

Untersuchung der Fusions-Protonen- und  
Tritonenemission an ASDEX

Uwe Leinberger

IPP III/171

Januar 1991



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**8046 GARCHING BEI MÜNCHEN**



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

Triton Emission in ASDEX

Uwe Leinberger

**Untersuchung der Fusions-Protonen- und  
Tritonenemission an ASDEX**

Uwe Leinberger

**Abstract:** A diagnostic method of measuring the fusion rate profile was developed on ASDEX. The collection of protons and tritons from different fusion reactions are simultaneous. IPP III/171 Januar 1991  
The detection efficiency profiles for these different directions are numerically calculated from the measured currents in the coils and measured plasma current distributions. Folding the detection efficiency profile with a fusion rate profile yields the proton and triton fluxes to the detector. Comparison with measured fluxes allows one to find a fusion rate profile in agreement with the experimental data. In certain cases the detection efficiency profile strongly strongly is the plasma current density profile, and information on the current distribution in the plasma can thus be achieved. It was proved that the spectra from rotating plasmas are in accordance with the theory of a rotating thermal plasma. Deviations can only be found in the case of strong vignetting of the detection efficiency by structures in the vacuum vessel.

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



# Investigation of Fusion Proton and

## Triton Emission in ASDEX

Uwe Leinberger

IPP III/171

1. Einleitung	3
2. Maßgebende Überlegungen	7
3. Die Diagnostik zur Untersuchung der geladenen Fusionsprodukte	10
<b>Abstract:</b> A diagnostic method of measuring the fusion rate profile was developed on ASDEX. The collimated protons and tritons from d-d fusion reaction are simultaneously detected by a semiconductor counter at a single position in the vacuum vessel for different viewing directions. The detection efficiency profiles for these viewing directions are numerically calculated from the measured currents in the coils and assumed plasma current distributions. Folding the detection efficiency profile with a fusion rate profile yields the proton and triton fluxes to the detector. Comparison with measured fluxes allows one to find a fusion rate profile in agreement with the experimental data. In certain cases the detection efficiency profile strongly strongly on the plasma current density profile, and information on the current distribution in the plasma can thus be achieved. It was proved that the spectra from rotating plasmas are in accordance with the theory of a rotating thermal plasma. Deviations can only be found in the case of strong vignetting of the detection efficiency by structures in the vacuum vessel.	10
4. Die Auswertung der Meßergebnisse	30
5. Protonen- und Tritonenflüsse aus rotierenden Plasmen	31
5.1 Frühere Messungen an rotierenden Plasmen	31
5.2 Mögliche Ursachen unterschiedlicher Protonen- und Tritonenflüsse	31
5.2.1 Änderung der Quellfunktionen von Protonen und Tritonen	32
5.2.2 Unterschiede im Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil durch Ungleichheit der Impulse	33
5.2.3 Unterschiede durch elektrische Felder	34
5.3 Neue Messungen an rotierenden Plasmen	34



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Einführende Überlegungen</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Die Diagnostik zur Untersuchung der geladenen Fusionsprodukte</b>	<b>10</b>
3.1	Die Geometrie des Experimentes . . . . .	10
3.2	Der Detektorkopf . . . . .	16
3.3	Die Signalverarbeitung . . . . .	19
3.4	Verbesserungen an der Diagnostik . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Das Verfahren zur Bestimmung des Emissionsprofils der geladenen Fusionsprodukte</b>	<b>30</b>
4.1	Diagnostizierbare Fusionsreaktionen . . . . .	31
4.1.1	Spektren der Fusionsprodukte aus thermischen Plasmen . .	32
4.2	Die Bewegung der geladenen Fusionsprodukte im Magnetfeld und die Flüsse am Detektor . . . . .	34
4.2.1	Die Bahninvarianzen . . . . .	34
4.2.2	Die Detektoreffizienz . . . . .	36
4.2.3	Die Kollimatortransmission . . . . .	39
4.3	Berechnung des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils . . . . .	42
4.4	Die Auswertung der Meßergebnisse . . . . .	43
4.5	Die Abhängigkeit des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils vom Kollimator . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Protonen- und Tritonenflüsse aus rotierenden Plasmen</b>	<b>51</b>
5.1	Frühere Messungen an rotierenden Plasmen . . . . .	51
5.2	Mögliche Ursachen unterschiedlicher Protonen- und Tritonenflüsse	51
5.2.1	Änderung der Quellfunktionen von Protonen und Tritonen	52
5.2.2	Unterschiede im Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil durch Ungleichheit der Impulse . . . . .	53
5.2.3	Unterschiede durch elektrische Felder . . . . .	54
5.3	Neue Messungen an rotierenden Plasmen . . . . .	54



5.3.1	Spektren bei fast vollständiger Abschattung . . . . .	55
5.3.2	Flußveränderung durch Vignettierung . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Experimentelle Resultate der Profilmessungen</b>	<b>65</b>
6.1	Die Abhängigkeit der Detektoreffizienz von den Profilparametern .	65
6.2	Untersuchungen an hochdichten Ohm'schen Plasmen . . . . .	72
6.3	Untersuchungen an neutralinjektionsgeheizten Plasmen und bei kombinierter Heizung mit Neutralinjektion und Lowerhybrid . . . . .	79
<b>7</b>	<b>Verbesserungsvorschläge</b>	<b>87</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>92</b>
<b>A</b>	<b>Tabelle der Symbole und Abkürzungen</b>	<b>94</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Auf allen Ebenen menschlichen Wirtschaftens und Lebens spielt die Verfügbarkeit von ausreichend Energie eine zentrale Rolle, insbesondere bei zunehmender Industrialisierung. Da die Vorräte an fossilen Brennstoffen begrenzt sind und ihre Nutzung auch von ökologischen Problemen begleitet ist, werden weltweit viele Alternativen untersucht. Hierbei sind besonders die erneuerbaren Energien zu nennen, die im wesentlichen auf der Nutzung der von der Sonne kommenden Energie abzielen, sei es durch direkte Konversion von Sonnenlicht oder indirekt durch die Nutzung von Wind, Wasser oder Biomasse, sowie die Nutzung von in der Erde gespeicherter geothermischer Energie oder Gezeitenenergie und die Kernenergie. Letztere basiert darauf, die bei Kernreaktionen freiwerdende Energie zu nutzen. Nur die Kernspaltung kann bisher in einem kontrollierten Prozess genutzt werden, wobei man sich zunutze macht, daß die Bindungsenergie pro Nukleon für Kerne mit Atomgewichten im Bereich von Eisen am höchsten ist und daher Energie freigesetzt wird, wenn man sehr schwere Kerne in kleinere Bruchstücke zerlegt. Die zweite Möglichkeit, die Kernfusion, kann man heute jedoch noch nicht in einem kontrollierten Prozeß für die Energieerzeugung nutzen. Hier geht man von sehr leichten Elementen aus und verschmilzt sie zu schwereren, welche eine höhere Bindungsenergie pro Nukleon haben. Besonders hoch ist die freiwerdende Bindungsenergie pro Nukleon bei den Fusionsreaktionen, die von den Wasserstoffisotopen oder  $^3\text{He}$  ausgehen und zu der Entstehung eines  $^4\text{He}$ -Kernes führen. Für die Bereitstellung dieser Option der Energieversorgung mit fast unbegrenzten Brennstoffreserven werden weltweit große Forschungsanstrengungen unternommen. Eine Forschungslinie zielt hierbei auf den magnetischen Einschluß der elektrisch geladenen Teilchen eines heißen Deuterium-Tritium-Plasmas, um mittels der Reaktion



Energie freizusetzen. Diese Reaktion ist sowohl bezüglich der nötigen Temperatu-

ren im Bereich von 15keV ( $1\text{eV}=11605\text{K}$ ) als auch vom Einschlußparameter, dem Produkt aus Energieeinschlußzeit und Dichte des Plasmas, die weitaus günstigste, hat aber den Nachteil, durch das radioaktive Tritium als Brennstoff und die aktivierenden Neutronen als Reaktionsprodukt besondere radiologische Probleme aufzuwerfen [1, 2]. In einem brennenden Reaktorplasma müssen die Leistungsverluste des Plasmas durch Strahlung und Wärmetransport durch die im Plasma deponierte Fusionsleistung  $P_{\text{fus}}$  zumindest kompensiert werden. Die Grenzbedingung ist also

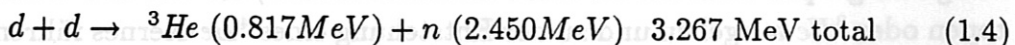
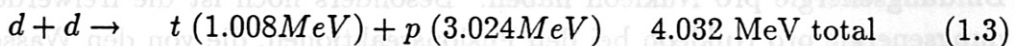
$$P_{\text{fus}} = P_{\text{Strahlung}} + P_{\text{Wärmetransport}} \quad (1.2)$$

Die Fusionsrate bestimmt die Fusionsleistung und ist daher eine der entscheidenden Größen in der Leistungsbilanz eines brennenden Plasmas. Die Kenntnis der räumlichen Verteilung der Fusionsleistung in einem heißen Plasma ist deshalb für die Untersuchung der lokalen Leistungsbilanz von herausragender Bedeutung.

Die Kenntnis der Fusionsrate ermöglicht jedoch auch den Zugang zu weiteren Größen. Sie hängt nicht nur von den Dichten, sondern über die Reaktivität stark von der Energieverteilung der Ionen ab. Im Falle thermischer Plasmen mit Temperaturen von einigen keV ist die Reaktivität ungefähr proportional der fünften Potenz der Temperatur. Auch ein beispielsweise durch Plasmaheizung wie Neutralinjektion oder Einstrahlen von elektromagnetischen Wellen hervorgerufener Anteil an hochenergetischen Teilchen hat einen starken Anstieg der Reaktivität zur Folge. Die von einer Heizmethode im Plasma deponierte Energie und die Art der Energiedeposition, ob in Form erhöhter Temperatur oder schneller Teilchen, wirkt sich also stark auf die Fusionsrate aus. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die Mechanismen, mit denen die Energiedeposition einer Plasmaheizmethode erfolgt.

Aufgrund der radiologischen Probleme im Umgang mit Tritium wird an Experimenten, die hauptsächlich den Aspekt des magnetischen Einschlusses heißer Plasmen untersuchen, noch kein Tritium eingesetzt.

Trotzdem gibt es auch an diesen Experimenten bei Verwendung von Deuterium Fusionsreaktionen, bei denen zwei Deuteronen miteinander reagieren:



Gelingt es, die Produkte dieser Reaktionen nachzuweisen, so ist es prinzipiell möglich, daraus Information über Plasmaparameter zu erhalten.

An fast allen Fusionsexperimenten werden die freigesetzten Neutronen untersucht, da sie vom Magnetfeld nicht beeinflußt werden und sogar die materiellen Wände der Apparatur durchdringen. Sie sind also mit geeigneten Detektoren ohne besonders schwierigen, direkt am oder gar im Experiment lokalisierten Aufbau nachzuweisen, jedoch ist eine hohe räumliche und Energieauflösung und eine genaue Absoluteichung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronendetektoren nur schwer



erreichbar [3]. So hat der an TFTR eingesetzte Neutronenkollimator zur räumlich aufgelösten Messung der Fusionsraten eine Masse von rund 50 Tonnen [4].

Die Kollimation von geladenen Teilchen ist im Vergleich zu Neutronen sehr einfach und es stehen mit den Halbleiterzählern sehr einfache, kompakte Detektoren zur Verfügung mit der Fähigkeit, jedes einzelne Teilchen mit hoher Energieauflösung nachzuweisen. An mehreren Fusionsexperimenten wurden daher schon Apparaturen zum Nachweis der geladenen Fusionsprodukte aufgebaut und für die Bestimmung verschiedener Plasmaparameter eingesetzt [5, 6, 7, 8, 9, 10]. So wurde z.B. die Bestimmung der Deuteronentemperatur von Plasmen mittels der Messung der Fusionsprotonen und -tritononen schon mehrfach durchgeführt [7, 11].

Geladene Teilchen werden von den Wänden der Apparatur gestoppt. Will man also diese Teilchen nachweisen, so muß der Detektor unmittelbar in die Plasmakammer eingebaut werden.

Im Gegensatz zu den Neutronen werden die geladenen Fusionsprodukte Proton, Triton und  $^3\text{He}$  vom Magnetfeld beeinflusst, in größeren Experimenten wie JET und TFTR oder den in der Konzipierungsphase befindlichen Experimenten NET und ITER sogar eingeschlossen. Sollen die geladenen Fusionsprodukte gemessen werden, so darf der Plasmastrom nicht zu groß sein, damit diese Teilchen aus dem Plasma entkommen können. Dies ist an den kleineren Experimenten wie ASDEX am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching der Fall, an dem die Messungen dieser Arbeit angefertigt wurden.

Zum Nachweis der geladenen Fusionsprodukte wurde von Bosch [12] eine Diagnostik an ASDEX aufgebaut, die von Simmet [13] weiterentwickelt wurde. Die Diagnostik wurde bisher hauptsächlich zur Bestimmung der Ionentemperatur aus den Energiespektren genutzt [14, 12, 13] und auch nichtthermische Energieverteilungen der Deuteronen wurden hiermit schon nachgewiesen [14, 15]. Mit dieser Diagnostik können die Protonen und Tritonen simultan in einem Detektor nachgewiesen werden. Da beide Teilchensorten identische Resultate liefern müssen, enthält die Messung zusätzliche Redundanz.

Mit dieser Methode eröffnet sich die Möglichkeit, die Flüsse der Fusionsprotonen und -tritononen räumlich aufgelöst zu messen und so das gesuchte Fusionsemissionsprofil zu bestimmen, indem durch kollimierte Detektoren der Teilchenfluß außerhalb des Plasmas winkelaufgelöst gemessen wird. Aufgabe dieser Arbeit war es, die Grundlagen dieses Verfahrens zu erarbeiten und es an ASDEX zu erproben.

Die wichtigsten Grundgedanken der in dieser Arbeit entwickelten Methode zur Bestimmung des Fusionsemissionsprofils werden in Kapitel 2 beschrieben.

In Kapitel 3 werden der Aufbau der Diagnostik und ihre Anordnung an ASDEX dargestellt.

Für die Bestimmung des Emissionsprofils ist eine genaue Kenntnis der Abbildung des Plasmas durch die geladenen Fusionsprodukte in den Detektor notwendig. Die

Grundlagen für die Ermittlung dieser Abbildung sowie die numerische Berechnung werden in Kapitel 4 diskutiert.

Bei älteren Messungen an durch unbalanzierte Neutralinjektion rotierenden Plasmen traten große Abweichungen der Flüsse der Tritonen und Protonen voneinander auf [14], die bisher nicht erklärt werden konnten. Um sicherzustellen, daß die in Kapitel 4 getroffenen Annahmen richtig sind und damit die Interpretation der Ergebnisse korrekt ist, waren daher zunächst weitere Untersuchungen an rotierenden Plasmen durchzuführen. Dies wird in Kapitel 5 dargestellt.

In Kapitel 6 wird die zu erwartende Abhängigkeit der Detektoreffizienz von der Einstellung des Detektors und dem angenommenen Emissions- und Stromdichteprofil des Plasmas exemplarisch diskutiert und anschließend werden einige Beispiele experimenteller Ergebnisse für verschiedene Entladungstypen vorgestellt.

In Kapitel 7 findet man einige Vorschläge, wie man die Methode weiter verbessern könnte.

Kapitel 8 enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit.



## Kapitel 2

# Einführende Überlegungen

Die meisten heute im Labor herstellbaren Plasmen sind so beschaffen, daß die Fusionsprodukte nach ihrem Entstehen ohne weitere Wechselwirkung mit dem Plasma dieses verlassen. Beobachtet man die aus dem Plasma kommenden Fusionsprodukte, so ist die Situation ähnlich der optischen Beobachtung eines selbstleuchtenden optisch dünnen Gases oder Plasmas.

Die Intensität am Detektor ergibt sich, indem man die in den Detektor fallende Intensität aus jedem vom Detektor erfaßten Volumenelement aufintegriert. Dies bedeutet, daß man die Emission längs der Sichtlinie des Detektors aufintegriert und dann über alle Sichtlinien des Detektors summiert.

Dem optischen Beispiel am ähnlichsten ist die Situation im Falle der Messung des Emissionsprofils der Neutronen, das (bis auf eine Konstante) mit dem Fusionsratenprofil identisch ist. Beide Teilchen, Photonen und Neutronen, bewegen sich unbeeinflußt von elektromagnetischen Feldern und damit geradlinig: Die Abbildung des beobachteten Objektes in den Detektor geschieht also durch Geraden und ist daher besonders einfach. Dies erlaubt die Anwendung von Methoden wie der Abelinversion oder der Tomographie, um aus der Messung längs einer Zahl von Sichtlinien eine räumlich aufgelöste Information über die Emission im Untersuchungsobjekt zu erhalten.

Die besonders einfache Abbildung des Plasmas in den Detektor längs Geraden ist ein wichtiges Argument für die Messung des Emissionsprofils durch orts aufgelösten Nachweis der Neutronen. Gerade der orts aufgelöste Nachweis von Neutronen ist aber mit großen Schwierigkeiten verbunden: Neutronendetektoren haben meist relativ niedrige Nachweiswahrscheinlichkeiten und sind nur schwierig absolut zu eichen. Soll außerdem noch eine gute Energieauflösung erreicht werden, so werden die Probleme noch größer. Besonderen Aufwand erfordert aber die Kollimation der Neutronen. Die geringe Wechselwirkung der Neutronen mit Materie aufgrund ihrer fehlenden elektrischen Ladung führt dazu, daß die Kollimatoren sehr groß sein müssen, um den Anteil der durch einen Teil des abschirmenden

Materials des Kollimators gedrunge- oder gestreuten Neutronen am gesamten Neutronenfluß auf den Detektor gering zu halten. Der einfachen Abbildung des Plasmas in den Detektor stehen also große Schwierigkeiten beim Aufbau des Detektorsystemes gegenüber.

Der Nachweis elektrisch geladener Teilchen ist dagegen mit einer Vielzahl verschiedener Detektoren wie beispielsweise Ionisationskammern, Szintillations- oder Halbleiterzählern einfach und präzise möglich. Aufgrund der starken Wechselwirkung eines schnellen elektrisch geladenen Teilchens mit vor allem den Elektronen durchdrungener Materie werden sie schon nach kurzen Strecken vollständig gestoppt. Die Streuung aus ihrer ursprünglichen Richtung bleibt dabei klein. Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Fusionsprodukte kommen in Festkörpern schon nach einigen hundert  $\mu\text{m}$  zur Ruhe. Dies erlaubt die einfache Herstellung kleiner Kollimatoren mit Dimensionen im Millimeterbereich mit nahezu perfekten Eigenschaften. Die Kollimation und der Nachweis der elektrisch geladenen Teilchen ist also wesentlich einfacher als im Falle der Neutronen.

Die Bewegung geladener Teilchen wird jedoch von elektromagnetischen Feldern stark beeinflußt und ist im allgemeinen keine Gerade, sondern ergibt sich aus der Lösung der Bewegungsgleichung mit den durch die Felder auf das Teilchen ausgeübten Kräften. Die Bahnen, die die Abbildung des Untersuchungsobjektes in den Detektor definieren, sind sehr kompliziert. Die geraden Sichtlinien werden hier ersetzt durch in allen drei Dimensionen gekrümmte Kurven, die an eine in den Torus gespannte deformierte Spiralfeder mit veränderlicher Steigung und Radius erinnern, deren Mitte selbst eine gekrümmte Kurve durch den Torus bildet. Eine der Hauptschwierigkeiten in diesem Fall ist es, zunächst die Bahnen der geladenen Teilchen in den Feldern zu ermitteln und daraus die Abbildung des Plasmas in den Detektor zu berechnen. In Kapitel 4 wird bewiesen, daß die Detektorsichtlinie für Tritonen und Protonen identisch ist. Dann wird die Abbildung des Phasenraumes des Plasmas in den Detektor durch die Teilchenbahn unter Verwendung des Liouvillschen Theorems über die Erhaltung des Phasenraumvolumens abgeleitet. Wegen der Identität der Bahn ist diese Abbildung für beide Teilchensorten identisch.

Dann kann die Integration der Emission längs der durch die Teilchenbahn gegebenen komplizierten Sichtlinie erfolgen, die den Fluß am Detektor ergibt. Anschließend muß wie im Falle der optischen Beobachtung über alle Bahnen im Akzeptanzraumwinkel des Detektors integriert werden, um den Fluß am Detektor zu erhalten.

Hat man mehrere Detektoren oder kann man bei einem Detektor die Richtung ändern, so daß mehrere Sichtlinien durch das Plasma zur Verfügung stehen, so ist wegen der komplexen Abbildung vom Plasma in den Detektor die direkte Berechnung des Emissionsprofils beispielsweise durch Abelinversion nicht möglich.



Trotzdem ist in diesen Messungen Information über das Emissionsprofil erhalten, auch wenn sie nicht direkt ausgewertet werden kann. Eine Möglichkeit der Auswertung besteht darin, die Flüsse am Detektor für verschiedene Sichtlinien für ein angenommenes Emissionsprofil zu berechnen. Durch die Variation des angenommenen Profiles ist es dann möglich, ein Profil zu finden, das die Messergebnisse korrekt reproduziert. Es ist dabei besonders praktisch, daß es möglich ist, die zur Berechnung des Flusses am Detektor nötigen Integrationen so auszuführen, daß man als Zwischenergebnis das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil des Detektors erhält, das nur noch mit dem Emissionsprofil multipliziert und nach der Ortskoordinate integriert zu werden braucht. Da das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil vom Magnetfeld abhängt, das aus der Plasmastromverteilung resultiert, ist es in günstigen Fällen auch möglich, zusätzlich eine Information über die Plasmastromverteilung zu erhalten. Die Realisation einer Methode, nach diesem Prinzip das Fusionsratenprofil eines heißen Plasmas zu bestimmen, ist Gegenstand dieser Arbeit.

Die Messungen dieser Arbeit wurden an Plasmen im Divertortokamak ASDEX durchgeführt. In folgenden soll diese des Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchgeführt. In folgenden soll diese toroidale Anordnung zum magnetischen Einschluss von Plasmen kurz vorgestellt werden. Konstruktive Gegebenheiten der Maschine sowie die durch die Spulenanordnung gegebenen Magnetfelder legen die möglichen Meßpositionen fest. Der Aufbau der Diagnostik sowie deren Aufbau werden dargestellt. Abschließend werden apparative Einschränkungen und vorgeschlagene Verbesserungen diskutiert. Aufgrund der toroidalen Geometrie des Experimentes erweist es sich als nützlich, die in Abbildung 3.1 gezeigten Toruskoordinaten zu verwenden. Diese sind charakterisiert durch den großen Radius  $R_0$  und die folgenden drei Koordinaten: Den kleineren Radius  $r$ , den toroidalen Winkel  $\varphi$  und den poloidalen Winkel  $\theta$ . Oft verwendet man auch den normierten kleinen Radius

$$\rho = \frac{r}{a}$$

Hierin ist  $a$  der kleine Plasmaradius. Den Winkel  $\theta$ , den eine Teilchenbahn mit dem Toroidalfeld einschließt, bezeichnet man als den Pitchwinkel der Bahn. Da das Toroidalfeld der größte Beitrag zum Gesamtfeld ist, ist  $\theta$  auch ungefähr der Winkel zum Magnetfeld.

### 3.1 Die Geometrie des Experimentes

ASDEX hat einen großen Radius von 1.65m und einen Plasmaradius von 40cm. Außer den an jedem Tokamak vorhandenen Spulensystemen für das Toroidal- oder Hauptfeld und das Vertikalfeld, welches von toroidal umlaufenden Ringspulen erzeugt wird, ist an ASDEX ein weiteres toroidales Spulensystem zu finden: Die

## Kapitel 3

# Die Diagnostik zur Untersuchung der geladenen Fusionsprodukte

Die Messungen dieser Arbeit wurden an Plasmen im Divertortokamak ASDEX [16] des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik durchgeführt. Im folgenden soll diese toroidale Anordnung zum magnetischen Einschluß von Plasmen kurz vorgestellt werden. Konstruktive Gegebenheiten der Maschine sowie die durch die Spulen-anordnung gegebenen Magnetfelder legen die möglichen Meßpositionen fest. Der Anbau der Diagnostik sowie deren Aufbau werden dargestellt. Abschließend werden apparative Einschränkungen und vorgenommene Verbesserungen diskutiert. Aufgrund der toroidalen Geometrie des Experimentes erweist es sich als nützlich, die in Abbildung 3.1 gezeigten Toruskoordinaten zu verwenden. Diese sind charakterisiert durch den großen Radius  $R_0$  und die folgenden drei Koordinaten: Den kleinen Radius  $r$ , den toroidalen Winkel  $\Phi$  und den poloidalen Winkel  $\Theta$ . Oft verwendet man auch den normierten kleinen Radius

$$\rho = \frac{r}{a}.$$

Hierin ist  $a$  der kleine Plasmaradius.

Den Winkel  $\phi$ , den eine Teilchenbahn mit dem Toroidalfeld einschließt, bezeichnet man als den Pitchwinkel der Bahn. Da das Toroidalfeld der größte Beitrag zum Gesamtfeld ist, ist  $\phi$  auch ungefähr der Winkel zum Magnetfeld.

### 3.1 Die Geometrie des Experimentes

ASDEX hat einen großen Radius von 1.65m und einen Plasmaradius von 40cm. Außer den an jedem Tokamak vorhandenen Spulensystemen für das Toroidal- oder Hauptfeld und das Vertikalfeld, welches von toroidal umlaufenden Ringspulen erzeugt wird, ist an ASDEX ein weiteres toroidales Spulensystem zu finden: Die



Divertormultipole, jeweils ein Spulenzweig über und unter dem Plasma mit Netto-  
 strom 0, sowie zugehörige Korrekturspulen außerhalb des Vakuumgefäßes. Einen  
 Eindruck vom ASDEX sowie der Spulenanordnung vermittelt der poloidale Schnitt  
 in Abb. 3.2.

Das von den Hauptspulen erzeugte poloidale Magnetfeld ist bis auf kleine hier  
 vernachlässigte Asymmetrien dasselbe wie das eines Stromes in einem unendlich  
 langen geraden Leiter auf der Torusachse und fällt also mit  $\frac{1}{R}$  ab. Die poloidale  
 len Felder der Ströme in den toroidalen Ringspulen lassen sich nach dem Biot-  
 Savart'schen Gesetz berechnen, allerdings sind die resultierenden mit großer Kompl-

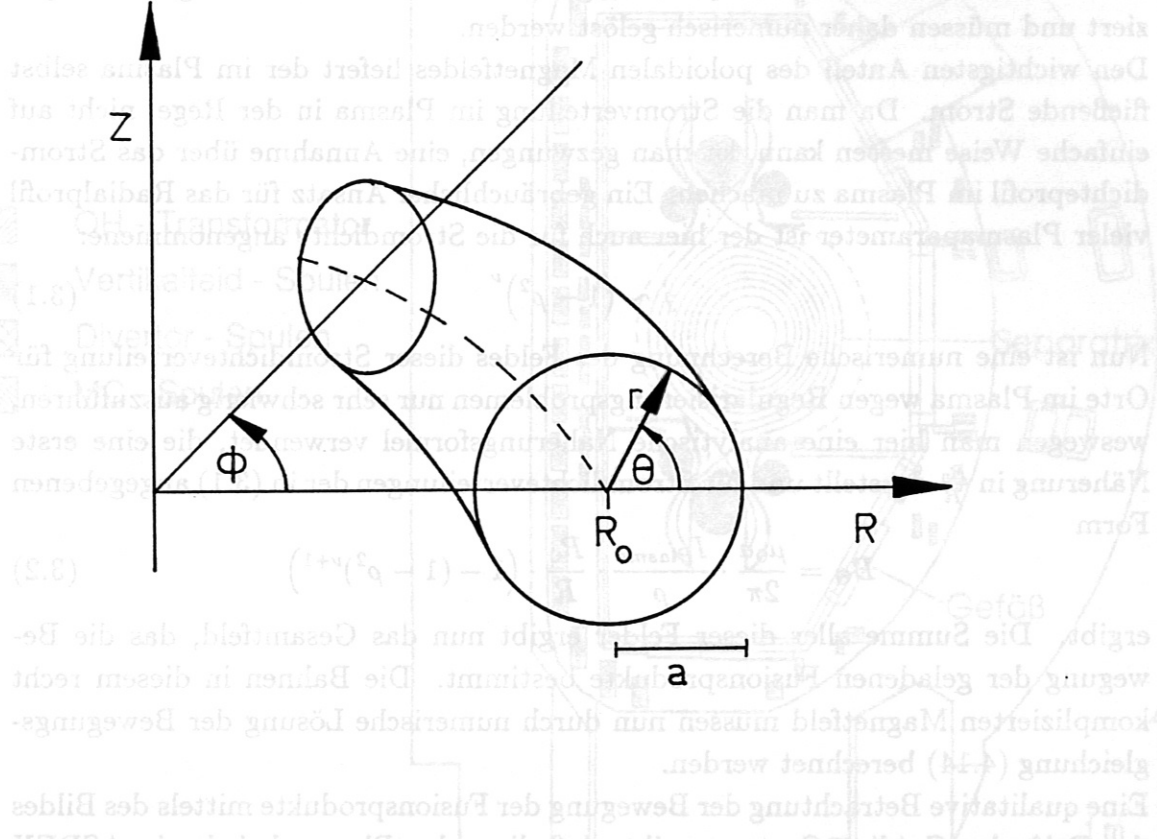


Abbildung 3.1: Darstellung der Toruskordinaten.  $R_0$  und  $a$  (großer und kleiner  
 Plasmaradius) sind feste Parameter,  $r, \theta$  und  $\Phi$  sind die Koordinaten.

in dieser Hinsicht schon nach wenigen Hundert-Mikrometern vollständig gestoppt  
 werden, ist es notwendig, den Detektor innerhalb der Plasmakammer anzuordnen.  
 Aus diesen Gründen wurde die Diagnostik an ASDEX an einen Port im oberen  
 Bereich der Plasmahauptkammer angebracht, wie dies Abb. 3.3 zeigt.

Lien trotz des Vakuums in der Plasmakammer einen Zustand des Detektors für  
 die Messung des Signals. In der Abbildung ist der Detektorkopf an einem Mani-  
 pulator angebracht, der es ermöglicht, durch einen Vakuumstapel motorisch und  
 ferngesteuert an eine genau reproduzierbare Position in das Vakuumgefäß einzu-  
 fahren. In der Ruheposition dagegen kann der Vakuumstapel zum Experiment

Divertormultipole, jeweils ein Spulentripel über und unter dem Plasma mit Nettostrom 0, sowie zugehörige Korrekturspulen außerhalb des Vakuumgefäßes. Einen Eindruck von ASDEX sowie der Spulenanordnung vermittelt der poloidale Schnitt in Abb. 3.2.

Das von den Hauptfeldspulen erzeugte toroidale Magnetfeld ist bis auf kleine hier vernachlässigte Asymmetrien dasselbe wie das eines Stromes in einem unendlich langen geraden Leiter auf der Torusachse und fällt also mit  $\frac{1}{R}$  ab. Die poloidalen Felder der Ströme in den toroidalen Ringspulen lassen sich nach dem Biot-Savart'schen Gesetz berechnen, allerdings sind die auftretenden Integrale kompliziert und müssen daher numerisch gelöst werden.

Den wichtigsten Anteil des poloidalen Magnetfeldes liefert der im Plasma selbst fließende Strom. Da man die Stromverteilung im Plasma in der Regel nicht auf einfache Weise messen kann, ist man gezwungen, eine Annahme über das Stromdichteprofil im Plasma zu machen. Ein gebräuchlicher Ansatz für das Radialprofil vieler Plasmaparameter ist der hier auch für die Stromdichte angenommene:

$$j \sim (1 - \rho^2)^\nu \quad (3.1)$$

Nun ist eine numerische Berechnung des Feldes dieser Stromdichteverteilung für Orte im Plasma wegen Regularisierungsproblemen nur sehr schwierig auszuführen, weswegen man hier eine analytische Näherungsformel verwendet, die eine erste Näherung in  $\frac{R_0}{R}$  darstellt und für Stromdichteverteilungen der in (3.1) angegebenen Form

$$B_\Theta = \frac{\mu_0 a}{2\pi} \cdot \frac{I_{Plasma}}{\rho} \cdot \frac{R_0}{R} \cdot (1 - (1 - \rho^2)^{\nu+1}) \quad (3.2)$$

ergibt. Die Summe aller dieser Felder ergibt nun das Gesamtfeld, das die Bewegung der geladenen Fusionsprodukte bestimmt. Die Bahnen in diesem recht komplizierten Magnetfeld müssen nun durch numerische Lösung der Bewegungsgleichung (4.14) berechnet werden.

Eine qualitative Betrachtung der Bewegung der Fusionsprodukte mittels des Bildes der Drift des Guiding-Centers ergibt, daß diese das Plasma bei der in ASDEX normalen Polung der Ströme nach oben verlassen. Dies erfordert eine Montage des Detektors möglichst oberhalb des Plasmas. Da die geladenen Fusionsprodukte in fester Materie schon nach wenigen hundert Mikrometern vollständig gestoppt werden, ist es notwendig, den Detektor innerhalb der Plasmakammer anzuordnen. Aus diesen Gründen wurde die Diagnostik an ASDEX an einen Port im oberen Bereich der Plasmahauptkammer angebaut, wie dies Abb. 3.3 zeigt.

Um trotz des Vakuums in der Plasmakammer einen Zugang zum Detektor für Reparaturen und Änderungen zu haben, ist der Detektorkopf an einem Manipulator angebracht, der es ermöglicht, durch einen Vakuumschieber motorisch und ferngesteuert an eine genau reproduzierbare Position in das Vakuumgefäß einzufahren. In der Ruheposition dagegen kann der Vakuumschieber zum Experiment

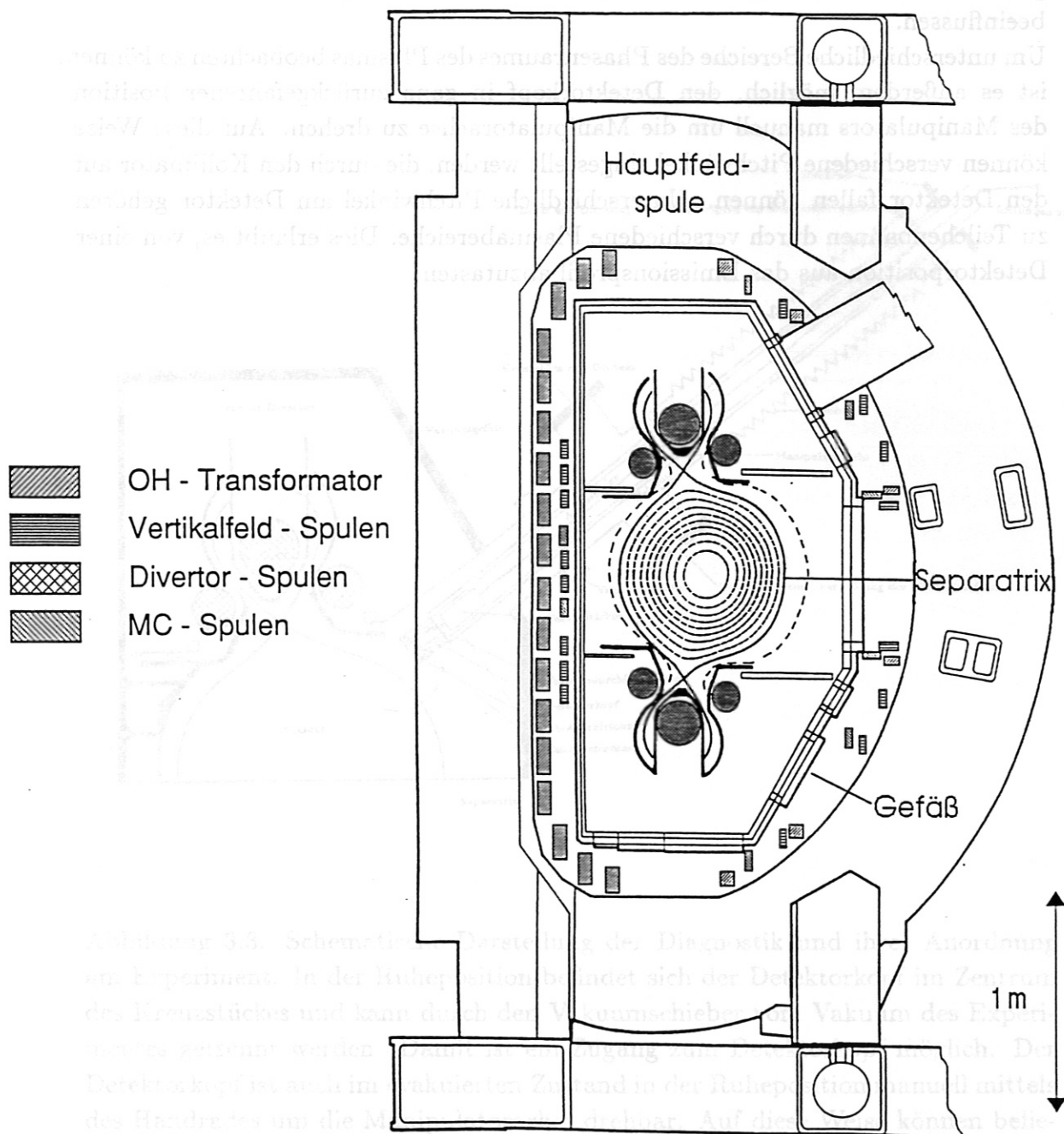


Abbildung 3.2: Poloidaler Schnitt durch das Experiment ASDEX. Im Inneren der vom Plasma ausgefüllte Bereich. MC-Spulen sind die Korrekturspulen für die Divertormultipolspulen.



geschlossen und die Diagnostik belüftet werden, ohne das gesamte Experiment zu beeinflussen.

Um unterschiedliche Bereiche des Phasenraumes des Plasmas beobachten zu können, ist es außerdem möglich, den Detektorkopf in ganz zurückgefahrener Position des Manipulators manuell um die Manipulatorachse zu drehen. Auf diese Weise können verschiedene Pitchwinkel eingestellt werden, die durch den Kollimator auf den Detektor fallen können. Unterschiedliche Pitchwinkel am Detektor gehören zu Teilchenbahnen durch verschiedene Plasmabereiche. Dies erlaubt es, von einer Detektorposition aus das Emissionsprofil abzutasten.



Die Summe aller dieser Bahnen ergibt das Gesamtfeld, das die Bewegung der geladenen Teilchen bestimmt. Die Bahnen in diesem sehr komplizierten Magnetfeld müssen nun durch numerische Lösung der Bewegungsgleichung (3.14) berechnet werden.

Eine qualitative Betrachtung der Bewegung der Ionenprodukte mittels der Bilder der Drift des Guiding-Centers ergibt, daß diese das Plasma bei der in ASDEX normalen Polung des Stroms nach oben verdrängen. Dies erfordert eine Montage des Detektors möglichst oberhalb des Plasmas. Da die geladenen Ionenprodukte in fester Materie schon nach wenigen Millimetern vollständig gestoppt werden, ist es notwendig, den Detektor innerhalb der Plasmakammer anzuordnen. Aus diesen Gründen wurde die Diagnostik an ASDEX an einem Port im oberen Bereich der Plasmakammer angebaut, wie dies Abb. 3.3 zeigt.

Um vom Detektor aus die Plasmakammer zu betreten, schneidet der Manipulator durch die Vakuumschleibe im Inneren der Plasmakammer. Die Vakuumschleibe ist durch einen Kollimator angebracht, der es ermöglicht, durch einen Vakuumschieber ferngesteuert an eine genau reproduzierbare Position in der Vakuumschleibe einzufahren. In der Ruheposition dagegen kann der Vakuumschieber zum Experiment

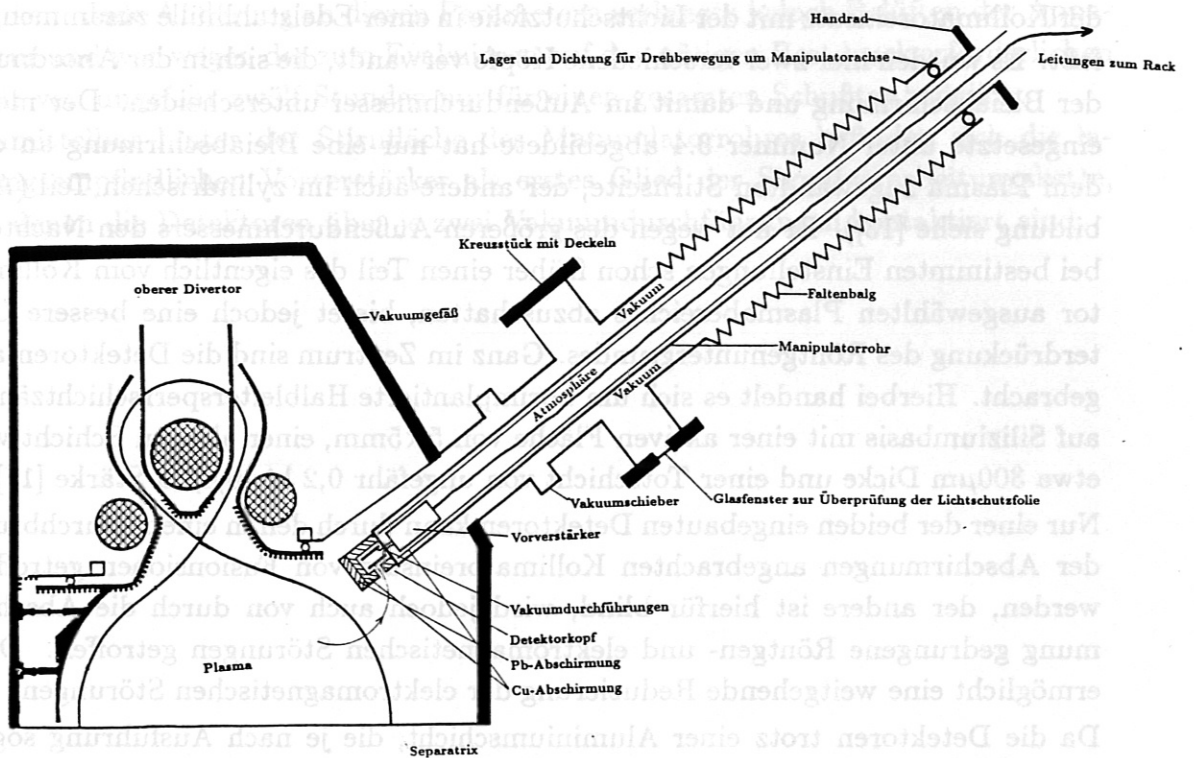


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Diagnostik und ihrer Anordnung am Experiment. In der Ruheposition befindet sich der Detektorkopf im Zentrum des Kreuzstückes und kann durch den Vakuumschieber vom Vakuum des Experimentes getrennt werden. Damit ist ein Zugang zum Detektorkopf möglich. Der Detektorkopf ist auch im evakuierten Zustand in der Ruheposition manuell mittels des Handrades um die Manipulatorachse drehbar. Auf diese Weise können beliebige Pitchwinkel am Detektor eingestellt werden, die zu unterschiedlichen Bahnen durch das Plasma gehören. Dies erlaubt eine Abtastung des Emissionsprofils von einer festen Detektorposition aus.

## 3.2 Der Detektorkopf

Im Detektorkopf, der vorne an der Stirnseite des Manipulatorrohres angebracht ist, sind die Bleiabschirmung gegen Röntgenstrahlung (hier nicht sichtbar), eine Kupferabschirmung gegen elektromagnetische Einstreuungen, die Detektoren und der Kollimatoreinsatz mit der Lichtschutzfolie in einer Edeldstahlhülle zusammengefaßt. Es wurden hier zwei verschiedene Köpfe verwendet, die sich in der Anordnung der Bleiabschirmung und damit im Außendurchmesser unterscheiden. Der meist eingesetzte unter Nummer 3.4 abgebildete hat nur eine Bleiabschirmung an der dem Plasma zugewandten Stirnseite, der andere auch im zylindrischen Teil (Abbildung siehe [13]). Er hat wegen des größeren Außendurchmessers den Nachteil, bei bestimmten Einstellungen schon früher einen Teil des eigentlich vom Kollimator ausgewählten Plasmabereiches abzuschatten, bietet jedoch eine bessere Unterdrückung des Röntgenuntergrundes. Ganz im Zentrum sind die Detektoren angebracht. Hierbei handelt es sich um borimplantierte Halbleitersperrschichtzähler auf Siliziumbasis mit einer aktiven Fläche von  $5 \times 5 \text{ mm}$ , einer aktiven Schicht von etwa  $300 \mu\text{m}$  Dicke und einer Totschicht von ungefähr  $0,2$  bis  $0,4 \mu\text{m}$  Stärke [17].

Nur einer der beiden eingebauten Detektoren kann durch den in einem Durchbruch der Abschirmungen angebrachten Kollimatoreinsatz von Fusionsionen getroffen werden, der andere ist hierfür blind, wird jedoch auch von durch die Abschirmung gedrungene Röntgen- und elektromagnetischen Störungen getroffen. Dies ermöglicht eine weitgehende Reduzierung der elektromagnetischen Störungen.

Da die Detektoren trotz einer Aluminiumschicht, die je nach Ausführung sogar optisch dicht ist, mit stark erhöhten Leckströmen und völligem Verlust der Zähleigenschaften auf Licht reagieren, muß eine Lichtschutzfolie vor dem Detektor angebracht werden. Diese wurde bisher vor dem Kollimator im Kollimatoreinsatz angebracht. Die Folie führt zu Energieverlust sowie Energie- und Winkelstraggling. Dies kann dazu führen, daß die Transmission des Kollimators nicht mehr mit der berechneten übereinstimmt, da die Energie und die Richtung der Teilchen im Kollimator nicht mehr mit denen im Plasma übereinstimmen. Veränderungen der Spektren insbesondere bei den niederenergetischen Teilchen  $^3\text{He}$  und  $t$  wegen der dann stärkeren Krümmung und der geänderten Richtung der Bahn der Teilchen können die Folge sein [13]. Deswegen wurde die Folie nun hinter den Kollimator verlegt. Dies hat zudem noch den Vorteil, daß die freiliegenden Flächen der Folie nunmehr nur noch so groß sind wie die Kollimatorbohrungen und dadurch die Gefahr einer Beschädigung der Folie verringert wird. Der Einsatz extrem dünner und damit empfindlicher Abschirmfolien mit Stärken herab bis  $200 \text{ nm}$  wird dadurch erst möglich.

Es wurden zwei Typen von Kollimatoren eingesetzt, die unterschiedliche Lochanordnungen hatten: Der eine Typ hatte drei Bohrungen von  $1,5 \text{ mm}$  Durchmesser



bei 8mm Tiefe, der andere 4 Bohrungen von 1mm Durchmesser bei derselben Tiefe und damit einen engeren Akzeptanzwinkel. Um für unterschiedliche Entladungstypen und damit Fusionsraten eine gewisse Anpassung der Zählraten an den Dynamikbereich der Diagnostik zu erreichen, wurde eine Möglichkeit geschaffen, eine beliebige Anzahl von Kollimatorbohrungen abzudecken, um die Zählraten zu senken. Jede Änderung an diesen Parametern verlangte jedoch Belüften der Apparatur und war wegen der zum Evakuieren auf den nötigen Restdruck erforderlichen Zeit von ungefähr zwölf Stunden nur für einen gesamten Schuftag möglich. Unmittelbar hinter der Stirnfläche des Manipulatorrohres befinden sich die ladungsempfindlichen Vorverstärker als erstes Glied der Signalverarbeitungskette, zu denen die Detektoren über je zwei Vakuumdurchführungen kontaktiert sind.

bei einem Tiefe, der andere 4 Bohrungen für einen bestimmten Winkel. Um für unterschiedliche Einfallswinkel und damit einen anderen Akzeptanzwinkel. Um für unterschiedliche Einfallswinkel und damit einen anderen Akzeptanzwinkel. Um für unterschiedliche Einfallswinkel und damit einen anderen Akzeptanzwinkel.

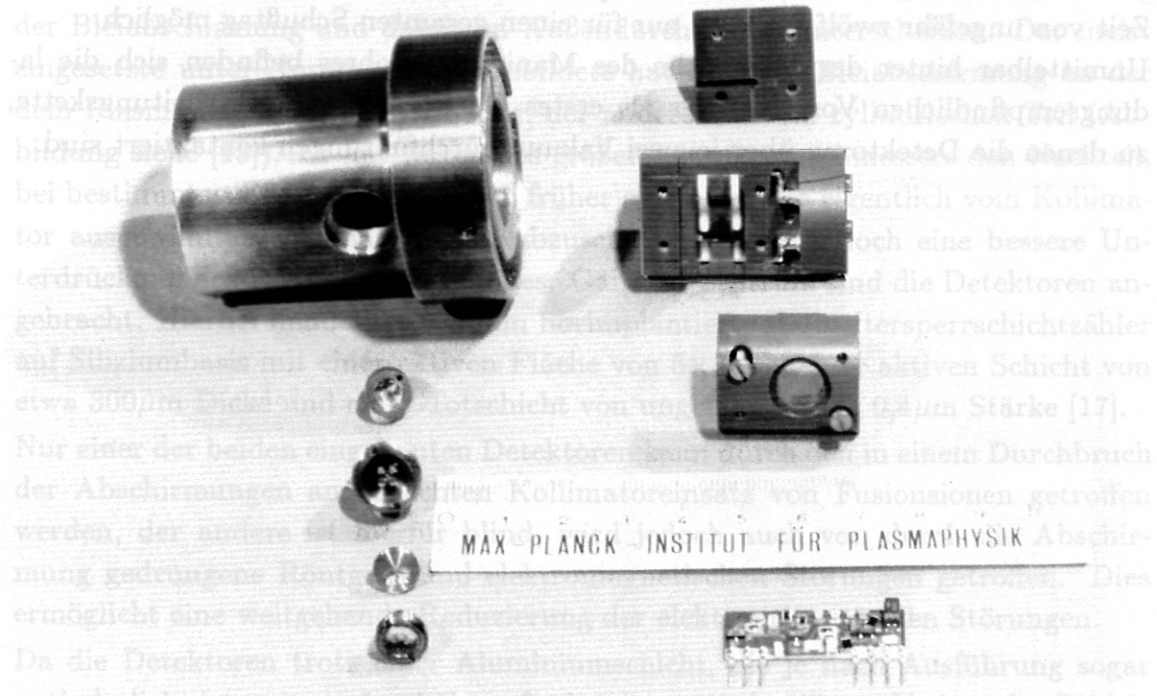


Abbildung 3.4: Der Detektorkopf in zerlegtem Zustand. Linke Reihe: Oben: Abschirmeinheit mit Hülle aus Edelstahl (außen) und der (nicht sichtbaren) Abschirmung aus Blei (Stirnseite) und Kupfer (innen), Halter mit Abschirmfolie, Kollimatoreinsatz, Abdeckscheibe mit Befestigungsring. Rechts: Halter mit Detektor und Abdeckungen. Unter dem Maßstab einer der Vorverstärker.

können die Folge sein [13]. Deswegen wurde die Folie nun hinter den Kollimator verlegt. Dies hat zudem noch den Vorteil, daß die freibegenden Flächen der Folie nunmehr nur noch so groß sind wie die Kollimatorbohrungen und dadurch die Gefahr einer Beschädigung der Folie verringert wird. Der Einsatz extrem dünner und damit empfindlicher Abschirmfolien mit Stärken herab bis 200nm wird dadurch erst möglich.

Es wurden zwei Typen von Kollimatoren eingesetzt, die unterschiedliche Lochanordnungen hatten: Der eine Typ hatte drei Bohrungen von 1,5mm Durchmesser

### 3.3 Die Signalverarbeitung

Die Signalverarbeitung zeichnet sich durch zwei Besonderheiten aus:

- Durch die besonders kurzen Verbindungen von den Detektoren zu den Vorverstärkern, die direkt nach den Vakuumdurchführungen nur einige Zentimeter von den Detektoren entfernt im Manipulatorrohr untergebracht sind. Dies ist im Hinblick auf Störeinflüsse durch Mikrophonie und elektromagnetische Einstreuungen sowie auf die für die Größe der Spannungsimpulse wichtige Gesamtkapazität der Anordnung vor den Vorverstärkern sehr günstig, erfordert aber stark miniaturisierte Vorverstärker. Solche wurden am MPI für Physik und Astrophysik entwickelt und dankenswerterweise zur Verfügung gestellt [18]. Da sie in Dickschichttechnik aufgebaut sind, ist es jedoch leider nicht möglich, Eingriffe beispielsweise zur Anpassung der Abfallzeit des Pulses vorzunehmen. Die Kupferabschirmung, die die Vorverstärker umgibt, enthält außerdem noch die Treiber für die Anpassung an die Koaxialkabel, mit denen dann das Signal an die weiteren Verstärker einige Meter entfernt weitergegeben wird, sowie die Einspeisung der Detektorvorspannung.
- Durch den 'blinden' Detektor. Da der gesamte elektrische Aufbau bis zum Differenzverstärker streng parallel ausgelegt ist, nehmen beide Detektoren die selben elektromagnetischen Störungen auf, jedoch der 'blinde' keine Zählimpulse. Damit ist es durch Differenzbildung in einem breitbandigen Differenzverstärker möglich, die elektromagnetischen Einstreuungen weitgehend zu eliminieren und so das ursprünglich am aktiven Zähler aufgetretene Signal zu restaurieren.

Dieses Signal wird dann dem Hauptverstärker zugeführt, der es nochmals um einen Faktor von ungefähr 60 verstärkt und aus dem schnell ansteigenden Puls des Vorverstärkers einen gaußförmigen Ausgangsimpuls erzeugt. Dies ist für eine korrekte Verarbeitung im Analog-Digital-Konvertor nötig. Desweiteren liefert der Hauptverstärker ein Pile-up-Signal falls zwei Impulse so dicht aufeinanderfolgen, daß sie von ihm nicht korrekt verarbeitet werden können. Dieses Signal erlaubt die Unterdrückung dieser Impulse durch eine Antikoinzidenzschaltung im Analog-Digital-Konvertor.

Bis hier liegt die gesamte Anordnung auf ASDEX-Potential, das während des Schusses nicht geerdet ist und sich daher gegen Erd-, Netz- und Meßraumpotential verschiebt. Im Störfalle kann die Spannung gegen Erde extremstenfalls einige Kilovolt betragen. Dies macht es notwendig, sowohl die Energieversorgung als auch die Signalübertragung aus der Experimenthalle in den Meß- und Kontrollraum potentialgetrennt auszuführen. Im Falle der Energieversorgung ist dies mittels



Trenntransformatoren leicht möglich. Schwieriger ist dies für die Ausgangsimpulse und das Pile-up-Signal des Hauptverstärkers. Letzteres wird über einen schnellen Optokoppler weitergeleitet, die Ausgangsimpulse werden über einen speziell auf die Form der Impulse und Leitungsimpedanzen abgestimmten Übertrager weitergegeben.

Im Messraum schließlich werden die Signale einem Analog-Digitalwandler zugeführt, wobei das Pile-up-Signal zur Störunterdrückung in Antikoinzidenz zum Zählimpuls geschaltet wird. Das digitalisierte Teilchenenergiesignal wird dann über einen Multi-Spektrum-Scanner-Modul (MSS) auf einen Multichannelanalyzer (MCA) gegeben, in dem die einzelnen Impulse zum Energiespektrum aufintegriert werden. Der MSS-Modul wird von einem vom ASDEX-Trigger gestarteten Zeitscheibenmodul umgeschaltet und erlaubt es, die 8192 Kanäle des MCA in mehrere gleichgroße Bereiche aufzuteilen und so in einer Entladung mehrere zeitlich aufeinanderfolgende Spektren aufzunehmen. Der MCA ist über eine Schnittstelle mit einem IBM-PC-kompatiblen Rechner verbunden. Dies ermöglicht die Fernsteuerung aller Funktionen des MCA auch über vorprogrammierte Sequenzen einerseits und das Auslesen der Spektren aus dem MCA in den PC und die Speicherung im Massenspeicher andererseits. Im PC werden die Daten dann in ein leicht handhabbares Datenformat umgewandelt und können dann über die Anbindung des PC an das Rechnernetz des Institutes zur weiteren Auswertung an andere leistungsfähigere Rechner weitergegeben werden.

Neben dem Zählsignal des aktiven Zählers durchläuft auch ein Testpuls, der parallel hierzu mit fester Pulsfolge und -höhe auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben wird, die gesamte Signalverarbeitungskette. Dieser Testpuls erlaubt es, die Störeinflüsse abzuschätzen und die Totzeit der Anordnung festzustellen. Das eine ist wichtig, wenn die Form des Energiespektrums ausgewertet werden soll, das andere, wenn man die Flüsse der einfallenden Teilchen korrekt ermitteln möchte.

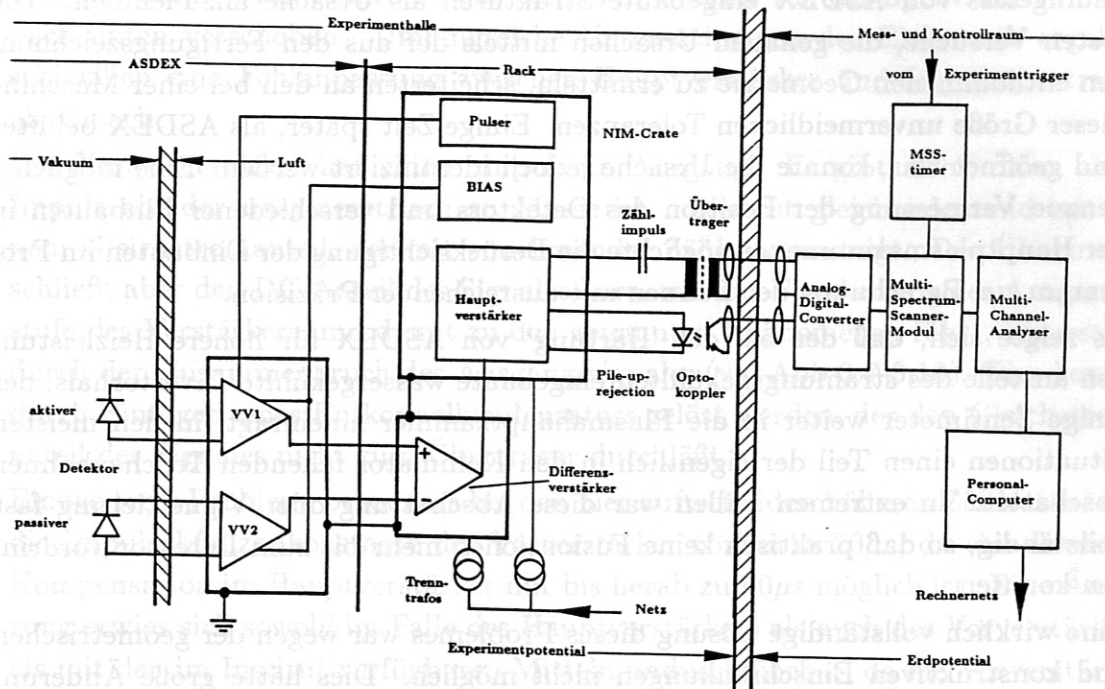


Abbildung 3.5: Schema der Signalverarbeitung.

### 3.4 Verbesserungen an der Diagnostik

Bei den ersten Experimenten zur Bestimmung von Profilen waren die experimentell ermittelten Detektoreffizienzen um beinahe zwei Größenordnungen kleiner als die berechneten und auch die Abhängigkeit der Effizienz von der Kollimatoreinstellung war viel zu groß. Diese Situation legte es nahe, eine zusätzliche Abschattung oder Vignettierung des Akzeptanzbereiches des Kollimators durch andere im Vakuumgefäß von ASDEX eingebaute Strukturen als Ursache anzunehmen. Die ersten Versuche, die genauen Ursachen mittels der aus den Fertigungszeichnungen entnommenen Geometrie zu ermitteln, scheiterten an den bei einer Maschine dieser Größe unvermeidlichen Toleranzen. Einige Zeit später, als ASDEX belüftet und geöffnet war, konnte die Ursache jedoch identifiziert werden. Eine möglichst genaue Vermessung der Position des Detektors und verschiedener Einbauten in der Hauptplasmakammer ermöglichte die Berücksichtigung der Einbauten im Programm zur Berechnung der Bahnen mit ausreichender Präzision.

Es zeigte sich, daß der bei der 'Härtung' von ASDEX für höhere Heizleistungen anstelle des strahlungsgekühlten eingebaute wassergekühlte Divertorhals, der einige Zentimeter weiter in die Plasmahauptkammer hineinragt, in den meisten Situationen einen Teil der eigentlich in den Kollimator fallenden Teilchenbahnen abschattet. In extremen Fällen war diese Abschattung oder Vignettierung fast vollständig, so daß praktisch keine Fusionsionen mehr bis zum Detektor vordringen konnten.

Eine wirklich vollständige Lösung dieses Problemes war wegen der geometrischen und konstruktiven Einschränkungen nicht möglich. Dies hätte große Änderungen an wesentlichen Komponenten von ASDEX erfordert. Die Fertigung eines kürzeren Kreuzstückes zwischen ASDEX und Manipulator erlaubte die Vergrößerung der maximalen Einfahrtiefe des Manipulators. Dadurch war es möglich, den dennoch abschattungsfrei zugänglichen Parameterbereich zu vergrößern. Die Ausnutzung der größeren Einfahrtiefe hatte aber, da nun der Detektorkopf auf gleicher Höhe mit oder sogar einige Millimeter vor dem Schutzlimiter war, wesentlich höhere Energieflüsse vom Plasma auf den Detektorkopf und damit eine sehr starke Erwärmung zur Folge, die wegen der exponentiellen Abhängigkeit des Sperrstromes der Detektoren von der Temperatur unter ungünstigen Umständen schon nach einigen wenigen Schüssen zu so hohen Sperrströmen führte, daß wie bei Lichteinfall auf den Detektor völliger Verlust der Zähleigenschaften auftrat. Es konnten dann auch extrem hohe Röntgenzählraten durch auftreffende schnelle Teilchen an der Abschirmung auftreten, die zu völliger Sättigung der Vorverstärker führten. Es war deshalb oft nicht möglich, eine Serie von Schüssen verwertbar aufzunehmen. Wählte man zur Verringerung der thermischen Belastung des Detektorkopfes einen etwas größeren Abstand vom Plasma, so verkleinerte sich der noch zugängliche



Pitchwinkelbereich durch die verschärfte Abschattungssituation erheblich. Hierbei kommt erschwerend hinzu, daß in die Abschattung die genauen Felder recht kritisch eingehen, die man leider im voraus nicht genau genug kennt, um die Situation abschätzen und kritische Einstellungen von vorneherein vermeiden zu können. Die nun nach wenigstens teilweiser Lösung des Abschattungsproblems auftretenden höheren Zählraten führten jedoch zu starker Deformation der Spektren. Bei zunehmender Zählrate wurden die Spektren von oben her immer leerer, d.h. ein Teil und bei höheren Zählraten alle counts im oberen Teil des Spektrums wurden nach unten verschoben. Umfangreiche Untersuchungen der Elektronik ergaben schließlich eine Fehlanpassung zwischen Hauptverstärker und Impulsübertrager als Ursache.

Der Hauptverstärker hat einen unipolaren Ausgang. Er gibt also immer einen Impuls ab, der unsymmetrisch zu Masse ist. Dies ist gleichbedeutend mit einem Gleichstromanteil, der mit zunehmender Zählrate ansteigt. Der Übertrager schließt aber den DC-Anteil des Signales kurz, was zur Überlastung der Ausgangsstufe des Verstärkers und damit zu den genannten Phänomenen führt, verursacht durch den Zusammenbruch des Ausgangssignales (vgl Abb 3.7-3.10). Dies konnte durch Einfügen eines Entkoppelkondensators gelöst werden, der den Gleichstromanteil des Signales nicht zum Übertrager durchläßt.

Ein weiteres Problem, besonders bei den hier auftretenden höheren Zählraten, war die Impulsabfallzeitkonstante der Vorverstärker von circa  $20\mu\text{s}$ , da eine korrekte Kompensation im Hauptverstärker nur bis herab zu  $40\mu\text{s}$  möglich ist. Eine Änderung erwies sich sowohl im Falle des Hauptverstärkers als auch des Vorverstärkers als mit den im Institut verfügbaren Mitteln undurchführbar, da die Vorverstärker und auch die betreffenden Baugruppen im Hauptverstärker in Hybridtechnik ausgeführt sind.

Die nicht korrekte Anpassung der Impulsabfallzeit erzeugt nun Unter- und Überschwinger nach dem eigentlichen Impuls, die sich dann auf den nachfolgenden Impuls addieren und dazu führen, daß seine Höhe gegenüber dem Bezugspotential sowohl nach oben als auch nach unten verschoben werden kann, siehe Abbildung 3.11. Dies ergibt eine zusätzliche Verschlechterung der Energieauflösung durch elektronische Verbreiterung der Peaks.

Wie oben schon erwähnt, spricht zwar der Analog-Digital-Wandler des Multichannelanalysers nur auf positive Impulse an, der Hauptverstärker verarbeitet aber positive und negative Impulse korrekt. Deshalb werden die durch den Differenzverstärker negierten Röntgenzählimpulse des 'blinden' Detektors auch vom Hauptverstärker verarbeitet und verursachen damit mittels des vorstehend beschriebenen Mechanismus eine weitere elektronische Verschlechterung der Energieauflösung. Da die nun positiven Überschwinger vom MCA als Impulse niedriger Energie registriert werden können, wächst außerdem der Untergrund am untersten

Ende der Energieskala. Zudem wird die Totzeit durch Impuls-Pile-up unwesentlich vergrößert, doch überwiegt der positive Einfluß auf die Eigenschaften der Diagnostik durch die gute Unterdrückung der elektromagnetischen Einflüsse bei weitem. Wie auch schon von Simmet [13] beschrieben, kommt es bei hohen Zählraten auch vor, daß die Vorverstärker vollständig in die Sättigung gehen und gar keine Ausgangssignale mehr liefern. Dies ergibt dann völlig leere Spektren. Eine Abschätzung der vom Hauptverstärker verursachten Totzeit auf der Basis der Impulsverarbeitungszeit ergab, daß nur ein kleiner Teil der gesamten Totzeit dem Hauptverstärker zuzuschreiben ist. Da keine Hinweise vorliegen, daß der Differenzverstärker eine Totzeit verursacht, ist der Vorverstärker für den größten Teil der Totzeit die Ursache.

Die beschriebenen Einflüsse sowie eventuell noch weitere unbekannt Mechanismen führten dazu, daß bei den zur Reduzierung des statistischen Fehlers der Flüsse erwünschten höheren Zählraten die Energieauflösung der Diagnostik zu schlecht wurde, um die Breite der Protonen- und Tritonenspektren zu einer Bestimmung des Deuteronentemperaturprofils benutzen zu können. Deshalb konnte die von Bosch und Simmet erfolgreich demonstrierte Methode nicht angewandt werden, obwohl die Messung der geladenen Fusionsprodukte eine simultane Bestimmung auch des Temperaturprofils prinzipiell erlaubt.

Die Aufnahme einer Serie von Schüssen bei Neutralinjektion  $D^0 \rightarrow D^+$  war aus anderen Gründen nicht möglich: Es ist in diesem Falle in aller Regel nicht möglich, nach jedem Schuß die Experimenthalle zu betreten, um den Detektorwinkel manuell zu verstellen. Es kann also in einer Serie von identischen Schüssen die Detektor-sichtlinie nicht variiert werden, was die Voraussetzung für die Profilbestimmung ist. Die hohe Neutronenausbeute im Fall  $D^0 \rightarrow D^+$  führt zu so langsam abklingender Röntgenstrahlung ausgesandt von aktiviertem Strukturmaterial des Experimentes, daß eine Öffnung der Türen zum Experiment schon nach wenigen Minuten nicht zulässig ist. Daneben sind die Fusionsraten und damit die Teilchenflüsse auf den Detektor in diesem Falle erheblich höher, was die Überschreitung des Dynamikbereiches der Diagnostik in fast allen Fällen zur Folge hat. Eine hinreichende Reduzierung der Zählraten läßt sich auch nicht durch Abdecken aller Kollimatorbohrungen bis auf eine erreichen. Hierzu wäre ein erheblich engerer Kollimator mit wesentlich geringerer Transmission nötig gewesen, dessen Herstellung aber mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden wäre. Details hierzu findet man in Abschnitt 4.5.

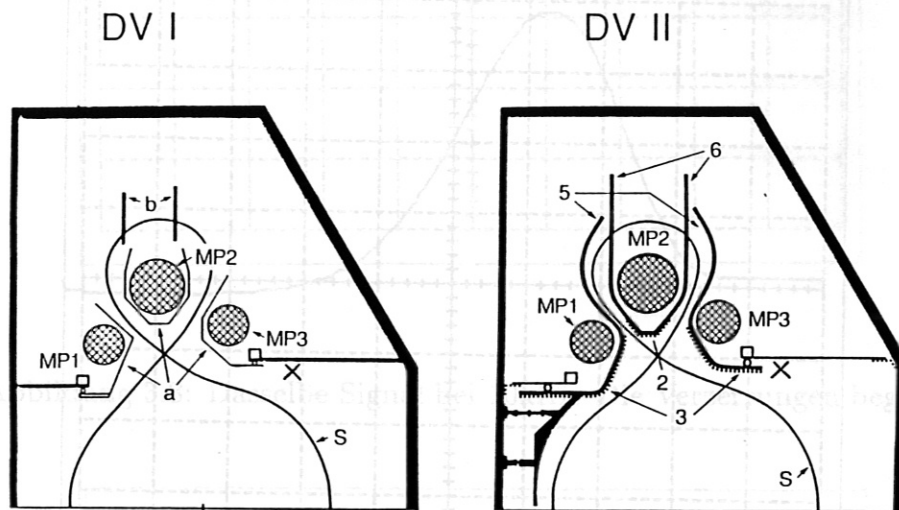


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung des ersten Divertors an ASDEX, der bei den Messungen von Bosch eingebaut war, und dem derzeitigen Divertor. Es bedeuten: a: Titanabdeckungen, b: Prallplatten, MP: Multipolspulen des Divertors, X: Meßposition, S: Separatrix (Plasmarand), 2 und 3: Graphitmatten, 5: wassergekühlter Divertorhals, 6: Prallplatten und Schutz für MP2 (wassergekühlt)

Abbildung 3.9: Dasselbe Signal bei 20kHz. Die maximale Höhe des Signales ist auf weniger als die Hälfte des korrekten Wertes abgesunken.



Ende der Energieskala. Zudem wird die Totzeit durch Impuls-Pile-up unwesentlich vergrößert, doch überwiegt der positive Einfluß auf die Eigenschaften der Diagnostik durch die gute Unterdrückung der elektromagnetischen Einflüsse bei weitem. Wie auch schon von Simmet [13] beschrieben, kommt es bei hohen Zählraten auch vor, daß die Vorverstärker vollständig in die Sättigung gehen und gar keine Ausgangssignale mehr liefern. Dies ergibt dann völlig leere Spektren. Eine Abschätzung der vom Hauptverstärker verursachten Totzeit auf der Basis der Impulsverarbeitungzeit ergab, daß nur ein kleiner Teil der gesamten Totzeit des Hauptverstärker

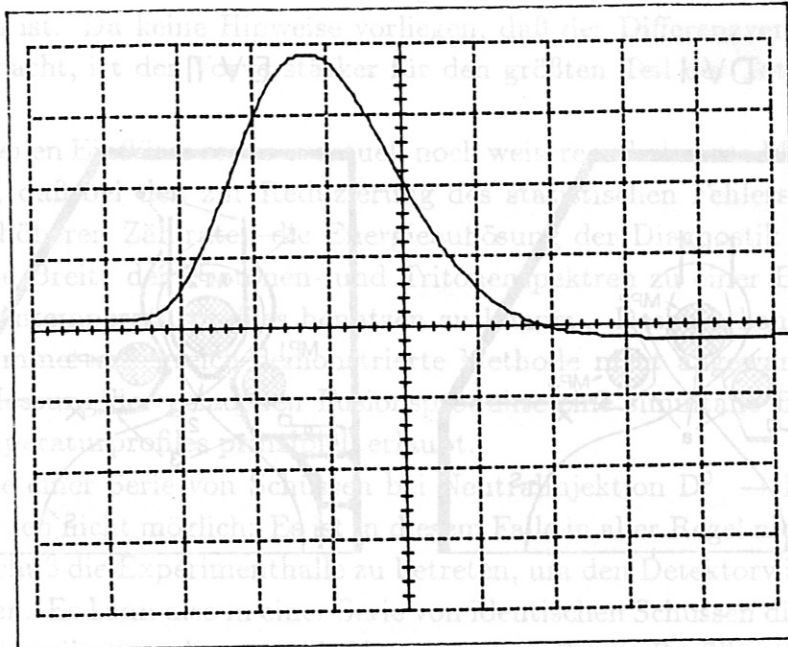


Abbildung 3.7: Ausgangssignal des Hauptverstärkers ohne Entkoppelkondensator vor dem Übertrager bei einer Frequenz von 1kHz und ca. 7,6Volt. Die leichte Asymmetrie und der Unterschwinger unter die Nulllinie kommt von der unvollständigen Anpassung zwischen Vor- und Hauptverstärker. x-Achse:  $1\mu\text{s}/\text{Div.}$ , y-Achse:  $2\text{Volt}/\text{Div.}$

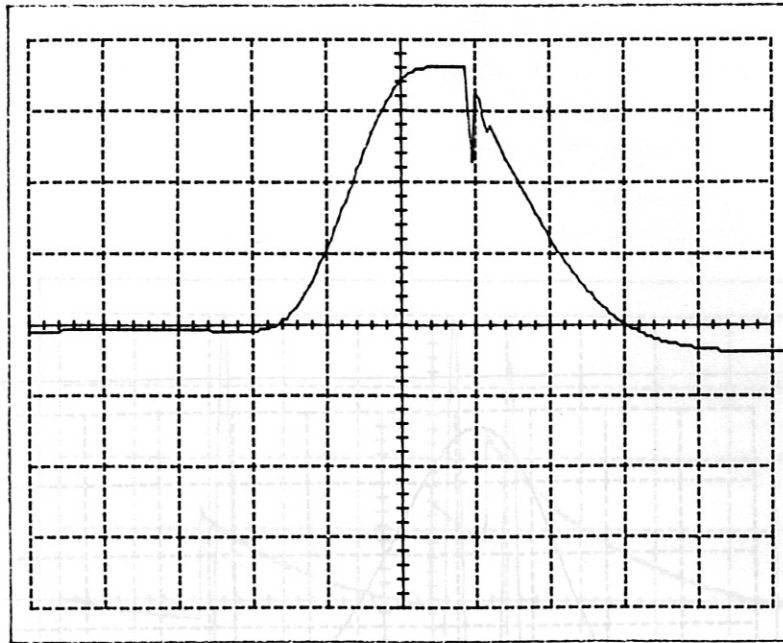


Abbildung 3.8: Dasselbe Signal bei 10kHz. Die Verzerrungen beginnen.

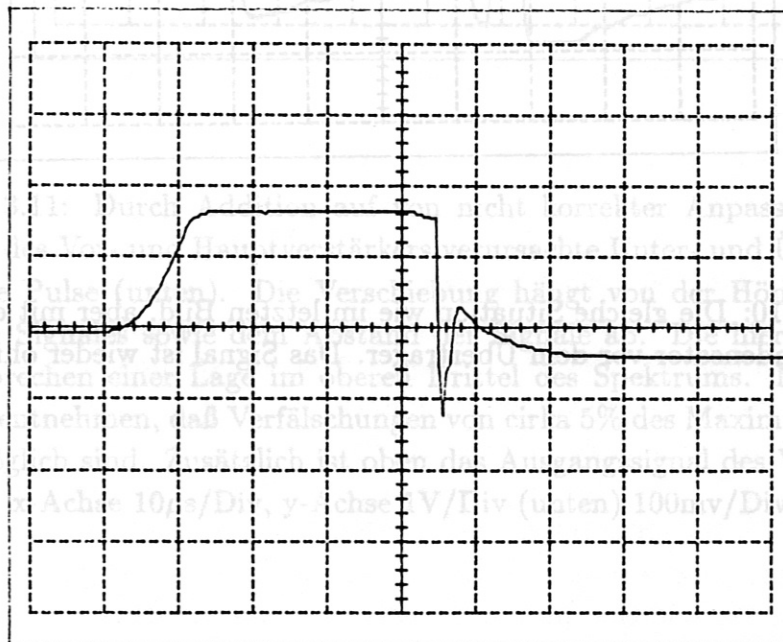


Abbildung 3.9: Dasselbe Signal bei 20kHz. Die maximale Höhe des Signales ist auf weniger als die Hälfte des korrekten Wertes abgesunken.

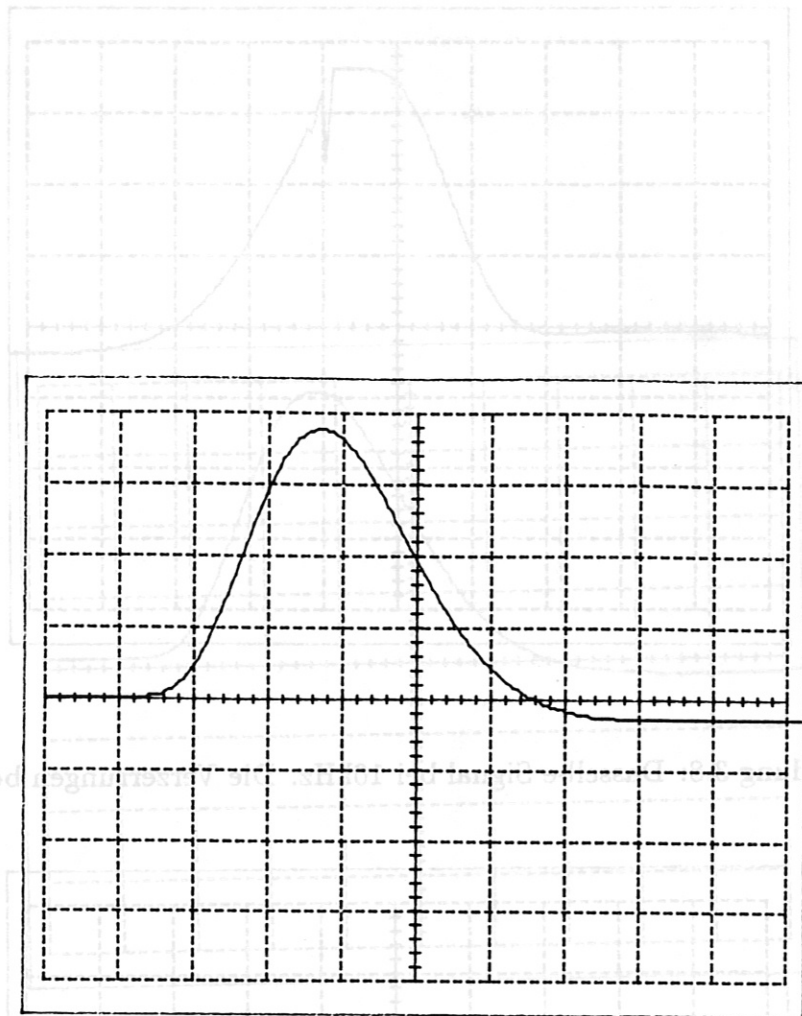


Abbildung 3.10: Die gleiche Situation wie im letzten Bild, aber mit eingebautem Entkoppelkondensator vor dem Übertrager. Das Signal ist wieder ohne Deformationen.

Abbildung 3.9: Dasselbe Signal bei 20kHz. Die maximale Höhe des Signales ist auf weniger als die Hälfte des korrekten Wertes abgesunken.



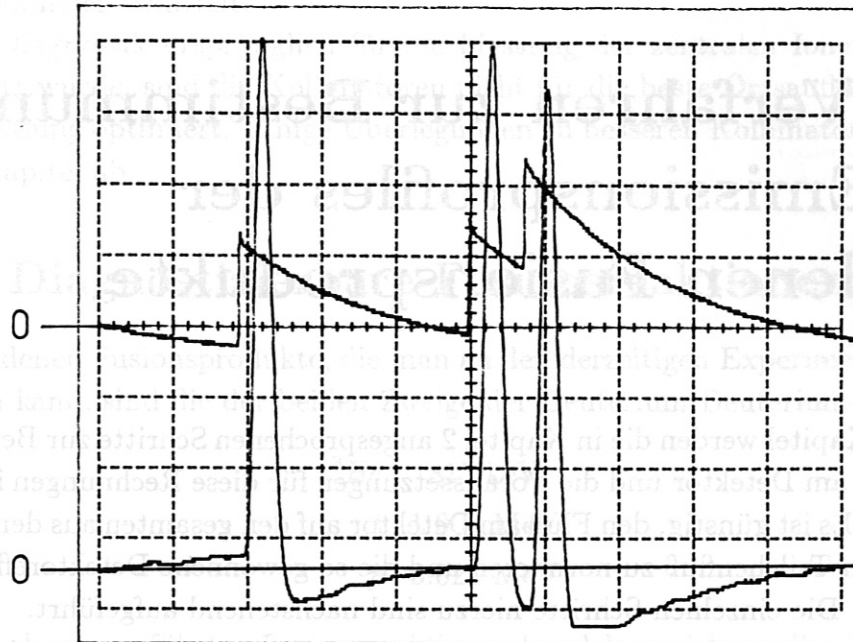


Abbildung 3.11: Durch Addition auf von nicht korrekter Anpassung der Zeitkonstanten des Vor- und Hauptverstärkers verursachte Unter- und Überschwinger verschobene Pulse (unten). Die Verschiebung hängt von der Höhe des vorausgegangenen Signales sowie dem Abstand der Signale ab. Die hier gezeigten Signale entsprechen einer Lage im oberen Drittel des Spektrums. Man kann der Abbildung entnehmen, daß Verfälschungen von cirka 5% des Maximums der Energieskala möglich sind. Zusätzlich ist oben das Ausgangssignal des Vorverstärkers dargestellt. x-Achse  $10\mu\text{s}/\text{Div}$ , y-Achse  $1\text{V}/\text{Div}$  (unten)  $100\text{mV}/\text{Div}$  (oben).

## Kapitel 4

# Das Verfahren zur Bestimmung des Emissionsprofils der geladenen Fusionsprodukte

In diesem Kapitel werden die in Kapitel 2 angesprochenen Schritte zur Berechnung des Flusses am Detektor und die Voraussetzungen für diese Rechnungen im Detail diskutiert. Es ist günstig, den Fluß am Detektor auf den gesamten aus dem Plasma kommenden Teilchenfluß zu normieren und die so gewonnene Detektoreffizienz zu verwenden. Die einzelnen Schritte hierzu sind nachstehend aufgeführt.

Zunächst betrachten wir die in Frage kommenden Fusionsreaktionen und die Energiespektren, welche die Fusionsprodukte im Falle thermischer Plasmen haben.

Anschließend werden die speziellen Verhältnisse bei magnetisch eingeschlossenen Plasmen dargestellt. Es wird gezeigt, daß die Bahnen der Protonen und Tritonen aus der Deuterium-Deuterium-Fusion vom Plasma in den Detektor identisch sind, wenn nur ein Magnetfeld auf die Teilchen wirkt. Es wird bewiesen, daß die Bahnen der Teilchen vom Detektor in das Plasma zurückgerechnet werden können. Mittels Anwendung des Liouville-Theorems wird das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil eines Detektors mit Kollimator berechnet. Wegen der geringen Breite der Energieverteilung kann dabei mit der mittleren Energie gerechnet werden. Neben den Bahnen der Teilchen benötigt man noch die Kollimatortransmission. Die Berechnung der am Detektor auftretenden Flüsse bzw der Detektoreffizienz aus Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil und Emissionsprofil ist dann möglich. Nun können angenommene Emissionsprofile auf Übereinstimmung mit den experimentellen Daten überprüft werden, um eines zu finden, das damit konsistent ist.

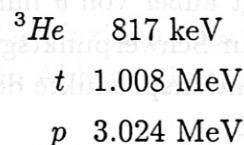
Im weiteren wird der Ablauf der numerischen Berechnung des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils dargestellt. Hierzu müssen zuerst aus den Strömen in den Spulen und im Plasma unter Berücksichtigung der Geometrie des Experimentes und unter Annahme einer Stromdichteverteilung im Plasma die Magnetfelder berechnet

werden. Dann werden die Bahnen der Teilchen in diesem Feld berechnet und das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil aufintegriert. In einem weiteren Programm werden die für verschiedene Stromdichteprofile berechneten Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile mit einer Klasse von Emissionsprofilen gefaltet. Dies ergibt die Detektoreffizienz in Abhängigkeit der Parameter des Stromdichte- und Emissionsprofils. Anschließend wird der mit der Messung übereinstimmende Bereich der Profilparameter ermittelt.

Da die Diagnostik ursprünglich für die Messung der zentralen Ionentemperatur konzipiert wurde, sind die Kollimatoren nicht für die beste Ortsauflösung bei der Profilmessung optimiert. Einige Überlegungen zu besseren Kollimatoren schließen dieses Kapitel ab.

## 4.1 Diagnostizierbare Fusionsreaktionen

Die geladenen Fusionsprodukte, die man an den derzeitigen Experimenten diagnostizieren kann, sind die der beiden Zweige der Deuterium-Deuterium-Reaktion:



Bei den oben angeführten Fusionsreaktionen handelt es sich um Zweierstöße. Für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Reaktion ist daher nur die Relativgeschwindigkeit

$$\vec{g} = \vec{v}_A - \vec{v}_B \quad (4.1)$$

der Reaktionspartner  $A$  und  $B$  relevant. Deshalb bietet es sich an, die Reaktion im Schwerpunktsystem zu betrachten. Aufgrund der Impulserhaltung verteilt sich die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem im umgekehrten Verhältnis der Massen auf die Reaktionsprodukte  $C$  und  $D$  gemäß

$$E_{C,D} = \frac{m_{D,C}}{m_C + m_D} (Q + E_{kin}). \quad (4.2)$$

Hierin ist  $Q$  die Wärmetönung der Reaktion und  $E_{kin}$  die kinetische Energie der Teilchen im Schwerpunktsystem vor dem Stoß.

Sind die Geschwindigkeiten der Reaktionsprodukte  $\vec{v}_C$  und  $\vec{v}_D$  im Schwerpunktsystem isotrop, so gilt dies im Laborsystem nicht mehr, da die Geschwindigkeit im Laborsystem

$$\vec{v}_{i,L} = \vec{v}_i + \vec{s} \quad (4.3)$$

von dem Winkel  $\theta$  abhängt, den diese mit der Schwerpunktschwindigkeit  $\vec{s}$  bildet. Hierbei ist  $\vec{v}_i$  die Geschwindigkeit des Teilchens  $i$  im Schwerpunktsystem.



Trigonometrische Umformungen ergeben die Transformationen der Geschwindigkeitsbeträge und Energien vom Schwerpunkt- in das Laborsystem:

$$v_{iL} = s \cos \theta + \sqrt{v_i^2 - s^2 \sin^2 \theta} \quad (4.4)$$

$$E_{iL} = E_i \left( \frac{s}{v_i} \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{s}{v_i}\right)^2 \sin^2 \theta} \right)^2 \quad (4.5)$$

Damit wird auch für den Fall isotroper Emission der Reaktionspartner im Schwerpunktsystem die Geschwindigkeits-, Energie- und Flußverteilung der Reaktionsprodukte im Laborsystem anisotrop und zwar ist die Geschwindigkeit und damit die Energie in Richtung der Schwerpunktschwindigkeit vergrößert.

Die Flüsse transformieren sich umgekehrt dem Raumwinkelement,

$$d\Omega_L = d\Omega_S \left( \frac{s}{v_i} \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{s}{v_i}\right)^2 \sin^2 \theta} \right)^{-2}, \quad (4.6)$$

also analog der Energie.

Der Transformationsfaktor hängt außer von  $\theta$  nur vom Verhältnis der Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem zur Schwerpunktschwindigkeit ab und da wegen der Impulserhaltung für die Reaktionsprodukte der Deuterium-Deuterium-Fusion im Schwerpunktsystem nach (4.2)

$$\vec{v}_p = -3\vec{v}_t, \quad \vec{v}_n = -3\vec{v}_{3He} \quad (4.7)$$

gilt, ist die Veränderung der Energien und Flüsse für die schwereren Teilchen Triton und  $^3\text{He}$  stärker ausgeprägt als für die leichteren Protonen und Neutronen. Die Transformation (4.3) bewirkt zudem die Ungleichheit der Impulse der beiden emittierten Teilchen im Laborsystem. Dies wird später bei der Betrachtung der Bewegung der Teilchen im Magnetfeld noch von Bedeutung sein.

#### 4.1.1 Spektren der Fusionsprodukte aus thermischen Plasmen

In einem Plasma haben die Reaktionspartner nicht feste Geschwindigkeiten, sondern jeweils eine Geschwindigkeitsverteilung. Damit liegt nun nicht mehr eine Reaktion mit bestimmten Parametern vor. Man muß vielmehr alle möglichen Fälle mit den korrekten statistischen Gewichten versehen und dann eine Mittelung durchführen. Im Falle identischer Reaktionspartner erhält man für die Reaktionsrate  $dR$  pro Volumen und Zeitintervall [1]

$$dR = \frac{n^2}{2} f(\vec{v}_1) f(\vec{v}_2) g \sigma(g) d\vec{v}_1 d\vec{v}_2. \quad (4.8)$$

In einem thermischen Plasma ist  $f(\vec{v})$  eine Maxwellverteilung

$$f(\vec{v}) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{mv^2}{2k_B T} \right). \quad (4.9)$$

Setzt man diese Geschwindigkeitsverteilung sowie den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  in (4.8) ein und integriert man bei festgehaltener Energie des Reaktionsproduktes unter Beachtung von (4.4)-(4.6) über den Geschwindigkeitsraum, so erhält man direkt das Energiespektrum des Produktes. Dies wurde zum Beispiel von Lehner und Pohl [19, 20] berechnet, die als Ergebnis für das Energiespektrum in erster Näherung ein Gaußprofil mit der für beide Produkte gleichen Halbwertsbreite  $\Delta E = \sqrt{3 \ln 2} \sqrt{Q T_i}$  abhängig von der Iontemperatur  $T_i$  erhielten. Setzt man die Konstanten ein, so erhält man für die Halbwertsbreiten diese einfachen Zahlenwertgleichungen:

$$\Delta E [\text{keV}] = 91.6 \sqrt{T_i [\text{keV}]} \quad p, t \quad (4.10)$$

$$\Delta E [\text{keV}] = 82.5 \sqrt{T_i [\text{keV}]} \quad {}^3\text{He}, n \quad (4.11)$$

Daneben verschiebt sich auch das Maximum des Spektrums gegenüber der Schwerpunktsenergie  $E_i$  der Teilchen in Abhängigkeit der Temperatur nach oben [20, 13]

$$\delta E [\text{keV}] = 4.9(T_i [\text{keV}])^{2/3} + \frac{3}{8} \quad p, n \quad (4.12)$$

$$\delta E [\text{keV}] = 1.6(T_i [\text{keV}])^{2/3} + \frac{3}{8} \quad {}^3\text{He}, t \quad (4.13)$$

In diesen Fällen ist aus Gründen der Reaktionskinematik die Gleichheit der Impulsbeträge von Protonen und Tritonen gut erfüllt, denn die mittleren Energien der Teilchen sind mit denen im Schwerpunktsystem, wo die Gleichheit der Impulse exakt gilt, fast identisch. Man erkennt außerdem, daß die Energien der Teilchen bei Temperaturen im Bereich einiger keV nur um wenige Prozent von der mittleren Energie abweichen. Diese Formeln gelten bis zu einer Iontemperatur  $T_i$  der Deuteronen von  $\approx 5\text{keV}$ , welche in den betrachteten Entladungen nie erreicht wurde.

Die Halbwertsbreiten des Spektrums der Fusionsionen aus einem Plasma mit einer Temperatur von einigen keV in der Größenordnung von 100keV läßt sich mit der verwendeten Diagnostik bei nicht zu hohen Zählraten leicht auflösen, doch für die Verschiebung des Energiemaximums ist dies nicht möglich.

Alle genannten Beziehungen wurden unter den folgenden Voraussetzungen abgeleitet:

- Das Plasma hat überall die gleiche Temperatur
- Sieht der Detektor Plasmabereiche unterschiedlicher Temperatur, so ist das

Energiespektrum am Detektor eine Überlagerung der aus den gesehenen Volumenelementen emittierten Spektren, deren Form und Gewicht jeweils von der Deuteronendichte  $n_D(r)$  und -temperatur  $T_i(r)$  abhängt, wobei die Reaktionsrate die Gewichtsfunktion ist. Im Falle eines nicht homogenen Plasmas gelten diese Gleichungen nur lokal.

- Das Plasma befindet sich im Laborsystem in Ruhe  
Bewegt sich nun außerdem das Plasma gegenüber dem Laborsystem, oder genauer, ist die Geschwindigkeitsverteilung der Deuteronen in einem gegenüber dem Laborsystem bewegten Bezugssystem maxwellsch, so treten noch weitere Änderungen der Spektren auf, die sich aus der lokalen Transformation der Flüsse und Energien gemäß (4.5) und (4.6) ergeben.

## 4.2 Die Bewegung der geladenen Fusionsprodukte im Magnetfeld und die Flüsse am Detektor

Da die Stoßzeit für die hochenergetischen Fusionsprodukte in den betrachteten Fällen um ungefähr vier Größenordnungen über der Verweilzeit der Ionen im Plasma liegt, kann man Stöße vernachlässigen. Damit bewegt sich ein solches Teilchen nach der Newton'schen Bewegungsgleichung mit der Lorentzkraft im Magnetfeld:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.14)$$

Dies ist ein System dreier gekoppelter Differentialgleichungen zweiter Ordnung für die Ortskoordinaten. Eine analytische Lösung ist für komplizierte Magnetfelder nicht mehr möglich, stattdessen müssen die Bahnen der Teilchen numerisch berechnet werden.

### 4.2.1 Die Bahninvarianzen

In späteren Abschnitten dieser Arbeit wird davon Gebrauch gemacht, daß die Bahnen geladener Teilchen im reinen Magnetfeld identisch sind, wenn sie zwar unterschiedliche Ladung gleichen Vorzeichens, aber denselben Impuls haben oder wenn man Ladung und Impuls umkehrt. Die Gültigkeit dieser Aussagen wird nun gezeigt.

Betrachten wir dazu die Bewegungsgleichungen zweier Teilchen mit ihren Anfangsbedingungen:

$$\frac{d^2 \vec{r}_1}{dt^2} = \frac{q_1}{m_1} \frac{d\vec{r}_1}{dt} \times \vec{B}, \quad \vec{v}_1(0), \vec{r}_1(0) \quad (4.15)$$



$$\frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} = \frac{q_2}{m_2} \frac{d\vec{r}_2}{dt} \times \vec{B}, \quad \vec{v}_2(0), \vec{r}_2(0) \quad (4.16)$$

Gleiche Bahn bedeutet, daß nur der Zeitablauf der Bewegung unterschiedlich ist, d.h. es muß eine Transformation der Zeit geben, die die Bahn des einen Teilchens  $\vec{r}(t_1)$  in die des anderen  $\vec{r}(t_2)$  überführt. Da bei der Bewegung im Magnetfeld die kinetische Energie konstant bleibt, transformieren wir nun die Zeit in der Gleichung (4.16) gemäß

$$t' = \eta t, \quad \frac{dt}{dt'} = \frac{1}{\eta} \quad (4.17)$$

und erhalten dann

$$\frac{d^2 \vec{r}_2'}{dt'^2} = \frac{q_2}{\eta m_2} \frac{d\vec{r}_2'}{dt'} \times \vec{B}, \quad \vec{v}_2' = \frac{1}{\eta} \vec{v}_2, \quad \vec{r}_2' = \vec{r}_2 \quad (4.18)$$

Nun sind die Probleme (4.15) und (4.18) identisch, wenn sowohl die Bewegungsgleichung selbst als auch die Anfangswerte gleich sind, also wenn gilt:

$$\frac{q_2}{\eta m_2} = \frac{q_1}{m_1} \quad (4.19)$$

$$\vec{v}_1(0) = \vec{v}_2'(0) = \frac{1}{\eta} \vec{v}_2(0) \quad (4.20)$$

$$\vec{r}_1(0) = \vec{r}_2'(0) = \vec{r}_2 \quad (4.21)$$

Im weiteren betrachten wir nun zwei Fälle, in denen die Bedingung (4.21) für die Startorte erfüllt sein soll.

### Fall 1:

Die Teilchen haben dieselbe Ladung:

$$q_1 = q_2$$

Dann stellen (4.19) und (4.20) an die Startwerte die Bedingungen

$$m_1 = \eta m_2$$

$$\vec{v}_1 = \frac{1}{\eta} \vec{v}_2$$

für die Identität der Probleme. Das bedeutet aber, daß die Bahnen identisch sind, wenn die Ladung zweier Teilchen gleich ist und auch ihr Startimpuls derselbe ist, denn aus den obigen Beziehungen folgt sofort

$$\vec{p}_1(0) = m_1 \vec{v}_1(0) = m_2 \vec{v}_2(0) = \vec{p}_2(0).$$

Damit ist gezeigt, daß die Bahnen der Tritonen und der Protonen im Magnetfeld identisch sind, denn im thermischen Mittel sind die Impulse der Protonen und

Tritonen, die auf den Detektor fallen, gleich. Entscheidend ist dabei, daß die Protonen und Tritonen aus einem Reaktionszweig kommen und die Impulsbeträge im Schwerpunktsystem der Einzelreaktion identisch sind. Daher müssen die vom Detektor mittels der aus der Deuterium-Deuterium-Fusion stammenden Protonen und Tritonen gemessenen Plasmaparameter übereinstimmen. Aus diesem Grund ist eine interne Kontrolle in der simultanen Messung von Protonen und Tritonen bereits enthalten.

### **Fall 2:**

Ladungsumkehr bei gleicher Masse:

$$m_1 = m_2$$

$$q_1 = -q_2$$

Die obigen Bedingungen liefern dann

$$\eta = -1$$

$$\vec{v}_2(0) = -\vec{v}_1(0).$$

Dies bedeutet, daß ein Teilchen, das bei  $\vec{r}_0$  mit  $\vec{v}_0$  startet, dieselbe Bahn durchläuft wie eines, das mit umgekehrter Ladung und entgegengesetzter Geschwindigkeit bei  $\vec{r}_0$  ankommt:

Die Bahn ist invariant unter gleichzeitiger Umkehr von Ladung und Impuls. Dies erlaubt, die Bahnen der Teilchen vom Detektor aus rückwärts ins Plasma zu rechnen.

Alle in diesem Abschnitt abgeleiteten Beziehungen gelten jedoch nur im Rahmen der nichtrelativistischen Mechanik und falls ein reines Magnetfeld ohne elektrisches Feld oder sonstige nicht geschwindigkeitsproportionale Kräfte vorliegt. Da aber die höchste vorkommende Geschwindigkeit noch mehr als zwei Größenordnungen unter der Lichtgeschwindigkeit liegt, kann man nichtrelativistisch rechnen.

### **4.2.2 Die Detektoreffizienz**

Im hier vorliegenden stoßfreien Fall ist die Bewegung der Teilchen auch mittels der Hamilton-Mechanik behandelbar und damit gilt das Liouville-Theorem [21], nach dem das Phasenraumvolumen längs der Phasenraumbahn des Teilchens erhalten bleibt. Dies ermöglicht die Herleitung der Detektoreffizienz auf relativ einfachem Wege. Unter der Detektoreffizienz  $\epsilon$  verstehen wir den Bruchteil der insgesamt vom Plasma pro Zeiteinheit emittierten Teilchen, der tatsächlich vom Detektor nachgewiesen wird, also den auf die gesamte Fusionsausbeute normierten Teilchenfluß

auf den Detektor:

$$\epsilon = \frac{\dot{N}_{Det}}{\dot{N}_{Plasma}} \quad (4.22)$$

Hierbei ist das Plasma auf der Zeitskala der Teilchenflugzeit bis zum Detektor (typisch 20 Gyrationen oder  $0,3\mu s$  für Protonen) als stationär angenommen. Im allgemeinen wird die Teilchenrate vom Ort und der Geschwindigkeit der entstehenden Teilchen abhängen. Betrachten wir die Teilchenrate in ein Element des sechsdimensionalen Phasenraumes:

$$\frac{dN}{dt d^3r d^3v} = \frac{dN}{dt d\Gamma} = \tilde{R}(\vec{r}, \vec{v}) \quad (4.23)$$

Zerlegen wir das Volumenelement des Geschwindigkeitsraumes in Polarkoordinaten

$$dv^3 = v^2 dv d\Omega_{Plasma} \quad (4.24)$$

und das Volumenelement des Ortsraumes in ein Flächenelement  $dA_{Plasma}$  senkrecht zu  $\vec{v}$  und ein Wegelement  $dl$  längs  $\vec{v}$ , so ist das Phasenraumelement gegeben durch

$$d\Gamma = dA_{Plasma} dl \cdot v^2 dv \cdot d\Omega_{Plasma}. \quad (4.25)$$

Wegen der Gültigkeit des Liouville-Theorems gilt nun

$$d\Gamma_{Plasma} = d\Gamma_{Det} = const \quad (4.26)$$

längs der Bahn des Teilchens. Deswegen ist das Phasenraumelement am Detektor dasselbe wie das im Plasma. Das Phasenraumelement am Detektor läßt sich schreiben als

$$d\Gamma = dA_{\perp} dl v^2 dv d\Omega_{Det}, \quad (4.27)$$

wobei  $dA_{\perp} = dA_{Det} \cos \theta$  das zu  $\vec{v}$  senkrecht stehende Flächenelement des Detektors ist. Das Phasenraumelement am Detektor läßt sich berechnen, da alle enthaltenen Größen bekannt sind.

Um nun die Gesamtheit aller auf den Detektor fallenden Teilchen zu ermitteln, muß die Reaktionsrate zunächst längs der Bahn  $dl$ , die zu den Einfallsbedingungen  $\vec{r}_{Det}$  und  $\vec{v}_{Det}$  gehört, aufintegriert werden und dann muß über alle möglichen Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten am Detektor integriert werden. Da aber meist die Fusionsratendichte in Abhängigkeit von der Energie (und nicht der Geschwindigkeit) gegeben ist,

$$\frac{dN}{dt dE} = \tilde{R}(E, \Omega) d^3r d\Omega \quad (4.28)$$

muß das Phasenraumelement aus (4.27) nun mittels der Teilchenenergie ausgedrückt werden und man erhält dann die auf den Detektor fallende Teilchenrate als

$$\dot{N}_{Det} = \int \tilde{R}(E, \Omega) dl dA_{Det} \cos \theta dE d\Omega_{Det}. \quad (4.29)$$

Die gesamte vom Plasma emittierte Teilchenrate ergibt sich zu

$$\dot{N}_{Plasma} = \int (\tilde{R}(E, \Omega) dE d\Omega) dV, \quad (4.30)$$

wobei der Ausdruck in der Klammer gerade die gesamte pro Volumen und Zeit vom Plasma emittierte Teilchenzahl ist. Diese Quell- oder Sourcefunktion der Teilchen im Plasma ist

$$S(\vec{r}) = \int \tilde{R}(E, \Omega) dE d\Omega \quad (4.31)$$

oder im Fall isotroper Emission

$$S(\vec{r}) = \int \tilde{R}(E) dE. \quad (4.32)$$

Dies ist bis auf eine Konstante, welche die relativen Anteile der möglichen Ausgangskanäle der Fusionsreaktion berücksichtigt, identisch mit der Fusionsrate (4.8). Damit ergibt sich die Detektoreffizienz zu

$$\epsilon = \frac{\int \tilde{R}(E, \Omega) dl dA \cos \theta dE d\Omega_{Det}}{4\pi \int S(\vec{r}) dV}. \quad (4.33)$$

Bisher wurde von einem offenen Detektor ausgegangen, doch wird man in den allermeisten Fällen einen die Apertur begrenzenden Kollimator verwenden, der einen Teil der Teilchen, die auf einen freien Detektor fallen könnten, abhält. Dies wird durch Einführung einer Transmissionsfunktion

$$\hat{T}(\vec{r}_{Det}, \Omega_{Det}, E) = \begin{cases} 1, & \text{wenn das Teilchen } (\vec{r}, \Omega_{Det}, E) \text{ den Kollimator durchläuft} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.34)$$

als zusätzlichen Faktor in (4.33) berücksichtigt. Unter der Voraussetzung, daß sich die Bahn bei Variation von  $\vec{r}$  auf der Detektoroberfläche nicht spürbar ändert, kann man die Integration über die Detektorortskoordinaten ausführen und erhält die Detektortransmission zu

$$T(\Omega_{Det}, E) = \int \hat{T} \cos \theta dA \quad (4.35)$$

mit der Einheit einer Fläche. Diese ist anschaulich die Querschnittsfläche eines Strahles von Teilchen, der gerade den Kollimator passieren kann. Für die Detektoreffizienz erhalten wir nun

$$\epsilon = \frac{\int \tilde{R}(E, \Omega) T(\Omega_{Det}, E) dl dE d\Omega_{Det}}{4\pi \int S(\vec{r}) dV} \quad (4.36)$$

Kann man zudem noch annehmen, die Energieverteilung der einfallenden Teilchen sei hinreichend schmal, so kann man die Unterschiede in der Bahn und der Transmission vernachlässigen. Die Integrationen werden vertauschbar und man kann die Integration nach der Energie ausführen und erhält schließlich:

$$\epsilon = \frac{\int S(\vec{r}) T(\Omega_{Det}) dl d\Omega_{Det}}{4\pi \int S(\vec{r}) dV} \quad (4.37)$$



Die noch verbleibenden Integrationen längs der Bahn des Teilchens und über den Öffnungswinkel der Detektor-Kollimator-Anordnung können nun mit vertretbarem Aufwand numerisch berechnet werden. Hierbei macht man noch Gebrauch von der in Abschnitt 4.2.1 festgestellten Zeitumkehrbarkeit der Bahn, indem man die Bahn eines Teilchens negativer Ladung und mit umgekehrtem Impuls vom Detektor in das Plasma hinein berechnet. Da die Abbildung des Phasenraumes des Plasmas in den Detektor sehr kompliziert ist, wäre sonst das Auffinden der Startbedingungen, die zu einer Bahn in den Detektor und dessen durch den Kollimator gegebenen Akzeptanzwinkel gehören, ein sehr schwieriges Problem. Definiert man nun die Funktion

$$f_B(\vec{r}, \vec{v}) = \begin{cases} 1, & \text{falls } \exists \Omega_{Det}, l : \vec{r}(\Omega_{Det}, l) = \vec{r}, \vec{v}(\Omega_{Det}, l) = \vec{v} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.38)$$

so kann man damit die Integration  $dl d\Omega_{Det}$  in eine Integration über den Phasenraum  $d\Gamma$  überführen. Hängt nun die Quellfunktion  $S$  wie in diesem Fall nur vom Ort oder noch spezieller, nur von beispielsweise einer Koordinate  $\tilde{r}$  im Ortsraum ab, so kann das obere Integral in (4.37) nun ausgeführt werden bis auf die Koordinate, von der die Quellfunktion noch abhängt:

$$\int S(\vec{r}) T(\Omega_{Det}) dl d\Omega_{Det} = \int d\tilde{r} \left( S(\tilde{r}) \int T f_B d\tilde{\Gamma} \right). \quad (4.39)$$

Das innere Integral auf der rechten Seite hängt nun nur noch von den Koordinaten ab, von denen auch die Quellfunktion  $S$  abhängt und definiert damit gerade das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil des Detektors:

$$P(\tilde{r}) = \int T f_B d\tilde{\Gamma}. \quad (4.40)$$

Damit erhält man dann die Detektoreffizienz einfach zu

$$\epsilon = \frac{\int S(\tilde{r}) P(\tilde{r}) d\tilde{r}}{4\pi \int S(\tilde{r}) dV}, \quad (4.41)$$

wobei der Zähler der Teilchenfluß auf den Detektor ist.

### 4.2.3 Die Kollimatortransmission

Zur Berechnung des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils benötigt man außer den Bahnen der Teilchen die Kollimatortransmission  $T(\Omega_{Det})$ . Diese wird im folgenden abgeleitet.

Verwendet man eine zylindrische Bohrung als Kollimator und ordnet den Detektor so an, daß sicher alle durch den Kollimator fallenden Teilchen auch auf den Detektor treffen, so genügt es, zu betrachten, welche Teilchen mit gegebener Energie  $E$

und Einfallsrichtung durch den Kollimator kommen können, um die Transmission  $T$  zu ermitteln. Im allgemeinen läßt man an jedem Punkt der Kollimatoraustrittsfläche eine Bahn starten und untersucht, ob sie vor Verlassen des Kollimators irgendwo auf die Wand trifft, wo das Teilchen praktisch instantan gestoppt wird. Im einfachsten Fall ist die Bahn der Teilchen unabhängig von deren Energie eine Gerade und das Problem ist dann symmetrisch zur Achse der Kollimatorbohrung und unabhängig von Teilchenart und -energie. In der genannten einfachen Geometrie läßt sich die Transmission auch durch eine äquivalente geometrische Betrachtung ableiten:

Die Teilchenbahnen bilden die Eintrittsöffnung des Kollimators in die Austrittsebene ab. Die Schnittfläche der abgebildeten Eintrittsöffnung mit der Austrittsöffnung multipliziert mit dem Cosinus des Winkels  $\theta$  zwischen Flächennormale und Einfallsrichtung der Teilchen ist nun gerade der Querschnitt des Teilchenstrahles, der durch den Kollimator auf den Detektor gelangen kann. Im genannten Fall sind die Projektion der Eintrittsfläche und die Austrittsfläche beides Kreise, die um das Stück  $\Delta x = h \cdot \tan \theta$  gegeneinander verschoben sind, siehe Abb 4.1. Die Schnittfläche ergibt sich dann zu [7]

$$A_{\text{Schnitt}} = \begin{cases} \pi r^2 - r \Delta x \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta x}{2r}\right)^2} - 2r^2 \arcsin \left| \frac{\Delta x}{2r} \right|, & \Delta x < 2r \\ 0 & \Delta x \geq 2r \end{cases} \quad (4.42)$$

und die Multiplikation mit  $\cos \theta$  liefert die Kollimatortransmission zu

$$T(\theta) = \begin{cases} 2r^2 \cos \theta \left( \frac{\pi}{2} - \frac{h \tan \theta}{2r} \sqrt{1 - \left(\frac{h \tan \theta}{2r}\right)^2} - \arcsin \left| \frac{h \tan \theta}{2r} \right| \right), & \tan \theta < \frac{2r}{h} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.43)$$

Im Falle geladener Teilchen gilt dies exakt nur, falls  $B = 0$  ist oder sich das Teilchen gerade genau parallel zum Magnetfeld bewegt, da nur dann die Bahnen Geraden sind. Die so erhaltene Transmission ist auf jeden Fall solange eine gute Näherung, solange die Abweichung der tatsächlichen Bahn von der Geraden beim Durchgang durch den Kollimator sehr klein gegen die transversalen Abmessungen des Kollimators ist. Dies ist bei den in dieser Arbeit verwandten Kollimatoren der Fall: Man kann sich unter Voraussetzung eines homogenen Magnetfeldes überlegen, daß für ein Teilchen mit festem Impuls die Bahnkrümmung dann am größten ist, wenn der Pitchwinkel  $90^\circ$  beträgt. Damit kann ein Kriterium für die Gültigkeit der obigen Näherung abgeleitet werden [7]:

$$r_{90} \geq \frac{5h^2}{16r} \quad (4.44)$$

$r_{90}$  ist hierin der Larmorradius für einen Pitchwinkel von  $90^\circ$ . Diese Bedingung ist bei den Feldern und Kollimatoren in diesem Experiment immer deutlich übererfüllt.

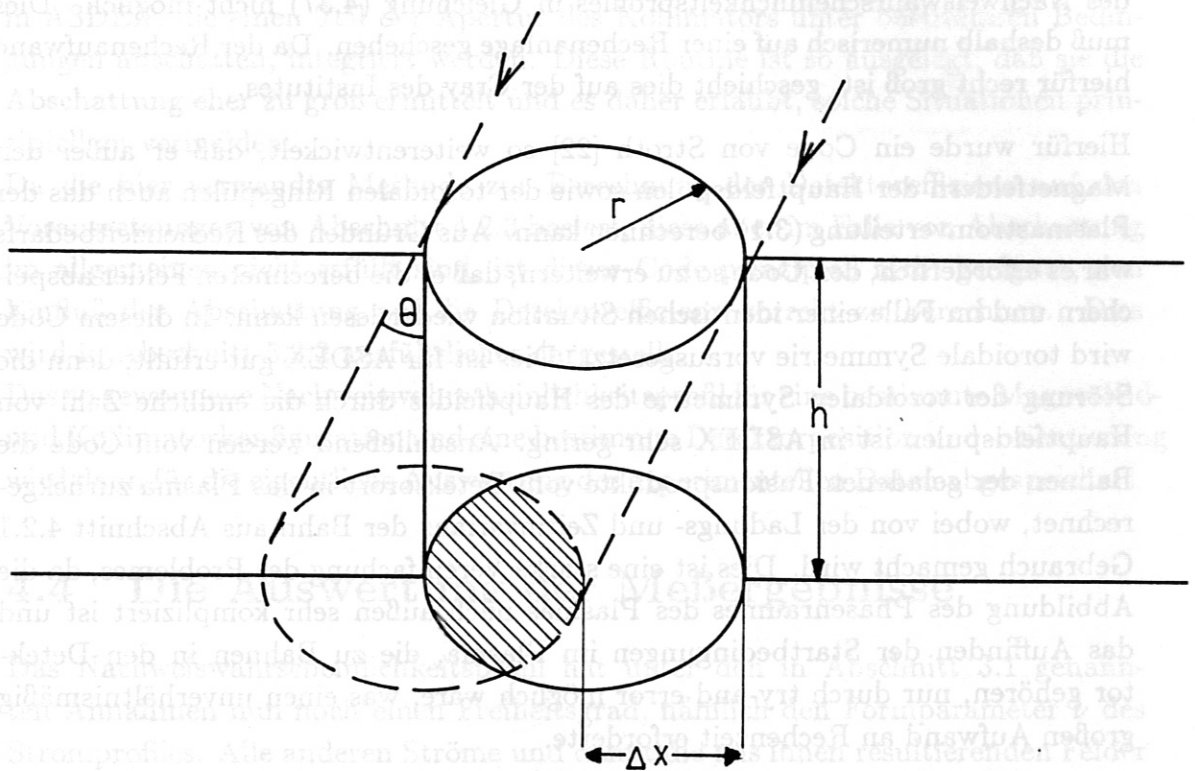


Abbildung 4.1: Die geometrische Situation im Kollimator im Falle eines Strahles sich parallel geradlinig ausbreitender Teilchen. Die Eintrittsfläche (oben) wird vom Teilchenstrahl (gestrichelt), der unter dem Winkel  $\theta$  zur Achse der Kollimatorbohrung einfällt, in die Kollimatoraustrittsebene projiziert (gestrichelter Kreis). Die freie Kollimatorfläche ist der Schnitt der Projektion mit der Kollimatoraustrittsfläche (schraffiert). Multiplikation mit  $\cos \theta$  ergibt den Querschnitt des durch den Kollimator fallenden Strahles bzw die Kollimatortransmission.

### 4.3 Berechnung des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils

Da die Magnetfelder und damit die Bahnen der Teilchen in diesen sehr kompliziert sind, ist eine analytische Lösung der Bewegungsgleichung (4.14) und anschließend des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils in Gleichung (4.37) nicht möglich. Dies muß deshalb numerisch auf einer Rechenanlage geschehen. Da der Rechenaufwand hierfür recht groß ist, geschieht dies auf der Cray des Institutes.

Hierfür wurde ein Code von Stroth [22] so weiterentwickelt, daß er außer den Magnetfeldern der Hauptfeldspulen sowie der toroidalen Ringspulen auch das der Plasmaströmungsverteilung (3.1) berechnen kann. Aus Gründen des Rechenzeitbedarfs war es erforderlich, den Code so zu erweitern, daß er die berechneten Felder abspeichern und im Falle einer identischen Situation wieder lesen kann. In diesem Code wird toroidale Symmetrie vorausgesetzt. Dies ist für ASDEX gut erfüllt, denn die Störung der toroidalen Symmetrie des Hauptfeldes durch die endliche Zahl von Hauptfeldspulen ist in ASDEX sehr gering. Anschließend werden vom Code die Bahnen der geladenen Fusionsprodukte vom Detektorort in das Plasma zurückgerechnet, wobei von der Ladungs- und Zeitinvarianz der Bahn aus Abschnitt 4.2.1 Gebrauch gemacht wird. Dies ist eine starke Vereinfachung des Problems, da die Abbildung des Phasenraumes des Plasmas nach außen sehr kompliziert ist und das Auffinden der Startbedingungen im Plasma, die zu Bahnen in den Detektor gehören, nur durch try-and-error möglich wäre, was einen unverhältnismäßig großen Aufwand an Rechenzeit erforderte.

Es werden viele Bahnen, deren Startrichtung gleichmäßig über den Raumwinkel des Kollimators verteilt sind, berechnet. Jede Bahn wird in Zeitschritten von ca. einem Zwanzigstel der Gyrationzeit berechnet und die Bahnpunkte werden abgespeichert. Anschließend wird das zu jedem Bahnpunkt gehörende Phasenraumvolumen mittels der Kollimatortransmission (4.43) nach Gleichung (4.27) berechnet. Seit Einführung einer korrekten Normierung geschieht dies in absoluten Einheiten. Dann werden die Phasenraumvolumina jeder einzelnen Bahn über die toroidalen und poloidalen Winkel aufintegriert. Das Ergebnis dieser Operation wird für alle Bahnen aufaddiert. Da die Bahnen gleichmäßig über den Akzeptanzraumwinkel des Kollimators verteilt sind, entspricht dies der Integration über den Raumwinkel  $d\Omega_{Det}$  des Detektors. Als Ergebnis erhält man das radiale Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil  $P(r)$  der Detektoranordnung über den kleinen Plasmaradius, wie in Gleichung (4.40) allgemein gezeigt. Dies ist gerade das Phasenraumvolumen, das der Detektor im Bereich  $r, r+dr$  sieht. Den Fluß am Detektor erhält man dann durch Faltung von  $P(r)$  mit dem Emissionsprofil und die Detektoreffizienz (4.37)



ergibt sich zu

$$\epsilon = \frac{\int P(r) S(r) dr}{\int S(r) dr} \quad (4.45)$$

das heißt, das Nachweisprofil braucht nur noch mit dem Emissionsprofil  $S(r)$  gefaltet und auf die gesamte Fusionsausbeute normiert zu werden, um die Detektoreffizienz zu erhalten.

In den Bahncode mußte ein Teilprogramm zur Berücksichtigung von Einbauten in ASDEX, die einen Teil der Apertur des Kollimators unter bestimmten Bedingungen abschatten, integriert werden. Diese Routine ist so ausgelegt, daß sie die Abschattung eher zu groß ermittelt und es daher erlaubt, solche Situationen prinzipiell zu vermeiden.

Da die hier verwandte Methode zur Berechnung der Detektoreffizienz auf den Voraussetzungen von Abschnitt 4.2.3 basiert, diese aber im Falle von Abschattung im allgemeinen nicht erfüllt sind, ist dieser Code prinzipiell nicht geeignet, den Einfluß der Abschattung auf die Detektoreffizienz korrekt zu berechnen. Dies wird in Abschnitt 5.3.2 ausführlicher dargestellt.

Das so gewonnene Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil für eine bestimmte Magnetfeld- und Kollimatorconfiguration und eine bestimmte Detektorposition und -orientierung wird dann für die eigentliche Auswertung der experimentellen Daten abgespeichert.

#### 4.4 Die Auswertung der Meßergebnisse

Das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil hat unter den in Abschnitt 3.1 genannten Annahmen nun noch einen Freiheitsgrad, nämlich den Formparameter  $\nu$  des Stromprofils. Alle anderen Ströme und damit die aus ihnen resultierenden Felder sowie die Diagnostikparameter sind bekannt. Eigentliches Ziel ist eine Bestimmung des Emissionsprofils  $S(r)$ . Eine direkte Inversion wie im Falle optischer Beobachtung ist wegen der extrem komplexen Abbildung des Plasmas zum Ort des Detektors in diesem Falle ausgeschlossen. Deshalb ist es nötig, eine Annahme über die Form des Emissionsprofils zu machen. Hier wird analog zum Plasmastrom ein parabolisches Profil angenommen:

$$S(r) \sim (1 - \rho^2)^\mu \quad (4.46)$$

Die für verschiedene Stromproflexponenten  $\nu$  berechneten Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile werden dann mit Emissionsprofilen zu verschiedenen  $\mu$  gefaltet und die Detektoreffizienz errechnet.

Damit erhält man die Detektoreffizienz in Abhängigkeit der zwei Profilparameter  $\nu$  für das Stromdichteprofil und  $\mu$  für das Emissionsprofil.

Nun gibt es im weiteren zwei Möglichkeiten, eine Aussage über die Detektoreffizienz zu machen:

1. kann man, zumindest innerhalb der Fehlergrenzen, die die beiden Diagnostiken haben, die Neutronenquellfunktion mit der Protonen- und Tritonenquellfunktion gleichsetzen [23]. Die Zählrate des Detektors dividiert durch die von der Neutronendiagnostik ermittelte Gesamtneutronenrate ergibt dann direkt die Detektoreffizienz.
2. kann man die Teilchenflüsse, die der Detektor für verschiedene Orientierungen bei identischen Schüssen mißt, durcheinander dividieren und erhält dann eine relative Effizienzänderung von einer zu einer anderen Detektoreinstellung, die dann mit den relativen Unterschieden der errechneten Effizienzen übereinstimmen müssen. Dies erlaubt, auch ohne Zuhilfenahme anderer Diagnostiken als der Messung der Ströme in den Spulen und im Plasma ein Resultat zu erhalten, setzt aber möglichst identische Schüsse voraus, da ein Unterschied in der absoluten Fusionsrate sonst die Ergebnisse verfälschen würde.

In praxi werden beide Verfahren parallel durchgeführt. Dies geschieht so, daß die errechneten Werte für die absolute und die relative Effizienz als zweidimensionale Parameterfläche über dem Stromdichteparameter  $\nu$  und dem Emissionsprofilparameter  $\mu$  dargestellt und dann die Gebiete  $(\nu, \mu)$  ermittelt werden, in denen die errechnete absolute bzw relative Effizienz innerhalb der Fehler der Messung mit der gemessenen übereinstimmt. An der dreidimensionalen Darstellung dieser zweiparametrischen Fläche kann man leicht sehen, wie sensitiv die Effizienz von den beiden Parametern abhängt.

Dieses Verfahren ist nur für eine Serie identischer Schüsse sinnvoll, da man pro Schuß nur in einer Detektoreinstellung messen kann. Danach ermittelt man nun den insgesamt mit den bei allen Detektoreinstellungen gemessenen Effizienzen verträglichen Parameterbereich. Dies geschieht am einfachsten dadurch, daß man die Grenzen der möglichen Bereiche aus den Einzelmessungen in einer zweidimensionalen Darstellung überlagert und dann das mit allen Messungen verträgliche Gebiet des Raumes der zwei Parameter  $\nu$  und  $\mu$  bestimmt.

Die wichtigsten zu berücksichtigenden Fehlerquellen sind die bei der Ermittlung der absoluten und relativen Effizienzen auftretenden Unsicherheiten. Dies sind zum einen die Fehler bei der Messung der Flüsse der geladenen Fusionsprodukte und zum anderen die Unsicherheit der Neutronenausbeutemessung der Neutronendiagnostik, welche wegen der Unsicherheit der Eichung bei etwa 10% liegt. Bei der Flußmessung müssen im wesentlichen zwei Dinge berücksichtigt werden: die Zählstatistik und die Unsicherheit der Bestimmung des Totzeitanteils aus der gemessenen Pulserrate. Im ersten Fall handelt es sich um eine Poissonstatistik, im zweiten Fall, bei dem die poissonverteilten Totzeitintervalle mit dem regelmäßigen Pulsersignal abgetastet werden, liegt eine Binomialverteilung vor. Die anderen

Fehler sind gegenüber den genannten entweder klein oder nicht durch eine einfache Fehleranalyse behandelbar wie die folgenden. Um die Fehler, die durch Ungenauigkeiten in den der Berechnung der Bahnen zugrundeliegenden Magnetfeldern auftreten, wurden bei sonst identischer Situation die Ströme in den Spulengruppen und im Plasma etwas variiert und die Auswirkung auf die berechnete Effizienz ermittelt. Diese blieben bei Variation um realistische Werte immer vernachlässigbar gegenüber den typisch 15% Unsicherheit in der experimentell ermittelten Effizienz. Dies gilt sinngemäß auch für die Auswirkungen durch Variation der im Programm festgelegten Parameter wie Zeitschritt der Bahnberechnung, Schrittweite bei den numerischen Integrationen und der Anzahl der berechneten Bahnen, deren Startrichtungen über den Öffnungswinkel des Kollimators verteilt sind.

## 4.5 Die Abhängigkeit des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofiles vom Kollimator

Die Diagnostik wurde ursprünglich für die Messung der Iontemperatur in der zentralen Region des Plasmas konzipiert. Für diese Anwendung sind Details des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils von untergeordneter Bedeutung, wenn nur sichergestellt ist, daß der Detektor tatsächlich im wesentlichen das Plasmazentrum sieht. Das Ausbeuteprofil, definiert als Produkt von Emissions- und Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil, wird durch das spitze Emissionsprofil immer im zentralen Plasmabereich am größten sein. Deshalb kommt der größte Anteil des Flusses am Detektor, der ja gerade das Integral über das Ausbeuteprofil ist, aus der Zentralregion des Plasmas. Für die Bestimmung der zentralen Iontemperatur wird man eine Detektoreinstellung wählen, bei der die Sichtlinie des Detektors das Zentrum möglichst gut abdeckt. Die Teilchenbahnen sollten also so beschaffen sein, daß das Gyrationzentrum durch das Plasmazentrum läuft (siehe Abbildung 4.2). In diesem Falle liegen also mindestens bis zu einem Plasmaradius  $r$ , der dem Gyrationradius  $r_L$  des Teilchens entspricht, die Bahnpunkte näherungsweise homogen verteilt. Damit wächst bis zu  $r_{Plasma} = r_L$  das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil unabhängig vom Kollimator proportional zum Plasmaradius an, da ein Faktor  $r$  im Volumenelement bei der Integration auftritt. Erst für Plasmaradien größer als der Gyroradius der Teilchen spielen die Eigenschaften des Kollimators eine Rolle: Je enger der Kollimator, desto schmaler ist das Maximum des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils bei  $r_{Plasma} \approx r_L$ . Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.3 (obere Reihe) klar erkennbar.

Sehr wesentlich vom Kollimator bestimmt ist die Detektoreffizienz. Sie skaliert in diesem Fall wie die Transmission mit Kollimatorradius und -höhe gemäß  $r_{Koll}^4/h_{Koll}^2$ . Je enger also der Kollimator, desto kleiner der Fluß am Detektor. Für die Ionen-



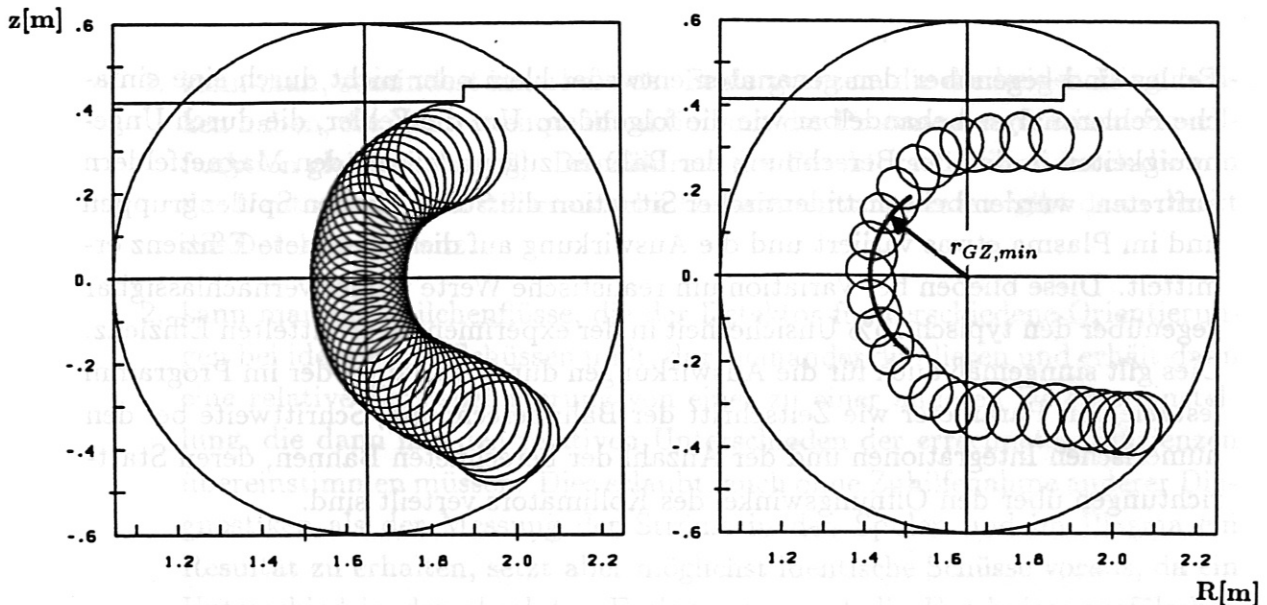


Abbildung 4.2: Die poloidale Projektion der Bahn durch das Plasmazentrum (links) und in der Gradientenregion (rechts). Im rechten Bild fällt auf, daß das Guiding-Center der Bahn über einen weiten Bereich bei konstantem Radius  $r_{GZ,min}$  verläuft. Dies ist besonders günstig. Die Magnetfelder sind wie in Kapitel 6.1, der Pitchwinkel des Kollimators beträgt  $65^\circ$  (links) und  $30^\circ$ .

temperaturmessung im Plasmazentrum wird der Kollimator also einfach so ausgelegt, daß der Fluß am Detektor die Elektronik nicht übersteuert. Die Form des Nachweiswahrscheinlichkeits- und Ausbeuteprofiles wird vom Kollimator dagegen kaum beeinflußt.

Ganz anders ist die Situation bei Profilmessungen: Hier soll der steile Gradient des Emissionsprofils mit bestmöglicher Ortsauflösung abgetastet werden. Dies verlangt ein möglichst  $\delta$ -förmiges Ausbeuteprofil. Das wäre unabhängig von der Form des Emissionsprofils durch ein  $\delta$ -förmiges Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil garantiert. Dem sind jedoch offensichtlich zwei Grenzen gesetzt: Zum einen muß die Bahn des Teilchens zum Detektor durch den Randbereich des Plasmas gehen, das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil kann also im Außenbereich nicht Null werden. Zum anderen ist die Auflösung durch den Gyroradius begrenzt, wenn er auch wegen des kleineren Pitchwinkels und damit kleineren Geschwindigkeit senkrecht zu  $\vec{B}$  nicht mehr so groß ist wie bei der Beobachtung des Plasmazentrums, wo der Pitchwinkel ungefähr  $90^\circ$  ist.

Besonders günstig für die Profilmessung ist in unserem Fall, daß das Gyrozentrum der typischen Bahn bei der Abtastung des Profils in einem längeren Abschnitt der Bahn ungefähr beim kleinsten Radius  $r_{GZ,min}$  verläuft, da dann das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil in diesem Bereich besonders groß sein wird.



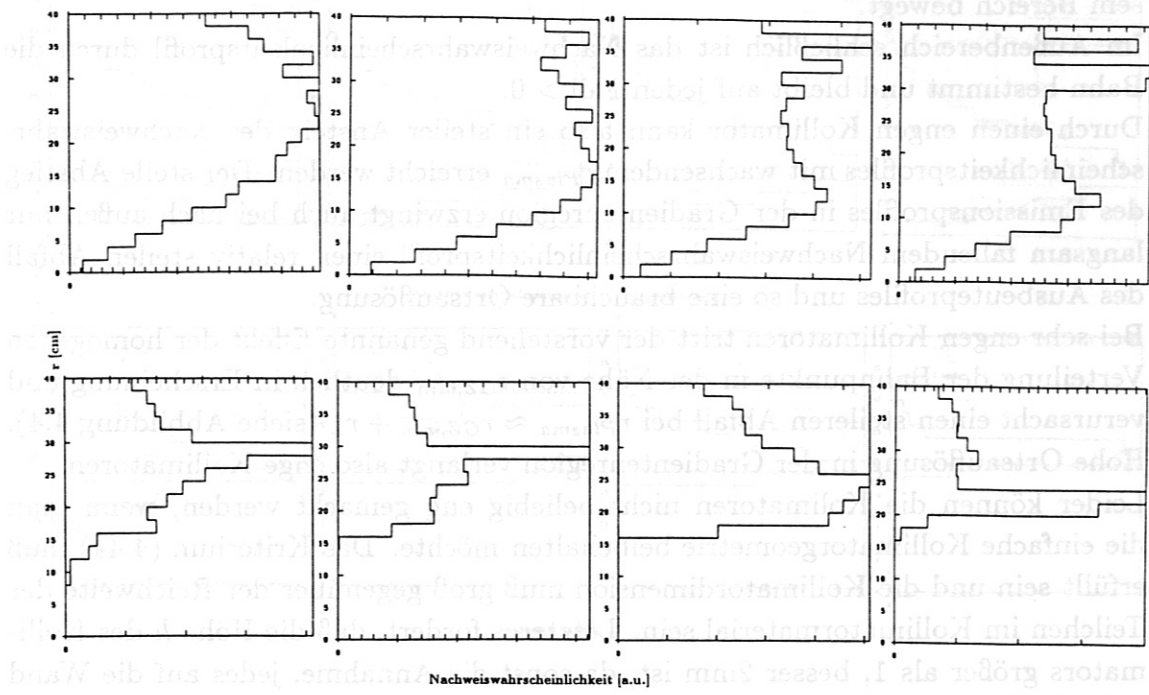


Abbildung 4.3: Die Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile für die Zentrumsbahn (oben) und die Bahn in der Gradientenregion (unten) berechnet für (von links nach rechts)  $\kappa = \frac{1}{4}, \frac{1}{16}, \frac{1}{64}$  und  $\frac{1}{256}$ . Im oberen Falle ändert sich die Form wenig. Auffallend ist die Proportionalität zu  $r$  im Bereich  $r < 15$ cm. Im unteren Falle wird zunächst der Anstieg bei kleinen  $r$  immer steiler, dann tritt auch ein Abfall bei  $r > 25$ cm auf, wie er wegen der fast kreisförmigen Bahn um das Zentrum zu erwarten ist. Bei dieser Rechnung wurde nur der Radius des Kollimators variiert.

Im Bereich  $r_{Plasma} < r_{GZ,min} - r_L$  wird der Verlauf des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils im wesentlichen von den Eigenschaften des Kollimators bestimmt. Ist der Kollimator eng, so ist die Variation der Bahnen um die mittlere gering und der Anstieg des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils steil und umgekehrt. Ist der Kollimator sehr eng, so bleibt in einem Bereich der Breite  $2r_L$  um  $r_{GZ,min}$  das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil ungefähr konstant, da wie im Zentralbereich im vorigen Fall die Bahnpunkte in diesem Bereich ungefähr homogen verteilt sind, falls sich das Gyrozentrum während eines längeren Abschnittes der Bahn in diesem Bereich bewegt.

Im Außenbereich schließlich ist das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil durch die Bahn bestimmt und bleibt auf jeden Fall  $> 0$ .

Durch einen engen Kollimator kann also ein steiler Anstieg des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils mit wachsendem  $r_{Plasma}$  erreicht werden. Der steile Abstieg des Emissionsprofils in der Gradientenregion erzwingt auch bei nach außen nur langsam fallendem Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil einen relativ steilen Abfall des Ausbeuteprofils und so eine brauchbare Ortsauflösung.

Bei sehr engen Kollimatoren tritt der vorstehend genannte Effekt der homogenen Verteilung der Bahnpunkte in der Nähe von  $r_{GZ,min}$  deutlich in Erscheinung und verursacht einen steileren Abfall bei  $r_{Plasma} \approx r_{GZ,min} + r_L$  (siehe Abbildung 4.4). Hohe Ortsauflösung in der Gradientenregion verlangt also enge Kollimatoren.

Leider können die Kollimatoren nicht beliebig eng gemacht werden, wenn man die einfache Kollimatorgeometrie beibehalten möchte. Das Kriterium (4.44) muß erfüllt sein und die Kollimatordimension muß groß gegenüber der Reichweite der Teilchen im Kollimatormaterial sein. Letzteres fordert, daß die Höhe  $h$  des Kollimators größer als 1, besser 2mm ist, da sonst die Annahme, jedes auf die Wand fallende Teilchen werde gestoppt, nicht mehr gut erfüllt ist.

Das Kriterium (4.44) läßt sich schreiben als

$$r_{90} \geq \frac{5}{16} \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot h_{Koll}, \quad (4.47)$$

wobei  $\kappa = \frac{r_{Koll}}{h_{Koll}}$  die Enge des Kollimators beschreibt. Für die Protonen und Tritonen aus der Deuteriumfusion gilt am Detektorort in ASDEX  $r_{90} \geq 22\text{cm}$ . Fordert man einen Sicherheitsfaktor in der Relation (4.47) von mindestens 2, so erhält man

$$h_{Koll} \leq \kappa \cdot 350\text{mm}. \quad (4.48)$$

Bei dem engeren der in dieser Arbeit benutzten Kollimatoren ist  $\kappa = \frac{1}{16}$ . Wünschenswert wäre  $\kappa = \frac{1}{100}$ . Dies kann mit einer Höhe von 3mm und einem Durchmesser von 0,06mm realisiert werden. Da die Transmission mit  $\kappa^4 h^2$  skaliert, müßte ein solcher Kollimator ungefähr 11000 Bohrungen haben, wenn der Fluß am Detektor vergleichbar sein soll wie bei einem Kollimator mit einer Bohrung 8mm tief und ein Millimeter Durchmesser.

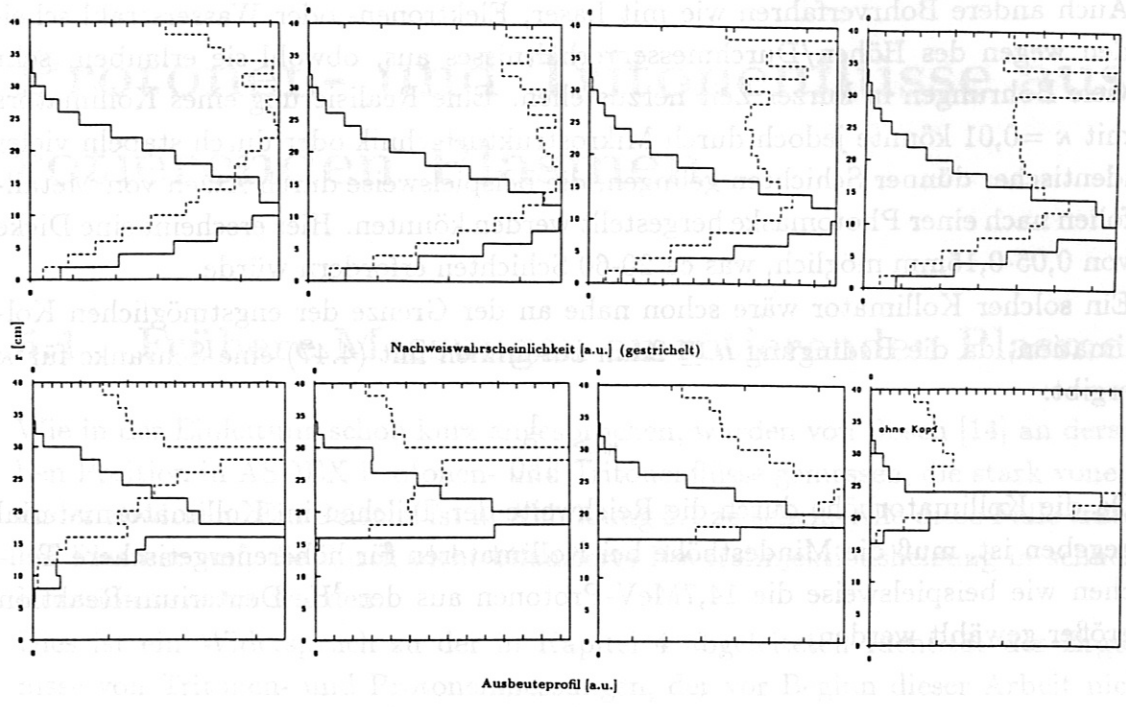


Abbildung 4.4: Die Ausbeuteprofile (durchgehend), die sich aus den (hier der Deutlichkeit halber nochmals gestrichelt unterlegten) Nachweiswahrscheinlichkeitsprofilen der vorigen Abbildung für ein Emissionsprofil mit  $\mu=5$  ergeben. Im oberen Falle (Zentrumsbahn) hängt die Form des Ausbeuteprofiles wie erwartet wenig von der Kollimation ab. Im unteren Fall (Gradientenregion) wird der Anstieg mit engerer Kollimation steiler, der Abfall bei großen  $r$  ist durch das Emissionsprofil bestimmt. Nur im letzten Bild ( $\kappa = \frac{1}{256}$ ) wird auch der Abfall durch das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil, letztlich also durch die Kollimation, bestimmt.

## 5.2 Mögliche Ursachen unterschiedlicher Protonen- und Tritonenflüsse

Als mögliche Ursache für unterschiedliche auf den Detektor fallende Flüsse von Protonen und Tritonen kommen zunächst zwei Mechanismen in Frage. Zum ersten unterschiedliche Quellfunktionen für Tritonen und Protonen, zum zweiten

Ein so enger Kollimator wie der geschilderte kann wegen der kleinen Durchmesser und der großen Tiefe im Vergleich zum Durchmesser nicht mehr mechanisch gebohrt werden, auch wenn man von der Lochzahl absieht. Eingehende Gespräche mit Experten des Institutes und verschiedener spezialisierter Firmen ergaben eine Grenze bei einem Lochdurchmesser von 0,1mm und  $\kappa = \frac{1}{40}$  für mechanisches Bohren, wobei aber eine in die Hunderte gehende Lochzahl auf engstem Raum nur mit immensen Schwierigkeiten und Maschinenzeiten und damit Kosten machbar wäre. Auch andere Bohrverfahren wie mit Laser, Elektronen- oder Wasserstrahl scheiden wegen des Höhen/Durchmesserverhältnisses aus, obwohl sie erlauben, sehr viele Bohrungen in kurzer Zeit herzustellen. Eine Realisierung eines Kollimators mit  $\kappa = 0,01$  könnte jedoch durch Mikrostrukturtechnik oder durch stapeln vieler identischer dünner Schichten gelingen, die beispielsweise durch Ätzen von Metallfolien nach einer Photomaske hergestellt werden könnten. Hier erscheint eine Dicke von 0,05-0,15mm möglich, was ca 20-60 Schichten erfordern würde.

Ein solcher Kollimator wäre schon nahe an der Grenze der engstmöglichen Kollimation, da die Bedingung  $h \geq 2mm$  zusammen mit (4.47) eine Schranke für  $\kappa$  ergibt:

$$\kappa \geq \frac{1}{150}$$

Da die Kollimatorhöhe durch die Reichweite der Teilchen im Kollimatormaterial gegeben ist, muß die Mindesthöhe bei Kollimatoren für höherenergetischere Teilchen wie beispielsweise die 14,7MeV-Protonen aus der  ${}^3\text{He}$ -Deuterium-Reaktion größer gewählt werden.



## Kapitel 5

# Protonen- und Tritonenflüsse aus rotierenden Plasmen

### 5.1 Frühere Messungen an rotierenden Plasmen

Wie in der Einleitung schon kurz angesprochen, wurden von Bosch [14] an derselben Position in ASDEX Protonen- und Tritonenflüsse gemessen, die stark voneinander abwichen. Ein Beispiel ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Alle diese Fälle traten bei Plasmen auf, die durch nicht bilanzierte Neutralinjektionsheizung in schnelle Rotation versetzt wurden.

Dies ist ein Widerspruch zu der in Kapitel 4 abgeleiteten Identität der Ergebnisse von Tritonen- und Protonenmessungen, der vor Beginn dieser Arbeit nicht zufriedenstellend erklärt werden konnte.

Um sicherzustellen, daß die Annahmen in Kapitel 4 gerechtfertigt sind und die Verhältnisse korrekt beschreiben, mußte daher für die Absicherung der Flußmessungen zur Bestimmung von Profilen dieses Phänomen weiter untersucht werden. In diesem Kapitel werden daher zunächst die möglichen Ursachen für unterschiedliche Flüsse der Protonen und Tritonen auf den Detektor diskutiert sowie ihre Relevanz für das gefundene Phänomen. Abschließend werden neue Messungen hierzu und eine Erklärung für dieses Problem dargestellt.

### 5.2 Mögliche Ursachen unterschiedlicher Protonen- und Tritonenflüsse

Als mögliche Ursache für unterschiedliche auf den Detektor fallende Flüsse von Protonen und Tritonen kommen zunächst zwei Mechanismen in Frage: Zum ersten unterschiedliche Quellfunktionen für Tritonen und Protonen, zum zweiten

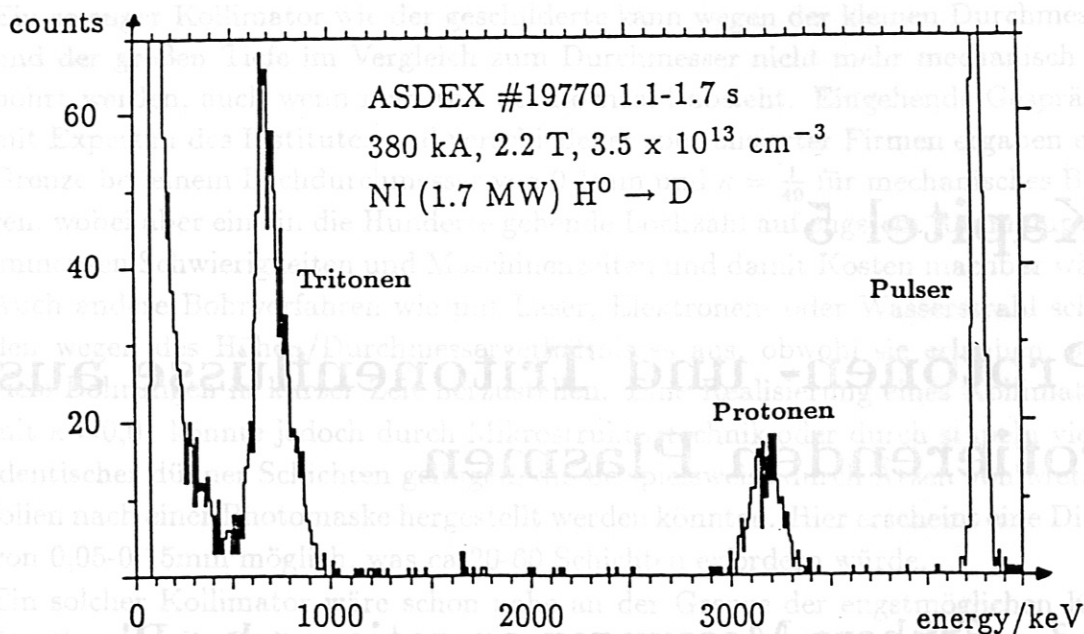


Abbildung 5.1: Ein von Bosch gemessenes Spektrum aus [14]. Der Tritonenfluß ist ungefähr vier mal so groß wie der der Protonen. Dies ist ein Widerspruch zu den Aussagen in Kapitel 4.

unterschiedliche Abbildung des Plasmas in den Detektor für die beiden Teilchensorten.

### 5.2.1 Änderung der Quellfunktionen von Protonen und Tritonen

Da die Protonen und Tritonen aus einundderselben Reaktion stammen, müssen immer exakt gleich viele Tritonen und Protonen entstehen. Trotzdem kann eine Ungleichheit der Flüsse der Protonen und Tritonen am Detektorort auftreten, wenn sich das als thermisch angenommene Plasma gegenüber dem Laborsystem bewegt.

Liegt ein bewegtes thermisches Plasma vor, so gelten die im Abschnitt 4.1.1 genannten Beziehungen natürlich nur in dem System, in dem sich das Plasma nicht bewegt, also eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung hat. Bewegt sich aber das Plasma als Gesamtheit, so müssen auf die Ergebnisse dieses Abschnittes noch die Bezugssystemtransformationen (4.4), (4.5) und (4.6) aus Abschnitt 4.1 angewandt werden, wobei nun  $\theta$  der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Schwerpunktgeschwindigkeit des Plasmas ist. Dieser ist hier identisch dem Pitchwinkel  $\phi$ .

Da das Verhältnis von Plasmageschwindigkeit zu Teilchengeschwindigkeit im bewegten Bezugssystem  $\frac{v_{\text{Plasma}}}{v_i}$  in den Transformationsgleichungen auftritt und sich die Geschwindigkeiten von Tritonen und Protonen nach (4.7) um einen Faktor drei unterscheiden, ändern sich die Flüsse für die Protonen und Tritonen sowie ihre Energien unterschiedlich stark. Dies machen die Abbildungen 5.2 und 5.3 [24] deutlich.

Den Abbildungen kann man entnehmen, daß Abweichungen der Flüsse der Tritonen und Protonen im Bereich von 10% erst bei einer Geschwindigkeit von mindestens  $5 \times 10^5 \frac{m}{s}$  zu erwarten sind. So hohe Werte werden in ASDEX jedoch nicht erreicht [25]. Den Abbildungen entnimmt man eine Vergrößerung des Flusses von Tritonen gegenüber dem der Protonen von maximal 3.3% für realistische toroidale Rotationsgeschwindigkeiten im Bereich von circa  $2 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$ , wie sie an ASDEX mit der Ladungsaustauschspektroskopie gemessen wurden [25]. Dies gilt, wenn man die Fusionsionen genau entgegengesetzt der Rotation beobachtet, also Teilchen, die mit einem Pitchwinkel 0 entstehen. Für Beobachtung schräg gegen die Rotationsrichtung, also Pitchwinkel nahe  $90^\circ$  sind die Werte noch kleiner.

Die beobachteten relativen Flüsse unterschieden sich um Faktoren von 4 und mehr. Damit scheidet eine Erklärung des Phänomens durch die Flußtransformation aus dem bewegten System in das Laborsystem aus.

### 5.2.2 Unterschiede im Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil durch Ungleichheit der Impulse

Eine andere Möglichkeit der Erklärung des Phänomens wäre ein unterschiedliches Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil für Protonen und Tritonen. Dies kann dann auftreten, wenn die Bedingungen für die Gleichheit der Bahnen von Proton und Triton in Abschnitt 4.2.1 nicht mehr erfüllt sind.

Da die mittleren Impulse von Tritonen und Protonen nur in dem Bezugssystem gleich sind, in dem das Plasma ruht, aber wegen der Transformation (4.4) nicht mehr im Laborsystem, tritt in der Tat eine Ungleichheit der Bahnen und damit des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils der beiden Teilchensorten auf. Da sich aber unter denselben Voraussetzungen wie in Abschnitt 5.2.1 die Impulse von Proton und Triton nur um etwa 1.6% voneinander unterscheiden, ist die daraus resultierende Differenz des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils und dann letztlich der Detektoreffizienz, also der Flüsse, kleiner als der Fehler durch die Zählstatistik. Hierzu siehe Abbildung 5.4.

### 5.2.3 Unterschiede durch elektrische Felder

Die in Abschnitt 4.2.1 angeführte Klasse von Bahninvarianzen gilt grundsätzlich nur, wenn die Kraft in der Bahngleichung streng proportional zur Geschwindigkeit ist. Dies ist für die rein magnetische Lorentzkraft der Fall, nicht aber dann, wenn zusätzlich noch elektrische Kräfte wirken, die Lorentzkraft also die Form

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

hat. Auch im Falle der Existenz elektrischer Felder sind die Bahnen und damit das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil und letztlich die Flüsse von Tritonen und Protonen prinzipiell verschieden. Tatsächlich muß in rotierenden Plasmen ein poloidales elektrisches Feld auftreten und von Isler et. al. [26] wurden Felder von etwa  $10 \frac{\text{kV}}{\text{m}}$  gemessen. Eine einfache Abschätzung des Effektes ergibt sich, wenn man der Bahn in diesem Fall noch eine  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift überlagert. Zwar ist die Driftgeschwindigkeit für beide Teilchen dieselbe, aber die Zeit, mit der die Bahn durchlaufen wird und damit der Bahnversatz sind für die beiden Teilchensorten unterschiedlich. Dies führt dann auch wieder wie im Abschnitt 5.2.2 zu einem Unterschied im Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil und damit der Flüsse. Die Abschätzung liefert aber mit den angegebenen Werten für das elektrische Feld einen Bahnversatz von  $< 1 \text{cm}$ , der keinen experimentell erkennbaren Unterschied in den Flüssen liefert.

Damit scheiden auch elektrische Felder als mögliche Ursache für die stark unterschiedlichen Flüsse von Protonen und Tritonen aus.

## 5.3 Neue Messungen an rotierenden Plasmen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden viele Spektren aus rotierenden Plasmen aufgenommen mit einer großen Variation des Winkels zwischen Beobachtungsrichtung und Rotationsgeschwindigkeit, insbesondere auch bei sehr kleinen Winkeln, wo die Effekte durch die Bezugssystemtransformation am größten sein sollten [24]. Unter den hierbei gewählten von Vignettierung unbeeinflussten Bedingungen wurde kein einziges Beispiel mit signifikanten Unterschieden in den Flüssen von Protonen und Tritonen gefunden und die Annahmen in Kapitel 4 sind hier gerechtfertigt. Ein Beispiel zeigt Abbildung 5.5.

Damit konnte das von Bosch beobachtete Phänomen zunächst nicht reproduziert werden.



### 5.3.1 Spektren bei fast vollständiger Abschattung

Erst als Messungen in Situationen gemacht wurden, in denen fast der ganze Sichtbereich des Kollimators durch den Divertorhals und die obere Platte der Plasmahauptkammer abgeschattet wurde, traten plötzlich die von Bosch beobachteten Effekte auf. Es gab sogar Fälle, in denen nur Tritonen beobachtet werden konnten. Die Abb. 5.7 zeigt hierzu ein Beispiel. Damit war es naheliegend, die Abschattung mit dem Phänomen der ungleichen Flüsse in Zusammenhang zu bringen.

### 5.3.2 Flußveränderung durch Vignettierung

Bei allen bisher angestellten Überlegungen war eine vernachlässigbar geringe Abhängigkeit der Transmission des Kollimators von der Teilchenenergie und -art vorausgesetzt. Dies ist dann der Fall, wenn die Krümmung der Teilchenbahn in der den Detektorsichtbereich begrenzenden Anordnung vernachlässigt werden kann. Dies ist in den Fällen, wo alleine der Kollimator den Sichtbereich begrenzt für die Bahnen der Tritonen und Protonen der Fall.

Tritt nun aber noch zusätzlich eine Abschattung am Divertorhals auf, so findet diese gerade nach ungefähr einer halben Gyration statt und die gesamte Dimension der begrenzenden Anordnung liegt daher im besonders kritischen Bereich von ungefähr dem Gyrationdurchmesser und ist ganz ähnlich der Anordnung der Magnetfelder und Detektoren im Impulsfilter eines einfachen Massenspektroskopen. In den Situationen, in denen nur noch ein kleiner Randbereich der Kollimatorapertur von der Abschattung verschont bleibt, kann es dann zu großen Ungleichheiten der Flüsse kommen. Um den Mechanismus zu verstehen, betrachten wir nun den Unterschied des Gyroradiuses der 'mittleren' Protonen und Tritonen. Er ergibt sich nach Gleichung (4.4) für die Fälle der Abb 5.7 und Tabelle 5.3.2 mit einem Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Rotation von  $\approx 45$  Grad mit einer Rotationsgeschwindigkeit von  $2 \times 10^5 \frac{m}{s}$  zu 1.2% und da

$$\Delta r_L = \frac{\Delta(mv)}{qB} \quad (5.2)$$

gilt ist für ein Feld von 2T der Unterschied im Larmorradius etwa 1,5mm, also etwa 3mm im Gyrationdurchmesser.

In Abbildung 5.6 ist nun schematisch dargestellt, wie der Sichtbereich des Kollimators auf die abschattende Fläche abgebildet wird. Die Verschiebung der beiden Gebiete ist zwar nur klein gegen ihre Ausdehnung, aber wenn die Kante des abgeschatteten Bereiches in der Nähe des Randes der Gebiete liegt, ist der relative Unterschied des verbleibenden Teiles der Kollimatorapertur groß. Im Extremfall ist es sogar möglich, daß nur noch eine der beiden Teilchensorten zum Detektor gelangen kann, wie dies schon von Bosch [27] und in Abbildung 5.7 gefunden wurde.

Eine weitere Bestätigung für diese Erklärung des Phänomeres ist die Tatsache, daß sich das Maximum des Tritonpeaks mit der Veränderung der Detektorposition nach oben verschiebt, also immer größere Impulse nötig sind, um den Detektor noch zu erreichen. Auch dies ist in Übereinstimmung mit den Resultaten von Bosch [27].

Manipulatorposition	Mittkanal	$\frac{\text{Tritonenfluß}}{\text{Protonenfluß}}$
R=201,0cm z=41,1cm	105	6.4
R=201,8cm z=41,7cm	130	8.4
R=203,4cm z=42,9cm	152	nur noch t

Tabelle 5.1: Die Veränderung des Maximums des Tritonenspektrums und der relativen Teilchenflüsse in Abhängigkeit von der Detektorposition

In allen hier genannten Fällen war die experimentell mit Hilfe der Neutronenraten ermittelte Detektoreffizienz für die Tritonen um einen Faktor 30 bis 60 kleiner als die ohne Abschattung erwartete, was die den Überlegungen zugrunde liegende fast völlige Abschattung zeigt.

Die exakte Geometrie von ASDEX bei den Messungen von Bosch läßt sich nicht mehr mit der nötigen Genauigkeit reproduzieren, als daß es möglich erschiene, die Situation exakt numerisch nachzuvollziehen.

Für die genaue Berechnung der Abschattung wäre es, da die Voraussetzungen für die Ableitung der Detektortransmission in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 nicht mehr erfüllt sind, notwendig, einen neuen Code zu entwickeln, der eine volle Monte-Carlo-Simulation des Problems mit Variation der Energie innerhalb des Peaks, des Auftreffortes am Detektor und der Auftreffrichtung am Detektor unter sehr exakter Berücksichtigung sowohl der Geometrie im Gefäß als auch der Bahn durchführen kann, um auf diese Weise die Integrationen in Gleichung (4.33) explizit ausführen zu können.

Ein solcher Code wäre zum einen sehr umfangreich und zum anderen extrem rechenzeitaufwendig. Auch wäre es nur mit sehr großem Aufwand und großen Schwierigkeiten möglich, die Geometrie aller relevanten Einbauten im Experiment für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen in allen drei Dimensionen genau genug zu vermessen.

Die Abschätzung der Vignettierung mittels der Erkennungsroutine im vorhandenen Code zur Berechnung der Bahnen läßt aber erkennen, daß in den hier betrachteten Fällen schon bei der alten Divertorgeometrie eine starke Abschattung vorgelegen haben muß, da auch schon die unveränderte obere Platte der Plasmahauptkammer einen großen Teil des Sichtbereiches des Kollimators abschatten

würde, wie Abb 5.8 zeigt.

Aus den hier vorgestellten Beobachtungen ist klar, daß in der Abschattung oder Vignettierung eines großen Teiles der Kollimatoröffnung die Ursache für die starken und unerwarteten Unterschiede zwischen Protonen- und Tritonenflüssen am Detektor gefunden werden konnte.

Besonders wichtig ist aber, daß in normalen, nicht von Abschattung betroffenen Situationen die Annahmen in Kapitel 4 gerechtfertigt sind und korrekte Ergebnisse liefern, da die Bestimmung von Profilen auf den Resultaten in diesem Kapitel aufbaut.



Abbildung 5.2: Die relative Verschiebung des Maximums des Protonenspektrums (oben) und des Tritonenspektrums (unten) gegenüber der Lage des Maximums im Ruhesystem bei Beobachtung eines bewegten Plasmas.  $\theta$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Geschwindigkeitsrichtung des Plasmas. Im Falle eines toroidal rotierenden Plasmas ist ASDEX mit dem Winkel  $\theta$  unter dem die Teilchen entstehen. Unten ist der so ASDEX vorformende Geschwindigkeitsbereich markiert.

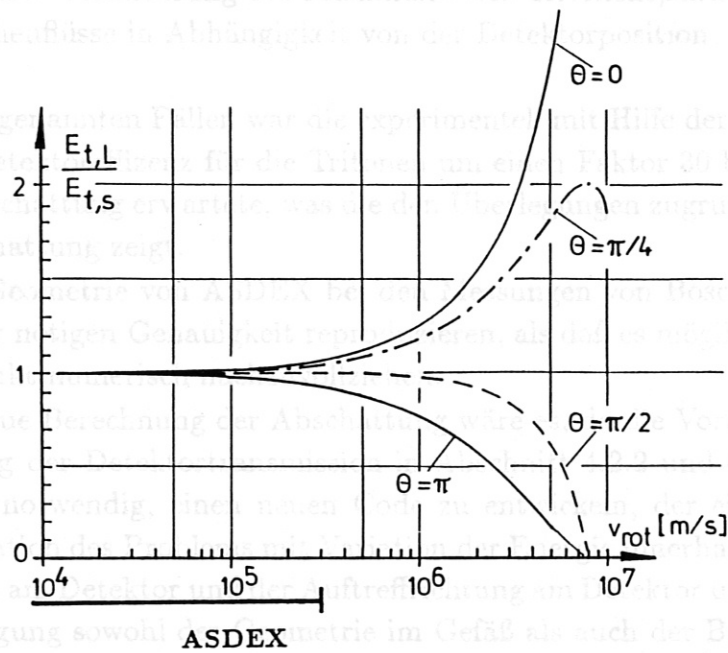
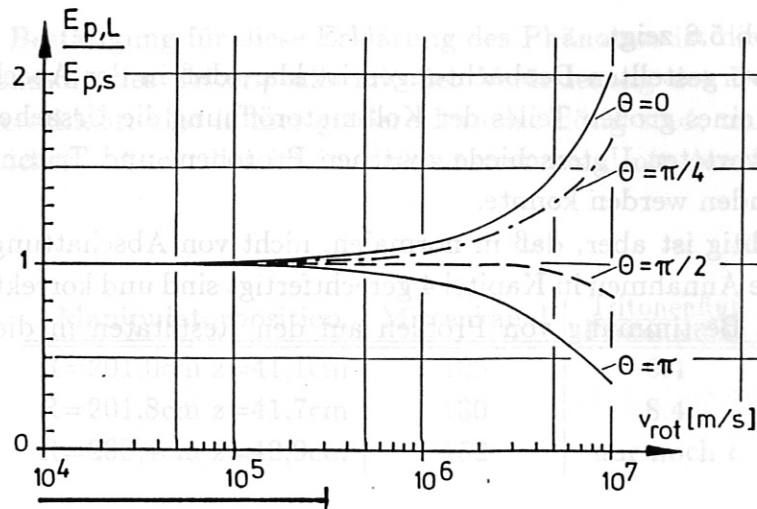


Abbildung 5.2: Die relative Verschiebung des Maximums des Protonenspektrums (oben) und des Tritonenspektrums (unten) gegenüber der Lage des Maximums im Ruhesystem bei Beobachtung eines bewegten Plasmas.  $\theta$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Geschwindigkeit des Plasmas. Im Falle eines toroidal rotierenden Plasmas in ASDEX ist dies gleich dem Pitchwinkel, unter dem die Teilchen entstehen. Unten ist der an ASDEX vorkommende Geschwindigkeitsbereich markiert.

Fallen schon bei der alten Divertorgeometrie eine starke Abschattung vorgelegen haben muß, da auch schon die unveränderte obere Platte der Plasmahauptkammer einen großen Teil des Sichtbereiches des Kollimators abschatten



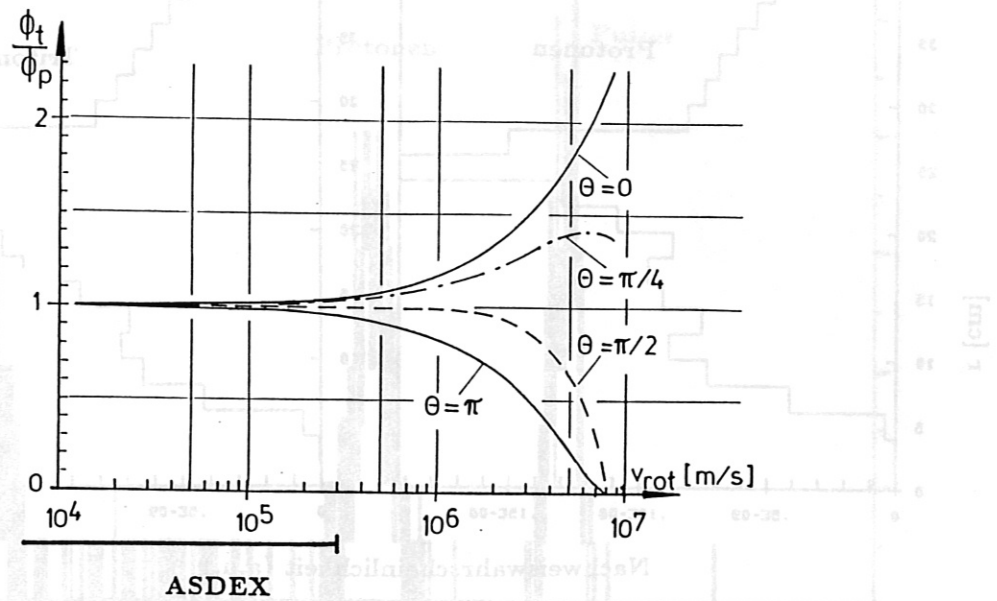


Abbildung 5.3: Die relative Verschiebung der Flüsse von Tritonen und Protonen bei der Beobachtung rotierender Plasmen.  $\theta$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Geschwindigkeit des Plasmas. Im Falle eines toroidal rotierenden Plasmas in ASDEX ist dies gleich dem Pitchwinkel, unter dem die Teilchen entstehen. Unten ist der an ASDEX vorkommende Geschwindigkeitsbereich markiert.

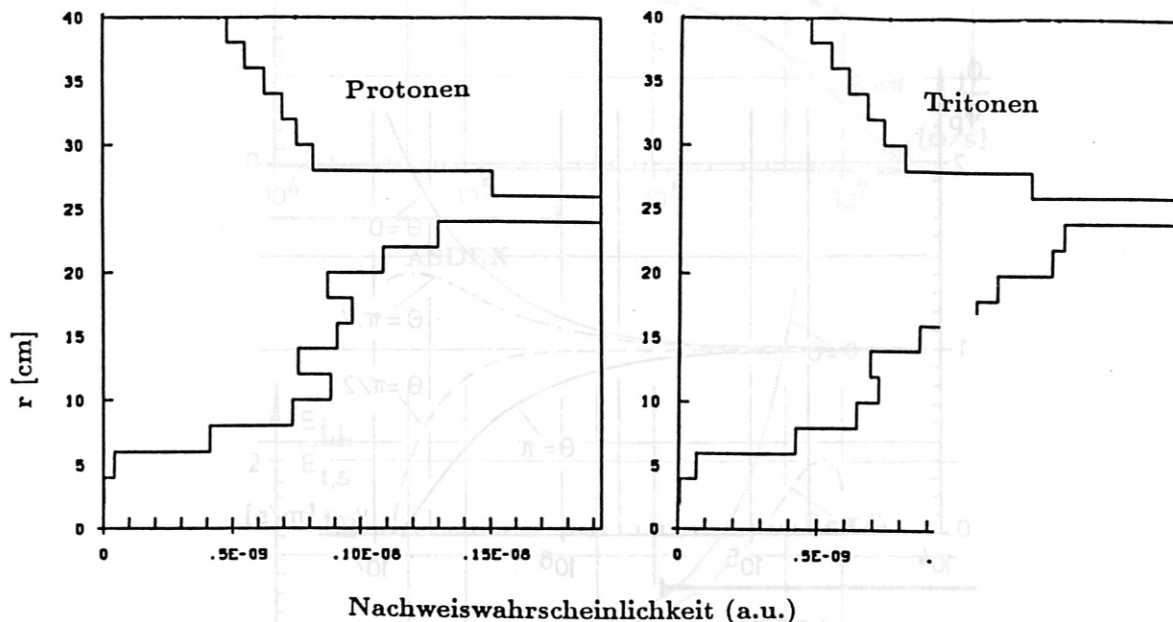


Abbildung 5.4: Vergleich der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile für Protonen (links) und Tritonen (rechts), deren Impulse um 1,6% (Protonen) und 3,2% (Tritonen) gegenüber dem in Ruhe verschoben sind. Die Berechnung erfolgte für Pitchwinkel im Plasma von ca  $45^\circ$ . Die Integrale über das Nachweiswahrscheinlichkeitsprofil unterscheiden sich um weniger als 1%. Die Faltung mit einem Emissionsprofil mit Exponenten  $\mu=1-10$  ergibt Unterschiede in den Detektoreffizienzen von weniger als 1,5%.

Abbildung 5.2: Die relative Verschiebung des Maximums des Protonenspektrums (oben) und des Tritonenspektrums (unten) gegenüber der Lage des Maximums im Ruhesystem bei Beobachtung eines bewegten Plasmas.  $\theta$  ist der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Geschwindigkeit des Plasmas. Im Falle eines toroidal rotierenden Plasmas in ASDEX ist dies gleich dem Pitchwinkel, unter dem die Teilchen entstehen. Unten ist der an ASDEX vorkommende Geschwindigkeitsbereich markiert.

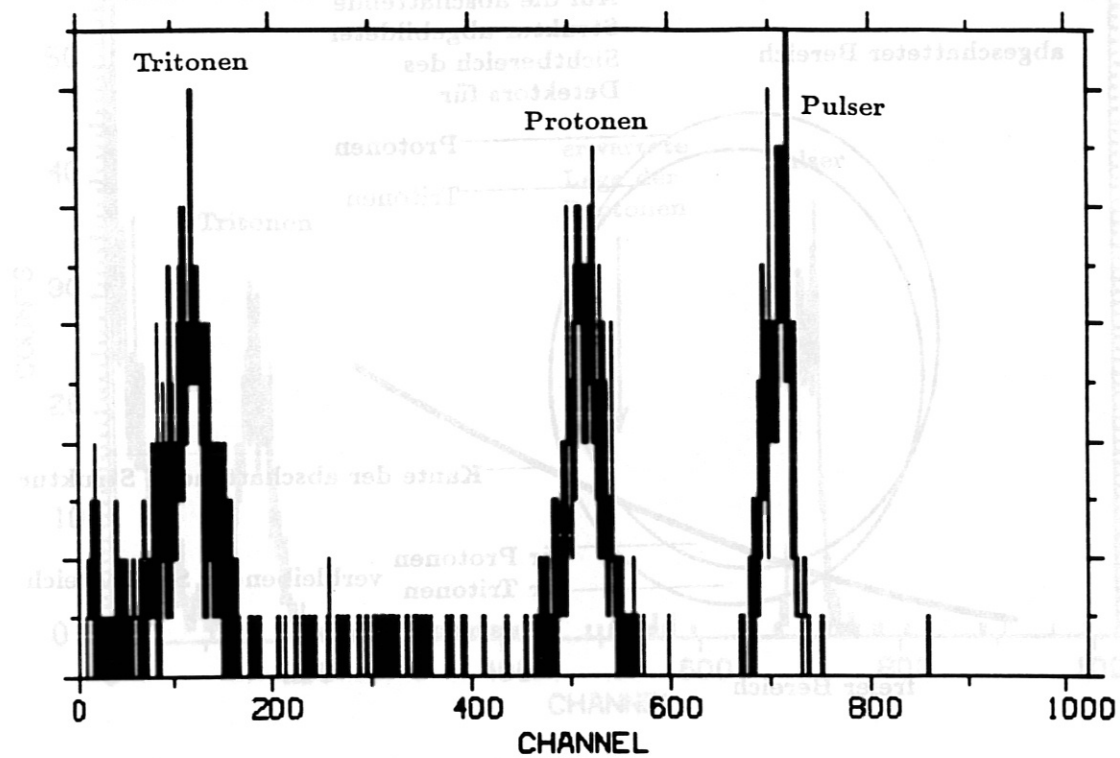


Abbildung 5.5: In einer abschattungsfreien Situation an einem rotierenden Plasma ( $v_{rot} \approx 2 \cdot 10^5 \frac{m}{s}$ ) gemessenes Spektrum von Tritonen (links) und Protonen (mitte, rechts: Testsignal). Es wurden 298 Protonen und 295 Tritonen gemessen. Die Teilchen entstanden unter einem Winkel von kleiner 10 Grad zur Rotationsgeschwindigkeit, Effekte müßten also besonders stark sichtbar sein.

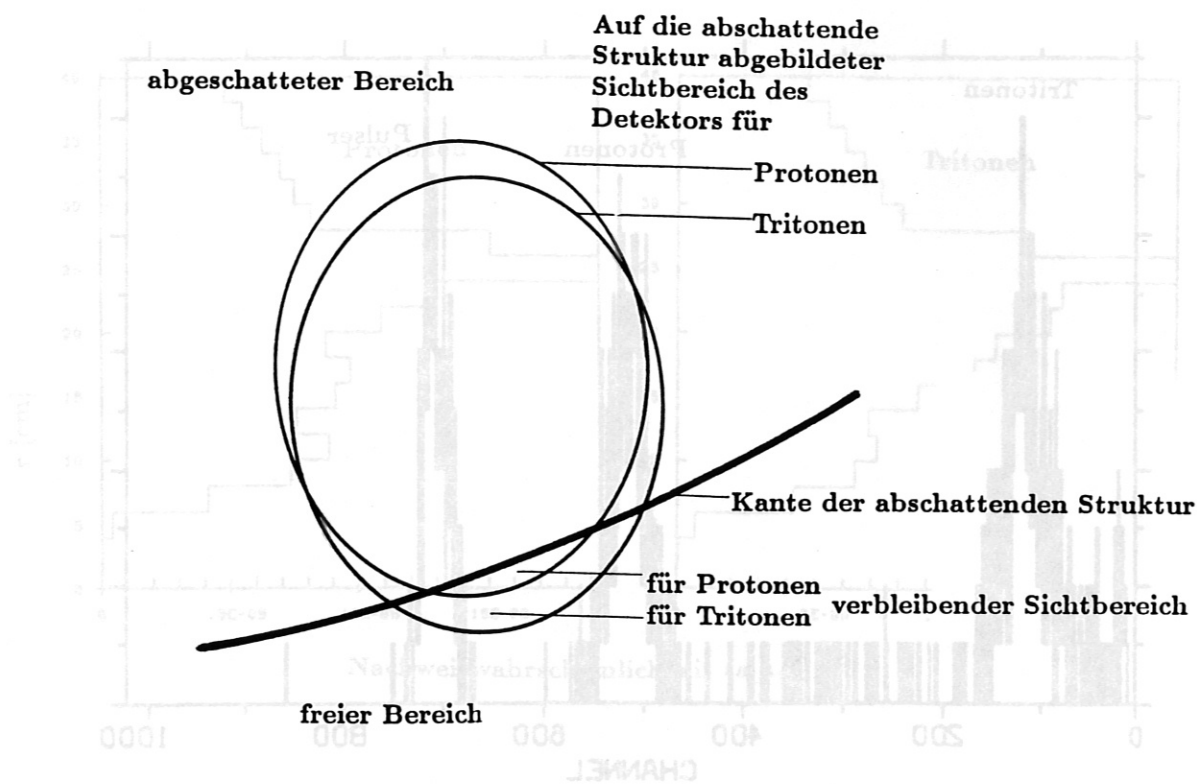


Abbildung 5.4: Vergleich der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile für

Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Situation bei fast völliger Abschattung des Kollimatorsichtbereiches. Die Gebiete, die man aus der Projektion des Kollimatorsichtbereiches durch die Bahnen der Protonen respektive Tritonen auf die abschattende Struktur erhält, sind nur sind nur wenig gegeneinander verschoben. Da aber die Abschattung nur jeweils einen kleinen Rand freilässt, sind die übrigbleibenden Restbereiche stark verschieden.



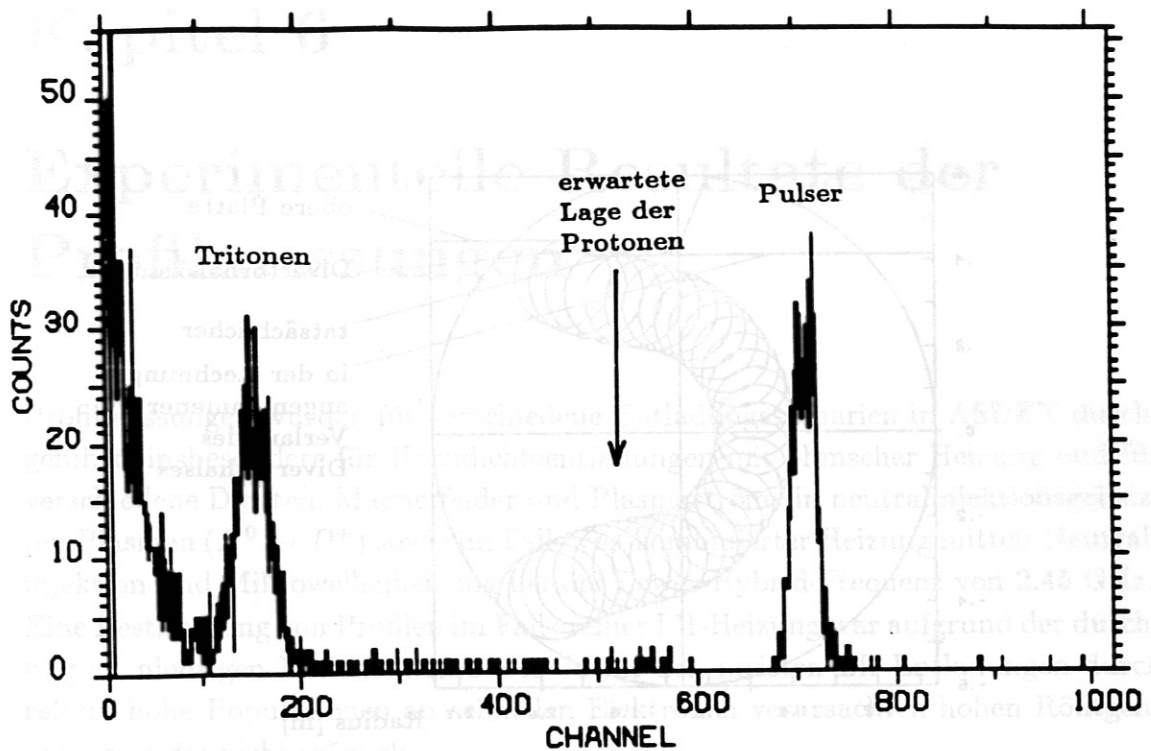


Abbildung 5.7: Spektrum bei fast völliger Abschattung. Es sind nur noch Tritonen zum Detektor gelangt (links). Das Signal rechts ist der Testpuls. Ganz links am Rand der typischerweise ungefähr exponentiell abfallende Röntgenuntergrund. Die Mitte des Tritonenspektrums ist nach oben verschoben, vgl Abb 5.5 und Tabelle 5.1

In diesem Abschnitt wird exemplarisch dargestellt, wie die numerisch berechneten Effizienzen für unterschiedliche Detektoreinstellungen von den Parametern  $\nu$  und  $\beta$  des Stromdichteprofiles und des Emissionsprofils abhängen.

Die Magnetfeldkonfiguration ist ähnlich wie im Falle der in Abschnitt 5.2 gezeigten Mexaansicht: Plasmastrom 580kA, Hauptfeld 2,1T, Vertikalfeldspulenstrom 25,8kA.

Aus den in den Abb. 6.3-6.5 gezeigten dreidimensionalen Darstellungen ergibt sich, daß die Änderungen der Effizienz mit den Profilparametern je nach Detektoreinstellung stark unterschiedlich sind:

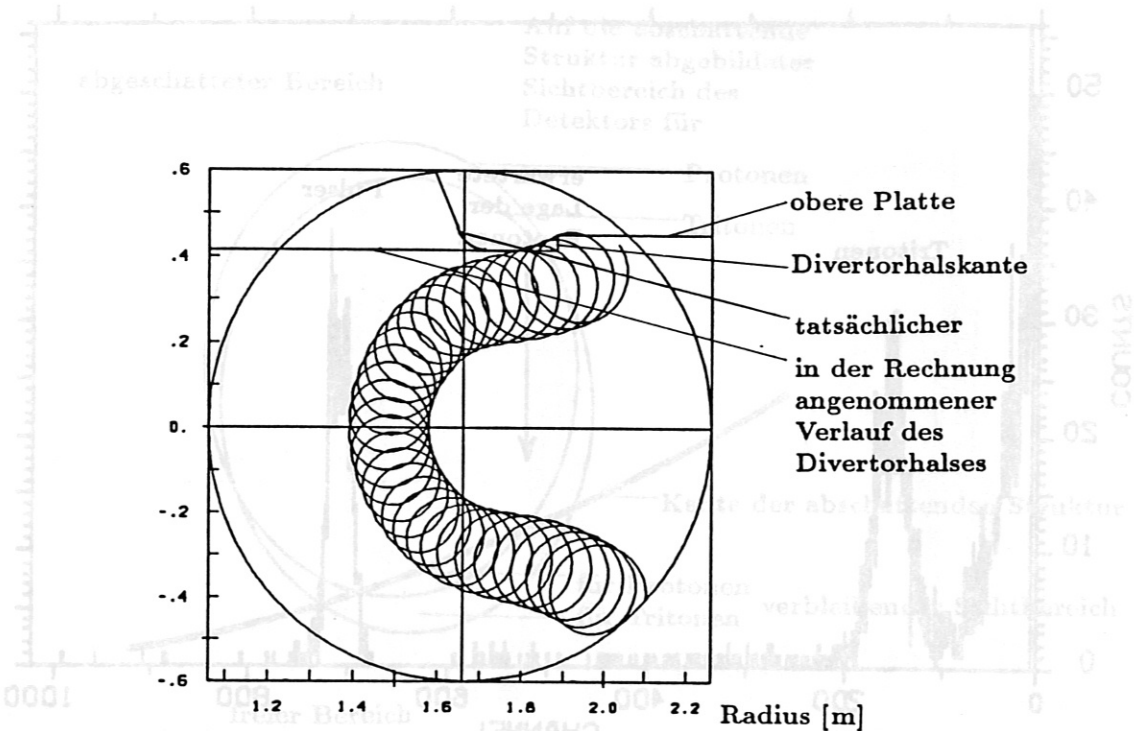


Abbildung 5.8: Die poloidale Projektion der zentralen Teilchenbahn für die letzte Position aus Tabelle 5.1, die der Detektorposition bei den Messungen von Bosch entspricht. Die oben eingezeichnete Kante entspricht der Kante des Divertorhalses und im rechten Teil der unveränderten oberen Platte der Plasmakammer. Es wird deutlich, daß auch die obere Platte alleine schon zu starker Abschattung führen würde.

## Kapitel 6

# Experimentelle Resultate der Profilmessungen

Profilmessungen wurden für verschiedene Entladungsszenarien in ASDEX durchgeführt, insbesondere für Hochdichteentladungen mit ohmscher Heizung und für verschiedene Dichten, Magnetfelder und Plasmaströme in neutralinjektionsgeheizten Plasmen ( $H^0 \rightarrow D^+$ ) sowie im Falle von kombinierter Heizung mittels Neutralinjektion und Mikrowellenheizung bei der Lower-Hybrid-Frequenz von 2,45 GHz. Eine Bestimmung von Profilen im Falle reiner LH-Heizung war aufgrund der durchweg zu niedrigen Fusionsraten sowie des in den meisten LH-Entladungen durch relativ hohe Populationen an schnellen Elektronen verursachten hohen Röntgenuntergrundes nicht möglich.

In diesem Kapitel wird zunächst die Abhängigkeit der Detektoreffizienz von den Profilmessungen diskutiert und anschließend werden einige Beispiele von ermittelten Profilen vorgestellt.

### 6.1 Die Abhängigkeit der Detektoreffizienz von den Profilmessungen

In diesem Abschnitt wird exemplarisch dargestellt, wie die numerisch berechneten Effizienzen für unterschiedliche Detektoreinstellungen von den Parametern  $\nu$  und  $\mu$  des Stromdichteprofiles und des Emissionsprofils abhängen.

Die Magnetfeldkonfiguration ist ähnlich wie im Falle der in Abschnitt 6.2 gezeigten Messungen: Plasmastrom 380kA, Hauptfeld 2,17T, Vertikalfeldspulenstrom 25,8kA.

Aus den in den Abb. 6.2-6.5 gezeigten dreidimensionalen Darstellungen ergibt sich, daß die Änderungen der Effizienz mit den Profilmessungen je nach Detektoreinstellung stark unterschiedlich sind:

Es gibt Fälle, in denen die Effizienz mit  $\mu$  steigt, aber auch solche, wo das Gegenteil der Fall ist, wobei in beiden Fällen die Abhängigkeit vom Stromdichteprofilparameter nur schwach ist. Betrachtet man die relative Änderung der Effizienzen zweier solcher Fälle, so wird diese besonders stark vom Emissionsprofilparameter abhängen, was besonders günstig ist um kleine Fehler im Profilparameter zu erhalten.

Leider ist der eine Fall mit einem Pitchwinkel von 70 Grad wegen des Abschattungsproblem es nicht verwendbar, so daß diese besonders günstige Möglichkeit nicht genutzt werden konnte.

Besonders bei kleinen Pitchwinkeln am Detektor ist die Steigung der Fläche in Richtung des Emissionsprofilparameters steil, in Richtung des Stromdichteprofilparameters aber sehr klein. Die größte Abhängigkeit der Effizienz vom Stromdichteprofilparameter erhält man für einen Pitchwinkel am Detektor von cirka 50 Grad. Aus diesen beiden Tatsachen ergibt sich damit ein Widerspruch zu der allgemeinen Aussage, daß Bahnen, die einen kleinen Pitchwinkel haben, mehr vom Poloidalfeld beeinflußt werden sollten als solche, die einen größeren Pitchwinkel und damit einen kleineren Winkel zum Poloidalfeld haben. Zu berücksichtigen ist allerdings, ob sich das Poloidalfeld in dem von der Bahn durchlaufenen Bereich ändert. Dies ist aber bei ausschließlicher Änderung des Stromdichteprofiles in den Außenbereichen des Plasmas kaum der Fall, da das Poloidalfeld des Plasmastromes vom von der Flußfläche umschlossenen Gesamtstrom abhängt. Dieser ändert sich aber in den Außenbereichen des Plasmas nur wenig, wenn sich die Profilform ändert.

Bei noch größeren Pitchwinkeln wird dann die Abhängigkeit der Effizienz von der Form des Stromdichteprofiles wieder geringer, obwohl dann die Bahnen sogar durch das Plasmazentrum gehen. Allerdings sind dann die Pitchwinkel im Inneren des Plasmas nahe bei 90 Grad, weswegen der Einfluß des Poloidalfeldes des Plasmastromes sehr klein ist. (Einen Eindruck der Bahnen vermittelt Abb 4.2)

Zusammenfassend kann man sagen, daß es Detektoreinstellungen gibt, die eine große Abhängigkeit der Effizienz vom Emissionsprofil und eine kleine vom Stromdichteprofil haben, wobei hier sowohl positive als auch negative Abhängigkeit vom Emissionsprofil gefunden werden kann und daß es auch Einstellungen gibt, bei denen die Abhängigkeit vom Stromdichteprofil überwiegt.

Leider sind aufgrund der Abschattungsprobleme nicht alle Detektorpositionen tatsächlich nutzbar, sondern man ist bei der hier gewählten Magnetfeldkonfiguration auf Pitchwinkel kleiner als ca 40 Grad eingeschränkt.



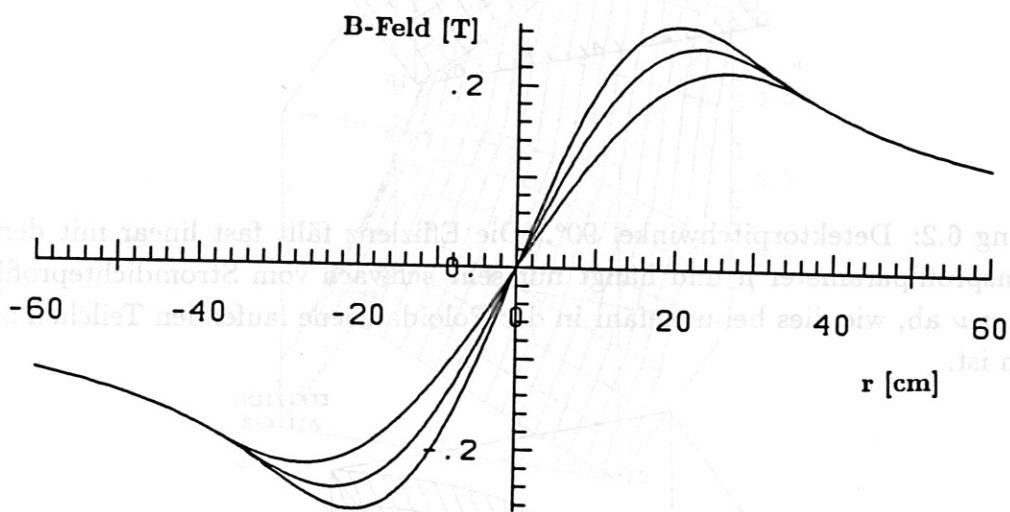


Abbildung 6.1: Das poloidale Magnetfeld des Plasmastromes berechnet für 350kA in der Ebene  $R=1,65$ m. Die höchste Kurve ist für  $\nu=4$ , die mittlere für  $\nu=3$  und die niedrigste für  $\nu=2$  berechnet. In den Außenbereichen des Plasmas ändert sich das Poloidalfeld nur wenig mit  $\nu$ .

Es gibt Fälle, in denen die Effizienz  $\epsilon$  steigt, aber auch Fälle, wo das Gegenteil der Fall ist, wobei in beiden Fällen die Abhängigkeit von den Stromdichteprofilparameter nur schwach ist. Wenn man die relative Änderung der Effizienzen zweier solcher Fälle, so wie sie von den Emissionsprofilparameter abhängen, was besonders bei kleineren Pitchwinkeln z.B. 70° zu erhalten. Leider ist der eine Fall wegen des Abschattungsproblems nicht verwirklicht, nicht genutzt werden konnte. Besonders bei kleinen Pitchwinkeln ist die Erhöhung der Fläche in Richtung des Emissionsprofilparameter  $\mu$  die Erhöhung des Stromdichteprofilparameter aber sehr klein. Die größte Änderung der Effizienz vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  liegt man bei einem Winkel am Detektor von circa 50 Grad. Aus diesen beiden Tatsachen ergibt sich damit ein Widerspruch zu der allgemeinen Aussage, daß Bahnen, die einen kleinen Pitchwinkel haben, mehr vom Poloidalfeld beeinflusst werden sollten als solche, die einen größeren Pitchwinkel

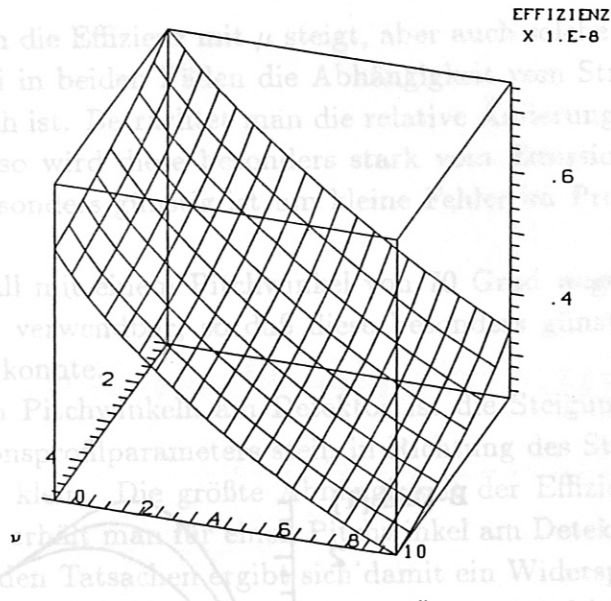


Abbildung 6.2: Detektorpitchwinkel 90°. Die Effizienz fällt fast linear mit dem Emissionsprofilparameter  $\mu$  und hängt nur sehr schwach vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  ab, wie dies bei ungefähr in der Poloidalebene laufenden Teilchen zu erwarten ist.

Bei noch größeren Pitchwinkeln wird die Form des Stromdichteprofiles, das durch das Plasmazentrum geht, und dann die Bahnen sogar durch das Plasmazentrum gehen, im Inneren des Plasmas nahe bei 90° im Einfluß des Poloidalfeldes des Plasmastromes sehr klein ist. Bahnen verhalten sich wie in Abb. 6.2. Die Abbildung 6.3: Die Effizienz steigt bei dieser Detektorstellung mit dem Emissionsprofilparameter  $\mu$  stark an. Die Abhängigkeit vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  ist gering. Leider sind aufgrund der Abschattungsprobleme nicht alle Detektorpositionen tatsächlich nutzbar, sondern man ist bei der hier gewählten Magnetfeldkonfiguration auf Pitchwinkel kleiner als ca 40 Grad eingeschränkt.

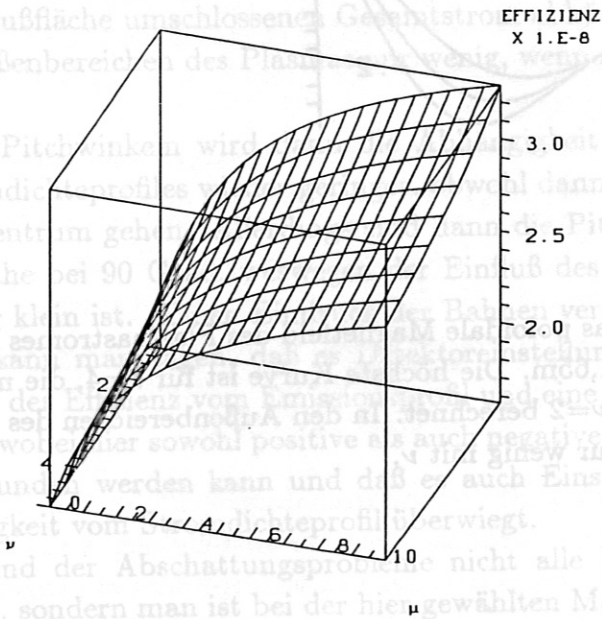


Abbildung 6.3: Pitchwinkel am Detektor von 70°. Die Effizienz steigt bei dieser Detektorstellung mit dem Emissionsprofilparameter  $\mu$  stark an. Die Abhängigkeit vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  ist gering.

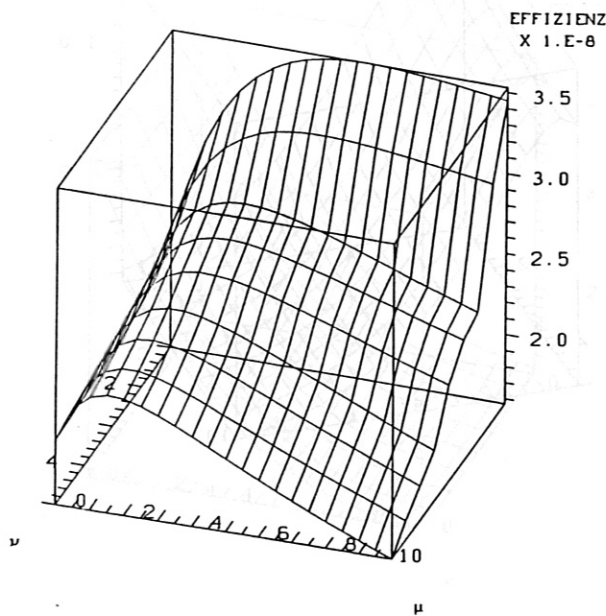


Abbildung 6.4: Pitchwinkel am Detektor von  $50^\circ$ . Hier ist die Abhängigkeit der Effizienz vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  am stärksten und überwiegt für  $\mu > 2$  die vom Emissionsprofilparameter  $\mu$ . Beides ist verständlich. Die Bahnen verlaufen also in einem Bereich, in dem sich das Poloidalfeld nur sehr wenig mit  $\nu$  ändert.

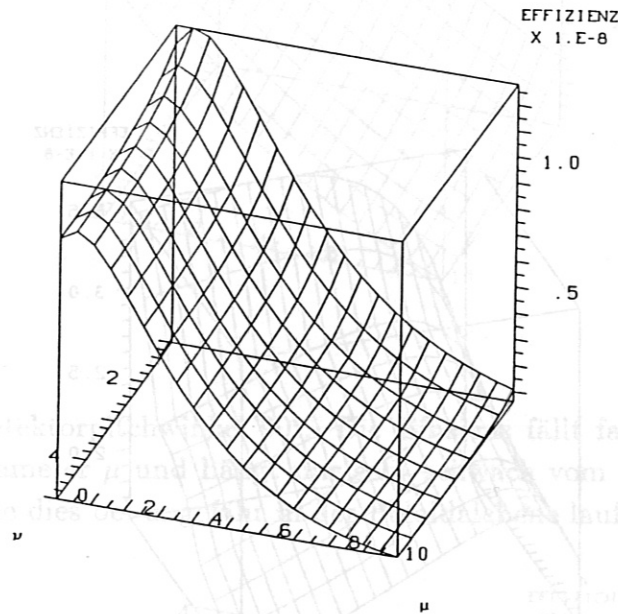


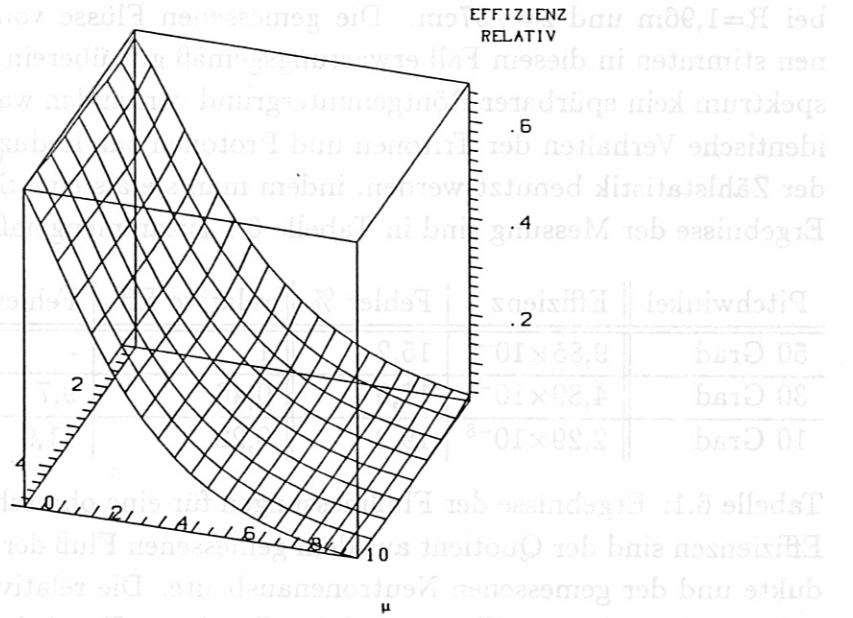
Abbildung 6.5: Pitchwinkel am Detektor von  $10^\circ$ . Entgegen der allgemeinen Annahme, daß fast toroidal laufende Teilchen besonders stark vom Poloidalfeld und damit dem Stromdichteprofilparameter  $\nu$  beeinflusst werden sollten, ist die Abhängigkeit von  $\nu$  hier sehr gering. Die Effizienz fällt stark mit dem Emissionsprofilparameter  $\mu$ . Beides ist verständlich, wenn man bedenkt, daß der Detektor hier nur Bereiche mit  $\rho > \frac{1}{2}$  sieht. Die Bahnen verlaufen also in einem Bereich, in dem sich das Poloidalfeld nur sehr wenig mit  $\nu$  ändert.

Abbildung 6.3: Pitchwinkel am Detektor von  $70^\circ$ . Die Effizienz steigt bei dieser Detektorstellung mit dem Emissionsprofilparameter  $\mu$  stark an. Die Abhängigkeit vom Stromdichteprofilparameter  $\nu$  ist gering.



## 6.2 Untersuchungen an hochdichten Öhrflächenplasma

Die Untersuchungen an hochdichten Öhrflächenplasma wurden im Institut für Plasma-Physik der Universität Wien durchgeführt. Die Messungen wurden im Institut für Plasma-Physik der Universität Wien durchgeführt. Die Messungen wurden im Institut für Plasma-Physik der Universität Wien durchgeführt.



**Abbildung 6.6:** Die Effizienz bei 10° dividiert durch die Effizienz bei 70°. Der Gradient in  $\mu$ -Richtung ist besonders steil, da die beiden Fälle gerade entgegengesetztes Verhalten haben.

Im nächsten Schritt müssen nun diese gemessenen Größen mit den berechneten Effizienzen verglichen werden. Die gemessenen Effizienzen sind der Quotient aus dem gemessenen Neutronenfluss und der gemessenen Neutronenflussdichte. Die relativen Effizienzen ergeben sich aus dem relativen Plasmazustand auf dem Detektor. Es wird auf den höchsten Wert normiert.

Die nächsten Schritte müssen nun diese gemessenen Größen mit den berechneten Effizienzen verglichen werden. Die gemessenen Effizienzen sind der Quotient aus dem gemessenen Neutronenfluss und der gemessenen Neutronenflussdichte. Die relativen Effizienzen ergeben sich aus dem relativen Plasmazustand auf dem Detektor. Es wird auf den höchsten Wert normiert.

## 6.2 Untersuchungen an hochdichten Ohm'schen Plasmen

Bei einer Serie von ohmschen Schüssen mit einem Hauptfeld von 2,17T, Vertikalfeldstrom von 24kA und einem Plasmastrom von 380kA in einem Deuteriumplasma mit einer liniengemittelten Elektronendichte von  $\bar{n}_E = 5.7 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$  wurden die Detektoreffizienzen bei drei Detektoreinstellungen bestimmt: Bei Pitchwinkeln am Detektor von 50, 30 und 10 Grad jeweils an einer Detektorposition bei  $R=1,96\text{m}$  und  $z=+37\text{cm}$ . Die gemessenen Flüsse von Protonen und Tritonen stimmten in diesem Fall erwartungsgemäß gut überein, da auch im Tritonenspektrum kein spürbarer Röntgenuntergrund vorhanden war. Deshalb konnte das identische Verhalten der Tritonen und Protonen zur Reduzierung des Fehlers aus der Zählstatistik benutzt werden, indem man sie als eine Spezies betrachtet. Die Ergebnisse der Messung sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Pitchwinkel	Effizienz	Fehler %	relative Eff.	Fehler %
50 Grad	$9,85 \times 10^{-8}$	15.2	1	-
30 Grad	$4,89 \times 10^{-8}$	17,0	0,46	9,7
10 Grad	$2,29 \times 10^{-8}$	19.2	0,22	11,9

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Flußmessungen für eine ohmsche Serie. Die absoluten Effizienzen sind der Quotient aus dem gemessenen Fluß der geladenen Fusionsprodukte und der gemessenen Neutronenausbeute. Die relativen Effizienzen ergeben sich aus den relativen Flüssen auf den Detektor. Es wird auf den höchsten Wert normiert.

Im nächsten Schritt müssen nun diese gemessenen Größen mit den berechneten verglichen werden, wie dies in Kapitel 4 beschrieben ist. Hierzu betrachten wir zunächst die dreidimensionale Darstellungen. In Bild 6.7 sind die absoluten Effizienzen, in Bild 6.8 die relativen Effizienzen über den Parametern  $\nu$  der Stromdichte und  $\mu$  des Emissionsprofils dargestellt. Die starken Linien, die nicht dem Gitter entsprechen, markieren die gemessenen Werte und die Fehlergrenzen.

Diese Bilder vermitteln zwar einen guten Überblick über die Abhängigkeit der Effizienz von den Parametern, doch für die Bestimmung des mit den Messungen verträglichen Parameterbereiches ist es besser, die Linien, welche die experimentellen Werte angeben, in die  $\nu, \mu$ -Ebene zu projizieren. Aus diesen Bildern kann dann der Bereich der beiden Parameter abgelesen werden, bei denen eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen mit allen gemessenen Daten besteht. Bild 6.9 zeigt dies für die absoluten und relativen Effizienzen getrennt, Bild 6.10 für absolute und relative Effizienzen gemeinsam durchgeführt. Als Ergebnis erhält man schließlich einen Stromdichteprofilparameter  $\nu = 2,0 \pm 0,7$  und einen Emis-

onsprofilparameter von  $\mu = 3,6 \pm 0,3$ . Aus der bekannten Effizienz des Detektors und dem gemessenen Fluß erhält mansofort die gesamte Fusionsausbeute der Protonen. Damit kann die Skalierungskonstante des angenommenen Profiles berechnet werden und man erhält die Emission direkt in Einheiten von  $s^{-1}m^{-3}$  in Abhängigkeit vom Ort (Abbildung 6.11).

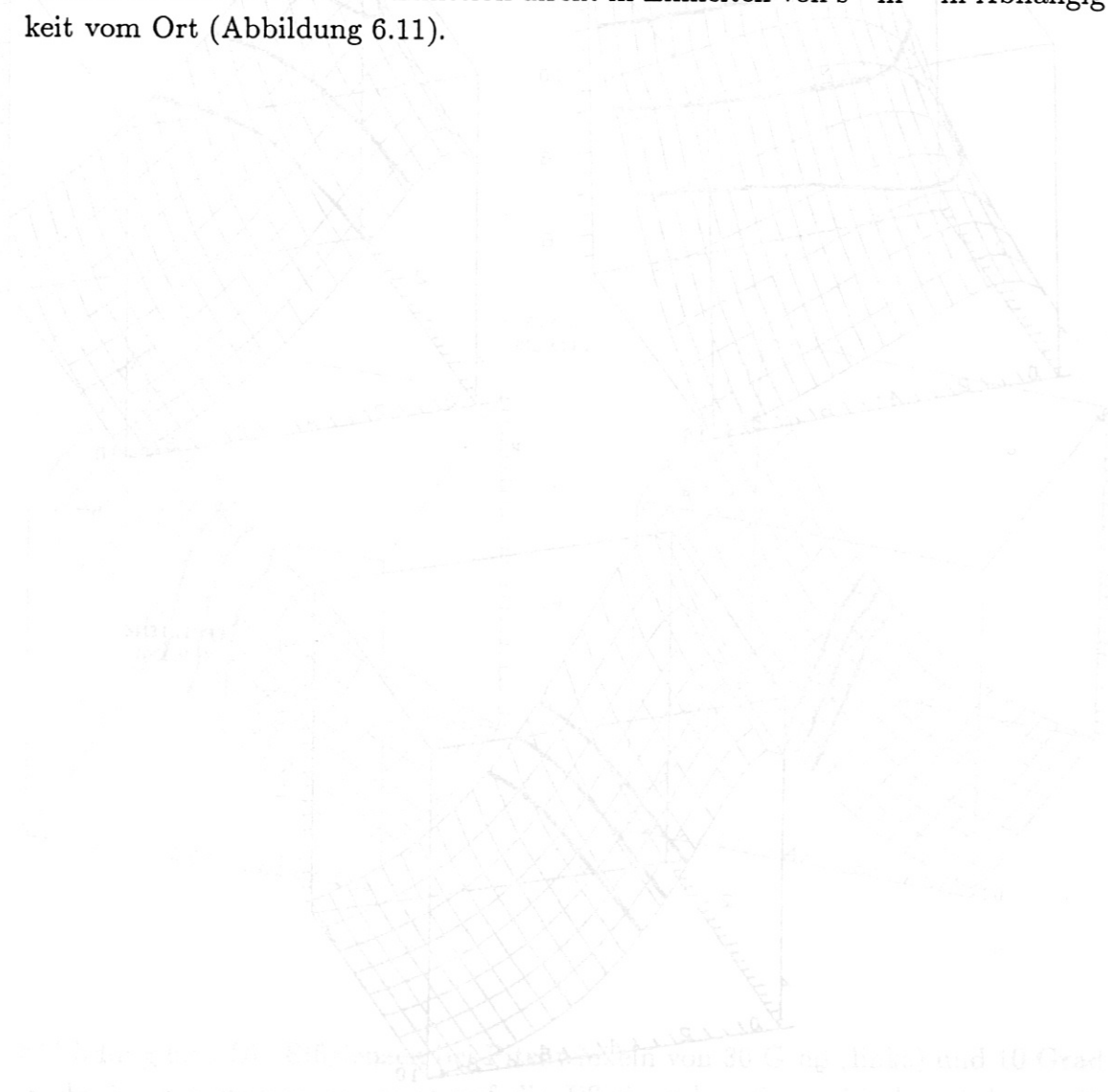


Abbildung 6.11: Die absolute Emission für die chemische Seite links oben. Die absolute Emission für die chemische Seite rechts oben 30 Grad. Die absolute Emission für die chemische Seite rechts unten 30 Grad. Die absolute Emission für die chemische Seite links unten 30 Grad.

Abbildung 6.7: Die absoluten Effizienzen für die chemische Seite links oben. Die absoluten Effizienzen für die chemische Seite rechts oben 30 Grad. Die absoluten Effizienzen für die chemische Seite rechts unten 30 Grad. Die absoluten Effizienzen für die chemische Seite links unten 30 Grad.

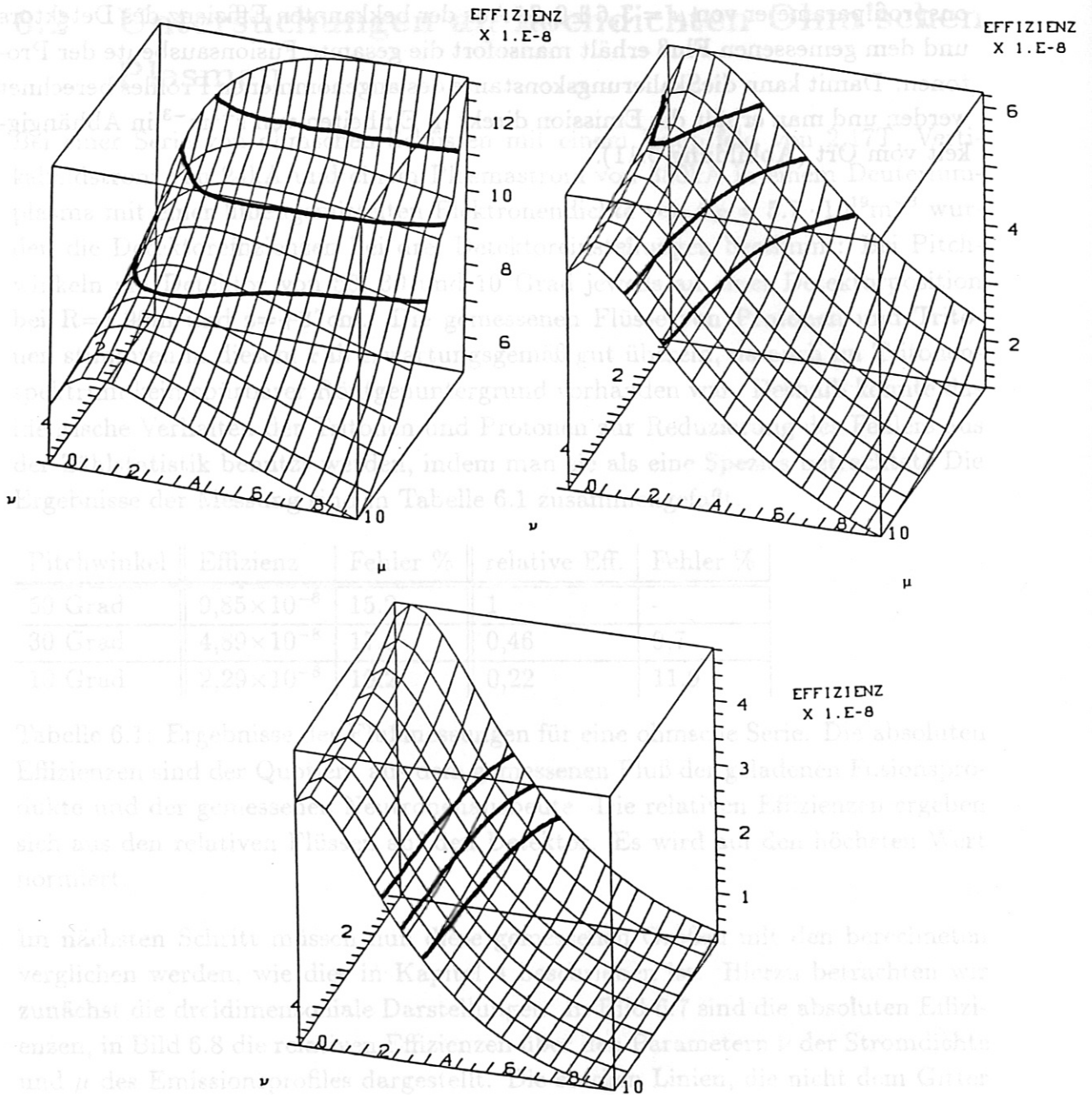


Abbildung 6.7: Die absoluten Effizienzen für die ohmsche Serie. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 50 Grad, rechts oben 30 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlergrenzen.



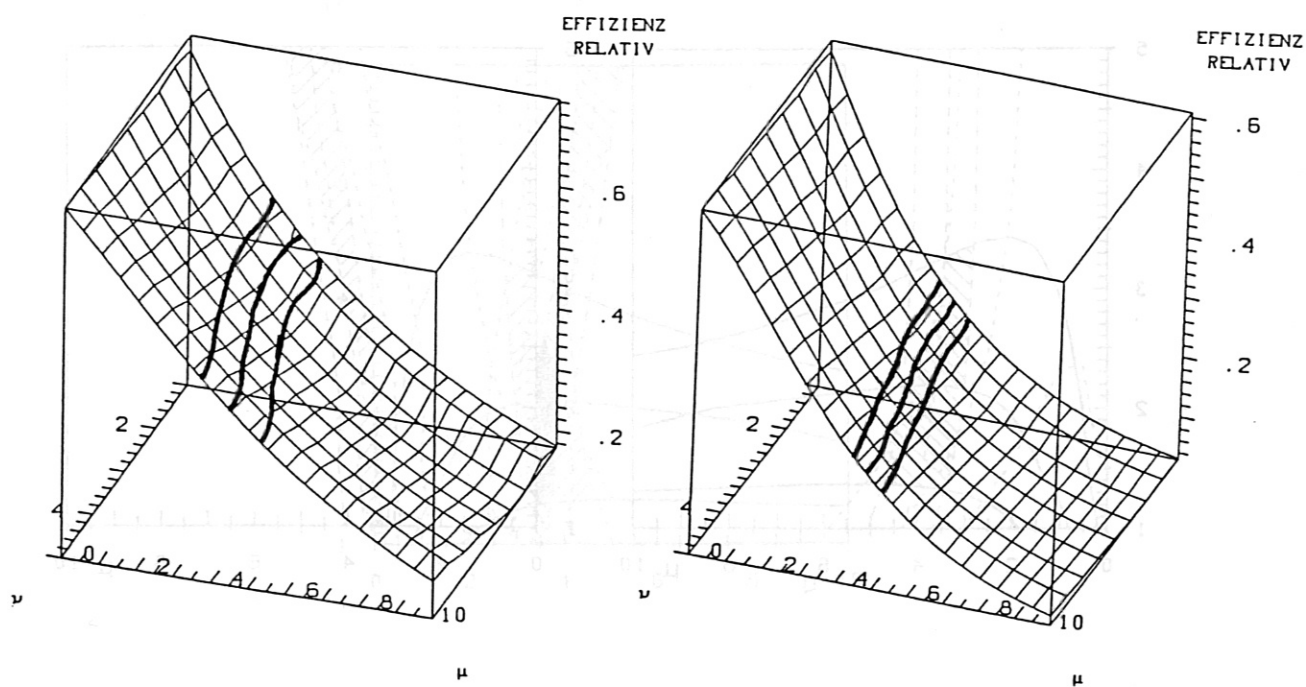


Abbildung 6.8: Die Effizienzen bei Pitchwinkeln von 30 Grad (links) und 10 Grad (rechts) am Detektor normiert auf die Effizienz bei einem Pitchwinkel von 50 Grad. Die dicken Linien sind die experimentell ermittelten Werte sowie deren Fehlergrenzen.

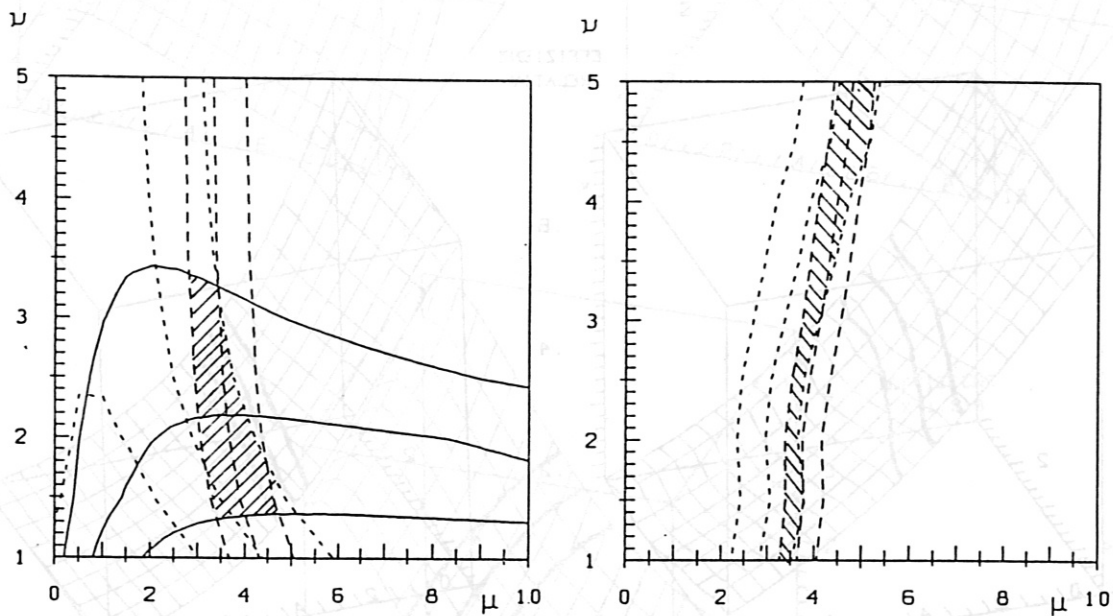


Abbildung 6.9: Die Projektion der den gemessenen Werten und ihren Fehlern entsprechenden Höhenlinien in die  $\nu, \mu$ -Ebene. Die schraffierten Bereiche stellen die Bereiche dar, in denen alle gemessenen absoluten Effizienzen (links) bzw alle gemessenen relativen Effizienzen (rechts) mit den berechneten übereinstimmen.

Abbildung 6.7: Die absoluten Effizienzen für die ohmsche Serie. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 60 Grad, rechts oben 30 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlergrenzen.

# 6.10. Zusammenfassung der experimentell gewonnenen Daten zur Stromdichte- und Emissionsprofilparameterbestimmung bei der Laserinjektionsheizung

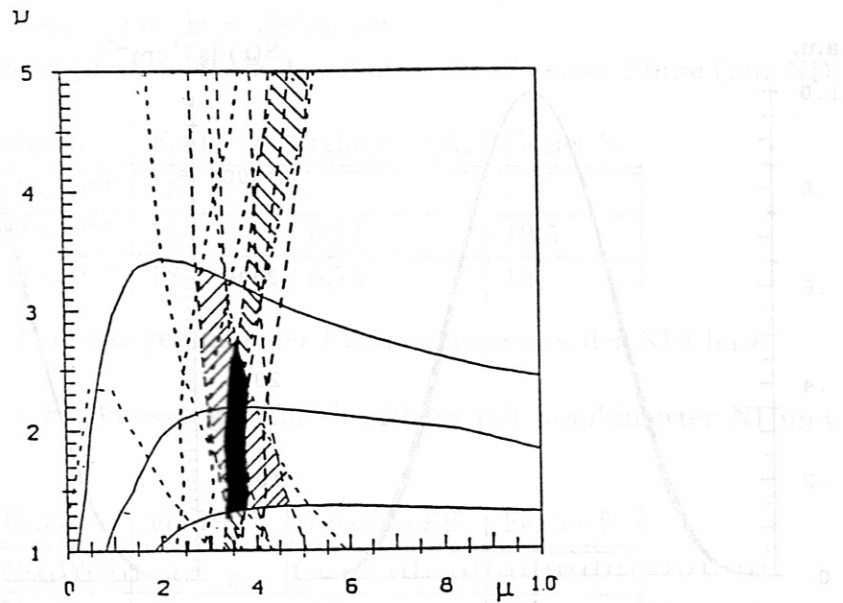


Abbildung 6.10: Der aus der Überlagerung der schraffierten Bereiche im vorhergehenden Bild gewonnene Bereich, in dem alle experimentell gewonnenen Daten mit den berechneten übereinstimmen. Man erhält schließlich  $\nu = 2,0 \pm 0,7$  und  $\mu = 3,6 \pm 0,3$  für die Stromdichte- und Emissionsprofilparameter

Die experimentell bestimmten Stromdichte- und Emissionsprofilparameter sind in der Abbildung 6.10 dargestellt. Die Stromdichte- und Emissionsprofilparameter sind durch die Überlagerung der schraffierten Bereiche im vorhergehenden Bild bestimmt worden. Die Stromdichte- und Emissionsprofilparameter sind durch die Überlagerung der schraffierten Bereiche im vorhergehenden Bild bestimmt worden. Die Stromdichte- und Emissionsprofilparameter sind durch die Überlagerung der schraffierten Bereiche im vorhergehenden Bild bestimmt worden.

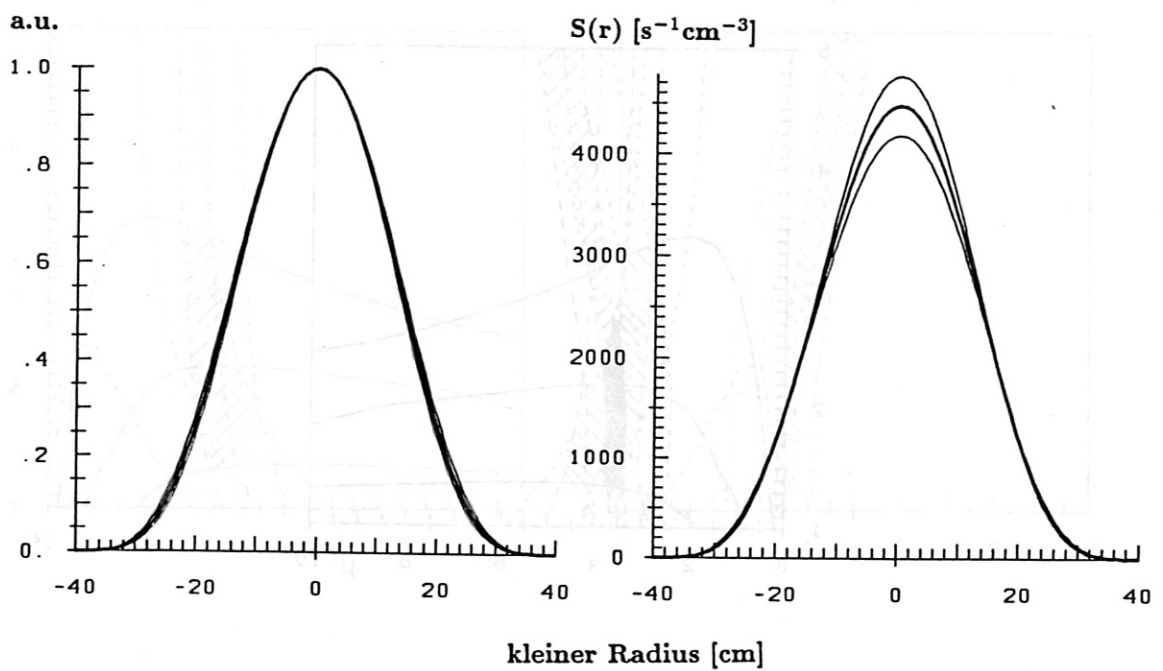


Abbildung 6.11: Das ermittelte Emissionsprofil der ohm'schen Serie. Links sind die Profile auf eins normiert, rechts mit den aus Detektoreffizienz und Protonenfluß berechneten absoluten Einheiten.



### 6.3 Untersuchungen an neutralinjektionsgeheizten Plasmen und bei kombinierter Heizung mit Neutralinjektion und Lowerhybrid

Im folgenden wird eine Serie von L-Mode-Schüssen vorgestellt, bei der zunächst nur mittels Neutralinjektion ( $P=1,8\text{MW}$ ) geheizt wurde und später noch Leistung ( $P=1,2\text{MW}$ ) bei der Lower-Hybrid-Frequenz von  $2,45\text{GHz}$  eingestrahlt wurde. Die weiteren Plasmaparameter waren  $\bar{n}_e = 2,1 \cdot 10^{-19}\text{m}^{-3}$ , Plasmastrom  $320\text{kA}$ , Vertikalfeldspulenstrom  $24,9\text{kA}$ , Hauptfeld  $2,17\text{T}$ . Hierbei sollten sich die Profile im Plasma ändern. Die Ergebnisse der Profilbestimmung aus den Flüssen der Protonen und Tritonen werden hier kurz diskutiert.

Die Flußmessungen ergaben folgende Ergebnisse für die erste Phase (nur NI):

Pitchwinkel	Effizienz	Fehler %	relative Eff.	Fehler %
30 Grad	$2,75 \times 10^{-9}$	15	-	-
20 Grad	$1,96 \times 10^{-9}$	18	0,71	12,5
10 Grad	$2,03 \times 10^{-9}$	18	0,74	12

Tabelle 6.2: Die Ergebnisse der Flußmessungen in der NI-Phase

Die Ergebnisse der Flußmessungen für die Phase mit kombinierter NI und LH waren:

Pitchwinkel	Effizienz	Fehler %	relative Eff.	Fehler %
30 Grad	$2,21 \times 10^{-9}$	16	-	-
20 Grad	$1,81 \times 10^{-9}$	18,5	0,82	14
10 Grad	$1,31 \times 10^{-9}$	20	0,59	16

Tabelle 6.3: Die Ergebnisse der Flußmessungen für die Phase mit kombinierter NI und LH

Den Vergleich der gemessenen Effizienzen mit den berechneten nach der schon beschriebenen Methode zeigen die folgenden Abbildungen.

Aus den Abbildungen 6.13 und 6.15 kann man, obwohl dies die angebbaren Grenzen für den Emissionsprofilparameter nicht so deutlich widerspiegeln, erkennen, daß die zusätzliche Einstrahlung von Mikrowellenleistung in das Plasma einen Effekt auf die Profile im Plasma hat: Der sich letztlich aus der Auswertung der beiden Fälle ergebende Bereich in der  $\nu, \mu$ -Ebene überlappt nicht. Dies sieht man deutlich in Abbildung 6.16, in der diese beiden Bereiche nochmals in einem Bild zu sehen sind. Durch das Zuschalten der Mikrowelleneinstrahlung wird das Profil spitzer.

Ein unerwarteter Effekt war die Verringerung der Fusionsausbeute beim Zuschalten der Mikrowellenheizung zur Neutralinjektionsheizung. Obwohl damit die ins Plasma eingekoppelte Leistung von 1,8MW auf 3MW fast verdoppelt wurde, ging die Fusionsausbeute in der zweiten Phase um typisch 5% zurück. Dies zeigen sowohl die Werte der Neutronendiagnostik als auch die aus der ermittelten Effizienz und den gemessenen Protonenflüssen am Detektor berechneten Fusionsausbeuten. Da das Emissionsprofil zusätzlich spitzer wird, ist bei den Protonenmessungen an den äußersten Positionen der Rückgang der Flüsse noch deutlicher. Die Variation war bei den Messungen der zentralen Region dagegen erheblich kleiner. Abschließend werden die ermittelten Profile gegenübergestellt, wobei einmal nur die Profilform verglichen werden soll, wozu die Normierung aller Kurven auf 1 besonders günstig ist und einmal das Emissionsprofil mit den absoluten Einheiten angegeben ist. Letzteres ist aus der bekannten Effizienz des Detektors und dem gemessenen Protonenfluß ermittelt, indem man die Definition der Effizienz (4.36) ausnutzt und aus der bekannten Effizienz und dem gemessenen Fluß am Detektor die Fusionsausbeute im gesamten Plasma berechnet und dann die Skalierung des Profils so bestimmt, daß das Volumenintegral über das Profil diese Fusionsausbeute ergibt. Die Übereinstimmung mit der Neutronenausbeute ist sehr gut.

Polwinkel	Effizienz	Fehler %	relative F.	Fehler %
30 Grad	$2.21 \times 10^{-9}$	18.5	0.57	14
20 Grad	$1.8 \times 10^{-9}$	20	0.53	10
10 Grad	$1.31 \times 10^{-9}$	20	0.53	10

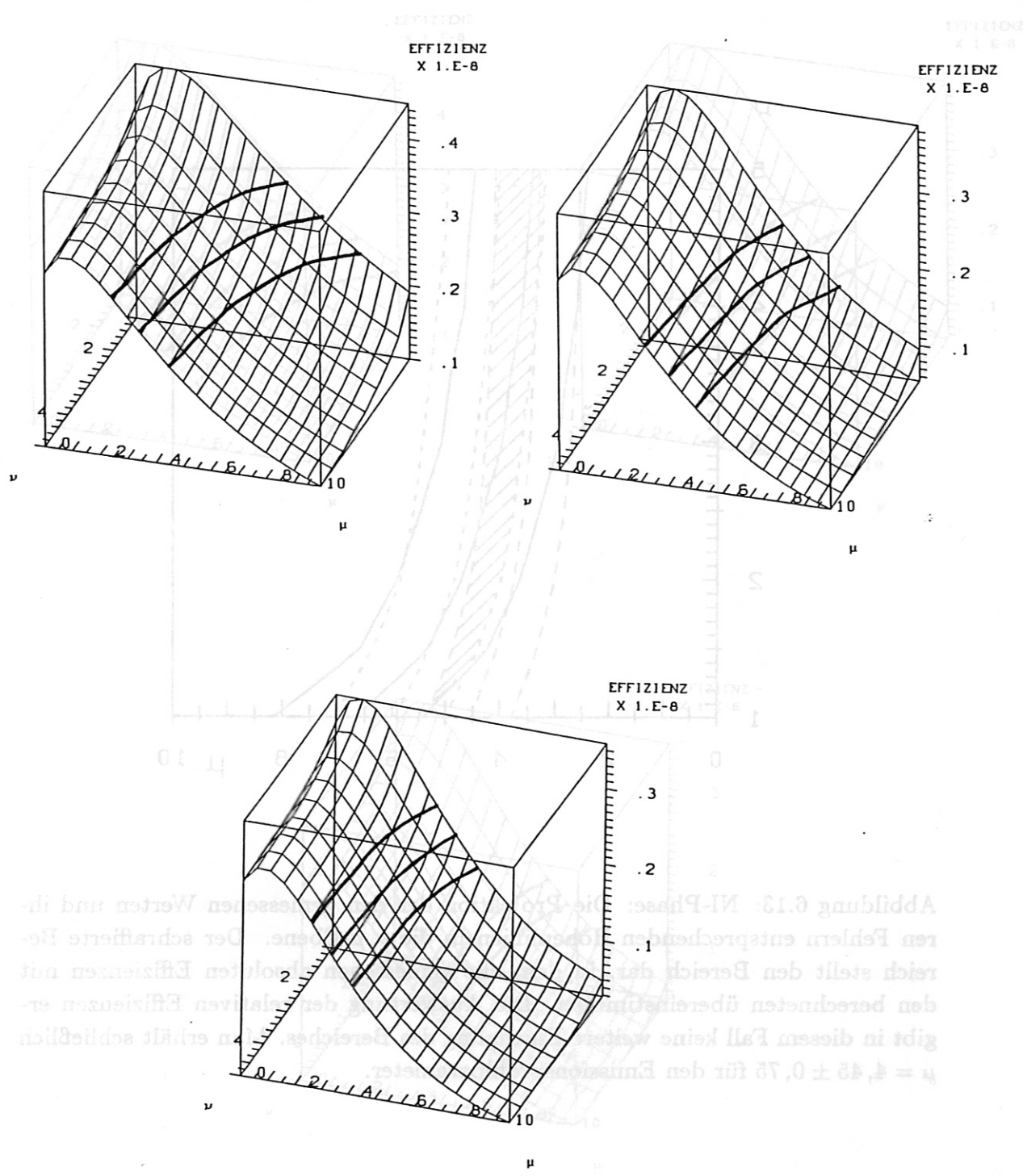


Abbildung 6.12: Die absoluten Effizienzen für die NI-Phase. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 30 Grad, rechts oben 20 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlergrenzen.

Ein unerwarteter Effekt war die Verringerung der Fusionausbeute beim Zuschalten der Mikrowellenheizung zur Neutralstrahlheizung. Obwohl damit die ins Plasma eingekoppelte Leistung von 1,6 MW auf 1,4 MW fast verdoppelt wurde, ging die Fusionausbeute in die zweite Phase um ca. 5% zurück. Dies zeigen sowohl die Werte der Neutronenlagerung als auch die aus der ermittelten Effizienz und den gemessenen absoluten Effizienzen. Die Fusionausbeute ist um ca. 5% kleiner. Die Fusionausbeute ist um ca. 5% kleiner. Die Fusionausbeute ist um ca. 5% kleiner.

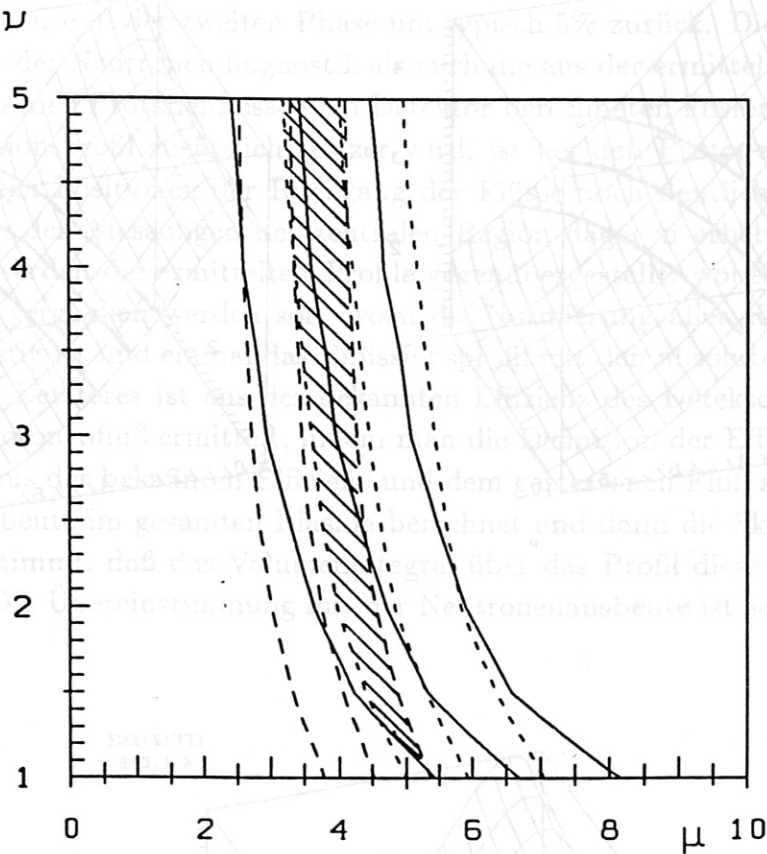


Abbildung 6.13: NI-Phase: Die Projektion der den gemessenen Werten und ihren Fehlern entsprechenden Höhenlinien in die  $\nu, \mu$ -Ebene. Der schraffierte Bereich stellt den Bereich dar, in dem alle gemessenen absoluten Effizienzen mit den berechneten übereinstimmen. Die Auswertung der relativen Effizienzen ergibt in diesem Fall keine weitere Einengung des Bereiches. Man erhält schließlich  $\mu = 4,45 \pm 0,75$  für den Emissionsprofilparameter.

Abbildung 6.12: Die absoluten Effizienzen für die NI-Phase. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 30 Grad, rechts oben 20 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlertrennen.



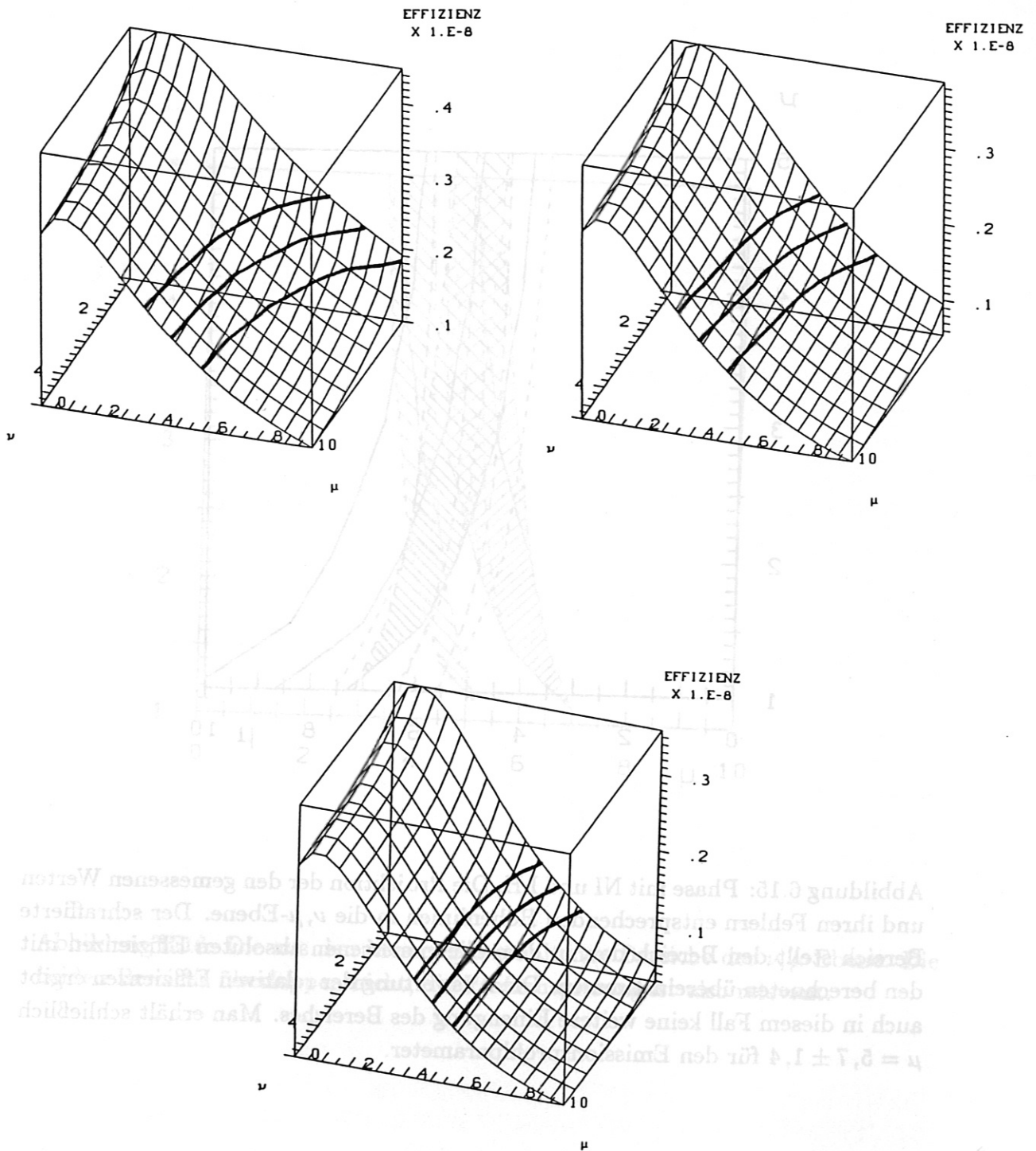


Abbildung 6.14: Die absoluten Effizienzen für Phase mit kombinierter NI und LH. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 30 Grad, rechts oben 20 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlergrenzen.

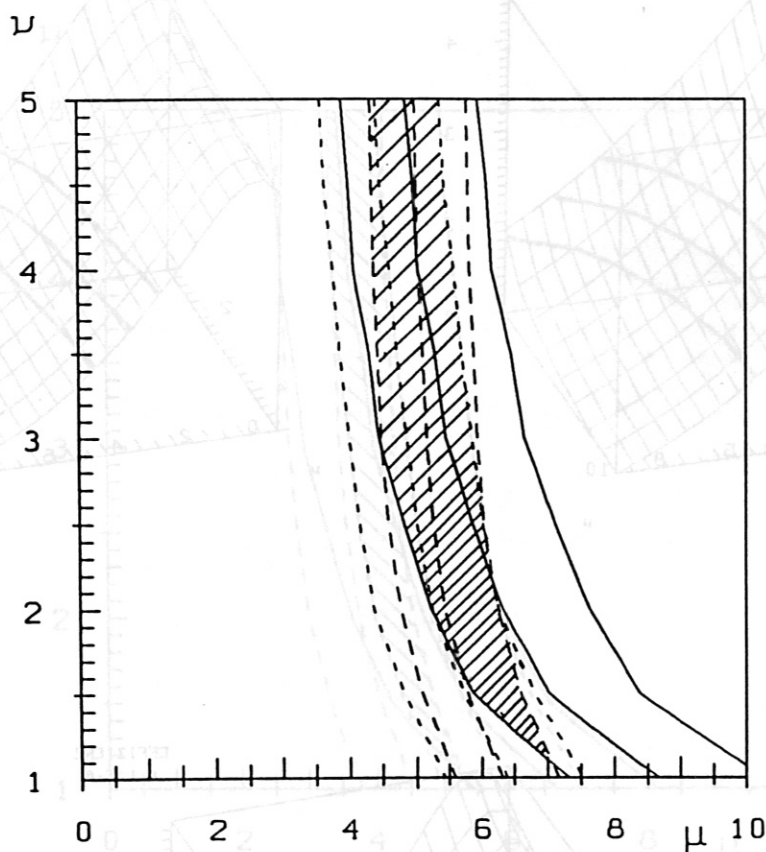


Abbildung 6.15: Phase mit NI und LH: Die Projektion der den gemessenen Werten und ihren Fehlern entsprechenden Höhenlinien in die  $\nu, \mu$ -Ebene. Der schraffierte Bereich stellt den Bereich dar, in dem alle gemessenen absoluten Effizienzen mit den berechneten übereinstimmen. Die Auswertung der relativen Effizienzen ergibt auch in diesem Fall keine weitere Einengung des Bereiches. Man erhält schließlich  $\mu = 5,7 \pm 1,4$  für den Emissionsprofilparameter.

Abbildung 6.14: Die absoluten Effizienzen für Phase mit kompensierter NI und LH. Links oben: Pitchwinkel am Detektor 30 Grad, rechts oben 20 Grad, unten 10 Grad. Die dicken Linien sind die gemessene Effizienz sowie deren Fehlergrenzen.

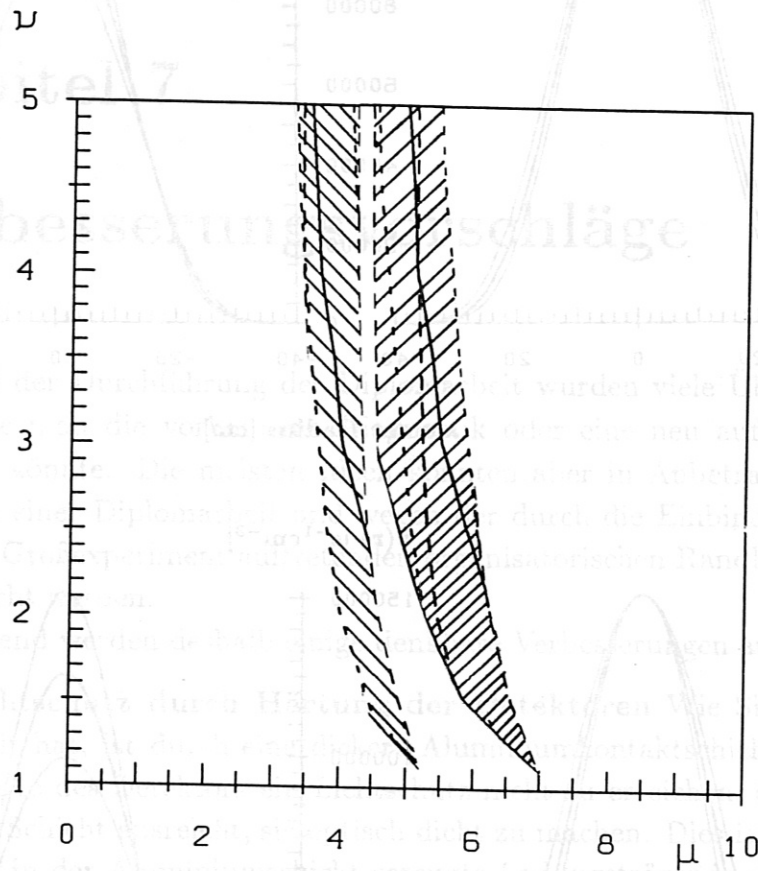


Abbildung 6.16: Die aus den Messungen erhaltenen Bereiche der  $\nu, \mu$ -Ebene. Die beiden Bereiche überlappen nicht, die Profilsuspension ist also relevant.

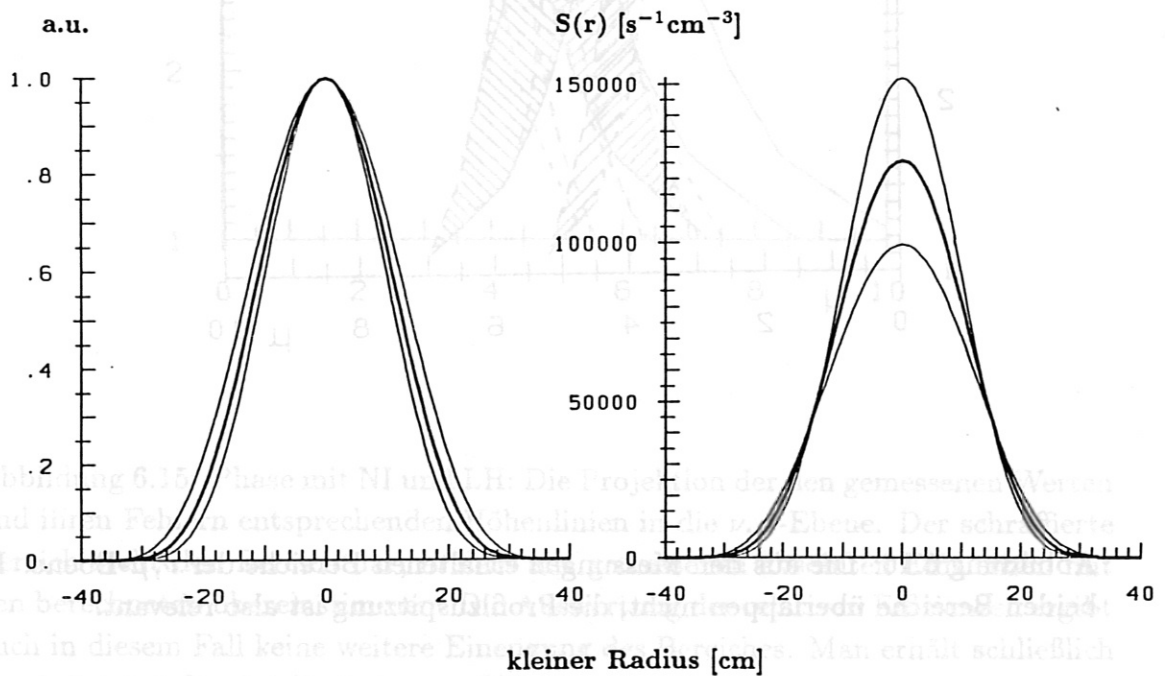
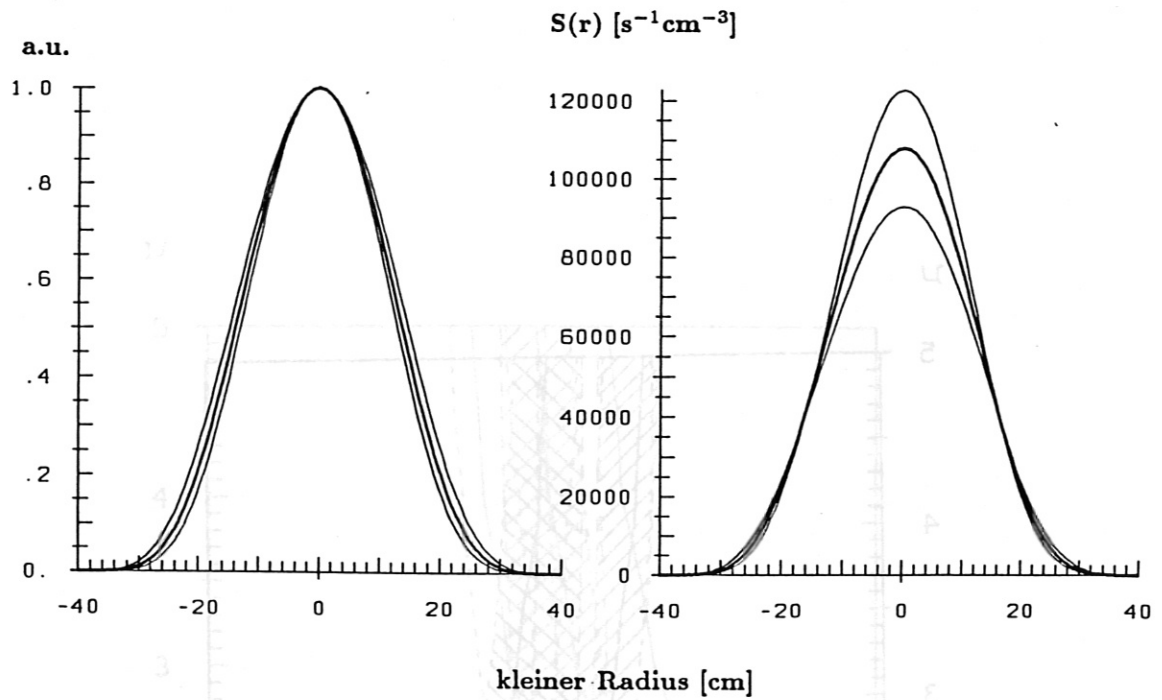


Abbildung 6.17: Die Profile für die NI-Phase (oben) und die Phase mit NI und LH. Links auf eins normiert, rechts in absoluten Einheiten, berechnet aus dem Protonenfluß und der Detektoreffizienz. Obwohl das Maximum im unteren Fall größer ist, ist die gesamte Fusionsausbeute geringer, da das Profil spitzer ist.



## Kapitel 7

# Verbesserungsvorschläge

Während der Durchführung der Diplomarbeit wurden viele Überlegungen angestellt, wie man die vorhandene Diagnostik oder eine neu aufzubauende besser gestalten könnte. Die meisten Ideen konnten aber in Anbetracht des zeitlichen Rahmens einer Diplomarbeit und wegen der durch die Einbindung in ein physikalisches Großexperiment auftretenden organisatorischen Randbedingungen nicht verwirklicht werden.

Nachstehend werden deshalb einige denkbare Verbesserungen aufgelistet.

- **Lichtschutz durch Härtung der Detektoren** Wie Simmet [13] festgestellt hat, ist durch eine dickere Aluminiumkontaktschicht auf der aktiven Fläche des Detektors ein Lichtschutz nicht zu erreichen, obwohl die Stärke der Schicht ausreicht, sie optisch dicht zu machen. Dies ist damit erklärbar, daß in der Aluminiumschicht erzeugte Ladungsträger in den Halbleiter diffundieren und dann dort trotzdem eine Sperrstromerhöhung hervorrufen. Um dies zu vermeiden, sollten solche Detektoren über der Metallisierung des aktiven Fensters des Detektors zunächst mit einer sehr dünnen ( einige 10 nm ) Isolierschicht aus beispielsweise Quartz versehen werden und erst darauf dann die Lichtschutzschicht aufgebracht werden. Die notwendigen Gesamtschichtstärken liegen hierbei dann bei ungefähr 250 nm und sind damit vergleichbar der Detektortotschicht. Aus diesem Grund ist der Energieverlust sowie die Veränderungen der Spektren durch Energie- und Winkelstragging in der Lichtschutzschicht wesentlich kleiner als im Falle einer Lichtschutzfolie. Der Wegfall der sehr empfindlichen Folien sowie ihrer Befestigung erlaubt zudem erheblich einfachere Handhabung und einfacheren Aufbau, insbesondere bei beengten Platzverhältnissen. Es ist aber erforderlich, daß die Kontaktschicht des aktiven Fensters an eine nicht von der Isolierschicht bedeckte Stelle herausgeführt ist um eine Kontaktierung zu ermöglichen. Dies ist bei einigen Detektortypen, bei denen die Kontaktierung durch 'bonden' mit Golddrähten erfolgt, der Fall.

- **Neue engere Kollimatoren** böten eine steilere Kante des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils zu kleinen Radien hin. Dies hätte eine verbesserte Auflösung bei der Emissionsprofilmessung zur Folge. Zwar ist der Larmor-radius der Teilchen sehr groß im Vergleich zu der Abfalllänge des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils, doch ist dies hier unerheblich. Vor allem in dem Bereich, in dem die Emission stark fällt, ist der Fluß auf den Detektor im wesentlichen durch den Anteil bei den kleinsten Radien gegeben und eine steile Kante des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils ergibt eine stärkere radiale Lokalisierung der Region, aus der der wesentliche Anteil des Flusses am Detektor stammt. Sehr enge Kollimatoren sind aber nicht mehr mechanisch zu fertigen, insbesondere da sie eine große Zahl von Bohrungen haben müssen, um ausreichende Flüsse auf den Detektor zu erhalten.
- **Direkt auf dem Zählerchip mitintegrierte Vorverstärker** Die immer fortschreitende Entwicklung der Halbleiterfertigungstechnologie erlaubt es inzwischen, den Vorverstärker direkt auf dem Substrat des Detektors mitzuintegrieren. Damit werden alle Verbindungen, in die elektromagnetische Störungen eingekoppelt werden könnten, erheblich verkürzt und der hierdurch verursachte Störuntergrund sollte erheblich zu reduzieren sein. Auch Mikrophonie sollte dann fast vollständig beseitigt sein, da ja alle Verbindungen nicht nur extrem kurz, sondern auch aus einem Stück sind. Zudem ist noch eine besonders niedrige parasitäre Kapazität vor der ersten Verstärkerstufe zu erwarten, was zu höheren Pulsen am Vorverstärkereingang bei gleicher vom Teilchen erzeugter Ladung und damit auch zu verbesserten Eigenschaften führen sollte. Eventuell wäre es sogar machbar, auch einen passiven Zweig zur Unterdrückung der elektromagnetischen Einstreuungen mitzuintegrieren, sofern er nach den erwarteten Verbesserungen der Eigenschaften noch nötig sein sollte.
- **Kühlung der Detektoren** Eine erhöhte Temperatur verschlechtert sowohl die Eigenschaften der Detektoren als auch der Vorverstärkerstufen, insbesondere bezüglich des Rauschens. Da die Detektoren klein sind und auch keine starke thermische Kopplung an die Umgebung haben, sollte es leicht möglich sein, sie mittels kleiner Peltier-Elemente um einige zehn Kelvin unter die Umgebungstemperatur zu kühlen. Allerdings setzt dies die Vakuumtauglichkeit der Peltier-Elemente voraus. Bei Realisierung der oben gemachten Verbesserungsvorschläge wären natürlich auch die Vorverstärker gleich mitgekühlt.
- **Mehrere Detektoren/Kollimatoren mit verschiedenen Blickrichtungen** Die Unterbringung von mehreren Kollimator-Detektor-Kombinationen in einem Detektorkopf mit unterschiedlichen Blickwinkeln würde zum

einen die nötige Zahl an identischen Schüssen stark vermindern, die man für die Bestimmung eines Profiles braucht und zum anderen den Fehler, der durch Unterschiede der Schüsse einer Serie verursacht werden kann, völlig eliminieren. Dadurch könnte man auch eine wesentlich größere Auswahl an Situationen diagnostizieren, da Serien völlig identischer Schüsse nicht die Regel sind. Drei Detektoren und Kollimatoren würden genügen, um schon aus einem Schuß eine Profilinformation erhalten zu können. Bei Serien gleicher Schüsse könnte man bei gleicher Schußanzahl an erheblich mehr Positionen messen und so eine wesentlich feinere Information über das Emissionsprofil erhalten.

- **Mehrere Detektorköpfe an verschiedenen Positionen** würden eine noch größere Vielfalt an Möglichkeiten bieten. Insbesondere könnten bei einer Detektorposition innerhalb des Divertors möglicherweise für Stromdichteprofiluntersuchungen noch besser geeignete Fälle gefunden werden, vgl. [7] Kapitel 6.
- **Paare dicht benachbarter Detektoren mit parallelen Kollimatoren**, die die gleichen Plasmaregionen sehen, aber einmal für die Flußmessung und einmal für die Energieauflösung der Diagnostik optimiert sind würden die simultane Aufnahme eines Emissionsprofils und eines Iontemperaturprofils erlauben.
- **Keine Potentialtrennung für Analogsignale**, sondern nur für digitale Signale, um eine Minderung der Qualität der Signale zu vermeiden, wie dies hier am Beispiel des Impulsübertragers beschrieben wurde. Es stellt kein technisches Problem dar, die vergleichsweise langsamen Datenverbindungen zwischen Steuerrechner und eigentlicher Signalverarbeitung über eine Potentialtrennung zu führen. Die unverfälschte Übertragung von schnellen Analogsignalen über eine Potentialbarriere ist dagegen oft ein technisch schwieriges Unterfangen. Deshalb sollte bei zukünftigen Aufbauten die gesamte Signalverarbeitung auf Experimentpotential legen, inklusive des Multichannelanalyzers und dessen Triggermodule, um sowohl bei den analogen als auch bei den schnellen digitalen Signalen auf Potentialtrennung verzichten zu können. Einzig die langsamen Digitalsignale der Verbindung zwischen Rechner und MCA müßten dann noch über eine Potentialtrennung geführt werden, was mit technischen Standardelementen leicht machbar ist.
- **Wahl einer nicht von Abschattung betroffenen Messposition**, um den ganzen Plasmaquerschnitt mittels geeigneter Detektoreinstellung erreichen zu können. Hierzu ist es nötig, eine Position für den Detektor zu finden, in der Abschattungsprobleme in den interessanten Fällen nicht auftreten



können. Diesem Problem sollte bei der Auslegung eines Systems für andere Experimente oder neuen Positionen in ASDEX besondere Aufmerksamkeit zuteil werden, da es die diagnostischen Möglichkeiten sehr stark einschränkt. An dem momentanen, ansonsten recht günstigen Port an ASDEX könnte durch einen um einige Grad steileren Anbau des Manipulators genügend Abstand vom Divertorhals gewonnen werden, um das Abschattungsproblem erheblich zu verringern und den nutzbaren Bereich an Detektoreinstellungen wesentlich zu vergrößern. Gleichzeitig erlaubt dies wieder einen größeren Abstand zum Plasma und damit die Vermeidung der starken Erwärmung des Detektorkopfes mit den geschilderten Begleiterscheinungen.

- **Neue diagnostische Möglichkeiten** könnten sich aus der in Kapitel 5 festgestellten Abhängigkeit der Detektoreffizienz vom Teilchenimpuls bei Kombination eines Kollimators am Detektor mit einer weiteren Blende in einem Abstand von  $\approx$  dem Gyrationdurchmesser ergeben, da diese Anordnung im Magnetfeld ein Impulsfilter darstellt wie in einem einfachen Massenspektrometer. Setzt man nicht nur einen, sondern ein Array von Detektoren ein, so kann jedem Detektor ein enger Impulsbereich zugeordnet werden. Ist die Teilchensorte bekannt, so kennt man auch die Energie der auf einen Detektor fallenden Teilchen. Dies wäre eine Methode, eine hohe Energieauflösung auch im Falle hoher Zählraten zu erzielen. Dies setzt aber eine genau definierte Geometrie und gut bekannte Magnetfelder voraus. Über die Realisierbarkeit und Nützlichkeit einer hierauf basierenden Diagnostik müßte eine weitere Analyse vorgenommen werden. Beim simultanen Nachweis von Protonen und Tritonen kann die Unterscheidung der Teilchen durch ihre um einen Faktor drei auseinanderliegende Energie relativ leicht geschehen. Wenn nur eine Teilchensorte auf den Detektor fallen kann, könnte man eventuell auf die Auswertung jedes Einzelpulses verzichten und in größeren Zeitintervallen die Summe der von den in diesem Zeitintervall auf den Detektor getroffenen Teilchen erzeugten Ladung auslesen, die dann proportional zur Teilchenzahl ist. Dies erlaubt die Verwendung von CCD's wie im Falle moderner Kameras.
- **Geladene Fusionsprodukte aus anderen Fusionsreaktionen** gehorchen den selben Gesetzen wie die in dieser Arbeit beobachteten. Höherenergetische Teilchen können auch an den Experimenten, an denen die hier betrachteten Tritonen und Protonen aus der D-D-Fusion eingeschlossen sind eine Messung des Emissionsprofils mittels der geschilderten Methode ermöglichen. Dies können beispielsweise die 14,7 MeV Protonen aus der D-<sup>3</sup>He-Fusionsreaktion sein [8]. Zwar ist für sehr große Experimente auch der weitgehende Einschluß dieser Protonen zu erwarten, doch könnte dies an



ASDEX-Upgrade eine interessante Möglichkeit bieten, die Profile sowie die Ionentemperatur zu messen.

Allerdings sind die hier verwandten Detektoren nicht geeignet, da ihre aktive Schicht zu dünn ist und diese Protonen nur ungefähr ein Zehntel ihrer Energie in der aktiven Schicht deponieren würden.

## Kapitel 8

# Zusammenfassung

Es konnte eine neue Methode entwickelt werden, aus der kollimierten Messung der Flüsse der geladenen Fusionsprodukte von einem festen Detektorort aus Informationen über das Fusionsratenprofil zu gewinnen. Durch Variation des Blickwinkels des Detektors werden verschiedene Sichtlinien eingestellt. Die zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile werden mittels der gemessenen Ströme in den Spulen und im Plasma und einer Annahme über die Profilform der Stromdichte absolut numerisch berechnet. Diese Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeitsprofile wird ausgenutzt, um aus dem Vergleich von damit berechneten Flüssen auf den Detektor für angenommene Emissionsprofile mit den gemessenen Flüssen der geladenen Fusionsprodukte Triton und Proton ein Emissionsprofil zu finden, das mit den Messungen konsistent ist. Dieser Weg muß gewählt werden, da die komplizierten Sichtlinien des Detektors die direkte Berechnung des Emissionsprofils nicht erlauben.

Desweiteren erwies es sich als möglich, gleichzeitig auch Information über die Stromverteilung im Plasma zu erhalten, da es Detektorblickwinkel gibt, bei denen die Veränderung des Nachweiswahrscheinlichkeitsprofils mit der Variation des Stromdichteprofilparameters die zu erwartenden Flüsse am Detektor stark beeinflusst.

Nur aufgrund von zu großer Verschlechterung der Energieauflösung durch die begrenzte Dynamik der elektronischen Signalverarbeitung gelang es nicht, gleichzeitig aus der Form der Spektren Informationen über das Deuteronentemperaturprofil zu gewinnen.

Es konnte nachgewiesen werden, daß die Spektren aus rotierenden Plasmen innerhalb der Auflösung der Diagnostik mit den Voraussagen der Theorie rotierender thermischer Plasmen übereinstimmen, solange man die Detektoreffizienz als unabhängig von kleinen Änderungen der bahnbestimmenden Parameter der Teilchen annehmen kann.

Abweichungen von den Voraussagen der Theorie rotierender thermischer Plasmen

können nur festgestellt werden, wenn bei fast vollständiger Abschattung die verbleibende Detektoreffizienz extrem kritisch von den genauen Teilchenparametern abhängt.

Damit steht nun eine Methode bereit, die prinzipiell erlaubt, mittels der nicht eingeschlossenen geladenen Fusionsprodukte Information über das Stromdichteprofil, das Fusionsratenprofil und das Ionentemperaturprofil zu gewinnen.

Da die Ionentemperatur sich nur aus der Form der Spektren ergibt und auch eine Ermittlung des Profilparameters über die relativen Flüsse bei unterschiedlichen Detektorblickwinkeln möglich ist, kann man Resultate schon ohne Zuhilfenahme der Ergebnisse weiterer Diagnostiken gewinnen, wenn nur die Geometrie des Experimentes, die Ströme in den Spulen und der Plasmastrom bekannt sind.

Ist es darüberhinaus wie im Falle des Protonzweiges der Deuteriumfusionsreaktion möglich, beide geladenen Produkte derselben Reaktion in einem Detektor simultan nachzuweisen, so muß man für beide Teilchen dieselben Resultate erhalten. Dies erlaubt ein besonderes Vertrauen in die Ergebnisse, wenn die Resultate übereinstimmen oder aber eine Verkleinerung der Fehler der Flußmessung durch Addition der Flüsse der beiden Teilchensorten, die wegen ihres identischen Verhaltens bei der Abbildung des Plasmas in den Detektor für die Flußmessungen als eine Spezies betrachtet werden können.

Index	L	Index	L
ADC	ASDEX	BIAS	ITER
JET	LH	MCA	MPI
MSS	NET	NI	TFTR

# Anhang A

## Tabelle der Symbole und Abkürzungen

$A$	Fläche
$\vec{B}$	magnetische Induktion
$d$	Deuteron
$E$	Energie
$\vec{E}$	elektrisches Feld
$f$	Geschwindigkeitsverteilung
$\vec{g}$	Relativgeschwindigkeit zweier Teilchen beim Stoß
$h_{Koll}$	Höhe der Kollimatorbohrungen
$j$	Stromdichte
$l$	Bahnlänge
$m$	Masse
$n$	Neutron, Teilchendichte
$N$	Teilchenzahl
$\vec{p}$	Impuls
$q$	elektrische Ladung
$Q$	Wärmetönung einer Reaktion
$\vec{r}$	Ort
$r$	kleiner Radius
$r_{Koll}$	Durchmesser der Kollimatorbohrungen
$\tilde{r}$	allgemeine Ortskoordinate
$R$	großer Radius
$R_0$	großer Radius der Plasmaseele
$dR, \tilde{R}$	Reaktionsrate
$\vec{s}$	Schwerpunktsgeschwindigkeit
$S$	Quellfunktion der Teilchen



$t$	Zeit, Triton
$T$	Transmissionsfläche, Temperatur
$\hat{T}$	Transmissionsfunktion
$\vec{v}$	Geschwindigkeit
$V$	Volumen
$\epsilon$	Detektoreffizienz
$\eta$	Zeittransformationsfaktor
$\kappa$	Kollimationsverhältnis
$\Phi$	toroidaler Winkel
$\Gamma$	Phasenraumvolumen
$\mu$	Emissionsproflexponent
$\nu$	Stromproflexponent
$\Omega$	Raumwinkel
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$\theta$	Winkel zwischen Schwerpunkts- geschwindigkeit und Teilchengeschwindigkeit im Laborsystem
$\Theta$	poloidaler Winkel
Index $e$	Elektron
Index $i$	Ion, Teilchensorte
Index $L$	Laborsystem
Abkürzungen	
ADC	Analog-Digital-Converter
ASDEX	axialsymmetrisches <u>D</u> ivertore <u>x</u> periment
BIAS	Detektorvorspannung
ITER	International Toroidal Experimental Reactor
JET	Joint European Torus
LH	Heizung mit Mikrowellen bei der Lower-Hybrid-Frequenz, hier 2,45GHz
MCA	Multi-Channel-Analyzer
MPI	Max-Planck-Institut
MSS	Multiple-Spektrum-Scanner
NET	Next European Torus
NI	Neutralinjektionsheizung
TFTR	Tokamak Fusion Test Reactor

# Literaturverzeichnis

- [1] J. Raeder et al., *Kontrollierte Kernfusion*, Teubner, Stuttgart, 1981.
- [2] K. Pinkau and U. Schumacher, Kernfusion mit magnetisch eingeschlossenen Plasmen, *Physik in unserer Zeit* **13**, 138–154 (1982).
- [3] J. M. Adams, A. Cheetham, S. Conroy, G. Gorini, N. Gottardi, T. Iguchi, O. N. Jarvis, G. Sadler, P. Smeulders, N. Watkins, and P. van Belle, Radial Profiles of Neutron Emission from Ohmic Discharges in JET, in *Proc. of the 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Venice, 1989*, volume I, pages 63–66, Petit-Lancy, 1989, EPS.
- [4] H. W. Hendel, L. P. Ku, D. C. Long, E. B. Nieschmidt, and J. D. Strachan, Collimated ZnS(Ag)-Detector Array for Tokamak Fusion Test Reactor Neutron Source Strength Radial Profile Measurements, *Rev. Sci. Instrum.* **56**(5), 1081–1083 (1985).
- [5] R. E. Chrien and J. D. Strachan, d-<sup>3</sup>He Reaction Measurements during fast Wave Minority Heating in the PLT Tokamak Experiment, *Phys. Fluids* **26**(7), 1953–1964 (1983).
- [6] R. E. Chrien, R. Kaita, and J. D. Strachan, Observation of d(d,p)t Reactions in the Princeton Large Torus, *Nucl. Fusion* **23**(10), 1399–1402 (1983), preprint in PPPL-1931.
- [7] W. W. Heidbrink, *Tokamak Diagnostics using Fusion Products*, PhD thesis, Princeton University, June 1984.
- [8] J. D. Strachan, Measurements of the <sup>3</sup>He Fusion Product in TFTR, *Nucl. Fusion* **29**(2), 163–171 (1988), preprint in PPPL-2544, October 88.
- [9] S. J. Zweben, J. D. Strachan, R. Boivin, C. W. Barnes, A. Cavallo, E. D. Fredrickson, K. McGuire, H. E. Mynick, and R. B. White, Escaping 1 MeV Tritons in TFTR, in *Proc. of the 16th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Venice, 1989*, volume I, pages 39–42, Petit-Lancy, 1989, EPS.

- [10] S. J. Zweben, Pitch Angle Resolved Measurements of Escaping Charged Fusion Products in TFTR, Nucl. Fusion **29**(5), 825-833 (1989), preprint in PPPL-2582, January 1989.
- [11] W. W. Heidbrink and J. D. Strachan, Tokamak Ion Temperature and Poloidal Field Diagnostics using 3-MeV Protons, Rev. Sci. Instrum. **56**(4), 501-518 (1985), preprint in PPPL-2136, October 85.
- [12] H. Bosch, *Diagnostik geladener Fusionsreaktionsprodukte in ASDEX*, PhD thesis, Technische Universität München, Dec. 1986, Report Nr. III/116, IPP Garching, FRG.
- [13] E. E. Simmet, Ionentemperaturmessungen an ASDEX mit verbesserter Fusions-Protonen- und -Tritonen-Diagnostik, Technical Report IPP III/150, IPP, Garching, FRG, Aug. 1989, Masterthesis TU München 1989.
- [14] H.-S. Bosch, U. Schumacher, and ASDEX-, NI-, and LH-teams, Plasmadiagnostics with Charged Fusion Products from the D-D reactions in ASDEX, in *Basic and Advanced Fusion Plasma Diagnostic Techniques*, volume III, pages 761-766, Varenna, 1986, EUR 10797 EN.
- [15] H.-S. Bosch, Diagnostiks with charged fusion products in ASDEX, Rev. Sci. Instrum. **6**(61), 1699-1707 (June 1990).
- [16] M. Keilhacker and ASDEX-Team, The ASDEX Divertor Tokamak, Nuclear Fusion **25**, 1045-1054 (1985).
- [17] J. Kemmer, Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process, Nucl. Instrum. Methods **169**, 499-502 (1980).
- [18] B. Hyams et al., A Silicon Counter Telescope to study short-lived Particles in high-energy Hadronic Interactions, Nuclear Instrumentation and Methods **205**, 99-105 (1983).
- [19] G. Lehner and F. Pohl, Reaktionsneutronen als Hilfsmittel der Plasmadiagnostik, Zeitschrift für Physik **207**, 83-104 (1967), preprint in IPP I/60, 1967, english translation in LA-TR-67-113.
- [20] G. Lehner, Reaction Rates and Energy Spectra for Nuclear Reactions in High Energy Plasmas, Zeitschrift für Physik **232**, 174-189 (1970).
- [21] G. Joos, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt/Main, 10. auflage edition, 1959.
- [22] U. Stroth, MULTRA-Code, unpublished.

- [23] H.-S. Bosch, Review of Data and Formulas for Fusion Cross-sections, Technical Report IPP I/252, IPP, Sept. 1990.
- [24] U. Leinberger, H.-S. Bosch, U. Schumacher, and U. Stroth, Neuere Messungen von Fusions-Protonen und -Tritonen aus ASDEX, Verhandl. DPG (VI) **25**, P 19.4 (1990).
- [25] A. Kallenbach et al., Characterisation of the Angular Momentum Transport on ASDEX, Technical Report IPP I/255, IPP, Oct. 1990, submitted to Plasma Physics and Controlled Fusion.
- [26] A. J. Isler et al., Rotation scalings and momentum confinement in neutral-beam-injected ISX-B plasmas, Nucl. Fusion **26**(4), 391-413 (1986).
- [27] H.-S. Bosch, private Mitteilung.
- [28] H.-S. Bosch, U. Schumacher, and A. J. Isler, Fusion Products from the D-D Reactions in ASDEX, in Basic and Advanced Plasma Diagnostic Techniques, volume III, pages 761-766, Varenna, 1986, EUR 10.97 EN.
- [29] H.-S. Bosch, Diagnostics with charged fusion products in ASDEX, Rev. Sci. Instrum. **61**, 1699-1707 (June 1990).
- [30] M. Keilhacker and ASDEX-Team, The ASDEX Divertor Tokamak, Nuclear Fusion **22**, 1045-1051 (1982).
- [31] J. Remmer, Fabrication of low noise silicon neutron detectors for the Planar Process, Nucl. Instrum. Methods **199**, 499-502 (1980).
- [32] B. Hyslop et al., A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions, Nuclear Instrumentation and Methods **139**, 39-105 (1976).
- [33] G. Lechner and F. Toll, Reaktionsanordnungen als Hilfsmittel der Plasmatheorie, Zeitschrift für Physik **207**, 83-104 (1967), preprint in ITP 1/60.
- [34] G. Lechner, Reaktionsraten und Energie-Spektren für Neutronenreaktionen in High Energy Plasmas, Zeitschrift für Physik **232**, 174-180 (1970).
- [35] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [36] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [37] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [38] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [39] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [40] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [41] G. Lechner, Reaction Rates and Energy Spectra for Neutron Reactions in High Energy Plasmas, IAEA-TR-67-113.
- [42] U. Stroth, MUTRA-Code, unpublished.



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

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. Schumacher und Herrn Dr. Bosch für die Vergabe und Betreuung dieser Arbeit. Sie haben durch viele Diskussionen und Anregungen und ihr großes Interesse das Entstehen dieser Arbeit in der vorliegenden Form wesentlich beeinflußt.

Herrn Dr. Wagner und dem ASDEX-Team danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an ASDEX und viele anregende Diskussionen. Besonders das angenehme Arbeitsklima war eine große Hilfe.

Ich danke Herrn Dr. Stroth für die Überlassung des Bahncodes MULTRA, der für die Berechnung der Effizienzen eine unschätzbare Hilfe war. Er und Herr Simmet unterstützten die Klärung vieler Fragen durch wertvolle Diskussionen und Anregungen.

Sehr herzlich danke ich Herrn Komen und seiner Technikermanschaft, die allezeit bereit waren, mit Rat und Tat bei allen Problemen mit der Diagnostik beizustehen.

Meinen Dank sage ich Herrn Sahner und der Bereichswerkstatt für die prompte und exakte Fertigung der benötigten Teile und Herrn Zangl und der Gefäßmanschaft für ihre Hilfe bei allen Arbeiten am und im ASDEX-Gefäß.

Herrn Henningsen und Herrn Dr. Rudyj danke ich für die Hilfe beim Erstellen der Abbildungen.