

**Ionentemperaturen aus niederenergetischen  
CX-Messungen an W7-AS**

Benedikt Ernst

IPPIII/227

Oktober 1997



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**85748 GARCHING BEI MÜNCHEN**



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN**

**Ionentemperaturen aus niederenergetischen  
CX-Messungen an W7-AS**

Benedikt Ernst

Diplomarbeit  
Technische Universität München  
Physik-Department

Oktober 1997

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



# Abstract

Compared to electron temperature measurements there are fewer measurements of the ion temperature at the Stellarator Wendelstein 7-AS (W7-AS). At the Tokamak ASDEX there was developed a method to get time resolved ion temperature profiles in the outer region of the plasma from low energy charge exchange measurements. This region has steep gradients of the plasma parameters, which is important for investigations of the transport.

In this report the implementation and improvement of this method in the geometry of W7-AS is described. To replace the time-consuming Monte Carlo calculation, a new one dimensional model is presented to allow a faster determination of ion temperatures in the outer region of the plasma of W7-AS.

For measurements of the charge exchange fluxes the Low Energy Neutral Analyzer (LENA) is used at W7-AS. Due to the energy range of this analyzer of  $10 - 650 \frac{\text{eV}}{\text{amu}}$  the main part of the neutral particles come from the plasma edge but at low densities also from the plasma center.

To optimize this analyzer for ion temperature investigations, a new channel plate detector was installed and its HF connection with a coaxial cable was improved. This detector allows better absolute measurements of the fluxes because it has a different distribution of the pulse amplitudes. It also reduces the background spectrum which leads to smaller statistical errors. With a calculated correction function of the detector saturation, the measuring range of the analyser is enlarged.

To determine ion temperature profiles with this method, the spectra of LENA are compared with a numerically simulated charge exchange spectrum and the ion temperature profile is varied until agreement of the spectra is reached. The main part of this simulation is the calculation of the neutral particle density in the plasma which is experimentally not available. For this neutral particle simulation the Monte Carlo code EIRENE is used, which uses the complete three-dimensional geometry of the plasma and the vessel. Because the computing time is very high, a new and faster model was developed which leads to the same result as EIRENE. In this one-dimensional model the separate calculation of the neutral particle generations is used to solve the diffusion equation.

With each of these models, together with the improved LENA detector, it is now possible to calculate ion temperature profiles in the plasma edge of W7-AS.

In this report several discharges are investigated. A comparison with the ion temperature profiles measured by charge exchange recombination spectroscopy (CXRS) and the neutral particle analyzer (NPA) shows good agreement. An investigation of the ion temperature profiles during a discharge with increasing density has the result, that there are relatively constant edge ion temperatures with a gradient of  $50 - 60 \text{ eV/cm}$ . In a variation of the electron cyclotron resonance heating (ECRH) power in discharges with very high central ion temperatures constant edge ion temperatures are found. However the temperature gradient is  $180 \text{ eV/cm}$ , much higher than in the density variation.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	Bedeutung der Ionentemperaturen für Fusionsplasmen	5
1.2	Aufbau und Zielsetzung der Arbeit	6
<b>2</b>	<b>Der Stellarator Wendelstein 7-AS</b>	<b>9</b>
<b>3</b>	<b>Experimentelle Arbeiten an der Diagnostik LENA</b>	<b>11</b>
3.1	Aufbau der Diagnostik	11
3.2	Der Detektor von LENA	14
3.2.1	Umbau des Detektors vom Multiplier zum Channel Plate	14
3.2.2	Korrektur der Sättigung des Channel Plates	17
3.2.3	Veränderungen der LENA-Spektren durch den Umbau	21
<b>4</b>	<b>Neutralteilchen im Plasma</b>	<b>23</b>
4.1	Wechselwirkungsprozesse mit dem Plasma	23
4.2	Ionentemperaturbestimmung durch Neutralteilchen	27
<b>5</b>	<b>Bestimmung der Ionentemperatur</b>	<b>29</b>
5.1	Das EIRENE-Modell	29
5.1.1	Behandlung des Transportproblems	29
5.1.2	Geometrie des Plasmas	32
5.1.3	Plasma-Daten	33
5.1.4	Modellierung der Neutralgasquellen	35
5.1.5	Unterprogramm für Diagnostiken	39
5.1.6	Die Ionentemperaturbestimmung	41
5.1.7	Radialer Bereich des Ionentemperaturprofils	44
5.2	Schnelles eindimensionales Modell	47
5.2.1	Die Transportgleichung zur Berechnung der Neutralgasverteilung	47
5.2.2	Mathematisches Lösungsverfahren der Transportgleichung	49
5.2.3	Praktische Vorgehensweise bei der Berechnung der Neutralteilchenverteilung	51
5.2.4	Numerische Berechnung der Differentialgleichungen	53
5.2.5	Ionentemperaturbestimmung	54
5.2.6	Voraussetzungen für die Anwendung des eindimensionalen Modells	58
5.3	Vergleich mit anderen Methoden zur Ionentemperaturbestimmung	59



<b>6 Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>61</b>
6.1 Bedeutung der Volumenrekombination . . . . .	61
6.2 Untersuchung ausgewählter Entladungen . . . . .	66
6.2.1 Dichtevariation . . . . .	66
6.2.2 Hoch- $T_i$ -Entladungen . . . . .	69
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>71</b>
<b>A Fehlerbetrachtung</b>	<b>73</b>
A.1 Diagnostik LENA . . . . .	73
A.2 EIRENE-Modell . . . . .	75
A.3 Konvergenz des Fits . . . . .	77
A.4 Einfluß des Isotopenverhältnisses . . . . .	78
<b>Danksagung</b>	<b>87</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Bedeutung der Ionentemperaturen für Fusionsplasmen

Zur Energiegewinnung durch kontrollierte Kernfusion verfolgt man zwei Ansätze: Beim Trägheitseinschluß werden tiefgefrorene Kügelchen aus Deuterium und Tritium mit Lasern oder Teilchenstrahlen zur Fusion gebracht. Der in dieser Arbeit besprochene Weg ist, ein Plasma durch magnetische Felder einzuschließen und mit Hilfe von externer Heizung nuklear zu zünden. Je nachdem, ob die Felder teilweise durch Ströme im Plasma oder ganz durch Magnete erzeugt werden, unterscheidet man bei den toroidalen Experimenten sogenannte *Tokamaks* und *Stellaratoren*. *Wendelstein 7-AS* (W7-AS) gehört dem letzteren Typ an.

Damit im Plasma ausreichend viele Fusionsprozesse stattfinden können, muß das Plasma genügend lange im Magnetfeld eingeschlossen sein, was durch die Energieeinschlußzeit ausgedrückt wird. Außerdem sollte die Dichte im Magnetfeld entsprechend groß sein und die Ionentemperatur 10 keV ( $1 \text{ eV} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K}$ ) übersteigen. Jeder dieser drei Parameter — Einschlußzeit, Dichte und Ionentemperatur — erreicht in den heutigen Experimenten einzeln schon den erforderlichen Wert. Für die Fusion ist aber erforderlich, daß alle Parameter *gleichzeitig* hoch genug werden. Um dies zu erreichen, müssen nicht nur die Dimensionen eines Reaktors sehr groß sein, sondern es sind auch spezielle Optimierungen des Plasmazustandes notwendig.

Der Wärmetransport spielt dabei eine wesentliche Rolle. Er steuert bei gegebener Heizleistung die erreichbare Temperatur im Plasmazentrum. Das Verstehen der Transportmechanismen ist deswegen sehr wichtig.

Die Erzeugung des gesamten Magnetfeldes durch Spulen außerhalb des Plasmas hat am W7-AS ein Feld mit lokalen Minima zur Folge. Da in diesen Minima Plasmateilchen eingeschlossen werden, führt dies zu zusätzlichen Driftverlusten der Ionen, und dadurch verstärkt sich der Ionen-Wärmetransport vor allem im Randbereich des Plasmas.

Um diesen Transport quantitativ zu erfassen und erklären zu können, ist eine Kenntnis der Ionentemperatur in diesem Gebiet nötig. Die sogenannte neoklassische Theorie, in der die Diffusion durch Coulomb-Stöße unter Berücksichtigung der Teilchenbahnen im Magnetfeld behandelt wird, sagt einen Zusammenhang dieser Temperaturen und dem Wärmetransport voraus. Jedoch erklärt diese Theorie die Transportprozesse im Plasma nur teilweise. Durch den noch relativ wenig verstandenen turbulenzbestimmten Transport



wird die Wärmeleitung erheblich erhöht. Im Randbereich des Plasmas besitzen Parameter wie Dichte und Temperatur die größten Gradienten, weswegen in dieser Region der Transport eine sehr wichtige Rolle spielt.

Die Ionentemperatur ist diagnostisch weitaus schwieriger zugänglich als andere Größen, wie z.B. Elektronendichte und –temperatur. Die Bestimmung der Ionentemperatur aus der Messung hochenergetischer Neutralteilchen und die CXRS (Ladungsaustausch–Rekombinations–Spektroskopie) sind die üblichen Methoden, wobei am W7-AS die erste mehr für den Zentralbereich und CXRS eher für den Plasmarand geeignet ist. Bei diesem Experiment sind jedoch beide so ausgelegt, daß für Profilmessungen eine Serie von Entladungen mit gleichen Bedingungen nötig ist.

Um in dem für Transportmessungen interessanten Randbereich des Plasmas Ionentemperaturprofile zu untersuchen, wurde deswegen ein zusätzliches Verfahren entwickelt, die hier besprochene Messung der niederenergetischen Neutralteilchen [Heinrich 1995].

## 1.2 Aufbau und Zielsetzung der Arbeit

Neutrale Teilchen, wie sie in geringer Anzahl auch in einem Hochtemperaturplasma — fast ausschließlich in Form von atomarem Wasserstoff — vorkommen, sind gut geeignet zur Messung von Ionentemperaturen im Plasma: Einerseits werden sie nicht durch die magnetischen Felder eingeschlossen, andererseits erhalten sie bei sogenannten Ladungsaustausch–Prozessen (CX–Prozessen) die Geschwindigkeit der beteiligten Ionen. Um die relativ kalten Randtemperaturen bestimmen zu können, muß man die Teilchen niedriger Energie detektieren. Jedoch beinhaltet ein solches, gemessenes Neutralteilchenspektrum die Überlagerung der Flüsse aus der ganzen Sichtlinie der Diagnostik (siehe auch Abb. 4.3). Daraus ein Ionentemperaturprofil zu bestimmen, erfordert eine aufwendige Neutralgassimulation.

In dieser Arbeit wird die Umsetzung des an ASDEX entwickelten und an W7-AS exemplarisch demonstrierten Verfahrens in die Geometrie des W7-AS dargestellt, wobei sich an W7-AS inzwischen die Randbedingungen geändert haben. Dieses Verfahren wurde durch Beschleunigung der rechenintensiven Monte–Carlo–Auswertung und durch Reduzierung der Ungenauigkeiten im Modell verbessert. Dafür war ein Umbau der Diagnostik LENA erforderlich. Ein weiteres Ziel war die Etablierung eines wesentlich schnelleren Verfahrens zur routinemäßigen Ionentemperaturbestimmung an W7-AS. Als Ergebnis der Arbeit werden einige mit diesen Methoden untersuchte Entladungen vorgestellt.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Nach der Einleitung und einer kurzen Beschreibung des Stellarators W7-AS wird im dritten Kapitel dieser Arbeit die Diagnostik LENA zur Messung der niederenergetischen CX–Spektren vorgestellt. Dabei wird beschrieben, welche Umbaumaßnahmen und apparativen Verbesserungen durchgeführt wurden, um die Diagnostik für diese Ionentemperaturbestimmung zu optimieren.

Um eine Modellierung der Neutralteilchen durchführen zu können, ist es nötig, die elementaren Prozesse dieser Teilchen im Plasma zu kennen, welche im Kapitel 4 dargestellt werden.

Kapitel 5 beschäftigt sich dann mit der Ionentemperaturbestimmung. Der erste Teil bespricht die Monte–Carlo–Neutralgassimulation EIRENE. Bei dieser Modellierung wird

unter anderem das Plasma und die Geometrie der Wände sowie die komplexen atomaren Plasma–Wand–Prozesse so genau wie möglich dreidimensional nachgebildet. Bei der Temperaturbestimmung kann somit sichergestellt werden, daß sich keine großen Ungenauigkeiten durch geometrische Vereinfachungen ergeben. Dieser Vorteil wird durch einen hohen Rechenaufwand erkaufte.

Im zweiten Teil des Kapitels wird ein neues, wesentlich schnelleres *eindimensionales Modell* beschrieben. Bei dieser Methode wurde auch die Behandlung der sogenannten Volumenrekombination bei der Ionentemperaturbestimmung implementiert.

Das letzte Kapitel beschäftigt sich mit speziellen experimentellen Ergebnissen: der Bedeutung der Volumenrekombination im Plasma, die Ionentemperatur bei Variation der Dichte und der Heizleistung.

Im Anhang ist eine kurze Fehlerbetrachtung zu finden.



## Kapitel 2

# Der Stellarator Wendelstein 7-AS

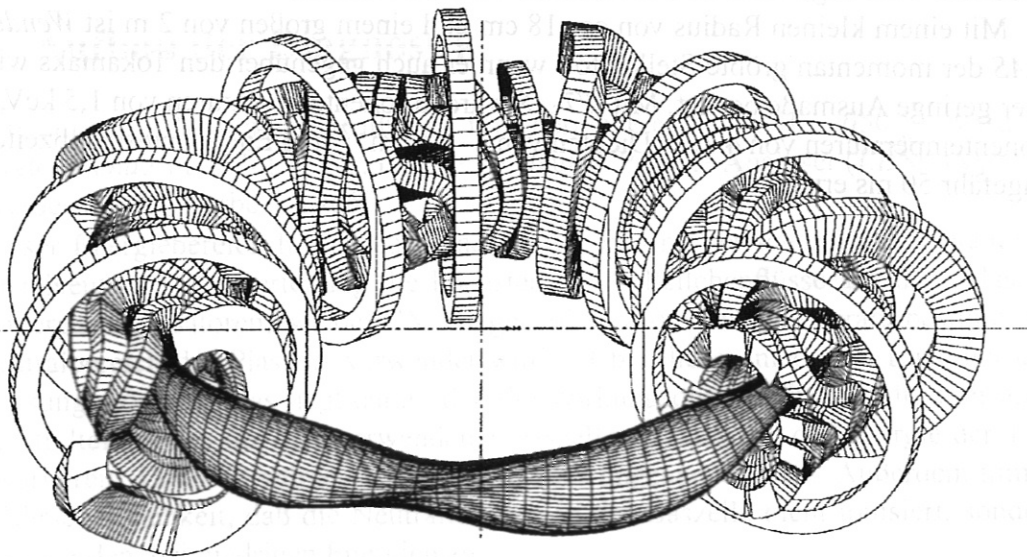


Abbildung 2.1: Ansicht der Spulen und des Plasmas an Wendelstein 7-AS. Die nicht-ebenen Spulen erzeugen sowohl das toroidale als auch das poloidale Magnetfeld. Die flachen Spulen sind nur zur Variation von  $\iota$  nötig. Nicht eingezeichnet sind die Spulen für das Vertikalfeld.

Der Stellarator *Wendelstein 7-AS* ist der erste der sogenannten *Advanced Stellarators*, die mit einem speziellen modularen Spulensystem arbeiten. Klassische  $l = 2$ - oder  $l = 3$ -Stellaratoren erzeugen das vollständige Magnetfeld durch helikale Spulen, die um den ganzen Torus umlaufen. Hier benutzt man 45 kleinere nicht-planare Spulen, die sowohl das poloidale als auch das toroidale Magnetfeld erzeugen (Bild 2.1). Diese optimierte Konfiguration ermöglichte beim *Wendelstein 7-AS* eine Erhöhung von  $\beta$  (das Verhältnis zwischen maximalem Teilchendruck und maximalen Magnetfelddruck) und die Reduzierung der neoklassischen Transportverluste [Grieger 1992]. Am wesentlich größeren Nachfolgeprojekt *Wendelstein 7-X* soll diese Optimierung vervollständigt werden.

*Wendelstein 7-AS* ist aufgeteilt in fünf gleiche Module. Um die Rotationstransformation  $\iota$  variieren zu können, gibt es zusätzlich noch planare Toroidalfeldspulen, mit denen

$\iota$  zwischen 0.25 und 0.7 eingestellt werden kann. Je nach  $\iota$  wird das Plasma zu einem Limiterplasma ( $\iota \leq 0.5$ ) oder bekommt eine Separatrix, was in der Zukunft durch einen Divertor genutzt wird. Um rationale Flächen vermeiden zu können, besitzt *W7-AS* eine niedrige Verscherung, d.h.  $\iota$  variiert im Plasma wenig. Zur radialen Verschiebung des Plasmas wird das Vertikalfeld ( $B_z$ -Feld) verwendet.

Das Plasma besitzt keine toroidale Symmetrie wie bei Tokamaks. Die poloidalen Querschnitte wechseln zwischen einer dreiecksähnlichen Form und einer Ellipsenform. Dies macht es schwierig, diese im Vergleich zu Tokamaks wesentlich komplexere Geometrie z.B. numerisch zu modellieren.

Zur Plasmaheizung verwendet man verschiedene Systeme: Das Standardsystem ist die *ECRH* (Elektron-Zyklotron-Resonanz-Heizung) mit 70 GHz und 140 GHz, die besonders die Elektronen erwärmt und auch meist zum Plasmaaufbau verwendet wird. Außerdem steht die *NI* (Neutralinjektionsheizung) zur Verfügung. Die *ICRH* (Ionen-Zyklotron-Resonanz-Heizung) befindet sich noch im Versuchsstadium.

Mit einem kleinen Radius von ca. 18 cm und einem großen von 2 m ist *Wendelstein 7-AS* der momentan größte Stellarator, wenn er auch gegenüber den Tokamaks wie *JET* eher geringe Ausmaße besitzt. Mit *W7-AS* wurden Ionentemperaturen von 1,5 keV, Elektronentemperaturen von 4 keV, Dichten von  $3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  und Energieeinschlußzeiten von ungefähr 50 ms erreicht.



Abbildung 2.1: Ansicht der Spulen und des Plasmas im Wendelstein 7-AS. Die nicht ebenen Spulen erzeugen sowohl das toroidale als auch das poloidale Magnetfeld. Die Flächen Spulen sind nur zur Variation von  $\iota$  nötig. Nicht benachbarte Spulen für das Vertikalfeld.

Der Stellarator Wendelstein 7-AS ist der erste der sogenannten Advanced Stellarators, die mit einem speziellen modularen Spulensystem arbeiten. Klassische  $\iota = 3$ - oder  $\iota = 3/2$ -Stellaratoren erzeugen das vollständige Magnetfeld durch helikale Spulen, die um den ganzen Torus umlaufen. Hier benutzt man 45 kleinere nicht-planare Spulen, die sowohl das poloidale als auch das toroidale Magnetfeld erzeugen (Bild 2.1). Diese optimierte Konfiguration ermöglichte beim Wendelstein 7-AS eine Erhöhung von  $\beta$  (das Verhältnis zwischen maximalem Teilchendruck und maximalem Magnetfelddruck) und die Reduzierung der neoklassischen Transportverluste [Günzer 1997]. Am wesentlich größten Nachfolgeprojekt Wendelstein 7-X soll diese Optimierung vervollständigt werden.

Wendelstein 7-AS ist aufgeteilt in fünf gleiche Module. Um die Reaktionsstufen zu kontrollieren, gibt es zusätzlich noch planare Toroidal-Spulen, mit denen

## Kapitel 3

# Experimentelle Arbeiten an der Diagnostik LENA

### 3.1 Aufbau der Diagnostik

Zur Messung von Neutralteilchenflüssen im Energiebereich von  $10 - 650 \frac{\text{eV}}{\text{amu}}$  wird am Stellarator *Wendelstein 7-AS* ein Low Energy Neutral Particle Analyser (*LENA*) verwendet [Verbeek 1994][Verbeek 1986].

Dieser Energiebereich besitzt aufgrund der im Plasma herrschenden Temperaturen und der Neutralteilchenverteilung die höchsten Neutralteilchenflüsse aus dem Plasma. Mit anderen Analysatoren, wie der CX-Diagnostik, die zur Ionentemperaturbestimmung im Zentralbereich des Plasmas verwendet wird, ist bei diesen niedrigen Energien keine Messung möglich. Das liegt daran, daß die Wirkungsquerschnitte für die Ionisation der Neutralteilchen in der dort verwendeten Gaszelle zu stark mit der Energie der Teilchen variieren. Dadurch würde eine Messung sehr ungenau werden. Außerdem nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß die Neutralteilchen in der Gaszelle nicht ionisiert, sondern gestreut werden, bei niedrigen Energien zu.

Deswegen wählte man bei *LENA* eine Flugzeitanordnung, die ohne Gaszelle arbeitet: Der Strom der Neutralteilchen aus dem Torus wird mit Hilfe eines mechanischen Unterbrechers (Chopper) in Pakete von  $1 \mu\text{s}$  Länge zerlegt. Da die Teilchen eine Geschwindigkeitsverteilung besitzen, laufen diese Pakete zeitlich auseinander. Nach einer Wegstrecke von  $d = 1.92 \text{ m}$  treffen die Teilchen auf eine Cu-Be-Konverterelektrode und lösen dort geladene Sekundärteilchen aus, die dann von einem Multiplier oder einem Channel Plate detektiert werden (Abb. 3.1). Der Großteil der Sekundärteilchen wird durch Elektronen gebildet, jedoch setzen die Neutralteilchen auf der Konverterelektrode auch Ionen frei.

Die gesamte Anordnung wird mit Hilfe von drei Turbopumpen unter einem Vakuum von ungefähr  $10^{-7} \text{ mbar}$  gehalten, um sowohl eine korrekte Arbeitsweise des Detektors zu gewährleisten als auch Stöße des Neutralteilchenstrahls mit dem Restgas zwischen Plasma und Chopper zu vermeiden.

Aus der Flugzeit der Teilchen zwischen Unterbrecher und Konverterelektrode kann mit

$$E = \frac{1}{2} m \frac{d^2}{t^2} \quad (3.1)$$



die Energie berechnet werden. Dafür muß aber die *Masse* der Teilchen *bekannt* sein. Da in einem Plasma (besonders mit Füllgas Deuterium und Neutralinjektion Wasserstoff) immer eine Mischung der beiden Wasserstoffisotope vorhanden ist, kann diese Umrechnung von Flugzeit auf Energie allein aus den *LENA*-Daten nur näherungsweise mit der Masse des häufigsten Isotops durchgeführt werden.

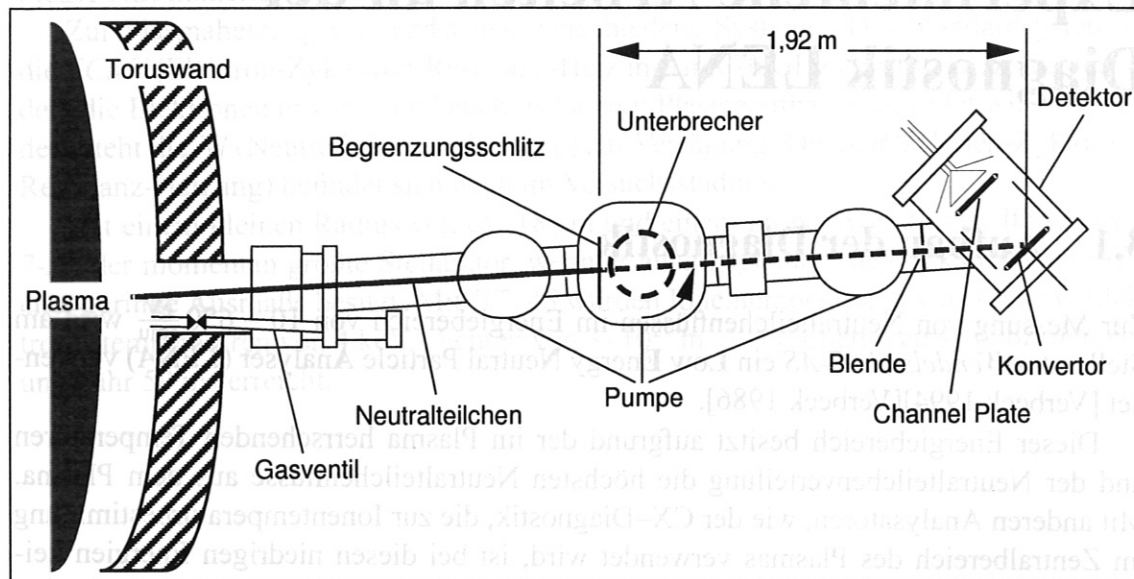


Abbildung 3.1: Aufbau der Diagnostik LENA am Wendelstein 7-AS. Der Unterbrecher zerlegt den Strom der Neutralteilchen in Pakete. Damit kann die Flugzeit der Teilchen zwischen Unterbrecher und Detektor gemessen werden. LENA befindet sich im Modul 1 am Stutzen 5' mit einer Sichtlinie direkt durch das Zentrum des Plasmas fast senkrecht zu dem Magnetfeld (um  $1^\circ$  geneigt).

Im Moment des Öffnens des Unterbrechers trifft UV-Licht aus dem Plasma auf die Konverterelektrode, das ebenfalls Sekundärteilchen auslöst. Um den Detektor nicht zu überlasten, wird er erst  $2\ \mu\text{s}$  danach durch Anlegen der Spannungen empfindlich gemacht. Das Öffnen des Unterbrechers wird mit Hilfe einer Lichtschranke festgestellt. Der Detektor bleibt dann  $60\ \mu\text{s}$  aktiv.  $147\ \mu\text{s}$  nach einem Neutralteilchenpuls folgt der nächste. Damit können pro Sekunde 6800 Spektren aufgenommen werden. Für eine ausreichende Statistik ist allerdings eine Mittelung über längere Zeitbereiche nötig. Die Datenaufnahme beschränkt durch den begrenzten Speicherplatz die Anzahl der Flugzeitspektren auf 16000, was einem Zeitraum von  $2.4\ \text{s}$  entspricht. Dies reicht üblicherweise für eine Entladung am Wendelstein 7-AS völlig aus.

Bild 3.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der LENA-Flugzeitspektren während einer typischen Entladung von W7-AS. Die Anzahl der detektierten Teilchen sinkt mit zunehmender Flugzeit. Dies hat zwei Gründe:

Einerseits ist dies eine Konsequenz der Flugzeitanordnung. Der Energiebereich  $\Delta E$ ,

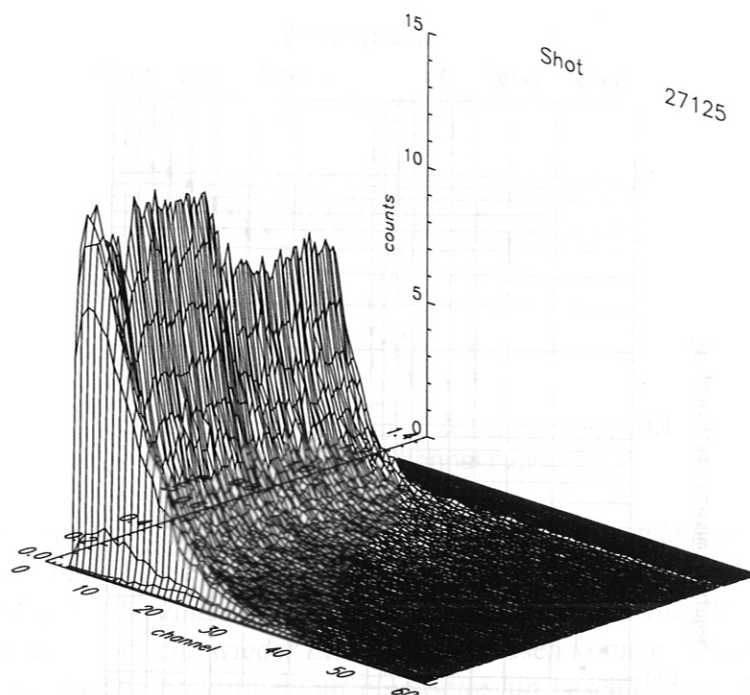


Abbildung 3.2: LENA-Flugzeitspektren einer typischen Entladung am Wendelstein 7-AS. Nach rechts vorne ist die Kanalnummer (entspricht der Flugzeit in  $\mu\text{s}$ ), nach rechts hinten die Zeit während der Entladung aufgetragen, nach oben die Anzahl der Pulse pro  $\mu\text{s}$ . In diesem Bild ist jedes dargestellte Spektrum bereits eine Mittelung über 128 Einzelspektren.

der einem Zeitintervall  $\Delta t$  zugeordnet ist, verkleinert sich mit der Flugzeit wie  $\sim \frac{1}{t^3}$ , denn

$$|\Delta E| = m \frac{d^2}{t^3} \Delta t \sim \frac{1}{t^3}. \quad (3.2)$$

Zusätzlich dazu verursacht die Konverterelektrode einen starken Abfall der Zählrate: Die Effizienz  $\varepsilon$  für die Produktion von negativ geladenen Sekundärteilchen, die durch eine angelegte Spannung zum Detektor beschleunigt und dort gemessen werden können, ist stark energieabhängig (siehe Abb. 3.3). Mit Hilfe einer experimentell bestimmten Eichkurve  $\gamma(E_{\text{neutr}})$  der Cu-Be-Konverterelektrode, die die Anzahl der Sekundärteilchen pro Neutralteilchen beschreibt [Verbeek 1986], kann man unter Annahme der Poisson-Statistik die Effizienz bestimmen:

$$\varepsilon(E) \sim 1 - e^{-\gamma(E)} \quad (3.3)$$

Bei sehr kleinen Neutralteilchenenergien wird die Zählrate pro Kanal so gering, daß sie unter den Untergrund sinken. Deswegen werden von den 60 Kanälen nur die ersten 50 benutzt. Die anderen dienen zum Bestimmen des Untergrundes, der z. B. durch Neutronen entsteht.

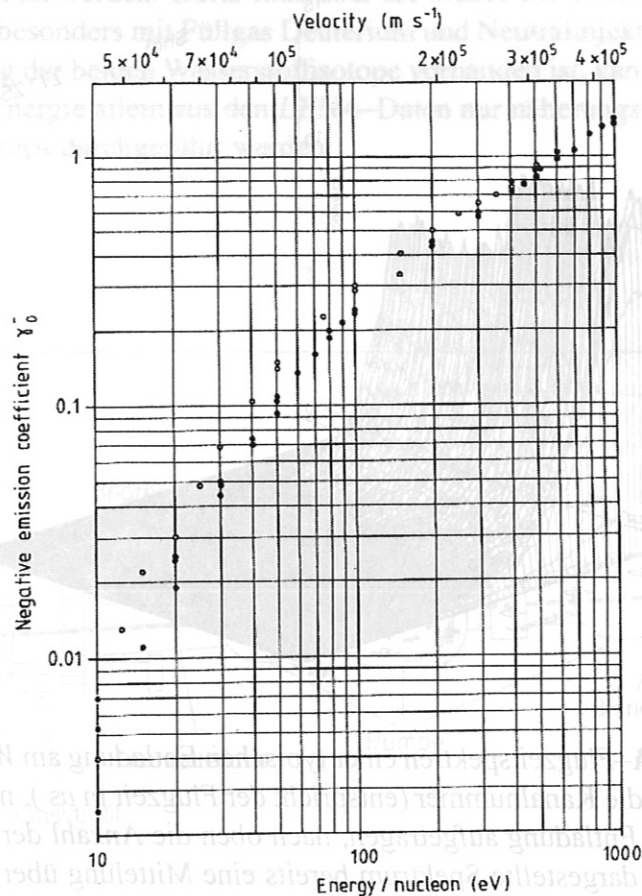


Abbildung 3.3: Eichkurve der Cu-Be-Konverterelektrode [Verbeek 1986]: Dargestellt ist der Emissionskoeffizient  $\gamma(E)$  für negative Teilchen beim Auftreffen von Wasserstoff (ausgefüllte Punkte ●) und von Deuterium (leere Punkte ○).

## 3.2 Der Detektor von LENA

### 3.2.1 Umbau des Detektors vom Multiplier zum Channel Plate

Die Sekundärteilchen wurden bis Dezember 1996 durch einen Multiplier (Typ MM1, Johnston Laboratories, Inc.) detektiert, der in dieser Arbeit durch ein Channel Plate (Type 3025 Chevron, Galileo) ersetzt wurde (Abb. 3.4). Dieser Austausch wurde aus folgendem Grund vorgenommen:

Um die absolute Stärke der Neutralteilchenflüsse messen zu können, ist es nötig, daß jedes Ensemble von Sekundärteilchen, das ausgelöst von einem Neutralteilchen von der Konverterelektrode kommt, auch tatsächlich als genau ein Puls detektiert wird. Bei einem Multiplier, wie er früher in LENA verwendet wurde, ist das nicht immer gewährleistet. Die absolute Stärke der LENA-Flüsse ist, wie später beschrieben wird, für die Temperaturbestimmung, besonders bei Betrachtung der Volumenrekombination oder bei Einbeziehung des  $H_{\alpha}$ -Signals, wichtig.

Wenn man sich die Pulshöhenverteilung des Multipliers für ein typische CX-Spektrum (Abb. 3.5a) ansieht, stellt man fest, daß die Verteilung zu kleinen Pulshöhen stark



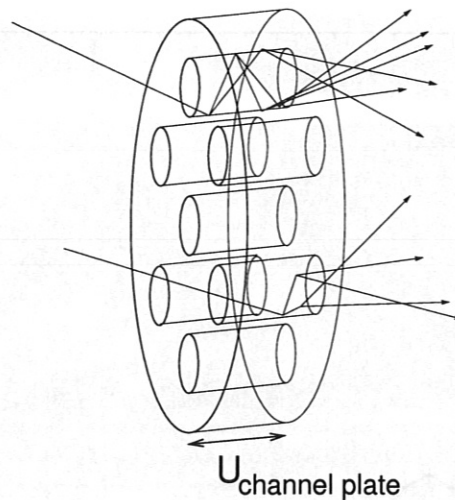


Abbildung 3.4: Zur Wirkungsweise des Channel Plates: Ein geladenes Teilchen fliegt auf das Channel Plate (Eine Platte mit vielen dünnen Kanälen, an der die Spannung  $U_{\text{channel plate}}$  anliegt). In einem Kanal trifft das Teilchen auf die Wand und löst Sekundärelektronen aus, welche wieder Elektronen auslösen können. Da eine starke Spannung anliegt, werden die Elektronen auf eine Seite hin beschleunigt. Durch die Elektronenvervielfachung erhält man eine sehr große Verstärkung. Um diese nochmal zu erhöhen, besteht das bei LENA verwendete Plate aus zwei Lagen mit unterschiedlich gewinkelten Kanälen.

ansteigt. Die meisten Pulse besitzen offensichtlich sehr kleine Amplituden. Diese Pulse kommen einerseits von Störeinflüssen auf die Übertragungsleitung, z.B. von hochfrequenten elektromagnetischen Feldern in der Umgebung der Leitungen. Andererseits haben sie ihre Ursache darin, daß die Pulse sehr kurz sind (ca. 3 ns): Durch Reflexionen im Übergang zwischen Detektor und Koaxialkabel werden Satellitenpulse mit geringerer Amplitude erzeugt. Man darf diese kleinen Pulse also nicht zählen.

Bei höheren Amplituden ( $> 100 \text{ mV}$ ) kann man die Meßpulse erkennen. Ihre Häufigkeit nimmt mit zunehmender Amplitude ab. Die Schwierigkeit ist nun, diese Meßpulse von den Störpulsen zu unterscheiden, besonders bei ungefähr  $100 \text{ mV}$ , da hier beide Verteilungen überlappen.

Es wurde eine willkürlich Diskriminatorschwelle bei  $90 \text{ mV}$  gesetzt, wobei dadurch viele Pulse aus Störeinflüssen oder Reflexionen als tatsächliche Meßpulse gezählt und viele kleine Pulse, hervorgerufen durch Neutralteilchen, unterschlagen wurden. Somit ergab sich ein relativ hoher Untergrund im Spektrum.

Mit dem Channel Plate umgeht man dieses Problem durch dessen andere Pulshöhenverteilung. Wie dann auch experimentell bestätigt werden konnte, hat dieser Detektor ein wesentlich höheres Signal-Rausch-Verhältnis, wodurch die eigentlichen Zählpulse von Störpulsen klar unterschieden werden können. Abb. 3.5b zeigt die Pulshöhenverteilung bei nicht zu hohen Zählraten. Wie man sieht, gibt es ein klares Minimum, das sehr niedrig liegt und das das Rauschen von den Zählpulsen trennt. So ist es leicht, die Diskriminatorschwelle zu setzen, die hier auf  $100 \text{ mV}$  festgelegt wurde. Bei ganz geschlossener Blende, wenn keine Teilchen auf das Channel Plate treffen, wurden keine Pulse mit Amplituden oberhalb der Diskriminatorschwelle detektiert.

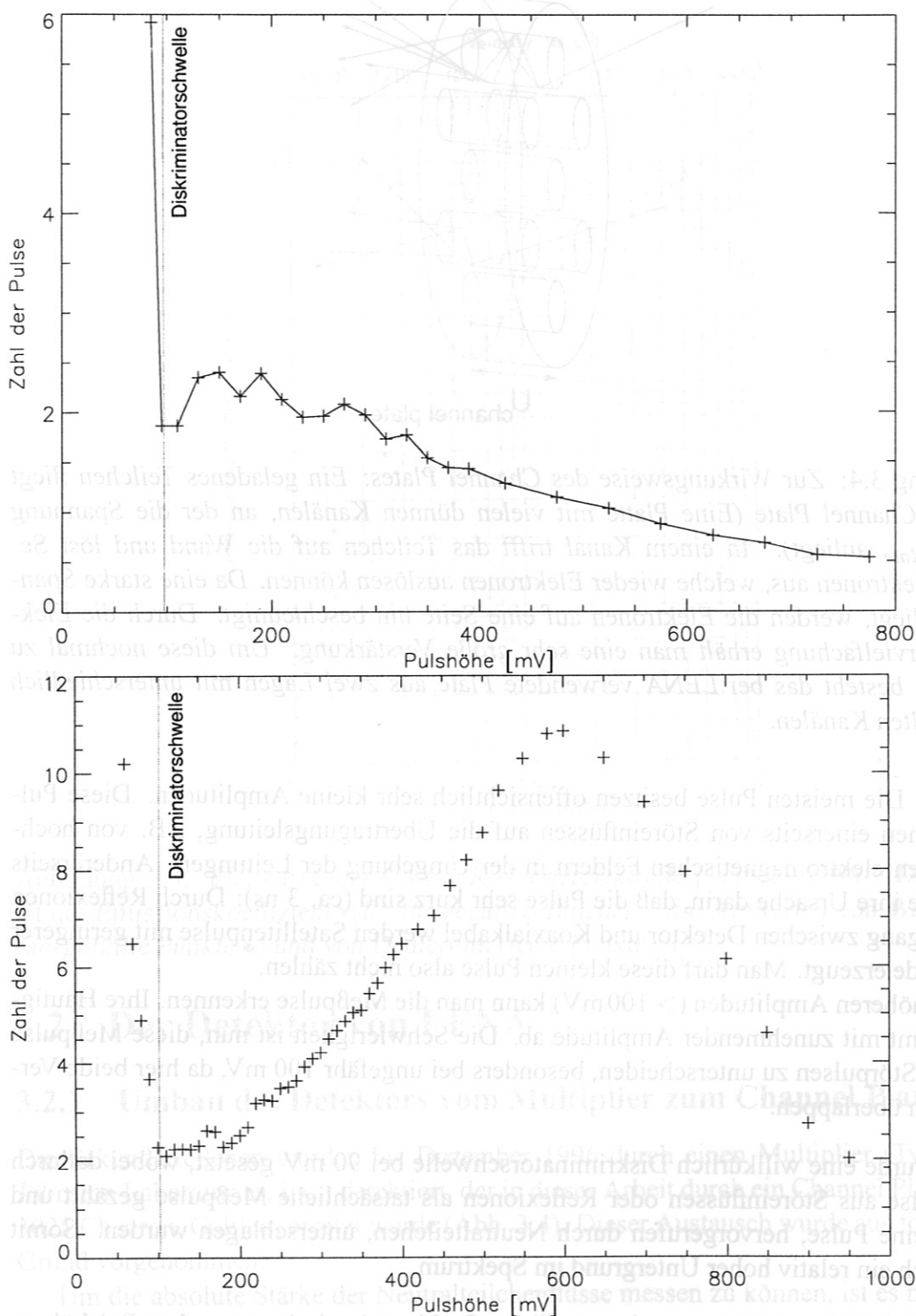


Abbildung 3.5: **(a)** oben: Pulshöhenverteilung des Multipliers. Die Diskriminatorchwelle war auf 90 mV gesetzt. Mit dieser Verteilung ist es nicht möglich, eine klare Trennung zwischen dem Untergrund und den Signalen zu erreichen. **(b)** unten: Pulshöhenverteilung des Channel Plates. Die Zählpulse (Maximum bei 600 mV) sind deutlich durch ein Minimum von dem Rauschen ( $< 100$  mV) getrennt. Hier wurde die Diskriminatorchwelle auf 100 mV gesetzt. Die hier dargestellte Pulsamplitude wurde nach dem Vorverstärker gemessen, der zehnfach verstärkt.

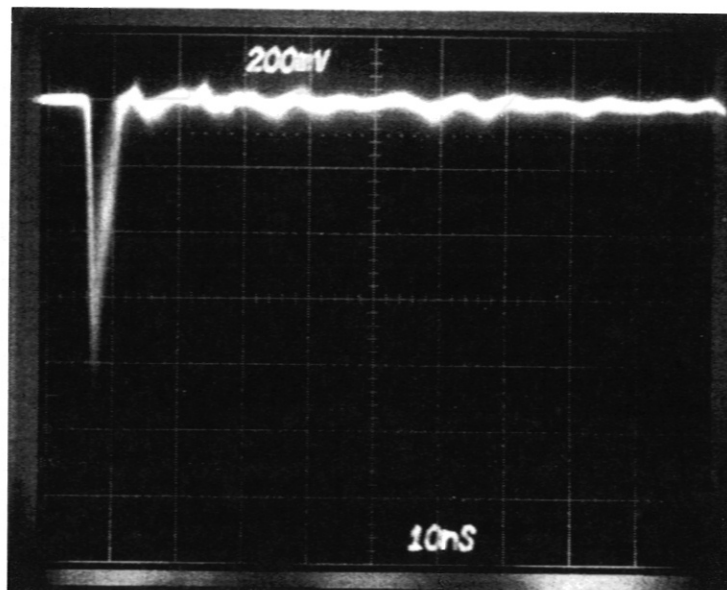


Abbildung 3.6: Pulsform am Koaxialkabel vom Channel Plate nach der besseren Hochfrequenz-Anpassung: Hinter dem eigentlichen Meßpuls (links) erkennt man kleine Maxima, die aufgrund von Reflexionen beim Übergang von Channel Plate und Koaxialkabel zustande kommen. Ihrer Amplituden konnten so weit reduziert werden, daß sie von den Meßpulsen durch die Diskriminatorschwelle unterscheidbar sind.

Außerdem ist es gelungen, eine bessere Hochfrequenzanpassung des Channel Plates an das daran angeschlossene  $50\Omega$ -Koaxialkabel zu erreichen, indem man den Abstand des Channel Plates von der konusförmigen Fortführung [Meinke 1968] des Koaxialkabels verringerte. Damit kann man die Satellitenpulse, die aufgrund der Fehlanpassung zustande kommen, sehr klein halten (Abb. 3.6). Mit der besseren Anpassung gehen die Satellitenpulse fast immer im Rauschen unter (Abb. 3.9); auf die Einführung einer künstlichen Totzeit konnte verzichtet werden.

Diese Messungen wurden an einem Probeaufbau durchgeführt, da dort im Gegensatz zu den Entladungen an W7-AS eine kontinuierliche Quelle zur Verfügung stand: Statt dem Plasma im Stellarator diente eine Glimmentladung als Neutralteilchenquelle (Abb. 3.7). Die detektierten Neutralteilchen stammen von einem Ladungsaustauschprozeß im Gas der Glimmentladung. Ihre Energie erhalten sie von den Ionen, die im sogenannten Kathodenfall auf ca. 200 eV beschleunigt werden.

### 3.2.2 Korrektur der Sättigung des Channel Plates

Mit zunehmender Zählrate ändert sich die Pulshöhenverteilung, da die Pulse kleiner werden (Abb. 3.8), wenn der Detektor in den nichtlinearen Bereich eintritt. Das kann folgendermaßen erklärt werden:

Durch die am Channel Plate angelegte Spannung erzeugt ein in einen Kanal einfallendes geladenes Teilchen bei jeder Berührung der Wand Sekundärelektronen, die ihrerseits wieder Elektronen auslösen. Wird der Elektronenstrom zu hoch, reduziert sich die Spannung, die am Plate anliegt. Dadurch vermindert sich der Verstärkungseffekt und die Pulse werden kleiner.



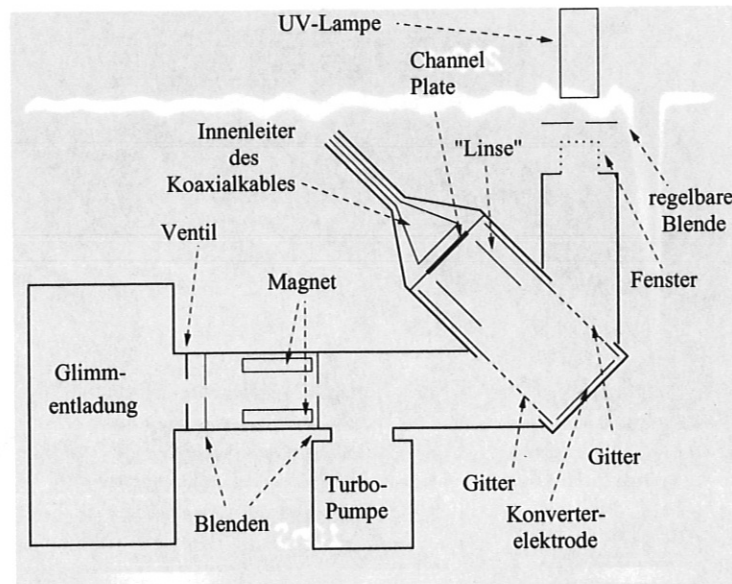


Abbildung 3.7: Zum Testen des Channel Plates wurde folgender Probeaufbau benutzt: Teilchen fliegen von einer Glimmentladung mit mehreren Blenden durch ein Magnetfeld. Dadurch gelangen nur die ungeladenen Teilchen auf die Konverterelektrode, wo Sekundärteilchen ausgelöst werden, welche das Channel Plate detektiert. Alternativ kann man die Sekundärteilchen auch direkt durch UV-Licht erzeugen (dann wird das Ventil geschlossen). Dies ist durch die leichte Regelbarkeit des Lichtes für quantitative Messungen wesentlich praktischer.

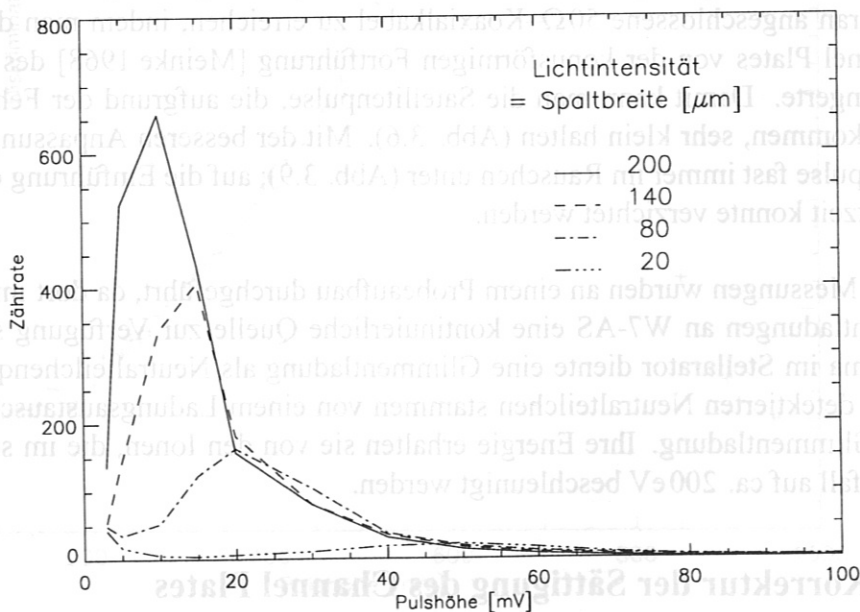


Abbildung 3.8: Bei sehr hoher Zählrate werden die Pulse kleiner. Im Testaufbau wurde UV-Licht zur Erzeugung von Sekundärteilchen auf der Konverterelektrode verwendet. Auf der Abszisse ist die Amplitude der Pulse (nach der Vorverstärkung), nach oben die Zahl der Pulse pro Zeiteinheit bei verschiedenen Lichtstärken (und damit Zählraten) aufgetragen. Wie man sieht, ist die Lage der häufigsten Pulshöhe zählratenabhängig.

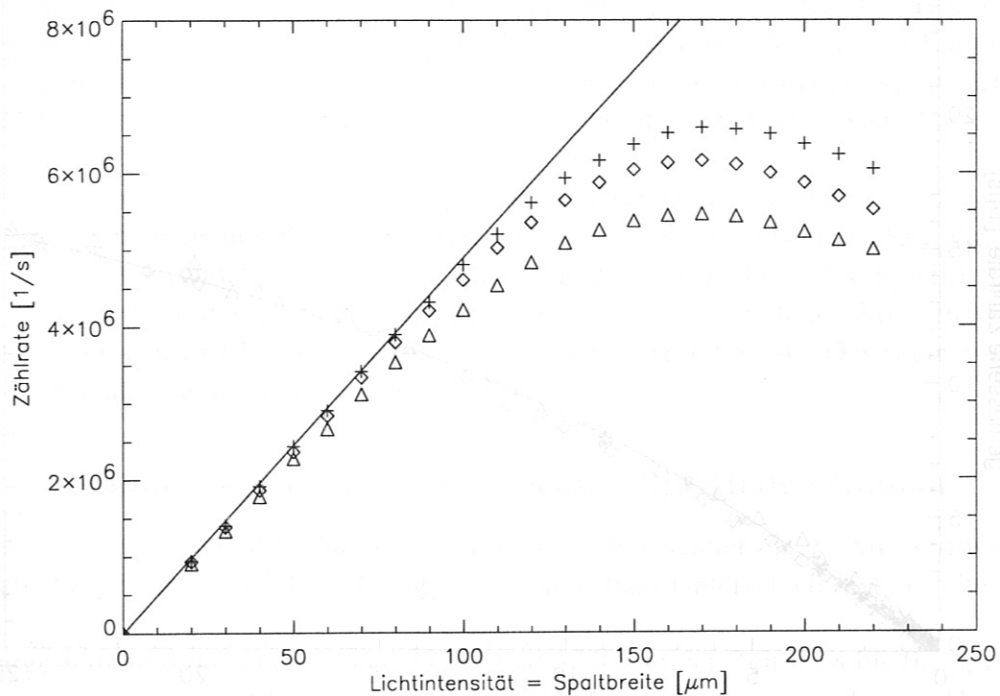


Abbildung 3.9: Verwendung verschiedener künstlicher Totzeiten. Aufgetragen ist die gemessene Zählrate in Abhängigkeit der Lichtintensität. Die drei Kurven zeigen das Verhalten bei verschiedenen Totzeiten, die eingesetzt werden, um das Zählen der Satellitenpulse zu verhindern: Kreuze: keine Totzeit, Ruten: 5 ns, Dreiecke: 25 ns. Bei kleiner Lichtintensität (Spaltbreite  $< 50 \mu\text{m}$ ) ist die Zählrate mit jeder Totzeit gleich und linear von der Intensität abhängig. Das bedeutet, daß keine Satellitenpulse in den Totzeitbereich fallen. Vergrößert man die Spaltbreite, weicht das Channel Plate vom linearen Betrieb (durchgezogene Linie) ab. Je größer die künstliche Totzeit, um so stärker ist die Abweichung.

Dies tritt erst dann störend in Erscheinung, wenn ein Teil der Pulse so klein wird, daß die Amplitude unter die Diskriminatorschwelle sinkt. Der Detektor weicht von seinem linearen Verhalten zwischen tatsächlichen Ereignissen und gezählten Pulsen ab, er geht in Sättigung (Abb. 3.9).

Für diese Sättigungsexperimente wurde statt der Glimmentladung eine UV-Lampe verwendet, deren Licht direkt Sekundärelektronen aus der Konverterelektrode auslöste. Mit der Lampe und einem Spalt mit Mikrometerschraube war es einfacher, den Fluß der Sekundärteilchen von der Elektrode zu steuern, da die Lichtintensität linear von der Spaltbreite abhängt. Der Aufbau ist in Abb. 3.7 skizziert.

Die in diesem Testaufbau gemessenen Sättigung-Zählraten sind nicht quantitativ auf die Diagnostik LENA am W7-AS übertragbar. So öffnet sich der Spalt des Choppers nur für einen Zeitraum von  $1 \mu\text{s}$ . Die durchgelassenen Teilchen werden dann in den darauffolgenden  $60 \mu\text{s}$  detektiert, im wesentlichen aber nur in den ersten  $\mu\text{s}$ . Somit hat man es mit einem nicht-stationären Verhalten zu tun. Die Konsequenz daraus ist, daß die Sättigungszählrate viel höher ist.

Um die Abhängigkeit der gemessenen Zählrate vom Neutralteilchenfluß in der Dia-

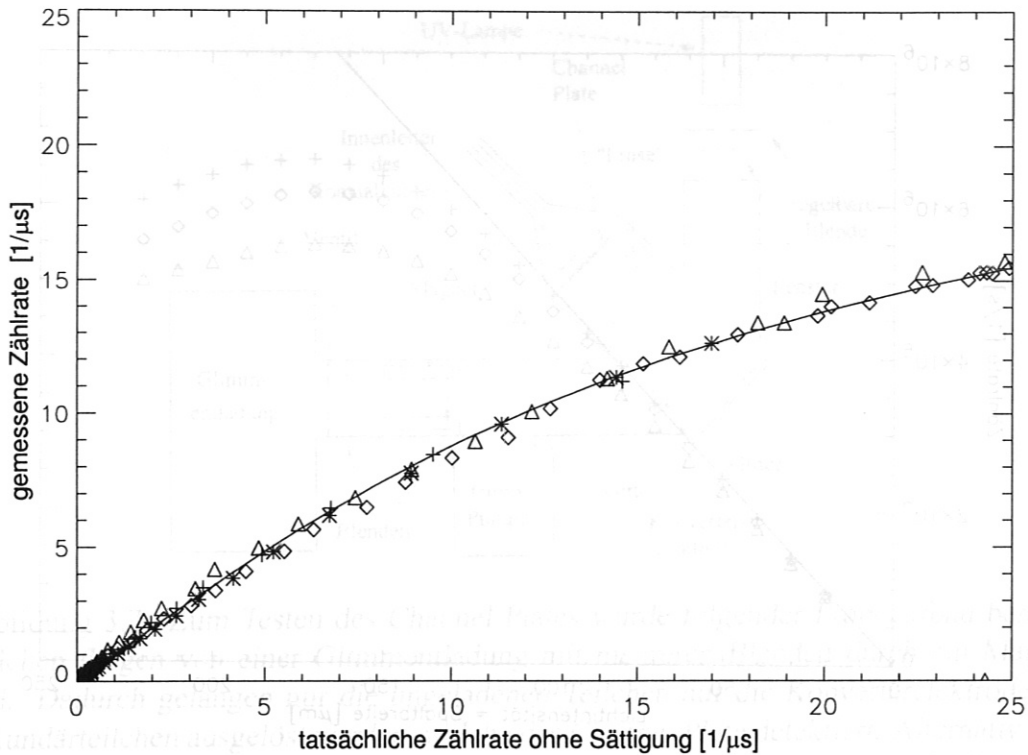


Abbildung 3.10: Sättigung des Detektors im nicht-stationären Betrieb, wie er in der Diagnostik LENA stattfindet. Durch eine Korrekturkurve (durchgezogene Linie) kann man den Meßbereich erweitern. Mit Hilfe zweier identischer Entladungen vergleicht man die Zählraten mit und ohne Blende bei gleichen Teilchenflüssen vom Plasma und rechnet damit auf eine Korrekturkurve zurück. Die verschiedenen Symbole stehen für unterschiedliche Entladungspaare am W7-AS, für die dieses Verfahren angewendet wurde.

gnostik LENA am W7-AS bestimmen zu können, kann man folgendes Verfahren durchführen:

Man hat bei der Diagnostik LENA die Möglichkeit, durch eine Blende vor dem Detektor durch eine Verkleinerung des Raumwinkels den Neutralgasfluß zu reduzieren. Durch den Vergleich von zwei identischen Entladungen mit unterschiedlicher Blendeneinstellung, aber gleichen Neutralteilchenflüssen vom Plasma kann man die in Abb. 3.10 gezeigte Abhängigkeit zwischen tatsächlicher Zählrate ohne Sättigung und gemessener Zählrate errechnen. Man muß dafür annehmen, daß bei niedriger Zählrate das Channel Plate im linearen Bereich arbeitet, wie es am Testaufbau gemessen wurde. Diese Kurve kann man dann als Korrekturkurve verwenden und somit auch im nichtlinearen Regime des Channel Plates messen. Dies erhöht die maximal meßbare Pulszahl und verbessert die Statistik.

Die in die Meßpunkte angepaßte Funktion

$$N_{\text{tatsächlich}} = N_{\text{gemessen}} e^{\beta N_{\text{gemessen}}^{\alpha}} \quad (3.4)$$

erklärt sich, wenn man davon ausgeht, daß sich im Detektor eine Totzeit einstellt, die mit der Zählrate zunimmt. So wurde die Formel für die Totzeitkorrektur

$$N_{\text{gemessen}} = N_{\text{tatsächlich}} e^{-\tau_{\text{Totzeit}} N_{\text{tatsächlich}}} \quad (3.5)$$



aus [Kohlrausch 1968] verwendet, in 1. Näherung auf  $N_{\text{tatsächlich}}$  aufgelöst und die Totzeit zählratenabhängig gemacht ( $\tau_{\text{Totzeit}} \approx \beta N_{\text{gemessen}}^{\alpha-1}$ ). Es wäre korrekter, in der Exponentialfunktion die tatsächliche Zählrate einzusetzen, die gemessene ist aber, wie in dem Fit erkennbar ist, im betrachteten Bereich eine gute Näherung. Man erhält somit:  $\alpha = 3.26$ ,  $\beta = 9.8 \cdot 10^{-4}$ .

Geht man zu noch höheren Zählraten, wo die Zahl der gemessenen Pulse wieder sinkt, stimmt der Fit nicht mehr mit den gemessenen Daten überein. Hier kann die Korrekturkurve nicht mehr verwendet werden, da die Umrechnung nicht mehr eindeutig wird. Diese hohen Zählraten wurden tatsächlich bei Entladungen mit sehr hohem Vertikalfeld oder bei Verwendung des LENA-Gasventils erreicht (siehe Kapitel 5.1.4). Deswegen mußten dafür die Blenden verkleinert werden.

### 3.2.3 Veränderungen der LENA-Spektren durch den Umbau

Vergleicht man die Spektren, die mit Multiplier sowie Channel Plate gemessen wurden bei Entladungen unter gleichen Bedingungen, stellt man Unterschiede fest (Siehe Abb. 3.11):

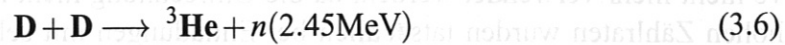
Dargestellt sind die Entladungen 37752 und 37863 in der Zeit 0.28 bis 0.4 s, in der Phase mit kombinierter Elektron-Zyklotron- und Neutralteilchen-Injektions-Heizung. Das Vertikalfeld  $B_z$  hat bei beiden Entladungen denselben Wert. Wie später noch gezeigt wird, würden die Spektren sehr empfindlich darauf reagieren. Man kann annehmen, daß der Zustand des Gefäßes in beiden Schüssen gleich ist. Dies ist wichtig, da dadurch die Plasma-Wand-Wechselwirkung und somit die Quellstärke der Neutralteilchen beeinflusst wird (siehe Kapitel 5.1.4). Man kann folgendes Erkennen:

1. Beim Channel Plate findet man eine um den Faktor 2.5 größere Zählrate. Dies liegt daran, daß beim Multiplier offensichtlich durch die Diskriminatorschwelle viele Pulse nicht gezählt wurden. Die Zählrate bei Channel Plate ist in Wirklichkeit sogar noch höher, da das Channel Plate eine Detektoreffizienz von ca. 70 Prozent (laut Hersteller), der offene Multiplier von fast 100 Prozent besitzt. Da dieser Wert jedoch nicht genau bekannt ist, wurde er nicht in die Flüsse eingerechnet.
2. Die Spektren besitzen die gleiche Form.
3. Besonders bei Energien unter 150 mV sind die relativen statistischen Fehler mit dem Multiplier wesentlich höher.

Der letzte Punkt läßt sich folgendermaßen erklären: Die niedrigere Zählrate beim Multiplier macht den relativen statistischen Fehler dort um  $\sqrt{2.5}$  größer. Die Hauptursache für die höheren Fehler ist jedoch der wesentlich höhere Untergrund beim Multiplier verursacht durch die Pulshöhenverteilung. Durch die geringe Anzahl der Meßpulse in den Kanälen für lange Flugzeiten wirkt sich dieses Rauschen besonders auf den niederenergetischen Teil des Spektrums aus.

Daß der Untergrund auch tatsächlich beim Channel Plate stark reduziert ist, kann man deutlich in Entladungen mit ganz geschlossener Blende sehen. Mit offener Blende wird er aus den Kanälen mit sehr langer Flugzeit (Kanal 50 bis 60) errechnet und dann vom Spektrum abgezogen. In diesen Kanälen ist die Anzahl der Pulse, verursacht durch Neutralteilchen vom Plasma wegen der geringen Effizienz der Konverterelektrode bei diesen Energien, vernachlässigbar gering.

Neben einem Untergrund aufgrund der oben beschriebenen Probleme am Detektor existiert eine Stör-Anregung aufgrund von Neutronen oder auch  $\gamma$ -Strahlung. Deswegen muß die Subtraktion des Untergrundes beim neuen Channel Plate auch vorgenommen werden, ist aber nur bei Deuteriuminjektion wichtig. Dort ist der Untergrund etwa um den Faktor 10 höher (ca.  $3 \cdot 10^4$  Pulse pro Sekunde). Deuteriuminjektion heißt, daß bei der Heizung durch Neutralinjektion statt Wasserstoff Deuterium eingeschossen wird. Dieses kann mit dem Deuterium im Plasma durch die Reaktion [Schumacher 1993]



Neutronen erzeugen. Für die Meßdaten bedeutet dies, daß bei Entladungen, bei denen Neutronen entstehen, der Meßfehler besonders bei niedrigen Energien viel größer ist, als bei Entladungen ohne Neutronen.

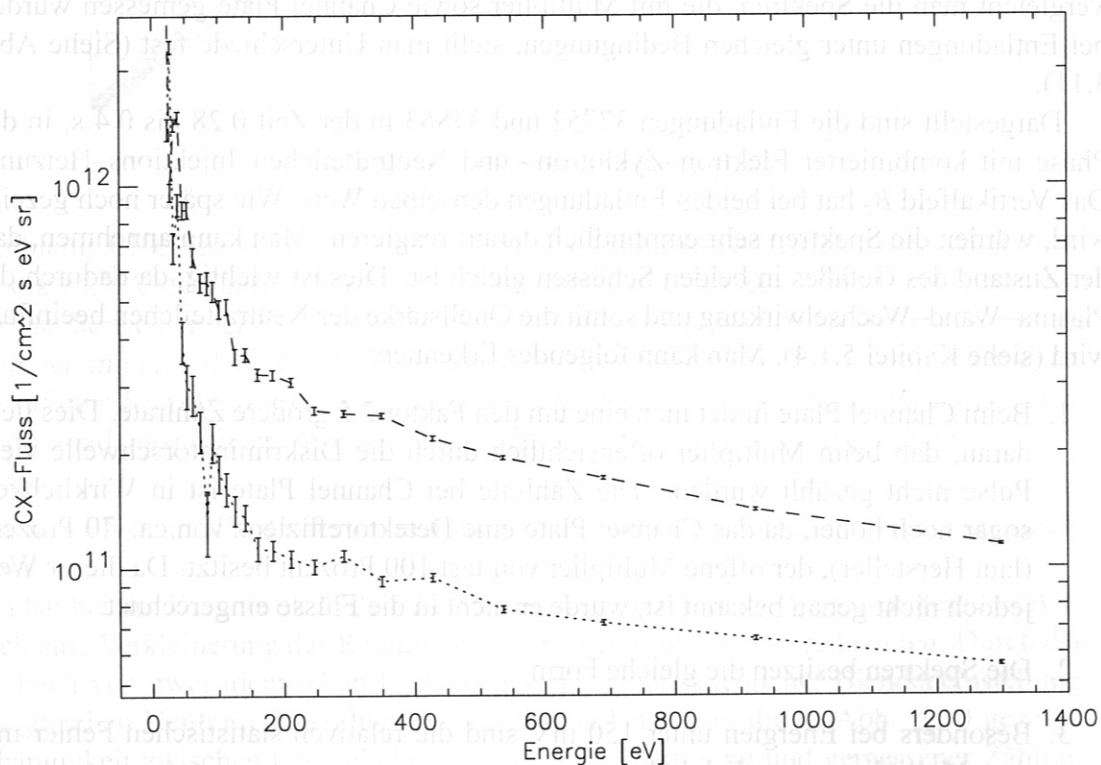


Abbildung 3.11: Vergleich der LENA-Spektren zweier Schüsse (37752 und 37863) mit gleichen Bedingungen (ECRH+NBI), aufgenommen einmal mit dem Multiplier (gepunktete Linie), einmal mit dem Channel Plate (gestrichelte Linie). Man erkennt deutlich die erhöhte Zählrate mit dem Channel Plate, aber ansonsten die gleiche Form der Spektren. Es wurde bei beiden Entladungen der Untergrund, das heißt, die Kanäle mit sehr langer Flugzeit, abgezogen. Würde dies nicht gemacht werden, wäre die Zählrate beim Multiplier besonders im niederenergetischen Bereich viel höher. Beim Channel Plate konnte praktisch kein Untergrund festgestellt werden.

## Kapitel 4

# Neutralteilchen im Plasma

Trotz der hohen Temperaturen von bis zu einigen keV existiert in einem Fusionsplasma ein Anteil von nicht ionisierten Wasserstoffatomen und am Rand auch Molekülen. Dieser ist zwar klein im Vergleich zum Anteil der ionisierten Teilchen, wird aber dann wichtig, wenn man bedenkt, daß er nicht durch das Magnetfeld beeinflusst wird. Somit können diese Teilchen, die man in ihrer Gesamtheit als Neutralgas bezeichnet, wesentlich leichter aus dem Plasma entkommen oder auch in das Plasma eindringen. Dieses Gas gewinnt somit eine wichtige Bedeutung beim Teilchentransport.

Auch als Diagnostikmethode von Vorgängen tief im Plasmaminnern werden die Neutralteilchen genutzt. Schon lange hat sich die hochenergetische Neutralteilchenanalyse zur Ionentemperaturmessung des Plasmas etabliert [Afrosimov 1982] [Wagner 1982].

Sehr groß ist die Bedeutung des Neutralgases in der Plasma-Randschicht. Am Limiter, Divertor und an den Wänden kommt Plasma mit fester Materie in Kontakt. Dadurch entstehen in einer komplexen Plasma-Wandwechselwirkung Atome, Moleküle und Ionen. Von dort dringen diese Teilchen wieder in das Plasma ein. Da sie durch Ionisationsprozesse eine begrenzte Eindringtiefe besitzen, führt dies dazu, daß die Neutralgasverteilung am Rand wesentlich höher ist als im Zentrum.

Für den später beschriebenen Code *EIRENE* steht ein komplexes Wandmodell zur Verfügung, das, aufbauend auf experimentellen Ergebnissen, detaillierte Informationen über die Energie- und Winkelverteilung der an der Wand entstehenden Teilchen enthält.

### 4.1 Wechselwirkungsprozesse der Neutralteilchen mit dem Plasma

Um die räumliche Neutralgasverteilung im Plasma berechnen zu können, müssen die elementaren Wechselwirkungen der Teilchen sowohl mit dem Plasma als auch untereinander bekannt sein. Letztere spielen nur eine untergeordnete Rolle, da die Neutralteilchendichte  $n_0$  im allgemeinen um viele Größenordnungen kleiner ist als die Elektronendichte  $n_e$  bzw. Ionendichte  $n_i$ . Auch sind die Wirkungsquerschnitte für die elastischen Atom-Atomstöße bei Energien über 0.1 eV extrem klein. Aus diesem Grund werden diese Prozesse im folgenden vernachlässigt. Da die Neutralteilchen fast ausschließlich in Form von atomarem Wasserstoff vorliegen, werden hier nur die elementaren Prozesse mit diesem Element dargestellt.

Mit dem Plasma können Wasserstoffatome in folgender Weise wechselwirken:



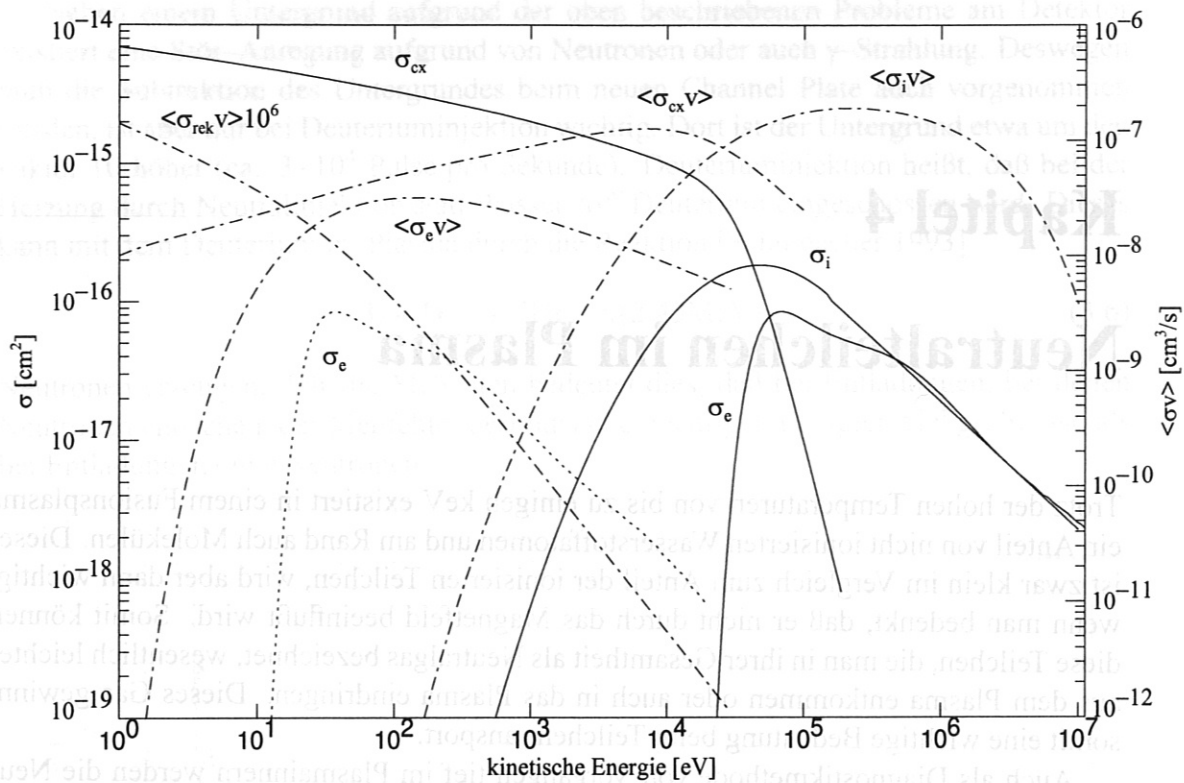


Abbildung 4.1: Die Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten der Prozesse mit Wasserstoffatomen im Plasma. Die Werte für die Ratenkoeffizienten gelten, wenn beide Reaktionspartner im thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur  $T$  vorliegen. Die Daten für diese Kurven wurden aus [Janev 1987] und [Heinrich 1995] entnommen. Die Bezeichnungen sind:  $\sigma_e$  Elektronenstoßionisation,  $\sigma_i$  Ionenstoßionisation,  $\sigma_{rek}$  Strahlungsrekombination in den Grundzustand,  $\sigma_{cx}$  Ladungsaustausch.

1. Elektronenstoßionisation



Trifft ein Elektron auf ein Wasserstoffatom, so kann dieses ionisiert werden. Dies ist der Prozeß, durch den der größte Teil des Neutralgases ionisiert und die Eindringtiefe ins Plasma beschränkt wird.

2. Ionenstoßionisation



Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion sind bei Temperaturen unterhalb von 10keV im Vergleich zur Elektronenstoßionisation vernachlässigbar. Am Wendelstein 7-AS werden diese hohen Iontemperaturen nicht erreicht. Allerdings wird der Prozeß bei Temperaturen eines Fusionsreaktors wichtig.

3. Rekombination



Es gibt zwei Möglichkeiten zur Rekombination im Plasma (zu unterscheiden von der Wandrekombination): die Strahlungs- und die Dreierstoßrekombination. Wie man aus Bild 4.1 erkennt, liegen die Ratenkoeffizienten um viele Größenordnungen niedriger als bei den anderen Prozessen. Um zu entscheiden, wie stark der Einfluß dieser Rekombination im Plasma ist, kann man eine einfache Abschätzung verwenden [Afrosimov 1982]: Als Näherung nimmt man an, daß keine Transportvorgänge stattfinden, und daß man ein reines Wasserstoffplasma vorliegen hat. Dann entspricht im Gleichgewicht die Ionisationsrate der Rekombinationsrate. Im folgenden werde  $n_e = n_i$  gesetzt.

$$n_0^{rek} n_e (\langle \sigma_{ionis,e\nu} \rangle + \langle \sigma_{ionis,i\nu} \rangle) = n_e n_e \langle \sigma_{rek\nu} \rangle \quad (4.5)$$

Setzt man Fitformeln für die experimentellen Wirkungsquerschnitte ein, so lautet die Abschätzung:

$$n_0^{rek} = n_e \frac{\langle \sigma_{rek\nu} \rangle}{(\langle \sigma_{ionis,e\nu} \rangle + \langle \sigma_{ionis,i\nu} \rangle)} \quad (4.6)$$

$$= \frac{n_e}{\langle \sigma_{ionis,e\nu} \rangle + \langle \sigma_{ionis,i\nu} \rangle} \frac{1.27 \cdot 10^{-13} \cdot T_e}{13.6 + 0.59 T_e} \left( \frac{13.6}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.7)$$

Je nach Dichte ( $n_e \sim 0,3 - 1,5 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ) und Elektronentemperatur ( $T_e \sim 0,5 - 3 \text{keV}$ ) liegt damit die Neutralteilchendichte durch Rekombination im Plasma (im folgenden als *Volumenrekombination* bezeichnet) bei  $n_0^{rek} \sim 0,1 - 5 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$ . Dieser Wert ist zwar wesentlich kleiner als die Neutralteilchendichte im Randbereich ( $\sim 0,1 - 1 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ), kann aber bei hohen Dichten im Zentralbereich eine Rolle spielen. Dort ist nämlich die Eindringtiefe für das Neutralgas von der Wand so gering, daß praktisch kein Gas mehr von außen ins Plasmazentrum vordringt und die Verteilung wesentlich durch die Volumenrekombination bestimmt wird. Genauer wird auf diesen Punkt im Kapitel 6 eingegangen.

#### 4. Elastische Stöße

Ist die Energie größer als einige Elektronenvolt, sinken die Wirkungsquerschnitte für elastische Stöße so stark ab, daß sie im Vergleich zu den anderen Prozessen vernachlässigt werden können. Elastische Stöße zwischen Atomen kommen im Plasma aufgrund der (im Vergleich zur Elektronen/Ionendichte) sehr kleinen Neutralgasdichte extrem selten vor.

#### 5. Ladungsaustausch



Hier wird das Elektron des Wasserstoffs auf ein Proton übertragen. Dieser Prozeß ist von entscheidender Wichtigkeit bei der Neutralteilchen-Energieverteilung und damit für die Ionentemperaturbestimmung. Beim Ladungsaustausch (auch als CX-Prozess oder Charge-Exchange-Prozess bezeichnet) behält das entstandene Wasserstoffatom die Energie und den Impuls des Ions. Dadurch wird die Energie-Information durch das Teilchen aus dem Magnetfeld herausgetragen. Bei diesem Prozeß handelt es sich um ein quantenmechanisches Resonanzphänomen

[Mapleton 1972]. Dadurch sind die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den anderen Prozessen hoch. Erst wenn die Teilchen im Eingangskanal mit einer kinetischen Energie von mehr als 10 keV aufeinandertreffen, verringert sich der Resonanzeffekt und die Wirkungsquerschnitte werden klein.

Die Stärke jedes dieser Prozesse wird durch den Ratenkoeffizient bestimmt. Wenn man davon ausgeht, daß in einem Plasma Elektronen und Ionen jeweils im lokalen thermischen Gleichgewicht sind, ist somit einer der Reaktionspartner Maxwell-verteilt. Es ist nicht anzunehmen, daß dieses Gleichgewicht auch bei dem Neutralgas vorliegt, allein schon aus der Tatsache, daß hier die mittlere freie Weglänge im cm-Bereich liegen kann (Abb. 4.2). Dies ist eine Entfernung, in der die Temperatur im Plasma stark variieren kann. Somit wird bei den Neutralteilchen nicht über eine Verteilungsfunktion gemittelt.

Hiermit lautet der Ratenkoeffizient bei einer bestimmten Energie  $E = \frac{mV^2}{2}$  der Neutral-

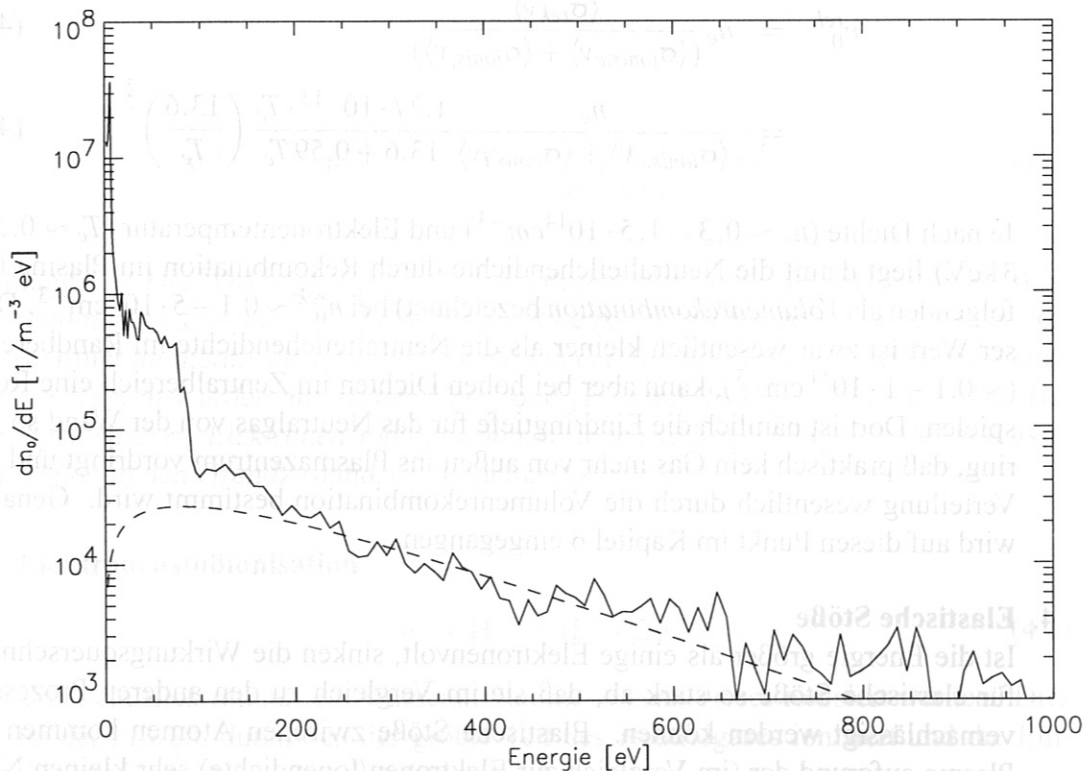


Abbildung 4.2: Energieverteilung der Neutralteilchen an einem festen Ort im Plasma (EIRENE-Rechnung). Die gestrichelte Linie stellt die Maxwellverteilung für die an diesem Ort herrschende Iontemperatur von 170 eV dar. Wie man sieht, sind die Neutralteilchen nicht Maxwell-verteilt, da eine große Anzahl von Neutralteilchen kleinere Energien besitzt. Dieser Anteil stammt offensichtlich von kälteren Randregionen.

teilchen und bei der Temperatur  $T = M \frac{u^2}{2}$  der Elektronen oder Ionen [Janev 1987]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi} u V} \int_{v_{th}}^{\infty} v_r^2 dv_r \sigma(E_r) \left( \exp \left( -\frac{(v_r - V)^2}{u^2} \right) - \exp \left( -\frac{(v_r + V)^2}{u^2} \right) \right) \quad (4.9)$$

mit  $E_r = \mu \frac{v_r^2}{2}$  und  $v_r = |\mathbf{V} - \mathbf{u}|$  und der reduzierten Masse  $\mu$ . Findet eine Reaktion nur zwischen dem Neutralgas und den Elektronen statt, vereinfacht sich diese Formel aufgrund des zu vernachlässigenden Impulses der Elektronen:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi} u^3} \int_{v_{th}}^{\infty} v_r^3 dv_r \sigma(E_r) \exp\left(-\frac{v_r^2}{u^2}\right) \quad (4.10)$$

## 4.2 Ionentemperaturbestimmung durch Neutralteilchen

Sowohl bei der Temperaturbestimmung durch *LENA* als auch durch den *Neutral Particle Analyzer* (NPA), der für Ionentemperaturmessungen im Zentralbereich des Plasmas verwendet wird, nutzt man Ladungsaustauschprozesse im Plasma aus. Daher nennt man diese Messungen der Teilchen CX-Messungen. Wie beschrieben, wird bei diesem Prozeß das Elektron eines Atoms resonant auf ein Ion übertragen, wobei letzteres neutral wird, seine Energie aber beibehält. Detektiert man ein solches Teilchen, das aufgrund seiner Neutralität aus dem Magnetfeld entkommen kann, so lassen sich aus seiner Energie Rückschlüsse auf die Ionengeschwindigkeit und, bei der Detektion von vielen Teilchen, auf die Ionentemperatur im Plasma ziehen.

Der Neutralteilchenfluß  $j_n$  von einem Volumenelement am Ort  $x$  auf dem Sehstrahl jener Neutralteilchendiagnostik lautet

$$j_n(x, E) = n_0(x) n_{ion}(x) f_{ion}(x, E) \langle \sigma_{cx} v_r \rangle, \quad (4.11)$$

wobei  $n_0$  die Neutralteilchendichte,  $n_{ion}$  die Ionendichte,

$$f_{ion}(x, E) = \frac{2\pi}{(\pi k_B T_{ion}(x))^{3/2}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T_{ion}(x)}} \quad (4.12)$$

die Maxwell-Verteilung und  $\langle \sigma_{cx} v_r \rangle$  den Ratenkoeffizient für den Ladungsaustausch darstellt. Der gesamte, von der Diagnostik detektierte Neutralteilchenfluß ergibt sich durch Integration dieser Flüsse multipliziert mit einem Dämpfungsfaktor, der durch die mittlere freie Weglänge  $\lambda_{tot}$  der Teilchen im Plasma zustande kommt:

$$S_{neutr}(E) = \frac{1}{4\pi} \int dx n_0(x) n_{ion}(x) f_{ion}(x, E) \langle \sigma_{cx} v_r \rangle \cdot \exp\left(-\int_x^a \frac{dl}{\lambda_{tot}(l)}\right) \quad (4.13)$$

Die Integration verläuft auf dem Sehstrahl der entsprechenden Diagnostik quer durch das Plasma (Abb. 4.3). Die Ionentemperatur taucht, außer in der Ionendichte, in jedem der Faktoren im Integral implizit auf. Um aus diesen Flüßen die Ionentemperaturen zu berechnen, ist es nötig, diese Gleichung zu invertieren. Um dies durchzuführen, gehen die Auswertungen bei hochenergetischen CX-Messungen und bei niederenergetischen unterschiedliche Wege:

Im hochenergetischen Bereich  $E \gg T_{ion}$  dominiert im Flußspektrum (Gleichung 4.13) die Maxwell-Verteilung am heißesten Punkt des Sehstrahls [Hutchinson 1987], das heißt, unter Vernachlässigung der Reabsorption:

$$S_{neutr}(E) \propto \frac{\sqrt{E}}{T_{ion,max}^{3/2}} e^{-\frac{E}{k_B T_{ion,max}}} \quad (4.14)$$



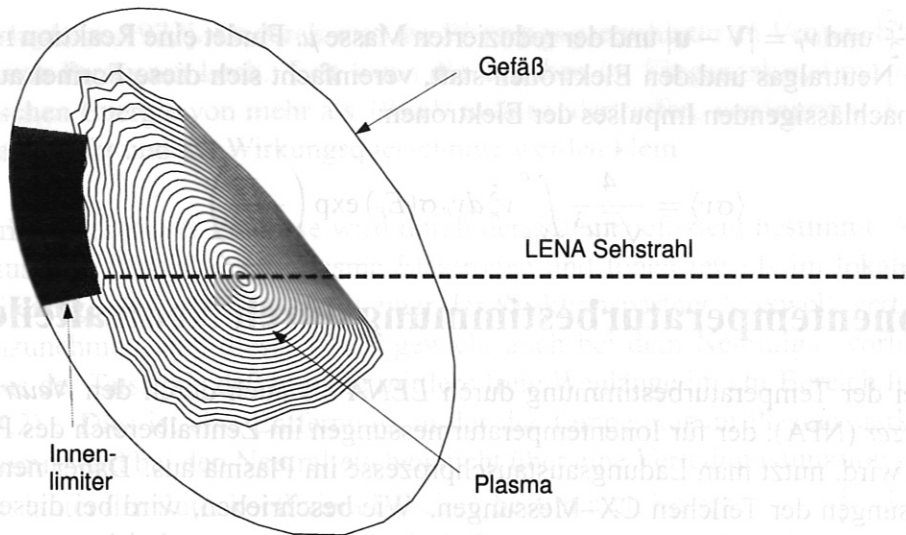


Abbildung 4.3: Schnitt durch den Torus an der Position von LENA. Der Sichtstrahl von LENA geht quer durchs Plasma.

Um mit dieser Methode mit dem *NPA* Ionentemperaturen am Plasmarand zu messen, müßte man die Flußflächen unter einem sehr spitzen Winkel schneiden, damit sich auf dem Sehstrahl als heißester Punkt einen Randpunkt befindet. Vor allem ist der Energiebereich zur Temperaturmessung am kalten Rand des Plasmas zu hoch.

Deswegen muß man zu niedrigeren Energien gehen, wenn man die Randregion des Plasmas untersuchen will. Wenn jedoch  $E \approx T_{ion}$ , dominiert die Maxwell-Verteilung vom heißen Zentrum im Integral 4.13 nicht mehr und alle Faktoren im Integrand werden wichtig. Um hier vom Neutralteilchen-Energiespektrum auf die Ionentemperaturen zurückrechnen zu können, ist die Kenntnis der Neutralgasverteilung  $n_0(\mathbf{r})$  im Plasma notwendig. Da diese experimentell nicht zugänglich ist, wird eine aufwendige Modellierung am Computer z.B. durch den Code *EIRENE* nötig.

**Die Idee der hier besprochenen Ionentemperaturbestimmung ist, durch Vergleich des experimentell von der Diagnostik LENA ermittelten niederenergetischen CX-Spektrums mit einem numerisch am Computer modellierten Spektrum auf das Ionentemperaturprofil zurückzuschließen.**

Die Frage nach der Eindeutigkeit der so bestimmten Ionentemperaturen läßt sich klären, indem man den ganzen Parameterbereich der  $T_i$  Werte austestet. Wie später noch beschrieben wird, existiert (unter Annahme von sinnvollen Nebenbedingungen wie z. B. der Monotonie des Temperaturprofils) fast immer nur ein Temperaturprofil, bei dem die Abweichung zwischen dem simulierten und dem experimentell ermittelten Spektrum tatsächlich sehr klein wird. Jedoch ergibt sich auch am *Wendelstein 7-AS* das Problem der genauen radialen Festlegung von Ionentemperaturgradienten [Stober 1997].

## Kapitel 5

# Bestimmung der Ionentemperatur

### 5.1 Das EIRENE-Modell

Wie in Kapitel 4.2 ausgeführt wurde, benötigt eine Ionentemperaturbestimmung aus niederenergetischen CX-Neutralteilchen eine genaue Kenntnis der Neutralgasverteilung im Plasma. Diese ist experimentell nicht oder nur an bestimmten Orten zugänglich. Man muß deswegen diese Verteilung in einem Modell berechnen. Dazu bietet sich der Code *EIRENE* an, der zur Untersuchung des Neutralteilchentransports an Tokamaks geschrieben wurde [Reiter 1984].

Aus der Neutralgasverteilung können in einem speziellen Diagnostik-Teil von *EIRENE* die CX-Spektren im Energiebereich von *LENA* bestimmt werden. Das Ziel ist, durch Vergleich dieser Spektren mit den experimentellen *LENA*-Spektren ein Ionentemperaturprofil zu ermitteln.

Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über den Monte-Carlo-Code *EIRENE* mit den Erweiterungen für *Wendelstein 7-AS* sowie das Verfahren der Ionentemperaturbestimmung mit Hilfe dieses Modells.

#### 5.1.1 Behandlung des Transportproblems

Die eigentliche Aufgabe numerischer Simulationen von Teilchen-Transportproblemen ist der Übergang von einer mikroskopischen Einteilchenbeschreibung zu einer makroskopischen Beschreibung. Am Anfang steht im allgemeinen ein makroskopischer Zustand, der durch Parameter wie Dichte, Temperatur usw. gegeben ist. Von dem eigentlichen Transport kennt man meist nur elementare Prozesse im Einteilchenbild, wie in diesem Fall die Reaktionen, die in Kapitel 4.1 besprochen wurden. Zusammen mit der Boltzmann-Gleichung [Chen 1974]

$$\frac{\partial f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left( \frac{\delta f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{Stoß}} \quad (5.1)$$

beschreiben diese die Bewegung von ungeladenen Teilchen. Nun gibt es verschiedene Möglichkeiten, auf welcher Ebene der Mittelungsprozeß, der zur makroskopischen Beschreibung führt, ansetzt: Beim *eindimensionalen Modell* im Kapitel 5.2, wird die Boltzmann-Gleichung durch entsprechende Integrationen in eine Diffusionsgleichung umgewandelt.

Im Modell von *EIRENE* geht man einen anderen Weg: Hier wird jedes Teilchen einzeln beschrieben und seine Trajektorie berechnet. Erst am Schluß wird über die Teilchen summiert und man erhält damit die makroskopischen Größen.

*EIRENE* ist ein *Monte-Carlo-Code*. Ganz allgemein wird bei der Monte-Carlo-Methode das Problem so formuliert, daß sich die gesuchten Größen als stochastische Verteilungsfunktionen darstellen. Die Lösung wird durch zufällige Stichproben ermittelt. Auf den Neutralteilchentransport bezogen bedeutet dies bei *EIRENE*, daß der intuitiv physikalische Weg gewählt wird, Teilchen von der Neutralteilchenquelle starten zu lassen und deren Weg zu verfolgen.

Die Teilchenbahnen zwischen den Stößen werden bei *EIRENE* mit Hilfe des folgenden Integrals berechnet: Die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein Teilchen von A nach B bewegt, wird über die mittlere freie Weglänge  $\lambda = \frac{1}{n\sigma_{tot}}$  definiert:

$$W(A \rightarrow B) = \exp\left(-\int_A^B \frac{ds}{\lambda(s)}\right) \quad (5.2)$$

Der Ort einer Wechselwirkung mit dem Plasma oder der Wand wird gemäß der obigen Wahrscheinlichkeit zufällig ermittelt. Danach schlägt das Testteilchen einen durch den Zufallsgenerator ausgewählten neuen Flugweg ein. Die Bahn muß entsprechend der Physik gewichtet werden. Somit ergibt sich ein Kaskadenprozeß, der mathematisch folgendermaßen beschrieben werden kann [Reiter 1984]:

Gegeben sei ein Fluß von Neutralteilchen der Sorte  $i$  bei einem Stoß mit dem Plasma

$$\Phi(\mathbf{r}') = |\mathbf{v}'| \cdot f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', i) \quad (5.3)$$

wobei  $f$  die Verteilungsfunktion der Teilchen darstellt. Nach dem nächsten Stoß lautet dieser Fluß

$$\Phi(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) + \lambda(\mathbf{r}) \int d\mathbf{r}' \frac{\Phi(\mathbf{r}') K(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})}{\lambda(\mathbf{r}')} \quad (5.4)$$

Die Größe  $K$  überführt den Fluß  $\Phi(x')$  in den Fluß  $\Phi(x)$  am nächsten Stoßort.  $A(\mathbf{r})$  stellt eine zusätzlichen Quelle oder Senke dar und  $\lambda$  ist wieder die freie Weglänge.  $K$  besteht aus zwei Teilen: Einem Transport- und einem Kollisionsanteil:  $K = C \cdot T$ .  $C$  ergibt sich aus der Linearkombination aus allen Möglichkeiten, die das Teilchen beim Stoß hat, gewichtet mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten.

$$C = \sum_k p_k C_k \quad (5.5)$$

Und hier greift der Monte-Carlo-Algorithmus: Statt 5.3 mit dem Wert  $C$  zu lösen, wird hier ZUFÄLLIG ein  $p_k C_k$  ausgewählt und in die Gleichung 5.3 eingesetzt. Dies geschieht sukzessive beim ganzen Kaskadenprozeß, solange bis das Teilchen ionisiert wird.

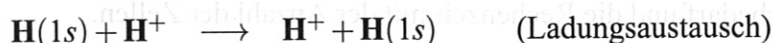
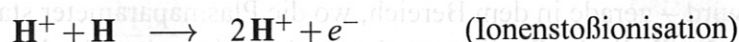
### Wichtige Näherungen in *EIRENE*:

1. Da die Zeitskalen für den Plasmatransport ( $ms$ ) im allgemeinen wesentlich größer sind als die Zeitskalen beim Neutralteilchentransport ( $\mu s$ ), wird *EIRENE* hier STATIONÄR betrieben. Prinzipiell hat *EIRENE* auch die Möglichkeit, in einem zeitabhängigen Code auch schnellere Ereignisse zu behandeln [Reiter 1995].

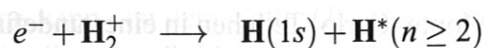
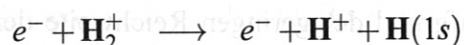
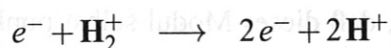
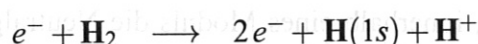
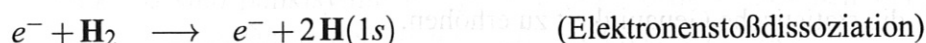
2. Durch die geringe Neutralgasdichte werden WECHSELWIRKUNGEN ZWISCHEN NEUTRALTEILCHEN VERNACHLÄSSIGT. Dies führt auf eine lineare Transportgleichung, was eine Skalierung der Neutralteilchendichte mit der Quellstärke ermöglicht, worauf im Kapitel 5.1.6 noch eingegangen wird.
3. Näherungen in der Geometrie sowie zur Zuordnung von Dichte und Temperatur zu Flußflächen im Plasma werden im nächsten Kapitel behandelt.

Neben den im Kapitel 4.1 besprochenen Wechselwirkungen der Wasserstoffatome werden auch Prozesse mit Wasserstoffmolekülen simuliert, die im Randbereich ebenfalls eine Rolle spielen. Bei dieser Modellierung werden folgende Reaktionen in *EIRENE* behandelt:

1. Wechselwirkungen zwischen dem Plasma und Atomen:



2. Wechselwirkungen zwischen dem Plasma und Molekülen:



Auf einen Punkt muß noch hingewiesen werden: Eine wesentliche Eigenschaft des Monte-Carlo-Verfahrens ist, daß die Genauigkeit der Rechnung mit der Wurzel der Anzahl der Tests zunimmt. Es gilt [Press 1992]

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} (\langle f^2 \rangle - \langle f \rangle^2)} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (5.6)$$

Da die Anzahl der Tests, hier der Monte-Carlo-Teilchen, direkt proportional mit der Rechenzeit ist, heißt dies, daß eine DOPPELT SO GENAUE RECHNUNG einen VIERFACHEN ZEITAUFWAND erfordert. Darin ist die lange Dauer von *EIRENE*-Rechnungen begründet, die bei dieser Modellierung mindestens eine halbe Stunde beträgt.



### 5.1.2 Geometrie des Plasmas

Die Auslegung des Codes *EIRENE* auf dreidimensionale Geometrien ermöglicht die Verwendung des Codes auch bei einer so komplexen Plasma- und Gefäßform wie bei dem Stellarator *Wendelstein 7-AS*. Das Plasma wird dabei in ein Gitter eingeteilt; radial erfolgt diese Einteilung in Flußflächen (siehe Bild 5.1). Diese Zerlegung in ein Gitter bewirkt folgendes:

Erstens wird dadurch im Programm die Geometrie des Plasmas festgelegt. Da die Zellen Polygone darstellen, wird die Beschreibung um so exakter, je mehr Zellen verwendet werden.

Zweitens findet in jeder Zelle eine Mittelung aller physikalischen Größen statt. Hier erfolgt die Summation über die Monte-Carlo-Trajektorien. Auch sind alle Plasmaparameter in einer Zelle konstant, z. B. die Elektronentemperatur. In der verwendeten Geometrie sind Plasmaparameter wie Elektronen-, Iontemperatur oder Dichte in allen Zellen auf einer Flußfläche konstant. Dies entspricht in guter Näherung der Realität, da der Transport im Plasma auf den Flußflächen viel höher ist als senkrecht dazu. Je kleiner die Zellen sind, desto genauer wird – gerade in dem Bereich, wo die Plasmaparameter starke Gradienten besitzen – die physikalische Realität wiedergegeben. Jedoch sinkt damit auch die statistische Genauigkeit bei den berechneten Größen wie z. B. der Neutralteilchendichte, da sich weniger Teilchen in der kleineren Zelle aufhalten. Abgesehen davon steigt natürlich der Speicherbedarf und die Rechenzeit mit der Anzahl der Zellen.

Im Zentralbereich des Plasmas ist die Neutralteilchendichte bzw. die Dichte der Monte-Carlo-Teilchen im allgemeinen recht niedrig und deswegen auch die statistische Genauigkeit sehr schlecht (siehe Gleichung 5.6). Deswegen ist es günstig, den Mittelungsprozeß der physikalischen Größen über mehrere geometrische Zellen auszudehnen und damit die statistische Genauigkeit zu erhöhen.

Außerdem wird die Symmetrie des *Wendelstein 7-AS* benutzt, der aus fünf gleichen Modulen aufgebaut ist. So ist es nur nötig, innerhalb eines Moduls die Neutralgasverteilung zu berechnen, um den ganzen Torus zu simulieren. Zur weiteren Erniedrigung der Rechenzeit kann auch noch verwendet werden, daß dieses Modul selbst punktsymmetrisch ist. Damit wird der simulierte Bereich auf ein Zehntel des Torus eingeschränkt. In dieser Modellierung interessiert jedoch aufgrund der geringen Reichweite der Neutralteilchen nur die Verteilung im Modul von *LENA*. Der Aufbau der anderen Teile des *Wendelstein 7-AS* ist notwendig, damit kein Monte-Carlo-Teilchen in einer undefinierten Region verloren geht.

Dennoch fordert die komplexe Geometrie des *Wendelstein 7-AS* ihren Preis. Bei Tokamaks wie *ASDEX* oder *ASDEX-Upgrade* kann die vollständige toroidale Symmetrie benutzt werden und damit praktisch zweidimensional die Neutralteilchenverteilung berechnet werden. Der Zeitbedarf liegt hier (auf einer IBM 609 RS/6000 mit 66 MHz) bei ca. 5 Minuten. An *Wendelstein 7-AS* ist diese Vereinfachung nicht möglich. Ein Zeitaufwand für einen *EIRENE*-Lauf kann je nach Dichte und gewünschter Genauigkeit durchaus einige Stunden dauern.

Um die passende Geometrie in *EIRENE* aufzubauen, benutzt man für jede Entladung den Code *TRANS* zur Berechnung der Flußflächen. Nur damit kann gewährleistet werden, daß die unterschiedlichen Plasmageometrien mit unterschiedlichem  $\iota$ ,  $B_z$  und  $\beta$  auch

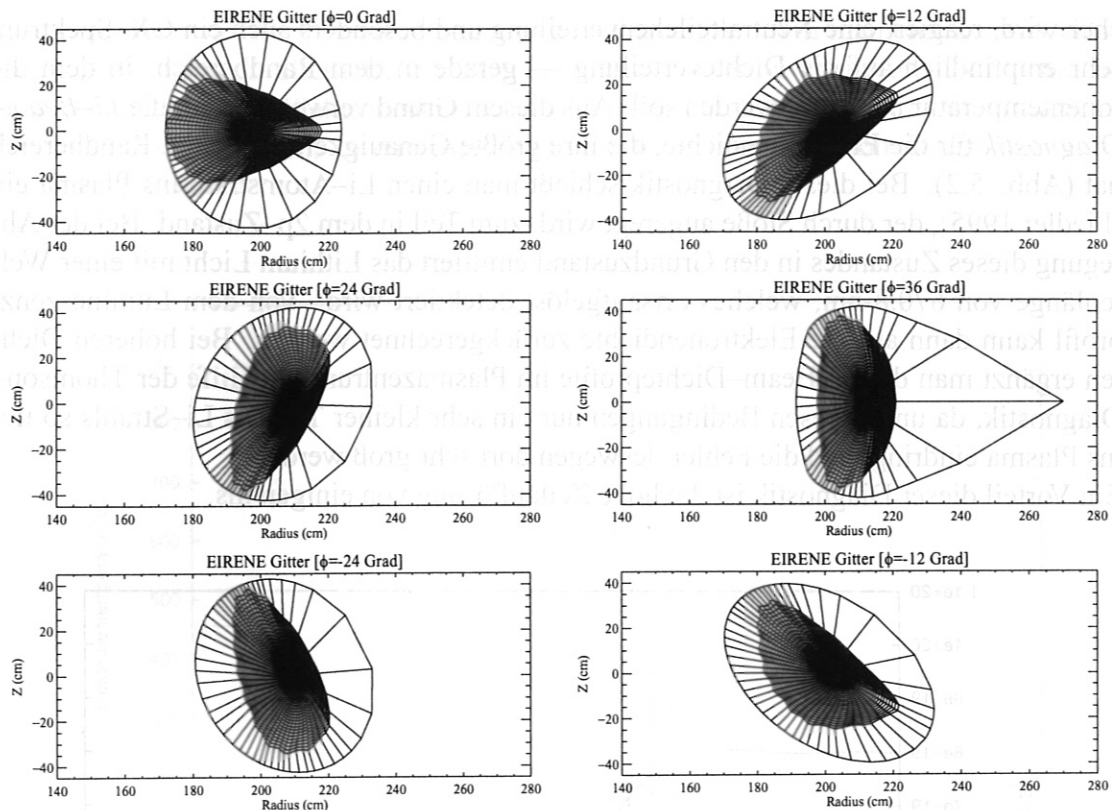


Abbildung 5.1: Typisches EIRENE-Gitter mit  $\iota \approx \frac{1}{3}$  wie es durch TRANS erzeugt wird. Hier sind nur einige Querschnitte gezeigt. In Wirklichkeit werden in der Modellierung 50 bis 100 dieser poloidalen Schnitte pro Modul verwendet. Man sieht deutlich auch die sich stark variierende Form des Plasmas. Querschnitte mit dem Betrag nach gleichem toroidalen Winkel  $\phi$  sind punktsymmetrisch. Die Diagnostik LENA befindet sich bei  $61.8^\circ \doteq -10.2^\circ$ , also ungefähr in der Ebene des unteren rechten Bildes.

korrekt simuliert werden. Diese Vorgehensweise funktioniert gut bei Konfigurationen mit  $\iota \approx \frac{1}{3}$ . Aus TRANS kann (bei bekanntem Druckprofil) die Geometrie in Form der Fourierkoeffizienten ausgelesen werden. Aus diesen wird dann ein geeignetes Gitter geformt.

Bei höherem  $\iota$ , besonders im Bereich  $\frac{1}{2}$ , ist dies aus zwei Gründen nicht mehr möglich: Es bildet sich für diese  $\iota$  eine komplizierte Inselstruktur in den Flußflächen. Diese Konfiguration kann von dem Code TRANS nicht berechnet werden. Im Originalcode von EIRENE ist diese Inselbildung ebenfalls nicht vorgesehen. Bei der Ionentemperaturbestimmung wird jedoch ein erweiterter Code [Feng 1997] benutzt, der auch solche Konfigurationen behandeln kann. In diesem Fall wird allerdings eine Zuordnung der Plasmaparameter zu ganzen Flußflächen, wie es in EIRENE getan wird, problematisch, da die Feldlinien im Rechengebiet eventuell nicht geschlossen sind.

### 5.1.3 Plasma-Daten

Für eine korrekte Modellierung des Plasmas ist eine genaue Kenntnis von Dichte und Temperatur nötig. Da diese Größen auf Flußflächen konstant angenommen werden, reichen Profilmessungen für eine Zuordnung zum ganzen Plasma aus.

Wie bei der Beschreibung des *eindimensionalen Modells* im Kapitel 5.2 noch deutli-

cher wird, reagiert eine Neutralteilchenverteilung und besonders auch ein CX-Spektrum sehr empfindlich auf die Dichteverteilung — gerade in dem Randbereich, in dem die Ionentemperatur bestimmt werden soll. Aus diesem Grund verwendet man die *Li-Beam-Diagnostik* für die Elektronendichte, die ihre größte Genauigkeit gerade im Randbereich hat (Abb. 5.2). Bei dieser Diagnostik schießt man einen Li-Atomstrahl ins Plasma ein [Fiedler 1995], der durch Stöße angeregt wird, zum Teil in den  $2p$ -Zustand. Bei der Abregung dieses Zustandes in den Grundzustand emittiert das Lithium Licht mit einer Wellenlänge von 670.8 nm, welches orts aufgelöst detektiert wird. Von dem Lumineszenzprofil kann dann auf die Elektronendichte zurückgerechnet werden. Bei höheren Dichten ergänzt man die Li-Beam-Dichteprofile im Plasmazentrum mit Hilfe der Thomson-Diagnostik, da unter diesen Bedingungen nur ein sehr kleiner Teil des Li-Strahls so tief ins Plasma eindringt und die Fehler deswegen dort sehr groß werden. Ein Vorteil dieser Diagnostik ist die hohe Zeitauflösung von einigen ms.

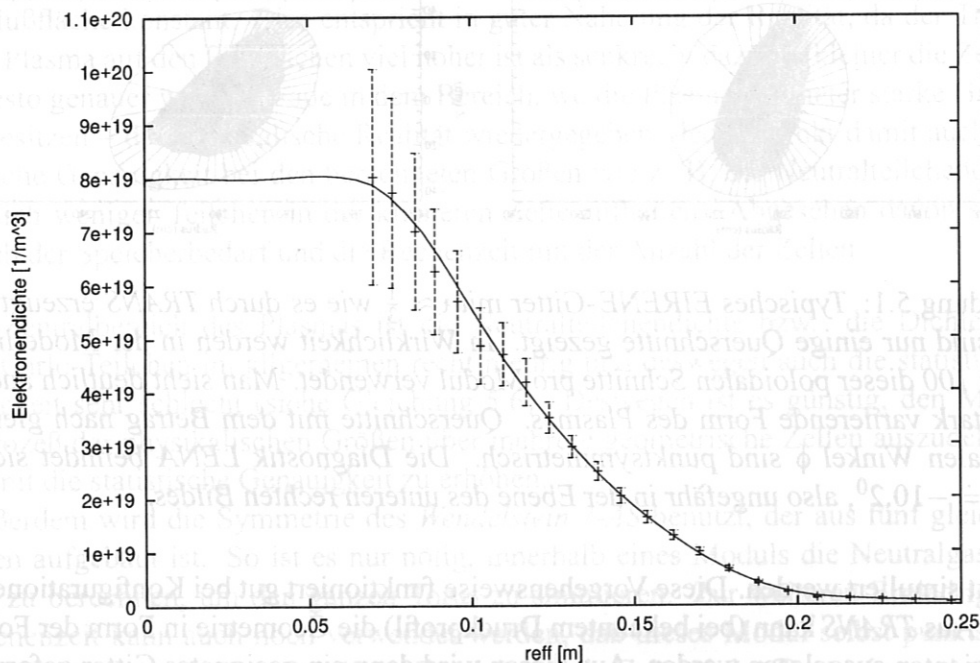


Abbildung 5.2: Dichteprofil von der Li-Beam-Diagnostik bei Entladung 39937 zur Zeit 0.45 s. Die Werte mit Fehlerbalken stellen die Meßwerte dar. Im Zentrum werden die Fehler bei der Li-Beam-Diagnostik groß. Man benutzt deswegen für die Rechnung mit EIRENE einen Fit (gestrichelte Linie), der im Zentralbereich zusätzlich durch die Thomson-Daten angepaßt wird. Die Fehler lassen sich durch Mittelung über mehrere Profile noch verringern [Fiedler 1995]

Am Wendelstein 7-AS gibt es keine Möglichkeit zur direkten Messung der Ionendichte. Ist die Verunreinigungskonzentration bekannt, so läßt sich aus der Elektronendichte die Ionendichte berechnen. In den Modellierungen wurden keine Verunreinigungen angenommen, das heißt, die effektive Landungszahl  $Z_{\text{eff}}$  wurde gleich eins gesetzt. Damit sind Elektronen- und Ionendichte identisch.

Zur Messung der Elektronentemperatur wird die Thomsonstreuung benutzt. Diese Diagnostik kann momentan pro Entladung nur zu einem Zeitpunkt ein Elektronentemperatur-

profil messen, was für Plateautentladungen ausreichend ist. Will man eine zeitaufgelöste Diagnostik, so kann alternativ die ECE (Electron Cyclotron Emission) die Profile liefern. Der Einfluß der Elektronentemperatur ist jedoch im allgemeinen niedrig (außer für Volumenrekombination), so daß meist das eine Profil der Thomson-Diagnostik völlig ausreichend ist.

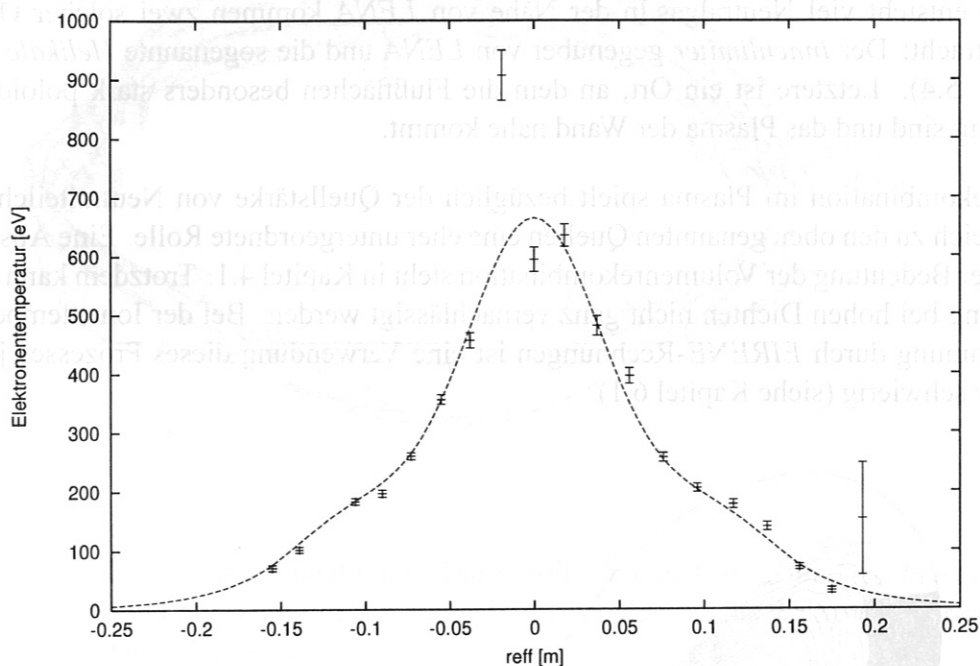


Abbildung 5.3: Elektronentemperatur aus der Thomson-Streuung bei Entladung 39937. Die gestrichelte Linie entspricht dem Fit, der bei der EIRENE-Rechnung verwendet wird.

Das hier verwendete Isotopenverhältnis wird durch die sogenannte *Schnüffler-Sonde* gemessen [Zebisch 1997]. Bei dieser Diagnostik wird ein speziell geformtes Rohr in den Randbereich des Plasmas eingebracht und damit die Massenverteilung bestimmt. Da die höchsten CX-Flüsse zur Diagnostik *LENA* aus dem Plasmarand kommen, ist es nicht störend, daß mit dem Schnüffler keine Aussage über das Isotopenverhältnis im Plasmazentrum getroffen werden kann.

#### 5.1.4 Modellierung der Neutralgasquellen

Grundsätzlich kommen bei einem Experiment wie dem *Wendelstein 7-AS* verschiedene Typen von Neutralgasquellen in Betracht:

Gasventile bilden die Hauptquellen für Neutralgas. Sie stellen nicht nur genug Gas bereit, um das Plasma aufzubauen, sondern sorgen auch für eine Dichtekontrolle. Neben den Hauptventilen gibt es auch eine Reihe von sogenannten Diagnostikventilen. Eines davon wurde direkt am Port von *LENA* angebracht (siehe Kapitel 3.1), um direkt auf die dortige Neutralgasverteilung Einfluß zu nehmen. Durch seine Nähe zur Diagnostik *LENA* hat es eine große Wirkung auf die *LENA*-Spektren.



Die Gasventile, die zur Dichtesteuerung verwendet werden, liegen von *LENA* weit entfernt. Aus Rechnungen ist bekannt, daß die Neutralteilchendichte in einer halben Feldperiode um den Faktor  $\approx 10^3$  abfällt [Sardei 1989]. Entsprechend zeigt sich kein Einfluß dieser Gasventile auf die *LENA*-Spektren.

Durch Kontakt des Plasmas mit Limitern, den Wänden oder anderen Einbauten im Gefäß findet eine Wechselwirkung des heißen Plasmas mit der "kalten" Wand statt. Dadurch entsteht viel Neutralgas. In der Nähe von *LENA* kommen zwei solcher Quellen in Betracht: Der *Innenlimiter* gegenüber von *LENA* und die sogenannte *Helikale Kante* (Abb. 5.4). Letztere ist ein Ort, an dem die Flußflächen besonders stark poloidal gekrümmt sind und das Plasma der Wand nahe kommt.

Rekombination im Plasma spielt bezüglich der Quellstärke von Neutralteilchen im Vergleich zu den oben genannten Quellen eine eher untergeordnete Rolle. Eine Abschätzung der Bedeutung der Volumenrekombination steht in Kapitel 4.1. Trotzdem kann dieser Vorgang bei hohen Dichten nicht ganz vernachlässigt werden. Bei der Iontemperaturbestimmung durch *EIRENE*-Rechnungen ist eine Verwendung dieses Prozesses jedoch relativ schwierig (siehe Kapitel 6.1).

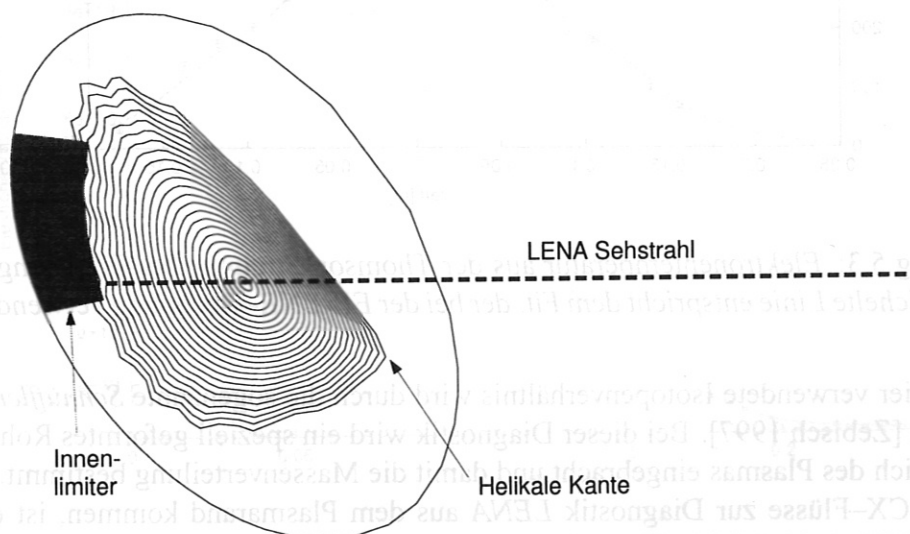


Abbildung 5.4: Schnitt durch den Torus an der Position von *LENA*. Der Sichtstrahl von *LENA* trifft direkt auf einen *Innenlimiter*.

Vernachlässigt man die Volumenrekombination und findet kein Gaseinlaß am *LENA*-Gasventil statt, so bleiben als Quellen nur der *Innenlimiter* und die *helikale Kante* übrig. Letztere läuft um den ganzen Torus herum und schraubt sich dabei helikal um das Plasma. Durch Monte-Carlo-Rechnungen kann gezeigt werden, daß dieser Ort sich durch besonders starke Wechselwirkungen zwischen Plasma und Wand auszeichnet [Rau 1990]. Experimentelle Beobachtungen bestätigten dies. Gerade diese *helikale Kante* läuft dicht an der Diagnostik *LENA* vorbei (Bild 5.4). Wie sich gezeigt hat, ist auch ihre Lage wenig von der Rotationstransformation  $\tau$  abhängig.

Bis zum Einbau der *Innenlimiter* war die *helikale Kante* die dominierende Neutralteilchenquelle im Bereich von *LENA* [Heinrich 1995]. Um die Symmetrie der Plasma-

Randschicht zu erhöhen, wurden im Sommer 1995 Innenlimiter in den Torus gesetzt (Abb. 5.5). Einer davon hat seinen Platz genau gegenüber von *LENA*.

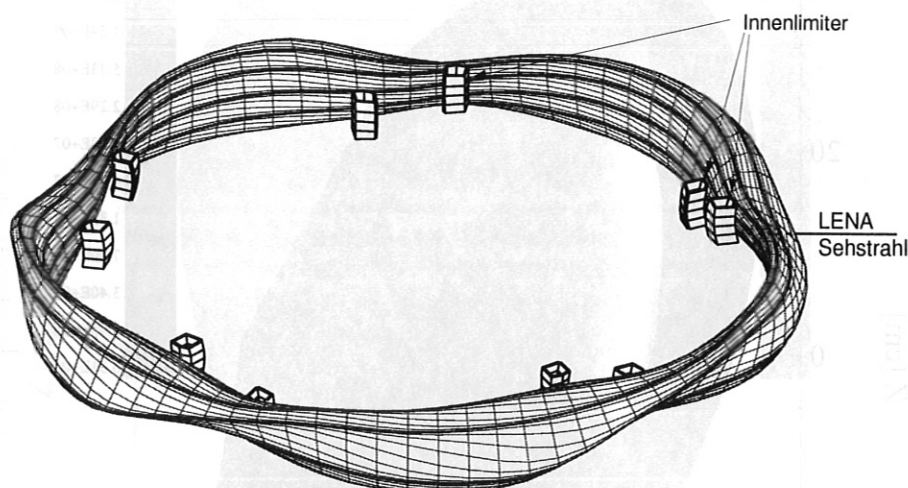


Abbildung 5.5: Position der Innenlimiter: Dargestellt sind die Limiter und das Plasma. In Wirklichkeit wurden nur neun Limiter eingesetzt. Die diamagnetische Spule übernimmt den Platz des zehnten Limiters.

Es ist anzunehmen, daß Limiter im allgemeinen durch den direkten Kontakt zum Plasma eine viel stärkere Neutralgasquelle darstellen als die helikale Kante. Deswegen erwartet man, daß der Limiter die für *LENA* dominierende Quelle der Neutralteilchen ist. Jedoch müssen die am Innenlimiter entstandenen Teilchen bzw. durch sie gebildeten CX-Teilchen das Plasma durchdringen oder außen am Plasma vorbei, um zur *LENA* zu gelangen. Die helikale Kante ist eine Quelle direkt vor der Diagnostik.

Die mit *EIRENE* berechnete Verteilung des atomaren Wasserstoffs, die sich aufgrund der verschiedenen Quellen einstellt, wird in Bild 5.6 (Limiterquelle) und Bild 5.7 (Quelle helikale Kante) gezeigt.

Einen Hinweis darauf, welche Quelle die wichtigere Bedeutung für das *LENA*-Spektrum besitzt, gibt eine Vertikalfeld-Variation. Neben Toroidal- und Poloidalfeld kann beim *Wendelstein 7-AS* auch ein senkrechttes Magnetfeld — auch  $B_z$ -Feld genannt — angelegt werden. Dieses bestimmt die radiale Position des Plasmas. Damit wird das Plasma bei höherem Vertikalfeld stärker an die Innenlimiter gedrückt. Wie auch am  $H_\alpha$ -Signal zu erkennen ist, hat diese Verschiebung des Plasmas durch den unterschiedlichen Kontakt zum Limiter starken Einfluß auf die Quellstärke am Limiter.

Auf den Bildern 5.8 und 5.9 ist eine solche  $B_z$ -Variation ohne und mit Innenlimitern dargestellt. Ohne Limiter zeigt sich praktisch keine Abhängigkeit der CX-Spektren vom Vertikalfeld, weder in der Form noch in der Stärke des Flusses. Im Gegensatz dazu hat ein  $B_z$ -Scan mit Innenlimitern einen starken Effekt auf die *LENA*-Spektren: Je mehr das Plasma an den Limiter gedrückt wird, um so höher ist auch der Neutralgasfluß an der

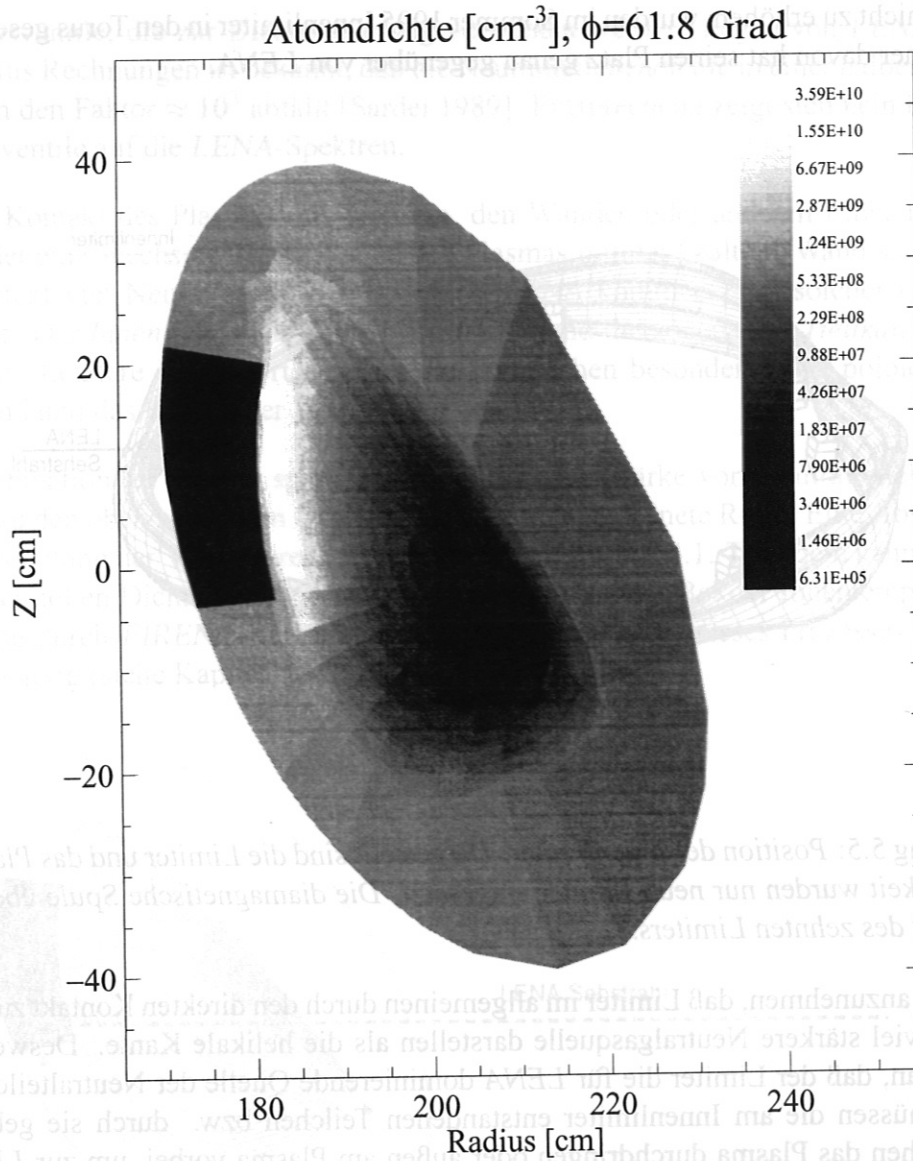


Abbildung 5.6: Verteilung des atomaren Wasserstoffs im Plasma mit Innenlimiter (EIRENE-Rechnung)

Position von LENA. Eine Variation von  $B_z$  von 0.1 mT auf 15.3 mT ergibt eine Steigerung des Flusses ungefähr um den Faktor 7. Bei der Entladung mit dem höchsten  $B_z$ -Feld geht der Multiplier von LENA in Sättigung, was zu einer zu geringen Zählrate bei den höheren Energien führt.

Das CX-Spektrum mit dem geringsten Fluß bei der  $B_z$ -Variation mit Limiter ist eine obere Schranke für ein CX-Spektrum, das durch die helikale Kante als Quelle zustande kommt.

Somit kann man den Schluß ziehen, daß bei nicht zu niedrigem Vertikalfeld der Einfluß der helikalen Kante im Vergleich zum Limiter gering ist. Bei den EIRENE-Modellierungen kann man, wie erwartet, auf andere Neutralgasquellen als den Innenlimiter verzichten.

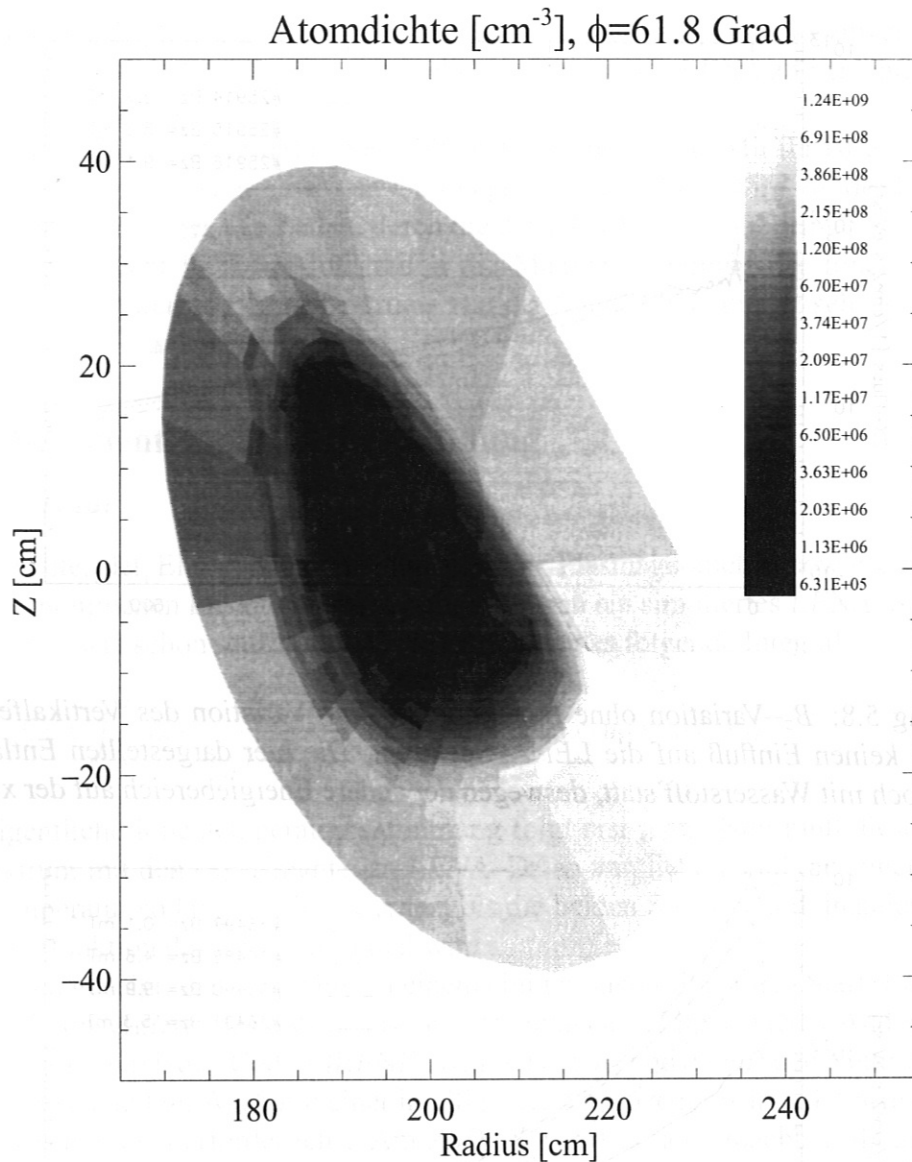


Abbildung 5.7: Verteilung des atomaren Wasserstoffs im Plasma vor dem Einbau der Innenlimiter (EIRENE-Rechnung)

Dies hat eine wichtige Konsequenz: Da bei *EIRENE* bei dieser Modellierung keine Neutral-Neutral-Wechselwirkungen simuliert werden, ist die Transportgleichung linear. Dadurch skalieren die Neutralgasverteilung und damit auch die CX-Spektren mit der Quellstärke am Innenlimiter. Im allgemeinen ist diese Quellstärke nicht bekannt. Man kann nun jedoch die auf den Gesamtfluß normierten simulierten CX-Spektren mit den experimentell bestimmten *LENA*-Spektren vergleichen, denn eine Skalierung ist unabhängig von der Form der Spektren.

### 5.1.5 Unterprogramm für Diagnostiken

Bis jetzt wurde nur beschrieben, wie man – bei Kenntnis aller Plasmaparameter wie  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $n_{i/e}$  und der Geometrie – die Neutralgasverteilung  $n_0$  berechnet. Der nächste Schritt



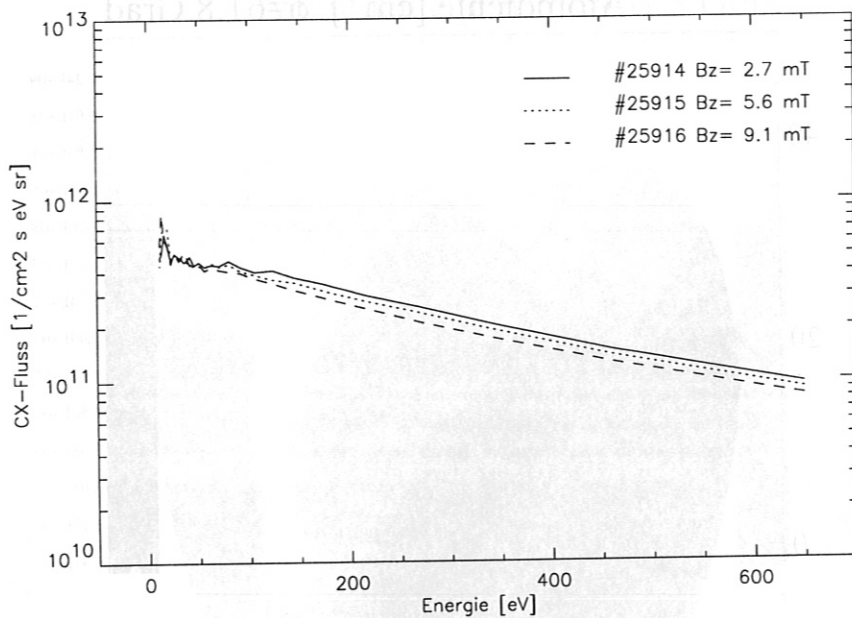


Abbildung 5.8:  $B_z$ -Variation ohne Innenlimiter: Eine Variation des Vertikalfeldes hat praktisch keinen Einfluß auf die LENA-Spektren. Die hier dargestellten Entladungen fanden noch mit Wasserstoff statt, deswegen der andere Energiebereich auf der x-Achse.

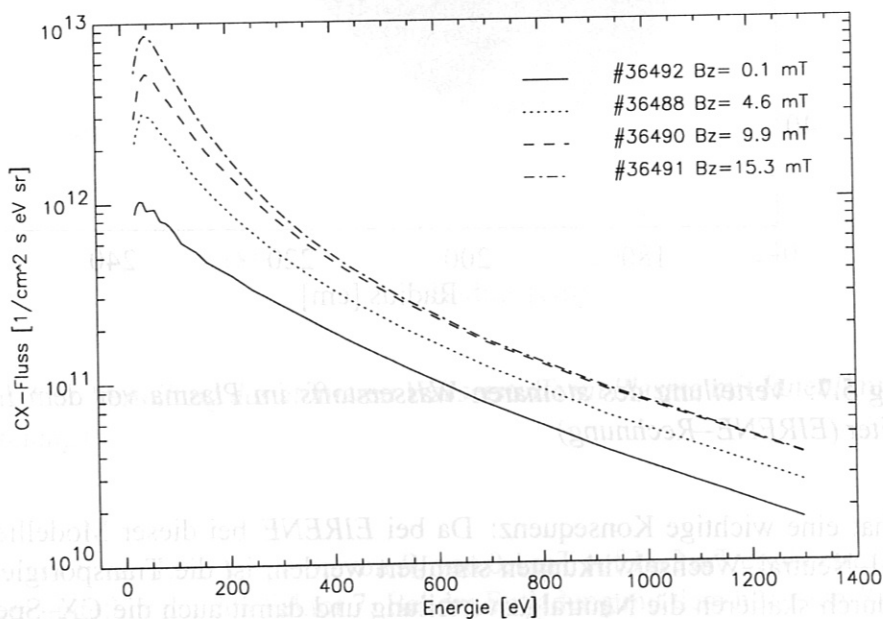


Abbildung 5.9:  $B_z$ -Variation mit Innenlimiter: Seit dem Einbau von Innenlimitern werden die LENA-Spektren durch die Neutralgasquelle am Limiter dominiert. Eine Variation der Rekombination am Limiter durch das Vertikalfeld bewirkt eine starke Veränderung des Neutralteilchenflusses bei LENA. Die Flüsse der Entladung mit dem höchsten Vertikalfeld 36491 sind durch die starke Quelle so hoch, daß der Detektor der Diagnostik LENA in Sättigung ging und deswegen bei höheren Energien zu niedrige Flüsse mißt.

zur Bestimmung der Iontemperatur  $T_i$  muß sein, die Integrale 4.13 auszuwerten, also das Ladungsaustausch-Spektrum an der Stelle der Diagnostik *LENA* zu berechnen. Alle dazu nötigen Daten sind jetzt bekannt.

Der Code *EIRENE* stellt dafür die *DIAGNO* Routine bereit. Mit ihr ist es möglich, einen Sehstrahl zu definieren, über den die Integration ausgeführt wird. In der Praxis ist dies eine Summation über alle Zellen, durch die der *LENA*-Sehstrahl dringt.

Entscheidend geht in dieser Integration die Maxwellverteilung der Ionen ein, das heißt, die Abhängigkeit des CX-Spektrums von der Iontemperatur ist sehr groß. Dies kann später beim Fit ausgenutzt werden.

### 5.1.6 Die Iontemperaturbestimmung

#### Die Fit-Prozedur

Aus der Dichte, der Elektronentemperatur und der Plasmageometrie sowie einer willkürlich angenommenen Iontemperatur haben wir nun ein simuliertes *LENA*-Spektrum berechnet, also wie schon im Kapitel 4.2 beschrieben, das folgende Integral:

$$S_{\text{neutr}}(E) \propto \int_{-a}^a dx \frac{2\pi}{(\pi k_B T_{\text{ion}}(x))^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T_{\text{ion}}(x)}} n_0(x) n_i(x) \langle \sigma_{\text{cx}} v_r \rangle e^{-\int_x^a \frac{dl}{\lambda_{\text{tor}}(l)}} \quad (5.7)$$

Die eigentliche Iontemperaturbestimmung folgt erst jetzt: Nun muß dieses simulierte Spektrum mit den experimentellen *LENA*-Daten verglichen, und die angenommene Iontemperatur so lange variiert werden, bis die beiden Spektren aufeinander liegen, also die Gütefunktion des Fits  $\chi^2$  minimal wird.

Es hat sich gezeigt, daß dieser Fit bei einem einigermaßen sinnvollen Start-Iontemperaturprofil konvergiert. Das Problem ist nur, daß man beim Fit nach jeder Änderung der Iontemperatur durch den Code *EIRENE* nochmal neu  $n_0$  und daraus den Neutralgasfluß berechnen lassen müßte. Auch mit einer intelligenten Fitprozedur wären dafür recht viele *EIRENE*-Rechnungen erforderlich<sup>1</sup>. Am *ASDEX* war dies noch machbar, da durch die einfachere Geometrie dort ein *EIRENE*-Lauf nur ungefähr 50 s dauerte [Heinrich 1995]. Die nicht vorhandene toroidale Symmetrie am *Wendelstein 7-AS* macht eine solche Vorgehensweise praktisch unmöglich, da hier die Berechnungszeiten für jeden Lauf mindestens eine halbe Stunde lang sind. Damit würde ein Temperaturfit mehrere Tage dauern.

Deswegen muß hier ein anderes Verfahren gewählt werden. Die Idee dabei ist folgendes: Zwar ist fast jeder der Faktoren in den Integralen 5.7 von der Iontemperatur abhängig, aber in unterschiedlicher Stärke. So hat eine Variation der Iontemperatur großen Einfluß auf die Exponentialfunktion der Maxwellverteilung  $\exp\left(-\frac{E}{k_B T_{\text{ion}}(x)}\right)$ . Die Neutralteilchenverteilung verändert sich dabei jedoch wenig.

Darum paßt man in diesem Verfahren die simulierten CX-Spektren an die *LENA*-Spektren an, indem man nur das Iontemperaturprofil im Integral 5.7 variiert, jedoch nicht die Neutralteilchenverteilung  $n_0$  neu berechnet [Stober 1996]. Erst wenn eine gute Übereinstimmung der Spektren erreicht wird, findet eine Neuberechnung von  $n_0$  mit den berechneten  $T_{\text{ion}}$  statt. Daraufhin findet wieder ein Fit im Integral 5.7 statt, wiederum

<sup>1</sup>Bei vier Stützpunkten für die Temperatur sind ungefähr mindestens 100 Läufe nötig, bei sechs Stützpunkten ist man schon bei mehr als 1000.

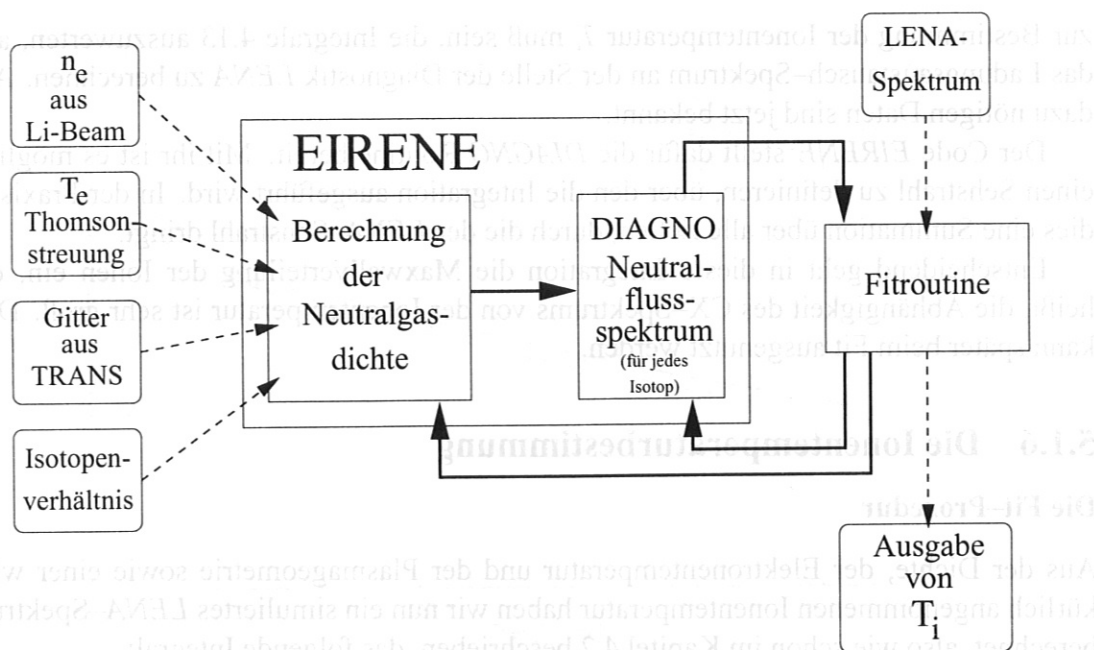


Abbildung 5.10: Ablaufdiagramm eines EIRENE-Temperaturfits (Beschreibung siehe Text)

mit konstantem  $n_0$  (Abb. 5.10). Es hat sich gezeigt, daß die Abhängigkeit der Neutralteilchenverteilung von der Iontemperatur so gering ist, daß schon spätestens nach der dritten Neuberechnung von  $n_0$  eine stationäre Situation erreicht wird (siehe Anhang B).

Dieses Verfahren ist deswegen sinnvoll, weil die Berechnung der Neutralteilchenverteilung den größten Anteil an der Rechenzeit einnimmt. So gelingt es mit dieser Methode, den Zeitaufwand für den Temperaturfit auf einige Stunden zu reduzieren.

Um die Anzahl der Aufrufe der Diagnostik-Routine *DIAGNO* möglichst gering zu halten, also den Fit sehr schnell zu machen, wurde als Steuerroutine für den Temperaturfit die Funktion E04UPF aus der *NAG*-Programmibibliothek ausgewählt. Sie minimiert die Abweichungen vom *LENA*-Neutralflußspektrum<sup>2</sup>

$$\chi^2 = (T(x_1), \dots, T(x_n)) = \sum_j \frac{1}{\sigma_j^2} \left[ S_{neur}^{sim}(E_j, T(x_1), \dots, T(x_n)) - S_{neur}^{LENA}(E_j) \right]^2, \quad (5.8)$$

indem sie nach dem lokalen Minimum mit Hilfe der Ableitungen

$$\frac{\partial \chi^2(T(x_1), \dots, T(x_n))}{\partial x_i} \quad i = 1 \dots n \quad (5.9)$$

sucht. Letztere müssen dafür numerisch berechnet werden. Dabei kann man fast beliebige Randbedingungen angeben. So ist es möglich und sinnvoll, beim Fit z.B. die Monotonie des Temperaturprofils zu verlangen.

Dabei muß beachtet werden, daß diese Methode nur ein **LOKALES MINIMUM** sucht. Gewünscht ist jedoch das **globale Minimum**. Ob es auch tatsächlich erreicht wird, ist von der Wahl der Starttemperaturen abhängig. Werden diese ungünstig gesetzt, konvergiert

<sup>2</sup> $\sigma_j$  steht für den Fehler des experimentell ermittelten *LENA*-Flusses bei der Energie  $E_j$ .

der Fit nicht, d. h.  $\chi^2$ , das die Güte des Fits beschreibt, bleibt sehr groß. Meist kann man solche "falschen" Minima durch die Forderung der Monotonie des Temperaturprofils ganz verhindern.

### Skalierung durch die Quellstärke

Wie schon erwähnt, sind die Quellflüsse der Neutralteilchen am Limiter nicht bekannt. Da hier ein Transportmodell verwendet wird, in dem  $n_0$  linear eingeht, skaliert das simulierte CX-Spektrum linear mit dem Quellfluß. Deswegen tritt beim Fit neben den Ionentemperaturen noch ein zusätzlicher freier Parameter, eben diese Quellstärke, auf. Durch diese Unsicherheit wird die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß der Fit in einem falschen Minimum landet.

Zur Verhinderung dieses Problems kann man beim Fit zusätzlich die  $H_\alpha$ -Diode, die bei *LENA* angebracht ist, verwenden. In *EIRENE* können aus der Neutralteilchenverteilung nicht nur die CX-Spektren eines Sehstrahls berechnet werden, sondern auch die  $H_\alpha$ -Intensität. Durch den Vergleich der simulierten und experimentell bestimmten  $H_\alpha$ -Werte gelingt es damit, bereits vor dem Vergleich mit dem *LENA*-Spektrum eine absolute Skalierung der Quellstärke und damit auch der simulierten CX-Spektren zu erhalten.

Bis jetzt war diese Vorgehensweise noch nicht nötig, obwohl diese Funktion im Fit implementiert ist. Die Verwendung von  $H_\alpha$  fordert außerdem, daß die Absolutwerte der *LENA*-Flüsse exakt sind, was vor dem Einbau des Channel Plates gar nicht und jetzt auch nur begrenzt erfüllt ist (siehe Kapitel 3.2).

### Isotopenverhältnis

Im Kapitel 3.1 wurde erwähnt, daß die Diagnostik *LENA* keine direkte Umrechnung von Flugzeit- auf Energiespektrum erlaubt, wenn nicht alle detektierten Teilchen eine einheitliche, bekannte Masse besitzen. Beim *Wendelstein 7-AS* wird momentan Deuterium als Füllgas verwendet. Aufgrund des in den Wänden eingelagerten Wasserstoffs sinkt das Verhältnis **H/D** an der letzten geschlossenen Flußfläche nicht unter ca. 10% und erreicht bei Neutralinjektion (normalerweise wird Wasserstoff injiziert) einen Wert von bis zu 40% [Zebisch 1997]. Um den Vergleich zwischen simulierten CX-Spektrum und *LENA*-Daten durchführen zu können, werden deswegen in *EIRENE* zwei CX-Spektren berechnet. Beide stammen vom selben Sehstrahl, einer rechnet jedoch die Flugzeit mit der Masse von Wasserstoff in das Energiespektrum um, der andere mit der Masse von Deuterium. Diese Spektren werden entsprechend dem gemessenen Isotopenverhältnis summiert.

Man nimmt also an, daß jedes der Isotope die selbe Neutralteilchenverteilung im Plasma besitzt. Damit wird nur eine Neutralteilchenverteilung berechnet, nämlich von Deuterium. Diese Vorgehensweise ist nur eine Näherung, da man dabei keine Rücksicht auf unterschiedliche Wirkungsquerschnitte der Reaktionen bei den Isotopen nimmt. Bei Betrachtung der Wirkungsquerschnitte zeigt sich jedoch, daß der Isotopeneffekt relativ gering ist.



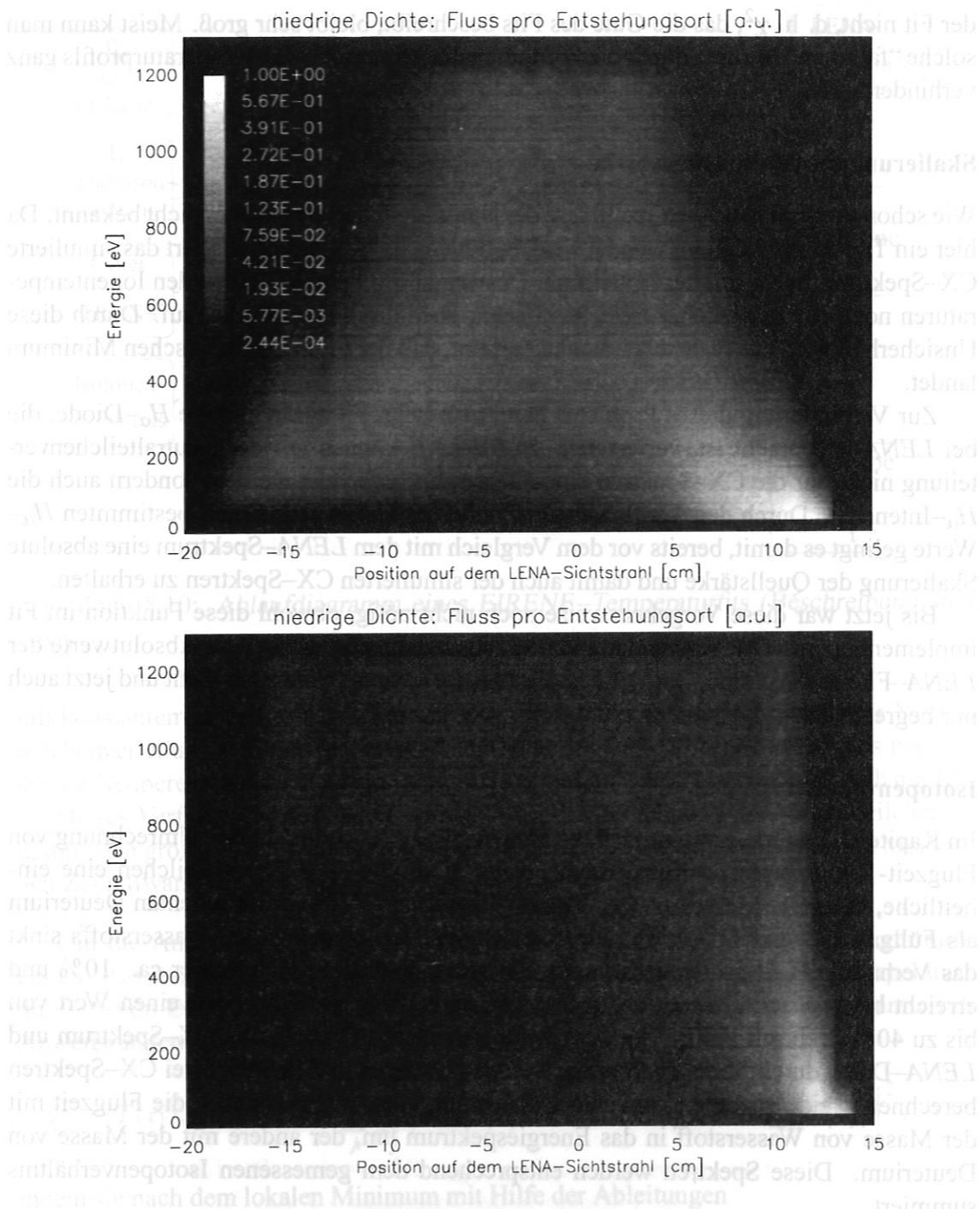


Abbildung 5.11: (a) Entstehungsort der Neutralteilchen bei niedriger Dichte (oben, Entladung 37056) und (b) bei hoher Dichte (unten, Entladung 39218): Das LENA-Spektrum ist hier nach dem Ort aufgeschlüsselt, an dem die Neutralteilchen den letzten Ladungsaustausch vollzogen haben, bevor sie von LENA detektiert wurden. Auf der x-Achse ist die Position auf dem LENA-Sehstrahl dargestellt. Positive Werte bezeichnen die Niederfeldseite, negative die Hochfeldseite, die Null das Plasmazentrum. Der Ursprung ist auf das Plasmazentrum gelegt.

### 5.1.7 Radialer Bereich des Iontemperaturprofils

Es stellt sich die Frage, in welchem Bereich des kleinen Radius mit dieser Methode eine Aussage über die Iontemperatur gemacht werden kann. Diese Methode wurde zunächst

zur Temperaturbestimmung im Plasmarand entwickelt. Zu untersuchen ist, ob und wann auch Aussagen über den Zentralbereich gemacht werden können.

Dafür muß zuerst der Ort bestimmt werden, wo die Neutralteilchen den letzten Ladungsaustauschprozeß erlebt haben, bevor sie von der Diagnostik *LENA* detektiert wurden. Die Modellierung am Computer kann in diesem Fall Auskunft über diese nicht experimentell zugänglichen Daten geben. Berechnet ist der Ort ohnehin durch den Integrand von Gleichung 5.7.

Jenach Dichte des Plasmas ergeben sich zwei verschiedene Szenarien: Bei einer geringen Liniendichte (Bild 5.11) von  $\int n_e dl = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  ( $\int dl \approx 0.5 \text{ m}$ ) sieht man, daß die Neutralteilchen im wesentlichen aus dem ganzen Plasmaquerschnitt zur Diagnostik *LENA* gelangen. Bei kleinen Energien ( $< 200 \text{ eV}$ ) dominiert der Anteil der Teilchen vom Rand des Plasmas direkt vor der Diagnostik *LENA*, da dort die Temperaturen niedrig sind und die Maxwellverteilung in diesem Energiebereich ihr Maximum besitzt. Außerdem ist am Rand die Neutralgasdichte wesentlich höher als im Zentrum.

Auch von der Hochfeldseite werden viele Teilchen detektiert, da die Ionisations- und CX-Raten bei dieser Dichte gering sind. Die Raten gehen in den Dämpfungsfaktor

$$\Gamma = \exp\left(-\int n_e(l)\sigma_{tot}(l) dl\right) \quad (5.10)$$

im Integral 5.7 ein. Bei höheren Energien stammen die meisten Teilchen vom sehr heißen Plasmazentrum. In diesem Bereich ist der Einfluß der Exponentialfunktion von der Maxwellverteilung  $\exp\left(-\frac{E}{k_B T_{ion}}\right)$  durch das hohe  $T_{ion}$  groß.

Bei diesen niedrigen Dichten ist es also möglich, mit dieser Methode der Temperaturbestimmung Aussagen über die Ionentemperaturen bis nahe zum Plasmazentrum zu treffen. Bei sehr heißem  $T_{ion}$  im Plasmazentrum ist jedoch der Energiebereich von *LENA* zu niedrig, um die ganze Maxwellverteilung dieser Temperatur zu erfassen, und somit sind die Fehler für den Zentralbereich groß. Außerdem werden bei einem *LENA*-Spektrum die Energieintervalle mit zunehmender Energie größer; so stehen für den Bereich  $E > 400 \frac{\text{eV}}{\text{amu}}$  nur drei Werte zur Verfügung, weshalb in den heißen Zentralgebieten kaum eine Aussage über die Ionentemperatur getroffen werden kann.

Liegt die Liniendichte höher (Bild 5.11), in diesem Fall bei  $\int n_e dl = 3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ , so sieht das Bild anders aus: Die Absorption der Teilchen auf dem Flugweg zur Diagnostik, die näherungsweise exponentiell mit der Dichte geht (Gleichung 5.10), bewirkt, daß fast nur Teilchen aus dem Plasmarand bis ungefähr  $r_{eff} = 11 \text{ cm}$  von der Diagnostik *LENA* detektiert werden. Selbst bei hohen Energien liegt der Ort des letzten CX-Prozesses oft in diesem Gebiet. Allerdings ist erkennbar, daß der Anteil der Teilchen aus Regionen tiefer im Plasma mit der Energie steigt. Dieser Zuwachs kann durch eine Abnahme der Wirkungsquerschnitte von Ionisation und Ladungsaustausch erklärt werden, denn damit erhöht sich die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  mit der Energie der Teilchen.

Betrachtet man also Entladungen mit größeren Dichten, so kann man dort die Ionentemperaturen mit dieser Methode am Plasmarand mit  $r_{eff} \geq 11 \text{ cm}$  messen. Sind die Temperaturen im Plasmazentrum gering, so bekommt die Volumenrekombination Einfluß auf die Spektren. Es erhöht sich die Neutralteilchendichte im Zentrum, und der Anteil der detektierten Atome vom Zentralbereich des Plasmas wird höher.

Für die Berechnung der Neutralteilchenverteilung  $n_0$  ist ein Iontemperaturprofil über den kleinen Radius notwendig. Da jedoch bei hohen Dichten die Zentraltemperaturen nicht bestimmt werden können, ist es nötig, diese Daten aus anderen Diagnostiken zu beziehen. Im Normalfall reicht ein Wert der Iontemperatur im Plasmazentrum, bestimmt durch die Hochtemperatur-CX-Diagnostik. Da diese Apparatur im allgemeinen ständig in Betrieb ist, ist es meist kein Problem, diese Daten zu verwenden. Wie schon erwähnt, ist solch eine Temperatur vorteilhaft für die Fitprozedur, da sie gleichzeitig auch den Maximalwert für die variierten Temperaturen weiter am Randbereich des Plasmas darstellt. Deswegen ist es auch vorgesehen, Stützpunkte des Iontemperaturprofils mit festen  $T_{ion}$ -Werten zu setzen.

Auch von der Hochfeldseite werden viele Ionen detektiert, da die Ionen- und CX-Raten bei dieser Dichte gering sind. Die Raten gehen in den Dämpfungsfaktor

$$(2.10) \quad \left( 1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{v_{ion}}{v_{th}}\right)^2\right) \right)$$

im Integral  $\int$  für die Ionenfrequenz  $\nu_{ion}$  einzuwirken. Die Ionenfrequenz  $\nu_{ion}$  ist sehr klein, so dass  $\exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{v_{ion}}{v_{th}}\right)^2\right) \approx 1$  gilt. In diesem Bereich ist der Exponentialfaktor von der Maxwellverteilung  $\exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{v_{ion}}{v_{th}}\right)^2\right)$  mit  $v_{th}$  unabhängig. Bei diesen geringen Dichten ist es also möglich, für diese Methode der Iontemperaturbestimmung Aussagen über die Iontemperatur zu machen. Die Iontemperatur im Plasmazentrum ist niedriger als im Randbereich, so dass die Iontemperatur im Randbereich zu niedrig ist, um die Maxwellverteilung der Ionen zu messen, und somit sind die Fehler in den Randbereichen groß. Aus diesem Grund ist die Iontemperatur im Randbereich nicht zu messen, sondern die Iontemperatur im Plasmazentrum zu messen. In den Bereich  $\lambda > 400 \text{ nm}$  sind die Ionenfrequenzen  $\nu_{ion}$  so gering, dass die Ionenfrequenzen kaum eine Aussage über die Iontemperatur machen können.

Die Iontemperatur im Plasmazentrum beträgt  $T_{ion} = 3.6 \cdot 10^8 \text{ K}$ , so sieht das Bild anders aus: Die Absorption der Teilchen auf dem Flugweg zur Diagnostik, die näherungsweise exponentiell mit der Dichte geht (Gleichung 2.10), bewirkt, dass fast nur Teilchen aus dem Plasmazentrum bis ungefähr  $r_{pl} = 11 \text{ cm}$  von der Diagnostik LEVA detektiert werden. Selbst bei hohen Energien liegt der Ort des letzten CX-Prozesses oft in diesem Gebiet. Allerdings ist erkennbar, dass der Anteil der Teilchen aus Regionen tiefer im Plasma mit der Energie steigt. Dieser Zuwachs kann durch eine Abnahme der Wirkungsquerschnitte von Ionisation und Ladungsaustausch erklärt werden, denn dann erhöht sich die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  mit der Energie der Teilchen. Betrachtet man also Einladungen mit größeren Dichten, so kann man dort die Iontemperaturen mit dieser Methode am Plasmazentrum mit  $r_{pl} \geq 11 \text{ cm}$  messen. Sind die Temperaturen im Plasmazentrum gering, so bekommt die Volumenkomposition Einfluss auf die Spektren. Es erhöht sich die Neutralteilchendichte im Zentrum, und der Anteil der detektierten Atome vom Zentralbereich des Plasmas wird höher. Diese Iontemperaturbestimmung wurde zunächst

## 5.2 Schnelles eindimensionales Modell

Nun stellt sich die Frage, ob es keine Möglichkeit gibt, die Verteilung der Neutralteilchen zu berechnen, ohne den großen Code *EIRENE* zu verwenden. Dies heißt aber, daß man von der komplexen dreidimensionalen Geometrie zu einem einfacheren Modellansatz gehen muß, der anders als durch eine Monte-Carlo-Simulation gelöst werden kann. Im folgenden wird nun ein Modell vorgestellt, das diese Bedingungen erfüllt und die Berechnungszeit drastisch reduziert.

### 5.2.1 Die Transportgleichung zur Berechnung der Neutralgasverteilung

Gehen wir von einem diffusiven Ansatz aus, den wir mit

$$D \nabla^2 n_0(\mathbf{r}, t) = \frac{d}{dt} n_0(\mathbf{r}, t) - Q(\mathbf{r}, t) + S(\mathbf{r}, t), \quad (5.11)$$

beschreiben [Chen 1974].  $n_0$  sei wieder die Neutralteilchendichte,  $D$  die Diffusionskonstante der Neutralteilchen. Die rechte Seite beinhaltet einen Quellterm  $Q(\mathbf{r}, t)$  und eine Senke  $S(\mathbf{r}, t)$ .

In den Quellterm geht ein, daß ein neutrales Teilchen entweder durch Rekombination an der Wand, also in diesem Fall am Innenlimiter, oder durch Volumenrekombination entstehen kann. Der zweite Fall wird bei hohen Dichten und niederen Temperaturen im *Wendelstein 7-AS* wichtig. Ansonsten ist aber dieser Beitrag gering (siehe Kapitel 4.1).

Im wesentlichen kann dieses Neutralteilchen dann mit den Ionen und den Elektronen nur durch Ladungsaustausch und Ionisation wechselwirken. Beim ersten Prozeß bleibt die Zahl der Teilchen konstant, beim zweiten wird das Teilchen ionisiert, was in der Transportgleichung durch die Senke beschrieben wird. Prozesse höherer Ordnung wie Atom-Atom-Wechselwirkungen werden aufgrund ihres geringen Einflusses vernachlässigt.

Um von einer Einzelteilchenbeschreibung wegzukommen, benutze ich nun über die Temperatur gemittelte Größen, da sowohl Elektronen und Ionen im Plasma normalerweise (bis auf den Randbereich [Stangeby 1990]) jeweils im lokalen thermischen Gleichgewicht sind. Bei den Neutralteilchen ist dies sicherlich nicht erfüllt, was wir schon im Kapitel 4.1 gesehen haben. Deswegen benutze ich vorläufig statt der Temperatur das mittlere Geschwindigkeitsquadrat  $\langle v^2 \rangle$ .

Ferner betrachten wir nur stationäre Verhältnisse, was die Zeitabhängigkeit wegfallen läßt. Der Quellterm an der Wand wird später durch die Randbedingungen eingebracht. Auch vernachlässigen wir den Unterschied zwischen der Ionendichte  $n_i$  und der Elektrodendichte  $n_e$ , setzen also  $Z_{\text{eff}} \equiv 1$ . Für die rechte Seite der Gleichung 5.11 ergibt sich also mit dem Rekombinations- und dem Ionisationsterm

$$-Q + S = -n_e^2 \langle \sigma_{\text{rek}} v \rangle + n_0 n_e \langle \sigma_{\text{ion}} v \rangle \quad (5.12)$$

im Inneren des Plasmas. Der einfachste Ansatz für die Diffusionskonstante ist der Random-Walk-Ansatz. Hier gilt [Stangeby 1990]:

$$D = \frac{(\Delta x)^2}{\Delta t} = \langle v^2 \rangle \Delta t = \frac{\langle v^2 \rangle}{n_e \langle \sigma v \rangle} = \frac{\langle v^2 \rangle}{n_e (\langle \sigma_{\text{cx}} v \rangle + \langle \sigma_{\text{ion}} v \rangle)}, \quad (5.13)$$



wobei  $\Delta x$  die zurückgelegte Entfernung zwischen zwei Stößen,  $\Delta t$  die dabei vergangene Zeit ist. Im Dreidimensionalen muß  $D$  noch durch 3 geteilt werden [Rose 1961]. Damit lautet die zu lösende Differentialgleichung

$$\frac{\langle v^2 \rangle}{3n_e (\langle \sigma_{cx} v \rangle + \langle \sigma_{ion} v \rangle)} \nabla^2 n_0 = -n_e^2 \langle \sigma_{rek} v \rangle + n_0 n_e \langle \sigma_{ion} v \rangle. \quad (5.14)$$

Für die Berechnung des LENA-Spektrums interessiert uns nur die Verteilung der Neu-

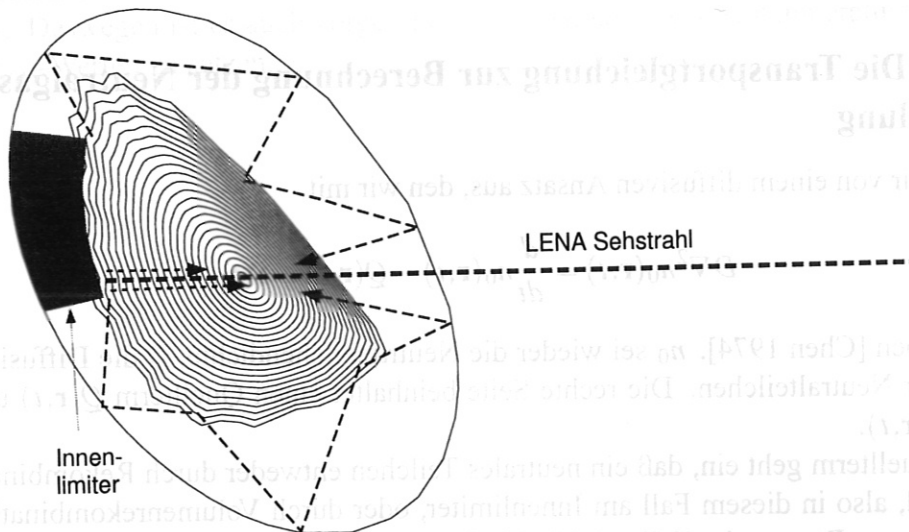


Abbildung 5.12: Neutralteilchen vom Innenlimiter haben zwei Möglichkeiten, im Plasma auf den LENA-Sichtstrahl zu gelangen: Direkt vom Limiter oder um das Plasma herum.

tralteilchen auf dem Sichtstrahl der Diagnostik. Wenn man die Geometrie im Torus des Wendelstein 7-AS betrachtet, stellt man fest, daß es im wesentlichen nur zwei Wege für die Neutralteilchen gibt, um auf den Sichtstrahl zu gelangen (Abb. 5.12), nämlich entlang des Strahls direkt vom Limiter und um das Plasma herum. Dies wird auch durch EIRENE-Rechnungen bestätigt (Abb. 5.6). Da der Sichtstrahl dazu noch mitten durch das Plasma führt, also die Flußflächen in grober Näherung senkrecht schneidet, kann man zu einem eindimensionalen Modell gehen. In diesem 1D-Modell wird die Differentialgleichung 5.14 nur auf dem Sichtstrahl von LENA, aber natürlich mit 3-dim. Diffusionskoeffizienten, gelöst. Der Ort auf dem Sichtstrahl sei durch die Koordinate  $x$  beschrieben. Auf der Niederfeldseite, wo die Bedingung des senkrechten Schneidens nicht gut erfüllt ist, kann man annehmen, daß der Neutralteilchentransport hauptsächlich auf dem kürzesten Weg zwischen Plasmarand und Plasmazentrum stattfindet. Dadurch ist es sinnvoll bei der Berechnung der Neutralteilchenverteilung eine Korrektur der Sehstrahlänge auf der Niederfeldseite um den Faktor 0,77 durchzuführen, womit dadurch statt dem Eindringen ins Plasma auf den Sehstrahl das Eindringen der Teilchen auf dem geringsten Weg zwischen Plasmarand und Plasmazentrum betrachtet wird. Die Differentialgleichung lautet damit

$$\frac{\langle v^2 \rangle}{3n_e(x) (\langle \sigma_{cx} v \rangle + \langle \sigma_{ion} v \rangle)} \frac{d^2}{dx^2} n_0(x) = -(n_e(x))^2 \langle \sigma_{rek} v \rangle + n_0(x) n_e(x) \langle \sigma_{ion} v \rangle. \quad (5.15)$$

In [Goldston 1995] wird die Lösung dieser Gleichung durch eine konstantes  $D$  gesucht. Hier lösen wir die Gleichung 5.15 jedoch explizit numerisch.

### 5.2.2 Mathematisches Lösungsverfahren der Transportgleichung

In der Gleichung 5.15 ist das mittlere Geschwindigkeitsquadrat  $\langle v^2 \rangle$  noch unbekannt. Auch in den Ratenkoeffizienten tritt noch die Geschwindigkeit der Neutralteilchen auf.

Daß bei den Neutralteilchen keine Maxwellverteilung vorliegt, folgt aus dem Umstand, daß die typische freie Weglänge der Teilchen größer als die Gradientenlänge der Plasmaprofile am Rand sein kann. Dies wird auch bestätigt durch die *EIRENE*-Simulation (Abbildung 4.2). Man kann damit nicht einfach  $\sqrt{\frac{2T_{ion}}{m_{ion}}}$  als Geschwindigkeit einsetzen.

Zur Berechnung von  $\langle v^2 \rangle$  vollziehen wir die Entstehung einer Verteilung der Neutralteilchen im Plasma grob nach:

Zuerst treten Neutralteilchen von der Wand oder vom Limiter mit einer bestimmten Temperatur ins Plasma ein oder sie entstehen im Plasma durch Rekombination. Die Teilchen werden entweder gleich ionisiert oder treffen auf Ionen, mit denen sie die Ladung austauschen (CX-Prozeß). Dabei entsteht eine zweite Generation von Neutralen. Diese hat allerdings die Temperatur der Ionen, mit denen sie Ladung ausgetauscht haben. Wieder wird auch von ihnen ein Teil ionisiert und der andere macht einen CX-Prozeß mit den Ionen. Das geht nun so immer weiter. Die Anzahl der Teilchen der  $k$ -ten Generation sinkt natürlich mit zunehmendem  $k$ .

Die einzige Möglichkeit der Neutralteilchen, ihre Geschwindigkeit zu ändern, ist also der Ladungsaustausch. Betrachtet man nur eine bestimmte Generation, so behält jedes Teilchen die Geschwindigkeit bei. Die DGL für die  $k$ -te Generation ergibt sich, indem man den CX-Prozeß als zusätzliche Senke in die Gleichung 5.15 einbringt und den CX-Prozeß der Generation  $k-1$  als Quelle. Der Quellterm spielt nur für die Generation  $k=1$  eine Rolle. Damit lautet die DGL für  $k > 1$

$$D(\langle v^2 \rangle) \frac{d^2}{dx^2} n_0^k = n_0^k n_e \langle \sigma_{ion} v \rangle + n_0^k n_e \langle \sigma_{cx} v \rangle - \underbrace{n_0^{k-1} n_e \langle \sigma_{cx} v \rangle}_{Q^k}. \quad (5.16)$$

Definieren wir

$$Q^k(x) = n_0^{k-1}(x) n_e(x) \langle \sigma_{cx} v \rangle. \quad (5.17)$$

Weiß man dazu noch, wo die Neutralteilchen den letzten Ladungsaustausch erlitten haben, so ist auch deren Geschwindigkeitsverteilung bekannt. Die Teilchen, die am Punkt  $x_{CX}$  durch Ladungsaustausch entstanden sind, tragen ungefähr die Temperatur  $T_{ion}(x_{CX})$ . Für die Neutralteilchen der  $k$ -ten Generation, bei denen der letzte CX-Prozeß im Ortsintervall  $[x_{CX} - \frac{\Delta x_{CX}}{2}; x_{CX} + \frac{\Delta x_{CX}}{2}]$  stattfand, lautet die Differentialgleichung:<sup>3</sup>

$$D \frac{d^2}{dx^2} \tilde{n}_{0,x_{CX}}^k(x) = \tilde{n}_{0,x_{CX}}^k(x) n_e(x) \langle \sigma_{ion} v \rangle + \tilde{n}_{0,x_{CX}}^k(x) n_e(x) \langle \sigma_{cx} v \rangle - \frac{Q^k(x_{CX})}{\Delta x_{CX}} \quad (5.18)$$

mit

$$D = \frac{2T_{ion}(x_{CX})/m_{ion}}{3n_e(x) (\langle \sigma_{cx} v \rangle + \langle \sigma_{ion} v \rangle)}. \quad (5.19)$$

<sup>3</sup>Ich verwende die Notation  $\tilde{n}$  um zu verdeutlichen, daß dies nur die Verteilung pro Entstehungsort  $\tilde{n} = \frac{\Delta n}{\Delta x_{CX}}$  ist, also die Einheit  $\text{cm}^{-4}$  besitzt.

Damit kann in der Diffusionskonstante  $\langle v^2 \rangle$  durch  $T_{ion}$  ersetzt werden.  $\frac{Q^k(x_{CX})}{\Delta x_{CX}}$  stellt den Quellterm dar, der durch den Ladungsaustausch zustande kommt. In der  $k-1$ -ten Generation tritt dieser Term als Senke auf.

Nun kann man noch die Linearität der Differentialgleichung 5.18 ausnutzen, um die gesamte Verteilung der Teilchen der  $k$ -ten Generation zu beschreiben:

$$n_0^k(x) = \int_{x_a}^{x_b} \tilde{n}_{0,x_{CX}}^k(x) dx_{CX} \quad (5.20)$$

Die erste Generation wird durch dieselbe Differentialgleichung bestimmt, nur ist hier  $Q^1(x) \equiv 0$ , und als Zusatzterm kommt noch die Volumenrekombination, also die Rekombination im Plasma dazu. Die Wandquellen werden durch die Randbedingungen gesetzt. Um auch diese lösen zu können, spaltet man die Differentialgleichung wie in 5.18 wieder in mehrere auf, eine für jeden Entstehungsort:

1. Quelle am linken und rechten Rand:

$$\frac{2T_{Rand}/m_{ion}}{3n_e(x)(\langle \sigma_{cx}v \rangle + \langle \sigma_{ion}v \rangle)} \frac{d^2}{dx^2} n_0^{1,Rand}(x) = n_0^{1,Rand}(x) n_e(x) \langle \sigma_{ion}v \rangle \quad (5.21)$$

2. Quelle Volumenrekombination:

$$\frac{2T_{ion}(x_{rek})/m_{ion}}{3n_e(x)(\langle \sigma_{cx}v \rangle + \langle \sigma_{ion}v \rangle)} \frac{d^2 \tilde{n}_{0,x_{rek}}^{1,rek}(x)}{dx^2} = \tilde{n}_{0,x_{rek}}^{1,rek}(x) n_e(x) \langle \sigma_{ion}v \rangle - (\tilde{n}_{0,x_{rek}}^{1,rek}(x))^2 \langle \sigma_{rek}v \rangle \quad (5.22)$$

Für die Randtemperatur, die den Teilchen der 1. Generation, die von der Wand oder vom Limiter kommen, zugewiesen wird, kann man nach dem Franck-Condon-Prinzip ungefähr 2–3 eV einsetzen [Harrison 1985].

Die ganze 1. Generation lautet also

$$n_0^1(x) = \int_{x_a}^{x_b} \tilde{n}_{0,x_{CX}}^{1,rek}(x) dx_{CX} + n_0^{1,Rand}(x). \quad (5.23)$$

So kann man, beginnend von der 1. Generation iterativ durch Aufsummieren der Neutralteilchenverteilungen der folgenden Generationen die Lösung von Gleichung 5.15 berechnen (Bild 5.13)

$$n_0(x) = \sum_k n_0^k(x) = \sum_k \int_{x_a}^{x_b} \tilde{n}_{0,x_{CX}}^k(x) dx_{CX}. \quad (5.24)$$

Da wir es hier mit Differentialgleichungen zweiter Ordnung zu tun haben, brauchen wir für jede auch zwei Randbedingungen: Ab der zweiten Generation setzt man am Rand das Flußgleichgewicht an

$$\Gamma_{in}^k = \Gamma_{out}^k \quad (5.25)$$

$$D \frac{dn_0}{dx} = \Gamma \quad (5.26)$$

$$\implies \frac{dn_0^k}{dx}(x_{left}) = 0 \quad \wedge \quad \frac{dn_0^k}{dx}(x_{right}) = 0. \quad (5.27)$$

Bei der ersten Generation nimmt man die Flüsse von der Wand als Randbedingungen von Gleichung 5.21

$$\Gamma^1 = D \frac{dn_0^{1,Rand}}{dx}. \quad (5.28)$$

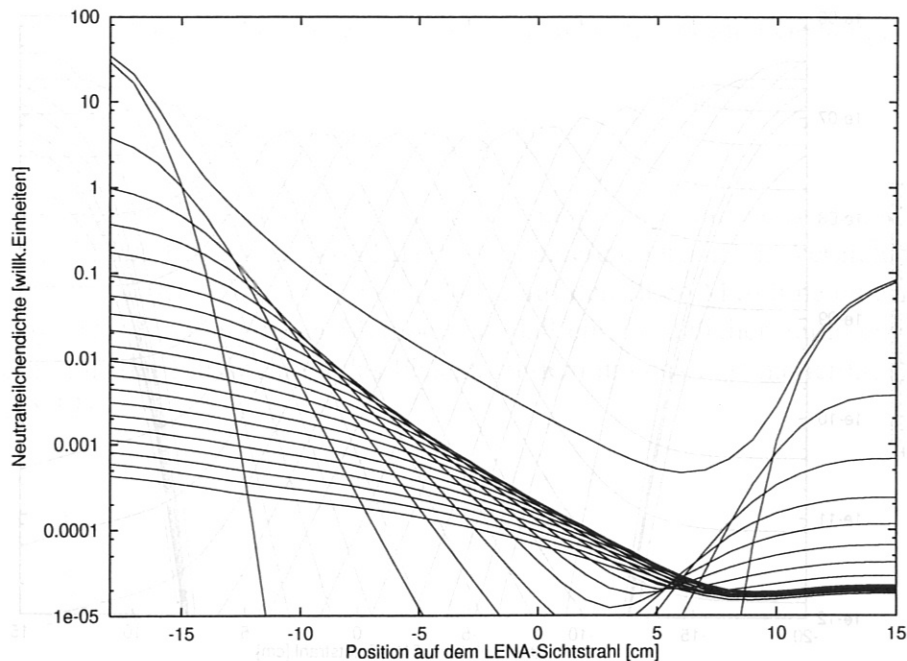


Abbildung 5.13: Neutralteilchen, die vom Rand ins Plasma eintreten, werden entweder ionisiert oder erleiden einen CX-Prozeß. Dadurch entsteht eine neue Generation von Neutralteilchen, bei denen wieder beide Prozesse möglich sind. Auf diesem Bild sind die Verteilungen der Generationen auf dem LENA-Sichtstrahl (bis zur 20.) und ihre Summe (oberste Linie) ausgerechnet. Beim Limiter (links) ist die Neutraldichte am höchsten. Rechts ist die Position von LENA.

### 5.2.3 Praktische Vorgehensweise bei der Berechnung der Neutralteilchenverteilung

Will man den oben aufgezeigten Ablauf der Berechnung in einen Code umsetzen, stößt man auf erhebliche Probleme. Zuerst einmal muß man versuchen, möglichst viel Rechenzeit zu sparen, damit das Programm seiner Zielsetzung als "schnelle Methode" gerecht wird. Auf der anderen Seite müssen hier EINIGE HUNDERT gewöhnliche Differentialgleichungen nur für eine Verteilung gelöst werden, die hier nicht als Anfangs-, sondern als Randwertgleichungen vorliegen. Dies ist besonders problematisch, da die Neutralteilchenverteilung z.B. der ersten Generation auf dem LENA-Sichtstrahl um ungefähr zehn Größenordnungen variiert. Dazu kommt, daß diese Berechnung ja später in die Ionen-temperaturbestimmung eingebaut wird und dort sehr oft aufgerufen werden muß.

Um die Anzahl der zu lösenden Gleichungen zu reduzieren, beginnt der Code die Berechnung mit folgenden Differentialgleichungen, also den auf die Quellstärke normierten Gleichungen 5.18:

$$\frac{2T_{ion}(x_l)/m_{ion}}{3n_e(x)(\langle\sigma_{cx}v\rangle + \langle\sigma_{ion}v\rangle)} \frac{d^2}{dx^2} \tilde{n}_{0,x_l}(x) = \tilde{n}_{0,x_l}(x) n_e(x) \langle\sigma_{ion}v\rangle - \frac{1}{\Delta x_l}, \quad l = 1..n \quad (5.29)$$

Diese  $\tilde{n}_{0,x_l}$  stellen die normierten Neutralteilchenverteilungen dar, die sich ergeben, wenn alle Teilchen durch CX-Prozesse in  $[x_l - \Delta x_l, x_l + \Delta x_l]$  entstehen und keine weiteren Generationen betrachtet werden. Der Sichtstrahl wird so aufgeteilt, daß die  $n$  Quellintervalle ihn ganz überdecken (Bild 5.14).



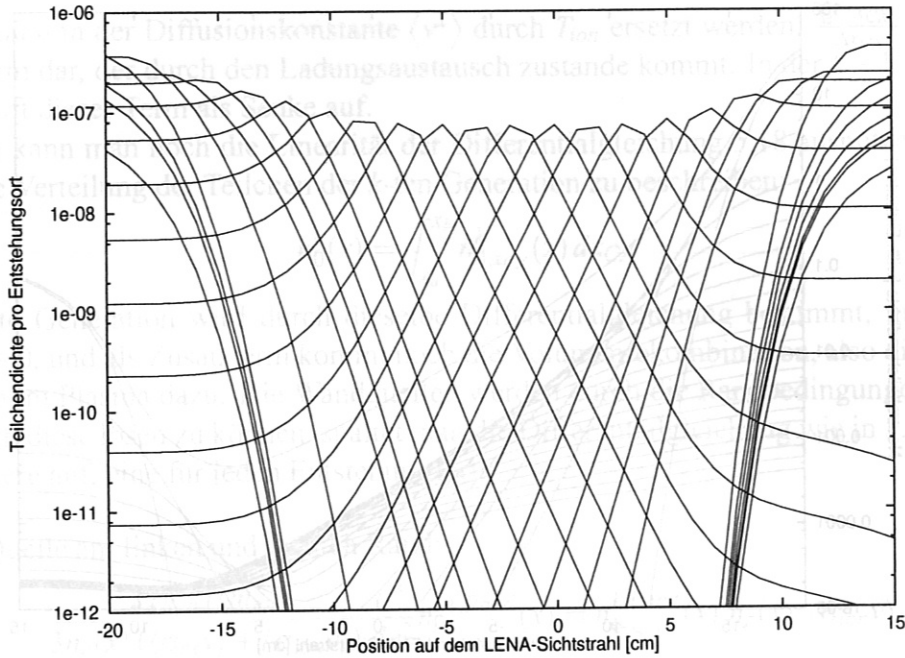


Abbildung 5.14: Berechnung der Neutralteilchenverteilung: Diese Graphen stellen die auf die Quellstärke normierten Gleichung 5.18 dar (genauere Beschreibung im Text).

Weiter werden die Senken dieser Gleichungen, bei denen die Teilchen durch CX-Prozesse verloren gehen (jene Senken, die in den Gleichungen der nächsten Generation als Quellen auftreten), analog zu 5.17 berechnet

$$\tilde{Q}_{x_l}(x) = \tilde{n}_{0,x_l}(x) n_e(x) \langle \sigma_{cx} v \rangle. \quad (5.30)$$

Nun kann die Neutralteilchenverteilung ausgerechnet werden, wie im vorigen Kapitel beschrieben wurde: Man löst Gleichung 5.21 (praktischerweise aufgeteilt in zwei Differentialgleichungen, eine für den linken und eine für den rechten Quellfluß) und die Gleichung 5.22. Der Quellterm für die 2. Generation ergibt sich durch 5.17. Somit haben wir schon  $n_0^1(x)$  und  $Q^2(x)$  bestimmt.

Statt nun für die 2. und folgenden Generationen die Differentialgleichungen 5.18 jedesmal einzeln zu lösen, kann man die Linearität der Differentialgleichungen ausnutzen. Durch eine geeignete Superposition der Neutralgasdichten aus den Gleichungen 5.29 lassen sich nämlich die Neutralteilchenverteilungen aller Generationen berechnen, ohne noch eine Differentialgleichung lösen zu müssen.

Aus 5.20 ergibt sich

$$n_0^k(x) = \sum_{l=1}^n Q^k(x_l) \tilde{n}_{0,x_l}(x) \Delta x_{CX}. \quad (5.31)$$

Der Quellterm ist für die nächsten Generationen ist damit auch schon bekannt:

$$Q^{k+1}(x) = \sum_{l=1}^n Q^k(x_l) \tilde{Q}_{x_l}(x) \Delta x_{CX}. \quad (5.32)$$

So ergeben sich sukzessive alle Generationen. Die Neutralteilchendichte wird mit zunehmender Generation kleiner (da jedes Mal ein Teil der Neutralen ionisiert wird, Bild 5.13).

So kann diese Prozedur fortgesetzt werden, bis eine ausreichend gute Genauigkeit für  $n_0$  erreicht wird, denn

$$n_0(x) = \lim_{k \rightarrow \infty} \sum_k n_0^k(x). \quad (5.33)$$

Mit dieser Methode gelingt es, die Zeit zur Berechnung von  $n_0$  auf einige Sekunden (ca. 3 s auf einer IBM 609 RS/6000 mit 66 MHz) zu reduzieren. Dies ist im Vergleich zur Berechnungszeit von *EIRENE* von ca. einer Stunde auf derselben Maschine eine deutliche Verbesserung. Der Nachteil dieser Methode ist, daß ein zusätzlicher Parameter auftritt, der das Verhältnis der Flüsse durch das Plasma zu dem um das Plasma herum ausdrückt (siehe Bild 5.12).

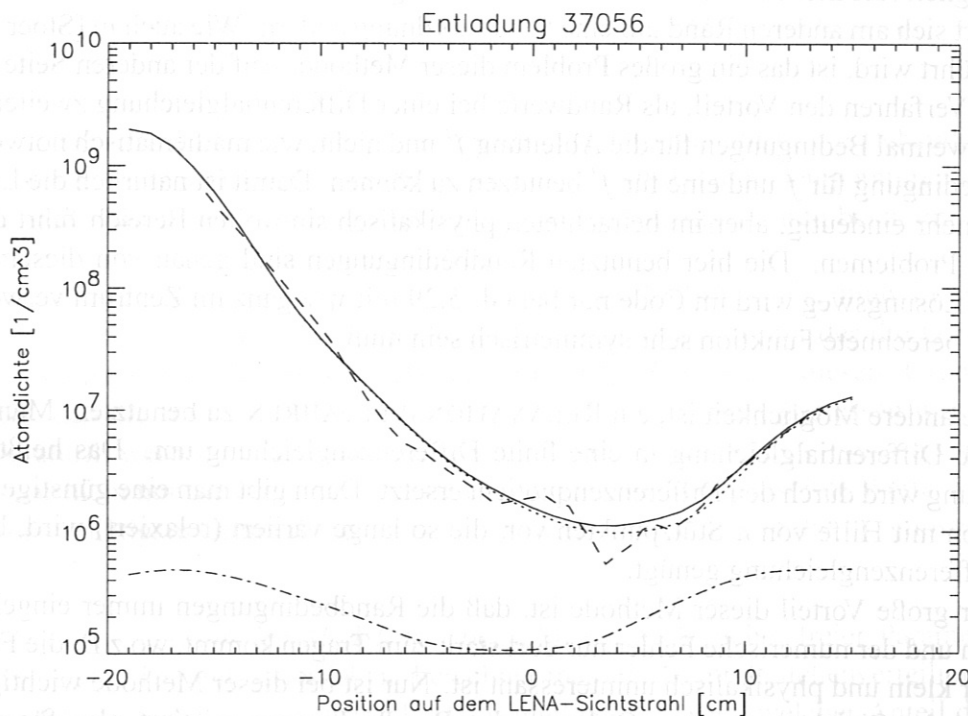


Abbildung 5.15: Vergleich von *EIRENE* mit dem eindimensionalen Modell: Diese Entladung 37056 zeichnet sich durch eine niedrige Elektronendichte aus (Liniendichte  $\int n_e dl = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ ). Aufgetragen ist in diesem Diagramm die Neutralgasverteilung auf den LENA-Sichtstrahl. Die gestrichelte Linie (— —) zeigt die *EIRENE*-Rechnung, die durchgezogene Linie (—) das eindimensionale Modell. Außerdem sind noch die Anteile der Verteilung durch das Neutralgas vom Innenlimiter (· · ·) und durch die Volumenrekombination (— · —) dargestellt. Die Stärke der linken und rechten Quelle im eindimensionalen Modell wurde an die *EIRENE*-Daten angepaßt.

### 5.2.4 Numerische Berechnung der Differentialgleichungen

Bisher wurde noch nichts darüber gesagt, wie jede Differentialgleichung überhaupt numerisch gelöst werden kann. Wie schon erwähnt, handelt es sich hier um Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit Randwerten. Zuerst wandelt man diese in zwei gekoppelte

gewöhnliche Differentialgleichungen erster Ordnung mit Randwerten um. Dann bieten sich zwei Typen von Verfahren an [Press 1992]:

Bei einem SCHIESSVERFAHREN geht man von einem Anfangswert-Problem aus. Ein Anfangswert ist schon bekannt, der andere wird beliebig angenommen. Dann bestimmt man die Lösung der DGL mit Hilfe eines Standardverfahrenes wie hier dem Runge-Kutta-Verfahren mit variabler Schrittlänge. Das Ziel ist nun, den freien Parameter so zu verändern, daß die bestimmte Funktion mit den Randwerten vereinbar ist. Dies wird hier durch den Newton-Algorithmus erreicht.

Dieses Verfahren ist in diesem Fall aufgrund der oben schon genannten großen Variation von  $n_0$  recht problematisch. Modifiziert man den freien Anfangswert um die Rechengenauigkeit (die hier bei DOUBLE PRECISION liegt, also ca.  $10^{-17}$ ) so kann der Funktionswert sich am anderen Rand um eine Größenordnung ändern. Wie auch in [Stoer 1978] ausgeführt wird, ist das ein großes Problem dieser Methode. Auf der anderen Seite bietet dieses Verfahren den Vorteil, als Randwerte bei einer Differentialgleichung zweiter Ordnung zweimal Bedingungen für die Ableitung  $f'$  und nicht, wie mathematisch notwendig, eine Bedingung für  $f$  und eine für  $f'$  benutzen zu können. Damit ist natürlich die Lösung nicht mehr eindeutig, aber im betrachteten physikalisch sinnvollen Bereich führt das zu keinen Problemen. Die hier benutzten Randbedingungen sind genau von diesem Typ. Dieser Lösungsweg wird im Code nur bei Gl. 5.29 mit  $x_{CX}$  ganz im Zentrum verwendet, wo die berechnete Funktion sehr symmetrisch sein muß.

Die andere Möglichkeit ist, ein RELAXATIONSVERFAHREN zu benutzen. Man wandelt die Differentialgleichung in eine finite Differenzengleichung um. Das heißt, jede Ableitung wird durch den Differenzenquotient ersetzt. Dann gibt man eine günstige Startfunktion mit Hilfe von  $n$  Stützpunkten vor, die so lange variiert (relaxiert) wird, bis sie der Differenzengleichung genügt.

Der große Vorteil dieser Methode ist, daß die Randbedingungen immer eingehalten werden und der numerische Fehler nur dort stark zum Tragen kommt, wo z.B. die Funktion sehr klein und physikalisch uninteressant ist. Nur ist bei dieser Methode wichtig, daß für jede der Gleichungen erster Ordnung eine Randbedingung existiert, also für  $n_0$  und  $\frac{dn_0}{dx}$ . Der Ausweg aus dieser Schwierigkeit ist, einfach willkürlich auf der Seite, wo die zu berechnende Neutralteilchendichte sehr klein wird, als Randbedingung statt  $\frac{dn_0}{dx} = 0$  die Bedingung  $n_0 = 0$  herzunehmen. Dies verfälscht natürlich dort die Funktion; was aber physikalisch aufgrund der extrem kleinen Werte vollkommen unbedenklich ist (vgl. Bild 5.14).

### 5.2.5 Ionentemperaturbestimmung

Wie bei der Temperaturbestimmung mit dem Code *EIRENE* findet auch mit dem *eindimensionalen Modell* ein Fit statt, bei dem das simulierte CX-Spektrum mit dem *LENA*-Spektrum verglichen wird. Nur bietet sich bei diesem Modell durch die kurze Berechnungszeit der Neutralteilchenverteilung und übrigens auch wesentlich schnellere Berechnung des Sehstrahlintergrals 4.13 eine andere Vorgehensweise beim Temperaturfit an.

Die Konvergenz des Fits beim Modell mit *EIRENE* ist abhängig von der richtigen Wahl eines Start-Temperaturprofils. Von diesem Profil aus wird das *lokale Minimum* der Differenz aus simuliertem CX-Spektrum und *LENA*-Spektrum gesucht.

Durch die geringere Rechenzeit ist beim *eindimensionalen Modell* ein Start-Temperaturprofil nicht nötig, sondern es kann systematisch der ganze Parameterbereich getestet werden. Die Fitroutine fährt also zuerst mit drei Stützpunkten alle Iontemperaturen durch. So kann sichergestellt werden, daß auch tatsächlich das GLOBALE MINIMUM der Differenz aus simuliertem CX-Spektrum und LENA-Spektrum gefunden wird. Erst im Anschluß daran findet die Feinabstimmung statt, bei der wieder mit einer Fitroutine aus der NAG-Bibliothek das genaue Iontemperaturprofil ermittelt wird (siehe Diagramm 5.16).

Sinnvoll sind bis zu sieben Stützpunkte für das Profil. Eine Erhöhung dieser Zahl würde keine Verbesserung der Genauigkeit bewirken, da dadurch die Bedeutung jedes Punktes sinkt und der Fehler jedes Stützwertes wächst. Durch den relativ geringen Einfluß der Iontemperatur auf die Neutralteilchenverteilung ist es auch hier nicht notwendig, daß man nach jeder kleinen Variation von  $T_{ion}(x_j)$  die Neutralteilchenverteilung neu berechnet.

Im Unterschied zum Modell mit *EIRENE* ist im Temperaturfit die Behandlung der Volumenrekombination implementiert. Dadurch können die Iontemperaturen auch bei Entladungen mit hoher Dichte und niedrigen Elektronentemperaturen bestimmt werden. Dies wird im Kapitel 6 genauer besprochen.

Da die Quellstärke der Volumenrekombination absolut bekannt ist, muß dieser Anteil am CX-Spektrum wie der Anteil aus der Wandrekombination (bei der die Quellstärke nicht bekannt ist) skaliert werden (Diagramm 5.17). Genau aus diesem Grund ist es wichtig, daß die absoluten Werte der LENA-CX-Flüsse korrekt gemessen werden. Im Temperaturfit werden nämlich die simulierten Flüsse mit den LENA-Flüssen verglichen und zwar nicht nur die Form der Spektren, sondern auch deren absolute Werte. Dies war auch der wichtigste Grund für den Einbau eines Channel Plates in die Diagnostik (siehe Kapitel 3.2).

Beim *eindimensionalen Modell* tritt beim Fit ein zusätzlicher freier Parameter auf: Wie im letzten Kapitel beschrieben, berechnet man die Neutralteilchenverteilung eindimensional auf dem LENA-Sehstrahl. Dafür muß bekannt sein, welcher Anteil der Neutralteilchen vom Limiter quer durch das Plasma zur LENA und welcher außen um das Plasma herum vordringt (siehe Bild 5.12). Dieses Verhältnis ist von den Plasmaparametern wie der Plasmaform und der Dichte abhängig. Es schwankt zwischen 50 und 1000, wird aber mit zunehmender Dichte immer unwichtiger, da dann fast alle Neutralteilchen aus der der LENA zugewandten Seite des Plasmas stammen. Diese sieht als Quelle im wesentlichen nur den Anteil der Neutralteilchen, die vom Innenlimiter um das Plasma fliegen und dann dort erst tiefer ins Plasma eindringen.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der Neutralteilchenverteilungen, die mit *EIRENE* und dem *eindimensionalen Modell* (Abb. 5.15) bestimmt wurden, kann man auch eine gute Übereinstimmung der errechneten Iontemperaturprofile erwarten. Das liegt daran, daß die Integration auf dem Sehstrahl (Gleichung 5.7) zur Berechnung des CX-Spektrums bei den zwei Modellen praktisch identisch ist. Abbildung 5.18 zeigt, daß die Iontemperaturprofile der beiden Modelle im Rahmen der Fitfehler gleich sind.



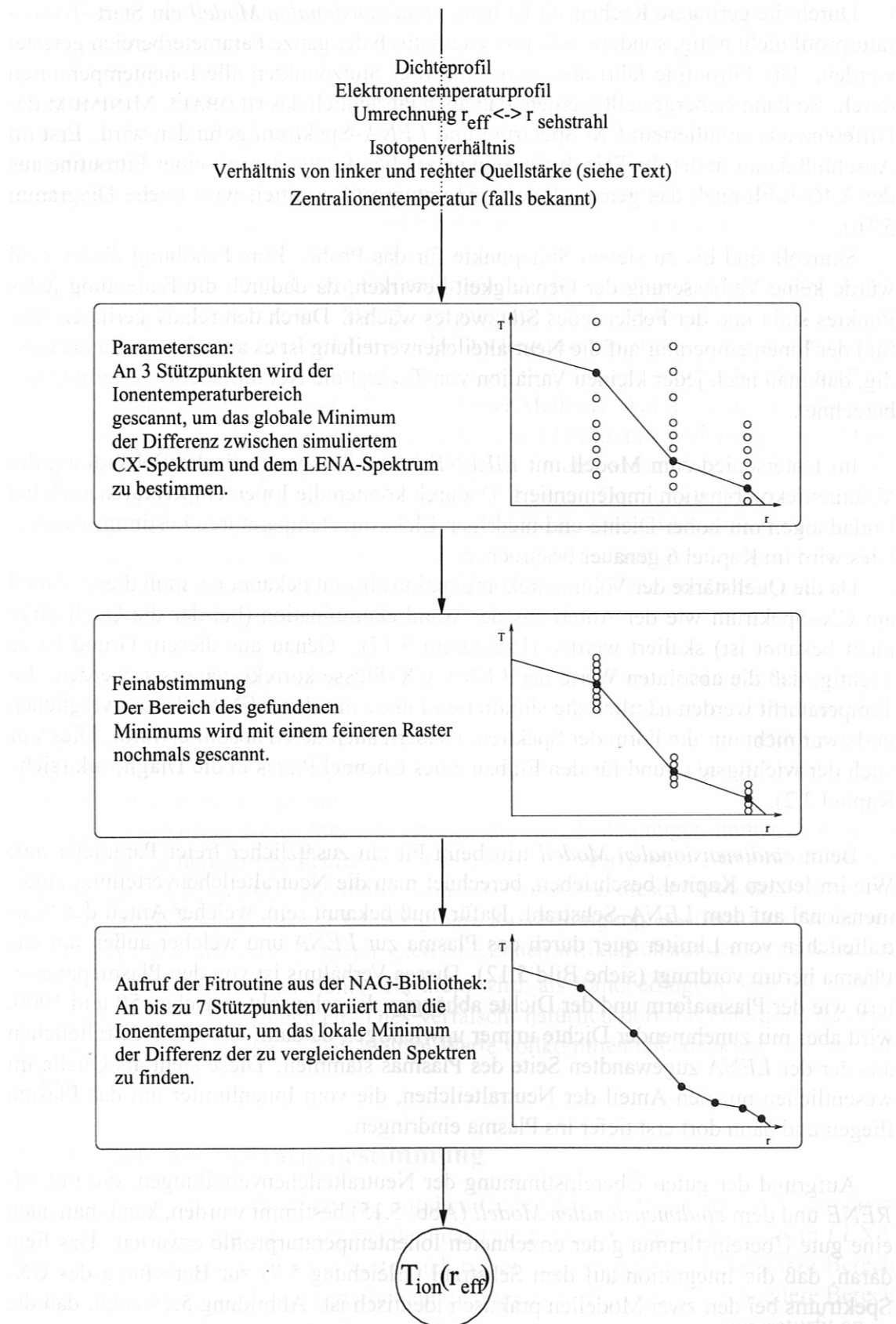


Abbildung 5.16: Fitroutine zur Iontemperaturbestimmung beim eindimensionalen Modell.

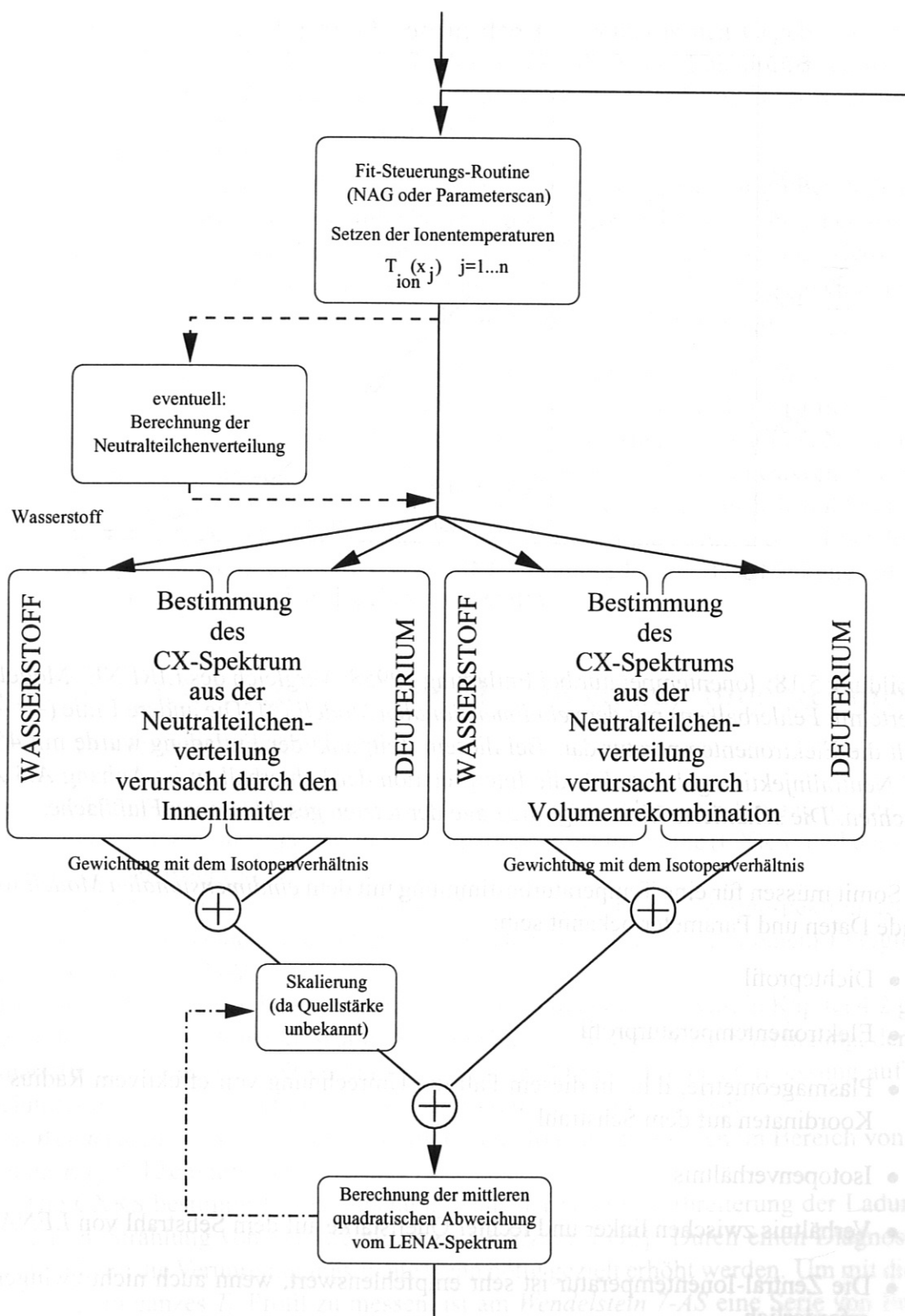


Abbildung 5.17: Ablauf des Vergleichs des simulierten CX-Spektrums mit dem LENA-Spektrum beim eindimensionalen Modell. Das Ionentemperaturprofil wird mit Hilfe von mehreren Stützpunkten gesetzt. Als Indikator, wie gut das simulierte CX-Spektrum zum gemessenen LENA-Spektrum paßt, verwendet man die mittlere quadratische Abweichung  $\chi^2$ .

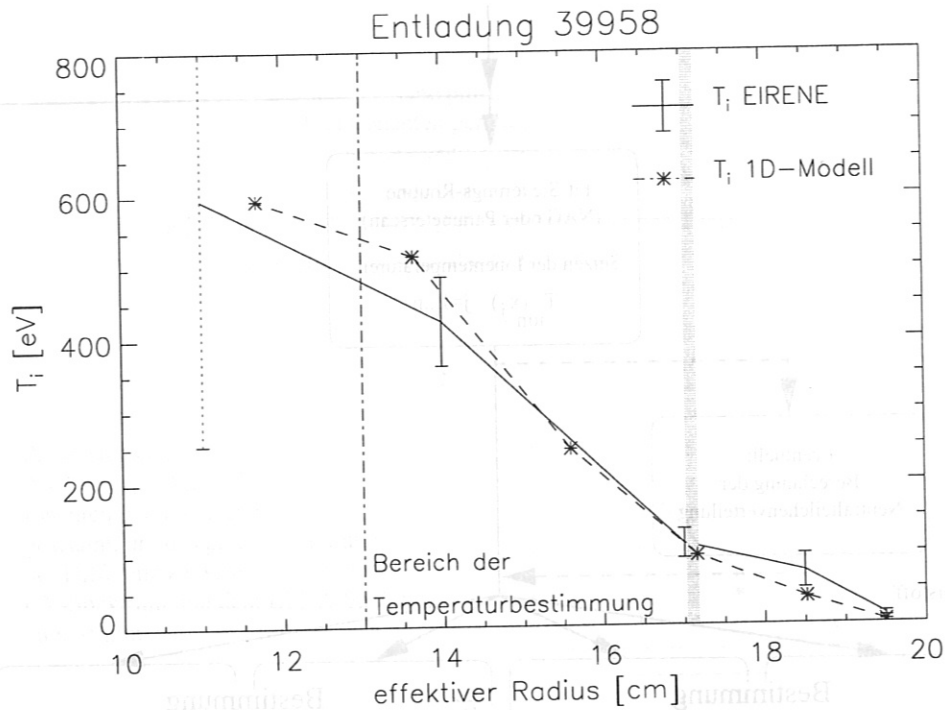


Abbildung 5.18: Ionentemperatur bei Entladung 39958: Vergleich des EIRENE-Modells (Werte mit Fehlerbalken) mit dem eindimensionalen Modell (\*). Die andere Linie (-·-) stellt die Elektronentemperatur dar. Bei diesem Zeitpunkt der Entladung wurde mit 450 kW Neutralinjektion geheizt. Für die Interpretation der Fehlerbalken ist Anhang A.3 zu beachten. Die schattierte Linie zeigt die Lage der letzten geschlossenen Flußfläche.

Somit müssen für eine Temperaturbestimmung mit dem *eindimensionalen Modell* folgende Daten und Parameter bekannt sein:

- Dichteprofil
- Elektronentemperaturprofil
- Plasmageometrie, d.h. in diesem Fall die Umrechnung von effektivem Radius in Koordinaten auf dem Sehstrahl
- Isotopenverhältnis
- Verhältnis zwischen linker und rechter Quellstärke auf dem Sehstrahl von LENA.
- Die Zentral-Ionentemperatur ist sehr empfehlenswert, wenn auch nicht zwingend erforderlich.

### 5.2.6 Voraussetzungen für die Anwendung des eindimensionalen Modells

Im wesentlichen unterscheiden sich EIRENE und das *eindimensionale Modell* nur in der Art der Modellierung der Neutralteilchendichte. Der Weg, aus dieser Verteilung ein CX-Spektrum zu berechnen, unterscheidet sich kaum.

Das *eindimensionale Modell* wurde speziell für die geometrischen Gegebenheiten der Diagnostik *LENA* an *Wendelstein 7-AS* mit der Anordnung der Innenlimiter entwickelt. Jedoch kann dieses Modell auf andere Experimente oder Anordnungen übertragen werden, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- Der Sehstrahl der CX-Diagnostik schneidet die Flußflächen in grober Näherung senkrecht. Dies ist nötig, damit alle Transportvorgänge der Neutralteilchen parallel zum Sehstrahl stattfinden. Ist dies nicht vollständig erfüllt (wie auf der Niederfeldseite), kann eine Korrektur der Weglänge des Sehstrahls bei der Berechnung der Neutralteilchenverteilung das Modell trotzdem anwendbar machen.
- Alle Quellen befinden sich auf dem Sehstrahl. An *Wendelstein 7-AS* wird, wie beschrieben, in der Modellierung mit zwei Quellen gerechnet. Eine ist der Limiter, die andere stellt das Gas dar, das vom Limiter am Plasma vorbei auf die Niederfeldseite gelangt und dann dort ins Plasma eindringt. Sinnvoll ist ein Gasventil wie bei *LENA* am *W7-AS*, das sich ebenfalls näherungsweise auf dem Sehstrahl befindet und bei unklarer Quellverteilung aktiviert werden kann. Um die Zahl der freien Parameter beim Fit so gering wie möglich zu halten, ist eine Beschränkung auf eine Neutralgasquelle empfehlenswert.

### 5.3 Vergleich mit anderen Methoden zur Ionentemperaturbestimmung

Am *Wendelstein 7-AS* existieren zwei Standard-Diagnostiken zur Ionentemperaturbestimmung: die Ladungsaustausch-Rekombinations-Spektroskopie (CXRS) und der Neutral Particle Analyzer (NPA).

Letzterer besteht aus vier schwenkbare Analysatoren, die die Energiespektren der aus dem Plasma kommenden Neutralteilchen aufnehmen. Sie arbeiten in einem Energiebereich von ca. 1 – 10 keV.

Das Prinzip der passiven Ionentemperaturmessung mit dem NPA wird in Kapitel 4.2 grob geschildert. Für die aktive Messung steht ein Diagnostik-Injektor zur Verfügung, der die Neutralteilchendichte gezielt erhöht und somit den Ort der Temperaturmessung auf das Schnittvolumen zwischen Injektor- und Analysator-Sehstrahl festlegt.

Am *Wendelstein 7-AS* sind mit dieser Anordnung Ionentemperaturen im Bereich von ungefähr  $r_{eff} \leq 12$  cm möglich.

Die CXRS bestimmt Ionentemperaturen aus der Dopplerverbreiterung der Ladungsaustausch-Strahlung von Verunreinigungen [Baldzuhn 1996]. Durch einen Diagnostik-Injektor kann die Verunreinigungsdichte wenn nötig gezielt erhöht werden. Um mit dieser Methode ein ganzes  $T_i$ -Profil zu messen, ist am *Wendelstein 7-AS* eine Serie von Entladungen nötig.

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den mit diesem Verfahren bestimmten Ionentemperaturprofilen mit den CXRS-Werten. Die Fehler durch den Temperaturfit für den Stützpunkt bei 17,5 cm, der sich schon außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche (die bei 17,0 cm liegt) befindet, sind im Bereich von 30%. Etwas weiter innen kann man Fehler von ca. 20% annehmen, die zum Zentrum hin ansteigen.



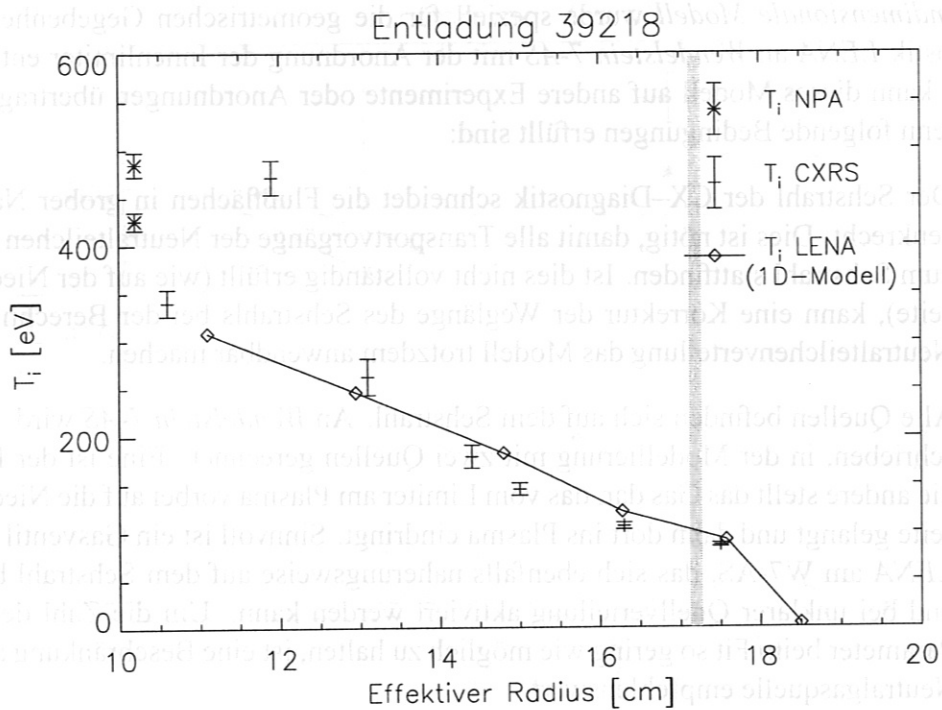


Abbildung 5.19: Ionentemperatur, berechnet mit dem eindimensionalen Modell bei Entladung 39237 im Vergleich zu NPA und CXRS. Die schattierte Linie zeigt die Lage der letzten geschlossenen Flußfläche.

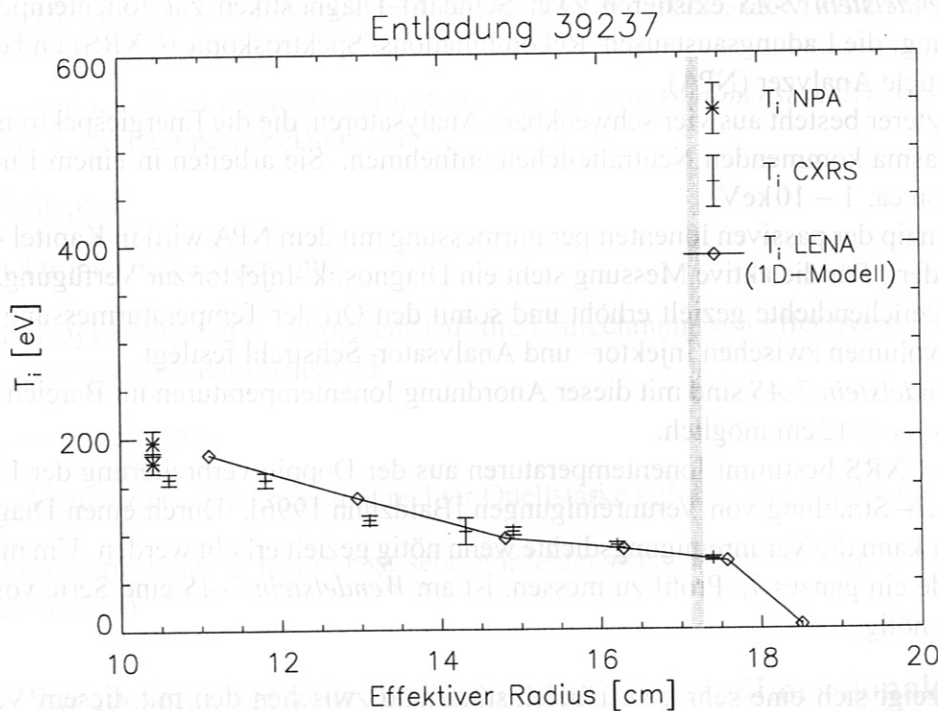


Abbildung 5.20: Ionentemperatur, berechnet mit dem eindimensionalen Modell bei Entladung 39237 im Vergleich zu NPA und CXRS. Die schattierte Linie zeigt die Lage der letzten geschlossenen Flußfläche.

# Kapitel 6

## Experimentelle Ergebnisse

Mit Hilfe der beiden in den letzten Kapiteln beschriebenen Verfahren können nun die Entladungen am *Wendelstein 7-AS* untersucht und die Iontemperaturprofile bestimmt werden. Es wurde dabei versucht, bei jedem Profil sowohl das wesentlich leichter handhabbare *eindimensionale Modell* als auch — zur Bestätigung — den Code *EIRENE* zu verwenden. Die Benutzung des letzteren für die Temperaturbestimmung war nicht immer möglich wegen der Bedeutung der Volumenrekombination, wie am Anfang dieses Kapitels beschrieben wird. Diese Rekombination im Plasma, deren Einfluß bisher am *Wendelstein 7-AS* bei der Iontemperaturbestimmung vernachlässigt wurde, kann gerade im Zentralbereich des Plasmas wichtig werden. Der zweite Abschnitt des Kapitels beschäftigt sich mit einer Dichtevariation während einer Entladung. Ein großer Vorteil dieser Art von Iontemperaturbestimmung ist, solche zeitaufgelösten Untersuchungen durchführen zu können. Der letzte Abschnitt des Kapitels zeigt die Temperaturen an den sogenannten Hoch- $T_i$ -Entladungen bei einer Heizleistungsvariation.

### 6.1 Bedeutung der Volumenrekombination

Jeder Kontakt des Plasmas mit der Wand oder einem Limiter führt zu einer starken Quellstärke für Neutralteilchen. So liegt die Neutralteilchendichte am Innenlimiter in der Größenordnung von  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und fällt dann zum Plasmazentrum ab, wie sich durch *EIRENE*-Rechnungen zeigt (siehe Bild 5.6). Bisher wurde bei der *EIRENE*-Modellierung zur Temperaturbestimmung angenommen, daß diese starken Quellen am Rand ausreichen, die Neutralgasverteilung bis ins Plasmazentrum zu beeinflussen.

Mit der im Kapitel 4.1 beschriebenen einfachen Abschätzung

$$n_0^{rek} = n_e \frac{\langle \sigma_{rek} v \rangle}{(\langle \sigma_{ionis,e} v \rangle + \langle \sigma_{ionis,i} v \rangle)} \quad (6.1)$$

$$= \frac{n_e}{\langle \sigma_{ionis,e} v \rangle + \langle \sigma_{ionis,i} v \rangle} \frac{1.27 \cdot 10^{-13} \cdot T_e}{13.6 + 0.59 T_e} \left( \frac{13.6}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (6.2)$$

zeigt sich, daß allein aufgrund der Volumenrekombination ohne Wandquellen die Neutralteilchendichte im Plasma bei ca.  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  liegt. Dies ist wesentlich geringer als die Neutraldichte am Rand und spielt deswegen dort keine Rolle. Je höher jedoch die Ionen- bzw. Elektronendichte im Plasma ist, desto geringer wird die mittlere freie Weglänge

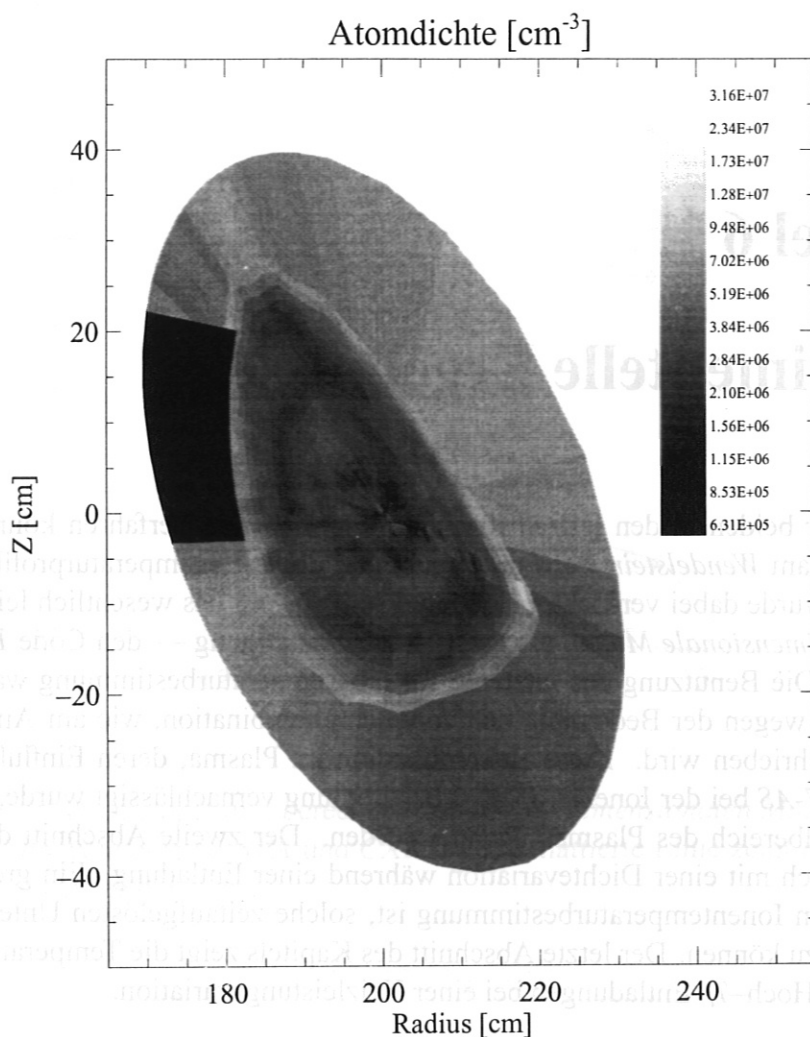


Abbildung 6.1: Dichte des atomaren Wasserstoffs durch Rekombination im Plasma (EIRENE-Rechnung). Der Randbereich mit einer etwas erhöhten Neutralgasdichte liegt außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche. Dort ist  $T_e$  sehr niedrig.

und damit die Eindringtiefe der Neutralteilchen. So sinkt die Neutralteilchendichte zum Zentrum hin sehr stark ab. Im Zentralbereich werden die Einflüsse der Volumenrekombination und der Quellen am Rand vergleichbar. Z.B. am *ALCATOR-A* wurden dazu Untersuchungen durchgeführt, die auf eine erhöhte Neutraldichte im Plasmazentrum durch Volumenrekombination hinweisen [Afrosimov 1982].

Im *eindimensionalen Modell* ist die Volumenrekombination bei der Ionentemperaturbestimmung voll implementiert. Zuerst werden die Neutralteilchenverteilungen und CX-Spektren von jeder Quelle einzeln berechnet. Dann wird die Quellstärke am Limiter so skaliert, daß die Summe der CX-Flüsse — verursacht durch die verschiedenen Quellen — mit dem *LENA*-Spektrum zusammenfällt (Abb. 6.3). Ein Vorgehen wie beim 1D-Modell wäre bei *EIRENE* sehr rechenintensiv. Wie sich zeigen wird, spielt die Volumenrekombination nur in einem kleineren Parameterbereich für die CX-Spektren eine Rolle, so daß auf eine Implementierung beim *EIRENE*-Temperaturfit verzichtet wurde.

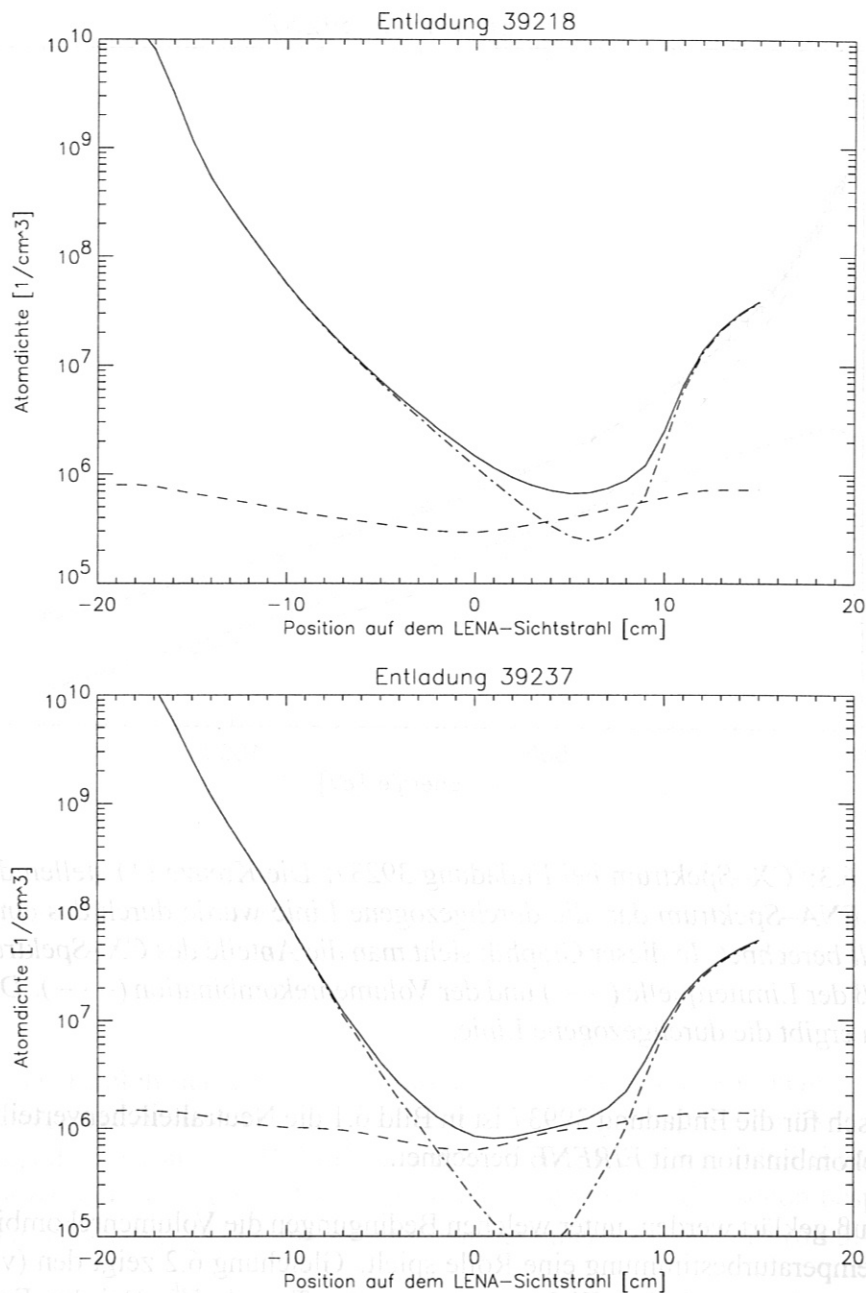


Abbildung 6.2: Neutralteilchendichte entlang des LENA-Sichtstrahls bei Entladung 39218 und 39237 (eindimensionales Modell). Beide Entladungen wurden unter den gleichen Parametern  $n_{e,max}$  durchgeführt. Jedoch das  $\tau$  ist leicht unterschiedlich, wodurch ein ganz anderer Einschluß und damit bei Entladung 39218 eine hohe Temperatur ( $T_{e,max} = 1140\text{ eV}$ ,  $T_{i,max} = 600\text{ eV}$ ) und bei Entladung 39237 eine niedrige ( $T_{e,max} = 670\text{ eV}$ ,  $T_{i,max,39237} = 380\text{ eV}$ ) zustande kam. Die Verteilung  $-\cdot-$  ergibt sich, wenn man nur Wandquellen annimmt. Nur Volumenrekombination führt auf gestrichelte Verteilung ( $- -$ ). Die durchgezogene Linie stellt die Summe aus beiden Verteilungen, also die tatsächliche Neutralteilchenverteilung dar. Die Graphen entstanden nicht aus einem Temperaturfit, sondern es wurden für die Ionentemperatur die Profile aus der CXRS verwendet. Die Verteilung durch Volumenrekombination weicht außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche leicht vom EIRENE-Modell ab (Bild 6.1) ab. Dort ist das eindimensionale Modell nicht korrekt, da aufgrund der numerischen Stabilität spezielle Randbedingungen gewählt werden mußten. Für die Neutralteilchenverteilung spielt diese Abweichung der Ergebnisse der Modelle keine Rolle, denn im Randbereich wird die Verteilung nur durch Wandquellen, nicht durch Volumenrekombination bestimmt.



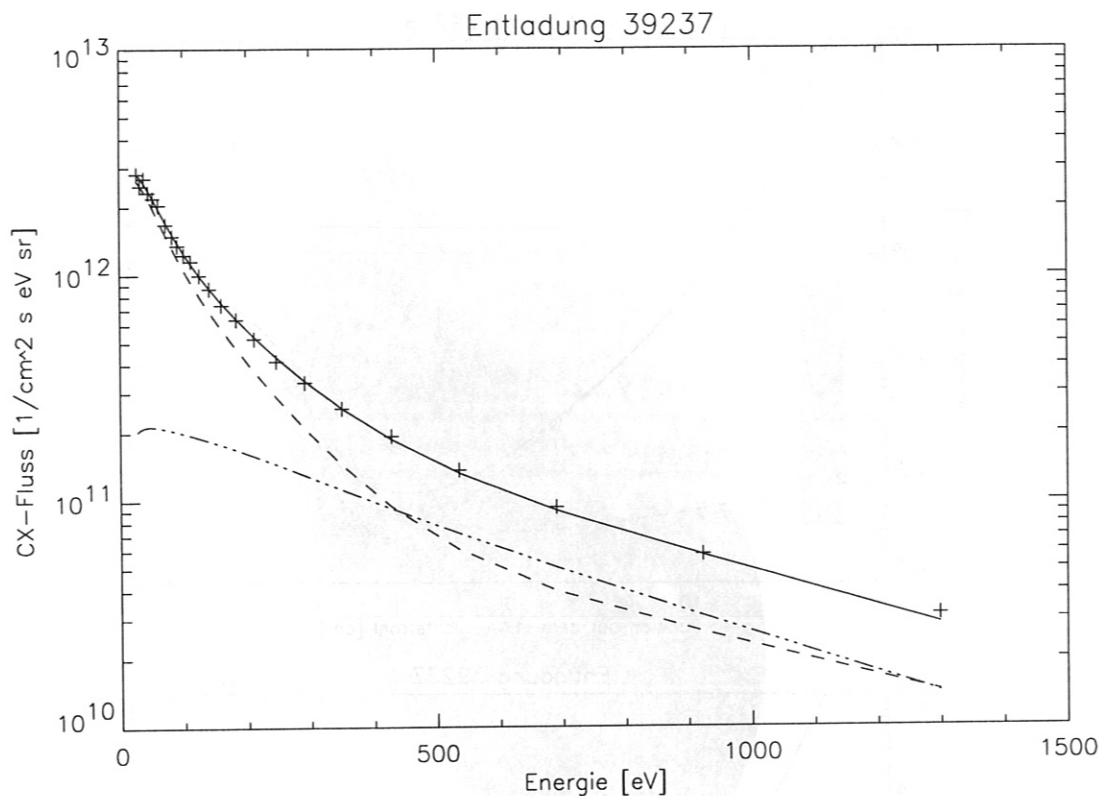


Abbildung 6.3: CX-Spektrum bei Entladung 39237: Die Kreuze (+) stellen das experimentelle LENA-Spektrum dar, die durchgezogene Linie wurde durch das eindimensionale Modell berechnet. In dieser Graphik sieht man die Anteile des CX-Spektrums durch den Einfluß der Limiterquelle (— —) und der Volumenrekombination (— · —). Die Summe von beiden ergibt die durchgezogene Linie.

Exemplarisch für die Entladung 39937 ist in Bild 6.1 die Neutralteilchenverteilung durch Volumenrekombination mit EIRENE berechnet.

Nun muß geklärt werden, unter welchen Bedingungen die Volumenrekombination für die Ionentemperaturbestimmung eine Rolle spielt. Gleichung 6.2 zeigt den (vereinfachten) Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur  $T_e$  und  $n_0^{rek}$ . Bei den Entladungen 39218 und 39237 kann deutlich beobachtet werden, daß mit niedriger Elektronentemperatur die Rekombination größer ist als mit hoher (Bild 6.2): Diese Entladungen wurden mit gleicher Dichte und Heizleistung, jedoch leicht unterschiedlichem Iota ( $t_{39218} = 0.349$ ,  $t_{39237} = 0.3616$ ) durchgeführt. Bei diesen Konfigurationen variiert der Einschluß stark, weswegen sich die Temperaturen wesentlich unterscheiden ( $T_{e,max,39218} = 1140$  eV,  $T_{e,max,39237} = 670$  eV,  $T_{i,max,39218} = 600$  eV,  $T_{i,max,39237} = 380$  eV). Bei niedrigem  $T_i$  wird zusätzlich die Eindringtiefe des Neutralgases geringer.<sup>1</sup> Die im Bild dargestellten Neutralteilchenverteilungen wurden mit dem *eindimensionalen Modell* berechnet.

Noch deutlicher als die Elektronentemperatur ist die Wirkung der Elektronendichte im Plasma. Wie sich bei der Besprechung des *eindimensionalen Modell* ergab, fällt die Neutralteilchenverteilung ungefähr exponentiell mit der Elektronendichte vom Rand her

<sup>1</sup>Die Random-Walk-Diffusionskonstante ist ungefähr proportional zur Ionentemperatur (siehe Gleichung 5.13).

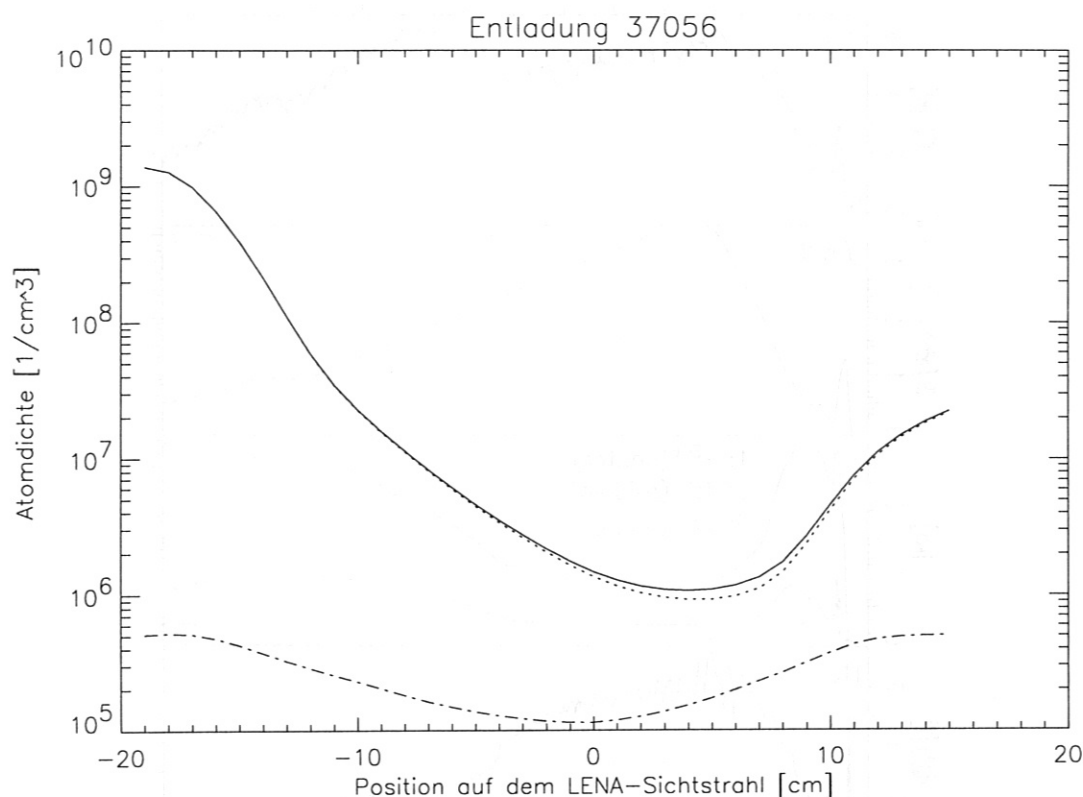


Abbildung 6.4: Neutralteilchendichte auf den LENA-Sehstrahl bei Entladung 37056: Bei dieser Entladung spielt die Volumenrekombination aufgrund der geringen Dichte (Zentralwert  $n_e = 3.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) eine für die CX-Spektren vernachlässigbare Rolle.

ab. Damit der Einfluß der Volumenrekombination im Zentrum groß genug wird, muß die Liniendichte mindestens bei  $2.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  liegen. Entladung 37056 (Abb. 6.4) hatte eine Liniendichte von  $1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , und die Erhöhung der Neutralteilchenverteilung im Zentrum ist praktisch vernachlässigbar. Anders sieht es bei den schon besprochenen Entladungen 39218 und 39237 aus. Sie fanden bei einer Liniendichte von  $3.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  statt.

Wird die Elektronendichte noch höher, so reduziert sich die Wirkung der Volumenrekombination auf die LENA-Spektren wieder. Durch die hohe Reabsorption dringen keine Teilchen mehr vom Zentrum des Plasmas zur Diagnostik LENA vor. Da die Volumenrekombination nur im Zentralbereich eine Erhöhung der Neutralgasverteilung hervorruft, verändert dieser Effekt damit die CX-Spektren kaum.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß die Volumenrekombination zur Berechnung der CX-Spektren nur bei Liniendichten von  $2.8$  bis  $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  zu beachten ist. Der Dichtebereich wird sogar noch kleiner, wenn die Elektronentemperaturen hoch sind.

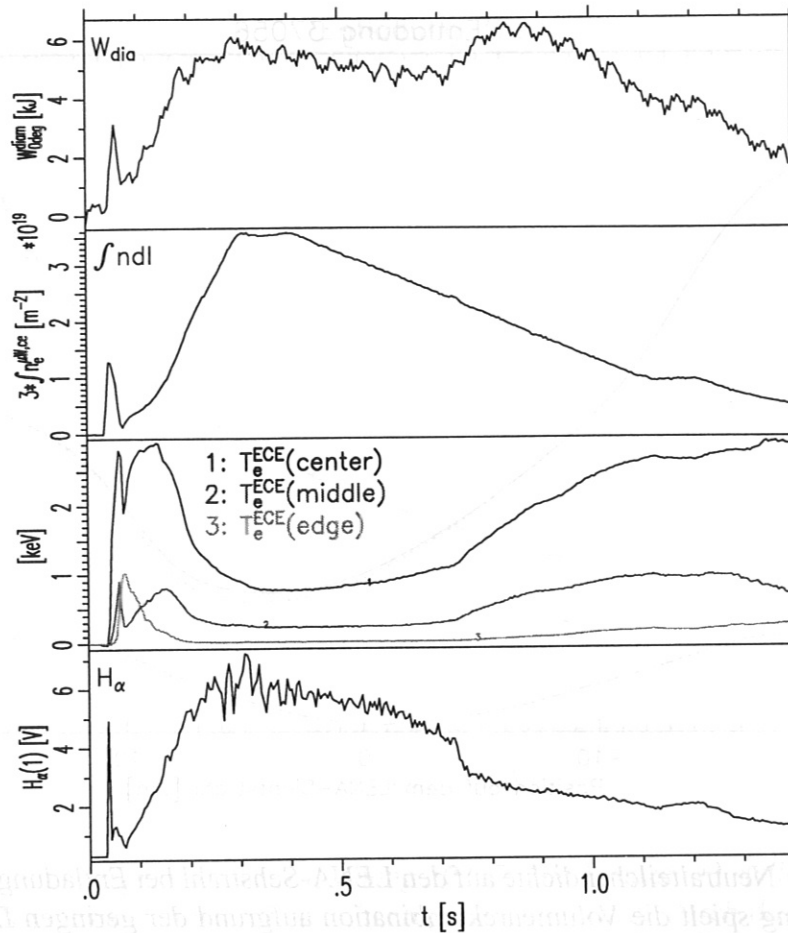


Abbildung 6.5: Entladung 39258: Auftragung der diamagnetischen Energie ( $W_{dia}$ , ganz oben), der Liniendichte ( $\int n_e dl$ , zweiter Graph von oben), der Elektronentemperatur aus ECE an verschiedenen radialen Positionen (zweiter Graph von unten) und der  $H_\alpha$ -Intensität auf dem LENA-Sichtstrahl (unten).

## 6.2 Untersuchung ausgewählter Entladungen

### 6.2.1 Dichtevariation

In der betrachteten Entladung wurde die Dichte im Plasmazentrum von  $7,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  auf  $3,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  abgesenkt. Dabei hielt man die Heizleistung von 450 kW ECRH konstant.

Die Ionentemperatur wurde an vier Zeitpunkten untersucht, bei 0,35 s, 0,6 s, 0,75 s und 0,9 s (Bild 6.6). Die Zentraltemperatur stammt aus passiven NPA-Messungen.

Bei hoher Dichte stimmt die Ionentemperatur mit der Elektronentemperatur im Randbereich überein. Zwischen 7 und 15 cm ist sie höher als  $T_e$ . Mit abnehmender Dichte im Plasma ändern sich im Bereich von ca.  $r_{eff} \approx 13 \text{ cm}$  die Ionentemperatur kaum, obwohl der Zentralwert der Ionentemperatur um den Faktor 1,7 ansteigt (Elektronentemperatur um den Faktor 3,5). Die Gradienten bei  $r_{eff} \approx 13 \text{ cm}$  besitzen einen nahezu konstanten Wert von ca. 50-60 eV/cm.

Ab ungefähr 720 ms sieht man einen starken Anstieg von  $T_e$ , der zu einer Erhöhung von  $W_{dia}$  führt. Wie auch an  $H_\alpha$  erkennbar ist, ändern sich hier der Teilcheneinschluß im Plasma-Randbereich, der Teilchenfluß aus dem Plasma sinkt. Eine genauere Bespre-

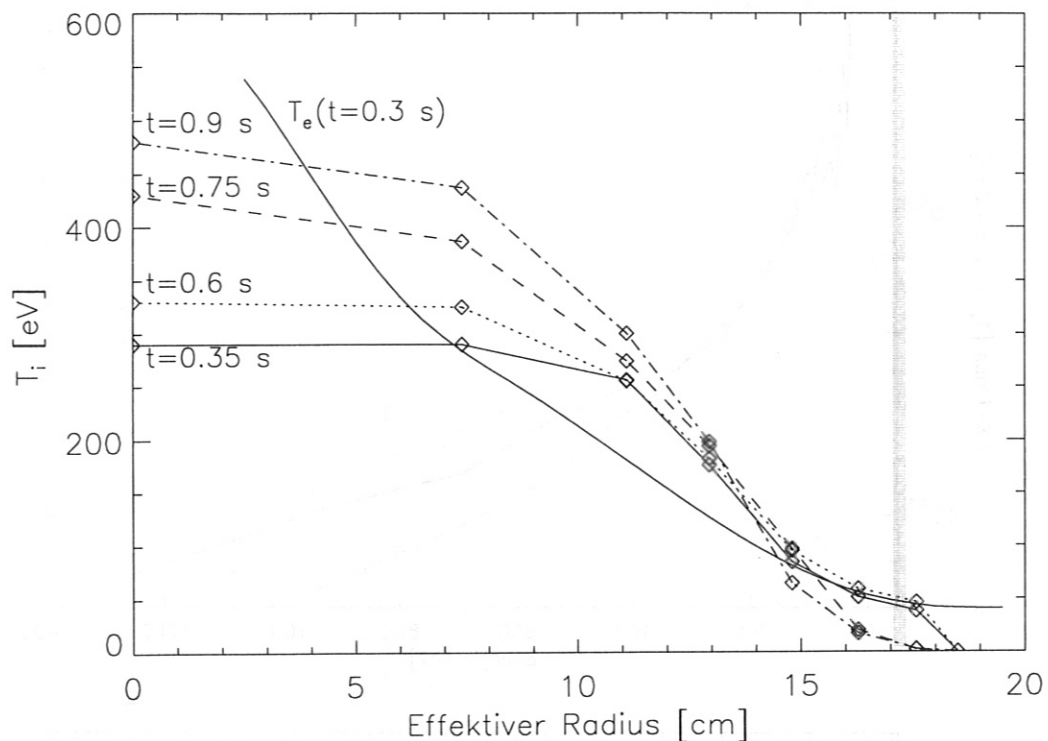


Abbildung 6.6: Ionentemperaturprofile bei Entladung 39258: Durch die Reduzierung der Plasmadichte steigt die Ionentemperatur im Zentrum an. Am Rand sind bei hoher Dichte  $T_e$  und  $T_i$  praktisch identisch. Die durchgezogene Linie ohne Stützpunkte stammt aus der Thomsonstreuung zum Zeitpunkt 0.3 s, also bei hoher Dichte. Die Ionentemperaturen wurden aufgrund der auftretenden Volumenrekombination mit dem eindimensionalen Modell gerechnet. Die schattierte Linie zeigt die Lage der letzten geschlossenen Flussfläche.

chung der Entladung findet in [Heinrich 1997] statt. Jedoch sind die Vorgänge, die zu diesem Übergang führen, noch weitgehend unbekannt.

Am Plasmarand kann ab diesem Zeitpunkt eine plötzliche Erniedrigung der Ionentemperatur beobachtet werden. Dies wird in der nächsten Abbildung (Abb. 6.7) anhand der LENA-Spektren gezeigt. Offensichtlich ist hier ein Effekt sichtbar, jedoch sollte dies nicht überinterpretiert werden, da diese Tendenz noch im Rahmen der statistischen Fehler erklärbar sein kann.



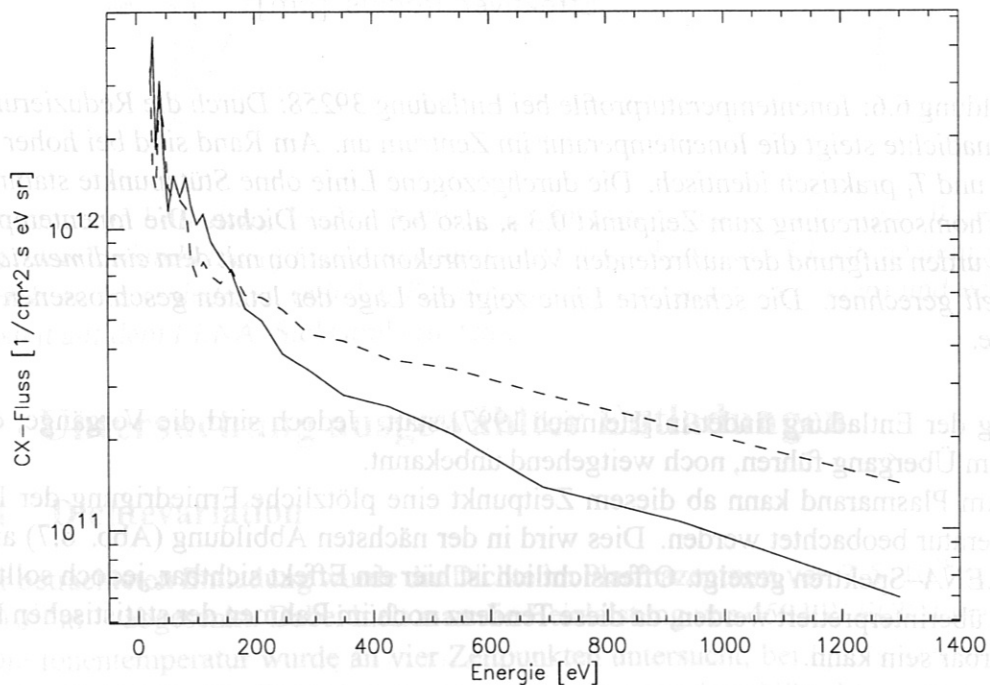
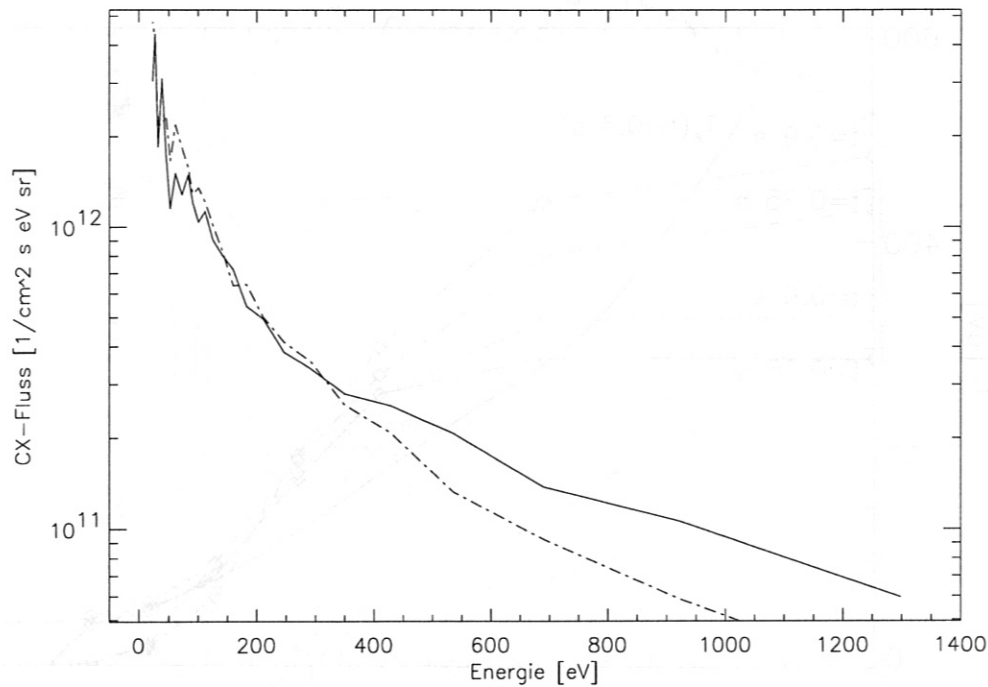


Abbildung 6.7: **(a)** LENA-Spektren der Entladung 39258 vor dem Übergang:  $t = 0.35\text{ s}$   $-\cdot-$ ,  $t = 0.6\text{ s}$   $-$ . Bei Energien kleiner als  $300\text{ eV}$  sind die beiden Spektren identisch. Man kann somit auf ähnliche Randtemperaturen schließen **(b)** Spektren direkt vor dem Übergangs ( $t = 0.6\text{ s}$   $-$ , wie im Bild **(a)**) und direkt danach ( $t = 0.75\text{ s}$   $-\cdot-$ ). Bei kleineren Energien erkennt man bei  $t = 0.75\text{ s}$  einen stärkeren Abfall, was auf eine niedrigere Randtemperatur hindeutet. Jedoch liegt diese Tendenz nahe am Bereich der statistischen Fehler.

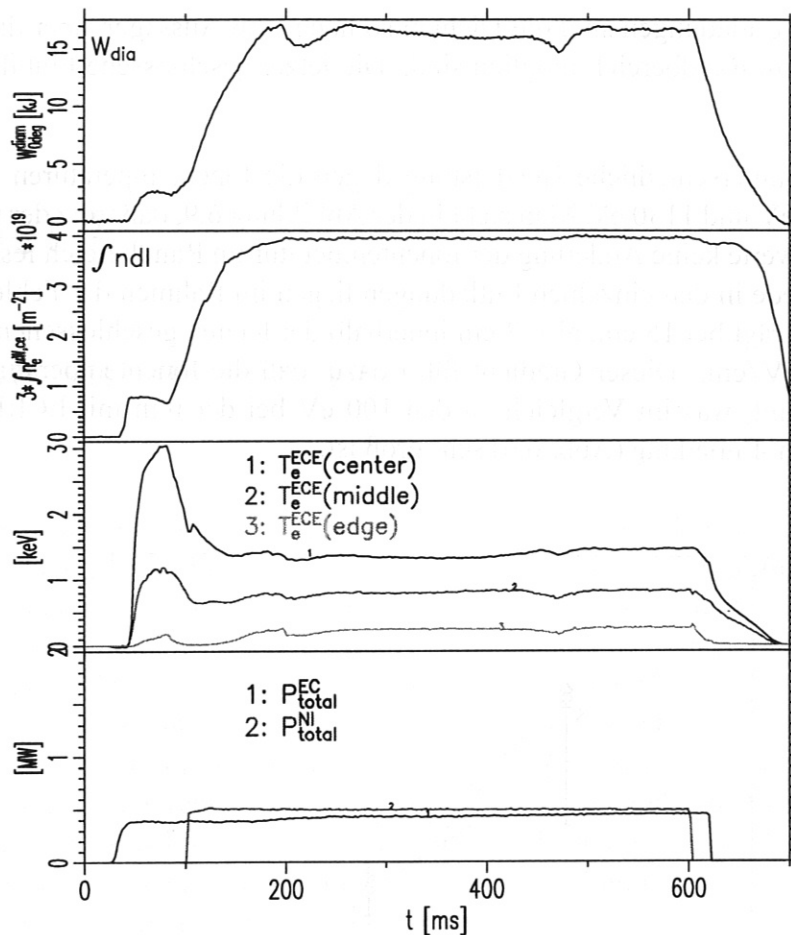


Abbildung 6.8: Globale Daten der Entladung aus der Heizleistungsvariation mit der höchsten ECRH-Leistung  $P_{ECRH} = 450 \text{ kW}$  (# 39971): Auftragung der diamagnetischen Energie ( $W_{dia}$ , ganz oben), der Liniendichte ( $\int n_e dl$ , zweiter Graph von oben), der Elektronentemperatur aus ECE an verschiedenen radialen Positionen (zweiter Graph von unten) und der Heizleistung (unten).

### 6.2.2 Hoch- $T_i$ -Entladungen

Im letzten Anwendungsbeispiel der LENA-Diagnostik werden die Ionentemperaturprofile in der Randzone bei unterschiedlichen Heizleistungen untersucht. Das Ziel dieser Entladungsreihe war, bei voller Heizleistung möglichst hohe zentrale Ionentemperaturen zu erzielen. Da bei Entladungen mit reiner Neutralinjektion (NI) die Dichte im Plasma leicht unkontrolliert ansteigt, wird meist zusätzlich auch die Elektronenzyklotronheizung (ECRH) verwendet. Bei den hier untersuchten Entladungen variierte man die Leistung der ECRH zwischen 0 und 450 kW bei gleicher NI-Leistung von 500 kW. Zum Erreichen der hohen Ionentemperaturen bei diesen Entladungen versucht man, den neoklassischen Transport der Ionen im sogenannten *long mean free path regime* zu reduzieren [Maaßberg 1993]. Dies geschieht mit einem radialen elektrischen Feld, das durch die Ambipolaritätsbedingung zu einem besseren Einschluß der gefangenen Teilchen führt. Es hat sich gezeigt, daß es günstig ist, ein hohes Vertikalfeld zu verwenden [Jaenicke 1995]. Deswegen wurde bei diesen Entladungen ein  $B_z$ -Feld von 22.87 mT eingestellt.

Bei diesen Entladungen sind die Dichten so hoch, daß Aussagen über die Ionentemperaturen nur im Randbereich möglich sind. Die letzte geschlossene Flußfläche lag bei ca. 17 cm.

Durch die unterschiedliche Heizleistung liegen die Ionentemperaturen im Zentrum zwischen 810 eV und 1130 eV. Man sieht in der Abbildung 6.9, daß trotz der unterschiedlichen Zentralwerte keine Änderung der Ionentemperatur im Randbereich feststellen läßt. Die Unterschiede in den einzelnen Entladungen liegen im Rahmen der Fehler. Der Gradient selbst beträgt bei 15 cm, also 2 cm innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche, ungefähr 180 eV/cm. Dieser Gradient führt dazu, daß die Ionentemperatur bei 15 cm 250 eV annimmt, was im Vergleich zu den 100 eV bei der rein mit ECRH-geheizten Dichteveriations-Entladung (Abb. 6.6) sehr groß ist.

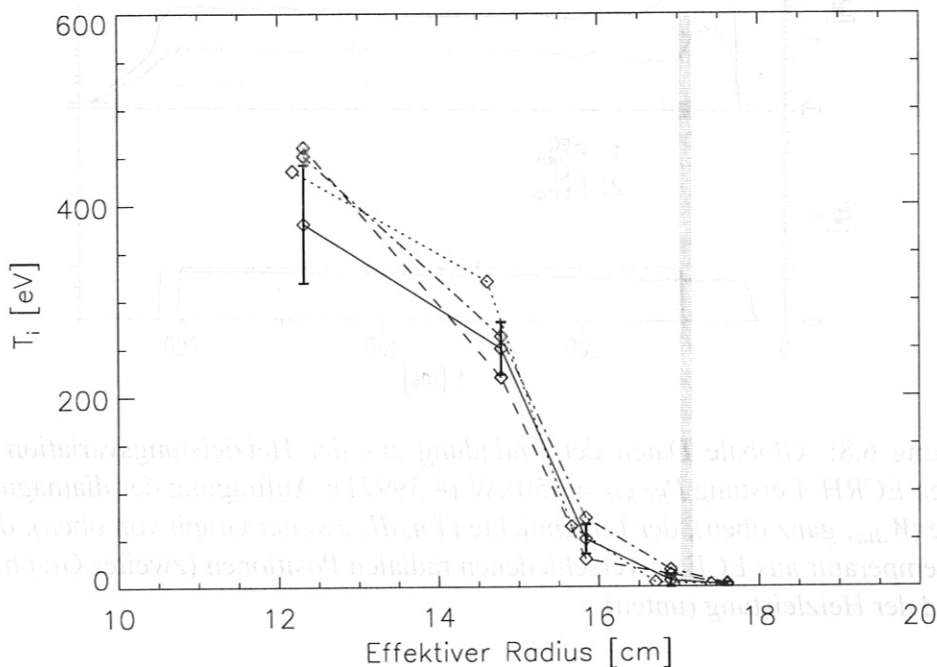


Abbildung 6.9: Heizleistungsvariation bei Hoch- $T_i$ -Entladungen: Bei jeweils gleicher Leistung der Neutralinjektion (500 kW) wurde die ECRH zwischen 0 und 450 kW variiert. Obwohl die Zentraltemperaturen (vom NPA) dabei von  $T_i = 810$  eV ( $-\cdot-$  #39974  $P_{ECRH} = 0$  kW,  $T_e = 803$  eV) über  $T_i = 1080$  eV ( $- -$  #39973  $P_{ECRH} = 84$  kW) und  $T_i = 1000$  eV ( $\cdot\cdot\cdot$  #39972  $P_{ECRH} = 200$  kW) auf  $T_i = 1130$  eV ( $—$  #39971  $P_{ECRH} = 450$  kW,  $T_e = 1240$  eV) ansteigen, zeigt sich am Rand keine Änderung der Temperaturgradienten. Die schattierte Linie zeigt die Lage der letzten geschlossenen Flußfläche.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Am Tokamak *ASDEX* wurde ein Verfahren entwickelt, das aus niederenergetischen CX-Messungen zeitaufgelöste Ionentemperaturprofile im Randbereich bestimmen kann. Das Ziel dieser Arbeit ist die Umsetzung und Verbesserung dieser Methode in der Geometrie des *W7-AS*. Dies umfaßt insbesondere die Beschleunigung der rechenintensiven Monte-Carlo-Simulation durch die Verwendung eines einfacheren Modells, um eine schnelle Ionentemperaturbestimmung in der Randregion des *Wendelstein 7-AS* zu ermöglichen.

Die Messung der in diesem Verfahren benötigten CX-Spektren wird an *W7-AS* mit der Diagnostik *LENA* durchgeführt, welche durch ihren Energiebereich von  $10 - 650 \frac{\text{eV}}{\text{amu}}$  Neutralteilchen hauptsächlich aus der Rand- und Gradientenregion detektiert.

Um die CX-Messungen für die Ionentemperaturbestimmung zu optimieren, wurde an *LENA* in dieser Arbeit ein neuer Detektor, ein Channel Plate, eingebaut und dessen HF-Anpassung an das angeschlossene Koaxialkabel verbessert. Dieser Detektor macht durch die veränderte Pulshöhenverteilung absolute Messungen genauer. Auch konnte mit ihm der Untergrund reduziert werden, was die statistischen Fehler der Diagnostikmethode stark verringerte. Durch die Errechnung einer Sättigungs-Korrekturkurve war es außerdem möglich, den Bereich der meßbaren Neutralteilchenflüsse ungefähr um den Faktor 1.8 zu vergrößern.

Bei dem hier besprochenen Verfahren zur Ionentemperaturbestimmung schließt man durch den Vergleich des mit *LENA* gemessenen Spektrums mit einem numerisch modellierten CX-Spektrum auf die Ionentemperaturen. Die Berechnung des CX-Spektrums verlangt hauptsächlich eine Simulation der Neutralgasverteilung im Plasma, da diese experimentell nicht zugänglich ist.

In dieser Arbeit wurde zur Berechnung dieser Neutralgasverteilung ein eindimensionales Modell entwickelt, bei dem man eine Diffusionsgleichung als Ansatz wählt, die durch Behandlung der einzelnen Neutralteilchen-Generationen gelöst wird. Zum Vergleich wurden Rechnungen mit der Monte-Carlo-Neutralgassimulation *EIRENE* durchgeführt, bei der Plasma und Gefäß in der vollständigen dreidimensionalen Geometrie modelliert werden. Dieses Verfahren wurde an die Geometrie des *W7-AS* angepaßt. In allen untersuchten Entladungen wurde eine gute Übereinstimmung der beiden Modelle festgestellt, was eine Benutzung des wesentlich schnelleren eindimensionalen Modells bei der Ionentemperaturbestimmung ermöglicht.

Die Verwendung dieser beiden Modelle erforderte eine Identifizierung der Neutralgasquellen in der Umgebung der Diagnostik *LENA*. Durch Messungen und Simulation konnte gezeigt werden, daß der gegenüber von *LENA* angebrachte Innenlimiter die Hauptquelle



darstellt. Jedoch hat sich herausgestellt, daß bei höheren Liniendichten ab  $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  auch die Rekombination im Plasma einen Einfluß auf die Neutralteilchenverteilung und damit auf die CX-Spektren besitzt.

Mit Hilfe der beiden Modelle und den apparativen Verbesserungen der Diagnostik *LENA* ist es nun möglich, Iontemperaturprofile am Plasmarand des *W7-AS* zu bestimmen, wobei das neue eindimensionale Modell die geringe Rechenzeit als Vorteil besitzt.

Mit diesen Methoden wurden die Iontemperaturprofile verschiedener Entladungen des *W7-AS* untersucht: Ein Vergleich mit den durch CXRS und dem NPA ermittelten Iontemperaturen zeigt im Überlappungsbereich der Diagnostiken eine sehr gute Übereinstimmung, wodurch die korrekte Funktionsweise der in dieser Arbeit behandelten Methoden bestätigt wird.

Bei der Untersuchung einer Dichtevariation während einer Entladung kommt der Vorteil der Zeitauflösung dieser Methode zum Tragen. Hier zeigt sich, daß sich im Randbereich relativ gleichbleibende Iontemperaturprofile einstellen ( $2,5 \text{ cm}$  innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche ist  $T_i \approx 110 \text{ eV}$ ). Der Temperaturgradient liegt im Verlauf dieser Entladung fast konstant bei ca.  $50 - 60 \text{ eV/cm}$ .

Die Bestimmung der Iontemperaturprofile bei Entladungen mit sehr hohen zentralen  $T_i$  wurde anhand einer Heizleistungsvariation durchgeführt. Obwohl dabei durch die variierte Leistung der ECRH im Zentralbereich eine Temperaturänderung von über  $300 \text{ eV}$  hervorgerufen wird, führt dies auch hier auf konstante Iontemperaturprofile am Rand ( $T_i \approx 270 \text{ eV}$  ungefähr  $2,5 \text{ cm}$  innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche).

Vergleicht man die beiden völlig unterschiedlichen Szenarien, die ausschließlich durch ECRH geheizte Entladung mit Dichtevariation und eine Entladung mit NI und ECRH bei besonders gutem Einschluß und hohen zentralen Iontemperaturen, zeigt sich bei der Hoch- $T_i$ -Entladung ein wesentlich höherer Iontemperaturgradient am Plasmarand von ungefähr  $180 \text{ eV/cm}$ .

# Anhang A

## Fehlerbetrachtung

### A.1 Diagnostik LENA

#### Statistischer Fehler

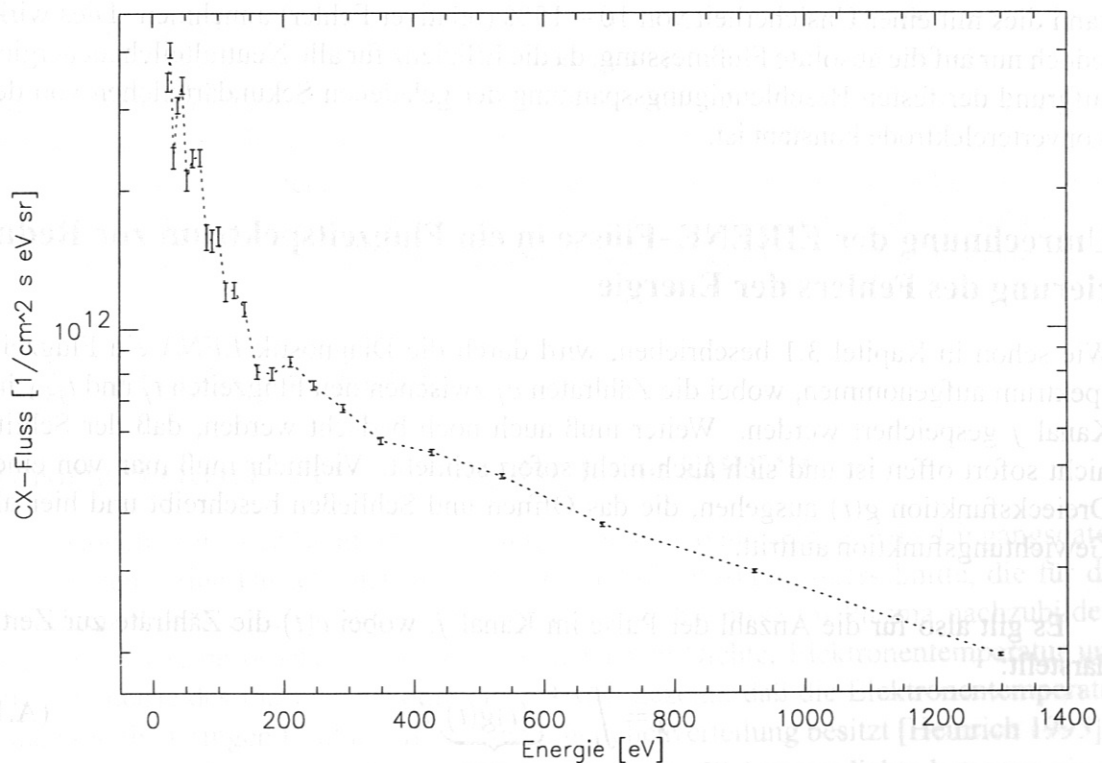


Abbildung A.1: Statistische Fehler eines typischen LENA-Spektrums

Für die Zählraten kann man bei der Diagnostik *LENA* ein Poisson-Statistik annehmen. Bei dieser Verteilung gilt für die Standardabweichung der Zählrate  $N$ :  $\sigma \approx \sqrt{N}$ .

Da somit der relative Fehler bei zunehmender Zählrate mit  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  sinkt, muß versucht werden, bei einer *LENA*-Messung die Blende möglichst weit offen zu haben (jedoch nicht soweit, daß der Detektor in Sättigung gerät) und über längere Zeiten zu mitteln. Im

niedrigeren Energiebereich des Spektrums ist dies besonders wichtig, da dort die Zählrate klein (siehe Kapitel 3.1) und deswegen der statistische Fehler größer ist (Abb. A.1). Es hat sich jedoch gezeigt, daß dieser Fehler bei einer Mittelungszeit ab 0.1 s im Normalfall im Vergleich zu anderen Fehlereinflüssen gering ist.

Bei der Fit-Prozedur in der Temperaturbestimmung mit dem *EIRENE*-Modell gewichtet man die Meßpunkte der Diagnostik *LENA* den statistischen Fehlern entsprechend.

### Sekundäremissionskoeffizient der Konverterelektrode, Fehler durch den Detektor

Bei längeren Mittelungszeiten ist die Unsicherheit des Sekundäremissionskoeffizienten der wichtigste Fehlereinfluß für die *LENA*-Messung. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutralteilchen auf der Konverterelektrode ein negativ geladenes Sekundärteilchen (Elektron oder Ion) auslöst, ist bei sehr niedrigen Energien mit einem relativ hohen Fehler von ungefähr 30% behaftet, der sich aus dem Vergleich der Messung von [Verbeek 1986] mit anderen Ergebnissen [Voss 1980] abschätzen läßt.

Als zusätzlicher Fehler tritt noch die Unbestimmtheit der Effizienz für die Detektion eines Teilchen am Channel Plate auf. Laut Hersteller liegt die Effizienz bei ca. 70%; man kann dies mit einer Unsicherheit von 10 – 15% (relativer Fehler) annehmen. Dies wirkt jedoch nur auf die absolute Flußmessung, da die Effizienz für alle Neutralteilchenenergien aufgrund der festen Beschleunigungsspannung der geladenen Sekundärteilchen von der Konverterelektrode konstant ist.

### Umrechnung der *EIRENE*-Flüsse in ein Flugzeitspektrum zur Reduzierung des Fehlers der Energie

Wie schon in Kapitel 3.1 beschrieben, wird durch die Diagnostik *LENA* ein Flugzeitspektrum aufgenommen, wobei die Zählraten  $c_j$  zwischen den Flugzeiten  $t_j$  und  $t_{j+1}$  im Kanal  $j$  gespeichert werden. Weiter muß auch noch bedacht werden, daß der Schlitz nicht sofort offen ist und sich auch nicht sofort schließt. Vielmehr muß man von einer Dreiecksfunktion  $g(t)$  ausgehen, die das Öffnen und Schließen beschreibt und hier als Gewichtungsfunktion auftritt.

Es gilt also für die Anzahl der Pulse im Kanal  $j$ , wobei  $c(t)$  die Zählrate zur Zeit  $t$  darstellt:

$$c_j = \int_{t_j}^{t_{j+1}} \underbrace{c(t)g(t)}_{:=f(t)} dt \quad (\text{A.1})$$

Von der Zählrate kann man mit

$$S(E) \propto \frac{c(t)}{E^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.2})$$

auf den Fluß  $S(E)$  schließen. Bei der Umrechnung in den Fluß müßte nun die Funktion  $c(t)$ , also die Zählrate zur Flugzeit  $t$ , bekannt sein.

Falls  $\frac{\partial^2 f(t)}{\partial t^2} \equiv 0$  gilt  $f\left(\frac{t_j+t_{j+1}}{2}\right) \Delta t = c_j$ , man könnte also von den integrierten Zählraten  $c_j$  auf die Flüsse schließen.

Bei gekrümmten Spektren (d.h. zweite Ableitung ungleich Null), wie sie normal vorliegen, ist diese Beziehung nicht erfüllt. Bis jetzt wurde die Umrechnung trotzdem vorgenommen, indem man mit dem Zwischenwertsatz argumentierte: Es existiert ein Zeitpunkt  $t_e \in [t_j, t_{j+1}]$ , bei dem gilt

$$c_j = 0.5 c(t_e) \Delta t. \quad (\text{A.3})$$

Der Faktor 0.5 kommt aus dem Öffnungs- und Schließverhalten des Spaltes. Demzufolge besitzen die LENA-Spektren  $S(E)$  den Fehler in der Energie

$$E_j \in \left[ \frac{1}{2} m \frac{t_j^2}{s}; \frac{1}{2} m \frac{t_{j+1}^2}{s} \right], \quad (\text{A.4})$$

also die ganze Breite eines Kanals. Das kann bei den niedrigen Kanälen, das heißt bei den hohen Energien, eine sehr große Unsicherheit sein und in der Größenordnung  $\frac{\Delta E}{E} \sim 0.3$  liegen. Dies ist jedoch nur die obere Abschätzung. Es hat sich gezeigt, daß die wahren Fehler viel geringer sind, da die Krümmung der Spektren nicht sehr groß ist.

EIRENE berechnet den Fluß  $S(E)$  zu einer bestimmten Energie. Um die EIRENE-Spektren trotzdem mit den LENA-Werten vergleichen zu können, berechnet man bei EIRENE den Fluß bei den Energien  $E_j = \frac{1}{2} m \frac{t_j^2}{s}$ , also genau am Rand der Kanäle. Dann wird in diese Stützpunkte eine logarithmische Fitfunktion gelegt. Damit bekommt man die Funktion  $c(t)$  für alle  $t$ . Dann ist es leicht, sie mit der Gewichtungsfunktion  $g(t)$  zu integrieren und somit die Anzahl der Pulse pro Kanal  $c_j$  auszurechnen.

Beim EIRENE-Ionentemperatur-Fit werden also direkt die LENA-Flugzeitdaten  $c_j$  mit den simulierten EIRENE-Daten verglichen, ohne in ein Flußspektrum  $S(E)$  umzurechnen. Man reduziert mit dieser Methode den Fehler der Fluß-Spektren beträchtlich.

## A.2 EIRENE-Modell

### Unsicherheiten in den Eingangsdaten von EIRENE

Eine Modellierung der Neutralgasverteilung kann nur so gut sein, wie die Eingangsdaten es zulassen. Eine Unsicherheit in EIRENE sind die Wirkungsquerschnitte, die für die einzelnen Prozesse verwendet werden. Um die Verhältnisse im Plasma nachzubilden, werden — wie besprochen — Plasmaparameter wie Dichte, Elektronentemperatur und die Geometrie des Plasmas benötigt. Es hat sich gezeigt, daß die Elektronentemperatur einen relativ geringen Einfluß auf die Neutralteilchenverteilung besitzt [Heinrich 1995].

Die Verwendung der Li-Beam-Diagnostik für die Elektronendichte hat zwar einerseits den Vorteil, daß die Genauigkeit im Randbereich hoch ist. Jedoch wird zur Errechnung eines solchen Dichteprofiles der Code TRANS benötigt, der die Flußflächenkonfiguration bestimmt [Fiedler 1995]. Somit bestimmt dieser Code den Fehler in der Zuordnung der Dichte zum effektiven Radius. Da diese Unsicherheit in Extremfällen bei 1 cm liegen kann, ist dies der Haupteinfluß für den Fehler in der Elektronendichte. Für die Iontemperaturprofile bedeutet es meist eine radiale Verschiebung der Gradienten.

Der Fehlereinfluß von TRANS bei der Berechnung der Plasmageometrie in EIRENE ist eher gering, da dadurch alle Profile zusammen verschoben werden.



Statist. Fehler der Neutralteilchendichte in Prozent

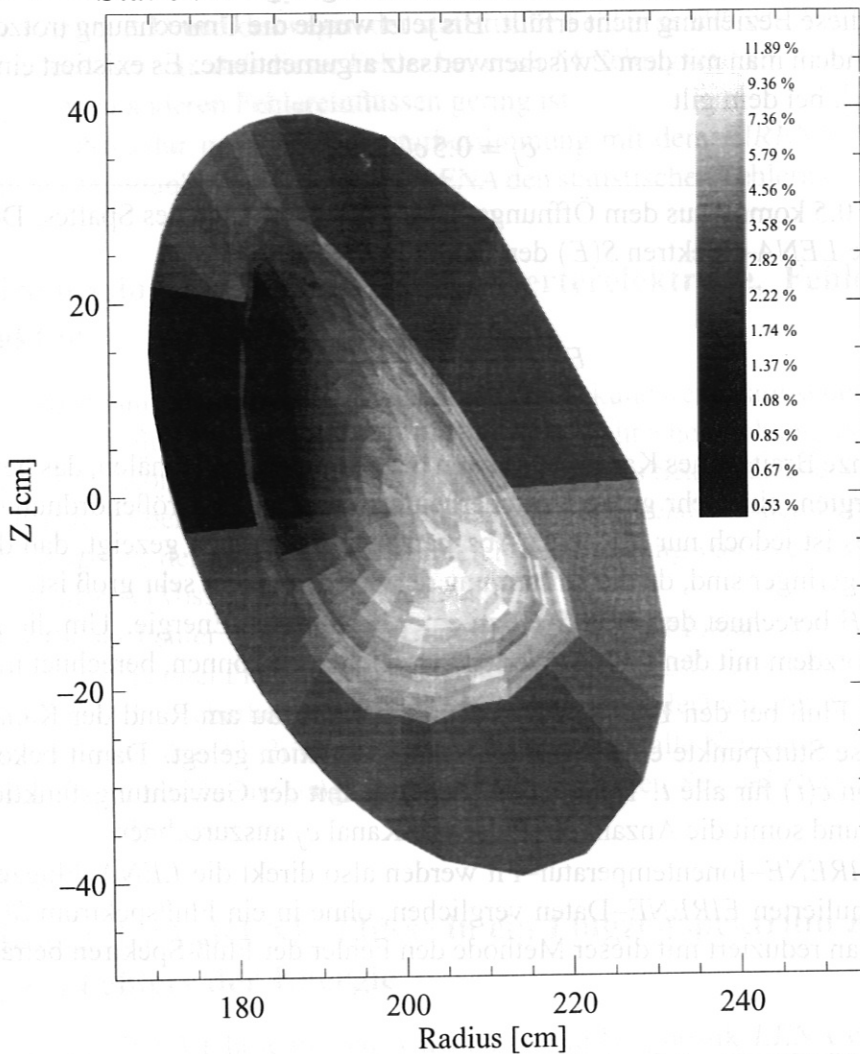


Abbildung A.2: Statistischer Fehler bei EIRENE: Standardabweichung der Neutralteilchenverteilung in einer EIRENE-Rechnung.

### Statistischer Fehler

Wie bei jeder Monte-Carlo-Methode sinkt der Fehler bei EIRENE mit der Wurzel der Anzahl der gerechneten Teilchen (siehe auch Kapitel 5.1.1). Allerdings wird bei EIRENE nicht jede Zelle mit der gleichen Anzahl von Teilchen durchflogen. Entsprechend der Neutralteilchenverteilung werden Gebiete, die in größerem Abstand zur Neutralgasquelle liegen, viel seltener von Monte-Carlo-Teilchen erreicht. Gerade die für die Temperaturbestimmung so wichtige Niederfeldseite ist solch eine Region. Dadurch ist dort der Fehler größer.

Es muß die Rechenzeit so gewählt werden, daß die statistische Genauigkeit der Neutralteilchenverteilung zumindest auf dem LENA-Sehstrahl ausreichend ist. Das führt zu relativ langen Rechenzeiten, besonders bei hohen Elektronendichten. In diesem Fall nämlich dringen nur sehr wenig Monte-Carlo-Teilchen in den Zentralbereich des Plasmas ein. Bild A.2 zeigt ein Beispiel für die Standardabweichung der Neutralteilchenverteilung

bei einer Entladung mit mittlerer Dichte.

### A.3 Konvergenz des Fits

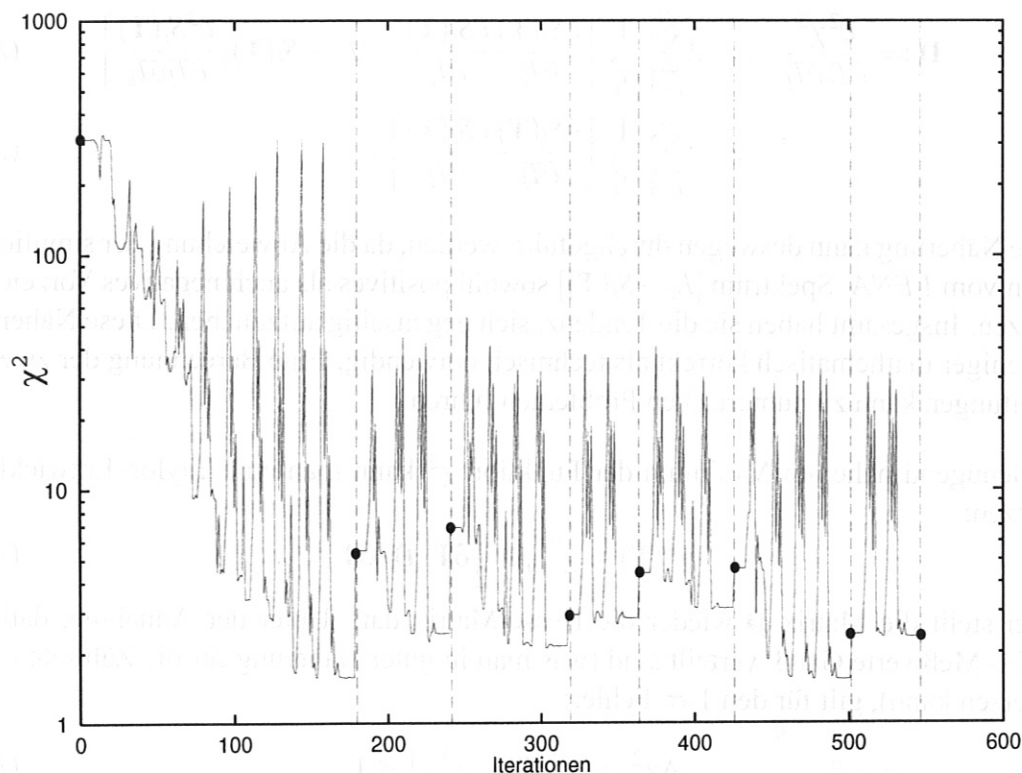


Abbildung A.3: Verlauf der mittleren quadratischen Abweichung (auf die statistischen LENA-Fehler normiert) während des Temperaturfits: Bei jeder gestrichelten Linie findet eine Neuberechnung der Neutralteilchenverteilung durch EIRENE statt. Die schwarzen Punkte bezeichnen die  $\chi^2$ , bei denen die Neutralteilchenverteilung mit den richtigen Temperaturen gerechnet wurde. Man sieht, daß vier EIRENE-Rechnungen (bei der dritten gestrichelten Linie) ausreichend sind, denn durch die nachfolgenden Iterationen gibt es kaum nennenswerte Verbesserungen des  $\chi^2$ . Die regelmäßig auftretenden "Spikes" zu hohen  $\chi^2$  liegen im sequentiellen QP-Algorithmus der Fitroutine begründet.

Eine Abschätzung für die Genauigkeit der mit dem EIRENE-Modell bestimmten Iontemperaturen kann folgendermaßen berechnet werden: Die Abhängigkeit der Gütefunktion des Fits  $\chi^2$  von den einzelnen Iontemperaturen sagt aus, wie genau eine Iontemperatur an einem bestimmten Stützpunkt bestimmt werden kann (Abb. A.3). Sie gibt keinen Aufschluß über Modellfehler oder ungenaue Eingabedaten, sondern sagt nur etwas über den Einfluß der Iontemperatur auf die CX-Spektren aus.

Man habe  $M$  Iontemperatur-Stützpunkte beim Temperatur-Fit. Die LENA-Flüsse  $L_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) sollen mit den statistischen Fehlern  $\sigma_i$  behaftet sein. Die simulierten, von EIRENE berechneten Flüsse  $S_i$  ( $i = 1, \dots, N$ ) werden an die LENA-Daten angefitet.

Dann errechnet man die mittlere quadratische Abweichung durch [Press 1992]

$$\chi^2(T_1, \dots, T_M) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{L_i - S_i(T_1, \dots, T_M)}{\sigma_i} \right]^2. \quad (\text{A.5})$$

Die zweite Ableitung von  $\chi^2$  lautet also

$$\underline{\mathbf{D}} := \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial T_k \partial T_l} = 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \frac{\partial S_i(\mathbf{T})}{\partial T_k} \frac{\partial S_i(\mathbf{T})}{\partial T_l} - [L_i - S_i(\mathbf{T})] \frac{\partial^2 S_i(\mathbf{T})}{\partial T_l \partial T_k} \right] \quad (\text{A.6})$$

$$\approx 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \frac{\partial S_i(\mathbf{T})}{\partial T_k} \frac{\partial S_i(\mathbf{T})}{\partial T_l} \right]. \quad (\text{A.7})$$

Diese Näherung kann deswegen durchgeführt werden, da die Abweichung der simulierten Daten vom LENA-Spektrum  $[L_i - S_i(\mathbf{T})]$  sowohl positives als auch negatives Vorzeichen besitzen. Insgesamt haben sie die Tendenz, sich gegenseitig aufzuheben. Diese Näherung ist weniger mathematisch korrekt als technisch notwendig. Eine Berechnung der zweiten Ableitungen kann zu numerischen Problemen führen.

Genügend nahe am Minimum der Funktion  $\chi^2$  kann man eine Taylor-Entwicklung ansetzen:

$$\chi^2(\mathbf{T}) \approx \chi_{min}^2 + \frac{1}{2} \delta \mathbf{T} \cdot \underline{\mathbf{D}} \cdot \delta \mathbf{T} \quad (\text{A.8})$$

Dabei stellt die Matrix  $\underline{\mathbf{D}}$  wieder die Hesse-Matrix dar. Unter der Annahme, daß die LENA-Meßwerte Gauß-verteilt sind (was man in guter Näherung für die Zählraten voraussetzen kann), gilt für den 1- $\sigma$ -Fehler:

$$\Delta \chi^2 = |\chi^2(\mathbf{T}) - \chi_{min}^2| < 1 \quad (\text{A.9})$$

Damit ergeben sich die Fehler für die Ionentemperaturen [Press 1992][Stober 1997/2]

$$T_{ion}(x_i) = T_{ion}^{fit}(x_i) \pm \sqrt{(D^{-1})_{ii}}. \quad (\text{A.10})$$

Diese Fehler werden bei jeder EIRENE-Temperaturbestimmung angegeben.

## A.4 Einfluß des Isotopenverhältnisses auf die Temperaturbestimmung

Bei der Verwendung des Isotopenverhältnisses beim Vergleich von LENA-Spektren mit den simulierten Spektren wurde angenommen, daß das Isotopenverhältnis im Plasma konstant ist. Welchen Einfluß dieses Verhältnis auf die Ionentemperaturprofile besitzt, wird in Abb. A.4 gezeigt. Als grobe Regel kann man annehmen, daß ein um 10 Prozentpunkte falsch angenommenes Isotopenverhältnis den Meßfehler für die Ionentemperaturen um 10% erhöht. Da die Variation des Isotopenverhältnisses im Plasma offenbar relativ niedrig ist, kann für ECRH-Entladungen ein Fehler in  $T_i$  von ca. 5 – 10% und bei Neutralinjektion von 10 – 15% angenommen werden. Eine zu gering angenommene Konzentration von Wasserstoff (H) führt auf zu hohe Werte für die Ionentemperatur.

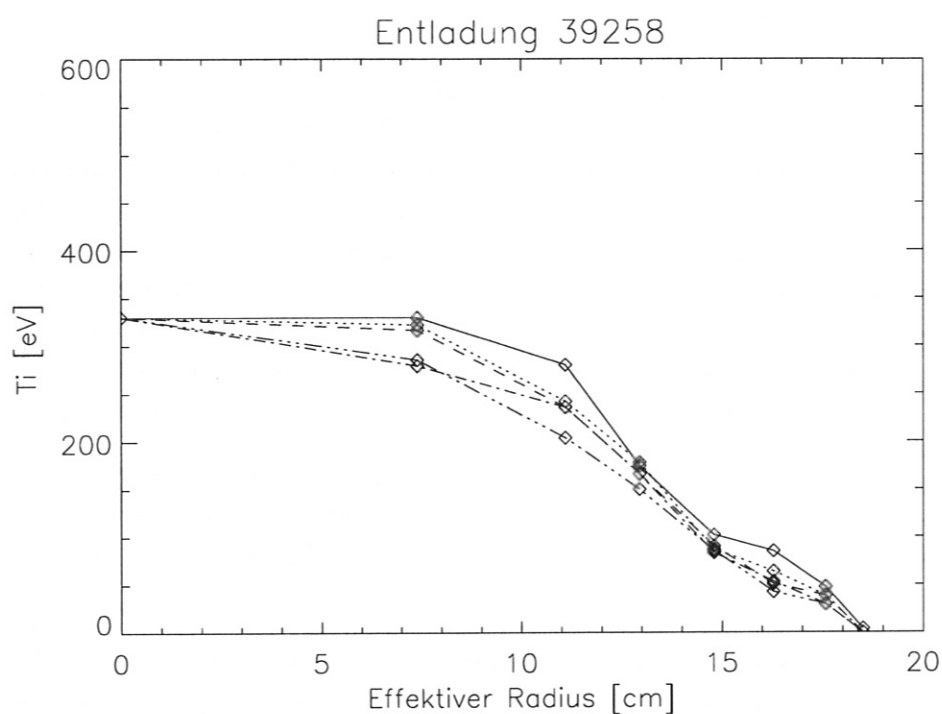


Abbildung A.4: Einfluß des Isotopenverhältnisses auf die Temperaturbestimmung: Diese Temperaturprofile (Entladung 39258,  $t = 0.6\text{ s}$ ) wurden mit verschiedenen angenommenen Isotopenverhältnissen berechnet. Die Anteile von Wasserstoff am Füllgas lauten: — 5%,  $\cdots$  20%, -- 30%, - · - 40%, - - - - 50%



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Torus	9
3.1	Aufbau von <i>LENA</i>	12
3.2	Typisches <i>LENA</i> -Spektrum am W7	13
3.3	Eichkurve der Cu-Be-Konverterelektrode	14
3.4	Wirkungsweise des Channel Plates	15
3.5	Pulshöhenverteilung des Channel Plates	16
3.6	Satellitenpulse	17
3.7	Testaufbau für das Channel Plate	18
3.8	Pulshöhenverteilung bei Sättigung	18
3.9	Verwendung verschiedener künstlicher Totzeiten	19
3.10	Sättigung des Detektors in der Diagnostik <i>LENA</i>	20
3.11	Vergleich der Spektren mit unterschiedlichen Detektoren	22
4.1	Wirkungsquerschnitte	24
4.2	Energieverteilung der Neutralteilchen	26
4.3	Position des <i>LENA</i> -Sichtstrahls	28
5.1	<i>EIRENE</i> Gitter	33
5.2	Dichteprofile von der Li-Beam-Diagnostik	34
5.3	Elektronentemperatur aus der Thomson-Streuung	35
5.4	Position des Innenlimiters	36
5.5	Position der Innenlimiter	37
5.6	Verteilung des atomaren Wasserstoffs im Plasma mit Innenlimiter	38
5.7	Verteilung des atomaren Wasserstoffs im Plasma ohne Innenlimiter	39
5.8	$B_z$ -Variation ohne Innenlimiter	40
5.9	$B_z$ -Variation mit Innenlimiter	40
5.10	Diagramm eines <i>EIRENE</i> -Temperaturfits	42
5.11	Entstehungsort der Neutralteilchen	44
5.12	Weg der Neutralteilchen	48
5.13	Berechnung der Neutralteilchenverteilung: Generationen	51
5.14	Berechnung der Neutralteilchenverteilung: Entstehungsorte	52
5.15	Vergleich von <i>EIRENE</i> mit dem <i>eindimensionalen Modell</i> : Neutralgasverteilung bei niedriger Dichte	53
5.16	Fitroutine zur Iontemperaturbestimmung beim <i>eindimensionalen Modell</i>	56
5.17	Ablauf des Vergleichs des simulierten CX-Spektrums mit dem <i>LENA</i> -Spektrum beim <i>eindimensionalen Modell</i>	57
5.18	Iontemperatur bei Entladung 39958	58

5.19	Ionentemperatur bei Entladung 39218 . . . . .	60
5.20	Ionentemperatur bei Entladung 39237 . . . . .	60
6.1	Atomdichte durch Rekombination im Plasma . . . . .	62
6.2	Neutralteilchendichte entlang des <i>LENA</i> -Sehstrahls bei Entladung 39218 und 39237 . . . . .	63
6.3	CX-Spektrum bei Entladung 39237 . . . . .	64
6.4	Neutralteilchendichte auf den <i>LENA</i> -Sehstrahl bei Entladung 37056 . . . . .	65
6.5	Globale Daten der Entladung 39258 . . . . .	66
6.6	Ionentemperatur bei Entladung 39258 . . . . .	67
6.7	<i>LENA</i> -Spektren der Entladung 39258 . . . . .	68
6.8	Globale Daten der Entladung 39971 . . . . .	69
6.9	Heizleistungsvariation bei Hoch- $T_i$ -Entladungen . . . . .	70
A.1	Statistische Fehler bei <i>LENA</i> . . . . .	73
A.2	Statistischer Fehler bei <i>EIRENE</i> . . . . .	76
A.3	Konvergenz des Fits . . . . .	77
A.4	Einfluß des Isotopenverhältnisses . . . . .	79

# Literaturverzeichnis

- [Afrosimov 1982] Afrosimov, V. V. und Kislyakov, A. I. : *Neutral Particle Diagnostics of Plasma*. Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, S.289-310. Varenna 1982.
- [Baldzuhn 1996] Baldzuhn, J., Ohlendorf, W. and the W7-AS-Team: *Charge Exchange Recombination Spectroscopy on the Stellarator W7-AS*. Rev. Sci. Instrum. 68 (1). New York 1997.
- [Chen 1974] Chen, F. F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. New York: Plenum Press 1974.
- [Ernst 1997] Ernst, B.: *Untersuchungen der Neutralteilchenflüsse an der verbesserten LENA-Diagnostik am W7-AS*. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Frühjahrstagung Mainz 1997.
- [Feng 1997] Feng, Y., u.a.: *A 3D Monte Carlo Code for Plasma Transport in Island Divertors*. Journal of Nuclear Materials, 241-243, S.930-934. Amsterdam 1997.
- [Fiedler 1995] Fiedler, S.: *Diagnostik von Fusionsplasmen mit schnellen Lithiumstrahlen*. Dissertation an der Universität Wien. IPP-Institutsreport, Garching 1995.
- [Goldston 1978] Goldston, R.J.: *A Simple Neutral Density Profile Calculation for Tokamaks with  $\lambda \ll a$* . Princeton Univ. Plasma Physics Lab. New York 1978.
- [Goldston 1995] Goldston, R.J., Rutherford, P.H.: *Introduction to Plasma Physics*. Institute of Physics Publishing, Philadelphia 1995.
- [Grieger 1992] Grieger, G. u.a.: *Physics Optimization of Stellarators*. Phys. Fluids B 4 (7) S.208-209. New York 1992.
- [Harrison 1985] Harrison, M.F.A.: *Atomic and Molecular Collisions in the Plasma Boundary*. Preprint, UKAEA Culham Lab. CLM-P746. Abingdon(GB) 1985.
- [Heinrich 1995] Heinrich, O.: *CX-Ionentemperaturprofile am Plasmarand aus LENA-Messungen an ASDEX und Wendelstein 7-AS*. Dissertation an der TU München. IPP-Institutsreport, Garching 1995.
- [Heinrich 1997] Heinrich, O., Maaßberg, H., Baldzuhn, J., Fiedler, S. und das W7-AS Team: *Role of Recycling to Archive High  $nT\tau_e$  in W7-AS*. 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Abstracts of Invited and Contributed Papers. Berchtesgaden 1997.

- [Hutchinson 1987] Hutchinson, I.H.: *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge: Cambridge University Press 1997.
- [Jaenicke 1995] Jaenicke, R., u.a.: *High Power Heating Experiments on Wendelstein 7-AS Stellarator*. Plasma Phys. Contr. Fusion, S. A163-A176, 37. Oxford 1995.
- [Janev 1987] Janev, R. K. u.a.: *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*. Berlin: Springer 1987.
- [Kohlrausch 1968] Kohlrausch, F.: *Praktische Physik*. Bd. 2. Stuttgart: B. G. Teubner 1968.
- [Mapleton 1972] Mapleton, R.A.: *Theory of Charge Exchange*. New York: Wiley-Interscience 1972.
- [Maaßberg 1993] Maaßberg, H., Brakel, R., Burhenn, R., Gasparino, U., Grigull, P., Kick, M., Kühner, G., Ringler, H., Sardei, F., Stroth, U. und Weller, A.. *Transport in Stellarators*. Plasma Phys. Contr. Fusion, S. B319-B332, 35. Oxford 1993.
- [Meinke 1968] Meinke, H., Gundlach, F.W.: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*. Berlin: Springer 1968<sup>3</sup>.
- [McDaniel 1964] McDaniel, E.W.: *Collision Phenomena in Ionized Gases*. New York: Wiley-Interscience 1964.
- [Press 1992] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P.: *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge: Cambridge Univ. Press 1992<sup>2</sup>
- [Rau 1990] Rau, F., Beidler, C., Harmeyer, E., Kisslinger, J., Wobig, H., und das W7-AS Team: *On the Edge Structure of the W7-AS Stellarator*. Europhysics Conference Abstracts. Controlled Fusion and Plasma Heating. Amsterdam 1990.
- [Reiter 1984] Reiter, D.: *Randschicht-Konfiguration von Tokamaks: Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgas-transportes*. Dissertation an der Universität Düsseldorf. Jülich 1984.
- [Reiter 1995] Reiter, D., May, Chr., Coster, D., Schneider, R.: *Time Dependent Neutral Gas Transport in Tokamak Edge Plasmas*. Journal of nuclear materials 220-222, S. 987-992. Amsterdam 1995.
- [Rose 1961] Rose, D. J., Clark, M.: *Plasmas and Controlled Fusion*. Cambridge, Massachusetts: The M.I.T. Press 1961.
- [Sardei 1989] Sardei, F., Ringler, H., Dodhy, A., Kühner, G., the W7-AS Team and the ECRH Group: *Neutral Gas Transport and Particle Recycling in the W7-AS Stellarator*. 7th International Stellarator Workshop, Oak Ridge (USA). 1989.
- [Schumacher 1993] Schumacher, U.: *Fusionsforschung: Eine Einführung*. Darmstadt: Wiss. Buchgesellschaft 1993.
- [Stangeby 1990] Stangeby, P.C., McCracken, G.M.: *Plasma Boundary Phenomena in Tokamaks*. Review Paper, Nuclear Fusion 30(7), S. 1225-1379. Wien 1990.



- [Stober 1996] Stober, J. u.a.: *Profiles of Ion Temperature and Neutral Density from the Simulations of Charge Exchange Measurements and Additional Experimental Data*. 23rd European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Abstracts of Invited and Contributed Papers. Kiev 1996.
- [Stober 1997] Stober, J. and the ASDEX-Upgrade Team: *Improvement of Ion-Temperature-Profile Determination from Charge Exchange Measurements by Inclusion of Total-Neutral-Flux Data*. Plasma Physics and Controlled Fusion (Preprint) 39, S.1445. Oxford 1997.
- [Stober 1997/2] Stober, J.: Persönliche Mitteilung, 1997
- [Stoer 1978] Stoer, J., Bulirsch, R.: *Einführung in die Numerische Mathematik*. Bd. 2., Berlin: Springer 1978.
- [Verbeek 1986] Verbeek, H.: *A Low-Energy Neutral Particel Analyser for Plasma Experiments*. J. Phys. E: Eci. Instrum. 19, 1986.
- [Verbeek 1992] Verbeek, H., Heinrich, O., Schneider, R., Fahrback, H.-U., Herrmann, W., Neuhauser, J., Stroth, U. and the ASDEX team: *Ion Temperature Profiles from the Plasma Center to the Edge of ASDEX Combining High and Low Energy CX-Diagnostics*. Journal of Nuclear Materials 196-198, S. 1027-1031. North-Holland 1992.
- [Verbeek 1994] Verbeek, H., Schiavi, A.: *The Low Energy Neutral Particle Analyzer (LENA) at W7-AS*. IPP-Report IPP 9/103, Garching 1994.
- [Voss 1980] Voss, D. E., Cohen, S. A.: *Low Energy Neutral Outflux from the PLT Tokamak*. Journal of Nuclear Materials, 93-94 S. 405-412. Amsterdam 1980.
- [Wagner 1982] Wagner, F.: *Neutral Particle Diagnostics for Ohmically and Auxiliary Heated Tokamaks*. Journal of Vacuum Science and Technology, 20(4) S. 1211-1217. New York 1982.
- [Zebisch 1997] Zebisch, P.: Persönliche Mitteilung. 1997.

---

# Danksagung

Das Gelingen einer Arbeit ist sehr von der Unterstützung anderer abhängig. Dabei ist nicht nur die fachliche Hilfe gemeint, sondern auch das ganze Umfeld, die Arbeitsatmosphäre. Viele haben bei meiner Diplomarbeit am IPP zu diesen Dingen positiv beigetragen. Ihnen allen möchte ich dafür herzlich danken.

Einige von Ihnen möchte ich jedoch besonders erwähnen, da sie besonders viel Zeit für mich aufwenden mußten:

meinem Betreuer Dr. Olaf Heinrich, der stets für jede Frage und jede Diskussion Zeit hatte. Seine kritischen Anregungen hatten großen Einfluß auf den Erfolg dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Friedrich Wagner für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit am Max-Planck-Institut.

Herrn Dr. Henning Verbeek, der mir, besonders bei den experimentellen Arbeiten an der Diagnostik *LENA*, eine große Hilfe war.

Herrn Dr. Jörg Stober vom *ASDEX-Upgrade*, der mir seinen Code zur Ionentemperaturbestimmung freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat und auch in vielen Diskussionen wertvolle Hinweise gab.

Herrn Dr. Stefan Fiedler, der zur Berechnung der von mir benötigten Li-Beam-Profile viel Zeit investieren mußte.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren Unterstützung das Physikstudium nicht möglich gewesen wäre.

Nicht zuletzt danke ich den Diplomanden und Doktoranden A. Geier, A. Kendl, S. Reibold, M. Ellmayer, Ch. Scheiba, S. Schill, E. Bellido für das gute Arbeitsklima und den Spaß bei der Arbeit.