linien aus dem Plasmaintern. Daß der Übergang des H-ähnlichen Schwefels in Abb. 8.1b so schwach ist, liegt an der zu niedrigen Plasmatemperatur, bei der eine Ionisation des sehr stabilen He-ähnlichen Zustandes relativ unwahrscheinlich ist.

Aufgrund überlagerter Störlinien sind viele Übergänge diagnostisch nicht verwendbar. Durch Subtraktion von Spektren vor dem Einschalten der Neutralinjektion von den Spektren während der Injektion sind jedoch selbst schwache CXR-Übergänge identifizierbar. Im Falle von Helium und Kohlenstoff erscheinen sogenannte "kalte Komponenten" in den Spektren, die bei Sauerstoff bereits nicht mehr zu beobachten sind. Diese schmalen Linien, die schon vor dem Einsetzen der Neutralteilchenheizung zu sehen sind, stammen aus der Randschicht des Plasmas und werden nicht direkt durch die Neutralstrahlen angeregt. Die kalte Komponente hat dabei dieselbe Wellenlänge wie die Ladungsaustausch-Linie. Die Entstehung dieser Linie ist bisher noch nicht geklärt. Als mögliche Ursachen kommen Emissionen stoßangeregter Li-ähnlicher Ionen in Frage, sowie CXR vollständig ionisierter bzw. He-ähnlicher Ionen mit thermischem Wasserstoff im $n = 2$ Zustand, siehe [36].

8.2. Linienintensitäten für Krypton und Schwefel

Tab. 8.1a: $^{36}\text{Kr}^{25+}$ -Daten: Messungen und Fits

λ_{exp} nm	$n \rightarrow n'$	I_0 Counts	$\Delta\lambda_{1/2}$ nm	Eichfaktor $\frac{10^{-4}\text{W}/\text{m}^2}{\text{Counts}/\text{s}}$	Intensität 10^{+1}Wm^{-2}
250.36	16-15	103.3	0.1420	4.397	2.112 ± 0.681
302.06	17-16	97.5	0.1742	5.883	3.347 ± 0.599
360.47	18-17	89.8	0.1869	2.714	1.578 ± 0.206
425.95	19-18	74.8	0.2300	0.811	0.506 ± 0.083
498.89	20-19	57.4	0.2863	0.306	0.196 ± 0.034
579.69	21-20	46.0	0.2988	0.227	0.135 ± 0.020
668.78	22-21	32.0	0.3440	0.234	0.135 ± 0.026

Tab. 8.1b: $^{16}\text{S}^{13+}$ -Daten: Messungen und Fits

λ_{exp} nm	$n \rightarrow n'$	I_0 Counts	$\Delta\lambda_{1/2}$ nm	Eichfaktor $\frac{10^{-4}\text{W}/\text{m}^2}{\text{Counts}/\text{s}}$	Intensität 10^{+1}Wm^{-2}
267.82	11-10	143.7	0.1724	4.700	3.835 ± 0.696
352.10	12-11	112.5	0.2025	3.137	2.463 ± 0.385
452.40	13-12	117.4	0.2519	0.501	0.550 ± 0.092
570.18	14-13	75.7	0.3091	0.232	0.232 ± 0.027
706.72	15-14	22.5	0.3730	0.244	0.121 ± 0.026

Mit dem JY-Spektrometer der Sichtlinie A wurden im Sichtbaren alle Übergänge des Li-ähnlichen Schwefels $^{16}\text{S}^{13+}$ ($n = 11 \rightarrow 10$ bis $n = 15 \rightarrow 14$) und alle Übergänge des Na-ähnlichen Kryptons $^{36}\text{Kr}^{25+}$ ($n = 16 \rightarrow 15$ bis $n = 22 \rightarrow 21$) gemessen und absolute Intensitäten bestimmt. Dazu wurden an die gemessenen Spektren Gaußkurven mit konstantem Untergrund angepaßt, wobei die Daten mit der Wurzel aus der Intensität gewichtet wurden. Die Daten der gemessenen und gefitteten Spektren sind in Tab. 8.1a und 8.1b zusammengestellt. λ_{exp} ist die aus dem Gaußfit gewonnene Wellenlänge, I_0 die Amplitude der Gaußkurve und $\Delta\lambda_{1/2} = \Delta\lambda_{FWHM}$ die Halbwertsbreite. Der Eichfaktor ist die inverse Sensitivität aus der Absoluteichung, vergl. Abb. 6.11, Kap. 6. Die bei den Intensitäten angegebenen Fehler setzen sich aus den Fehlern der Absoluteichung ($\leq 4\%$), den Fehlern bei der Gaußanpassung ($\leq 5\%$) und den statistischen Fehlern der Daten (10% - 20%) zusammen, vergl. Absch. 6.4, und werden durch die statistischen Fehler dominiert, die aufgrund der geringen Zählraten, vergl. Spalte 3 in Tab. 8.1a,b auftreten. Die Abb. 8.1a,b zeigen jeweils ein gemessenes Spektrum für Krypton und Schwefel zusammen mit den Gaußfits.

Trägt man die gemessenen Intensitäten über der Hauptquantenzahl n des oberen Energieniveaus auf, so erhält man in beiden Fällen einen näherungsweise exponentiellen Abfall der Intensitäten mit der Hauptquantenzahl, angedeutet durch die durchgezogene Linie, vergl. Abb. 8.2a,b. Bei Krypton weichen der erste und letzte Datenpunkt deutlich von der exponentiellen Abhängigkeit ab. Der Grund hierfür ist noch unklar.

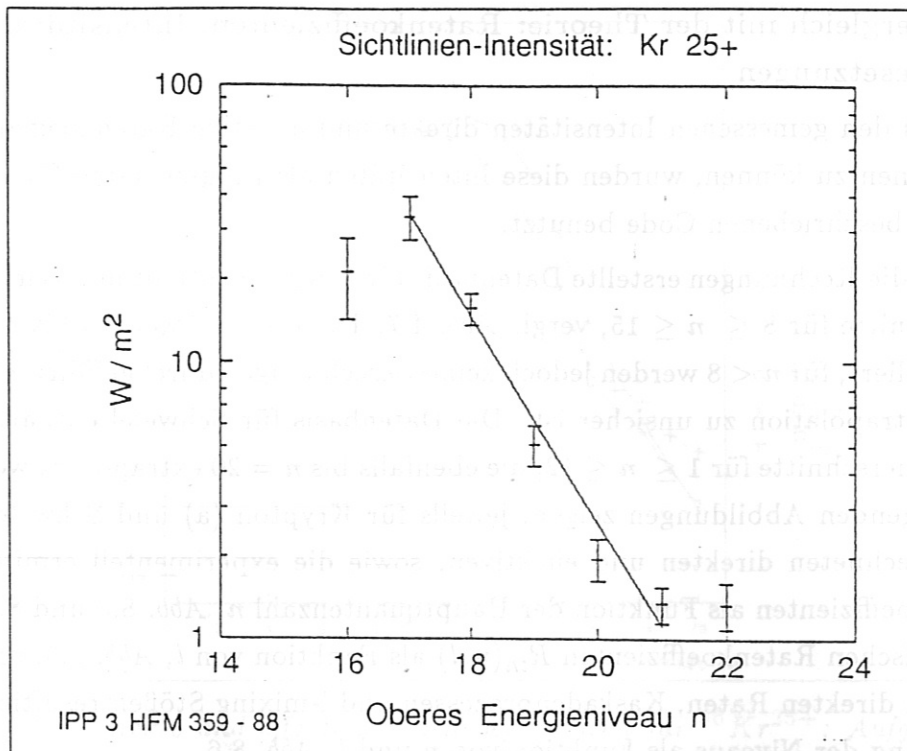


Abb. 8.2a: Absolute Intensitäten von Krypton $^{36}\text{Kr}^{25+}$: Aufgetragen sind die gemessenen Intensitäten (W / m^2) der Kr^{25+} -Übergänge über der oberen Hauptquantenzahl n des jeweiligen Überganges. Die durchgezogene Linie ist ein exponentieller Fit an die Daten (ohne den ersten und letzten Punkt).

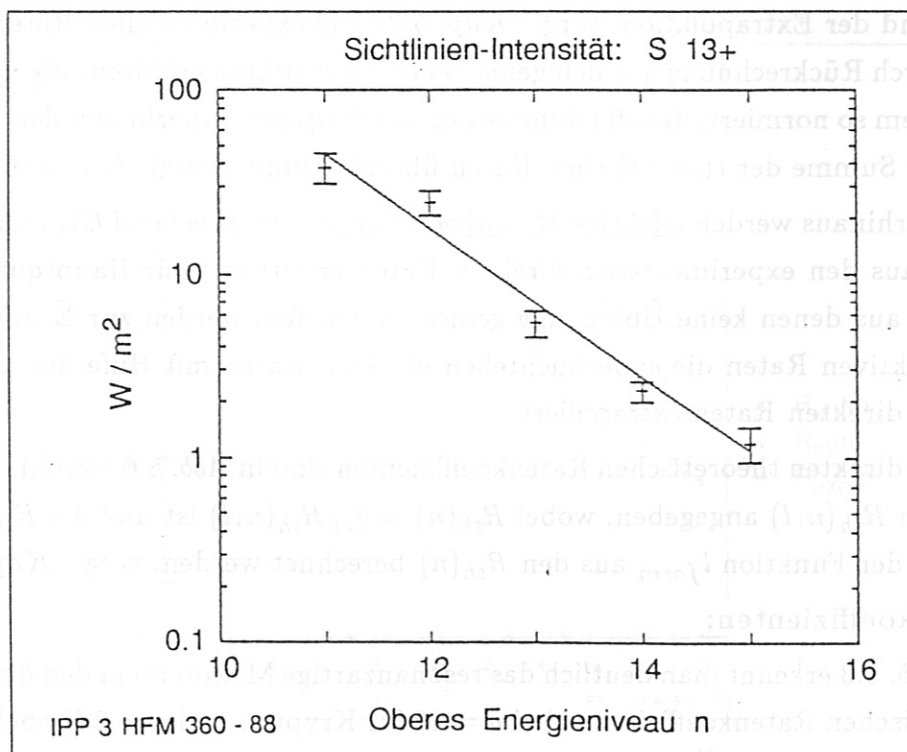


Abb. 8.2b: Absolute Intensitäten von Schwefel $^{16}\text{S}^{13+}$ analog zu Abb. 8.2a

8.3. Vergleich mit der Theorie: Ratenkoeffizienten, Intensitäten und Besetzungen

Um aus den gemessenen Intensitäten direkte und effektive Ratenkoeffizienten bestimmen zu können, wurden diese Intensitäten als Eingabedaten für den in *Kap. 5* beschriebenen Code benutzt.

Die für die Rechnungen erstellte Datenbasis für Krypton enthält nur Wirkungsquerschnitte für $8 \leq n \leq 15$, vergl. *Abb. 4.7*. Diese Daten werden bis $n = 20$ extrapoliert, für $n < 8$ werden jedoch keine Berechnungen durchgeführt, da hier eine Extrapolation zu unsicher ist. Die Datenbasis für Schwefel enthält Wirkungsquerschnitte für $1 \leq n \leq 12$, die ebenfalls bis $n = 20$ extrapoliert werden. Die folgenden Abbildungen zeigen, jeweils für Krypton (a) und Schwefel (b), die berechneten direkten und effektiven, sowie die experimentell ermittelten Ratenkoeffizienten als Funktion der Hauptquantenzahl n , *Abb. 8.3* und *8.4*, die theoretischen Ratenkoeffizienten $R_{th}(n, l)$ als Funktion von l , *Abb. 8.5*, und die aus den direkten Raten, Kaskadenprozessen und l-mixing Stößen resultierende Besetzung der Niveaus als Funktion von n und l , *Abb. 8.6*.

Die direkten Ratenkoeffizienten beschreiben die primäre Besetzung durch den CXR-Prozeß und man muß hier zwischen den theoretischen Raten und den experimentellen Raten unterscheiden. Die theoretischen Raten werden aus den Wirkungsquerschnitten der Datenbasis berechnet und dienen nur der Normierung und der Extrapolation, vergl. *Kap. 5.3*. Die experimentellen Raten werden durch Rückrechnung aus den gemessenen Intensitäten erhalten. Sie werden außerdem so normiert, daß die Summe der so erhaltenen experimentellen Raten mit der Summe der theoretischen Raten übereinstimmt, vergl. *Gl. (5.16)*.

Darüberhinaus werden effektive Ratenkoeffizienten entsprechend *Gl. (5.3)* und *(5.15)* aus den experimentellen direkten Raten ermittelt. Für Hauptquantenzahlen, aus denen keine Übergänge gemessen wurden, werden zur Ermittlung der effektiven Raten die experimentellen direkten Raten mit Hilfe der theoretischen direkten Raten extrapoliert.

Für die direkten theoretischen Ratenkoeffizienten sind in *Abb. 8.6* sowohl $R_{th}(n)$ als auch $R_{th}(n, l)$ angegeben, wobei $R_{th}(n) = \sum_l R_{th}(n, l)$ ist und die $R_{th}(n, l)$ mittels der Funktion l_{form} aus den $R_{th}(n)$ berechnet werden, vergl. *Kap. 5.4*.

Ratenkoeffizienten:

Aus *Abb. 8.3* erkennt man deutlich das resonanzartige Maximum in den direkten theoretischen Ratenkoeffizienten bei $n = 12$ für Krypton und $n = 8$ für Schwefel und den sehr starken Abfall zu höheren Hauptquantenzahlen. Die direkten experimentellen Raten liegen für Krypton über den theoretischen Werten, für

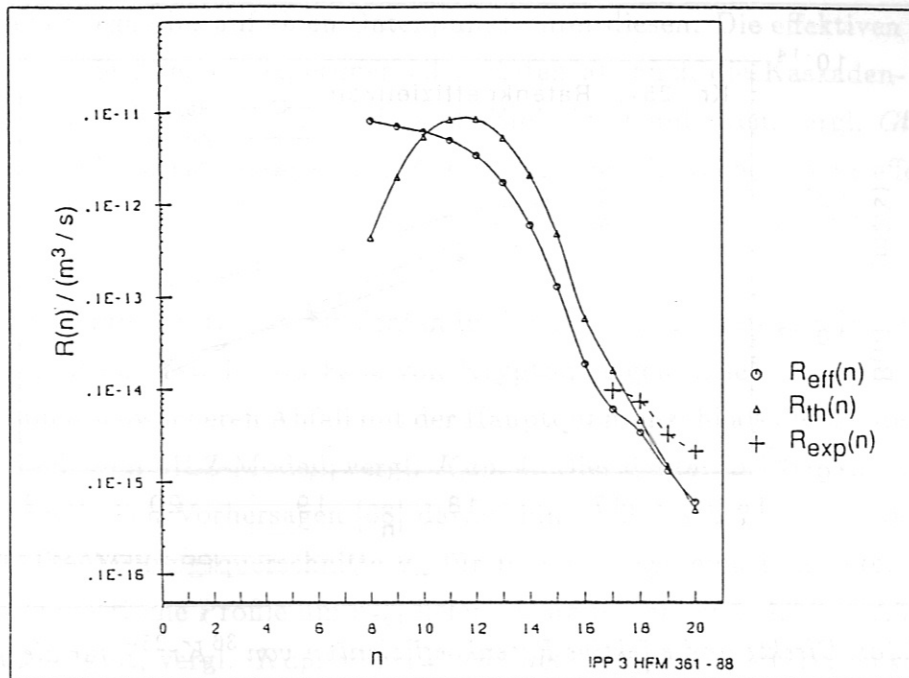


Abb. 8.3a: Direkte und effektive Ratenkoeffizienten für $^{36}\text{Kr}^{25+}$: Aufgetragen sind die theoretischen (Δ), und die aus den gemessenen Intensitäten abgeleiteten experimentellen (+) Ratenkoeffizienten. Außerdem sind die effektiven (\circ) Ratenkoeffizienten über der oberen Hauptquantenzahl n des jeweiligen Überganges dargestellt. Das resonanzartige Maximum in den direkten Raten tritt in den effektiven Raten nicht mehr auf.

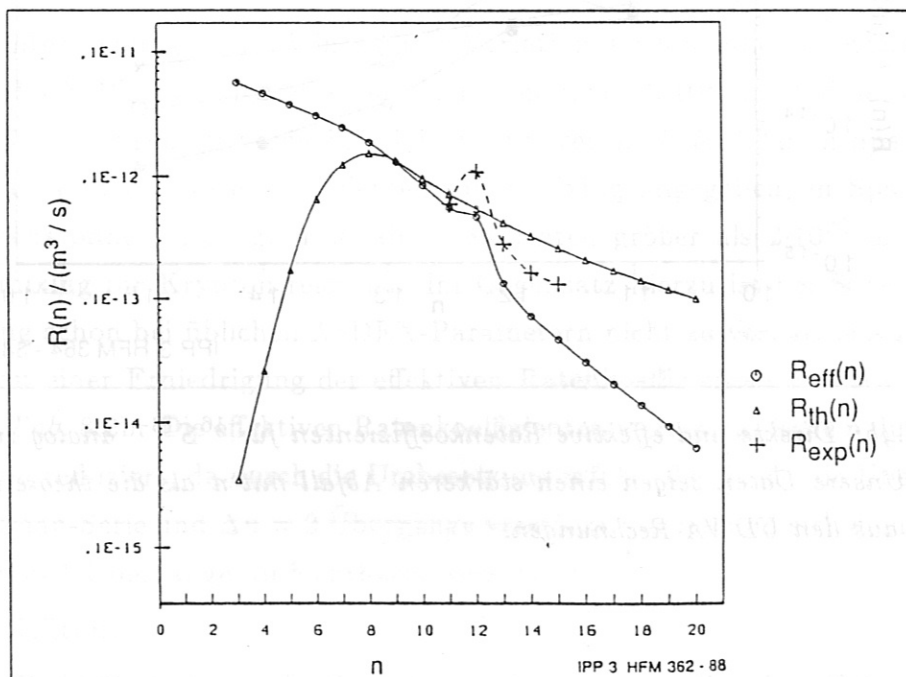


Abb. 8.3b: Direkte und effektive Ratenkoeffizienten für $^{16}\text{S}^{13+}$ analog zu 8.3a.

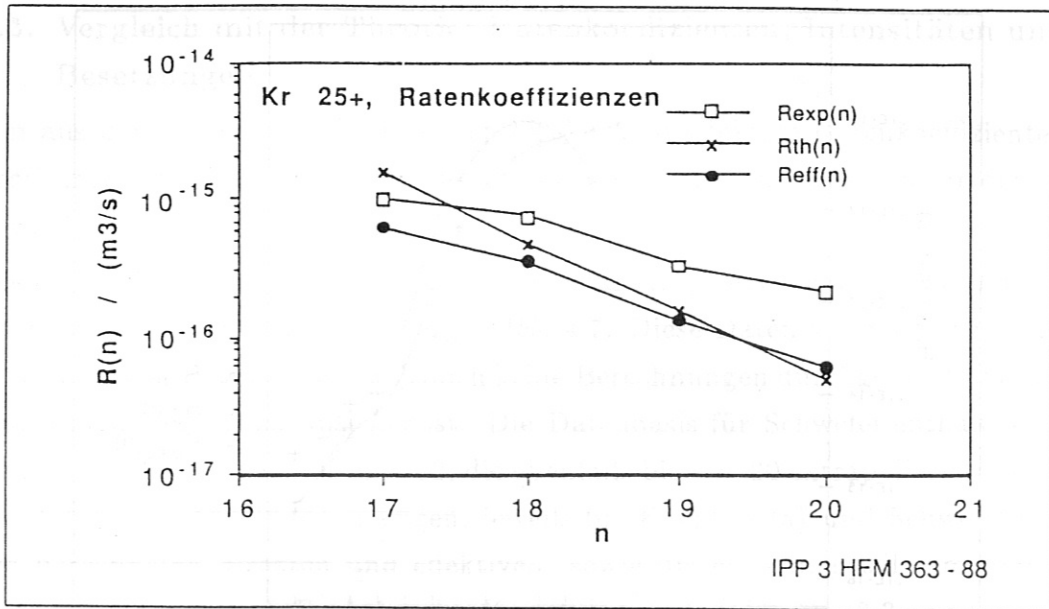


Abb. 8.4a: Direkte und effektive Ratenkoeffizienten von $^{36}\text{Kr}^{25+}$ für die gemessenen Übergänge analog zu Abb. 8.3a. Unsere gemessenen Daten zeigen einen schwächeren Abfall mit n als die theoretischen Werte nach dem MLZ-Modell.

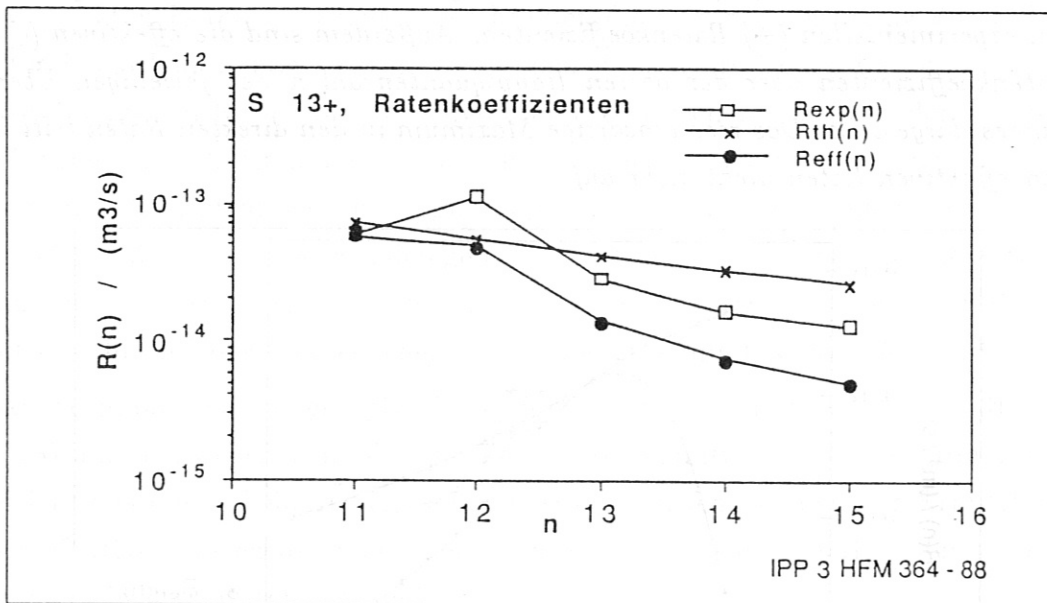


Abb. 8.4b: Direkte und effektive Ratenkoeffizienten für $^{16}\text{S}^{13+}$ analog zu Abb. 8.4a. Unsere Daten zeigen einen stärkeren Abfall mit n als die theoretischen Werte aus den UDWA-Rechnungen.

Schwefel dagegen bis auf einen Datenpunkt unter diesen. Die effektiven Raten, die sowohl die direkten experimentellen Raten als auch die Kaskaden- und l -mixing Ionenstöße und die anschließende Emission beinhalten, vergl. Gl. (5.3), (5.7), zeigen keine Resonanz mehr. Es bestätigt sich deutlich, daß die effektiven Ratenkoeffizienten, und damit auch die Intensität der $\Delta n = 1$ Übergänge, für die niedrigeren n am größten sind, vergl. Gl. (5.7).

In Abb. 8.4 sind die Ratenkoeffizienten im Bereich der gemessenen Intensitäten noch einmal dargestellt. Im Falle von Krypton zeigen unsere experimentellen Daten einen schwächeren Abfall mit der Hauptquantenzahl als die theoretischen Werte nach dem MLZ-Modell, vergl. Kap. 4. Dies deutet in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen [68] darauf hin, daß das benutzte theoretische Modell die Wirkungsquerschnitte σ_n für $n > n_{res}$ systematisch unterschätzt, da es symmetrische Profile um n_{res} liefert, woraus sich ein stärkerer Abfall für $n > n_{res}$ ergibt, vergl. Kap. 4.3. Für Schwefel zeigen unsere Daten dagegen einen stärkeren, aber ebenfalls annähernd exponentiellen, Abfall als die theoretischen Werte aus den UDWA-Rechnungen. Insgesamt bestätigen unsere Messungen den schon für leichte Elemente oberhalb der resonanten Hauptquantenzahl vorhergesagten exponentiellen Abfall der Ratenkoeffizienten, vergl. Rechnungen von Fritsch, Olson und Ryufuku und Watanabe Abb. 4.5. Fehlerbalken für unsere Rechnungen können nicht explizit angegeben werden. Die größte Unsicherheit liegt jedoch in der Datenbasis für die Wirkungsquerschnitte.

Eine Untersuchung des l -mixings durch Variation der Ionendichte zeigt, daß für das ASDEX-Plasma mit typischen Ionendichten von $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ diese Beiträge im Falle von Krypton vernachlässigbar sind, vergl. Tab. 8.2a: in Spalte drei und vier sind die Ratenkoeffizienten mit l -mixing angegeben, in Spalte fünf und sechs ohne l -mixing. Erst ab Ionendichten größer als $2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ wird das l -mixing für Krypton relevant. Im Gegensatz hierzu ist bei Schwefel das l -mixing schon bei üblichen ASDEX-Parametern nicht zu vernachlässigen und führt zu einer Erniedrigung der effektiven Ratenkoeffizienten von etwa 12 %, vergl. Tab. 8.2b. Die effektiven Ratenkoeffizienten werden für hohe n durch das l -mixing reduziert, da durch die Umbesetzung infolge der Stöße die Übergänge der Lyman-Serie und $\Delta n = 2$ Übergänge verstärkt werden und sich demzufolge die $\Delta n = 1$ Übergänge im Sichtbaren verringern.

Intensitäten:

Nach Gl. (5.6) sind die effektiven Raten direkt proportional zu den resultierenden $\Delta n = 1$ Übergängen, so daß die Intensitäten dieser Übergänge aus den verschiedenen Hauptquantenzahlen den gleichen Verlauf zeigen wie die

Tab. 8.2a: $^{36}\text{Kr}^{25+}$ -Daten: CXR-Ratenkoeffizienten ($10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$)

$n \rightarrow n'$	R_{th}^{cx}	R_{eff}^{cx}	R_{exp}^{cx}	$R_{eff,oM}^{cx}$	$R_{exp,oM}^{cx}$
17-16	16.000	6.145	9.831	6.399	9.675
18-17	4.699	3.453	7.447	3.596	7.469
19-18	1.457	1.316	3.265	1.370	3.332
20-19	0.492	0.595	2.120	0.620	2.191

Tab. 8.2b: $^{16}\text{S}^{13+}$ -Daten: CXR-Ratenkoeffizienten ($10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$)

$n \rightarrow n'$	R_{th}^{cx}	R_{eff}^{cx}	R_{exp}^{cx}	$R_{eff,oM}^{cx}$	$R_{exp,oM}^{cx}$
11-10	7.189	5.732	5.954	6.559	5.730
12-11	5.481	4.485	11.020	5.544	11.550
13-12	4.188	1.386	2.815	1.586	2.711
14-13	3.265	0.739	1.629	0.846	1.497
15-14	2.590	0.478	1.298	0.568	1.229

effektiven Ratenkoeffizienten. Die Rechnungen mit dem Code reproduzieren dabei die hineingesteckten gemessenen Intensitäten. Als Ergebnis erhält man für Krypton: $I_{Kr}(n = 8 - 7, \lambda = 28.17 \text{ nm}) = 3.4 \cdot 10^4 \text{ Wm}^{-2}$ bzw. $I_{Kr}(n = 20 - 19, \lambda = 498.9 \text{ nm}) = 2.7 \text{ Wm}^{-2}$, also eine Differenz von vier Größenordnungen! Für Schwefel erhält man $I_S(n = 3 - 2, \lambda = 3.346 \text{ nm}) = 2.9 \cdot 10^2 \text{ Wm}^{-2}$, $I_S(n = 8 - 7, \lambda = 97.17 \text{ nm}) = 1.0 \cdot 10^2 \text{ Wm}^{-2}$ und $I(n = 20 - 19, \lambda = 1721 \text{ nm}) = 0.33 \text{ Wm}^{-2}$. Dies zeigt deutlich die Intensitätsvorteile bei kurzen Wellenlängen. Durch die Wahl hoher Z sind jedoch auch Beobachtungen im Sichtbaren möglich, wo sich der apparative Zugang wesentlich erleichtert.

Besetzungsdichten:

Aus Abb. 8.6 erkennt man die starke Besetzung der höchsten Drehimpulsquantenzahlen l , die erst oberhalb von $l = 15$ (Kr) abknickt. Für Schwefel bildet sich aufgrund des l -mixings kein solcher Knick aus. Man beachte den großen Wertebereich der logarithmischen Ordinate! Die relativ starke Besetzung der s -Niveaus ergibt sich aus dem Fehlen eines Zerfallskanals, nämlich dem $\Delta l = -1$ Zerfall. Der verbleibende $\Delta l = +1$ Zerfall ist wesentlich ineffektiver, vergl. auch Abb. 8.7. Erhöht man das l -mixing durch Erhöhen der Ionendichte, so erhält man ab Dichten oberhalb von $2.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ eine Ausschmierung des

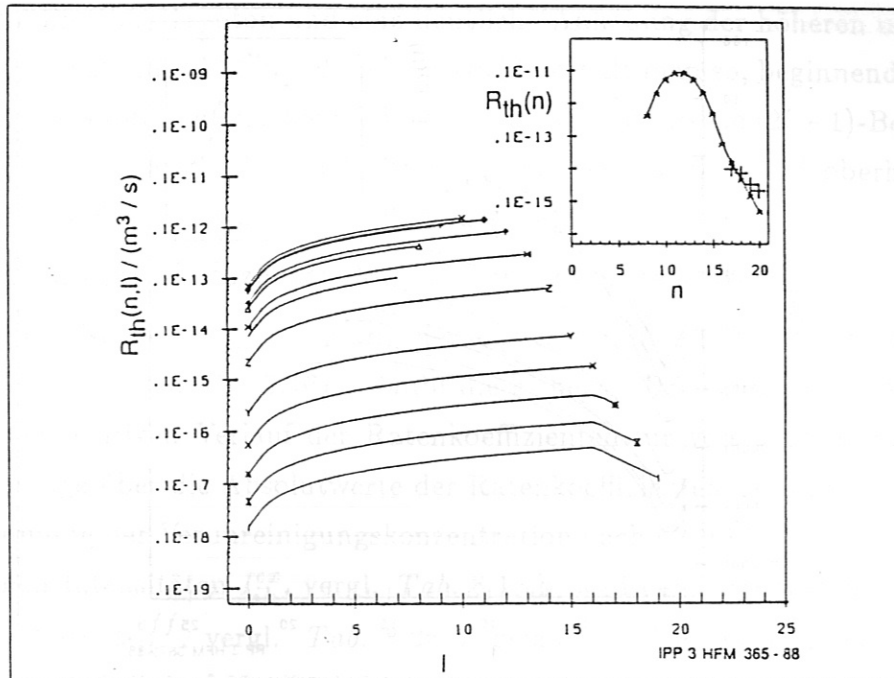


Abb. 8.5a: Theoretische Ratenkoeffizienten $R_{th}(n)$, kleines Bild, und $R_{th}(n,l)$ für $^{36}\text{Kr}^{25+}$: Im kleinen Bild sind zusätzlich die experimentell bestimmten Ratenkoeffizienten (+) eingetragen. Im großen Bild entspricht jede Kurve einer Hauptquantenzahl n mit dem maximalen l -Wert $n - 1$. Oberhalb von $l=16$ knickt die Verteilung ab. n durchläuft die Werte 8-20.

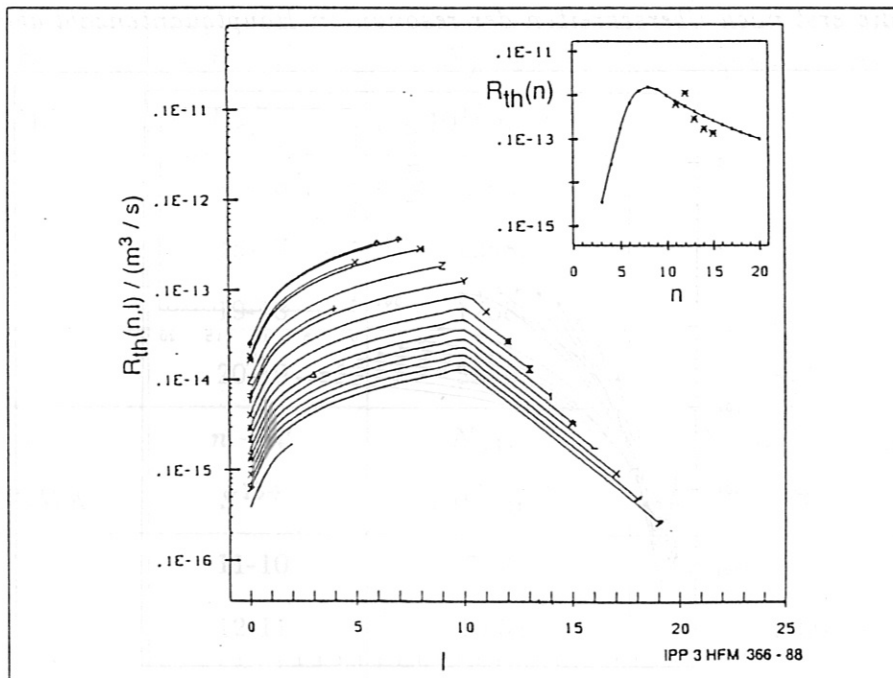


Abb. 8.5b: Theoretische Ratenkoeffizienten $R_{th}(n)$, kleines Bild, und $R_{th}(n,l)$ für $^{16}\text{S}^{13+}$ analog zu Abb. 8.5a. Oberhalb von $l=10$ knickt die Verteilung ab. n durchläuft die Werte 3-20.

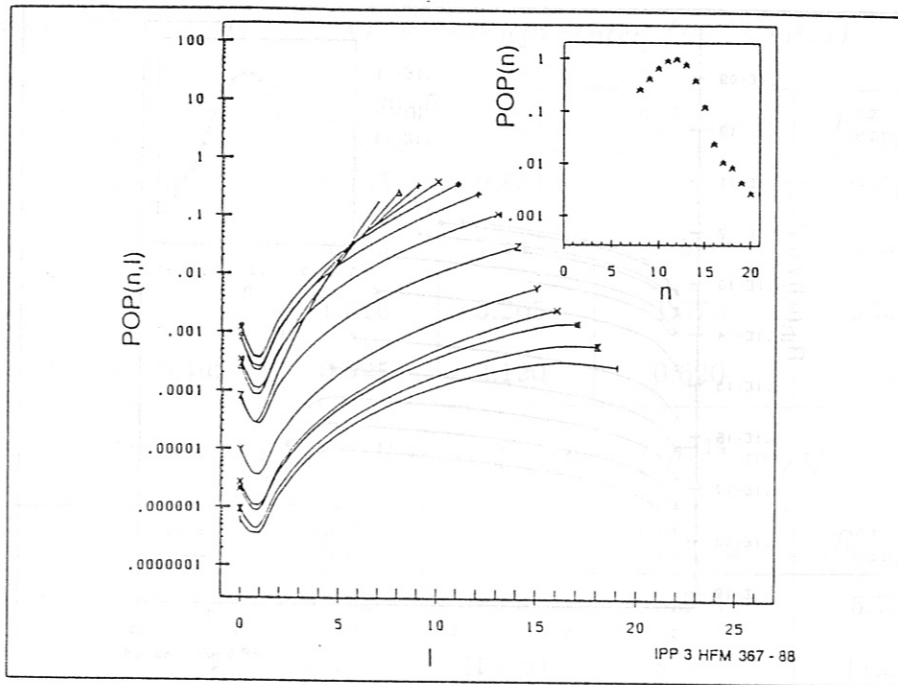


Abb. 8.6a: Besetzung der Zustände n und n, l für $^{36}\text{Kr}^{25+}$: Aufgetragen ist die berechnete relative Besetzung (bezogen auf das Maximum in $\text{POP}(n)$) über der Hauptquantenzahl n des oberen Niveaus, kleines Bild, und über der Bahndrehimpulsquantenzahl l der Niveaus n, l . Jede Kurve entspricht einer Hauptquantenzahl n . Man erkennt eine ausgeprägte Überbesetzung der höchsten l Werte, die erst nach Überschreiten der resonanten Hauptquantenzahl abknickt.

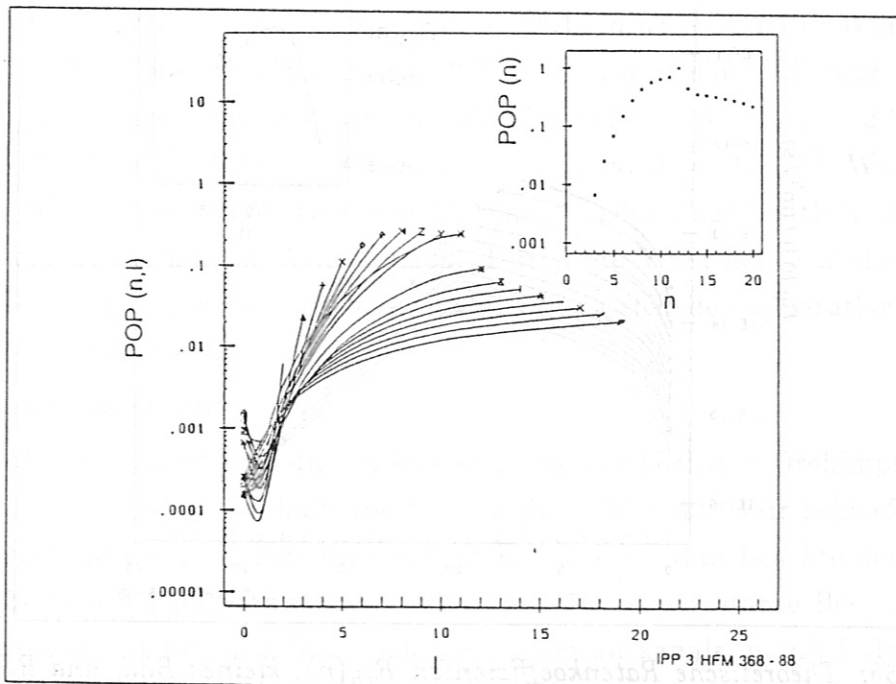


Abb. 8.6b: Besetzung der Zustände n und n, l für $^{16}\text{S}^{13+}$ analog zu Abb. 8.6a.

l -Maximums bei Krypton und eine deutliche Anhebung der höheren und niedrigeren l -Zustände. Mit zunehmender Dichte erhält man so, beginnend bei den höchsten Hauptquantenzahlen, eine zunehmend statistische $(2l + 1)$ -Besetzung der l -Niveaus. Für Schwefel hat man schon bei $2.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oberhalb von $n = 11$ eine deutlich stoßbestimmte Besetzung.

Verunreinigungskonzentrationen und Absolute Raten:

Wegen der Normierung der Summe der experimentellen Raten auf die theoretischen Raten, vergl. Gl. (5.16), erlaubt die bisherige Betrachtung nur Aussagen über den relativen Verlauf der Ratenkoeffizienten für verschiedene n . Zu einer Aussage über die Absolutwerte der Ratenkoeffizienten kann man durch die Bestimmung der Verunreinigungskonzentration nach Gl. (5.3) mit Hilfe der gemessenen Intensitäten I_{ik}^{ex} , vergl. Tab. 8.1a,b, und der berechneten effektiven Raten $\langle \sigma v \rangle_{ik}^{eff}$, vergl. Tab. 8.2a,b, gelangen. Die Neutralteilchendichte längs der Sichtlinie $\int N_H dl$ wird durch einen Neutralstrahl-Absorptions-Code [78], der auch in Kap. 7 verwendet wurde, bestimmt. Sie beträgt in beiden Fällen $1.16 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Mit der so berechneten Neutralteilchendichte erhält man die Konzentrationen von Krypton und Schwefel nach Tab. 8.3.

Tab. 8.3: Verunreinigungskonzentrationen für Kr^{26+} und S^{14+}

Kr MLZ	$n - n'$ Kr^{25+}	$N_{Kr^{26+}}$ 10^{17} m^{-3}	$N_{Kr^{26+}} / \langle n_e \rangle$ %
	17-16	598.	171.
	18-17	1258.	359.
	19-18	1768.	505.
	20-19	3076.	877.
S UDWA	$n - n'$ S^{13+}	$N_{S^{14+}}$ 10^{17} m^{-3}	$N_{S^{14+}} / \langle n_e \rangle$ %
	11-10	7.66	2.19
	12-11	10.51	3.00
	13-12	4.87	1.39
	14-13	4.13	1.18
	15-14	4.15	1.18

Für Schwefel liefern dabei alle gemessenen Übergänge innerhalb der Meßgenauigkeit näherungsweise die gleiche Konzentration von $(1.8 \pm 0.8) \% \langle n_e \rangle$, bei einer mittleren Elektronendichte von $\langle n_e \rangle = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Für Krypton erhält man dagegen mit wachsendem n eine systematisch zunehmende Konzentration von $(170 - 880) \% \langle n_e \rangle$. Dies bedeutet, daß die n -Abhängigkeit der gemessenen Intensitäten im Falle von Schwefel mit der aus den theoretischen Wirkungsquerschnitten des UDWA-Modells folgenden konsistent ist. Im Falle von Krypton muß man aus dem Konzentrationsanstieg mit wachsendem n folgern, daß der Abfall der gemessenen Intensitäten nicht mit dem aus den MLZ-Wirkungsquerschnitten vereinbar ist, wie man auch aus *Abb. 8.4a* erkennt. Die so ermittelte Schwefelkonzentration von $1.8 \% \langle n_e \rangle$ stimmt relativ gut mit der aus den Gesamtstrahlungsverlusten und Kühlraten bestimmten Konzentration von $3.4 \% \langle n_e \rangle$ überein, vergl. *Kp. 6.3*, wobei die Kühlrate die Gesamtkonzentration der strahlenden Verunreinigung liefert, die hier bestimmte Konzentration aus den effektiven Ratenkoeffizienten dagegen nur die des He-ähnlichen S^{14+} ist, die jedoch den Hauptanteil der Gesamtdichte darstellt. Ferner ergeben unsere Messungen und Rechnungen mit Sauerstoff sowohl für das UDWA- als auch für das CCAO-Modell Konzentrationen von 0.3% bzw. $0.5 \% \langle n_e \rangle$, vergl. *Kap. 5.5*, im Einklang mit anderen Messungen. Im Gegensatz dazu ergibt sich für die Konzentration von Krypton ein viel zu hoher Wert, der in keinem Fall möglich ist. Selbst bei einem reinen Kryptonplasma kann wegen der hohen Ladung von Krypton und aufgrund der Quasineutralität des Plasmas die Konzentration maximal 4% der Elektronendichte betragen. Daraus müssen wir schließen, daß die für Krypton benutzten Wirkungsquerschnitte viel zu klein sind. Vergleicht man mit der Kryptonkonzentration aus der Kühlrate ($0.44 \% \langle n_e \rangle$), so muß man folgern, daß die Wirkungsquerschnitte für die beobachteten Übergänge um einen Faktor 100 bis 1000 zu niedrig sind! Dies ist eine Folge des in *Kap. 4.3* diskutierten sehr starken Abfalls der MLZ-Wirkungsquerschnitte für hohe Hauptquantenzahlen n .

Aus unseren Messungen folgt somit, daß das MLZ-Modell einen viel zu steilen Abfall der Wirkungsquerschnitte für hohe n vorhersagt, UDWA und CCAO hingegen mit unseren Messungen konsistente Wirkungsquerschnitte liefern.

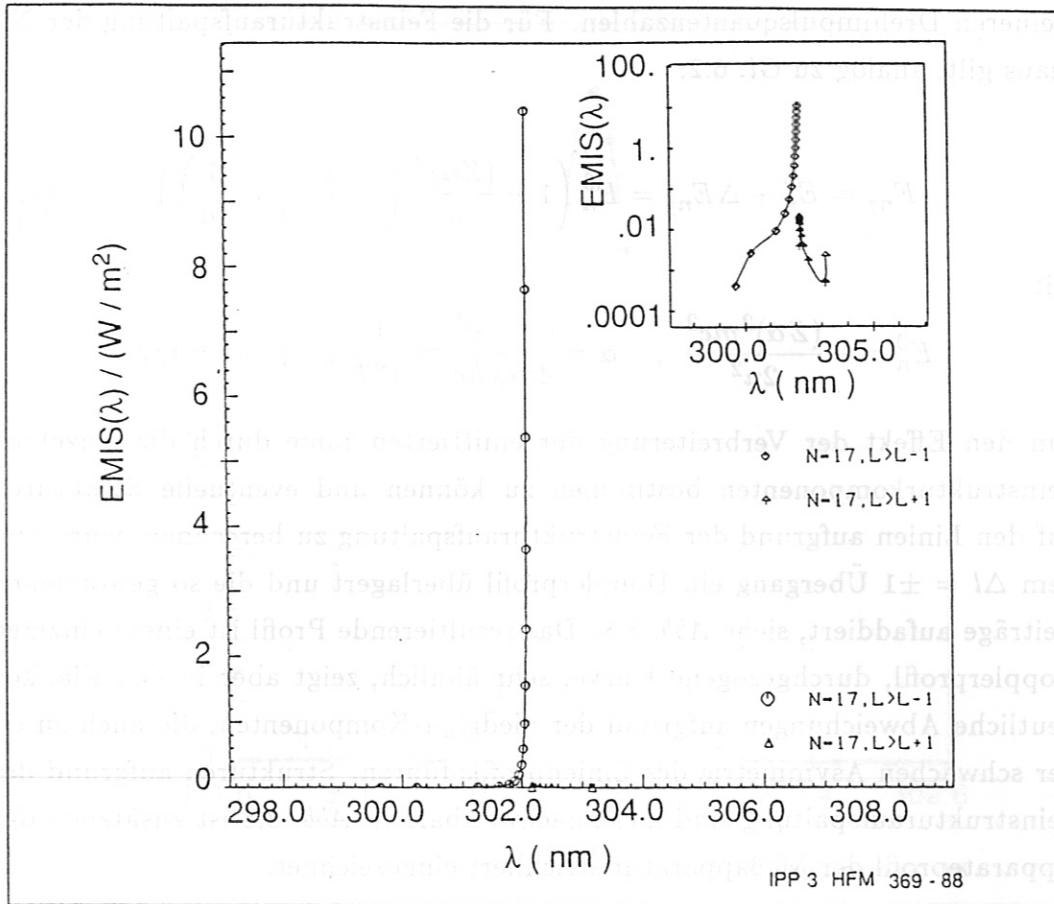


Abb. 8.7: Beiträge der Feinstrukturkomponenten für einen $^{36}Kr^{25+}$ -Übergang ($\lambda = 302.11$ nm): Aufgetragen sind die berechneten Intensitäten (W/m^2) der $\Delta l = \pm 1$ Komponenten des Übergangs $n=17 \rightarrow 16$. Die $\Delta l = -1$ Übergänge sind mit \circ gekennzeichnet, wobei l von links nach rechts zunimmt. Mit \triangle sind die $\Delta l = +1$ Übergänge gekennzeichnet, wobei l von rechts nach links ansteigt. Man beachte die um fast drei Größenordnungen höhere Intensität der $\Delta l = -1$ Übergänge im kleinen Bild.

8.4. Beiträge der Feinstrukturkomponenten

Um den Beitrag der einzelnen Feinstrukturkomponenten zu den gemessenen Intensitäten zu bestimmen wurde die Intensität aller $\Delta l = \pm 1$ Übergänge einer beobachteten $\Delta n = 1$ Linie bestimmt und als Funktion der Wellenlänge dargestellt, Abb. 8.7. Ganz deutlich dominieren die $\Delta l = -1$ Übergänge. Die Intensitäten der $\Delta l = +1$ Übergänge sind um drei Größenordnungen kleiner und nur in der halblogarithmischen Darstellung, kleines Bild, zu erkennen. Der Hauptbeitrag der Linie stammt aus dem höchsten l , den sogenannten Yrast-Übergängen* [97,98], vergl. Abb. 1.1, und den energetisch sehr dicht liegenden

*"Yrast" ist der Superlativ des schwedischen Adjektivs "yr", was "rotierend" heißt, und

kleineren Drehimpulsquantenzahlen. Für die Feinstrukturaufspaltung der Niveaus gilt, analog zu Gl. 6.2:

$$E_{nj} = E_n^0 + \Delta E_{nj} = E_n^0 \left(1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right) \quad (8.1)$$

mit

$$E_n^0 = -\frac{(Z\alpha)^2 mc^2}{2n^2}, \quad \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad j = l \pm 1/2$$

Um den Effekt der Verbreiterung der emittierten Linie durch die einzelnen Feinstrukturkomponenten bestimmen zu können und eventuelle Strukturen auf den Linien aufgrund der Feinstrukturaufspaltung zu berechnen, wurde jedem $\Delta l = \pm 1$ Übergang ein Dopplerprofil überlagert und die so gewonnenen Beiträge aufaddiert, siehe Abb. 8.8. Das resultierende Profil ist einem einzigen Dopplerprofil, durchgezogene Kurve, sehr ähnlich, zeigt aber in den Flanken deutliche Abweichungen aufgrund der niedrig- l -Komponenten, die auch zu einer schwachen Asymmetrie des Linienprofils führen. Strukturen aufgrund der Feinstrukturaufspaltung sind nicht nachweisbar. In Abb. 8.8 ist zusätzlich das Apparateprofil der Meßapparatur strichliert eingezeichnet.

8.5. Iontemperaturen für Krypton und Schwefel

Über das in Abb. 8.8 berechnete Profil wurde der Effekt der Feinstrukturaufspaltung, der für hoch- Z -Ionen besonders groß wird da die Aufspaltung mit Z^4/n^3 skaliert, des Apparateprofils, des Zeeman-Effekts und des Stark-Effekts auf gemessene Iontemperaturen bestimmt. Dazu wurde, wie bei der Auswertung der gemessenen Linien, ein einzelnes Gaußprofil an das berechnete Profil angepaßt, vergl. Abb. 8.8 durchgezogene Linie. Die Anpassung wurde so durchgeführt, daß die berechneten Datenpunkte mit der Wurzel der Intensität gewichtet wurden. Vergleicht man nun die den einzelnen Dopplerprofilen zugrunde liegende Temperatur, die im folgenden als "wahre Temperatur" bezeichnet werden soll, mit der aus dem durch den einzelnen Gaußfit gemessenen Fit-Temperatur T_{fit} , so erhält man einen linearen Zusammenhang, vergl. Abb. 8.9, der sich beschreiben läßt durch

$$T_{wahr}^{Kr} (keV) = 1.047 \cdot T_{fit}^{Kr} (keV) - 1.746$$

bezeichnet Zustände mit maximalem Drehimpuls. Der Ausdruck wurde von F. Ruplin vorgeschlagen um in der Kernphysik, im Zusammenhang mit Hochspinzuständen, Zustände mit hohem Drehimpuls aber ohne innere Anregung zu bezeichnen.

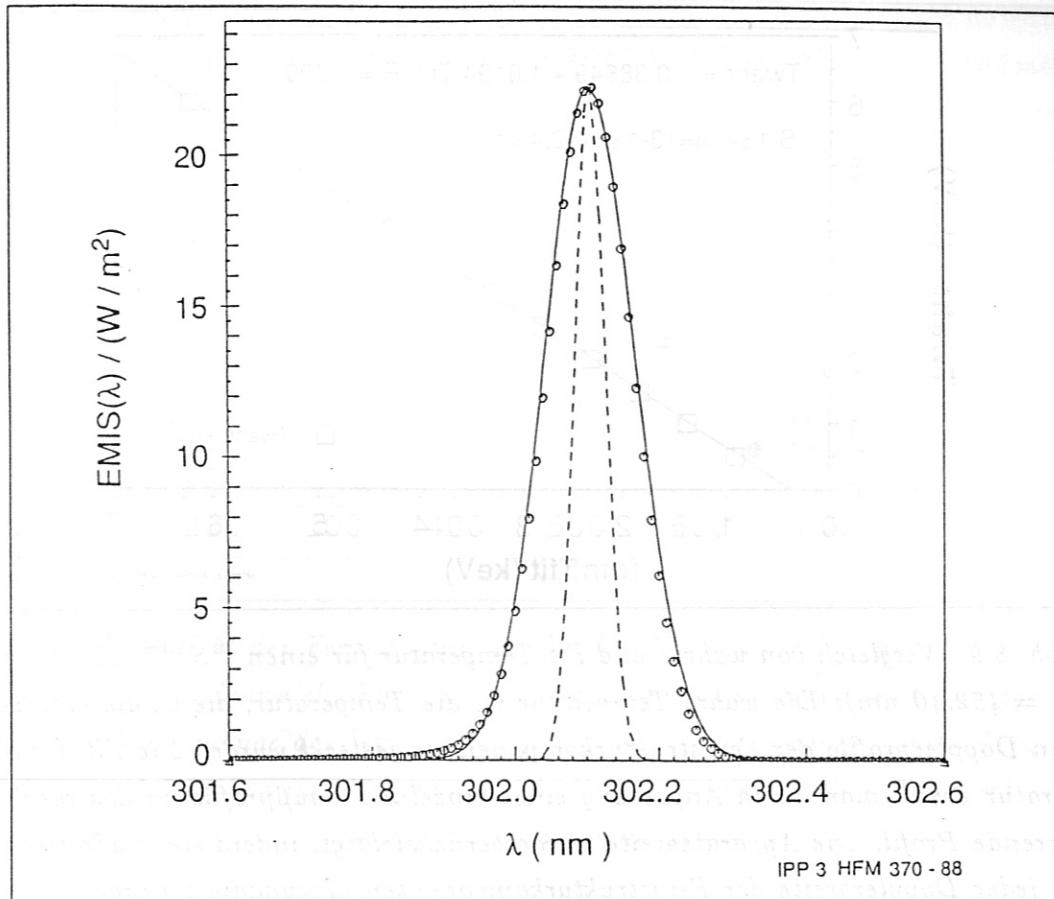


Abb. 8.8: Dopplerverbreiterte Beiträge der Feinstrukturkomponenten für einen $^{36}\text{Kr}^{25+}$ -Übergang ($\lambda = 302.11 \text{ nm}$): Den berechneten Intensitäten für $\Delta l = \pm 1$ Übergänge zwischen $n=17$ und $n=16$ wurde jeweils ein Dopplerprofil überlagert und die so gewonnenen Beiträge aufaddiert. Aufgetragen ist das resultierende Profil, das einer gemessenen Linie entspricht, gekennzeichnet durch die \circ , und ein einzelner Gaußfit an dieses Profil, wie er bei der Auswertung benutzt wird. Man erkennt deutlich die Abweichungen in den Profilflanken, die von den Beiträgen der niedrig- l -Komponenten herrühren. Gestrichelt eingezeichnet ist das als gaußförmig angenommene Apparateprofil.

$$T_{\text{wahr}}^S (\text{keV}) = 1.019 \cdot T_{\text{fit}}^S (\text{keV}) - 0.386$$

für Kr: $\lambda = 302.11 \text{ nm}$, $n = 17 \rightarrow 16$ und S: $\lambda = 452.40 \text{ nm}$, $n = 13 \rightarrow 12$. D.h. die wahre Temperatur liegt für Krypton etwa 1.7 keV und bei Schwefel etwa 0.3 keV unter der gemessenen.

In dieser Rechnung wurde das Apparateprofil für jeden Feinstrukturübergang dadurch berücksichtigt, daß es quadratisch zu jedem Dopplerprofil hinzuaddiert wurde. Addiert man andererseits das Apparateprofil nur einmal zu dem aus der Feinstruktur resultierenden Profil, so ergeben sich vernachlässigbar kleine Abweichungen.

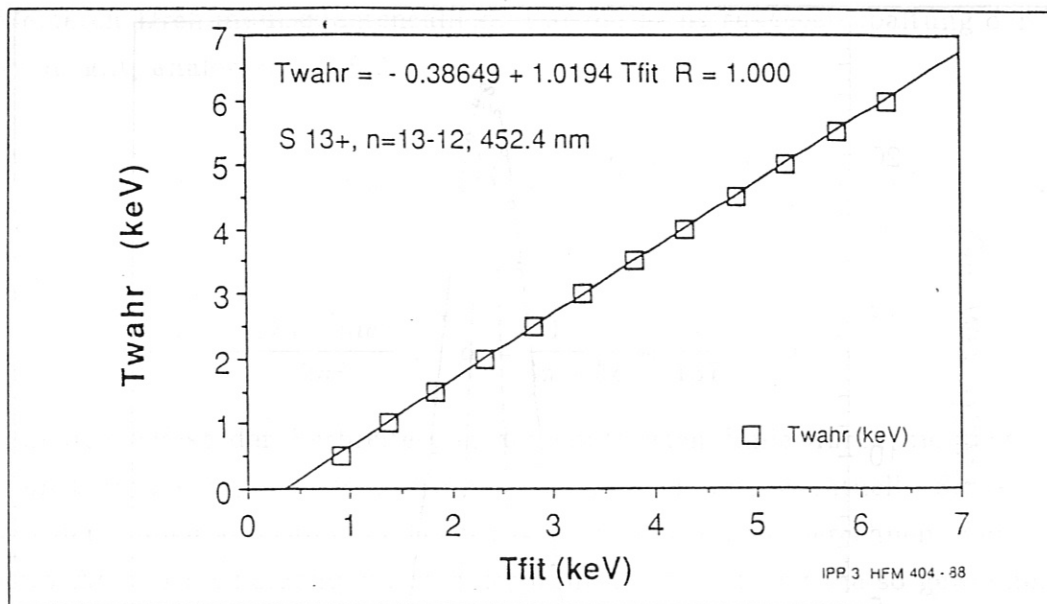


Abb. 8.9: Vergleich von wahrer und Fit-Temperatur für einen $^{16}\text{S}^{13+}$ -Übergang ($\lambda = 452.40$ nm): Die wahre Temperatur ist die Temperatur, die in die einzelnen Dopplerprofile der Feinstrukturkomponenten gesteckt wurde. Die Fit-Temperatur erhält man durch Anpassung eines einzelnen Gaußprofils an das resultierende Profil. Die Apparatebreite wurde berücksichtigt, indem sie quadratisch zu jeder Dopplerbreite der Feinstrukturkomponenten hinzuaddiert wurde.

Um zu testen, in wie weit die gemessene Fit-Temperatur T_{fit} von dem betrachteten Übergang abhängig ist, wurde für die jeweils gleiche wahre Temperatur $T_{wahr} = 3.0$ keV die Fit-Temperatur für die vier berechneten Kryptonübergänge und für $T_{wahr} = 1.5$ keV für die fünf Schwefelübergänge bestimmt, Abb. 8.10. Als Resultat erhält man in beiden Fällen eine quadratische Abhängigkeit der ermittelten Fit-Temperatur von der Wellenlänge des betrachteten Überganges. Die gemessenen Temperaturen zeigen dagegen im Falle von Krypton eine breite Streuung. Für Schwefel erhält man dagegen einen monotonen Abfall der experimentellen Temperaturen mit der Wellenlänge, der jedoch steiler ist, als der berechnete Abfall.

Während die experimentell bestimmte Ionentemperatur von 1.5 keV für Schwefel mit der zentralen Elektronentemperatur übereinstimmt, erhält man für Krypton bei gleicher Elektronentemperatur eine Ionentemperatur von etwa 3 keV. Solch große Unterschiede zwischen Elektronen- und Ionentemperatur treten im Plasma jedoch nur bei sehr kleinen Elektronendichten auf [99]. Grundsätzlich müssen Turbulenzeffekte, die zu einer scheinbaren Erhöhung der Ionentemperaturen führen können, in Betracht gezogen werden. Diese bewirken eine von der Masse der Ionen unabhängige Strömung und führen somit

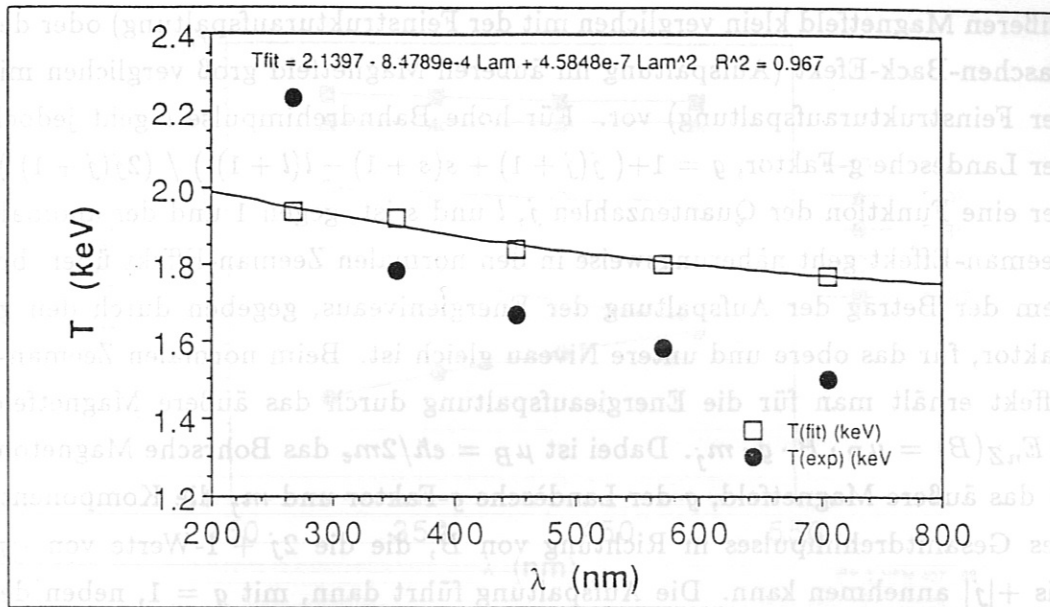


Abb. 8.10: Effekt der Feinstruktur auf die Fit-Temperatur für die berechneten Übergänge von Schwefel. Für T_{fit} erhält man eine quadratische Abhängigkeit von der Wellenlänge des betrachteten Überganges. Bei gleicher wahrer Temperatur von 1.5 keV variiert T_{fit} um ~ 200 eV. Die experimentellen Temperaturen T_{exp} zeigen dagegen einen steileren monotonen Abfall.

gerade bei hohen Massen zu einer zusätzlichen Verbreiterung. Für größere Abweichungen kommen turbulente Effekte aber vermutlich nicht in Frage. Als wahrscheinlichste Erklärung für die zu hohe Kr-Temperatur bietet sich eine geringfügige Unterschätzung der Feinstruktureffekte an. Wegen der großen Masse von Krypton ($\mu = 83.8$) und der daraus resultierenden kleinen Dopplerverbreiterung sind hier diese Effekte besonders kritisch, vergl. Abb. 8.11. Im Falle des Na-ähnlichen Kryptions wurde die Feinstrukturaufspaltung durch die des H-ähnlichen Eisens angenähert und somit unterschätzt. Schon eine relativ kleine Änderung in den Profilhügeln würde aber die wahre Ionentemperatur deutlich erniedrigen. Ferner ist eine genaue Berücksichtigung des l -mixings entscheidend. Ein erhöhtes l -mixing führt nämlich zu einer Umverteilung der Besetzung und zu einer Verstärkung der Intensität aus niedrigeren l -Zuständen, so daß sich die Flanken des Profils verbreitern.

Als weitere Verbreiterungsmechanismen und Störeffekte bei der Bestimmung der Ionentemperatur wurden der Einfluß des Zeeman- und Stark-Effekts untersucht.

Zeeman-Effekt:

In den betrachteten Ionen mit einem äußeren Elektron hat man einen Spin von $s = 1/2$ und daher liegt entweder der anomale Zeeman-Effekt (Aufspaltung im

äußeren Magnetfeld klein verglichen mit der Feinstrukturaufspaltung) oder der Paschen-Back-Effekt (Aufspaltung im äußeren Magnetfeld groß verglichen mit der Feinstrukturaufspaltung) vor. Für hohe Bahndrehimpulse l geht jedoch der Landèsche g -Faktor, $g = 1 + (j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)) / (2j(j+1))$, der eine Funktion der Quantenzahlen j , l und s ist, gegen 1 und der anomale Zeeman-Effekt geht näherungsweise in den normalen Zeeman-Effekt über, bei dem der Betrag der Aufspaltung der Energieniveaus, gegeben durch den g -Faktor, für das obere und untere Niveau gleich ist. Beim normalen Zeeman-Effekt erhält man für die Energieaufspaltung durch das äußere Magnetfeld $\Delta E_{nZ}(B) = \mu_B \cdot B \cdot g \cdot m_j$. Dabei ist $\mu_B = e\hbar/2m_e$ das Bohrsche Magneton, B das äußere Magnetfeld, g der Landèsche g -Faktor und m_j die Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung von \vec{B} , die die $2j + 1$ -Werte von $-|j|$ bis $+|j|$ annehmen kann. Die Aufspaltung führt dann, mit $g = 1$, neben der unverschobenen π -Komponente zu den beiden σ -Komponenten im Abstand $\pm \mu_B \cdot B$. Die Verbreiterung einer Spektrallinie ist somit proportional zu $2 \cdot \mu_B \cdot B$. Beim Paschen-Back-Effekt erhält man für die Aufspaltung $\Delta E_{PB}(B) = \mu_B \cdot B \cdot (m_l + 2m_s)$. Da sich aber bei einem Dipolübergang m_s nicht ändert und $\Delta m_l = \pm 1$ gilt, erhält man dieselbe Aufspaltung wie beim normalen Zeeman-Effekt. Ferner ist der Betrag der Aufspaltung durch den anomalen Zeeman-Effekt im wesentlichen der gleiche wie beim normalen Zeeman-Effekt und die Niveaus sind lediglich in mehr Unterniveaus aufgespalten. Deshalb genügt es nur die Verbreiterung durch den normalen Zeeman-Effekt zu berücksichtigen. Für eine erste Abschätzung wurde eine zusätzliche gaußförmige Verbreiterung der $\Delta l = \pm 1$ Übergänge mit einer Halbwertsbreite von $FWHM(B) \sim 2\mu_B \cdot B$ angenommen und zu dem in Kap. 8.4 berechneten Profil hinzuaddiert. Wie die Berechnungen zeigen, ist dieser Beitrag zur Iontemperatur klein und liegt für die berechneten Krypton Übergänge bei 1-3 %, sowie bei 0.7-5.5 % für Schwefel. In Abb. 8.11 sind die Beiträge zur Iontemperatur für die Kryptonübergänge aufgetragen. Dabei ist A der Beitrag des Apparateprofils, D die Dopplerverbreiterung, B der Zeeman-Effekt, FS die Feinstruktur und FIT die Fit-Temperatur. Man erkennt deutlich, daß der Doppler-Effekt den größten Beitrag liefert, gefolgt von der Feinstruktur, die wegen des hohen Z bereits 24 % der Fit-Temperatur ausmacht. Der Zeeman-Effekt ist generell klein, wächst aber mit der Wellenlänge quadratisch an und macht für Schwefel bei $\lambda = 706.8$ nm bereits mehr als die Hälfte der Feinstruktur aus. Das Apparateprofil spielt bei den kleinen Verbreiterungen dieser schweren Ionen ($m_{Kr} = 83.8$) bereits eine sehr große Rolle und kann die gemessenen Profile stark beeinflussen, insbesondere wenn es, abweichend von einem Gaußprofil, größere Beiträge in den

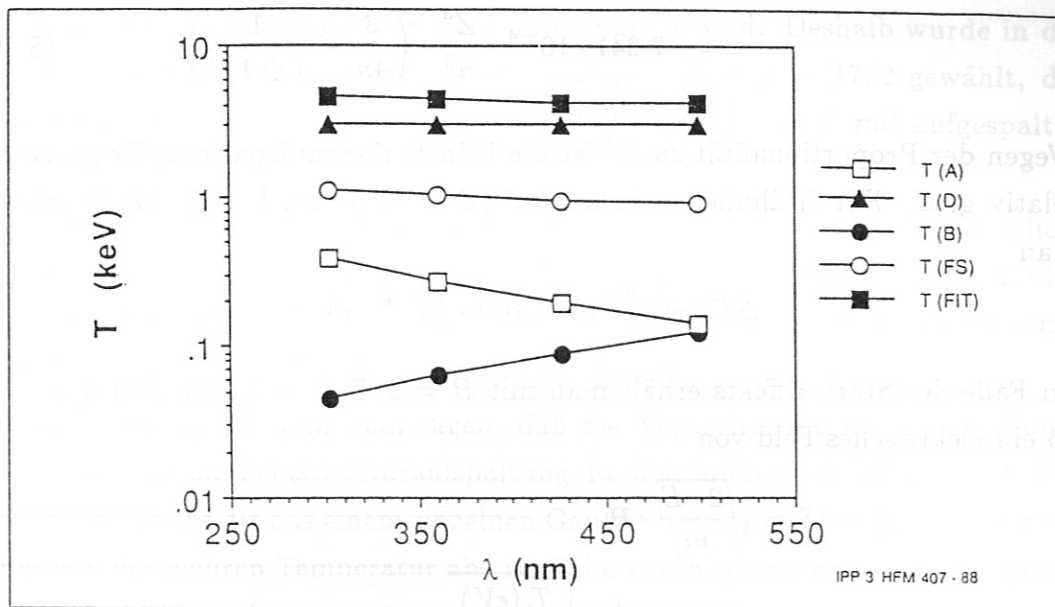


Abb. 8.11: Beiträge zur Ionentemperatur für Kr^{25+} . Aufgetragen sind die Beiträge des Apparateprofils (A), der Dopplerverbreiterung (D), des Zeeman-Effekts (B), der Feinstrukturaufspaltung (FS) und die Fit-Temperatur (FIT). Der Anteil der Feinstruktur beträgt wegen des hohen Z bereits 24 %. Die Beiträge zur Temperatur addieren sich dabei linear.

Profilflanken liefert. Für Krypton ist sein Anteil an der Fit-Temperatur bei der kleinsten Wellenlänge etwa 9 %. Es sei angemerkt, daß sich die einzelnen Beiträge zur Ionentemperatur linear addieren.

Stark-Effekt:

In einem Tokamakplasma erhält man aufgrund der Gyrationbewegung der Ionen um die Magnetfeldlinien den sogenannten "translatorischen Stark-Effekt" im $\vec{v} \times \vec{B}$ -Feld. Mit einem im wesentlichen toroidalen \vec{B} -Feld und einer poloidalen Gyrationbewegung \vec{v} ergibt sich ein radiales \vec{E} -Feld. Bei radialer Beobachtung erhält man die größte Intensität von den Umkehrpunkten der poloidalen Bewegung. Für diesen Fall ist die Beobachtungsrichtung senkrecht zum \vec{E} -Feld und man beobachtet den sogenannten "Quereffekt", bei dem σ - und π -Komponenten auftreten, die linear polarisiert sind.

Da es sich bei den untersuchten Ionen in guter Näherung um wasserstoffähnliche Ionen handelt und die Zustände mit gleichem j , abgesehen von der Lamb-Shift, entartet sind, muß man den linearen Stark-Effekt betrachten. Dabei ist der Fall einer großen Starkaufspaltung im Vergleich zur Feinstrukturaufspaltung und der Fall kleiner Starkaufspaltung zu unterscheiden. Nach Gl. (6.2) erhält man für die Feinstrukturaufspaltung

$$\Delta E_{FS}(eV) = -\frac{Ry \cdot hc}{e} \cdot \frac{Z^4 \alpha^2}{n^3} \cdot \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{j + 1/2} \right)$$

$$= -7.241 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Z^4}{n^3} \cdot \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{j+1/2} \right) \quad (8.2)$$

Wegen der Proportionalität zu Z^4 ist die Feinstrukturaufspaltung für große Z relativ groß. Für H-ähnlichen Sauerstoff ($Z = 8$, $n=10$, $l=8$, $j=17/2$) erhält man

$$\Delta E_{FS}(O^{7+}) = 1.071 \cdot 10^{-4} \text{ eV.}$$

Im Falle des Stark-Effekts erhält man mit $B = 2 \text{ T}$, $T = 2 \text{ keV}$ und $\mu_{O^{7+}} = 16$ ein elektrisches Feld von

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \sqrt{\frac{2 \cdot E}{m_i}} \cdot B \\ &= 1.388 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{\frac{T_i(\text{eV})}{\mu(\text{amu})}} \cdot B(\text{T}) \text{ V/m} \\ &= 3 \cdot 10^5 \text{ V/m} \end{aligned} \quad (8.3)$$

Für eine schwache Starkaufspaltung ist die Aufspaltung der entarteten j -Niveaus ($j = l \pm 1/2$) gegeben durch [100]

$$\begin{aligned} \Delta E_S(\text{eV}) &= \frac{3}{2} \cdot \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \cdot E_0 \cdot \frac{n}{2Z} \cdot \frac{\sqrt{n^2 - (j+1/2)^2}}{j \cdot (j+1)} \\ &= 3.971 \cdot 10^{-11} \cdot \mathcal{E}(\text{V/m}) \cdot \frac{n}{Z} \cdot \frac{\sqrt{n^2 - (j+1/2)^2}}{j \cdot (j+1)} \end{aligned} \quad (8.4)$$

Dabei ist $E_0 = 2 \cdot hc/e \cdot Ry = 27.2 \text{ eV}$ und \mathcal{E}_0 die atomare Einheit der Feldstärke, gegeben durch

$$\mathcal{E}_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{a_0^2} = 5.142 \cdot 10^{11} \text{ V/m} \quad (8.5)$$

Mit der elektrischen Feldstärke von $\mathcal{E} = 3.0 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ folgt für das betrachtete O^{7+} -Niveau eine Aufspaltung von

$$\Delta E_S(O^{7+}) = 8.039 \cdot 10^{-7} \text{ eV,}$$

also 0.75 % der Feinstrukturaufspaltung. Um die gleiche Größe der Aufspaltung wie bei der Feinstruktur zu erreichen ist in diesem Fall mit $j = 17/2$ ein elektrisches Feld von $4.0 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ notwendig, also eine Erhöhung um einen Faktor 133. Für den Zustand $j = 1/2$ benötigt man ein Feld von $4.2 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ (Faktor 14). Insbesondere ist anzumerken, daß die Starkaufspaltung für den höchsten Wert von j , $j_{max} = n-1/2$ exakt null ist, da dieser Term bezüglich

j nicht entartet ist und daher nicht aufgespalten wird. Deshalb wurde in der Rechnung oben zunächst der nächst niedrigere Wert $j = 17/2$ gewählt, der wegen $l = 9, s = -1/2$ und $l = 8, s = +1/2$ entartet und damit aufgespalten ist.

Der Stark-Effekt nimmt, wie wir am Beispiel $j = 1/2, 17/2$ veranschaulicht haben mit wachsendem j ab. Da der Hauptbeitrag der beobachteten Linien von den höchsten l - (bzw. j -) Zuständen herrührt, kann der Stark-Effekt somit für hohe Ladungszahlen Z vernachlässigt werden.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Verbreiterung durch den Dopplereffekt und die Feinstrukturaufspaltung die dominierenden Effekte sind. Für Schwefel weicht die aus einem einzelnen Gaußfit bestimmte Temperatur nur wenig von der wahren Temperatur ab. Im Falle von Krypton erhält man dagegen erhebliche Abweichungen.

8.6. Plasmarotation und Iontemperatur für Sauerstoff

Neben der Messung von Iontemperaturen über die Dopplerverbreiterung der Spektrallinien bietet die CXR die Möglichkeit, über die Dopplerverschiebung der Linien, die toroidale Plasmarotation zu bestimmen. Zu diesem Zweck benötigt man eine tangentielle Sichtkomponente durch das Plasma, wie sie bei der Sichtlinie B an ASDEX zur Verfügung stand, vergl. *Abb. 6.1*. Die Plasmarotationsgeschwindigkeit ist dann einfach gegeben durch

$$v_{rot} = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c und der Verschiebung des Linienzentrums $\Delta\lambda$ gegenüber der unverschobenen Linie λ_0 .

Am Beispiel der H-ähnlichen CXR-Linie von Sauerstoff, (O^{7+} , $n = 10 \rightarrow 9$, $\lambda = 606.83$ nm) wurden mit Hilfe von Gaußfits an die Linienprofile aufeinanderfolgender Spektren die Plasmarotation und die Iontemperatur als Funktion der Zeit bestimmt. *Abb. 8.12* zeigt die 40 Spektren, die während der gesamten Plasmaentladung aufgenommen wurden. Beginnend mit dem Plasmaaufbau (0.0 s - 1.0 s) steigt das Signal leicht an. Dem Einschalten der Neutralinjektion (1.1 s) folgt dann innerhalb von Millisekunden das Ladungsaustauschsignal, das auch nach dem Abschalten der Injektion abrupt wieder verschwindet.

In *Abb. 8.13* sind die Linienprofile, beginnend mit einem Spektrum vor Beginn der Neutralinjektion bei $t = 1.05$ s, über die gesamte Phase der Injektion (1.1 s - 1.5 s), bis nach der Injektion bei 1.55 s eingezeichnet. Die einzelnen Spektren folgen in einem Abstand von 50 ms, wobei jedes Spektrum über 16 ms integriert

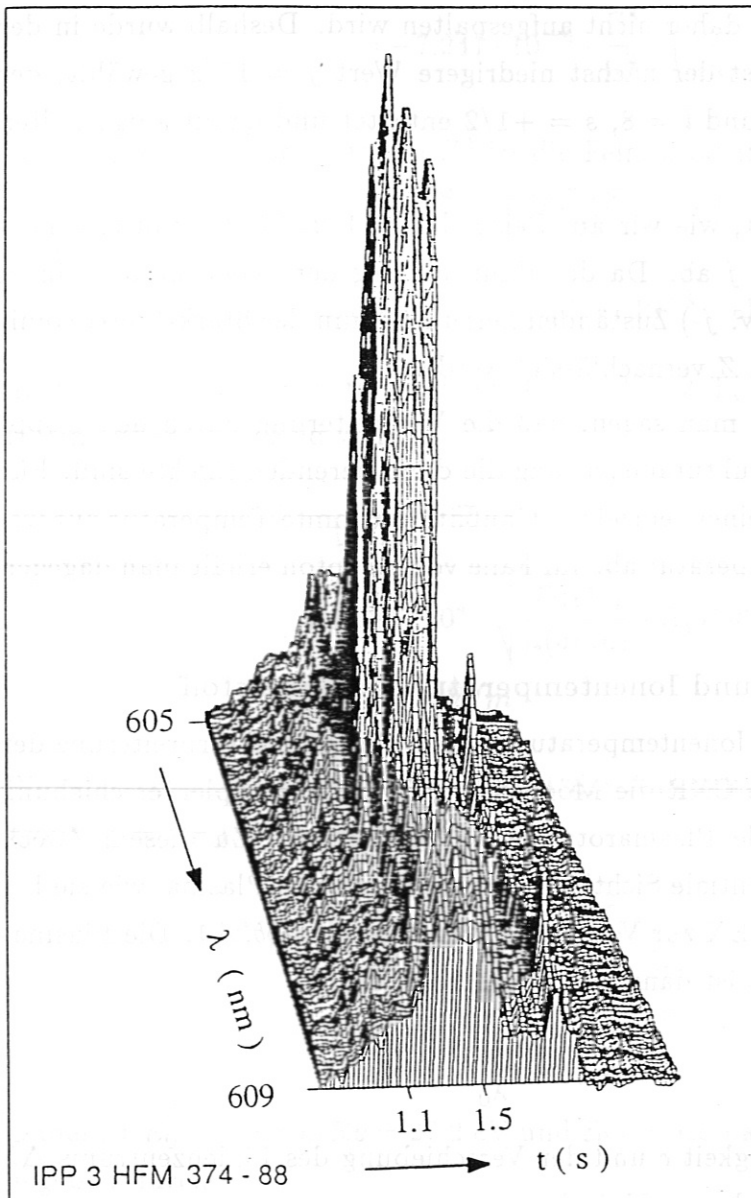


Abb. 8.12: Sauerstoff Spektrum, ${}^8\text{O}^{7+}$, $n = 10 \rightarrow 9$, $\lambda = 606.83 \text{ nm}$, während einer Plasmaentladung. Die Zeitachse läuft von links nach rechts, die Wellenlänge von hinten nach vorne. Während der Neutralinjektion von 1.1 s - 1.5 s erhält man ein sehr starkes CXR-Signal, das mit dem Abschalten der Injektion abrupt wieder verschwindet.

wurde. Mann erkennt deutlich die Verschiebung zwischen dem Spektrum bei 1.1 s zum Start der Injektion gegenüber den Spektren bei 1.2 s und 1.3 s und den Rückgang beim Abschalten der Neutralstrahlen bei 1.5 s, wo etwa wieder die Ausgangsposition erreicht ist.

Da das CXR-Signal erst mit dem Einschalten der Neutralinjektion erscheint, vergl. Abb. 8.12, braucht man eine absolute Wellenlängenskala als Referenz für die unverschobene Linie. In unserem Fall war die Wellenlängenskala des Spektrometers mit Hilfe einer Quecksilber- und einer Ne-Dampflampe geeicht. Aus den Gaußfits an die Profile in Abb. 8.13 erhält man die Rotationsgeschwindigkeit und die Iontemperatur, die in Abb. 8.14 dargestellt sind. Zur Bestimmung der Iontemperatur wurde das Apparateprofil des Spektrometers als gaußförmig angenommen und quadratisch subtrahiert. Für die ausgewer-

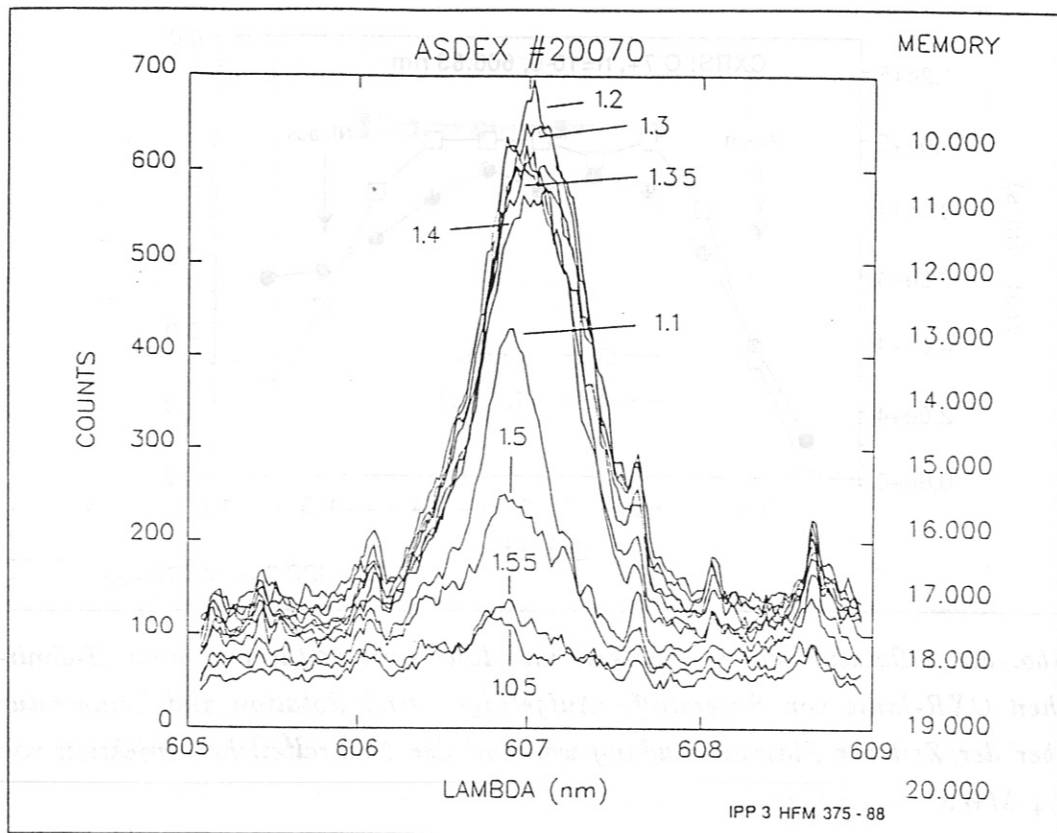


Abb. 8.13: Rotationsverschobene CXR-Spektren ${}^8\text{O}^{7+}$, $n = 10 \rightarrow 9$, $\lambda = 606.83 \text{ nm}$: Aufgetragen sind die gemessenen O^{7+} -Linien beginnend vor der Neutralinjektion bis nach der Injektion. Die Zahlen an den Spektren geben den Zeitpunkt an, zu dem die Linie aufgenommen wurde. Man erkennt deutlich die starke Verschiebung mit der Zeit ($t = 1.3 \text{ s}$) und die Rückkehr in die Ausgangsposition ($t = 1.1 \text{ s}$ und 1.5 s).

tete Plasmaentladung mit einer Injektionsleistung von 3.45 MW, einer zentralen Elektronentemperatur von 2.3 keV (aus der YAG-Laserstreuung) und einer zentralen Elektronendichte von $7.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (ebenfalls aus der YAG-Streuung) erhält man toroidale Rotationsgeschwindigkeiten des Plasmas während der Injektion von etwa $1.0 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ und Ionentemperaturen von 4.0 keV. Wie man auch erkennt, fällt die Rotation mit dem Abschalten der Injektion sehr schnell ab.

Die ermittelte Ionentemperatur von etwa 4 keV ist hier wesentlich höher als die zentrale Elektronentemperatur von 2.3 keV: Die Messung wurde hier jedoch mit der tangentialen Sichtlinie vorgenommen, so daß die Spektren bis zu 0.2 nm verschoben sind. Die gemessene Verbreiterung der Spektren für 4 keV beträgt 0.73 nm. Aufgrund differentieller Rotation innerhalb des Reaktionsvolumens, das sich in diesem Fall von $r = +10 \text{ cm}$ bis $+45 \text{ cm}$ (Plasmarand) erstreckt, können die Profile zusätzlich verbreitert werden. Nimmt man realistischerweise

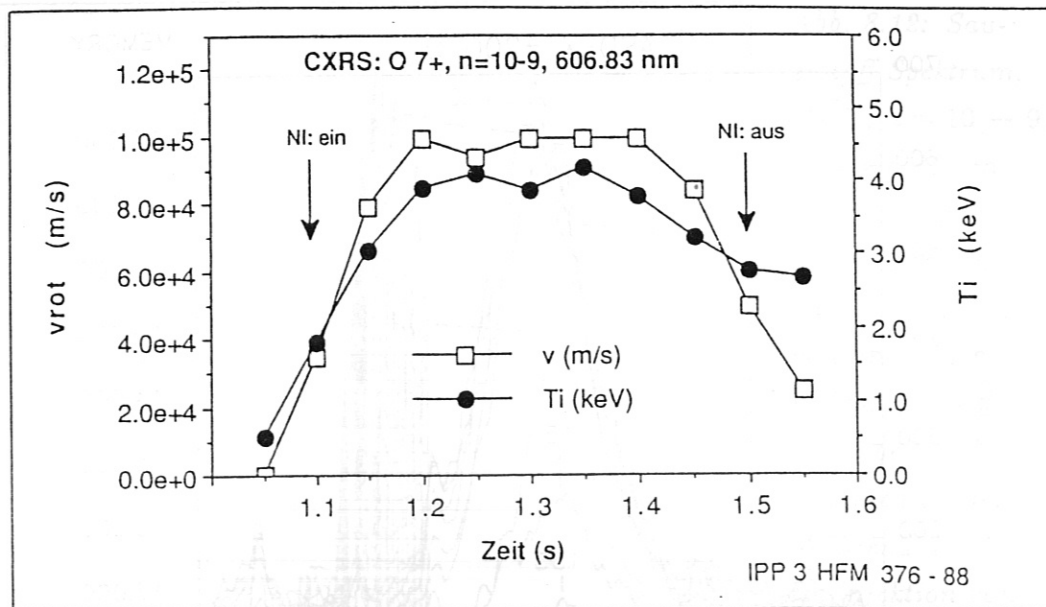


Abb. 8.14: Rotationsgeschwindigkeit und Ionentemperatur aus einer H-ähnlichen CXR-Linie von Sauerstoff. Aufgetragen sind Rotation und Temperatur über der Zeit der Plasmaentladung während der Neutralteilchen-Injektion von 3.4 MW.

an, daß sich die Rotationsgeschwindigkeit innerhalb des Reaktionsvolumens von innen nach außen um einen Faktor 2 ändert, so erhält man eine maximale Verschiebung des Profils von 0.2 nm und eine minimale von 0.1 nm. Dies würde zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Profils von 0.1 nm führen. Führt man eine Korrektur hinsichtlich der differentiellen Rotation durch, indem man die 0.1 nm von der gemessenen Profildbreite subtrahiert, so ergibt sich eine wahre Temperatur von 2.9 keV, wie sie sich auch aus gemessenen Neutronenraten ergibt. Der Abfall der Ionentemperatur vor dem Abschalten der Neutralstrahlen ist ebenfalls konsistent mit den Neutronenratenmessungen.

Für Ionentemperaturmessungen ist es somit wichtig, möglichst radiale Sichtlinien zu benutzen. Ferner zeigen die Untersuchungen für Krypton und Schwefel, daß leichte Verunreinigungen sowohl wegen der sehr viel kleineren Feinstrukturaufspaltung wie auch wegen der höheren Dopplerbite am geeignetsten sind. Um festzustellen, welcher Übergang von Sauerstoff für Ionentemperaturmessungen am geeignetsten ist, wurde der Einfluß des Apparateprofils, der Dopplerverbreiterung, des Zeeman-Effekts und der Feinstruktur auf ein Linienprofil untersucht, vergl. Abb. 8.15. Die Notation ist analog zu Abb. 8.11. Wie man sieht dominiert der Dopplereffekt und für große Wellenlängen wird die Abweichung der Fit-Temperatur von der wahren Temperatur $T(D)$ minimal, vergl. auch Abb. 8.16. Im unteren Wellenlängenbereich ist der Einfluß des Appara-

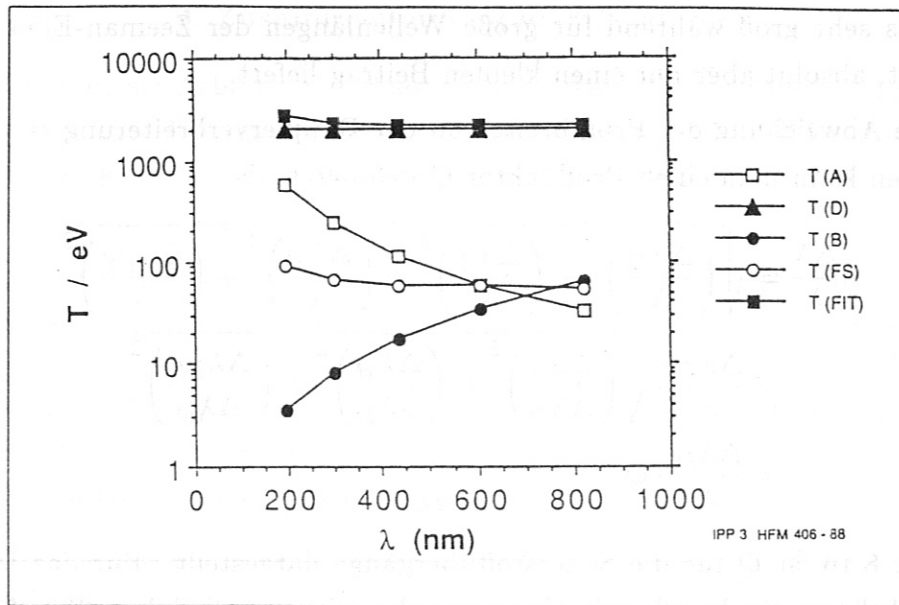


Abb. 8.15: Beiträge zur Ionentemperatur von O^{7+} : Die Notation ist analog zu Abb. 8.11. Der Doppler-Effekt $T(D)$ dominiert ganz deutlich und liefert den Hauptbeitrag zu $T(FIT)$. Für kleine λ ist der Einfluß des Apparateprofils $T(A)$ relativ groß während der Zeeman-Effekt erst für große λ an Bedeutung gewinnt, insgesamt aber einen sehr kleinen Beitrag liefert. Die Feinstrukturaufspaltung ist ebenfalls relativ klein.

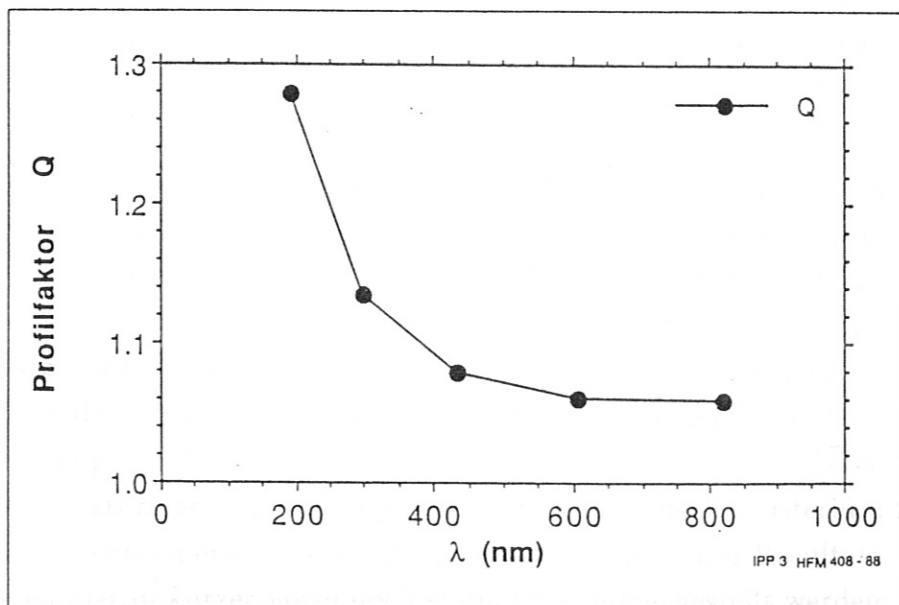


Abb. 8.16: Abweichung der Profilverbreiterung von der Dopplerverbreiterung: Profilmfaktor Q für Sauerstoff O^{7+} , siehe Text. Für Ionentemperaturmessungen im UV und sichtbaren Spektralbereich ist der Übergang bei $\lambda = 606.83$ nm ($n = 10-9$) am besten geeignet.

teprofils sehr groß während für große Wellenlängen der Zeeman-Effekt stark ansteigt, absolut aber nur einen kleinen Beitrag liefert.

Um die Abweichung der Profildbreite von der Dopplerverbreiterung zu charakterisieren kann man einen Profilmfaktor Q definieren als

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_A}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_{FS}}{\lambda}\right)^2} \\ &= \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda_A}{\Delta\lambda_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_{FS}}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \\ &= \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot Q \end{aligned} \quad (8.6)$$

In Abb. 8.16 ist Q für die Sauerstoffübergänge dargestellt. Für das UV und den sichtbaren Spektralbereich ist somit der Übergang bei $\lambda = 606.83$ nm ($n = 10-9$) am besten geeignet. Die Linie bei $\lambda = 434.05$ nm ($n = 9-8$) ist wegen der überlagerten H_γ -Linie bei 434.0468 nm ungeeignet. Gegenüber den Übergängen bei kürzeren Wellenlängen hat man jedoch einen Intensitätsrückgang hinzunehmen. Wegen des starken Abfalls mit n ist die Intensität des $n = 10-9$ Übergangs gegenüber $n = 8-9$ bei 297.6 nm bereits um einen Faktor 6.6 niedriger.

9. Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden, soweit uns bekannt ist, erstmalig ladungsaustausch-angeregte Übergänge hochionisierter Rydbergzustände im Sichtbaren und UV von Krypton und Schwefel gemessen. Ausgehend von der Überlegung, daß im Plasma im mittleren Temperaturbereich $T_e = 1-2$ keV die Elemente *S* und *Kr* vornehmlich im He- bzw. Ne-ähnlichen Zustand vorliegen, war zu vermuten, daß die entsprechenden Li- und Na-ähnlichen Linien durch Ladungsaustauschprozesse mit eingeschossenen hochenergetischen H-Atomen (NI-Heizung) stark angeregt würden. Diese Vermutung erwies sich als zutreffend: sämtliche Linien in dem uns zugänglichen Wellenlängenbereich von $250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$ konnten nachgewiesen werden.

Der Schwerpunkt der Aufgabenstellung in dieser Arbeit lag auf atomphysikalischem Gebiet. Ausgehend von den absolut gemessenen Intensitäten sollte die Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten und Wirkungsquerschnitte von der Hauptquantenzahl n für hohe Ladungszahlen Z weit oberhalb der resonant besetzten Niveaus untersucht und mit theoretischen Modellrechnungen verglichen werden. Weiterhin war die Systematik der Besetzung bezüglich der Quantenzahlen n und l und die aus den verschiedenen Niveaus resultierenden Intensitäten von großem Interesse. Neben diesen atomphysikalischen Untersuchungen sollten die resultierenden Linienprofile im Hinblick auf diagnostische Anwendungen untersucht werden wobei speziell atomphysikalisch bedingte Störeffekte bei der Iontemperaturmessung infolge zusätzlicher Verbreiterungsmechanismen von Bedeutung waren.

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß die Ratenkoeffizienten für Ladungsaustausch für hohe n und Z einen näherungsweise exponentiellen Abfall mit wachsendem n aufweisen und daß die theoretischen Wirkungsquerschnitte nach dem UDWA-Modell mit unseren Messungen konsistent sind. Im Gegensatz dazu zeigte es sich, daß die Wirkungsquerschnitte nach dem MLZ-Modell für die betrachteten hohen Quantenzahlen viel zu klein sind. Bei der Untersuchung der Linienprofile konnten die wesentlichen Störeffekte bei der Iontemperaturmessung herausgearbeitet und ein Auswahlkriterium für eine optimale Iontemperaturmessung angegeben werden. Die Resultate der Arbeit sollen hier in kurzer Form noch einmal zusammengestellt werden:

1. Messung der Neutralleistungsanteile

Anhand der dopplerverschobenen H_α -Linien wurden die Neutralleistungsanteile eines ASDEX-Neutralinjektors bei der vollen, halben und Drittel-Energie gemessen. Als Eingabedaten gehen diese Größen direkt in die Berechnung der Ratenkoeffizienten ein.

2. Identifikation von CXR-Linien

Unter Verwendung der Neutralinjektionsstrahlen und aufgrund der charakteristischen Signatur der Ladungsaustausch-Linien konnten viele H-, Li-, Na- und K-ähnliche CXR-Linien an ASDEX identifiziert werden (Kap. 8.1, Anhang B). Die experimentell bestimmten Wellenlängen stimmen ausnahmslos sehr gut mit den für H-ähnliche Ionen berechneten überein.

3. Messung absoluter Intensitäten

Zur Untersuchung von Übergängen aus hohen Quantenzuständen (Rydbergzuständen) wurden im Sichtbaren und UV während des Einblasens von Kr und H_2S in das ASDEX Plasma absolute Intensitäten aus Quantenzahlen bis zu $n = 22$ gemessen (Kap. 8.2). Die so gemessenen Intensitäten längs unserer Sichtlinie liegen bei einigen Watt pro Quadratmeter und zeigen einen näherungsweise exponentiellen Abfall mit wachsendem n .

4. Vergleich mit der Theorie: Ratenkoeffizienten, Intensitäten und Besetzungen

Als theoretische Wirkungsquerschnitte für Krypton und Schwefel wurden wasserstoffähnliche Ionen mit gleicher Ladungszahl wie sie im Experiment vorlag zugrundegelegt, was in Anbetracht der hohen Hauptquantenzahlen ($n > 10$) in jedem Fall gerechtfertigt erscheint. So wurde für die Ladungsaustausch-Rekombination des He-ähnlichen S^{14+} eine Datenbasis für vollständig ionisiertes Silizium auf der Grundlage des UDWA-Modells (Unitarized Distorted Wave Approximation), sowie des MLZ-Modells (Multichannel Landau-Zener model) zusammengestellt. Im Falle des Ne-ähnlichen Kr^{26+} , dem das vollständig ionisierte Eisen äquivalent ist, konnte mangels entsprechender UDWA-Daten nur auf Wirkungsquerschnitte nach dem MLZ-Modell zurückgegriffen werden (Kap. 4.4).

Für die gemessenen Übergänge wurden die sich aus den Wirkungsquerschnitten unmittelbar ergebenden direkten Ratenkoeffizienten und sogenannte effektive Ratenkoeffizienten, die die Intensität der Spektrallinien beschreiben, bestimmt (Kap. 8.3).

- Für S zeigen unsere experimentellen direkten Ratenkoeffizienten einen etwas stärkeren exponentiellen Abfall mit wachsendem n als die theoretischen direkten Raten entsprechend dem UDWA-Modell.

Für Kr dagegen zeigen unsere experimentellen direkten Ratenkoeffizienten, in Übereinstimmung mit neueren theoretischen Vorhersagen, einen deutlich schwächeren exponentiellen Abfall mit wachsender Hauptquantenzahl n als die theoretischen direkten Raten nach dem MLZ-Modell.

- Aufgrund von Kaskadenprozessen ergibt sich für die effektiven Ratenkoeffizienten nicht mehr die typische CXR-Signatur der direkten Ratenkoeffizienten. Die effektiven Raten weisen i.a. einen monotonen Abfall mit n auf. Für hohe n zeigen sie, wie die direkten Raten, einen exponentiellen Abfall. Dementsprechend sind Übergänge aus niedrig- n -Zuständen am intensivsten. Für Krypton und Schwefel erhält man vom Sichtbaren zum Vakuum-UV einen Intensitätsanstieg um 3-4 Größenordnungen. Für hohe Z sind jedoch auch die Übergänge im Sichtbaren gut beobachtbar und bieten einen wesentlich vereinfachten apparativen Zugang.
- Aufgrund von l -mixing durch Ionenstöße wird die primäre Besetzung der Feinstrukturniveaus verwischt und es erfolgt eine Umbesetzung in höhere und niedrigere l -Zustände, die mit zunehmender Ionendichte, beginnend bei den höchsten n , in eine statistische $(2l + 1)$ -Besetzung übergeht. Die Umbesetzung in niedrigere l -Niveaus hat eine Zunahme der Lyman- und $\Delta n = 2$ Übergänge zur Folge und reduziert daher die $\Delta n = 1$ Übergänge im Sichtbaren und deren effektive Raten. Insgesamt kann der Einfluß der l -mixing Stöße nur bei Krypton vernachlässigt werden. Im Falle von Schwefel reduziert er die effektiven Raten um etwa 10%. Für Sauerstoff bewirkt das l -mixing bei den üblichen ASDEX Parametern bereits eine Erniedrigung des effektiven Ratenkoeffizienten für den $n = 10-9$ Übergang bei $\lambda = 606.83$ nm von 50 %! l -mixing kann somit i. a. eine ganz wesentliche Rolle spielen.
- Durch Bestimmung von Verunreinigungskonzentrationen aus den gemessenen Intensitäten und den berechneten effektiven Ratenkoeffizienten ist eine Aussage über die Absolutwerte der Ratenkoeffizienten möglich. Zum Vergleich wurden aus den gemessenen Strahlungsverlusten des Plasmas und theoretischen Kühlraten ebenfalls die Verunreinigungsdichten bestimmt. Für Schwefel liefern dabei alle gemessenen Übergänge die annähernd gleiche Konzentration von 1.8 % $\langle n_e \rangle$ in relativ guter Übereinstimmung mit der Konzentration aus

der Kühlrate von 3.4 %. Im Falle von Krypton ergibt sich dagegen eine systematisch zunehmende Konzentration mit wachsendem n von etwa (170-880) % $\langle n_e \rangle$, während aus der Kühlrate eine Konzentration von 0.44 % $\langle n_e \rangle$ folgt. Aus der viel zu hohen Kr-Konzentration muß man schließen, daß die Wirkungsquerschnitte nach dem MLZ-Modell für die betrachteten hohen Hauptquantenzahlen um einen Faktor 100-1000 zu niedrig sind! Die systematisch niedrigere Konzentration mit wachsendem n ist eine Folge des viel zu steilen Abfalls der MLZ-Wirkungsquerschnitte als Funktion von n , wie man auch durch Vergleich mit den experimentell ermittelten Ratenkoeffizienten erkennen kann. Aus unseren Messungen folgt somit, daß das MLZ-Modell einen viel zu steilen Abfall der Wirkungsquerschnitte für hohe n vorhersagt, UDWA und CCAO (für O^{7+}) hingegen mit unseren Messungen konsistente Wirkungsquerschnitte liefern.

5. Beiträge der Feinstrukturkomponenten

Für die gemessenen Übergänge aus hohen n -Zuständen wurden die Beiträge der nicht aufgelösten Feinstrukturkomponenten berechnet (Kap. 8.4). Erwartungsgemäß zeigen die Rechnungen, daß die Intensität der $\Delta n = -1$ Übergänge deutlich dominiert und der Hauptbeitrag aus den maximalen l -Komponenten stammt (Yrast-Übergänge). Beiträge aus niedrigen l sind sehr klein. Dieser Befund steht im Einklang mit unseren Beobachtungen. Insbesondere bei den Li- und Na-ähnlichen Zuständen würden diese Übergänge aus niedrigen l ($l \leq 3$) zu deutlich separierten Satellitenlinien führen ($\Delta\lambda \geq 0.6$ nm), die jedoch nicht beobachtet wurden. Nicht auszuschließen sind allerdings Übergänge aus mittleren l -Niveaus, die wegen der im Vergleich zur Dopplerverbreiterung kleinen Feinstrukturaufspaltung nicht aufgelöst werden konnten.

6. Iontemperaturen

Um den Effekt der Feinstrukturaufspaltung und anderer Störeffekte auf die Bestimmung der Iontemperatur abzuschätzen, wurde aus den Feinstrukturkomponenten eines Überganges ein Linienprofil berechnet (Kap. 8.5). Das berechnete Profil wurde aus den dopplerverbreiterten $\Delta l = \pm 1$ Komponenten der Linie, dem Apparateprofil und einer zusätzlichen gaußförmig angenommenen Verbreiterung durch den Zeeman-Effekt zusammengesetzt. Der Stark-Effekt kann für hohe Ladungszahlen Z im Vergleich zur Feinstrukturaufspaltung dagegen vernachlässigt werden.

- Die systematische Untersuchung der CX-Linien-Verbreiterung verschiedener Elemente und Übergänge zeigt, daß der Dopplereffekt für typische Ionentemperaturen von $T_i \geq 2$ keV den Hauptbeitrag liefert, die Feinstruktur, vor allem für hohe Z , aber ebenfalls von Bedeutung ist. Der Zeeman-Effekt und das Apparateprofil gehen hingegen nur schwach ein. Feinstruktur und Zeeman-Effekt sind ferner wellenlängenabhängig, wobei der Störeffekt durch die Feinstrukturaufspaltung mit λ abnimmt, der Zeeman-Effekt dagegen quadratisch zunimmt, absolut aber klein bleibt. Der Vergleich mit experimentell ermittelten Ionentemperaturen aus den Linienbreiten verschiedener S^{13+} - und Kr^{25+} -Linien ist nicht ganz zufriedenstellend. Zwar kann im Falle von Schwefel eine Abnahme der Fit-Temperatur in Abhängigkeit von der Wellenlänge beobachtet werden, doch ist der Effekt mit $(T_{max} - T_{min})/T_{max} \approx 30$ % stärker ausgeprägt als theoretisch vorhergesagt. Bei Krypton läßt sich keine systematische Tendenz feststellen, doch sind in diesem Fall die statistischen Schwankungen von ± 12 % erheblich.
- Ein wesentlicher Unterschied zwischen den betrachteten Ionen $^{36}Kr^{25+}$ und $^{16}S^{13+}$ und den leichten Verunreinigungen $^6C^{5+}$ und $^8O^{7+}$ für die beobachtbaren Übergänge im Sichtbaren liegt im Verhältnis Z/n . Während bei Kohlenstoff und Sauerstoff für die Übergänge im Sichtbaren n immer größer ist als Z , ist dies bei Schwefel und Krypton nicht der Fall. Der Störeffekt der Feinstrukturaufspaltung auf die Ionentemperatur ist stark von diesem Verhältnis abhängig, denn er skaliert mit Z^4/n^3 . Dies hat zur Folge, daß vor allem für Krypton dieser Beitrag sehr wesentlich wird. Entsprechendes gilt jedoch nicht für den Zeeman-Effekt, der unabhängig von Z ist und mit wachsendem n bzw. λ quadratisch zunimmt. Ferner ist aufgrund der hohen Massen ($m_{Kr} = 83.8$) die Verbreiterung der Profile schwerer Verunreinigungen relativ klein, so daß das Apparateprofil bereits einen großen Einfluß haben kann.

7. Zeitaufgelöste Plasmarotations- und Ionentemperaturmessungen

- Längs der tangentialen Sichtlinie B durch das Plasma wurden toroidale Rotationsgeschwindigkeiten und Ionentemperaturen als Funktionen der Zeit bestimmt. Aus den gemessenen CXR-Signalen von H-ähnlichem Sauerstoff erhält man während der Neutralinjektion

Rotationsgeschwindigkeiten von $1.0 \cdot 10^5$ m/s und Iontemperaturen von 4.0 keV. Die Iontemperaturmessung kann dabei stark von der differentiellen Rotation innerhalb des Reaktionsvolumens beeinflusst werden, so daß zur Messung von Iontemperaturen radiale Sichtlinien vorzuziehen sind.

- Durch Untersuchung der Störeffekte auf das Dopplerprofil H-ähnlicher Sauerstoffionen wurde der für Iontemperaturmessungen geeignetste Übergang bestimmt. Für das UV und den sichtbaren Spektralbereich erwies sich der Sauerstoff-Übergang $n = 10-9$, $\lambda = 606.83$ nm als am besten geeignet.

Schlußfolgerungen

1. Mittelschwere (und u.U. auch schwere) Elemente lassen sich im Plasma analog zu den leichten Verunreinigungen anhand von CXR-Linien im Sichtbaren nachweisen, sofern ihre Konzentrationen n_Z/n_e in der Größenordnung $\geq 10^{-3}$ liegen. Durch Verwendung lichtstärkerer Systeme bzw. bei höherer Neutralinjektions-Heizleistung und höheren Einschußenergien kann diese Grenze vermutlich bis zu $10^{-4} n_e$ herabgesetzt werden. Übergänge im UV sind dabei wegen der höheren Intensität zu bevorzugen (exponentieller Abfall mit der Hauptquantenzahl n).
2. Die untersuchten Na-ähnlichen Kr-Zustände sind äquivalent zu H-ähnlichem Eisen ($^{26}\text{Fe}^{25+}$), das in einem Reaktor aufgrund der hohen Temperaturen vollständig ionisiert vorliegen wird. Unsere Untersuchungen lassen den Schluß zu, daß mit der CXRS-Spektroskopie im Sichtbaren Spektralbereich vollständig ionisierte metallische Verunreinigungen wie beispielsweise Eisen oder Nickel bis zu Konzentrationen von 0.1 %-0.5 % n_e nachweisbar sein sollten.
3. Für die Bestimmung der absoluten Konzentrationen erweisen sich die Wirkungsquerschnitte aufgrund des UDWA-Modells als im Einklang mit unseren Messungen von Schwefel und Sauerstoff. Hingegen erscheinen die nach dem MLZ-Modell ermittelten Wirkungsquerschnitte für Quantenzahlen weit oberhalb der resonanten Hauptquantenzahl als völlig unzulänglich und führen zu einer erheblichen Unterschätzung der $\Delta n = 1$ Linienintensitäten im Sichtbaren.
4. Iontemperaturmessungen sind wegen der höheren Dopplerverbreiterung und kleineren Feinstrukturaufspaltung günstiger bei leichten Elementen (C, O) vorzunehmen. Hier sind insbesondere Störungen durch

Linien aus niedrigen Ionisationsstufen (O II, O III, C II etc.) und bei Übergängen zwischen relativ niedrigen Hauptquantenzahlen ($n \leq 6$) auch CXR-Anregungen im kalten Randschichtplasma zu beachten. Nach unseren Untersuchungen und Erfahrung ist die O^{7+} -Linie ($n = 10-9$, $\lambda = 606.83$ nm) gut geeignet für T_i -Messungen. Es ist jedoch zu beachten, daß keine zusätzliche Verbreiterung infolge differentieller Rotation der Plasmen bedeutsam wird.

5. Für die Messung der Rotationsgeschwindigkeit sind dagegen schwerere Elemente grundsätzlich vorzuziehen, da aufgrund der starken Reibungskräfte alle Ionen mit der gleichen Geschwindigkeit rotieren [99] und sich daher das Verhältnis aus Linienverschiebung zu Verbreiterung günstiger gestaltet. Eine systematische Untersuchung der Rotationsverschiebung in den unterschiedlichen Linien konnte allerdings noch nicht durchgeführt werden, da die hierfür benötigte tangentielle Sichtlinie B nicht mehr zur Verfügung stand.

Anmerkung

Angesichts der stetig wachsenden Bedeutung der Ladungsaustausch-Rekombinations-Spektroskopie und ihres großen diagnostischen Potentials wäre es überaus wünschenswert für die hier in Frage kommenden hohen Ionisationszustände theoretische Wirkungsquerschnitte für CXR in hohe Hauptquantenzahlen auf der Basis des UDWA- bzw. CCAO-Modells zum Vergleich heranziehen zu können. Insbesondere im Hinblick auf reaktorrelevante Plasmen gewinnt die Diagnostik mittelschwerer und schwerer Verunreinigungen an Bedeutung und theoretische Daten sind daher dringend erforderlich.

Anhang A. Geometrische Daten des Experiments

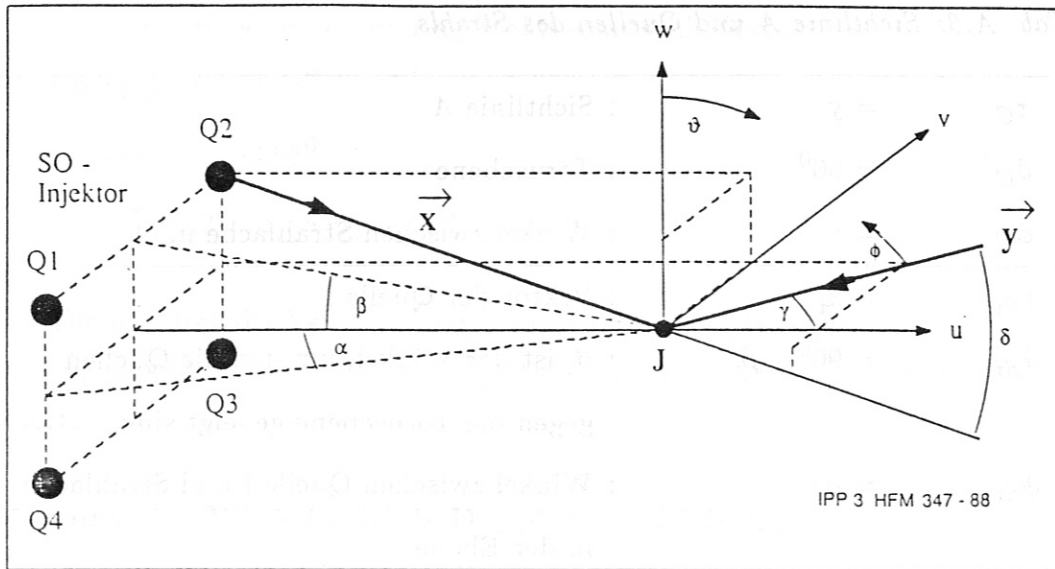
Tab. A.1: Geometrische Daten: ASDEX

Radius	m	Bemerkung
R_{iW}	1.090	innere Wand
R_{-a}	1.250	innerer Plasmarand
R_0	1.650	gr. Radius, Plasmaachse
R_{+a}	2.050	äußerer Plasmarand
R_{aW}	2.290	äußere Wand
a	0.400	kleiner Plasmaradius

Tab. A.2: Geometrische Daten: CXRS und NI

CXRS	R / m	Φ	Bemerkung
J	1.869 ($r=+0.219$)	64.0	Schnittp. Sichtl. A
T_A	0.115	337.5	Tangentialradius A
G	1.930 ($r=+0.280$)	62.0	Schnittp. Sichtl. B
T_B	1.222	11.3	Tangentialradius B
NI	R / m	Φ	Bemerkung
P	2.323 ($r=+0.673$)	52.5	Dreh-Punkt
T_S	1.401 ($r=-0.249$)	105.4	Tangentialradius

CXRS	Winkel ($^\circ$)	Bemerkung
γ	52.1	NI-A-Schnittwinkel
ϵ	94.2	NI-B-Schnittwinkel
NI	Winkel ($^\circ$)	Bemerkung
α	37.1	mittl. Einschußwinkel
$\alpha_{1,2}$	± 3.7	rel. Winkel d. Quellen



IPP 3 HFM 347 - 88

Abb. A.1: Projektion des Strahls auf die Sichtlinie A der CXRS-Diagnostik. Verwendung sphärischer Koordinaten r , ϑ und ϕ . Der Injektionsstrahl besteht aus vier Quellen, die links zu sehen sind. Die CXRS-Sichtlinie kommt von rechts und schneidet die Strahlachse im Punkt J, vergl. Abb. 6.1.

Projektion des Strahls auf die Sichtlinie:

Für die Projektion des Strahls auf die Sichtlinie A der CXRS-Diagnostik werden sphärische Koordinaten r , ϑ und ϕ verwendet. Bezugspunkt ist der Schnittpunkt J zwischen Strahlachse und Sichtlinie A. r bezeichnet den Radiusvektor von J aus, ϑ den poloidalen Winkel, der von der z-Achse aus gerechnet wird und daher in der Äquatorialebene des Torus 90° ist. ϕ bezeichnet den toroidalen Winkel, der hier für die Strahlachse zu 0 gewählt wird.

Der Vektor einer Quelle des Strahls soll mit \vec{x} und der Vektor der Sichtlinie mit \vec{y} bezeichnet werden. Mit dieser Wahl erhält man für die Sichtlinie A und für den Strahl mit den Quellen $i=1-4$ die Parameter in Tab. A.3.

Strahl: Projektion des Quellenvektors \vec{x} auf r , ϑ und ϕ :

$$u = r \sin\vartheta \cos\phi = x_i \sin(90^\circ - \beta_i) \cos\alpha_i = x_i \cos\beta_i \cos\alpha_i$$

$$v = r \sin\vartheta \sin\phi = x_i \cos\beta_i \sin\alpha_i$$

$$w = r \cos\vartheta = x_i \sin\beta_i$$

$$|\vec{x}| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} = x$$

$$\vec{x} = x \cdot \begin{pmatrix} \cos\beta_i \cos\alpha_i \\ \cos\beta_i \sin\alpha_i \\ \sin\beta_i \end{pmatrix}$$

CXRS: Projektion der Sichtlinie \vec{y} auf r , ϑ und ϕ :

Tab. A.3: Sichtlinie A und Quellen des Strahls

r_C	$= y$: Sichtlinie A
ϑ_C	$= 90^0$: Torusebene
ϕ_C	$= \gamma$: Winkel zwischen Strahlache u. A
r_{Si}	$= x_i$: Vektor der Quelle i
ϑ_{Si}	$= 90^0 - \beta_i$: β_i ist der Winkel, um den die Quellen gegen die Torusebene geneigt sind
ϕ_{Si}	$= \alpha_i$: Winkel zwischen Quelle i und Strahlache in der Ebene

$$u = r \sin\vartheta \cos\phi = y \cos\gamma$$

$$v = r \sin\vartheta \sin\phi = y \sin\gamma$$

$$w = r \cos\vartheta = 0$$

$$|\vec{y}| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} = y$$

$$\vec{y} = y \cdot \begin{pmatrix} \cos\gamma \\ \sin\gamma \\ 0 \end{pmatrix}$$

Projektion des Strahls auf die Sichtlinie:

$$\begin{aligned} \vec{x} \cdot \vec{y} &= x \cdot y \cdot \begin{pmatrix} \cos\beta_i \cos\alpha_i \\ \cos\beta_i \sin\alpha_i \\ \sin\beta_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\gamma \\ \sin\gamma \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= xy(\cos\gamma \cos\beta_i \cos\alpha_i + \sin\gamma \cos\beta_i \sin\alpha_i) \\ &= xy \cos\beta_i (\cos\gamma \cos\alpha_i + \sin\gamma \sin\alpha_i) = xy \cos\beta_i \cos(\gamma - \alpha_i) \\ &= |\vec{x}| |\vec{y}| \cos\delta_i \end{aligned}$$

Ergebnis: $\cos\delta_i = \cos\beta_i \cos(\gamma - \alpha_i)$

Mit den Winkeln α_i und β_i folgt:

$$\beta_i = \pm 2.86^0, \cos\beta = 0.9988 \simeq 1, \delta_i \rightarrow \gamma_i$$

$$\gamma = 52.1^0, \alpha_i = \pm 3.68^0, \gamma_i = \gamma - \alpha_i$$

$\delta_i \simeq \gamma_i = \gamma - \alpha_i$

Mit der Festlegung von α_1 und α_2 erhält man schließlich:

$$\alpha_1 = \alpha(Q_{1,4}) = +3.68^0$$

$$\alpha_2 = \alpha(Q_{2,3}) = -3.68^0$$

$$\underline{\delta_1 \simeq \gamma_1 = 48.42^0, \quad \delta_2 \simeq \gamma_2 = 55.78^0}$$

Der Fehler durch die Vernachlässigung des Winkels β_i ist klein. Berücksichtigt man β_i , so folgt $\gamma_i = \cos^{-1} \left(\frac{\cos \delta_i}{\cos \beta_i} \right)$, was eine Korrektur für γ_i von $\pm 0.1 \%$ liefert.

Messung der Winkel mittels Dopplerverschiebung:

Mittels Dopplerverschiebung der H_β -Emission der Strahlkomponenten für die Quellen 1 und 2 des SO-Injektors, vergl. *Abb. 6.6*, wurden die Winkel $\gamma_{1,2}$ zwischen der Sichtlinie *A* und den Quellen 1 und 2 gemessen und daraus die Winkel γ und α bestimmt. Für die Verschiebung der Wellenlänge erhält man:

$$\underline{\Delta \lambda_{ik} = \Delta \lambda_0 \frac{1}{\sqrt{k}} \cos \delta_i}$$

mit $\Delta \lambda_0 = \lambda \frac{v_0}{c} = 4.5451 \text{ nm}$, $v_0 = \sqrt{\frac{2 E_0}{m}} = 2.80 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$ $k = \text{Index für Energiekomponenten} = 1, 2, 3$ für $E = E_0, E_0/2$ und $E_0/3$, vergl. *Kap. 7*, $i = \text{Index für Einschubwinkel}$, $= 1$ für $Q_{1,4}$, $= 2$ für $Q_{2,3}$

$$\text{Daraus folgt: } \underline{\delta_i \simeq \gamma_i = \cos^{-1} \left(\frac{\Delta \lambda_{ik}}{\Delta \lambda_0} \sqrt{k} \right)}$$

Aus unseren Messungen erhält man dann die Werte in *Tab. A.4*.

Tab. A.4: Meßwerte: Winkel CXRS und NI

Quelle 1:			
Verschiebung:	$\Delta \lambda_{11} = 2.992 \text{ nm}$	$\Delta \lambda_{12} = 2.137 \text{ nm}$	$(\Delta \lambda_{13} = 1.789 \text{ nm})$
ber. Winkel γ_1 :	$\gamma_1 = 48.83^0$	$\gamma_1 = 48.32^0$	$(\gamma_1 = 47.02^0)$
Mittelwert:	$\langle \gamma_1 \rangle = (48.58 \pm 0.36)^0$		$\Delta \lambda_{13}^* = 1.736 \text{ nm}$
Quelle 2:			
Verschiebung:	$\Delta \lambda_{21} = 2.571 \text{ nm}$	$(\Delta \lambda_{22} = 1.789 \text{ nm})$	$\Delta \lambda_{23} = 1.484 \text{ nm}$
ber. Winkel γ_2 :	$\gamma_2 = 55.55^0$	$(\gamma_2 = 56.16^0)$	$\gamma_2 = 55.56^0$
Mittelwert:	$\langle \gamma_2 \rangle = (55.56 \pm 0.01)^0$		$\Delta \lambda_{22}^* = 1.818 \text{ nm}$

Die Werte in Klammern konnten wegen der beiden zusammenfallenden Komponenten nicht gut bestimmt werden und es wurde aus der Verschiebung der anderen beiden Komponenten ein Wert bestimmt, der mit einem Stern gekennzeichnet ist.

Als Ergebnis erhält man für die mittleren Winkel eine gute Übereinstimmung zwischen unseren Messungen und den aus technischen Unterlagen (Plänen und Tabellen) bestimmten Werten γ_{soll} und α_{soll} , Tab. A.5.

Tab. A.5: Ergebnis: Winkel CXRS und NI

$\gamma_{gem} = \left(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) = 52.07^0$	$\gamma_{soll} = 52.1^0$
$\alpha_{gem} = \left(\frac{\gamma_2 - \gamma_1}{2}\right) = 3.49^0$	$\alpha_{soll} = 3.68^0$

Anhang B. CXR-Linien

Tab. B.2: Identifizierte CXR-Linien an ASDEX

Li-ähnliche Ionen						
<i>Ion</i>	λ_{theor}/nm	λ_{exp}/nm	$n \rightarrow n'$	<i>Entladung</i>	<i>Spektr.</i>	
S¹³⁺	267.81	267.82	11-10	19706	JY	
	352.12	352.10	12-11	19708	JY	
	452.46	452.40	13-12	19709	JY	
	570.24	570.18	14-13	19710	JY	
	706.84	706.72	15-14	19711	JY	
Ti¹⁹⁺	346.33	346.3..	15-14	16167	BM	
Na-ähnliche Ionen						
<i>Ion</i>	λ_{theor}/nm	λ_{exp}/nm	$n \rightarrow n'$	<i>Entladung</i>	<i>Spektr.</i>	
Kr²⁵⁺	250.39	250.36	16-15	19692	JY	
	302.12	302.06	17-16	19689	JY	
	360.53	360.47	18-17	19693	JY	
	426.00	425.95	19-18	19694	JY	
	498.96	498.89	20-19	19695	JY	
	2. Ordn.	500.72	500.66	16-15	19692	JY
		579.70	579.69	21-20	19699	JY
		668.92	668.78	22-21	19700	JY
	766.74	766.6..	23-22	19701	JY	
K-ähnliche Ionen						
<i>Ion</i>	λ_{theor}/nm	λ_{exp}/nm	$n \rightarrow n'$	<i>Entladung</i>	<i>Spektr.</i>	
Kr¹⁷⁺	427.57	427.49	15-14	19694	JY	

Tab. B.1: Identifizierte CXR-Linien an ASDEX

H-ähnliche Ionen						
<i>Ion</i>	λ_{theor}/nm	λ_{exp}/nm	$n \rightarrow n'$	<i>Entladung</i>	<i>Spektr.</i>	
D α	656.10	655.87	3-2	19247	BM	
He $^+$	320.33	320.30	5-3	19332	JY	
	468.57	468.5..	4-3	19315	JY	
	541.15	541.1..	7-4	19329	JY	
	656.01	656.0..	6-4	19326	JY	
C $^{5+}$	343.38	343.44	7-6	18950	BM	
	529.05	529.10	8-7	17848	BM	
	2. Ordn.	581.12	581.1..	7-4	19697	JY
	771.68	771.70	9-8	16304	BM	
N $^{6+}$	252.22	252.2..	7-6	19692	JY	
	388.68	388.78	8-7	18951	BM	
	566.93	566.88.	9-8	18955	BM	
	608.47	608.5..	12-10	18949	BM	
	792.60	792.69	10-9	16305	BM	
O $^{7+}$	297.59	297.67	8-7	20226	BM	
	434.05	433.98.	9-8	18956	BM	
	606.83	606.88	10-9	18949	BM	
F $^{8+}$	342.96	343.03	9-8	18530	JY	
Ne $^{9+}$	277.80	277.8..	9-8	20220	JY	
	388.37	388.4..	10-9	20218	JY	
	524.91	524.9..	11-10	20222	JY	
S $^{15+}$	269.58	269.7	12-11	18412	JY	
	346.40	346.4..	13-12	16149	BM	
Cl $^{16+}$	306.73	306.83	13-12	16151	BM	

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] N. J. Peacock, *Diagnostics based on emission spectra*, in C. F. Barnett, M. F. A. Harris (Editors), *Applied Atomic Collision Physics*, Vol 2, *Plasmas*, Academic Press, New York 1984
- [2] P. G. Carolan, B. P. Duval, A. R. Field, S. J. Fielding, N. C. Peacock, G. Fußmann, G. Janeschitz, J. Hofmann, K. Behringer, R. C. Isler, *Charge-exchange-excited line radiation in a tokamak (ASDEX) with neutral-particle-beam injection*, *Phys. Rev. A*, Vol 35 (8), 3454-3471 (1987)
- [3] W. Fritsch, *Determination of high-n partial transfer cross sections in bare-nucleus-hydrogen-atom collisions*, *Phys. Rev. A*, Vol 30 (6), 3324-3327 (1984)
- [4] J. Spence, H. P. Summers, *The recombination and relevel populations of ions: III. The role of charge exchange from neutral hydrogen*, *J. Phys. B*, Vol 19, 3749-3776 (1986)
- [5] M. Keilhacker und das ASDEX Team, *The ASDEX Divertor Tokamak*, *Nucl. Fusion*, 25, 1045-1054 (1985)
- [6] B. J. Green, *Overview and Survey of Plasma Physics*, in R. D. Gill, Editor, *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, Academic Press, London 1981
- [7] E. Fünfer, G. Grieger, M. Kaufmann, F. Karger, U. Schumacher, *Fusionsforschung, 25 Jahre Institut für Plasmaphysik*, *atomwirtschaft atomtechnik*, 30, No 7, 366-376 (1985)
- [8] J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner, R. Klinghöfer, L. Lengyel, F. Leuterer, M. Söll, *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner, Stuttgart 1981
- [9] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmermann, *Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear Applications*, *Nature*, Vol 239, 139-142 (1972)

- [10] S. Witkowski, *Laser-Kernfusion*, Physik i. u. Zeit, No 5, 147-157 (1974)
- [11] R. Bock, *Ionenstrahl-Fusion*, Phys. Blätter, No 37, 214-222 (1981)
- [12] J. L. Shohet, *The Stellarator*, in E. Teller, Editor, *Fusion*, Vol 1, part A, Academic Press, New York, 1981
- [13] H. P. Furth, *The Tokamak*, in E. Teller, Editor, *Fusion*, Vol 1, part A, Academic Press, New York, 1981
- [14] W. B. Kunkel, *Neutral-Beam Injection*, in E. Teller, Editor, *Fusion*, Vol 1, part B, Academic Press, New York 1981
- [15] M. Porkolab, *Radio-Frequency Heating of Magnetically Confined Plasmas*, in E. Teller, Editor, *Fusion*, Vol 1, part B, Academic Press, New York 1981
- [16] K. Pinkau, U. Schumacher, *Kernfusion in magnetisch eingeschlossenen Plasmen*, Physik i. u. Zeit, 13, No. 5, 138-154 (1982)
- [17] L. Spitzer, Jr, *The stellarator concept*, Phys. of Fluids, Vol 1 (4), 253-264 (1958)
- [18] G. Janeschitz, G. Fußmann, J. Hofmann, L. B. Ran, H. R. Yang, J. Roth, E. Taglauer, ASDEX-, NI-, ICRH-Teams, *Erosion and retention of the target plate material in the ASDEX divertor*, PSI Conference, Jülich, (1988)
- [19] G. Fußmann, *Spektroskopie als Schwerpunktprogramm an ASDEX - Eine Diskussionsstudie*, IPP III/108 (1986)
- [20] Equipe TFR, *Tokamak Plasma Diagnostics*, Nucl. Fus., Vol 18 (5), 697-731 (1978)
- [21] R. C. Isler, *Observation of Reaction $H^0 + O^{8+} \rightarrow H^+(O^{7+})^*$ during Neutral-Beam Injection into ORMAC*, Phys. Rev. Lett., Vol 38 (23), 1359-1361 (1977)

- [22] V. V. Afrosimov, Yu. G. Gordeev, A. N. Zinov'ev, A. A. Korotkov, *Light-impurities in the T4-tokamak*, Sov. J. Plas. Phys. Vol 5 (5), 551-556 (1979)
- [23] R. A. Hulse, D. E. Post, D. R. Mikkelsen, *Charge exchange as a recombination mechanism in high-temperature plasmas*, J. Phys. B, Vol 13, 3895-3907 (1980)
- [24] A. N. Zinov'ev, A. A. Korotkov, E. R. Krzhizhanovskil, V. V. Afrosimov, Yu. S. Gordeev, *Radial distribution of the concentration of oxygen nuclei in the plasma of the T-10 tokamak*, JEPT Lett. Vol 32, 539-542 (1980)
- [25] R. C. Isler, L. E. Murray, S. Kasai, J. L. Dunlop, S. C. Bates, P. H. Edmonds, E. A. Lazarus, C. H. Ma, M. M. Murakami, *Charge-exchange excitation and recombination of oxygen in the ISX-B tokamak*, Phys. Rev. A, Vol 24 (5), 2701-2712 (1981)
- [26] R. J. Fonck, M. Finkenthal, R. J. Goldston, D. L. Herndon, R. A. Hulse, R. Kaita, D. D. Meyerhofer, *Spatially resolved measurements of fully ionized low-Z impurities in the PDX tokamak*, Phys. Rev. Lett., Vol 49 (10), 737-740 (1982)
- [27] R. J. Fonck, R. J. Goldston, R. Kaita, D. E. Post, *Plasma ion temperature measurements via charge exchange recombination radiation*, Appl. Phys. Lett., Vol 42 (3), 239-241 (1983)
- [28] R. C. Isler, L. E. Murray, *Plasma rotation measurements using spectral lines from charge transfer reactions*, Appl. Phys. Lett., Vol 42, 355-356 (1983)
- [29] D. E. Post, D. R. Mikkelsen, R. A. Hulse, L. D. Stewart, J. C. Weisheit, *Techniques for Measuring the Alpha-Particle Distribution in Magnetically Confined Plasmas*, J. Fusion Energy, Vol 1 (2), 129-142 (1981)
- [30] R. C. Isler, R. A. Langley, *Relative calibration of grazing incidence spectrometers from charge-exchange excitation of hydrogenic ions*, Appl. Opt., Vol 24 (2), 254-260 (1985)
- [31] G. Fußmann, G. Janeschitz, private Mitteilung

- [32] B. P. Duval, N. C. Hawkes, S. J. Fielding, R. C. Isler, N. J. Peacock, *Charge exchange observations and analysis in the DITE tokamak*, Nucl. Instr. Meth. B, Vol 9, 689-697 (1985)
- [33] R. J. Groebner, N. H. Brooks, K. H. Burrell, L. Rottier, *Measurement of plasma ion temperature and rotation velocity using the He II 4686 Å line produced by charge transfer*, Appl. Phys. Lett., Vol 43, 920-922 (1983)
- [34] H. Hacker, *Bedeutung der CXRS bei der Analyse von Fusionsplasmen*, DFG-Kolloquium, IPP 1986, nicht veröffentlicht
- [35] M. von Hellermann, *An Active Neutral Beam Diagnostic System for JET*, nicht veröffentlicht
- [36] A. Boileau, M. von Hellermann, L. D. Horton, J. Spence, H. P. Summers, *The deduction of low-Z ion temperatures and densities in the JET tokamak using charge exchange recombination spectroscopy*, JET-P(87)44 (1987)
- [37] M. von Hellermann, A. Boileau, L. Horton, H. Summers, *Results of Visible Charge Exchange Spectroscopy on JET*, Verhandl. DPG (VI) 23, I, P-22.1 (1988)
- [38] F. Kohlrausch, *Praktische Physik*, Band 1, Teubner, Stuttgart 1968
- [39] R. W. P. Mc Whirter, *Data Needs, Priorities and Accuracies for Plasma Spectroscopy*, Phys. Rep., Vol 37, 165-209 (1978)
- [40] U. Schumacher, *Plasma-Spektroskopie*, Ferienkurs Plasmaphysik, J, IPP (1986)
- [41] H. R. Griem, *Optical Radiation*, in W. B. Kunkel, Editor, *Plasma Physics in Theory and Applications*, Mc Graw-Hill, New York 1966
- [42] H. D. Drawin, *Atomic Physics and Thermonuclear Fusion Research*, Physica Scripta, Vol 24, 622-655 (1981)
- [43] R. K. Janev, H. Winter, *State-selective electron capture in atom-highly charged ion collisions*, Phys. Rep., Vol 117 (5,6), 265-387 (1985)

- [44] R. K. Janev, *Excited states created in charge transfer collisions between atoms and highly charged ions*, Physica Scripta, Vol T3, 208-221 (1983)
- [45] P. T. Greenland, *Electron capture by highly stripped ions*, Phys. Rep., Vol 81 (2), 131-237 (1982)
- [46] R. K. Janev, L. P. Presnyakov, *Collision processes of multiply charged ions with atoms*, Phys. Rep., Vol 70 (1), 1-107 (1981)
- [47] R. K. Janev, T. P. Grozdanov, *Charge exchange processes in atom-multicharged-ion collisions*, in M. Matic (Editor), *The physics of ionized gases*, SPIG'80, Belgrad 1980
- [48] H. Ryufuku, K. Sasaki, T. Watanabe, *Oscillatory behavior of charge transfer cross sections as a function of the charge of projectiles in low-energy collisions*, Phys. Rev. A, Vol 21 (3), 745-750 (1980)
- [49] R. Mann, F. Folkmann, H. F. Bayer, *Selective electron capture into highly stripped Ne and N target atoms after heavy-ion impact*, J. Phys. B, Vol 14, 1161-1182 (1981)
- [50] F. J. de Heer, *Experiments on electron capture and ionisation by multiply charged ions*, in C.J. Joachain, D. E. Post (Editors), *Atomic and molecular physics of controlled thermonuclear fusion*, Plenum Press, New York 1982
- [51]
- H. Knudsen, H. K. Haugen, P. Hvelplund, *Single-electron-capture cross section for medium- and high-velocity, highly charged ions colliding with atoms*, Phys. Rev.A, Vol 23 (2), 597-610 (1981)
- [52] R. K. Janev, B. H. Bransden, J. W. Gallagher, *Evaluated theoretical cross section data for charge exchange of multiply charged ions with atoms. I. Hydrogen atom-fully stripped ion systems*, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol 12 (4), 829-872 (1983)
- [53] J. W. Gallagher, B. H. Bransden, R. K. Janev, *Evaluated theoretical cross section data for charge exchange of multiply charged ions with atoms. II. Hydrogen atom-partially stripped ion systems*, J. Phys. Chem. Ref. Data Vol 12 (4), 873-890 (1983)

- [54] D. Dijkkamp, *Electron capture into excited states of multiply charged ions*, Dissertation, Utrecht 1985
- [55] R. K. Janev, D. S. Belic, *Electron capture into excited states in $H + Ar^{18+}$, Kr^{36+} and Xe^{54+} charge transfer collisions*, Physica Scripta, Vol T3, 246-248 (1983)
- [56] R. E. Olson, *n, l distribution in $A^{q+} + H$ electron-capture collisions*, Phys. Rev. A, Vol 24 (4), 1726-1733 (1981)
- [57] H. Ryufuku, T. Watanabe, *Total and partial cross sections for charge transfer in collisions of multicharged ions with atomic hydrogen*, Phys. Rev. A, Vol 20 (5), 1828-1837 (1979)
- [58] H. Ryufuku, *Patial cross sections for charge transfer in collisions of multicharged ions with atomic hydrogen*, JAERI-M 82-031, (1982)
- [59] R. J. Fonck, D. S. Darrow, K. P. Jaehnig, *Determination of plasma ion velocity distribution via charge-exchange recombination spectroscopy*, Phys. Rev. A, Vol 29 (6), 3288-3309 (1984)
- [60] W. Fritsch, *Atomic-basis study of electron transfer in $H^+ + Na$ und $H^+ + K$ collisions*, Phys. Rev. A, Vol 30 (2), 1135-1138 (1984)
- [61] W. Fritsch, C. D. Lin, *Excitation and charge transfer to $2s$ and $2p$ states in $1-20$ keV $H^+ - H$ collisions*, Phys. Rev. A, Vol 26 (2), 762-769 (1982)
- [62] W. Fritsch, C. D. Lin, *Coupled state calculations for excitation, charge transfer, and ionisation in $1-75$ keV proton-hydrogen atom collisions*, Phys. Rev. A, Vol 27 (6), 3361-3364 (1983)
- [63] A. Jan, C. D. Lin, W. Fritsch, *Electron capture in $C^{6+} + He$ and $O^{8+} + He$ collisions at intermediate energies in the atomic-orbital expansion method*, Phys. Rev. A, Vol 34 (2), 3676-3683 (1986)
- [64] A. Salop, *The distribution of excitation resulting from electron capture in stripped-ion-hydrogen-atom collisions*, J. Phys. B, Vol 12 (6), 919-928 (1979)

- [65] H. B. Gillbody, *Charge exchange in collisions between multiply charged ions and neutral hydrogen*, Physica Scripta, Vol 23, 143-152 (1981)
- [66] T. A. Green, E. J. Shipsey, J. c. Brown, *Modified method of perturbed stationary states. IV. Electron-capture cross sections for the reaction $C^{6+} + H(1s) \rightarrow C^{5+}(n,l) + H^+$* , Phys. Rev. A, Vol 25 (3), 1364-1373 (1982)
- [67] E. J. Shipsey, T. A. Green, J. C. Browne, *Modified method of perturbed stationary states. V. Electron capture cross sections for the reaction $O^{8+} + H(1s) \rightarrow O^{7+} + H^+$* , Phys. Rev. A, Vol 27 (2) 821-832 (1983)
- [68] R. K. Janev, D. S. Belic, B. H. Bransden, *Total and partial cross sections electron capture in collisions of hydrogen atoms with fully stripped ions*, Phys. Rev. A, Vol 28 (3), 1293-1302 (1983)
- [69] R. E. Olson, A Salop, *Charge transfer and impact-ionisation cross sections for fully and partially stripped positive ions colliding with atomic hydrogen*, Phys. Rev. A, Vol 16 (2), 531-541 (1977)
- [70] R. W. P. Mc Whirter, *Plasma Radiation*, in R. D. Gill, Editor, *Plasma Physics and Nuclear Fusion Research*, Academic Press, London 1981
- [71] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of one and two Electron Atoms*, Springer, Berlin 1957, p 268 ff
- [72] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy, Chap. 6, Equilibrium Relations*, Mc Graw Hill, New York 1964
- [73] A. Burgess, H. P. Summers, *The recombination and level populations of ions: I. Hydrogen and hydrogenic ions*, Month. Not. R. astr. Soc., Vol 174, 345-391 (1976)
- [74] H. P. Summers, *The recombination and level populations of ions: II. Resolution of angular momentum states*, Month. Not. R. astr. Soc., Vol 178, 101-122 (1977)
- [75] N. J. Peacock, H. P. Summers, M. von Hellermann, *The analysis of observed emissivities of hydrogen-like impurity ions in terms of emission measure*, JET Report HPS 27-1, 17. Nov. 1986

- [76] K. Behringer, *Description of the impurity transport code 'STRAHL'*, JET-R(87)08, (1987)
- [77] G. Fußmann, G. Janeschitz, K. Krieger, private Mitteilung
- [78] F. P. Penningsfeld, *Computation of the density distribution of injected neutral beam particles by the program NEUDEN*, IPP - Report 4/229, (1986)
- [79] J. V. Hofmann, G. Fussmann, G. Janeschitz, *Charge Exchange Spectroscopy (CXRS) of Highly Ionized Ions in ASDEX*, in DPG - Frühjahrstagung (Düsseldorf, FRG, Feb 29 - Mar 4, 1988), IPP III/134, April 1988
- [80] G. R. Riegler, K. A. More, *A high resolution position sensitive detector for ultraviolet and x-ray photons*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS 20, 102-107 (1973)
- [81] Y. Talmi, R. W. Simpson, *Self-scanned photodiode array: a multichannel spectrometric detector*, Appl. Optics, Vol 19 (9), 1401-1414 (1980)
- [82] B. Leskovar, *Microchannel plates*, Physics Today, 42-49, Nov. 1977
- [83] J. L. Wiza, *Microchannel plate detectors*, Nucl. Instr. Meth., Vol 162, 587-601 (1979)
- [84] G. W. Erickson, *Energy Levels of One-Electron Atoms*, J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol 6 (3), 831-852 (1977)
- [85] D. E. Gray, Ed. *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed., Mc Graw Hill, New York 1972
- [86] C. Breton, C. De Michelis, M. Finkenthal, M. Mattioli, *Ionization equilibrium of selected elements from neon to tungsten of interest in tokamak plasma research*, Report EUR-CEA-FC-948, (1978)
- [87] D. E. Post, R. V. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger, W. A. Lokke, *Steady state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol 20 (5), 397-439 (1977)

- [88] H. Magdeburg, U. Schley, *Spektroskopische Eigenschaften des Niederstrom-Kohlebogens*, *Z. angew. Phys.*, Bd 20 (5), 465-473 (1966)
- [89] S. J. Fielding, D. Stork, *Species and impurity measurements in intense neutral beams on DITE tokamak*, *Nucl. Fus.* Vol 22 (5), 617-628 (1982)
- [90] J. V. Hofmann, *Messung der Neutralleistungsanteile der ASDEX-Neutralinjektoren mittels sichtbarer Spektroskopie*, IPP 1988, nicht veröffentlicht
- [91] J. Kim, H. H. Haselton, *Analysis of particle species evolution in neutral-beam injection lines*, *J. Appl. Phys.*, Vol 50 (6), 3802-3807 (1979)
- [92] O. Vollmer, private Mitteilung
- [93] I. D. Williams, J. Geddes, H. B. Gilbody, *Balmer α emission in collisions of H , H^+ , H_2^+ and H_3^+ with H_2* , *J. Phys. B*, Vol 15, 1377-1389 (1982)
- [94] C. F. Burrell, W. S. Cooper, R. R. Smith, W. F. Steele, *Doppler shift spectroscopy of powerfull neutral beams*, *Rev. Sci. Inst.* Vol 51 (11), 1451-1462 (1980)
- [95] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of one and two Electron Atoms*, chap. IV *Interaction with radiation*, Springer, Berlin 1957
- [96] D. L. Galbraith, T. Kammash, *Analytical approximations to the rate coefficients for charge exchange and ionisation of neutral beams*, *Nucl. Fus.*, Vol 19 (8), 1047-1060 (1979)
- [97] J. R. Grover, *Shell-Model Calculations of the Lowest-Energy Nuclear Excited States of Very High Angular Momentum*, *Phys. Rev.*, Vol 157 (4), 832-847 (1967)
- [98] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner, Stuttgart 1979, p 222 f
- [99] G. Fussmann, *Effects on doppler profiles in beamheated plasmas*, JET-R(87)12 (1987)

[100] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of one and two Electron Atoms*, chap. III *Atoms in external fields*, Springer, Berlin 1957

TABELLEN

6.1. Ergebnis: Winkel CXRS und NI

7.1. Ionenanteil η_I^T durch Reionisation und Neutralanteil η_N^T

7.2. Relative Intensitäten der gemessenen H_α -Komponenten

7.3. Ergebnis: Neutralleistungsanteile

7.4. Ergebnis: Ionenanteile

8.1a. $^{36}\text{Kr}^{25+}$ -Daten: Messungen und Fits

8.1b. $^{16}\text{S}^{13+}$ -Daten: Messungen und Fits

8.2a. $^{36}\text{Kr}^{25+}$ -Daten: CXR-Ratenkoeffizienten ($10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$)

8.2b. $^{16}\text{S}^{13+}$ -Daten: CXR-Ratenkoeffizienten ($10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$)

8.3. Verunreinigungskonzentrationen für Kr^{26+} und S^{14+}

A.1. Geometrische Daten: ASDEX

A.2. Geometrische Daten: CXRS und NI

A.3. Sichtlinie A und Quellen des Strahls

A.4. Meßwerte: Winkel CXRS und NI

A.5. Ergebnis: Winkel CXRS und NI

B.1. Identifizierte CXR-Linien an ASDEX

B.2. Identifizierte CXR-Linien an ASDEX

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Pinkau für die Möglichkeit, diese Arbeit unter seiner Leitung durchführen zu können.

Herrn Dr. G. v. Gierke, Herrn Dr. M. Keilhacker und Herrn Dr. F. Wagner danke ich für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an ASDEX und das Interesse, mit dem sie diese Arbeit begleitet haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. G. Fußmann für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit, zu deren Gelingen er durch seine ständige Hilfsbereitschaft und durch zahllose Diskussionen in hohem Maße beigetragen hat.

Herrn Dr. U. Schumacher danke ich für hilfreiche Diskussionen und Anregungen.

Herrn Dr. M. v. Hellermann (JET) danke ich für wertvolle Diskussionen über die Ladungsaustausch-Spektroskopie und die damit zusammenhängenden Probleme.

Herrn Dr. H. P. Summers (JET) danke ich für die Überlassung seines Computercodes und seine Unterstützung und Diskussionsbereitschaft bei allen auftretenden Fragen.

Herrn Dr. G. Janeschitz, Herrn Dr. R. Nolte und Herrn K. Krieger danke ich recht herzlich für ihre ständige Hilfsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit innerhalb der Gruppe.

Herrn Dr. O. Vollmer, Herrn Dr. W. Ott und insbesondere Herrn Dr. F. P. Penningsfeld danke ich für die Bereitstellung eines Strahlabsorbtionscodes und ihre Unterstützung bei den Arbeiten zu den ASDEX Neutralteilcheninjektoren.

Herrn Dr. H. S. Bosch möchte ich für seine ständige Hilfsbereitschaft und seine Unterstützung vor allem zu Beginn meiner Arbeit am IPP danken.

Herrn D. Zimmermann und Herrn H. Hohenöcker danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Datenübertragung und der Installation eines neuen Datenerfassungssystems.

Herrn M. Hien und Herrn K. Bethmann danke ich für ihre Unterstützung in allen technischen Problemen und beim experimentellen Aufbau.

Frau H. Volkenandt und Herrn T. Henningsen möchte ich für die unermüdliche Hilfe bei der Herstellung der zahlreichen Abbildungen in dieser Arbeit sehr herzlich danken.

Bei allen Mitarbeitern des ASDEX-Teams möchte ich mich ganz herzlich für das gute Arbeitsklima, die Hilfsbereitschaft bei allen Problemen und die hilfreichen

Diskussionen bedanken. All dies hat mir sehr geholfen, diese Arbeit anzufertigen.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Claudia bedanken, die außerhalb des Instituts mit viel Verständnis und Geduld ganz wesentlich zu einem guten Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	4
2. Überblick und historische Entwicklung der CXRS	13
3. Plasmastrahlungsgleichgewichte	15
3.1. Globales thermodynamisches Gleichgewicht	15
3.2. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht	17
3.3. Korona Ionisations-Gleichgewicht	17
3.4. Korona Besetzungs-Gleichgewicht	19
4. Grundlagen der Ladungsaustauschprozesse	21
4.1. Theoretische Modelle und ihre Gültigkeitsbereiche	21
4.2. Das klassische Modell des Ladungsaustauschs	23
4.3. Charakteristika des Wirkungsquerschnitts σ_{cx}	26
4.4. Daten für die Rechnungen	30
5. Hochangeregte Zustände im Plasma	33
5.1. Dominante Prozesse	35
5.2. Kaskadenprozesse und effektive CXR-Raten	36
5.3. Die rekursive Berechnung der Ratenkoeffizienten	38
5.4. Die theoretischen CXR-Wirkungsquerschnitte	40
5.5. Die Berechnung der Grundzustandsdichte	41
6. Experimente an ASDEX	42
6.1. Experimenteller Aufbau	42
6.2. Vermessung der CXRS-Geometrie	46
6.3. Durchführung der Experimente	48
6.4. Eichungen und Fehlerbetrachtung	53

7. Neutralinjektionsheizung	55
7.1. Ionenquelle und Strahlsystem	55
7.1.1. Neutralisation und Reionisation	56
7.1.2. Targetdicke im Torus	57
7.2. Die Wirkungsquerschnitte für H_{α} - Emission	59
7.3. Messungen und Auswertung	59
7.4. Ergebnis: Energie und Speziesmix	61
8. Experimentelle Ergebnisse	62
8.1. Identifikation von CXR-Linien	62
8.2. Linienintensitäten für Krypton und Schwefel	64
8.3. Vergleich mit der Theorie: Ratenkoeffizienten, Intensitäten und Besetzungen	67
8.4. Beiträge der Feinstrukturkomponenten	76
8.5. Iontemperaturen für Krypton und Schwefel	77
8.6. Plasmarotation und Iontemperatur für Sauerstoff	84
9. Zusammenfassung der Ergebnisse	90
Anhang A. Geometrische Daten des Experiments	97
Anhang B. CXR-Linien	102