

Niemann Christoph

Zum Isotopenverhältnis H/D in ASDEX Upgrade

Diplomarbeit

Betreuer: Dr. W. Herrmann, Dr. J. Stober

Beleg

Abstract Zeichnis

In order to maximise the power produced in a fusion reactor the isotopes Deuterium and Tritium must be present in equal amounts. Deviations from this desired isotope ratio are expected to occur for several reasons. The ratio of the isotopes inside the plasma can be determined from an analysis of the charge exchange neutrals present. Since charge exchange neutrals with different energies arise at different radial positions this further enables the spatial variation of the isotope ratio to be determined.

A model to compute the isotope ratio from the charge exchange fluxes is discussed. Simulations with this model are performed to show that the flux ratio is proportional to the density ratio. The factor of proportionality in ASDEX Upgrade and ITER has only a weak dependence upon the plasma parameters. The method of computation of the various ionisation and charge exchange cross-sections required by the model is presented and discussed.

In discharges with alternating gas puffs of hydrogen and deuterium, and in standard discharges with only deuterium, the time evolution of the isotope ratio has been investigated. It is observed that gas puffed in at the plasma edge leads to a corresponding change in the isotope ratio in the plasma centre in less than 50 ms. From the time evolution of the isotope penetration it is possible to estimate penetration velocities. It is found that these are largest at the plasma edge and decrease towards the centre.

The neutral particle analyser gives a real time measurement of the isotope composition. It has been used to build up a feedback control mechanism for ASDEX Upgrade to change the isotope ratio. In Ohmic as well as in neutral beam heated discharges the control system was successfully demonstrated. Inside the desired range the target ratio was successfully achieved in less than 100 ms. This regulation relies upon a large ratio of supplied gas and gas recycling by the plasma walls for its success.

The flux of hydrogen compared to deuterium increases strongly at energies above 5 keV. Despite the use of fairly extreme physical assumptions for the plasma parameters this effect still remains unexplained. However, it may be possible that an inaccurate calibration of the neutral particle analyser could lead to the observed results. Investigations have shown that the hardware of the analyser operates correctly but that an imprecise cross-section could at least partly be responsible for the observed effect.

6.1	Regelung einer Abgestimmten Entladung	11
6.2	Überlegungen zum Gasnachschub	13
7	Der Korrekturfaktor für ITER	15
8	Zusammenfassung und Ausblick	18
A	Anhang	49
A.1	Störkoeffizienten in F_H/F_D und mögliche Ursachen	49
A.1.1	Vergleich verschiedener Energiebereiche	49
A.1.2	Einfluss des Gasnachschubs	50
A.2	Berechnung der Koeffizienten	50
A.3	Liste der Koeffizienten	50

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	ASDEX Upgrade und die Ladungsaustauschdiagnostik	3
2.1	Das Fusionsexperiment ASDEX-Upgrade	3
2.2	Ladungsaustauschdiagnostik	5
2.3	Aufbereitung der Rohdaten	6
3	Berechnung der Neutralteilchenflüsse	9
3.1	Das Modell	9
3.2	Ergebnisse für eine Standardentladung	11
4	Sensitivitätsstudie für Verhältnis von Isotopenfluß zu Isotopendichte	14
4.1	Variation der Elektronendichte	14
4.2	Variation der Elektronen- und Ionentemperatur	16
4.3	Variation der Elektronentemperatur bei gleichbleibender Ionentemperatur	17
4.4	Variation der Neutraldichte	17
4.5	Variation des Verhältnisses von Ionen- und Elektronentemperatur	19
4.6	Unterschiedliche Wasserstoff- und Deuteriumtemperaturen	20
4.7	Variation des Isotopenverhältnisses	21
4.8	Zeitliche Änderung von Dichte - und Temperaturprofil	22
4.9	Ergebnisse	23
5	Zeitliche Änderung des Isotopenverhältnisses	24
5.1	Standardschüsse	24
5.2	Alternierendes Gasblasen von H und D	26
5.3	Ergebnisse	34
6	Regelung des Isotopenverhältnisses	36
6.1	Funktionsweise der H/D-Regelung	36
6.2	Aufbau der DIV-Elektronik	36
6.3	Regelung in ohmschen Entladungen	39
6.4	Regelung einer NI-geheizten Entladung	41
6.5	Überlegungen zum Gashaushalt	43
7	Der Korrekturfaktor für ITER	45
8	Zusammenfassung und Ausblick	48
A	Anhang	49
A.1	Meßunsicherheiten in F_H/F_D und mögliche Ursachen	49
A.1.1	Vergleich verschiedener Energiebereiche	49
A.1.2	H in D oder D in H	50
A.2	Berechnung der Ratenkoeffizienten	55
A.3	Liste der Ratenkoeffizienten	59

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mir während der Anfertigung dieser Arbeit hilfreich zur Seite gestanden sind. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof.Dr.D.H.H. Hoffmann und Herrn Prof.Dr.M. Kaufmann für das Ermöglichen der Arbeit sowie der Experimente an ASDEX Upgrade.
- Herrn Dr.W. Herrmann und Herrn Dr.J. Stober für die Themenstellung und die freundliche und sehr intensive Betreuung.
- Herrn Dr.U. Fahrbach für die vielen fruchtbaren Gespräche, das Bereitstellen der CX-Daten und die große Unterstützung bei der Planung und Durchführung der Regelung.
- Herrn Dr.W. Treutterer und Herrn T. Zehetbauer für die erfolgreiche Realisierung der H/D-Regelung an ASDEX Upgrade.
- Herrn G. Schramm für die Anfertigung der Schaltpläne und die freundliche Unterstützung bei allen Fragen zur Elektronik.
- Herrn H. Schneider, Herrn J. Bahierl, Herrn C. Aubanel sowie Herrn H. Schilling für die Hilfe beim Aufbau und Test der Regelektronik.
- Herrn Dr.G. Haas für die Unterstützung bei den Fragen zum Gashaushalt.
- Allen Mitarbeitern von ASDEX Upgrade, die mit ihrer Hilfe zu dieser Arbeit beigetragen haben.

1 Einleitung

In einem Kernfusionsreaktor soll Energie durch Kernverschmelzung von zwei Isotopen des Wasserstoffs, Deuterium (D) und Tritium (T) gewonnen werden. Die zu verschmelzende Materie wird dabei entweder in Form eines kleinen Pellets durch Einstrahlung intensiver Laser- oder Schwerionenstrahlen zur Implosion gebracht (Inertialfusion), oder sie wird bei sehr hoher Temperatur in Form eines Plasmas, d.h. die Atome sind vollständig ionisiert, durch magnetische Felder eingeschlossen (magnetische Fusion). Die höchste Leistung erzielt ein Reaktor, wenn die Isotope zu gleichen Teilen vorhanden sind, denn die Fusionsleistung P ist proportional zum Produkt $n_D \cdot n_T$ von Deuterium- und Tritiumdichte. Da die Summe $n_D + n_T$ bis auf die geringe Dichte des Fusionsproduktes He und weniger Verunreinigungen gleich der Elektronendichte n_e und somit konstant ist, wird P maximal, wenn $n_D = n_T$ ist.

Untersuchungen zur Inertialfusion haben gezeigt, daß nicht zu große Abweichungen vom idealen Isotopenverhältnis in einem Pellet nur zu einer kleinen Leistungseinbuße führen [Ta94a] [Ta94b]. Ein Pellet mit reduziertem Tritiumgehalt würde somit noch genug Energie erzeugen, um einen Reaktor zu betreiben. Gleichzeitig würde der kleinere Gesamtverbrauch von Tritium aber einige z.B. sicherheitstechnische Vorteile mit sich bringen. Es hat sich außerdem gezeigt, daß die Ausnutzung von Tritium in einem reduziertem größer als in einem equimolaren Pellet ist [Tah96].

Bei der magnetischen Fusion ändert sich das Isotopenverhältnis durch die Gaszufuhr von außen ständig. Für die Brennkontrolle eines Plasmas ist die Kenntnis des Isotopenmischungsverhältnisses also wesentlich. Besonders im geplanten internationalen Testreaktor ITER, in dem das Plasma möglicherweise nur zünden kann, wenn die Fusionsleistung den maximal möglichen Wert erreicht, sollte das Isotopenverhältnis nur geringfügig vom optimalen Wert abweichen. Dabei ist unklar, ob es genügt, von außen das gewünschte Verhältnis anzubieten, da die Einschlußzeiten, die Wechselwirkung mit der Wand, sowie der Transport von D und T verschieden und teilweise noch nicht verstanden sind. Aus diesem Grund ist ein Verfahren zur Messung der Isotopenzusammensetzung wünschenswert.

Die bisher einzige Möglichkeit, das Isotopenverhältnis der Plasmaionen zu bestimmen [Lis97] [Mor97] ist die Analyse energieaufgelöster Neutralflußspektren (Ladungsaustauschflüsse, Kapitel 2 und 3). Ein Vergleich mit Simulationsrechnungen liefert daraus die Dichten der Isotope im Plasma. Wegen der Größe von ITER, dessen kleiner Radius a (vom Zentrum bis zum Rand) 2.80 m messen wird, können im Zentrum entstehende Neutralteilchen das Plasma nicht verlassen, da sie mit großer Wahrscheinlichkeit in Stößen mit anderen Plasmateilchen wieder ionisiert werden. Deswegen werden Ladungsaustauschflüsse dort nur Aussagen über den Plasmarand machen können. Im Tokamak ASDEX Upgrade (Kapitel 2) können Vorversuche zur Messung der Isotopenzusammensetzung durchgeführt werden, aus Aktivierungsgründen aber mit den Isotopen Wasserstoff und Deuterium statt Deuterium und Tritium. Die kleinere Plasmabreite mit $a = 0.50$ m [Eng97] ermöglicht, daß dort auch Neutralteilchen, die nahezu im Zentrum entstehen, ohne Stöße bis nach außen gelangen. In ASDEX Upgrade kann deshalb untersucht werden, ob es Hinweise darauf gibt, daß das Isotopenverhältnis im Plasmazentrum von dem am Rand abweicht. Es kann außerdem der Frage nachgegangen werden, wie schnell am Rand angebotenes Gas nach innen gelangt und ob es dabei Unterschiede bei dem Transport von H und D gibt.

Folgende Arbeit soll zu der Diskussion einiger dieser Fragen beitragen. Zu diesem Zweck wurden an ASDEX Upgrade zum ersten Mal Entladungen durchgeführt, bei denen sowohl H_2 als auch D_2 eingeblasen wurde, nicht wie sonst üblich nur eine der beiden Gassorten. Dabei konnte das Eindringen von H und D ins Plasma anhand der Ladungsaustauschflüsse tatsächlich gemessen werden (Kapitel 5).

In Kapitel 3 wird zunächst ein Modell vorgestellt, das es erlaubt, von den Neutral-

teilchenflüssen (Kapitel 2.2) auf das Isotopenverhältnis an verschiedenen Orten im Plasma zu schließen. Anhand von Simulationsrechnungen für verschiedene Plasmabedingungen (Kapitel 4) wird dann untersucht, wie empfindlich die Ergebnisse dieses Modells von den Annahmen und freien Parametern abhängen. Diese Sensitivitätsstudie ermöglicht außerdem eine Abschätzung der Fehler bei der Interpretation der gemessenen Neutralflußspektren.

Das Verhältnis von Neutralteilchenflüssen und Isotopendichten, der sog. Korrekturfaktor $(F_H/F_D)/(n_H/n_D)$, ist in ASDEX Upgrade nahezu unabhängig von den Plasma Parametern. Eine Messung der Ladungsaustauschflüsse liefert also nach Multiplikation mit einer Konstanten das Dichteverhältnis im Plasma. Somit ist es möglich, die Isotopenzusammensetzung H/D während einer Entladung auf einen bestimmten Wert zu regeln.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Elektronik aufgebaut, die der ASDEX Upgrade Steuerung das zur Regelung des Isotopenverhältnisses benötigte Signal zur Verfügung stellt. In einigen ohmschen sowie in durch Neutralteilcheninjektion geheizten Entladungen wurde damit die Regelung von H/D erfolgreich demonstriert (Kapitel 6).

Da eine solche Regelung besonders bei ITER von Interesse ist, wird in Kapitel 7 auch der Korrekturfaktor für ITER berechnet.

Die Spektren der Ladungsaustauschflüsse zeigen in der Regel einen unerwarteten Anstieg des Verhältnisses aus H- und D-Fluß bei Energien über 5 keV, bei Neutralen also, die nahe am Zentrum entstehen. Dies steht im Widerspruch zu Simulationsrechnungen, die einen solchen Anstieg mit realistischen Parametern nicht erklären können. Im Anhang A.1 wird deshalb dargestellt, daß die Genauigkeit, mit der der Wirkungsquerschnitt bekannt und der Analysator geeicht werden kann, nicht ausreicht, um die radiale Abhängigkeit des Isotopenverhältnisses bis zum Zentrum zu bestimmen.

2 ASDEX Upgrade und die Ladungsaustauschdiagnostik

2.1 Das Fusionsexperiment ASDEX-Upgrade

Ein Tokamak (Abb. 1) ist eine axialsymmetrische Anordnung, in der ein Plasma mit Hilfe von Magnetfeldern eingeschlossen wird. Dazu erzeugen externe Hauptfeldspulen in einem torusförmigen Vakuumgefäß ein toroidales \vec{B} -Feld. Dieses allein gewährleistet noch kein stabiles Gleichgewicht, da die Feldkrümmung zu einer Ladungstrennung führt ($\nabla\vec{B}$ -Drift und Krümmungsdrift) und das so entstehende \vec{E} -Feld das gesamte Plasma nach außen treibt ($\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift) [Sch92]. Deswegen wird durch eine zentrale Transformatorspule ein toroidaler Strom induziert, der ein poloidales \vec{B} -Feld erzeugt. Erst die Überlagerung beider Magnetfelder ermöglicht einen Einschluß, bei dem die magnetischen Feldlinien und die an sie gebundenen Plasmateilchen in geschlossenen Flußflächen laufen. Der Toroidalstrom führt außerdem zu einem Heizen des Plasmas.

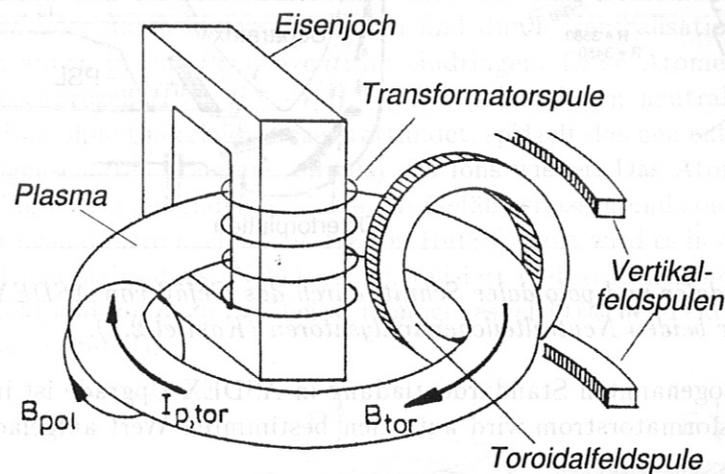


Abbildung 1: Prinzip des Tokamaks.

Wegen des mit $T_e^{-3/2}$ fallenden ohmschen Widerstandes des Plasmas [Wes97] können mit dieser sogenannten ohmschen Heizung nur Temperaturen von wenigen keV erreicht werden. Um die für die Zündung eines Plasmas nötige Temperatur von ca. $10 keV$ zu erzielen, müssen deshalb zusätzliche Heizverfahren verwendet werden. In ASDEX Upgrade kann das Plasma durch Einstrahlen elektromagnetischer Wellen, sowie durch Einschub schneller Atome (Neutralinjektion) mit einer Gesamtheizleistung von bis zu $12 MW$ auf etwa $4 keV$ geheizt werden. Mit dieser Leistung wird gewährleistet, daß die Energieflußdichten durch die Randschicht des Plasmas denen eines Fusionskraftwerkes entsprechen. Die Anlage dient damit dem Studium der Plasma-Wand-Wechselwirkung unter reaktorähnlichen Plasma-Randschichtbedingungen [Köp90].

In ASDEX Upgrade erzeugen zusätzliche Poloidalhauptfeldspulen ein Magnetfeld (Divertorfeld), das die Feldlinien außerhalb einer letzten geschlossenen Flußfläche (Separatrix) in abseits des heißen Plasmas gelegene Divertorkammern lenkt. Teilchen, die auf Grund von Stößen oder Fluktuationen die Separatrix nach außen hin überqueren, werden entlang dieser Feldlinien weg vom heißen Zentralbereich des Plasmas auf hitzebeständige Prallplatten geführt. Dadurch kann der Kontakt von Plasma und Wand reduziert und somit die Reinheit der Plasmen erheblich verbessert werden. Zugleich wird die Gefäßwand geschont und eine deutliche Verbesserung der Wärmeisolation erreicht [Pin97].

Einen horizontalen und vertikalen Schnitt durch den Torus von ASDEX-Upgrade zeigt Abb 2. Dort sind auch die Separatrix, sowie einige offene Feldlinien eingezeichnet. Die oberen Divertorplatten kommen nicht zum Einsatz (einseitiger Betrieb). Die Stützen

(insgesamt 115) dienen als Öffnungen für Plasmaheizung, Vakuumpumpen und Diagnostik. Zur Plasmakontrolle wurden nahe dem Plasma zwei gegengeschaltete, passive Spulen vorgesehen, die die horizontale Plasmabewegung dämpfen (Passive Stabilisierungsleiter, PSL) [Köp90].

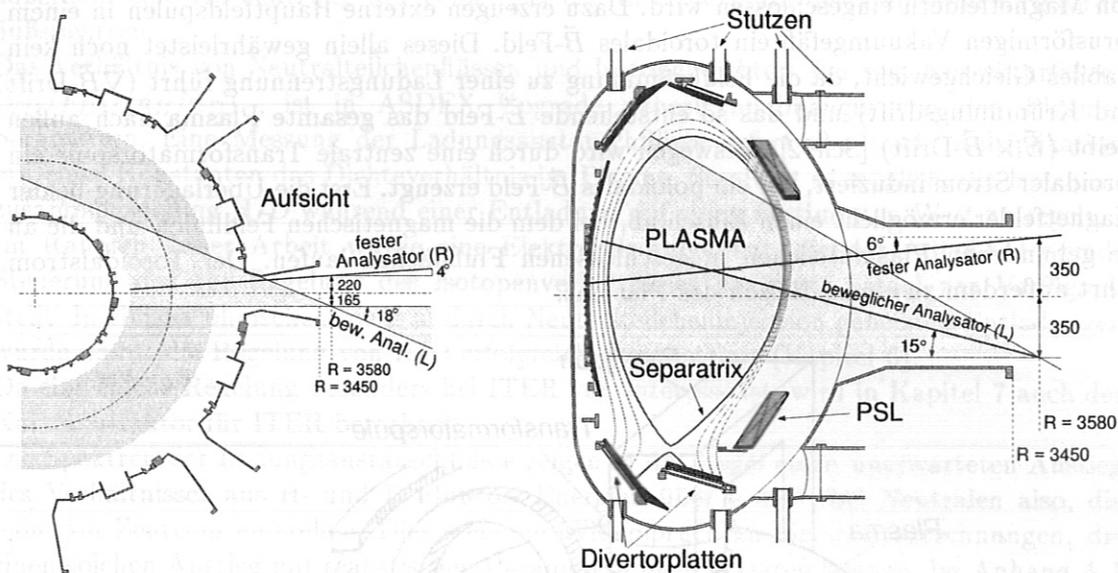


Abbildung 2: Toroidaler und poloidaler Schnitt durch das Gefäß von ASDEX Upgrade mit den Sichtlinien der beiden Neutralteilchenanalysatoren (Kapitel 2.2).

Der Ablauf einer sogenannten Standardentladung in ASDEX Upgrade ist in Abb. 3 dargestellt. Der Transformatorstrom wird auf einen bestimmten Wert aufgeladen und dann

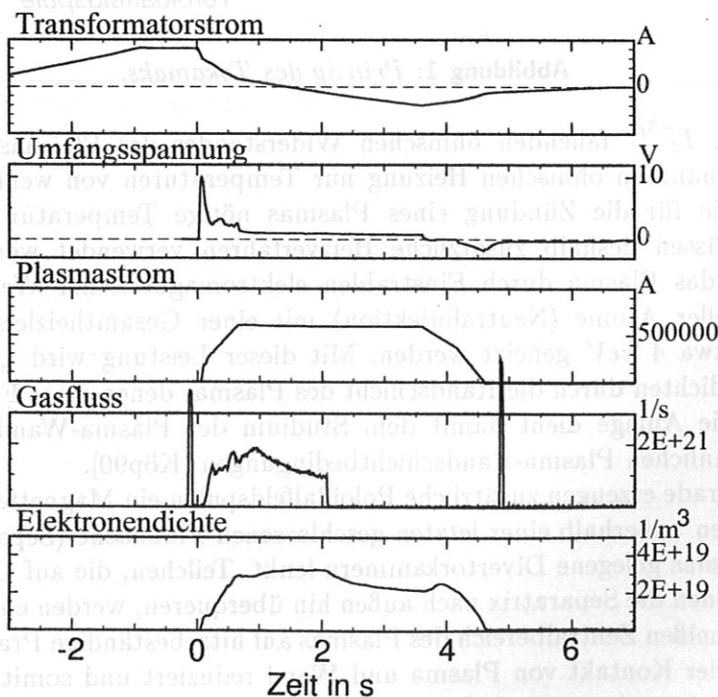


Abbildung 3: Ablauf einer Standardentladung in ASDEX Upgrade.

bei Beginn der Entladung ($t = 0$ s) schnell abgesenkt. Dadurch wird eine Umfangsspannung von ca. 10 V induziert. In das den Transformator umgebenden Vakuumgefäß wird

gleichzeitig Gas mit geringer Dichte eingeblasen. Die Spannung führt zu einem Durchbruch im Gas und zur Erzeugung eines Plasmas. Durch weiteres Absenken des Primärstroms wird dann der Plasmastrom aufgebaut. Bei Erreichen des vorgesehenen Stroms sinkt die Umfangsspannung auf einen stationären Wert (ca. 1 V) und die Entladung geht in die stationäre Phase über. Während dieser Phase werden die eigentlichen Experimente durchgeführt. Ein Gasventil hält die Dichte zunächst auf $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ konstant. Bei $t \approx 2 \text{ s}$ wird die Gaszufuhr abgeschaltet, die Dichte fällt jetzt kontinuierlich. Bei $t = 3.6 \text{ s}$ wird der Plasmastrom heruntergefahren, bei $t = 4.5 \text{ s}$ ist die Entladung beendet. Entsprechend dem experimentellen Programm können deutlich andere Entladungsszenarien gefahren werden.

2.2 Ladungsaustauschdiagnostik

Ein Tokamakplasma ist praktisch vollständig ionisiert. Trotzdem gibt es immer auch einen Hintergrund von Neutralteilchen, die entweder über Rekombination im Plasma selbst entstehen oder durch aktives Einblasen und durch Neutralisation des Plasmas an der Wand von außen in das Plasmazentrum eindringen. Diese Atome können in einem Ladungsaustauschprozeß $H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$ andere Ionen neutralisieren. Da dieser Vorgang praktisch ohne Energieübertrag stattfindet, spiegelt das neu entstandene Neutralteilchen die Eigenschaften (Energie, Impuls) des Ions wieder. Das Atom, das dann nicht mehr an das Magnetfeld gebunden ist, kann das Gefäß verlassen und somit Impulsinformation über das Plasmazentrum nach außen tragen [Hut88]. Dort wird es in der Stripping-Zelle des Neutralteilchenanalysators (NPA) wieder ionisiert und anschließend durch ein homogenes Magnetfeld und ein dazu paralleles, homogenes, elektrisches Feld nach Energie und Masse analysiert (Abb. 4).

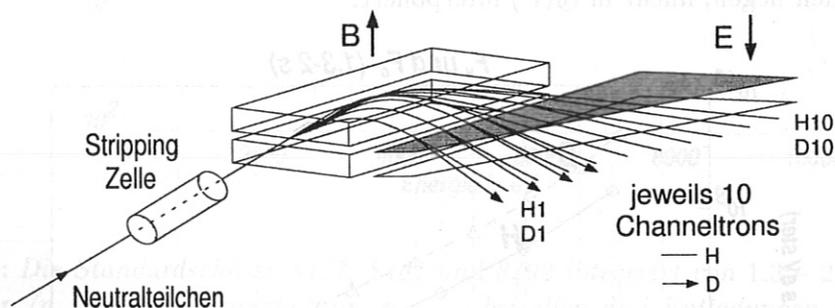


Abbildung 4: Funktionsweise des Neutralteilchenanalysators (NPA).

Das \vec{B} -Feld lenkt Teilchen gleichen Impulses gleich stark ab. Das \vec{E} -Feld trennt dann die leichteren H-Ionen und die schwereren D-Ionen aufgrund der Laufzeitunterschiede. Die \vec{E} -Feldplatten sind dabei trapezförmig ausgelegt, um Teilchen mit unterschiedlichem Impuls gleich weit abzulenken. Zehn in Reihe angeordnete Channeltrons registrieren dann für jede der beiden Teilchensorten die Zählraten für zehn verschiedene Energien. Durch Variation von \vec{B} kann der abgedeckte Energiebereich eingestellt werden (in ohmschen Entladungen meist $E(D10) = \frac{1}{2}E(H10) = 10 \text{ keV}$). Die Stripping-Zelle wird mit H-Gas bei einem Druck unter $3 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ betrieben. Ein Blendensystem sowie differenzielles Pumpen sorgen dafür, daß das Plasma nicht unnötig verunreinigt wird.

Die Zählraten müssen noch in den tatsächlichen Fluß umgerechnet werden (siehe Kapitel 2.3), da sich die Stripping-Zelle aufgrund der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Ionisationswirkungsquerschnitts unterschiedlich auf H^0 und D^0 auswirkt. Eine solche passive Ladungsaustauschdiagnostik kann nur den über die Sichtlinie des Analysators integrierten Gesamtfluß messen. Der Entstehungsort der Teilchen ist deshalb nur indirekt durch Vergleich mit Simulationsrechnungen zu bestimmen. Wegen der nach innen

steigenden Plasmatemperatur entstehen die Neutralteilchen dabei mit umso größerer Wahrscheinlichkeit näher am Zentrum, je größer ihre Energie ist. An ASDEX-Upgrade kommen zwei identische NPA zum Einsatz. Während der eine (R für rechter Analysator) fest montiert etwa horizontal in das Plasmazentrum schaut, ist der zweite (L für linker Analysator) horizontal zwischen $0^\circ \dots 18^\circ$ und vertikal zwischen $0^\circ \dots 29^\circ$ schwenkbar (Abb. 2). Damit ist es möglich Neutralteilchen von verschiedenen Orten im Plasma zu messen. Im Folgenden werden - falls nicht anders angegeben - immer die Daten des rechten (festen) Analysators verwendet.

2.3 Aufbereitung der Rohdaten

Die Rohdaten, die nur die Zählrate pro Kanal angeben, werden unter Berücksichtigung der Geometrie des Analysators, der Stärke des Magnetfelds und des Gasdrucks in der Stripping-Zelle in den Fluß pro Flächen-, Zeit-, Energie- und Raumwinkeleinheit umgerechnet. Die Daten werden außerdem über kleine Zeitintervalle gemittelt und dann mit größerer Zeitbasis (10 – 50 ms) abgelegt. Um den statistischen Fehler zu verkleinern, kann danach erneut über mehrere Zeiten integriert werden: $\bar{F}(E) = \frac{1}{N} \sum_{t=t_1}^{t_2} F_t(E)$ wobei N die Anzahl der Zeitpunkte ist. Dabei verkleinert sich der Fehler ΔF auf

$$\overline{\Delta F}(E) = \left(\sum_{t=t_1}^{t_2} \frac{1}{(\Delta F_t(E))^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{\Delta F(E)}{\sqrt{N}} \quad (1)$$

Abbildung 5 zeigt die gemessenen Flüsse von Schuß 7652 integriert von 1.3 – 2.0 s. Um das Verhältnis F_H/F_D bilden zu können, werden beide Flüsse für Energien, die zwischen den 20 Kanälen liegen, linear in $\lg(F)$ interpoliert.

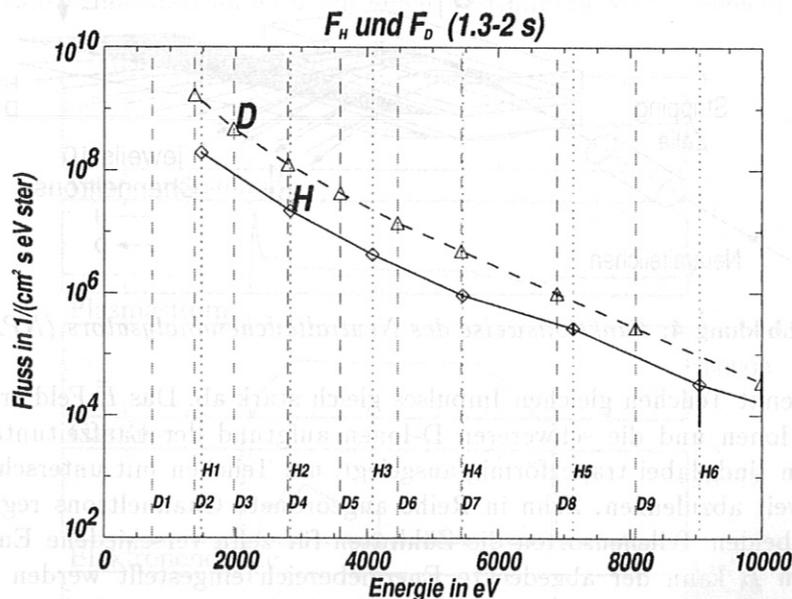


Abbildung 5: Flüsse in Schuß 7652 integriert von 1.3 – 2.0 s mit Fehlerbalken für den statistischen Fehler. Die senkrechten Linien kennzeichnen die Energien der 20 Kanäle. In einem ohmschen Plasma sind die Ionen maxwellverteilt d.h. $f(E) \sim T^{-3/2} \sqrt{E} \cdot \exp(-\frac{E}{T})$. Für E groß gegen T gilt $\ln(\sqrt{E}/T^3) = \frac{1}{2} \ln(E/T^3) \approx \text{const}$ und somit für den Fluß in halblogarithmischer Darstellung: $\ln(F) \approx \text{const} - \frac{E}{T}$. Die Flußspektren können dann näherungsweise durch Geraden beschrieben werden, deren Steigung ein Maß für die Ionentemperatur ist.

Bei Überlagerung verschiedener Schüsse mit ähnlichen Bedingungen (Dichte, n_H/n_D etc.) wird der Fehler weiter verkleinert:

$\hat{F}(E) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \bar{F}_m(E)$ wobei $M =$ Anzahl der Schüsse. Dabei verkleinert sich der Fehler nochmal auf

$$\Delta \hat{F} = \left(\sum_{m=1}^M \frac{1}{(\Delta \bar{F}_m(E))^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{\Delta \bar{F}_m(E)}{\sqrt{M}} \approx \frac{\Delta F(E)}{\sqrt{M \cdot N}} \quad (2)$$

Die Subtraktion des Hintergrunds wird hierbei wegen seines geringen Beitrags zur Zählrate nicht berücksichtigt. Als Beispiel zeigt Abb. 6 die Spektren der drei Schüsse 8427, 8462 und 8492, die alle mit $E(D10) \approx 12.5 \text{ keV}$ aufgenommen wurden und mit gleichem Verlauf unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt wurden. Die über alle drei Schüsse gemittelten

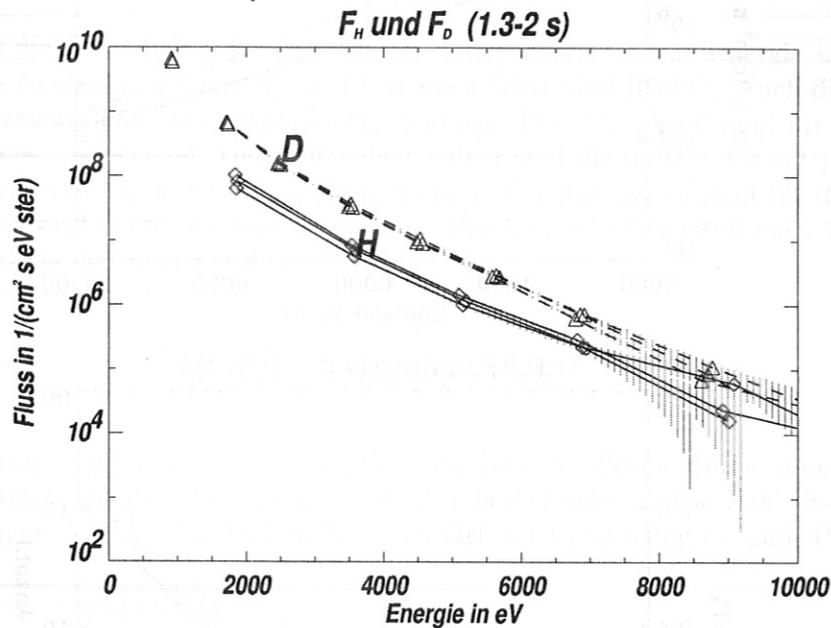


Abbildung 6: Die Standardschüsse 8427, 8462 und 8492 integriert von 1.3 – 2.0 s. Da die Bedingungen (n_e , T , Isotopenverhältnis α , ...) bei allen drei Entladungen sehr ähnlich waren, unterscheiden sich die Spektren kaum und können überlagert werden. Die senkrechten Linien markieren die statistischen Fehler.

Flüsse sowie deren Verhältnis zeigt Abb. 7. Der Fehler von F_H/F_D (Abb. 7) berechnet sich durch Fehlerfortpflanzung [Bev75] zu

$$\Delta \frac{F_H}{F_D}(E) = \sqrt{\left(\frac{F_H(E)}{F_D(E)} \right)^2 \cdot \left(\frac{(\Delta \hat{F}_H(E))^2}{F_H(E)^2} + \frac{(\Delta \hat{F}_D(E))^2}{F_D(E)^2} \right)} \quad (3)$$

Diese Formeln gelten nur für große Zählraten bei kleinem Hintergrund (Gaußverteilung). Dies ist im Experiment nicht in allen Punkten erfüllt.

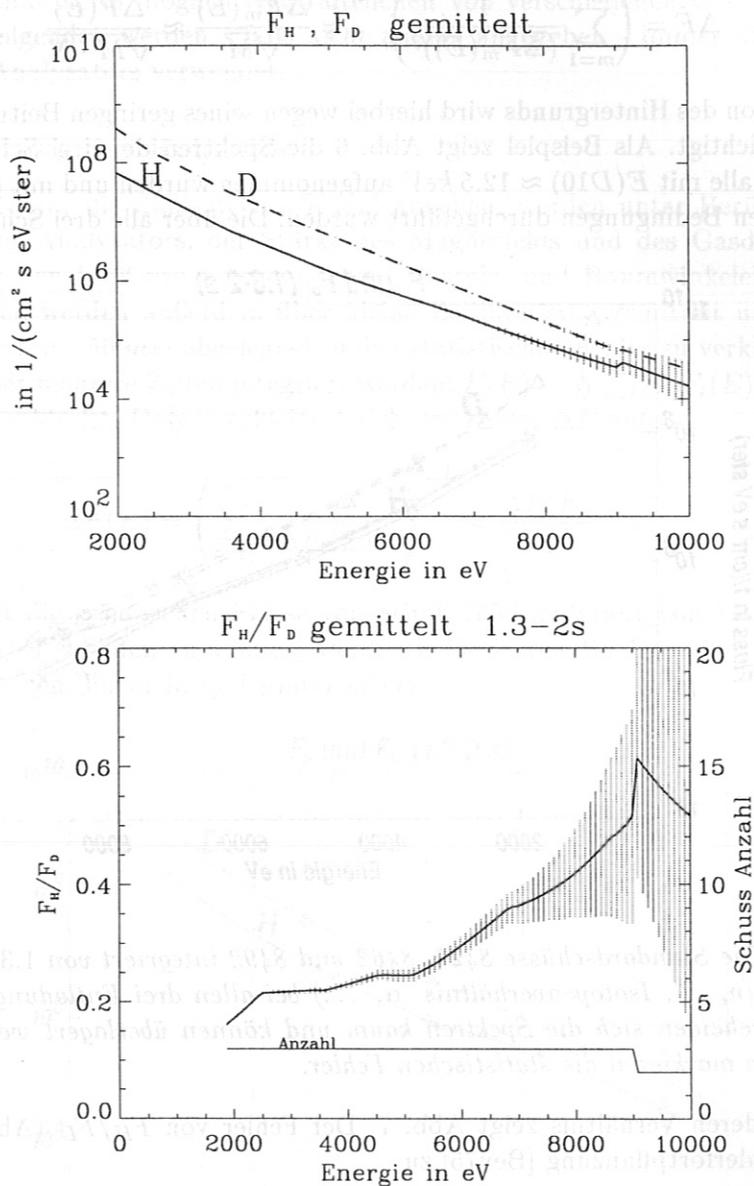


Abbildung 7: Oben: Über die Schüsse 8427, 8462 und 8492 gemittelte Flüsse integriert von 1.3 – 2.0 s. Unten: Das daraus berechnete Verhältnis F_H/F_D mit dem jeweiligen Fehler. Für hohe Energien werden die Zählraten so klein und die Fehler so groß, daß ein Schuß keine zuverlässigen Daten mehr liefert. Dadurch entsteht der Sprung in F_H/F_D , da ab dieser Energie nur noch 2 Schüsse überlagert werden.

3 Berechnung der Neutralteilchenflüsse

In diesem Kapitel wird ein Modell vorgestellt, das es erlaubt, vom Verhältnis der Ladungsaustauschflüsse auf das Isotopenverhältnis an verschiedenen Orten im Plasma zu schließen. Das Modell wird beispielhaft auf eine sogenannte Standardentladung angewandt.

3.1 Das Modell

In einem Plasma ist die Zahl N_m der durch Ladungsaustausch und Rekombination entstehenden Neutralteilchen gegeben durch

$$N_m(E) = n_m(E) (n_0 \langle \sigma v \rangle_{cx} + n_e \langle \sigma v \rangle_{rec}) \quad (4)$$

wobei $n_m(E)$ die Ionendichte der gemessenen Teilchensorte m pro Energie und Raumwinkel, n_0 die Neutraldichte und n_e die Elektronendichte sind [Gol82]. Auch die Neutraldichte kann verschiedene Massenkomponten haben. Der Ratenkoeffizient für Umladung wird als $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ bezeichnet. Der Einfachheit halber sind die Indizes der entsprechenden Neutralteilchen- und Ionensorte weggelassen worden. Der Ratenkoeffizient für Rekombination $\langle \sigma v \rangle_{rec}$ wird später genauer angegeben. Der Neutralteilchenfluß nach Integration über die Sichtlinie des Analysators ist [Bra96]

$$F_m(E) = \int_{-a}^{+a} N_m(E, r) \cdot \exp(-N_{\lambda_m}(E, r)) dr \quad (5)$$

wobei der Term $\exp(-N_{\lambda_m})$ die Absorption der Neutralteilchen durch Ionisation und Ladungsaustausch auf dem Weg zum Analysator berücksichtigt. Die Zahl der mittleren freien Weglängen N_{λ_m} des Neutralteilchen vom Ort der Entstehung bis zum Plasmarand ist dabei

$$N_{\lambda_m} = \int_r^a \frac{1}{\lambda_m} dx \quad .$$

Für ein idealisiertes Tokamakplasma mit den Bestandteilen e^- , H^+ , D^+ , H^0 , D^0 und maxwellischer Geschwindigkeitsverteilung der Ionen gilt somit für den H^0 -Fluß in $1/(m^2 \cdot s \cdot eV \cdot ster)$

$$F_H = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a n_{H^+} f(T_{H^+}) \left(n_{H^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Ph} + n_{D^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Pd} + n_e \langle \sigma v \rangle_{rec} \right) e^{-N_{\lambda_H}} dr \quad (6)$$

Der Koeffizient $\langle \sigma v \rangle_{rec}$ hängt dabei nur von T_e ab:

$$\langle \sigma v \rangle_{rec} = \frac{4.684 \cdot 10^{-19} \cdot T_e^{-3/2} [eV]}{T_e^{-1} [eV] + 0.0434} \quad \text{in } \frac{m^3}{s} \quad [\text{Gol82}] \quad (7)$$

Alle weiteren Ratenkoeffizienten sind in Anhang A.3 auf S. 59 definiert. So steht $\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Ph}$ z.B. für den Ladungsaustauschprozeß $H^+ + H^0 \rightarrow H^0 + H^+$. Mit

$$\lambda_H = \frac{v_{H^0}}{n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{H^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Hp} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hp}) + n_{D^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Hd} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hd})} \quad (8)$$

berechnet sich N_{λ_H} zu

$$N_{\lambda_H} = \sqrt{\frac{m_p}{2E_H}} \int_r^a (n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{H^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Hp} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hp}) + n_{D^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Hd} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hd})) dx \quad (9)$$

Für die Energieverteilung der Ionen gilt

$$f(T) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\pi T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{T}} \sqrt{E} \quad (10)$$

Analog gilt für den D^0 -Fluß

$$F_D = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a n_{D^+} f(T_{D^+}) \left(n_{H^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dh} + n_{D^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dd} + n_e \langle \sigma v \rangle_{rec} \right) e^{-N_{\lambda_D}} dr \quad (11)$$

$$N_{\lambda_D} = \sqrt{\frac{2m_p}{2E_D}} \int_r^a (n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{H^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dp} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dp}) + n_{D^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dd2} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dd})) dx \quad (12)$$

Der Neutralteilchenfluß läßt sich also berechnen, falls Dichte- und Temperaturprofile aller Komponenten bekannt sind. Elektronendichte- und Temperatur werden nach verschiedenen Methoden wie z.B. DCN-Laser Interferometrie oder Thomson-Streuung bestimmt. Messungen der Ionentemperatur liefert z.B. die Neutralteilchenanalyse selbst [Fah97] [Sto96] (vgl. Abb. 5). Im Rahmen eines einfachen Modells genügt aber die Näherung

$$T_{H^+} = T_{D^+} = T_{H^0} = T_{D^0} = f \cdot T_e \quad (13)$$

wobei in ohmschen Entladungen $f \approx 0.6 \dots 1 = const$ ist. Eigentlich ist f eine Funktion des Ortes und der Zeit. Es wird hier aber als konstant angenommen.

Aus der Quasineutralität des Plasmas mit den o.g. Komponenten folgt

$$n_e = n_{H^+} + n_{D^+} \quad (14)$$

und daher mit der Definition $\alpha(r) := n_{H^+}(r)/n_{D^+}(r)$ aus dem Elektronendichteprofil

$$n_{H^+}(r) = \frac{n_e(r)}{1 + \frac{1}{\alpha(r)}} \quad n_{D^+}(r) = \frac{n_e(r)}{1 + \alpha(r)} \quad (15)$$

An ASDEX-Upgrade gibt es keine Möglichkeit die Neutraldichte im Zentrum direkt zu messen. Für die Berechnung von n_0 ohne Hilfe eines Monte-Carlo-Codes, liefert folgender Ansatz eine brauchbare Näherung:

$$n_0 = \underbrace{10^{16} m^{-3}}_{n_{00}} \cdot \exp\left(\frac{-\int_a^r n_e dr}{A}\right) + 2 \cdot \underbrace{10^{16} m^{-3}}_{n_{00}} \cdot \exp\left(\frac{-\int_{-a}^r n_e dr}{A}\right) + n_{rec} \quad (16)$$

Die Neutraldichte n_0 setzt sich dabei aus den Randneutralen, die in Abhängigkeit der Elektronendichte mehr oder weniger weit ins Plasma penetrieren, und den Rekombinationsneutralen n_{rec} zusammen. Untersuchungen der Wasserstofflinienstrahlung haben gezeigt [Kie93], daß n_{00} dabei am inneren Rand etwa zweimal höher als am äußeren Rand angesetzt werden muß. Für die Rekombination gilt:

$$n_{rec} = \frac{n_e n_{D^+} \langle \sigma v \rangle_{rec}}{\underbrace{n_{D^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dd2} + n_{H^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dp2} + n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei}}_{n_{D_{rec}^0}}} + \frac{n_e n_{H^+} \langle \sigma v \rangle_{rec}}{\underbrace{n_{D^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hd2} + n_{H^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Hp2} + n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei}}_{n_{H_{rec}^0}}} \quad (2)$$

Die Neutraldichte am äußeren Plasmarand n_{00} und die Abfalllänge A sind so zu wählen, daß die damit berechnete Neutraldichte möglichst genau dem tatsächlichen Wert entspricht. Dies kann z.B. durch Vergleich der Neutralteilchenflüsse aus Simulation und Experiment erreicht werden.

Monte-Carlo-Rechnungen (EIRENE) haben gezeigt, daß im Plasmainternen $n_{H^0}/n_{D^0} \approx n_{H^+}/n_{D^+} = \alpha$ gilt. Daraus folgt:

$$n_{H^0}(r) = \frac{n_0(r)}{1 + \frac{1}{\alpha(r)}} \quad n_{D^0}(r) = \frac{n_0(r)}{1 + \alpha(r)} \quad (17)$$

Es muß also α vorgegeben werden, um aus den gemessenen Profilen die Flüsse berechnen zu können. In einem iterativen Verfahren wird das Ergebnis mit der Messung verglichen und die Rechnung mit verbessertem α solange wiederholt, bis Simulation und Experiment übereinstimmen.

3.2 Ergebnisse für eine Standardentladung

In einem Simulationsprogramm kann das Linienintegral numerisch ausgewertet werden (vgl. S. 55). Elektronendichte - und Temperaturprofile, wie sie im Schuß 7652 (Standard-schuß, vgl. Abb. 3) zum Zeitpunkt $t = 1.6$ s durch den Lithium Strahl (DLP ne) und durch Thomson-Streuung (YPR tefit) gemessen wurde, zeigt Abb. 8.

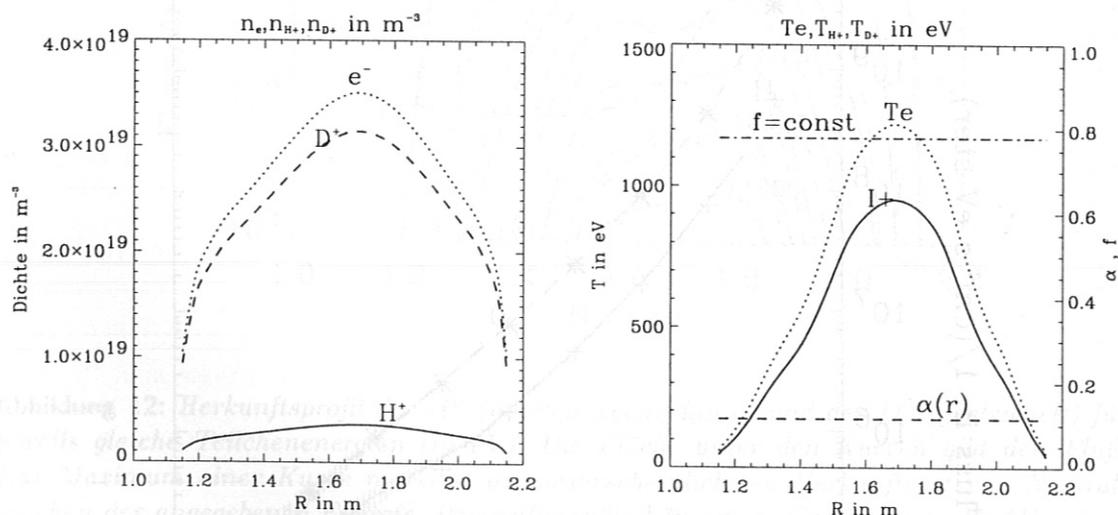


Abbildung 8: Dichte und Temperaturprofile für den Schuß 7652, $t = 1.6$ s als Funktion des großen Radius (Abstand von der Symmetrieachse des Torus). Das Plasmazentrum liegt hier bei $R = 1.67$ m, die Separatrix bei $R = 1.14$ m und $R = 2.16$ m.

Dort sind auch die Ionenprofile dargestellt, die vorliegen, wenn man $\alpha = 0.115 = \text{const}$ und $f = 0.78 = \text{const}$ annimmt. Es genügt von $R = 1.15$ m bis $R = 2.15$ m zu integrieren, da die Teilchen mit Energien $E > 1$ keV hauptsächlich innerhalb dieses Bereiches entstehen (Abb. 12) und die Absorption am Rand auf Grund der niedrigen Dichte und Temperatur vernachlässigt werden kann. Außerhalb dieses Bereichs kann T_e nicht mehr richtig gemessen werden, was zu einer falschen Näherung von n_{rec} und somit von n_0 führen würde, wenn über die gesamte Sichtlinie integriert wird. Mit $A = 1.9 \cdot 10^{18} m^2$ und $n_{00} = 0.9 \cdot 10^{15} m^{-3}$ ergibt die Rechnung die Neutraldichteprofile in Abb. 9. Obwohl diese Profile nur wenig Ähnlichkeit mit Ergebnissen [Sto96] aus Monte-Carlo Rechnungen haben, die die Realität weit besser beschreiben, können sie hier zur Berechnung der Flüsse verwendet werden, da

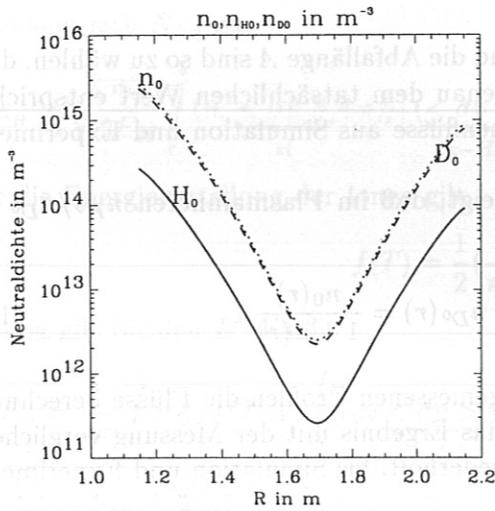


Abbildung 9: Neutraldichteprofile

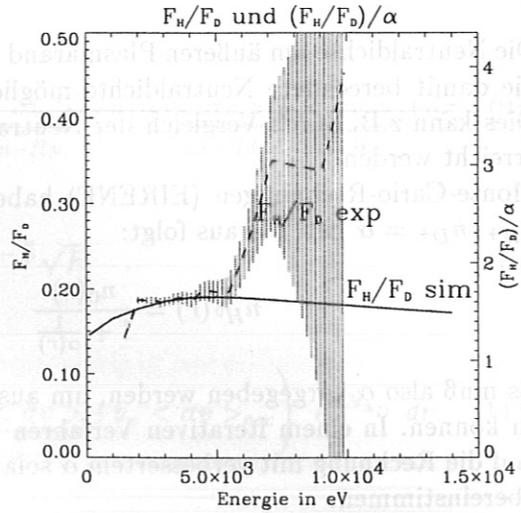


Abbildung 10: F_H/F_D gemessen (#7652, $t = 1.3 - 2.0$ s) und berechnet.

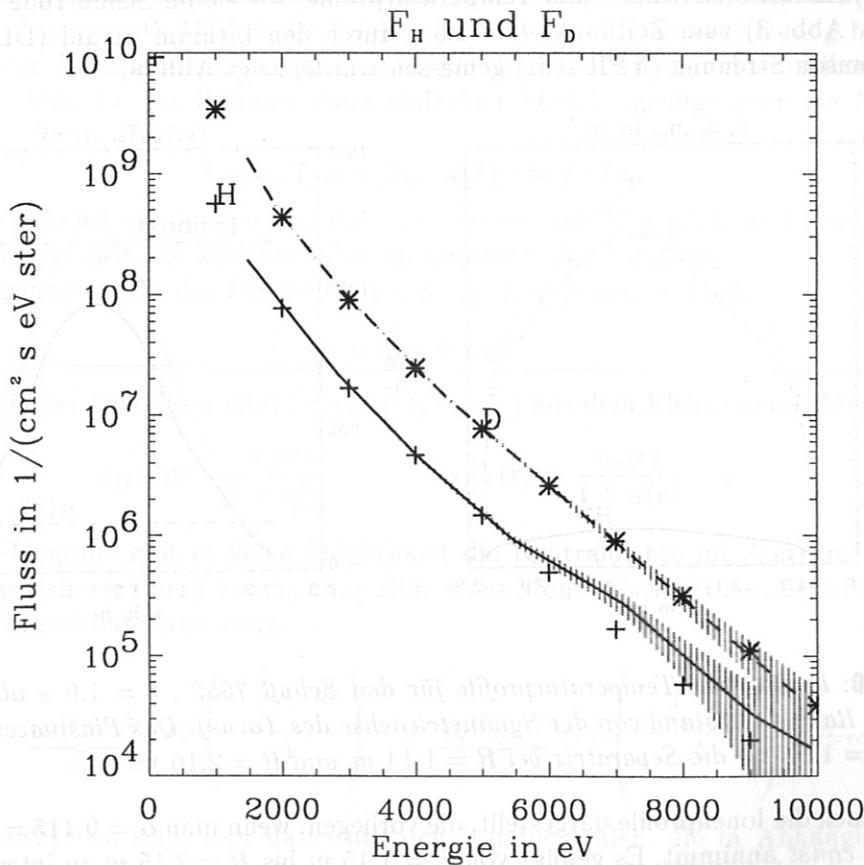


Abbildung 11: H^0 - und D^0 Flüsse. Die Linien zeigen die gemessenen Werte mit Fehler (#7652, $t = 1.3 - 2.0$ s), die Symbole die berechneten.

F_H/F_D nur wenig von ihrer Gestalt abhängt (s. Kapitel 4). Wie Abb. 11 zeigt, stimmen berechnete und gemessene Flüsse für kleine Energien sehr gut überein. Das Isotopenverhältnis am Rand beträgt also $\alpha = 0.12$. Bei höheren Energien, bei Teilchen also, die

näher am Plasmazentrum entstehen (Abb. 12), steigt der gemessene H -Fluß und damit F_H/F_D unerwartet stark an (Abb. 10). Die Sensitivitätsstudie (Kapitel 4) wird zeigen, daß dieser Effekt durch ein zum Zentrum hin zunehmendes Isotopenverhältnis nicht erklärt werden kann. Der zu niedrige Wert bei der kleinsten Energie rührt von einem defekten Detektor für den Wasserstofffluß mit der niedrigsten Energie her und sollte daher nicht beachtet werden.

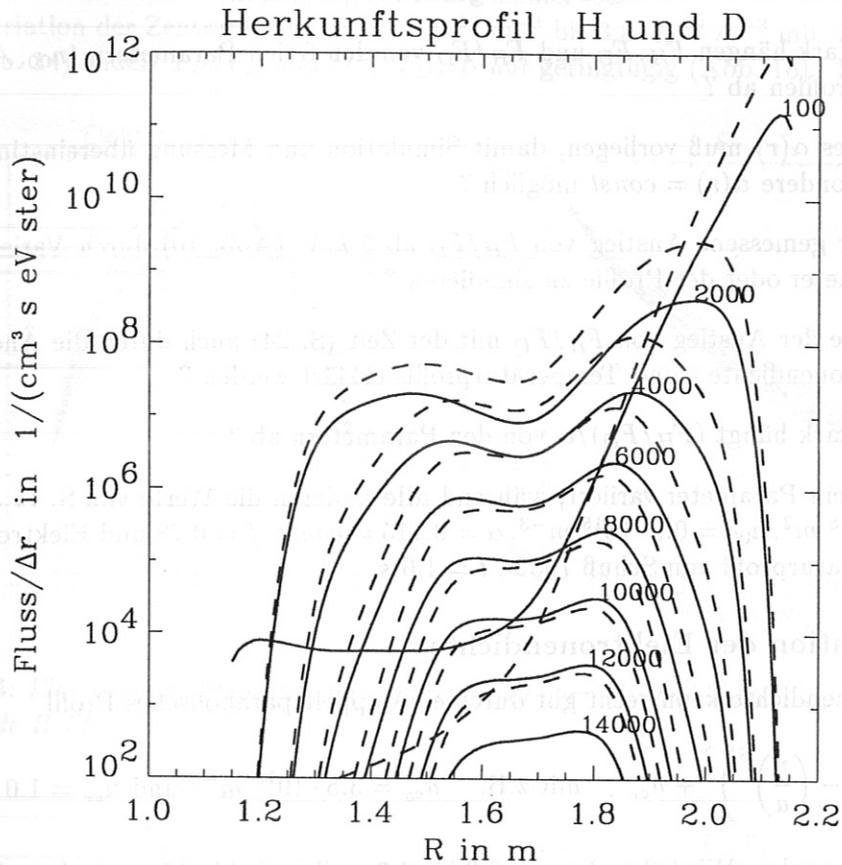


Abbildung 12: Herkunftsprofil der H^0 (durchgezogene Linie) und der D^0 (gestrichelt) für jeweils gleiche Teilchenenergien (in eV). Die Fläche unter den Kurven gibt den Fluß. Das Maximum einer Kurve markiert den wahrscheinlichsten Herkunftsort von Neutralteilchen der angegebenen Energie. Herkunftsprofile hängen im Gegensatz zu F_H/F_D stark vom Neutralgasmodell ab, sind also vor allem am Rand ($E < 6$ keV) sehr unsicher.

4 Sensitivitätsstudie für Verhältnis von Isotopenfluß zu Isotopendichte

Um die Ergebnisse der Simulation in Abb. 11 mit den experimentellen Daten in Einklang zu bringen, mußten neben α auch die Parameter f , n_{00} und A entsprechend gewählt werden. Dabei stellt sich die Frage, wie eindeutig die Wahl dieser Parameter (insbesondere α) ist. Die Sensitivitätsstudie soll außerdem folgende Fragen klären:

- Wie stark hängen F_H , F_D und F_H/F_D von den freien Parametern (n_{00} , A , f , α) und den Profilen ab ?
- Welches $\alpha(r)$ muß vorliegen, damit Simulation und Messung übereinstimmen ? Ist insbesondere $\alpha(r) = \text{const}$ möglich ?
- Ist der gemessene Anstieg von F_H/F_D ab 5 keV (Abb. 10) durch Variation dieser Parameter oder der Profile zu simulieren ?
- Könnte der Anstieg von F_H/F_D mit der Zeit (S. 24) auch durch die Änderung des Elektronendichte- und Temperaturprofils erklärt werden ?
- Wie stark hängt $(F_H/F_D)/\alpha$ von den Parametern ab ?

Dabei wird ein Parameter variiert, während **alle** anderen die Werte von S. 11 annehmen: $A = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ m}^2$, $n_{00} = 0.9 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $\alpha = 0.115 = \text{const}$, $f = 0.78$ und Elektronendichte- und Temperaturprofil von Schuß 7652, $t = 1.6 \text{ s}$.

4.1 Variation der Elektronendichte

Die Elektronendichte kann recht gut durch ein doppelt parabolisches Profil

$$n_e = n_{e0} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^\beta \right)^\gamma + n_{er} \quad \text{mit z.B.} \quad n_{e0} = 3.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \quad \text{und} \quad n_{er} = 1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

beschrieben werden. Wird β und γ von 0.3 bis 2.7 variiert (Abb. 13) so ändert sich F_H/F_D und der Korrekturfaktor $(F_H/F_D)/\alpha$ nur sehr wenig (Abb. 15). Die Flüsse sind für das

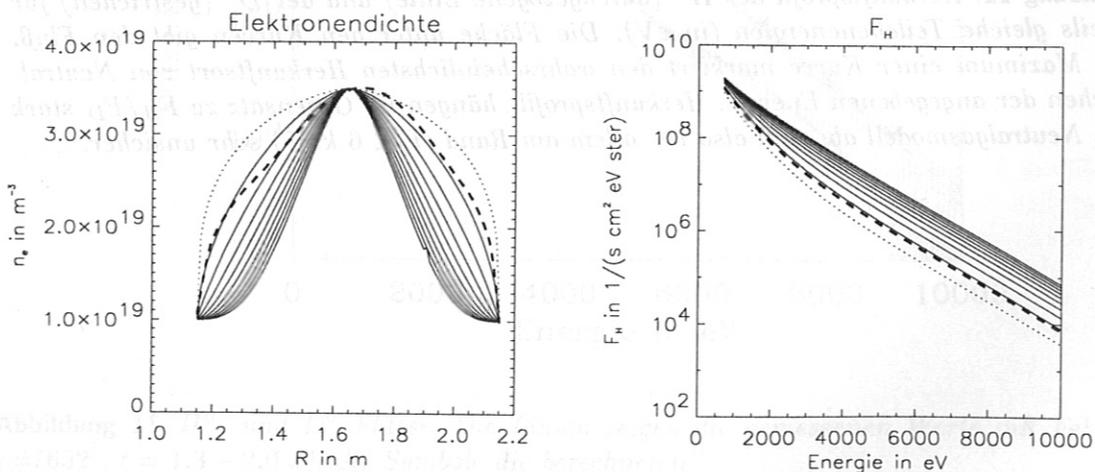


Abbildung 13: Links: Elektronendichte für verschiedene β und γ . Kurven gleicher Darstellungsart gehören im Folgenden stets zusammen. Der gestrichelte Graph zeigt das gemessene Profil von Schuß 7652, $t = 1.6 \text{ s}$ (DLP ne). Rechts: Mit diesen Profilen berechnetes F_H .

flache Dichteprofil (gepunktete Linie) am kleinsten. Je spitzer das Profil wird, je kleiner also die Dichte am Rand ist, desto größer wird auch F_H und F_D , da weniger Neutrale auf dem Weg zum Analysator absorbiert werden.

Bei einem flachen Dichteprofil entstehen Neutrale näher am Rand als Neutrale gleicher Energie bei einem spitzen Profil. Im Flußspektrum (Abb. 13 rechts) ist das Gefälle von F_H berechnet mit dem flachen Profil bei $E = 1 \text{ keV}$ deshalb größer als F_H berechnet mit einem spitzen Profil, da die Temperatur am Rand kleiner ist.

Auch die Variation der Zentraldichte von $2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bis $3.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ mit $\beta = 1.8$ und $\gamma = 0.5$ (Abb. 14) ändert F_H/F_D und $(F_H/F_D)/\alpha$ nur geringfügig (Abb. 16). Hier ist das

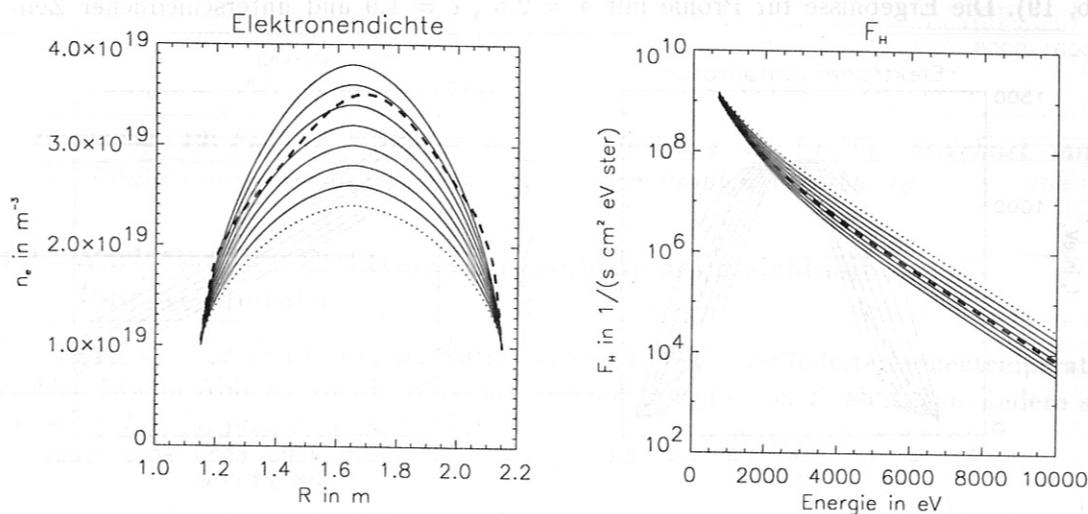


Abbildung 14: Elektronendichteprofile mit unterschiedlicher Zentraldichte (links) und der entsprechende H-Fluß (rechts).

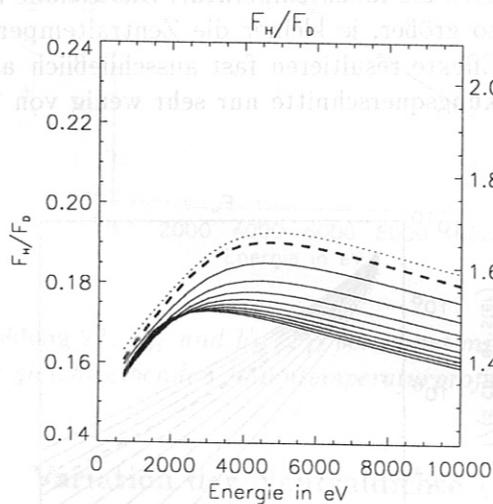


Abbildung 15: F_H/F_D berechnet mit den Profilen aus Abb. 13.

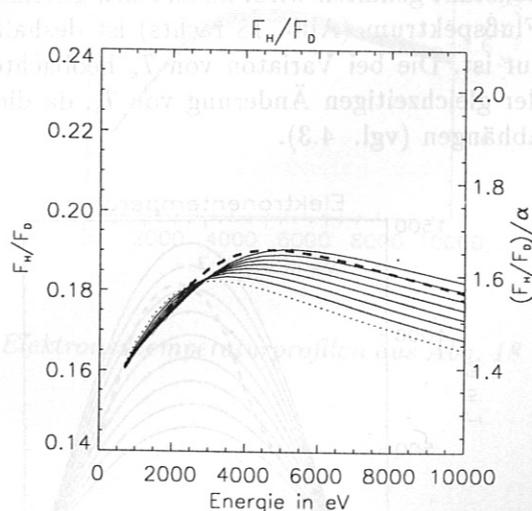


Abbildung 16: F_H/F_D berechnet mit den Profilen aus Abb. 14.

Gefälle von F_H (Abb. 14 rechts) bei $E = 1 \text{ keV}$ für das Profil mit der kleinsten Zentraldichte (gepunktet) am geringsten, da die Neutrale dort näher am Zentrum entstehen als bei Profilen mit größerer Zentraldichte, die Temperatur dort also größer ist.

4.2 Variation der Elektronen- und Iontemperatur

Auch die Elektronentemperatur kann näherungsweise durch ein doppelt parabolisches Profil beschrieben werden:

$$T_e = T_{e0} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^\delta \right)^\epsilon + T_{er} \quad \text{mit z.B. } T_{e0} = 1.2 \cdot 10^3 \text{ eV und } T_{er} = 80 \text{ eV} .$$

Abbildung 17 zeigt die Profile für $1.3 \leq \delta \leq 2.8$ und $0.7 \leq \epsilon \leq 4.0$. Der Korrekturfaktor weicht dabei nur für kleine Energien und großes ϵ stärker vom üblichen Wert (≈ 1.5) ab (Abb. 19). Die Ergebnisse für Profile mit $\delta = 2.5$, $\epsilon = 1.9$ und unterschiedlicher Zen-

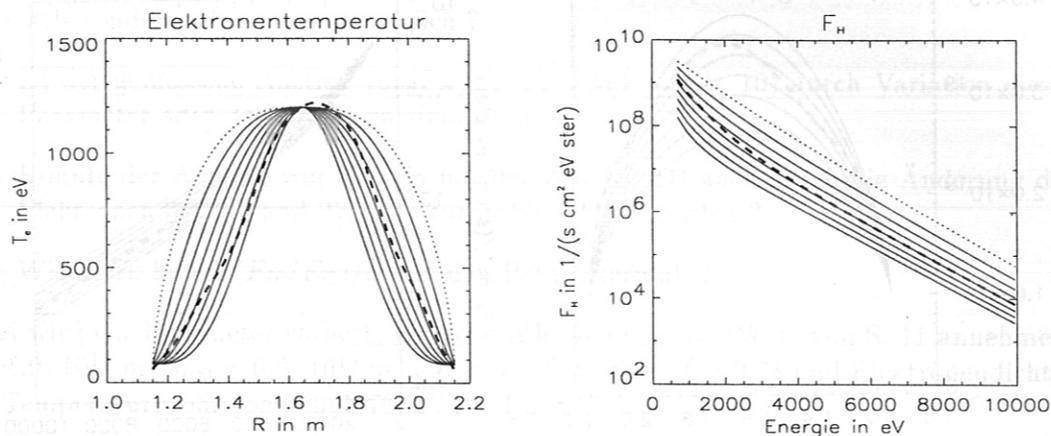


Abbildung 17: Temperaturprofile mit verschiedenen δ und ϵ . Die gestrichelte Kurve zeigt wieder die Messung von Schuß 7652, $t = 1.6$ s (YPR teft).

traltemperatur ($500 \text{ eV} \leq T_e \leq 1400 \text{ eV}$, Abb. 18) zeigt Abb. 20. Da $f = T_e/T_i$ hierbei konstant gehalten wird, ändert sich gleichzeitig auch die Iontemperatur. Das Gefälle im Flußspektrum (Abb. 18 rechts) ist deshalb umso größer, je kleiner die Zentraltemperatur ist. Die bei Variation von T_e beobachteten Effekte resultieren fast ausschließlich aus der gleichzeitigen Änderung von T_i , da die Wirkungsquerschnitte nur sehr wenig von T_e abhängen (vgl. 4.3).

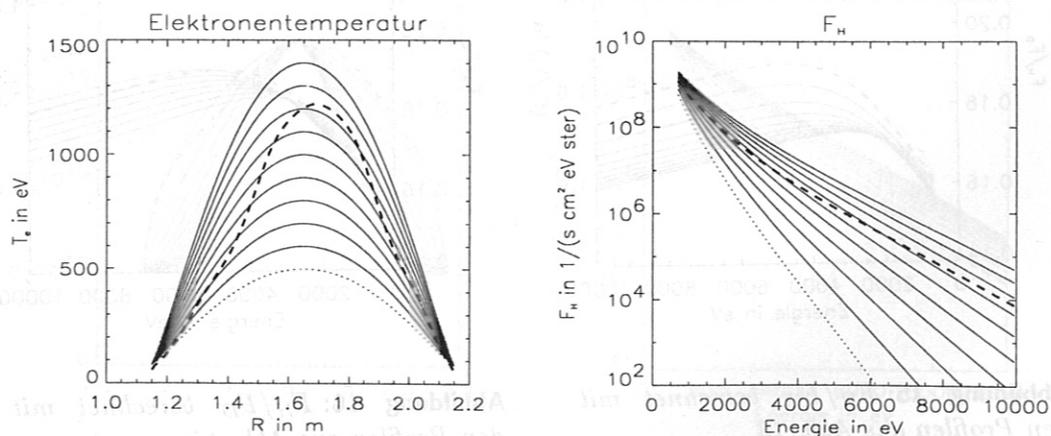


Abbildung 18: Links: Temperaturprofile mit $\delta = 2.5$, $\epsilon = 1.9$ und unterschiedlichen Zentraltemperaturen. Rechts: Mit diesen Profilen berechnetes F_H .

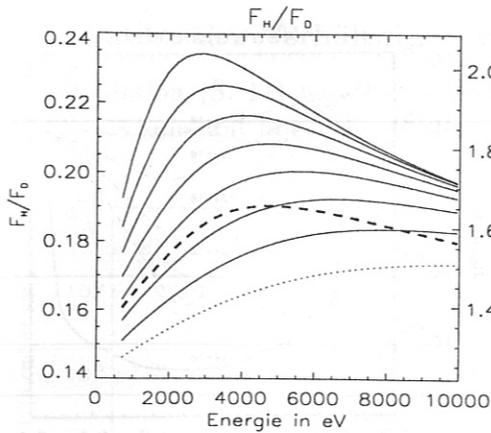


Abbildung 19: F_H/F_D berechnet mit den Profilen aus Abb. 17.

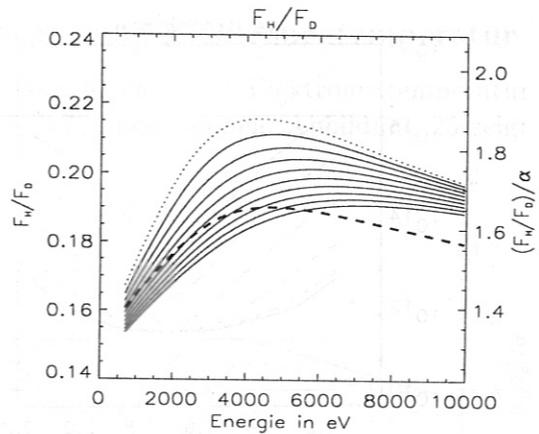


Abbildung 20: F_H/F_D berechnet mit den Profilen aus Abb. 18.

4.3 Variation der Elektronentemperatur bei gleichbleibender Ionentemperatur

Abbildung 21 zeigt den Effekt der Variation von T_e bei unveränderten Ionentemperaturprofilen (wie in Abb. 8). Da die Wirkungsquerschnitte kaum von T_e abhängen, ändern sich F_H sowie F_H/F_D praktisch nicht.

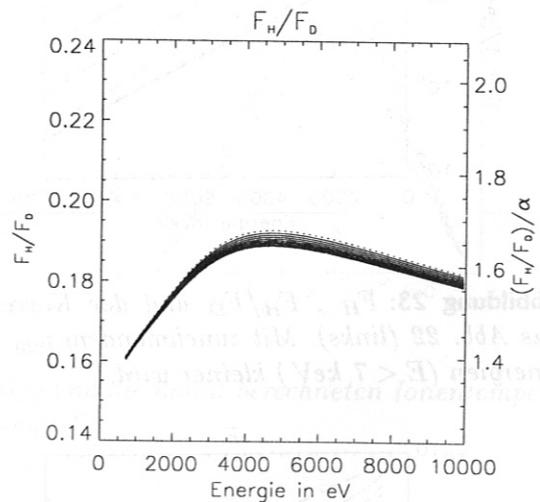
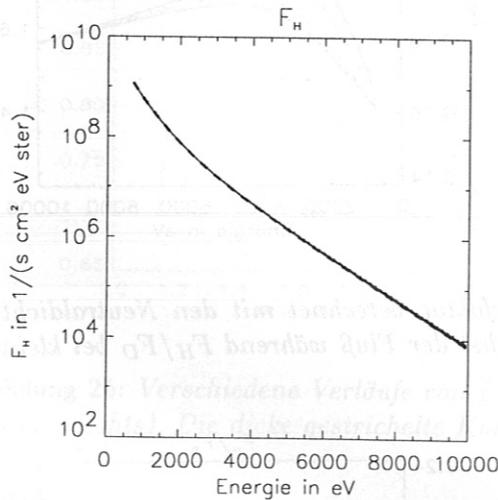


Abbildung 21: F_H und F_H/F_D berechnet mit den Elektronentemperaturprofilen aus Abb. 18 aber gleichbleibenden Ionentemperaturprofilen.

4.4 Variation der Neutraldichte

In Abb. 22 ist die Neutraldichte für verschiedene Werte der Dichte am Plasmarand n_{00} , sowie für verschiedene Abfallängen A dargestellt. Es hängen zwar die Flüsse stark von n_{00} und A ab (Abb. 23 und 24), nicht jedoch ihr Verhältnis.

Die Flüsse sind umso größer, je größer die Neutraldichte ist, je größer also n_{00} und A sind. Für $n_{00} < 10^{13} \text{ m}^{-3}$ überwiegt aber die Rekombinationsdichte, d.h. weder F_H noch F_H/F_D ändern sich dann bei Variation von n_{00} (Abb. 23).

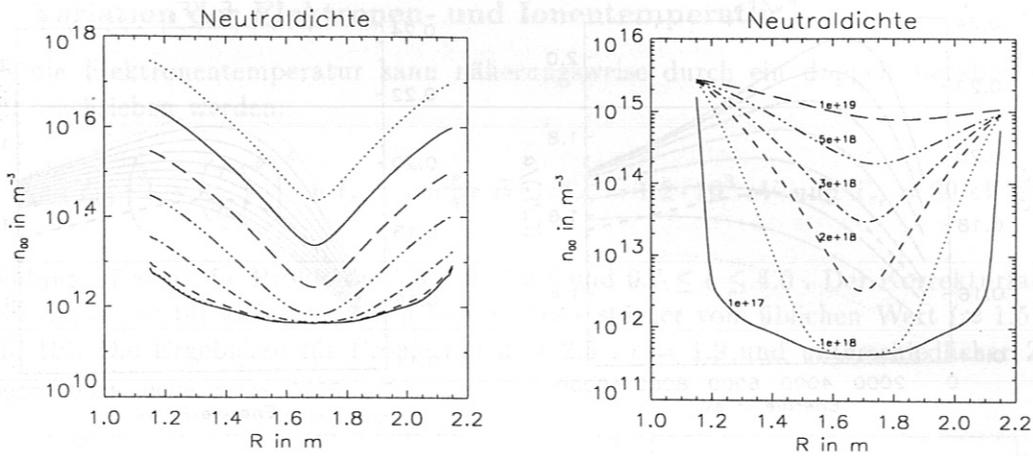


Abbildung 22: Neutraldichte mit $n_{00} = 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}, 10^{13}, 10^{14}, 10^{15}, 10^{16}$ und 10^{17} m^{-3} (links) und mit $A = 10^{17}, 10^{18}, 2.0 \cdot 10^{18}, 3.0 \cdot 10^{18}, 5.0 \cdot 10^{18}, 10^{19} \text{ m}^2$ (rechts).

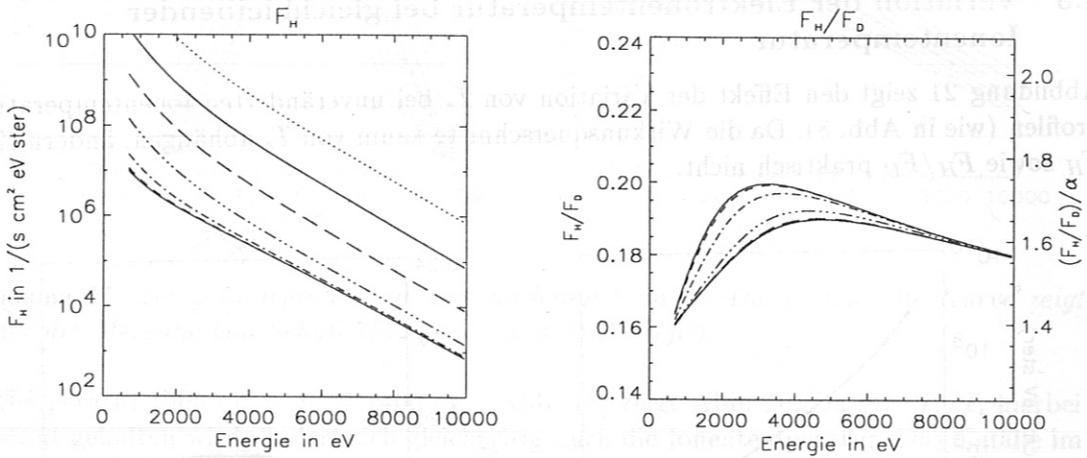


Abbildung 23: F_H , F_H/F_D und der Korrekturfaktor berechnet mit den Neutraldichten aus Abb. 22 (links). Mit zunehmendem n_{00} wächst der Fluß während F_H/F_D bei kleinen Energien ($E < 7 \text{ keV}$) kleiner wird.

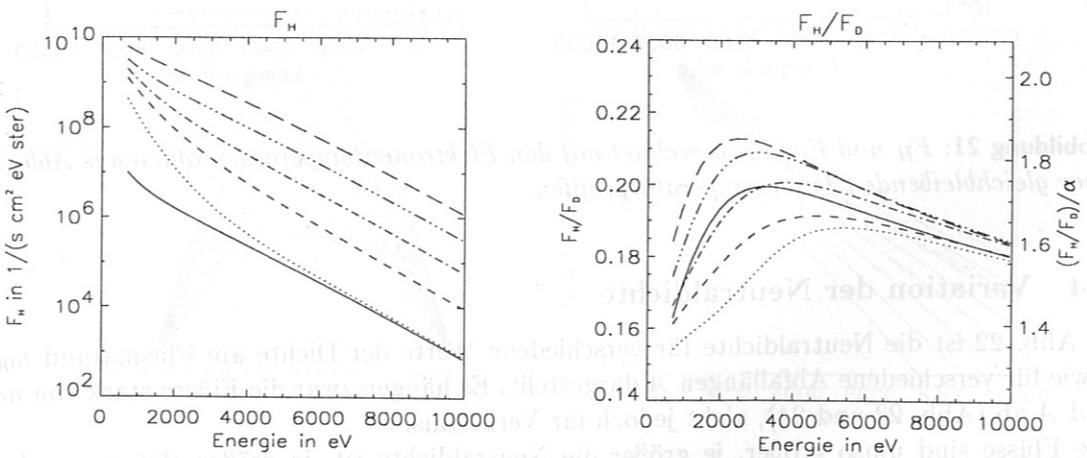


Abbildung 24: F_H , F_H/F_D und der Korrekturfaktor berechnet für verschiedene A (Abb. 22 rechts).

4.5 Variation des Verhältnisses von Ionen- und Elektronentemperatur

In der Simulation (S. 11) wurde das Verhältnis von Ionen - und Elektronentemperatur $f = T_i/T_e$ als konstant über den Radius mit $f = 0.78$ angenommen. Abbildung 25 zeigt

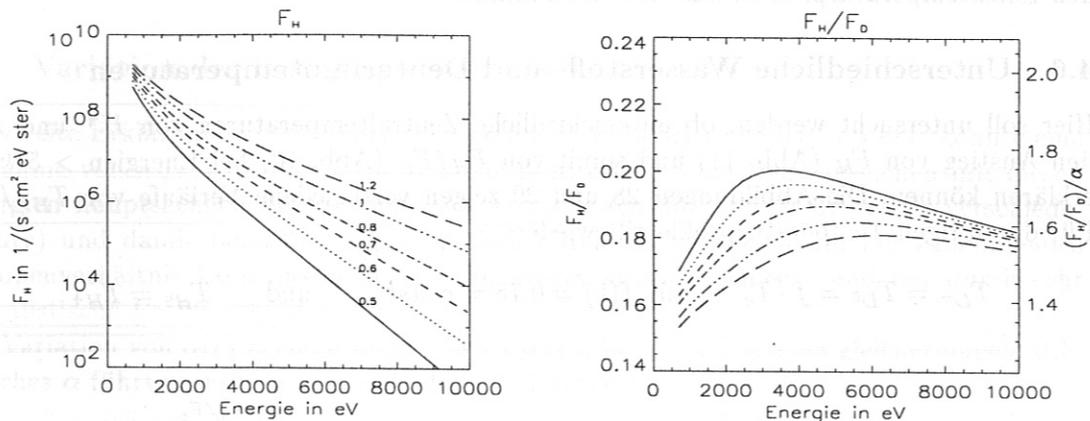


Abbildung 25: F_H , F_H/F_D und der Korrekturfaktor berechnet für verschiedene f .

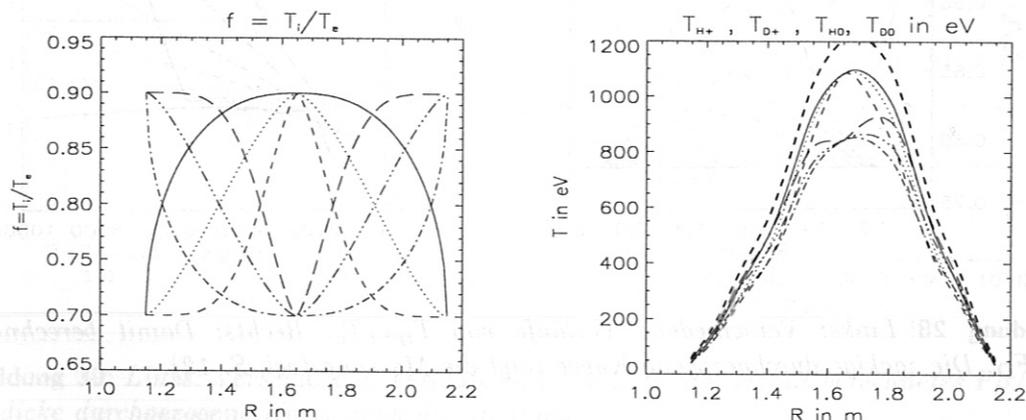


Abbildung 26: Verschiedene Verläufe von f (links) und die damit berechneten Ionentemperaturen (rechts). Die dicke gestrichelte Kurve zeigt T_e .

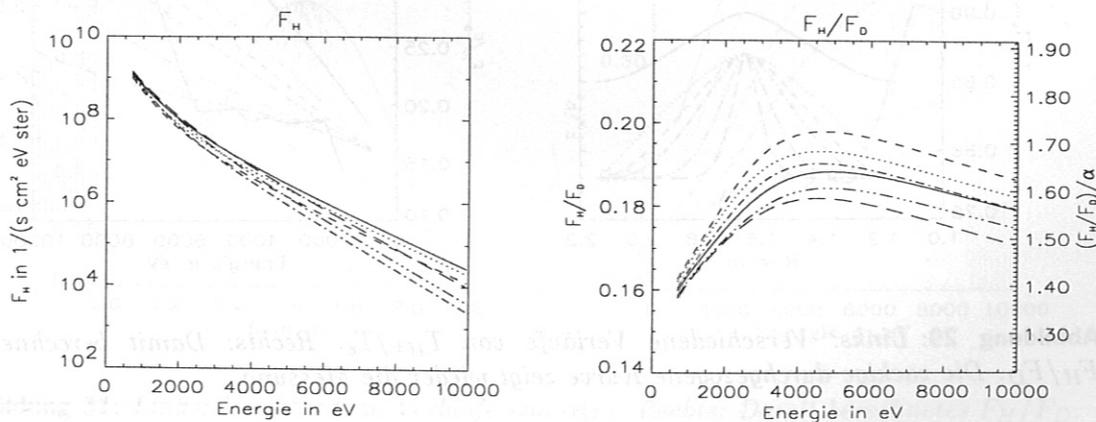


Abbildung 27: F_H , F_H/F_D und der Korrekturfaktor berechnet für die f 's aus Abb. 26.

den Fluß F_H für verschiedene über den Radius konstante f . Je größer f und somit T_i ist, umso flacher sind die Kurven. In einem dichten Plasma ist $f \approx 1$. Für solche f ist $(F_H/F_D)/\alpha \approx 1.5$ (Abb. 25). Der Verlauf von F_H/F_D (Abb. 27) ändert sich auch dann nur unwesentlich, wenn man statt eines über den Radius konstanten f die Verläufe mit den Ionentemperaturprofilen aus Abb. 26 annimmt.

4.6 Unterschiedliche Wasserstoff- und Deuteriumtemperaturen

Hier soll untersucht werden, ob unterschiedliche Zentraltemperaturen von H^+ und D^+ den Anstieg von F_H (Abb. 11) und somit von F_H/F_D (Abb. 10) bei Energien $> 5 \text{ keV}$ erklären können. Die Abbildungen 28 und 29 zeigen verschiedene Verläufe von T_{H^+}/T_e . Für die übrigen Temperaturprofile gilt wieder:

$$T_{D^+} = T_{D^0} = f \cdot T_e \quad \text{mit } f(r) = 0.78 = \text{const} \quad \text{und} \quad T_{H^0} = T_{H^+}$$

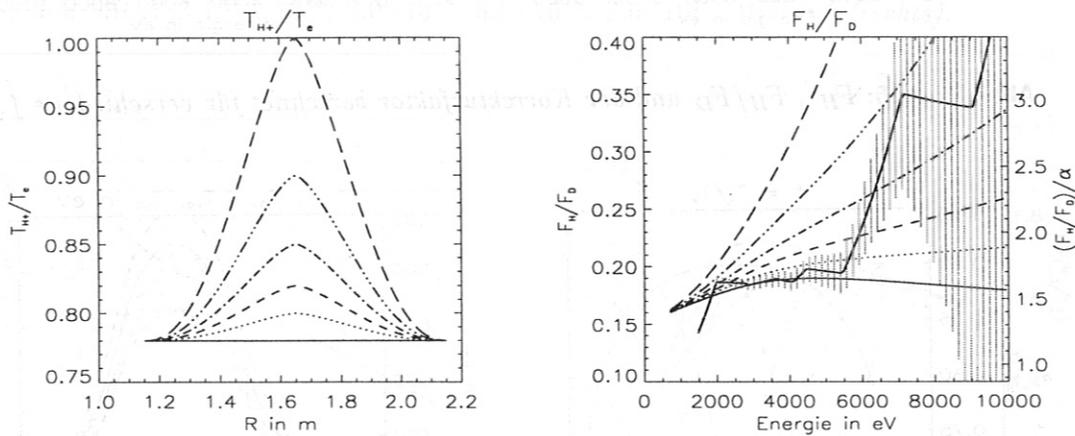


Abbildung 28: Links: Verschiedene Verläufe von T_{H^+}/T_e . Rechts: Damit berechnetes F_H/F_D . Die zackige durchgezogene Kurve zeigt die Messung (vgl. S. 12).

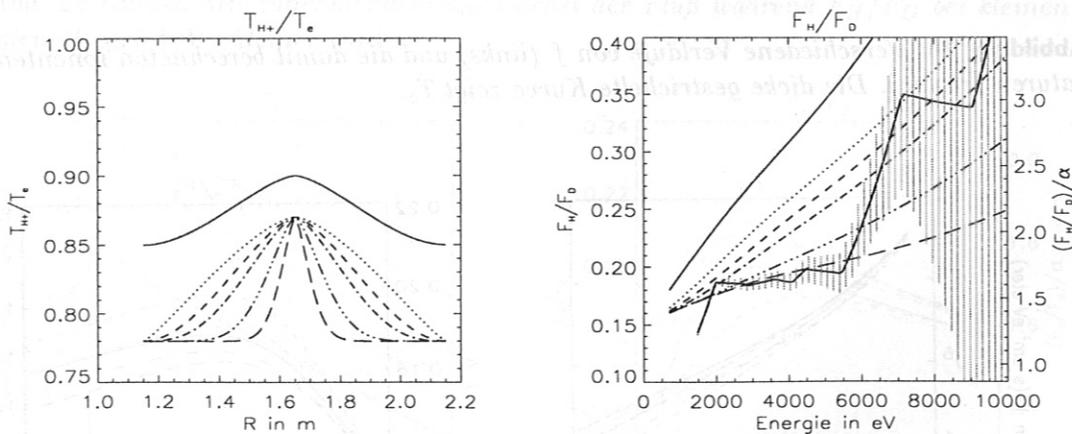


Abbildung 29: Links: Verschiedene Verläufe von T_{H^+}/T_e . Rechts: Damit berechnetes F_H/F_D . Die zackige durchgezogene Kurve zeigt wieder die Messung.

Es zeigt sich, daß der zunächst waagerechte Verlauf von F_H/F_D mit dem abrupten Anstieg bei $\approx 5 \text{ keV}$ auch durch $T_{H^+} \neq T_{D^+}$ nicht erklärt werden kann (Abb. 28 und 29). Es ist

auch wegen der kurzen Equilibrationszeit in ohmschen Plasmen kein Grund ersichtlich, warum T_{H^+} ungleich T_{D^+} sein sollte. Das praktisch gleiche Ergebnis ergibt die Variation von T_{H^+}/T_e mit $T_{D^+} = T_{H^0} = T_{D^0} = f \cdot T_e$.

4.7 Variation des Isotopenverhältnisses

Die zweite Erklärung für den unerwartet hohen H -Fluß bei Energien $> 5 \text{ keV}$ könnte eine Zunahme von n_{H^+}/n_{D^+} im Plasmazentrum sein, dort wo die Neutralteilchen mit diesen Energien hauptsächlich herkommen. Die Abbildungen 30, 31 und 32 zeigen verschiedene $\alpha(r)$ und damit berechnet F_H/F_D . Auch durch ein zum Zentrum hin zunehmendes Isotopenverhältnis kann das gemessene Spektrum also nur schlecht und nur durch sehr unrealistische Profile erklärt werden.

Bei Variation von $\alpha(r) = \text{const}$ ändert sich F_H/F_D bei allen Energien gleichermaßen, d.h. n -faches α führt zu n -fachem F_H/F_D für alle Energien.

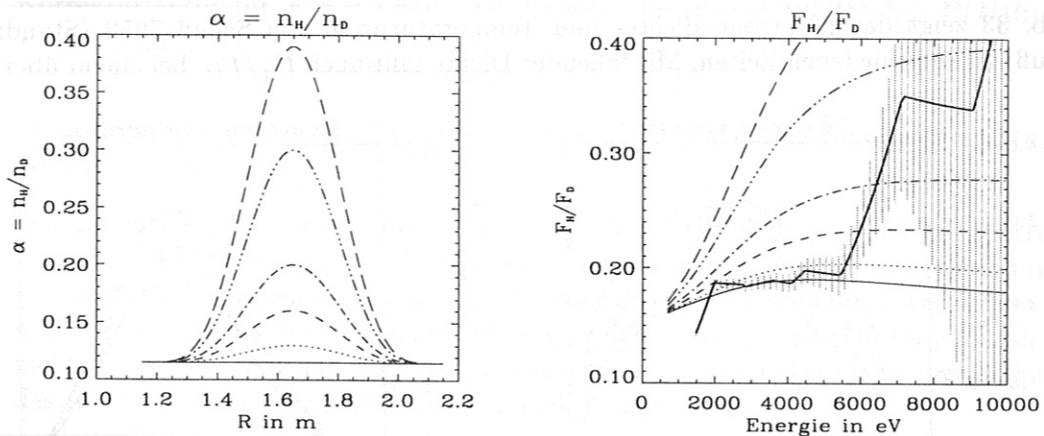


Abbildung 30: Links: Verschiedene Verläufe von $\alpha(r)$. Rechts: Damit berechnetes F_H/F_D . Die dicke durchgezogene Kurve zeigt die Messung.

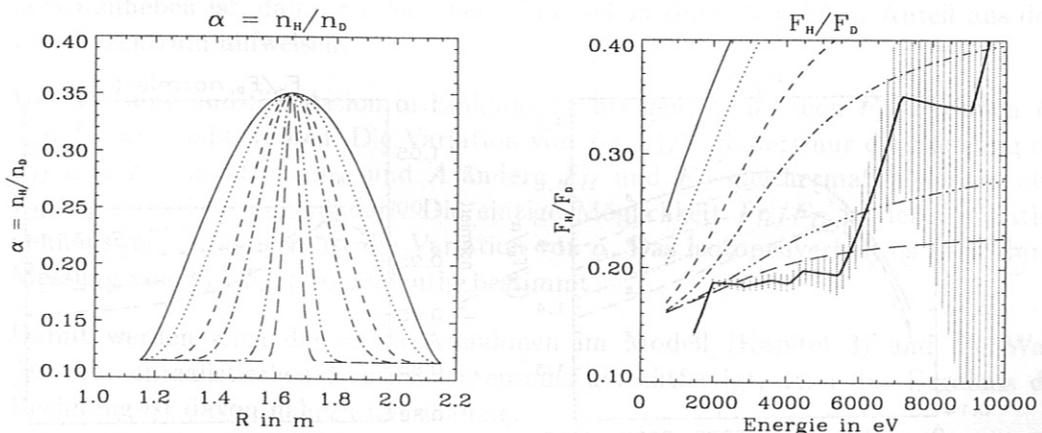


Abbildung 31: Links: Verschiedene Verläufe von $\alpha(r)$. Rechts: Damit berechnetes F_H/F_D .

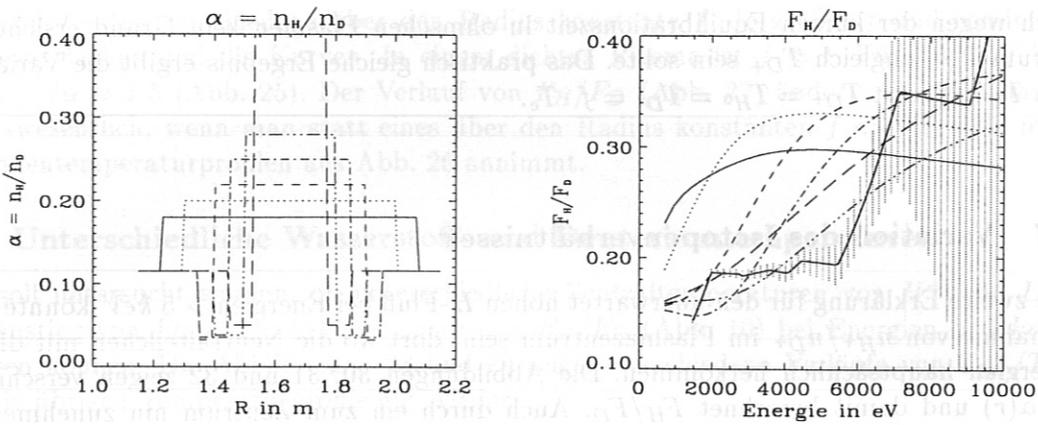


Abbildung 32: Links: Verschiedene Verläufe von $\alpha(r)$. Rechts: Damit berechnetes F_H/F_D .

4.8 Zeitliche Änderung von Dichte - und Temperaturprofil

Abb. 33 zeigt das Elektronendichte- und Temperaturprofil von Schuß 7652 (Standard-schuß) zu verschiedenen Zeiten. Mit fallender Dichte fällt auch F_H/F_D bei einem über der

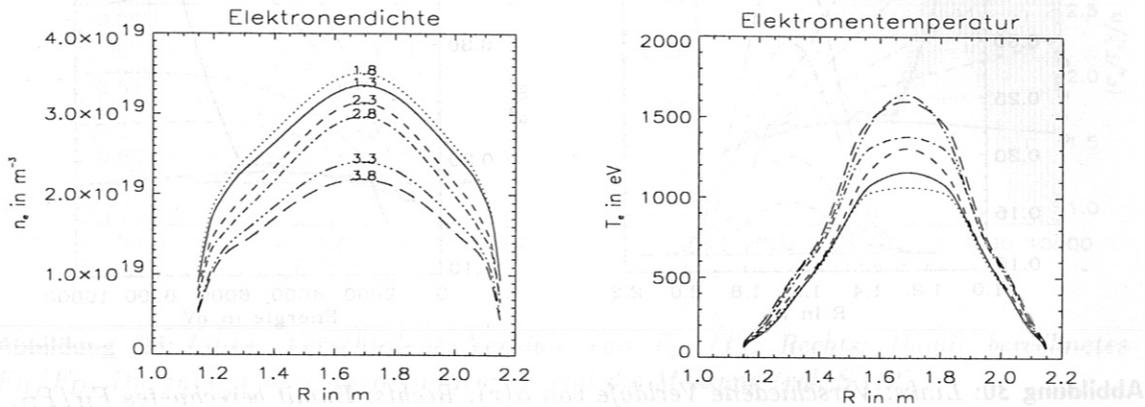


Abbildung 33: Elektronendichte - und Temperaturprofil von Schuß 7652, $t = 1.3, 1.8, 2.3, 2.8, 3.3, 3.8$ s.

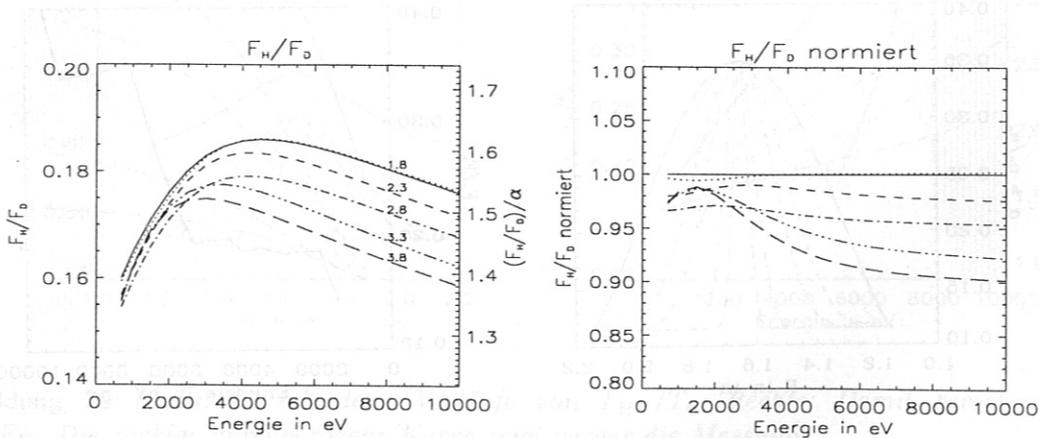


Abbildung 34: F_H/F_D mit den T_e und n_e Profilen aus Abb. 33. Das rechte Bild zeigt das gleiche normiert auf $F_H/F_D(1.3$ s).

Zeit konstantem $\alpha(r)$. Das Verhältnis F_H/F_D normiert auf $F_H/F_D(t = 1.3 \text{ s})$ zeigt Abb. 34 (rechts). Mit fallender Dichte fällt F_H/F_D bei hohen Energien stärker als bei niedrigen. In Kapitel 5 wird sich zeigen, daß F_H/F_D in Standardentladungen nach Abschalten der Gaszufuhr für große Energien weniger steigt als für kleine (S. 26 Abb. 39 unten rechts). Diese Beobachtung scheint somit ein Effekt der Profiländerung zu sein und nicht der eines inhomogenen Anstiegs von $\alpha(r)$.

4.9 Ergebnisse

- Der Korrekturfaktor ändert sich bei Variation der Parameter oder Profile nur sehr wenig und liegt zwischen 1.4 und 1.7. Nur bei Annahme sehr extremer Werte für die Parameter oder Profile, z.B. extrem flache T_e Profile (Abb. 25) kann er Werte bis 2.1 erreichen. Für Werte, wie sie in Standardentladungen vorherrschen (mit dem Parameterbereich: $\beta, \gamma \in [0.3, 2.7]$, $\delta \in [2.0, 2.7]$, $\epsilon \in [1.1, 2.3]$, $n_{e0} \in [2.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}, 3.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}]$, $T_{e0} \in [500 \text{ eV}, 1400 \text{ eV}]$, $n_{00} \in [10^{13} \text{ m}^{-3}, 10^{17} \text{ m}^{-3}]$, $A \in [10^{17} \text{ m}^2, 3 \cdot 10^{18} \text{ m}^2]$ und $f \in [0.6, 1.2]$) hat der Korrekturfaktor für $E = 2.5 \text{ keV}$, der Energie von Kanal H2/D4 bei $E(D10) = 10 \text{ keV}$, den Wert

$$(F_H/F_D)/\alpha = 1.55 \pm 0.15 .$$

Damit ermöglicht eine Echtzeitmessung von F_H/F_D die Regelung von n_{H^+}/n_{D^+} (vgl. Kapitel 6).

- Der gemessene Anstieg von F_H/F_D oberhalb 5 keV kann durch ein zum Zentrum hin zunehmendes Isotopenverhältnis, durch eine erhöhte H^+ -Temperatur oder durch bestimmte Wahl irgendeines anderen Parameters nur dann simuliert werden, wenn man von einer extremen radialen Abhängigkeit von $\alpha(r)$ ausgeht. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß die Abweichung durch Ungenauigkeiten in der Eichung des Analysators hervorgerufen ist (vgl. auch Anhang A.1).
- Da Messung und Simulation von F_H/F_D für hohe Energien kaum in Einklang gebracht werden können, ist es nicht möglich, genaue Aussagen über den Verlauf von $\alpha(r)$ zu machen. Es ist somit nicht möglich, das Isotopenverhältnis von Zentrum und Rand zu vergleichen. Bei kleinen Energien ($< 5 \text{ keV}$) liefert aber ein über den Radius konstantes α die beste Übereinstimmung mit dem Experiment, wobei hervorzuheben ist, daß die Flüsse bei 5 keV schon einen deutlichen Anteil aus dem Plasmazentrum aufweisen.
- Um Messung und Simulation in Einklang zu bringen, muß neben F_H/F_D auch F_H und F_D angepaßt werden. Die Variation von $f = T_i/T_e$ ändert nur die Steigung der F_H und F_D Spektren. n_{00} und A ändern F_H und F_D gleichermaßen, lassen aber F_H/F_D praktisch unverändert. Die einzige Möglichkeit F_H/F_D in der Simulation nennenswert zu ändern, ist die Variation von α . Das Isotopenverhältnis α ist durch Messung von F_H/F_D also eindeutig bestimmt.
- Damit werden auch die vielen Annahmen im Modell (Kapitel 3) und die Wahl des eher unrealistischen Neutraldichteprofiles gerechtfertigt, denn das Ergebnis der Rechnung ist davon nahezu unabhängig.

5 Zeitliche Änderung des Isotopenverhältnisses

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich die zeitliche Änderung der Gasflüsse in das Plasma auf das Isotopenverhältnis und somit auf F_H/F_D auswirkt.

5.1 Standardschüsse

Abbildung 35 zeigt den Dichteverlauf eines Standardschusses (7652). Bei $t \approx 2.1\text{s}$ wird das D-Ventil (CFA1II) geschlossen und die Dichte fällt langsam ab. Das Plasma lebt jetzt allein von dem Gas, das als bestimmtes Isotopengemisch von der Wand kommt. Da die Zufuhr von Deuterium vermindert ist, muß ein Anstieg von n_{H^+}/n_{D^+} im Plasma erwartet werden. In Abb. 36 ist F_H/F_D als Funktion der Energie (x-Achse) und der Zeit (y-Achse) dargestellt. Bei $t = 2\text{s}$ steigt F_H/F_D wirklich von ≈ 0.2 auf ≈ 0.25 .

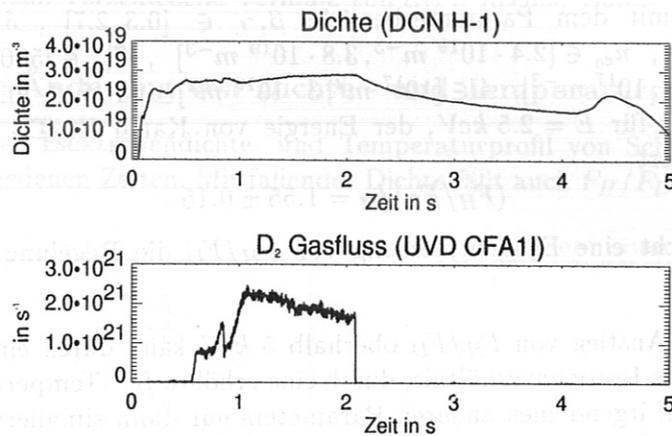


Abbildung 35: Elektronendichte und D_2 -Gasfluß für Schuß 7652.

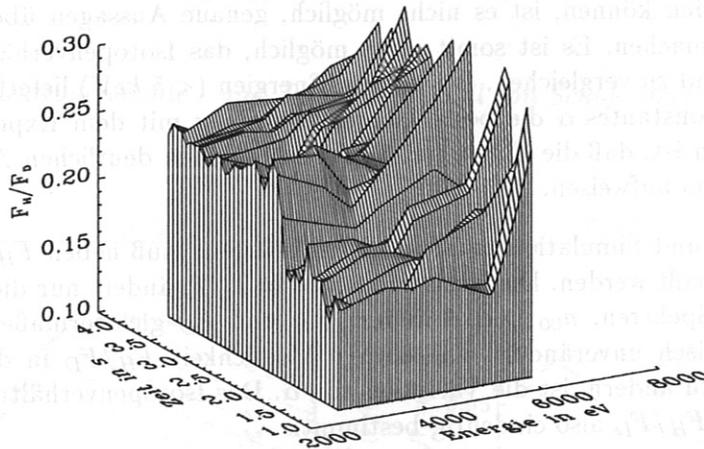


Abbildung 36: F_H/F_D als Funktion der Energie und der Zeit.

Daß dieser Anstieg wirklich am Zuwachs von α liegt und nicht am Fallen der Dichte, hat die Sensitivitätsstudie (S. 22) deutlich gemacht. Abbildung 37 zeigt F_H/F_D als Funktion der Zeit für verschiedene Energien. Der Fehler ist für hohe Energien schon größer als die Änderung von F_H/F_D selbst. Für $E < 5\text{ keV}$ ist die Zunahme aber deutlich zu erkennen. Die Zeitauflösung beträgt hier 50 ms . Der Zeitpunkt des Anstiegs nach dem Abschalten

des Gasventils (≈ 2.1 s) ist unabhängig von der Energie. In dem Bereich des Plasmas, aus dem die Teilchen dieser Energien kommen, steigt n_{H^+}/n_{D^+} also in weniger als 50 ms an. Da nur die relative Änderung von F_H/F_D interessiert, und unklar bleibt, wie vertrauenswürdig das Spektrum bei Energien > 5 keV ist (vgl. Anhang A.1), kann F_H/F_D für jede Energie über den Zeitraum 1.3 – 2.1 s gemittelt werden. Die Werte der nachfolgenden Zeiten werden dann auf diese Werte normiert (Abb. 37 rechts).

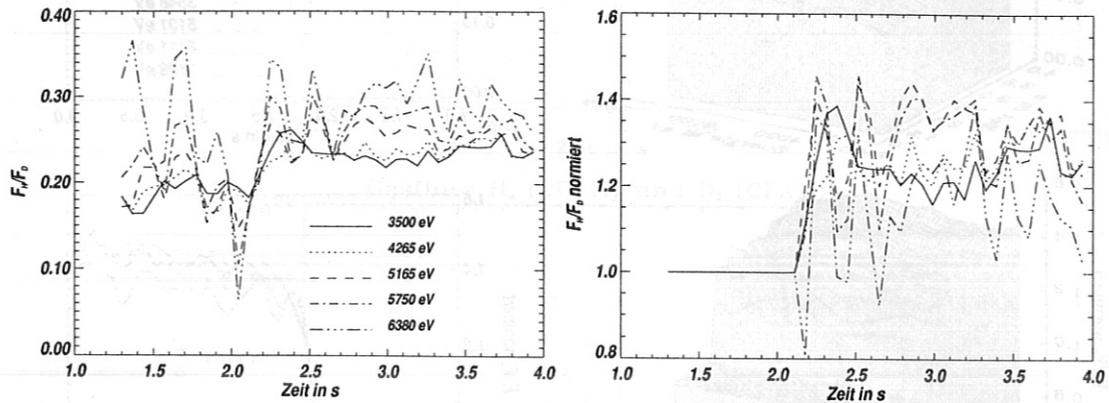


Abbildung 37: F_H/F_D als Funktion der Zeit für verschiedene Energien (links). Das rechte Bild zeigt das Ergebnis, wenn auf die von 1.3 – 2.1 s gemittelten Werte normiert wird. Um das hervorzuheben wurde F_H/F_D in diesem Zeitintervall für alle Energien auf 1.0 gesetzt.

Um den Fehler zu verkleinern, können mehrere Standardschüsse mit ähnlichem Dichteverlauf und F_H/F_D wie in Abb. 38 überlagert werden. Decken die verschiedenen Schüsse außerdem unterschiedliche Energiebereiche ab (unterschiedliche $E(D10)$), so liefert die Überlagerung weitere Meßpunkte zwischen den üblichen 10 Kanälen und das Spektrum wird glatter. Abbildung 39 zeigt F_H/F_D nach Überlagerung von 9 sehr ähnlichen Standardschüssen. Der Anstieg bei $t = 2.1$ s ist hier schon viel deutlicher zu erkennen.

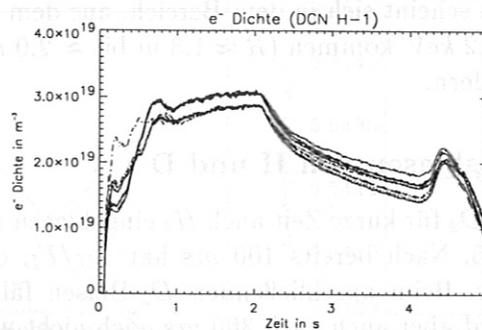


Abbildung 38: Elektronendichte für die Standardschüsse 7530, 7595, 7620, 7652, 7659, 8427, 8443, 8492 und 8521. Der Verlauf aller 9 Schüsse ist sehr ähnlich.

Die Zeitauflösung beträgt wieder 50 ms. F_H/F_D steigt also sowohl für Teilchen mit $E = 2.2$ keV ($R \approx 2.0$ m, vgl. Abb. 12), als auch mit $E = 7.2$ keV ($R \approx 1.8$ m) in weniger als 50 ms an. Schüsse mit kleinerer Zeitbasis, die es erlauben, diese Zeitkonstante genauer zu bestimmen, werden in Kap. 5.2 untersucht. Abbildung 39 (unten rechts) zeigt außerdem, daß F_H/F_D umso weniger steigt, je höher die Energie ist. Bei $t = 3.8$ s ist $F_H/F_D(2.2 \text{ keV}) \approx 1.5$ jedoch $F_H/F_D(7.2 \text{ keV}) \approx 1.4$ das Verhältnis also $\frac{F_H}{F_D}(7.2 \text{ keV})/\frac{F_H}{F_D}(2.2 \text{ keV}) \approx 0.93$. Die zeitliche Änderung der Profile bei einem über den Radius konstanten Isotopenverhältnis (Sensitivitätsstudie S. 22) führt zu dem gleichen Ergebnis. So gilt in Abb. 34 (rechts) für $t = 3.8$ s: $\frac{F_H}{F_D}(7.2 \text{ keV})/\frac{F_H}{F_D}(2.2 \text{ keV}) \approx 0.91/0.97 =$

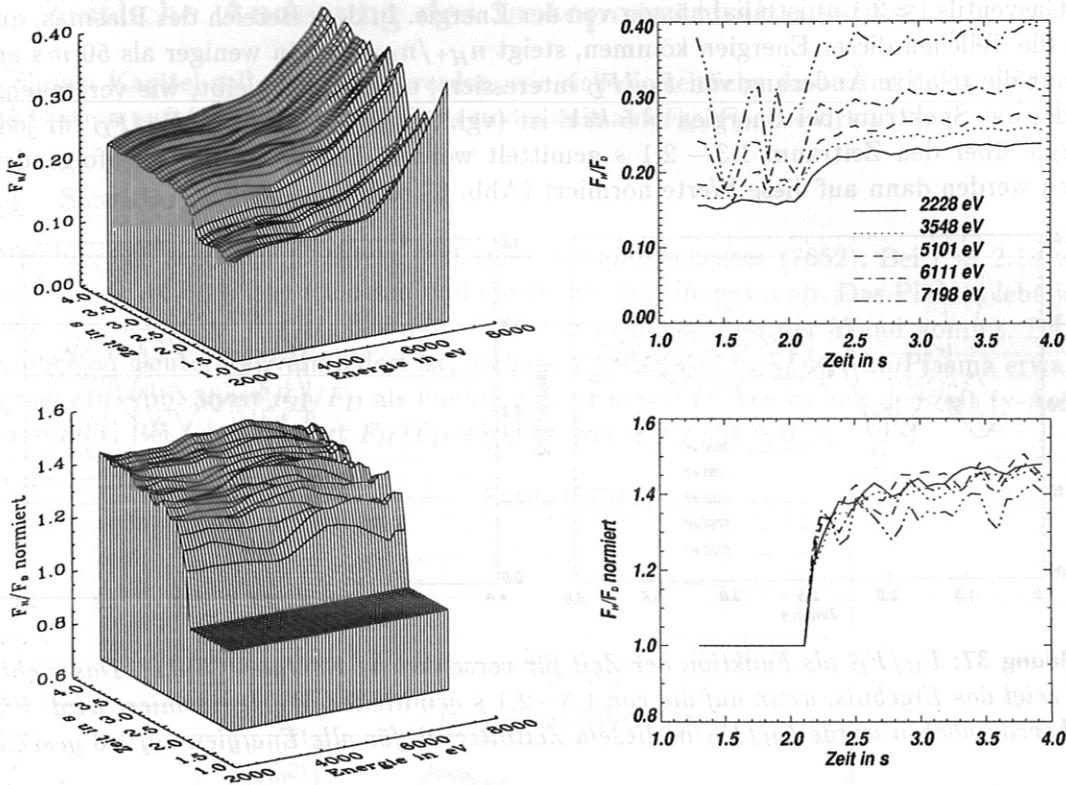


Abbildung 39: Oben links: F_H/F_D als Funktion der Zeit und der Energie. Die Flüsse der 9 Standardschüsse aus Abb. 38 wurden überlagert, um den Fehler zu verkleinern. Oben rechts: F_H/F_D als Funktion der Zeit für verschiedene Energien. Unten: wie oben, nur für jede Energie, auf die von 1.3 – 2.1 s gemittelten Werte normiert.

0.94 . Das Isotopenverhältnis scheint sich in dem Bereich, aus dem die Teilchen mit Energien zwischen 2.2 keV und 7.2 keV kommen ($R \approx 1.8\text{ m}$ bis $\approx 2.0\text{ m}$), an jeder Stelle also um den selben Betrag zu ändern.

5.2 Alternierendes Gasblasen von H und D

Bei Schuß 9139 wurde neben D_2 für kurze Zeit auch H_2 eingeblasen (Abb. 40). Dabei steigt F_H/F_D von ≈ 0.5 auf ≈ 2.5 . Nach bereits 100 ms hat F_H/F_D das Maximum erreicht und ändert sich nicht weiter. Beim anschließenden D_2 -Blasen fällt F_H/F_D wieder, der ursprüngliche Wert ≈ 0.5 wird aber auch nach 300 ms noch nicht wieder erreicht. Es muß aber beachtet werden, daß der D_2 -Fluß ins Plasma weniger als die Hälfte des H_2 -Flusses betrug. Zudem befand sich die Maschine dort schon in der Phase des Plasmaabbaus, in der sich die Plasmalage ändert (Limiterplasma).

Um die zeitliche Verschiebung der Kurven unterschiedlicher Energie zu bestimmen, können die Schwerpunkte der einzelnen Graphen in verschiedenen Intervallen verglichen werden. Abbildung 41 zeigt den Schwerpunkt S der Kurven aus Abb. 40 in den Intervallen 5.1–5.4 s (H-Blasen) und 5.4–5.7 s (D-Blasen). Er verschiebt sich von kleinen zu höheren Energien hin um nur maximal 2 ms.

$$S = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \frac{F_H}{F_D} \cdot t \, dt}{\int_{t_1}^{t_2} \frac{F_H}{F_D} \, dt} \approx \frac{\sum_i \left(\frac{F_H}{F_D}\right)_i t_i}{\sum_i \left(\frac{F_H}{F_D}\right)_i} \tag{18}$$

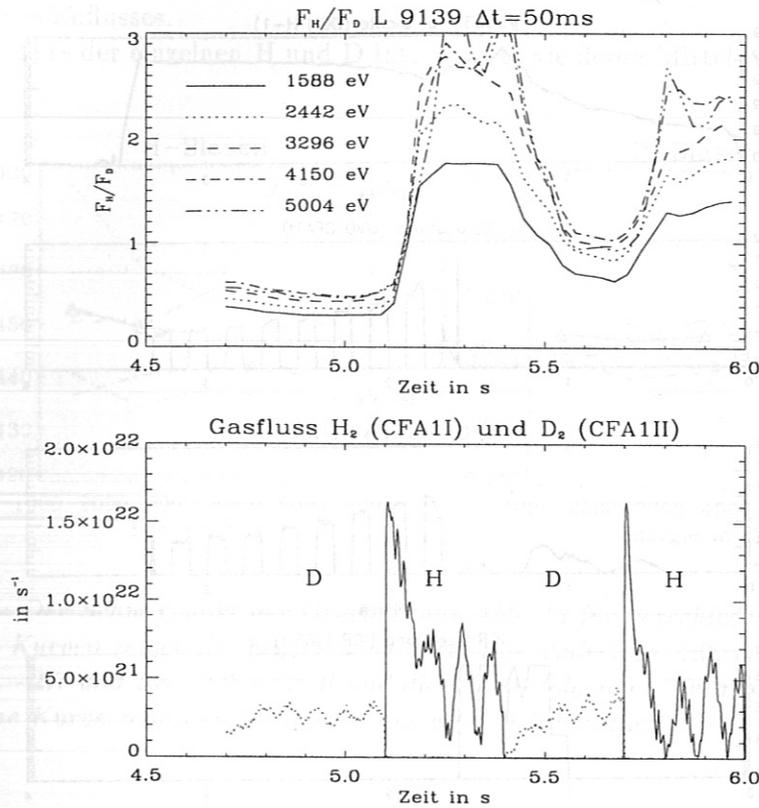


Abbildung 40: Bei Schuss 9139 wurde abwechselnd H_2 und D_2 eingeblasen (unten). Der obere Graph zeigt F_H/F_D (linker Analysator!) als Funktion der Zeit für verschiedene Energien. Die Zeitauflösung beträgt wieder 50 ms.

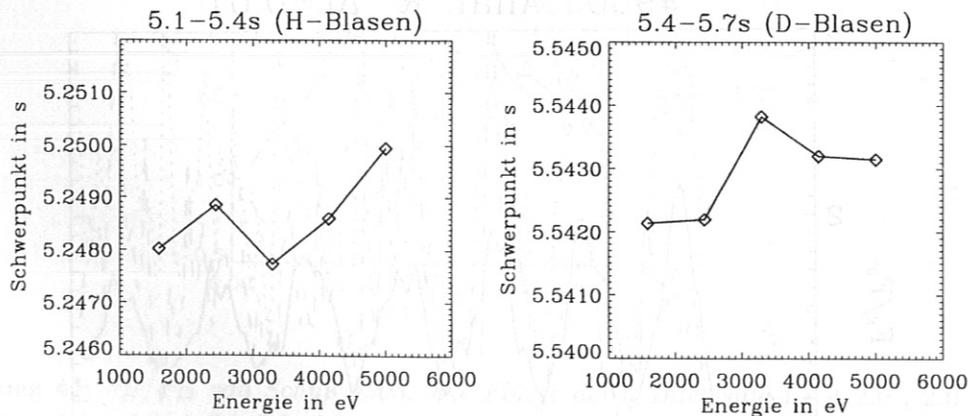


Abbildung 41: Der Schwerpunkt der Kurven in Abb. 40 als Funktion der Energie.

Da die Änderung von F_H/F_D in weniger als 100 ms abläuft, kann - um die Zeitauflösung zu verbessern und den Fehler zu verkleinern - alternierend H und D für jeweils 100 ms eingeblasen werden, um dann über gleiche Intervalle zu integrieren. Bei Schuss 9303 wurde dies realisiert (Abb. 42). Das Steigen und Fallen von F_H/F_D bei abwechselndem Blasen von H und D ist besonders bei kleinen Energien gut zu erkennen (Abb. 43). $F_H/F_D(1.5 \text{ keV})$ oszilliert dabei um den Wert 1.42 (Mittelwert von F_H/F_D zwischen 1.8 s und 3.2 s). Das entspricht einem Isotopenverhältnis $n_H/(n_H + n_D)$ von 48% und somit etwa der Zusam-

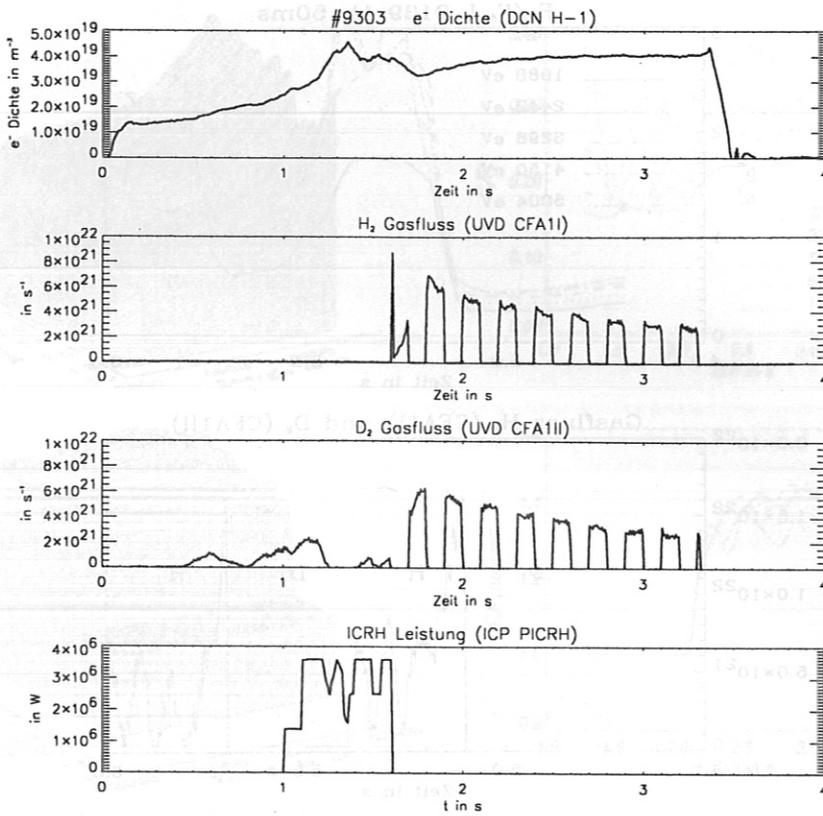


Abbildung 42: Bei Schuß 9303 wurde alternierend H und D geblasen (keine NI aber ICRH von 1.0 – 1.6 s).

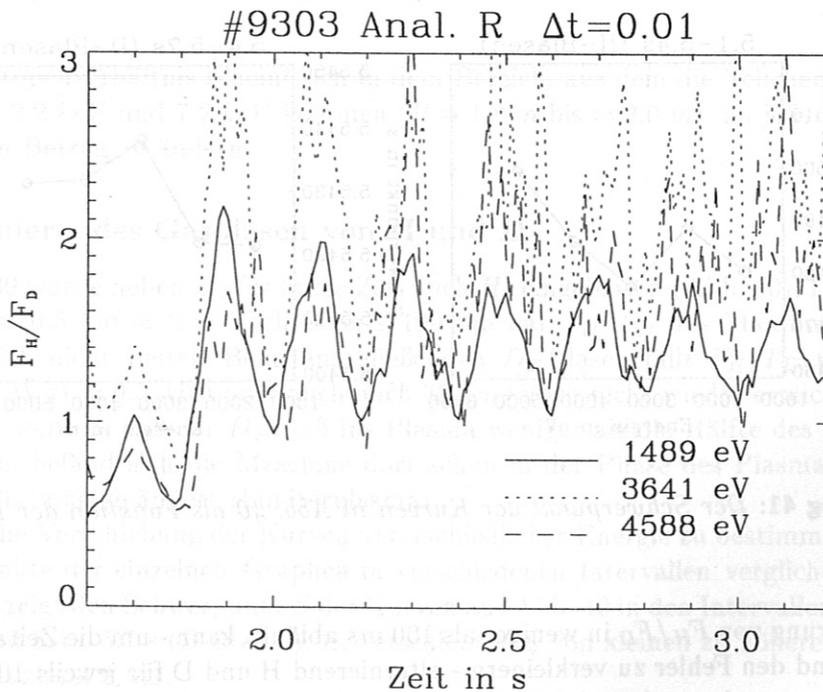


Abbildung 43: F_H/F_D von Schuß 9303 als Funktion der Zeit für verschiedene Energien.

mensetzung des Zuflusses.

Die Schwerpunkte der einzelnen H und D Intervalle sowie deren Mittelwert zeigt Abb. 44.

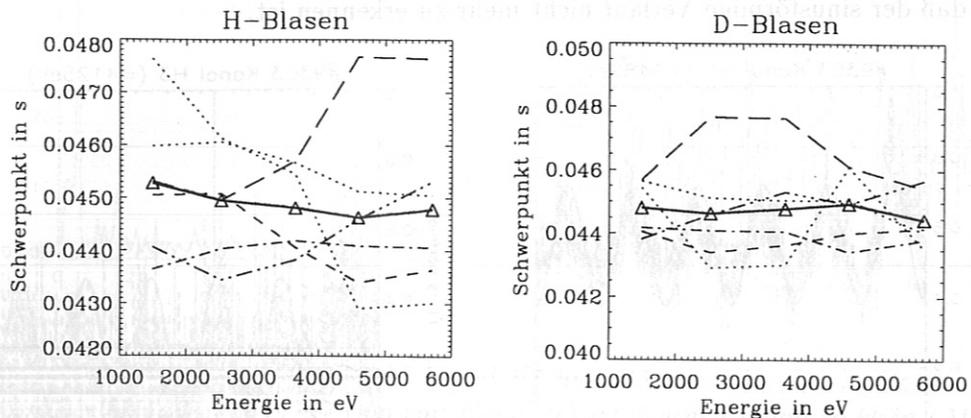


Abbildung 44: Der Schwerpunkt der Graphen aus Abb. 43 für verschiedene Energien. Die gestrichelten Kurven zeigen die Ergebnisse für die Intervalle 1.8 – 1.9, 2.0 – 2.1, 2.2 – 2.3, 2.4 – 2.5, 2.6 – 2.7 und 2.8 – 2.9 s für H und die jeweils folgenden 100 ms für D. Die dicke durchgezogene Kurve zeigt den Mittelwert aus allen 6 Intervallen.

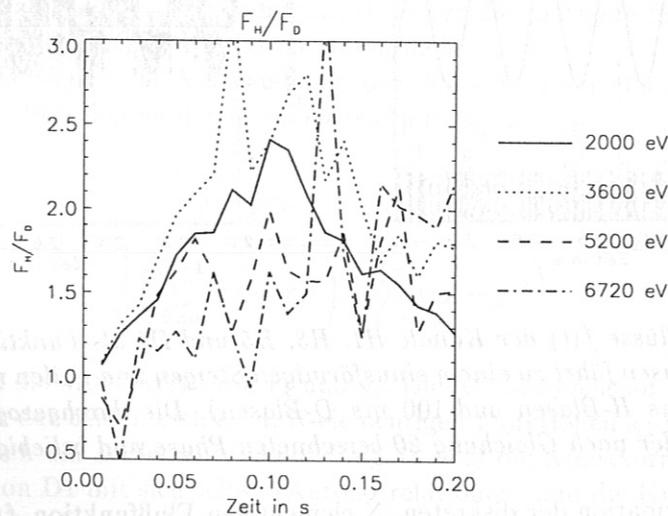


Abbildung 45: F_H/F_D von Schuß 9303. Die Flüsse der 7 Intervalle 1.8 – 2.0, 2.0 – 2.2, 2.2 – 2.4, 2.4 – 2.6, 2.6 – 2.8, 2.8 – 3.0 und 3.0 – 3.2 s wurden überlagert. Von $t = 0$ bis $t = 100$ ms wird H und von $t = 100$ ms bis $t = 200$ ms D eingeblasen. Die Zeitauflösung beträgt hier $\Delta t = 10$ ms.

Die Kurven der verschiedenen Intervalle zeigen nicht die geringste Ähnlichkeit und der Mittelwert liegt bei hohen Energien sogar vor dem kleineren Energien. Das heißt α würde sich innen schneller ändern als am Rand. Überlagert man die Flüsse der 7 Phasen (100 ms H-Blasen, 100 ms D-Blasen) (Abb. 45) und bildet dann den Schwerpunkt, erhält man ein ebenso unklares Ergebnis, das außerdem vom Mittelwert aus Abb. 44 abweicht. Die Schwerpunktsbestimmung ist hier also keine geeignete Methode, um die räumliche Änderung von α zeitlich aufzulösen, da wegen der großen Schwankungen die Grenzen nicht mitverschoben werden können.

Das alternierende Blasen von H und D zeigt sich auch in den Flüssen. F_H und F_D steigen und fallen nahezu sinusförmig mit einer Frequenz von $1/200 \text{ ms} = 5 \text{ Hz}$ (Abb. 46). Für zu hohe Energien (hier ab Kanal H4, $E = 5510 \text{ eV}$) sind die Nettoflüsse jedoch schon so gering, daß der sinusförmige Verlauf nicht mehr zu erkennen ist.

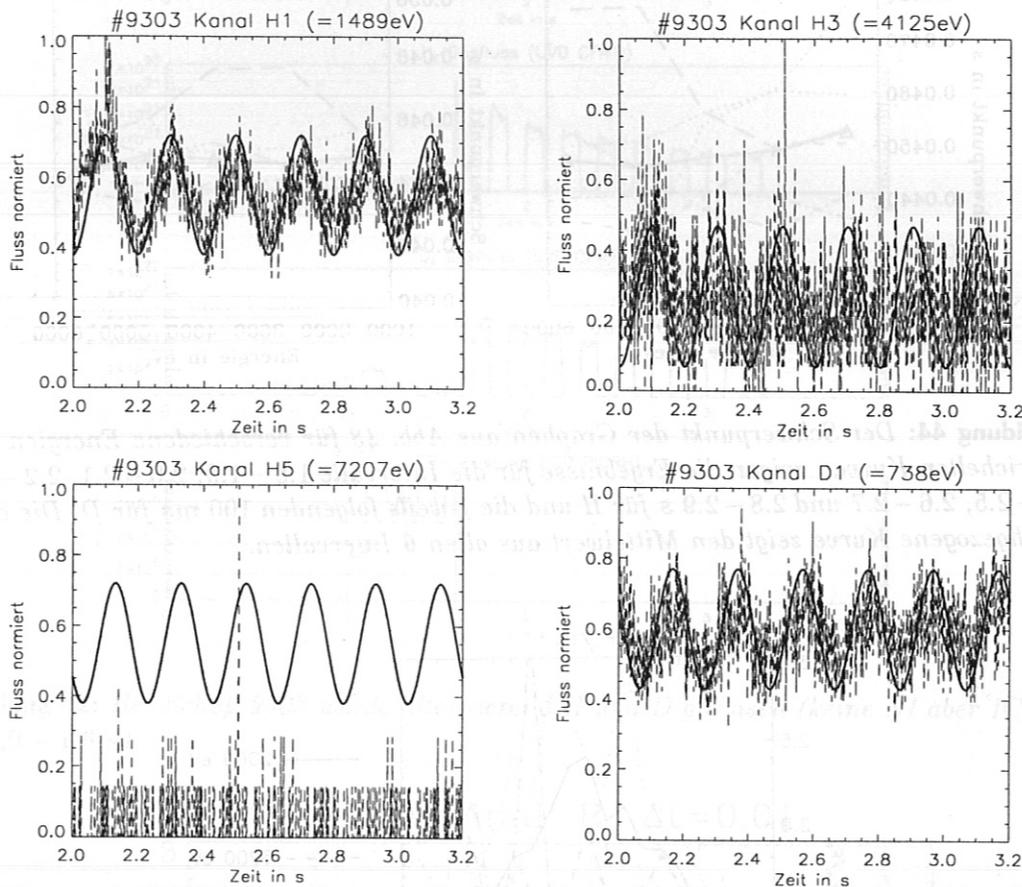


Abbildung 46: Die Flüsse $f(t)$ der Kanäle H1, H3, H5 und D1 als Funktion der Zeit. Das alternierende Gasblasen führt zu einem sinusförmigen Steigen und Fallen mit einer Periode von 200 ms (100 ms H-Blasen und 100 ms D-Blasen). Die durchgezogene Kurve zeigt einen Cosinus mit der nach Gleichung 20 berechneten Phase und beliebiger Amplitude.

Eine Fouriertransformation der diskreten, N-elementigen Flußfunktion $f(t)$

$$F(u) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} f(t) \exp(-2\pi i \frac{u \cdot t}{N}) \quad (19)$$

liefert das zu $f(t)$ gehörende Spektrum (Abb. 47). Aus der diskreten komplexen Funktion $F(u)$ folgen Frequenz und Phase φ der einzelnen Komponenten im Spektrum.

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\text{Im}(F)}{\text{Re}(F)} \right) \quad (20)$$

Damit ist es möglich, die Phase und somit die Verschiebung der Kurven unterschiedlicher Energien auch dann zu bestimmen, wenn in der Flußfunktion die sinusförmige Abhängigkeit schon stark verrauscht ist. Die Phasen φ der 5 Hz Komponente für die ersten Kanäle von H und D sind in Abb. 51 dargestellt. Der H-Fluß bei 7 keV ist gegenüber dem von 2 keV um 30 ms verspätet.

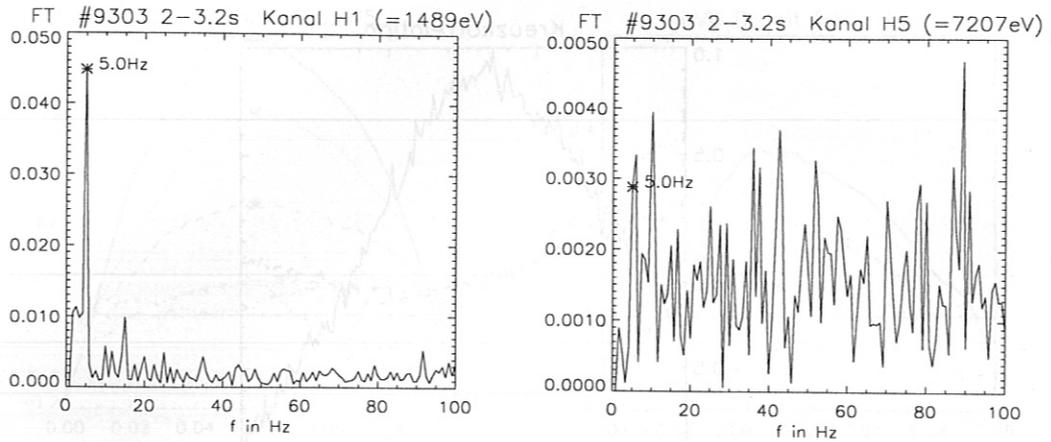


Abbildung 47: Spektren der Flüsse von Kanal H1 und H5 von 2,0 – 3,2 s. Bei Kanal H1 dominiert der 5 Hz Anteil. Der Fluß von Kanal H5 ist dagegen schon so klein (Abb. 46), daß hier das Rauschen überwiegt. Die 5 Hz Komponente im Spektrum spielt nur noch eine untergeordnete Rolle.

Auch der D-Fluß zeigt eine Verschiebung zu höheren Energien hin: Der Fluß bei 3 keV ist gegenüber dem von 700 eV um 20 ms verspätet. Bei höheren Energien waren die Flüsse schon so klein, daß die 5 Hz Komponenten im Spektrum verschwinden. Da die Zählrate von D in diesem Fall kleiner war als die von H, liefert die Methode für D schon bei sehr viel kleineren Energien keine brauchbaren Daten mehr.

Eine zweite Möglichkeit, die Verschiebung der Kurven unterschiedlicher Energie zu bestimmen, ist die Berechnung der Kreuzkorrelation $P_{xy}(L)$:

$$P_{xy}(L) = \frac{\sum_{k=0}^{N-L-1} (x_k - \bar{x})(y_{k+L} - \bar{y})}{\sqrt{\left(\sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x})^2\right) \left(\sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2\right)}} \quad L > 0 \quad (21)$$

\bar{x} und \bar{y} sind dabei die Mittelwerte von x_k und y_k . Die Kreuzkorrelation $P_{xy}(L)$ ist ein Maß für die Ähnlichkeit der beiden diskreten, N-elementigen Funktionen x_k und y_k nach gegenseitigem Verschieben um L Elemente. Abbildung 48 zeigt die Kreuzkorrelation von H1 mit sich selbst sowie von D1 mit sich selbst (Autokorrelationen) und die Kreuzkorrelation von H1 mit D1. Je weiter man zwei identische sinusförmige Signale gegeneinander verschiebt, desto weniger ähnlich sehen sich beide Signale (P_{xy} wird kleiner). Nach Verschieben um π (hier 100 ms) sind die Signale antikorreliert ($P_{xy} < 0$, Minimum von P_{xy}). Verschieben um 2π (hier 200 ms) führt wieder zu maximaler Korrelation. Korreliert man nun eine Cosinusfunktion $c(t) = \cos(2\pi t/200 \text{ ms})$ mit den Flußsignalen der einzelnen Kanäle, so kann man eine leichte Verschiebung von P_{xy} für verschiedene Energien feststellen (Abb. 49). Die Maxima bzw. Minima der Kreuzkorrelationen zeigt Abb. 51 (rechts). Die Daten stimmen mit den Phasen aus Abb. 51 (links) sehr gut überein, d.h. beide Methoden liefern praktisch das gleiche Ergebnis. Die dennoch kleinen Abweichungen kommen daher, daß die genaue Lage der Maxima bzw. Minima nur grob abgeschätzt wurde.

H1 und D1 sind bei $t = 0$ antikorreliert ($P_{xy} < 0$, Abb. 48), F_H und F_D steigen und fallen also nicht zum gleichen Zeitpunkt. Als Ursache für die Oszillation der Flüsse kommt somit nur eine Änderung von α in Frage und nicht die leichten Dichteschwankungen (Abb. 42).

Abbildung 50 zeigt die Kreuzkorrelation der Gasventile mit den ersten fünf H- und D-Kanälen. Die Kreuze markieren die nach Gleichung 20 berechnete Phase. Der Fehler, mit

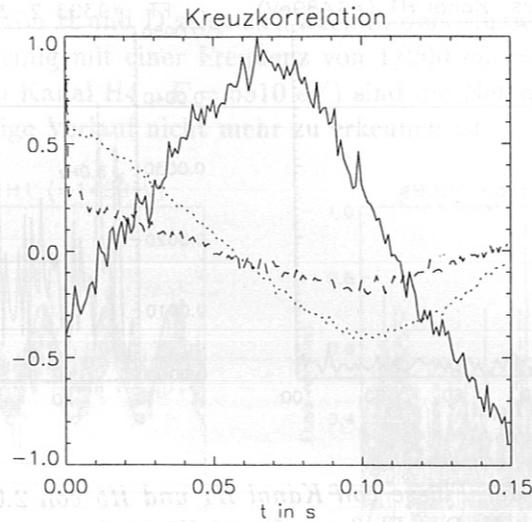


Abbildung 48: Normierte Kreuzkorrelationen von H1 mit H1 (gepunktet), D1 mit D1 (gestrichelt) und H1 mit D1 (durchgezogen). Die Kreuzkorrelationen der Kanäle H1 und D1 mit sich selbst (Autokorrelation) haben bei $t = 0$ das Maximum. Verschiebt man die identischen Sinusfunktionen gegeneinander, so ähneln sie sich immer weniger. Nach $t = 100$ ms sind sie antikorreliert, nach $t = 200$ ms wieder maximal korreliert. H1 und D1 sind bei $t = 0$ s antikorreliert, d.h. F_H und F_D steigen und fallen nicht zum gleichen Zeitpunkt. Der in den Flüssen beobachtete Effekt ist also keine Folge der leichten Dichteschwankungen. Man beobachtet somit wirklich eine Änderung von α .

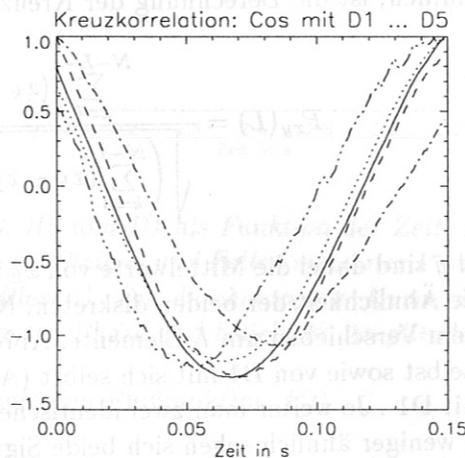
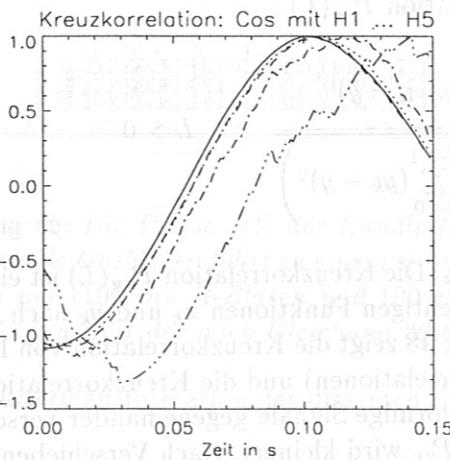


Abbildung 49: Die Kreuzkorrelation einer Cosinusfunktion mit den ersten fünf H- und D-Kanälen normiert auf das jeweilige Maximum.

dem die Maxima der Kurven bestimmt werden können beträgt bis zu 20 ms.

Durch einen Vergleich mit Simulationsrechnungen können den verschiedenen Energien unterschiedliche Herkunftsorte im Plasma zugeordnet werden (vgl. Herkunftsprofil S. 13). Die Parameter werden dabei so gewählt, daß die Flüsse von Simulation und Experiment zu einem bestimmten Zeitpunkt möglichst gut übereinstimmen. Die periodische Änderung von F_H und F_D wird also nicht berücksichtigt. Da die Herkunftsprofile im Gegensatz zu den Flüssen (Kapitel 4) jedoch stark vom Neutralgasmodell abhängen, ist eine Angabe des Entstehungsortes kritisch. Das Ergebnis der Rechnung zeigt Abb. 52. Teilchen der

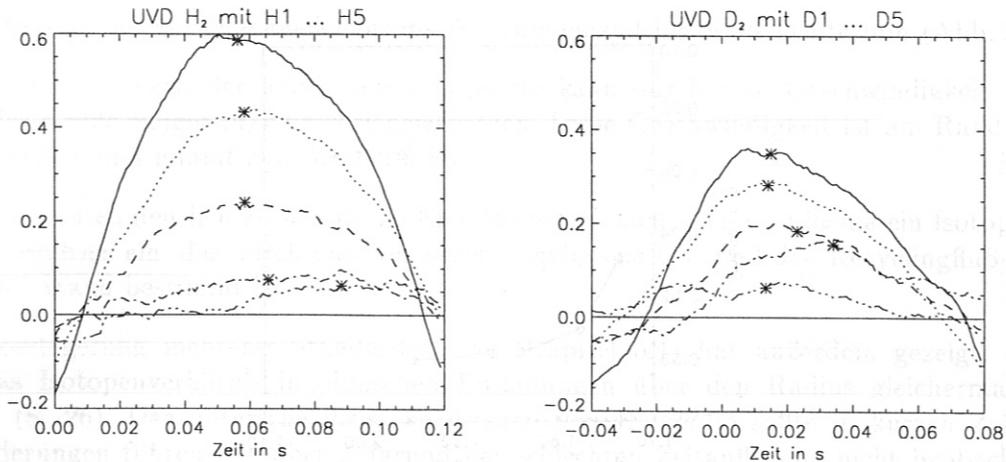


Abbildung 50: Kreuzkorrelation des H-Gasventils mit den ersten fünf H-Kanälen (links) und des D-Ventils mit den ersten fünf D-Kanälen (rechts). Die Kreuze markieren die jeweilige Phase aus der Fouriertransformation.

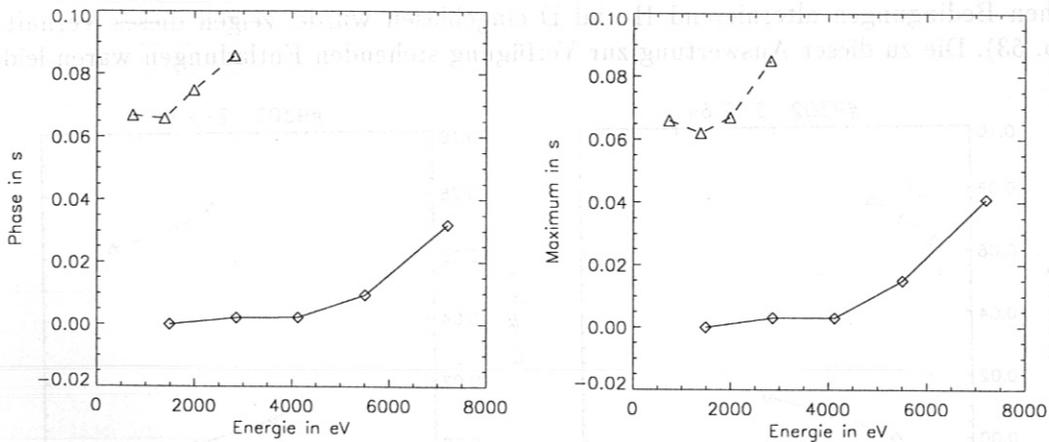


Abbildung 51: Links: Die Phasen φ der ersten fünf H-Kanäle (durchgezogene Linie) und der ersten vier D-Kanäle (gestrichelt). Für höhere Energien verschwindet die 5 Hz Komponente im Spektrum, so daß die Phase nicht mehr bestimmt werden kann. Rechts: Die Maxima bzw. Minima der Kreuzkorrelationen der Cosinusfunktion mit den ersten fünf H-Kanälen (durchgezogen) und den ersten vier D-Kanälen (gestrichelt). Die Ergebnisse beider Methoden stimmen sehr gut überein.

Energie 7 keV entstehen diesmal nur 10 cm vom Plasmazentrum entfernt. Der H-Fluß und somit die H^+ -Dichte ändert sich nahe dem Zentrum also 30 ms später als am Rand ($R = 195$ cm). Aussagen über die D^+ -Dichte lassen sich dagegen nur bis etwa 20 cm vom Zentrum entfernt machen. Es deutet sich aber an, daß sich von außen angebotenes Deuterium langsamer als Wasserstoff nach innen ausbreitet, obwohl die Gasflüsse von H und D in das Plasma etwa gleich groß waren.

Im Prinzip ist es möglich, eine Größe mit der Bedeutung einer mittleren Geschwindigkeit anzugeben, mit der sich H bzw. D ins Plasma ausbreiten: Diese Geschwindigkeit ist dabei am Rand am größten ($v_H \approx 50$ m/s, $v_D \approx 5$ m/s bei $R = 1.9$ m) und wird zum Zentrum hin immer kleiner ($v_H \approx 2$ m/s bei $R = 1.75$ m).

Auch die Flüsse der ersten drei H- und D-Kanäle in Schuß 9302, bei dem unter praktisch

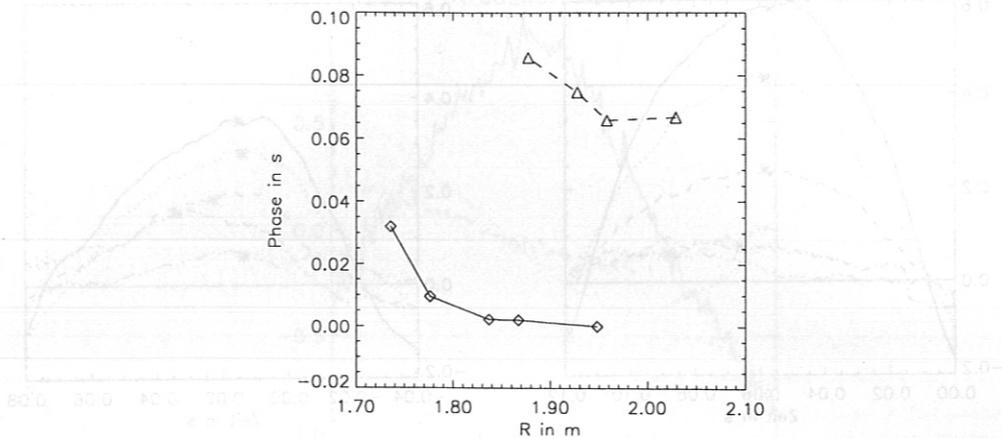


Abbildung 52: Die Phasen aus Abb. 51 als Funktion des Entstehungsortes (Maximum des Herkunftsprofils für die jeweilige Energie). Das Plasmazentrum liegt hier bei $R = 1.64 \text{ m}$, die Separatrix bei $R = 2.16 \text{ m}$.

gleichen Bedingungen alternierend H und D eingeblasen wurde, zeigen dieses Verhalten (Abb. 53). Die zu dieser Auswertung zur Verfügung stehenden Entladungen waren leider

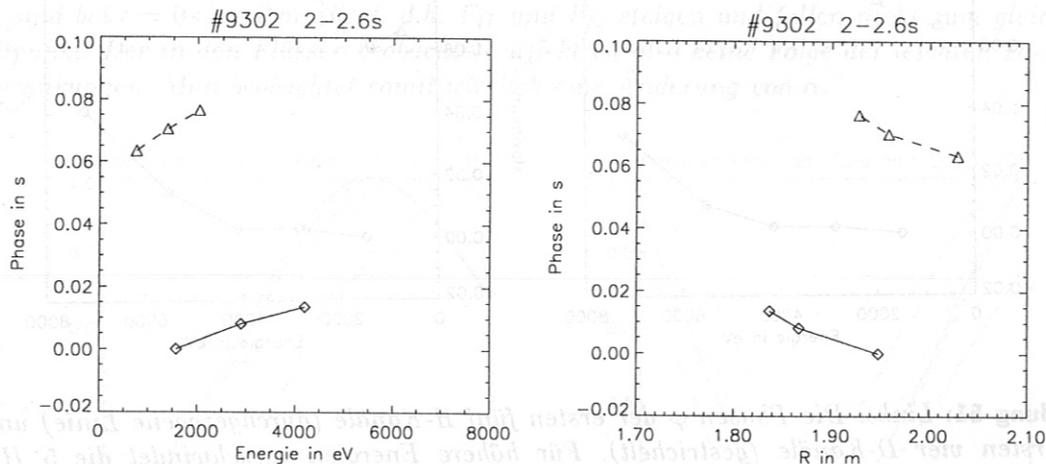


Abbildung 53: Phasen der ersten 3 H- und D-Kanäle von Schuß 9302 (linker Analysator!) als Funktion der Energie und des Entstehungsortes.

keineswegs optimal und die Fehler in den Flüssen und bei der Bestimmung der Phasen sehr groß. In optimierten Entladungen könnten sich diese Fehler deutlich reduzieren lassen und die dargestellte Methode könnte einen wichtigen Beitrag zum Teilchentransport liefern.

5.3 Ergebnisse

Das Blasen von H_2 und D_2 während einer Entladung hat folgende Ergebnisse gebracht:

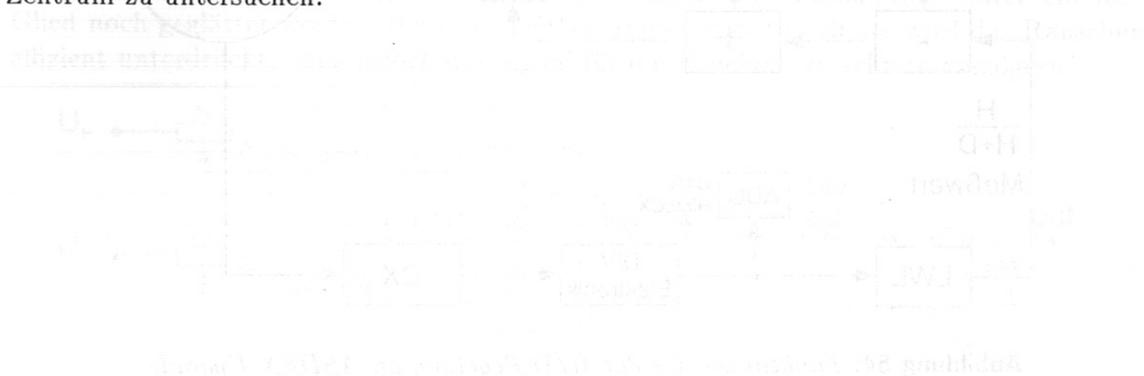
- Von außen angebotenes Gas breitet sich in $\approx 30 - 50 \text{ ms}$ fast bis zum Zentrum aus (Abb. 43).

Das steht im Einklang mit Beobachtungen an JET, bei denen ca. 200 ms nach Einblasen von Tritium der Neutronenfluß aus dem Zentrum anstieg [Zas97].

Das Isotopenverhältnis kann also durch Gaszufuhr von außen verändert werden, d.h. die Regelung von α ist möglich (\rightarrow Kapitel 6).

- Wasserstoff scheint schneller bis ins Zentrum einzudringen als Deuterium (Abb. 52).
- Das Eindringen der angebotenen Gassorte kann durch eine Geschwindigkeit von der Größe einiger m/s beschrieben werden. Diese Geschwindigkeit ist am Rand am größten und nimmt zum Zentrum hin ab.
- Für Zeiten deutlich größer als die Eindringzeiten, stellt sich im Plasma ein Isotopenverhältnis ein, das durch das von außen angebotene Gas und den Recyclingfluß aus der Wand bestimmt ist.

Die Überlagerung mehrerer Standardschüsse (Kapitel 5.1) hat außerdem gezeigt, daß sich das Isotopenverhältnis in ohmschen Entladungen über den Radius gleichermaßen ändert (S. 26). Das unterschiedliche Eindringen von H und D sollte in kurzen Zeiten zu Änderungen führen, die aber aufgrund der schlechten Zeitaufösung nicht beobachtet werden konnten. Die Flüsse bei hohen Energien waren außerdem zu klein, um α direkt im Zentrum zu untersuchen.



Die DIV-Elektronik wandelt die Zählraten eines H- und eines D-Kanals der CX-Diagnostik (rechtlich proportional zu n_H und n_D) in ein Signal (n_H/n_D) um. Dabei muß beachtet werden, daß beide Kanäle gleichen Energie messen, weil der Korrekturfaktor in Kapitel 4 für diesen Fall bestimmt wurde. Bei den Kanälen H2 und D1 ist das gewährleistet. Die Zählraten werden in Ratencountern (ORTEC-Modelle 440) in Spannungen gewandelt. Aus diesen Spannungen kann das Verhältnis n_H/n_D bestimmt werden. Ein weiterer Kanal zur Korrekturfaktormessung noch beschriebener durch den Kanal H2 und D1 ist das gewährleistet. Die Zählraten werden in Ratencountern (ORTEC-Modelle 440) in Spannungen gewandelt. Aus diesen Spannungen kann das Verhältnis n_H/n_D bestimmt werden. Ein weiterer Kanal zur Korrekturfaktormessung noch beschriebener durch den Kanal H2 und D1 ist das gewährleistet. Die Zählraten werden in Ratencountern (ORTEC-Modelle 440) in Spannungen gewandelt. Aus diesen Spannungen kann das Verhältnis n_H/n_D bestimmt werden. Ein weiterer Kanal zur Korrekturfaktormessung noch beschriebener durch den Kanal H2 und D1 ist das gewährleistet.

Der aktuellen Wert von $\alpha = n_H/n_D$ ist also:

$$\alpha = \frac{U_H}{U_D} \cdot \frac{\text{ceff}(D4)}{\text{ceff}(H2)} \cdot \frac{1}{1.55 \pm 0.15} = \frac{U_H}{U_D} \cdot \underbrace{(0.47 \pm 0.1)}_{\xi} \quad (22)$$

Bei dieser Einstellung registrieren die Kanäle H2 und D4 Teilchen der Energie $\approx 2.5 \text{ keV}$, die in den diskutierten Standardschüssen etwa bei $R = 190 \text{ cm}$ entstehen ($20 - 30 \text{ cm}$ vom Plasmarand entfernt). Die Elektronik liefert also das Isotopenverhältnis an dieser Stelle. Da α aber konstant über den Radius zu sein scheint, ist es nicht nötig, bei höheren Energien ($> 10 \text{ keV}$) zu messen, bei denen die viel zu kleinen Flüsse eine korrekte Angabe des Isotopenverhältnisses unmöglich machen.

Das Arbeitsprinzip der DIV-Elektronik zeigt Abb. 55. Zwei Spannungsteiler (R1 und R2) versehen die Eingangsspannungen mit dem nötigen Faktor. Dazu muß R1 so justiert werden, daß U_H etwa halbiert wird (d.h. $a = \xi = 0.47$ und $b = 1.0$). Ein IC bildet dann das gewünschte Verhältnis $n_H/(n_H + n_D)$. Das Signal kann anschließend durch ein RC-Glied noch geglättet werden. Bei einer Zeitkonstanten von $\tau = 10 \text{ ms}$ wird das Rauschen effizient unterdrückt, ohne jedoch das Signal für die Regelung zu sehr zu verzögern.

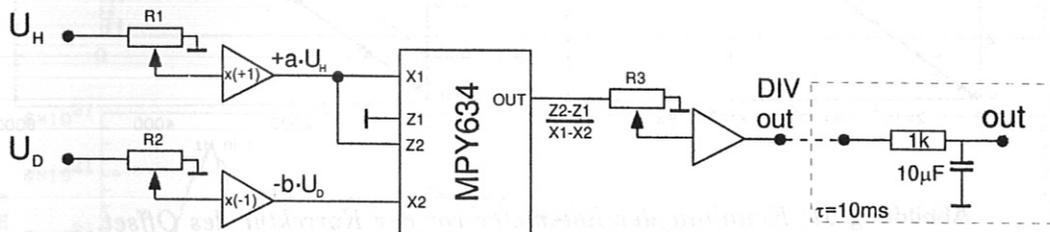


Abbildung 55: Blockschaltbild der DIV-Elektronik.

Die Kennlinie der Elektronik ist in Abb. 56 dargestellt. Dort ist die Ausgangsspannung angegeben, die sich einstellt, wenn durch entsprechende Wahl von U_H und U_D ein bestimmtes Isotopenverhältnis simuliert wird. Das von der Elektronik gelieferte Signal ist also direkt proportional zum Isotopenverhältnis.

$\frac{n_H}{n_H+n_D}$	$\frac{n_H}{n_D}$	$\frac{U_H}{U_D}$	Input $\frac{U_H}{U_D}$	Out
0%	0	0	0/5	0 V
3%	0.03	0.064	0.512/8	0.28
10%	0.1	0.24	1.92/8	1.00
20%	0.25	0.53	2.65/5	1.98
30%	0.43	0.92	7.36/8	3.01
40%	0.6	1.42	7.1/5	3.98
50%	1	2.14	8.56/4	5.00
60%	1.5	3.2	6.4/2	5.99
70%	2.3	4.98	9.96/2	6.99
80%	4	8.54	8.54/1	7.98
90%	9	19.2	9.6/0.5	8.99
100%	∞	∞	5/0	10.0

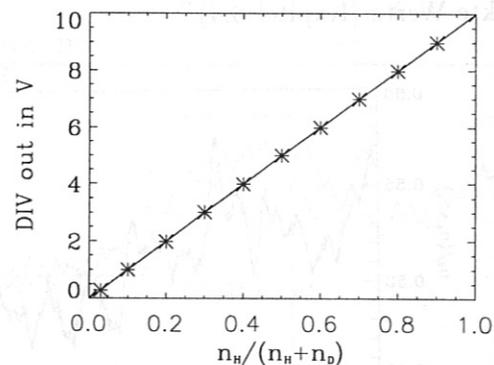


Abbildung 56: Einstellen der DIV Elektronik: Für verschiedene Dichteverhältnisse werden für U_H und U_D Spannungen eingestellt (Input U_H/U_D), die das erwartete Flußverhältnis simulieren. Dabei muß beachtet werden, daß $\frac{U_H}{U_D} = 1.55 \cdot 1.38 \cdot \frac{n_H}{n_D}$ gilt, da sowohl der Korrekturfaktor als auch die unterschiedlichen channel efficiencies von H und D berücksichtigt werden müssen.

In Abb. 57 ist der Zusammenhang von Eingangsfrequenz und Ausgangsspannung der Rate-

meter dargestellt (Tabelle 1). Die Ratemeter liefern $0 \dots 10 \text{ V}$ für Zählraten von $0 \dots f_{max}$. Die Ausgangsspannung liegt für alle Frequenzen um 0.09 V unter dem erwarteten Wert. Dieser Offset verfälscht das Signal der DIV-Elektronik. Der Fehler wird dabei um so

f/kHz	0.150	0.347	0.854	0.953	1.88	5.02	10.2	30.1	50.2	70.0	100.2
U/V	-0.07	-0.05	0.0	0.01	0.10	0.41	0.92	2.91	4.91	6.87	9.70
$Skala/kHz$	≈ 1	≈ 1	≈ 1.5	≈ 1.5	≈ 2	≈ 5	11	32	51.5	70.5	98

Tabelle 1: Zusammenhang zwischen Frequenz und Ausgangsspannung der Ratemeter vor der Korrektur des Offset ($f_{max} = 10^5 \text{ s}^{-1}$).

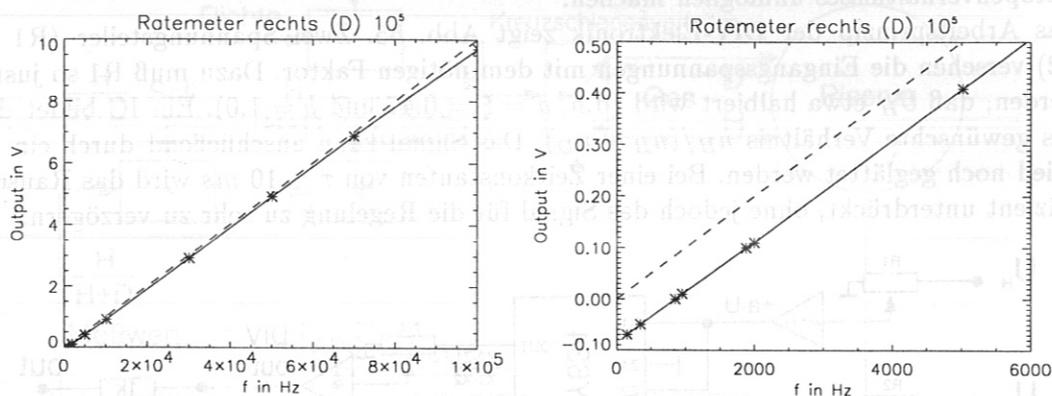


Abbildung 57: Kennlinie der Ratemeter vor der Korrektur des Offset.

größer, je kleiner die Zählrate und somit die Ausgangsspannung ist. Bei den ersten geregelten Schüssen (Kapitel 6.3) betrug der Fehler aber weniger als 1%, denn bei einer Maximalrate von $f_{max} = 3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ lagen die Zählraten zwischen $\approx 2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ ($\equiv 7\%$) und $2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ ($\equiv 67\%$). Abbildung 58 zeigt auch, daß das Signal der DIV-Elektronik mit dem Isotopenverhältnis, das nach der Entladung aus den Neutralteilchenflüssen berechnet wurde, gut übereinstimmt.

Der Offset wurde nach Schuß 9485 korrigiert. Die Elektronik liefert nun also auch bei NI-geheizten Schüssen, bei denen ein viel größerer dynamischer Bereich zu erwarten ist, korrekte Werte (Kapitel 6.4).

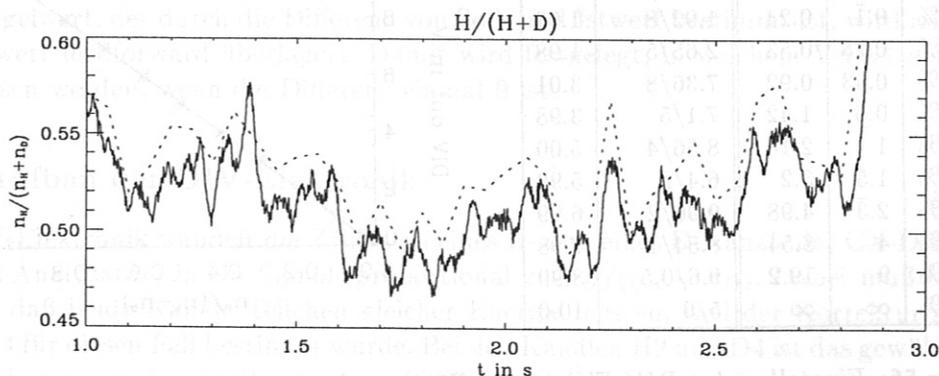


Abbildung 58: Vergleich des DIV-Signals (durchgezogene Kurve) mit dem tatsächlichen Isotopenverhältnis aus der Ladungsaustauschmessung (gepunktet), Schuß 9483 rechter Analysator. Die Abweichungen von max. 5% liegen an dem Offset der Ratemeter, sowie an Ungenauigkeiten beim Justieren der Potentiometer R1-R3.

6.3 Regelung in ohmschen Entladungen

Den Verlauf der ersten Entladung mit H/D-Regelung zeigt Abb. 59. Wegen des hohen H-Gehalts der Wand kurz nach einer Öffnungsphase der Maschine, stellt sich $n_H/(n_H + n_D)$ bei reinem D-Blasen auf 50% ein. Bei $t = 2.1$ s wird die H/D-Regelung aktiv und hält das Isotopenverhältnis auf dem vorgegebenen Sollwert (50%). Das H-Ventil öffnet dabei nur minimal, da der Recyclingfluß von der Wand genug H in das Plasma bringt. Bei $t = 2.8$ s springt der Sollwert auf 80%. Das D-Ventil wird dabei ganz geschlossen und nur noch

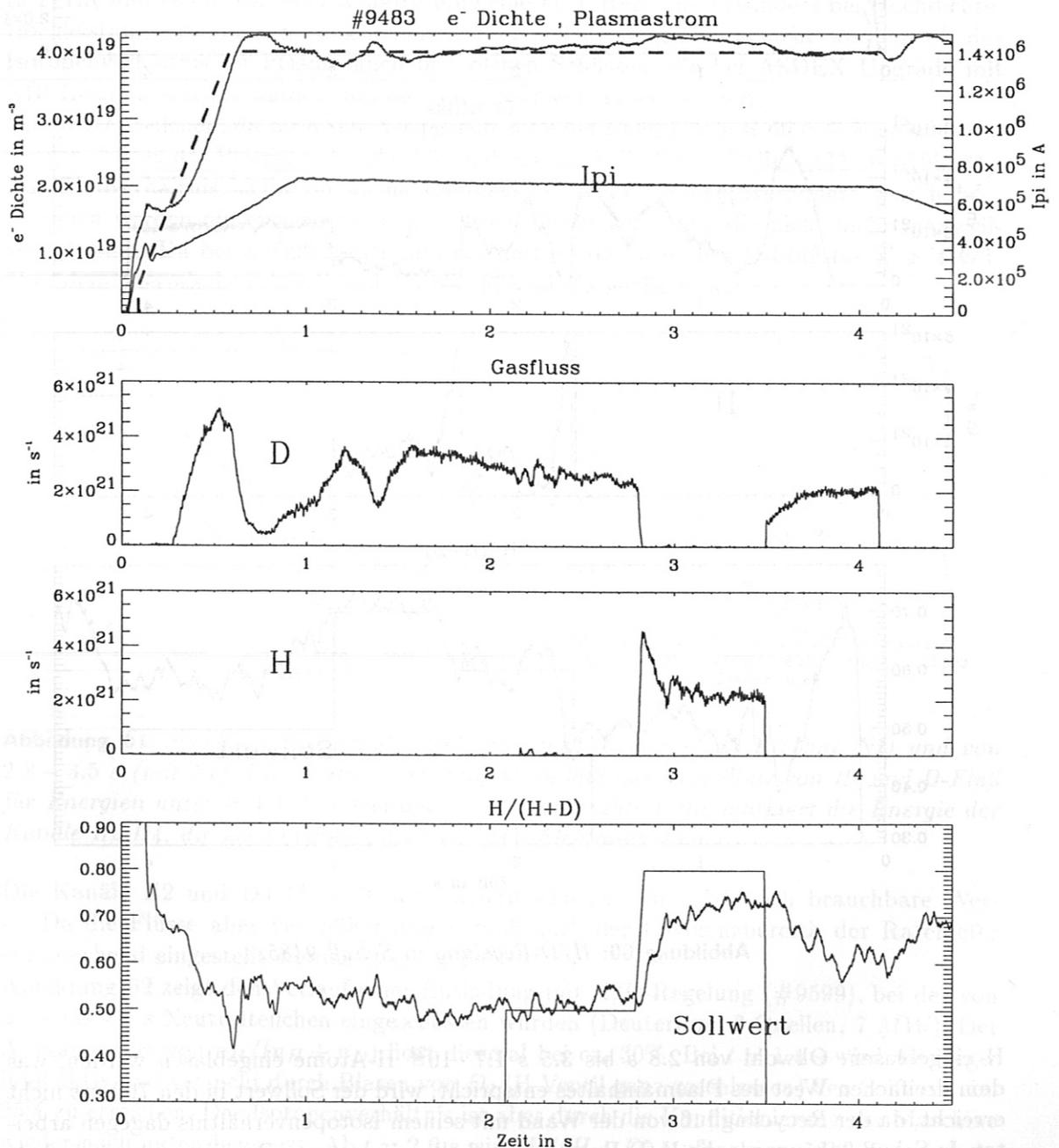


Abbildung 59: H/D-Regelung in Schuß 9483. Das obere Bild zeigt die Elektronendichte, sowie den Sollwert (gestrichelt) und den Plasmastrom (I_{pi}). In den beiden mittleren Bildern ist der Gasfluß von D und H in das Plasma dargestellt. Der letzte Graph zeigt das Signal der DIV-Elektronik und den Sollwert von $n_H/(n_H + n_D)$.

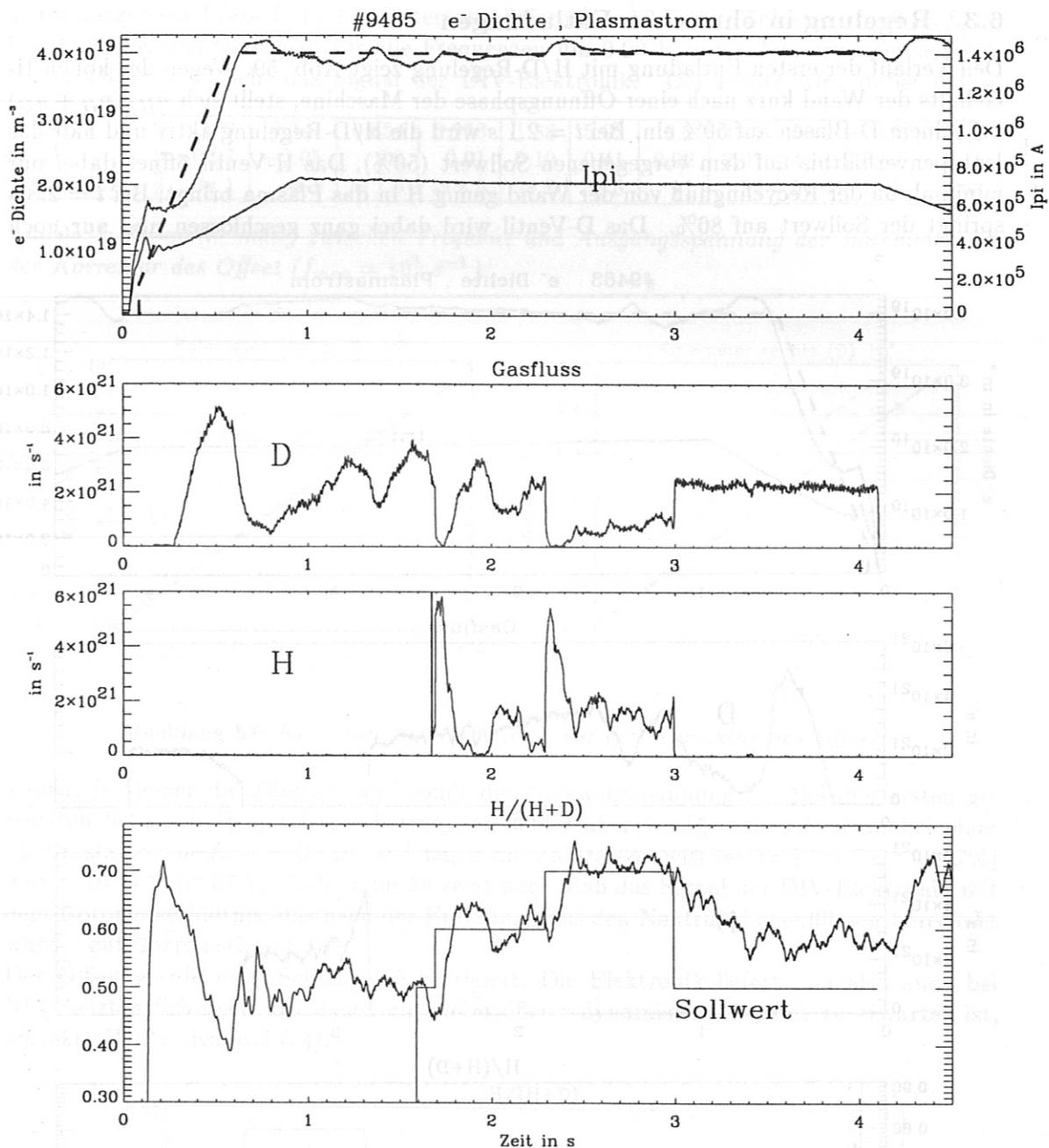


Abbildung 60: H/D-Regelung in Schuß 9485.

H eingeblasen. Obwohl von 2.8 s bis 3.5 s $1.7 \cdot 10^{21}$ H-Atome eingeblasen werden, was dem dreifachen Wert des Plasmainhaltes entspricht, wird der Sollwert in den 700 ms nicht erreicht, da der Recyclingfluß von der Wand mit seinem Isotopenverhältnis dagegen arbeitet. In Schuß 9485 wurde die H/D-Regelung deshalb mit engerem Regelbereich wiederholt (Abb. 60). $n_H/(n_H + n_D)$ nimmt dabei nacheinander die gewünschten Sollwerte von 50%, 60% und 70% an. Die Einstellzeit liegt zwischen 0.1 s und 0.2 s.

Der Ausgangswert (50%) konnte zum Schluß nicht wieder erreicht werden, da der D-Gasfluß trotz des geschlossenen H-Ventils zu klein war. Die Regelung von 70% zurück auf 60% benötigte aber 0.4 s. Herunterregeln auf kleinere $n_H/(n_H + n_D)$ dauert also länger als das Heraufregeln auf höhere Werte. Das hängt eventuell damit zusammen, daß das

H-Ventil im Gegensatz zum D-Ventil am Anfang ($t = 1.7 \text{ s}$ und $t = 2.3 \text{ s}$) weit aufmacht. Aber auch der Recyclingfluß von der Wand ist bei 4.0 s etwa dreimal größer als bei 1.5 s . Die relativ hohen Werte von $H/(H + D)$ vor 0.5 s und nach 4.2 s (Abb. 60 unten) sind dadurch zu erklären, daß das Plasma zu diesen Zeiten an der Wand anlag (Limiterplasma), aus der dann sehr viel Wasserstoff freigesetzt wurde.

6.4 Regelung einer NI-geheizten Entladung

In ITER und einem späteren Reaktor muß eine D/T-Regelung besonders bei Hochdichte-Hochleistungsentladungen funktionieren. Hier soll deswegen untersucht werden, ob das Isotopenverhältnis im Plasma auch bei solchen Schüssen, die bei ASDEX Upgrade mit NBI-Heizung erzeugt werden, auf die Gaszufuhr von außen reagiert.

Die Neutralteilchen, die an ASDEX-Upgrade mit einer Energie von $\approx 60 \text{ keV}$ eingeschossen werden, heizen das Plasma auf und erhöhen damit auch die Neutralteilchenflüsse (Abb. 61). Das Flußverhältnis bleibt für kleine Energien ($< 4 \text{ keV}$) aber unverändert. Für höhere Energien werden die eingeschossenen Teilchen direkt gemessen, die nicht mehr maxwellverteilt sind. Da bei #9599 Deuterium injiziert wurde, liegt der D-Fluß für $E > 4 \text{ keV}$ über dem thermischen Anteil und F_H/F_D fällt ab dieser Energie.

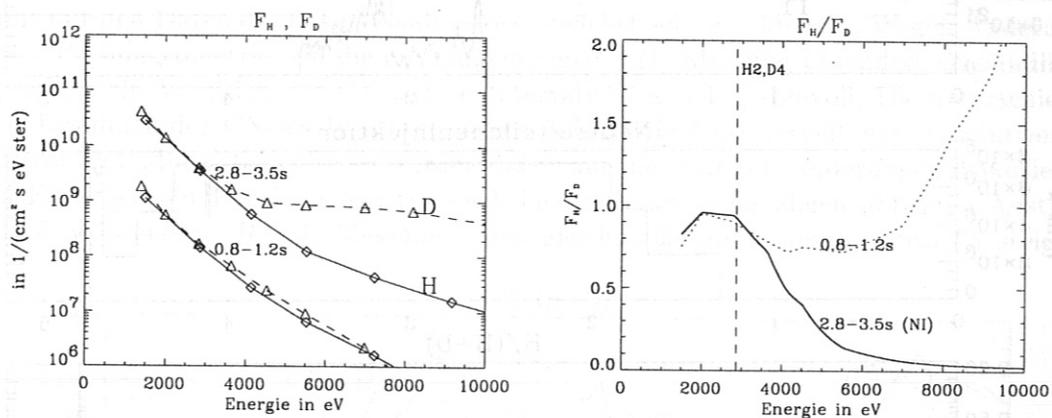


Abbildung 61: Spektrum von Schuß 9599 integriert von $0.8 - 1.2 \text{ s}$ (ohne NI) und von $2.8 - 3.5 \text{ s}$ (mit NI). Die Neutralteilcheninjektion läßt das Verhältnis von H- und D-Fluß für Energien unter $\approx 4 \text{ keV}$ unverändert. Die senkrechte Linie markiert die Energie der Kanäle H2, D4, die als Eingangssignal der DIV-Elektronik dienen.

Die Kanäle H2 und D4 ($E \approx 3 \text{ keV}$) liefern also auch mit NI noch brauchbare Werte. Da die Flüsse aber viel höher liegen, muß auch der Frequenzbereich der Ratemeter entsprechend eingestellt werden ($f_{max} = 10^6 \text{ s}^{-1}$).

Abbildung 62 zeigt den Verlauf einer Entladung mit H/D-Regelung (#9599), bei der von 2.1 s bis 4.1 s Neutralteilchen eingeschossen wurden (Deuterium, 3 Quellen, 7 MW). Der Ausgangswert von $n_H/(n_H + n_D)$ liegt diesmal bei ca. 30%. Bei $t = 1.4 \text{ s}$ wird die Regelung aktiv und versucht durch Blasen von D_2 (H-Ventil ganz geschlossen) den Sollwert von 25% zu erreichen. Das Isotopenverhältnis ist aber durch die Konditionierung der Maschine wieder nach unten begrenzt. Ab $t = 2.6 \text{ s}$ wird $H/(H + D)$ stufenweise auf 0.35 und dann auf 0.45 geregelt. Die Einstellzeit liegt dabei wie bei den ohmschen Entladungen zwischen 0.1 s und 0.2 s .

Nach $t = 3.6 \text{ s}$ konnte auf den gewünschten Wert von 35% nicht mehr zurückgeregelt werden, da der D-Gasfluß ($\approx 3 \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$) im Vergleich zum Recyclingfluß von der Wand ($\approx 8 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$) zu klein war. Das lag auch daran, daß die Dichteregulierung den Gesamtgasfluß beschränkte, da die Dichte den Sollwert zuvor überschritten hatte und nun wieder

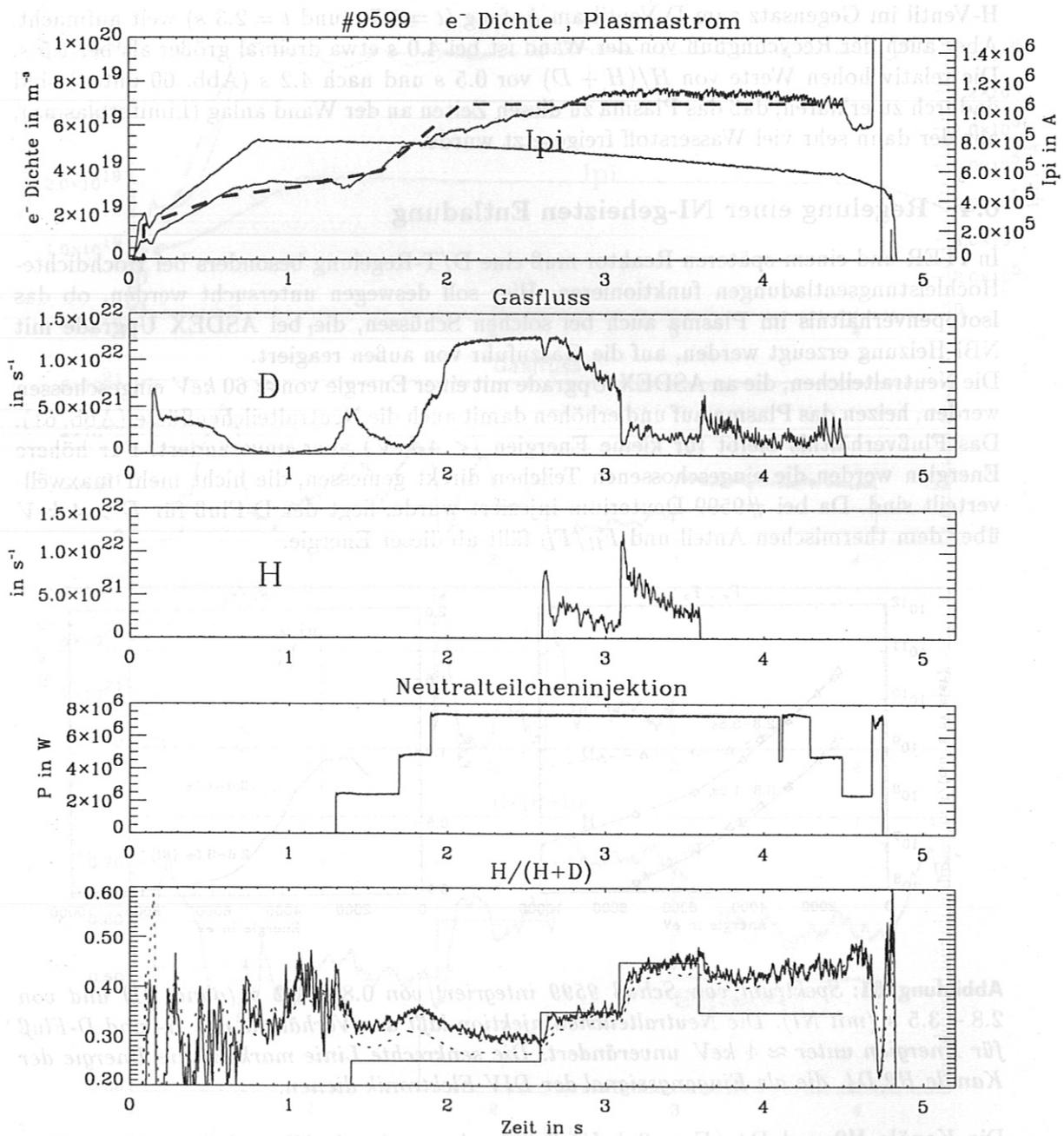


Abbildung 62: H/D-Regelung in Schuß 9599. Das unterste Bild zeigt das Signal der DIV-Elektronik (durchgezogen), sowie die Daten des rechten und des linken Analysators (obere und untere gepunktete Linie).

reduziert werden sollte. Der hohe Recyclingfluß wird vermutlich durch Erhitzung der Wand wegen Verlusten der Neutralinjektion verursacht.

6.5 Überlegungen zum Gashaushalt

Abbildung 63 zeigt verschiedene Messungen von $n_H/(n_H + n_D)$ im Vergleich (Schuß 9485). Die Daten des rechten und des linken Analysators (obere und untere durchgezogene Linie) unterscheiden sich hier um 10%. Da beide CX-Analysatoren die gleiche $E(D10)$ -Einstellung hatten (10 keV) und sie unter sehr ähnlichen Winkeln in das Plasma gerichtet waren, ist unklar, woher diese Abweichung kommt. Üblicherweise weichen beide Messungen sehr viel weniger voneinander ab. Bei #9599 (Abb. 62) beträgt der Unterschied z.B. nur 3 – 4%. Für den Test der Regelung spielt dieses Problem aber zunächst keine Rolle, da diese mit beiden Analysatoren funktioniert.

Das Isotopenverhältnis, das aus der hochauflösenden Spektroskopie der H_α und D_α Linien bestimmt wird, entspricht im wesentlichen der Zusammensetzung des Neutralsgases am Ort der Messung, da die emittierenden angeregten Atome vor allem durch Elektronenstoßanregung der Grundzustandsatome entstehen. In diesem Fall stammen diese Atome aus dem Recyclingfluß von der Wand, da die Messung toroidal um ca 90 Grad gegen das Gasventil verdreht ist, so daß die Moleküle aus dem Gasventil nur mit mehreren Reemissionen an Plasma (CX) und Wand (Recycling) den Ort der H_α, D_α -Messung erreichen können. Im Gegensatz dazu können sich die Ionen, deren Isotopenverhältnis mit der CX-Messung bestimmt wird, auf den Flußflächen toroidal sehr schnell ausgleichen. Die H_α, D_α -Messung stimmt mit den Daten des linken Analysators zunächst sehr gut überein. Wegen Änderungen der Plasmageometrie, auf die die tangentielle H_α, D_α -Messung besonders empfindlich reagiert, ist ein Vergleich mit CX nur im Intervall [1.5 s, 4.1 s] sinnvoll. Die unterschiedlichen Resultate der CX-Analysatoren zeigen jedoch die Unsicherheit der Absolutwerte bei dieser Entladung. Im weiteren werden daher nur die relativen Änderungen diskutiert. Beim Einsetzen der Regelung registrieren beide NPA den zweimaligen abrupten Anstieg um 10%, während die H_α, D_α -Messung relativ gleichmäßig um insgesamt etwa 7% steigt.

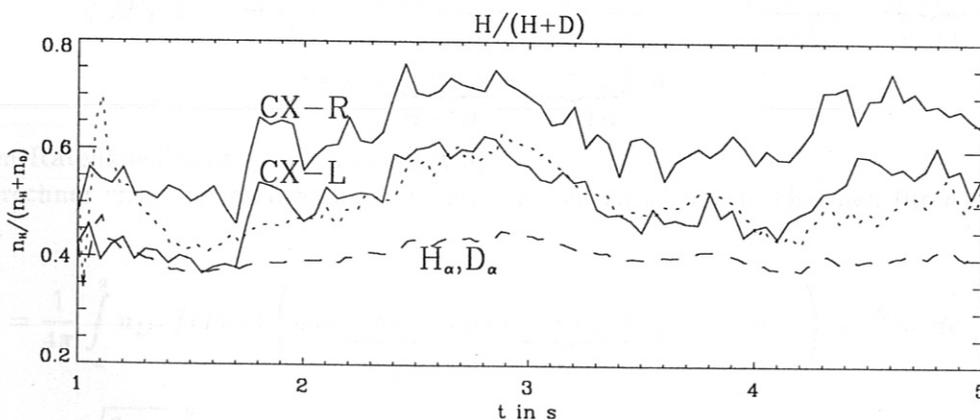


Abbildung 63: Vergleich verschiedener $H/(H+D)$ Messungen in #9485. Daten des rechten CX-Analysators (obere durchgezogene Linie), Daten des linken CX-Analysators (untere durchgezogene Linie), sowie die Daten der H_α, D_α Spektroskopie entsprechend der angegebenen Ordinatenkala (lang gestrichelte Linie) und in angepasster Skalierung ($\times 2.8 - 0.63$, kurz gestrichelte Linie).

Das Isotopenverhältnis im Plasma ist ein Kompromiss des von außen angebotene Gases und des Recyclingflusses von der Wand. Bei Schuß 9485 (Abb. 63) betrug ihr Verhältnis zum Zeitpunkt $t = 1.5$ s $\Gamma_{wand}/\Gamma_{ventil} \approx 1.1$. Da die Manometer den Recyclingfluß nur an bestimmten Stellen messen, dieser aber von Ort zu Ort stark variiert, gibt diese Zahl nur eine grobe Schätzung. Der relativ große Ventilfluß ermöglicht also bei $t = 1.7$ s die geregelte Erhöhung des Isotopenverhältnisses um 10%. Da das Wandinventar jedoch dem

Fluß mehrerer Entladungen entspricht, ändert sich die Isotopenzusammensetzung des Recyclingflusses weniger stark (ca. 0.36 der CX-Änderung). Hinzu kommt, das ein Teil des eingeblasenen Gases nach der Ionisation zunächst im Divertor verschwindet, wo ebenfalls ein großes Teilchenreservoir einer Änderung des Isotopenverhältnisses entgegenwirkt. Eine Ursache für die "Verschmierung" der durch die Regelung erzeugten Stufen könnte der durch mehrfache Reemissionen dominierte Weg der Neutralen vom Ventil zum Ort der Messung sein. Für eine Regelung kommt deshalb nur die Messung der Ladungsaustauschflüsse und nicht die von H_α/D_α in Frage (zumindest bei kurzen Zeiten). Der zur Aufrechterhaltung der Dichte notwendige Ventilfluß wird im Laufe der Entladung immer kleiner. Dies spiegelt die großen Zeitkonstanten wider, die zur Erreichung eines Flußgleichgewichtes an der Gefäßwand nötig sind. Bei $t = 3$ s beträgt das Verhältnis von Wand- zu Ventilfluß schon $\Gamma_{wand}/\Gamma_{ventil} \approx 3$. Der Ventilfluß ist dann zu klein, um das Isotopenverhältnis auf den Anfangswert zurückzuregeln. Das von der Wand vorgegebene Verhältnis liegt anscheinend darüber. Die Regelung würde noch besser arbeiten, wenn neben den hier verwendeten 14 Turbopumpen auch die Kryopumpe mit etwa dreifacher Saugleistung zum Einsatz kommt, denn bei konstanter Dichte wäre der Ventilfluß bei etwa gleichem Recyclingfluß dann größer.

Das Verhältnis von Wandrecycling zu Ventilfluß spielt eine große Rolle für die Regelung des Isotopenverhältnisses. Je kleiner dies Verhältnis ist, desto einfacher ist die Regelung. Bei ITER ist zu erwarten, daß das Wandinventar und damit der Recyclingfluß wegen der ständigen Beheizung der Wand auf ca. 250°C kleiner ist als bei ASDEX Upgrade. Die Regelung des Isotopenverhältnisses bei ITER sollte daher einfacher sein als bei ASDEX Upgrade.



Abbildung 6.3: Vergleich der CX-Ratios (CX-R, CX-D, CX-T) über die Zeit. Die Kurven zeigen die zeitliche Entwicklung der CX-Ratios (CX-R, CX-D, CX-T) über die Zeit. Die CX-Ratios sind über die Zeit (s) aufgetragen. Die CX-Ratios sind über die Zeit (s) aufgetragen. Die CX-Ratios sind über die Zeit (s) aufgetragen.

Das Isotopenverhältnis im Plasma ist ein Kompositum des von außen angeblenen Gases und des Recyclingflusses von der Wand. Bei einem CX-Ratio von 1.0 (Abb. 6.3) beträgt das Verhältnis zum Zeitpunkt $t = 1.5$ s $\Gamma_{wand}/\Gamma_{ventil} \approx 1.0$. Da die Manometer der Recyclingflüsse nur an bestimmten Stellen messen, kann es sein, dass an Ort und Stelle ein CX-Ratio von 1.0 vorliegt, während an anderen Stellen ein CX-Ratio von 0.5 vorliegt. Der CX-Ratio ist also ein Maß für die Verteilung des Isotopenverhältnisses im Plasma. Da das Isotopenverhältnis im Plasma ein Kompositum des von außen angeblenen Gases und des Recyclingflusses von der Wand ist, ist das Isotopenverhältnis im Plasma ein Maß für die Verteilung des Isotopenverhältnisses im Plasma.

7 Der Korrekturfaktor für ITER

Die Regelung des Isotopenverhältnisses ist besonders bei ITER von Interesse, da das Plasma dort möglicherweise nur zünden kann, wenn die Fusionsleistung den maximal möglichen Wert erreicht, Deuterium und Tritium also zu gleichen Teilen vorhanden sind. Analog Kapitel 3 soll hier nun der Korrekturfaktor $(F_D/F_T)/(n_D/n_T)$ abgeschätzt werden, der für ITER zu erwarten ist. Dazu wird wieder ein idealisiertes Plasma angenommen, diesmal mit den Komponenten e^- , D^+ , T^+ , D^0 , T^0 und He^{2+} . Verunreinigungen und insbesondere H^+ werden nicht berücksichtigt, da diese sich auf F_D und F_T gleichermaßen auswirken, den Korrekturfaktor somit kaum beeinflussen. Außerdem machen sie in ITER ohnehin nur einen winzigen Bruchteil der anderen Komponenten aus. He^{2+} wird dagegen der Vollständigkeit halber mitinbegriffen, da es lange genug eingeschlossen werden muß, um seine Energie ans Plasma abgeben zu können (α -Teilchen Heizung) und somit unter den Verunreinigungen eine besondere Rolle spielt.

$$\text{Mit } \alpha := \frac{n_{D^+}}{n_{T^+}} \quad \text{und} \quad \beta := \frac{n_{He^{2+}}}{n_e} \quad \text{gilt diesmal also} \quad n_{D^+} = n_e \cdot \frac{1 - \beta}{1 + \frac{1}{\alpha}}.$$

Für die Neutraldichte- und Temperaturprofile wird wieder $n_{T^0} = n_0/(\alpha+1)$, $n_{D^0} = \alpha \cdot n_{T^0}$ und $T_{He^{2+}} = T_{D^+} = T_{T^+} = T_{D^0} = T_{T^0} = f \cdot T_e$ angenommen (vgl. S. 10).

Analog Kapitel 3 gilt also für F_T :

$$F_T = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a n_{T^+} f(T_{T^+}) \left(n_{D^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Td} + n_{T^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Tt} + n_e \langle \sigma v \rangle_{rec} \right) e^{-N_{\lambda T}} dr \quad (23)$$

$$N_{\lambda T} = \sqrt{\frac{3m_p}{2E_T}} \int_x^a \left(n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{D^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Td2} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Td}) + n_{T^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Tt2} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Tt}) \right. \\ \left. + n_{He^{2+}} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-THe} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-THe2}) \right) dr \quad (24)$$

mit den Ratenkoeffizienten aus Anhang A.3.

F_D berechnet sich wie in Gleichung 11, nur mit den zusätzlichen Termen für n_{T^+} und $n_{He^{2+}}$.

$$F_D = \frac{1}{4\pi} \int_{-a}^a n_{D^+} f(T_{D^+}) \left(n_{T^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dt} + n_{D^0} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dd} + n_e \langle \sigma v \rangle_{rec} \right) e^{-N_{\lambda D}} dr \quad (25)$$

$$N_{\lambda D} = \sqrt{\frac{2m_p}{2E_D}} \int_x^a \left(n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{T^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dt2} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dt}) + n_{D^+} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-Dd2} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dd}) \right. \\ \left. + n_{He^{2+}} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-DHe} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-DHe2}) \right) dr \quad (26)$$

Auch die Neutraldichte wird wieder nach Gleichung 16 mit $n_{00} = 10^{17} m^{-3}$ [Sug97], $A = 10^{19} m^2$ und den entsprechenden zusätzlichen Termen in n_{rec} berechnet:

$$n_{rec} = \frac{n_e n_{D^+} \langle \sigma v \rangle_{rec}}{n_{D^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dd2} + n_{T^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Dt2} + n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{He^{2+}} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-DHe3} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-DHe4})} + \frac{n_e n_{T^+} \langle \sigma v \rangle_{rec}}{n_{D^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Td2} + n_{T^+} \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-Tt2} + n_e \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ei} + n_{He^{2+}} (\underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{cx-THe3} + \underbrace{\langle \sigma v \rangle}_{ii-THe4})} \quad (27)$$

Das Ergebnis der Rechnung mit $f = T_i/T_e = 1.0$, $\alpha = 1.0$, $\beta_{Zentrum} = 0.094$, $\beta_{Rand} = 0.042$ und Dichte- und Temperaturprofilen nach [Jan95] zeigen die Abbildungen 64 bis 66.

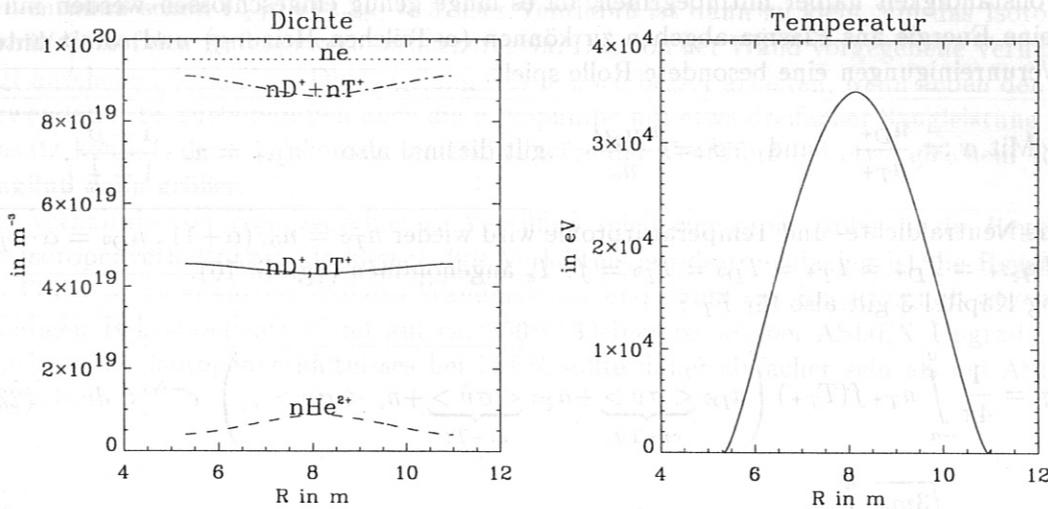


Abbildung 64: Dichte- und Temperaturprofile in ITER [Jan95].

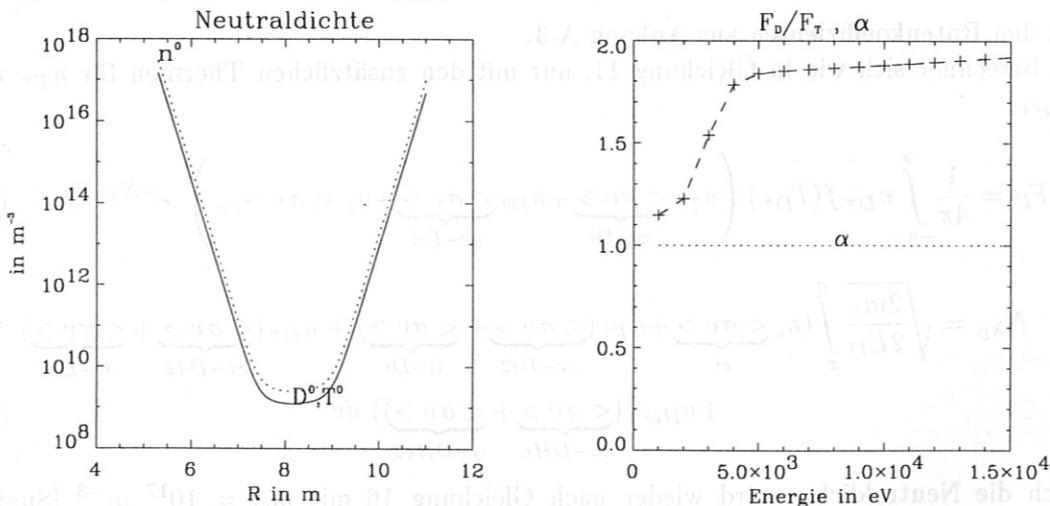


Abbildung 65: Neutraldichteprofil sowie der Korrekturfaktor für verschiedene Energien.

Das Dichteprofil wird als konstant über R angenommen. Das Minimum von $n_{D^+} + n_{T^+}$ (= Maximum von $n_{He^{2+}}$) kommt durch Fusionsprozesse im Zentrum zustande (Fusionschenke). Eine Sensitivitätsstudie für ITER führt zu den gleichen Ergebnissen wie Kapitel 4. Das heißt der Korrekturfaktor ist praktisch unabhängig von der Wahl von n_{00} , A und f . Die

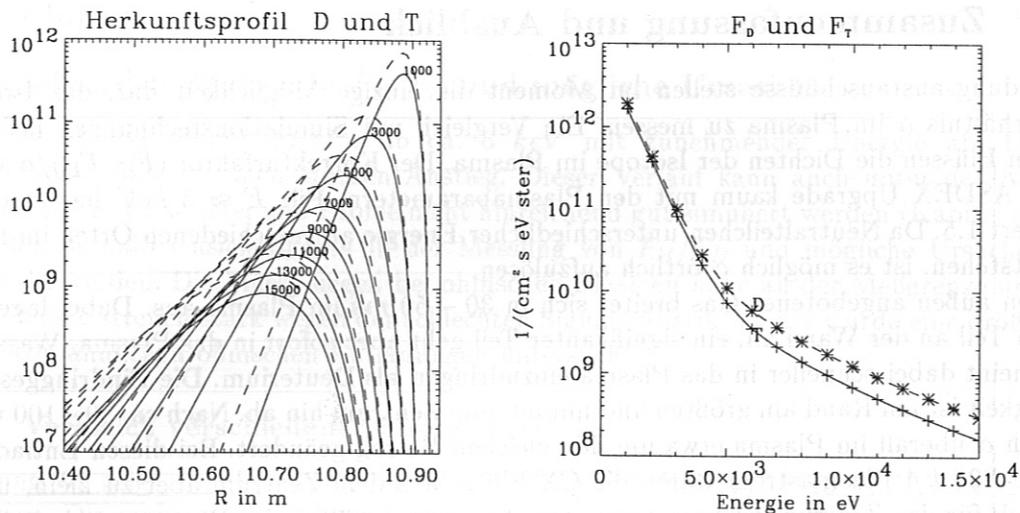


Abbildung 66: Links: Herkunftprofil von D (gestrichelt) und T (durchgezogen) für verschiedene Energien (in eV). Rechts: F_D und F_T .

Neutraldichte aus Abb. 65 kann also zur Berechnung von F_D/F_T herangezogen werden, obgleich die Realität dadurch nur schlecht beschrieben wird. Für den Korrekturfaktor in ITER für $E > 5 \text{ keV}$ ergibt sich also unabhängig von der Wahl der freien Parameter:

$$(F_D/F_T)/\alpha \approx 1.9$$

Da die Dichte auch in der Randschicht als konstant angenommen wurde, sind die Ergebnisse für $E < 5 \text{ keV}$ nicht relevant. Es zeigt sich, daß $\text{He}e^{2+}$ den Korrekturfaktor praktisch nicht beeinflusst. Auch in einem Modell ohne $\text{He}e^{2+}$ ($\beta = 0$) behält er also seinen Wert. Das Herkunftprofil (Abb. 66) läßt erkennen, daß in ITER nur Neutralteilchen gemessen werden können, die sehr nahe am Rand entstehen ($R_{\text{Zentrum}} = 8.14 \text{ m}$!). Der Entstehungsort verlagert sich mit zunehmender Energie nur sehr wenig zum Plasmazentrum hin. Sollte sich das Isotopenverhältnis in ITER aber konstant über den Radius verhalten, so wie das in ASDEX Upgrade der Fall zu sein scheint, würde auch eine Messung der CX-Flüsse vom Rand die D/T-Regelung im Zentrum ermöglichen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Ladungsaustauschflüsse stellen im Moment die einzige Möglichkeit dar, das Isotopenverhältnis α im Plasma zu messen. Ein Vergleich mit Simulationsrechnungen liefert aus den Flüssen die Dichten der Isotope im Plasma. Der Korrekturfaktor $(F_H/F_D)/\alpha$ variiert in ASDEX Upgrade kaum mit den Plasmaparametern. Für $E \approx 3 \text{ keV}$ hat er ca. den Wert 1.5. Da Neutralteilchen unterschiedlicher Energie an verschiedenen Orten im Plasma entstehen, ist es möglich α örtlich aufzulösen.

Von außen angebotenes Gas breitet sich in 30 – 50 ms im Plasma aus. Dabei lagert sich ein Teil an der Wand an, ein signifikanter Teil geht aber sofort in das Plasma. Wasserstoff scheint dabei schneller in das Plasma einzudringen als Deuterium. Die Eindringgeschwindigkeit ist am Rand am größten und nimmt zum Zentrum hin ab. Nach ca. 50 – 100 ms hat sich α überall im Plasma etwa um den gleichen Betrag geändert. Bei diesen Entladungen mit 800 kA Plasmastrom waren die CX-Flüsse aus dem Zentrum aber zu klein, um das auch für das Zentrum zu bestätigen. Das Isotopenverhältnis im Plasma reagiert also auf die Gaszufuhr von außen. Eine Regelung von α ist möglich.

In ohmschen sowie NI-geheizten Entladungen wurde die Regelung erfolgreich demonstriert. Der Regelbereich war durch die Konditionierung der Maschine dabei nach oben und unten begrenzt. Das Verhältnis von Gasfluß und Recyclingfluß bestimmt die Grenzen. Die Zeitkonstante liegt bei ca. $0.1 \text{ s} < \tau < 0.2 \text{ s}$. Beim Regeln auf kleinere $n_H/(n_H + n_D)$ (D-Blasen) war sie etwas größer, aber eventuell nur wegen des unterschiedlichen Öffnungsverhaltens der Ventile.

Die Neutralgasmessung (H_α , D_α) im Recyclingfluß von der Wand kommt für eine Regelung über kurze Zeiten nicht in Frage, da diese die Änderung des Isotopenverhältnisses im Plasma bei Gaszufuhr von außen nicht schnell genug registriert.

Auf die Dauer stellt sich im Plasma ein Isotopenverhältnis ein, das durch das von außen angebotene Gas und den Recyclingfluß von der Wand bestimmt ist. Wird von außen kein Gas mehr angeboten, wird α durch den Recyclingfluß bestimmt.

Die gemessenen CX-Spektren stimmen für Energien unter 5 keV ($R \approx 190 \text{ cm} - 210 \text{ cm}$) mit Simulationsrechnungen für ein konstantes Isotopenverhältnis sehr gut überein. Der Anstieg von F_H oberhalb von 5 keV kann auch bei extremen Annahmen über Plasma-profile nicht simuliert werden. Die Ursache dieser Diskrepanz bleibt unklar. Deshalb ist es nicht möglich, α an Rand und Zentrum zu vergleichen. Die Flüsse aus dem zugänglichen Plasmabereich von mehr als der äußeren Hälfte des kleinen Plasmaradius lassen sich aber zwanglos mit der Annahme eines über den Radius konstanten Isotopenverhältnisses erklären. Eine Abweichung von dieser Konstanz mehr zum Zentrum hin könnte nur mit deutlich abweichenden Transporteigenschaften erklärt werden. Es scheint daher, daß sich die Einschlußzeiten von H und D in einem gemischten Plasma nur wenig unterscheiden. Für eine belastbare Aussage über den Verlauf von α im Zentrum scheint es nötig, die Kalibrierung des Analysators deutlich zu verbessern, um die lineare Abhängigkeit der Flüsse von α aus den exponentiellen Abhängigkeiten von Neutraldichte, Penetration und Temperatur sichtbar zu machen.

Bei einem über den Radius konstanten Isotopenverhältnis ermöglicht die vorgestellte Methode dann die Regelung von D/T im Plasmazentrum von ITER.

A Anhang

A.1 Meßunsicherheiten in F_H/F_D und mögliche Ursachen

In der Simulation nimmt F_H/F_D ab ca. 5 keV mit zunehmender Energie ab. Die Messung zeigt dagegen einen starken Anstieg. Dieser Verlauf kann auch unter der Annahme extremer Parameter und Profile nicht hinreichend gut simuliert werden (Kapitel 4). Hier sollen deshalb Unsicherheiten in der Messung von F_H/F_D und mögliche Ursachen untersucht werden. Die Flüsse liegen bei ohmschen Plasmen nahe an der Meßgrenze und die Ergebnisse streuen stark wegen der schlechten Signalstatistik. Daher wurde eine größere Zahl von ähnlichen ohmschen Entladungen untersucht.

A.1.1 Vergleich verschiedener Energiebereiche

Abbildung 67 zeigt F_H/F_D für 13 Standardschüsse mit $E(D10) \approx 10$ keV sowie den Mittelwert. Die senkrechten Linien markieren die Energien der 20 Kanäle. Der erste starke Anstieg von H1 zu D3 liegt an den stets zu kleinen Zählraten von H1. Bei allen 13 Schüssen steigt F_H/F_D ab D7/H4 (≈ 5.5 keV) stark an. Nur bei #8262 fällt es ab H5 wieder. Bei 10 Schüssen liegt F_H/F_D von H3 unter dem der benachbarten Kanäle D5 und D6. Ein ähnliches Verhalten wie die 10 keV Schüsse zeigen die 3 Standardschüsse mit

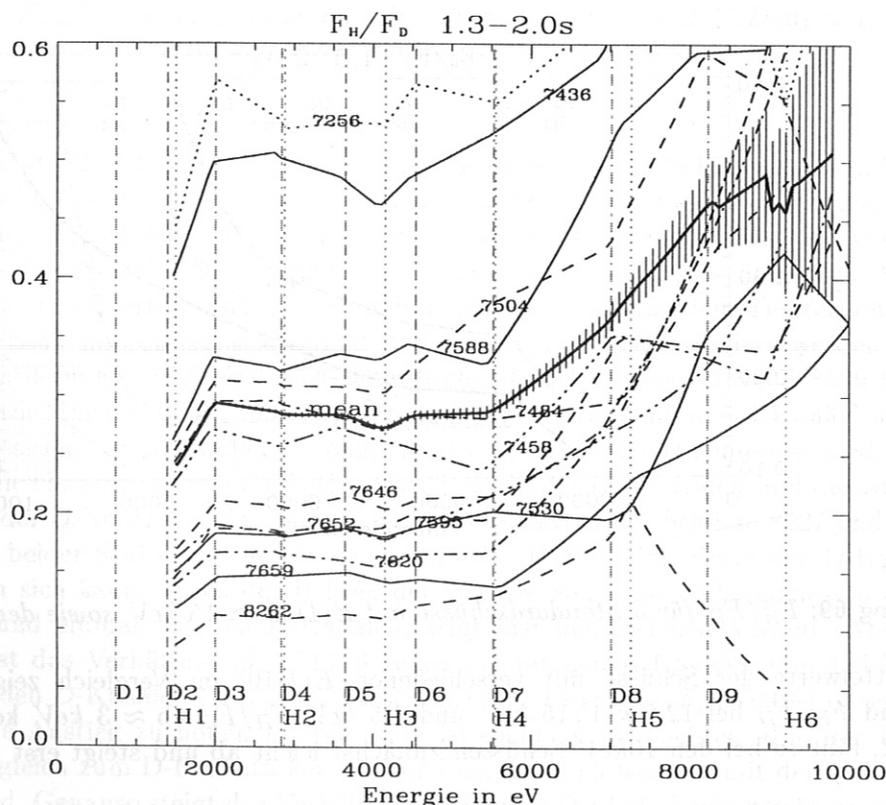


Abbildung 67: F_H/F_D für 13 Standardschüsse mit $E(D10) \approx 10$ keV sowie der Mittelwert (mit Fehlerbalken) aus allen 15 (die beiden Schüsse 7214 und 7197 mit F_H/F_D liegen außerhalb des Bereichs). Die Sprünge des Mittelwerts bei 9 keV kommen dadurch zustande, daß immer weniger Schüsse überlagert werden, weil die Fehler zu groß werden und so bei einigen Schüssen keine Daten mehr vorliegen.

$E(D10) \approx 12.5$ keV (Abb. 68). Die Werte bei H3 sind wieder kleiner als erwartet und F_H/F_D steigt bei allen 3 Schüssen mit wachsender Energie an. Jedoch erfolgt der Anstieg

hier bereits bei $D4/H2$ ($\approx 3.5 \text{ keV}$).

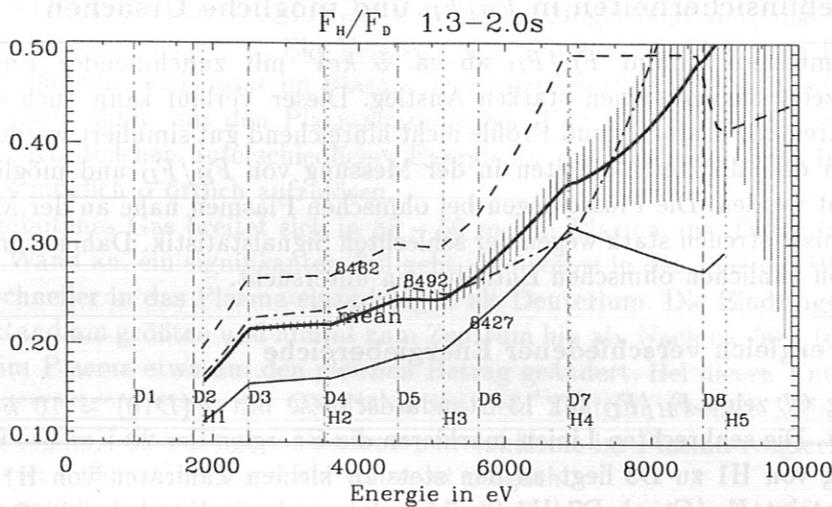


Abbildung 68: 3 Standardschüsse mit $E(D10) \approx 12.5 \text{ keV}$ sowie der Mittelwert.

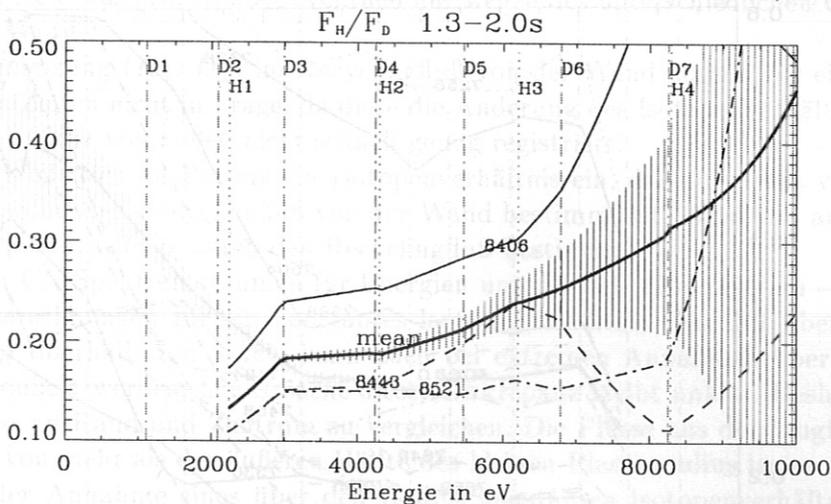


Abbildung 69: F_H/F_D für 3 Standardschüsse mit $E(D10) \approx 15 \text{ keV}$ sowie der Mittelwert.

Die Mittelwerte der Schüsse mit verschiedenen $E(D10)$ im Vergleich zeigt Abb. 70. Während F_H/F_D bei 12.5 keV , 15 keV und 8.5 keV F_H/F_D ab $\approx 3 \text{ keV}$ kontinuierlich ansteigt, fällt es bei den 10 keV Schüssen zunächst leicht ab und steigt erst ab $\approx 6 \text{ keV}$ an.

Die Abhängigkeit des Verlaufs der Kurven von der Einstellung der Kanäle läßt an der Glaubwürdigkeit der CX-Daten bei hohen Energien zweifeln. Der Anstieg ab $\approx 5 \text{ keV}$ ist bei fast allen Entladungen zu beobachten, sowohl bei H- als auch bei D-Plasmen. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß diese Beobachtung auf eine Eigenschaft des Analysators zurückzuführen ist.

A.1.2 H in D oder D in H

Bei einigen Schüssen wurde die \vec{E} -Ablenkspannung im Analysator so eingestellt, daß F_H mit den D-Kanälen (z.B. 8526, 8529) oder F_D mit den H-Kanälen (z.B. 8528) gemes-

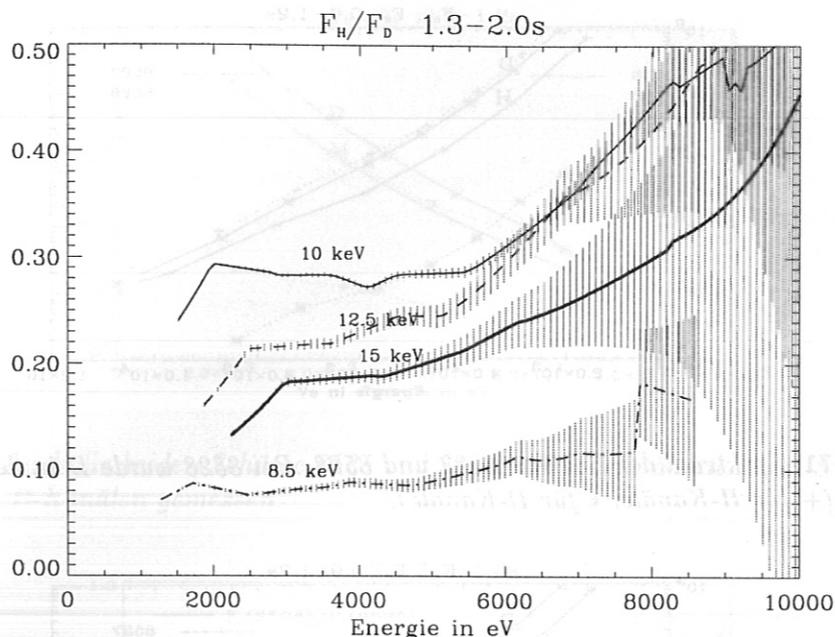


Abbildung 70: F_H/F_D für 15 Schüsse mit $E(D10) \approx 10$ keV, 3 mit $E(D10) \approx 12.5$ keV und 15 keV und 2 mit $E(D10) \approx 8.5$ keV integriert von 1.3 – 2.0 s.

sen wurde (Abb. 71, 72 und 74). In diesen Entladungen und in Schüssen mit möglichst ähnlichen Bedingungen aber normaler Analysatoreinstellung (z.B. 8525, 8527) sollten die jeweils gleichen Flüsse etwa gleich groß sein, egal mit welchen Kanälen sie gemessen wurden. Die drei Schüsse 8527, 8528 und 8529 zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf (Abb. 77). Da mit Neutralteilchen und ICRH geheizt und außerdem Deuterium nachgefüllt wird, kann nur bis 1.2 s während der ohmschen Phase integriert werden. Auch die beiden Entladungen 8525 und 8526 waren sehr ähnlich, wobei während 8526 H in D gemessen wurde. Im Folgenden bezeichnet F_H immer die Messung der H-Kanäle und F_D immer die Messung der D-Kanäle, unabhängig davon, ob H oder D gemessen wird. Dabei geht immer die channel efficiency von H in die Messung der H-Neutralen und die von D in die Messung der D-Neutralen ein. Abb. 71 zeigt die Spektren der Schüsse 8527 und 8528. Die D-Flüsse beider Schüsse, gemessen einmal mit den H- und einmal mit den D-Kanälen, unterscheiden sich kaum. Auch der H-Fluß der Schüsse 8527 und 8529, gemessen einmal mit den H- und einmal mit den D-Kanälen, zeigt fast den gleichen Verlauf (Abb. 72). In Abb. 76 ist das Verhältnis aus H-Fluß gemessen mit den H-Kanälen und H-Fluß gemessen mit den D-Kanälen ($F_H(8527)/F_D(8529)$ und $F_H(8525)/F_D(8526)$) dargestellt. Der erwartete Anstieg zu hohen Energien hin ist nicht zu beobachten, d.h. der H-Fluß steigt im Vergleich zum D-Fluß stärker mit der Energie, auch wenn er mit den D-Kanälen gemessen wird. Genauso steigt das Verhältnis aus H- und D-Fluß, beide gemessen mit den H-Kanälen (Abb. 75, $F_H(8527)/F_H(8528)$) und das Verhältnis aus H- und D-Fluß, beide gemessen mit den D-Kanälen (Abb. 75 $F_D(8529)/F_D(8527)$). Die Meßergebnisse sind also unabhängig davon ob sie mit den H- oder D-Kanälen gemessen werden. Das heißt die Eichung der einzelnen Kanäle scheint also korrekt zu sein.

Der Anstieg könnte dennoch durch Ungenauigkeiten in den verwendeten stripping efficiencies verursacht werden. Abbildung 78 zeigt den verwendeten Wirkungsquerschnitt [Bar86] und die damit berechneten channel efficiencies von H und D (Umrechnung: Rohdaten \rightarrow Flüsse, vgl. Kapitel 2.3). Da σ ab ≈ 5 keV wieder fällt, kommt es zu einem Knick im Graphen der channel efficiency von H. Die efficiency von D zeigt diesen Knick erst bei der

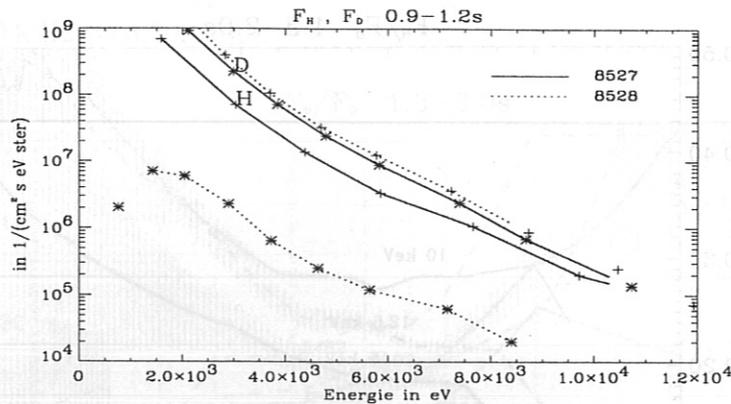


Abbildung 71: Spektrum der Schüsse 8527 und 8528. Bei 8528 wurde D in den H-Kanälen gemessen (+ für H-Kanäle, * für D-Kanäle).

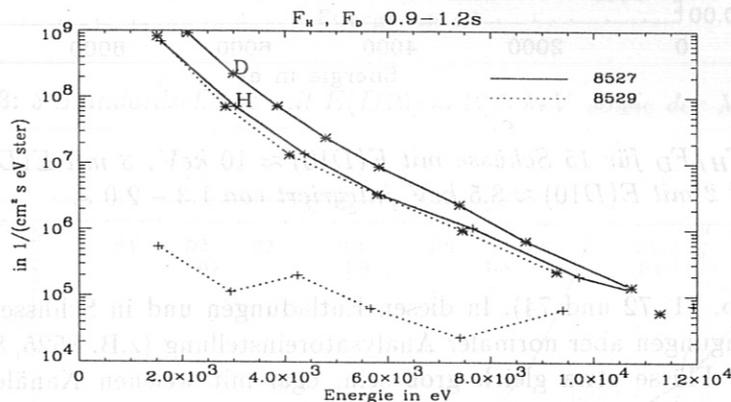


Abbildung 72: Spektrum von Schuss 8527 und 8529. Bei 8529 wurde H in den D-Kanälen gemessen.

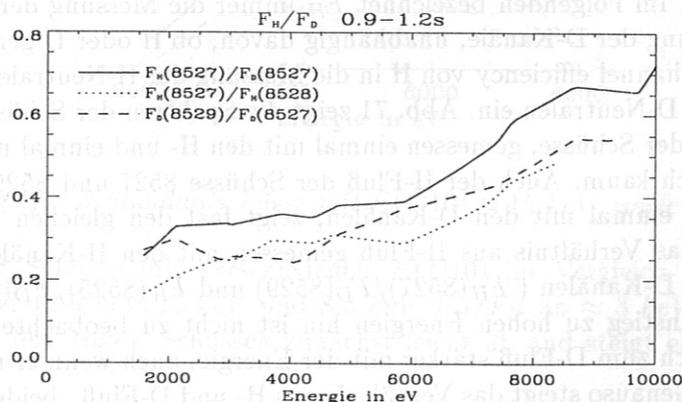


Abbildung 73: Vergleich von $F_H(8527)/F_D(8527)$, $F_H(8527)/F_H(8528)$ (= Verhältnis aus F_H und F_D gemessen nur mit den H-Kanälen) und $F_D(8529)/F_D(8527)$ (= Verhältnis aus F_H und F_D gemessen nur mit den D-Kanälen).

zweifachen Energie ($\approx 10 - 12 \text{ keV}$). Da die Rohdaten bei der Umrechnung in die tatsächlichen Flüsse durch die jeweilige channel efficiency dividiert werden, würde F_H/F_D ab dieser Energie ansteigen, wenn die Zählraten diesem Effekt nicht entgegenwirken.

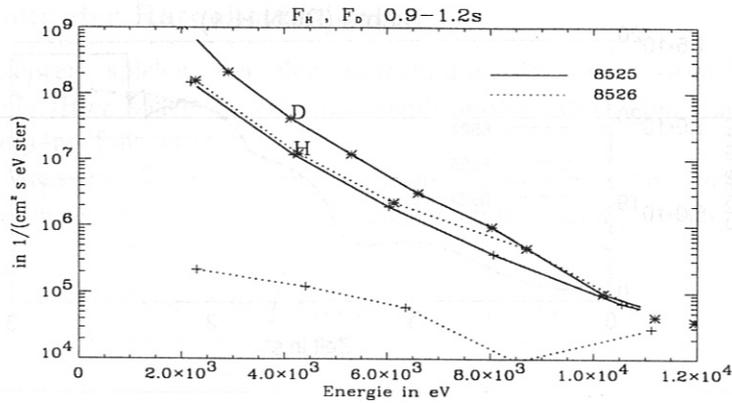


Abbildung 74: Auch die beiden Schüsse 8525 und 8526 waren sehr ähnlich. Bei 8526 wurde H aber in den D-Kanälen gemessen.

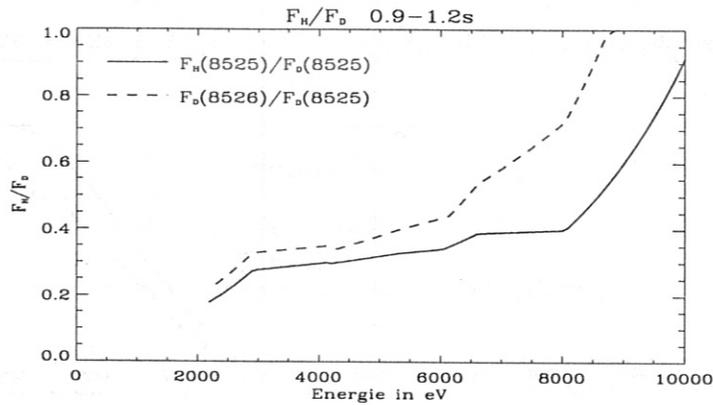


Abbildung 75: Vergleich von $F_H(8525)/F_D(8525)$ und $F_D(8526)/F_D(8525)$.

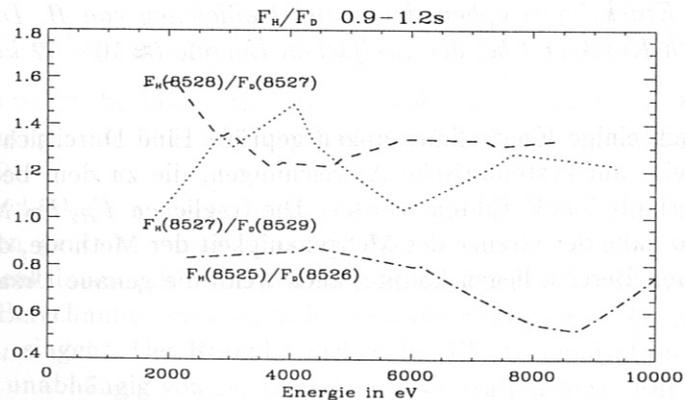


Abbildung 76: Jeweils der gleiche Fluß, gemessen einmal mit den H- und einmal mit den D-Kanälen: $F_H(8527)/F_D(8529)$ (H-Fluß), $F_H(8528)/F_D(8527)$ (D-Fluß) und $F_H(8525)/F_D(8526)$ (H-Fluß).

Ein ungenauer Wirkungsquerschnitt könnte den Anstieg bei hohen Energien im Prinzip erklären, da er einen wichtigen Faktor in der Analysator-Eichung darstellt und die Angaben in der Literatur in der erforderlichen Größenordnung ($\pm 50\%$) streuen. Die Eichmessungen wurden mit Wasserstoff gemacht, die Empfindlichkeit für Deuterium wurde

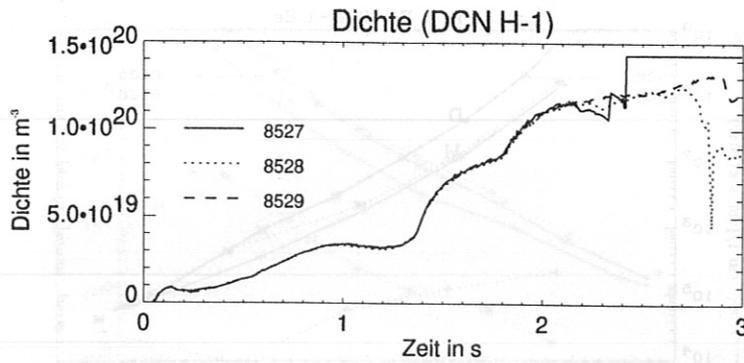


Abbildung 77: Die Schüsse 8527, 8528 und 8529. Bei 8528 wurde D in den H-Kanälen gemessen, bei 8529 H in den D-Kanälen.

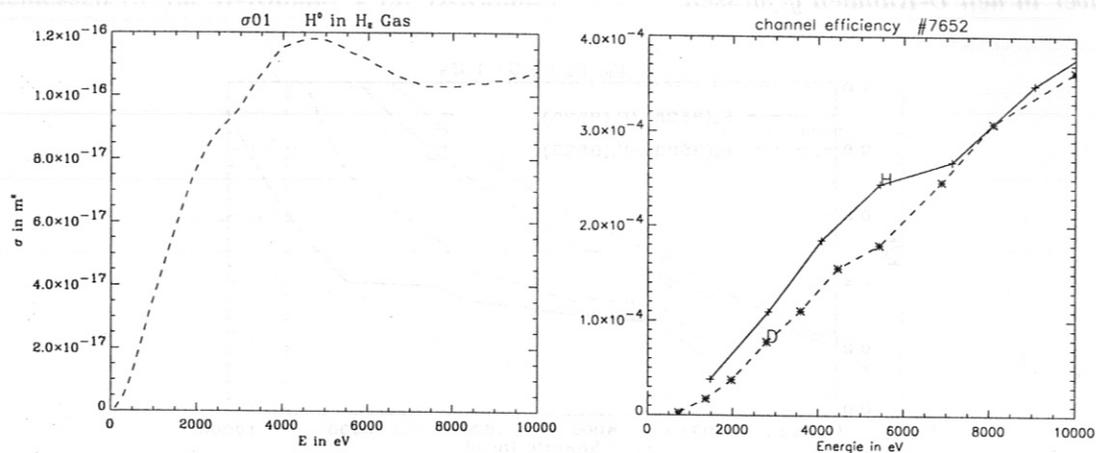


Abbildung 78: Der Wirkungsquerschnitt für Ionisation von H^0 in H_2 -Gas (links) und die damit berechneten channel efficiencies von H und D (rechts). Der Abfall von σ bei ≈ 5 keV führt zu einem Knick im Graphen der channel efficiency von H. Die efficiency von D dagegen zeigt den Knick erst bei der zweifachen Energie ($\approx 10 - 12$ keV).

skaliert und durch einige Kontrollmessungen geprüft. Eine Durchsicht der Eichdaten ergab keine Hinweise auf systematische Abweichungen, die zu dem beobachteten Anstieg von F_H/F_D oberhalb 5 keV führen würden. Die fraglichen F_H/F_D Messungen bewegen sich allerdings so nahe der Grenze der Meßgenauigkeit der Methode, daß der Grund auch im meßtechnischen Bereich liegen könnte, auch wenn die genaue Ursache bisher nicht zu fassen ist.

A.2 Berechnung der Ratenkoeffizienten

Die Ratenkoeffizienten spielen bei der Berechnung der Neutralteilchenflüsse eine entscheidende Rolle. Hier sollen deshalb die angewandten Methoden und verwendeten Daten kurz zusammengefaßt werden.

Für ein Teilchen (Masse m_2 , feste Energie E_2), das mit einem Ensemble von Plasmateilchen (m_1) mit maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung (Temperatur T_1) reagiert, gilt [Reh74]:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sigma(v_{rel}) \cdot v_{rel} f(v_1) d^3 v_1 \quad (28)$$

$$f(v_1) d^3 v_1 = \left(\frac{m_1}{2\pi T_1}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_1 v_1^2}{2T_1}} v_1^2 dv_1 d\varphi d\cos\theta \quad (29)$$

oder ausgedrückt durch die kinetische Energie $E_1 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2$:

$$\langle \sigma v \rangle = 2\pi \int_{-1}^{+1} \int_0^\infty \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\pi T_1}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_1}{T_1}} \sqrt{E_1} \cdot \sigma(E_{rel}) v_{rel} dE_1 d\cos\theta \quad (30)$$

mit der Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = \sqrt{\frac{2E_1}{m_1} + \frac{2E_2}{m_2} - 4\sqrt{\frac{E_1 \cdot E_2}{m_1 \cdot m_2}} \cdot \cos\theta}$

(θ = Winkel zwischen \vec{v}_1 und \vec{v}_2)

Die Integration erfolgt numerisch nach der Trapezmethode [Pre92]:

$$\langle \sigma v \rangle (E_2, T_1) = \sum_{j=1}^N w_j \left[\sum_{i=1}^M (w_i \cdot 2\pi \cdot \text{maxwell}(m_1, E_1^i, T_1) \sigma(v_{rel}^{ij}) v_{rel}^{ij}) \Delta E \right] \Delta \theta \quad (31)$$

wobei $w_k = \frac{1}{2}$ für $k = 1, N, M$ und $w_k = 1$ sonst

$$\text{maxwell}(m, E, T) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\pi T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{T}} \sqrt{E} \quad \Delta E = \frac{10 \cdot T_1}{M}; \quad \Delta \theta = \frac{2}{N}$$

Die Summe über j ersetzt die Integration über $d\cos\theta$ von -1 bis $+1$ in N Schritten, die Summe über i die Integration über dE_1 von 0 bis $10 \cdot T_1$. Die Summe konvergiert bereits für $N \leq 10$, $M \leq 50$.

Die Wirkungsquerschnitte σ werden durch Polynome approximiert, die durch experimentelle Daten gefittet wurden [Fre74] [Jan87] [Jan93] (Abb. 79). Diese Daten beziehen sich auf Reaktionen mit Protonen. Für Reaktionen mit anderen Teilchen wird die Energie bei der Berechnung von σ einfach durch die Energie $E = \frac{1}{2} m_p v_{rel}^2$ ersetzt, wobei die Masse in v_{rel} eingeht. Der Ratenkoeffizient für Elektronionisation ist für hohe T_e (> 50 eV) praktisch unabhängig von der Energie des Neutralteilchens. Für die Berechnung der Flüsse ist es deshalb ausreichend, $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ durch ein Polynom nach [Jan87] anzunähern (Abb. 82). Im Spezialfall eines thermischen Plasmas, bei dem für beide Sorten eine Maxwellverteilung mit $T_1 = T_2 = T$ vorliegt, gilt für den Ratenkoeffizienten:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{\sqrt{2m_r \pi} (kT)^{3/2}} \int dE_r E_r \sigma(E_r) e^{-\frac{E_r}{kT}} \quad (32)$$

$$\text{mit } m_r = \frac{m_a \cdot m_b}{m_a + m_b} \quad E_r = \frac{1}{2} m_r u^2 \quad \vec{u} = \vec{v}_{rel} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$$

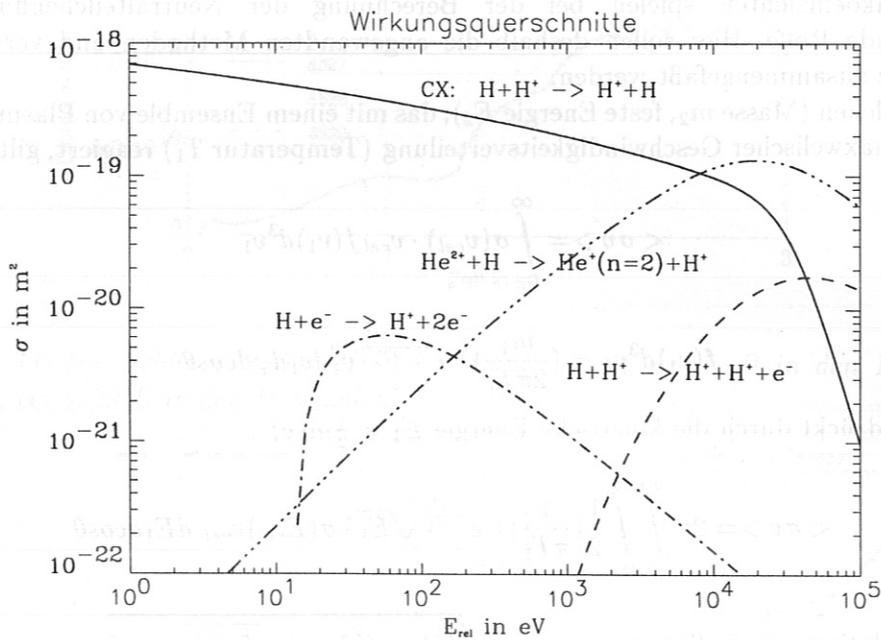


Abbildung 79: Wirkungsquerschnitte für Ladungsaustausch H mit H^+ [Fre74], Ladungsaustausch H mit He^{2+} [Jan87], Elektronionisation [Jan93] und Protonionisation [Fre74]. Ab 13.6 eV ist $\sigma_{ei} = 0$ (keine Ionisation mehr möglich).

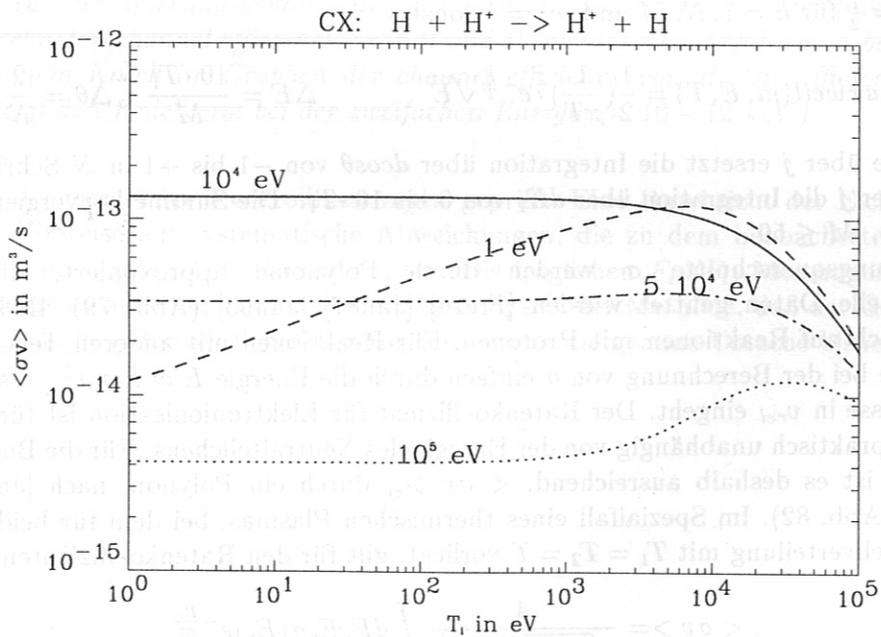


Abbildung 80: Ratenkoeffizient für Ladungsaustausch bei verschiedenen Energien der Neutralteilchen H .

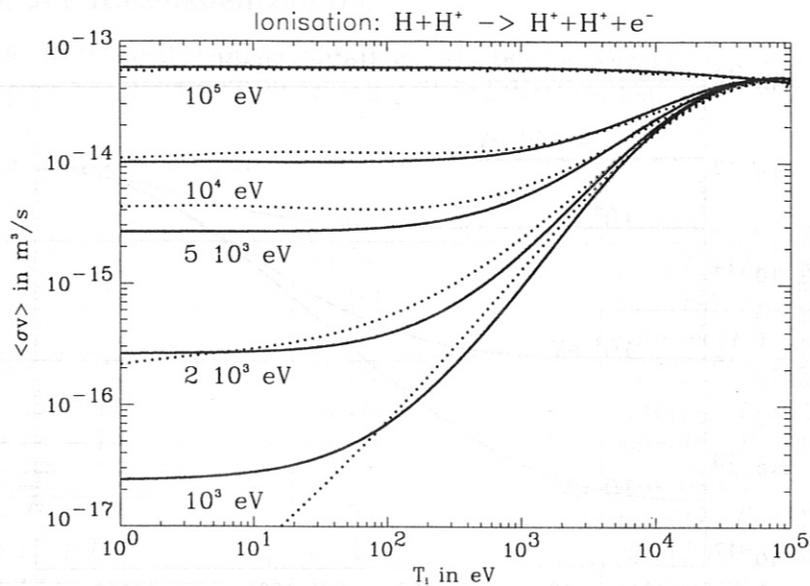


Abbildung 81: Ratenkoeffizient für Protonionisation bei verschiedenen Energien der H^0 . Für $E_{H^0} > 2 \cdot 10^3 \text{ eV}$ stimmen die Ergebnisse mit [Reh74] sehr gut überein. Für kleinere Energien weicht die Rechnung unterhalb $T_i \approx 10^2 \text{ eV}$ immer stärker von [Reh74] ab. Zum Beispiel ist das Ergebnis für $E_{H^0} = 2 \cdot 10^3 \text{ eV}$, $T_i = 10 \text{ eV}$ um den Faktor 3 zu klein. Die gepunktete Linie zeigt jeweils die Näherung durch ein doppeltes Polynom nach [Jan87]. Da die Ionentemperatur (bis auf den Rand) deutlich höher ist als 10^2 eV und man hauptsächlich Neutrale mit $E \geq 10^3 \text{ eV}$ mißt, kann diese Ungenauigkeit bei der Berechnung der Flüsse aber vernachlässigt werden. In diesem Bereich dominiert sowieso die Elektronstoßionisation (Abb. 82).

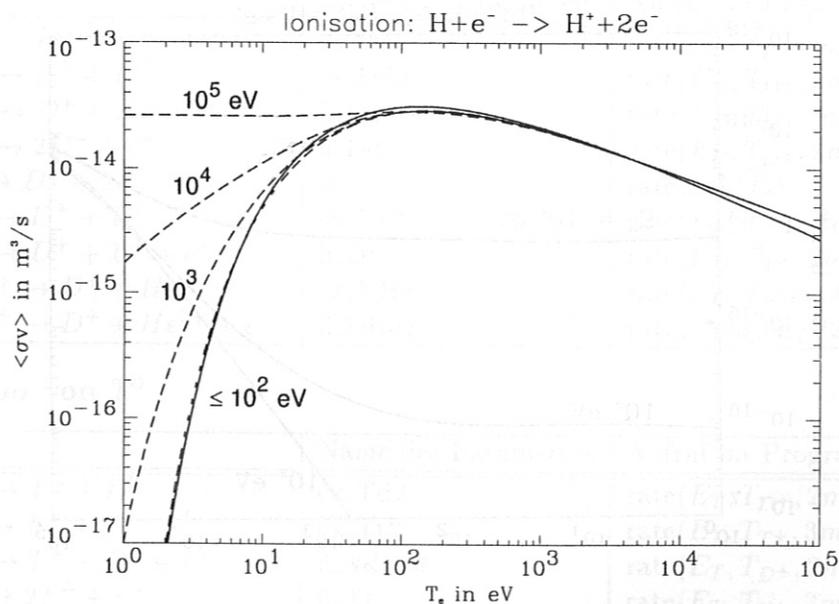


Abbildung 82: Ratenkoeffizient für Elektronionisation. $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ ist für $T_e > 50 \text{ eV}$ unabhängig von E_{H^0} . Für die Berechnung der Flüsse wird $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ deswegen durch ein Polynom nach [Jan93] approximiert (durchgezogene Linie).

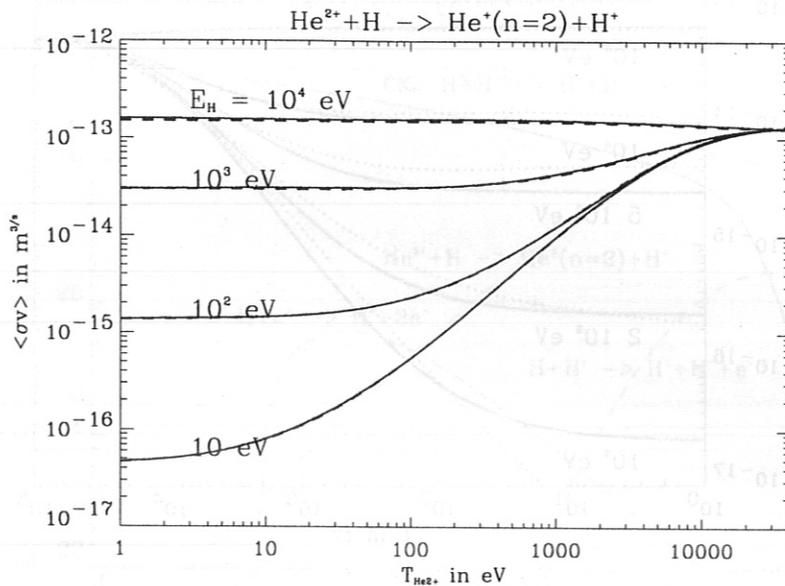


Abbildung 83: Ratenkoeffizient für $\text{He}^{2+} + \text{H}$ berechnet durch ein doppeltes Polynom nach [Jan87] (durchgezogen) und nach Gleichung 31 (gestrichelt). Die Zahlen geben die Energie des H an (He^{2+} maxwellverteilt mit Temperatur T). Die Ergebnisse beider Methoden stimmen für nicht zu große Energien sehr gut überein. Für die Berechnung der Flüsse werden die Daten der Polynom-Methode verwendet.

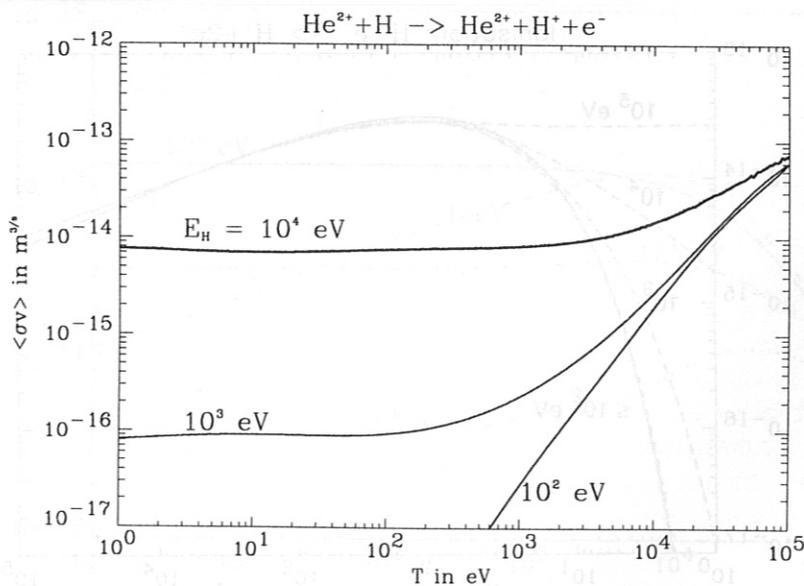


Abbildung 84: Ratenkoeffizient berechnet durch ein doppeltes Polynom nach [Jan87] für verschiedene Energien des H als Funktion von $T_{\text{He}^{2+}}$.

A.3 Liste der Ratenkoeffizienten

Hier sind alle Ratenkoeffizienten aufgelistet, die für die Berechnung von F_H und F_D (Kapitel 3) sowie von F_T für ITER (Kapitel 7) benötigt werden.

Entstehung von H^0 , D^0 und T^0

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$H^+ + H^0 \rightarrow H^0 + H^+$	cx_Ph	rate($E_H, T_{H^0}, m_p, m_p, 1$)
$H^+ + D^0 \rightarrow H^0 + D^+$	cx_Pd	rate($E_H, T_{D^0}, 2m_p, m_p, 1$)
$H^+ + e^- \rightarrow H^0$	rec	rate_rec(T_e)
$D^+ + H^0 \rightarrow D^0 + H^+$	cx_Dh	rate($E_D, T_{H^0}, m_p, 2m_p, 1$)
$D^+ + D^0 \rightarrow D^0 + D^+$	cx_Dd	rate($E_D, T_{D^0}, 2m_p, 2m_p, 1$)
$D^+ + T^0 \rightarrow D^0 + T^+$	cx_Dt	rate($E_D, T_{T^0}, 3m_p, 2m_p, 1$)
$D^+ + e^- \rightarrow D^0$	rec	rate_rec(T_e)
$T^+ + D^0 \rightarrow T^0 + D^+$	cx_Td	rate($E_T, T_{D^0}, 2m, 3m_p, 1$)
$T^+ + T^0 \rightarrow T^0 + T^+$	cx_Tt	rate($E_T, T_{T^0}, 3m_p, 3m_p, 1$)
$T^+ + e^- \rightarrow T^0$	rec	rate_rec(T_e)

Absorption von H^0

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$	cx_Hp	rate($E_H, T_{H^+}, m_p, m_p, 1$)
$H^0 + D^+ \rightarrow H^+ + D^0$	cx_Hd	rate($E_H, T_{D^+}, 2m_p, m_p, 1$)
$H^0 + H^+ \rightarrow 2H^+ + e^-$	ii_Hp	rate($E_H, T_{H^+}, m_p, m_p, 4$)
$H^0 + D^+ \rightarrow H^+ + D^+ + e^-$	ii_Hd	rate($E_H, T_{D^+}, 2m_p, m_p, 4$)
$H^0 + e^- \rightarrow H^+ + 2e^-$	ei	rate.i_eh(T_e)

Absorption von D^0

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$D^0 + H^+ \rightarrow D^+ + H^0$	cx_Dp	rate($E_D, T_{H^+}, m_p, 2m_p, 1$)
$D^0 + D^+ \rightarrow D^+ + D^0$	cx_Dd2	rate($E_D, T_{D^+}, 2m_p, 2m_p, 1$)
$D^0 + H^+ \rightarrow D^+ + H^+ + e^-$	ii_Dp	rate($E_D, T_{H^+}, m_p, 2m_p, 4$)
$D^0 + D^+ \rightarrow 2D^+ + e^-$	ii_Dd	rate($E_D, T_{D^+}, 2m_p, 2m_p, 4$)
$D^0 + e^- \rightarrow D^+ + 2e^-$	ei	rate.i_eh(T_e)
$D^0 + T^+ \rightarrow D^+ + T^0$	cx_Dt2	rate($E_D, T_{T^+}, 3m_p, 2m_p, 1$)
$D^0 + T^+ \rightarrow D^+ + T^+ + e^-$	ii_Dt	rate($E_D, T_{T^+}, 3m_p, 2m_p, 4$)
$D^0 + He^{2+} \rightarrow D^+ + He^+$	cx_DHe	rate($E_D, T_{He^{2+}}, 4m_p, 2m_p, 2$)
$D^0 + He^{2+} \rightarrow D^+ + He^{2+} + e^-$	ii_DHe2	rate.i_hepj($E_D/2, T_{He^{2+}}$)

Absorption von T^0

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$T^0 + D^+ \rightarrow T^+ + D^0$	cx_Td2	rate($E_T, T_{D^+}, 2m_p, 3m_p, 1$)
$T^0 + T^+ \rightarrow T^+ + T^0$	cx_Tt2	rate($E_T, T_{T^+}, 3m_p, 3m_p, 1$)
$T^0 + D^+ \rightarrow T^+ + D^+ + e^-$	ii_Td	rate($E_T, T_{D^+}, 2m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + T^+ \rightarrow 2T^+ + e^-$	ii_Tt	rate($E_T, T_{T^+}, 3m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + e^- \rightarrow T^+ + 2e^-$	ei	rate.i_eh(T_e)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^+$	cx_THe	rate($E_T, T_{He^{2+}}, 4m_p, 3m_p, 2$)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^{2+} + e^-$	ii_THe2	rate.i_hepj($E_T/3, T_{He^{2+}}$)

Plasma - Plasma

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$D^0 + D^+ \rightarrow 2D^+ + e^-$	ii_Dd2	rate3($T_{D^+}, 2m_p, 2m_p, 4$)
$D^0 + H^+ \rightarrow D^+ + H^+ + e^-$	ii_Dp2	rate3($T_{H^+}, m_p, 2m_p, 4$)
$H^0 + D^+ \rightarrow H^+ + D^+ + e^-$	ii_Hd2	rate3($T_{D^+}, 2m_p, m_p, 4$)
$H^0 + H^+ \rightarrow 2H^+ + e^-$	ii_Hp2	rate3($T_{H^+}, m_p, m_p, 4$)
$D^0 + T^+ \rightarrow D^+ + T^+ + e^-$	ii_Dt2	rate3($T_{T^+}, 3m_p, 2m_p, 4$)
$D^0 + He^{2+} \rightarrow D^+ + He^+$	cx_DHe3	rate3($T_{He^{2+}}, 4m_p, 2m_p, 2$)
$D^0 + He^{2+} \rightarrow D^+ + He^{2+} + e^-$	ii_DHe4	rate_i_hepj($T_{He^{2+}}, T_{He^{2+}}$)
$T^0 + D^+ \rightarrow T^+ + D^+ + e^-$	ii_Td2	rate3($T_{D^+}, 2m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + T^+ \rightarrow 2T^+ + e^-$	ii_Tt2	rate3($T_{T^+}, 3m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^+$	cx_THe3	rate3($T_{He^{2+}}, 4m_p, 3m_p, 2$)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^{2+} + e^-$	ii_THe4	rate_i_hepj($T_{He^{2+}}, T_{He^{2+}}$)

Der Übersichtlichkeit wegen wird jeder Reaktion ein eigener Reaktionsparameter zugeordnet, obwohl es sich um nur fünf verschiedene Reaktionen mit lediglich unterschiedlichem T und E handelt.

Aufruf der Funktionen im Programm:

- rate($E_2, T_1, m_1, m_2, \text{mode}$)** : Berechnung von $\langle \sigma v \rangle$ nach Gleichung 31.
- rate3(T, m_1, m_2, mode)** : Berechnung von $\langle \sigma v \rangle$ nach Gleichung 32 (thermisches Plasma).

wobei **mode** den verwendeten Wirkungsquerschnitt angibt:

mode	Wirkungsquerschnitt für
1	Ladungsaustausch $H + H^+$ nach [Fre74] (Abb. 79)
2	Ladungsaustausch $He^{2+} + H$ nach [Jan87]
4	Protonionisation $H + H^+$ nach [Fre74]

rate_i_eh(T_e) : Berechnung von $\langle \sigma v \rangle_{ei}$ durch ein Polynom nach [Jan93] (Abb. 82).

rate_i_hepj($E_2/m_2, T_1$) : Berechnung von $\langle \sigma v \rangle$ für $H + He^{2+} \rightarrow H^+ + He^{2+} + e^-$ durch ein doppeltes Polynom nach [Jan87] (Abb. 84).

Bei Rekombination (**rate_rec**) und Elektronionisation (**rate_i_eh**) wird nicht zwischen H, D und T unterschieden, da die Elektronengeschwindigkeit aufgrund der kleinen Masse wesentlich größer als die des Reaktionspartners ist, der Ratenkoeffizient aber nur von der Relativgeschwindigkeit abhängt.

Reaktion	Name des Parameters	Aufruf im Programm
$T^0 + D^+ \rightarrow T^+ + D^+ + e^-$	ii_Td2	rate3($T_{D^+}, 2m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + T^+ \rightarrow 2T^+ + e^-$	ii_Tt2	rate3($T_{T^+}, 3m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + D^+ \rightarrow T^+ + D^+ + e^-$	ii_Td2	rate3($T_{D^+}, 2m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + T^+ \rightarrow 2T^+ + e^-$	ii_Tt2	rate3($T_{T^+}, 3m_p, 3m_p, 4$)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^+$	cx_THe3	rate3($T_{He^{2+}}, 4m_p, 3m_p, 2$)
$T^0 + He^{2+} \rightarrow T^+ + He^{2+} + e^-$	ii_THe4	rate_i_hepj($T_{He^{2+}}, T_{He^{2+}}$)

Literatur

- [Bar86] *R. Bartiromo, G. Bracco, M. Brusati, G. Grosso, S. Mantovani, B. Tilia, V. Zanza*, Design and calibration of the JET neutral particle analyzer, *Rev.Sci.Instrum.*58(5), May 1987, S.788-795
- [Bev75] *P.R. Bevington*, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, Mc GRAW-HILL BOOK COMPANY, New York 1975, S.56,66
- [Bra84] *G. Bracco, S. Corti, V. Zanza, R. Bartiromo, G. Bitti, J.L. Bonnerue, M. Brusati, G. Buceti, G. Grosso, L. Lamb, S. Mantovani, B. Oliver, E. Oord, B. Tilia, G. Ventura*, First results from JET neutral particle analyser (NPA), Abingdon, England 1984 JET 84(04)
- [Bra96] *G. Bracco, K. Guenther*, H/D Measurement by Neutral Particle Analysis at JET, JET-R(96)04, Abingdon, England 1996
- [Eng97] *F. Engelmann*, Die Physik des Plasmarandes in ASDEX Upgrade: Forschung für ITER, *Phys.Bl.*53(1997) Nr.10, S.994-996
- [Fah97] *H.U. Fahrbach et al.*, Europhysics Conference Abstracts, 21A IV (1997), p.1501
- [Fre74] *R.L. Freeman, E.M. Jones*, Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments, UKAEA Report No. CLM-R137 (Culham Laboratory, Abingdon, England 1974)
- [Gol82] *R.J. Goldston*, Diagnostic Techniques for magnetically confined high temperature plasmas II, PPPL-1924, Princeton, USA 1982
- [Hut88] *I.H. Hutchinson*, Principles of plasma diagnostics, Cambridge University Press, Cambridge, USA 1988, S.284
- [Jan87] *R.K. Janev, W.D. Langer, K. Evans, D.E. Post*, Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas, Springer Verlag, Princeton, USA 1987
- [Jan93] *R.K. Janev, J.J. Smith*, Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, Volume 4, Cross Sections for Collision Processes of Hydrogen Atoms with Electrons, Protons and Multiply Charged Ions, Bd.4, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria 1993
- [Jan95] *G. Janeschitz*, ITER-JCT and Home Teams, *Plasma Phys. Control. Fusion* 37(1995) A19-A35, England
- [Kie93] *K. Kierner*, Untersuchung von Wasserstofflinienstrahlung in der Plasmarandschicht, IPP 1/275 Diplomarbeit, Garching Juni 1993
- [Köp90] *W. Köppendörfer*, ASDEX Upgrade - ein Tokamakexperiment mit reaktorrelevantem Divertor, *Phys.Bl.*46(1990) Nr.8, S.324-326
- [Lis97] *J.B. Lister, L. Villard, G. de Ridder*, Measurement of the Effective Plasma Ion Mass in Large Tokamaks, CRPP-EPFL, CH-1015 Lausanne, 1997
- [Mor97] *P.D. Morgan et al*, Prospects for Determining the D-T Isotopic Ratio in the JET Plasma by Spectroscopic Observation of a Penning Discharge, JET-R(97)08, Abingdon, England 1997

- [Pin89] *K. Pinkau, U. Schumacher*, Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß, Phys.Bl.45(1989) Nr.2, S.41-47
- [Pin97] *K. Pinkau*, Energie aus Kernfusion, Stand der Forschung, atw 42.Jg.(1997) Heft 3 - März, S.157-161
- [Pre92] *W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery*, Numerical Recipes in C, 2nd Edition, Cambridge University Press 1992, S.129ff
- [Reh74] *S. Rehker, E. Speth*, Rate Coefficients for Interaction of Monoenergetic Particle Beams with Maxwellian Plasmas, IPP 2/217, January 1974
- [Sch92] *U. Schumacher*, Fusionsforschung, Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt 1993, S.56ff
- [Sto96] *J. Stober et al.*, Europhysics Conference Abstracts, 20C III (1996), p.1023
- [Sug97] Private Mitteilung: *M.Sugihara (ITER-Team Garching)*, Okt. 1997
- [Ta94a] *N.A. Tahir, D.H.H. Hoffmann*, Development of high gain reduced tritium targets for inertial fusion, Fusion Engineering and Design 24 (1994) 413-418
- [Ta94b] *N.A. Tahir, D.H.H. Hoffmann*, Fusion Technol. 29 (1996) 171
- [Tah96] *N.A. Tahir, D.H.H. Hoffmann*, Influence of DT fuel composition on the energy output and its implications on reactor safety and environmental acceptability, Fusion Engineering and Design 32-33 (1996) 123-126
- [Wes97] *J. Wesson*, Tokamaks, 2nd Edition, The Oxford engineering science series; 48, Oxford University Press, Oxford 1996
- [Zas97] Private Mitteilung: *K.D. Zastrow (JET)*, Nov. 1997