



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

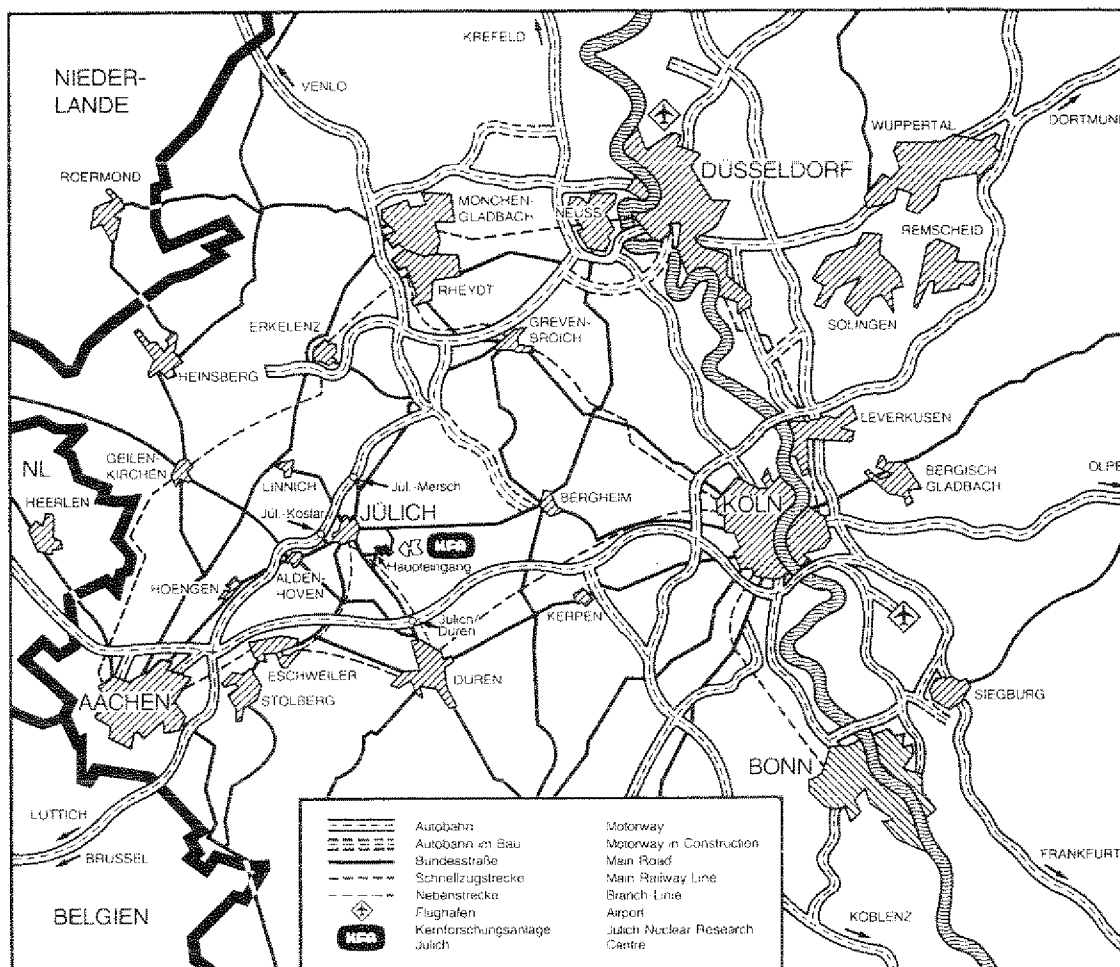
Institut für Plasmaphysik
Association EURATOM – KFA

**Absolutmessung der Strahlungsverluste
eines Tokamaks im Bereich der
ultraweichen Röntgenstrahlung**

von

H.-Chr. Petzold

Jül – 1862
August 1983
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1862

Institut für Plasmaphysik Association EURATOM – KFA Jülich – 1862

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833 556-0 kf d

Absolutmessung der Strahlungsverluste eines Tokamaks im Bereich der ultraweichen Röntgenstrahlung

von

H.-Chr. Petzold

D 10 (Diss. Uni. Düsseldorf)

ABSTRACT

In this work experiments were performed to investigate the question to which extent spectroscopic measurements in the ultrasoft x-ray region ($\lambda = 1 - 10 \text{ nm}$) are a useful technique for diagnosing the relatively cool edge region ($T_e \approx 100 - 200 \text{ eV}$) of fusion-oriented plasmas. Object of these measurements was the plasma centre of a small tokamak where the plasma parameters are comparable to those in the edge region mentioned above. The measurements were done with a Bragg-spectrometer using either TAP ($2d = 2.59 \text{ nm}$) or lead stearate ($2d = 10.04 \text{ nm}$) as analyzer crystal. This allowed to cover the whole spectrum between 0.5 and 9 nm with one instrument. Using a photon-counting detector the spectrometer/detector system was absolutely calibrated by measuring the transmission of its different components by means of monochromatic x-ray radiation.

For the investigated tokamak plasma intense line spectra in the region $1.4 \text{ nm} \leq \lambda \leq 2.2 \text{ nm}$ as well as at $\lambda \geq 4.4 \text{ nm}$ have been observed, where the former was caused by the high ionization stages of oxygen (OVII and OVIII), whereas the latter could be explained by Ar- to Na-like ions of the metallic impurities Fe, Cr, and Ni.

The plasma's central electron temperature T_e could be determined from the intensity ratio of different oxygen lines using a corona model. Good agreement was found with the results from measurements of the continuous emission at $\lambda \leq 1 \text{ nm}$.

With the temperature obtained in this way the relatively easy and exact measurement of the absolute line intensities allowed to determine the ion densities $n_{i,z}$ of oxygen and the metallic impurities. The results are compatible with both those obtained for the same plasma using different methods and with those cited in literature for other tokamaks.

The energy balance of the plasma was considered including the measured radiation losses P^{rad} . It was shown that for the plasma investigated here only the emission in the edge region (where $T_e \leq 30 \text{ eV}$) contributed to the energy balance significantly. It was also shown, however, that with the con-

siderably lower power densities of the Ohmic heating in large tokamaks , metallic impurity concentrations of less than 10 % of the oxygen concentration are sufficient to extend the radiation-dominated edge region (caused by oxygen) to radii where $T_e \approx 100 - 200 \text{ eV}$.

In contrast to the diagnostic technique applied here , the methods for determining T_e , $n_{i,z}$ and p^{rad} that are successfully applied to the plasma centre of large tokamaks generally fail in the plasma edge region for lack of intensity . Therefore , spectroscopic measurements in the ultrasoft x-ray region are a valuable addition to these methods with regard to a comprehensive diagnosis of fusion plasmas .

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßapparatur	6
2.1. Das Tokamak-Experiment UNITOR	6
2.2. Das Bragg-Spektrometer	7
2.3. Der Strahlungs-Empfänger	9
2.4. Hilfsstrahlungsquelle für USX-Strahlung	11
2.5. Das Vakuum-System	13
2.6. Die Meßdaten-Verarbeitung	14
3. Absolut-Kalibrierung des Spektrometers	16
3.1. Problemstellung	16
3.2. Kristall-Reflexion	17
3.3. Quantenausbeute des Zählrohrs	21
3.3.1. Transmission des Zählrohr-Fensters	22
3.3.2. Quantenausbeute des Zählgases	24
3.4. Bestimmung des Raumwinkels	25
3.5. Spektrale Gesamt-Empfindlichkeit $S(\lambda)$	26
3.6. Strahlung falscher Wellenlänge	29
3.6.1. Reflexionen höherer Ordnung	29
3.6.2. Fluoreszenz-Anregung von Kristallen und Folien	29
3.6.3. Spiegelnde Reflexion	31
3.6.4. Gamma-Strahlung	35
4. Messungen an UNITOR und ihre Interpretation	36
4.1. Zeitverlauf der Zählrohr-Signale	36
4.1.1. Störsignale	36
4.1.2. USX-Signale	38
4.2. Das Sauerstoff-Spektrum	40
4.2.1. Meßergebnisse	40
4.2.2. Interpretation der Meßergebnisse	44
4.2.2.1. Räumliche Verteilung der Strahlungs-Emission	45
4.2.2.2. Bestimmung der Elektronen-Temperatur	49
4.2.2.3. Bestimmung der Sauerstoff-Konzentration	56
4.3. Das Kohlenstoff-Spektrum	59

	Seite
4.4. Das Metallionen-Spektrum ($\lambda = 44-90 \text{ \AA}$)	61
4.4.1. Meßergebnisse	61
4.4.2. Interpretation der Meßergebnisse	64
4.4.2.1. Qualitative Interpretation	64
4.4.2.2. Abschätzung der Metall- Dichte im Plasma	67
4.5. Einfluß der Strahlungsverluste auf die Energie-Bilanz des Plasmas	78
5. Zusammenfassung	88
6. Literaturverzeichnis	90
7. Anhang : Diskussion eines abgewandelten Branching-Ratio-Verfahrens	93

1. Einleitung

Eines der Hauptprobleme der angewandten Fusionsforschung besteht in der Erzeugung eines möglichst sauberen Wasserstoff-Plasmas , da bereits geringe Zusätze von Verunreinigungen drastische Erhöhungen der Strahlungsverluste zur Folge haben. Diese Verluste beeinflussen die Energie-Bilanz des Plasmas in der Weise , daß sie einerseits durch Strahlungs-Kühlung die Plasma-Temperatur erniedrigen , andererseits aber für das Erreichen von Zündbedingung und Lawson-Kriterium wesentlich höhere Ionen-Temperaturen bzw. $(n_e \tau_1)$ -Werte erforderlich machen /1/ (n_e =Elektronendichte ; τ_1 =Energie-Einschlußzeit) .

Es ist deshalb von grundlegender Bedeutung , den Zustrom von Verunreinigungen ins Plasma und die damit verbundenen Strahlungsverluste , welche sich aus Brems- , Rekombinations- und Linienstrahlung zusammensetzen , absolut zu bestimmen . Besonderes Gewicht kommt hierbei der Plasma-Randschicht zu , in welcher der größte Teil der Plasma-Strahlung emittiert wird und deren Energie-Bilanz wesentlich stärker durch Strahlungsverluste bestimmt wird als die Energie-Bilanz im heißen Plasma-Kern . Sowohl Messungen an PLT und ATC /34/ als auch Modellrechnungen für JET /35/ ergaben nämlich , daß der Zustrom von Verunreinigungen ins Plasma durch Manipulation des Dichte- und Temperatur-Profiles (z.B. durch lokale Hochfrequenz-Heizung oder Neutralteilchen-Injektion) drastisch reduziert werden kann (/35/ zufolge um typisch 2 Größenordnungen) . Hierbei bildet sich in der Randzone durch erhöhte Strahlungs-Kühlung ein Plasma-Mantel aus , dessen Ionen-Temperatur so niedrig ist , daß Wand-Zerstäubung durch Ionen weitgehend unterbunden wird ; andererseits werden von der Wand einströmende neutrale Verunreinigungs-Teilchen in der kühlen Randzone schnell ionisiert , so daß sie nicht in den heißen Kern des Plasmas gelangen können . Außerdem hat eine niedrige Plasmarand-Temperatur nicht nur eine Herabsetzung der Wand-Zerstäubung zur Folge , sondern sie bewirkt auch eine Verminderung der Aktivität von Unipolarbögen , welche ebenfalls Verunreinigungen freisetzen können .

Experimentelle Untersuchungen der Rolle , welche die Randschicht des Plasmas in diesen Zusammenhängen spielt , setzen voraus , daß man die Plasma-Parameter in dieser Schicht messen kann . Hierzu gehören u.a. auch die absoluten Strahlungsverluste P^{rad} , welche von den Teilchendichten $n_{i,z}$ der verschiedenen Verunreinigungs-Ionen und von der Elektronen-Temperatur T_e abhängen . Das üblicherweise verwendete Verfahren zur Bestimmung von P^{rad} und $n_{i,z}$ für den heißen Plasma-Kern ist die Messung der Emission im weichen Röntgengebiet ($1\text{\AA} \leq \lambda \leq 15\text{\AA}$) mit Hilfe energie-dispersiver Halbleiter-Detektoren . Dieses Verfahren eignet sich jedoch nicht für die Untersuchung der Plasma-Randschicht , da dort T_e nicht ausreicht , um genügend intensive Emission im Meßbereich der Halbleiter-Detektoren ($\lambda \leq 15\text{\AA}$) zu bewirken . Die Erforschung der Plasma-Randzone erfordert deshalb eine andere diagnostische Meßtechnik .

Bei den in der Randzone herrschenden Elektronen-Temperaturen ($T_e \leq 200\text{eV}$) fällt fast die gesamte Emission in den Bereich $\lambda \geq 10\text{\AA}$. Deshalb liegt es nahe , die oben aufgeführten Plasma-Größen durch spektroskopische Messungen in diesem Gebiet zu bestimmen .

Interessiert man sich für absolute Strahlungsverluste und Verunreinigungs-Konzentrationen , so ist es sinnvoll , sich dabei auf den Bereich der ultraweichen Röntgenstrahlung (abgekürzt: USX; $10\text{\AA} \leq \lambda \leq 100\text{\AA}$) zu beschränken ; dort kann nämlich im Gegensatz zum VUV-Gebiet ($\lambda \geq 100\text{\AA}$) mit Hilfe eines Durchfluß-Zählrohrs eine einfache und genaue Absolutkalibrierung des Spektrometers durchgeführt werden .

In den USX-Bereich fallen bei den in der Randzone herrschenden Temperaturen sowohl die H- und He-ähnlichen Spektren der leichten Verunreinigungs-Elemente (C,N,O) als auch ein Teil der Linienemission der schwereren Verunreinigungen (z.B. Cr,Fe, Ni im Ar- bis Na-ähnlichen Ionisationszustand) ; dabei sind die beiden Liniengruppen einerseits deutlich spektral voneinander getrennt , andererseits aber bequem mit einem einzigen Spektrometer zu erfassen .

Da bei den relativ niedrigen Temperaturen der Randzone , insbesondere für die kürzerwelligen Linien des USX-Bereichs , die Intensitäten stark temperatur-abhängig sind , erfordert die Bestimmung der $n_{i,z}$ aus den Absolutintensitäten der verschiedenen Ionen-Linien eine möglichst genaue Kenntnis von T_e . Umgekehrt sollte sich diese Temperatur-Abhängigkeit ausnutzen lassen , um aus gemessenen Intensitäts-Verhältnissen auf T_e zu schließen . Hiermit würde man , unabhängig von Laser-Streumessungen , über ein zusätzliches Verfahren zur T_e -Bestimmung verfügen , welches im Gegensatz zur Thomson-Streuung sogar für jede Entladung den vollständigen zeitlichen Verlauf der Elektronen-Temperatur liefert .

Ausgehend von den bis hierhin angestellten Überlegungen sollte in der vorliegenden Arbeit die Frage beleuchtet werden , in wie weit Spektroskopie im ultraweichen Röntgengebiet eine zweckmäßige Methode ist , um die strahlungs-dominierte Plasma-Randschicht eines großen Tokamaks hinsichtlich ihrer absoluten Strahlungsverluste , Verunreinigungs-Dichten und Elektronen-Temperatur zu untersuchen .

USX-spektroskopische Messungen an Hochtemperatur-Plasmen sind überwiegend mit Grazing-Incidence-Spektrometern (z.B./2/,/3/), zum Teil aber auch mit Kristall-Spektrometern (z.B./4/,/5/) durchgeführt worden .

USX-Messungen mit Kristall-Spektrometern beschränkten sich dabei bisher auf den Bereich $\lambda \leq 24\text{\AA}$. Bei Verwendung geeigneter Kristalle (ausführlich beschrieben bei Henke /6/) läßt sich der Meßbereich jedoch bis $100\text{\AA}$ und weiter ausdehnen . Allerdings haben solche Kristalle nur ein spektrales Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda=30-40$, während sich mit einem Grazing-Incidence-Spektrometer prinzipiell eine wesentlich höhere Auflösung erreichen läßt . Damit der Detektor ein meßbares Signal empfängt, muß jedoch für zeitaufgelöste photoelektrische Absolutmessungen der Eintrittsspalt des Grazing-Incidence-Spektrometers meist so weit geöffnet werden , daß die Auflösung ähnlich schlecht wird

wie die eines Kristall-Spektrometers im entsprechenden Wellenlängen-Bereich (vgl.z.B.JFT-2/2/) . Dabei wurden für die untersuchte Strahlungsquelle (s.Kap.2.1.) wegen der kleineren Schichtlänge und der niedrigeren Temperatur sogar noch wesentlich geringere Absolutintensitäten als in /2/ erwartet . Für die hier beabsichtigten Absolutmessungen wäre die Transmission eines Grazing-Incidence-Spektrometers deshalb zu gering gewesen.

Auf der anderen Seite ergibt eine von Bogen /7/ durchgeführte Abschätzung , daß ein Kristall-Spektrometer wie das in Kap.2.2. beschriebene z.B. bei $\lambda = 18\text{\AA}$ eine mehr als 10^3 mal so hohe Transmission hat wie ein typisches Grazing-Incidence-Spektrometer . Für die Absolutmessungen im USX-Bereich wurde deshalb ein Bragg-Spektrometer mit ebenem Kristall gewählt , zumal auch dessen Justierung wesentlich einfacher ist als die eines Grazing-Incidence-Spektrometers .

Als Strahlungs-Empfänger werden vorwiegend Szintillator/Multiplier-Kombinationen , offene Photomultiplier und Halbleiter-Detektoren verwendet , die zwar eine hohe Zeitauflösung zulassen , aber im USX-Bereich schwierig zu kalibrieren sind . Meist werden Spektrometer mit solchen Detektoren nach der sogenannten Branching-Ratio-Methode (vgl.Anhang) absolut kalibriert , die jedoch experimentell sehr aufwendig ist . Für Messungen an einem langlebigen Plasma , wie ein Tokamak es erzeugt , bietet sich die Verwendung eines Durchfluß-Proportionalzählrohres an , da dessen Quantenausbeute auch im USX-Gebiet sehr genau bestimmt werden kann (vgl.Kap.3.3.) , während seine relativ geringe Zeitauflösung kaum ins Gewicht fällt . Ein weiterer Vorteil eines solchen Zählrohrs gegenüber allen anderen Detektor-Typen ist seine Unempfindlichkeit für langwelliges Falschlicht wie z.B. H-Lyman- α ; diese ist bedingt durch die hohe Energie (27eV) , die erforderlich ist , um ein Ladungsträgerpaar im Zählgas zu erzeugen .

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es , die Eignung spektroskopischer Messungen im ultraweichen Röntgengebiet als Methode zur Diagnostik der Randschicht fusions-relevanter Plasmen zu demonstrieren . Hierzu sollte mit Hilfe eines mit einem Durchfluß-Zählrohrs bestückten Kristall-Spektrometers mit ebenem Kristall ein Plasma untersucht werden , welches bezüglich seiner Parameter (n_e, T_e) vergleichbar war mit der kälteren Randzone eines großen Tokamaks .

Im Rahmen dieser Untersuchungen sollte das Emissionsspektrum des Plasmas von ca. 10 bis 100 $\text{\AA}$ in Schuß-zu-Schuß-Abtastung absolut vermessen werden , nachdem das Spektrometer mit einem möglichst einfachen Verfahren absolut kalibriert worden war . Daneben sollten aus den Absolutintensitäten einzelner Ionen-Linien die jeweiligen Verunreinigungs-Konzentrationen bestimmt werden ; hierzu sollte versucht werden , aus den Intensitäts-Verhältnissen verschiedener Linien die Elektronen-Temperatur des Plasmas zu ermitteln .

Das untersuchte Plasma wurde mit Hilfe des Tokamak-Experiments UNITOR am 2.Physikalischen Institut der Universität Düsseldorf erzeugt .

2. Meßapparatur

2.1. Das Tokamak-Experiment UNITOR

Abb.1 zeigt einen Querschnitt durch das Entladungsgefäß und die Spulenkonfiguration von UNITOR. Das torusförmige Edelstahlgefäß hat einen rechteckigen Querschnitt; sein großer Radius beträgt $R = 0,3 \text{ m}$. An sechs Stellen seines Umfangs befinden sich jeweils ein seitliches Beobachtungsfenster sowie je eines an der Unter- und Oberseite, wobei das hier verwendete Röntgen-Spektrometer an eine der seitlichen Öffnungen angeflanscht wurde. Der kleine Plasma-Radius beträgt $a = 0,1 \text{ m}$ (einen kreisförmigen Plasma-Querschnitt vorausgesetzt); ein poloidaler Limiter wird nicht verwendet, stattdessen wirkt die äußere Wand des Gefäßes als toroidaler Limiter.

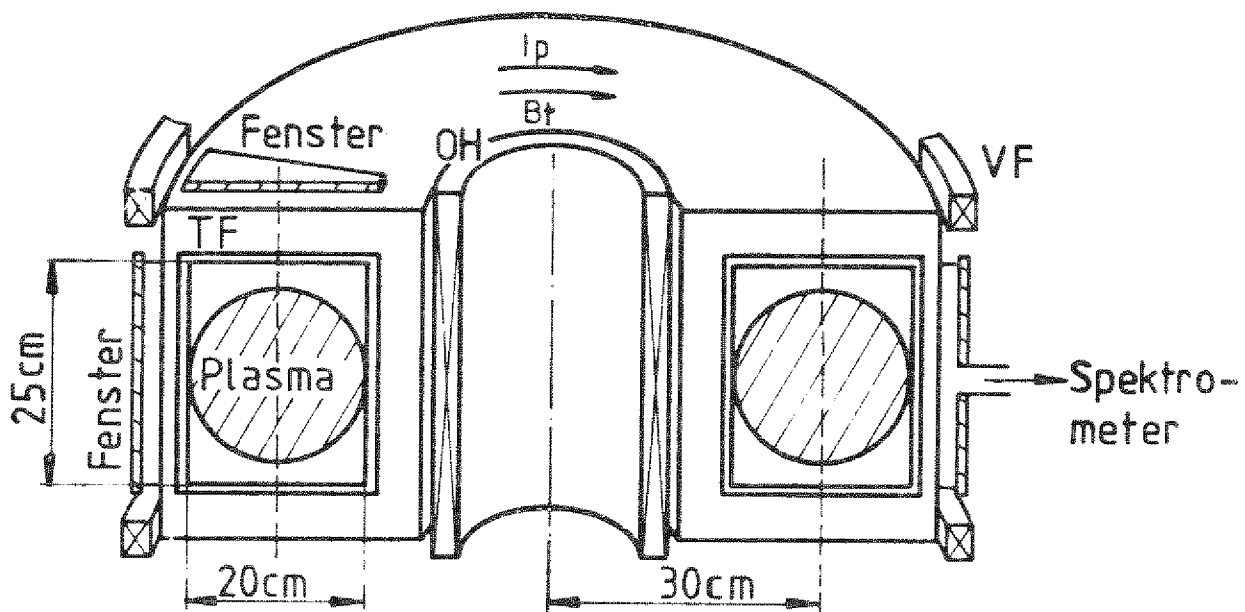


Abb.1 Querschnitt durch UNITOR

TF : Toroidalfeldspule VF : Vertikalfeldspule
OH : Transformatorspule für Ohmsche Heizung

Tab.1 faßt die wichtigsten Betriebs-Daten und Plasma-Parameter von UNITOR zusammen :

H ₂ -Fülldruck	$p(H_2) = 8,5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$	
Schußfolge	$15-20 \text{ h}^{-1}$	
toroidales Magnetfeld	$B_T \leq 1,7 \text{ T}$	
Plasmastrom	$I_p \leq 50 \text{ kA}$	
Pulsdauer	$\tau_p \leq 50 \text{ ms}$	
Elektronen-Dichte	$n_e \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	
Elektronen-Temperatur	$T_e \approx 150 \text{ eV}$	
Neutralteilchen-Temperatur	$T_n \approx 50 \text{ eV}$	Tab.1

Da diese Plasma-Parameter vergleichbar sind mit denjenigen , welche in der Randzone fusions-relevanter Plasmen erwartet werden , eignet sich das Experiment UNITOR gut zu Simulation und Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung solcher Großexperimente .

Eine ausführliche Beschreibung des Tokamak-Experiments UNITOR wurde in /8/ gegeben .

2.2. Das Bragg-Spektrometer

Zur spektralen Zerlegung der von UNITOR emittierten ultra-weißen Röntgenstrahlung wurde ein Bragg-Spektrometer mit ebenem Kristall verwendet . Da das Gerät schon von Schlüter /9/ ausführlich beschrieben wurde , soll hier nur auf die Unterschiede zu der dort geschilderten Anordnung eingegangen werden .

Abb.2 zeigt ein Schema der gesamten Versuchsanordnung einschließlich des Plasma-Torus . Der Sehstrahl des Spektrometers verläuft in der Äquator-Ebene des Torus und ist radial auf dessen Zentrum gerichtet .

Zur Kollimation der Strahlung diente ein Sollerspalt mit einem Öffnungswinkel von $0,4^\circ$.

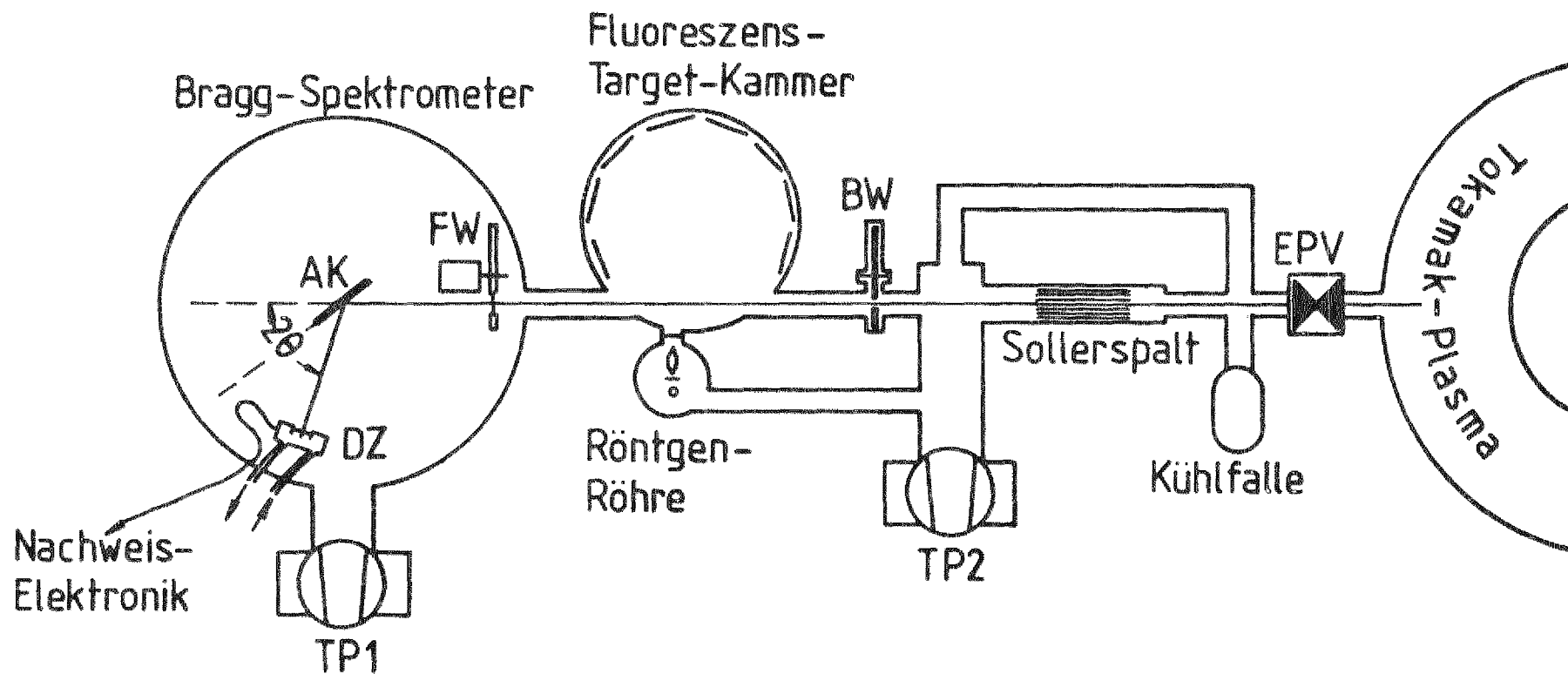


Abb. 2 Meßapparatur (schematisch)

AK = Analysator-Kristall

DZ = Durchfluß-Zählrohr

FW = Folienwechsler mit Schrittmotor

BW = Blendenwechsler

TP1, TP2 = Turbo-Molekular-Pumpen

EPV = elektropneumatisches Ventil

Die kollimierte Strahlung wurde von einem Analysator-Kristall entsprechend der Bragg'schen Reflexionsbedingung

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin \theta$$

wo n = Ordnung der Reflexion

d = Gitterkonstante des Kristalls

λ = Wellenlänge

θ = Reflexionswinkel (vgl. Abb. 2)

wellenlängen-selektiv auf ein Zählrohr reflektiert. Als Kristall wurde wahlweise ein Thallium-Hydrogen-Phtalat-Kristall (kurz: TAP; Gitterkonstante $2d = 25,9 \text{ \AA}$) oder ein Bleistearat-Kristall (kurz: PbSt; $2d = 100,4 \text{ \AA}$) verwendet. Bei einem einstellbaren Winkelbereich $2\theta = 20^\circ - 138^\circ$ ließ sich mit diesen beiden Kristallen somit der Spektralbereich von $\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ bis $93 \text{ \AA}$ erfassen.

Zwischen Sollerspalt und Kristall befand sich ein Folienwechsler, der mit Hilfe eines von außen ansteuerbaren Schrittmotors verstellt werden konnte. Hiermit war es möglich, für Transmissions-Messungen von Folien (s. Kap. 3.3.), zur Bestimmung der Elektronen-Temperatur (s. Kap. 4.2.2.) oder zur Unterdrückung von Falschlicht (s. Kap. 3.6.) verschiedene Absorptionsfolien in den Strahlengang einzubringen.

Die Wellenlängen-Kalibrierung des Spektrometers erfolgte mit Hilfe verschiedener Spektrallinien der helium-ähnlichen Ionen von Sauerstoff (O VIII) und Neon (Ne IX) sowie anhand der Absorptionskanten von Kohlenstoff (Formvar-Folie; PbSt-Kristall) und Bor (Folie mit Bornitrid-Bedampfung). Die Wellenlängen sind z.B. in /7/ bzw. /10/ tabelliert.

2.3. Der Strahlungs-Empfänger

Als Strahlungsdetektor wurde ein im Proportionalbereich betriebenes Durchfluß-Zählrohr mit seitlichem Fenster (Fabrikat Siemens) verwendet, mit welchem einzelne Photonen nachgewiesen werden. Als Fenster diente eine $4000 \text{ \AA}$ dicke Kunststoff-Folie aus Formvar auf einem Nickel-Stützgitter. Die Trans-

mission der Formvar-Folie betrug im betrachteten Spektralbereich zwischen 20 und 80% (vgl. Kap. 3.3.) . Das Zählgas war ein Gemisch aus 90% Argon und 10% Methan , welches unter Atmosphärendruck mit einer Durchflußrate von einigen l/h durch das Zählrohr strömte .

Das Zählrohr arbeitete im Proportionalbereich , wenn auf dem 40µm dicken Zähl draht eine Hochspannung von $U_{DZ}=+1,8\text{ kV}$ gegenüber dem Gehäuse lag . Abb. 3 zeigt die unter diesen Bedingungen gemessene Pulshöhen-Verteilung der Fluoreszenzstrahlung von Glas (SiO_2) . Man erkennt einen ungefähr linearen Zusammenhang zwischen der Photonen-Energie und derjenigen Pulshöhe , bei der die Pulshöhen-Verteilung ein Maximum hat . Darüber hinaus erkennt man aber auch , daß die Energie-Auflösung für $\lambda = 7,14\text{ \AA}$ nur 3-4 beträgt , für $\lambda = 23,7\text{ \AA}$ sogar nur 1-1,5 . Die Tatsache , daß sich die beobachteten mittleren Pulshöhen bei einer Steigerung der Zählrate auf 25000 s^{-1} gegenüber der Anfangs-Verteilung kontinuierlich um bis zu 25% verringern , bedeutet angesichts der großen Schwankungen der Zählrate während einer Entladung eine zusätzliche Verschlechterung der effektiven Energie-Auflösung . Trotzdem erwies sich die Energie-Dispersion des Proportionalzählers nicht nur für die Unterdrückung des Untergrund-Rauschens , sondern auch für die Diskriminierung zwischen Nutzstrahlung und harter Röntgenstrahlung als sehr nützlich . Dies spielte sowohl bei (a) der Messung der Kristall-Reflektion (s. Kap. 3.2.) als auch bei (b) der Identifizierung von γ -Photonen während der Tokamak-Entladung (s. Kap. 4.1.1.) und bei (c) der Bestimmung von T_e (s. Kap. 4.2.2.) eine große Rolle .

Für Messungen des langwelligen Spektrums ($\lambda \gtrsim 30\text{ \AA}$) mußte die Zählrohr-Spannung um etwa 120V erhöht werden , um eine saubere Trennung zwischen dem elektronischen Untergrund-Rauschen und den relativ kleinen Nutz-Impulsen zu gewährleisten . Zwar traten hierbei Abweichungen von der Proportionalität $PH \sim h\nu$ auf , doch war die Energie-Dispersion immer noch ausreichend , um die Erfüllung der oben angedeuteten Aufgaben (a) und (b) zu ermöglichen .

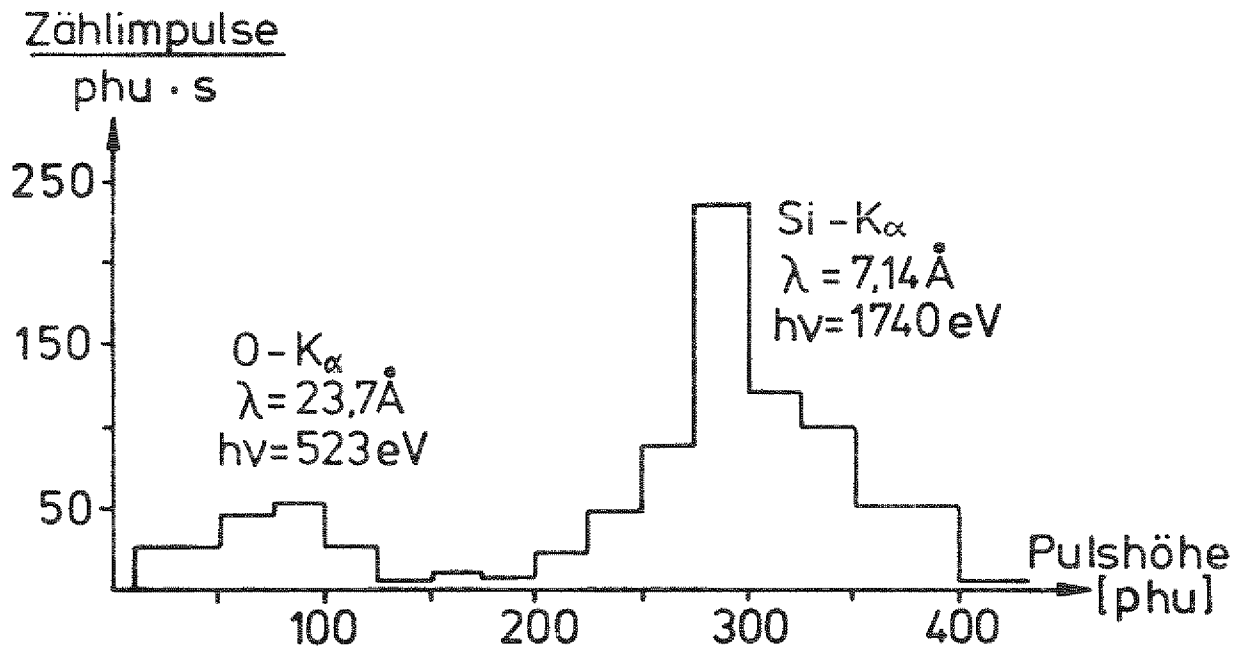


Abb.3 Pulshöhen-Spektrum der Fluoreszenz-Strahlung von SiO_2
gemessen mit Durchfluß-Zählrohr (Zählrohr $\varnothing = 40 \mu\text{m}$,
 $U_{\text{DZ}} = 1,94 \text{ kV}$, Zählgas: 90%Ar/10%CH $_4$) bei $Z \approx 22000 \text{ Imp/s}$

Die Bestimmung der Koinzidenz-Verluste des Nachweissystems Zählrohr/Verstärker/Diskriminator wurde nach der bei Bertin /10/ beschriebenen Ein-Folien-Methode durchgeführt. Dabei ergab sich für eine gemessene Zählrate von 25000 s^{-1} ein relativer Koinzidenz-Verlust von ca. 10%. Damit die Verluste 10% nicht überstiegen, wurde die Strahlung des Tokamak-Plasmas deshalb jeweils durch geeignete Blenden so weit abgeschwächt, daß im zeitlichen Maximum der Emission möglichst nicht mehr als 25 Photonen/ms gezählt wurden.

2.4. Hilfs-Strahlungsquelle für USX-Strahlung

Zur Funktionsprüfung von Spektrometer und Detektor sowie zur Absolut-Kalibrierung (Kristall-Reflexion, Folien-Transmission) wurde eine Hilfslichtquelle benötigt, welche möglichst monochromatische ultraweiche Röntgenstrahlung erzeugte. Da die

Kalibrierung in-situ erfolgen sollte , wurde eine solche Strahlungsquelle zwischen Spektrometer und Tokamak fest installiert .

Es handelt sich dabei um eine Target-Kammer mit integrierter Röntgen-Röhre (vgl. Abb. 2) . In einer bestimmten Position gibt die von außen verstellbare Target-Drehscheibe den Sehstrahl vom Spektrometer zum Tokamak-Plasma frei , in 8 anderen Positionen beobachtet das Spektrometer die Fluoreszenz-Strahlung verschiedener , meist reinelementiger , Targets , welche durch die Strahlung der seitlich angeordneten Röntgen-Röhre angeregt wird .

Morgan et al. /11/ führten die absolute Intensitäts-Kalibrierung eines Grazing-Incidence-Spektrometers ebenfalls mit Hilfe einer Strahlungsquelle durch , welche diskrete K-Linien im USX-Gebiet ($10-120\text{\AA}$) emittierte . Allerdings verwendeten sie dabei die direkte Strahlung einer Röntgen-Röhre mit austauschbarer Anode . Demgegenüber hat die hier beschriebene Fluoreszenz-Strahlungsquelle den Vorteil , daß

1. viel einfacher zwischen Kalibrier-Betrieb (Linienstrahler verschiedener Wellenlängen) und Meß-Betrieb (Tokamak-Plasma) umgeschaltet werden kann und

2. die Fluoreszenz-Strahlung der verschiedenen Targets kein Bremskontinuum enthält , da die Anregung nicht wie in /11/ durch Elektronen , sondern durch Photonen erfolgt .

Die Röntgen-Röhre wurde von Henke /6/ beschrieben und am Institut für Plasmaphysik der KFA Jülich nachgebaut . Es handelt sich dabei um eine offene , d.h. ständig zu evakuierende , Röhre , deren USX-Strahlung emittierende Anoden-Oberfläche von der Elektronen emittierenden Glühkathode geometrisch abgewandt ist ; dadurch wird verhindert , daß abgedampft Kathoden-Material die Anoden-Oberfläche zusetzen kann , was eine Änderung ihrer chemischen Zusammensetzung und ihres charakteristischen Linienspektrums zur Folge hätte . Bei einer Anoden-Spannung von +6kV gegenüber dem Röhren-Gehäuse emittierte die wassergekühlte und austauschbare Cu-Anode unter Elektronen-

Beschuß vorwiegend Cu-L α -Strahlung ($\lambda=13,3\text{\AA}$) , aber auch kürzerwellige Bremsstrahlung ($\lambda \geq 2\text{\AA}$) .

Da die Fluoreszenz-Ausbeute der anzuregenden USX-Strahlung sehr gering ist (typisch 1-3%) , war eine relativ hohe Leistung der anregenden Strahlung erforderlich , um gut meßbare Fluoreszenz-Linien zu bekommen ; die Röntgen-Röhre wurde deshalb i.a. mit einem Anoden-Strom von $I_A=200\text{mA}$ bei $U_A=+6\text{kV}$ betrieben . Unter diesen Anregungsbedingungen betrugen die Zählraten hinter dem Kristall in den Linien-Maxima zwischen 46s^{-1} für Zr-M γ ($\lambda=81,9\text{\AA}$) und 925s^{-1} für F-K α ($\lambda=18,3\text{\AA}$) .

Ein störungsfreier Betrieb der Röhre erfordert ein Hochvakuum von ca. 10^{-6}mbar . Dieses wurde durch die Turbo-Molekular-Pumpe TP2 (s.Abb.2) erzeugt und von dem schlechteren Vakuum in der Target-Kammer ($p \approx 2 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$) durch ein Fenster aus 2 mm dickem Mylar getrennt . Die Transmission der Mylar-Folie für Cu-L α -Strahlung betrug etwa 45% .

2.5. Das Vakuumsystem

Die Ansprüche an das Vakuum wurden durch die Forderung bestimmt , daß das aus dem Spektrometer in den Tokamak strömende Restgas so weit reduziert werden mußte , daß es die Tokamak-Entladung nicht beeinträchtigte . Hierzu wurde die in Abb.2 skizzierte Apparatur von zwei Turbo-Molekular-Pumpen mit je 280 l/s Saugleistung evakuiert , wobei TP1 im Bragg-Spektrometer ein Vakuum von ca. $2 \cdot 10^{-5}\text{mbar}$ erzeugte , während TP2 durch differentiellles Pumpen das Vakuum zwischen dem Soller-spalt und dem Ventil EPV auf ca. $6 \cdot 10^{-7}\text{mbar}$ verbesserte , wenn die dort befindliche Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff gefüllt war .

Um den Gas-Austausch zwischen dem Bragg-Spektrometer einerseits und dem Tokamak andererseits so gering wie möglich zu halten , wurde außerdem das mit Preßluft getriebene elektropneumatische Ventil EPV nur jeweils kurz vor dem Zünden des Plasmas für ca. 100 ms geöffnet . Den Trigger-Impuls hierfür lieferte der Mikroprozessor des Steuersystems von UNITOR .

Nach Abschluß aller Messungen stellte sich heraus , daß das Ventil EPV ein Leck von ca. $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ hatte . Die Konsequenzen dieses Lecks für das Tokamak-Plasma werden am Ende von Kap.4.2.2.3. ausführlich diskutiert .

2.6. Die Meßdaten-Erfassung

Die Verarbeitung der Meßdaten ist in Abb.4 in Form eines Block-Diagramms dargestellt . Die Zählrohr-Impulse (Pulshöhe $PH \sim h\nu$) werden von einem am Spektrometer befindlichen Vorverstärker ca. 25-fach verstärkt und über eine abgeschirmte 50Ω -Leitung in den Kontrollraum von UNITOR geführt . Dort werden sie nochmals 10-20fach auf Pulshöhen von 0,1-3,5V verstärkt und auf den Eingang eines Pulshöhen-Diskriminators gegeben . Der Diskriminator verfügt über je eine verstellbare untere (US) und obere Schwelle (OS) sowie über zwei unabhängige Ausgänge ch1 und ch2 , an denen immer dann ein TTL-Puls auftritt , wenn auf den Diskriminator-Eingang ein Impuls mit $US < PH < OS$ (ch1) bzw. mit $PH > OS$ gegeben wird .

Die Ausgangs-Impulse der beiden Diskriminator-Kanäle werden mit einem Latching-Scaler (Modell Lecroy8590) gezählt . Ein Latching-Scaler ist ein , meist mehrkanaliger , elektronischer Zähler mit je einem TTL-Zähleingang und einem schnellen Zwischenspeicher pro Kanal , der immer dann seine Speicherinhalte (d.h. Zählerstände) in ein nachgeschaltetes Memory (hier verwendet: Modell Lecroy8801) transportiert , wenn auf seinen Latch-Eingang ein TTL-Puls gegeben wird . Der Mikroprozessor des Steuersystems von UNITOR triggert kurz vor Einsetzen der Tokamak-Entladung einen Clock-Generator , der mit einer Frequenz von 10kHz TTL-Pulse auf den Latch-Eingang des Scalers gibt . Hierdurch wird alle $100 \mu\text{s}$ die Anzahl der während dieses Zeitintervalls auf ch1 und ch2 gezählten Impulse weitergegeben , so daß nach der Entladung der vollständige zeitliche Verlauf der Zählraten über eine Dauer von ca. 60ms mit einer Zeitauflösung von 0,1ms im Memory abgespeichert ist , von wo die Daten mit einem Dietz-Rechner ausgelesen werden . Latching-Scaler , Memory und Clock-Generator sind Teile eines CAMAC-Systems .

Zur Vermeidung von Erdschleifen zwischen Tokamak und CAMAC-Crate sind Pulshöhen-Diskriminator und Latching-Scaler durch zwei Optokoppler galvanisch getrennt .

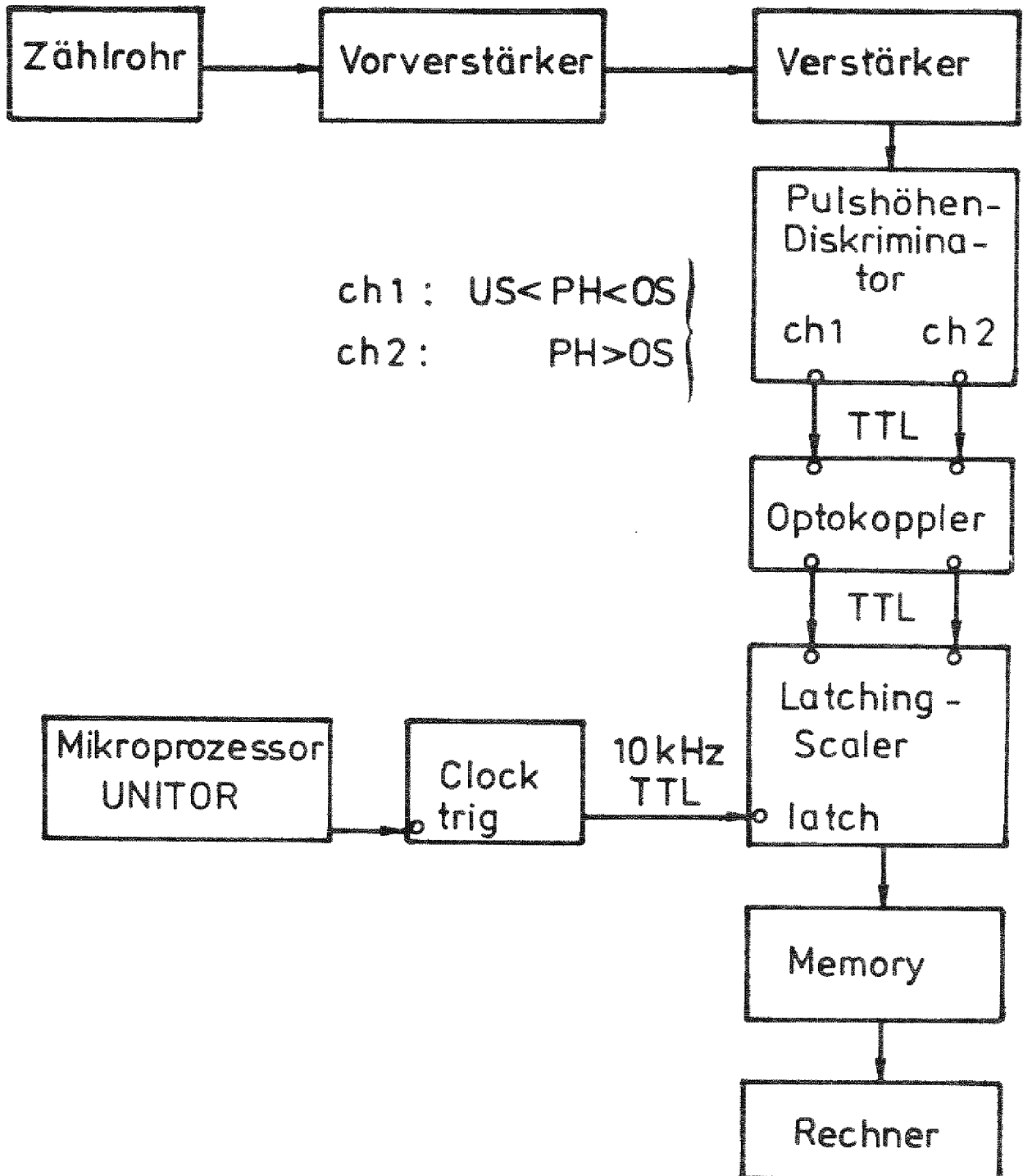


Abb. 4 Meßdaten-Verarbeitung

3. Absolut-Kalibrierung des Spektrometers

3.1. Problemstellung

$\beta_\lambda^s(\lambda, r)$ sei die bei der Wellenlänge λ und am Ort r (Koordinate des kleinen Plasma-Radius) vom Plasma emittierte Strahlungsleistung pro Wellenlängen-Einheit ($\text{\AA}$) und pro Volumeneinheit (cm^3). Ein Spektrometer, dessen Sehstrahl in der Äquator-Ebene des Torus verläuft und durch dessen Zentrum geht, beobachtet dann die über den Sehstrahl integrierte Strahlungsdichte

$$\int_{-a}^{+a} \beta_\lambda^s(\lambda, r) dr =: L_s(\lambda) \quad (1)$$

wobei es sich um eine Flächenstrahldichte handelt mit der Dimension $\text{Watt cm}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$ und die Integrationsgrenze a den kleinen Plasma-Radius bedeutet.

Der Zusammenhang zwischen $L_s(\lambda)$ und der Intensität $I^e(\lambda)$, welche der Strahlungs-Empfänger des in 1. Ordnung auf λ eingestellten Spektrometers nachweist, wird beschrieben durch

$$I^e(\lambda) = S(\lambda) \cdot L_s(\lambda) \quad (2)$$

wo $S(\lambda)$ die spektrale Empfindlichkeit des Systems Spektrometer/Detektor darstellt und die Dimension $\text{cm}^2 \cdot \text{\AA}$ hat. Bei Kenntnis von $S(\lambda)$ erhält man deshalb aus dem zwischen λ_1 und λ_2 gemessenen kontinuierlichen Spektrum $I^e(\lambda)$ die zugehörige absolute Emission durch die Beziehung

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_s(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I^e(\lambda)}{S(\lambda)} d\lambda \quad (3)$$

Analog gilt für eine Linie mit der Wellenlänge λ_0

$$L(\lambda_0) := \int_{\text{Linie } \lambda_0} L_s(\lambda) d\lambda = S^{-1}(\lambda_0) \cdot \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} I^e(\lambda) d\lambda \quad (4)$$

wobei $\Delta\lambda$ die Apparatebreite des Spektrometers ist und von $I^e(\lambda)$ gegebenenfalls erst ein Linien-Untergrund subtrahiert werden muß .

Die Absolut-Kalibrierung des Systems , d.h. die Bestimmung von $S(\lambda)$, ist im USX-Gebiet besonders problematisch . Für diesen Spektralbereich gibt es nämlich keinen Normalstrahler mit einem genau bekannten absoluten Emissionsspektrum , wie man ihn z.B. für das sichtbare Spektrum mit dem Kohlebogen oder der Wolfram-Band-Lampe zur Verfügung hat . Die bisher einzige Ausnahme , die Synchrotronstrahlung , erlaubt keine in-situ-Kalibrierung am Meßort . In der vorliegenden Arbeit wurde die spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ deshalb durch Kalibrierung jeder Spektrometer-Komponente für sich ermittelt :

$$S(\lambda) = F_s \cdot \Omega_e \cdot A \cdot r_K(\lambda) \cdot \tau_{DZ}(\lambda) \cdot \chi_{DZ}(\lambda, Z) \quad (5)$$

Hierin bedeutet F_s die effektive strahlende Fläche , die das Spektrometer beobachtet ; Ω_e den Raumwinkel , unter dem der Empfänger (Zählrohr-Fenster) vom Plasma aus erscheint ; A einen Abschwäch-Faktor ($\ll 1$) , welcher die Transmission verschiedener Stützgitter und zusätzlicher Blenden berücksichtigt , die sich im Strahlengang befinden ; $r_K(\lambda)$ das Reflexionsvermögen des verwendeten Kristalls ; $\tau_{DZ}(\lambda)$ die Transmission des Zählrohr-Fensters und $\chi_{DZ}(\lambda, Z)$ die Quantenausbeute der Zählgas-Füllung des Detektors , welche außer von λ auch von der Zählrate Z abhängt . Im Folgenden (Kap.3.2.-3.4.) soll die Bestimmung der verschiedenen zu $S(\lambda)$ beitragenden Faktoren beschrieben werden .

3.2. Kristall-Reflexion $r_K(\lambda)$

Nach Gl.(4) und (5) gilt für die vom Empfänger nachgewiesene Intensität einer Linie der Wellenlänge

$$\int_{\text{Linie}} I^e(\lambda) d\lambda = I^{eh}(\lambda_0) \cdot r_K(\lambda_0) \cdot \tau_{DZ}(\lambda_0) \cdot \chi_{DZ}(\lambda, Z) \quad (6)$$

wobei

$$I^{\text{ein}}(\lambda_0) := L(\lambda_0) \cdot F_s \cdot \Omega_e \cdot A$$

die auf den Kristall auffallende Intensität ist .

Andererseits läßt sich die Intensität am Empfänger des entsprechend der Braggschen Reflexions-Bedingung auf λ' eingestellten Spektrometers beschreiben durch

$$I^e(\lambda') = \int_0^\infty i^{\text{ein}}(\lambda) \cdot R(\lambda', \lambda' - \lambda) \tau_{DZ}(\lambda') \cdot \tau_{DZ}(\lambda', \lambda) d\lambda \quad (7)$$

wobei $i^{\text{ein}}(\lambda)$ die bei λ pro Wellenlängen-Einheit auf den Kristall auffallende Intensität ist und R die Apparatfunktion des Kristalls . R ist eine schwach veränderliche Funktion von λ' , aber stark veränderlich mit $\lambda' - \lambda$, so daß R nur in einer Umgebung von der Größenordnung der Apparatebreite um λ' herum endliche Werte annimmt . Das Apparateprofil des Sollerspalt ist bereits durch den in $i^{\text{ein}}(\lambda)$ enthaltenen Raumwinkel berücksichtigt .

Für Linien-Messungen vereinfacht sich Gl.(7) wegen der geringen Änderung von R und τ_{DZ} bei Variation von λ' über eine Linienbreite zu

$$I^e(\lambda') = \tau_{DZ}(\lambda_0) \cdot \tau_{DZ}(\lambda_0, \lambda') \cdot R(\lambda_0, \lambda' - \lambda_0) \cdot \int_{\text{Linie}} i^{\text{ein}}(\lambda) d\lambda \quad (8)$$

Aus Gl.(8) geht hervor , daß der Verlauf von $I^e(\lambda')$ die Apparatfunktion des Kristalls wiedergibt . Durch Integration von Gl.(8) über die gemessene Linie erhält man

$$\int_{\Delta\lambda} I^e(\lambda') d\lambda' = \tau_{DZ}(\lambda_0) \cdot \tau_{DZ}(\lambda_0, \lambda') \cdot \int_{\Delta\lambda} R(\lambda_0, \lambda' - \lambda_0) d\lambda' \cdot \int_{\text{Linie}} i^{\text{ein}}(\lambda) d\lambda \quad (9)$$

Setzt man $\int_{\text{Linie}} i^{\text{ein}}(\lambda) d\lambda = I^{\text{ein}}(\lambda_0)$ und ersetzt wegen $\lambda = 2d \cdot \sin\theta$ und $d\lambda = 2d \cdot \cos\theta d\theta$ das Differential $d\lambda'$ durch $\sqrt{4d^2 - \lambda^2} \cdot d\theta$, so folgt aus Gl.(9)

$$\int_{\Delta\lambda} I^e(\lambda') d\lambda' = I^{ein}(\lambda_0) \cdot \sqrt{4d^2 - \lambda^2} \cdot \int R(\theta_0, \theta - \theta_0) d\theta \cdot \tau_{D_2}(\lambda) \cdot \chi_{D_2}(\lambda, z) \quad (10)$$

woraus sich durch Vergleich mit Gl.(6) die Beziehung

$$\tau_K(\lambda) = \sqrt{4d^2 - \lambda^2} \cdot \int_{\Delta\theta} R(\theta_0, \theta - \theta_0) d\theta \quad (11)$$

ablesen läßt .

Das Integral $\int R(\theta_0, \theta - \theta_0) d\theta$, welches häufig als "integrale Reflektivität" $R_{int}(\lambda)$ bezeichnet wird , läßt sich nach folgender Gleichung experimentell bestimmen :

$$\begin{aligned} R_{int}(\lambda_0) &= \int R(\theta_0, \theta - \theta_0) d\theta \\ &= \frac{d\theta}{dt} \cdot \frac{1}{N_0} \cdot \int_{Linie} N_0 \cdot R(\theta_0, \theta - \theta_0) \frac{dt}{d\theta} d\theta \end{aligned} \quad (12)$$

was mit $\omega := \frac{d\theta}{dt}$ und $N := \int_{Linie} N_0 R(\theta_0, \theta - \theta_0) \frac{dt}{d\theta} d\theta$ äquivalent ist mit

$$R_{int}(\lambda_0) = \omega \cdot \frac{N(\lambda_0)}{N_0(\lambda_0)} \quad (13)$$

Zur Bestimmung von $R_{int}(\lambda_0)$ nach Gl.(13) wird monochromatische Strahlung der Wellenlänge λ_0 zunächst bei $\theta = 0^\circ$ und aus dem Strahlengang entferntem Kristall gemessen ; $N_0(\lambda_0) = I^{ein}(\lambda_0) \cdot \lambda_0 / hc$ ist die dabei ermittelte Zählrate in Photonen/s . Anschließend wird für dieselbe Strahlung der λ_0 entsprechende Bragg-Reflex 1. Ordnung durch Verdrehen des Kristalls mit der Winkelgeschwindigkeit ω über die volle Linienbreite abgefahren , wobei $N(\lambda_0)$ Photonen registriert werden . $N(\lambda_0)$ kann nämlich als zeitliches Integral über $N_0 \cdot R(\theta_0, \theta - \theta_0)$ beim Abtasten der Linie aufgefaßt werden , wobei dieser Integrand gerade die Zählrate (in Phot./s) der reflektierten Strahlung bei Variation von θ wiedergibt . R_{int} hat die Dimension rad .

Zur praktischen Durchführung der Messung von $R_{\text{int}}(\lambda)$ wurde möglichst monochromatische Fluoreszenz-Strahlung verwendet, welche mit Hilfe der in Kap.2.4. beschriebenen Hilfs-Strahlungsquelle erzeugt wurde; die Wellenlänge konnte dabei zwischen $7,14\text{\AA}$ und $81,9\text{\AA}$ in 10 Schritten variiert werden. Da die verwendete Strahlung trotz reinelementiger Fluoreszenz-Targets i.a. nicht völlig monochromatisch war, wurde zur Messung von $N_0(\lambda_0)$ ($\theta = 0^\circ$) das Pulshöhen-Fenster des Diskriminators so eingestellt, daß alle Photonen der Wellenlänge λ_0 registriert wurden, Impulse durch Photonen anderer Wellenlängen jedoch möglichst unterdrückt wurden. Besonders wichtig war dies für Messungen an den M_f -Linien von Mo und Zr, da zusammen mit diesen immer auch die zugehörigen viel kürzerwelligen L-Linien angeregt wurden. Allerdings half die Pulshöhen-Diskrimination dort nicht weiter, wo Streustrahlung beteiligt war, deren Wellenlänge λ_s sich um einen Faktor 2 oder weniger von λ_0 unterschied. In diesen Fällen mußte die Linie bei λ_s mitgemessen werden, damit $N_0(\lambda_0)$ mit Hilfe von $R_{\text{int}}(\lambda_s)$ um den Beitrag von λ_s korrigiert werden konnte.

Die auf diese Weise experimentell bestimmten integralen Reflektivitäten $R_{\text{int}}(\lambda)$ der Kristalle TAP und PbSt sind in Abb.5a und 5b dargestellt. Miteingezeichnet sind jeweils die von Henke /6/ gemessenen Werte. Man erkennt, daß die in dieser Arbeit gewonnenen Resultate für beide Kristalle um 25-40% unter den Meßwerten von Henke liegen, wobei die Abweichungen zu größeren Wellenlängen hin zunehmen. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanzen wäre eine Verunreinigung der Kristalloberflächen, z.B. durch Öl-Dämpfe aus dem Vakuum-System, welche in diesem Spektralbereich schon bei sehr geringen Schichtdicken eine merkliche Absorption der Strahlung verursachen würde. Die gemessenen $R_{\text{int}}(\lambda)$ -Werte waren auf 10% reproduzierbar; im Rahmen dieser Meßgenauigkeit wurden im Laufe von ca. 6 Monaten keine Änderungen des Reflexionsvermögens festgestellt.

Bemerkenswert ist das aus Abb.5b abzulesende geringe Reflexionsvermögen des PbSt-Kristalls zwischen etwa $30\text{\AA}$ und der

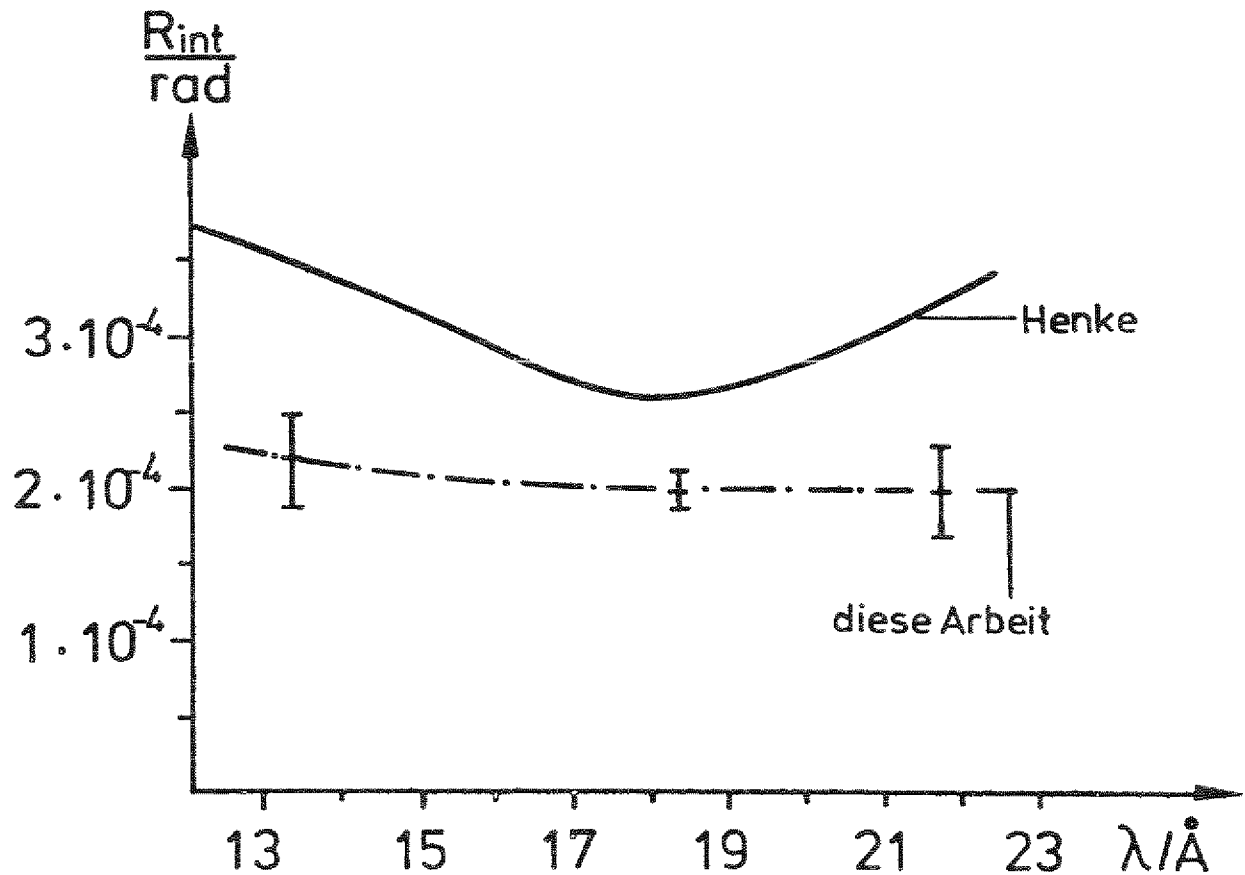


Abb.5a Integrales Reflexionsvermögen des TAP-Kristalls

Kohlenstoff-Absorptionskante bei $43,7\text{\AA}$. In Ermangelung geeigneter isoliert anregbarer Spektrallinien in diesem Bereich konnte $R_{\text{int}}^{\text{PbSt}}(\lambda)$ zwischen $23,7\text{\AA}$ und $44,7\text{\AA}$ nur unter Zuhilfenahme des von Henke angegebenen relativen Verlaufs grob interpoliert werden, was eine große Unsicherheit bei der Bestimmung der Gesamt-Empfindlichkeit $S(\lambda)$ in diesem Spektralgebiet zur Folge hatte.

3.3. Quantenausbeute des Zählrohrs

Das zum Strahlungs-Nachweis verwendete Durchfluß-Zählrohr stellt einen absoluten Detektor dar, da jedem ausgelösten Zählimpuls eine genau bekannte Strahlungs-Energie von $h\nu$ entspricht. Der Zusammenhang zwischen der auf den Detektor auftreffenden Intensität $I_{\text{DZ}}^{\text{ein}}(\lambda)$ und der gemessenen Zählrate $Z^e(\lambda)$ wird beschrieben durch ...

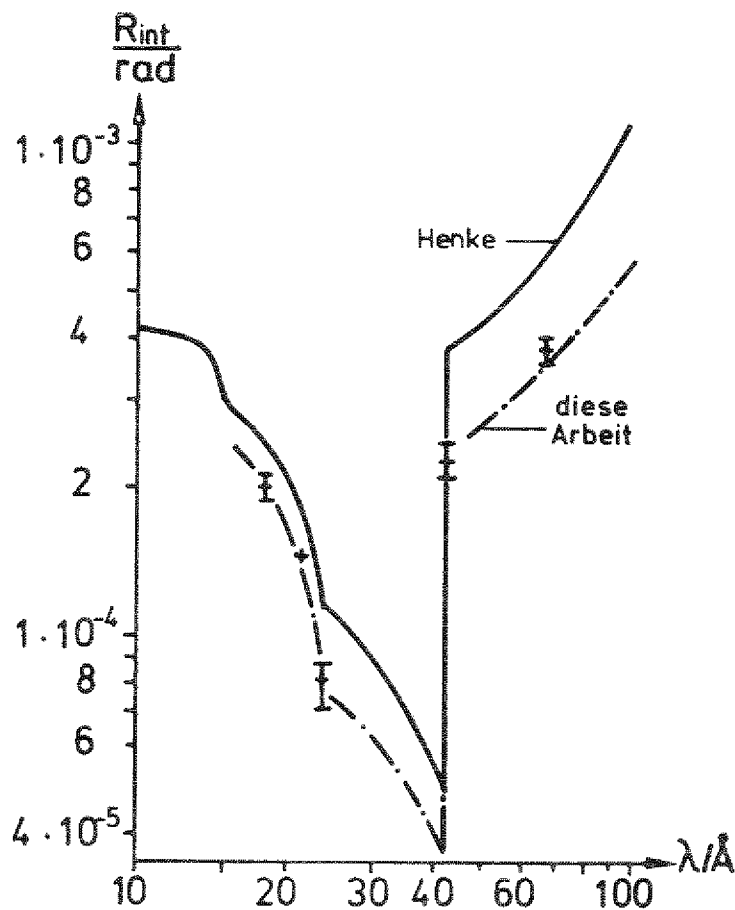


Abb.5b Integrales Reflexionsvermögen des PbSt-Kristalls

$$\dots \quad Z^e(\lambda) = \frac{I_{DZ}^{ein}(\lambda)}{h\nu} \cdot S_{DZ}(\lambda, Z^e)$$

wobei die Quantenausbeute $S_{DZ}(\lambda, Z^e)$ des Zählrohrs das Produkt aus der Fenster-Transmission $\tau_{DZ}(\lambda)$ und der Quantenausbeute $\gamma_{DZ}(\lambda, Z^e)$ des Zählgases ist :

$$S_{DZ}(\lambda, Z^e) = \tau_{DZ}(\lambda) \cdot \gamma_{DZ}(\lambda, Z^e)$$

3.3.1. Transmission des Zählrohr-Fensters

Die Transmission der als Zählrohr-Fenster dienenden Formvar-Folie wurde aus der Abschwächung der verschiedenen Fluoreszenz-Linien ($\lambda=13,3-81,9\text{\AA}$) durch eine zweite Formvar-Folie

bestimmt . Diese war vom selben Typ wie die in das Zählrohr eingebaute Folie und wurde mit Hilfe des Folienwechslers in den Strahlengang eingebracht . Im Rahmen der Meßgenauigkeit von $(5 \pm 3)\%$ stimmten dabei die $\tau_{DZ}(\lambda)$ -Werte verschiedener Exemplare überein .

Abb.6 zeigt das auf diese Weise ermittelte Transmissions-Spektrum der verwendeten Formvar-Folien . Laut Hersteller-Angabe sollten diese Folien eine Dicke von $4000\text{\AA}$ (bei $\rho = 1,23 \text{ g/cm}^3$) haben . Bei Verwendung der von Henke /6/ angegebenen Massen-Absorptions-Koeffizienten lassen sich die gemessenen $\tau_{DZ}(\lambda)$ -Werte jedoch am besten durch das theoretische Transmissions-Spektrum einer $5600\text{\AA}$ ($\approx 68,4 \mu\text{g/cm}^2$) dicken Formvar-Schicht approximieren , welches in Abb.6 als durchgezogene Kurve eingezeichnet ist . Ursache für diese Abweichung könnte sowohl eine ungenaue Hersteller-Angabe bezüglich der Folien-Dicke als auch eine Verschmutzung der Folien-Oberflächen durch kohlenstoff-haltige Verbindungen sein .

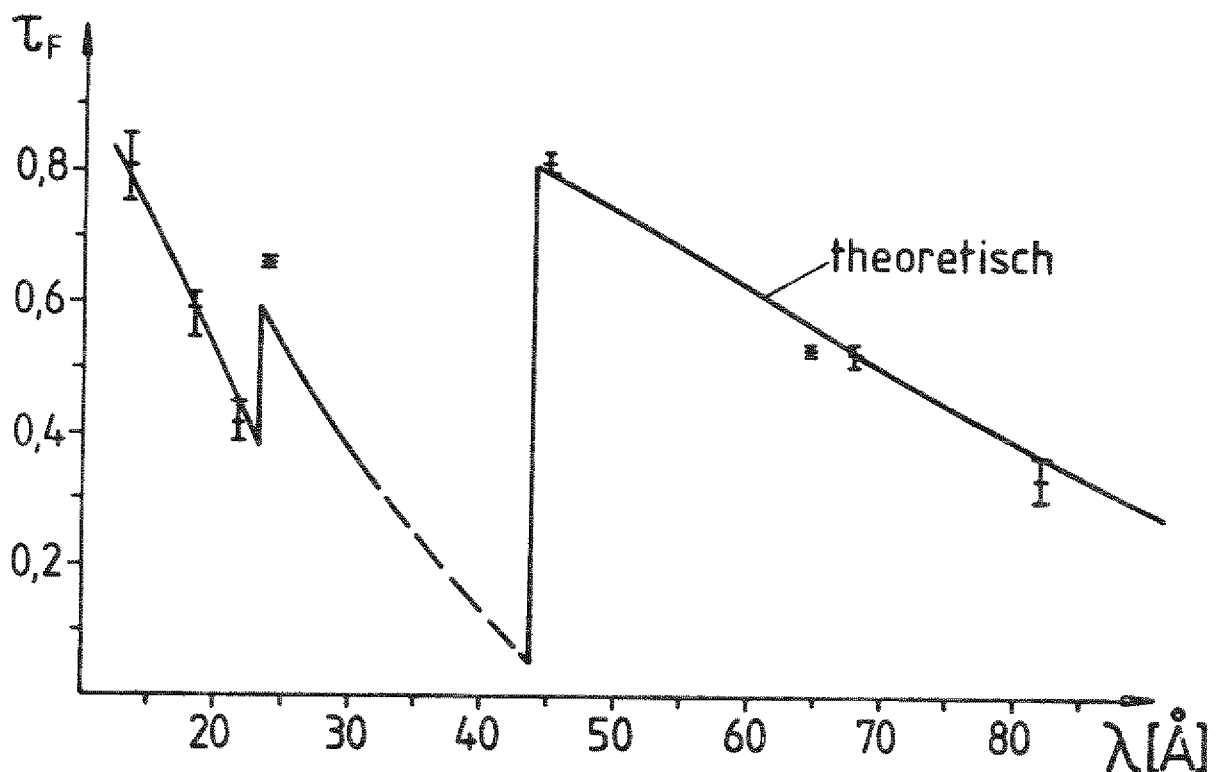


Abb.6 Transmissions-Spektrum der Formvar-Folie

theoretische Kurve für $5600\text{\AA}$ ($\approx 68,4 \mu\text{g/cm}^2$) Dicke
mit Absorptionskoeffizienten nach /6/

3.3.2. Quantenausbeute des Zählgases

Die vom Zählrohr-Fenster durchgelassenen Photonen werden im Zählgas vollständig absorbiert : z.B. für $\lambda=13,35\text{\AA}$ (Cu-L α) wäre die Transmission des Zählgases (90%Ar,10%CH $_4$, Schichtlänge d=2cm) bei einem Fülldruck von 400mbar ca. 1% (Absorptionskoeffizienten vgl. /6/) ; bei dem tatsächlich eingestellten Druck von 1at und für alle größeren Wellenlängen wird die Transmission noch kleiner , so daß sich die Absorption nur unwesentlich von 1 unterscheidet .

Experimente , bei denen ein Durchfluß-Zählrohr konstanter monochromatischer USX-Strahlung ausgesetzt war , während sein Fülldruck p systematisch variiert wurde (/6/,/12/) , ergaben eine strenge Proportionalität zwischen der gemessenen Zählrate und der (theoretisch berechneten) Absorption der Strahlung durch das Zählgas , welche von λ , p und d abhängt . Insbesondere zeigte sich dabei , daß bei hohen Drucken eine weitere Druck-Steigerung die nachgewiesenen Zählraten weder erhöhte noch erniedrigte ; es fand Totalabsorption statt . Hieraus wurde geschlossen , daß der Einfluß einer eventuellen Totschicht hinter dem Eintrittsfenster solcher Detektoren vernachlässigt werden kann , da anderenfalls mit zunehmendem Gasdruck ein wachsender Bruchteil der Photonen in dieser Totschicht absorbiert würde , was ein Absinken der Zählraten zur Folge hätte .

Jedes im Zählgas absorbierte USX-Photon löste deshalb genau einen Zählimpuls aus , sofern es nicht mit einem anderen Photon koinzidierte . Wie in Kap.2.3. beschrieben , wurde für die relativen Koinzidenzverluste $\Delta z_{ko}^e / z^e \lesssim 0,10$ bei $z^e \lesssim 25000\text{s}^{-1}$ ermittelt . Angesichts der im Experiment beobachteten Zählraten konnten diese Verluste in guter Näherung dadurch global berücksichtigt werden , daß $\Delta z_{ko}^e / z^e = 0,08 \pm 0,03$ gesetzt wurde . Hiermit ergibt sich für die Quantenausbeute des Zählgases

$$\gamma_{DZ}(\lambda, z^e) = 0,92 \pm 0,03$$

im gesamten USX-Gebiet .

3.4. Bestimmung des Raumwinkels

Ein Strahlungs-Empfänger der Fläche df_e empfängt von einem im Abstand r befindlichen Flächenstrahler der Fläche df_s und der Flächenstrahldichte L die Strahlungsintensität

$$dI = \frac{df_e}{4\pi r^2} \cdot df_s \cdot L \quad (14)$$

wenn df_e und df_s infinitesimal klein sind. Der Faktor $df_e/(4\pi r^2)$ ist hierbei der relative Raumwinkel, unter dem das Flächenelement df_e vom Ort des Strahlers aus erscheint, was gleichbedeutend ist mit dem Verhältnis von empfangener Intensität zu emittierter Gesamt-Intensität.

Im vorliegenden Experiment sind sowohl der Empfänger (Zählrohr-Fenster) als auch der Strahler (Querschnittsfläche des Sehstrahls am Ort des Plasmas) flächenhaft ausgedehnt, so daß zur Bestimmung der Gesamt-Intensität am Empfänger Gl.(14) über die Koordinaten von Empfänger (x_e, y_e) und Strahler (x_s, y_s) integriert werden muß:

$$I = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \int_{F_s} f_e(x_s, y_s) df_s \cdot L \quad (15)$$

Hierbei ist $df_s = dx_s \cdot dy_s$ und F_s die strahlende Fläche, während $f_e(x_s, y_s)$ den vom Punkt (x_s, y_s) des Strahlers aus sichtbaren Teil der Empfänger-Fläche bedeutet und eine Abkürzung ist für

$$f_e(x_s, y_s) := \int_{y_e^{\min}}^{y_e^{\max}} \int_{x_e^{\min}}^{x_e^{\max}} dx_e dy_e$$

wo die Integrationsgrenzen Funktionen von x_s und y_s sind, welche durch die Geometrie der den Strahlengang einengenden Blenden bestimmt werden. Bei der in Gl.(15) durchgeführten Integration von Gl.(14) wurde vorausgesetzt, daß wegen der geringen Ausdehnung der beiden Flächen ($F_e = 4 \text{ cm}^2$; $F_s = 3 \text{ cm}^2$)

und des großen Abstands ($r = 211 \text{ cm}$) für den Integrationsbereich r und L als konstant betrachtet werden können .

Durch Vergleich von (14) und (15) erkennt man , daß

$$\frac{1}{4\pi r^2} \cdot \int_{F_s} f_e(x_s, y_s) d f_s = F_s \cdot \Omega_e \quad (16)$$

wo Ω_e den mittleren (relativen) Raumwinkel darstellt , unter dem der Empfänger vom Strahler aus erscheint .

Die numerische Auswertung des Integrals in (16) ergab mit $F_s = 3 \text{ cm}^2$ einen relativen Raumwinkel $\Omega_e = 2,85 \cdot 10^{-6}$, was mit $\omega_e = 4\pi \Omega_e$ sterad einem absoluten Raumwinkel von

$$\omega_e = 3,58 \cdot 10^{-5} \text{ sterad}$$

entspricht .

Eine weitere geometrische Reduzierung der vom Zählrohr nachgewiesenen Strahlung bewirkten die Stützgitter von Zählrohr und Zählrohr-Folie , deren Transmission zusammen 25,5 % betrug. Außerdem dienten zusätzliche Blenden , die mit Hilfe des Blendenwechslers BW (s.Abb.2) in den Strahlengang eingebracht wurden , zur Abschwächung zu hoher Intensitäten , wie bereits in Kap.2.3. erläutert wurde . Wahlweise konnte die Strahlung hiermit um einen Faktor $a = 8,2 - 18,9 - 38,5 - 75,6 - 210$ oder 472 abgeschwächt werden . Der in Gl.(5) auftretende Abschwäch-Faktor A beträgt somit $A = 0,255/a$.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Geometrie-Faktors $F_s \cdot \Omega_e \cdot A$ wird auf 10 % geschätzt ; sie wird vor allem durch die Möglichkeit einer Fehljustierung des Strahlengangs und durch die Toleranzen der Abschwäch-Blenden verursacht .

3.5. Spektrale Gesamt-Empfindlichkeit $S(\lambda)$

Faßt man die Ergebnisse von Kap.3.2.-3.4. zusammen , so erhält man nach Gl.(5) für die spektrale Empfindlichkeit des Systems

$$S(\lambda) = 3 \text{ cm}^2 \cdot 2,85 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{0,255}{a} \cdot \sqrt{4d^2 - \lambda^2} \cdot R_{\text{int}}(\lambda) \cdot \tau_{\text{DZ}}(\lambda) \cdot 0,92 \quad (17)$$

wobei $R_{\text{int}}(\lambda)$ und $\tau_{\text{DZ}}(\lambda)$ den in Abb.5 und 6 dargestellten Meßkurven entnommen werden . Die Abbildungen 7a und 7b zeigen die so gewonnenen Verläufe der Absolut-Empfindlichkeit $S(\lambda)$ bei Verwendung des TAP- bzw. des PbSt-Kristalls für $a = 1$.

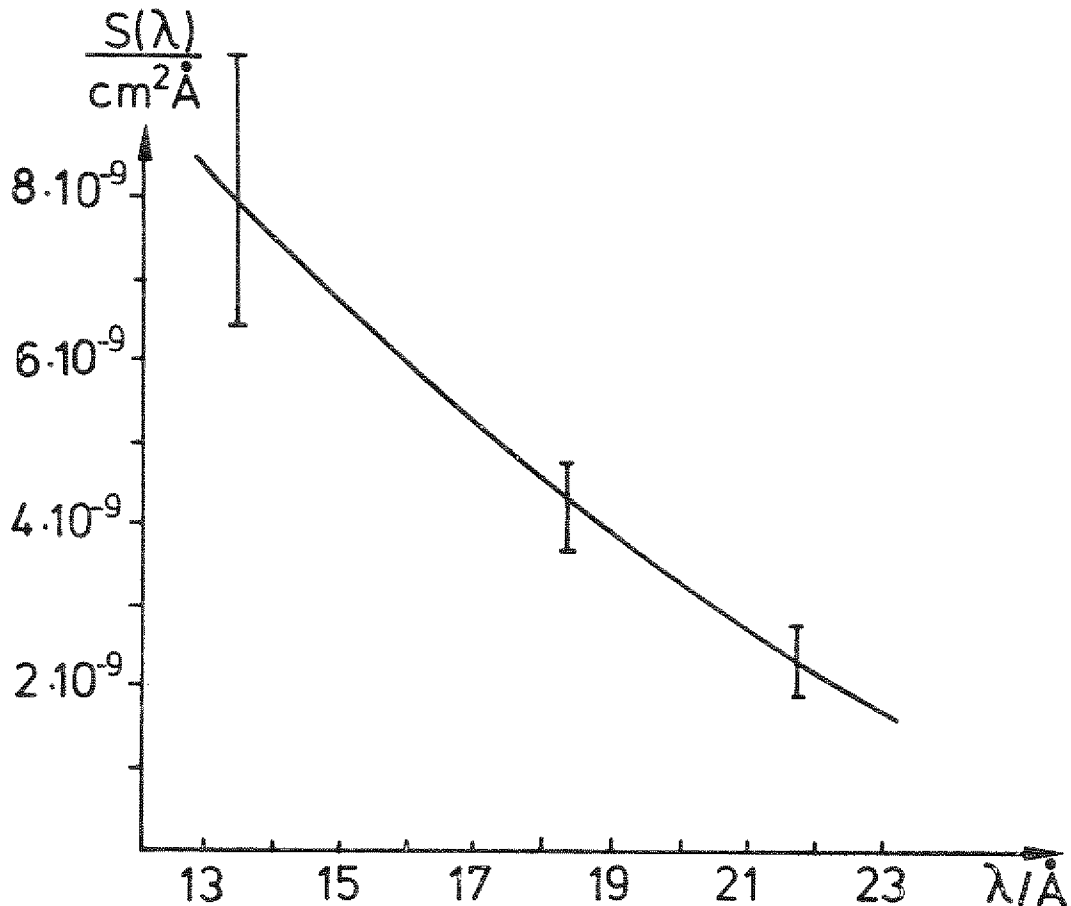


Abb.7a Absolute Empfindlichkeit des Systems nach Gl.(17)
bei Verwendung des TAP-Kristalls

Die relative Unsicherheit von $S(\lambda)$ beträgt dabei ca. 15%, wenn man $\Delta(\Omega_e \cdot A) / (\Omega_e \cdot A) = 0,1$ und $\Delta R_{\text{int}} / R_{\text{int}} = 0,1$ und $\Delta \tau_{\text{DZ}} / \tau_{\text{DZ}} = 0,05$ und $\Delta Z_{\text{ke}}^e / Z^e = 0,03$ annimmt und die Fehlerquadrate addiert . Nach dem selben Meßprinzip wurde in /11/ und /12/ die Absolut-Kalibrierung zweier Grazing-Incidence-Spektrometer durchgeführt , wobei relative Meßfehler von 15-25 % angegeben wurden ; die in der vorliegenden Arbeit erreichte Genauigkeit stimmt also gut mit der dort erzielten überein . Es ist zu beachten ,

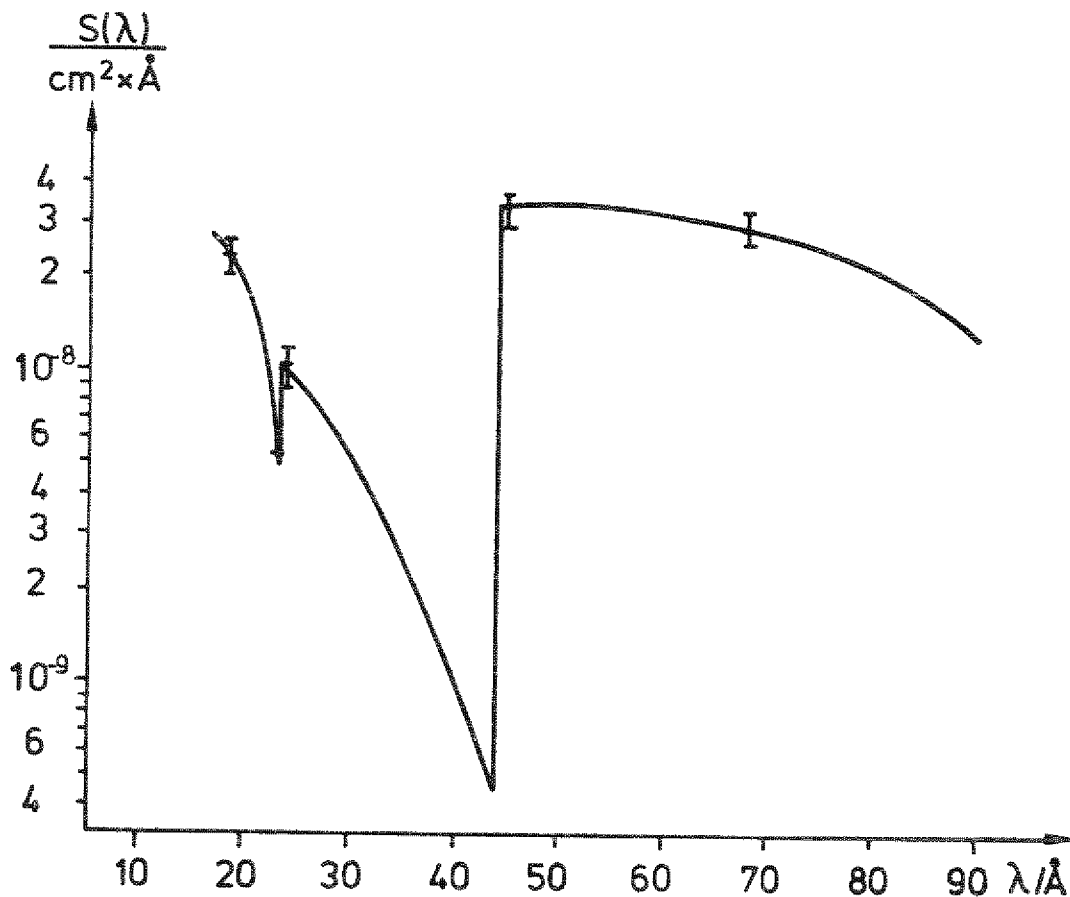


Abb. 7b Absolute Empfindlichkeit des Systems nach Gl. (17)
bei Verwendung des Bleistearat-Kristalls

daß sich für Absolut-Messungen von Linienstrahlung der Meßfehler durch Unsicherheiten bei der Bestimmung des Linienprofils zusätzlich um einige Prozent erhöht .

Aufgrund der hier beschriebenen Absolut-Kalibrierung läßt sich nun einem von λ_1 bis λ_2 gemessenen Zählraten-Spektrum $Z^e(\lambda)$ (in Phot./s) die zugehörige Flächenstrahldichte des Plasmas für diesen Spektralbereich zuordnen , da aus Gl. (3) mit $I^e(\lambda) = Z^e(\lambda) \cdot hc/\lambda$ folgt :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_s(\lambda) d\lambda = hc \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{Z^e(\lambda)}{\lambda \cdot S(\lambda)} d\lambda \quad (18)$$

wo $S(\lambda)$ nach Gl. (17) berechnet wird .

3.6. Strahlung falscher Wellenlänge

3.6.1. Reflexionen höherer Ordnung

Entsprechend der Bragg-Bedingung reflektiert ein Kristall Strahlung nicht nur in 1. Ordnung, sondern mit geringeren Intensitäten auch für $n = 2, 3, \text{etc.}$. Zur Bestimmung des absoluten Emissionsspektrums müssen deshalb Reflexionen höherer Ordnung von dem in 1. Ordnung gemessenen Spektrum, dem sie überlagert sind, subtrahiert werden.

Im Falle des an UNITOR gemessenen Spektrums zwischen 10 und 90 Å müssen dabei nur die 2. und 3. Ordnung der Resonanz- und Interkombinationslinie von O VII bei 21,60 bzw. 21,80 Å berücksichtigt werden, deren 1. und 2. Ordnung in Abb. 8 zu erkennen sind.

Für das mit dem TAP-Kristall zu erfassende Spektrum bis 23 Å spielen Reflexionen höherer Ordnung keine Rolle, da unterhalb von 11,5 Å infolge der relativ niedrigen Temperaturen keine nennenswerte Linienemission beobachtet wird. Mögliche Linien im Bereich zwischen ca. 25 und 44 Å (dort emittieren vor allem C V, C VI, N VI, N VII) sind infolge der geringen Empfindlichkeit $S(\lambda)$ so intensitätsschwach, daß sie kaum in 1. Ordnung und erst recht nicht in höheren Ordnungen nachzuweisen sind. Das intensive (scheinbare) Kontinuum oberhalb von 45 Å schließlich fällt in 2. Ordnung in den Bereich $\lambda > 90 \text{ Å}$, der mit dem verwendeten Gerät nicht erfaßt werden kann.

3.6.2. Fluoreszenz-Anregung von Kristallen und Folien

Durch die Plasmastrahlung kann das Material von Fenster-Folie und Analysator-Kristall zur Fluoreszenz angeregt werden. Gelangt diese Fluoreszenz-Strahlung ins Zählrohr, so erzeugt sie einen Untergrund in Folge von Strahlung falscher Wellenlänge, dessen Beitrag im Folgenden grob abgeschätzt wird.

Fenster und Kristall bestehen im Wesentlichen aus Kohlenstoff und Sauerstoff, so daß die zu erwartende Fluoreszenz vor

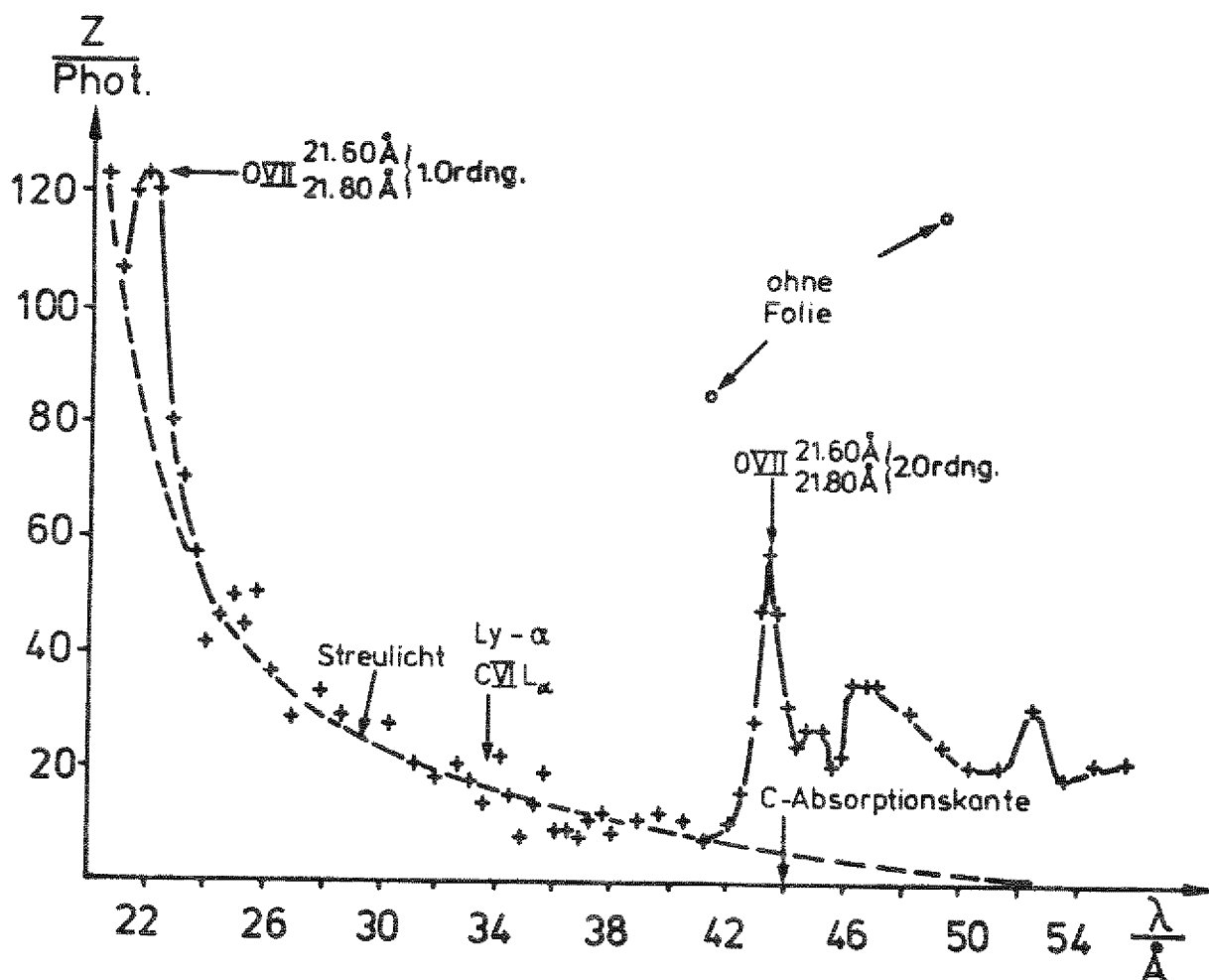


Abb. 8 USX-Spektrum von UNITOR (unkalibriert)

gemessen mit PbSt-Kristall durch Al_2O_3 -Folie ;
Abschwächung 1:472 ; Meßzeit: 3.-8. ms

allen aus C-K_α (44,7 Å) und O-K_α (23,6 Å) bestehen sollte, sofern die anregende Strahlung kürzerwellig ist als 43,9 Å bzw. 23,3 Å (K-Absorptionskanten von C und O). Aufgrund des unterhalb von 43,9 Å gemessenen absoluten Linienspektrums kommt zur Anregung hauptsächlich Strahlung von $\text{OVII } \lambda 21,60 \text{ Å}$ in Frage, welche bei den hier beschriebenen Messungen mit ca. 1000 Photonen pro Millisekunde auf den Kristall auftrifft. Unter der ungünstigsten Annahme, der Kristall bestünde ausschließlich aus Sauerstoff und die Strahlung würde vollständig absorbiert, treten dann mit einer Fluoreszenz-Ausbeute $\omega_f(\text{O-K}_\alpha) = 0,3\%$, einem Raumwinkel $\Omega \approx 10^{-3}$ des Empfängers vom Kristall aus und

und mit $\tau_{DZ}(23,6\text{\AA}) \approx 0,3$ etwa $5 \cdot 10^{-4}$ O-K α -Phot./ms in das Zählrohr ein . Der Beitrag der Kristall-Fluoreszenz zur gemessenen Zählrate kann also vernachlässigt werden .

Fast ebenso unkritisch ist die Fluoreszenz der Fenster-Folie : bei 25 pro ms nachgewiesenen 21,6 $\text{\AA}$ -Photonen werden mit $\tau_{DZ}(21,6\text{\AA}) = 0,42$ ca. 35 solcher Photonen je ms in der Folie absorbiert , was mit $\omega_f = 0,3\%$ und $\Omega = 0,5$ zu etwa 0,05 je ms registrierten O-K α -Photonen führt , entsprechend einer Erhöhung der Zählrate um 0,2% .

3.6.3. Spiegelnde Reflexion

Problematischer als Reflexe höherer Ordnung und Folien-Fluoreszenz ist derjenige Untergrund , welcher durch spiegelnde Reflexion intensiver langwelliger Strahlung am Kristall bei kleinen Reflexionswinkeln θ entsteht . Ein Beispiel hierfür ist der Untergrund bei kleinen θ des in Abb.9 dargestellten Spektrums der mit einer Niob-Anode bestückten Henke-Röhre . Durch Pulshöhen-Analyse konnte gezeigt werden , daß dieser Untergrund durch Strahlung der Nb-M β -Linie bei 72 $\text{\AA}$ verursacht wird . Ähnliche Verhältnisse liegen bei dem an UNITOR beobachteten Spektrum vor , wo der Anteil der langwelligeren Strahlung ($\lambda \geq 45\text{\AA}$) den der kurzwelligen Strahlung ($\lambda \leq 23\text{\AA}$) sogar in noch stärkerem Maße überwiegt als in Abb.9 (vgl. Abbildungen 8 und 20) , was einen noch größeren Einfluß der spiegelnden Reflexion zur Folge hat .

Kontrolle des Streulichts

Der Anteil dieser Störstrahlung an der bei λ_0 gemessenen Zählrate kann man ermitteln , indem man eine Folie in den Strahlengang einbringt , deren Transmission bei λ_0 eine gut meßbare Absorptionskante aufweist . Hierbei mißt man sowohl die Intensität $I_f^{\text{meß}}(\lambda)$ mit Folie als auch diejenige ohne Folie , $I_0^{\text{meß}}(\lambda)$, jeweils bei einer Wellenlänge λ_k etwas unterhalb von λ_0 und bei einer solchen etwas oberhalb der Kante , bei λ_1 .

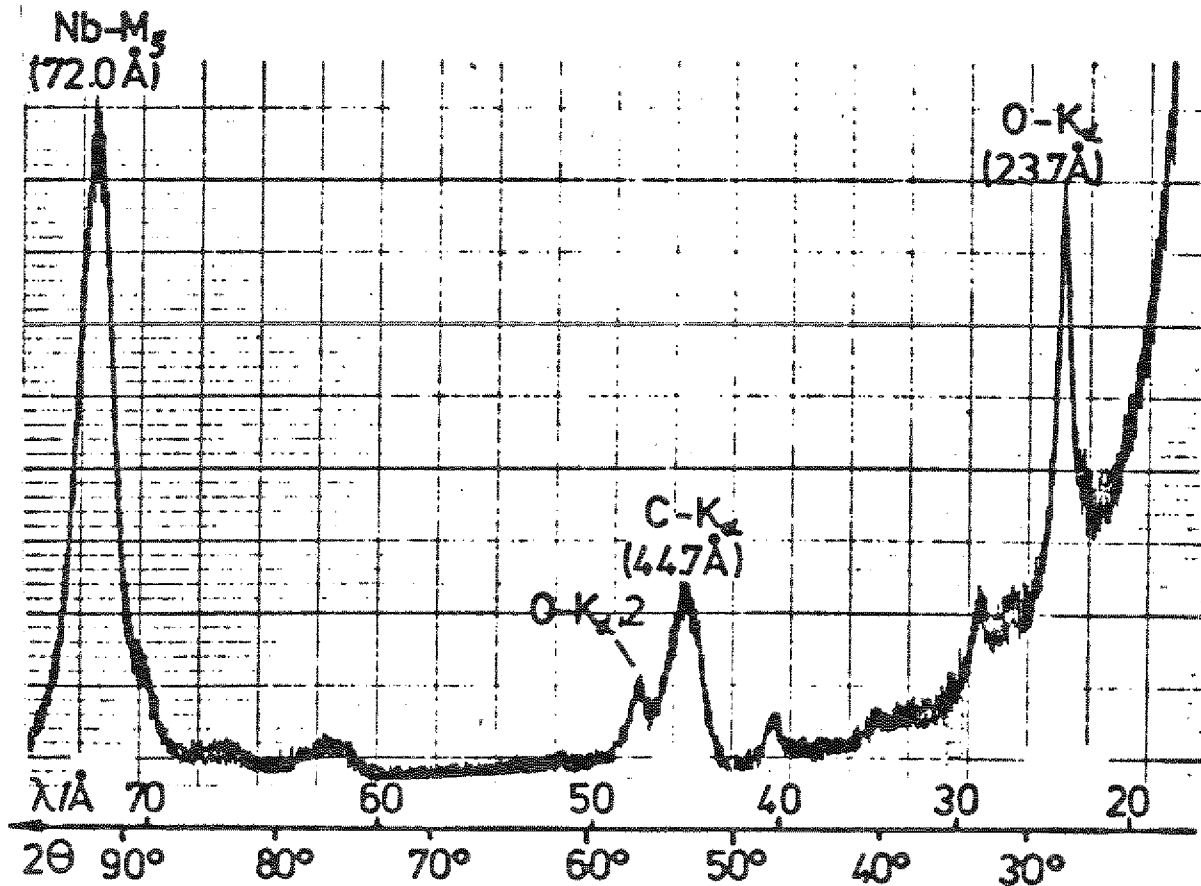


Abb.9 Emissionsspektrum der Röntgen-Röhre mit Niob-Anode
gemessen mit Bleistearat-Kristall

Aus dem Gleichungssystem

$$\begin{aligned}
 (a) \quad I_f^{\text{meß}}(\lambda_{K,L}) &= I_f^w(\lambda_{K,L}) + U_f \\
 (b) \quad I_o^{\text{meß}}(\lambda_{K,L}) &= I_o^w(\lambda_{K,L}) + U_o \\
 (c) \quad I_f^{\text{meß}}(\lambda_{K,L}) &= \tau^{\text{exp}}(\lambda_{K,L}) \cdot I_o^{\text{meß}}(\lambda_{K,L}) \\
 (d) \quad I_f^w(\lambda_{K,L}) &= \tau^{\text{th}}(\lambda_{K,L}) \cdot I_o^w(\lambda_{K,L})
 \end{aligned} \tag{19}$$

ergibt sich durch Auflösen nach U_o die gesuchte Untergrund-Intensität ohne Folie gemäß

$$U_o = \frac{I_o^{\text{meß}}(\lambda_L) \cdot [\tau^{\text{th}}(\lambda_L) - \tau^{\text{exp}}(\lambda_L)] - I_o^{\text{meß}}(\lambda_K) \cdot [\tau^{\text{th}}(\lambda_K) - \tau^{\text{exp}}(\lambda_K)]}{\tau^{\text{th}}(\lambda_L) - \tau^{\text{th}}(\lambda_K)} \tag{20}$$

Hier bedeutet $I_f^w(\lambda)$ und $I_o^w(\lambda)$ die (um den Untergrund bereinigte) wahre Intensität bei der Wellenlänge λ mit und ohne Folie, U_f und U_o die Untergrund-Intensität mit und ohne Folie; ferner bedeutet $\tau^{th}(\lambda)$ die Transmission der Folie für monochromatische Strahlung der Wellenlänge λ , während $\tau^{exp}(\lambda)$ durch Gl.(19c) definiert ist.

Zur praktischen Durchführung des Verfahrens wurde eine 4000 Å dicke Formvar-Folie auf einem Stützgitter (vgl.Kap.3.3.) mit $31 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($\approx 1300 \text{ Å}$) Bornitrid (BN) bedampft, dessen Bor-K-Kante bei $\lambda_o = 65,6 \text{ Å}$ liegt. Die Gesamt-Transmission dieser Folie (incl. Träger) wurde experimentell aus der Abschwächung der Fluoreszenz-Linien Mo-M β bei 64,4 Å und B-K α bei 67,6 Å bestimmt; von den so gewonnenen Werten wurde auf $\tau^{th}(62,1 \text{ Å}) = 0,080$ und $\tau^{th}(68,1 \text{ Å}) = 0,249$ extrapoliert, wobei 62,1 Å und 68,1 Å deshalb als λ_k und λ_l gewählt wurden, weil wegen der 3. Ordnung der O VII-Linie bei $3 \cdot 21,6 \text{ Å} \approx 65 \text{ Å}$ ein etwas größerer Abstand von der B-Absorptionskante erforderlich war, um Fehlmessungen zu vermeiden. Mit $\tau^{exp}(\lambda_k) = 0,046 \pm 0,007$, $\tau^{exp}(\lambda_l) = 0,216 \pm 0,02$ sowie $I_o^{me\beta}(\lambda_k) = 144 \pm 6$ und $I_o^{me\beta}(\lambda_l) = 79 \pm 4$ erhält man nach Gl.(20) für das an UNITOR mit dem PbSt-Kristall bei $\lambda_o = 65,6 \text{ Å}$ gemessene Spektrum einen Streulicht-Untergrund von maximal $U_o = 8,4$ Photonen während der 3.-8. ms bei Abschwächung 1:472, was z.B. ca. 10 % von $I_o^{me\beta}(68,1 \text{ Å})$ entspricht; wahrscheinlicher ist allerdings ein viel kleinerer Wert für U_o (Einsetzen der Mittelwerte in Gl.(20) liefert ein negatives U_o).

Für die Kohlenstoff-Absorptionskante bei $\lambda_o = 43,9 \text{ Å}$ kann der Streulicht-Anteil bereits ohne zusätzliche Folie abgeschätzt werden, da man weiß, daß die Gesamt-Empfindlichkeit des Systems $S(\lambda)$ dort sprunghaft etwa um einen Faktor 50 ansteigt. Nimmt man auf beiden Seiten der C-Kante vergleichbare Intensitäten der auf den Kristall auftreffenden Strahlung an, so müßte demzufolge bei Streulicht-Freiheit $I^{me\beta}(41 \text{ Å}) \approx 2\%$ von $I^{me\beta}(47 \text{ Å})$ betragen. Die beiden einzelnen Meßpunkte in Abb.8 repräsentieren die Zählraten der ungefilterten Strahlung bei 41 Å und 49 Å; aus ihrem Intensitätsverhältnis von ca. 1,37

(statt 50) muß geschlossen werden , daß das Signal bei $41 \text{ \AA}$ fast ausschließlich durch Streulicht verursacht wird .

Unterdrückung des Streulichts

Das Verhältnis von Nutzsignal zu Untergrund läßt sich deutlich verbessern , wenn man eine zusätzliche Filter-Folie in den Strahlengang einbringt , welche die nachzuweisende Nutzstrahlung hinreichend transmittiert , die langwellige Streustrahlung jedoch weitgehend absorbiert . Zu diesem Zweck wurde eine ca. $1400 \text{ \AA}$ dicke Folie aus Aluminiumoxid (Al_2O_3) verwendet , deren gemessenes Transmissionsspektrum in Abb.10 dargestellt ist . Die Folie wurde nach einem in /13/ beschriebenen elektrochemischen Verfahren hergestellt . Man

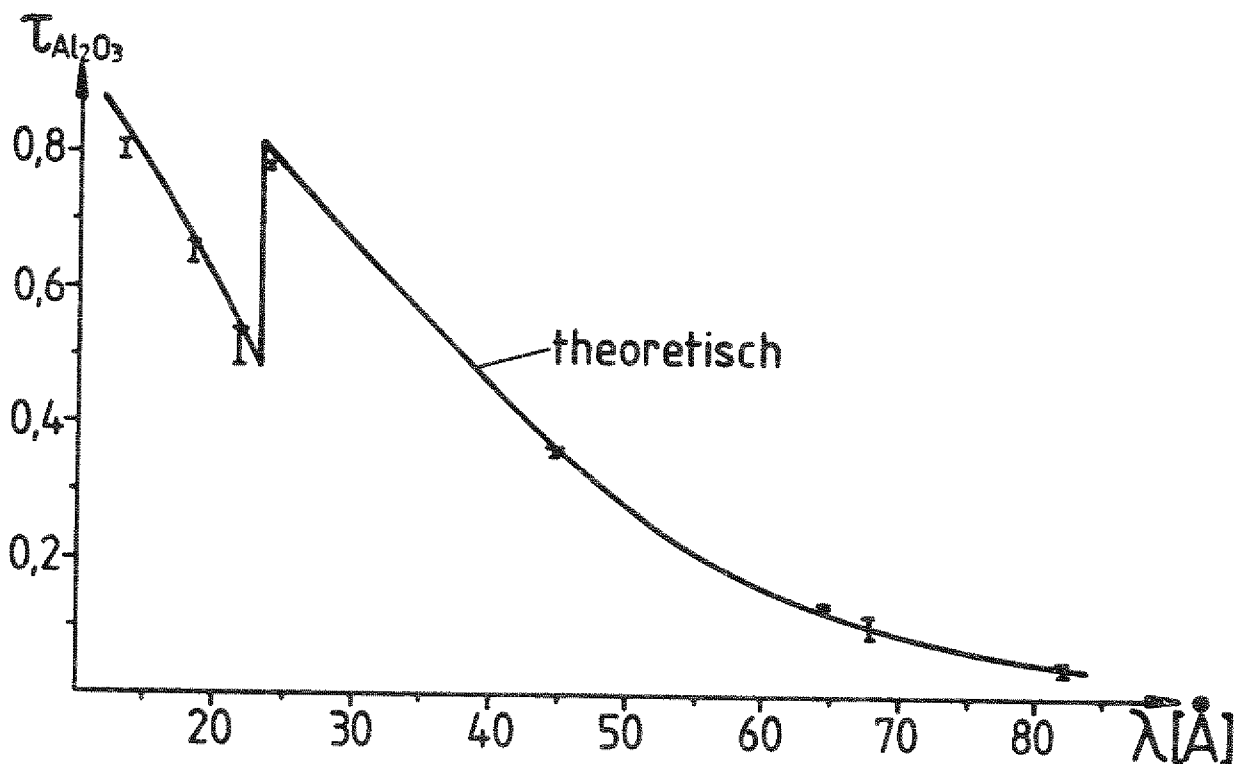


Abb.10 Transmissions-Spektrum der Aluminiumoxid-Folie

theoretische Kurve für $1370 \text{ \AA}$ ($\approx 53,4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)
mit Absorptionskoeffizienten nach /6/

erkennt aus dem in Abb.8 gezeigten Spektrum , welches unter Verwendung dieses Filters gemessen wurde , daß die Al_2O_3 -Folie das Meßsignal bei $41 \text{ \AA}$ auf etwa 10 % reduzierte , obwohl $\tau_{\text{Al}_2\text{O}_3}(41 \text{ \AA}) \approx 0,4$ betrug . Dies ist offensichtlich dadurch

bedingt , daß dieses Signal überwiegend durch längerwellige (Streu-)Strahlung entsteht , die nach Abb.10 stärker absorbiert wird als Photonen mit $\lambda = 41 \text{ \AA}$. Allerdings besteht auch der verbleibende Untergrund bei $41 \text{ \AA}$ fast vollständig aus Streustrahlung , da er wesentlich intensiver ist als es 2 % von $I^{\text{meß}}(47 \text{ \AA})$ entsprechen würde . Die Filter-Wirkung der Al_2O_3 -Folie ist angesichts des hier vorliegenden Meßproblems also relativ begrenzt .

3.6.4. Gamma-Strahlung

Zu den bisher aufgeführten Arten von Strahlung falscher Wellenlänge kommt schließlich noch die Gamma-Strahlung hinzu , welche durch Abbremsung von Runaway-Elektronen während der Tokamak-Entladung entsteht und ebenfalls Zählrohr-Impulse auslöst . Die Identifizierung und Eliminierung solcher , durch γ -Photonen ausgelöster , Impulse wird in Kap.4.1.1. beschrieben .

4. Messungen an UNITOR und ihre Interpretation

4.1. Zeitverlauf der Zählrohr-Signale

Bei der im Folgenden verwendeten Zeitskala wurde $t=0$ durch das Einsetzen des Plasmastroms definiert .

4.1.1. Störsignale

Die bei der Messung ultraweicher Röntgenstrahlung störenden Signale , welche auch bei abgedunkeltem Strahlengang während einer Tokamak-Entladung beobachtet wurden , unterteilen sich in Zählimpulse aufgrund elektrischer Störungen und in Impulse , die durch sehr harte Röntgenstrahlung ausgelöst wurden .

Die elektrischen Störungen , welche durch Abschirmung der Meßleitung und durch geeignete Erdung weitgehend unterdrückt werden konnten , traten nur im Zeitintervall $t \approx -2...+2$ ms auf .

Eine andere Art von Störimpulsen wurde zwischen $t = 11...14$ ms und dem Ende der Entladung nachgewiesen . Ihre Identifizierung als Folge im Zählrohr absorbiertener γ -Photonen resultierte aus zwei Beobachtungen :

erstens wurden diese Impulse (im Gegensatz zu den elektrischen Störungen) nur dann nachgewiesen , wenn Hochspannung auf dem Zählendraht lag ;

zweitens reduzierte eine das Zählrohr von allen Seiten umgebende 5 cm dicke Blei-Abschirmung die Zählraten auf etwa 10 %; hieraus läßt sich aufgrund der Absorptions-Koeffizienten von Pb für γ -Strahlung grob abschätzen , daß die Photonen-Energien im MeV-Bereich liegen müssen .

Das Zeitintervall von der 3. bis 10. ms war weitgehend frei von Störsignalen und konnte daher zur Messung von USX-Strahlung verwendet werden . Allerdings hatte die zunehmende Verschmutzung des Tokamaks während einer Serie von Entladungen zur Folge , daß die γ -Strahlung nicht nur intensiver wurde , sondern auch früher einsetzte , wodurch sich das auswertbare Zeitintervall verkürzte .

Es wurde deshalb ein Monitor benötigt, der eine Kontrolle der γ -Strahlung parallel zur eigentlichen Messung der weichen Röntgenstrahlung erlaubte. Hierzu diente der in Kap.2.6. beschriebene Pulshöhen-Diskriminator, dessen untere und obere Schwelle so eingestellt wurden, daß die Impulse der zu messenden USX-Photonen vollständig in das Pulshöhen-Fenster $US < PH < OS$ fielen und somit auf Kanal 1 des Diskriminators registriert wurden. Auf Kanal 2 gezählte Impulse (mit $PH > OS$) konnten deshalb nur Störimpulse sein.

Allerdings erzeugten die γ -Photonen zwar größtenteils hohe Impulse mit $PH > OS$ (s.Abb.11), doch fiel auch ein nicht zu vernachlässigender Bruchteil der Pulse genau in den Bereich ($US < PH < OS$) der Nutzpulse und konnte deshalb nicht von diesen getrennt werden. Es wurden daher nur solche Zeitintervalle ausgewertet, in denen auf Kanal 2 nicht mehr als maximal 4 Impulse pro ms registriert wurden.

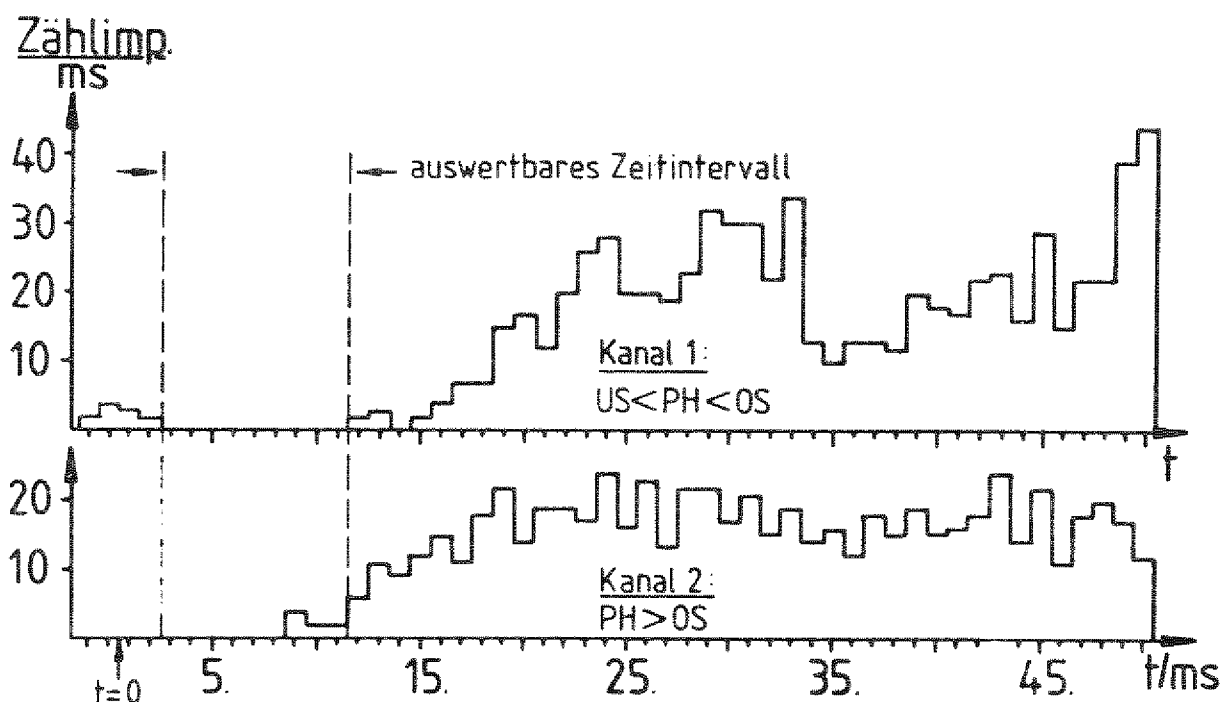


Abb.11 Zeitlicher Verlauf der Zählrohr-Signale bei abgedunkeltem Strahlengang

während einer typischen Entladung von UNITOR ;
gemessen in zwei verschiedenen Pulshöhen-Bereichen

4.1.2. USX-Signale

Erfreulicherweise fiel das störungsarme Zeitintervall (ca. 3. bis 10. ms) genau mit dem Zeitraum der größten USX-Emission zusammen, wie aus Abb.12b-d hervorgeht. Abb.12 b zeigt den typischen zeitlichen Verlauf des Meßsignals bei $70 \text{ \AA}$, in Abb.12 c und d sind die entsprechenden Verläufe für die Resonanzlinien von OVII bei $21,60 \text{ \AA}$ und OVIII (Lyman- α) bei $18,97 \text{ \AA}$ dargestellt. In allen drei Abbildungen ist außerdem der jeweilige Verlauf des Quotienten aus Intensität $I(\lambda, t)$ und zentraler Elektronen-Dichte $n_{eo}(t)$ mitaufgetragen. Die dabei verwendeten $n_{eo}(t)$ -Werte sind in Abb.12 a dargestellt und wurden mit Hilfe eines Mikrowellen-Interferometers und anschließender Abel-Inversion der damit erhaltenen Meßdaten bestimmt /17/.

Man erkennt, daß die Intensität bei $70 \text{ \AA}$ von der 3. bis 8. ms im Wesentlichen proportional zur Elektronen-Dichte verläuft, während die $I(\lambda)/n_{eo}$ -Verläufe der OVII - und OVIII -Linien wegen der längeren Ionisationszeiten erst nach 5 bzw. 5,5 ms ihre Maximalwerte erreichen. Zu späteren Zeiten fällt die Intensität bei allen drei Wellenlängen schneller ab als $n_{eo}(t)$, wobei das Absinken von $I(\lambda, t)/n_{eo}(t)$ auf die Hälfte des jeweiligen Maximalwerts für $70 \text{ \AA}$, $21,60 \text{ \AA}$ und $18,97 \text{ \AA}$ nach jeweils 11 ms, 8,2 ms bzw. 7,7 ms erfolgt ist.

Das Absinken von $I(\lambda, t)/n_{eo}(t)$ nach Durchlaufen des Maximums bei $\lambda = 18,97 \text{ \AA}$ und $21,60 \text{ \AA}$ kann sowohl durch eine Änderung des $T_e(r)$ -Profils als auch durch eine Abnahme der im Beobachtungsvolumen befindlichen Sauerstoffionen verursacht sein.

Da die in Kap.4.2.2.2. beschriebenen Messungen der Elektronen-Temperatur kein Absinken der zentralen Temperatur T_{eo} bis zur 10. Millisekunde ergaben, kann eine mögliche Änderung von $T_e(r)$, welche $I(\lambda, t)$ erniedrigt, nur in einer Einschnürung des relativen Temperatur-Profils bestehen.

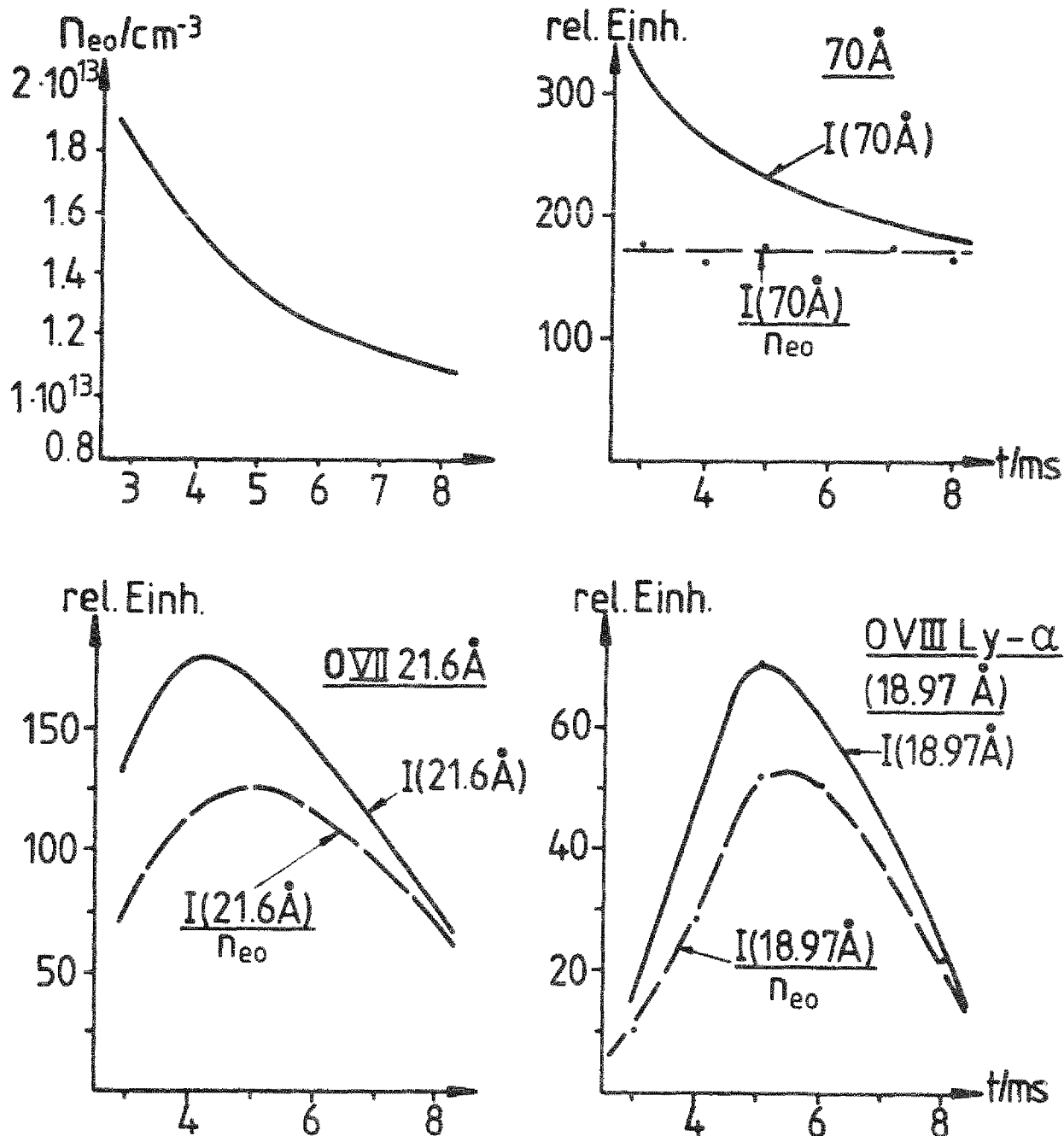


Abb.12 Zeitlicher Verlauf der maximalen Elektronen-Dichte n_{eo} (a) sowie der gemessenen Intensitäten $I(\lambda)$ und der jeweiligen Verhältnisse $I(\lambda, t)/n_{eo}(t)$ für verschiedene Wellenlängen (b-d)

Die in (b)-(d) jeweils verwendeten relativen Einheiten sind nicht untereinander identisch .

Die Zahl der im Beobachtungsvolumen befindlichen O_{VII} - und O_{VIII} -Ionen kann sich prinzipiell entweder durch Diffusion des Sauerstoffs nach außen verringern oder durch eine Verschiebung des gesamten Plasmas in vertikaler Richtung, wodurch sich der heiße Plasmakern während der Entladung aus dem Gesichtsfeld des Spektrometers herausbewegt. Im vorliegenden Fall muß die zweite Möglichkeit ausgeschlossen werden; zeitaufgelöste Messungen der räumlichen Verteilung der Emission von Wasserstoff- H_{α} (und einigen Verunreinigungs-Linien im Sichtbaren) mit Hilfe einer Vidicon-Kamera ergaben nämlich, daß sich bei hinreichend langen Tokamak-Entladungen ($\tau_{pl} \geq 15 \text{ ms}$) zwischen der 2. und 10. Millisekunde die Plasma-Lage nicht meßbar änderte /18/.

Die endgültige Entscheidung, ob die schnelle Abnahme der Intensitäten von O_{VII} und O_{VIII} in Abb.12 c und d bei $t \geq 6 \text{ ms}$ durch eine Verengung des relativen $T_e(r)$ -Profils oder durch eine Diffusion des Sauerstoffs zur Wand verursacht wird, können erst zukünftige raum-zeit-aufgelöste Messungen der Elektronen-Temperatur liefern.

Die auf Kanal 2 des Diskriminators mitgemessenen γ -Signale zeigten, wie erwartet, jeweils den gleichen Verlauf wie in Abb.11 unten dargestellt.

4.2. Das Sauerstoff-Spektrum

4.2.1. Meßergebnisse

Abb.13 zeigt das am UNITOR-Plasma gemessene Linienspektrum im Bereich zwischen $14 \text{ \AA}$ und $23 \text{ \AA}$. Es wurde in Schuß-zu-Schuß-Abtastung gewonnen unter Verwendung des TAP-Kristalls und eines Sollerspalt mit einem Öffnungswinkel $\Delta\theta = 0,2^\circ$. Die statistischen Schwankungen betrugen etwa 15%. Für jeden einzelnen Meßpunkt wurden die von der 3. bis 8. ms registrierten Zählimpulse aufsummiert; anschließend wurden diese Impulszahlen bezüglich des Meßwerts im Maximum der Linie $O_{VII} \lambda 21,6 \text{ \AA}$ normiert. Diese Normierung wurde dadurch erforderlich, daß während jeder Serie von Tokamak-Entladungen

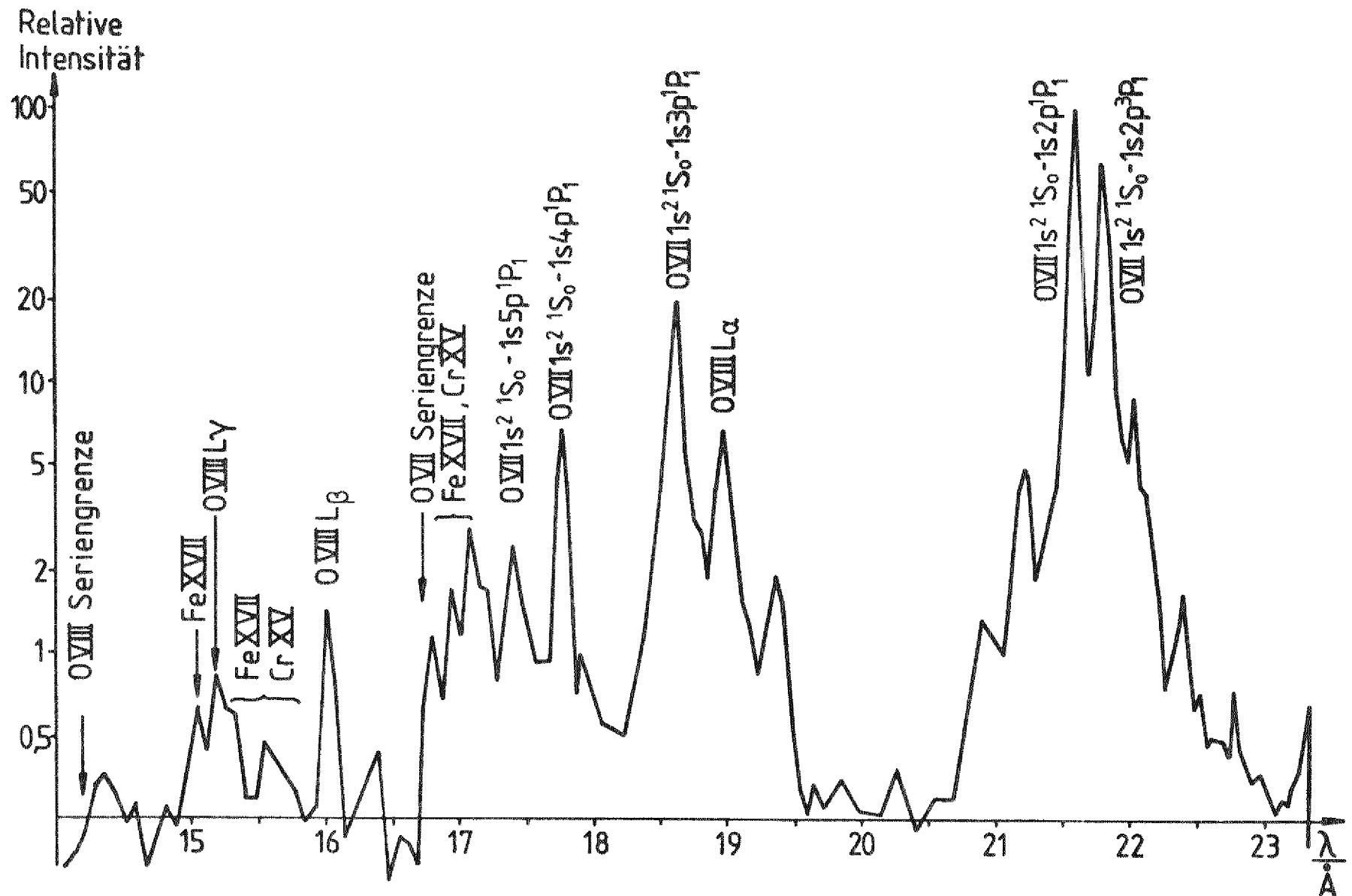


Abb.13 Linienpektrum von UNITOR (unkalibriert)

gemessen mit TAP-Kristall ; summiert über 3. - 8. ms und normiert bzgl. $Z^e(21,60 \text{ \AA})$

die Intensität der Sauerstoff-Linien kontinuierlich anstieg , wie Abb.14 b an einem typischen Beispiel zeigt . Hierbei ist die Impulszahl (Summe 3. - 8. ms) im Maximum von $O\text{VII}\lambda 21,6\text{\AA}$ aufgetragen gegen die Schuß-Nummer , während Abb.14 a den Verlauf der Entladungs-Dauer τ_{pl} während der selben Schuß-Serie wiedergibt . Man erkennt aus Abb.14 , daß mit zunehmen-

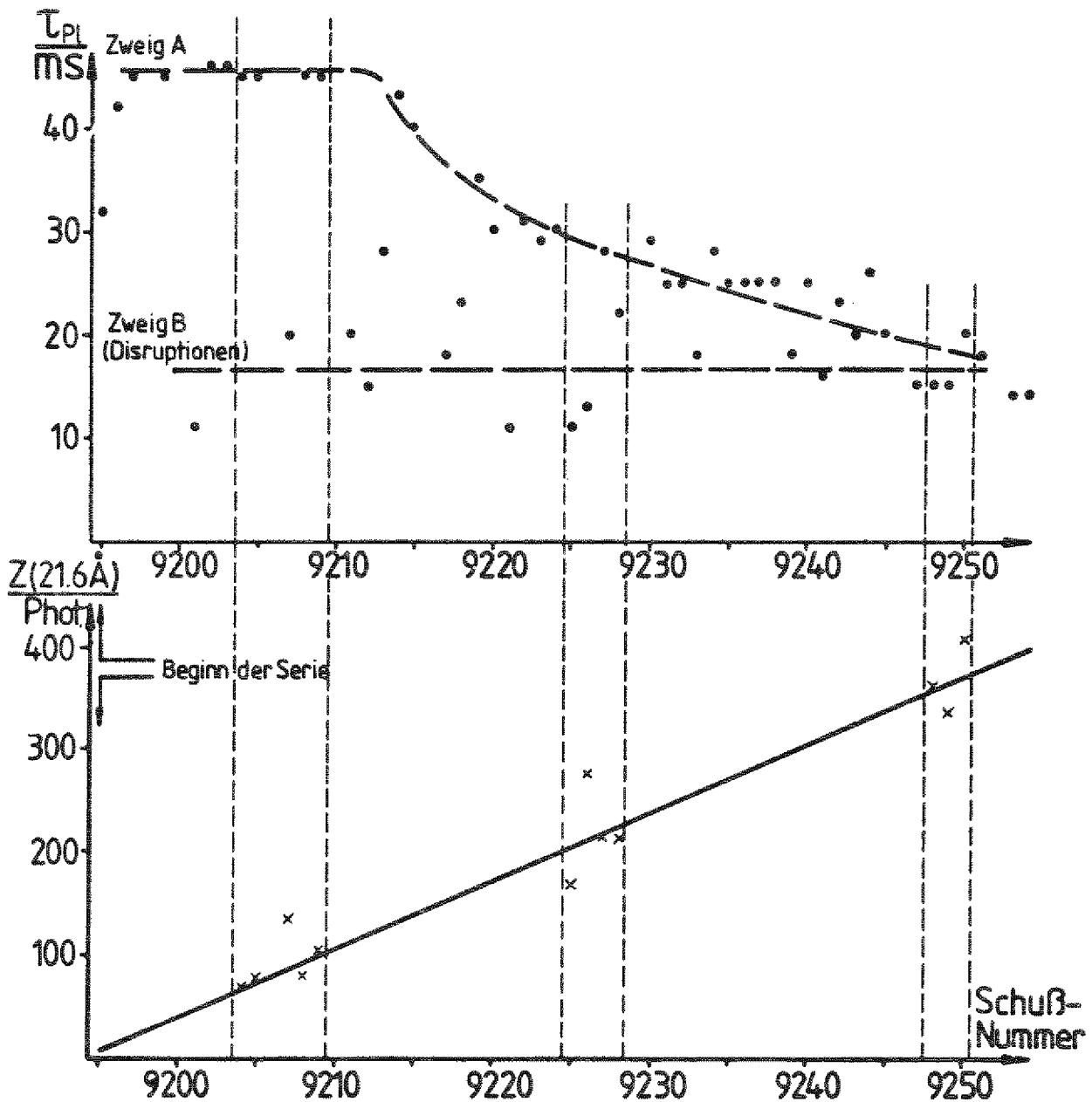


Abb.14 Abnahme der Entladungsdauer τ_{pl} (a) und Zunahme der Intensität $Z(21,6\text{\AA})$ von $O\text{VII}\lambda 21,60\text{\AA}$ (summiert über 3. - 8. ms ; Abschwächung 1:472) (b) während einer Serie von Tokamak-Entladungen

der Schuß-Zahl einerseits die Strahlungs-Intensität der $O\text{VII}$ -Linie immer größer wurde , offensichtlich aufgrund wachsender Verunreinigung des Plasmas durch Sauerstoff , während andererseits die einzelnen Entladungen im Mittel immer kürzer wurden , wobei zwischen beiden Beobachtungen möglicherweise ein enger Zusammenhang besteht . Allerdings traten auch zu Beginn der Serie vereinzelt disruptive Entladungen von $(17\pm 6)\text{ms}$ Länge auf (Zweig B in Abb.14 a) , deren $O\text{VII}$ -Signal bei $\lambda = 21,60 \text{ \AA}$ jedoch nicht sehr signifikant von den Zählraten für die benachbarten regulären Entladungen (Zweig A) abwich . Nach jeweils 50 - 100 Schüssen war der Tokamak meist so stark verschmutzt , daß er nur noch sehr kurze (disruptive) Entladungen lieferte . Wurde dann jedoch für ca. 30 min die Reinigungs-Entladung eingeschaltet , arbeitete UNITOR anschließend wieder zufriedenstellend , was sich auch in einer deutlichen Senkung der $O\text{VII}$ -Strahlungsintensität ausdrückte .

Den selben Anstieg wie in Abb.14 für $O\text{VII}\lambda 21,60 \text{ \AA}$ gezeigt erfuhren auch alle anderen in Abb.13 dargestellten Sauerstoff-Linien . Um das Spektrum mit den richtigen Intensitätsverhältnissen zu erhalten , mußten deshalb während seiner Abtastung immer wieder Kontroll-Messungen der Resonanzlinie bei $21,60 \text{ \AA}$ durchgeführt werden , welche eine anschließende Normierung des Spektrums bezüglich deren Intensität ermöglichten .

In dem so gewonnenen Spektrum , welches Abb.13 zeigt , dominieren die Linien des He-ähnlichen Sauerstoffs $O\text{VII}$. Man erkennt die Interkombinations-Linie bei $21,80 \text{ \AA}$ und die Resonanzlinien bei $21,60 \text{ \AA}$ - $18,63 \text{ \AA}$ - $17,77 \text{ \AA}$ und $17,40 \text{ \AA}$, welche durch Übergänge von $1s2p(^1P)$, $3p$, $4p$ bzw. $5p$ in den Grundzustand entstehen . Mit deutlich geringeren Intensitäten werden die Linien Lyman- α ($19,0 \text{ \AA}$) , Lyman- β ($16,0 \text{ \AA}$) und andeutungsweise Lyman- γ ($15,2 \text{ \AA}$) des H-ähnlichen Sauerstoffs $O\text{VIII}$ beobachtet , was darauf hindeutet , daß $O\text{VII}$ im Plasmazentrum in wesentlich größerer Konzentration vorliegt als $O\text{VIII}$. Die übrigen , schwächeren Linien konnten nicht eindeutig identifiziert werden ; oberhalb ca. $17 \text{ \AA}$ dürfte es sich dabei zumindest teilweise um Satelliten der $O\text{VII}$ -Reso-

nanzlinien handeln , die anderen schwachen Linien sind wahrscheinlich den Ne-ähnlichen Ionen Fe^{XVII} und Cr^{XV} zuzuordnen . Der Fehler , der dadurch entstand , daß diese mutmaßlichen Metallionen-Linien ebenfalls bezüglich $\text{O}^{\text{VII}}\lambda 21,6\text{\AA}$ normiert wurden , ist wegen der geringen Intensitäten im Vergleich zu den O^{VII} -Resonanzlinien zu vernachlässigen , sofern man sich nur für die Gesamt-Strahlungsverluste interessiert .

Unter Verwendung der in Abb.7 a dargestellten spektralen Empfindlichkeit $S(\lambda)$ läßt sich dem gemessenen Spektrum (Abb.13) nach Gl.(18) eine absolute Flächen-Strahldichte

$$\int_{14\text{\AA}}^{23\text{\AA}} L_s(\lambda) d\lambda \approx 33 \dots 500 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$$

in der 4. ms (zeitliches Maximum der O^{VII} -Emission) zuordnen , wobei die große Variation dem starken Anstieg der O^{VII} -Strahlung innerhalb einer Meßserie (vgl. Abb.14) entspricht . Von dieser Strahlungsleistung entfallen jeweils etwa 38 % auf die Resonanzlinie bei $21,6\text{\AA}$, 26 % auf die Interkombinationslinie bei $21,8\text{\AA}$ und 36 % auf die übrigen , schwächeren Linien .

4.2.2. Interpretation der Meßergebnisse

Um aus den in Kap.4.2.1. ermittelten Flächen-Strahldichten $L(\lambda)$ die Gesamt-Strahlungsverluste für diesen Spektralbereich bestimmen zu können , muß man die räumliche Verteilung der zugehörigen (Volumen-)Strahldichten $\rho^s(\lambda, r)$ kennen . Da die verwendete Apparatur keine räumlich aufgelösten Strahlungsmessungen erlaubte , wurde $\rho^s(\lambda, r)$ unter Verwendung des Corona-Anregungs-Modells theoretisch ermittelt , wie in Abschnitt 4.2.2.1. beschrieben wird . Will man aus den spektroskopischen Meßdaten im USX-Bereich außerdem Informationen über diejenigen Strahlungsverluste erhalten , welche der Sauerstoff insgesamt , d.h. in allen Ionisationsstufen und Spektralbereichen , verursacht , so erfordert dies neben den relativen $\rho^s(\lambda, r)$ -Profilen vor allem die Kenntnis der Sauerstoff-Konzentrationen n_0 . Die Bestimmung von n_0 , welche in

4.2.2.3. beschrieben wird, ist wiederum stark abhängig von der Kenntnis der Elektronen-Temperatur T_e . Da an UNITOR keine der üblicherweise zur $T_e(r)$ -Bestimmung verwendeten Diagnostiken (wie z.B. Thomson-Streuung) installiert war, mußte die Elektronen-Temperatur aus den relativen Intensitäten der in Abb.13 dargestellten Sauerstoff-Linien abgeschätzt werden; dies wird in Kap.4.2.2.2. beschrieben.

4.2.2.1. Räumliche Verteilung der Strahlungs-Emission

Die Flächen-Strahldichte einer Spektrallinie der Wellenlänge λ_0 für einen radial verlaufenden und durch die Plasma-Mitte gehenden Sehstrahl ist nach Gleichungen (1) und (4) definiert durch

$$L(\lambda_0) = \int_{-a}^{+a} \rho^s(\lambda_0, r) dr \quad (21)$$

wobei $\rho^s(\lambda_0, r) = \int_{\text{Linie } \lambda_0} \rho_\lambda^s(\lambda, r) d\lambda$ die Volumen-Strahldichte des betreffenden Übergangs am Ort r mit der Dimension Watt/cm³ ist.

Da sich ein Tokamak-Plasma mit $n_e \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ insofern in einem Corona-Gleichgewicht befindet als einerseits die Bevölkerung des angeregten Zustands j ausschließlich durch Elektronenstoß-Anregung aus dem Grundzustand i des Systems erfolgt (während Strahlungs-Anregung vernachlässigt werden kann), andererseits die Entvölkerung des Niveaus j nur durch strahlende Übergänge geschieht, ergibt sich $\rho^s(\lambda_0, r)$ aus der Beziehung

$$\rho^s(\lambda_0, r) = n_{v,z}(r) \cdot n_e(r) \cdot S_{ij}(T_e(r)) \cdot \frac{A_{ji}}{\sum_{k,j} A_{jk}} \cdot \frac{hc}{\lambda_0} \quad (22)$$

wobei $n_{v,z}$ = Teilchenzahldichte des Verunreinigungselements v im Ionisationszustand z
 n_e = Elektronen-Dichte
 T_e = Elektronen-Temperatur
 S_{ij} = Ratenkoeffizient für Elektronenstoß-Anregung $i \rightarrow j$
 A_{ij} = Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission $j \rightarrow i$

Allgemein kann $n_{v,z}(r)$ durch das Produkt aus der Gesamt-Teilchendichte $n_v(r)$ ($= \sum_z n_{v,z}(r)$) für das Element v und aus dem relativen Anteil der Ionisationsstufe z , $f(v,z,r) = n_{v,z}(r)/n_v(r)$, beschrieben werden, wobei beide Faktoren ortsabhängig sind.

Die bisher an verschiedenen Tokamaks durchgeführten Messungen des Verunreinigungs-Transports (z.B./19/) konnten nicht eindeutig klären, ob sich eine Verunreinigung (summiert über alle Ionisationsstufen) im Zentrum eines Tokamak-Plasmas anhäuft oder ob sie möglicherweise nach außen diffundiert. Bei allen folgenden Rechnungen wurde deshalb eine homogene Verteilung des Sauerstoffs im Plasma angenommen: $n_v(r) \equiv n_v$.

Nach dem Corona-Ionisationsmodell befinden sich bei $T_e > 50$ eV mehr als 98 % der Sauerstoff-Atome in den Ionisationsstufen O VII bis O IX. Der in Abb.15 dargestellte Ratenkoeffizient für Elektronenstoß-Anregung des Ausgangs-Niveaus von O VII $\lambda 21,6 \text{ \AA}$ ist bei $T_e = 50$ eV um mehr als einen Faktor 10^3 kleiner als bei einer Elektronen-Temperatur von 160 eV, wie sie für das Plasma-Zentrum abgeschätzt wurde (s.Kap.4.2.2.2.). Bereiche, in denen Sauerstoff in nennenswertem Maße in niedrigeren Ionisationszuständen als O VII vorkommt, tragen deshalb zur Emission bei $21,60 \text{ \AA}$ praktisch nicht bei. Andererseits folgt aus dem aus Abb.13 abzulesenden Intensitäts-Verhältnis von O VII $\lambda 21,60 \text{ \AA}$ zu O VIII $\lambda 18,97 \text{ \AA}$ (Lyman- α) mit den Anregungsraten $S_{ij}(T_e)$ aus Abb.15 und der Absolut-Empfindlichkeit $S(\lambda)$ aus Abb.7 a, daß die Teilchenzahldichte von O VIII im Beobachtungsvolumen etwa 10 % derjenigen von O VII beträgt. Hieraus kann man schließen, daß in dem zur Emission von $\lambda_0 = 21,6 \text{ \AA}$ beitragenden Raumgebiet des Plasmas fast der gesamte Sauerstoff in der Ionisationsstufe O VII (He-ähnlich) vorliegt. Bei der Berechnung von $\rho^s(\lambda_0, r)$ nach Gl.(22) kann deshalb näherungsweise

$$n_{v,z}(r) \equiv n_{\text{OVII}} \equiv n_0$$

gesetzt werden.

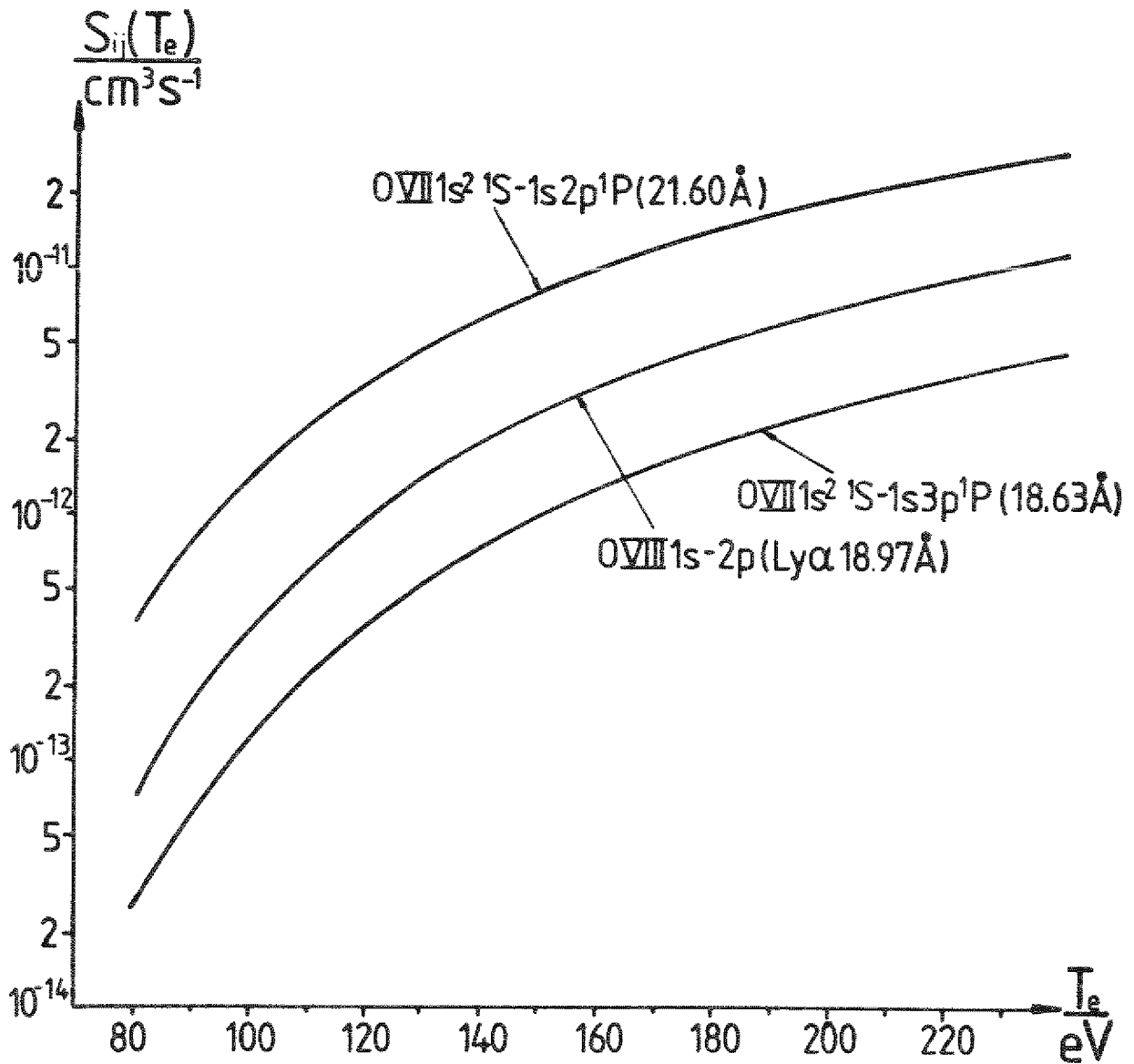


Abb.15 Ratenkoeffizient für Elektronenstoß-Anregung $S_{ij}(T_e)$ des hochionisierten Sauerstoffs nach Mewe/22/

Das Elektronendichte-Profil $n_e(r)$ wurde, wie bereits in Kap.4.1.2. erwähnt, durch raum-aufgelöste Messungen mit einem Mikrowellen-Interferometer bestimmt. Abel-Inversion der Meßdaten ergab ein Profil, das in guter Näherung durch den Ansatz

$$n_e(r) = n_{e0} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad (23)$$

beschrieben werden konnte, wobei der zeitliche Verlauf von n_{eo} während einer typischen Entladung in Abb.12 a dargestellt ist.

Für das Elektronentemperatur-Profil $T_e(r)$, welches mit der an UNITOR verfügbaren Diagnostik nicht gemessen werden konnte, wurde der Ansatz

$$T_e(r) = T_{eo} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^\delta \quad (24)$$

mit $\delta = 3 \pm 1$ gewählt; hierbei lag die Überlegung zugrunde, daß die Halbwertsbreiten der an verschiedenen Tokamaks gemessenen $T_e(r)$ -Profile (ST/20/, PLT/21/, JFT-2/2/) bei Annahme eines $T_e(r)$ -Verlaufs nach Gl.(24) zu Exponenten δ zwischen etwa 2 und 4 führen.

Die in Abb.15 gezeigten Ratenkoeffizienten für Elektronenstoß-Anregung $S_{ij}(T_e)$ wurden nach der von Mewe /22/ angegebenen Beziehung

$$S_{ij}(T_e) = 1,6 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{f_{ij} \beta}{E_{ij}^2} \cdot e^{-\beta} \cdot \bar{g}(\beta) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (25)$$

berechnet, wobei $\beta = E_{ij}/T_e$ (E_{ij} = Anregungs-Energie) und $\bar{g}(\beta)$ der gemittelte effektive Gaunt-Faktor ist. Für $\bar{g}(\beta)$ gibt Mewe die Interpolationsformel

$$\bar{g}(\beta) = A + (B\beta - C\beta^2 + D) \cdot \left[\ln\left(\frac{\beta+1}{\beta}\right) - \frac{0,4}{(\beta+1)^2} \right] + C\beta \quad (26)$$

an, wobei er die Parameter A, B, C und D für die wichtigsten Übergänge der H-, He-, Li- und Ne-ähnlichen isoelektronischen Sequenzen der jeweils verfügbaren theoretisch und experimentell ermittelten Anregungsraten $S_{ij}(T_e)$ anpaßt und tabelliert; dabei ergibt sich für den optisch erlaubten Übergang $1s^1S - 2p^1P$ in He-ähnlichen Ionen mit $Z > 3$ wie z.B. für OVII $\lambda 21,6 \text{ \AA}$: $A = 0,04$; $B = 0,2$; $C = -0,04$; $D = 0,28$.

Gleichungen (25) und (26) gelten für eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Die damit erhaltenen $S_{ij}(T_e)$ -Werte im Falle He-ähnlicher Ionen (erlaubte Über-

gänge) sind mit einer Unsicherheit von ca. 30 % behaftet .

Die in (25) auftretende Oszillatorenstärke f_{ij} kann z.B. /23/ entnommen werden ; für $O\text{VIII}\lambda 21,6\text{\AA}$ ist $f_{ij} = 0,694$.

Aus den Gleichungen (22) - (26) erhält man die in Abb.16 dargestellten räumlichen Strahlungsprofile $I^{\text{rel}}(21,6\text{\AA}; r)$ von $O\text{VIII}\lambda 21,6\text{\AA}$ (a) für verschiedene $T_e(r)$ -Profile bei konstanter Zentral-Temperatur T_{eo} und (b) für verschiedene T_{eo} bei konstantem relativem $T_e(r)$ -Profil . Es handelt sich dabei um die bezüglich ihrer Maxima normierten Strahlungsprofile

$$I^{\text{rel}}(\lambda_o, r) = \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \cdot \frac{S_{ij}^{\lambda_o}(T_e(r))}{S_{ij}^{\lambda_o}(T_{eo})} \quad (27)$$

wo λ_o für $O\text{VIII}\lambda 21,6\text{\AA}$ steht . Hieraus ergeben sich nach Gl.(22) die absoluten Emissions-Profile gemäß

$$\rho^s(\lambda_o, r) = \rho^s(\lambda_o, r=0) \cdot I^{\text{rel}}(\lambda_o, r) \quad (28a)$$

wenn

$$\rho^s(\lambda_o, r=0) = \frac{hc}{\lambda_o} \cdot \frac{A_{ji}}{\sum_{k,j} A_{jk}} \cdot n_o \cdot n_{eo} \cdot S_{ij}^{\lambda_o}(T_{eo}) \quad (28b)$$

die Volumen-Strahldichte im Plasma-Zentrum ist .

Man erkennt , daß eine Variation von T_{eo} nur geringen Einfluß auf die Breite des $I^{\text{rel}}(21,6\text{\AA}; r)$ -Profils hat , während die Unsicherheit über das relative $T_e(r)$ -Profil (repräsentiert durch den Exponenten γ) einen Fehler von 15 - 20 % in Bezug auf die Halbwertsbreite von $I^{\text{rel}}(21,6\text{\AA}; r)$ zur Folge haben kann .

4.2.2.2. Bestimmung der Elektronen-Temperatur

Nach Gln. (4) und (21) ist die Strahlungsdichte des Plasmas bei der Wellenlänge λ_o , $\rho^s(\lambda_o, r)$, mit der vom Detektor registrierten Intensität $I^e(\lambda)$ durch die Beziehung

$$L(\lambda_o) = \int_{-a}^a \rho^s(\lambda_o, r) dr = \frac{1}{S(\lambda_o)} \cdot \int_{\text{Linie } \lambda_o} I^e(\lambda) d\lambda \quad (29)$$

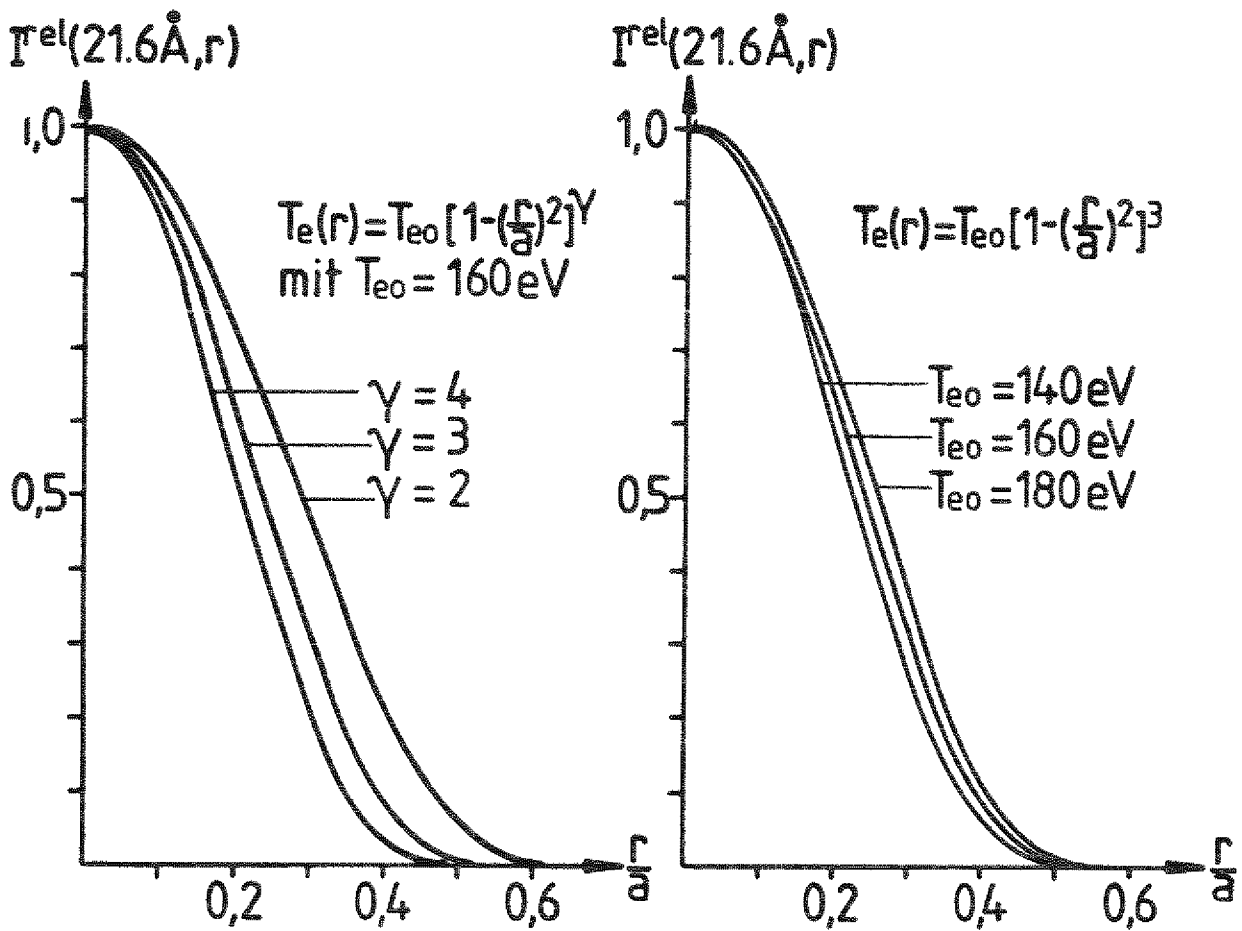


Abb.16 Relative räumliche Verteilung der Strahlungs-Emission von $\lambda_0 = 21,6 \text{ \AA}$

$$I^{\text{rel}}(\lambda_0, r) = \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] \cdot \frac{S_{\lambda_0}^{\text{OVI}}(T_e(r))}{S_{\lambda_0}^{\text{OVI}}(T_{e0})}$$

für (a) verschiedene $T_e(r)$ -Profile

(b) verschiedene Maximal-Temperaturen T_{e0}

verknüpft. Wegen $\mathcal{J}^S(\lambda_0) = Z^S(\lambda_0) \cdot hc/\lambda_0$ und $I^e(\lambda) = Z^e(\lambda) \cdot hc/\lambda$ kann man stattdessen auch schreiben

$$\int_{-a}^a Z^S(\lambda_0, r) dr = \frac{1}{S(\lambda_0)} \cdot \int_{\text{Linie } \lambda_0} Z^e(\lambda) d\lambda \quad (30)$$

wobei $Z^S(\lambda_0)$ die Zahl der pro cm^3 und Sekunde bei λ_0 emittierten Photonen ist und $Z^e(\lambda)$ die vom Zählrohr nachgewiesene Zählrate in Phot./s. Sei $Z^e(\lambda_0)$ die im Maximum der Linie bei λ_0 gemessene Zählrate und $\Delta\lambda_{\text{app}}(\lambda_0)$ die Halbwertsbreite dieser

Linie , so gilt nach Gl.(30) in guter Näherung

$$Z^e(\lambda_0) = \frac{S(\lambda_0)}{\Delta\lambda_{app}} \cdot \int_{-a}^a Z^s(\lambda_0, r) dr \quad (31a)$$

wobei wegen Gln. (22) und (23)

$$Z^s(\lambda_0, r) = \frac{A_{ji}}{\sum_{l \neq j} A_{jl}}(\lambda_0) \cdot n_v(r) \cdot f(v, z, r) \cdot n_{eo} \cdot \left[1 - \left(\frac{v}{a}\right)^2\right] \cdot S_{ij}^{\lambda_0}(T_e(r)) \quad (31b)$$

Das Verhältnis der Zählraten zweier Spektrallinien des selben Verunreinigungselements v ist dann

$$\frac{Z^e(\lambda_1)}{Z^e(\lambda_2)} = \frac{S(\lambda_1)}{S(\lambda_2)} \cdot \frac{\Delta\lambda_{app}(\lambda_2)}{\Delta\lambda_{app}(\lambda_1)} \cdot \frac{\int_{-a}^a Z^s(\lambda_1, r) dr}{\int_{-a}^a Z^s(\lambda_2, r) dr} \quad (32a)$$

Hierfür soll im Folgenden abkürzend geschrieben werden :

$$R^{exp}(\lambda_1, \lambda_2, T_{eo}) = R^{app}(\lambda_1, \lambda_2) \cdot R^{th}(\lambda_1, \lambda_2, T_{eo}) \quad (32b)$$

wo

$$R^{exp}(\lambda_1, \lambda_2) := \frac{Z^e(\lambda_1)}{Z^e(\lambda_2)} \quad R^{app}(\lambda_1, \lambda_2) := \frac{S(\lambda_1)}{S(\lambda_2)} \cdot \frac{\Delta\lambda_{app}(\lambda_2)}{\Delta\lambda_{app}(\lambda_1)}$$

und mit (31b)

$$\begin{aligned} R^{th}(\lambda_1, \lambda_2) &:= \frac{\int_{-a}^a Z^s(\lambda_1, r) dr}{\int_{-a}^a Z^s(\lambda_2, r) dr} \\ &= \frac{[A_{ji}/\sum A_{jl}](\lambda_1)}{[A_{ji}/\sum A_{jl}](\lambda_2)} \cdot \frac{\int_{-a}^a [1 - (v/a)^2] \cdot f(v, z1, r) \cdot S_{ij}^{\lambda_1}(T_e(r)) dr}{\int_{-a}^a [1 - (v/a)^2] \cdot f(v, z2, r) \cdot S_{ij}^{\lambda_2}(T_e(r)) dr} \end{aligned} \quad (32c)$$

wenn λ_1 und λ_2 den Ionisationsstufen $z1$ bzw. $z2$ zuzuordnen sind und die Verunreinigung v homogen verteilt ist ($n_v(r) \equiv n_v$; s. Kap. 4.2.2.1.) . Für ein bestimmtes Linienpaar ist das rein instrumentell bedingte Verhältnis R^{app} eine Konstante , während R^{th} über die Anregungskoeffizienten S_{ij} , ggf. auch über $f(v, z1, r)$ und $f(v, z2, r)$, von der Elektronen-Temperatur des Plasmas abhängt .

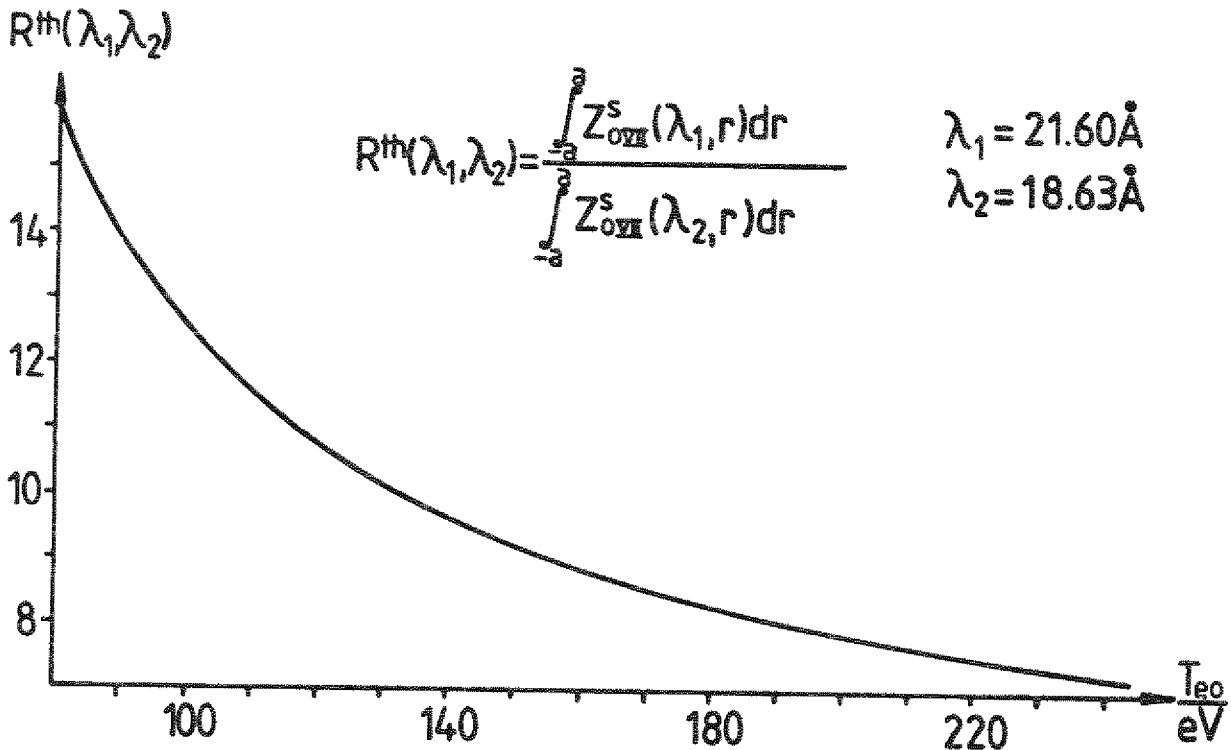


Abb.17 T_{eo} -Bestimmung aus dem Verhältnis der Linien-
Intensitäten $O VII \lambda 21,60 \text{ \AA} / O VII \lambda 18,63 \text{ \AA}$

Abb.17 zeigt den Verlauf von $R^{th}(\lambda_1, \lambda_2)$ in Abhängigkeit von der zentralen Temperatur T_{eo} für $\lambda_1 = O VII \lambda 21,60 \text{ \AA}$ und $\lambda_2 = O VII \lambda 18,63 \text{ \AA}$. Dabei wurde, wie in Kap.4.2.2.1. begründet, $f(O VII, r) \equiv 1$ gesetzt. $S_{ij}^{\lambda_1}(T_e(r))$ und $S_{ij}^{\lambda_2}(T_e(r))$ wurden nach Gl.(25)/(26) unter Verwendung der von Mewe angegebenen Parameter $A = 0$ berechnet, wobei $T_e(r)$ wiederum nach Gl.(24) mit $\chi = 3$ angesetzt wurde (Variation von χ zwischen 2 und 4 beeinflusste das Ergebnis nur geringfügig). Das Verzweigungsverhältnis $A_{ji} / \sum A_{j1}$ beträgt 1 für $\lambda = 21,60 \text{ \AA}$ (1. Resonanzlinie) und 0,95 für die 2. Resonanzlinie bei $\lambda = 18,63 \text{ \AA}$.

Zur Bestimmung von $R^{app}(\lambda_1, \lambda_2)$ wurden $S(21,6 \text{ \AA})$ und $S(18,63 \text{ \AA})$ aus Abb.7a abgelesen; die Halbwertsbreiten beider Linien stimmten im Rahmen der Meßgenauigkeit überein: $\Delta \lambda_{app}(21,60 \text{ \AA}) = \Delta \lambda_{app}(18,63 \text{ \AA}) = 0,08 \text{ \AA}$. Daraus ergab sich $R^{app} = 0,58 \pm 10 \%$.

$R^{\text{exp}} = Z^e(21,6\text{\AA})/Z^e(18,63\text{\AA})$ wurde über die 4. bis 8. Millisekunde gemittelt und betrug $R^{\text{exp}} = 5,1 \pm 0,4$. Hieraus folgte $R^{\text{th}}(\lambda_1, \lambda_2) = R^{\text{exp}}/R^{\text{app}} = 8,8 \pm 1,0$, womit sich aus der T_e -Bestimmungskurve Abb.17 eine zentrale Elektronen-Temperatur $T_{e0} = (160 \pm 25) \text{ eV}$ ablesen läßt. Für $t > 8 \text{ ms}$ ließen die großen statistischen Schwankungen (infolge der geringen Zählraten) eine zuverlässige Temperatur-Bestimmung nicht zu. Im Rahmen der Meßgenauigkeit erwiesen sich $R^{\text{exp}}(\lambda_1, \lambda_2, T_{e0})$ und T_{e0} als konstant während des betrachteten Zeitintervalls.

Daneben wurde versucht, die Elektronen-Temperatur des Plasma-Zentrums aus dem Intensitätsverhältnis des Linienpaares $\text{OVII} \lambda 18,63\text{\AA}$ und $\text{OVIII} \lambda 18,97\text{\AA}$ (Lyman- α) abzuschätzen. Hierzu wurden die relativen Besetzungsdichten $f(\text{OVII}, T_e(r))$ und $f(\text{OVIII}, T_e(r))$ mit Hilfe der von Elwert [24] vorgeschlagenen Corona-Gleichung berechnet:

$$\frac{n_{z+1}(T_e)}{n_z} \approx 10^8 \cdot \frac{j}{n^*} \cdot \frac{1}{\chi_z^2} \cdot \frac{KT_e}{\chi_z} \cdot \exp\left(-\frac{\chi_z}{KT_e}\right) \quad (33)$$

Hierbei ist

j = Zahl der Elektronen in der äußeren Schale (Zustand z)

n^* = Hauptquantenzahl des Grundzustands

χ_z = Ionisationsenergie in eV

$n_z = n_v \cdot f(v, z, T_e)$ = Teilchenzahldichte der Verunreinigung v im Ionisationszustand z

Im betrachteten Temperatur-Bereich ($\gg 50 \text{ eV}$) existieren die Ionisationsstufen OVII , OVIII und OIX (nackte Kerne); dort gilt deshalb

$$n_0 = n_{\text{OVII}} + n_{\text{OVIII}} + n_{\text{OIX}} = n_{\text{OVII}} \cdot \left[1 + \frac{n_{\text{OVIII}}}{n_{\text{OVII}}} \left(1 + \frac{n_{\text{OIX}}}{n_{\text{OVIII}}} \right) \right] \quad (34)$$

woraus sich $f(\text{OVIII}, T_e) = n_{\text{OVIII}}(T_e)/n_0$ ergibt, wenn man $n_{\text{OVIII}}(T_e)/n_{\text{OVII}}(T_e)$ und $n_{\text{OIX}}(T_e)/n_{\text{OVIII}}(T_e)$ mit Hilfe von Gl.(33) berechnet; hieraus wiederum folgt $f(\text{OVIII}, T_e) = n_{\text{OVIII}}(T_e)/n_0 = f(\text{OVII}, T_e) \cdot n_{\text{OVIII}}(T_e)/n_{\text{OVII}}(T_e)$. Setzt man

die so gewonnenen $f(0, z, T_e)$ -Werte in Gl.(32) ein und führt im Übrigen die gleiche Prozedur durch wie für das O VII-Linienpaar $\lambda_{21,6\text{\AA}}/\lambda_{18,63\text{\AA}}$ diskutiert, so erhält man die in Abb.18 dargestellte T_{eo} -Bestimmungskurve $R^{th}(\lambda_1, \lambda_2, T_{eo})$ mit $\lambda_1 = \text{OVII} \lambda_{18,63\text{\AA}}$ und $\lambda_2 = \text{OVIII} \lambda_{18,97\text{\AA}}$.

Mit $R^{exp} = 2,7 \pm 0,65$ und $R^{app} = 1,05$ ergibt sich hieraus $T_{eo} = (126 \pm 4) \text{ eV}$. Man erkennt, daß sich T_{eo} auf diese Weise zwar rein meßtechnisch sehr genau bestimmen läßt, doch setzt der dabei durchgeführte Vergleich verschiedener

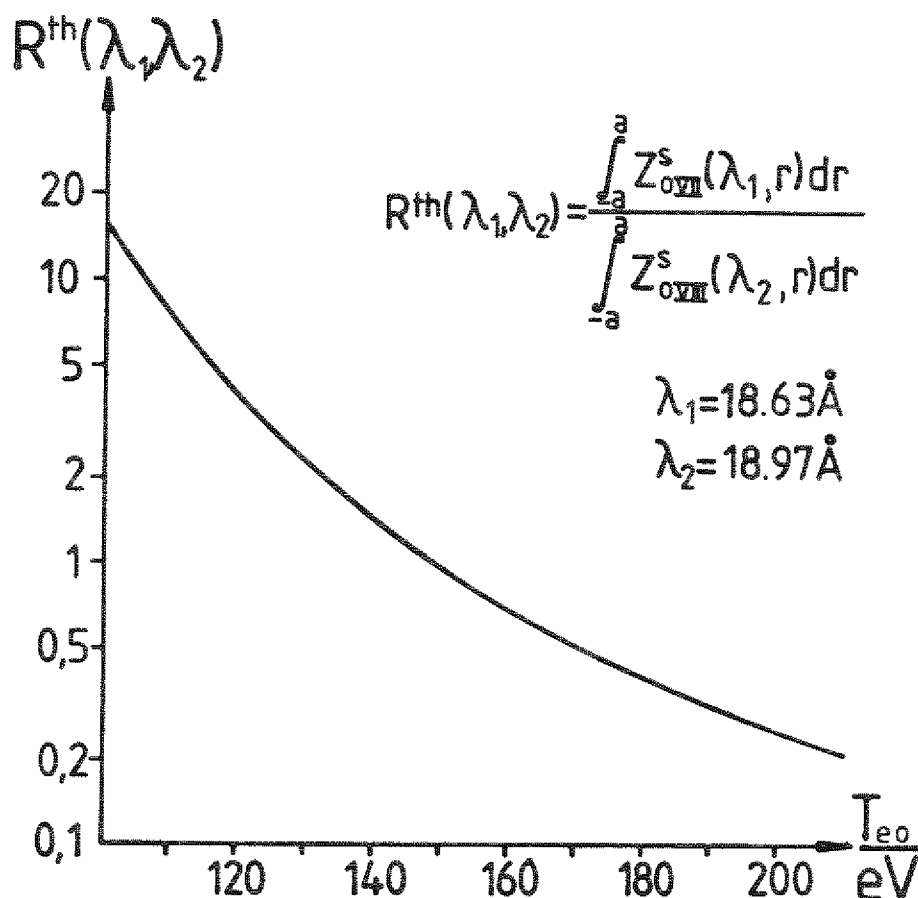


Abb.18 Intensitäts-Verhältnis von O VII $\lambda_{18,63\text{\AA}}$ zu O VIII $\lambda_{18,97\text{\AA}}$ für ein im Corona-Gleichgewicht befindliches Plasma als Funktion von T_{eo}

Ionisationsstufen voraus, daß deren Besetzungsdichten auch tatsächlich durch das verwendete Corona-Ionisations-Modell richtig beschrieben werden. Dies ist jedoch bei einem Tokamak-Plasma nicht der Fall; stattdessen liegt aufgrund nach

innen gerichteter Diffusion der Verunreinigungsteilchen generell eine Verteilung auf die verschiedenen Ionisationsstufen vor, welcher nach dem Corona-Modell eine deutlich geringere Temperatur entsprechen würde (vgl. z.B./2/) . Diese Methode liefert deshalb grundsätzlich eine untere Grenze für die wahre Temperatur . Aus diesem Grund erscheint es durchaus sinnvoll, daß der Vergleich von $O\text{VII}\lambda 18,63\text{\AA}$ mit $O\text{VIII}\lambda 18,97\text{\AA}$ eine kleinere Temperatur liefert ($T_{eo} = (126 \pm 4)\text{eV}$) als der Vergleich von $O\text{VII}\lambda 21,60\text{\AA}$ mit $O\text{VII}\lambda 18,63\text{\AA}$ ($T_{eo} = (160 \pm 25)\text{eV}$), welcher unabhängig ist von Annahmen über die Besetzung der Ionisationszustände .

Zusätzlich wurde die Elektronen-Temperatur nach einem von Jahoda /25/ vorgeschlagenen Verfahren bestimmt, wobei das kurzwellige Kontinuum ($\lambda \approx 9-12\text{\AA}$) durch zwei verschieden dicke Beryllium-Folien (Flächengewichte: 4,15 bzw. 6,89 mg/cm²) in Direktbeobachtung gemessen wurde . Die dabei gezählten Impulse wurden für jedes Millisekunden-Intervall über je 11 Entladungen aufsummiert, worauf die Verhältnisse dieser Summen gebildet wurden :

$$R^{\text{exp}}(t) = Z(\text{Be}_{4,15};t)/Z(\text{Be}_{6,89};t)$$

Gemittelt über die 4. bis 7. Millisekunde ergab sich $R^{\text{exp}} = 3,25 \pm 0,3$. Nimmt man eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen an und ein Transmissions-Spektrum der Be-Folien, welches durch

$$\tau(E) = \exp(-K/E^3)$$

beschrieben wird, wo $E = hc/\lambda$ = Photonen-Energie in keV und $K(4,15) = 2,80 \pm 0,14$ sowie $K(6,89) = 4,20 \pm 0,27$, so folgt aus R^{exp} eine Elektronen-Temperatur von $T_{eo} = (150^{+14}_{-9})\text{eV}$. Allerdings bewirken die Unsicherheiten der beiden K -Werte bereits bei festgehaltenem $R^{\text{exp}} = 3,25$ einen zusätzlichen Fehler in T_{eo} von $\pm 27\text{eV}$.

Auch dieses Ergebnis steht in Einklang mit den Resultaten der beiden ersten Methoden zur Bestimmung von T_{eo} .

4.2.2.3. Bestimmung der Sauerstoff-Konzentration

Mit Hilfe der so ermittelten Temperatur wurde aus der gemessenen Absolutintensität von $O\text{VII} \lambda 21,6\text{\AA}$ die mittlere Teilchendichte des He-ähnlichen Sauerstoffs $O\text{VII}$ im heißen Plasma-Zentrum bestimmt. Hierzu wurden die in Kap. 4.2.2.1. berechneten normierten Strahlungsprofile $I^{\text{rel}}(\lambda_o, T_e(r))$ mit $\lambda_o = 21,60\text{\AA}$ verwendet. Nach Gln. (21) und (28) gilt nämlich:

$$L(\lambda_o) = \rho^s(\lambda_o, r=0) \cdot \int_{-a}^a I^{\text{rel}}(\lambda_o, r) dr \quad (35)$$

wobei das Integral die Bedeutung einer effektiven Schichtdicke hat, innerhalb derer das Plasma die Linie bei λ_o überall mit der maximalen Strahlungsdichte $\rho^s(\lambda_o, r=0)$ emittiert. Entsprechend definieren wir

$$l_{\text{eff}} := \int_{-a}^a I^{\text{rel}}(\lambda_o, r) dr$$

Zur Berechnung von l_{eff} wird Gl. (27) längs des Sehstrahls integriert, wobei $T_e(r)$ wiederum durch Gl. (24) beschrieben wird mit $\chi = 3 \pm 1$ und $T_{eo} = (160 \pm 20) \text{ eV}$ (vgl. Abb. 16). Abweichungen von der Identität $f(O\text{VII}, r) \equiv 1$ werden hierbei zunächst vernachlässigt. Es ergibt sich $l_{\text{eff}} = (4,8 \pm 0,7) \text{ cm}$.

$\rho^s(\lambda_o, r=0)$ ist nach Gl. (28b) proportional zur Teilchendichte

$$n_{O\text{VII}} = \frac{\rho^s(\lambda_o, r=0)}{\frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{A_{ji}}{\sum_k A_{jk}} \cdot n_{eo} \cdot S_{ij}^{\lambda_o}(T_{eo})}$$

woraus mit $A_{ji}/\sum_k A_{jk} = 1$ und Gl. (35) folgt

$$n_{O\text{VII}} = \frac{L(\lambda_o)}{\frac{hc}{\lambda_o} \cdot n_{eo} \cdot S_{ij}^{\lambda_o}(T_{eo}) \cdot l_{\text{eff}}} \quad (36)$$

Gemittelt über die 3. bis 8. ms ergibt sich hieraus mit $\bar{n}_{eo} = 1,37 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $S_{ij}^{\lambda_o}(160 \text{ eV}) = 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (vgl. Abb. 16) und $L(21,60\text{\AA}) = (9 \dots 130) \text{ mW/cm}^2$ (s. Kap. 4.2.1.) eine $O\text{VII}$ -Teilchendichte von

$$n_{O\text{VII}} = 1,4 \cdot 10^{11} \dots 2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3},$$

was bezogen auf $\bar{n}_{eo}$ Verunreinigungs-Konzentrationen von 1 - 16 %

entspricht . Im zeitlichen Maximum (5.ms) lag $n_{\text{OVIII}}(t)$ jeweils um 25 - 30 % über diesen gemittelten n_{OVIII} -Werten (vgl. Abb.12c , untere Kurve) .

Um n_0 , die Gesamtdichte des Sauerstoffs im Plasma-Zentrum , zu bestimmen , muß man streng genommen auch den Anteil der H-ähnlichen Ionen OVIII mitberücksichtigen ; dieser beträgt aufgrund der beobachteten Linienintensitäts-Verhältnisse und der aus Abb.15 abzulesenden Anregungsraten $n_{\text{OVIII}} \approx 0,1 \cdot n_{\text{OVII}}$, so daß $n_0 \approx 1,1 \cdot n_{\text{OVII}}$.

Allerdings sind die angegebenen OVII-Dichten nur bis auf einen Faktor von etwa 1,7 genau , wobei die größte Unsicherheit durch die starke Temperatur-Abhängigkeit von $S_{ij}^{\lambda_0}(T_e)$ verursacht wird , welche mit $\Delta T_e/T_e = 0,15$ einen relativen Fehler von $\Delta S_{ij}^{\lambda_0}/S_{ij}^{\lambda_0}(T_e) = 0,5$ zur Folge hat ; daneben fallen die übrigen Unsicherheiten $\Delta L(\lambda_0)/L(\lambda_0) = 0,25$, $\Delta n_{eo}/n_{eo} = 0,1$, $\Delta l_{\text{eff}}/l_{\text{eff}} = 0,15$ und der von Mewe angegebene Größtfehler für die Absolutwerte von S_{ij} , $\Delta S_{ij}/S_{ij}(\text{abs.}) = 0,3$, bei quadratischer Fehler-Addition nur wenig ins Gewicht .

Die für UNITOR bestimmten Sauerstoff-Dichten $n_0 = 1,6 \cdot 10^{11} \dots 2,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ fügen sich gut in den Rahmen der Ergebnisse ein , welche an anderen Tokamaks erzielt wurden ; beispielsweise wurde an JFT-2 /2/ und DITE /19/ $n_0 = 1 - 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ermittelt , was bezogen auf die Elektronen-Dichten ($n_{eo} = 2,2 - 2,8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) Sauerstoff-Konzentrationen von 5 - 7 % entsprach . Prinzipiell erscheint es nicht unvernünftig , für UNITOR etwas höhere Verunreinigungsichten zu erwarten als für größere Maschinen , da bei Annahme gleicher Wand-Beschaffenheit die Teilchendichte der von den Wänden kommenden Verunreinigungen mit dem Verhältnis von Oberfläche zu Volumen skaliert , welches proportional ist zu $1/a$ (a =kleiner Plasma-Radius) . Diese Überlegungen gelten qualitativ genauso für die metallischen Verunreinigungen , welche in Kap.4.4. diskutiert werden .

Immerhin liegen die zu Beginn einer Serie beobachteten n_0 -Werte ($\approx 1,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) im selben Bereich wie bei den sauber-

sten bisher erzeugten Tokamak-Plasmen⁺, was für die Wirksamkeit der angewendeten Reinigungs-Entladung spricht .

Der über die jeweilige Meß-Serie gemittelte Anstieg der Intensität von $O_{VII}\lambda 21,60\text{\AA}$ betrug $\Delta L^{O_{VII}}(21,6\text{\AA}) = 1,7 \text{ mW/cm}^2$ pro Schuß bei Mittelung über die 3. bis 8. Millisekunde jeder Entladung ; dieser Wert schwankte für verschiedene Serien statistisch um $\pm 40\%$, unabhängig von der Unsicherheit der Absolutkalibrierung . Nach Gl.(36) entspricht dies bei Verwendung der oben angegebenen Daten einem Anstieg der Teilchenzahl-Dichten um $\Delta n^{O_{VII}} = 2,8 \cdot 10^{10} O_{VII}\text{-Ionen/cm}^3$ bzw. $\Delta n^O = 3,1 \cdot 10^{10} O\text{-Teilchen/cm}^3$ pro Schuß .

Zur Erklärung dieses Anstiegs wird im Folgenden eine grobe Abschätzung durchgeführt . Aufgrund der während dieser Meßreihen beobachteten Leckrate des Torus von $1,3 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}\cdot\text{l/s}$ für Luft und 20% O_2 -Anteil strömten im Mittel $1,6 \cdot 10^{15}$ O-Atome/s in das Vakuumgefäß von UNITOR ein . Bei einer mittleren Wartezeit von 3,5 min zwischen zwei Schüssen erhöhte sich deshalb die Zahl der (i.a. als H_2O) an den Wänden adsorbierten O-Atome von Schuß zu Schuß um $3,4 \cdot 10^{17}$, wenn man annimmt , daß der einströmende Sauerstoff vollständig an die Wand geht und Verluste durch Abpumpen vernachlässigt werden können . Nimmt man weiterhin an , daß sich der Sauerstoff gleichmäßig über die Wand verteilt und daß durch die Tokamak-Entladung nur diejenigen O-Atome freigesetzt werden , die sich auf dem toroidalen Limiter (Breite $\approx 4 \text{ cm}$; Fläche $\approx 0,1 \text{ m}^2$ gegen $1,7 \text{ m}^2$ Gesamtfläche) befinden , so gelangen bei jedem Schuß $2 \cdot 10^{16}$ O-Atome mehr ins Plasma als beim vorhergehenden . Bei homogener Verteilung auf das Torus-Volumen von 100 l ergibt sich damit während der Entladung jeweils eine um $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erhöhte Sauerstoff-Teilchendichte im Plasma .

⁺ zum Beispiel $n_O/n_e \leq 0,5\%$ bei $\bar{n}_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
an DITE /26/ mit Titan-Gettern

Da diese Erhöhung etwa 6 mal größer ist als der spektroskopisch bestimmte Wert von Δn^0 , ist die Rate der durch Lecks in den Torus einströmenden Sauerstoff-Atome groß genug, um den beobachteten Anstieg der Linienintensität von $O\text{VII}\lambda 21,60\text{\AA}$ zu erklären. Es muß darauf hingewiesen werden, daß es sich hier lediglich um eine Plausibilitäts-Betrachtung handelt, von welcher aufgrund der Komplexheit der Zusammenhänge nur größenordnungsmäßige Übereinstimmung erwartet werden kann; Diskrepanzen ergeben sich vor allem aus den Unsicherheiten der spektroskopischen Δn^0 -Bestimmung und der gemachten Annahmen bezüglich: O_2 -Anteil an der Leckrate; vollständiger Adsorption des Sauerstoffs an der Wand (Einfluß der Pumpe); O -freisetzender Fläche (Limiter); homogener Verteilung des Sauerstoffs im Plasma (Ionen-Dynamik).

4.3. Das Kohlenstoff-Spektrum

Der Spektralbereich zwischen $24\text{\AA}$ und $44\text{\AA}$ ließ sich mit dem verwendeten Spektrometer aus zwei Gründen nur sehr unzulänglich erfassen:

1. Wie aus Abb.7b (s.Kap.3.5.) hervorgeht, war die Absolut-Empfindlichkeit $S^{\text{PbSt}}(\lambda)$ in diesem Spektralbereich zwar vergleichbar mit $S^{\text{TAP}}(\lambda)$ für $\lambda \leq 23\text{\AA}$ (z.B. $S^{\text{PbSt}}(35\text{\AA}) \approx S^{\text{TAP}}(21,6\text{\AA})$; vgl. Abb.7a), doch bewirkte die 8-10 mal schlechtere Auflösung des PbSt-Kristalls im Vergleich zum TAP-Kristall, daß Linien gleicher Intensität um den entsprechenden Faktor verbreitert und bezüglich der Zählrate im Maximum erniedrigt wurden, was ihren Nachweis erschwerte.
2. Aufgrund der kleinen Reflexionswinkel ($\theta = 14 - 26^\circ$) und der starken Emission bei größeren Wellenlängen ($\lambda \geq 45\text{\AA}$) wurde in diesem Bereich trotz weitgehender Streulicht-Unterdrückung durch ein Al_2O_3 -Filter (s.Kap.3.6.3.) ein intensiver Untergrund beobachtet, welcher den ohnehin relativ unscharfen Emissionslinien überlagert war (Abb.8).

In diesem Spektralgebiet konnte deshalb nur eine einzige Emissionslinie eindeutig nachgewiesen werden, deren gemessenes

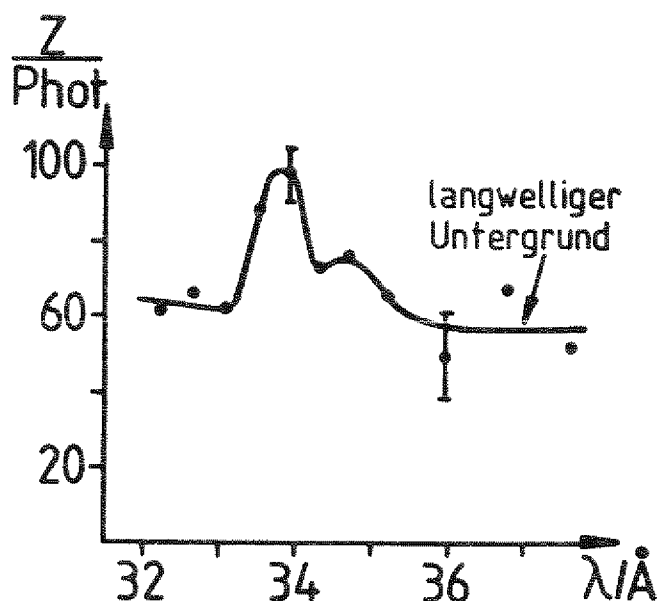


Abb.19 CVI $\lambda 33,74 \text{ \AA}$ (Ly- α)-Emission von UNITOR

gemessen mit PbSt-Kristall durch Al_2O_3 -Filter
 $\tau_f(33,7 \text{ \AA}) = 0,57$; Abschwächung 1:75 ; summiert
 über 3. - 8. ms

Spektrum in Abb.19 dargestellt ist . Es handelt sich dabei um die Lyman- α -Linie des H-ähnlichen Kohlenstoffs C_{VI} bei $\lambda = 33,74 \text{ \AA}$, wie sie bei stärkerer Verschmutzung von UNITOR beobachtet wurde . Es genügten allerdings wenige Reinigungs-Entladungen , um den Kohlenstoff zu entfernen , so daß die Intensität von C_{VI} $\lambda 33,74 \text{ \AA}$ unter die Nachweisgrenze absank ; die selbe Beobachtung wurde qualitativ für C_{III} $\lambda 4267 \text{ \AA}$ gemacht (Zakaria/18/) , wobei nach Abschalten der Reinigungs-Entladung jeweils zunächst ein Anstieg der C_{III}-Intensität von Schuß zu Schuß gemessen wurde , der nach 15 - 20 Tokamak-Entladungen in eine Sättigung überging .

Aus dem in Abb.19 dargestellten Meßsignal ergab sich mit $S^{\text{PbSt}}(33,7 \text{ \AA}) = 3,7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2 \text{ \AA}$ und $\Delta \lambda_{\text{app}} = 0,7 \text{ \AA}$ über die 3. - 8. ms gemittelt eine absolute Flächenstrahldichte $L(\text{C}_{\text{VI}} \text{Ly}\alpha)$ 13 mW/cm^2 , woraus mit Hilfe der selben Prozedur , wie sie in Kap.4.2.2.3. auf O_{VIII} $\lambda 21,6 \text{ \AA}$ angewendet wurde , für das Plasma-Zentrum eine mittlere Dichte

$$n_{\text{C}_{\text{VI}}} \approx 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (\pm 50\%)$$

abgeschätzt wurde . Bei $T_{eo} = 125 \text{ eV}$ (der Vergleich von O VII und O VIII ergab $T_{eo} \approx 125 \text{ eV}$; vgl. Kap.4.2.2.2.) befinden sich unter der Voraussetzung , daß das Gleichgewicht zwischen den Ionisationsstufen ausschließlich durch das Corona-Modell bestimmt wird , etwa 25 % aller C-Ionen im H-ähnlichen Zustand , während mehr als 60 % vollständig ionisiert sind (vgl.z.B./28/). Mit einer Genauigkeit von einem Faktor 2 dürfte die Gesamt-Teilchendichte des Kohlenstoffs deshalb

$$n_C \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (\pm 100\%)$$

betragen , was bezogen auf $\bar{n}_{eo}$ einer Konzentration von 1,5 - 6 % entspräche .

4.4. Das Metallionen-Spektrum ($\lambda = 44-90 \text{ \AA}$)

4.4.1. Meßergebnisse

Abb.20 zeigt das an UNITOR gemessene absolute Emissionsspektrum zwischen $44 \text{ \AA}$ und $90 \text{ \AA}$, wobei wiederum jeweils über die 3. bis 8. Millisekunde gemittelt wurde und die Absolutkalibrierung nach Gl.(18) unter Verwendung der in Abb.7b dargestellten absoluten Empfindlichkeit $S^{abs}(\lambda)$ erfolgte . Es handelt sich dabei um die Fortsetzung des in Abb.8 gezeigten (unkalibrierten) Spektrums im Bereich $20 - 55 \text{ \AA}$, wobei der dort durch Extrapolation ermittelte Untergrund , welcher sich bei Verwendung des Al_2O_3 -Filters bis etwa $53 \text{ \AA}$ erstreckte , von den jeweils gemessenen Zählraten subtrahiert wurde . Das Spektrum oberhalb $55 \text{ \AA}$ wurde wegen der zunehmenden Absorption der Al_2O_3 -Folie zwar ohne dieses Filter gemessen , doch zeigt die in Kap.3.6.3. durchgeführte Abschätzung des Streulicht-Anteils bei $65 \text{ \AA}$ ($\ll 10\%$) , daß der Untergrund in diesem Bereich auch für die ungefilterte Strahlung vernachlässigt werden kann .

Die echten statistischen Schwankungen der Zählraten in diesem Spektralbereich lagen in der Größenordnung von 15 % . Abb.21 zeigt die Reproduzierbarkeit des Meßsignals bei $70 \text{ \AA}$ im Verlaufe einer Serie von ca. 50 Tokamak-Entladungen im Vergleich zum Verhalten der Resonanzlinie O VII $\lambda 21,6 \text{ \AA}$. Während die Intensität der Sauerstoff-Linie (wie in Abb.14b) etwa um einen

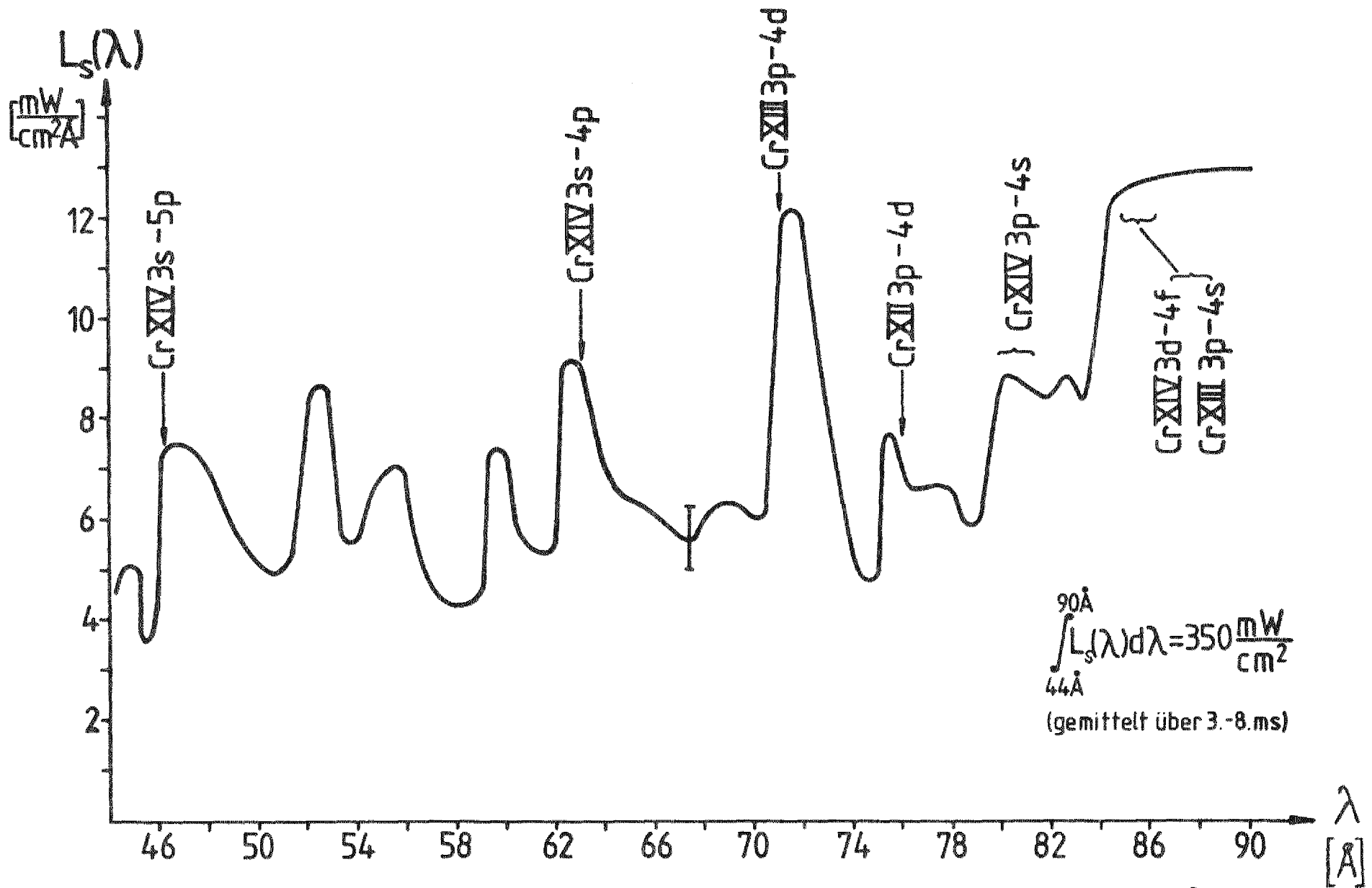


Abb.20 Absolute Strahlungsverluste des UNITOR-Plasmas im USX-Gebiet (44 - 90 Å)
gemittelt über 3. - 8. ms

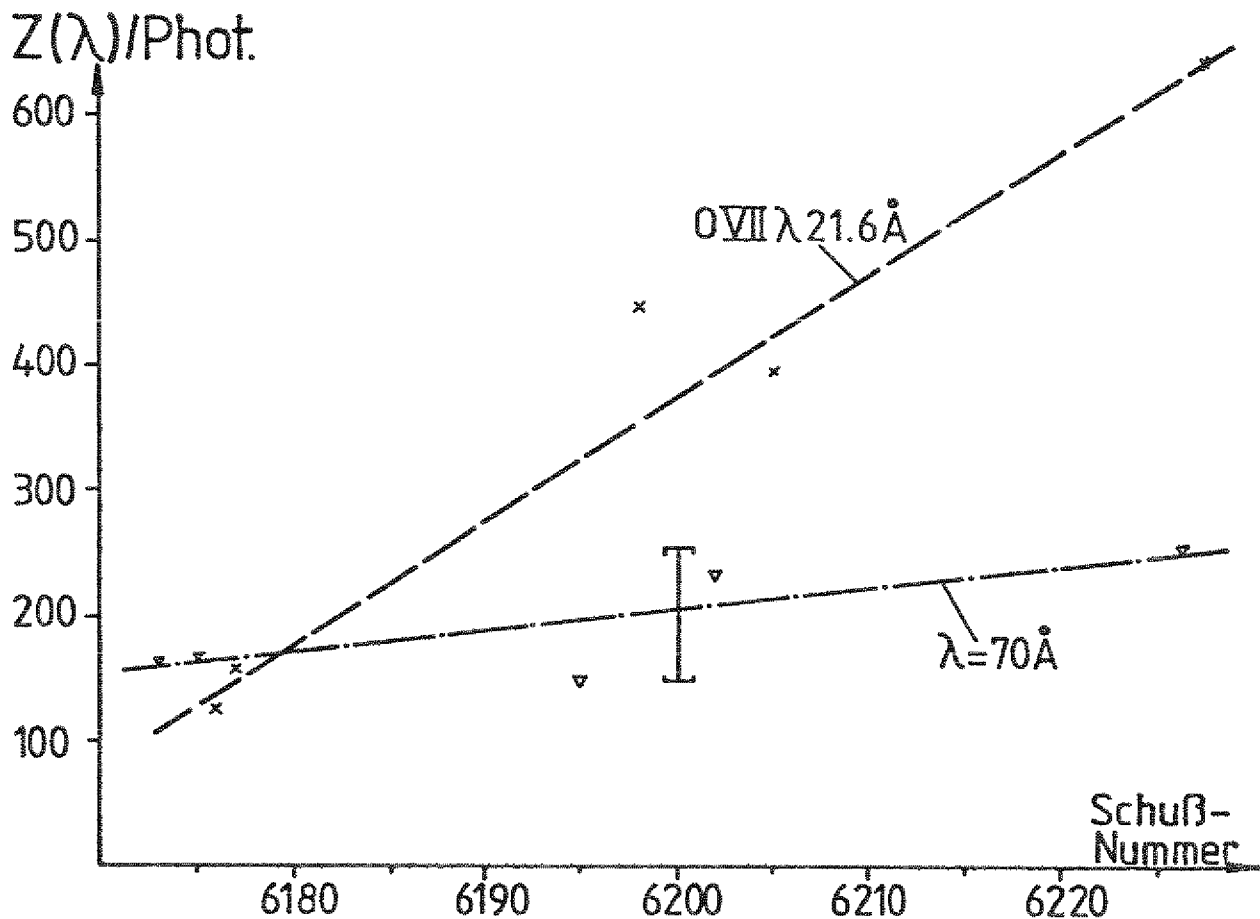


Abb. 21 gemessene Photonenzahlen (summiert über 4.-11. ms ;
Abschwächung 1:180) bei $\lambda = 70 \text{ Å}$ und $\lambda = 21,60 \text{ Å}$ (O VII)
während einer Serie von Entladungen

Faktor 4 anstieg , erhöhte sich gleichzeitig $Z^e(70 \text{ Å})$ nur um ca. 50 %. Dieser vergleichsweise geringe Anstieg läßt sich z.B. durch eine Erhöhung der Elektronen-Dichte erklären , welche durch die zusätzlichen Elektronen von 8 - 10 % Sauerstoff verursacht wird . Bei der Bestimmung der Strahlungsverluste kann diese Variation von $Z^e(70 \text{ Å})$, welche hier stellvertretend für den gesamten Bereich $\lambda = 44 - 90 \text{ Å}$ steht , für jeden einzelnen Meßpunkt als statistische Schwankung von $\pm 25 \%$ um den jeweiligen Mittelwert betrachtet werden ; bei Integration über das Gesamtspektrum dürften sich diese Meßunsicherheiten weitgehend kompensieren .

Die absolute Flächen-Strahldichte des Plasmas in diesem Spektralbereich betrug damit im zeitlichen Mittel (3. - 8. ms)

$$\int_{44\text{\AA}}^{90\text{\AA}} L_s(\lambda) d\lambda = 350 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2} \quad (\pm 30\%)$$

wobei die Genauigkeit in erster Linie durch die Absolutkalibrierung begrenzt wurde. Ein Vergleich mit Kap. 4.2.1. zeigt, daß zu Beginn einer Schuß-Serie diese Strahlungsverluste die von O VII und O VIII verursachten Verluste im Bereich 14 - 23 Å etwa um einen Faktor 10 übertrafen; gegen Ende einer Serie, bei starker Verschmutzung des Plasmas, hatten die Verluste für beide Spektralbereiche die selbe Größenordnung.

4.4.2. Interpretation der Meßergebnisse

4.4.2.1. Qualitative Interpretation

Da die meisten der in Abb. 20 dargestellten Strukturen des Spektrums im Bereich 44 - 90 Å so stark ausgeprägt sind, daß sie trotz der statistischen Meßfehler zweifelsfrei nachzuweisen waren (vgl. Fehlerschranken in Abb. 20), muß eine Interpretation dieses Spektrums als Brems- und Rekombinationskontinuum ausgeschlossen werden. Stattdessen setzt sich das Emissionsspektrum aus einer großen Anzahl von Linien zusammen, wie sie in diesem Bereich auch an anderen Tokamak-Plasmen (z.B./2/) mit Hilfe von Grazing-Incidence-Spektrometern beobachtet wurden; diese Linien werden dort allgemein den Ionen schwerer Verunreinigungselemente wie Fe oder Mo zugeschrieben. Allerdings ist das Linienspektrum bei den hier durchgeführten Messungen durch den schlecht auflösenden Bleistearat-Kristall so stark verschmiert, daß einzelne Linien kaum unterschieden werden können.

Im Gegensatz zum Spektralbereich 14 - 23 Å enthält das hier betrachtete Spektrum zwischen 44 und 90 Å keine intensiven Sauerstoff-Linien; das Li-ähnliche O VII emittiert nämlich erst oberhalb 90 Å, während O VIII und O VIII nur mit den intensitätsschwachen Übergängen von $n \geq 5$ bzw. 4 nach $n = 2$

(n = Hauptquantenzahl) an diesem Teil des Spektrums beteiligt sind (vgl. z.B./29/) . Gegen einen nennenswerten Beitrag des Sauerstoffs zur Emission in diesem Bereich spricht auch deren weitgehende Unabhängigkeit von der Sauerstoff-Konzentration (vgl. Abb.21) . Diese Unabhängigkeit ist auch eine Folge der Vernachlässigbarkeit des Sauerstoff-Rekombinationskontinuums (und erst recht des Bremskontinuums) ; eine grobe Abschätzung des OVI-Kontinuums ergibt für 10 % Sauerstoff eine Intensität von weniger als $10^{-5} \text{ W}/(\text{\AA cm}^2)$ bei $70 \text{ \AA}$, was verglichen mit $L_s(70\text{\AA}) \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ W}/(\text{\AA cm}^2)$ (s. Abb.21) einem Anteil von weniger als 0,2 % entspricht .

Da auch die anderen leichten Verunreinigungselemente (C, N) keine Linien in diesem Bereich emittieren , muß das in Abb.21 gezeigte Spektrum durch metallische Verunreinigungen verursacht sein , welche durch Plasma-Wand-Wechselwirkung aus der Wand gelöst werden und ins Plasma gelangen . Das Entladungsgefäß von UNITOR besteht aus Edelstahl ; ein poloidaler Limiter (aus einem anderen Material) wird nicht verwendet . Als metallische Verunreinigungen kommen deshalb im Wesentlichen nur Chrom , Eisen und Nickel in Frage .

Berechnungen des Ionisations-Gleichgewichts dieser drei Elemente in Abhängigkeit von der Elektronen-Temperatur (Breton/30/) ergeben für $T_e = 160 \text{ eV}$ nach Tab.1 für Chrom einen Schwerpunkt

	isoelektronische Sequenz									
	K	Ar	Cl	S	P	Si	Al	Mg	Na	Ne
Cr						5	20	24	24	26
Fe			4	14	21	26	21	10		
Ni	10	21	28	24	10	4				

Tab.1 Relativer Anteil (in %) der verschiedenen Ionisationszustände von Cr , Fe und Ni bei $T_e = 160 \text{ eV}$ nach dem Corona-Modell

bei den Al- bis Ne-ähnlichen Ionisationsstufen , für Eisen bei den S- bis Mg-ähnlichen und für Nickel bei den K- bis P-ähnlichen Ionisationszuständen . Die Rechnungen wurden unter

Verwendung des Corona-Ionisations-Modells bei Berücksichtigung dielektronischer Rekombination durchgeführt ; Transport-Vorgänge , durch welche das Ionisations-Gleichgewicht zu etwas niedrigeren Ionisationsstufen verschoben werden kann , wurden vernachlässigt . In den äußeren , kälteren Zonen des Plasmas kommen außerdem auch jeweils alle tieferen Ionisationszustände vor .

Aufgrund ihrer Ionisations-Energien (=maximalen Anregungs-Energien) fällt die Emission von Cr , Fe und Ni erst für die Ar- , K- bzw. Sc-ähnlichen und für alle höheren Ionisationsstufen in den Spektralbereich unterhalb 90 Å . Ne-ähnliche und höher ionisierte Ionen dieser Elemente emittieren dabei praktisch nur unterhalb 22 Å . Die beobachtete Emission im Bereich 44 - 90 Å muß deshalb durch folgende Ionen verursacht sein (vgl. Tab.1) :

Cr <u>VII</u> - <u>XIV</u>	(Ar- bis Na-ähnlich)
Fe <u>VIII</u> - <u>XV</u>	(K- bis Mg-ähnlich)
Ni <u>VIII</u> - <u>XV</u>	(Sc- bis Si-ähnlich)

Die meisten Details des in Abb.20 dargestellten Spektrums lassen sich den stärksten ($\Delta n \neq 0$)-Übergängen der Na- , Mg- und Al-ähnlichen Ionen Cr XII - XIV zuordnen :

Ion	Elektronen-Konfiguration	λ Å
Cr <u>XIV</u> (Na-Sequenz)	3d - 4f	86
	3p - 4s	80 - 81
	3s - 4p	63
	3s - 5p	46
Cr <u>XIII</u> (Mg-Sequenz)	3p - 4s	85 - 86
	3p - 4d	71
Cr <u>XII</u> (Al-Sequenz)	3p - 4d	76

Tab.2 beobachtete Cr-Übergänge (vgl. Abb.20) ; jeder Konfiguration entspricht ein aus mehreren Komponenten bestehendes Multiplett ; auf Term-Bezeichnungen und genaue Wellenlängen-Angaben wurde wegen der schlechten Auflösung verzichtet .

Die hier aufgeführten Cr-Linien sind in /29/ tabelliert und wurden erstmals von Edlén /31/ mit einem Gitterspektrographen an einem Vakuumfunken beobachtet . Dagegen wurden die Spektren der niedrigeren Ionisationsstufen Cr ~~VIII~~ - ~~XI~~ (Ar- bis Si-ähnlich) in diesem Bereich bisher überhaupt nicht untersucht , so daß entsprechende Wellenlängen-Angaben fehlen , obwohl aus einem Vergleich mit den hinlänglich erforschten Spektren von Fe ~~IX~~ - ~~XV~~ geschlossen werden muß , daß auch diese Cr-Ionen im betrachteten Spektralbereich intensive Emission zeigen . Das Gleiche gilt für Ni ~~XI~~ - ~~XV~~ . Das wegen seiner astrophysikalischen Bedeutung sehr gründlich untersuchte Eisen (Fe ~~IX~~ - ~~XV~~) emittiert im Bereich 44 - 90 Å ein sehr linienreiches Spektrum ; allerdings konnte keine dieser Fe-Linien in Abb.20 eindeutig identifiziert werden , was einerseits durch die Überlagerung mit den (bisher nie untersuchten) Linien von Cr ~~VIII~~ - ~~XI~~ und Ni ~~XI~~ - ~~XV~~ , andererseits durch die schlechte Auflösung bedingt sein dürfte .

Offensichtlich wird das in Abb.20 gezeigte Spektrum durch Linienemission von Chrom dominiert (vgl. Tab.2) . Dies stimmt mit dem Ergebnis spektroskopischer Messungen an UNITOR im Sichtbaren überein , bei welchen intensive Linienstrahlung von Cr I und Cr II , nicht jedoch von Fe und Ni beobachtet wurde . Ursache hierfür könnte sein , daß die Chrom-Schicht , mit welcher die Innenwand des Entladungsgefäßes ursprünglich überzogen war (vgl./8/) , nur unvollständig entfernt wurde .

4.4.2.2. Abschätzung der Metall-Dichte im Plasma

Analog der in Kap.4.2.2.3. beschriebenen Bestimmung der Sauerstoff-Konzentration aus der Absolutintensität von ~~O VIII~~ $\lambda 21,6\text{\AA}$ wäre es wünschenswert , auch die Teilchendichten der metallischen Verunreinigungen auf ähnliche Weise ermitteln zu können . Im vorigen Abschnitt wurde jedoch erläutert , daß im heißen Kern des UNITOR-Plasmas jeweils mehrere Ionisationsstufen von Cr , Fe und Ni vorkommen , deren linienreiche Teilspektren sich zu dem in Abb.20 dargestellten , absolut gemessenen , Spektrum (44-90Å) überlagern . Aufgrund

der schlechten Auflösung ist es dabei nicht möglich , jedem dieser Ionen eine isolierte gemessene Emissionslinie zuzuordnen .

Unter den gegebenen Voraussetzungen erscheint es deshalb noch am zuverlässigsten , die Metall-Dichte dadurch abzuschätzen , daß man die im gesamten USX-Bereich (44-90Å) gemessene Absolutintensität mit der theoretisch zu erwartenden Emission von Fe in diesem Spektralbereich vergleicht . Da Cr und Ni sich jeweils nur um $\Delta Z = \pm 2$ von Fe unterscheiden , sollte der Fehler , den man dabei durch die Annahme eines reinen Fe-Spektrums anstelle des tatsächlichen Spektrums macht , nicht allzu groß sein . Die Rechnungen wurden deshalb für Fe durchgeführt , weil hier das umfangreichste Daten-Material (Wellenlängen, Oszillatorenstärken) vorliegt .

Die Bestimmung der Metall-Dichte $n_M (= n_{Fe} + n_{Cr} + n_{Ni})$ erfolgte auf der Grundlage der von Breton /28/ durchgeführten Berechnung der Gesamt-Strahlungsverluste von Eisen , $P_{Fe}^{rad}(T_e)$. In /28/ wird sowohl Linien- als auch Kontinuums-Strahlung berücksichtigt , wobei sich allerdings für $T_e < 200$ eV der Kontinuums-Beitrag als vernachlässigbar erweist . Die Berechnung der Linienstrahlung in /28/ beschränkt sich auf die 1 - 4 intensivsten Übergänge in jedem Ionisationszustand , was angesichts der erreichbaren Genauigkeit (Unsicherheit der Anregungsraten) für die Bestimmung von P_{Fe}^{rad} auch ausreicht . Zur Abschätzung von n_M wurde die Berechnung von $P_{Fe}^{rad}(T_e)$ aus /28/ nachvollzogen , wobei aber unterschieden wurde zwischen Übergängen , welche in den USX-Bereich (44-90Å) fallen , und solchen , die in den VUV-Bereich ($\lambda > 90\text{Å}$) fallen . Dabei ergab sich , daß z.B. für $T_e = 160$ eV die Fe-Emission im VUV-Bereich etwa 16 mal intensiver ist als die (hier beobachtete) Emission im USX-Bereich ; in den äußeren , kälteren Plasmazonen wird dieses Verhältnis noch ungünstiger . Dies erklärt , warum den in den USX-Bereich fallenden Übergängen in /28/ offensichtlich keine große Bedeutung beigemessen wurde . Die Mitberücksichtigung weiterer Übergänge der Ionisationsstufen Fe IX - XIV , welche ebenfalls in den USX-Bereich fallen und in Tab.3 mit einem (z) gekennzeichnet sind , ergab nämlich fast eine Ver-

dreifachung der USX-Strahlungsverluste gegenüber /28/ (wodurch sich jedoch die Gesamt-Strahlungsverluste $P_{Fe}^{rad}(T_e)$ nur um wenige Prozent erhöhen) . Die Wellenlängen und (theoretisch berechneten) Oszillatorenstärken dieser zusätzlichen Übergänge sind bei Fawcett /32/ tabelliert .

Hiermit erfolgte die Abschätzung von n_M nach der Beziehung (vgl. Gln.(20)/(21))

$$\begin{aligned}
 L(USX) &= \int_{44 \text{ Å}}^{90 \text{ Å}} \int_{-a}^{+a} g^s(\lambda, r) dr d\lambda \\
 &= \int_{-a}^{+a} \left\{ \sum_{z=8+}^{14+} \left[f(Fe, z, T_e(r)) \cdot \sum_{j_z} (n_M \cdot n_e(r) \cdot S_{1j_z}(T_e(r)) \cdot E_{ij_z}) \right] \right\} dr
 \end{aligned} \tag{37}$$

wobei die gemessene absolute Flächenstrahldichte $L(USX)$ proportional ist zur Metall-Teilchendichte n_M , wenn man eine homogene Verteilung der metallischen Verunreinigungen annimmt . Die Summation wurde über alle in Tab.3 aufgeführten Übergänge j_z und Ionisationsstufen z durchgeführt , welche zur Emission im USX-Bereich beitragen . Stufenweise Strahlungs-Abregung , bei welcher ein Teil der Anregungs-Energie durch Emission in längerwelligen Spektralgebieten abgegeben wird , kann vernachlässigt werden . Die Anregungsraten $S_{1j_z}(T_e)$ für Elektronenstoß-Anregung der oberen Niveaus j_z vom Grundzustand aus wurden wiederum nach Gln.(25)/(26) berechnet , wobei für optisch erlaubte Übergänge nach Mewe /22/ $A = 0.15$, $B = C = 0$ und $D = 0.28$ gesetzt wurde , für Quadrupol- und höhere Multipol-Übergänge (z.B. $3s-4d$, $3s-4f$) dagegen $A = 0.15$, $B = C = D = 0$. Die hiermit bestimmten Anregungsraten sind nach /22/ bis auf einen Faktor 2-3 genau .

Die verwendeten relativen Besetzungsdichten $f(Fe, z, T_e(r))$ der verschiedenen Ionisationsstufen z wurden Fig.7 in /30/ entnommen und setzen ein Ionisations-Gleichgewicht nach dem Corona-Modell voraus .

Ion	z	isoel. Sequenz		Konfiguration	$\lambda/\text{\AA}$	E_{ij}/eV	f_{ij}
Fe IX	8+	Ar	(z)	3p - 4d	82,9	150	0,724
Fe X	9+	Cl	(z)	3p - 4d	77	161	0,765
Fe XI	10+	S	(z)	3p - 4d	72,8	170	0,8
			(z)	3p - 4s	88	141	0,276
Fe XII	11+	P		3p - 4d	66	188	0,94
			(z)	3p - 4s	79,9	155	0,275
Fe XIII	12+	Si		3p - 4d	63	196	0,54
			(z)	3p - 4s	75,4	164	0,139
Fe XIV	13+	Al		3p - 4d	59	210	0,27
			(z)	3p - 4s	70,4	176	0,062
Fe XV	14+	Mg		3s - 4p	53	234	0,41
				3s - 4d	50	245	0,41
				3s - 4f	48	260	0,41

Tab.3 bei der Abschätzung von n_M berücksichtigte Übergänge
im Bereich 44 - 90 $\text{\AA}$ nach /28/ bzw. /32/ (z)

Für $n_e(r)$ und $T_e(r)$ wurden die selben Profile wie in Kap.4.2.2.3. angenommen ; die Integration wurde wiederum längs eines durch die Plasma-Mitte gehenden radialen Sehstrahls durchgeführt .

Mit $\overline{n_{e0}} = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ lieferte diese Rechnung dann den experimentellen Wert $L(\text{USX}) = 350 \text{ mW/cm}^2$ (vgl.Kap.4.4.1.) , wenn $n_M = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ gesetzt wurde ; nimmt man an , daß der Beitrag aller weiteren in den USX-Bereich fallenden Übergänge , welche nicht in Tab.3 erfaßt sind , die USX-Emission um 10 % erhöht , so erhält man

$$n_{\text{Fe,Cr,Ni}} \approx 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

was bezogen auf $\overline{n_{e0}}$ einer mittleren Konzentration von 1,3 % entspricht . Allerdings ist dieses Ergebnis wegen der ungenauen Kenntnis der Anregungsraten mit einer Unsicherheit von

etwa einem Faktor 3 behaftet, wobei alle anderen Fehlerquellen ($T_e(r)$; $n_e(r)$; Transport-Einflüsse (s. folg. Unterabschnitt); Cr, Ni statt Fe; Vernachlässigung weiterer Übergänge; Absolutkalibrierung) bei quadratischer Fehleraddition vernachlässigt werden können. Im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit liegt dieses Resultat im selben Bereich wie die entsprechenden Werte für andere Tokamak-Experimente, wo Metall-Konzentrationen von 0,4–0,9% angegeben werden (z.B. DITE /19/, TFR /33/).

Überprüfung der Voraussetzungen des Corona-Modells

Im Folgenden soll diskutiert werden, in wie weit es bei der oben durchgeführten Berechnung von n_M (= Metallionen-Dichte) gerechtfertigt war anzunehmen, daß sich das untersuchte Plasma in einem Corona-Gleichgewicht befand.

Für ein reales Tokamak-Plasma läßt sich die Teilchen-Bilanz der verschiedenen Ionen einer Verunreinigungs-Spezies M durch das Gleichungssystem

$$\frac{dn_{M,z}}{dt} = n_e \cdot [n_{M,z-1} S_{M,z-1} + n_{M,z+1} \alpha_{M,z+1} - n_{M,z} (S_{M,z} + \alpha_{M,z})] - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Gamma_{M,z})$$

mit $z = 0, 1, \dots, z_{\max}$ (38)

beschreiben, wo $n_{M,z}$ die Teilchendichte der z-ten Ionisationsstufe der Verunreinigung M bedeutet, $S_{M,z}$ und $\alpha_{M,z}$ die zugehörigen Ratenkoeffizienten für Elektronenstoß-Ionisation bzw. Rekombination, n_e die Elektronendichte und $\Gamma_{M,z} = n_{M,z} \cdot v_{M,z}$ den Fluß dieser Ionen quer zum Magnetfeld $\vec{B}$ ($v_{M,z}$ = Diffusionsgeschwindigkeit quer zu $\vec{B}$); alle diese Größen hängen, zum Teil über T_e , vom Ort r der Teilchen ab.

Im Corona-Gleichgewicht vereinfacht sich das Gleichungssystem (38) durch das Verschwinden der zeitlichen Änderungen aller Teilchendichten

$$\frac{dn_{M,z}(r)}{dt} \equiv 0 \quad (A)$$

und durch das Verschwinden aller Teilchen-Flüsse

$$\Gamma_{M,z}(r) \equiv 0 \quad (B)$$

Die Diskussion über die Berechtigung der Annahme eines Corona-Gleichgewichts erfordert deshalb zunächst eine Überprüfung der Bedingungen (A) und (B) für das betrachtete Plasma ; falls nicht beide Bedingungen erfüllt sind , muß anschließend untersucht werden , wie sich diese Abweichungen jeweils auf die integrale USX-Emission $L(\text{USX})$ nach Gl.(37) und somit auch auf die Bestimmung von n_M auswirken .

zu_Bedingung_(A)

Nach Gl.(37) hängt die zu messende Emission $L(\text{USX})$ außer von $n_M(t)$ im Wesentlichen von den relativen Häufigkeiten $f(M,z,T_e(r,t),t) = n_{M,z}(t)/n_M(t)$ der verschiedenen Ionisationsstufen z ab . Da nach Kap.4.2.2.2. die Elektronentemperatur während des Meßintervalls $t = (3 \rightarrow 8) \text{ ms}$ näherungsweise konstant war , läßt deshalb die aus Abb.12b abzulesende Konstanz des gemessenen Verhältnisses $I(70\text{\AA})/n_{e0}$ während des selben Zeitraums (wobei $I(70\text{\AA}) \sim L(\text{USX})$) folgenden Schluß zu : Innerhalb der Meßzeit können erhebliche Änderungen von n_M nur dann aufgetreten sein , wenn sich gleichzeitig auch die verschiedenen $f(M,z,T_e,t)$ dergestalt geändert haben , daß beide Änderungen sich hinsichtlich der resultierenden Flächenstrahldichte $L(\text{USX})$ gerade gegenseitig kompensieren . Zwar ist eine solche Kompensation nicht sehr wahrscheinlich , doch sollte auch dieser Fall diskutiert werden , um die Eindeutigkeit der Resultate zu gewährleisten .

Bei zeitlich konstantem $T_e(r)$ ist $df(M,z,T_e,t)/dt$ nur so lange verschieden von Null wie sich noch kein Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination der unterschiedlichen Ionisationsstufen eingestellt hat . Da Rekombination bei den jeweils herrschenden Temperaturen vernachlässigt werden kann , beträgt die für die Ionisation von $z-1$ nach z erforderliche Zeit

$$\tau_{M,z} \approx \frac{1}{n_e \cdot S_{M,z-1}(T_e)} \quad (39)$$

Durch sukzessive Anwendung dieser Beziehung und Aufsummierung aller Ionisationszeiten ergab sich , daß zur Durchionisierung von Eisen bis zum Fe^{XIII} etwa 3 ms benötigt werden (95 % der

USX-Emission entstammen im Corona-Gleichgewicht dem Fe XIII und tieferen Ionisationsstufen) ; hierbei wurde eine konstante Elektronendichte von $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und ein linearer Anstieg der Elektronentemperatur von 3 auf 160 eV während der ersten 3 Millisekunden angenommen , die Ionisations-Ratenkoeffizienten $S_{\text{Fe},z}(T_e)$ entstammen dem Tabellenwerk /39/ von Lotz . Ein höheres n_e während der Anfangsphase und ein schnellerer Anstieg von T_e würde die Gesamt-Ionisationszeit sogar noch verkürzen . Man darf deshalb davon ausgehen , daß die relativen Besetzungsdichten der verschiedenen Ionisationsstufen von Cr , Fe und Ni bis zum Beginn der Meßzeit (entsprechend $t = 3 \text{ ms}$) stationäre räumliche Verteilungen angenommen haben , die sie während des gesamten Meßintervalls (bis $t = 8 \text{ ms}$) beibehalten . Hieraus folgt aufgrund obiger Diskussion , daß während der Zeit $t = (3 \rightarrow 8) \text{ ms}$ auch die Teilchendichte n_M der metallischen Verunreinigungen im Beobachtungsvolumen konstant war . Dies bedeutet , daß sich zu Zeiten $t \geq 3 \text{ ms}$ ein Gleichgewicht eingestellt hat , bei dem (trotz des aus Resonanzstreuungs-Messungen abgeleiteten , zeitlich stark variierenden , Cr I-Flusses vor der Wand /38/) der Fluß in das Plasma-Zentrum hinein diffundierender Metallionen stets durch einen gleich großen nach außen gerichteten Fluß gerade kompensiert wurde . Bedingung (A) darf für die vorliegenden Messungen somit als erfüllt angesehen werden .

Allerdings folgt aus den vorangegangenen Betrachtungen und $n_M = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, daß wegen der endlichen Ionisations- und Diffusionszeiten bereits in einer frühen Phase der Entladung mindestens ca. 10^{16} Metallatome von den Wänden an das Plasma abgegeben werden müssen (Annahme einer homogenen Verteilung) ; bei einer Limiter-Fläche $F_L = 2500 \text{ cm}^2$ entspräche dies z.B. einem räumlich und zeitlich gemittelten Fluß von $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ während der 1. Millisekunde der Entladung . Gleichzeitig müssen für diese frühe Phase hohe Diffusionsgeschwindigkeiten der Metallionen von größenordnungsmäßig mindestens 10 cm/ms gefordert werden um erklären zu können , daß die Ionen zur Zeit $t = 3 \text{ ms}$ bereits das Plasma-Zentrum erreicht haben (wo sie USX-Emission verursachen) und sich dort sogar schon in einem Gleichgewichtszustand befinden .

Es muß darauf hingewiesen werden , daß die hier für die frühe Aufbauphase des Plasmas geforderten hohen Diffusionsgeschwindigkeiten mindestens um einen Faktor 5 größer sind als diejenigen Werte , welche an anderen Tokamaks aus gemessenen $n_{M,z}(r)$ -Profilen abgeleitet wurden (vgl.z.B./40/) ; die dort ermittelten $v_{M,z}$ -Werte gelten jedoch für Zeiten , zu denen sich bereits ein stationäres Plasma eingestellt hatte . Über das Transport-Verhalten der Verunreinigungen während der hier diskutierten Frühphase dagegen liegen auch für andere Tokamak-Experimente bisher keinerlei systematische Untersuchungen vor .

zu_Bedingung_(B)

Die Bestimmung der Ionen-Flüsse $\Gamma_{M,z}$ in einem Tokamak-Plasma erfordert die detaillierte Kenntnis der radialen Verläufe von $T_e(r)$ und den verschiedenen $n_{M,z}(r)$. Da an UNITOR keine raum aufgelösten Messungen dieser Größen möglich waren , konnte der Einfluß des Metallionen-Transports auf Ionisations-Gleichgewicht und Röntgen-Emission nur grob abgeschätzt werden .

Hierzu wurden nach innen gerichtete Ionen-Diffusions-Geschwindigkeiten von $v_{M,z} = 2 \text{ cm/ms}$ angenommen , wie sie für anomale Diffusion in (stationären!) Tokamak-Plasmen typisch sind /40/ . Durch eine solche Diffusion würden sich die radialen Profile der verschiedenen $f(M,z,T_e(r))$ um einen Betrag von der Größenordnung der Ionisationslänge Δr_z nach innen verschieben :

$$\Delta r_z = v_{M,z} \cdot \tau_{M,z+1} = \frac{v_{M,z}}{n_e(r) \cdot S_{M,z}(T_e(r))} \quad (40)$$

wobei die Ionisationszeit $\tau_{M,z+1}$ durch Gl.(39) definiert ist . Nimmt man für $n_e(r)$ und $T_e(r)$ Profile nach Gl. (23) bzw. (24) an mit $n_{eo} = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T_{eo} = 160 \text{ eV}$, ferner $v_{M,z} = 2 \text{ cm/ms}$ und $S_{Fe,z}(T_e)$ nach /39/ , so würde sich hiermit z.B. das Maximum der Dichte-Verteilung von $\text{Fe}(9+)$, das nach dem Corona-Modell bei $r = 3,7 \text{ cm}$ liegen müßte ($T_e(3,7 \text{ cm}) = 102 \text{ eV}$) , um $\Delta r(9+) = 0,77 \text{ cm}$ nach innen verschieben , das Maximum für $\text{Fe}(10+)$, ausgehend von $r = 2,8 \text{ cm}$ ($\approx 125 \text{ eV}$) , um $\Delta r(10+) = 0,72 \text{ cm}$.

Zur quantitativen Abschätzung des Einflusses , den diese Diffusion auf die USX-Emission hätte , wurde die Berechnung von

$L(\text{USX})$ nach Gl.(37) dergestalt modifiziert, daß $f(\text{Fe}, z, T_e(r))$ durch $f(\text{Fe}, z, T_e(r) - 20\text{eV})$ ersetzt wurde (die T_e -Abhängigkeit der Anregungsraten $S_{1jz}(T_e)$ dagegen wurde beibehalten). Auch dieser Eingriff entspricht einer Verschiebung der Dichteprofile der verschiedenen Ionisationsstufen nach innen, z.B. um 0,76 cm für $\text{Fe}(9+)$ und um 0,88 cm für $\text{Fe}(10+)$. Durch diese einfach durchzuführende Manipulation läßt sich also der Einfluß der Ionen-Diffusion auf das Ionisations-Gleichgewicht zumindest in grober Näherung zufriedenstellend simulieren.

Die vollständige Auswertung der so modifizierten Gleichung (37) ergab im Vergleich zu dem Resultat für vollständiges Corona-Gleichgewicht eine fast unveränderte Flächenstrahldichte $L(\text{USX})$ im Röntgengebiet. Zwar nahmen die Beiträge der Ionisationsstufen $\text{Fe}(8+)$ bis $\text{Fe}(10+)$ um 20-30% zu, doch wurde dies weitgehend durch die gleichzeitige Abnahme der Emission von $\text{Fe}(11+)$ bis $\text{Fe}(14+)$ kompensiert; summiert über alle Ionisationsstufen lieferte das oben beschriebene "Pseudo-Diffusions-Modell" ein um etwa 4% höheres $L(\text{USX})$ als das Corona-Modell; entsprechend würde sich die Metallionen-Dichte n_m um 4% verringern.

In dieser Abschätzung wurde von einer ausschließlich nach innen gerichteten Diffusion der Verunreinigungs-Teilchen ausgegangen. Tatsächlich muß aber, damit die Dichte im Zentrum konstant bleibt, dieser einwärts gerichtete Fluß durch einen ebenso großen nach außen gerichteten Fluß Γ^{aus} kompensiert werden. Die Γ^{aus} tragenden Ionen gelangen jedoch ($v_{m,z}^{\text{ein}} \approx v_{m,z}^{\text{aus}}$ vorausgesetzt) wegen der (im Vergleich zu den Ionisationszeiten) langen Rekombinationszeiten in dem jeweiligen Ionisationszustand, in welchem sie das heiße Plasma-Zentrum verlassen, bis weit in die kühlere Randzone des Plasmas hinein. Dabei können sie wegen der geringen Elektronen-Temperaturen auf dem größten Teil ihres Weges kaum noch angeregt werden und somit auch nicht zu der beobachteten Emission im ultraweichen Röntgengebiet beitragen. Das oben diskutierte Ergebnis sollte deshalb, insbesondere angesichts der großen Unsicherheiten der Anregungsraten, durch die Vernachlässigung von Γ^{aus} kaum verfälscht werden.

Wenn auch über die Gültigkeit von Bedingung (B) für das betrachtete Plasma keine konkrete Aussage gemacht werden kann, so scheint es doch aufgrund der hier angestellten Überlegungen und angesichts aller sonstigen Ungenauigkeiten zulässig zu sein, den Verunreinigungs-Transport bei der Bestimmung von n_M zu vernachlässigen.

zum Ursprung der metallischen Verunreinigungen

Das in dieser Arbeit beobachtete Auftreten hochionisierter Metallionen im Plasma-Zentrum wird dadurch erklärt, daß von den Wänden ein hoher Fluß metallischer Neutralteilchen senkrecht zum Magnetfeld ausgeht, welcher auch durch orts-aufgelöste spektroskopische Messungen an Cr I (s./18/) bestätigt wurde. Ursache für diesen Fluß können sowohl Unipolarbögen als auch Oberflächen-Zerstäubung sein.

Jeweils nach einer Reihe von Tokamak-Entladungen wurden auf der Wand-Oberfläche im Bereich des toroidalen Limiters mikroskopische Bogenspuren beobachtet, woraus zu schließen ist, daß Unipolarbögen an der Erzeugung der metallischen Plasma-Verunreinigungen sicher beteiligt sind. Unipolarbögen treten vorwiegend am Anfang von Tokamak-Entladungen auf.

Über die Rolle der Oberflächen-Zerstäubung an UNITOR können bislang kaum gesicherte Aussagen gemacht werden, da die Zerstäubungs-Ausbeute sehr stark von der Energie der auf die Wand aufprallenden Teilchen abhängt, welche jedoch weitgehend unbekannt ist. Falls Zerstäubung allerdings einen wesentlichen Beitrag zur Verschmutzung des Plasmas liefert, so dürfte dieser (trotz der viel höheren Protonendichte n_H im Vergleich zu n_C , n_O und n_M) im Wesentlichen durch den Beschuß der Wand mit C-, O- und Metall-Ionen verursacht sein, was durch die erheblich größeren Zerstäubungs-Ausbeuten der schwereren Teilchen bedingt ist. Eine quantitative Aussage über den Einfluß der Zerstäubung auf das UNITOR-Plasma wird auch dadurch erschwert, daß sich während der einzelnen Meßserien der Anteil des Sauerstoffs an der Gesamt-Dichte des Plasmas infolge eines Lecks ständig änderte (vgl. Kap. 4.2.2.3.).

Aufgrund dieser Überlegungen erscheint nach dem momentanen Kenntnisstand folgendes grobe Bild plausibel : Zu Beginn der Entladung wird durch Unipolarbögen ein Anfangs-Inventar von Metall-Atomen freigesetzt ; gleichzeitig werden lose an der Oberfläche gebundene Verunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff desorbiert . Anschließend nehmen alle diese Verunreinigungs-Teilchen mit der Aufheizung des Plasmas hohe kinetische Energien an , so daß sie beim Aufprall auf die Wand mit relativ hoher Wahrscheinlichkeit Oberflächenatome abspattern können . In dieser späteren Phase der Entladung wäre demnach der hier diskutierte einwärts gerichtete Fluß von Metallatomen (über den Mechanismus der Oberflächen-Zerstäubung) selber durch einen nach außen gerichteten Fluß von Verunreinigungs-Teilchen verursacht .

4.5. Einfluß der Strahlungsverluste auf die Energie-Bilanz des Plasmas

Die zur Ohm'schen Aufheizung des Plasmas aufgebrauchte elektrische Leistung beträgt

$$P^{in} = R \cdot J_p^2 \quad (41)$$

wo R = effektiver Ohm'scher Widerstand der Plasma-Säule
 I_p = Plasma-Strom

Der für die Berechnung von P^{in} erforderliche Widerstand R kann aus der Umfangs-Spannung U_l nach der Beziehung

$$U_l = J_p \cdot R + \frac{1}{J_p} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot L J_p^2 \right) \quad (42)$$

bestimmt werden, wenn man neben den zeitlichen Verläufen von U_l und I_p auch den Selbstinduktionskoeffizienten L des Plasmas in Abhängigkeit von der Zeit t kennt.

Der 2. Summand in Gl.(42) hängt von der zeitlichen Entwicklung des Temperatur- bzw. Stromdichte-Profiles ab, durch welches L bestimmt wird. Da hierüber für UNITOR keine gesicherten Aussagen gemacht werden können, lassen sich R und P^{in} nur für solche Zeitintervalle mit zufriedenstellender Genauigkeit ermitteln, während derer der 2. Summand klein ist gegen $I_p \cdot R$; dies trifft hauptsächlich in der Umgebung des zeitlichen Maximums von I_p zu.

Von der 5. bis zur 8. Millisekunde einer typischen Tokamak-Entladung von UNITOR erfuhr I_p einen leichten Anstieg (37 → 38,5 kA), während U_l von 3,8 V auf 2,2 V absank. Hiermit betrug der Anteil des Terms

$$\frac{1}{J_p} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot L J_p^2 \right) \approx L \cdot \frac{dJ_p}{dt}$$

an der Umfangs-Spannung etwa 0,42 V oder rund 15%, wobei $dI_p/dt = 0,5 \text{ kA/ms}$ gesetzt wurde und L nach Gl.(43) (vgl./20/) und mit $T_e(r) = T_{e0} (1 - (r/a)^2)^3$ zu $8,5 \cdot 10^{-7} \text{ H}$ berechnet worden war:

$$L = 4\pi R \cdot \left[\ln \frac{b}{a} + \frac{\int_0^a \left(\int_0^r T_e^{-\frac{3}{2}}(\rho) g d\rho \right) \frac{dr}{r}}{\left(\int_0^a T_e^{-\frac{3}{2}}(\rho) g d\rho \right)^2} \right] \cdot 10^{-9} \text{ H} \quad (43)$$

wo b = Radius des Meßpunkts für die U_1 -Messung

Der bisher vernachlässigte Beitrag von $1/2 \cdot I_p \cdot dL/dt$ zu U_1 wurde auf $< 0,2 \text{ V}$ geschätzt, wobei dL/dt nach Gl.(43) unter der Annahme berechnet wurde, daß das Temperatur-Profil $T_e(r) = T_{eo}(1-(r/a)^2)^{\frac{3}{2}}$ innerhalb von $> 4 \text{ ms}$ eine Einschnürung erfährt, welche einem Anstieg des Exponenten $\frac{3}{2}$ von 3 auf 4 entspricht.

Innerhalb einer Genauigkeit von 20% gilt deshalb für $t = 5.-8. \text{ ms}$:

$$P^{in} \approx U_e \cdot J_p = (142 \rightarrow 86) \text{ kW}$$

Bezogen auf das Plasma-Volumen $V_p = 2\pi R \cdot \pi a^2 = 5,92 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$ entspricht dies einer mittleren Leistungsdichte von

$$\bar{g}^{in} = \frac{P^{in}}{V_p} = (2,40 \rightarrow 1,45) \text{ W/cm}^3$$

Die lokale Dichte der Ohm'schen Heizleistung wird bestimmt durch

$$g^{in}(r) = \eta(r) \cdot j^2(r) \quad (44)$$

wobei $\eta(r)$ der spezifische Widerstand des Plasmas ist und $j(r)$ die Stromdichte. Nimmt man an, daß das toroidale elektrische Feld E , welches den Plasma-Strom I_p treibt, über den Radius konstant ist, so folgt aus dem Ohm'schen Gesetz

$$E = \frac{U_e}{2\pi R} = j(r) \cdot \eta(r) \quad (45)$$

und Gl.(44), daß das Leistungsdichte-Profil dem Stromdichte-Profil proportional ist:

$$g^{in}(r) = \frac{U_e}{2\pi R} \cdot j(r) \quad (46)$$

Nach Spitzer /36/ gilt für den spezifischen Widerstand eines Plasmas

$$\eta(r) \sim \frac{Z_{eff}(r)}{T_e^{3/2}(r)} \quad (47a)$$

so daß

$$j(r) = \frac{E}{\eta(r)} \sim \frac{T_e^{3/2}(r)}{Z_{eff}(r)} \quad (47b)$$

Bei Verwendung des Ansatzes $T_e(r) = T_{e0} \cdot (1 - (r/a)^2)^{\frac{3}{2}\delta}$ und Annahme einer räumlich konstanten effektiven Kernladungszahl $Z_{eff}(r) \equiv \overline{Z}_{eff}$ erhält $j(r)$ die Form

$$j(r,t) = \frac{c_j(t)}{\overline{Z}_{eff}} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}\delta} \quad (48)$$

wobei der Faktor $c_j(t)/\overline{Z}_{eff}$ durch Normierung von $j(r)$ bezüglich des gemessenen Plasma-Stroms I_p bestimmt werden kann :

$$I_p(t) = \int_0^{2\pi} \int_0^a j(r) \cdot r \, dr \, d\varphi \quad (49)$$

Hieraus ergibt sich das (absolute) Stromdichte-Profil

$$j(r,t) = \left(\frac{3}{2}\delta + 1\right) \cdot \frac{I_p(t)}{\pi a^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}\delta} \quad (50)$$

und mit Gl.(46) die räumliche Verteilung der Ohm'schen Heizleistung

$$\rho^{in}(r,t) = \left(\frac{3}{2}\delta + 1\right) \cdot \frac{I_p(t) \cdot U_e(t)}{\pi a^2 \cdot 2\pi R} \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}\delta} \quad (51)$$

Da der 2. Faktor auf der rechten Seite von Gl.(51) die mittlere Leistungsdichte $\overline{\rho^{in}} = P^{in}/V_p$ darstellt, bekommt man mit

$\delta = 3$

$$\rho^{in}(r,t) = 5,5 \cdot \overline{\rho^{in}}(t) \cdot \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{4,5} \quad (52)$$

Dieses Profil ist in Abb.22 für $\overline{\rho^{in}} = 2 \text{ W/cm}^3$ (entsprechend $t \approx 6 \text{ ms}$) aufgetragen (durchgezogene Kurve) .

Bei Mitberücksichtigung der in Gl.(48)ff vernachlässigten Ortsabhängigkeit von Z_{eff} erhält man das flachere $\rho^{in}(r)$ -Profil, welches in Abb.22 gestrichelt eingezeichnet ist . Hierbei wurde $Z_{eff}(r)$ aus

$$Z_{\text{eff}}(T_e(r)) = \frac{n_H}{n_e} + \frac{n_O}{n_e} \cdot \overline{Z}_O^2(T_e) + \frac{n_{Fe}}{n_e} \cdot \overline{Z}_{Fe}^2(T_e) \quad (53)$$

berechnet, wo $\overline{Z}_O$ und $\overline{Z}_{Fe}$ die mittleren Ladungszahlen der Sauerstoff- bzw. Metall-Ionen bei der Temperatur T_e bedeuten⁺; eine Berechnung von $\overline{Z}_O(T_e)$ und $\overline{Z}_{Fe}(T_e)$ auf der Grundlage des Corona-Modells wurde in /28/ bzw. /30/ durchgeführt. Für die Metallionen-Konzentration wurde nach Kap.4.4.2.2. $n_{Fe}/n_e = 0,013$ angenommen, für Sauerstoff der (relativ hohe) Verunreinigungsgrad $n_O/n_e = 0,1$ (vgl. Kap.4.2.2.3.). Mit diesen Werten ergab sich $Z_{\text{eff}}(r=0) = 5,75$ und $\overline{Z}_{\text{eff}} = 4,74$. Man erkennt aus Abb.22, daß diese Korrektur bezüglich $Z_{\text{eff}}(r)$ für das Plasma-Zentrum eine Senkung von $\rho^{\text{in}}(r)$ um maximal 20% zur Folge hat.

Eine Korrektur von $\rho^{\text{in}}(r)$ bezüglich des Effekts eingefangener Teilchen (sog. "Banana-Regime") ist nicht erforderlich, da das Plasma aufgrund seiner niedrigen Temperatur stark stoßbestimmt ist (Pfirsch-Schlüter-Diffusion). Ebenso kann darauf verzichtet werden, den Einfluß des Skineffekts auf $j(r)$ bzw. $\rho^{\text{in}}(r)$ mitzuberücksichtigen, was sich aus Rechnungen mit dem Düchs-Code /37/ für $t \geq 2 \text{ ms}$ ergibt; Ursache hierfür ist wiederum die niedrige Plasma-Temperatur, welche einen relativ hohen Widerstand und damit eine geringe Eindringzeit des Stroms zur Folge hat.

Die so bestimmte Ohm'sche Heizleistung soll im Folgenden sowohl lokal ($\rho^{\text{in}}(r)$) als auch global (ρ^{in}) mit den spektroskopisch ermittelten Strahlungsverlusten verglichen werden.

Hierzu zeigt Abb.22 an einem typischen Beispiel ($t = 6 \text{ ms} \rightarrow n_{e0} = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) neben dem oben abgeleiteten Profil der Heizleistungs-Dichte $\rho^{\text{in}}(r)$ die räumlichen Verläufe der Strahlungs-Dichte für die Emission von ...

⁺ statt "M" (für: Cr+Fe+Ni) wurde im Folgenden stets "Fe" geschrieben, da alle Rechnungen unter der Annahme durchgeführt wurden, daß die gesamte Metallionen-Emission im USX durch Eisen verursacht ist ($\rightarrow n_M = n_{Fe}$)

- Sauerstoff ($n_0 = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) bei $\lambda < 90 \text{ \AA}$ $\longrightarrow \rho_0^{s,USX}(r)$
- Eisen ($n_{Fe} = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) bei $\lambda < 90 \text{ \AA}$ $\longrightarrow \rho_{Fe}^{s,USX}(r)$
- Sauerstoff + Eisen im USX-Gebiet : $\rho_{O+Fe}^{s,USX} = \rho_0^{s,USX} + \rho_{Fe}^{s,USX}$
- Sauerstoff (n_0 wie oben), Gesamtspektrum $\longrightarrow \rho_0^{s,tot}(r)$
- Eisen (n_{Fe} wie oben), Gesamtspektrum $\longrightarrow \rho_{Fe}^{s,tot}(r)$

Für alle diese Emissions-Profile wurde wiederum ein $T_e(r)$ -Verlauf nach Gl.(24) mit $T_{eo} = 160 \text{ eV}$ und $\chi = 3$ sowie ein $n_e(r)$ -Verlauf nach Gl.(23) angenommen .

Zur Bestimmung von $\rho_0^{s,USX}(r)$ wurde das Emissions-Profil der O_{VII} -Resonanzlinie , also $\rho_{O_{VII}}^{s,21.6\text{\AA}}(r)$, nach Gl.(22) unter Verwendung der in Abb.15 dargestellten Anregungsraten $S_{ij}(T_e)$ für $n_0 = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ berechnet ; hieraus folgte mit

$$\rho_{O_{VII}}^{s,21.6\text{\AA}} \approx 0,38 \cdot \rho_0^{s,USX} \quad (\text{vgl. Kap.4.2.1})$$

der in Abb.22 aufgetragene $\rho_0^{s,USX}(r)$ -Verlauf⁺. $\rho_0^{s,USX}(r)$ nimmt bei $r=0$ einen Maximalwert von 35 mW/cm^3 an . Integration längs des Sehstrahls ergibt eine Flächen-Strahldichte von $L_0^{USX} = 170 \text{ mW/cm}^2$, während Integration über das Plasma-Volumen

$$P_0^{s,USX} = \int_0^{2\pi R} \int_0^{2\pi} \int_0^a \rho_0^{s,USX}(r) \cdot r \, dr d\varphi dl$$

eine Gesamt-Verlustleistung aufgrund der USX-Emission des Sauerstoffs von 150 W liefert .

Analog wurde auf der Grundlage des Corona-Modells die räumliche Verteilung $\rho_{Fe}^{s,USX}(r)$ der absoluten USX-Emission von Eisen berechnet , welche auch der in Kap.4.4.2.2. durchgeführten Abschätzung der Metall-Dichte zugrunde lag . Im Maximum bei $r \approx 2,5 \text{ cm}$ hat $\rho_{Fe}^{s,USX}(r)$ einen Wert von 33 mW/cm^3 , welcher (zufällig) mit dem Maximalwert von $\rho_0^{s,USX}(r)$ fast übereinstimmt ; allerdings ist die halbe Halbwertsbreite (auf das jeweilige Maximum bezogen) des $\rho_{Fe}^{s,USX}(r)$ -Profils mit ca. 4 cm wesentlich größer als die des Verlaufs von

⁺ Unterschiede in den relativen Emissions-Profilen der verschiedenen O_{VII} - und O_{VIII} -Linien wurden hierbei vernachlässigt .

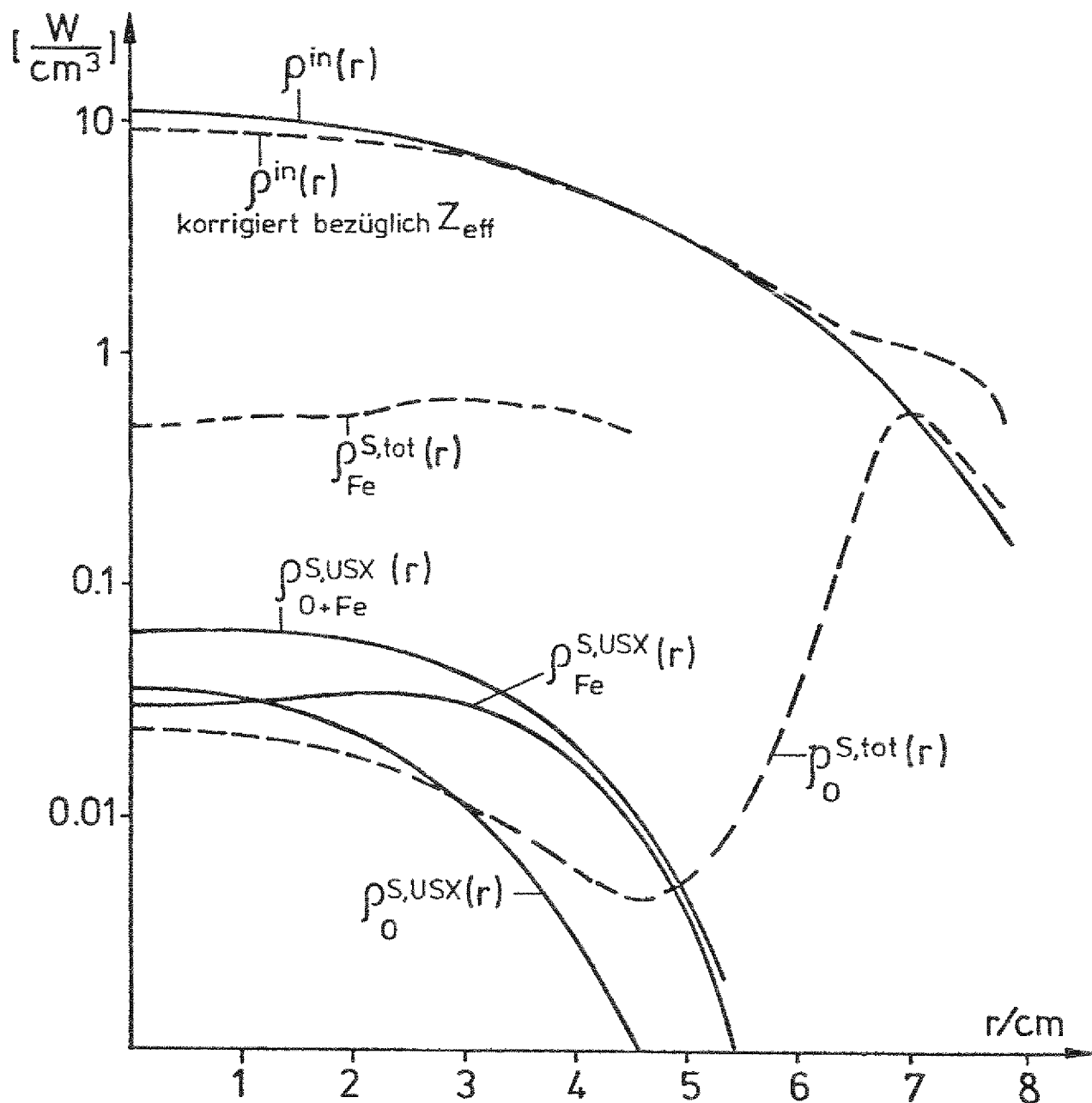


Abb.22 Räumliche Verteilung von Ohm'scher Heizleistung $\rho^{\text{in}}(r)$ und Strahlungsverlusten $\rho^{\text{S}}(r)$ durch Sauerstoff und Eisen für UNITOR

Annahme eines zylinder-symmetrischen Plasmas im Corona-Gleichgewicht

$$n_e(r) = n_{e0}(1-(r/a)^2) \quad T_e(r) = T_{e0}(1-(r/a)^2)^3$$

$$n_{e0} = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \quad n_0 = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad n_{\text{Fe}} = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_{e0} = 160 \text{ eV} \quad a = 10 \text{ cm}$$

Definition der verschiedenen $\rho^{\text{S}}(r)$ siehe Text .

$\rho_0^{s,USX}(r)$ (ca. 2,5 cm) , was auf die niedrigeren Anregungs-Energien der berücksichtigten Übergänge zurückzuführen ist (vgl. Tab.3) . Die aus $\rho_{Fe}^{s,USX}(r)$ resultierende Flächen-Strahl-dichte beträgt $L_{Fe}^{USX} = 257 \text{ mW/cm}^2$; die Diskrepanz zu dem in Kap.4.4.1. angegebenen Wert von 350 mW/cm^2 folgt aus der kleineren Elektronendichte ($t=6 \text{ ms}$) und der Vernachlässigung weiterer Übergänge . Für die Emission des gesamten Plasmas in diesem Spektralbereich durch Metalle wurde $\rho_{Fe}^{s,USX} = 320 \text{ W}$ berechnet .

$\rho_{0+Fe}^{s,USX}(r)$ zeigt , daß die Strahlungsverluste des Plasmas im ultraweichen Röntgenbereich für $r=0$ mit 65 mW/cm^3 nicht einmal 1 % der lokalen Heizleistung von ca. 9 W/cm^3 ausmachen . Noch weniger fällt die USX-Emission ins Gewicht , wenn man die Gesamtverluste (integriert über den Torus) vergleicht : 480 W ($\triangleq 0,4 \%$) von $P^{in} = 122 \text{ kW}$ werden im USX-Bereich emittiert . Es muß allerdings darauf hingewiesen werden , daß dieser geringe Einfluß der Strahlungsverluste auf die Energie-Bilanz eine Besonderheit von UNITOR ist , da hier aufgrund der geringen Ausmaße eine wesentlich höhere Leistungsdichte $\bar{g}^{in}$ erreicht wird als bei größeren Tokamaks .

Da der Spektralbereich $\lambda > 90 \text{ \AA}$ dem Experiment nicht zugänglich war , konnte die Bestimmung der Gesamt-Strahlungsverluste $\rho_i^{s,tot}(r)$ ($i=0,Fe$) nur theoretisch durchgeführt werden . Sie erfolgte aufgrund der Beziehung

$$\rho_i^{s,tot}(r) = n_i \cdot n_e(r) \cdot g_i^*(T_e(r)) \quad (54)$$

wobei für n_i wiederum die , spektroskopisch bestimmten , Werte verwendet wurden , die auch der Berechnung der $\rho_i^{s,USX}(r)$ zugrunde lagen . $g_i^*(T_e)$ ist die mittlere emittierte Strahlungsleistung je Ion und je Elektronendichte-Einheit bei der Temperatur T_e (Dimension $\text{W} \cdot \text{cm}^3$) . Die Werte für $g_0^*(T_e)$ und $g_{Fe}^*(T_e)$ wurden /28/ entnommen ; sie berücksichtigen die wichtigsten Strahlungs-Übergänge jeder Ionisationsstufe und basieren auf der Annahme eines Corona-Gleichgewichts (vgl.4.4.2.2.) .

Der hiermit berechnete Verlauf von $\rho_0^{s,tot}(r)$ zeigt bei $r=7 \text{ cm}$ ein ausgeprägtes Maximum von $0,55 \text{ W/cm}^3$, was vergleichbar ist

mit $\rho^{in}(r)$ bei diesem Radius . Es ist allerdings möglich , daß die tatsächliche Emission in der Randschicht weniger intensiv ist ; dies träfe dann zu , wenn der Sauerstoff nicht , wie angenommen , homogen verteilt wäre , sondern wenn seine Dichte aufgrund von Transport-Vorgängen am Rand kleiner wäre als in der Mitte des Plasmas , wo n_0 bestimmt wurde . Im heißen Plasma-Zentrum findet die Emission des Sauerstoffs fast ausschließlich im USX-Gebiet statt ; $\rho_0^{s,tot}(r)$ und $\rho_0^{s,USX}(r)$ fallen dort deshalb weitgehend zusammen . Die Unterschiede (z.B. $\rho_0^{s,USX} \approx 1,5 \cdot \rho_0^{s,tot}$ für $r=0$) sind durch Abweichungen des Ionisierungsgrads vom Corona-Gleichgewicht bedingt ($\rho_{0VII}^* > \rho_{0VIII}^*$) . Die gesamten Strahlungsverluste durch Sauerstoff , $p_0^{s,tot} = \int_V \rho_0^{s,tot}(r) dV$, betragen 4,9 kW für $t=6$ ms.

Entsprechend wurde $\rho_{Fe}^{s,tot}(r)$ nach Gl.(54) berechnet . Die dabei verwendeten Werte für $\rho_{Fe}^*(T_e)$ liegen jedoch generell nur für $T_e \geq 100$ eV vor , da für die Übergänge der Ionisationsstufen , welche bei tieferen Temperaturen vorkommen (Fe-Ionen mit 20 - 26 Elektronen) , bisher noch weitgehende Unkenntnis bezüglich der atomaren Daten herrscht (vgl.z.B./35/) . Immerhin ließ sich der in /28/ gezeigte $\rho_{Fe}^*(T_e)$ -Verlauf bis etwa 80 eV fortsetzen . Hiermit wurde $\rho_{Fe}^{s,tot}(r)$ für den Bereich $r < 4,5$ cm berechnet , wobei sich ein räumlich weitgehend konstanter Wert von (550 ± 80) mW/cm³ ergab , welcher 6 - 10 % der Heizleistungs-Dichte $\rho^{in}(r)$ entsprach . Die Gesamt-Emission der Metalle aus diesem Raumgebiet betrug damit $p_{Fe}^{s,tot}(r < 4,5) = 6,7$ kW . Extrapolierte man (in Ermangelung theoretischer Daten für $\rho_{Fe}^*(T_e)$ bei $T_e \leq 80$ eV) $\rho_{Fe}^{s,tot}(r) \equiv 550$ mW/cm³ z.B. bis $r=7$ cm , so erhielte man einen Gesamt-Verlust durch Strahlungs-Emission metallischer Verunreinigungen von ca. 16 kW . Es sei nochmals darauf hingewiesen , daß bereits die $\rho_{Fe}^*(T_e)$ -Werte für $T_e > 100$ eV , welche /28/ entnommen wurden , mit einer großen Unsicherheit behaftet sind (Faktor 2 - 3) ; umso mehr gilt dies natürlich für den willkürlich extrapolierten Beitrag der Randzone ($T_e < 80$ eV) .

Die unter diesem Vorbehalt abgeschätzten Gesamt-Strahlungsverluste $p^{s,tot} = p_0^{s,tot} + p_{Fe}^{s,tot} \approx 21 \text{ kW}$ entsprachen etwa 17 % der zur Aufheizung des UNITOR-Plasmas aufgewendeten elektrischen Leistung p^{in} . Aus Abb.22 läßt sich ablesen, daß trotz der 7 mal kleineren Metall-Dichte im Vergleich zur Sauerstoff-Dichte die Strahlungsverluste im Plasma-Zentrum ($T_e > 80 \text{ eV}$) zu über 90 % durch Metalle verursacht werden; die Metallionen-Emission fällt dabei wiederum zu mehr als 90 % in den VUV-Bereich, während nur 6-8 % auf das USX-Gebiet ($\lambda \leq 90 \text{ Å}$) entfallen.

Wie bereits erwähnt, ist die Dichte ρ^{in} der Ohm'schen Heizleistung bei größeren Tokamaks i.a. wesentlich kleiner als bei UNITOR; z.B. für TEXTOR ($p^{in} \approx 500 \text{ kW}$, $V_p = 8,6 \text{ m}^3$) wurde $\rho^{in} = 58 \text{ mW/cm}^3$ abgeschätzt. Dies hat zur Folge, daß die strahlungs-dominierte Randschicht⁺ bei TEXTOR nicht, wie im Falle von UNITOR, auf den Bereich intensiver Sauerstoff-Emission beschränkt ist (OI - OVI; $T_e \leq 50 \text{ eV}$; vgl. $\rho_0^{s,tot}(r)$ in Abb.22); stattdessen wird die Randschicht durch die Emission von Metallionen in Bereiche wesentlich höherer Temperatur ausgedehnt ($T_e \approx 200 \text{ eV}$) und dadurch erheblich verbreitert. Das folgende Beispiel soll dies veranschaulichen:

Die zentrale Elektronen-Temperatur von TEXTOR sei $T_{eo} = 500 \text{ eV}$ und $T_e(r)$ werde durch Gl.(24) mit $\gamma = 3$ beschrieben, so erhält man $T_e(0,56a) = 160 \text{ eV}$ und nach Gl.(52) $\rho^{in}(r=0,56a) \approx \rho^{in} \approx 58 \text{ mW/cm}^3$; dieser Wert ist über 30 mal niedriger als ρ^{in} für UNITOR (2 W/cm^3). Andererseits beträgt die Metallionen-Emission $\rho_{Fe}^{s,tot}(r=0,56a)$ für $n_e(r=0,56a) = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $n_{Fe} = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ aufgrund der $\rho_{Fe}^*(T_e)$ -Daten nach /28/ ca. 48 mW/cm^3 (vgl. Abb.22). Dies bedeutet, daß am Ort $r = 0,56a$, entsprechend $T_e = 160 \text{ eV}$, etwa 80 % der lokalen Heizleistungs-Dichte $\rho^{in}(r)$ durch Strahlungs-Emission verloren gehen, obwohl gegenüber UNITOR eine 10 mal kleinere Metall-Dichte n_{Fe} angenommen wurde; für größere Radien wird das Verhältnis $\rho_{Fe}^{s,tot}(r)/\rho^{in}(r)$ sogar noch ungünstiger.

⁺ definiert als Bereich in dem z.B. mindestens 80 % von $\rho^{in}(r)$ als Strahlung emittiert wird

Diese einfache Abschätzung macht deutlich , daß (im Gegensatz zu den Verhältnissen an UNITOR) bei einem großen Tokamak auch diejenigen Bereiche des Plasmas , die intensive USX-Strahlung emittieren , durchaus strahlungs-dominiert sein können . Hierdurch erhalten Absolutmessungen der Strahlungsverluste im USX-Bereich auch im Hinblick auf die Untersuchung der Energie-Bilanz des Plasmas eine maßgebliche Bedeutung .

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde experimentell untersucht , in welchem Umfang spektroskopische Messungen im ultraweichen Röntgengebiet ($\lambda = 1 - 10 \text{ nm}$) sich dazu eignen , die relativ kühle Randzone (wo $T_e \approx 80 - 200 \text{ eV}$) fusions-relevanter Plasmen zu diagnostizieren . Als Meßobjekt mit vergleichbaren Plasma-Parametern stand das Plasma-Zentrum einer kleinen Tokamak-Apparatur zur Verfügung . Die Messungen wurden mit einem Bragg-Spektrometer durchgeführt , wobei als Analysator-Kristall wahlweise TAP ($2d = 2,59 \text{ nm}$) oder Bleistearat ($2d = 10,04 \text{ nm}$) eingesetzt wurde . Dies erlaubte es , das Spektrum zwischen $0,5$ und 9 nm mit einem Instrument zu erfassen . Bei Verwendung eines Photonenzählers als Detektor wurde die Meßapparatur durch Transmissions-Messungen der einzelnen Spektrometer-Komponenten mit Hilfe von Linienstrahlern absolut kalibriert .

Das untersuchte Tokamak-Plasma emittierte sowohl im Bereich $1,4 \text{ nm} \leq \lambda \leq 2,2 \text{ nm}$ als auch bei $\lambda > 4,4 \text{ nm}$ intensive Linienspektren , wobei ersteres durch hochionisierten Sauerstoff (O_{VII} und O_{VIII}) verursacht wurde , während letzteres den Ar- bis Na-ähnlichen Ionen der metallischen Verunreinigungselemente Fe , Cr und Ni zugeordnet werden konnte .

Aus den Intensitäts-Verhältnissen der verschiedenen Sauerstoff-Linien konnte auf der Grundlage des Corona-Modells die zentrale Elektronentemperatur T_e des Plasmas bestimmt werden . Hierbei wurde Übereinstimmung mit dem aus Kontinuums-Messungen im Bereich $\lambda \leq 1 \text{ nm}$ gewonnenen Resultat erzielt .

Zusammen mit der so ermittelten Temperatur erlaubte es die relativ einfache und genaue Absolutmessung der Linienintensitäten , die Dichten $n_{i,z}$ der Sauerstoffionen und der metallischen Verunreinigungen zu bestimmen . Die Resultate lassen sich sowohl mit den Werten vereinbaren , die mit anderen Methoden am selben Plasma gewonnen wurden , als auch mit denjenigen , die für andere Tokamaks ermittelt wurden .

Es wurden Betrachtungen der Energie-Bilanz unter Einbeziehung der gemessenen Strahlungsverluste P^{rad} angestellt . Diese ergaben , daß für das untersuchte Plasma nur die Emission in der Randzone (wo $T_e \lesssim 30 \text{ eV}$) wesentlich zur Energie-Bilanz beitrug . Sie zeigten jedoch auch , daß bei der erheblich geringeren Leistungsdichte der Ohm'schen Heizung in großen Tokamaks bereits metallische Verunreinigungs-Konzentrationen von weniger als 10 % der Sauerstoff-Konzentration ausreichen , um die durch Sauerstoff verursachte strahlungs-dominierte Randzone bis in Gebiete auszudehnen , wo $T_e = 100 - 200 \text{ eV}$.

Im Gegensatz zu dem hier angewendeten Meßverfahren versagen die diagnostischen Methoden , die üblicherweise zur Bestimmung von T_e , $n_{i,z}$ und P^{rad} im Plasma-Zentrum großer Tokamaks erfolgreich eingesetzt werden , in deren Randzone meist aus Intensitäts-Gründen . Deshalb stellt die Spektroskopie des ultraweichen Röntgengebiets eine wertvolle Ergänzung dieser Methoden im Hinblick auf eine umfassende Diagnostik von Fusions-Plasmen dar .

Literaturverzeichnis

- /1/ D.M. Meade
Nucl. Fusion 14 , 289 (1974)
- /2/ M. Shiho , S. Konoshima , A. Funahashi , S. Kasai ,
T. Sugie , N. Suzuki , M. Shimada , N. Fujisawa
Nucl. Fusion 18 , 1705 (1978)
- /3/ M.W.D. Mansfield , N.J. Peacock , C.C. Smith , M. Hobby ,
R.D. Cowan
J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 11 , 1521 (1978)
- /4/ G.A. Sawyer , A.J. Bearden , I. Henins , F.C. Jahoda ,
F.L. Ribe
Phys. Rev. 131 , 1891 (1963)
- /5/ V.A. Abramov , A.B. Berlizov , V.V. Buzankin , A.H. Ver-
tiporokh , V.A. Vershkov , V.A. Krupin , G.E. Notkin
Proc. 8th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys. ,
Prag , vol. I , 30 (1977)
- /6/ B.L. Henke , M.A. Tester
Advances in X-Ray Analysis (Plenum Press , N.Y.) 18 , 1
(1975)
- /7/ P. Bogen
in : Plasma Diagnostics , hrsg. von W. Lochte-Holtgreven
(North Holland Publishing Company , 1968) , Kap.7
- /8/ R. Flohr , C. Gillet , J. Hackmann , G. Reinhold ,
G. Ritter , J. Uhlenbusch , S. Zakaria
Physica 104 C , 423 (1981)
- /9/ J. Schlüter
KFA-Bericht Nr. 413 (1966)
- /10/ E.P. Bertin
Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis
(Plenum Press , N.Y. , 1975)
- /11/ F.J. Morgan
J. Sci. Instrum. (J. Phys. E) , ser. 2 , vol. 1 , 998
(1968)
- /12/ A.J. Caruso , W.M. Neupert
Appl. Opt. 4 , 247 (1965)
- /13/ L. Harris
J. Opt. Soc. Am. 45 , 27 (1955)

- /14/ S. Kasai , A. Funahashi , S. Konoshima , M. Nagami ,
T. Sugie , K. Mori
Jap. J. Appl. Phys. 17 , 1625 (1978)
- /15/ Equipe TFR
Nucl. Fusion 18 , 672 (1978)
- /16/ S. Kasai , A. Funahashi , M. Nagami , T. Sugie
Nucl. Fusion 19 , 195 (1979)
- /17/ U. Steger
Privatmitteilung
- /18/ S. Zakaria
Privatmitteilung
- /19/ N.J. Peacock , M.H. Hughes , H.P. Summers , M. Hobby ,
M.W.D. Mansfield , S.J. Fielding
Nucl. Fusion Special Suppl. 1 , 303 (1979)
- /20/ D.L. Dimock , H.P. Eubank , E. Hinnov , L.C. Johnson ,
E.B. Meservey
Nucl. Fusion 13 , 271 (1973)
- /21/ S. von Goeler
in : Diagnostics for Fusion Experiments , Varenna 1978 ,
hrsg. von E. Sindoni & C. Wharton (Pergamon Press ,
Oxford) , 79 (1979)
- /22/ R. Mewe
Astron. Astrophys. 20 , 215 (1972)
- /23/ R. Mewe
Solar Phys . 22 , 459 (1972)
- /24/ G. Elwert
Z. Naturforsch. 7a , 432 (1952)
- /25/ F.C. Jahoda , E.M. Little , W.E. Quinn , G.A. Sawyer ,
T.F. Stratton
Phys. Rev. 119 , 843 (1960)
- /26/ R.D. Gill , K.B. Axon , J.W.M. Paul , R. Prentice
Nucl. Fusion 19 , 1003 (1979)
- /27/ H.H. Andersen , H.L. Bay
in : Topics in Applied Physics , vol. 47 , 145 (1981)
(Springer-Verlag Berlin/Heidelberg)

- /28/ C. Breton , C. de Michelis , M. Mattioli
Report EUR-CEA-FC-853 (Dez. 1976)
- /29/ R.L. Kelly , L.J. Palumbo
NRL-Report 7599 (Juni 1973)
- /30/ C. Breton , C. de Michelis , M. Finkenthal , M. Mattioli
Report EUR-CEA-FC-948 (März 1978)
- /31/ B. Edlén
ZS f. Phys. 100 ,621 (1936) und 103 ,536 (1936)
- /32/ B.C. Fawcett , N.J. Peacock , R.D. Cowan
J. Phys. B 1 , 295 (1968)
- /33/ Equipe TFR
Nucl. Fusion 17 , 213 (1977)
- /34/ S. Suckewer , R.J. Hawryluk
Phys. Rev. Lett. 40 , 1649 (1978)
- /35/ A. Gibson
J. Nucl. Mat. 76&77 , 92 (1978)
- /36/ L. Spitzer
Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publ., 1962)
- /37/ C. Gillet
Privatmitteilung
- /38/ G. Reinhold , J. Hackmann , J. Uhlenbusch , C. Gillet
S. Zakaria
Verhandl. DPG (VI) 18 , 393 (1983)
- /39/ W. Lotz
IPP-Report 1/76 (Feb.1968)
- /40/ TFR Group
Phys. Rev. Letters 36 ,1306 (1976)

7. Anhang:

Diskussion eines abgewandelten Branching-Ratio-Verfahrens

Die meisten an Tokamaks eingesetzten USX-Spektrometer werden heute nach dem sogenannten Branching-Ratio-Verfahren absolut kalibriert (vgl./14/,/15/). Bei diesem Verfahren mißt man ein Linienpaar mit einem gemeinsamen oberen Ausgangs-Niveau, für welches das Verhältnis der Übergangs-Wahrscheinlichkeiten möglichst genau bekannt sein sollte. Dabei liegt die erste Komponente (λ_1) in einem Spektralbereich, in welchem das Spektrometer mit Hilfe eines Normalstrahlers (z.B. Kohlebogen) kalibriert werden kann, so daß sich die Absolutintensität dieser Linie sehr genau bestimmen läßt. Die zweite Linie (λ_2) dagegen liegt üblicherweise in einem Spektralgebiet, für welches es keinen Normalstrahler gibt, wie das im Vakuum-UV und im USX-Gebiet der Fall ist. Aus der bekannten Absolutintensität $I(\lambda_1)$ läßt sich jedoch mit Hilfe der Übergangs-Wahrscheinlichkeiten die Intensität der zweiten Linie $I(\lambda_2)$ berechnen, woraus man durch Vergleich mit dem Meßsignal für diese Linie die spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers (incl. Detektor) $S(\lambda_2)$ bestimmen kann.

Bisher wurde das Branching-Ratio-Verfahren immer an solchen Linienpaaren durchgeführt, bei denen die erste Linie, an der die Primärkalibrierung vorgenommen wurde, eine wesentlich größere Wellenlänge hatte als die zweite Linie, welche im VUV oder USX lag, wo das Gerät kalibriert werden sollte. Der Nachteil hierbei ist, daß es kaum geeignete Linienpaare gibt, die eine vom Sichtbaren (oder nahen UV) ausgehende Kalibrierung bei Wellenlängen unterhalb von $100 \text{ \AA}$ erlauben. Für diesen Spektralbereich ist es deshalb erforderlich, eine Kalibrierung in zwei Schritten durchzuführen (Sichtbares $\rightarrow$ VUV $\rightarrow$ USX), wobei sich natürlich die Meßfehler addieren. Außerdem gibt es kein Spektrometer, dessen Meßbereich von ca. $10 \text{ \AA}$ bis ins Sichtbare reicht, so daß eine solche Kalibrierung immer die Verwendung von zwei verschiedenen Spektrometern erfordert; dabei ist sorgfältig darauf zu achten, daß beide Instrumente das gleiche Raumgebiet des Plasmas erfassen.

Aus diesen Gründen wurde in der vorliegenden Arbeit versucht , das Branching-Ratio-Verfahren auf ein Linienpaar anzuwenden , dessen Komponenten beide mit dem selben Kristall-Spektrometer beobachtet werden konnten . Die Primärkalibrierung sollte dabei nicht , wie sonst üblich , an der längerwelligen Linie durchgeführt werden , sondern an der kürzerwelligen Linie , welche unterhalb von $20 \text{ \AA}$ liegen sollte . Dort konnte das Spektrometer bei Verwendung eines Photonen zählenden Detektors relativ problemlos nach dem in Kap. 3.1. - 3.5. beschriebenen Verfahren kalibriert werden . Die zweite Linie sollte möglichst in dem schwer zu kalibrierenden Bereich zwischen ca. $50 \text{ \AA}$ und $100 \text{ \AA}$ liegen . Obwohl auch in diesem Bereich eine Absolut-Kalibrierung der Apparatur durch Transmissions-Messungen ihrer einzelnen Komponenten prinzipiell möglich ist , wie Abb.7b zeigt , wäre doch das oben beschriebene "umgekehrte" Branching-Ratio-Verfahren als zusätzliche Kontroll-Möglichkeit sehr erwünscht . Dies gilt insbesondere wegen der relativ großen Unsicherheit der Reflektivitäts-Messungen in diesem Bereich (vgl. Abb.5b) , aber auch im Hinblick auf den Einsatz von Halbleiter-Detektoren , deren Quantenausbeute man in diesem Spektralgebiet (im Gegensatz zum Bereich $\lambda \lesssim 20 \text{ \AA}$) nur sehr ungenau kennt .

Die Auswahl eines geeigneten Linienpaars wird bestimmt durch die Forderungen , daß

1. die Übergangs-Wahrscheinlichkeiten möglichst genau bekannt sein sollten ; dies ist am besten für H- und He-ähnliche Ionen erfüllt .
2. die beiden Linien im interessierenden Spektralbereich liegen müssen , wobei vor allem die kürzerwellige Linie unterhalb $20 \text{ \AA}$ liegen sollte ; dies schließt Elemente mit einer Ordnungszahl $Z < 8$ aus .
3. die Elektronen-Temperatur des Plasmas ausreichen muß , um die betreffenden Linien anzuregen und die zugehörigen (H- oder He-ähnlichen) Ionen zu erzeugen ; dies wiederum schließt bei den mit UNITOR erreichbaren Temperaturen ($T_{eo} \approx 160 \text{ eV}$) Elemente mit $Z > 15$ aus .

Da keines der in UNITOR vorkommenden Verunreinigungs-Elemente ein Linienpaar emittierte, das diese drei Forderungen erfüllt, mußte durch Zusatz einer geeigneten Verunreinigung zum Plasma Abhilfe geschaffen werden. Da Edelgase den Vorteil haben, nicht mit den Gefäßwänden chemisch zu reagieren, fiel die Wahl auf Neon ($Z=10$), dessen He-ähnliches Ion NeIX ein Linienpaar bei $11,54 \text{ \AA}$ bzw. $77,80 \text{ \AA}$ emittiert, das nach Abb.23a von dem gemeinsamen ^1P -Zustand mit der Elektronen-Konfiguration $1s3p$ ausgeht.

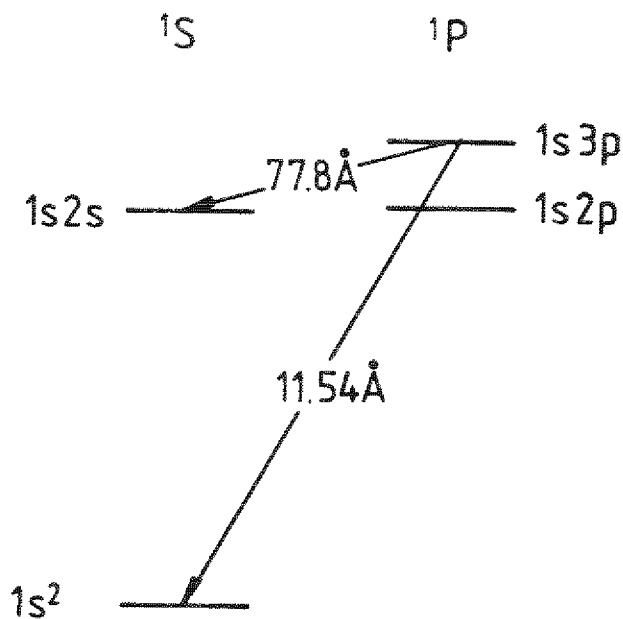


Abb.23a
Ausschnitt aus dem Term-Schema
des He-ähnlichen Neon NeIX

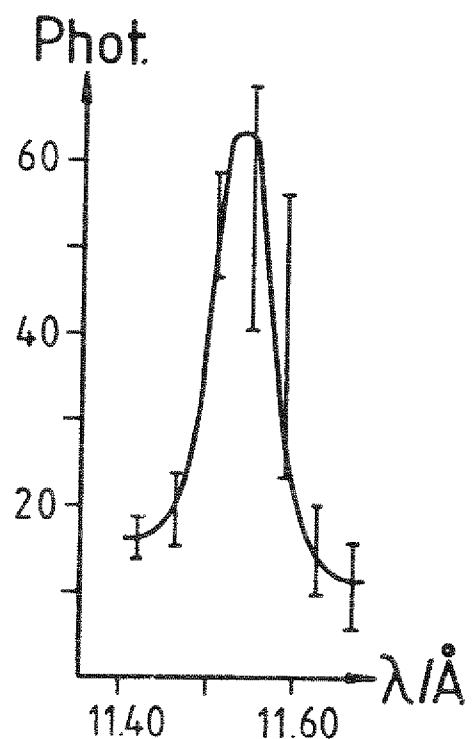


Abb.23b
 $\text{NeIX} \lambda 11,54 \text{ \AA} (1s - 3p)$
gemessen an UNITOR
mit TAP-Kristall
Abschwächung 1:60
Meßzeit: 3. - 8. ms
 $\Delta\theta(\text{Sollerspalt}) = 0,2^\circ$
 $p(\text{Ne}) = 2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$

Zum Test des Verfahrens wurde dem H_2 -Füllgas, welches über ein druck-geregeltes Piezo-Ventil kontinuierlich in UNITOR einströmte, ein bestimmter Prozentsatz Neon beigemischt. Die Kontrolle des Neon-Partialdrucks $p(\text{Ne})$ erfolgte mit einem

Massenspektrometer . Eine Serie von Tokamak-Entladungen mit verschiedenen Neon-Konzentrationen zeigte eine deutliche Abnahme der Entladungsdauern zu höheren $p(\text{Ne})$ -Werten . Gerade noch ohne merklichen Einfluß auf die Entladungsdauer war eine Neon-Konzentration , die der Anzeige des Massenspektrometers zufolge $p(\text{Ne}) = 2 \cdot 10^{-6}$ mbar entsprach ($\hat{=} 0,25\%$ bezogen auf den H_2 -Partialdruck) .

Bei diesem $p(\text{Ne})$ konnte , wie in Abb.23b dargestellt , die gesuchte Linie bei $11,54 \text{ \AA}$ in Schuß-zu-Schuß-Abtastung gemessen werden , wobei sichergestellt worden war , daß ein eventuell bereits ohne Neon-Beimischung vorhandener Untergrund bei dieser Wellenlänge vernachlässigt werden konnte . Im Maximum der Linie wurden zwischen der 3. und 9. Millisekunde der Entladung im Mittel ca. 600 Photonen/ms (bezogen auf Abschwächung $a=1$) nachgewiesen . Hieraus läßt sich für die zugehörige Linie bei $77,80 \text{ \AA}$ wegen der um einen Faktor 30 kleineren Übergangs-Wahrscheinlichkeit und der viel schlechteren spektralen Auflösung des Kristalls bei dieser Wellenlänge ($\lambda/\Delta\lambda \approx 40$) eine Intensität von weniger als 1 Photon/ms im Linien-Maximum abschätzen . Andererseits wurde aber bei $78 \text{ \AA}$ schon in Abwesenheit von Neon ein Untergrund von ca. 1500 Photonen/ms (bezogen auf $a=1$) beobachtet , so daß es nicht möglich war , die NeIX -Linie bei $77,8 \text{ \AA}$ von ihrem Untergrund zu trennen .

Ursache für diesen intensiven Untergrund war die in Kap.4.4. diskutierte Vielzahl von Emissionslinien metallischer Verunreinigungs-Ionen (insbesondere Cr) . Ähnliche Spektren wurden auch an anderen Tokamaks beobachtet (s./2/,/16/) , doch konnten dort mit Grazing-Incidence-Spektrometern gut aufgelöste Linien im gesamten Bereich $45 - 200 \text{ \AA}$ gemessen werden , während das hier verwendete Bragg-Spektrometer mit seinem schlecht auflösenden PbSt-Kristall alle diese Linien zu einem Kontinuum verwischte (s.Abb.20) .

In einer zusammenfassenden Wertung ist deshalb festzustellen , daß die Durchführung des Branching-Ratio-Verfahrens in der beabsichtigten Form im vorliegenden Experiment einerseits an

der zu intensiven Untergrundstrahlung bei der längerwelligen Linie scheiterte , andererseits an der zu schlechten Auflösung des Spektrometers bzw. des PbSt-Kristalls . Zukünftige Versuche , das Verfahren dennoch erfolgreich einzusetzen , müßten an einem oder mehreren der folgenden Punkte ansetzen :

1. Die Untergrundstrahlung durch andere Verunreinigungen sollte so gering wie möglich gehalten werden , was ein sehr sauberes Plasma erfordert .
2. Die Auflösung des Spektrometers sollte verbessert werden ; dies ist allerdings nur mit einem Grazing-Incidence-Spektrometer (Flächen-Gitter) möglich , da Kristalle als stark absorbierende Volumen-Gitter im USX-Gebiet prinzipiell ein schlechtes Auflösungsvermögen haben .
3. Falls es möglich wäre , die Entladungs-Bedingungen so abzuändern , daß das Plasma auch höhere Konzentrationen der zugesetzten Verunreinigung verträgt , ohne zusammenzubrechen , ließen sich höhere Absolutintensitäten des betrachteten Linienpaars erzielen .

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich angefertigt , wobei die Messungen am 2. Physikalischen Institut der Universität Düsseldorf durchgeführt wurden .

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. J. Schlüter , der diese Arbeit angeregt und durch zahlreiche klärende Diskussionen gefördert hat .

Herrn Prof. Dr. J. Uhlenbusch und Herrn Prof. Dr. F. Waelbroeck danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit und für die kritische Durchsicht des Manuskripts .

Den Mitgliedern der Tokamak-Gruppe um Herrn Prof. Dr. J. Hackmann möchte ich für die gute Zusammenarbeit danken .

Die Herren A. Cosler und M. Schürer unterstützten mich bei den technischen Konstruktionen , Frau M. Biermann beim Anfertigen der Zeichnungen und Herr R. Lemmens bei der Durchführung von Vorexperimenten . Herr L. Könen beriet mich bei der Planung des Vakuum-Systems und Herr Dr. H. Soltwisch beim Entwurf der elektronischen Schaltungen . Ihnen und allen anderen Mitarbeitern beider Institute , die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben , insbesondere den Werkstattangehörigen , möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen .

