

SPEKTROSKOPIE ALS SCHWERPUNKTSPROGRAMM
AN ASDEX - EINE DISKUSSIONSSTUDIE

G. Fussmann

IPP III/108

März 1986



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

SPEKTROSKOPIE ALS SCHWERPUNKTSPROGRAMM
AN ASDEX - EINE DISKUSSIONSSTUDIE

G. Fussmann

IPP III/108

März 1986

*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.*

March 1986

Abstract

This report deals with the objectives and possibilities of a spectroscopy programme in ASDEX and provides some basic information on the relevant processes of atomic physics in tokamaks. The spectroscopic analogies found in observation of astrophysical objects are also briefly treated. In addition, the possibilities for conducting investigations in alternative high-Z ion sources are discussed. A first proposal for an appropriate programme is then formulated.

SPEKTROSKOPIE ALS SCHWERKUPUNKTSPROGRAMM AN ASDEX - EINE DISKUSSIONSSTUDIE

G. Fussmann

| INHALT | SEITE |
|---|-------|
| 1. Rückblick und Zielsetzung | 1 |
| 2. Spektroskopie an Tokamaks | 3 |
| 2.1 Atomphysikalische Prozesse und Teilchentransport | 4 |
| 2.2 Die atomare Datenbasis | 6 |
| 2.3 Linienstrahlung hochgeladener Ionen | 8 |
| 3. Spektroskopie an astrophysikalischen Objekten | 11 |
| 4. Alternative Quellen für Hoch-Z-Ionen | 12 |
| 5. Untersuchungsmöglichkeiten an ASDEX | 16 |
| 5.1 ASDEX-Parameter | 17 |
| 5.2 Allgemeine Diagnostik und spektroskopische Ausrüstung | 18 |
| 6. Zusammenfassung und Programmvorschlag | 20 |

1. Rückblick und Zielsetzung

Bekanntlich gehen die Anfänge der Plasmaphysik auf astrophysikalische Fragestellungen zurück. Die enge Verbindung mit der Astrophysik offenbart sich rückblickend insbesondere in der Bedeutung, die der spektroskopischen Methode in der Plasmaphysik bis in den 60-er Jahren beigemessen wurde. Erstaunlicherweise vermindert sich dieser Einfluß gerade während der Zeit, wo es gelingt, mit Hilfe des magnetischen Einschlußes irdische Plasmen herzustellen, die hinsichtlich Temperatur und Dichte der stellaren Materie nahekommen.

Ab etwa 1970 ist die fusionsorientierte Forschung sehr stark von dem Bemühen geprägt, die plasmaphysikalischen Phänomene, insbesondere den Energie- und Teilchentransport, in den neu entstandenen Tokamaks und Stellaratoren zu erforschen. Gleichzeitig werden zahlreiche diagnostische Verfahren entwickelt (z.B. Laserinterferometrie und Laserstreuung, ECE-Te-Messung), die - unabhängig von der Spektroskopie - eine genaue und zuverlässige Messung der Plasmaparameter ermöglichen. Die Aufgabe der Spektroskopie ist nunmehr im wesentlichen darauf ausgerichtet, Aussagen über die Konzentrationen und den Transport der Plasmaverunreinigungen zu liefern. Hierbei zeigt sich, daß diese Fragen mit zahlreichen atomphysikalischen Problemen verknüpft sind. Insbesondere treten hochionisierte Atome auf, für die praktisch keine Datenbasis vorliegt. In dieser Situation ist die Spektroskopie weitgehend auf theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitte angewiesen. Die Konsistenz der verwendeten Datensätze sowie die Vollständigkeit der in Betracht gezogenen Prozesse kann bestenfalls überschlägig geprüft werden. Die Ursachen hierfür sind u.a.: Unreproduzierbarkeit der Plasmaentladungen, fehlende Eichmöglichkeiten im VUV-Bereich, Mangel an leistungsfähigen Spektrometern sowie generell der Mangel an Experimentierzeit und geeigneten Beobachtungsöffnungen (schwenkbare Systeme).

In den letzten Jahren haben sich die Möglichkeiten für genauere spektroskopische Analysen erheblich verbessert. Der Einsatz von Feedback Regelungssystemen hat zu einer ungeahnten Steigerung der Reproduzierbarkeit bzw. der Langzeitkonstanz während einer Entladung (ASDEX : 2s flat-top Intervalle) geführt. Darüber hinaus ist die Plasmadiagnostik zumindest bei den führenden Parametern T_e und n_e soweit ausgereift, daß zeitaufgelöste Radialprofile mit Genauigkeiten unterhalb von 10% gemessen werden können. Ferner stehen neue, hochauflösende Spektrographen für den VUV- und Röntgen-

bereich zur Verfügung, die mit Vielkanaldetektoren ausgerüstet werden können, wodurch sich der Spektroskopie ein außerordentlicher Informationszuwachs erschließt. Die Eichmöglichkeiten haben sich durch Rückgriff auf Synchrotronstrahler und hieran geeichten sekundären Strahlungsquellen ebenfalls erheblich verbessert. Für den kritischen Bereich $\lambda = 10 - 100 \text{ nm}$ existieren seit neuestem Quellen, die eine Kalibration mit einer absoluten Genauigkeit von $\pm 20\%$ erlauben. Ohne Zweifel wird auch hier mit einer weiteren Verbesserung in den nächsten Jahren zu rechnen sein.

Den geschilderten positiven Entwicklungen stehen jedoch auch Negativtendenzen entgegen. Eine erhebliche Einschränkung ergibt sich bei den größeren Maschinen aufgrund der niedrigen Pulsraten (ASDEX : 50 Schuß/Tag) und der Vielzahl der physikalischen Programme. Die verbleibende Experimentierzeit reicht daher in der Regel gerade aus, um die dringendsten spektroskopischen Fragestellungen (wie Verunreinigungsproduktion bei Zusatzheizung, Einfluß der Limitermaterialien u.a.) anzugehen. Eine systematische Untersuchung der atomphysikalischen Prozesse in Fusionsplasmen erscheint daher nur im Rahmen eines entsprechenden Schwerpunktprogrammes durchführbar. Diese Feststellung trifft auf alle größeren Tokamaks zu (ASDEX, PLT, PDX, T10, TEXTOR, TEXT) und gilt um so mehr für JET und TFTR, die allerdings in diesem Zusammenhang nicht zur Diskussion stehen.

Ein spektroskopisches Schwerpunktprogramm könnte folgende Ziele verfolgen:

- Ermittlung der Ratenkoeffizienten wichtiger atomarer Prozesse (insbesondere Ionisation, Rekombination und Anregung) für eine Reihe häufig vorkommender Ionen mit niedriger (C,O), mittlerer (Ti - Ni) und hoher Ladungszahl (Mo, W, Ta).
- Untersuchung der Bedeutung ausgewählter atomarer Prozesse wie: Dielektronische Rekombination, Ladungsaustausch Rekombination, Ionenstoßanregung, Besetzung metastabiler Niveaus.
- Bestimmung der Plasmaparameter anhand spektraler Kenngrößen wie Linienintensitätsverhältnisse und Linienbreiten.

Voraussetzung für die Behandlung dieser Fragen ist ein gutes Verständnis des Verunreinigungstransportes im Tokamak, da die der Messung zugänglichen Größen sowohl von der Atomphysik als auch vom Teilchentransport quer zum

Magnetfeld abhängig sind. Es besteht jedoch begründete Aussicht, durch eine detaillierte, zeitliche und räumliche Analyse unterschiedlicher Elemente sowie durch Variation der Entladungsparameter soviel Information zu erhalten, daß eine eindeutige Abtrennung der Transporteffekte möglich wird.

Zweifellos würde eine derartige spektroskopische Schwerpunktsetzung auch eine engere Bindung an die Atom- und Astrophysik zur Folge haben. Die hiermit einhergehende stärkere Ausrichtung auf physikalischen Grundlagen dürfte sich aber letztlich auch befruchtend auf die gesamte Fusionsforschung auswirken.

2. Spektroskopie an Tokamaks

Der Spektroskopie fallen im Zusammenhang mit dem Problem der Verunreinigungen von fusionsrelevanten Plasmen (d.h. in erster Linie H^+ und D^+ -Plasmen) folgende Aufgaben zu:

1. Identifizierung der Verunreinigungsproduktion und Messung der entsprechenden Teilchenflüsse,
2. Untersuchung der Dissoziation, Ionisation und des Transports der Teilchen in der Randzone,
3. Untersuchung der Ionisation, Rekombination und der Transportvorgänge der Teilchen im Zentralplasma,
4. Bestimmung der Verunreinigungsdichten in Abhängigkeit der Entladungsparameter (T_e , n_e , I_p , B_p , Zusatzheizung u.a.) und Aufschlüsselung der Strahlungsverluste nach den Beiträgen der verschiedenen Ionen.

Bei den Untersuchungen zu Punkt 1 spielen neutrale und einfach geladene Atome die wesentliche Rolle. Hierbei können insbesondere bei den mittleren und schwereren Elementen atomphysikalische Probleme von erheblicher Komplexität auftreten (Einfluß metastabiler Niveaus), die zum Teil erst in jüngster Zeit in ihrer eigentlichen Bedeutung erkannt wurden. Der Punkt 2 liegt zur Zeit noch weitgehend im Dunkeln. Die Ursachen hierfür sind u.a.: mangelnde Beobachtungsöffnungen an den Maschinen (tangente Stützen), die steilen Gradienten in der Randschicht sowie poloidale und toroidale Asymmetrien. Größte Aufmerksamkeit galt bislang den Punkten 3 und 4. Einige

Kernfragen, die in diesem Zusammenhang auftreten, sollen im folgenden kurz diskutiert werden.

2.1 Atomphysikalische Prozesse und Teilchentransport

Ausgangsgleichung für alle Betrachtungen ist die Kontinuitätsgleichung für Ionen der Ladung Z

$$\frac{\partial n_z}{\partial t} = - \operatorname{div} \vec{\Gamma}_z + Q_z. \quad (1)$$

Die effektive Quellverteilung Q_z der rechten Seite ergibt sich durch Ionisation und Rekombination. Für hinreichend kleine Dichten ($n_e \lesssim 10^{14} \text{cm}^{-3}$) hat man

$$Q_z = n_e \{n_{z-1} S_{z-1} + n_{z+1} \alpha_{z+1} - n_z (S_z + \alpha_z)\}, \quad (2)$$

mit den Ratenkoeffizienten $S_z = \langle \sigma_{z, \text{Ion}} v_e \rangle$ und $\alpha_z = \langle \sigma_{z, \text{Rek}} v_e \rangle$. Der typische Verlauf von S_z und α_z als Funktion der Elektronentemperatur ist in Abb. 1 wiedergegeben /1/.

Wir betrachten zunächst das stationäre Gleichgewicht (Corona Ionisationsgleichgewicht), das sich unter Vernachlässigung des Transportes ergibt:

$$\vec{\Gamma}_z \equiv 0 \rightarrow n_z/n_{z+1} = \alpha_{z+1}/S_z \quad (3)$$

Hierbei kann die Gesamtdichte Σn_z noch eine beliebige Funktion des Ortes sein. Als Beispiele für leichte, mittlere und schwere Elemente sind in den Abb. 2a, b und 2c die relativen Häufigkeiten $f_z = n_z/\Sigma n_z$ der Elemente Ne, Fe und Mo als Funktion der Temperatur dargestellt, wie sie sich nach dem derzeitigen Kenntnisstand aufgrund von Berechnungen ergeben /2/.

Wir berücksichtigen nun den Transportterm $\operatorname{div} \vec{\Gamma}_z$ in Gleichung (1) im Sinne einer Korrekturgröße. Für eine Abschätzung genügt es, den rein diffusiven Anteil des Transportes senkrecht zu den magnetischen Flächen $\vec{\Gamma}_{z1} = -D_z \frac{\partial n_z}{\partial r}$ zu betrachten. Die Hinzunahme dieses Terms hat zweierlei Konsequenzen. Zum einen wird jetzt die Gesamtdichte als Funktion des Ortes über die Ionenquellfunktion $\Sigma Q_z = -\operatorname{div} \vec{\Gamma}_0$ in der Randschicht und die Randbedingungen

(z.B. $n_Z(r_w) = 0$) festgelegt, zum anderen tritt eine Verschleppung der Ionisationszustände ein, die sich bei den zugrundeliegenden monotonen radialen Temperaturprofilen in einer Verbreiterung und einer geringfügigen Verschiebung der räumlichen Ionenschalen auswirkt. Zur Abschätzung dieser Verbreiterung betrachten wir Teilchen innerhalb der Schalenbreite Δr_{cor} , wie sie durch das Coronagleichgewicht beschrieben wird. Am hochtemperaturseitigen Rand der Schale gehen die Teilchen der Ladung Z durch Ionisation mit einer Frequenz $\nu_{Z,\text{ion}} = n_e S_Z$ verloren. Ebenso rekombinieren sie auf der Seite niedriger Temperatur mit einer Frequenz $\nu_{Z,\text{rek}} = n_e \alpha_Z \lesssim \nu_{Z,\text{ion}}$. Die charakteristische Lebensdauer der Teilchen außerhalb der Schalenbreite Δr_{cor} beträgt daher $\tau_Z \approx (n_e \alpha_Z)^{-1}$. Typische Werte liegen im Bereich $\tau_Z = 0,1 - 10$ ms. Während dieser Zeit diffundieren die Teilchen über die Distanz $\Delta r_D = \sqrt{D \tau_Z}$. Das Verhältnis $\Delta r_D / \Delta r_{\text{cor}}$ bringt den Einfluß des Transportes im Vergleich zur atomphysikalischen Determiniertheit zum Ausdruck. Für die Schalenbreite Δr_{cor} hat man wegen

$$\Delta r_{\text{cor}} \approx \frac{\Delta T_Z}{\left. \frac{dT_e}{dr} \right|_{T_Z}} \sim a \quad (4)$$

eine Proportionalität zum kleinen Radius a . T_Z ist hierbei diejenige Temperatur, bei der die relative Dichte f_Z ihr Maximum annimmt; ΔT_Z ist das der Schalenbreite (Abfall auf $1/e$) entsprechende Temperaturintervall.

Für den Diffusionskoeffizienten findet man in den Experimenten $D \approx \text{const} \approx 5000 \text{ cm}^2/\text{s}$, wobei sich dieser Wert als nahezu unabhängig von Z , r und auch von der geometrischen Größe des Tokamaks erweist. Für das obige Verhältnis ergibt sich daher die Relation

$$\frac{\Delta r_D}{\Delta r_{\text{cor}}} \propto \frac{1}{a \sqrt{n_e}} \quad (5)$$

Günstige Voraussetzungen für atomphysikalische Untersuchungen sind demnach bei Maschinen mit großem Plasmaquerschnitt und hoher Elektronendichte gegeben. Weiterhin ist es von Vorteil, wenn die zu untersuchende Ionisationsschale im Zentrum der Entladung liegt, da dann der Temperaturgradient $\left. \frac{dT}{dr} \right|_{T_Z}$ klein und die zugehörige Schalenbreite Δr_{cor} groß wird. Nicht zu unterschätzen ist in diesem Fall auch die Erleichterung bei der Abelinversion, die andererseits bei Schalenstrukturen Ursache von erheblichen Fehlern sein kann. Aus diesem Grunde ist es wesentlich, daß die zentrale Elektronentemperatur in möglichst weiten Grenzen (d.h. auch zu niedrigen Werten, < 1000 eV) variierbar ist.

Zur Illustration der vorangehenden Diskussion zeigen wir in den Abb. 3a,b,c Ergebnisse numerischer Rechnungen für Argon bei zwei verschiedenen Achstemperaturen unter Zugrundelegung typischer ASDEX Profile für T_e und n_e ($n_e = 5.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Der Vergleich der Fälle $D = 5000 \text{ cm}^2/\text{s}$ und $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$ ($\hat{=}$ Coronagleichgewicht) zeigt bei $T_{eo} = 500 \text{ eV}$ den relativ geringen Einfluß des Transportes auf die Verbreiterung der zentralen He-ähnlichen Ar^{+16} Schale, während die in der Randzone ($r/a \approx 0,85$) liegende Ne-ähnliche Ar^{+8} -Schale bereits erheblich von der Diffusion beeinflusst wird (Abb. 3a, b). Die Abbildung 3c demonstriert den Einfluß einer Temperaturerhöhung auf $T_{eo} = 1500 \text{ eV}$. Die H-ähnlichen Ionen liegen jetzt in relativ hohen Konzentrationen vor und werden damit der Untersuchung zugänglich. Gleichzeitig verschlechtern sich jedoch die Untersuchungsverhältnisse für die He- und insbesondere Li-ähnlichen Zustände: die letzteren nehmen bereits eine ausgeprägte Schalenstruktur an.

2.2 Die atomare Datenbasis

Im Milieu eines Hochtemperatur-Plasmas sind die Ionen zahlreichen atomaren Prozessen unterworfen. Von besonderer Bedeutung sind im Falle niedriger Elektronendichte ($n_e \lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) folgende Vorgänge:

1. Ionisation

- a) Elektronenstoßionisation
- b) Autoionisation

2. Rekombination

- a) Strahlungsrekombination
- b) Dielektronische Rekombination
- c) Ladungsaustausch-Rekombination

3. Besetzung angeregter Zustände

- a) Elektronenstoßanregung
- b) Besetzung durch Ladungsaustausch
- c) Besetzung durch Kaskaden-Strahlungsübergänge
- d) Ionen Level-mixing Stöße

4. Abregung angeregter Zustände

a) Spontane Emission

α) Elektrische Dipolstrahlung (Z^4)

β) Spin-flip Übergänge (Interkombinationslinien, Z^9)

γ) magnetische Dipolstrahlung (Z^8)

δ) Zwei-Photonenemission (Z^6)

ε) Relativistische magn. Dipolstrahlung (Z^{10})

b) Elektronenstoßabregung

Für die quantitative Beschreibung dieser Prozesse werden die Ratenkoeffizienten als Funktionen der Temperatur bzw. unter 4a) die Übergangswahrscheinlichkeiten benötigt. Die experimentell gesicherte Datenbasis hierfür ist äußerst schmal und beschränkt sich weitgehend auf niedrige Ionisationszustände ($Z \lesssim 6$). In der Praxis ist daher die Verwendung von rein theoretisch ermittelten Daten unverzichtbar. Andererseits ist auch dieses theoretische Datenmaterial keineswegs vollständig und liegt für $Z > 10$ nur in Fragmenten vor. Für das äußerst wichtige Element Fe wird beispielsweise erst im Laufe des kommenden Jahres eine Zusammenstellung der Prozesse 1., 2. und 3a) im Auftrag der IAEA (Wien) erarbeitet. Häufig ist man gezwungen, auf isoelektronische Trends bei Extrapolationen sowie empirische Formeln (z.B. Lotz-Formel für 1a /3/) oder vereinfachte theoretische Formeln (z.B. Burgess-Formel für 2b /4/) zurückzugreifen. Einige Angaben über die verschiedenen Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission (proportional zu Z^x , s. 4a) findet man in Ref. /5/.

Die Aussichten, die benötigten Ratenkoeffizienten oder Wirkungsquerschnitte unmittelbar aus Experimenten zu gewinnen, sind auf absehbare Zeit sehr gering. Am günstigsten liegen die Verhältnisse vermutlich bei der Elektronenstoßionisation, wo es dank der Weiterentwicklung der EZR-Quellen (Elektronen-Zyklotron-Resonanz) in den nächsten Jahren möglich sein dürfte, die Untersuchungen an gekreuzten Strahlengängen bis auf $Z = 12$ auszudehnen. Für die gleichermaßen wichtigen Prozesse der Rekombination und der Elektronenstoßanregung sind die experimentellen Bestimmungsmöglichkeiten dagegen wesentlich ungünstiger. Hinzu kommt, daß die theoretischen Unsicherheiten bei der Berechnung der dielektronischen Rekombination erheblich sind.

Abbildung 4 zeigt die Auswirkung dieser Unsicherheiten anhand von berechneten radialen Dichteverteilungen für Fe^{+15} und Fe^{+16} (Ne-ähnlich) /6/. Die zentralen Dichten können sich hiernach um mehr als einen Faktor 10 unterscheiden je nachdem, welcher theoretische Ratenkoeffizient zugrundegelegt wird A (Burgess /4/), B (Shull and von Steenberg /7/).

2.3 Linienstrahlung hochgeladener Ionen

Die in Tokamaks erzeugte Linienstrahlung liegt für $\Delta n = 0$ Übergänge typischerweise im VUV-Bereich ($100 \text{ \AA} < \lambda < 1000 \text{ \AA}$) und verschiebt sich bei den $\Delta n > 0$ Übergängen in das weiche Röntgengebiet bis zu etwa 1 \AA . Charakteristisch für die Strahlung hochgeladener Ionen ist außerdem die Zunahme der in Erscheinung tretenden Linien bei Ionen der gleichen isoelektronischen Sequenz (z.B. He-ähnlich). Dieser Erscheinung liegen drei Ursachen zugrunde:

1. Mit wachsendem Z nehmen die relativistischen Effekte zu. Hierdurch kommt es zu einer Zunahme der Feinstrukturaufspaltung und damit zu einer Aufhebung der Energieentartung vieler Zustände.
2. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission wachsen mit Z sehr rasch an (s. 2.2). Infolgedessen treten zahlreiche "verbotene" Linien auf.
3. Mit steigendem Z gewinnt die dielektronische Rekombination gegenüber der Autoionisation an Bedeutung. Dieser Prozeß ist durch Emission von neben den Resonanzlinien auftretenden Satellitenlinien gekennzeichnet.

Das Anwachsen der Übergangswahrscheinlichkeiten und der dielektronischen Rekombination hat einerseits den nachteiligen Effekt der starken Strahlungskühlung des Plasmas, bietet aber andererseits auch neue diagnostische Möglichkeiten. So spiegelt sich im Verhältnis der Intensitäten von Satelliten (k) und (j) zur Resonanzlinie (w) die Elektronentemperatur wieder. Darüber hinaus können bei bekannter Elektronentemperatur - und insbesondere durch Vermessen mehrerer Ionensorten - eventuelle Abweichungen von einer Maxwellverteilung quantitativ nachgewiesen werden. In den Abb. 5a und 5b zeigen wir anhand von He-ähnlichen Titan-Spektren ein Beispiel für eine derartige Messung beim Übergang auf HF-Heizung (LH-Heizung; $P_{LH} = 500 \text{ kW}$; $f = 1,3 \text{ GHz}$, Phasen: $0 \ 0 \ \pi \ \pi$) während einer ASDEX-Entladung. Die Zunahme des Verhältnisses I_w/I_k ($w: 1s \ 2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$, $k: 1s \ 2p^2 \ ^2D_{3/2} - 1s^2 \ 2p \ ^2P_{1/2}^o$) während der LH-Heizphase kommt durch eine stärkere Anregung des Resonanzniveaus aufgrund suprathemischer Elektornen zustande. Sowohl während der ohm'schen (OH) wie in der LH-Heizphase beträgt die Elektronendichte $\bar{n}_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Elektronentemperatur wurde von der YAG-Laserstreuung zu $T_e(0) = 1.3 \text{ keV}$ (OH) bzw. 1.5 keV (LH) gemessen. Aus

unseren Spektren ergeben sich Intensitätsverhältnisse von $I_k/I_w = 0,265$ (OH) und $0,124$ (LH). Der erste Wert stimmt mit dem theoretischen Wert für eine Maxwellverteilung $R_{kw}(1,3 \text{ keV}) = 0,28$ sehr gut überein. Dagegen unterscheidet sich der LH-Wert deutlich vom theoretischen Wert $R_{kw}(1,5 \text{ keV}) = 0,215$. Aus der Abweichung kann auf eine suprathemische Elektronendichte ($E > E_w = 4,8 \text{ keV}$) in der Größenordnung $n_{\text{sup.th}}/n_e \approx 5\%$ geschlossen werden (s. Ref./8/). Kaum angewandt wird bisher hingegen die Bestimmung der Elektronendichte durch den Vergleich verschiedener verbotener Linien, obwohl diese Methode für die Astrophysik ebenfalls von großem Interesse sein dürfte. Gängiges Verfahren ist andererseits die Bestimmung der Ionen-temperatur aus der Verbreiterung des kurzwelligen Flügels der Resonanzlinien und der Plasmarotation aus der Verschiebung der Linienschwerpunkte. Alles in allem sind die He-ähnlichen Spektren ein überzeugendes Beispiel für das hohe diagnostische Potential der Spektroskopie, das allerdings nur dann zur Verfügung steht, wenn die den Messungen zugrundeliegenden Prozesse richtig gedeutet werden können.

Ein weiterer Vorteil des Anwachsens der Übergangswahrscheinlichkeiten als Funktion der Ladungszahl ergibt sich hinsichtlich des sogenannten Coronabe-setzungsgleichgewichts (zu unterscheiden vom C.-Ionisationsgleichgewicht!), das weithin Anwendung findet bei der Bestimmung der Grundzustandsdichten. Hierbei geht man davon aus, daß die Besetzung eines angeregten Niveaus lediglich durch Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand erfolgt und das Ion unmittelbar darauf durch spontane Emission in den Grundzustand zurückkehrt. Die Linienintensitäten der Resonanzlinien sind dann nur durch die Anregungsraten für Elektronenstoß bestimmt und unabhängig von den Übergangswahrscheinlichkeiten (A_{nm}). Vor allem aber kommt es nicht zu einer nennenswerten Besetzungsdichte metastabiler Niveaus, die im gegenteiligen Fall eine erheblich komplexere Betrachtungsweise erfordern würde. Eine tiefergehende quantitative Analyse dieser Sachverhalte steht indes noch aus. Andererseits ist zumindest ein Fall bekannt, wo eine Besetzungsinversion eines metastabilen Niveaus ($2s 2p^3 P$ in OV) experimentell an einem Tokamak aufgezeigt werden konnte /9/. Der treibende Mechanismus für die Besetzungsinversion ist in diesem Fall die Ionisation aus inneren Schalen. Mit $Z = 4$ handelt es sich hierbei allerdings nicht um ein hochgeladenes Ion.

Neben der oben diskutierten VUV- und Röntgenstrahlung können hoch geladene Ionen auch Linienstrahlung im Sichtbaren bzw. nahen UV- oder Infrarot-

bereich emittieren. Auf Grund der großen Flexibilität in diesen Wellenlängenbereichen (Verwendung von Spiegeln, Linsen, Lichtleitern usw.), besteht aus diagnostischer Sicht gerade an dieser Strahlung ein besonderes Interesse. Der Strahlungsproduktion liegen im wesentlichen zwei unterschiedliche Prozesse zugrunde: 1) verbotene Übergänge in der Feinstruktur der Grundzustände und 2) Population hoher Quantenzustände durch Ladungsaustauschprozesse. Im ersten Fall handelt es sich fast ausnahmslos um magnetische Dipolstrahlung /10,11/. Während einige dieser Strahlungsübergänge wie z.B. Fe XX - 2665 Å⁰ (zuerst in Solar Flares beobachtet) und Ti XVII - 3834 Å relativ gut beobachtbar sind, ist doch die überwiegende Zahl der inzwischen bekannten Linien für diagnostische Zwecke zu wenig intensiv. Der zweite Prozeß ist praktisch nur beobachtbar, wenn ein hochenergetischer atomarer H⁰- oder D⁰-Strahl ins Plasma eingeschossen wird (NI-Heizung bzw. H⁰-Diagnostik Beams). In diesem Fall wird mit relativ großer Wahrscheinlichkeit das Elektron des H-Atoms von einem hoch Z-Ion eingefangen. Hierbei ist der Einfang mit hohem Bahndrehimpuls ℓ - und damit wegen $\ell \leq n-\ell$ auch hoher Hauptquantenzahl n - besonders bevorzugt. Auf diese Weise entstehen beispielsweise aus voll ionisierten Atomen wasserstoffähnliche Rydbergionen, die insbesondere über $\Delta n = 1$ Strahlungskaskaden in den Grundzustand zerfallen. Vor kurzem wurden am ALCATOR-Tokamak He-ähnliche Argonionen (Ar⁺¹⁶) mit Besetzungen bis $n \approx 30$ beobachtet /12/. Das Erscheinen der H-ähnlichen S⁺¹⁵-Linie $n = 12 \rightarrow 11$ und der Li-ähnlichen S⁺¹³-Linie $n = 11 \rightarrow 10$ im UV ($\lambda = 2695,8 \text{ \AA}$; $2678,1 \text{ \AA}$) bei Zuschalten der H⁰-Neutralinjektionsheizung am ASDEX wird in der Bildfolge in Abb. 6 demonstriert. Der gesamte Komplex der ladungsaustausch-induzierten Strahlung ist zur Zeit ein sehr aktuelles Forschungsthema.

3. Spektroskopie an astrophysikalischen Objekten

Mit dem raschen Fortschritt der Weltraumforschung und der Möglichkeit Spektroskopie von Satelliten aus zu betreiben, haben sich auch der Astrophysik die äußerst wichtigen Bereiche der Röntgen- und extremen UV-Strahlung erschlossen.

Von großer Bedeutung im Zusammenhang mit der nuklearen Entwicklung der Materie ist die chemische Zusammensetzung der stellaren Plasmen. In grober Näherung besteht die Sternmaterie aus 90% H und 10% He. Danach folgen Elemente wie C, Ca und Fe mit relativen Häufigkeiten von 10^{-3} - 10^{-5} . In sehr niedrigen Konzentrationen können schließlich sämtliche Elemente (einschließlich des radioaktiven Technetiums) in den Sternspektren nachgewiesen werden /13/.

Für die quantitative Analyse werden einerseits - wie in der Tokamak-spektroskopie - die Vielzahl der atomaren Daten benötigt. Darüberhinaus sind hier aber auch die Plasmaparameter T_e und n_e aus den Spektren zu erschließen. In dieser Hinsicht können die Untersuchungen an Tokamakanlagen als "Labor Simulationsexperimente" äußerst wertvolle Unterstützung geben. Dies trifft insbesondere auf die sogenannten Solar Flares zu, bei denen es sich um Strahlungsausbrüche auf der Sonnenoberfläche von typisch einigen Minuten Dauer handelt. Die Abb. 7 belegt die Ähnlichkeit der Plasmen anhand der He-Be-ähnlichen Linien des Eisens /14a, 14b/. Diese Ähnlichkeit setzt sich auch in den VUV-Bereich fort: in der Abb. 8 sehen wir für den Wellenlängenbereich $\lambda = 90 - 140 \text{ \AA}$ das Solar Flare-Spektrum im Vergleich mit den am PLT-Tokamak aufgenommenen Spektren für die Dichten $\bar{n}_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ /15,16/. Besonders für den Fall niedriger Dichte ist bereits eine recht gute Übereinstimmung der Spektren festzustellen, obwohl für das Solar-Flare-Plasma mit noch niedrigeren Dichten $n_e = 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gerechnet werden muß. Die Elektronentemperatur wächst bei starken Solar Flares auf etwa 2keV an und entspricht damit recht gut den Tokamakverhältnissen.

Neben den Spektren der Sonne konnten in den letzten Jahren auch von anderen kosmischen Objekten Röntgenspektren aufgenommen werden. Erfolgreich waren u.a. die Unternehmungen EXOSAT (European X-ray Observatory Satellite) und EINSTEIN /17,18/. Zu den stärksten Röntgenquellen zählen danach kompakte Doppelsterne, bei denen der eine Partner, ein "normaler" Stern, Materie an

den zweiten (Neutronenstern, black hole oder weißer Zwerg) abgibt. Hierbei können Röntgenabsorptionslinien und K_{α} -Kanten im kontinuierlichen Spektrum beobachtet werden, aus denen sich wertvolle Rückschlüsse auf Temperaturen ($T_e \approx 100\text{keV}$), Dichten und Massenströmungen ableiten lassen. Daneben treten bei manchen Objekten auch Emissionslinien, bzw. im zeitlichen Wechsel Emissions- und Absorptionslinien, auf (z.B. O^{+7} , O^{+8} , Fe^{+18} bei Cygnus x-2) /18/. Alte Sterntypen wie Procyon und Capella zeigen Solar Flare-ähnliche Spektren mit Temperaturen $T_e \approx 1\text{keV}$ /16/.

Insgesamt kann man aufgrund der sich rapide entwickelnden Technik bei den Spektrometern schon für die nähere Zukunft mit einem erheblichen Informationszuwachs sowohl bei den Spektren der aktiven Sonne wie auch bei zahlreichen anderen kosmischen Objekten rechnen. Auch hierbei dürfte dem Vergleich mit Tokamak-spektren hinsichtlich vieler Fragen (z.B. Linienidentifizierung, Linienverhältnisse als Funktion von n_e und T_e) eine wichtige Rolle zukommen.

4. Alternative Quellen für Hoch-Z-Ionen

Hochionisierte Ladungszustände können in einer Reihe von physikalischen Anordnungen produziert werden. Einen Überblick über die verschiedenen Realisierungen geben die Artikel /19/ und /20/. Die Quellen können zunächst prinzipiell unterschieden werden in Plasma- und Ionenstrahl-Typen. Eine detailliertere Gruppierung gestaltet sich wie folgt:

I. Plasmaquellen

A) Kurzzeitentladungen ($\Delta t < 10^{-8}$ s)

1. Vakuumfunken
2. Plasmafokus
3. Explodierende Drähte
4. Laser-produzierte Plasmen

B) Pinchentladungen ($\Delta t = 10^{-6} - 10^{-5}$ s)

1. Theta-Pinch
2. Z-Pinch

C) Langzeitentladungen ($\Delta t > 0,1 \text{ s}$)

1. Tokamak
2. Stellarator
3. Magnetische Spiegelanordnungen

II. Ionen Beams

1. Extrahierte Ionen Beams:
Cross-beam Experimente
2. Hochenergie Ionenbeschleuniger:
Beam-foil Experimente

Die Quellen unter I.A sind durch extrem kurze Entladungsdauern, kleine geometrische Ausdehnung und hohe Elektronendichten $n_e = 10^{19} - 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ gekennzeichnet. Der Vakuumfunken ist die älteste Hochionenquelle überhaupt. Schon in den 30-iger Jahren untersuchten hieran Edlén und Mitarbeiter die Spektren zahlreicher Ionen bis hin zum 20-fach ionisierten Antimon. Inzwischen können bei den unter I.A angegebenen Verfahren noch höhere Ionisationszustände bis etwa $Z = 50$ erreicht werden. Der oft relativ einfachen Möglichkeit, diese Ionen herzustellen, stehen allerdings einige Nachteile gegenüber:

- Die Kürze der Entladungsdauer schränkt die diagnostischen Möglichkeiten stark ein.
- Die Spektrallinien sind durch Doppler- und Starkeffekte relativ stark verbreitert.
- Die Identifizierung des Ionenzustandes ist oftmals schwierig, da die zeitliche Entwicklung der einzelnen Ionisierungsstufen nicht aufgelöst werden kann.

Hinzu kommt, daß im Vergleich zu den Niedrigdichte-Plasmen natürlich andere Prozesse, wie Elektronendreierstoß-Rekombination und Elektronenstoß-Depopulation von dominierender Bedeutung sind. Dies führt u.a. dazu, daß verbotene Linien in diesen Plasmen nicht beobachtet werden können.

Die Pinchentladungen nehmen sowohl hinsichtlich der Entladungsdauer wie der Elektronendichte mit $n_e \gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ eine Zwischenstellung unter den Typen I.A und I.C ein. Namentlich an den Theta-Pinchen konnte in den vergangenen zwanzig Jahren eine Fülle spektroskopischer Materialien gewonnen werden. Insbesondere wurden etliche Ionisierungsratenkoeffizienten und in einigen

Fällen auch Rekombinationsratenkoeffizienten gemessen /21/. Diese Ratenkoeffizienten werden durch Vergleich der zeitlichen Intensitätsverläufe einzelner Linien mit Modellrechnungen erhalten. Neben räumlichen Inhomogenitäten sind hierbei aufgrund der relativ hohen Elektronendichte Mehrfachionisations- und Elektroneneinfang-Prozesse als systematische Fehlerquellen in Betracht zu ziehen. Entscheidend ist jedoch der Nachteil, daß die niedrige Temperatur von $T_e \lesssim 300$ eV die Untersuchungen auf $Z \lesssim 10$ begrenzen.

Die in der Kategorie I.C zusammengestellten magnetischen Einschlußapparaturen sind aus spektroskopischer Sicht sehr ähnlich, so daß hier auf das Kap. 2 verwiesen werden kann. Dem Tokamak kommt allerdings insofern eine Sonderstellung zu, als hiermit die mit Abstand höchsten Temperaturen von $T_e \approx 3$ keV erreicht wurden.

Die unter II aufgeführten Experimente unterscheiden sich von den Plasmaquellen in grundsätzlicher Art. Cross-beam Experimente werden in erster Linie zur Vermessung von Ionisations-Wirkungsquerschnitten durchgeführt. Hierzu wird ein niederenergetischer Ionenstrahl ($E = 0,5 - 50$ keV, $I = 10^{-9} - 10^{-6}$ A) der zu vermessenden Spezies A^{+Z} mit einem Elektronenstrahl variabler Energie gekreuzt und die gebildeten Ionen A^{+Z+1} sowie die nicht reagierenden Teilchen A^{+Z} nach Ablenkung in Ladungsanalysatoren aufgesammelt /22/. Die Ionen selbst werden in sogenannten Ionenfallen durch Elektronenstöße gebildet (z.B. EBIS- oder EZR-Quellen) und entweder gepulst oder kontinuierlich extrahiert. In einigen Fällen wurden auch Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung und dielektronische Rekombination gemessen. In diesen Fällen müssen die bei den Prozessen entstehenden charakteristischen Photonen in Koinzidenz mit den beteiligten Ionen nachgewiesen werden /22/. Die Experimente sind wegen der kleinen Teilchendichten und infolge der wesentlich stärkeren Wechselwirkung mit dem Hintergrundgas (auch bei 10^{-11} Torr) außerordentlich schwierig. Bei den Messungen zur dielektronischen Rekombination erweisen sich darüberhinaus die elektrischen Analysatorfelder (bzw. die $V \times B$ -Kräfte) als höchst problematisch. Bei niedrigen Ionisationszuständen können bereits Feldstärken von einigen 10 V/cm die Ergebnisse erheblich verfälschen, da die Rekombination aus hohen Quantenzuständen durch Feldionisation unterbunden wird. Einige Untersuchungen hierzu werden in /23/ diskutiert. Alle Experimente dieser Art beziehen sich auf niedrig geladene Ionen mit $Z \leq 5$ bei Anregung und Ionisierung und $Z \leq 3$ bei der Rekombination. Wie bereits unter 2.2 erwähnt, ist damit zu rechnen,

daß unter Einsatz leistungsstärkerer EZR-Quellen die Ionisationswirkungsquerschnitte bis zu etwa $Z = 13$ vermessen werden können. Eine derartige Quelle (ca. 5×10^8 Ar^{+13} -Ionen/s) wird zur Zeit bei Prof. Salzborn an der Universität Gießen installiert.

Bei den Beam-foil Experimenten wird ein einfach ionisierter Ionenstrahl hoch beschleunigt (typisch: $E = 5 - 20$ MeV) und auf ein dünnes Target (etwa 100 nm C-Folie) geschossen. Die austretenden Ionen haben in der Folie meist zahlreiche Elektronen verloren und befinden sich zum Teil in angeregten Zuständen. Durch Erhöhen der Einschußenergie kann der Ionisierungsgrad bis zur vollständigen Ionisation gesteigert werden. In der Tat können auf diese Weise sämtliche Atome - bis zu U^{+92} - vollständig ionisiert werden. Der austretende Hoch-Z-Ionenstrahl emittiert zahlreiche Linien, die je nach Lebensdauer der angeregten Niveaus mit dem Abstand zur Folie abklingen. Es können daher grundsätzlich sowohl die Wellenlängen - und damit die Energieniveaus - wie auch Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission gemessen werden.

Die exakte Messung der Wellenlänge hochgeladener Ionen ist hinsichtlich der Überprüfung der Quantenelektrodynamik von besonderem Interesse. Für H-ähnliche Ionen wurde in Beamfoil-Experimenten eine Übereinstimmung im Rahmen einer Genauigkeit von $\Delta\lambda/\lambda \lesssim 10^{-4}$ bei H-ähnlichen Ionen gefunden /5/. Die Genauigkeit der Messungen litt einerseits an der Dopplerverbreiterung der Linien wie auch an der Begrenzung der Spektrometerauflösung. Eine wesentliche Steigerung der Genauigkeit wurde kürzlich in Ionen-Recoil Experimenten bei der GSI-Darmstadt erzielt /24/. Bei diesen Experimenten wurden U^{+66} -Ionen mit Energien von 5,9 MeV/Nukleon in eine Ar-Gaszelle eingeschossen. Die auf diese Weise produzierten Ar-Ionen erhalten wenig kinetische Energie, so daß die Dopplerverbreiterung der angeregten Linien sehr gering ist. Die Wellenlängen $\text{Ly-}\alpha_{1,2}$ des H-ähnlichen Ar^{+17} ($\lambda \approx 3,37 \text{ \AA}$) konnten mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden. In diesem Zusammenhang ist es allerdings bemerkenswert, daß auch an Tokamaks derartige Präzisionsmessungen möglich sind. So konnten in jüngster Zeit die gleichen Ar^{+17} -Linien am ALCATOR Tokamak mit einer Genauigkeit von $11 \cdot 10^{-6}$ vermessen werden /25/.

Auch die Messung der Übergangswahrscheinlichkeiten ist in Beam-foil Experimenten nicht problemlos. Fast ausnahmslos müssen Kaskadenzerfälle berücksichtigt werden, die die einzelnen Übergänge miteinander verkoppeln. Eine erhebliche Komplikation bereitet darüberhinaus die Besetzung metastabiler Niveaus.

Vor allem aber ist festzustellen, daß die erreichbaren Strahldichten ($< 10^6$ cm^{-3}) für Cross-beam Experimente bei weitem nicht ausreichen. Damit sind die für die Plasma- und Astrophysik wesentlichen Wirkungsquerschnitte gegenüber Elektronenstoß mit der beam-Foil Methode nicht meßbar.

5. Untersuchungsmöglichkeiten an ASDEX

ASDEX ist eine Divertor-Tokamakanlage mit toroidaler Symmetrie und nahezu kreisförmigem Plasmaquerschnitt. Die Divertorkonfiguration wird durch zwei Spulentriplets erzeugt, die in den oberen und unteren Divertorkammern untergebracht sind (Abb. 9). Das über die Separatrix abströmende Plasma wird in der sich nach unten anschließenden Abschältschicht (scrape-off-layer) in die Divertorkammern abgeführt. In dieser Zone hat man exponentiell abfallende Temperaturen und Dichten mit charakteristischen Abfalllängen von 1 - 2 cm. Auf den Prallplatten in den Divertorkammern wird schließlich - in großer Entfernung vom Hauptplasma - die nichtabgestrahlte Energie deponiert und die Plasmateilchen neutralisiert. Auf diese Weise gelingt es, Plasmen mit hohem Reinheitsgrad herzustellen.

Aus diagnostischer Sicht ist allerdings eine nachteilige Beschränkung der Beobachtungsmöglichkeit aufgrund der Divertoreinbauten hinzunehmen. So kann das Plasma praktisch nur horizontal von der Torusaußenseite, nicht jedoch in der Vertikalen beobachtet werden. Ferner ermöglichen die meisten Beobachtungsflansche (max. 0,5 m \emptyset) lediglich radiale Sichtlinien durchs Plasma. Von den vier größeren, tangentialen Flanschen sind bereits zwei von der Neutralinjektionheizung belegt. Information über die Emissivität als Funktion des Ortes erhält man mittels schwenkbarer Apparaturen oder durch Einsatz von drehbaren Spiegeln (möglich für $\lambda > 100 \text{ \AA}$) in der Nähe der Gefäßwand. Die wahre Emissionsfunktion kann hieraus aber nur mit zusätzlichen Symmetrieannahmen (z.B. konstante Emissivität auf magnetischen Flußflächen) gewonnen werden. Für die Beurteilung von poloidalen Asymmetrien kann ein eingebautes zweidimensionales Röntgenlochkamarasystem (1. Kamera horizontal, 2. Kamera poloidal um 60° versetzt) wertvolle Hinweise liefern. Einen Überblick über die am ASDEX derzeit eingesetzten Diagnostiken (unvollständig) und die Lokalisierung der Neutralinjektoren ist der Abb. 10 zu entnehmen.

5.1 ASDEX-Parameter

Die geometrischen Abmessungen sind:

R_o = großer Torusradius = 1,65 m

a = kleiner Plasmaradius = 0,4 m.

Zur Aufrechterhaltung der Tokamakentladung werden toroidale Plasmaströme von $I_p = 200 - 450$ kA und Magnetfelder von $B_o (R_o) = 1,5 - 2,8$ T benötigt. Die toroidale Umfangsspannung liegt je nach Heizungsart bei 0,1 - 1,5 V.

Plasmaparameter:

Die Variationsgebiete für die zentralen Werte der Elektronendichte n_{eo} und der Temperatur T_{eo} sind abhängig vom Grad der Zusatzheizung.

Für rein ohmsche Heizung gilt grob:

$$n_{eo} = 2 \times 10^{18} - 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$T_{eo} = 450 - 1000 \text{ eV}$$

$$T_i \leq T_e \text{ mit } T_i \approx T_e \text{ für } n_e > 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Mit maximaler Neutralinjektionsheizung (H^0 , 40 keV) von $P_{NI} = 3,4$ MW hat man:

$$n_{eo} \leq 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

$$T_{eo} \leq 2900 \text{ eV}$$

$$T_{io} \leq 5200 \text{ eV}$$

Typische radiale T_e - und n_e -Profile während dieser Phase sind den Abbildung 11 zu entnehmen.

Die angegebenen Werte beziehen sich auf H_2 oder D_2 Plasmafüllungen. Im Falle von He als Füllgas können während der ohmschen Phase etwa 10 - 20 % höhere T_e und n_e -Werte erreicht werden. Durch starke Zumischung von Neon können bereits in ohmsch geheizten Plasmen wesentlich höhere Temperaturen bis etwa 2,0 keV erreicht werden (vergl. hierzu auch /26/).

Tolerierbare Zusätze an Fremdatomen und erreichbare Ionisationszustände:

Die maximal zulässigen Konzentrationen n_x/n_e , d.h. Konzentrationen, bei

denen noch nicht mit Stromabbruchinstabilitäten gerechnet werden muß, sind nach unseren Erfahrungen etwa wie folgt anzunehmen:

- C: 10 %; $Z_{\max} = Z_N = 6$
O: 5 %; $Z_{\max} = Z_N = 8$
Fe: 0,2%; $Z_{\max} = 24, Z_N = 26$
Mo: 0,01%; $Z_{\max} = 31, Z_N = 42$

Diese Angaben beziehen sich auf Plasmen mit ca. 3 MW NI-Zusatzheizung ($T_{e0} = 2 \text{ keV}, n_{e0} = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Der bei dieser Achstemperatur erreichbare maximale Ladungszustand Z_{\max} (mit relativer Häufigkeit $n_{z;\max}/\sum n_Z \geq 60 \%$) und die Kernladungszahl Z_N sind ebenfalls angegeben.

Die emittierte Strahlung ist näherungsweise homogen in Volumina der Ausdehnung $\Delta V = \Delta R \times \Delta Z \times \Delta L = 10 \times 10 \times 40 = 4000 \text{ cm}^3$. Diese Volumina können aus einem Abstand von ca. 2-3 m beobachtet werden (Spektrometereintrittsspalte), woraus sich die Begrenzung in toroidaler Richtung zu $\Delta L \approx 40 \text{ cm}$ ergibt.

5.2 Allgemeine Diagnostik und spektroskopische Ausrüstung

Allgemeine Diagnostik:

- n_e : a) 4 HCN-Interferometerkanäle liefern Linienintegrale $\int n_e(y) dl$ als Funktion der Zeit ($\Delta t \leq 1 \text{ ms}, y = 0, \pm 20, -30 \text{ cm}$)
b) Quasikontinuierliche YAG-Laser Streuung liefert Daten an 16 Raumpunkten im zeitlichen Abstand von 20 ms.
- T_e : a) 4-Kanal ECE-Diagnostik liefert kontinuierliche Information an vier Raumpunkten ($\Delta R \approx 2 \text{ cm}$).
b) wie unter n_e .

Spektroskopische Ausrüstung (Stand Dez. 85)

a) Sichtbare und Quarz UV-Spektroskopie:

Hauptplasmadiagnostik:

1 Spektrometer Yobin Yvon (1.5 m)

1 " " B+M (1 m)

Divertordiagnostik:

1 Spektrometer/Spektrograph McPherson (1 m)

Zur Aufnahme von Spektren steht ein OMA-System (1025 Kanäle)
mit einer Zeitauflösung von $\Delta t \geq 20$ ms zur Verfügung

b) Vakuum UV-Spektroskopie

Hauptplasmadiagnostik:

1 Normal Incidence (McPherson 1 m, $600 \leq \lambda \leq 1300 \text{ \AA}$)

1 Grazing Incidence (McPherson 2 m, $20 \leq \lambda \leq 600 \text{ \AA}$)

1 schwenkbares Vielkanal Übersichtsspektrometer (SPRED) zur
Aufnahme zeitaufgelöster Spektren ($\Delta t \geq 20$ ms) im Bereich
 $100 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1000 \text{ \AA}$

Divertordiagnostik:

1 Normal Incidence Spektrometer (Minuteman 0,25 m)

c) Röntgenbereich

1 Bragg-Spektrometer (nicht schwenkbar)

Wellenlängenbereich $5 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$

1 schwenkbares Johann-Spektrometer mit variablem Braggwinkel
($40^\circ \leq \theta_B \leq 70^\circ$).

Wellenlängenbereich je nach Kristall

$1,5 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 5 \text{ \AA}$,

mit hochauflösendem Detektor

($\lambda/\Delta\lambda \geq 5000$).

Unter Verwendung eines zweiten Detektors mit extrem dünnem Fenster (z.B. $0,4 \mu$ Formvar) sollte auch der Wellenlängenbereich $5 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$ zugänglich sein.

Für die Injektion metallischer Verunreinigungen steht eine Laser-Blow-off Apparatur zur Verfügung. Gasförmige Fremdzusätze können über programmierbare Piezo-Ventile zugesetzt werden.

Es besteht ferner die Möglichkeit, dotierte D_2 -Pellets ins Plasma einzuschießen. Dieses Verfahren hat gegenüber der Laser-Blow-off Methode den Vorteil, daß die zu untersuchenden Teilchen direkt im Innern des Plasmas deponiert werden können. Erst hierdurch ergibt sich die Möglichkeit, Ionisationsratenkoeffizienten weit oberhalb der Coronagleichgewichtstemperatur zu untersuchen. Das Verfahren wurde bisher am ASDEX nur für Neon-dotierte Pellets angewandt. Die Dotierung mit anderen Elementen, die entweder gasförmig vorkommen oder gasförmige Verbindungen eingehen (O_2 , HF, H_2S , Fe-Carbonyl usw.), sollte ebenfalls möglich sein.

6. Zusammenfassung und Programmvorschlag

Am ASDEX bestehen gute Voraussetzungen für die Untersuchung von Ionen mit Ladungszuständen bis zu $Z = 20$. Für diese Teilchen können mit spektroskopischen Methoden sowohl Informationen über den Transport wie auch über die verschiedensten atomaren Prozesse erhalten werden. Bei den atomaren Prozessen sind die Wechselwirkungsmechanismen mit den Elektronen, die zu Ionisation, Rekombination und Anregung führen, von herausragender Bedeutung für die Fusionsforschung und die Astrophysik. Für die Untersuchung dieser Prozesse bei hochgeladenen Ionen steht bis auf weiteres nur der Tokamak zur Verfügung. Alternative Hoch-Z-Quellen, wie beispielsweise Beam-Foil-Experimente, gestatten zwar die Messung von Energieniveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten an noch höher geladenen Ionen, erreichen aber nicht die erforderlichen Strahldichten, um Elektronenstoßprozesse untersuchen zu können. In diesem Zusammenhang ist anzumerken, daß auch die theoretische Behandlung der Stoßprozesse wesentlich schwieriger als die Berechnung von Energieniveaus und Übergangswahrscheinlichkeiten ist. Für die angeführten atomaren Prozesse liegen verschiedene theoretische Näherungsbeschreibungen vor, die jedoch zum Teil stark divergierende Ergebnisse liefern. Eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Resultate ist daher unabdingbar.

Ein spektroskopisches Schwerpunktsprogramm sollte sowohl die fusionsrelevanten wie atomphysikalisch bedeutenden Aspekte berücksichtigen. Zum ersten gehören möglichst genaue Teilchentransportuntersuchungen und die aus diagnostischer Sicht sehr wichtigen Ladungsaustauschprozesse, durch die hochionisierte Ionen mit Hilfe der sichtbaren Spektroskopie nachgewiesen werden

können. Diese Untersuchungen lassen sich zwanglos mit ausführlichen atomphysikalischen Studien verbinden. Hierbei sollten in erster Linie die angeführten Elektronenstoßprozesse, mit dem Schwergewicht auf der experimentellen Bestimmung der dielektronischen Rekombination, analysiert werden. Die dielektronische Rekombination ist einerseits von großer Bedeutung für die Plasma- und Astrophysik, andererseits experimentell und theoretisch nur schwer zugänglich. Bei der Ionisation liegen die Verhältnisse insofern günstiger, als hier Cross-Beam Messungen bis zu $Z \approx 12$ in den nächsten Jahren vorliegen werden. Außerdem besteht am Tokamak selbst die Möglichkeit, durch Einschub von dotierten Pellets ins Plasmazentrum die Ionisationsratenkoeffizienten bis zu etwa $Z = 20$ (bei vernachlässigbarer Rekombination) zu messen.

Ein konkretes Programm, das bei zwei Experimentiertagen pro Woche etwa eine Zeitspanne von 1-2 Jahren in Anspruch nehmen würde, könnte wie folgt aussehen:

1. Analyse leichter Verunreinigungen (C,O,F,Ne)

a) Stationäre Untersuchungen bei kontinuierlichem Einblasen von O_2 , HF usw.

α) Aufnahme möglichst genauer radialer Emissionsprofile von mehreren, zumindest teilweise benachbarten Ionisationsstufen. Für jede Ionisationsstufe sind mehrere Linien (mindestens je zwei $\Delta n = 0$ und $\Delta n = 1$ Übergänge) absolut zu vermessen. Darüber hinaus sind wichtige Spektralgebiete (z.B. die He-ähnlichen Bereiche) in hoher Auflösung zu erfassen.

β) Variation der Dichte und Temperatur (jeweils mindestens zwei Werte) und Wiederholung der Messungen unter α).

b) Injektion dotierter Pellets

Zeit- und orts aufgelöste Messungen aufeinander folgender Ionisationsstufen bei unterschiedlichen Temperaturen.

2. Analyse mittelschwerer Elemente (Ar,Cr,Fe,Ni,Br) in NI-geheizten Plasmen

a) und b) wie unter 1.

3. Analyse schwerer Elemente

- a) Stationäre Untersuchungen bei Mo und W durch Anbringen von geeigneten Zerstäubungsquellen mit bekannten Teilchenflüssen am Plasmarand.
 α) und β) wie unter 1a)
- b) Laser-blow-off Injektion von Elementen wie Cu, Ag, Au, Ta, Zr zur Identifikation von Spektrallinien.

Die Messungen zu 1b) und 2b) liefern die Ionisationsraten bei verschiedenen Temperaturen und geben darüber hinaus nach Erreichen des Ionisationsgleichgewichtes auch wichtige Informationen zum Teilcheneinschluß. Die Untersuchungen unter 1a) und 2a) liefern in Verbindung damit das Material für eine konsistente Analyse der Rekombinations- und Anregungsprozesse. Die Vermessung verschiedener Linien des gleichen Ions erlaubt insbesondere die Untersuchung der Bedeutung metastabiler Niveaus. Die absoluten Intensitätsmessungen an verschiedenen Ionisationsstufen liefern Angaben über das radiale Profil der Gesamtverunreinigungsdichte und damit den Nachweis von Einwärts- bzw. Auswärtsdrifttermen beim Verunreinigungstransport.

Das skizzierte Programm versteht sich als ein Basisprogramm und kann durch weitere, zum großen Teil parallel laufende Untersuchungen ergänzt werden.

Zur Durchführung des Programmes würden folgende Einrichtungen bzw. Ergänzungen an ASDEX benötigt:

Standarddiagnostiken:

- Quasikontinuierliche YAG-Laserstreuung (T_e , n_e)
- HCN-Interferometrie (4 Kanäle) zur Kontrolle und Eichung der YAG- n_e -Messungen
- Bolometerkamarasystem
- CX-Analysator zur Kontrolle der spektrosk. T_i -Messungen (optional).
- Röntgenlochkamarasystem

Zusatzheizung:

- NI-Injektion, beide Beamlines mit insgesamt 8 Quellen (40 keV; 4 MW; 0.5s)

Apparative Ausrüstung:

- Laser-blow-off System
- Pelletinjektion (ein bzw. zwei Pellets pro Entladung; im IPP vorhanden)
- Spektroskopische Ausrüstung entsprechend Kap. 5.2
- Schwenkbares Multibragg-spektrometer zur besseren Spektralanalyse des Wellenlängenbereichs $5 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 30 \text{ \AA}$ (Fertigstellung im IPP 1986)

- Hochauflösendes Grazing-Incidence Spektrometer mit Multichannel-detektionssystem (Schwob-Spektrometer) für den Bereich $15 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 400 \text{ \AA}$ (Ergänzung)
- Multichannel-detektorsystem für vorhandenes McPherson Normal Incidence Spektrometer (Ergänzung).

Literaturangaben

- /1a/ D.R. Bates, A.E. Kingston and R.W.P. Mc Whirter, Proc. R. Soc. London, Ser. A, 267 297 (1962).
- /1b/ R.W.P. McWhirter, Physics Reports 37 165 (1978).
- /2/ C. Breton, C. De Michelis, M. Finkenthal, M. Mattioli, Report EUR-CEA-FC-948 (1978).
- /3/ W. Lotz, Astrophys. J. Suppl. 128 207 (1967).
- /4/ A. Burgess, Astrophys. J. 141 (1965) 1588.
- /5/ R.K. Janev, L.P. Presnyakov, V.P. Shevelka, "Physics of Highly Charged Ions", Springer, Berlin (1985).
- /6/ T. Kawamura, T. Ono, und A. Miyahara, "Effects of Accuracy of Atomic Data on Tokamak Impurity Transport Modelling", paper presented at Advisory Group Meeting on Atomic and Molecular Data for Fusion Plasma Modelling, IAEA (Wien 1985).
- /7/ J.M. Shull and M. Van Steenberg, Astrophys. J. Supp. 48 (1982) 95.
- /8/ R. Bartiromo, et al., "Experimental Study of Non-thermal Electron Generation by Lower-Hybrid Waves in the ASDEX Tokamak" (to be published).
- /9/ T. Kato, K. Masai und K. Sato, Phys. Let. 108A (1985) 259.
- /10/ E. Hinnov, et al., Phys. Rev. A, 25 (1982) 2299.
- /11/ B. Denne et al., Phys. Rev. A, 28 (1983) 206.
- /12/ J.E. Rice, E.S. Marmor, J.L. Terry and E. Källne, A. Källne (to be published in Phys. Rev. Lett.)
- /13/ N.G. Bochkarev, "Atomic Data in Astrophysics", Proceedings of 8th International Colloquium on Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas (IAU Colloquium 86) Washington D.C. (1984), S. 159.
- /14a/ M. Bitter, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 921.
- /14b/ U. Feldman, Physica Scripta 24 (1981) 681.
- /15/ B.C. Stratton, H.W. Moos und M. Finkenthal, Ap. J. (Letter) 279 (1984).
- /16/ S.O. Kastner, W.M. Neupert und M. Swartz, Ap. J. 191 (1979)
- /17/ R. Mewe, "Soft X-Ray Spectroscopy with EXOSAT", s. Ref. /12/, S. 59.
- /18/ S.M. Kahn, "Objective Grating Soft X-Ray Spectroscopy of Compact Binary X-Ray Sources", ibid., S. 80.

- /19/ H. Winter in "Atomic Physics of Highly Ionized Atoms" Nato ASI-Series, Plenum Press, N.Y., London, Editor: Richard Marus, Vol. B96 (1983).
- /20/ I. Martinson, *ibid.*
- /21/ H.J. Kunze, *Space Sci, Rev.* 13 565 (1972).
- /22/ D.H. Crandall, s. Ref. /18/.
- /23/ R.C. Isler, *Nucl. Fus.*, 24, 1599 (1984).
- /24/ H.F. Beyer, R.D. Deslattes, F. Folkmann and R.E. La Villa, *J. Phys.* B18, (1985) 207.
- /25/ E.S. Marmar, J.E. Rice, E. Källne, J. Källne and R.E. La Villa, MIT-Report PF/C/JA-85-33 (1985), to be published in *Phys. Rev. A*.
- /26/ E. Meservey et al., *Nucl. Fus.* 24 1, 3-12 (1984).

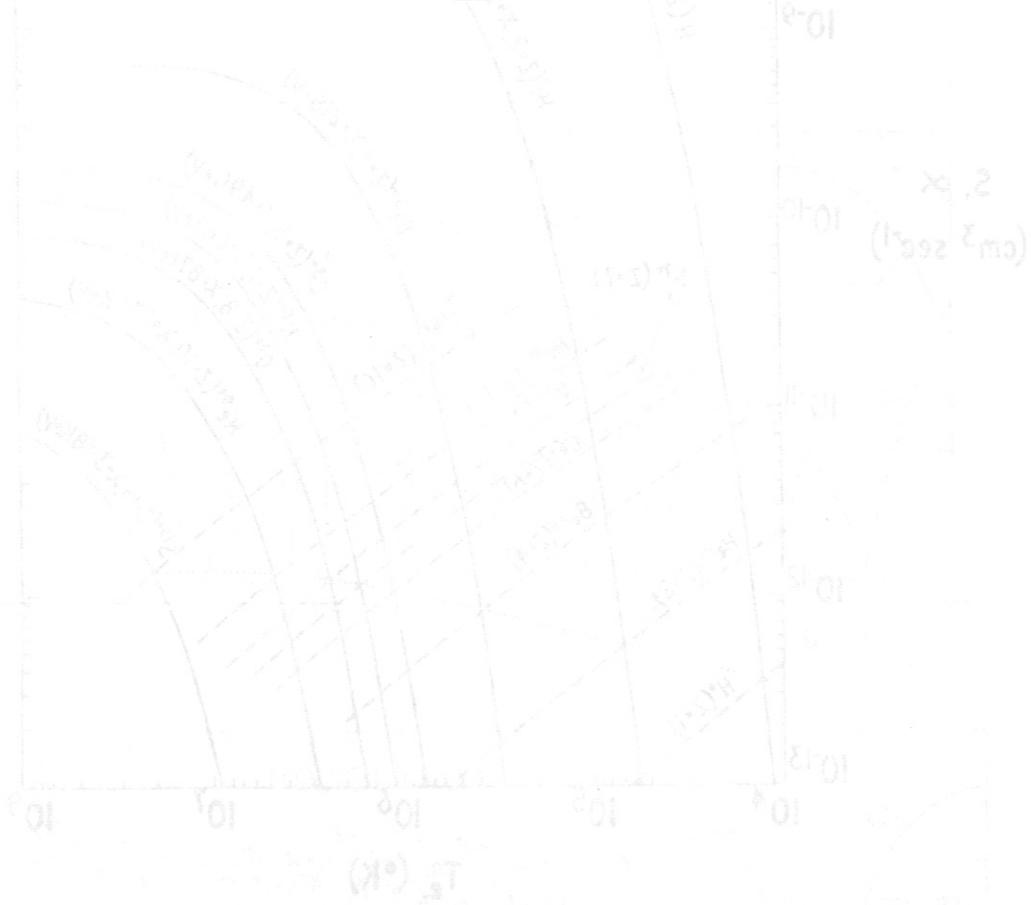


Abb. 1: Kurven für die Elektronenionisation (\rightarrow) und die
Langzeitstabilität (\rightarrow) für die Elemente Neon (a), Eisen (b) und
Nickel (c) sind die flachen H-förmigen und vertikalen Linien.

... für Neon (a), Eisen (b) und Nickel (c).

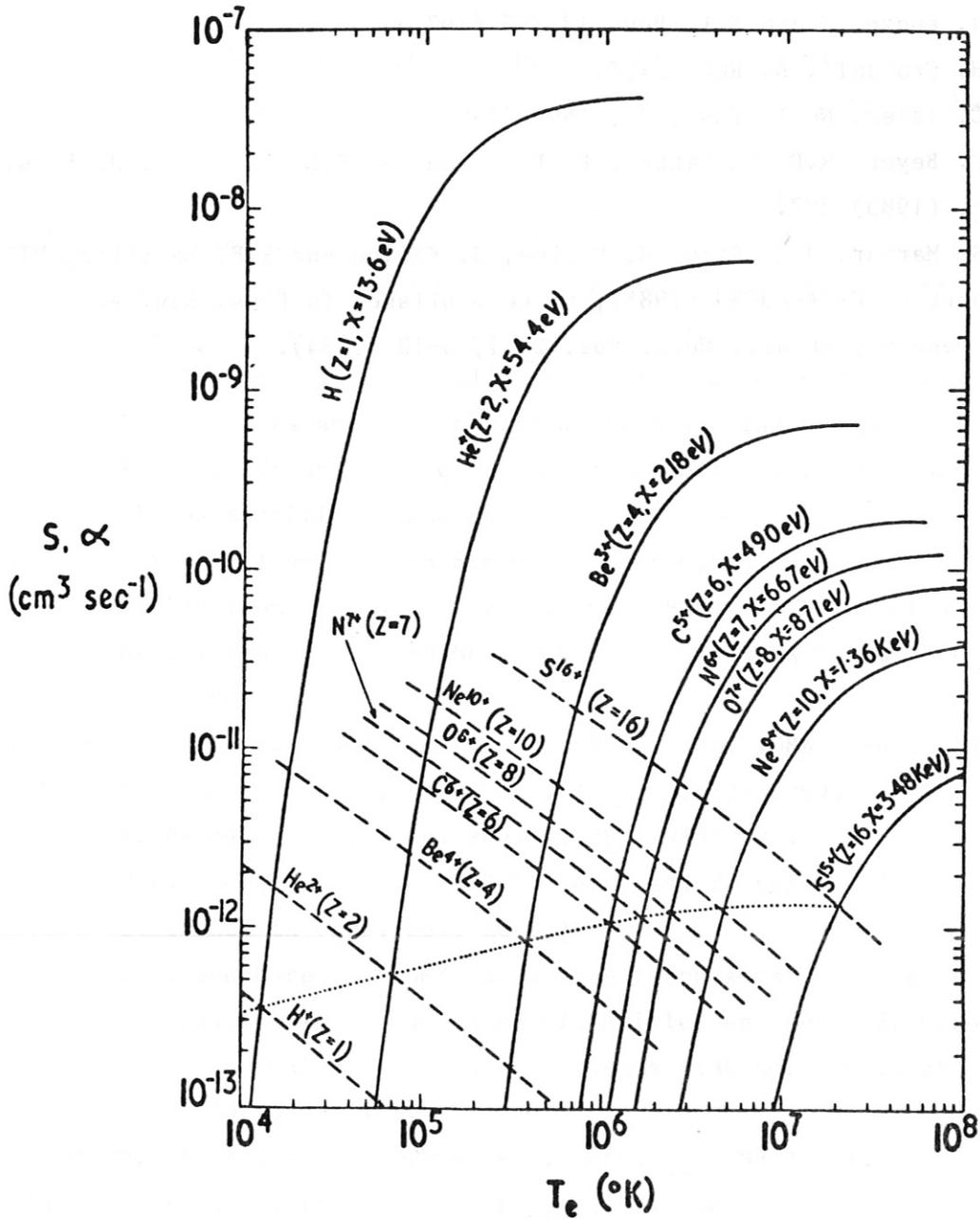


Abb. 1: Ratenkoeffizienten für Elektronenstoßionisation (—) und Strahlungsrekombination (---) für H-ähnliche Ionen [1]. Auf der gepunkteten Kurve sind die Dichten H-ähnlicher und vollionisierter Atome gleich.

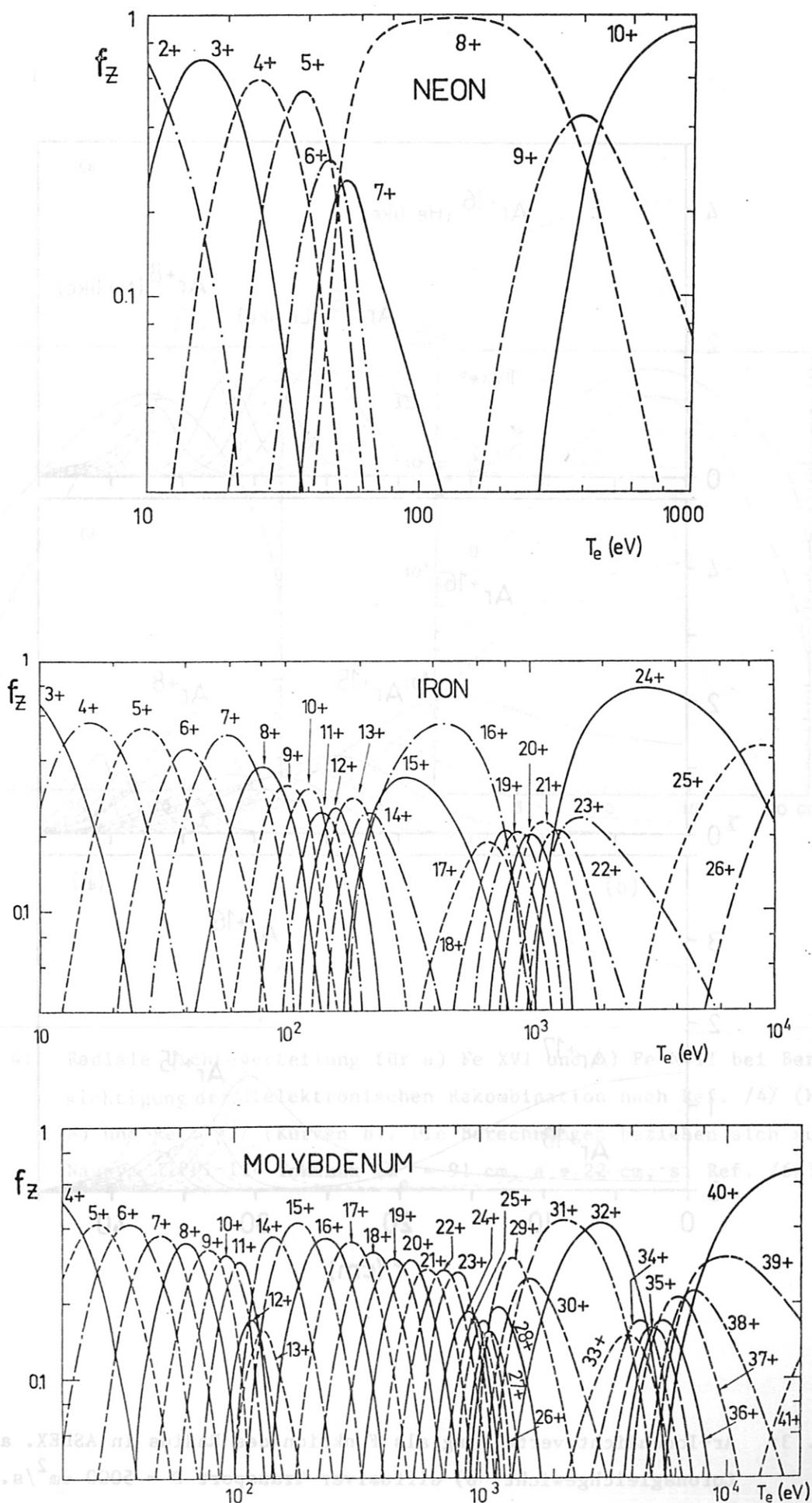


Abb. 2: Relative Ionenhäufigkeiten nach der Coronanäherung (Ref. 2) für Neon (a), Eisen (b) und Molybdän (c).

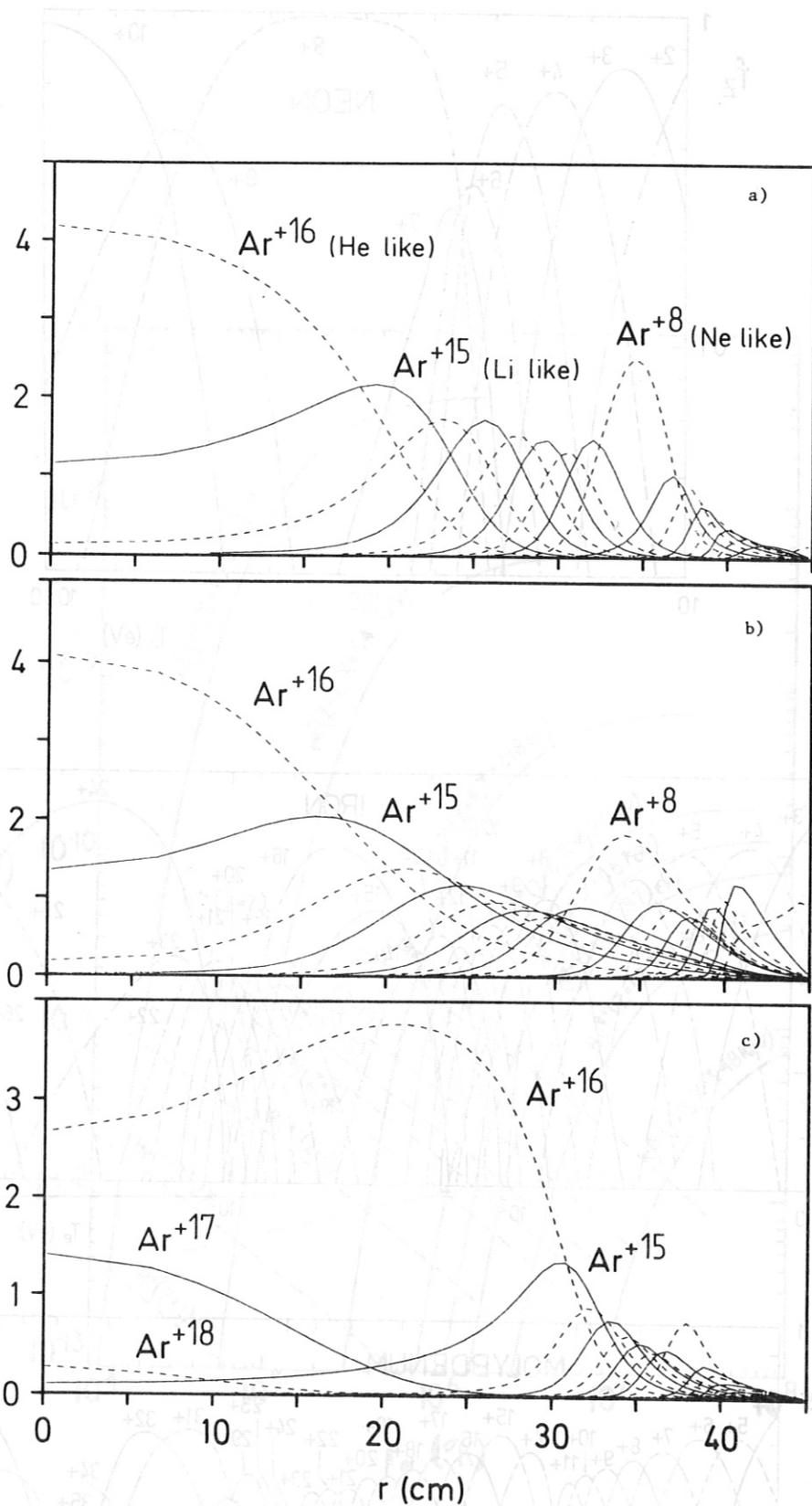
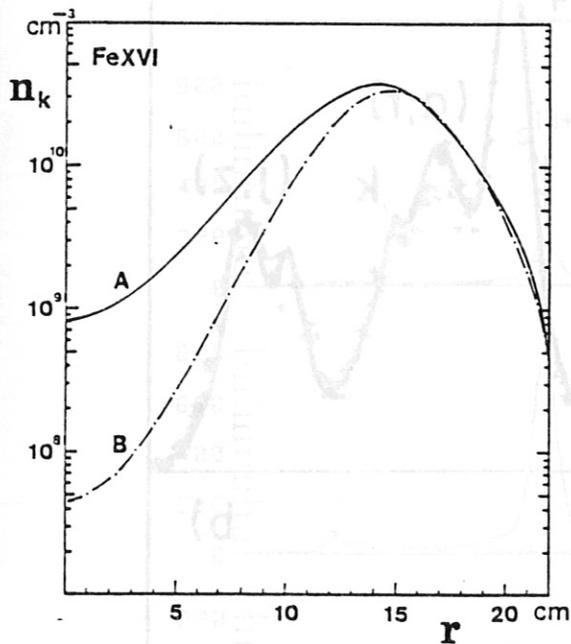
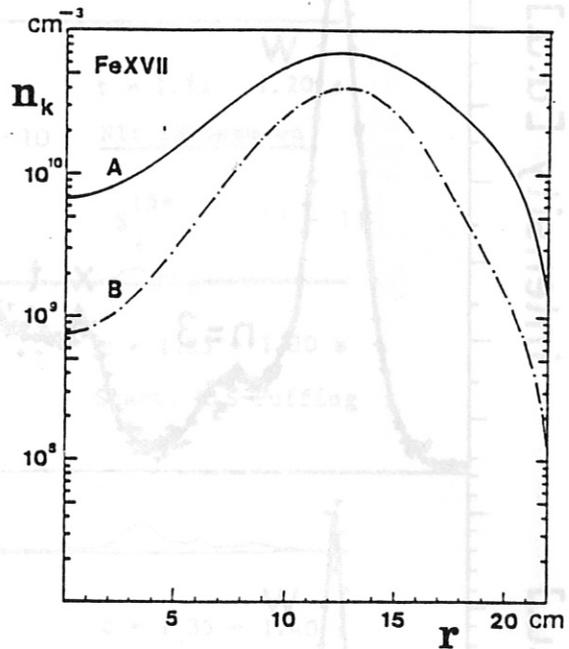


Abb. 3: Ar-Ionendichteverteilung als Funktion des Radius in ASDEX. a) Coronalgewicht, b) diffusiver Transport $D = 5000 \text{ cm}^2/\text{s}$. $T_e(0) = 500 \text{ eV}$ in a) und b). Abbildung 3c zeigt die Veränderung des Coronalgewichtes bei höherer Temperatur $T_e(0) = 1500 \text{ eV}$.



(a)



(b)

Abb. 4: Radiale Dichteverteilung für a) Fe XVI und b) Fe XVII bei Berücksichtigung der dielektronischen Rekombination nach Ref. /4/ (Kurven A) und Ref. /7/ (Kurven B). Die Berechnungen beziehen sich auf den Nagoya JIPPT-IIU Tokamak ($R_0 = 91$ cm, $a = 22$ cm, s. Ref. /6/).

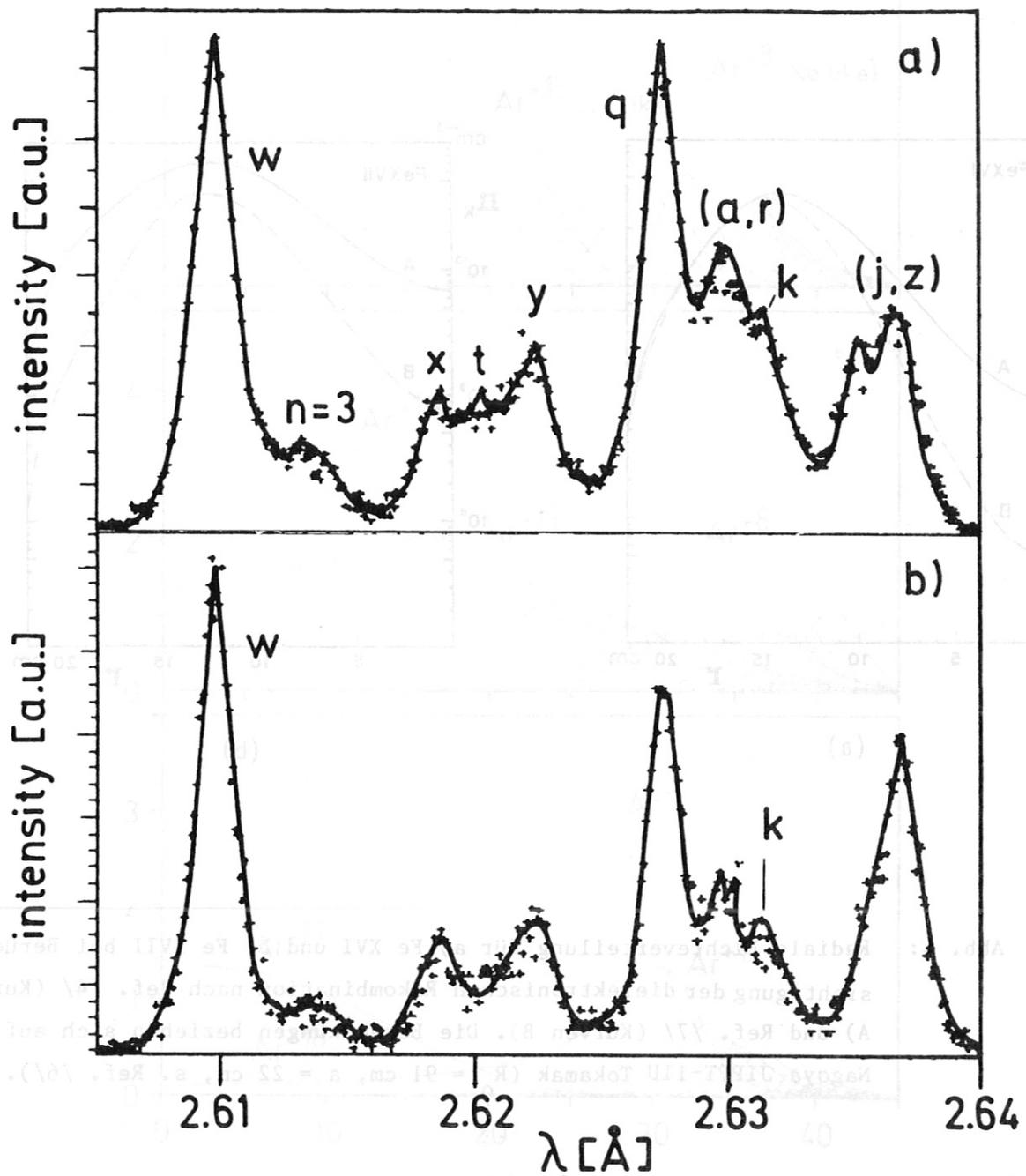


Abb. 5: Spektren des He-ähnlichen Ti^{+20} während der ohm'schen Phase (a) und bei LH-Heizung (b). Man beachte die Änderung des Intensitätsverhältnisses des dielektronischen Satelliten (k) zur Resonanzlinie (w).

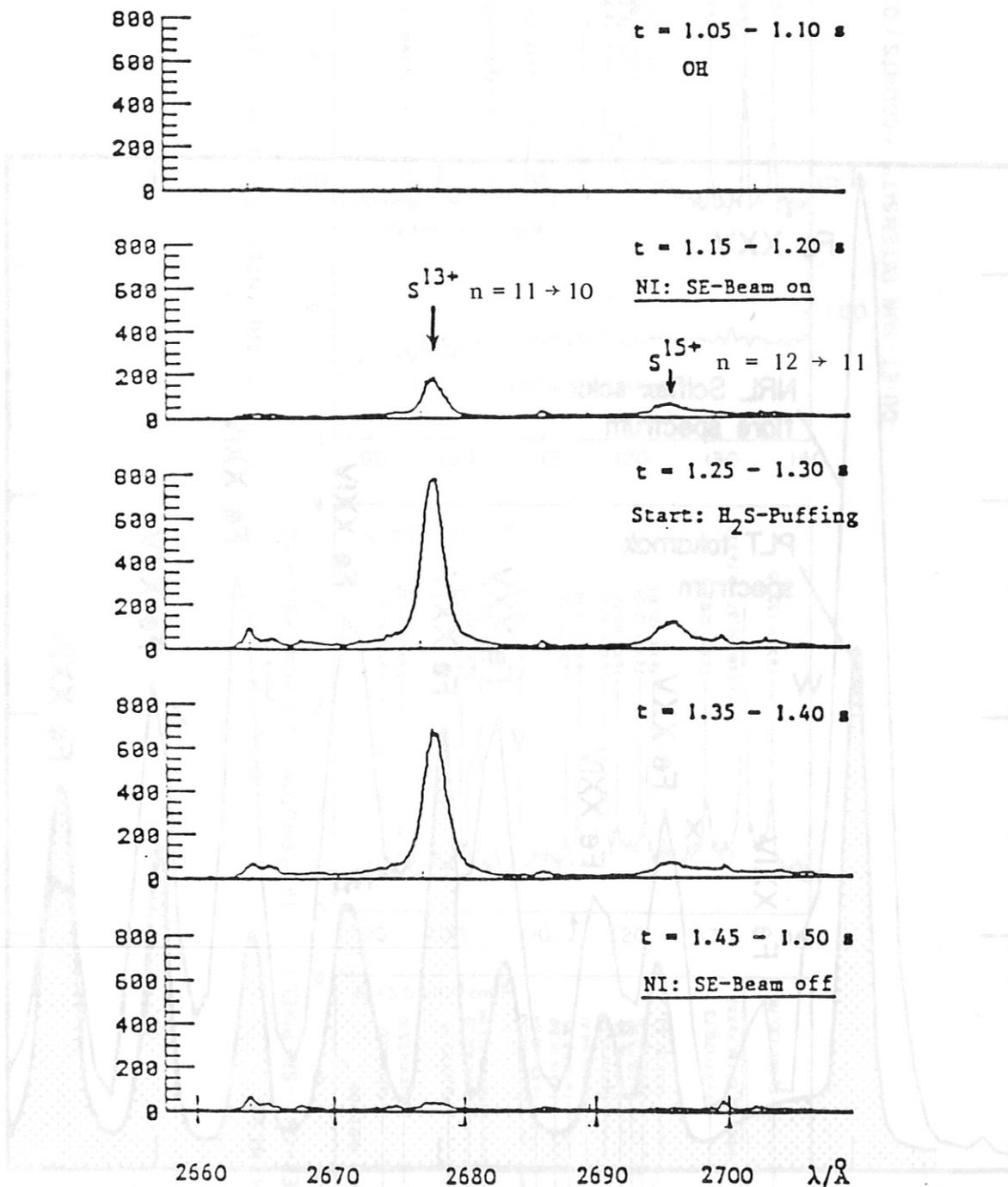


Abb. 6: Beobachtung ladungsaustauschinduzierter Rydbergübergänge im nahen UV ($\lambda = 2678 \text{ \AA}$, 2696 \AA) beim Li-ähnlichen und H-ähnlichen Schwefel. Die Beobachtungsrichtung kreuzt die SE-Beam-line der H^0 -Neutralinjektion ($E_0 = 40 \text{ keV}$) an ASDEX. Die Linien erscheinen bei deren Zuschaltung zur Zeit $t = 1.1 \text{ s}$. Während der Zeitspanne $t = 1.2 - 1.5 \text{ s}$ wurde zusätzlich H_2S in die Entladung geblasen.

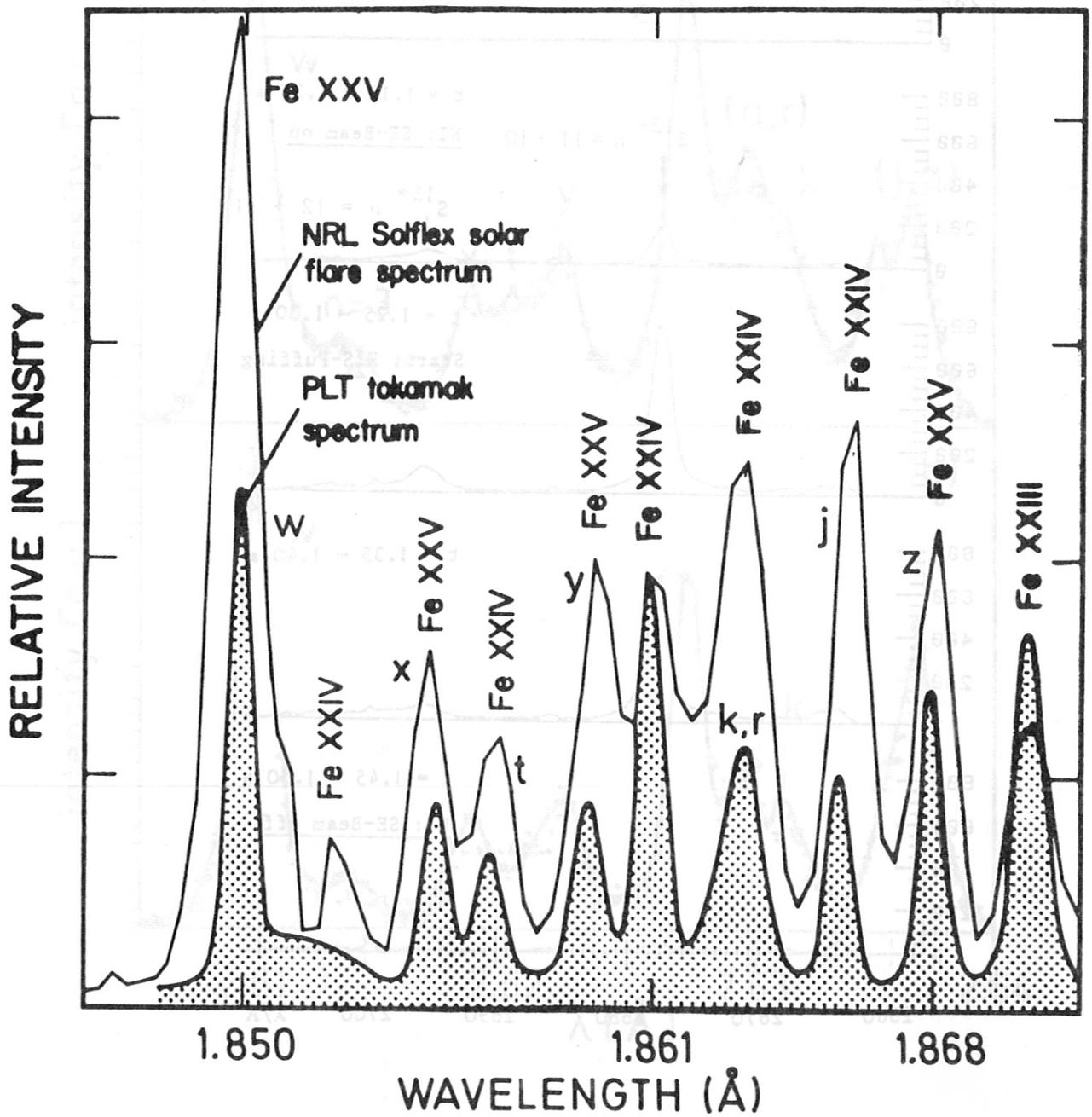


Abb. 7: Spektren des He-ähnlichen Eisens im Solar Flare und im Tokamak (Ref. /14a/, /14b/).

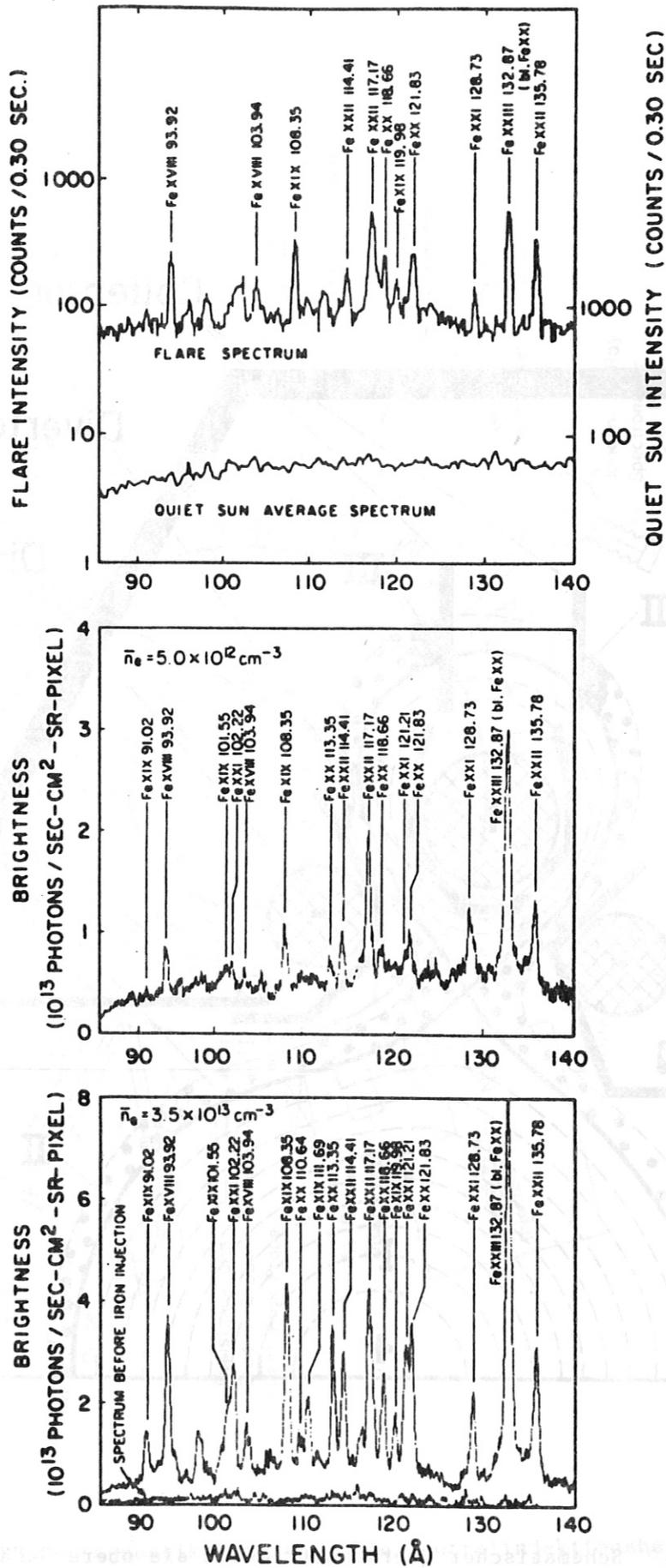
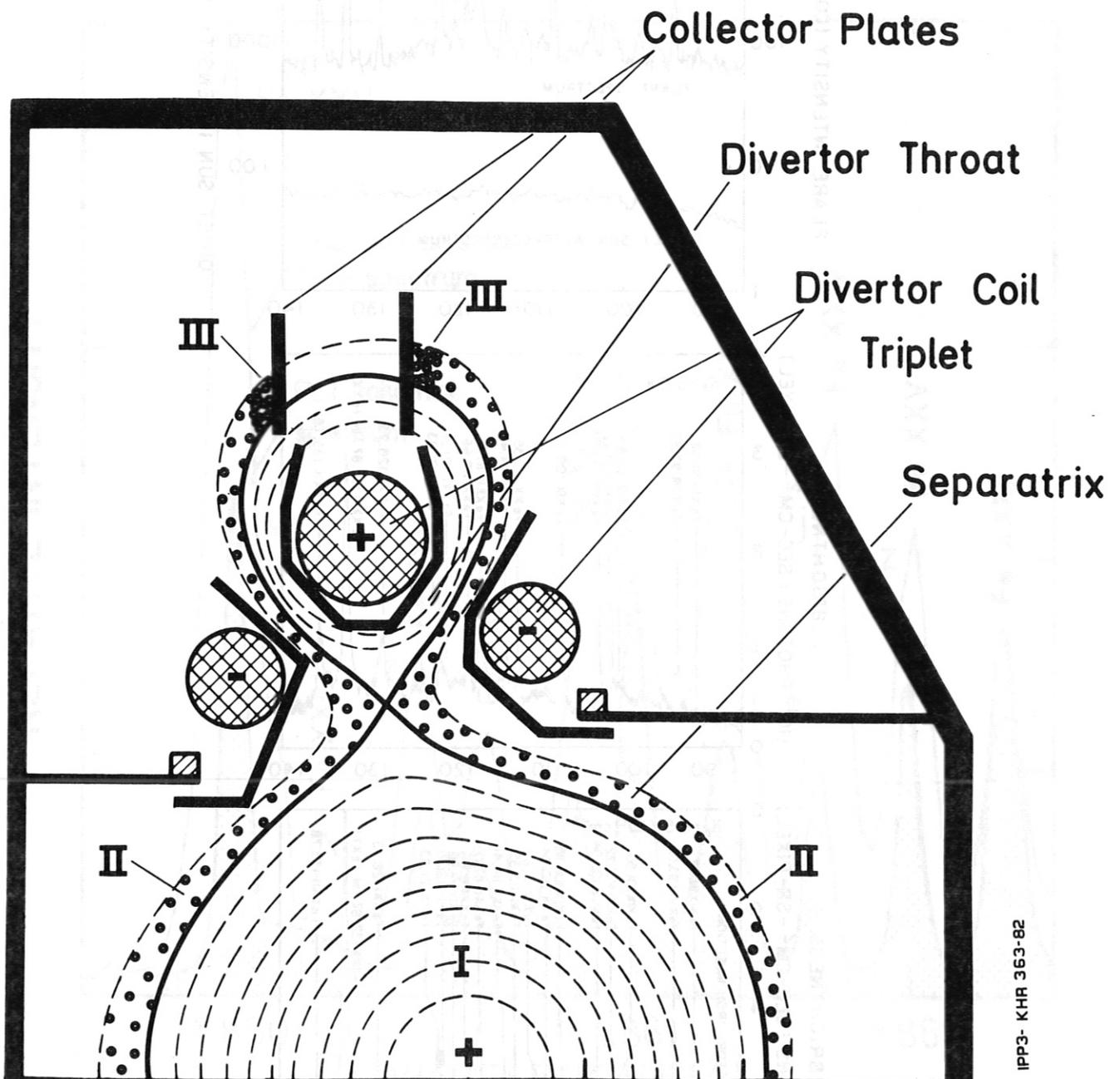


Abb. 8: Solar Flare Spektren (oben) und Tokamak Spektren bei $\bar{n}_e = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (Mitte) und $\bar{n}_e = 3,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (unten), (Ref. /15,16/).



IPP3- KHR 363-82

Abb. 9: Schematischer Querschnitt durch die obere Gefäßhälfte von ASDEX: Es werden drei Plasmagebiete unterschieden: I = Hauptplasma, II = Abschältschicht, III = Divertorplasma.

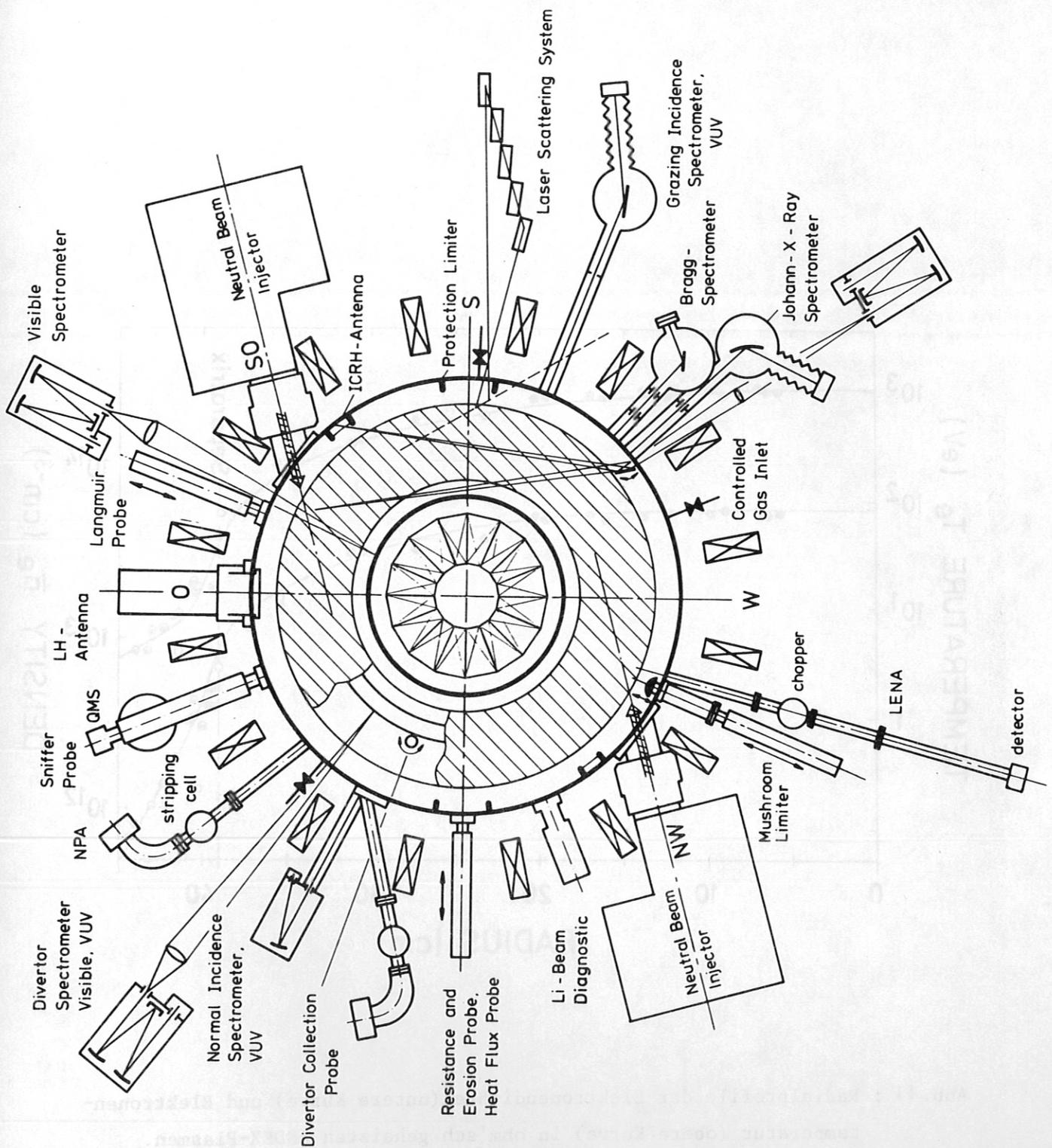


Abb.10: ASDEX-Diagnostikübersicht. Die Neutralinjektionsheizung sowie diverse Heizantennen und andere Einbauten sind ebenfalls skizziert.

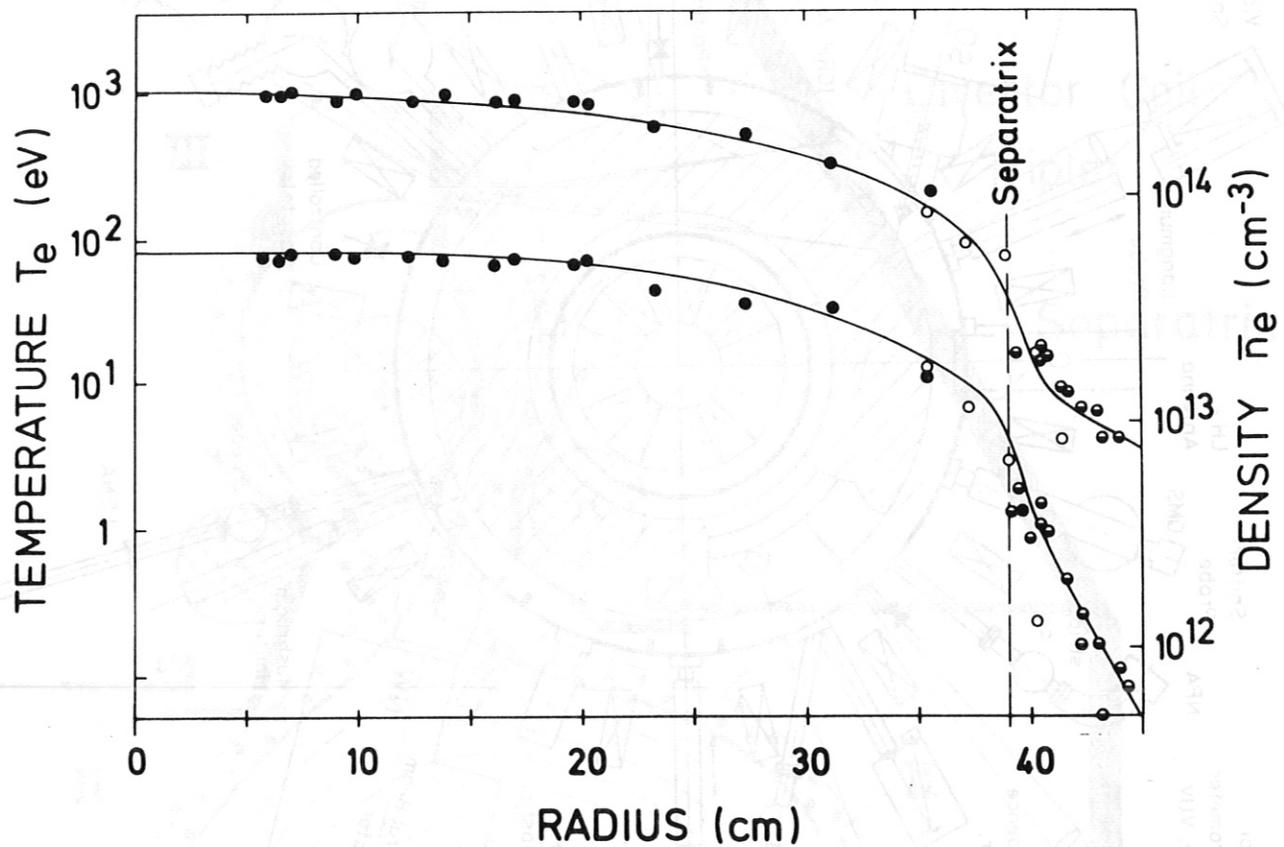


Abb. 11 : Radialprofile der Elektronendichte (untere Kurve) und Elektronentemperatur (obere Kurve) in ohm'sch geheizten ASDEX-Plasmen.