

S. Reibold

**Numerische und experimentelle Untersuchungen
des Einschlusses der schnellen Ionen an
Wendelstein-7-AS**

S. Reibold

**Numerische und experimentelle Untersuchungen
des Einschlusses der schnellen Ionen an
Wendelstein-7-AS**

IPP III/254

Januar 2000

"Dieser IPP-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt. Die Arbeit entstand im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IPP und EURATOM auf dem Gebiet der Plasmaphysik. Alle Rechte vorbehalten."

"This IPP-Report has been printed as author's manuscript elaborated under the collaboration between the IPP and EURATOM on the field of plasma physics. All rights reserved."

Numerische und experimentelle Untersuchungen des Einschlusses der schnellen Ionen an Wendelstein-7-AS

An Wendelstein-7-AS wird das Einschlußverhalten von schnellen Ionen durch Untersuchungen des Abbremsverhaltens von Teilchen aus der Neutralteilcheninjektion studiert. Experimentell ist das Verhalten der schnellen Ionen mit zwei Methoden zu erfassen, den orts aufgelösten Messungen von CX-Spektren und dem zeitlichen Verlauf der Neutronenproduktion, die mit numerischen Modellen verglichen werden.

Frühere Untersuchungen zeigten systematische Abweichungen zwischen numerischen Vorhersagen und experimentellen Daten. Zur Klärung dieser Diskrepanzen wurden neue Messungen bei Neutralteilcheninjektion durchgeführt. Um einen Überblick über die Entladungen zu bekommen, wird die experimentelle Neutronenrate mit einem einfachen Relaxationszeitmodell der Neutronenproduktion verglichen. Eine Auswahl von Entladungen wird mit einem Code zur Lösung der Fokker-Planck-Gleichung analysiert.

Für eine Reihe von Plasmagrößen werden Parameterstudien gemacht, mit denen der Meßfehler zu etwa 50 % abgeschätzt wird. Die Abweichungen zwischen numerischer Simulation und experimentellen Daten liegen innerhalb des Meßfehlers.

Aus der Neutronenrate wird die deponierte Leistung der Neutralteilcheninjektion bestimmt und mit FAFNER-Rechnungen zur Neutralteilchendeponation verglichen. Zwischen FAFNER und der aus der Neutronenrate bestimmten deponierten Leistung wird Übereinstimmung gefunden, wobei bei niedriger Dichte eine Tendenz zur Überschätzung der Deposition mit FAFNER beobachtet wird. Die Rechnungen zeigen, daß die Berücksichtigung der dreidimensionalen Geometrie in den Modellen nicht erforderlich ist.

Numerical and Experimental Studies on the Confinement of Fast Ions at Wendelstein-7-AS

At Wendelstein-7-AS the confinement properties of fast ions is studied by observation of slowing-down of particles from neutral beam injection. The behaviour of fast ions is accessible by two experimental methods, the measurement of CX-Spectra and the time evolution of neutron production which are compared with numerical models.

In previous studies systematic differences between numerical prediction and experimental data has been observed. For further investigation of the observed discrepancies new experiments with neutral injection were conducted. In order to gain an overview over the discharges the experimental neutron-rate is compared with a relaxation model of neutron production. Several discharges are numerically analyzed with a code for solving the Fokker-Planck equation.

The influence of plasma parameters is investigated and the experimental error is found to be approximately 50 %. The differences between numerical simulation and experimental results is within these errors.

The absorbed power from neutral beam injection is derived from neutron-rate measurement and compared to numerical calculations from FAFNER. Agreement between FAFNER and the power derived from neutron-rate is found while at low densities FAFNER tends to overestimate deposition. The numerical models show that three-dimensional modelling of geometry is not necessary to describe ion energy distribution or neutron production properly.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Diagnostik	5
2.1	Messung der Neutronenrate	6
2.2	CX-Diagnostik	9
2.3	Experimente	14
2.4	Neutralteilcheninjektion	14
3	Theorie	17
3.1	Fokker-Planck-Gleichung	17
3.2	Neutronenproduktion	19
3.3	Das Relaxationszeitmodell	21
4	Auswertung und Interpretation	25
4.1	Die physikalischen Prozesse	25
4.2	Auswertung	29
4.3	Probleme der Auswertung	30
5	Ergebnis	39
5.1	Einfache Auswertung	39
5.2	NRFPS Rechnungen	48
5.3	Spektren	49
5.4	Deposition	49
5.5	Modenaktivität	55
5.6	Ergebnis	55

6 Zusammenfassung	61
A Experimentdaten	63
B Neutronenraten BF₃-Zähler	69
C Formeln	73

Kapitel 1

Einleitung

Die kontrollierte Kernfusion wird als Möglichkeit in Betracht gezogen, die Energieversorgung in Zukunft sicherzustellen. Um die heißen Fusionsplasmen einzuschließen, konzentriert sich die Forschung auf die Untersuchung des magnetischen Einschlusses. Dazu gibt es zwei Konzepte, den Tokamak und den Stellarator. Beide Konfigurationen sind toroidal, unterscheiden sich aber in der Anordnung der Spulen.

Während beim Tokamak nur das toroidale Feld durch externe Magnetfeldspulen erzeugt wird und das poloidale Feld durch einen im Plasma induzierten toroidalen Strom entsteht, wird beim Stellarator das gesamte Magnetfeld durch externe Spulen erzeugt.

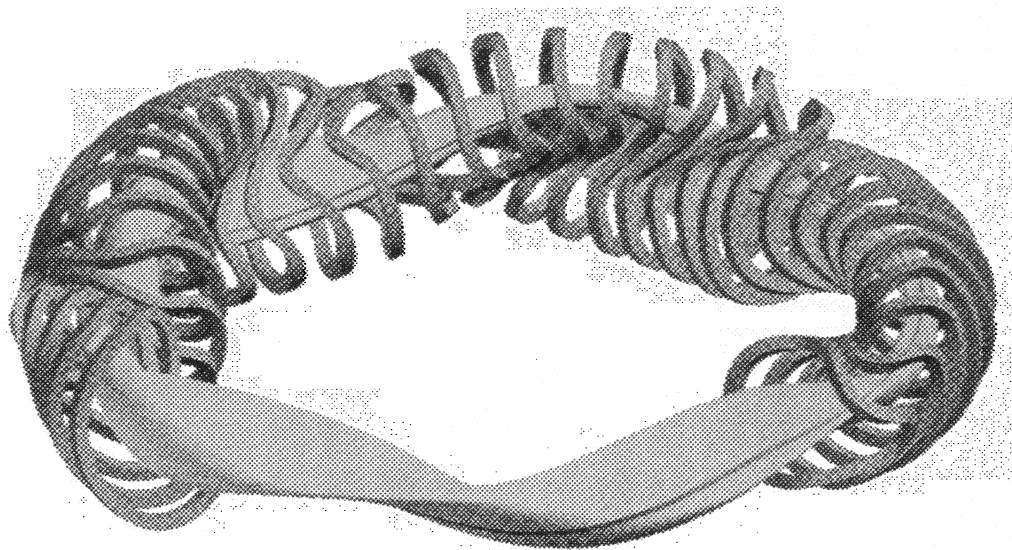


Abb. 1.1: Plasma und Magnetfeldspulen des zukünftigen Fusionsexperiments W7-X

Wie am Beispiel des Plasmas von W7-X (Abb. 1.1) zu sehen ist, hat der Stellarator eine echte dreidimensionale Plasmageometrie. Numerische Rechnungen können deshalb nicht wie beim Tokamak in rotations- und spiegelsymmetrischer Geometrie durchgeführt werden.

A priori müssen alle Modellrechnungen für den Stellarator in dreidimensionaler Geometrie erfolgen, was den Einsatz von Monte-Carlo-Methoden und damit hohe Rechnerleistung erfordert. Allerdings hat die Abweichung vom axialsymmetrischen System in vielen Fällen geringen Einfluß, so daß Rechnungen in eindimensionaler Geometrie durchgeführt werden können.

Große Bedeutung kommt der Untersuchung des Plasmaeinschlusses zu. Dies gilt sowohl für das Einschlußverhalten der Edukte, als auch für das der Produkte. Während die Edukte im Idealfall absolut eingeschlossen sind, ist dies für die Produkte nicht erstrebenswert. Die produzierten Alphateilchen geben einen Teil ihrer Energie im Plasma ab, um das nukleare Brennen aufrecht zu erhalten, verlassen es dann aber als Asche.

Experimente mit Deuterium-Tritium-Plasmen sind teuer und aufwendig, abgesehen davon, daß das Experiment dadurch radioaktiv kontaminiert wird. Unter Verwendung von reinen Deuterium-Plasmen können aus der Untersuchung des Einschlusses der Deuteronen allgemeine Erkenntnisse über den Einschluß der schnellen Teilchen gewonnen werden. Die Messung des Ionenenergiespektrums oder der Neutronen aus der Fusionsreaktion erlaubt einen Zugang zur Untersuchung der schnellen Ionenenergieverteilung und des Einschlußverhaltens.

Die Messung der Neutronenrate ist schon heute von Bedeutung. Beispiele sind die Bestimmung der zentralen Ionentemperatur aus der Neutronenrate an W7-A [29] oder die Messung der Deuteron-Temperatur aus dem Neutronenspektrum an JET [36]. In Zukunft wird die Neutronendiagnostik mit größeren Fusionsexperimenten noch mehr an Bedeutung gewinnen, da sie als nichtinvasive Diagnostik Information über die physikalischen Prozesse im Innern des Plasmas liefert.

Mit NRFPS wurde ein Werkzeug entwickelt, nicht nur Neutronenraten mit einem numerischen Modell vorherzusagen, sondern auch interpretative Rechnungen zu machen. Der Code wurde mit Erfolg an Tokamaks eingesetzt an JET [31] und TEXTOR [34] konnte damit z.B. die Elektronentemperatur bestimmt werden.

Von N. Rust wurden an W7-AS Untersuchungen des Einschlusses der schnellen Ionen gemacht und mit NRFPS-Rechnungen verglichen[20]. Die numerischen Ergebnisse sind bei hohen Elektronendichten und niedrigen Elektronentemperaturen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Neutronenraten und Ionenenergiespektren. Bei hohen Elektronentemperaturen und niedrigen Elektronendichten zeigen sich zunehmend Diskrepanzen zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen.

Wie Abbildung 1.2 zeigt lassen sich die Diskrepanzen nach der Energierelaxationszeit ordnen. Aufgetragen ist das Verhältnis von numerischer Modellierung mit NRFPS zu gemessener schneller Teilchendichte (NPA) in Abhängigkeit von der Energierelaxationszeit τ_W . Größere Werte bedeuten, die Simulation sagt mehr schnelle Teilchen voraus, als experimentell mit der CX-Diagnostik beobachtet werden.

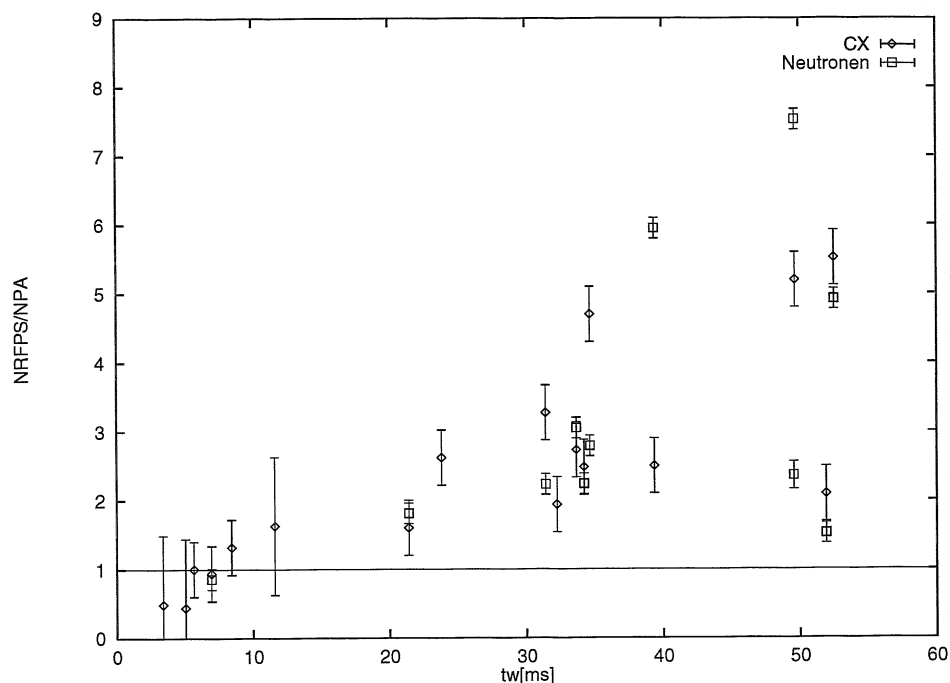


Abb. 1.2: Verhältnis der schnellen Teilchen aus CX-Analyse bzw. Neutronenrate zu NRFPS-Rechnungen; Meßergebnisse aus [20] Anhang A

Zur Erklärung der beobachteten Diskrepanzen kommen verschiedene Möglichkeiten in Frage:

- reduzierte Deposition der Neutralteilchenheizung
- anomale Relaxation der schnellen Ionenverteilung
- Verluste während der Relaxation aus der schnellen Verteilung

Verluste in der schnellen Ionenverteilung bei Experimenten mit Neutralteilcheninjektion bzw. Diskrepanzen zwischen numerischen Modellen mit klassischem Slowing-Down und experimentellen Ergebnissen werden auch an CHS [10], DIII-D [15], Heliotron E [12] und JT-60U [9] gefunden und untersucht.

Zur genaueren Untersuchung, der in der Vergangenheit an W7-AS beobachteten Diskrepanzen, wurden mögliche Verlustkanäle numerisch analysiert und die Ergebnisse mit den Daten neuer Plasmaentladungen verglichen. Dazu wurden an sechs Tagen Experimente mit D-Injektion durchgeführt (vgl. Anhang A), bei denen die Neutronenraten mit einem BF3- und einem NE213-Zähler gemessen wurden. Zeitintegrierte Messungen, die für die Kalibrierung der Zähler eingesetzt wurden, konnten während den drei Experimenttagen im Frühjahr 1998 gemacht werden. Die Kalibrierung mit Aktivierungsmessungen war im Frühjahr 1999 nicht mehr möglich, so daß auf die Kalibrierung aus dem Jahr 1998 zurückgegriffen werden mußte.

Außer der Neutronenrate wurde auch die Ionenenergieverteilung mit der CX-Diagnostik gemessen und mit numerischen Resultaten verglichen.

Zur Bestimmung der Plasmaparameter, die man für die numerische Modellierung des Plasmas benötigt, werden die Daten der Thomsonstreuung und das H/D-Verhältnis aus der CX-Diagnostik verwendet.

Die hier benutzten experimentellen Methoden werden in Kapitel 2 vorgestellt. Zur detaillierten Untersuchung der Ionenenergiespektren, Neutronenrate und eventuellen Verlusten haben wir Szenarien und entsprechende numerische Modelle erstellt, die in Kapitel 3 dargestellt sind.

Eine Diskussion und Interpretation der Meßergebnisse im Zusammenhang mit klassischem Slowing-Down findet sich in Kapitel 4 und abschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse präsentiert.

Kapitel 2

Diagnostik

Das Fusionsexperiment W7-AS ist aus fünf gleichartigen Modulen aufgebaut, die in Gegenurzeigerrichtung durchnummeriert sind.

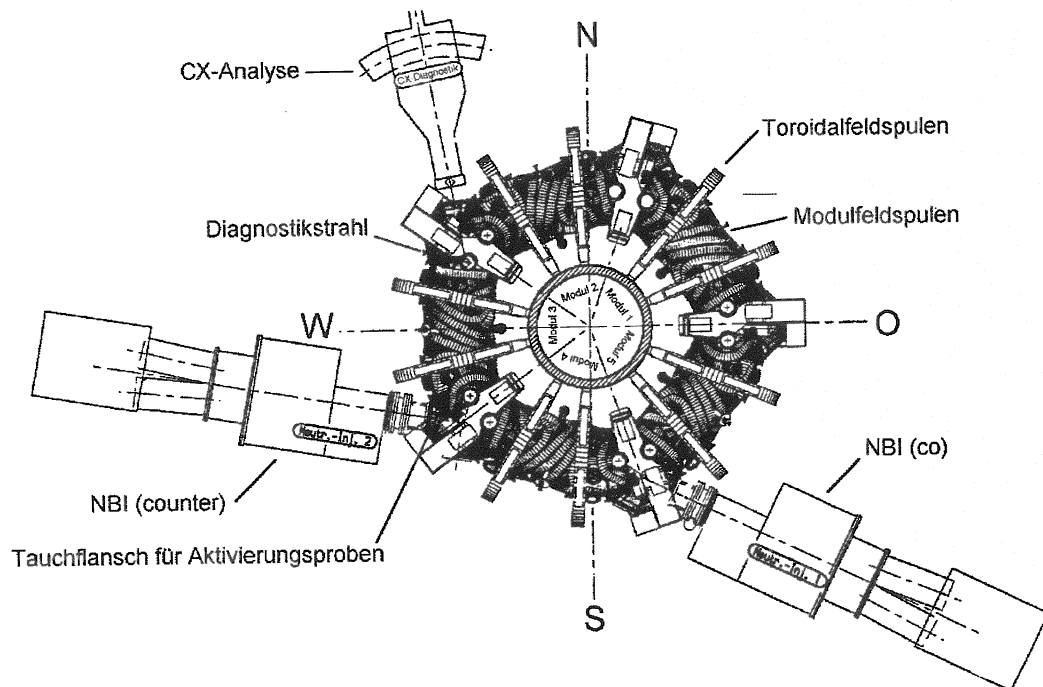


Abb. 2.1: Aufsicht auf W7-AS

In Abbildung 2.1 erkennt man die modularen Magnetfeldspulen und die beiden Neutralteilcheninjektoren. Die größeren planaren Spulen werden zur Veränderung der Rotations- ϵ -transformation ϵ . Der Torus hat einen großen Radius von $R = 2$ m und einen kleinen Radius von $a = 0.17$ m. Typische Experimentdaten, wie sie bei den hier verwendeten Entladungen vorlagen, sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

t	n_e	T_e	P_{ECRH}	P_{NBI}
1/3	$4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	3 keV	800 kW	400 kW

Tab. 2.1: Typische Parameter

Unsere Experimente waren kombinierte Entladungen mit Elektron-Zyklotron- und Neutralteilchenheizung. Für die Neutralteilcheninjektion wurden in den Entladungen hauptsächlich die Ostquellen (rechts im Bild) eingesetzt, die in Magnetfeldrichtung (Co-Injektion) injizieren. Counter- oder balancierte Injektion wurde nur in Ausnahmefällen verwendet.

Zur Auswertung der Neutronenraten und der Ladungsaustauschspektren werden die Daten einiger Standarddiagnostiken benötigt. Ich habe mich auf die Elektronentemperatur und -dichte der Thomsondiagnostik an W7-AS gestützt. Die Werte für Z-Effektiv wurden bei den Auswertungen meist konstant bei 2.0 gelassen. Das H/D-Verhältnis wurde mit der CX-Diagnostik ausgewertet und liegt zwischen 0.2 und 0.8.

2.1 Messung der Neutronenrate

Um die Neutronenrate absolut zu messen, werden sowohl zeitaufgelöste als auch zeitintegrierte Messungen durchgeführt.

2.1.1 Aktivierungsmessung

Für die Aktivierungsmessung stand in Modul 3 Stutzen 7, in der Nähe der West-Injektorbox der Neutralteilchenheizung (siehe Abb. 2.1), ein Tauchflansch zur Verfügung. Während der Entladung werden in den Tauchflansch eingesetzte Proben aus Nickel oder Indium durch Neutroneneinfang aktiviert. Die Aktivität der Probe wird mit einem HPGe-Zähler gemessen und unter Berücksichtigung der Zerfallszeit kann daraus der Neutronenfluß am Probenort bestimmt werden.

Mit Aktivierungsmessung wird eine zeitintegrierte Messung der Neutronenrate gemacht [38], mit der eine absolute Kalibrierung der Neutronenzähler vorgenommen wird.

Um die Aktivierungsmessung mit den Neutronenzählern zu vergleichen, werden die Meßergebnisse mit Geometriefaktoren gewichtet, die mit Neutronentransportrechnung bestimmt werden [37]. Abbildung 2.2 zeigt das für die Transportrechnung verwendete MCNP-Modell in einem Poloidalschnitt.

Der für die Aktivierungsmessung verwendete Tauchflansch stand ab Sommer 1998 nicht mehr zur Verfügung, so daß in den Experimenten im Jahr 1999 keine neue Kalibrierung der Zähler vorgenommen werden konnten.

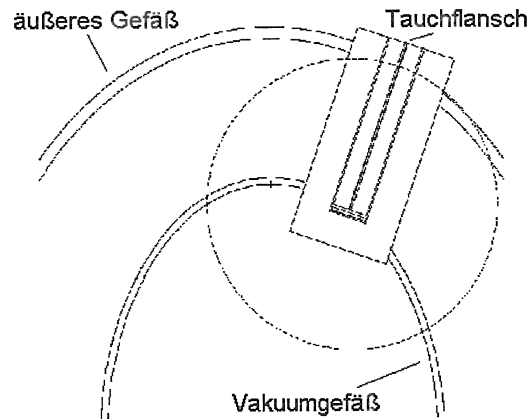


Abb. 2.2: MCNP-Modellierung des Tauchflanschs für die Aktivierungsmessung

2.1.2 Neutronenzähler

Zur zeitaufgelösten Messung wird an W7-AS ein BF3-Zähler sowie ein NE213-Zähler eingesetzt, die beide von A. Weller betreut werden.

Der BF3-Zähler

Der BF3-Zähler ist ein Proportionalzählrohr, das im Februar und März 1998 mit Aktivierungsmessungen kalibriert wurde. Die Kalibrierung von 1998 wurde auch für die Messungen im März und April 1999 verwendet, wobei die Kalibrierung mit einer Aktivierungsprobe am Zähler selbst überprüft wurde. Abbildung 2.3 zeigt die Counts aus dem BF3-Zähler gegen die Neutronen aus der Aktivierungsmessung aufgetragen.

Die Kalibrierkurve des BF3-Zählers läßt sich mit einem nicht paralisierbaren Totzeitmodell [11] beschreiben. Mit einer Totzeit von $2.4 \mu\text{s}$ ergibt sich die Neutronenrate Q_{BF3} aus dem BF3-Zähler in Abhängigkeit von der Zählrate C_{BF3} zu

$$Q_{BF3} = \frac{5.1 \cdot 10^7 C_{BF3}}{1 - 2.4 \cdot 10^{-6} C_{BF3}} \quad (2.1)$$

Der NE213-Zähler

Beim NE213-Zähler handelt es sich um einen Flüssigkeits-Szintillationszähler, der über eine höhere zeitliche Auflösung und bessere Statistik verfügt. Der Zähler verfügt nicht über eine n- γ -Diskriminierung, so daß die Neutronen zusammen mit dem γ -Untergrund gemessen werden.

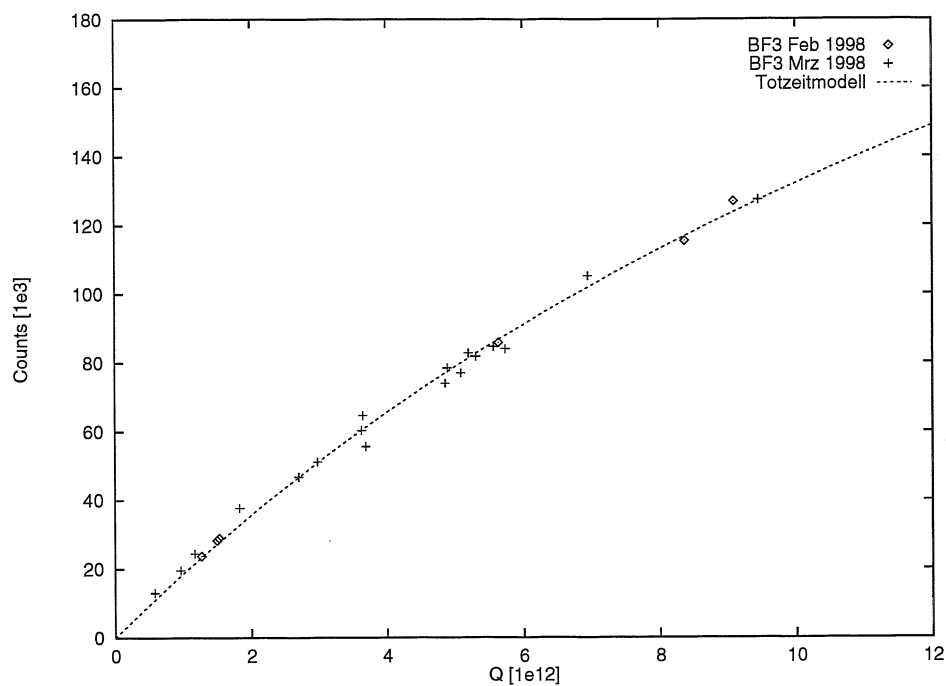


Abb. 2.3: BF3-Counts im Vergleich zu Neutronen aus der Aktivierungsmessung

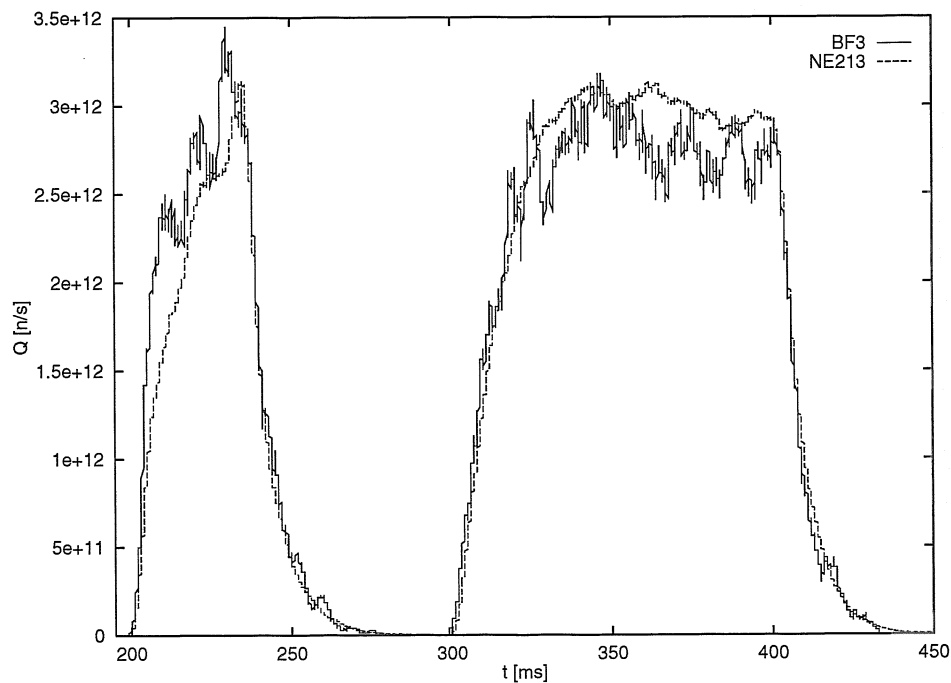


Abb. 2.4: 45935 Neutronenrate aus BF3- und NE213-Zähler im Vergleich

Der zeitliche Verlauf des NE213-Zählers stimmt gut mit dem des BF3-Zählers überein. Der BF3-Zähler steigt lediglich beim Anschalten der Injektion schneller an, als der NE213-Zähler. Schaltet jedoch die Injektion vorübergehend ab, dann stimmen beide Signale überein (Abb. 2.4). Da der Anstieg des NE213 beim zweiten Anstieg identisch mit dem ersten Anstieg ist, vertrauen wir auf die Daten des NE213-Zählers.

Anpassung der Neutronenzähler

Die Kalibrierung des BF3-Zählers von 1998 war auch 1999 noch gültig. Der Zähler wurde baulich nicht verändert und ist auch fest am Experiment angebracht. Der NE213-Zähler wird jedoch an Experimenttagen auf und danach wieder abgebaut. Deshalb wurde der BF3-Zähler mit Aktivierungsmessungen kalibriert und der NE213 auf die Zählrate des BF3-Zählers angepaßt. Dazu wurden die Zählraten über den Entladungsverlauf integriert und so eine Anpassung für den NE213 ermittelt.

$$Q_{NE213}(t) = Q_{BF3}(t) \cdot \frac{\int Q_{NE213}(t) dt}{\int Q_{BF3}(t) dt} \quad (2.2)$$

2.2 CX-Diagnostik

Die Messung des Spektrums wurde mit der Charge-Exchange-Diagnostik in Zusammenarbeit mit M. Kick und H. Schmid vorgenommen. Die Sichtlinie der Diagnostik verläuft unter 35° Pitchwinkel durch das Plasma.

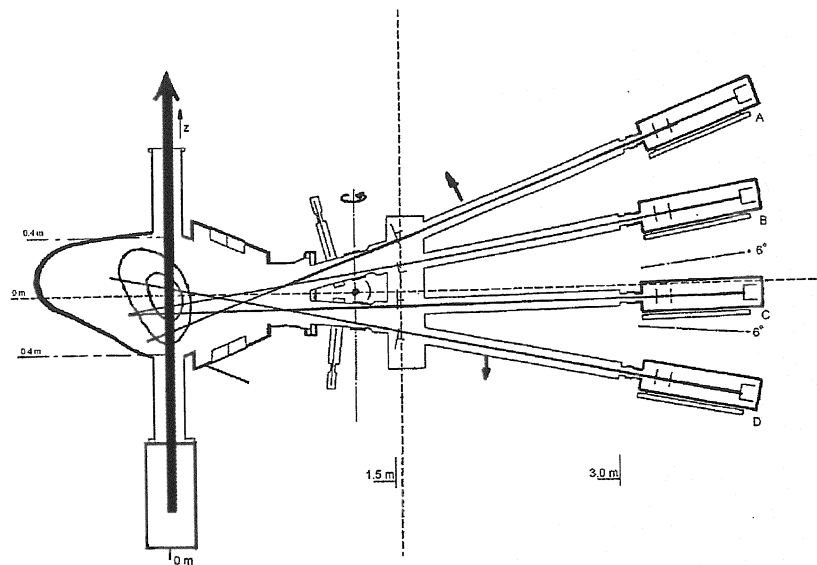


Abb. 2.5: Seitenansicht der CX-Diagnostik [17]

Die CX-Diagnostik besteht aus zwei Teilen, den Analysatoren und dem Diagnostikinjektor. In Abbildung 2.5 sieht man die Diagnostik in einer Seitenansicht. Links ist das

Vakuumpfäß zu sehen, in das ein Plasmaquerschnitt eingezeichnet ist, durch den der Diagnostikstrahl verläuft. Rechts, außerhalb des Torus, befinden sich die vier Analysatoren.

Die Analysatoren sind auf einem Lift angebracht, der diese so auf- und abschwenkt, daß verschiedene Radiuspunkte zu beobachten sind. Der Diagnostikinjektor wird für die sogenannte aktive Messung eingesetzt. Der Injektorstrahl, der das Plasma von unten nach oben durchquert, schickt einen Neutralteilchenstrahl durch das Plasma, der zeitlich gepulst eine Erhöhung der Neutralteilchendichte bewirkt. Das Schnittvolumen von Analysatorstrahl und Injektorstrahl ist das Meßvolumen für die aktive Messung. Das Volumen ist so klein, daß die Plasmaparameter in diesem Volumen als konstant angenommen werden können, d.h. nach einer Reabsorptionskorrektur ist das gemessene aktive Spektrum das zu diesem effektiven Radius gehörige Ionenenergiespektrum. Die gemessene Energieverteilung stellt einen Schnitt durch die Gesamtionenenergieverteilung beim Pitchwinkel der CX-Diagnostik dar.

2.2.1 Analysatoren

In der Diagnostik sind vier Neutralteilchenanalysatoren eingebaut, die das Energiespektrum der aus dem Plasma kommenden neutralen Wasserstoff- und Deuteriumatome messen. In Abbildung 2.6 ist der Aufbau eines fünfkanaligen Neutralteilchenanalysators schematisch dargestellt. Die aus dem Plasma kommenden Neutralteilchen laufen von links in den Analysator, wo sie zuerst eine Stripping-Zelle durchqueren. In der Ionisationskammer werden die Atome durch Stöße ionisiert. In den anschließenden B- und E-Feldern werden sie nach Impuls und Energie getrennt und in Channeltrons nachgewiesen.

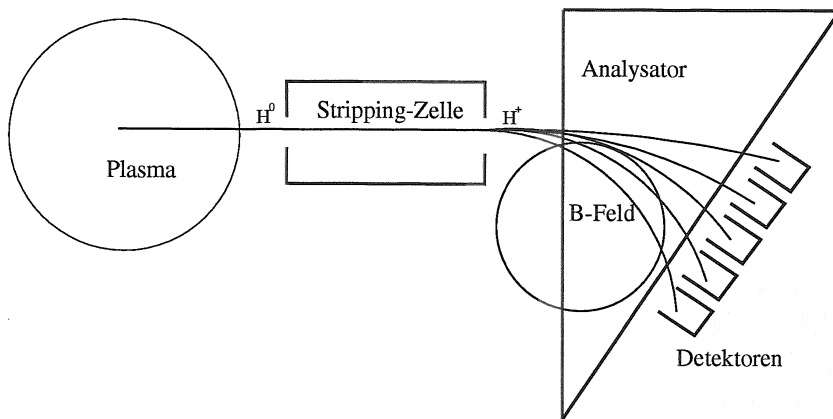


Abb. 2.6: Schematische Darstellung eines CX-Analysators [17]

Zwei der Analysatoren (A,B) sind neuere Typen mit je zwei mal 11 Kanälen und zwei Modelle (C,D) haben je 10 Kanäle. Zur Messung der schnellen Verteilung kam bei den Experimenten ausschließlich der Analysator C mit 10 Kanälen zum Einsatz [8].

Die Messung des H/D-Verhältnisses wurde mit dem Analysator B durchgeführt, der in den Kanalpaaren auf Wasserstoff und Deuterium eingestellt werden kann. Von den 11

Kanalpaaren weisen drei sehr ähnliche Energien auf, so daß aus dem Verhältnis der Flüsse das Verhältnis Wasserstoff zu Deuterium im Plasma ermittelt werden kann.

2.2.2 Reabsorption

Die Neutralteilchen, die im Plasma entstehen, erleiden auf dem Weg zum Plasmarand und zum Analysator Reabsorption im Plasma. Sie werden durch Ladungsaustausch, Ionstoß- oder Elektronenstoßionisation wieder ionisiert. Da die Reabsorption energieabhängig ist, wird dadurch das Spektrum verändert. Mit numerischen Rechnungen kann dies korrigiert werden [17][27].

Die Wahrscheinlichkeit pro Einheitswegstück $p(E, r)$, mit der ein durch einen Ladungsaustauschprozeß im Plasma entstandenes schnelles Neutralteilchen auf seinem Weg aus dem Plasma reionisiert wird, läßt sich mit der freien Weglänge λ beschreiben

$$p(E, r) = \frac{1}{\lambda(E, r)}. \quad (2.3)$$

Die mittlere freie Weglänge ist abhängig von der Geschwindigkeit $v = \sqrt{2E/m}$ des Neutralteilchens, der Dichte des Plasmas und den Ratenkoeffizienten für Ionierungsstöße mit Elektronen und Ionen, sowie für Ladungsaustausch.

Die mittlere freie Weglänge eines neutralen Deuterons kann durch

$$\lambda(E, r) = \frac{v}{r_{cx}(E, T_i) n_i(r) + r_{ei}(T_e) n_e(r) + r_{ii}(E, T_i) n_i(r)}. \quad (2.4)$$

beschrieben werden, worin die folgenden drei Prozesse berücksichtigt sind.

Ladungsaustausch

Bei der Reabsorption ist die Energie der Neutralteilchen vergleichbar mit der thermischen Energie des Plasmas. Die Formel für den Ratenkoeffizienten hat folgende Gestalt [16][18]

$$r_{cx}(E, T_i) = \frac{0.6937 \cdot 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10}(E + T_i))^2}{1 + 0.1112 \cdot 10^{-14} (E + T_i)^{3.3}} \sqrt{\frac{1.92 \cdot 10^{12} (E + T_i)}{m}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (2.5)$$

Die Reionisation durch resonanten Ladungsaustausch ist der dominante Prozeß. Da die Dichte von Elektronen und Ionen im Plasma fast gleich ist, hängt auch die freie Weglänge hauptsächlich vom Ladungsaustausch und damit von der Iontemperatur T_i ab.

Ionstoßionisation

Die Neutralteilchen durchdringen auf ihrem Weg zum Analysator das Plasma und können durch Stoß mit den Ionen oder den Elektronen reionisiert werden. Der Ratenkoeffizient

für Ionisation durch Protonen läßt sich in Abhängigkeit von der Ionentemperatur T_i in eV durch

$$r_{ii}(T_i) = e^{\sum_{k=0}^6 A_k (\ln T_i)^k} \quad (2.6)$$

beschreiben [5]. Die Maxwell'schen Ratenkoeffizienten für Neutralteilchen der Energien 5 keV und 10 keV sind in Tabelle 2.2 angegeben.

	p + H (5 keV)	p + H (10 keV)
A_0	$-2.513 \cdot 10^1$	$-1.840 \cdot 10^1$
A_1	$3.664 \cdot 10^0$	$-2.622 \cdot 10^{-1}$
A_2	$-8.144 \cdot 10^{-1}$	$2.559 \cdot 10^{-1}$
A_3	$3.949 \cdot 10^{-2}$	$-9.020 \cdot 10^{-2}$
A_4	$8.508 \cdot 10^{-3}$	$1.396 \cdot 10^{-2}$
A_5	$-1.029 \cdot 10^{-3}$	$-9.317 \cdot 10^{-4}$
A_6	$3.113 \cdot 10^{-5}$	$2.215 \cdot 10^{-5}$

Tab. 2.2: Maxwell'sche Ratenkoeffizienten für die Ionisation von Wasserstoff bei 5 keV und 10 keV durch Protonen [5]

Für Neutralteilchenenergien unterhalb von 10 keV kann der Ratenkoeffizient durch Interpolation bestimmt werden

$$r_{ii}(E) = r_{ii}(5keV) + (r_{ii}(10keV) - r_{ii}(5keV)) \frac{E - 5keV}{5keV} . \quad (2.7)$$

Elektronstoßionisation

Der Ratenkoeffizient r_{ei} für Ionisation durch Elektronen hängt von der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ab. Haben die Elektronen und die Neutralteilchen vergleichbare Energien, dann ist wegen der wesentlich größeren Masse der Atome die Geschwindigkeit der Neutralteilchen gegen die Elektronengeschwindigkeit vernachlässigbar. Für Elektronentemperaturen oberhalb von 100 eV verschwindet die Abhängigkeit von der Neutralteilchenenergie, und der Ratenkoeffizient hängt nur noch von der Elektronentemperatur T_e in eV ab. Für $T_e > 100$ eV läßt sich der Ratenkoeffizient beschreiben durch [27]

$$\log_{10}(r_{ei}(T_e)) = -0.5151 \log_{10} T_e - \frac{2.563}{\log_{10} T_e} - 5.231 . \quad (2.8)$$

2.2.3 Diagnostik-Injektor

Der Diagnostikinjektor der CX-Diagnostik ist analog zum Injektor der Neutralteilchendiagnostik aufgebaut. Die Energie des Strahls beträgt 35 keV.

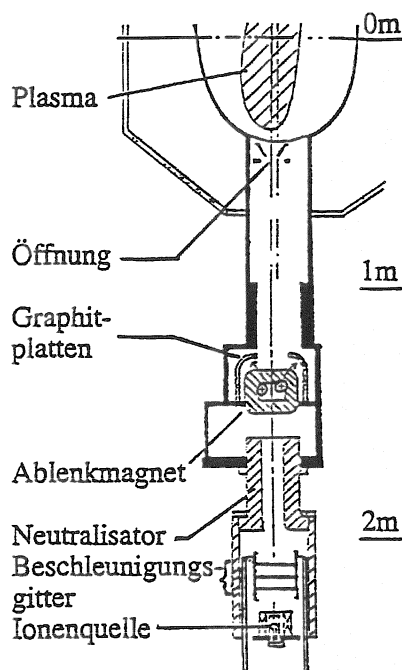


Abb. 2.7: Schematische Darstellung des Diagnostikinjektors

In dem unterhalb des Torus angebauten Neutralteilcheninjektor wird ein Wasserstoffstrahl erzeugt, der das Plasma von unten nach oben durchdringt. Der Injektor (Abbildung 2.7) setzt sich aus einer Ionenquelle, einem Beschleuniger und einem Neutralisator zusammen.

Die Ionenquelle besteht aus einem Zündraum von etwa 140 mm Durchmesser, der von einer helikalen Antenne umgeben ist. Durch eine im Zündraum angebrachte Glühwendel wird ein Wasserstoff- oder Deuteriumplasma gezündet und durch ein gleichzeitig erzeugtes Hochfrequenzfeld der außenliegenden Antenne vollständig ionisiert.

Zwischen drei kreisförmigen Elektroden werden die Ionen auf 25 - 36 keV beschleunigt. Die Beschleunigungsspannung wird in Abhängigkeit von der Dichte des Plasmas gewählt. Bei dichten Plasmen muß der Strahl eine ausreichend hohe Energie haben, damit er das Plasma durchdringen kann.

Der Neutralisator ist ein 480 mm langes Rohr, das mit Wasserstoff gefüllt ist. Durch Ladungsaustausch mit dem Gas werden 50 % der beschleunigten Ionen neutralisiert. Im nachfolgenden Magnetfeld werden die im Strahl verbliebenen Ionen auf eine Graphitplatte gelenkt, so daß der Strahl nur noch Neutralteilchen enthält.

In der Ionenquelle zerfallen nicht alle H_2 -Moleküle vollständig in H^+ -Ionen, sondern es entstehen auch H_2^+ - und H_3^+ -Ionen. Im Neutralteilchenstrahl befinden sich deshalb außer den Teilchen mit der maximalen Energie auch Teilchen mit der Hälfte oder einem Drittel der maximalen Energie. Durch spektroskopische Messung der Dopplerverschiebung des von den Strahlteilchen emittierten H_α -Lichts wurde festgestellt, daß sich der Strahl zu 40 % aus Atomen mit der vollen Energie und zu jeweils 30 % aus Neutralteilchen mit halber und drittel Energie zusammensetzt.

Für eine orts aufgelöste Messung muß der Querschnitt des Injektorstrahls klein gegen den Plasmaquerschnitt sein. Vor dem Eintritt in das Plasma hat der Strahl einen Durchmesser von 40 mm in radialer und 90 mm in toroidaler Richtung.

2.3 Experimente

Die durchgeführten Experimente konzentrierten sich auf Plasmaparameter, bei denen in den vorangegangenen Experimenten besonders große Diskrepanzen beobachtet wurden. Deshalb wurden verstärkt Entladungen mit niedrigen Elektronendichten ($n_e < 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) und hohen -temperaturen ($T_e > 2.5 \text{ keV}$) durchgeführt. Dabei wurde versucht, einen großen Temperatur- und Dichtebereich abzudecken (Abb. 2.8).

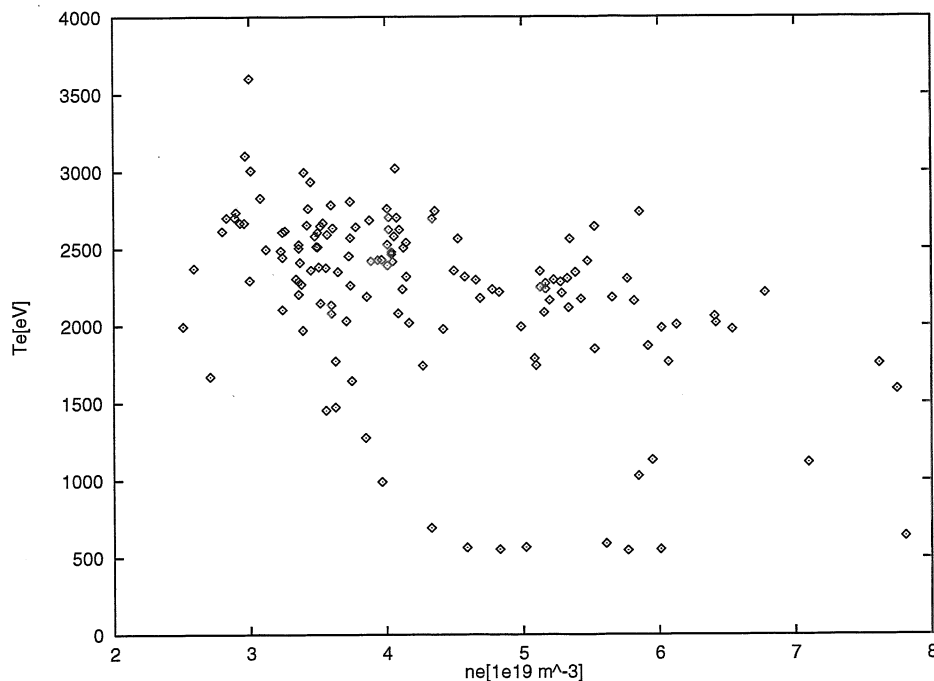


Abb. 2.8: Parameterbereich der durchgeführten Entladungen

Die Plasmakonfiguration war bei $\iota = 1/3$ und kombinierter Heizung mit ECRH und NBI. In den meisten Entladungen wurde mit 800 kW ECRH-Leistung gearbeitet und einem Neutralteilcheninjektor mit 400-500 kW Leistung.

2.4 Neutralteilcheninjektion

Zum Aufbau von Neutralteilcheninjektoren zur Heizung von Fusionsplasmen findet man Genaueres in einem Übersichtsartikel von E. Speth [22].

An W7-AS sind zwei mal vier Neutralteilcheninjektoren mit je 400-500 kW Leistung eingebaut [3][4]. Der Aufbau eines Injektors entspricht im wesentlichen dem des Diagnostikinjektors der CX-Diagnostik (vgl. 2.2.3).

Ebenso wie der Neutralteilchenstrahl des Diagnostikinjektors, setzt sich der Strahl der Neutralteilchenheizung aus drei Energiekomponenten zusammen. Die Anteile der drei Energien wurden für Wasserstoff experimentell zu etwa 40:30:30 bis 50:25:25 bestimmt [14]. Der Speziesmix hat signifikanten Einfluß auf die Neutronenproduktion und muß deshalb in Rechnungen berücksichtigt werden. Ebenso hat die Injektionsenergie einen Einfluß auf die Neutronenrate, der sich in der gleichen Größenordnung befindet.

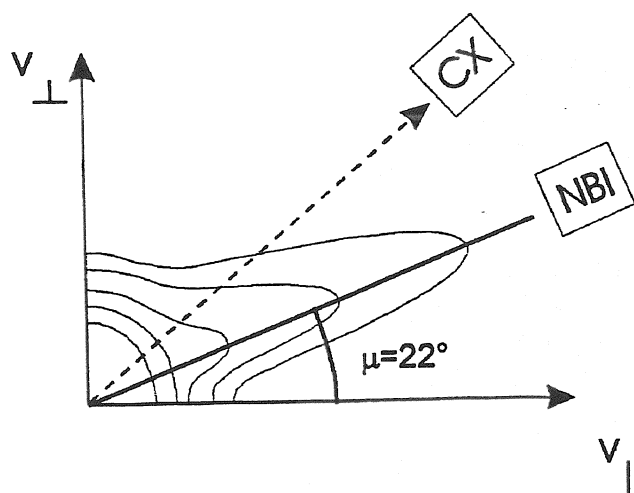


Abb. 2.9: Contourplot der Ionenenergieverteilung mit Injektionsrichtung der Neutralteilchenheizung und Sichtlinie der CX-Diagnostik [20]

In Abbildung 2.9 sieht man den Contourplot einer Ionenenergieverteilung in Abhängigkeit vom Pitchwinkel μ und der Geschwindigkeit v aufgetragen. Für uns ist die schnelle Energieverteilung der Ionen von Interesse, weshalb wir ausschließlich Messungen bei Neutralteilcheninjektion, die hier unter einem Pitchwinkel von 22° einstrahlt, durchführen.

Mit dem Depositionscode FAFNER, einer Monte-Carlo-Simulation, wird die Teilchendeposition und Heizeffizienz der Neutralteilchenheizung berechnet [13][26]. Für Berechnungen der Neutronenrate oder Fokker-Planck-Rechnungen, wird die Teilchendeposition als Eingabewert verwendet.

Kapitel 3

Theorie

3.1 Fokker-Planck-Gleichung

Die Neutronenrate wird aus der Verteilungsfunktion berechnet, deren zeitliche Entwicklung durch die Fokker-Planck-Gleichung beschrieben wird.

Für die Verteilungsfunktion jeder Teilchenspezies A im Plasma gilt die folgende Gleichung

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}_A}{m_A} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \right) f_A = C(f_A) + S_A - L_A . \quad (3.1)$$

Hierbei ist m_A die Masse der Spezies und $\vec{F}_A = eZ_A(\vec{E} + c^{-1}[\vec{v} \times \vec{B}])$ die äußere Kraft, die auf die Teilchen wirkt. Der Stoßoperator $C(f_A)$ repräsentiert die Änderung der Verteilungsfunktion $f_A(t, \vec{r}, \vec{v})$ durch Stöße zwischen den Plasmateilchen. In den Quellen S_A steckt die Neutralteilcheninjektion und L_A beschreibt die Verluste aus der Verteilung.

Wählt man ein sphärisches Koordinatensystem, so erhält man nach einer Taylor-Entwicklung zweiter Ordnung und einer Entwicklung nach Eigenfunktionen des Stoßoperators $C(f_A)$ [19], eine unendliche Reihe von eindimensionalen, gekoppelten Integro-Differential-Gleichungen, die man numerisch lösen kann.

In einem gleichförmigen Magnetfeld verschwindet die äußere Kraft F_A und mit dem pitchwinkelgemittelten Stoßoperator

$$C(f_A) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(-\alpha v^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} (\beta v^2) \right) \quad (3.2)$$

lautet die zeitunabhängige Fokker-Planck-Gleichung

$$\frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(-\alpha v^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} (\beta v^2) \right) f_A(v) = S_A - L_A . \quad (3.3)$$

Für Teilchengeschwindigkeiten, die viel größer als die thermischen Geschwindigkeiten der Hintergrundionen sind, aber viel kleiner als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen, kann man folgende Näherung verwenden [1][2].

Für $v_{th} < v < v_e$ gilt

$$-\alpha v^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} (\beta v^2) \approx \frac{1}{\tau_s} (v^3 + v_\alpha^3). \quad (3.4)$$

Wobei τ_s die Slowing-Down Zeit, v die Teilchengeschwindigkeit und v_c die kritische Geschwindigkeit sind.

Die damit erhaltene Fokker-Plank-Gleichung hat nun die Form

$$\frac{1}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 + v_\alpha^3) f_A(v) = S_A - L_A. \quad (3.5)$$

3.1.1 NRFPS

Zur numerischen Lösung wurde von B. Wolle der Differentialgleichungslöser Neutron Rate Fokker-Planck Solution entwickelt [31][35].

Er benutzt zur numerischen Lösung der Differentialgleichung eine finite Elemente Methode. Mit NRFPS kann die Ionenenergieverteilung im Plasma modelliert und die schnelle Ionendichte bestimmt werden. Die Ionendichte wird mit der aus der CX-Diagnostik gemessenen schnellen Dichte verglichen. Aus der Ionenenergieverteilung wird die Neutronenrate berechnet, die mit den Resultaten der Zähler verglichen wird.

Eine umfangreiche Überarbeitung und Anpassung des Codes an den FORTRAN-77 Standard wurde im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen.

3.1.2 Fokker-Planck mit Diffusion

Verluste aus dem Plasma können mit einem diffusionsartigen Ansatz beschrieben werden. Dieser Ansatz umfaßt nicht nur Diffusion der Teilchen aus dem Plasma, sondern generell alle Verluste, die mit einer Zeitkonstanten beschrieben werden können.

Nachdem die Neutralteilchen durch die Injektion ins Plasma kommen, werden sie abgebremst und durchlaufen das Energiespektrum. Durch Diffusion können sie während des Slowing-Downs aus der Verteilung verloren gehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein injiziertes Teilchen durch Diffusion aus dem Plasma verloren geht, nimmt zu niedrigeren Energien hin zu, da das Teilchen sich länger im Plasma befindet.

Für hohe Energien und über den Pitchwinkel gemittelt kann die Fokker-Planck-Gleichung mit einem diffusionsartigen Verlustterm analytisch gelöst werden [39].

Der pitchwinkelgemittelte Quellterm S kann als

$$S = \frac{S_0}{4\pi v^2} \delta(v_0 - v) \quad (3.6)$$

dargestellt werden, hierbei ist S_0 die deponierte Teilchenzahl und v_0 die Geschwindigkeit der injizierten Teilchen.

Mit der Verlustzeit τ_l kann der Verlustterm L als

$$L(f) = \frac{f}{\tau_l} \quad (3.7)$$

geschrieben werden, wobei für τ_l gilt [32]

$$\tau_l = \frac{a^2}{5.7831D}. \quad (3.8)$$

Dabei ist a der kleine Plasmaradius und D die Diffusionskonstante.

Die Fokker-Planck-Gleichung ergibt sich damit zu

$$\frac{df}{dt} = \frac{1}{\tau_s v^2} \frac{\partial}{\partial v} ((v^3 + v_\alpha^3) f) + \frac{S_0}{4\pi v^2} \delta(v_0 - v) - \frac{f}{\tau_l}. \quad (3.9)$$

Die stationäre Lösung dieser Differentialgleichung lautet

$$f(v) = \frac{S_0}{4\pi} \frac{\tau_s}{v^3 + v_\alpha^3} \Theta(v_0 - v) e^{-\frac{\tau_s}{\tau_l} \int_v^{v_0} \frac{v'^2}{v'^3 + v_\alpha^3} dv'}. \quad (3.10)$$

Mit den folgenden Umformungen kann die Gleichung in eine einfachere Form gebracht werden.

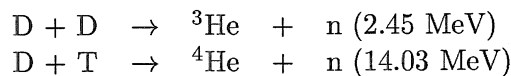
$$\int_v^{v_0} \frac{v'^2}{v'^3 + v_\alpha^3} dv' = \frac{1}{3} \ln \frac{v_0^3 + v_\alpha^3}{v^3 + v_\alpha^3} \quad (3.11)$$

$$f(v) = \frac{S_0}{4\pi} \frac{\tau_s}{v^3 + v_\alpha^3} \Theta(v_0 - v) \left(\frac{v_0^3 + v_\alpha^3}{v^3 + v_\alpha^3} \right)^{-\frac{\tau_s}{3\tau_l}} \quad (3.12)$$

Abbildung 3.1 zeigt die Ionenenergiespektren für eine Beispielrechnung ohne Diffusion und eine Rechnung mit $D = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$.

3.2 Neutronenproduktion

Die wichtigsten Reaktionen zur Neutronenproduktion in einem Fusionsplasma sind die folgenden:



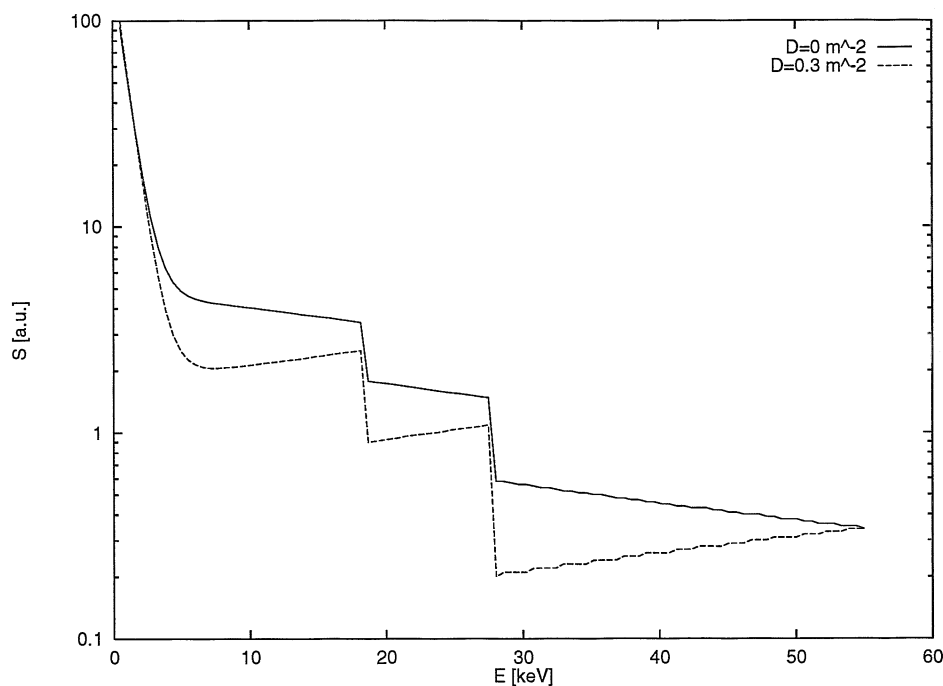


Abb. 3.1: Verteilungsfunktion mit und ohne Diffusion

3.2.1 Fusionsquerschnitt

Neben der Verteilungsfunktion ist der Wirkungsquerschnitt für Untersuchung von Fusionsplasmen von großer Bedeutung. Deshalb wurden seit 1945 viele Messungen des Fusionsquerschnitts unternommen. Da diese Messungen nicht alle in Einklang waren, wurde zur einfacheren Anwendung der Wirkungsquerschnitt durch analytische Formeln approximiert. Wie Abbildung 3.2 zeigt, variiert der Wirkungsquerschnitt über mehr als 10 Größenordnungen in einem Energiebereich von 1-500 keV.

Der Wirkungsquerschnitt σ für die Deuterium-Fusion kann folgendermaßen parametrisiert werden [33]:

$$\sigma(E) = S(E) \frac{1}{E} e^{-\frac{B_G}{\sqrt{E}}} \quad (3.13)$$

Dabei ist E die Energie im Schwerpunktsystem, B_G der Gamov-Faktor, der die Tunnelwahrscheinlichkeit beschreibt und S die astrophysikalische S-Funktion. Für den D-D Wirkungsquerschnitt kann die S-Funktion unterhalb einer Energie von 90 keV und für die D-T Reaktion unterhalb einer Energie von 30 keV als

$$S(E) = \beta e^{-\gamma E} \quad (3.14)$$

dargestellt werden. Die Parameter β , γ und B_G sind Tabelle 3.1 zu entnehmen.

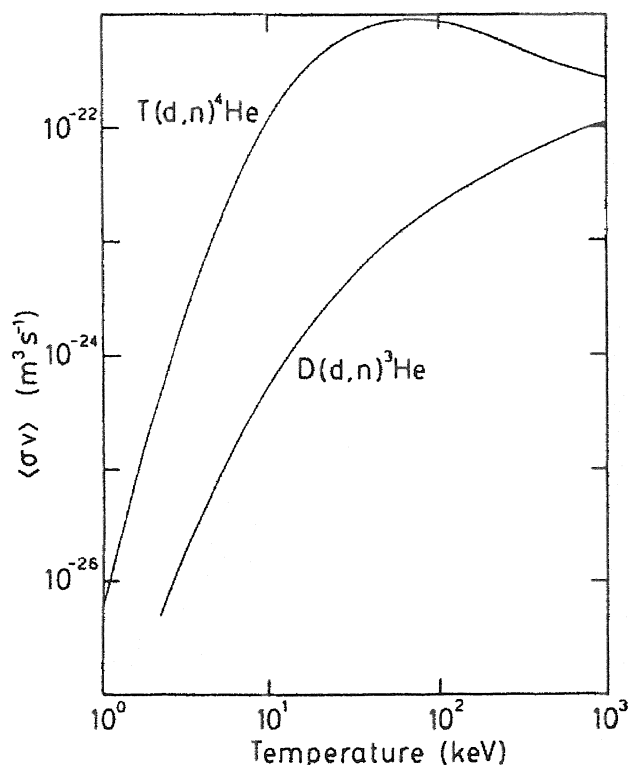


Abb. 3.2: Fusionsquerschnitt für die D-D und D-T als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem [7]

Reaktion	β [barn keV]	γ [keV $^{-1}$]	B_G [keV $^{\frac{1}{2}}$]
D-D	52.6	$-5.8 \cdot 10^{-3}$	31.3970
D-T	9821	$-2.9 \cdot 10^{-2}$	34.3827

Tab. 3.1: Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts im niederenergetischen Bereich [33]

3.3 Das Relaxationszeitmodell

3.3.1 Die Verteilungsfunktion

Im Relaxationszeitmodell wird die Verteilungsfunktion aus der Wanderung der injizierten Teilchen durch den Energieraum bestimmt. Es sei S die Zahl der pro Sekunde injizierten Teilchen, die ohne Verlust durch die Verteilung strömt und bei hinreichend niedriger Energie vom thermischen Hintergrundplasma aufgenommen wird:

$$S = \frac{dn(W)}{dt} = \frac{dn(W)}{dW} \frac{dW}{dt} \quad (3.15)$$

Mit

$$\frac{dn(W)}{dt} = -\frac{W}{\tau_W(W)} \quad (3.16)$$

ergibt sich daraus die schnelle Verteilungsfunktion als

$$f(W) = \frac{dn(W)}{dW} = \frac{\tau_W(W)}{W} S. \quad (3.17)$$

Dabei ist $\tau_W(W)$ die durch Coulombstöße bedingte Energie-Relaxationszeit der Ionen und wiederum selbst eine Funktion von W .

3.3.2 Energierelaxation

Für Neutralteilcheninjektion in ein nicht zu heißes Plasma reicht es aus, für die Energie-Relaxationszeit die Näherung

$$\tau_W = \frac{\tau_s^{de}}{2} \left(1 + \left(\frac{W_{crit}}{W} \right)^{\frac{3}{2}} \right)^{-1} \quad (3.18)$$

zu verwenden.

Setzt man Gleichung(3.18) in Gleichung (3.17) ein, so erhält man für die Energieverteilungsfunktion folgenden Ausdruck.

$$f(W) = \frac{dn(W)}{dW} = \frac{\tau_s^{de}}{2W} \frac{1}{1 + \left(\frac{W_{crit}}{W} \right)^{\frac{3}{2}}} S = \frac{\tau_s^{de}}{2} \frac{\sqrt{W}}{W^{\frac{3}{2}} + W_{crit}^{\frac{3}{2}}} S \quad (3.19)$$

In der Literatur wird gelegentlich anstatt der Energieverteilungsfunktion eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktion über den Betrag der Geschwindigkeit verwendet. Diese ergibt sich aus obiger Gleichung als

$$f(v) = \frac{dn(v)}{dv} = \frac{\tau_s^{de}}{m} \frac{v}{v^3 + v_{crit}^3} S. \quad (3.20)$$

Diese Verteilungsfunktion ist Lösung von Gleichung 3.5 ohne Verlustterm und somit entspricht die Näherung der Energierelaxationszeit der Hochenergienäherung des Pitchwinkeloperators.

3.3.3 Neutronenrate

Die Neutronenrate Q wird aus der Verteilungsfunktion berechnet. Für die Beam-Target Neutronenrate gilt

$$Q(t) = \int_W n_d \langle \sigma v \rangle f(W) dW. \quad (3.21)$$

Hierbei ist n_d die Dichte der Hintergrund-Deuteronen, deren Temperatur gleich null gesetzt wurde.

Die Integration ist über die Energieverteilung der schnellen Teilchen auszuführen. Die Zeitabhängigkeit der Neutronenrate ist in der Zeitabhängigkeit der schnellen Verteilungsfunktion versteckt.

Die injizierten Teilchen verlieren im Plasma mit der Zeit ihre Energie nach

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{t}{\tau_W(W)}} . \quad (3.22)$$

Die Integration ergibt sich demnach zu

$$Q(t) = \int_{W(t)}^{W(0)} S n_d \langle \sigma v \rangle \frac{\tau_W(W)}{W} dW . \quad (3.23)$$

Differenziert man die Neutronenrate $Q(t)$ nach der Zeit und bildet den Grenzwert für $t \rightarrow 0$, dann erhält man einen Ausdruck für den Erstanstieg der Neutronenrate.

$$\left. \frac{dQ(t)}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = S n_d \langle \sigma v \rangle_{W_0} \quad (3.24)$$

Mit dieser Formel kann die deponierte Teilchendichte S mit der Deuteronendichte aus dem Anstieg des Neutronensignals bestimmt werden, d.h. an die Kurve wird eine Gerade angelegt, aus deren Steigung man die deponierte Teilchendichte bestimmen kann. Setzt man die deponierte Teilchendichte S in Formel (3.23) ein, erhält man die Neutronenrate.

Für numerische Rechnungen wird über die drei Teilchenspezies des injizierten Teilchenstrahls summiert und über das Plasmavolumen integriert. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Dichte-, Temperatur- und Depositionsprofile vom Radius abhängen.

Für die Neutronenrate ergibt sich dann

$$Q(t) = \sum_{i=1}^3 \int_W \int_V S_i(r) n_d(r) \langle \sigma v \rangle \frac{\tau_W(r)}{W} dV dW \quad (3.25)$$

und analog für den Erstanstieg

$$\left. \frac{dQ(t)}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \sum_{i=1}^3 \int_V S_i(r) n_d(r) \langle \sigma v \rangle_{W_i} dV . \quad (3.26)$$

Kapitel 4

Auswertung und Interpretation

4.1 Die physikalischen Prozesse

4.1.1 Klassische Deposition

Die Neutralteilchen werden in der NBI-Box erzeugt und mit 55 keV ins Plasma injiziert. Ungeladene Atome werden vom Magnetfeld nicht beeinflußt und dringen ungehindert ins Plasma ein, wo sie dann durch Elektronen-, Ionenstoß oder Ladungsaustausch ionisiert werden. Das Profil der entstehenden Teilchen bezeichnet man als Birth-Profil. Der Anteil der nicht ionisiert wird und das Plasma ohne Wechselwirkung durchquert, wird als Shine-Through bezeichnet.

Teilchen, die bereits nach sehr kurzer Zeit verloren gehen, typischerweise nach dem ersten Umlauf im Torus, bezeichnet man als First-Orbit-Verluste. Die Ionenenergieverteilung, die sich nach den First-Orbit Verlusten im Plasma einstellt, wird als Depositionsprofil bezeichnet. Das Depositionsprofil ist das Startprofil für den Fokker-Planck-Code und die Rechnungen mit dem Relaxationszeitmodell.

Das Birth- und Heiz-Profil kann für W7-AS mit FAFNER in einer Monte-Carlo Rechnung modelliert werden [13][26]. Abbildung 4.1 zeigt Birth- und Heizprofil für eine Entladung mit $n_e = 5.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ im oberen Diagramm und für $n_e = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ im unteren Teil.

Bei mittlerer und hoher Plasmadichte unterscheiden sich Birth- und Heizleistungsprofil nur wenig. Die Depositionsleistung ist kleiner als die Birthleistung, aber größer als die Heizleistung. Nimmt man das Birthprofil, das Heizprofil oder den Mittelwert von beiden als Depositionsprofil für NRFPS-Rechnungen, ist der Fehler relativ klein.

Bei niedriger Dichte unterscheiden sich Birth- und Heizleistungsprofil stärker. Der Spielraum für das Depositionsprofil ist größer und es kann nicht durch eine einfache Abschätzung ermittelt werden, so daß eine Rechnung für das Depositionsprofil notwendig ist.

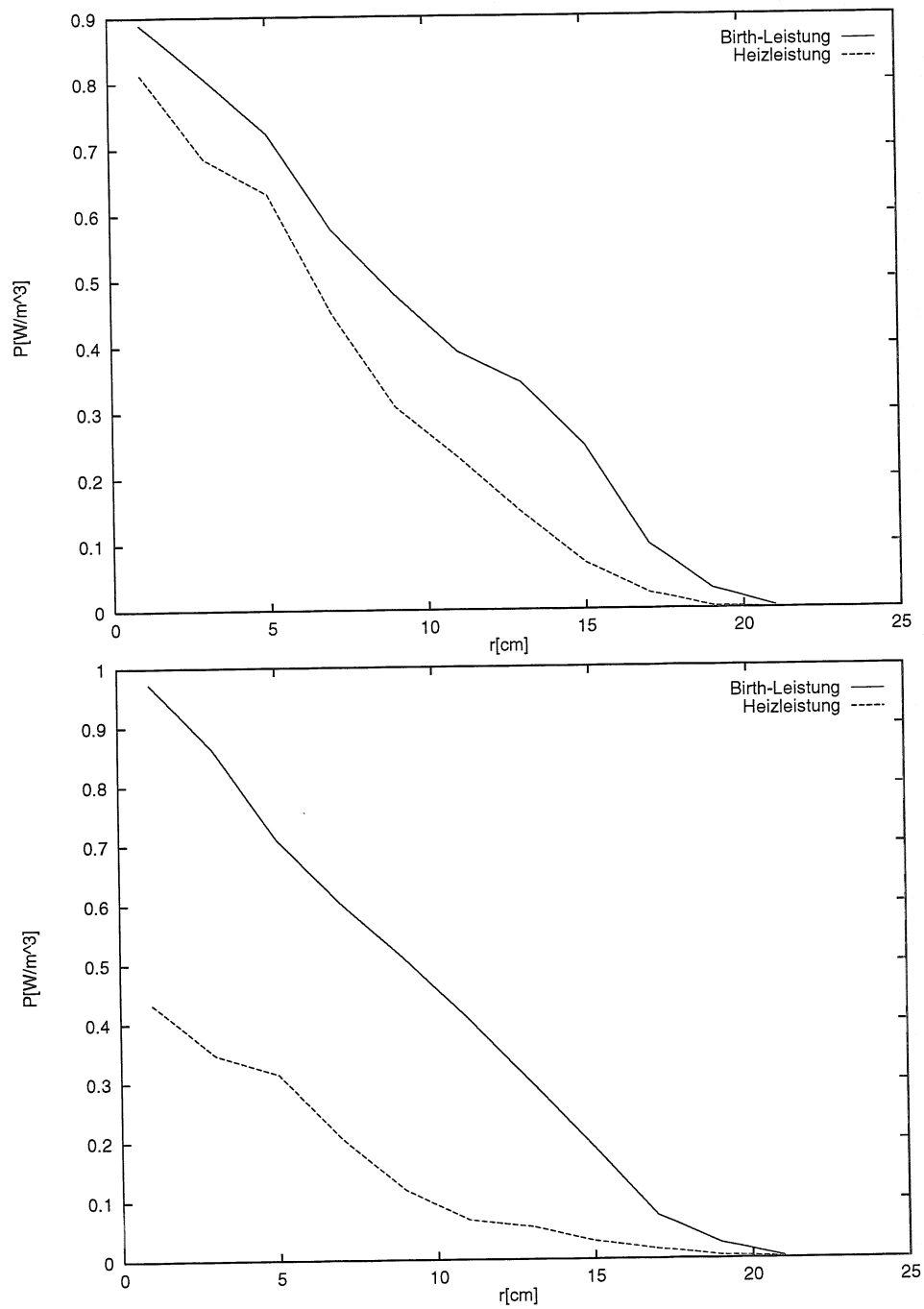


Abb. 4.1: Birth- und Heizleistung für $42883 n_e = 5.1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (oben) und $42870 n_e = 3.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (unten).

4.1.2 Neutronenrate

Mit einer Analyse der Neutronenrate kann die im Plasma deponierte Leistung gemessen werden. Nach Kapitel 3.3.3 hängen sowohl Erstanstieg der Neutronenrate als auch Plateauneutronenrate von der deponierten Teilchenzahl ab. Der Erstanstieg der Neutronenrate erlaubt einen direkten Zugang zur deponierten Leistung, da er von der Verteilungsfunktion unabhängig ist.

Beim Einschalten der Neutralteilchenheizung steigt die Neutronenrate exponentiell an. Die Slowing-Down-Verteilung stellt sich ein und wenn das Plasma in den stationären Zustand übergeht, erreicht auch die Neutronenrate ihr Plateau. Bei Abschalten der Neutralteilcheninjektoren fällt die Neutronenrate wieder exponentiell ab. Dieser Abfall kann ebenso wie der Anstieg untersucht werden. Im Gegensatz zum Anstieg hängt der Abfall aber nur von der Verteilungsfunktion ab, da keine Teilchen mehr injiziert werden.

4.1.3 Klassisches Slowing Down

Durch Coulombstöße mit dem thermischen Hintergrundplasma werden die schnellen Ionen abgebremst. Durch vielfache Pitchwinkelstreuung geht auch die anfängliche Anisotropie in Injektionsrichtung verloren und die Slowing-Down-Verteilung wird zu kleineren Energien hin isotrop. Die Energierelaxation bestimmt, wie die Teilchen durch die Verteilung wandern. Anstieg und Abfall der Neutronenrate sind durch die Energierelaxationszeit τ_W charakterisiert.

Qualitative Abweichungen im Anstiegs- und Abfallverhalten können auf nicht-klassische Relaxation hinweisen. Bei schnellerer Relaxation sind Anstiegs- und Abfallzeit kürzer, wodurch die Gradienten bei Anstieg und Abfall der Neutronenrate aufsteilen.

Während des Slowing-Downs können die Ionen aus dem Plasma verloren gehen. Dies kann z.B. durch Ladungsaustausch oder Teilchendiffusion passieren. Die Ionenenergieverteilung erreicht den stationären Zustand, wenn Injektion und Verluste aus dem Plasma ins Gleichgewicht kommen. Rechnungen für das Plateau der Neutronenrate geben im Vergleich mit der experimentellen Neutronenrate Aufschluß, ob die Verteilungsfunktion sich erwartungsgemäß einstellt.

Qualitative Abweichungen im Anstiegs- und Abfallverhalten können auf nicht-klassische Relaxation hinweisen. Bei schnellerer Relaxation sind Anstiegs- und Abfallzeit kürzer, wodurch die Gradienten bei Anstieg und Abfall der Neutronenrate aufsteilen.

Die Neutronen, die zum Einschaltzeitpunkt der Neutralteilcheninjektion aus dem Plasma emittiert werden, entstehen nur aus Beam-Target Reaktionen. Verluste von schnellen Ionen aus der Slowing-Down-Verteilung spielen für den Erstanstieg keine Rolle, da sich zu diesem Zeitpunkt noch keine Verteilungsfunktion ausgebildet hat.

Bestimmt man die deponierte Leistung aus dem Anstieg der Neutronenrate, kann man damit die Plateauneutronenrate berechnen. Unterscheidet sich die Teilchendeponation in der stationären Phase von der im Anstieg, so trifft die Neutronenrate nicht das berechnete

Plateau. Ebenso wird die Neutronenrate nicht den erwarteten Verlauf nehmen, wenn sich Verluste in der schnellen Verteilung einstellen.

Werden aus dem Anstieg und dem Plateau der Neutronenrate unterschiedliche deponierte Leistungen bestimmt, deutet dies auf Verluste in der schnellen Verteilung oder auf eine Veränderung der Teilchendeponation während des Anstiegs der Neutronenrate hin. Energieabhängige Verluste, d.h. nur Teile des Spektrums weichen von den Vorhersagen des klassischen Slowing-Downs ab, sind im Ionenenergiespektrum zu beobachten. Es ergeben sich dann Stufen oder Löcher in der Verteilungsfunktion.

Verluste direkt bei den Injektionsenergien, zeigen sich nicht in sichtbaren Stufen oder Löchern, sondern die Stufen der Injektionsenergien werden niedriger. Dies ist prinzipiell identisch mit einer reduzierten Deposition und kann mit den gleichen Methoden untersucht werden.

4.1.4 Verteilungsfunktion

Plateau und Abfall der Neutronenrate hängen von der Ionenenergieverteilung ab. Abweichungen von der klassischen Slowing-Down-Verteilung führen zu Diskrepanzen zwischen der experimentellen Neutronenrate und den numerischen Rechnungen.

Die Neutronen, die nach dem Abschalten der Neutralteilcheninjektion aus dem Plasma emittiert werden, entstehen nur aus der Verteilungsfunktion. Weicht die Verteilungsfunktion von den Vorhersagen des klassischen Slowing-Downs ab, kann dies im Abfall der Neutronenrate beobachtet werden. Ein zu schneller Abfall deutet auf Verluste in der schnellen Verteilung hin, die durch bisher nicht berücksichtigte Effekte auftreten.

4.1.5 Andere Vorgänge

Diffusion und Umladung

Verluste durch Diffusion und Umladung zeigen sich im qualitativen Verlauf der Ionenenergiespektren.

Die Injektion bringt im wesentlichen monoenergetische Teilchen in die Verteilung ein. Die Teilchen wandern im Slowing-Down durch das Spektrum von hohen zu niedrigen Energien. Im stationären Zustand, der in einem im Vergleich zur Injektionsdauer kurzen Zeitraum erreicht ist, erwartet man ein stufiges Spektrum, das die Stufen bei der vollen, der halben und einem Drittel der Injektionsenergie hat. Verluste, die mit Zeitkonstanten verknüpft sind, lassen die Teilchen während des Slowing-Downs aus der Energieverteilung verloren gehen, d.h. man erwartet mehr oder weniger ausgeprägte Gradienten in den Stufen (vgl. 3.1.2). Eine Beispielrechnung für verschwindende und endliche Diffusion ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

Anregung von Moden

Bei Neutralteilcheninjektion werden an W7-AS Alfvén-Moden beobachtet [28], die oft burstartig und von transientser Natur sind. Kommen Ionen in die Nähe der Alfvén-Geschwindigkeit so können sie Alfvén-Moden anregen, die sonst durch Dämpfung unterdrückt sind. Bei Plasmen mit niedrigen Dichten und hohen Temperaturen ist die Resonanzbedingung, die auch für Seitenbänder gelten kann, eher erfüllt und es werden verstärkt Alfvén-Moden beobachtet.

Die Anregung von Alfvén-Moden kann durch Veränderung des ϵ -Profils begünstigt werden. An W7-AS wird zur Zeit noch experimentell und numerisch untersucht, welchen Einfluß TAE- oder GAE-Moden auf den Einschluß der Ionen bzw. der schnellen Teilchen haben.

Durch Wechselwirkung mit Wellen, z.B. Alfvén-Wellen oder Lower-Hybrid-Wellen, können Ionen aus dem Plasma geworfen werden. Mit einem neuen Teilchendetektor wird versucht die Verluste in der schnellen Ionenverteilung direkt zu beobachten. Dazu wurde ein Detektor installiert, der die schnellen Teilchen, die aus dem Plasma kommen, direkt messen kann. Ähnliche Messungen wurden an TFTR gemacht [40].

4.2 Auswertung

4.2.1 Neutronenraten

Mit dem Relaxationszeitmodell (vgl. 3.3) kann das Anstiegsverhalten der Neutronenrate zeitabhängig gerechnet werden, wenn man berücksichtigt, daß das Ionenenergiespektrum erst allmählich durch Slowing-Down aufgefüllt wird. Die Verteilungsfunktion wird nur über den Teil des Energiespektrums integriert, in dem schon Ionen durch Slowing-Down angekommen sind.

Deponierte Leistung aus dem Erstanstieg

Nach Formel (3.26) kann die deponierte Leistung aus dem Erstanstieg der Neutronenrate ermittelt werden. Zur Bestimmung des Anstiegs wurde im Einschaltzeitpunkt der Neutralteilchenheizung eine Gerade an die Neutronenrate angepaßt. Mit einer linearen Regression über den Zeitraum 0.5 ms bis 4.5 ms nach dem Einschaltzeitpunkt wurde die Steigung bestimmt.

In Abbildung 4.2 sieht man die Neutronenrate des NE213-Zählers in Abhängigkeit von der Zeit im Bereich des Einschaltzeitpunkts der NBI. An die Kurve ist die Gerade für den Anstieg des Neutronensignals zum Einschaltzeitpunkt angefügt. Aus der Steigung der Geraden kann die deponierte Teilchendichte S abgelesen werden.

Der Abfall der Neutronenrate beim Ausschalten der Neutralteilchenheizung kann nach der gleichen Methode ausgewertet werden. Dabei ist darauf zu achten, daß das Plasma während des Abschaltens stationär bleibt.

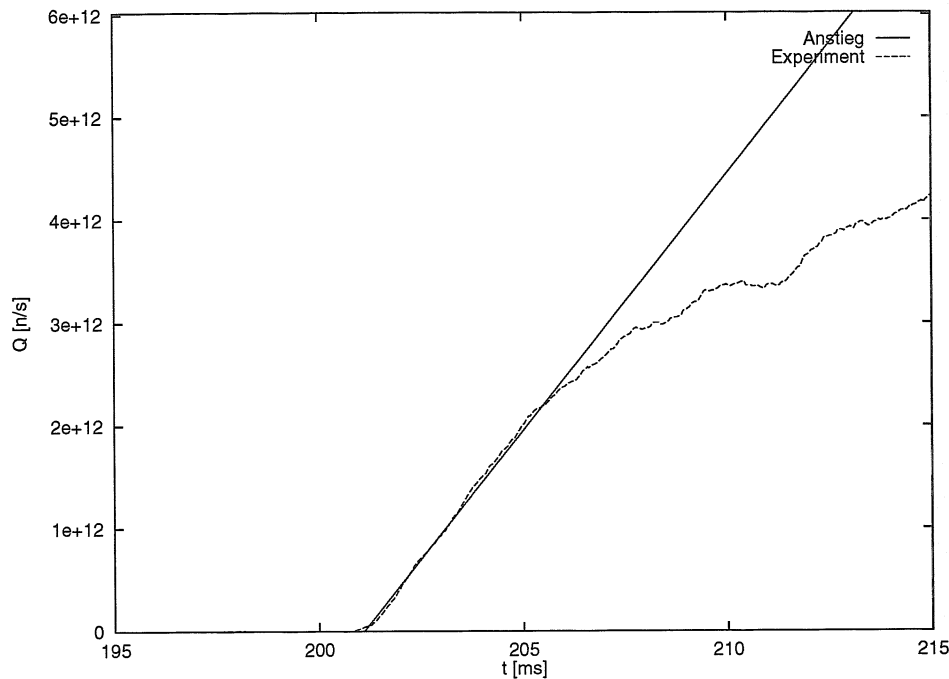


Abb. 4.2: 42883 Anstieg der Neutronenrate

Plateau der Neutronenrate

Setzt man die aus dem Erstanstieg ermittelte deponierte Teilchenzahl S in Gleichung (3.25) ein, kann man eine zeitabhängige Modellrechnung der Neutronenrate machen. Alternativ kann die deponierte Teilchenzahl so variiert werden, daß sie mit dem experimentellen Plateauwert übereinstimmt.

4.3 Probleme der Auswertung

4.3.1 Deponierte Leistung

Für die Auswertung numerischer Rechnungen mit NRFPS wird das Depositionsprofil benötigt. Aus den FAFNER-Rechnungen erhält man das Birth- und das Heizprofil. Weder aus numerischen Simulationen noch aus Messungen steht uns das Depositionsprofil zur Verfügung.

Für numerische Rechnungen mit NRFPS wird deshalb in einem ersten Schritt anstatt des Depositionsprofils das Birth-Profil aus der FAFNER-Rechnung verwendet. Die in die Rechnung eingesetzte deponierte Leistung wird so angepaßt, daß numerisch berechnete und experimentell bestimmte Neutronenrate übereinstimmen, wobei die Form des Depositionsprofils gleich dem des Birth-Profiles bleibt.

4.3.2 Speziesmix

Der Strahl der Neutralteilchenheizung setzt sich aus den drei Energien zusammen, die bei der Beschleunigung entstehen. Für Wasserstoff wurde der Speziesmix des injizierten Strahls gemessen [14]. Für Deuteriuminjektion wird hier angenommen, daß die Energieverteilung des Strahls gleich der eines Wasserstoffstrahls ist.

Die hier gezeigten Rechnungen verwenden einen Leistungsanteil von 40 % in der vollen Energie und je 30 % in der halben und drittel Energie. Abbildung 4.3 zeigt die Neutronenrate für die Energieverteilungen 40:30:30, 50:25:25 und 30:35:35 bei sonst unveränderten Plasmaparametern.

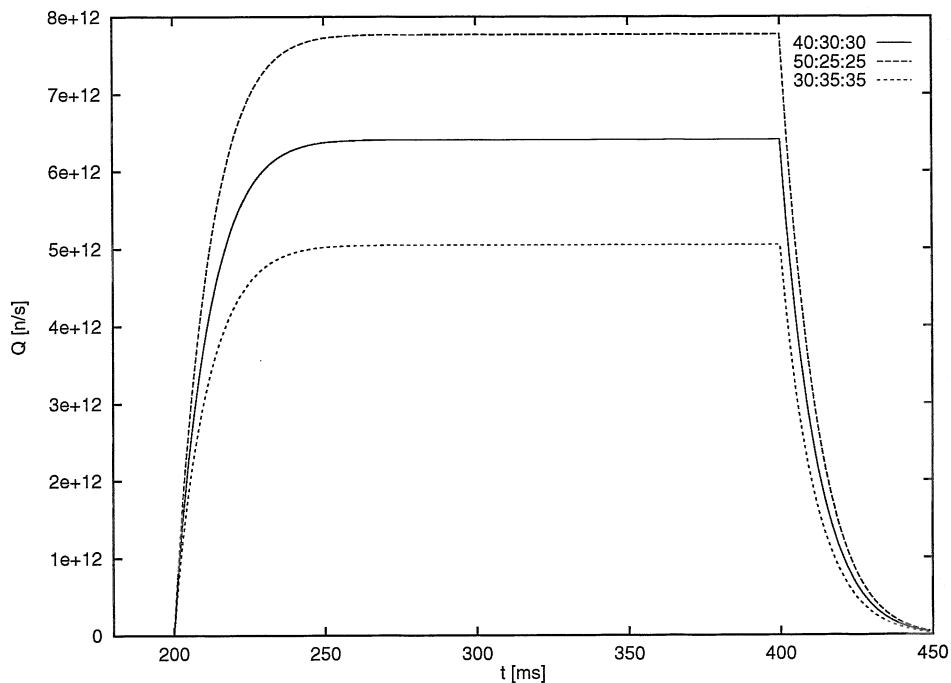


Abb. 4.3: Einfluß des Speziesmix auf die Neutronenrate

4.3.3 Injektionsenergie

Unsicherheiten in der Injektionsenergie wirken sich auf die Neutronenrate aus. Dabei ist nicht nur der Absolutwert der Injektionsenergie von Bedeutung, sondern die Relativgeschwindigkeit und damit auch der Injektionswinkel. Abbildung 4.4 zeigt die Neutronenrate bei drei verschiedenen Injektionsenergien, bei sonst unveränderten Plasmaparametern.

Bei rotierendem Plasma verändert sich die Schwerpunktsenergie. Dies hat ebenfalls Einfluß auf die Neutronenproduktion.

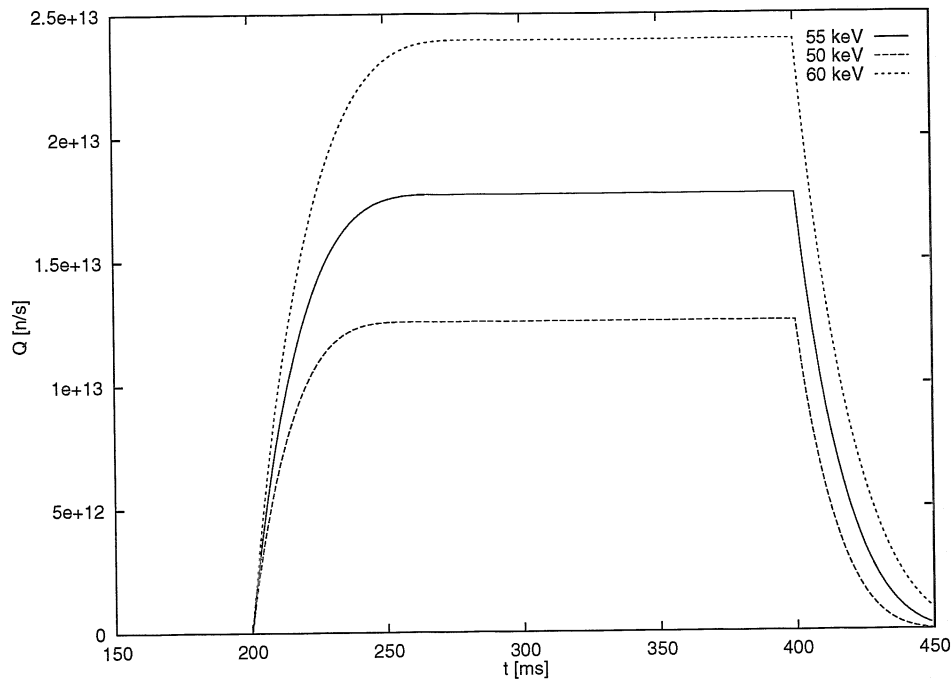


Abb. 4.4: Einfluß der Injektionsenergie auf die Neutronenrate

4.3.4 Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur geht nicht in die Berechnung des Anstiegs ein, da sie nur in die Teilchenrelaxation eingeht. Die Plateauneutronenrate ist empfindlich auf eine Änderung der Elektronentemperatur. Abbildung 4.5 zeigt die Neutronenrate für zwei verschiedene Elektronentemperaturen, bei sonst unveränderten Plasmaparametern.

4.3.5 Elektronendichte

Die Elektronendichte geht linear in den Erstanstieg der Neutronenrate ein, weil die Deuteronendichte n_d direkt proportional zur Elektronendichte n_e ist. Nach Gleichung 3.18 kürzt sich die Abhängigkeit der Neutronenrate von n_e heraus und die Plateauneutronenrate ist von der Elektronendichte unabhängig. In Abbildung 4.6 sehen wir die Neutronenraten für $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Anstieg und Abfall steilen mit steigender Dichte deutlich auf. Bei höheren Dichten wird der Zeitverlauf mehr kastenförmig. Der Einfluß auf die Plateauneutronenrate ist vernachlässigbar klein.

4.3.6 Ionentemperatur

Für die Rechnungen mit dem Relaxationszeitmodell wurde der Einfluß der Ionentemperatur völlig vernachlässigt. Für Fokker-Planck-Rechnungen wurde die Ionentemperatur berücksichtigt, der Einfluß der Ionentemperatur ist aber vernachlässigbar klein.

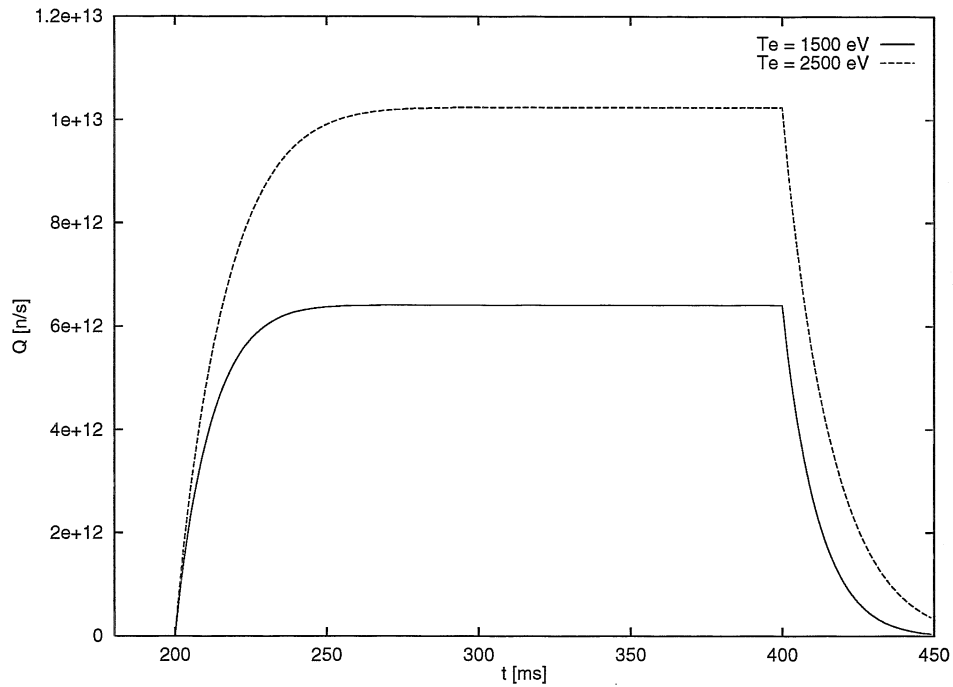


Abb. 4.5: Einfluß der Elektronentemperatur auf die Neutronenrate

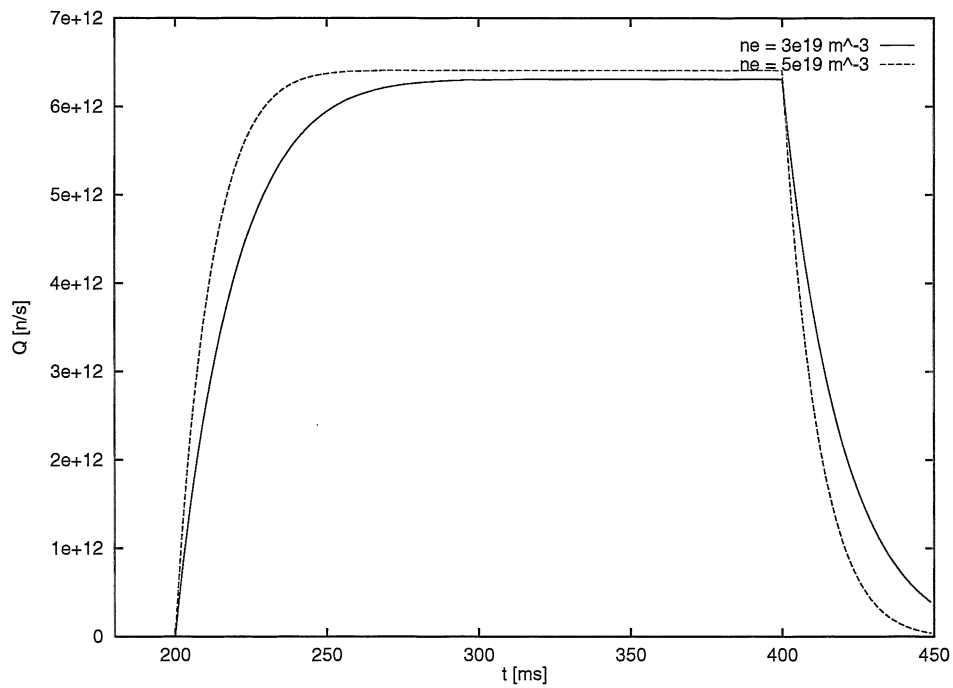


Abb. 4.6: Einfluß der Elektronendichte auf die Neutronenrate

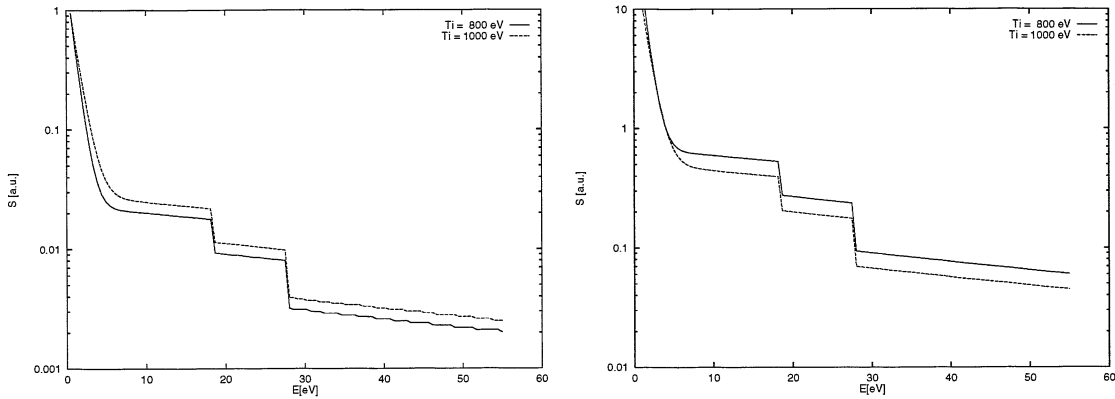


Abb. 4.7: Anpassung der Verteilung links bei 0.5 keV und rechts bei 4 keV

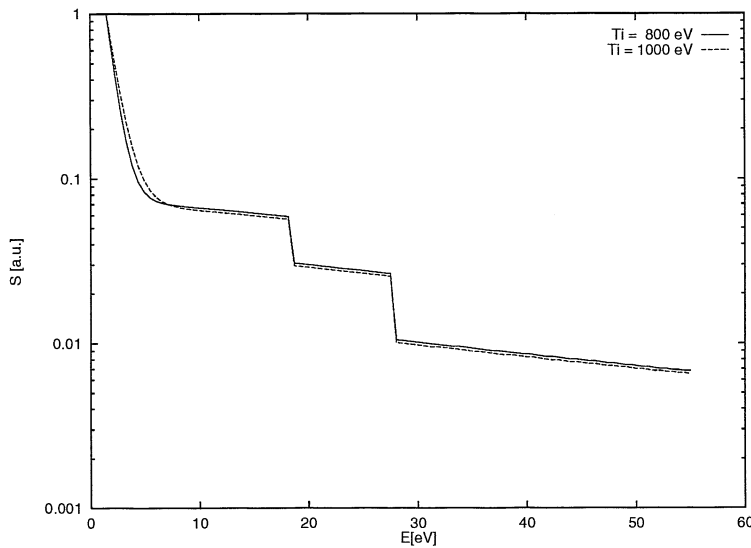


Abb. 4.8: Anpassung der Verteilung bei 1.5 keV

Obwohl der Einfluß der Iontemperatur auf die Ionenenergiespektren ebenfalls vernachlässigbar ist, muß bei der Anpassung der experimentellen und numerisch ermittelten Spektren die Iontemperatur berücksichtigt werden und in beiden Spektren etwa gleich groß sein. Eine falsche Iontemperatur führt zu einer falschen thermischen Verteilung und so zu einer fehlerhaften Anpassung.

Abbildung 4.7 zeigt die gleiche Fokker-Planck-Verteilung einmal bei $T_i = 800$ eV und einmal bei $T_i = 1000$ eV. Die Anpassung der Spektren wurde links bei 500 eV und rechts bei 4 keV gemacht. In beiden Fällen unterscheiden sich die Spektren deutlich voneinander, obwohl es sich bis auf die thermische Verteilung um identische Spektren handelt.

Wählt man die Energie, bei der man die Spektren aneinander anpaßt, geschickter, dann kann man auch bei differierender Iontemperatur Übereinstimmung erreichen. Paßt man die beiden Spektren bei 1500 eV aneinander an, erreicht man nahezu perfekte Überein-

stimmung (Abb. 4.8).

4.3.7 Spektren

Um die experimentellen Daten der CX-Diagnostik mit den Ergebnissen der NRFPS-Rechnungen vergleichen zu können, müssen die Spektren nicht nur aneinander angepaßt werden, sondern es muß auch die Rechnung für die experimentelle Einstellung gemacht werden. Dies setzt voraus, daß der Pitchwinkel, unter dem die CX-Diagnostik mißt, genau bekannt ist und die Pitchwinkelstreuung ausreichend gut berechnet werden kann. Da die Pitchwinkelstreuung von der Verunreinigungsdichte abhängt, die nicht sehr genau bekannt ist, sind Vergleiche mit den Spektren nicht sehr zuverlässig.

Ebenfalls sind die Flüsse der CX-Diagnostik Meßfehlern unterworfen, die auf einer logarithmischen Skala nicht so auffallen, aber bei einem direkten Vergleich wichtig sind.

4.3.8 Deuteronendichte

Der Fehler in der Deuteronendichte ergibt sich aus den Fehlern der Elektronendichte, von Z-Effektiv, dem H/D-Verhältnis und der Annahme für die Anteile der Verunreinigungen im Plasma.

H/D-Verhältnis

Das H/D-Verhältnis wird mit der CX-Diagnostik bestimmt. Innerhalb einer Entladung ist das H/D-Verhältnis großen Schwankungen unterworfen. Dies läßt keine allzu genaue Angabe des H/D-Verhältnisses zu. Es dürfte ungefähr um eine Dezimalstelle unsicher sein. Wie Abbildung 4.9 zeigt, haben selbst drastische Änderungen im H/D-Verhältnis keinen dramatischen Einfluß auf die Neutronenrate.

Z-Effektiv

Die Z-Effektiv Messung nimmt Einfluß auf die Deuteronendichte. Der Wert für Z-Effektiv geht in die Rechnungen mit dem Relaxationszeitmodell ein. Abbildung 4.10 zeigt die Neutronenraten für $Z_{eff} = 1.0$, $Z_{eff} = 2.0$ und $Z_{eff} = 4.0$. Bei den Fokker-Planck-Rechnungen wird die Pitchwinkelstreuung von Z-Effektiv beeinflusst. Ein Fehler in Z-Effektiv beeinflusst deshalb nicht nur die Neutronenrate, sondern auch die Form der Verteilung. Für die NRFPS-Rechnungen wurde $Z_{eff} = 1$ gewählt, was in etwa dem Z-Effektiv im Plasmazentrum entspricht.

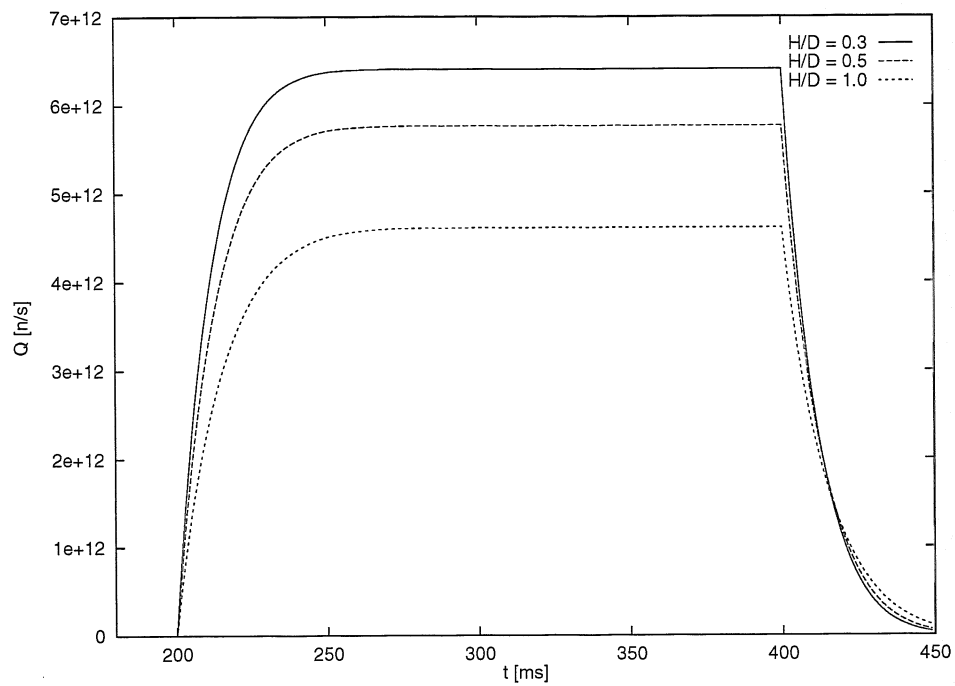


Abb. 4.9: Einfluß des H/D-Verhältnisses auf die Neutronenrate

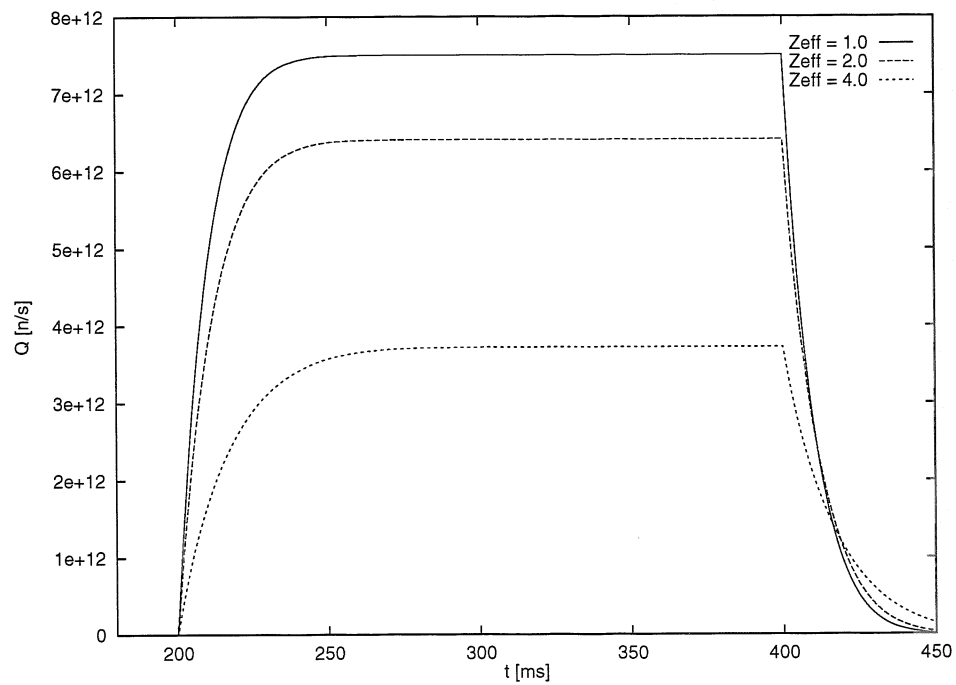


Abb. 4.10: Neutronenrate für drei verschiedene Z-Effektiv Werte

4.3.9 Profile

In der numerischen Rechnung werden die Profile korrekt berücksichtigt. Das Z-Effektiv- und Neutralteilchendepositionsprofil sind jedoch nicht in ausreichender Genauigkeit bekannt. Während das Z-Effektiv-Profil nicht sehr kritisch in die Rechnung eingeht, wirken sich Änderungen in der Form des Neutralteilchendepositionsprofils auf die Neutronenrate aus.

4.3.10 Experimentelle Fehlerquellen

Nicht nur die Eingangsdaten, sondern auch die experimentellen Werte sind Meßfehlern unterworfen. Die Werte der Neutronen-Zähler sind recht zuverlässig. Die Werte der CX-Diagnostik weisen Meßfehler von etwa 30 % auf.

4.3.11 Anstieg der Neutronenrate

Der Erstanstieg der Neutronenrate ist nicht leicht auszuwerten. Die zeitliche Auflösung ist sehr eingeschränkt. Durch die kleinen Zählraten beim Anstieg ist der Meßfehler etwa zu 30-50 % abzuschätzen.

4.3.12 Plateauneutronenrate

Änderungen von Plasmaparametern während der Entladung können auch die Neutronenrate beeinflussen, was jedoch auch in anderen globalen Parametern zu erkennen ist.

Es ist zu beachten, daß die Auswertung der Neutronenrate nur bei stationären Entladungen gemacht werden kann. Für Entladungsserien zur Bestimmung des Ionenenergiespektrums mit der CX-Diagnostik ist eine Reihe identischer Entladungen notwendig.

4.3.13 Beam-Beam Anteil

Das Relaxationszeitmodell berücksichtigt nur Beam-Target-Reaktionen. Die Neutronen aus dem Beam-Beam-Anteil werden in diesem Modell nicht berücksichtigt. NRFPS-Rechnungen zeigen, daß in der Beam-Beam-Wechselwirkung je nach Entladung ein signifikanter Anteil an Neutronen (bis zu 20 %) produziert wird.

4.3.14 Zusammenfassung

Mit den vorgestellten numerischen Methoden kann das Einschlußverhalten der Ionen genauer untersucht werden. Die diskutierten Probleme addieren sich zu einer Unsicherheit in der Neutronenrate von etwa 50 %.

Kapitel 5

Ergebnis

5.1 Einfache Auswertung

Um einen Überblick über die Entladungen der sechs Experimenttage zu bekommen, haben wir die Neutronenrate mit dem Relaxationszeitmodell analysiert. Das Elektronentemperatur- und -dichteprofil wurde aus der Thomsonstreuung genommen und über den Entladungsverlauf nicht verändert. Für alle Entladungen, für die Thomsondaten verfügbar waren, konnte so eine Rechnung für den Verlauf der Neutronenrate gemacht werden (vgl. Anhang A).

Bei der Auswertung der Neutronenraten mit dem Relaxationszeitmodell lassen sich die Entladungen in drei Klassen einteilen.

- 1 Entladungen, bei denen Neutronenrate aus der Rechnung mit dem Relaxationszeitmodell und experimentelle Neutronenrate übereinstimmen (Abb. 5.1).
- 1a Entladungen, die am Anfang steil ansteigen, dann aber nicht die Plateauneutronenrate erreichen, die man nach der aus dem Anstieg errechneten deponierten Teilchenzahl erwartet (Abb. 5.2).
- 2 Entladungen bei denen die Neutronenrate vorübergehend hinter der Rechnung zurück bleibt, dann aber das Plateau mit der aus dem Anstieg berechneten deponierten Leistung erreichen (Abb. 5.4).

Eine Liste der Entladungen zu den einzelnen Typen ist in den Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3 zu sehen.

5.1.1 Entladungstyp 1

In Abbildung 5.1 ist die Neutronenrate des NE213-Zählers für die Entladung 42883 im Vergleich mit der Rechnung mit dem Relaxationszeitmodell dargestellt. Die deponierte

Leistung ist so angepaßt, daß die experimentelle Plateauneutronenrate reproduziert wird. Bei Entladungen vom Typ 1 stimmt der Verlauf der experimentellen Neutronenrate über die gesamte Entladung mit der numerisch bestimmten Neutronenrate überein.

Alle dargestellten experimentellen Neutronenraten sind dem NE213-Zähler entnommen und wurden zum besseren Vergleich mit 1 ms geglättet.

5.1.2 Entladungstyp 1a

Die Abbildungen 5.2 und 5.3 zeigen die Neutronenrate einer Entladung vom Typ 1a. Bei Abbildung 5.2 ist die Neutronenrate im Anstieg angepaßt. Man sieht, daß die gerechnete Plateauneutronenrate etwa doppelt so hoch ist wie die im Experiment beobachtete.

Paßt man die deponierte Leistung so an, daß experimentelle und numerische Neutronenrate im Plateau übereinstimmen (Abb. 5.3), ist der Unterschied nicht mehr so deutlich zu sehen. Im Anstieg stimmen der experimentelle und der gerechnete Verlauf jedoch nicht mehr überein.

Entladungen dieses Typs zeigten sich bei einem ECRH-Leistungsscan. Vier der Entladungen (42849-52) wurden mit vier verschiedenen ECRH-Leistungen (Tab. 5.2) gemacht und haben so verschiedene Elektronentemperaturen, sonst aber gleiche Parameter.

5.1.3 Entladungstyp 2

Bei Entladungstyp 2 steigt die Neutronenrate beim Einschalten der Neutralteilcheninjektion mit dem berechneten Verlauf an. Kurz nach dem Einschaltzeitpunkt jedoch steigt die Neutronenrate wesentlich langsamer an. Diese Störung hört nach etwa der Stixschen Relaxationszeit wieder auf und die Entladung erreicht das Plateau, das mit der aus dem Anstieg berechneten deponierten Teilchenzahl berechnet wird.

In der Experimentkampagne im Frühjahr 1999 haben sich Entladungen gezeigt, die ähnlich zu Typ 2 sind. Die Verzögerung des Anstiegs ist aber nur von kurzer Dauer und die Entladung erholt sich noch vor Erreichen der stationären Phase. Beispielrechnungen zeigen, daß dieses durch Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit der Elektronentemperatur zu erklären ist. Abbildung 5.5 zeigt unten den Verlauf der zentralen Elektronentemperatur und oben die mit dem Relaxationszeitmodell berechnete Neutronenrate im Vergleich mit den experimentellen Daten.

Vergleicht man die Rechnung nicht mit dem Signal des NE213-Zählers, sondern mit der geglätteten Neutronenrate des BF3-Zählers (Abb. 5.6), erhält man eine überzeugende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Der Klarheit wegen sei hier erwähnt, daß im allgemeinen keine wesentlichen Unterschiede zwischen den Neutronenraten des BF3-Zählers und denen des NE213-Zählers bestehen (vgl. Anhang B). Wegen der größeren Zeitaufösung wurden deshalb die Daten des NE213-Zählers verwendet.

5.1.4 Ergebnis

Die Ergebnisse der schnellen Auswertung mit dem Relaxationszeitmodell zeigen, daß auch mit einer einfachen numerischen Methode, die nur eindimensional rechnet, eine recht genaue Modellierung des Plasmas gemacht werden kann.

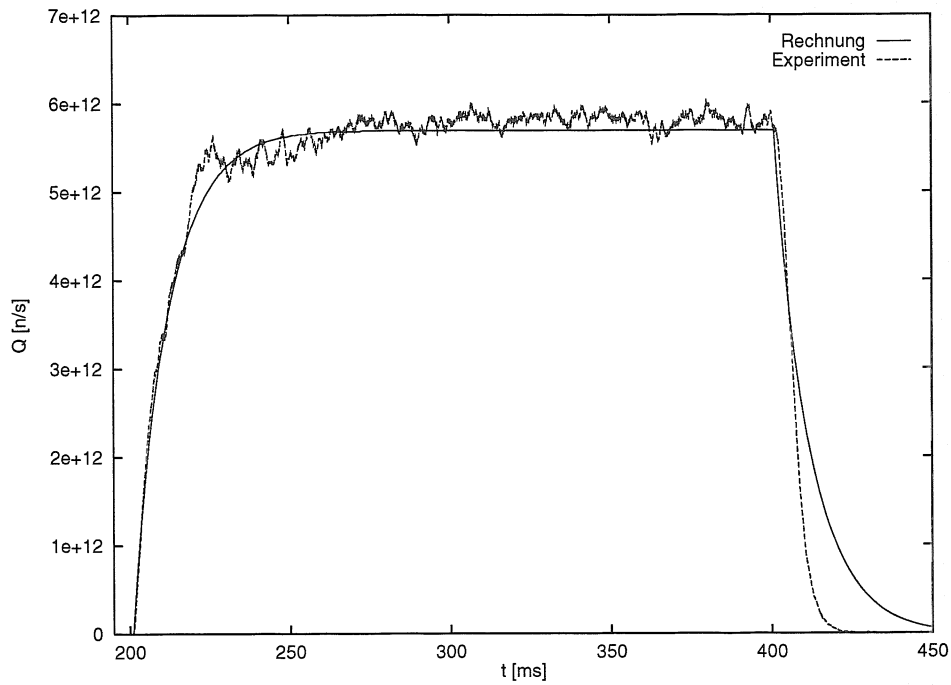


Abb. 5.1: 42883 Experimentelle und numerische Neutronenrate im Vergleich; Anpassung im Plateau

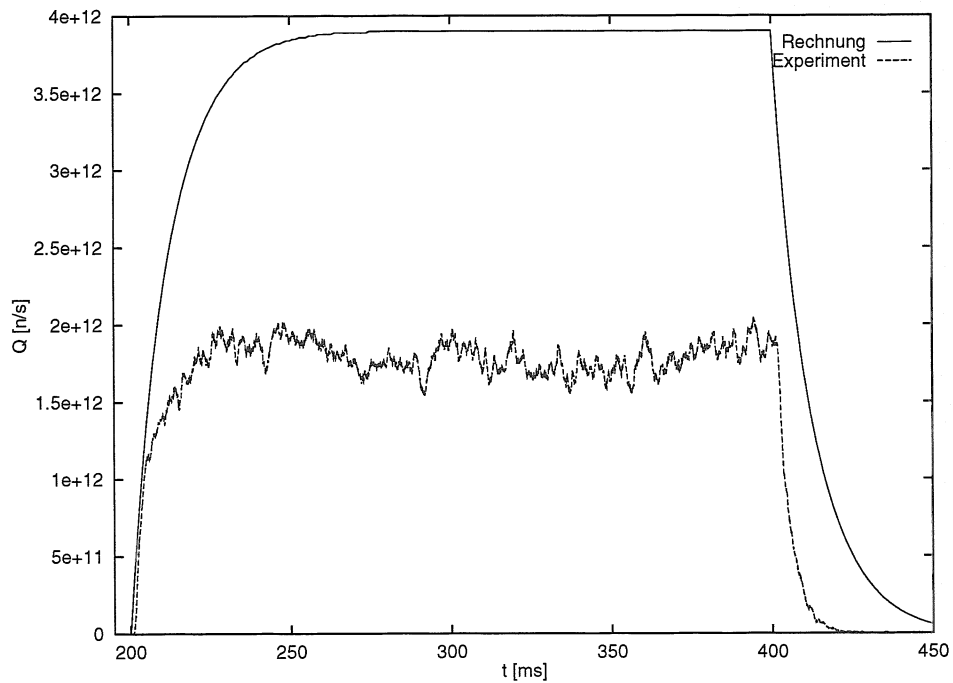


Abb. 5.2: 42851 Experimentelle und numerische Neutronenrate im Vergleich; Anpassung an den Anstieg

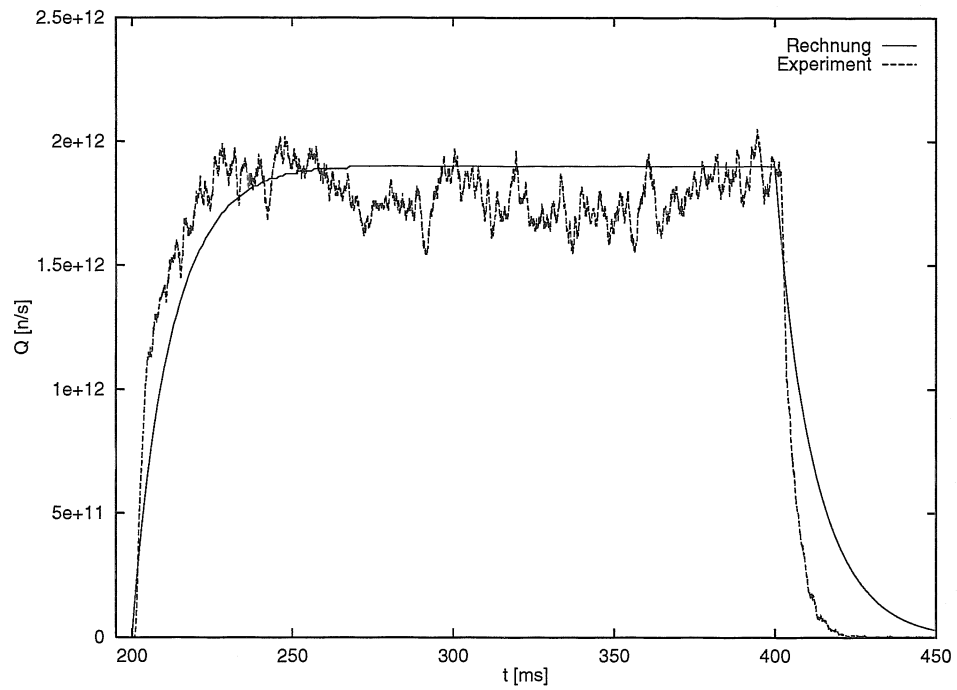


Abb. 5.3: 42851 Experimentelle und numerische Neutronenrate im Vergleich; Anpassung im Plateau

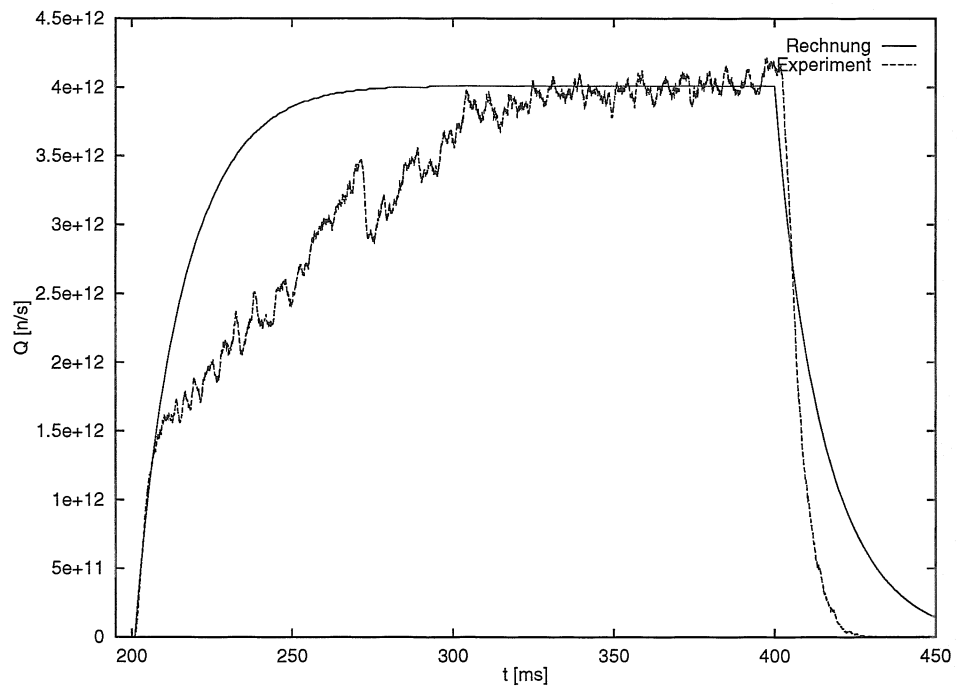


Abb. 5.4: 42870 Experimentelle und numerische Neutronenrate im Vergleich; Anpassung im Plateau

Entladung	$n_e[10^{19}\text{m}^{-3}]$	$T_e[\text{eV}]$	$P[\text{kW}]$	H/D
42844	4.06	2580	321	0.2
42846	4.34	2694	315	0.2
42853	3.97	990	150	0.2
42856	5.53	1850	245	0.2
42858	4.99	1994	354	0.2
42860	3.86	2190	170	0.3
42864	5.29	2211	315	0.2
42877	3.63	1475	190	0.2
42883	5.13	2248	322	0.2
42884	5.13	2352	306	0.2
42885	5.17	2238	319	0.2
42887	4.78	2236	326	0.1
42888	5.23	2297	312	0.2
42889	5.33	2307	321	0.2
42890	5.39	2347	306	0.2
42891	5.28	2284	316	0.2
42892	5.16	2086	333	0.2
42893	7.81	635	377	0.1
42894	5.61	588	328	0.2
42895	6.01	552	295	0.3
42896	5.02	566	283	0.2
42897	5.77	545	292	0.3
42898	4.87	537	305	0.2
42899	4.83	552	297	0.2
42900	4.90	559	305	0.2
42901	4.59	564	278	0.2
42902	4.27	545	298	0.2
42903	4.70	590	289	0.2
42904	4.10	548	296	0.2
42922	3.63	1773	207	0.1
42923	3.36	2289	260	0.1
42924	3.88	2685	288	0.1
42928	4.07	3019	274	0.1
42935	4.15	2319	289	0.1
42936	3.74	2806	282	0.1
42940	3.94	2426	310	0.1
42947	4.01	2391	531	0.1
43691	4.09	2081	70	0.2
43692	4.17	2020	82	0.2
43693	3.56	1452	113	0.1
46835	7.62	1757	705	0.5
46841	6.42	2018	630	0.4
46850	3.00	3601	237	0.4
46860	2.97	3102	229	0.4
46861	3.01	3005	233	0.3
46862	2.90	2735	230	0.3
46863	2.96	2666	239	0.3
46866	2.93	2666	252	0.4
46873	2.89	2703	237	0.4

Tab. 5.1: Entladungen der Klasse 1

Entladung	$n_e[10^{19}\text{m}^{-3}]$	$T_e[\text{eV}]$	$P[\text{kW}]$	H/D
42849	3.60	2135	126	0.2
42850	3.74	2263	124	0.2
42851	3.75	1645	128	0.2
42852	3.85	1275	125	0.2
42934	4.42	1979	193	0.1
42938	4.01	2759	301	0.1
42944	4.12	2237	475	0.1
42945	4.13	2507	462	0.1
42946	4.01	2526	459	0.1
43699	2.59	2372	45	0.2
43701	2.83	2700	44	0.2
43703	4.10	2624	645	0.2
46814	2.71	1670	149	0.8

Tab. 5.2: Entladungen der Klasse 1a

Entladung	$n_e[10^{19}\text{m}^{-3}]$	$T_e[\text{eV}]$	$P[\text{kW}]$	H/D
42848	3.74	2571	206	0.3
42867	4.53	2565	312	0.2
42868	4.58	2318	288	0.2
42870	3.39	1971	258	0.1
42871	3.40	2995	207	0.2
42872	3.56	2376	221	0.2
42873	3.50	2605	220	0.2
42874	3.45	2933	208	0.2
42875	3.51	2380	235	0.2
42876	3.60	2080	253	0.2
42878	3.45	2360	242	0.2
42880	3.49	2512	229	0.2
42881	3.46	2889	217	0.2
42882	3.43	2760	218	0.2

Tab. 5.3: Entladungen der Klasse 2

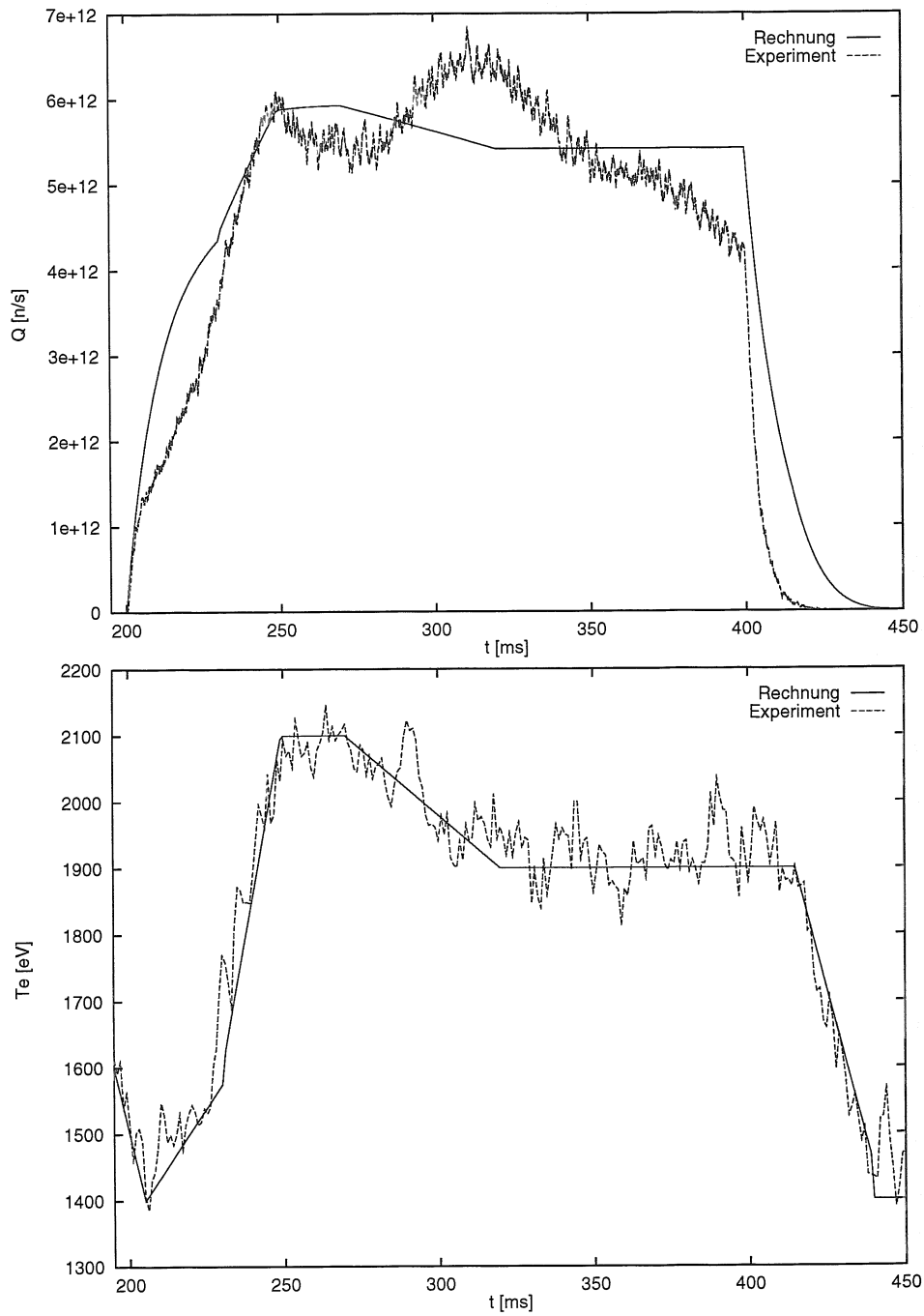


Abb. 5.5: 46848 Neutronenrate (oben) mit zeitabhängiger Elektronentemperatur (unten) im Vergleich mit experimentellen Daten

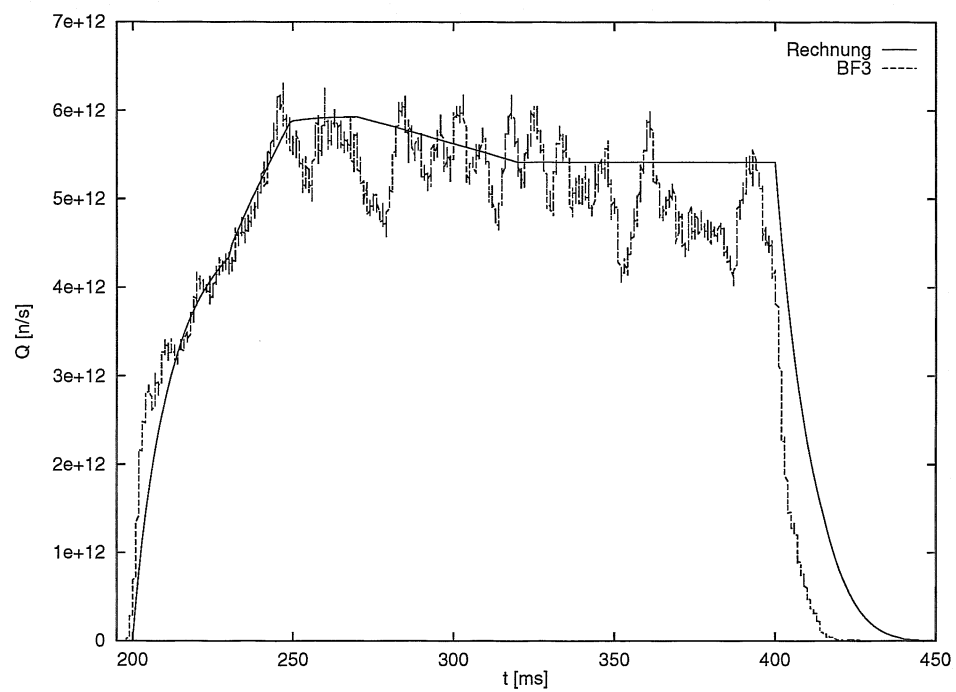


Abb. 5.6: **46848** Neutronenrate mit zeitabhängiger Elektronentemperatur im Vergleich mit der Neutronenrate aus dem BF3-Zähler

5.2 NRFPS Rechnungen

Für Entladungen, für die FAFNER-Rechnungen vorhanden sind, konnten auch NRFPS-Rechnungen gemacht werden (vgl. Tab. 5.4). Näherungen, die mit dem Relaxationszeitmodell angenommen werden mußten, z.B. die Beam-Beam-Neutronenrate und die Verteilungsfunktion, entfallen bei NRFPS-Rechnungen.

Als Eingangswert für NRFPS-Rechnungen wird das Depositionsprofil benötigt, das an W7-AS nicht zur Verfügung steht. Deshalb wird, wie bei der Rechnung mit dem Relaxationszeitmodell, die Neutronenrate der NRFPS-Rechnung im Plateau an die experimentelle Neutronenrate angepaßt werden. Die Form des Depositionsprofils wird dabei dem Birthprofil aus den FAFNER-Rechnungen entnommen. Die deponierten Leistungen, die sich daraus ergeben, sind Tabelle 5.4 zu entnehmen.

Nr.	$n_e[10^{19}\text{m}^{-3}]$	$T_e[\text{eV}]$	$P_{\text{NRFPS}}[\text{kW}]$
42851	3.75	1645	201
42870	3.39	1971	260
42873	3.50	2605	260
42883	5.13	2248	314
42890	5.39	2347	315
42897	5.77	545	254
42945	4.13	2507	381

Tab. 5.4: Mit NRFPS gerechnete Entladungen

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen einen Vergleich der mit FAFNER und NRFPS berechneten Heizprofile. Abbildung 5.9 zeigt eine Entladung vom Typ 1, die mit der NRFPS-Rechnung ebenso gute Übereinstimmung zeigt, wie die Rechnung mit dem Relaxationszeitmodell.

Bei Entladungen vom Typ 1a erzielt man mit einer NRFPS-Rechnung eine bessere Übereinstimmung mit den Neutronenraten (Abb. 5.10). Beispielrechnungen zeigen, daß das Anstiegsverhalten des Relaxationszeitmodells etwas zu flach ist. Weshalb die Abweichung des Relaxationszeitmodells bei Typ 1a besonders deutlich ist. Die NRFPS-Rechnung dagegen zeigt eine zufriedenstellende, aber keine perfekte Übereinstimmung.

Wie in Abschnitt 4.3.5 dargestellt, kann der Verlauf der Neutronenrate mit einer Variation der Elektronendichte reproduziert werden. Unsicherheiten in den Eingangsdaten erklären möglicherweise das Auftreten von Entladungstyp 1a.

Wie in Abbildung 5.11 zu sehen ist, kann auch mit der NRFPS-Rechnung keine Entladung vom Typ 2 modelliert werden. Die transienten Phänomene lassen sich auch mit diesen Rechnungen nicht beschreiben, da sie sich qualitativ von den Vorhersagen des klassischen Slowing-Downs unterscheiden.

Die nach den NRFPS-Rechnungen verbleibenden Diskrepanzen können möglicherweise durch Verluste erklärt werden, die durch Plasmaaktivität verursacht sind (vgl. 5.5). Die

Experimente zeigen, daß der Einschluß nur vorübergehend verschlechtert ist, die Teilchendeponation und die Neutronenrate aber nach dem Anstieg wieder in Ordnung sind.

5.3 Spektren

Für die Entladungen, für die NRFPS-Rechnungen gemacht werden konnten, wurde ein Vergleich mit den CX-Spektren gemacht. Da pro Entladung maximal 10 Werte in einem beschränkten Energiebereich aufgenommen werden können, sind mehrere Entladungen zu einer Serie zusammengefaßt.

Abbildung 5.12 zeigt das CX-Spektrum der Entladungsserie 42883-90 (Typ 1) im Vergleich mit einer NRFPS-Rechnung. Zwischen den NRFPS-Rechnungen und den experimentell bestimmten Spektren sind keine wesentlichen Unterschiede zu erkennen. Das Loch im Spektrum zwischen 5 und 10 keV ist ein geometrischer Effekt der CX-Diagnostik, der in der Rechnung nicht erfaßt wird und auch für den Vergleich keine Bedeutung hat.

Abbildung 5.13 zeigt das Ionenenergiespektrum der Entladungsserie 42870-82. Auch ist die Übereinstimmung zwischen den Meßwerten der CX-Diagnostik und der NRFPS-Rechnung sehr gut. Das Ionenenergiespektrum wurde zu zwei verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen, einmal bei 244 ms, d.h. im Anstieg, und einmal bei 344 ms, d.h. im Plateau. Ein Unterschied zwischen den Entladungszeitpunkten 244 ms und 343 ms kann in den CX-Spektren nicht festgestellt werden. Verluste in der Ionenenergieverteilung, die den verzögerten Anstieg verursachen, können mit der CX-Diagnostik nicht erfaßt werden.

5.4 Deposition

Die deponierte Teilchendichte bzw. deponierte Leistung kann mit einer Anpassung der zeitabhängigen Rechnung an die experimentellen Neutronenraten bestimmt werden. Diagramm 5.14 zeigt das Verhältnis der aus der Plateauneutronenrate bestimmten deponierten Leistung zur injizierten Leistung in Abhängigkeit von der zentralen Elektronendichte.

Mit sinkender Elektronendichte nimmt die Effizienz der Leistungdeposition der Neutralteilcheninjektion ab. Diese Abhängigkeit von der Dichte ist in Einklang mit den Ergebnissen der FAFNER-Rechnungen von F.-P. Penningsfeld. Die aus den Neutronenraten bestimmte Effizienz liegt zwischen der Effizienz der Ostquellen und der Effizienz der Westquellen. Die Effizienz der Westquellen ist geringer, da die Injektion gegen die Magentfeldrichtung gerichtet ist (Counter-Injektion) und deshalb die First-Orbit Verluste höher sind.

Im Dichtebereich um $4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ist die aus der Neutronenrate bestimmte Effizienz der Injektion systematisch niedriger als die FAFNER-Rechnung vorhersagt. Trägt man die Ergebnisse von N. Rust [20] gegen die zentrale Elektronendichte auf, erkennt man, daß die beobachteten Diskrepanzen sich im selben Dichtebereich konzentrieren (Abb. 5.15). Eine Abhängigkeit der Diskrepanzen von der Energierelaxationszeit kann nicht bestätigt werden. Vielmehr wird die deponierte Leistung der Neutralteilchenheizung bei niedrigen Plasmadichten unterschätzt.

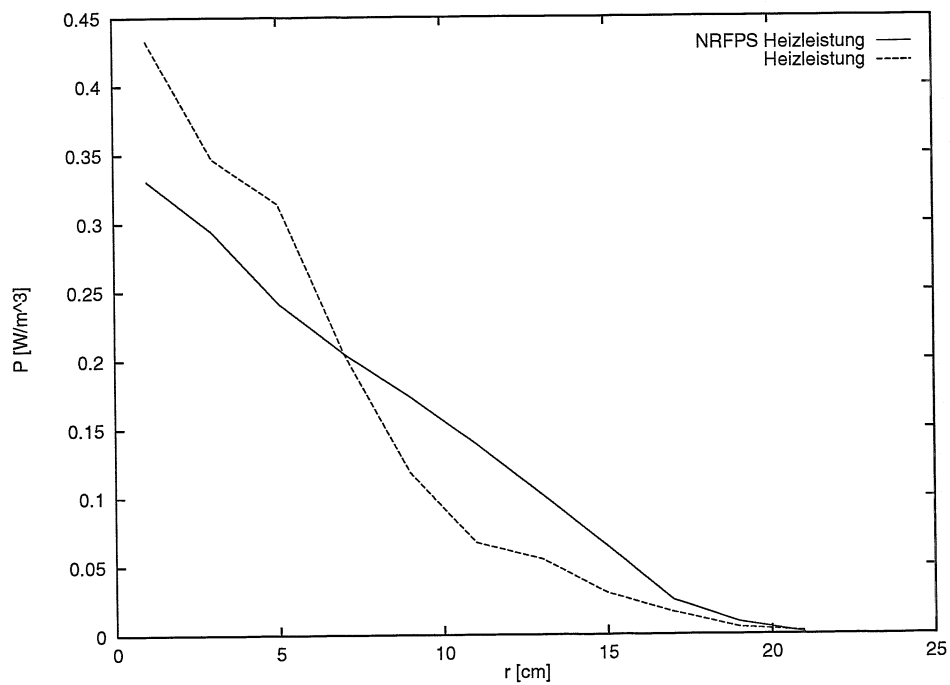


Abb. 5.7: 42870 Heizprofile aus FAFNER und NRFPS im Vergleich

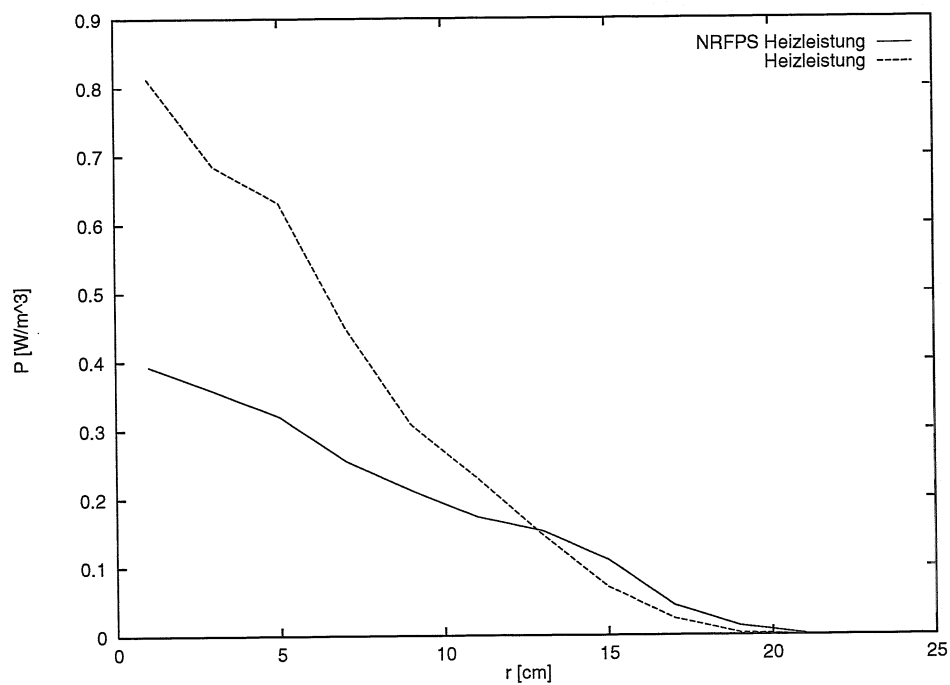


Abb. 5.8: 42883 Heizprofile aus FAFNER und NRFPS im Vergleich

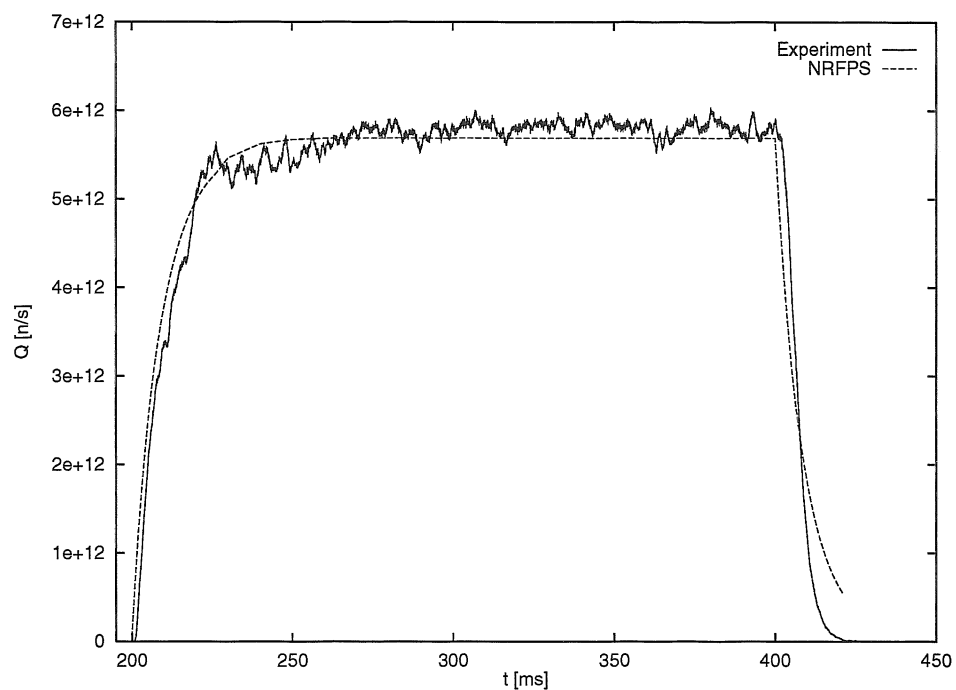


Abb. 5.9: 42883 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen; Anpassung im Plateau

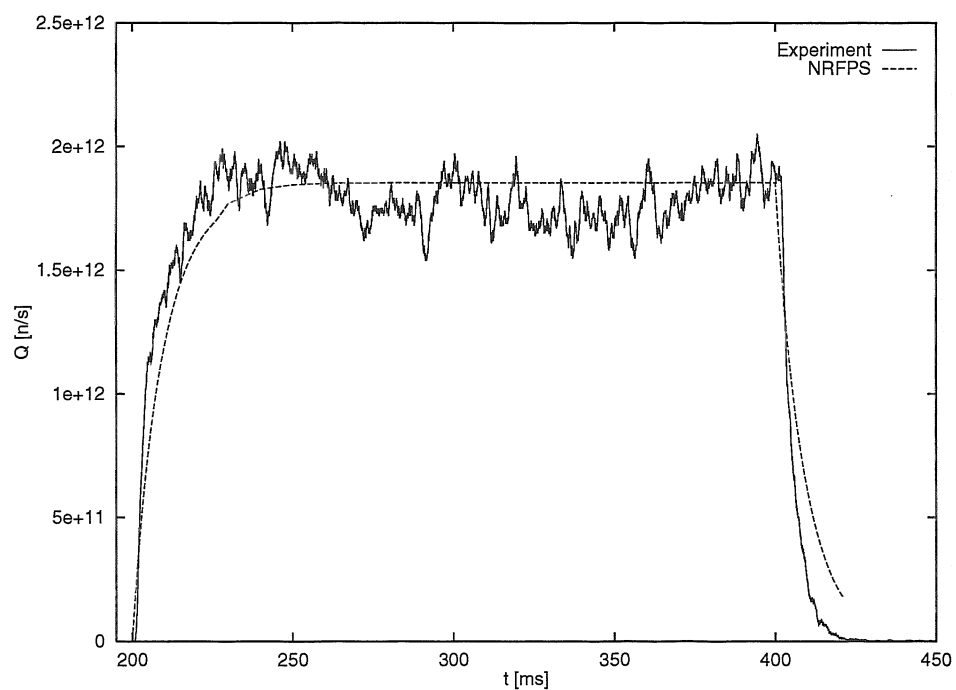


Abb. 5.10: 42851 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen; Anpassung im Plateau

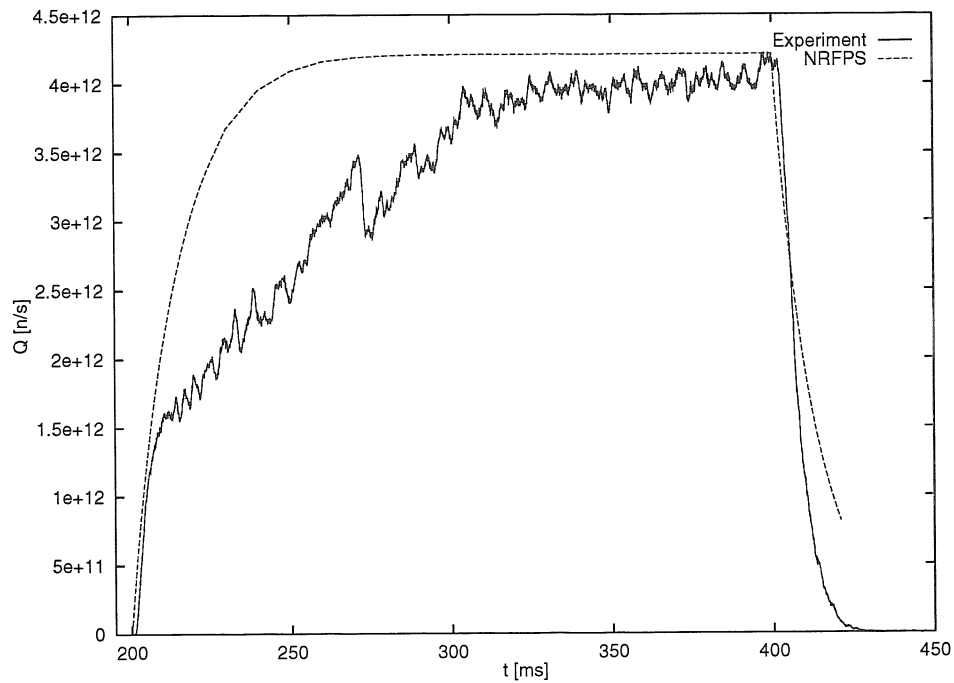


Abb. 5.11: 42870 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen; Anpassung im Plateau

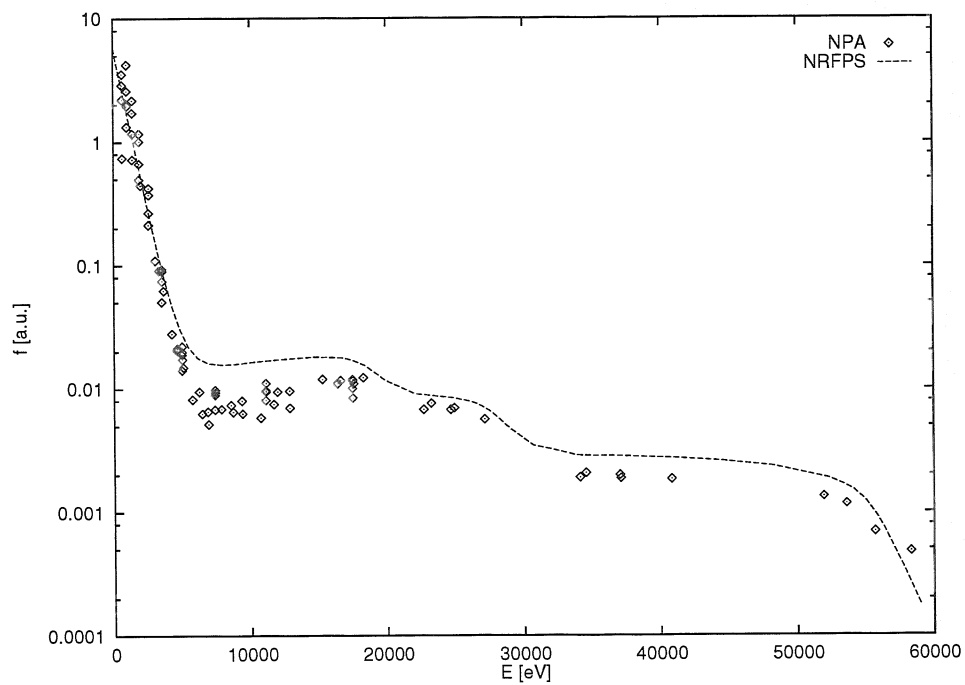


Abb. 5.12: 42883 Experimentelle Ionenenergiespektren im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen

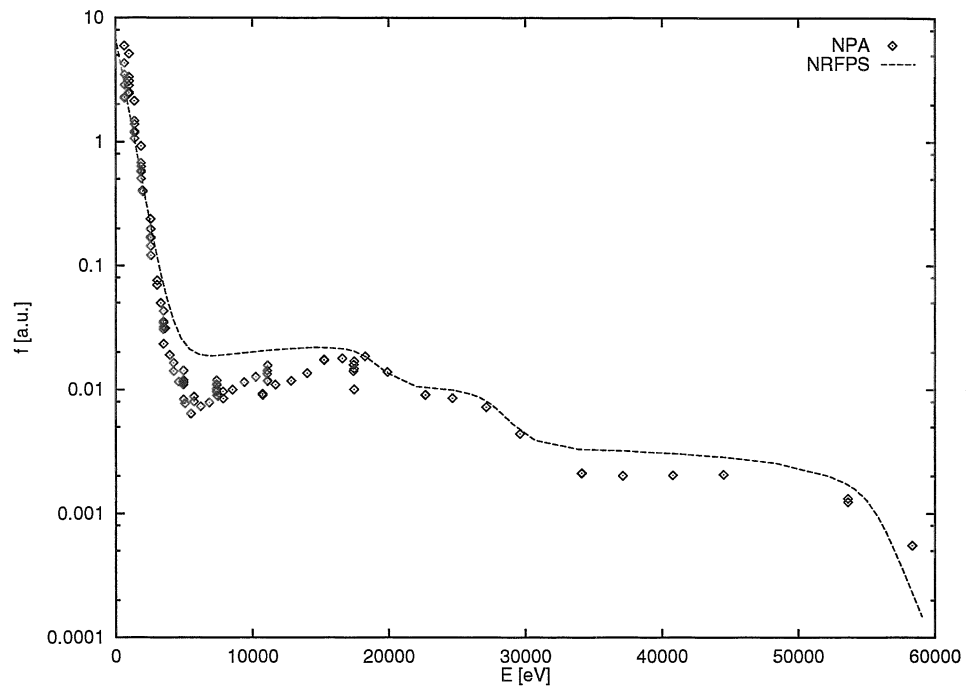


Abb. 5.13: 42870 Experimentelle Ionenenergiespektren im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen

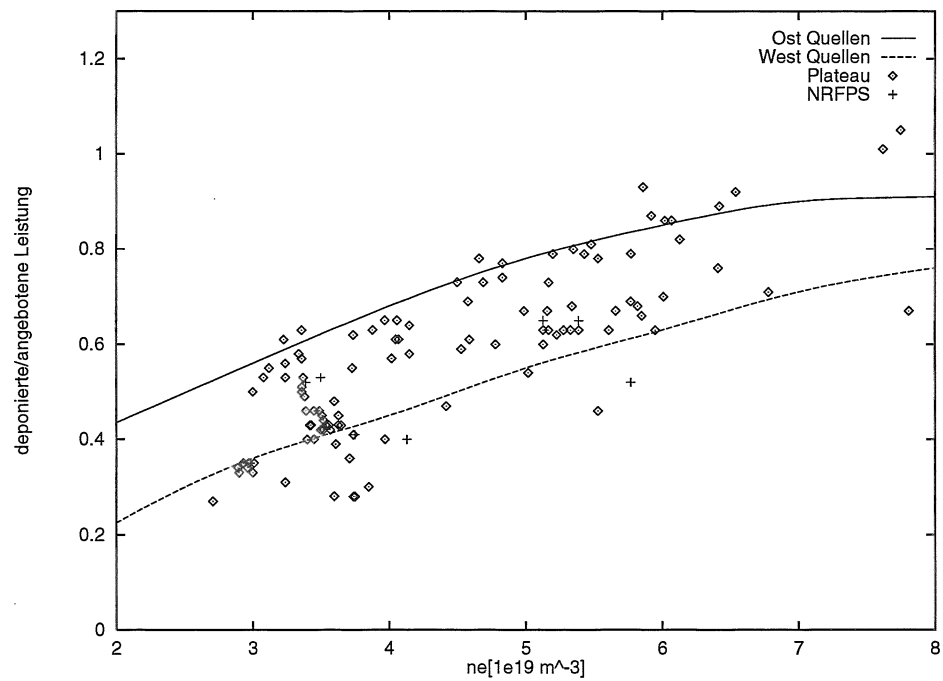


Abb. 5.14: Verhältnis der deponierten Leistung aus dem Plateau der Neutronenrate und aus NRFPS zur injizierten Leistung gegen die zentrale Elektronendichte aufgetragen; die Kurven stellen die Heizeffizienz der Ost- bzw Westinjektoren der Neutralteilchenheizung dar

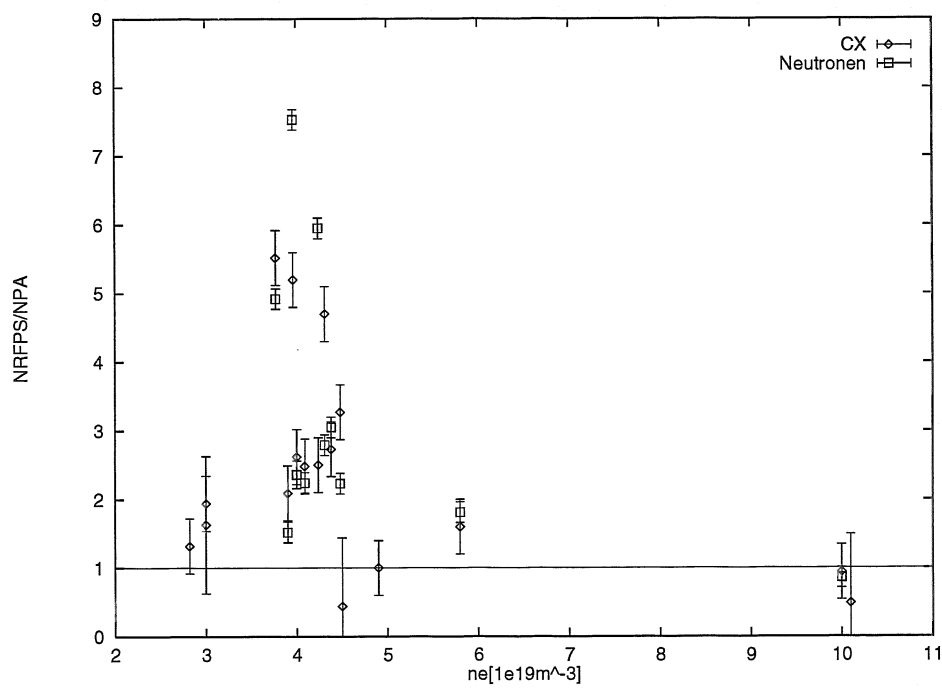


Abb. 5.15: Verhältnis der schnellen Teilchen aus CX-Analyse bzw. Neutronenrate zu NRFPS-Rechnungen aufgetragen gegen die zentrale Elektronendichte; Meßergebnisse aus [20] Anhang A

5.5 Modenaktivität

Die Neutronenrate ist in einigen Fällen von burstartiger Struktur, die mit Signalen der Mirnovspulen korreliert ist. Dies deutet auf eine Korrelation der Neutronenproduktion mit Aktivität im Plasma hin.

Abbildung 5.16 zeigt im unteren Teil die Neutronenrate und im oberen Teil das Spektrum der Mirnovspule für eine Entladung vom Typ 2. Helle Bereiche im Mirnov-Signal bedeuten stärkere Aktivität. Von unten nach oben ist die Frequenz aufgetragen. Am unteren Rand ist die Kurve für die Gesamtleistung aufgetragen. Einbrüche in der Neutronenrate korrelieren mit hellen, über einen größeren Frequenzbereich verschmierten Flecken und mit Maximas in der Gesamtleistung des Mirnovsignals. Die Aktivität ist über den Zeitraum des verzögerten Anstiegs stärker und beruhigt sich, wenn das Neutronensignal das Plateau erreicht. Dies deutet darauf hin, daß die verzögerten Anstiege von Verlusten durch Modenaktivität hervorgerufen werden.

Wie Abbildung 5.17 zu entnehmen ist, zeigen Entladungen vom Typ 1 diese Aktivität in den Mirnov-Signalen nicht.

Bei den Entladungen vom Typ 1a (Abb. 5.18) wird zwar auch eine stärkere Aktivität beobachtet als bei Typ 1, aber es lassen sich keine Korrelationen mit dem Neutronensignal herstellen. Auch sind die hellen Flecke stärkerer Aktivität nicht so weit über die Frequenz verschmiert, wie es bei den Entladungen vom Typ 2 der Fall ist.

Aktivität dieser Art zeigt sich nicht nur im Anstieg der Neutronenrate, sondern kann auch im Plateau beobachtet werden. Abbildung 5.19 zeigt die Neutronenrate für eine Entladung bei der die Aktivität erst im Plateau auftritt.

5.6 Ergebnis

Bei den meisten Entladungen erreicht die numerische Rechnung Übereinstimmung mit den experimentellen Neutronenraten und Spektren. Anstieg und Abfall der gemessenen Neutronenrate zeigen im Rahmen der Unsicherheiten, ebenso wie die Verteilungsfunktion, keine wesentlichen Abweichungen von den Rechnungen.

Entladungen vom Typ 1a können mit der NRFPS-Rechnung deutlich besser beschrieben werden als mit dem Relaxationszeitmodell. In Kapitel 4 besprochene Einflüsse von Plasmametern, z.B. der Elektronendichte (vgl. 4.3.5), können letzte verbleibende Diskrepanzen erklären.

Sowohl das Relaxationszeitmodell als auch die NRFPS-Rechnung beschreiben das Plasma in einem eindimensionalen Modell. Die Übereinstimmung zwischen numerischen und experimentellen Daten zeigt, daß die dreidimensionale Plasmageometrie des Stellarators für die Modellierung der Neutronenrate offensichtlich keine entscheidende Rolle spielt.

In vielen Entladungen sind Störungen zu beobachten, die aber nicht mit einer erkennbaren Degradation des Einschlusses einhergehen. In der Regel zeigen sich nur Oszillationen der Neutronenrate oder burstartige Ereignisse.

Einige Entladungen zeigen im Anstieg Abweichungen von den Rechnungen, die mit Modenaktivität korrelieren. Diese Zusammenhänge werden mit numerischen Rechnungen und neuen diagnostischen Möglichkeiten genauer untersucht.

Die aus der Neutronenrate bestimmte deponierte Leistung stimmt mit FAFNER-Rechnungen zur Effizienz der Neutralteilchenquellen überein. Obwohl für die Messungen ausschließlich Co-Injektion verwendet wurde, liegt die aus der Neutronenrate bestimmte Effizienz systematisch zwischen der berechneten Effizienz der Co- und Counterquellen.

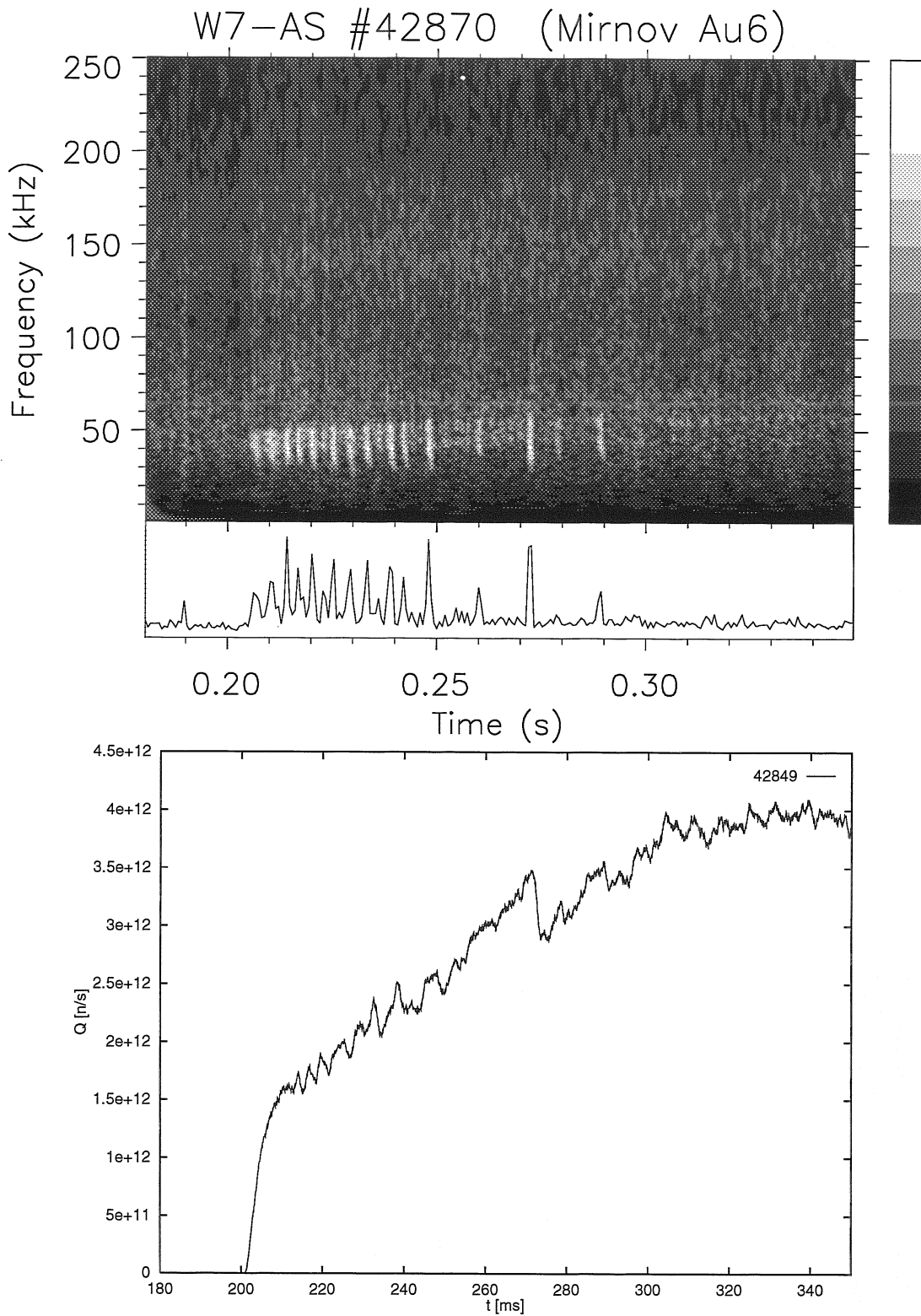


Abb. 5.16: 42870 Modenaktivität (oben) und Neutronenrate (unten)

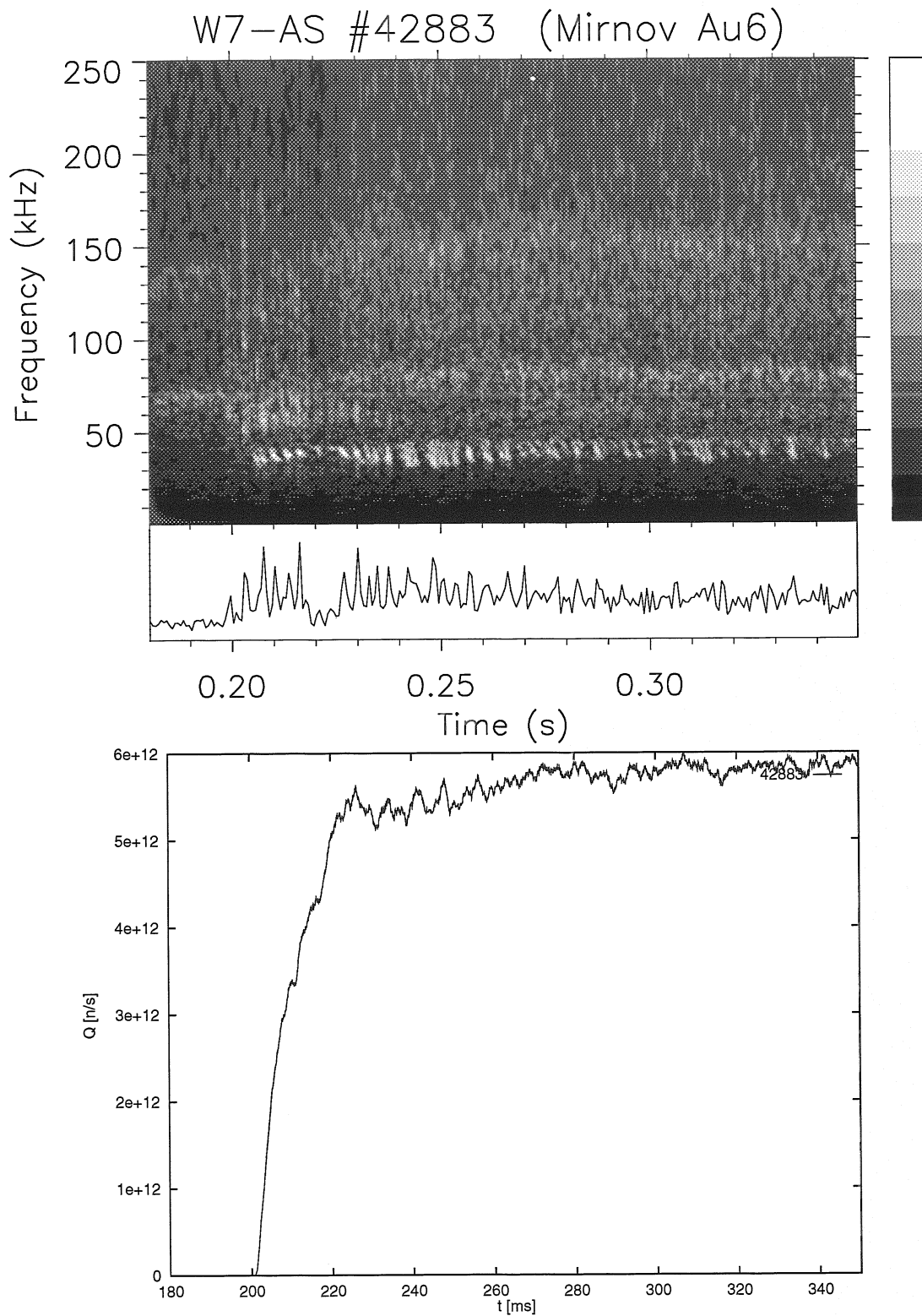


Abb. 5.17: 42883 Modenaktivität (oben) und Neutronenrate (unten)

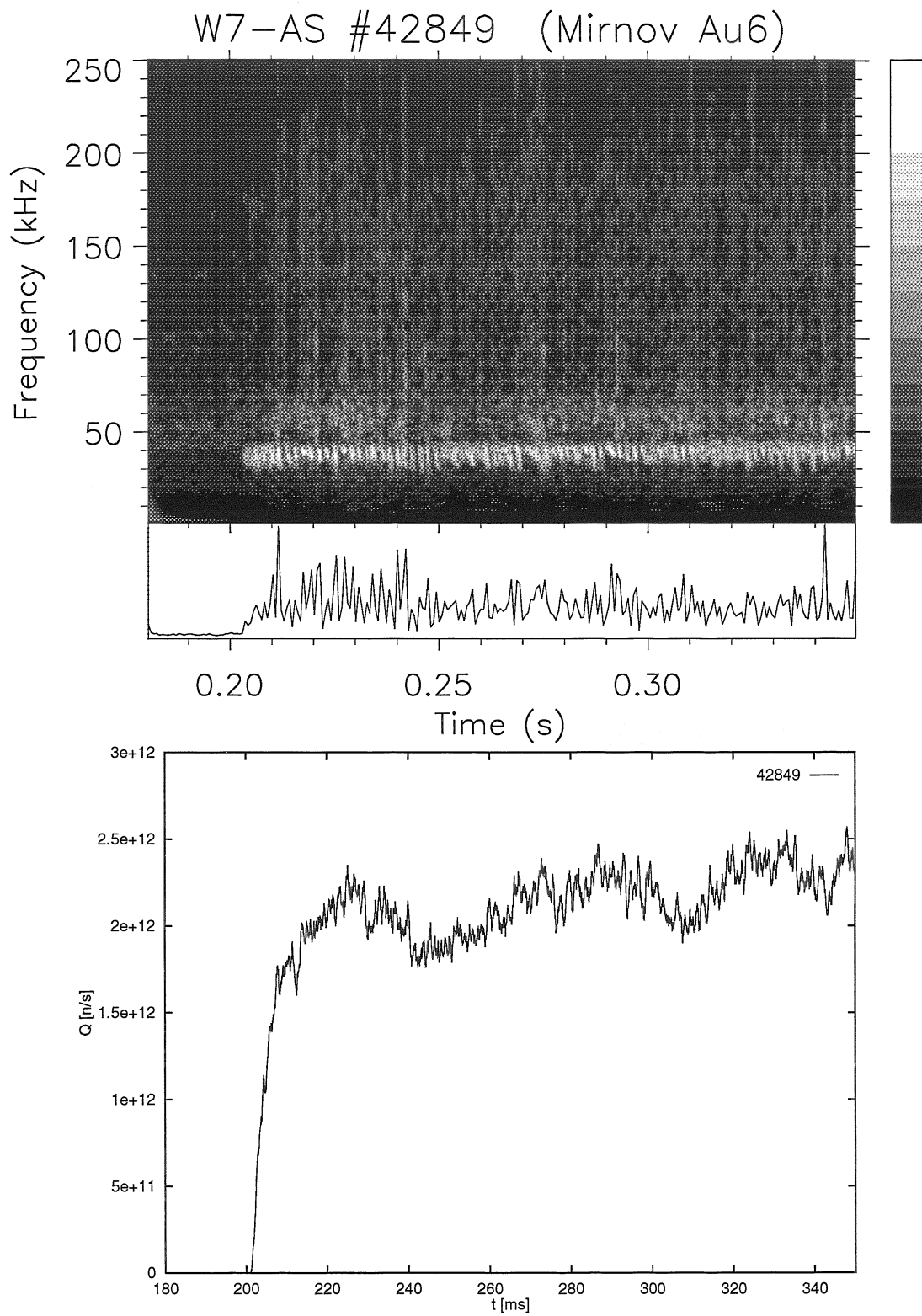


Abb. 5.18: 42849 Modenaktivität (oben) und Neutronenrate (unten)

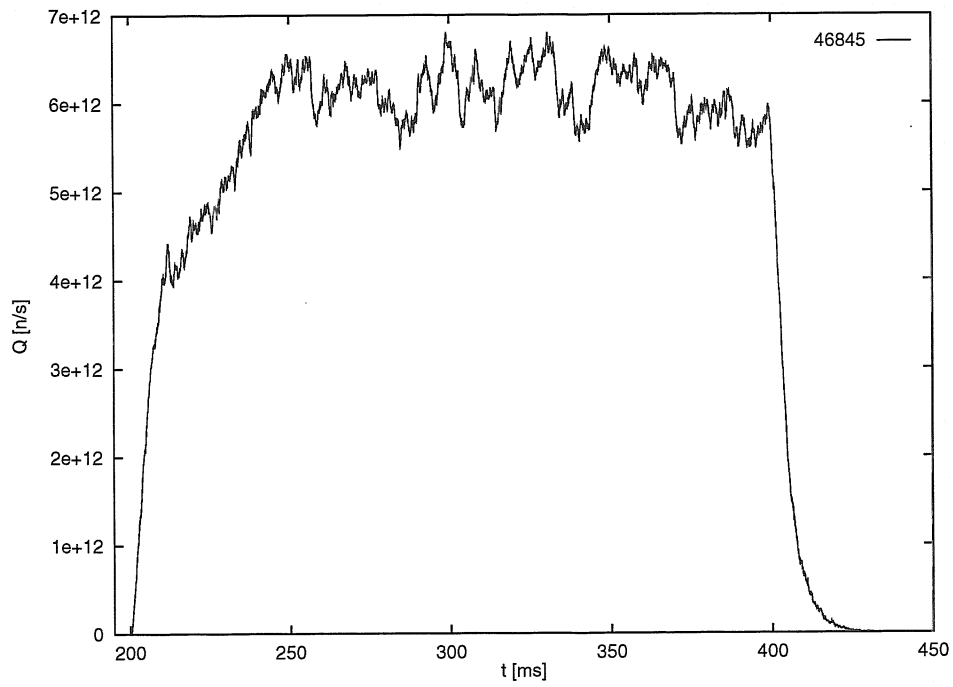


Abb. 5.19: 46845 Neutronenrate

Kapitel 6

Zusammenfassung

Vorangegangene Arbeiten ließen Zweifel aufkommen, daß in helikalen Systemen im Gegensatz zu axialsymmetrischen Systemen, das Slowing-Down der Ionen bei Neutralteilcheninjektion der klassischen Theorie folgt. In dieser Arbeit wurden detaillierte experimentelle und numerische Untersuchungen von neutralteilchengeheizten Plasmen bei niedrigen Dichten und hohen Temperaturen gemacht.

Bei allen Entladungen konnte die experimentelle Neutronenrate mit den Rechnungen unter der Annahme von klassischem Slowing-Down beschrieben werden. Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment zeigten sich bei einigen Entladungen im Anstieg der Neutronenrate.

Von den im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Entladungen konnte bei vielen die Neutronenrate schon mit dem einfachen Modell gerechnet werden. Genauere Rechnungen mit NRFPS ließen nur noch eine kleine Klasse von Entladungen übrig, die nicht über den gesamten Entladungsverlauf mit der vorhandenen Numerik beschrieben werden konnten.

Um die experimentellen Daten zu beschreiben, genügte für die numerische Berechnung die Berücksichtigung einer eindimensionalen Geometrie. Eine Modellierung in dreidimensionaler Geometrie ist trotz der Plasmageometrie des Stellarators für die Analyse der schnellen Ionenverteilung nicht zwingend notwendig.

Bei niedrigen Plasmadichten führen Verluste in der schnellen Ionenverteilung zu Einbrüchen in der Neutronenrate, die mit Modenaktivität im Plasma korreliert sind. Speziell im Anstieg der Neutronenrate führen diese Einbrüche zu Abweichungen der numerisch berechneten von der experimentell gemessenen Neutronenrate. Intensive Untersuchungen von Alfvén-Moden sind mit neuen Diagnostiken und numerischen Modellen im Gange.

Aus dem Erstanstieg oder dem Plateauwert kann die deponierte Leistung der Neutralteilchenheizung bestimmt werden. Die aus der deponierten Leistung ermittelte Effizienz der Neutralteilchenheizung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit in Übereinstimmung mit Resultaten aus FAFNER-Rechnungen. Es fällt auf, daß die aus der Neutronenrate bestimmte deponierte Leistung systematisch unterhalb der von FAFNER vorhergesagten Leistung für

die Ostquellen liegt. Aus den Ergebnissen können Verluste aus der schnellen Ionenverteilung ausgeschlossen werden.

Die Unsicherheiten in den Eingangsdaten, den Meßwerten und den Rechnungen führen zu einer Unsicherheit von etwa 50 % in den Neutronenraten und deponierten Leistungen. Im Rahmen der erreichten Genauigkeit konnten keine Abweichungen von den Rechnungen mit klassischem Slowing-Down gefunden werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Entladungen mit der klassischen Slowing-Down-Theorie zu beschreiben sind.

Anhang A

Experimentdaten

Die folgenden Tabellen enthalten die wesentlichen Daten der an den sechs Experimenttagen durchgeführten und ausgewerteten Entladungen.

Die Tabellen zeigen die laufende Nummer der Entladung, die Neutronenrate in $10^{12} \frac{1}{s}$, den Erstanstieg der Neutronenrate $10^{14} \frac{1}{s^2}$, die aus dem Erstanstieg bestimmte deponierte Leistung P_{dep} in kW, die angebotene Leistung P_{inj} in kW, die zentrale Elektronendichte n_e in $10^{19} m^{-3}$, die zentrale Elektronentemperatur T_e in eV, die aus dem Plateau bestimmte deponierte Leistung P_{fit} in kW und das für die Auswertung verwendete Verhältnis von Wasserstoff zu Deuterium H/D.

A.1.1 11. Februar 1998

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
42844	5.84	6.0	339	491	4.06	2580	321	0.2
42846	5.89	6.8	360	895	4.34	2694	315	0.2
42847	5.90	6.7	353	894	4.36	2745	303	0.2
42848	3.93	2.7	166	497	3.74	2571	206	0.3
42849	1.99	3.1	198	497	3.60	2135	126	0.2
42850	1.95	3.4	209	497	3.74	2263	124	0.2
42851	1.62	4.2	257	495	3.75	1645	128	0.2
42852	1.26	3.8	227	500	3.85	1275	125	0.2
42853	1.21	2.8	162	497	3.97	990	150	0.2
42854	2.41	6.6	255	498	5.95	1131	268	0.2
42855	2.36	3.9	153	498	5.85	1028	277	0.2
42856	3.72	4.5	187	498	5.53	1850	245	0.2
42858	5.59	5.9	271	499	4.99	1994	354	0.2
42859	2.73	5.9	415	905	3.26	2617	141	0.2
42860	2.76	2.3	137	857	3.86	2190	170	0.3
42861	3.09	3.1	188	1472	3.78	2640	165	0.3
42862	3.16	2.9	171	1451	3.89	2418	180	0.2

42863	3.23	10.0	306	895	7.49	558	663	0.2
42864	5.05	9.8	425	891	5.29	2211	315	0.2
42865	5.07	9.6	433	1407	5.09	1788	402	0.2
42866	1.50	5.0	161	500	7.14	643	280	0.2
42867	5.32	5.5	279	498	4.53	2565	312	0.2
42868	5.35	4.8	241	393	4.58	2318	288	0.2
42869	5.54	6.3	255	498	5.66	2182	355	0.2
42870	4.21	3.0	203	499	3.39	1971	258	0.1
42871	4.23	3.0	203	495	3.40	2995	207	0.2
42872	4.21	3.2	206	494	3.56	2376	221	0.2
42873	4.18	3.8	249	493	3.50	2605	220	0.2
42874	4.09	3.0	200	497	3.45	2933	208	0.2
42875	4.18	3.0	196	496	3.51	2380	235	0.2
42876	4.30	3.3	210	497	3.60	2080	253	0.2
42877	2.33	3.9	247	499	3.63	1475	190	0.2
42878	4.24	3.6	239	499	3.45	2360	242	0.2
42879	2.65	2.7	177	487	3.50	2430	146	0.2
42880	4.22	3.2	210	469	3.49	2512	229	0.2
42881	4.24	2.6	172	481	3.46	2889	217	0.2
42882	4.26	2.9	194	483	3.43	2760	218	0.2
42883	5.69	5.1	228	483	5.13	2248	322	0.2
42884	5.74	5.2	233	482	5.13	2352	306	0.2
42885	5.72	5.0	222	480	5.17	2238	319	0.2
42886	5.75	5.5	236	481	5.34	2117	347	0.2
42887	5.77	5.8	278	482	4.78	2236	326	0.1
42888	5.75	5.1	224	481	5.23	2297	312	0.2
42889	5.78	6.0	258	483	5.33	2307	321	0.2
42890	5.76	5.6	238	482	5.39	2347	306	0.2
42891	5.78	5.1	222	484	5.28	2284	316	0.2
42892	5.77	5.3	236	485	5.16	2086	333	0.2
42893	1.99	5.5	162	483	7.81	635	377	0.1
42894	1.64	7.5	307	483	5.61	588	328	0.2
42895	1.37	3.8	145	484	6.01	552	295	0.3
42896	1.39	3.9	178	483	5.02	566	283	0.2
42897	1.35	3.6	143	485	5.77	545	292	0.3
42898	1.32	0.94	44	483	4.87	537	305	0.2
42899	1.26	3.1	147	415	4.83	552	297	0.2
42900	1.36	1.1	52	485	4.90	559	305	0.2
42901	1.26	4.2	210	487	4.59	564	278	0.2
42902	1.36	1.1	59	483	4.27	545	298	0.2
42903	1.33	0.96	47	484	4.70	590	289	0.2
42904	1.32	0.80	45	485	4.10	548	296	0.2

A.1.2 12. Februar 1998

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
42921	1.79	3.7	196	357	4.33	693	302	0.1
42922	2.94	4.7	297	403	3.63	1773	207	0.1
42923	4.69	4.6	314	405	3.36	2289	260	0.1
42924	5.42	5.0	296	408	3.88	2685	288	0.1
42925	5.54	4.8	236	405	4.66	2297	355	0.1
42926	5.53	4.6	197	404	5.35	2562	365	0.1
42927	5.49	4.8	199	413	5.53	2643	363	0.1
42928	5.39	4.6	259	405	4.07	3019	274	0.1
42934	2.45	4.4	228	406	4.42	1979	193	0.1
42935	5.43	4.9	271	406	4.15	2319	289	0.1
42936	5.37	5.3	325	407	3.74	2806	282	0.1
42937	5.48	5.3	306	412	3.97	2428	300	0.1
42938	6.08	8.0	458	883	4.01	2759	301	0.1
42940	6.09	8.0	466	884	3.94	2426	310	0.1
42943	5.47	9.0	510	418	4.05	2416	284	0.1
42944	8.90	7.9	440	942	4.12	2237	475	0.1
42945	9.02	6.3	350	942	4.13	2507	462	0.1
42946	8.94	6.3	361	934	4.01	2526	459	0.1
42947	9.92	5.8	332	935	4.01	2391	531	0.1
42948	10.11	6.4	422	925	3.48	2581	516	0.1
42950	10.98	6.1	347	885	4.04	2477	552	0.1

A.1.3 23. März 1998

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
43691	1.02	1.16	65	< 400	4.09	2081	70	0.2
43692	1.00	1.17	64	< 400	4.17	2020	82	0.2
43693	1.00	0.98	63	< 400	3.56	1452	113	0.1
43694	1.01	1.34	72	< 400	4.27	1742	83	0.1
43695	1.26	1.09	49	< 400	5.10	1742	110	0.1
43696	1.43	1.65	53	< 400	7.10	1116	185	0.1
43698	0.70	0.88	72	< 400	2.80	2612	46	0.2
43699	0.70	0.76	67	< 400	2.59	2372	45	0.2
43700	0.72	1.37	125	< 400	2.51	1996	48	0.2
43701	0.71	0.90	73	< 400	2.83	2700	44	0.2
43703	11.54	6.37	357	1052	4.10	2624	645	0.2
43704	10.46	6.17	332	1396	4.27	2378	584	0.2
43705	10.71	5.24	298	1387	4.04	2463	596	0.2

A.1.4 3. März 1999

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
45928	4.12	2.4	223	423	3.23	2486	370	0.7
45929	3.54	3.3	277	421	3.36	2205	410	0.6
45930	3.25	2.8	235	426	3.36	2527	346	0.6
45937	3.89	3.6	339	509	3.00	2293	314	0.6
45938	4.97	3.6	330	522	3.08	2826	396	0.6
45941	4.73	3.1	281	520	3.12	2494	396	0.6
45942	4.51	3.3	270	517	3.24	2445	399	0.5
45943	4.50	2.8	244	515	3.24	2607	435	0.6
45944	4.60	3.8	299	513	3.37	2411	393	0.5
45945	4.25	3.2	234	520	3.38	2270	334	0.4
45948	3.52	3.5	263	524	3.52	2146	339	0.5
45949	3.41	3.1	249	521	3.52	2646	335	0.6
45952	3.28	3.4	249	517	3.61	2633	314	0.5
45953	4.29	3.1	244	518	3.36	2504	371	0.5
45954	3.96	3.7	267	517	3.42	2653	332	0.4
45955	4.93	2.8	222	525	3.34	2304	437	0.5
45958	3.19	3.3	163	518	3.58	2798	224	0.5
45960	3.31	2.8	230	518	3.65	2352	328	0.7
45961	3.84	4.1	252	517	4.02	2702	373	0.4
45962	4.07	3.2	223	509	3.54	2666	316	0.4
45963	3.77	1.5	104	506	3.57	2592	310	0.4
45970	6.91	4.2	200	516	5.20	2165	554	0.4
45971	5.72	2.8	198	731	3.50	2510	421	0.4

A.1.5 26. April 1999

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
46814	1.07	2.5	293	377	2.71	1670	149	0.8
46816	1.35	3.6	333	392	3.24	2106	191	0.7
46817	1.71	3.6	274	395	3.71	2033	215	0.6
46819	3.61	2.4	188	444	3.60	2783	314	0.6
46820	4.30	3.1	235	464	3.73	2452	366	0.6
46821	4.77	3.0	191	478	4.15	2539	389	0.5
46824	5.94	3.4	200	501	4.50	2358	493	0.5
46825	6.14	3.6	203	497	4.69	2178	485	0.5
46826	6.01	3.7	203	501	4.83	2218	516	0.5
46829	6.99	4.7	227	511	5.48	2419	563	0.5
46831	6.59	5.0	229	512	5.77	2304	537	0.5
46832	5.76	4.4	214	508	5.82	2161	440	0.6
46833	6.70	6.1	297	512	5.43	2174	538	0.5

46834	6.70	5.8	259	513	5.92	1869	588	0.5
46835	7.00	5.8	202	513	7.62	1757	705	0.5
46838	6.65	4.9	167	515	7.75	1588	713	0.5
46839	6.56	8.7	316	514	7.78	1412	270	0.6
46840	7.35	5.6	226	514	6.13	1905	801	0.4
46841	7.13	7.4	285	514	6.42	2018	630	0.4
46842	6.74	5.9	242	514	6.02	1986	603	0.4
46843	7.49	7.2	272	515	6.54	1978	636	0.4
46844	6.50	3.9	186	525	5.17	2274	489	0.4
46845	6.21	5.2	210	519	6.13	2005	577	0.4
46846	5.93	4.2	153	521	6.78	2214	505	0.4
46847	6.03	4.5	174	524	6.41	2061	532	0.4
46848	6.43	3.5	143	518	6.07	1764	586	0.4
46849	8.19	4.8	202	508	5.86	2737	677	0.4
46850	3.01	2.3	189	512	3.00	3601	237	0.4

A.1.6 28. April 1999

Schuß	Neutronen [$10^{12} \frac{1}{s}$]	Anstieg [$10^{14} \frac{1}{s^2}$]	P_{dep} [kW]	P_{inj} [kW]	n_e [$10^{19} m^{-3}$]	T_e [eV]	P_{fit} [kW]	H/D
46860	3.01	2.9	241	436	2.97	3102	229	0.4
46861	3.04	2.1	160	441	3.01	3005	233	0.3
46862	3.05	2.7	214	478	2.90	2735	230	0.3
46863	3.03	2.5	194	471	2.96	2666	239	0.3
46866	3.15	2.7	228	492	2.93	2666	252	0.4
46873	3.13	3.2	274	498	2.89	2703	237	0.4

Anhang B

Neutronenraten BF3-Zähler

Zu den im Hauptteil gezeigten Neutronenraten des NE213-Zählers, befinden sich in diesem Anhang die entsprechenden Abbildungen mit den Neutronenraten des BF3-Zählers.

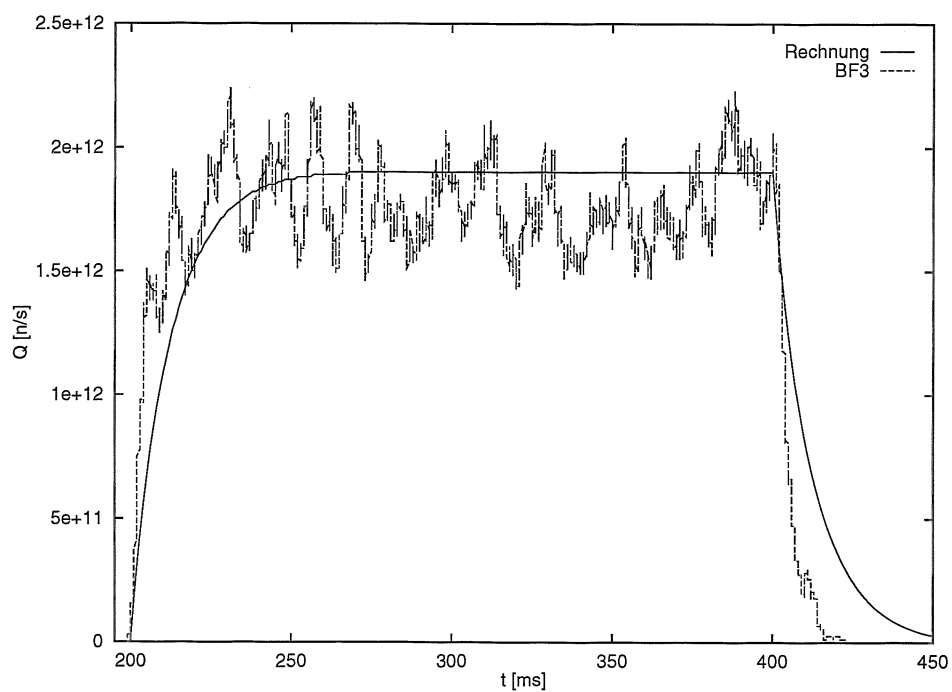


Abb. B.1: 42851 Experimentelle Neutronenrate im Vergleich mit der Neutronenrate aus dem Relaxationszeitmodell (entspr. 5.3)

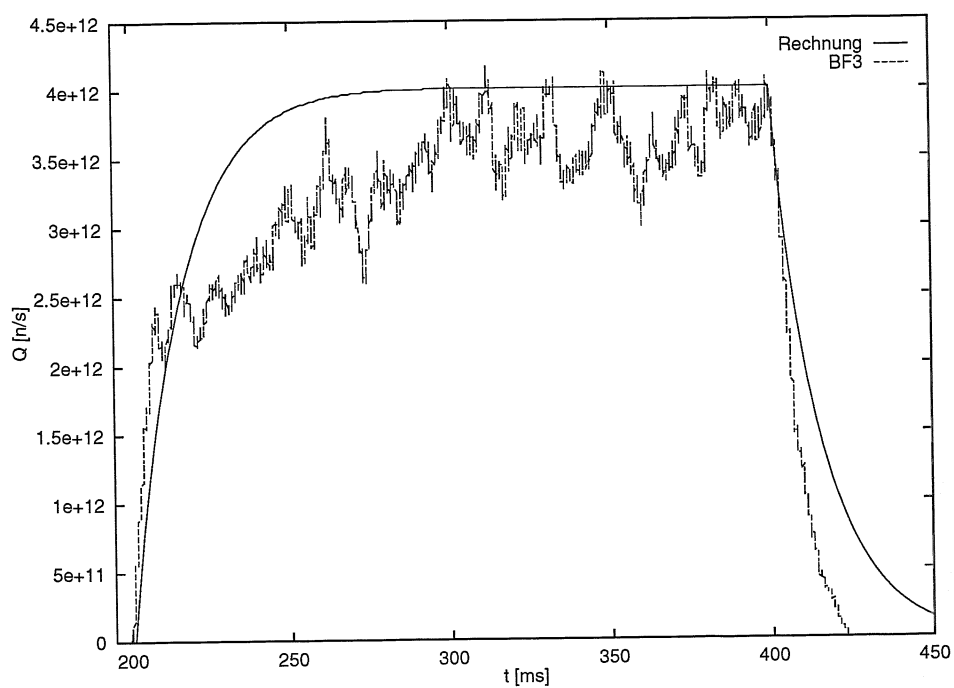


Abb. B.2: 42870 Experimentelle Neutronenrate und im Vergleich mit der Neutronenrate aus dem Relaxationszeitmodell (entspr. 5.4)

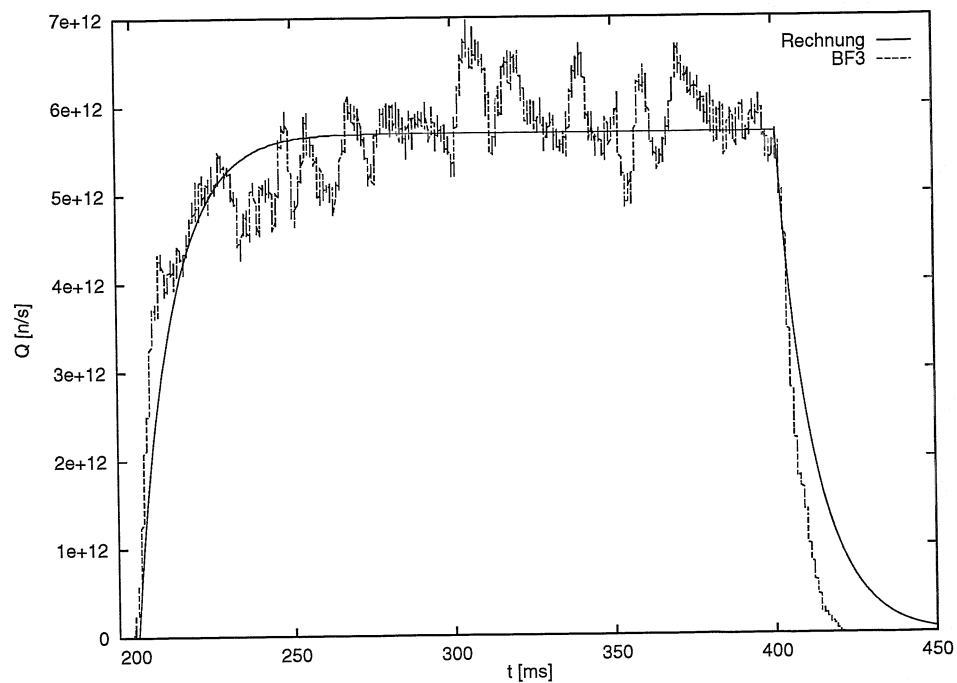


Abb. B.3: 42883 Experimentelle Neutronenrate im Vergleich mit der Neutronenrate aus dem Relaxationszeitmodell (entspr. 5.1)

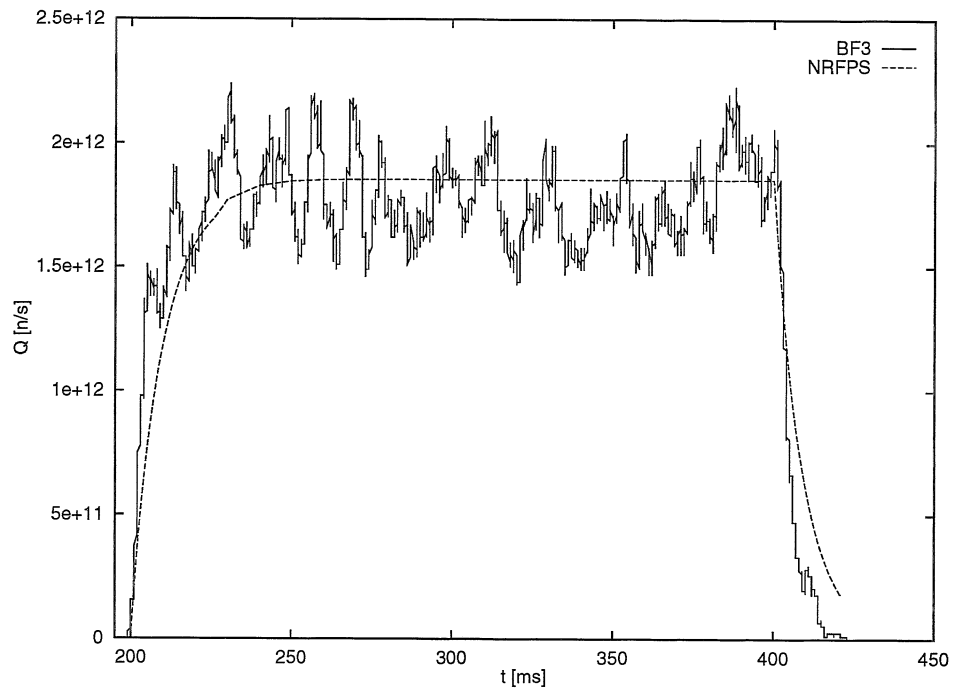


Abb. B.4: 42851 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen (entspr. Abb. 5.10)

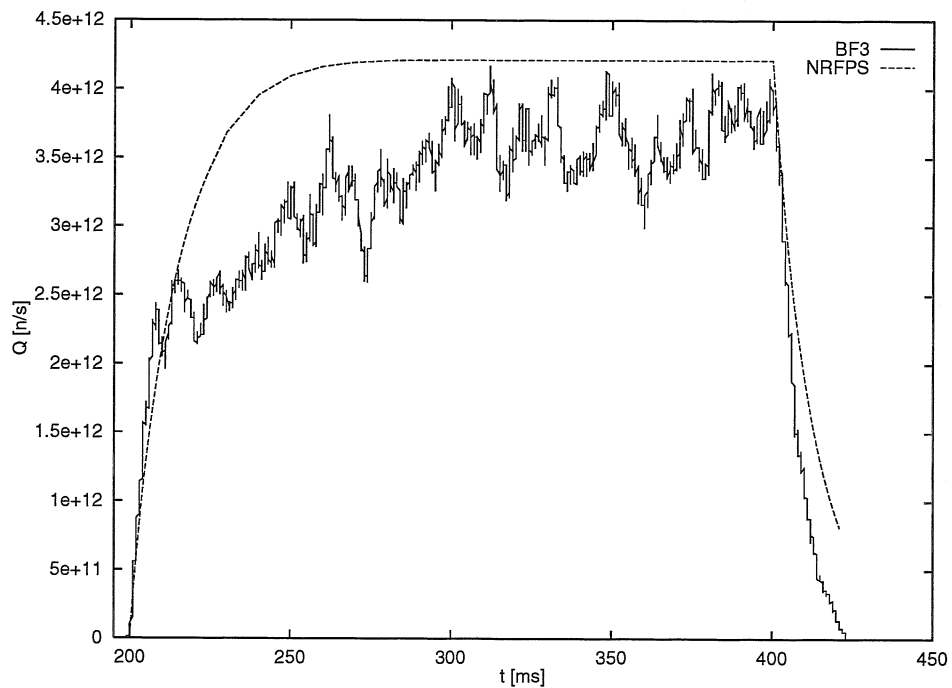


Abb. B.5: 42870 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen (entspr. Abb. 5.11)

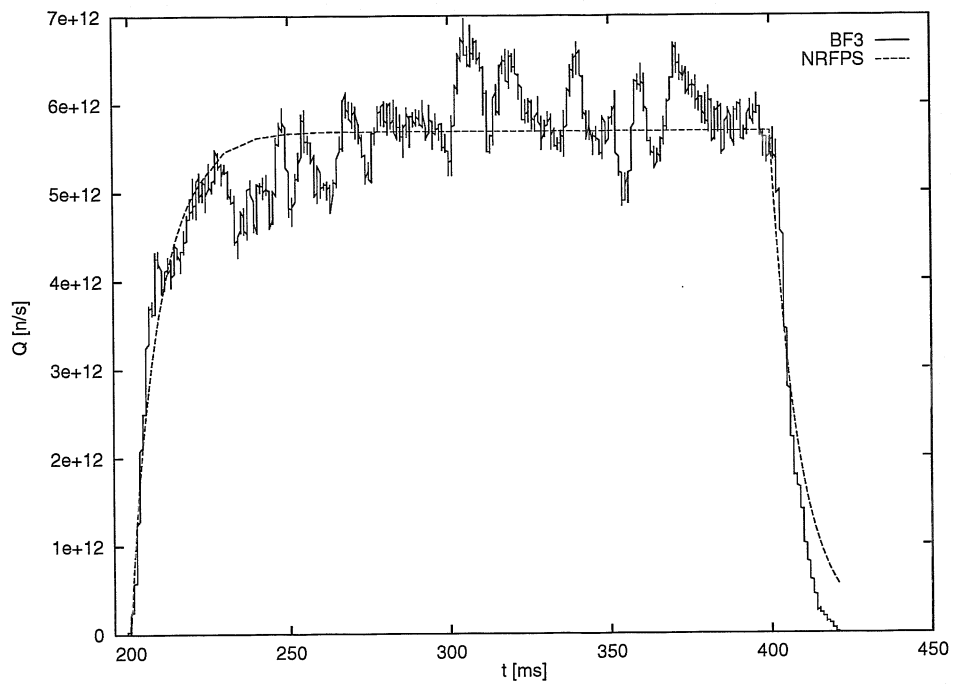


Abb. B.6: 42883 Experimentelle Neutronenraten im Vergleich mit NRFPS-Rechnungen (entspr. Abb. 5.9)

Anhang C

Formeln

Da ich selbst erfahren mußte, wie schwierig es sein kann Rechnungen aus der Literatur nachzuvollziehen, befinden sich hier die im Hauptteil nicht explizit definierten Größen.

Für Deuterium-Injektion gilt [23]:

$$\tau_s^{de} = \frac{4}{n_e \ln \Lambda_{de}} T_e^{\frac{3}{2}} \quad (\text{C.1})$$

$$\ln \Lambda_{de} = 38.57 - \frac{1}{2} \ln n_e + \ln kT_e \quad (\text{C.2})$$

$$W_{crit} = 18.66 \left(\frac{n_d}{n_e} \right)^{\frac{2}{3}} kT_e \quad (\text{C.3})$$

Wobei n_e und n_d in 10^{19} m^{-3} und T_e in keV einzusetzen sind.

Literatur

- [1] ANDERSON, D. Distortion of the distribution function of weakly RF heated minority ions in a tokamak plasma. *J. Plasma Phys.* 29 (1983), 317.
- [2] CORDEY, J. G., AND HOUGHTON, M. J. A high-energy neutral beam into a plasma. *Nucl. Fusion* 13 (1973), 215.
- [3] FEIST, J. H., ET AL. Long-pulse neutral injection for ASDEX, ASDEX Upgrade, and Wendelstein VII-AS: Design, development and system performance. In *Proc. of the 14th SOFT* (Avignon, 1986), p. 115.
- [4] FEIST, J. H., ET AL. Long-pulse neutral beam heating at IPP-Garching. In *Proc. of the 12th Symposium on Fusion Engineering* (Monterey, 1987), p. 1111.
- [5] FREEMAN, R. L., AND JONES, E. M. Analytic expressions for selected cross-sections and Maxwellian rate coefficients. In *CLM-R 137*. Culham Laboratory, 1974.
- [6] HÜBNER, K. Einführung in die Plasmaphysik. Heidelberg, 1991.
- [7] HUTCHINSON, I. H. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 1987.
- [8] IOFFE PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE. *Ten-Channel Energy and Mass Analyzer of Atomic Particles*. St. Petersburg, 1978.
- [9] ISOBE, M., ET AL. Effect of up-down asymmetric toroidal field ripple on fast ion loss in JT-60U. *Nucl. Fusion* 37, 4 (1997), 437.
- [10] ISOBE, M., ET AL. Neutron diagnostics in compact helical system. *Rev. Sci. Inst.* 68, 1 (1997), 532.
- [11] KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
- [12] KURIMOTO, Y., ET AL. Investigation of ECRH effects on the fast ion slowing-down process and confinement. *Fusion Eng. & Design*, 34-35 (1997), 539.
- [13] LISTER, G. G. FAFNER - a fully 3-D neutral beam injection code using Monte Carlo methods. In *IPP 4/222*. Max-Planck-Institut, Garching, 1985.

- [14] OTT, W., AND PENNINGSFELD, F.-P. Spectroscopic determination of species and divergence of hydrogen beams in the W7AS neutral beam injectors. In *IPP 4/258*. Max-Planck-Institut, Garching, 1993.
- [15] POLITZER, P. A., ET AL. Evolution of high β_p plasmas with improved stability and confinement. *Phys. Plasmas* 1, 5 (1994), 1545.
- [16] REHKER, S., AND SPETH, E. Rate coefficients for interaction of monoenergetic particle beams with maxwellian plasmas. In *IPP 2/217*. Max-Planck-Institut, Garching, 1974.
- [17] REIMBOLD, S. Bestimmung von Iontemperaturprofilen an Wendelstein-7-AS. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996.
- [18] RIVIERE, A. C. Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. *Nucl. Fusion* 11 (1971), 363.
- [19] ROSENBLUTH, M. N., MACDONALD, W. M., AND JUDD, D. L. Fokker-planck equation for an inverse-square force. *Phys. Rev.* 107, 1 (1957), 1.
- [20] RUST, N. *Simulation und Analyse von Neutralteilchenspektren in Kombination mit Neutronen-Aktivierungsmessungen bei W7-AS*. Dissertation, Universität Heidelberg, 1999.
- [21] SCHUHMACHER, U. *Fusionsforschung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.
- [22] SPETH, E. Neutralteilchenheizung von Kernfusionsplasmen. *Physik in unserer Zeit*, 3 (1991), 119.
- [23] SPITZER, L. *Physics of Fully Ionized Gases*. Interscience Publishers, INC., New York, 1956.
- [24] STIX, T. H. Fast-wave heating of a two-component plasma. *Nucl. Fusion* 15 (1975), 737.
- [25] STRACHAN, J. D., ET AL. Fusion neutron production during deuterium neutral beam injection into the PLT tokamak. *Nucl. Fusion* 21, 1 (1981), 67.
- [26] TEUBEL, A. FAFNER2 - 3-D "flux coordinate" neutral beam injection code using Monte Carlo methods. In *IPP 4/266*. Max-Planck-Institut, Garching, 1994.
- [27] WALTER, H. Bestimmung des Iontemperatur-Profiles mit der CX-Diagnostik. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1995.
- [28] WELLER, A., ET AL. Neutral beam driven global Alfvén eigenmodes in the wendelstein W7-AS stellarator. *Phys. Rev. Lett.* 72, 8 (1994), 1220.
- [29] WELLER, A., AND MAASSBERG, H. Neutron flux measurements at the Wendelstein VII-A stellarator. In *IPP 2/278*. Max-Planck-Institut, Garching, 1985.

-
- [30] WESSON, J. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [31] WOLLE, B. Interpretation von Neutronenraten-Messungen für Fusionsplasmen mit Deuterium-Injektion. Dissertation, Universität Heidelberg, 1990.
- [32] WOLLE, B. Numerical simulation of measured neutron signals for plasma diagnostics on tokamaks. Habilitation, Universität Heidelberg, 1997.
- [33] WOLLE, B. Tokamak plasma diagnostics based on measured neutron signals. *Phys. Rep.* 312, 1-2 (1999).
- [34] WOLLE, B., ET AL. Electron temperature determination from neutron rate measurements for NBI-heated high-density TEXTOR plasmas. *Plasma Phys. & Controlled Fusion* 39, 4 (1994).
- [35] WOLLE, B., ET AL. Time-dependent neutron-rate interpretation for neutral-beam-heated tokamak plasmas. *Plasma Phys. & Controlled Fusion* 36, 6 (1994).
- [36] WOLLE, B., ET AL. Simulation and analysis of time-dependent neutron energy spectra. *Plasma Phys. & Controlled Fusion* 37, 10 (1995).
- [37] WOLLE, B., ET AL. Measurements and simulations of the neutron production at W7-AS. *Rev. Sci. Inst.* 70, 1 (1998), 1197.
- [38] WOLLE, B., ET AL. Neutron yield measurements by use of activation techniques on TEXTOR-94. *Rev. Sci. Inst.* 70, 1 (1998), 1190.
- [39] YAMAGIWA, M. F. Effects of spatial diffusion and direct loss on burnup fractions of fast ions. *Plasma Phys. & Controlled Fusion* 34, 9 (1992), 1503.
- [40] ZWEBEN, S. J. Charged fusion product and fast ion loss in TFTR. In *Fourteenth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Würzburg, 1992), IAEA-CN-56/A-6-3.

Danksagung

Das Gelingen einer Dissertation ist nicht zuletzt von der Unterstützung anderer abhängig. Ich möchte allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben herzlich danken.

Allen voran danke ich Herrn Prof. K. Hübner für die Vergabe und die Betreuung dieser Arbeit. Als Doktorvater hat er mich stets in vorbildlicher Weise betreut.

Herrn Dr. B. Wolle möchte ich für die Unterstützung und die vielen klärenden Gespräche danken. Trotz der unvermeidlichen geographischen Entfernung fand ich mich bei allen auftretenden Problemen nie alleine.

Herrn Prof. F. Wagner und Herrn Dr. M. Kick danke ich für die Unterstützung und die Möglichkeit am IPP zu experimentieren.

Für die technische Unterstützung und die hervorragende Zusammenarbeit am Experiment danke ich den Herren T. Richert, H. Schmid und H. Speer.

Bei Herrn F. Gadelmeier bedanke ich mich für die Durchführung und Auswertung der Neutronenaktivierungsmessungen.

Für die Bereitstellung der Thomsondaten danke ich Herrn Dr. G. Kühner.

Für ein herausragendes Arbeitsklima und eine perfekte Zusammenarbeit danke ich der Arbeitsgruppe Plasmaphysik der Universität Heidelberg ebenso wie den Herren A. Geier, A. Kendl und den anderen Diplomanden und Doktoranden am Institut für Plasmaphysik.

Bei meiner Frau Tanja bedanke ich mich für das Verständnis und die Unterstützung, die sie während dem Abschluß meiner Dissertation für mich aufgebracht hat.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium und meine Promotion ermöglicht haben und mir zu jeder Zeit mit Rat und Tat zur Seite standen.