



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

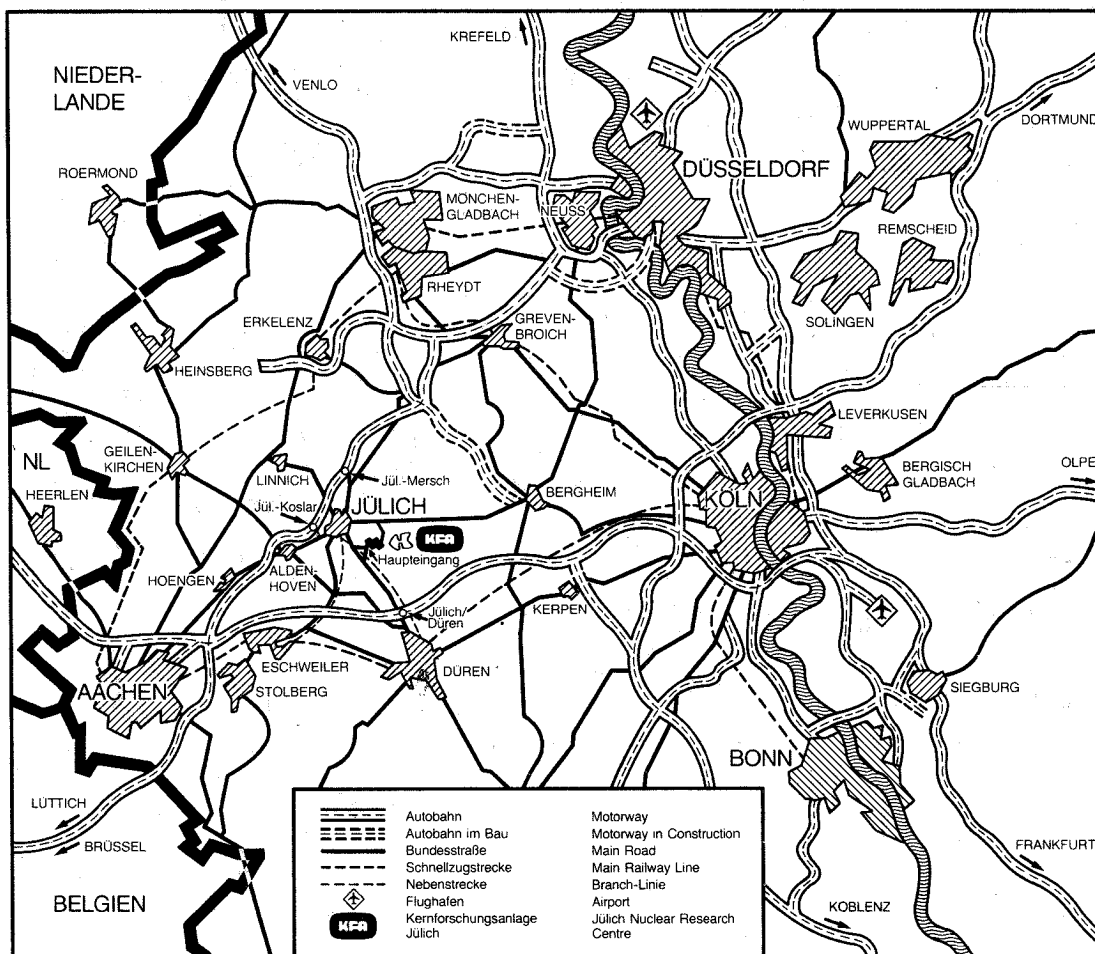
**Institut für Plasmaphysik
Association EURATOM – KFA**

**Untersuchungen zur Bestimmung der
Flußdichte von zerstäubtem Eisen
mittels Laser induzierter Fluoreszenz**

von

H.-B. Schweer

**Jül – 1876
November 1983
ISSN 0366-0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1876

Institut für Plasmaphysik Association EURATOM – KFA Jülich – 1876

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Untersuchungen zur Bestimmung der
Flußdichte von zerstäubtem Eisen
mittels Laser induzierter Fluoreszenz**

von

H.-B. Schweer

Abstract

In this work investigations are described to measure the flux density of sputtered iron atoms by means of laser induced fluorescence. Sputtering of the wall material by energetic charge exchange neutrals can be a dominant process for the release of metal impurities in controlled thermonuclear fusion reactors.

The conversion of the iron density in the groundstate, the quantity which is measured by laser induced fluorescence with high spatial and temporal resolution, into the total flux density of Fe-alloys is necessary. For this purpose the knowledge of the groundstate density to the total density of iron, the mean velocity and the ratio of the flux density of iron to the total flux density of the alloy is required as a function of mass and energy of light ions.

In a laboratory experiment an iron target was bombarded with 10 keV Ar^+ and 2.5 keV H^+ and the population distribution of the energy levels of the groundstate $a^5\text{D}$ and the metastable state $a^5\text{F}$ was measured. For sputtered iron atoms the population distribution in the ground state follows a Boltzmann distribution with an excitation temperature of ~ 1000 K. About 55 % of the iron atoms were found in the state $a^5\text{D}_4$ (excitation energy $E_a = 0$) and less than 2 % with excitation energies higher than 0.86 eV.

If the spectral width of the laser radiation was reduced to 0.0005 nm at 300 nm the Doppler broadened absorption profile of the excitation line of sputtered atoms could be resolved. In the groundstate $a^5\text{D}_4$ the velocity

distributions have been measured for the bombardment of the iron target with 10 keV Ar^+ , 8 keV He^+ and 2.5 keV H^+ . For these cases no significant deviations have been found and the mean velocity was determined to 2.4 km/s.

The conversion factor between the density in the groundstate and the total flux density of sputtered iron atoms was calculated to 4.45 km/s using the results of the population distribution and the mean velocity. In a further experiment the flux density measured by weight loss and the iron density in the groundstate determined by laser induced fluorescence were compared in the energy range of 100 eV to 8 keV. Over this range the conversion factor was about constant and independent of the mass of the incident ions (H^+ , D^+ , He^+).

If the iron target was replaced by stainless steel 316 and Inconel 600 targets, respectively, the measurements give as a result that the conversion factor must be increased according to the iron concentration in the alloy.

In the plasma wall region in the ISX-B tokamak at the Oak Ridge National Laboratory (USA) neutral iron atoms were measured the first time by laser induced fluorescence. A detection limit of 10^6 atoms/cm³ was found and sputtered iron atoms were observed in the first 15 ms of the discharge. After the end of the discharge neutral iron atoms could be detected and showed a thermal distribution with an excitation temperature of 500 K.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen beschreiben, die das Ziel haben, die Flußdichte von zerstäubtem Eisen lokal zu messen. Dazu wird deren Dichte mit Hilfe der Laser induzierten Fluoreszenz bestimmt. Die Flußdichte ist zu messen im Plasma-Wand-Bereich von Fusionsexperimenten. Dort wird Zerstäubung der ersten Wand durch leichte Atome (H, D, He) mit geringen Energien (~ 200 eV) erwartet. Die Flüsse der emittierten Metallatome können räumlich und zeitlich variieren. Die Laser induzierte Fluoreszenz erlaubt die Messung der Dichte von Eisenatomen mit guter Orts- und Zeitauflösung (≤ 1 cm³ bzw. $\sim 0,5$ μ s) und mit hoher Empfindlichkeit. Ein wichtiger Vorteil des Meßverfahrens ist seine Unabhängigkeit von den Plasmaparametern Elektronendichte und -temperatur.

Die Zerstäubung von Eisen wurde in einem Laborexperiment mit einem Blitzlampen gepumpten Farbstofflaser, dessen Frequenz verdoppelt wurde, untersucht. Um Laserstreulicht zu unterdrücken, wurde an Atomen mit einem Dreiniveausystem gemessen, d.h. die Anregung der Fe-Atome erfolgte durch Absorption von Laserlicht und das frequenzversetzte Fluoreszenzlicht beim Übergang in ein metastabiles Energieniveau wurde beobachtet. Mit einer spektralen Breite der Laserstrahlung von 0,01 nm bei ~ 300 nm, die größer war als die Halbwertsbreite der Doppler verbreiterten Absorptionslinie der zerstäubten Eisenatome, wurde deren Dichte in jeweils einem Energiezustand gemessen. Mit einer spektralen Breite des Laserlichtes von 0,0005 nm konnte das Absorptionsprofil Punkt für Punkt abgetastet und so die Geschwindigkeitsverteilung der Eisenatome ermittelt werden. Daraus ließ sich die

mittlere Geschwindigkeit senkrecht zum Target berechnen. Um einen möglichst großen Dichtebereich der Messung zugänglich zu machen, wurde zunächst eine Reineisenprobe durch 10 keV Ar-Ionen beschossen. In einem ersten Schritt wurde die Besetzungsdichteverteilung über die Anregungszustände zerstäubter Fe-Atome bestimmt. Diese folgt im Grundmultiplett a^5D einer Boltzmann Verteilung mit einer niedrigen Anregungstemperatur von ~ 1000 K. Die Besetzungsdichten in höher liegenden metastabilen Energiezuständen ($\geq 0,86$ eV) können gegenüber denjenigen im Grundmultiplett vernachlässigt werden (< 2 %). Innerhalb des Grundmultipletts befinden sich 55 % der Fe-Atome im Grundzustand a^5D_4 . Im nächsten Schritt wurde die Eisenprobe durch 2,5 keV Wasserstoffionen zerstäubt. Die Besetzungsdichteverteilung ändert sich nicht, d.h. die Gesamtdichte der Fe-Atome kann allein aus der Messung der Dichte im Grundzustand unabhängig von der Ionenmasse ermittelt werden.

Die Geschwindigkeitsverteilung der zerstäubten Fe-Atome ist deutlich breiter als die von verdampften Atomen und kann als Unterscheidungsmerkmal zwischen beiden Erosionsprozessen herangezogen werden. Der Beschuß des Eisentargets mit 10 keV Ar^+ , 8 keV He^+ und 2,5 keV H^+ -Ionen ergab im Grundzustand a^5D_4 keine wesentliche Änderung in der Geschwindigkeitsverteilung und die mittlere Geschwindigkeit beträgt 2,4 km/s. Lediglich bei Fe-Atomen im metastabilen Anregungszustand a^5F_5 (0,86 eV) verdoppelt sich die mittlere Geschwindigkeit, doch kann deren Anteil bei Messungen der Flußdichte im Plasma-Wand Bereich vernachlässigt werden.

Die Abhängigkeit des Konversionsfaktors zwischen Flußdichte und Dichte im Grundzustand zerstäubter

Fe-Atome von der Energie der Ionen im Bereich von 100 eV - 8 keV wurde untersucht. Dazu wurden Proben aus Reineisen (für Referenzzwecke), Edelstahl 316 und Inconel 600 durch H^+ , D^+ und He^+ -Ionen zerstäubt. Der Konversionsfaktor enthält das Verhältnis der Dichte im Grundzustand zur Gesamtdichte und die mittlere Geschwindigkeit. Mittels unabhängiger Meßverfahren wurde die Flußdichte der zerstäubten Atome und ihre Dichte im Grundzustand bestimmt. Bei Beschuß der Reineisenprobe durch die drei obengenannten Ionenarten konnte keine wesentliche Änderung des Konversionsfaktors, der einen Wert hat von 4,45 km/s, für den untersuchten Energiebereich festgestellt werden.

Reineisen kann wegen seiner magnetischen Eigenschaften nicht in Fusionsexperimenten eingesetzt werden. Zwei Legierungen mit stark unterschiedlichen Fe-Anteilen, die in Fusionsexperimenten als Wandmaterial häufig benutzt werden, wurden im Anschluß an das Reineisen untersucht (Edelstahl 316 mit 70 % Fe und Inconel 600 mit 8 % Fe). Die Messungen ergaben für den Energiebereich von 200 eV - 8 keV, daß nach Wichtung des Konversionsfaktors mit dem Legierungsanteil des Eisens der Gesamtfluß der zerstäubten Atome aus der Dichte im Grundzustand des Eisens richtig ermittelt wird. Dies bedeutet, daß sich die Besetzungsdichteverteilung und die mittlere Geschwindigkeit in dem untersuchten Energiebereich nicht ändert.

Im ISX-B Tokamak am Oak Ridge National Laboratory (USA) wurde die Laser induzierte Fluoreszenz zum erstenmal an einem Kernfusionsexperiment eingesetzt und zwar zum Nachweis von neutralem Eisen. Die Messungen dienten hauptsächlich dazu, das Verfahren unter realistischen

Bedingungen zu testen. Oberhalb einer Nachweisgrenze von 10^6 cm^{-3} konnten Fe-Atome zu Beginn und nach Ende der Entladung nachgewiesen werden. In der Aufbauphase des Plasmas (15 ms) trat Zerstäubung auf und die Dichte der neutralen Fe-Atome lag bei $\sim 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Durch Ionisationseffekte bedingt wurde allerdings nur ein Teil der zerstäubten Eisenatome erfaßt. Die neutralen Fe-Atome, die nach Ende der Entladung beobachtet wurden, besaßen eine thermische Verteilung mit einer Anregungstemperatur von $\sim 500 \text{ K}$.

Inhaltsverzeichnis:

1.0	Einleitung	1
2.0	Anforderungen an das Laborexperiment	7
2.1	Physikalische Grundlagen der Zerstäubung	8
2.2	Erforderliche Energieauflösung und Nachweisgrenze bei der Messung der Flußdichte von Metallen	12
3.0	Physikalische Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz	16
3.1	Zweininiveausystem	17
3.2	Dreininiveausystem	19
3.3	Abweichungen vom Modell beim Einsatz von gepulsten Lasern	21
3.4	Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung	26
3.5	Sättigungsverbreiterung der Resonanzlinie	28
3.6	Realisierung der spektralen Laserbreiten	28
4.0	Versuchsaufbau	30
4.1	Ionenquellen	30
4.1.1	Hochstromionenquelle in Jülich	31
4.1.2	Hochstromionenquelle in Garching	33
4.2	Targetkammer und Beobachtungssystem	34
4.3	Farbstofflasersystem	36
4.4	Wellenlängenbestimmung	43
4.5	Eichmethoden zur Bestimmung der Dichte und des Flusses im Laborexperiment	48
5.0	Meßergebnisse und Diskussion	51
5.1	Besetzungsdichteverteilung von zerstäubten Fe-Atomen	52
5.1.1	Zerstäubung mit 10 keV Argonionen	55
5.1.2	Zerstäubung mit 2,5 keV Wasserstoffionen	60
5.1.3	Folgerungen aus der Messung der Besetzungsdichteverteilung	61

5.2	Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Fe-Atomen	62
5.2.1	Geometrische Effekte bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung	63
5.2.2	Messung der Geschwindigkeitsverteilungen von zerstäubten Eisenatomen	69
5.2.3	Folgerung aus der Messung der Geschwindigkeitsverteilung	77
5.3	Abhängigkeit der Fluß- und der Teilchendichte zerstäubter Fe-Atome von der Energie der auftreffenden Ionen	79
5.3.1	Berechnung des Konversionsfaktors zwischen Fluß- und Teilchendichte	80
5.3.2	Messung an Reineisen	82
5.3.3	Messung an Edelstahl 316	85
5.3.4	Messung an Inconel 600	85
5.3.5	Abhängigkeit des Konversionsfaktors zwischen Fluß- und Teilchendichte von der Energie und Masse leichter Ionen	88
5.4	Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Metallatome (Modell)	91
6.0	Anwendung der Laser induzierten Fluoreszenz am ISX-B Tokamak	96
6.1	Charakteristische Daten des Tokamaks ISX-B	96
6.2	Experimenteller Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenz an ISX-B	98
6.3	Messungen von neutralem Eisen mittels Laser induzierter Fluoreszenz	104
6.3.1	Absoluteichung der Dichte aus dem Fluoreszenzsignal	104
6.3.2	Einfluß des Zeeman Effekts auf die Messungen	106
6.4	Meßergebnisse an ISX-B	110
7.0	Literaturverzeichnis	120

1.0) Einleitung

Mit der Planung und dem Bau größerer Anlagen zum magnetischen Einschluß von thermonuklearen Plasmen nach dem Tokamakprinzip sind die Probleme der Plasma-Wand-Wechselwirkung stark in den Vordergrund getreten. Das heiße Plasma bewirkt Erosionsprozesse an der umgebenden Oberfläche der ersten Wand des Entladungsgefäßes /1/, /2/, /3/. Energiereiche Teilchen aus dem Plasma zerstäuben die Oberfläche. Lokale Wärmebelastung kann Teile der Wand soweit erhitzen, daß absorbierte Gase desorbiert werden und das Wandmaterial verdampft. Weitere Erosionsprozesse entstehen durch unipolare Bögen /4/, sowie durch Blistering /5/ (Blasenbildung durch Schwellen des Materials bei Einlagerung von Wasserstoff). Von der Wand freigesetzte Teilchen können in das Plasma gelangen und dort aufgrund ihrer gegenüber Wasserstoff hohen Ordnungszahl Z die Strahlungsverluste erhöhen und das Plasma abkühlen. Oberhalb einer bestimmten von Z abhängigen Konzentration dieser Verunreinigungen wird mehr Energie abgestrahlt als durch α -Teilchen nachgeliefert werden kann /6/.

Die Flußdichte der aus der ersten Wand eines Tokamaks austretenden Verunreinigungen, sowie deren Energie- und Richtungsverteilung sind experimentell noch nicht hinreichend untersucht worden, um eine genauere Beschreibung der Erzeugung von Verunreinigungen zu gestatten. Aus diesem Grund sind auch Voraussagen sehr ungenau, unter welchen Bedingungen die verschiedenen Erosionsprozesse auftreten und welche Beträge die von ihnen erzeugten Verunreinigungsflüsse haben.

Aus theoretischen Modellen zum Plasmatransport und aus Messungen /7/ der Energieverteilung von neutralen Wasserstoffatomen, die durch Ladungsaustausch entstehen und die auf die erste Wand treffen, ergibt sich, daß bereits in den gegenwärtig betriebenen Großtokamaks eine merkliche Zerstäubung der Wände erwartet werden muß. Durch Messen der Energie- bzw. der Geschwindigkeitsverteilung der abgestäubten Metallatome ist eine Unterscheidung zwischen den Elementarprozessen möglich, da diese jeweils charakteristische Verteilungsfunktionen besitzen. Wird zusätzlich die absolute Teilchendichte bestimmt, so lassen sich die Flußdichten errechnen und ihre Beiträge vergleichen.

Die bisher im Tokamak angewandten Meßmethoden zur Bestimmung der Flußdichte und der Energieverteilung von Metallatomen am Plasmarand beruhen auf dem Einsatz von Teilchenaufsammelproben /8/, /9/. Niederschläge größer als 0,1 Monolagen einer Teilchensorte lassen sich gut nachweisen. Abhängig von der räumlichen Position der Sonden relativ zum Plasma kann die Interpretation der gemessenen Niederschläge Schwierigkeiten bereiten. Bei Anwendung der Emissionsspektroskopie zur Bestimmung der Konzentration von Metallatomen ist die Kenntnis der Elektronendichte und der Temperatur erforderlich. Diese können größeren Schwankungen unterliegen und sind in der Randschicht meist schlecht zu bestimmen. Weiterhin ist eine Raumauflösung sehr schwierig zu erhalten. Da Elektronendichte und -Temperatur in Wandnähe klein sind ($\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und $\sim 10 \text{ eV}$), tritt eine Anregung durch Elektronenstöße nur schwach auf.

Die Laser induzierte Fluoreszenz von Metallatomen bietet eine Möglichkeit, die Flüsse und Verteilungsfunktionen der von der Wand emittierten Metallatome zu messen und so

die Wechselwirkungsprozesse im Plasma-Wand-Bereich genauer zu untersuchen, ohne das Plasma zu stören /10/, /11/. Bei diesem Verfahren erfolgt die Anregung der Metallatome durch das starke Strahlungsfeld eines Farbstofflasers, der auf die Resonanzfrequenz eines Übergangs - meist ausgehend vom Grundzustand - abgestimmt wird /12/. Diese Methode benötigt nicht die Kenntnis der Plasmaparameter Elektronendichte und -Temperatur und erlaubt eine hohe Raum- und Zeitauflösung bei großer Empfindlichkeit.

In der Dissertation von Elbern /13/ wurden erste experimentelle Untersuchungen zum Nachweis von Metallatomen mit der Laser induzierten Fluoreszenz durchgeführt. Mit einem gepulsten durch Blitzlampen gepumpten Farbstofflaser wurden zunächst durch Verdampfung erzeugte Aluminium- und Eisenatome angeregt und deren Fluoreszenzlicht gemessen. Die Nachweisgrenze lag bei einer Dichte von etwa 10^5 Fe-Atomen pro cm^3 bei einer Ortsauflösung von $\sim 1 \text{ cm}^3$ und einer Zeitauflösung von $0,5 \mu\text{s}$. Bei diesem Verfahren werden die Atome eines bestimmten Energiezustandes erfaßt. Da im allgemeinen nicht nur der Grundzustand besetzt ist, müssen, um die Gesamtdichte zu bestimmen, auch die Atome in den anderen Energiezuständen gemessen werden. Dies geschieht durch Abstimmen des Farbstofflasers auf die entsprechenden Übergänge. Die Verteilung der Eisenatome auf die Feinstruktur des Grundzustandes wurde bestimmt und entsprach einer Boltzmannverteilung bei der mit anderen Methoden ermittelten Ofentemperatur.

Elbern konnte ferner zeigen, daß, bei Beschuß von Eisenproben mit Argonionen, der überwiegende Teil der durch Zerstäubung erzeugten neutralen Fe-Atome die Oberfläche im a^5D Zustand (Grundmultiplett) verläßt. Es

wurde eine Verteilung der Besetzungsdichte über die Feinstruktur dieses Multipletts gefunden, die im wesentlichen einer Boltzmann Verteilung von 900 K folgte. Die Messungen der Besetzung eines höher liegenden metastabilen Zustandes a^5F_5 (0,86 eV) ergab eine Dichte, die vernachlässigbar war im Vergleich zum Grundmultiplett ($< 2 \%$).

Bei diesen ersten Messungen wurde die Abhängigkeit der Besetzungsdichte von der Masse und der Energie der Primäratome noch nicht untersucht. Insbesondere blieb der im Tokamak besonders wichtige Fall einer Zerstäubung von Wandmaterial durch Wasserstoffatome mit Energien oberhalb des Schwellwertes bis zu einigen 100 eV noch ungeklärt.

Von größerem Interesse als die Dichte bei der Untersuchung der Plasma-Wand-Wechselwirkung ist die Flußdichte der durch die verschiedenen Erosionsprozesse erzeugten Metallatome. Diese Größe enthält zusätzlich die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen. Letzteres ist auch noch ein Unterscheidungsmerkmal zwischen thermisch erzeugten und zerstäubten Atomen. Für nicht thermische (zerstäubte) Atome ist die mittlere Geschwindigkeit, die sich aus der Geschwindigkeitsverteilung ergibt, nicht bekannt und muß noch gemessen werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Voraussetzungen zu schaffen, um die Flußdichte von zerstäubten Metallatomen mittels Laser induzierter Fluoreszenz zu bestimmen. In einem Laborexperiment soll die Zerstäubung an Tokamak relevanten Wandmaterialien mit Hilfe der Laser induzierten Fluoreszenz untersucht werden. Mit gepulsten Farbstofflasern wird zunächst nur die Dichte in einem Energiezustand (meist Grundniveau) gemessen. Um daraus

die Flußdichte zu ermitteln, ist die Kenntnis der Besetzungsverteilung und der Geschwindigkeitsverteilung erforderlich als Funktion folgender Parameter:

- a) Energie der Primärteilchen (Wasserstoffatome)
- b) Massenverhältnis zwischen Primär- und Targetatom
- c) Legierungszusammensetzung
- d) Oberflächenzustand

zu a) Die Energie der Primäratome sollte wie im Tokamak nahe beim Schwellwert der Zerstäubung von Metallen liegen.

zu b) Bei der Zerstäubung im Tokamak tritt meist das Massenverhältnis $m_1 \ll m_2$ auf. Leichte energiereiche Atome (m_1), wie Wasserstoff, Deuterium und Helium, treffen auf mittelschwere Metalle (m_2), wie z.B. Eisen. Theorien sind bisher nur für Massenverhältnisse $m_1 \approx m_2$ und $m_1 \gg m_2$ entwickelt worden.

zu c) Im Tokamak kommen vor allem Metallegierungen zum Einsatz. Die Bestimmung des Gesamtflusses muß für solche Systeme gesondert untersucht und mit dem Fall der reinen Metalle verglichen werden.

zu d) Der Einfluß des Oberflächenzustandes wird in dieser Arbeit nicht mehr behandelt, sondern nur einige Hinweise auf Effekte gegeben, die den Zerstäubungsprozeß beeinflussen, wie z.B. die Oxydation der Oberfläche

Diese Untersuchungen werden im Laborexperiment durchgeführt, um die Parameter einzeln verändern zu können und die Abhängigkeit von den oben genannten Punkten zu messen. Anschließend soll die Laser induzierte Fluoreszenz an einem Tokamak eingesetzt und versucht werden, den von der Wand kommenden Fluß von Metallatomen zu bestimmen. Diese Messungen unter den schwierigeren Bedingungen dienen der Demonstration der Meßmethode, insbesondere der Überprüfung der abgeschätzten Nachweis- und der Fehlergrenzen, die beeinflußt werden durch den Plasmauntergrund, das Magnetfeld, die Röntgenstrahlung und die elektrischen Störungen.

Im ersten Teil der Arbeit wird der Zerstäubungsprozeß beschreiben, um einige erforderliche Größen zu definieren und um unter Berücksichtigung von Tokamakdaten die Anforderungen an den Laser, an das Beobachtungssystem und an die Ionenquellen festzulegen. Im nachfolgenden Abschnitt folgt eine physikalische Beschreibung der Meßmethode, der Laser induzierten Fluoreszenz. Im dritten Teil werden die Versuchsanordnungen der Laborexperimente beschrieben. Danach folgt die Darstellung der Meßergebnisse und deren Diskussion. Die Anwendung der Meßmethode an einem Tokamak wird im fünften Teil gezeigt.

Die Laborexperimente wurden an den Hochstromionenquellen am Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich und im Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching durchgeführt. Am ISX-B (Impurity Study Experiment) in Oak-Ridge, USA, wurde die Laser induzierte Fluoreszenz erstmals in einem Tokamak eingesetzt.

2.0 Anforderungen an das Laborexperiment

Die Zerstäubung der ersten Wand eines Tokamaks kann zu einem hohen Verunreinigungsgrad des Plasmas führen. Um zu einer Beherrschung dieses Problems zu gelangen, ist die Kenntnis des zeitlichen und räumlichen Verlaufs der Flußdichte der emittierten Metallatome erforderlich. Mit der Laser induzierten Fluoreszenz läßt sich diese Größe bestimmen. Mit einem gepulsten Farbstofflaser, dessen Wellenlänge auf den Resonanzübergang des Metallatoms abgestimmt wird, werden die Atome in einem Meßvolumen (siehe Kap. 3) angeregt. Um das Laserlicht zu unterdrücken, wird möglichst der Fluoreszenzübergang in ein metastabiles Niveau beobachtet. Bei genügend hoher Intensität der Laserstrahlung ist das Signal proportional zur Teilchendichte im Ausgangsniveau n_i und hängt nicht von der Intensität ab. Um die Gesamtdichte zu ermitteln, muß erstens die spektrale Breite des Laserlichtes größer sein als die Breite der Doppler verbreiterten Absorptionslinie der Metallatome und zweitens die Besetzungsverteilung über alle Energiezustände $f(n_i)$ berücksichtigt werden. Zur Ermittlung der Flußdichte fehlt dann noch die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ der Metallatome, die ebenfalls mittels Laser induzierter Fluoreszenz gemessen werden kann. Dazu muß die spektrale Breite der Laserstrahlung soweit eingeengt werden, daß die Dopplerverschiebung der Absorptionslinie noch aufgelöst werden kann. Wird die Wellenlänge schrittweise so abgestimmt, daß das Absorptionsprofil abgetastet wird, so ist das Signal proportional zur Geschwindigkeitsverteilung $f(v_i)$.

Da beide Funktionen, die Besetzungs- und die Geschwindigkeitsverteilung, sich mit der Energie und dem Massenverhältnis der auftreffenden Teilchen zum Wandmaterial ändern können, müßten sie bei der Bestimmung

der Flußdichte im Tokamak ständig durch Messung ermittelt werden. Diese Abhängigkeit soll im Laborexperiment mit der Laser induzierten Fluoreszenz untersucht werden.

Um die Anforderungen an das Experiment festlegen zu können, soll im nachfolgenden Kapitel eine kurze physikalische Beschreibung der Zerstäubung gegeben werden, sowie einige Zerstäubungsbegriffe definiert werden.

2.1 Physikalische Grundlagen der Zerstäubung

Bei der Zerstäubung dringt ein energiereiches Teilchen in die Festkörperoberfläche ein und stößt mit einem oder mehreren Atomen, welche ihrerseits dann Stoßkaskaden auslösen können. Je nach Massenverhältnis zum Targetatom verliert das Primäratom einen Bruchteil seiner Energie bei jedem Stoß, bis es schließlich nicht mehr in der Lage ist, Atome aus ihren Gitterplätzen zu verdrängen. Es kann auch schon nach dem ersten Stoß wieder aus dem Festkörper reflektiert werden. Die Stoßkaskaden breiten sich soweit über ein Volumen aus, bis die übertragene Energie pro Atom unter die Gitterbindungsenergie fällt /14/. Der Impuls von Teilchen der Kaskade kann zur Oberfläche weisen. Erhält dort ein Atom eine Energie, die oberhalb der Oberflächenbindungsenergie liegt, so wird dieses Atom emittiert.

Eine typische Größe zur Beschreibung der Zerstäubung ist die Zerstäubungsausbeute γ , die die Zahl der zerstäubten Atome pro auftreffendes Primäratom (Ion) angibt. Diese Größe hängt von der Energie der Ionen und dem Massenverhältnis zwischen Ion (m_1) und Targetatom (m_2) ab. Bei der Zerstäubung lassen sich drei Fälle unterscheiden.

- Fall 1) $m_1 \gg m_2$ Dieser Fall ist in der Fusionstechnologie nicht von Interesse
- Fall 2) $m_1 \approx m_2$ Durch Verunreinigungen aus dem Plasma und durch Selbstzerstäubung kann dieser Fall auch im Tokamak auftreten.
- Fall 3) $m_1 \ll m_2$ Diese Bedingung liegt im Tokamak vor, wenn durch H-, D- oder He-Teilchen das Wandmaterial zerstäubt wird.

Die Entstehung der Kaskaden wurde von Sigmund /15/ theoretisch behandelt, allerdings nur für den Fall 1 und 2 mit Energien weit oberhalb der Bindungsenergie.

Bei Beschuß eines Targets mit leichten Ionen (H, D, He) und Energien unter einem keV werden fast keine Stoßkaskaden mehr gebildet, da die übertragbare Energie auf das Targetatom kleiner oder ungefähr gleich der Gitterbindungsenergie ist. Nach Reflexion an einem tiefer gelegenen Metallatom kann das Ion auf ein Oberflächenatom stoßen. Dieses wird zerstäubt, wenn es eine Energie vom Ion erhält, die größer ist als die Oberflächenbindungsenergie, die für Metalle zwischen 2 eV und 9 eV liegt /16/.

Unterhalb eines von der Ionenmasse abhängigen Schwellwertes tritt Zerstäubung nicht mehr auf. In Ref. /14/ wird der Schwellwert für Zerstäubung mit leichten Ionen angegeben mit:

$$E_s = E_o / (\gamma_E (1 - \gamma_E)) \quad (2.1)$$

Der Energieübertragungsfaktor γ_E für den zentralen Stoß zweier Atome ist /47/:

$$\gamma_E = \frac{E_{max}}{E_0} = \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (2.2)$$

E_b = Oberflächenbindungsenergie
 E_0 = Energie des Primäratoms
 E_{max} = maximal übertragbare Energie

Im Tokamak kann auch dann noch Zerstäubung beobachtet werden, wenn die mittlere Energie oder die Temperatur der Wasserstoffionen (atome) unter den Schwellwert sinkt, da eine Energieverteilung vorliegt, (z.B. eine Maxwellverteilung). Die Energie hochenergetischer Teilchen dieser Verteilung kann noch über dem Schwellwert liegen.

Dadurch fällt die Zerstäubungsausbeute bei kleinen mittleren Energien nicht so stark ab wie für monoenergetische Primäratome. Für diesen im Tokamak erwarteten Fall der Zerstäubung durch leichte Atome von relativ kleiner Energie ist eine Theorie noch nicht entwickelt worden und die Ausbeute ist nur aus Messungen zu erhalten.

Es wird auch die Kenntnis der Energieverteilung $f(E)$ und Richtungsverteilung $f(\gamma)$ der zerstäubten Atome benötigt. Für den Fall $m_1 \approx m_2$ (Ausbildung von Kaskaden) entwickelte Thompson /17/ eine Theorie für die Flußdichteverteilung der Metallatome als Funktion ihrer Energie.

Unter der Annahme isotroper Richtungsverteilung ist die Flußdichteverteilung senkrecht zur Oberfläche:

$$\phi(E, \vartheta) d\Omega dE \approx \frac{d\Omega dE \cos \vartheta}{E^2 (1 + E_b/E)^3} (1 - \sqrt{(E + E_b)/\gamma_E E_0}) \quad (2.3)$$

E = Energie der zerstäubten Atome
 ϑ = Austrittswinkel des zerstäubten Atoms zur Flächennormalen

Der Gültigkeitsbereich wird in Ref. /17/ angegeben mit

$$E_b \ll E \quad (\text{Ausbildung von Kaskaden})$$

Gemäß Gleichung 2.3 ist die Flußdichteverteilung für hohe Energien und $E \ll \gamma_E E_0$ unabhängig von der Masse und Energie der Primäratome und Gleichung 2.3 kann geschrieben werden:

$$\phi(E, \vartheta) d\Omega dE \sim \frac{E \cos \vartheta}{(E + E_b)^3} dE d\Omega \quad (2.4)$$

Diese Gleichung hat ein Maximum bei der halben Oberflächenbindungsenergie und fällt für hohe Energien der zerstäubten Atome mit E^{-2} ab.

Für leichte Ionen, wie Wasserstoff, und bei geringen Primärenergien E_0 wird der Gültigkeitsbereich von 2.3 verletzt.

$$E_b \approx \gamma_E E_0$$

Dieser Fall ist aber im Tokamak zu erwarten.

2.2 Erforderliche Energieauflösung und Nachweisgrenze bei der Messung der Flußdichte von Metallen

Die Anforderungen bei der Bestimmung der Flußdichte von Metallatomen mittels Laser induzierter Fluoreszenz im Laborexperiment sollen sich an den Bedingungen, die im Tokamak erwartet werden, orientieren.

Zunächst soll die Flußdichte von zerstäubten Metallatomen aus der ersten Wand eines Tokamaks mit Hilfe schon vorhandener Daten abgeschätzt werden. Dies ist aber nur anwendbar für Wandoberflächen mit niedriger thermischer Belastung, z.B. im Limiterschatten.

Lokal, wie z.B. am Limiter, können Flüsse geladener Teilchen neben der Zerstäubung eine Aufheizung auf Temperaturen bewirken, die merklichen Materialverdampfungsraten entsprechen /18/. Die Flußdichte der verdampften Atome steigt für hohe Temperaturen auf Werte, die ein Zünden des Plasmas unmöglich machen können. Bei 2500 K werden bereits 10^{21} Fe-Atome/cm²s aus einer Edelstahlwand verdampft /18/, /19/. Kurzfristig führen auch unipolare Bögen, deren Spuren auf den Limitern heutiger Tokamaks beobachtet werden, zu hohen Verdampfungsraten /20/. Durch die Messung der Geschwindigkeitsverteilung ist eine Unterscheidung zwischen thermisch erzeugten und zerstäubten Metallatomen möglich.

An Wandflächen mit geringer thermischer Belastung dominiert der Zerstäubungsprozeß, verursacht vor allem durch energiereiche neutrale Wasserstoffatome. Zwar sind die Wasserstoffflußdichten verglichen mit denen zum Limiter geringer, doch aufgrund der großen Oberfläche der Wand ist der Gesamtfluß der H-Atome vergleichbar mit dem der Protonen zum Limiter. Außerdem kann die Energie der neutralen H-Atome größer sein, als die der Protonen, da sie zum Teil im Plasmakern entstehen.

Messungen an DITE /7/ und PLT /9/ ergaben am Plasmarand Wasserstoffflußdichten von $10^{15} - 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mit Energien von ca. 200 eV (Maxwell-Verteilung). Diese würden bei einer Edelstahlwand Flußdichten von $10^{13} - 10^{15} \text{ Metallatome/cm}^2\text{s}$ erzeugen unter der Annahme einer Zerstäubungsausbeute von 10^{-2} /21/. Diese Abschätzung ist unter Tokamakbedingungen mit einer großen Unsicherheit behaftet, da der Oberflächenzustand meist nicht bekannt ist. An der Oberfläche absorbierte Gase (z.B. Sauerstoff) reduzieren die Zerstäubungsausbeute des Wandmaterials /22/.

Schwere Verunreinigungsionen aus dem Plasma haben bei gleicher Energie eine höhere Zerstäubungsausbeute als Wasserstoff und können schon bei geringen Konzentrationen zu einer nicht zu vernachlässigenden Emission von Metallatomen am Limiter führen. Dies ist ein Grund, im Laborexperiment Zerstäubung bei Massenverhältnissen von $m_1/m_2 \approx 1$ zu untersuchen.

Im Laborexperiment sollte eine Ionenquelle vorhanden sein, die gleiche oder höhere Ionenflußdichten wie im Tokamak erzeugt und die mit leichten - wie mit schweren Ionen (z.B. Argon) betrieben werden kann.

Die Messungen im Labor sollen an Eisen, Edelstahl und Inconel durchgeführt werden, da diese Legierungen als Material der ersten Wand bereits verwendet werden und reines Eisen als Referenzmaterial benötigt wird. Obwohl, wie bereits in Kap. 2.1 erwähnt, keine Theorie für die Zerstäubung mit Wasserstoffatomen bei Energien $< 1 \text{ keV}$ vorhanden ist, soll für die Abschätzung der Energieverteilung der Fe-Atome Gleichung 2.4 dienen.

Die Oberflächenbindungsenergie E_b von Eisen wird üblicherweise gleich der Sublimationsenergie E_s gesetzt, die für Eisen 4.3 eV beträgt /19/. Das Maximum der Flußdichteverteilung liegt dann bei einer Energie von 2.15 eV ($v_{Fe} = 2.7$ km/s), was deutlich über der thermischen Energie von verdampften Eisenatomen mit etwa 0.2 eV ($v_{Fe} = 0.83$ km/s) liegt. Auch in der Nähe des Schwellwertes der Zerstäubung von Eisen durch Wasserstoffatome bei 66 eV (nach Gleichung 2.1) erhalten die Fe-Atome noch maximal 4.6 eV. Allerdings dürfte das Maximum der Flußdichteverteilung zu kleineren Energien verschoben sein. Mit einer Energieauflösung durch den Laser von 0.1 eV ($v = 0.5$ km/s) sollte in jedem Fall eine sichere Unterscheidung zwischen den beiden Erosionsprozessen - Verdampfung und Zerstäubung - möglich sein.

Es wurde bereits erwähnt, daß die Abschätzung der Fe-Flußdichte aus den Wasserstoffflüssen sehr unsicher ist. Bei Beschuß eines Targets aus Edelstahl mit 200 eV Wasserstoffionen wurde eine Zerstäubungsausbeute von 2.5×10^{-3} gemessen. Für noch kleinere Energien fällt dieser Wert steil ab /23/. Treffen 10^{15} Wasserstoffatome/cm²s auf die Targetoberfläche, so werden dementsprechend 2.5×10^{12} Atome/cm² zerstäubt. Dies entspricht aufgrund der Legierungszusammensetzung etwa 2×10^{12} Fe-Atomen/cm²s.

Mit der Laser induzierten Fluoreszenz werden Dichten gemessen. Teilt man die Flußdichte der Eisenatome durch eine mittlere Geschwindigkeit von 3×10^5 cm/s, so erhält man Teilchendichten von 6×10^6 cm⁻³. Die Nachweisgrenze sollte mindestens um eine Größenordnung darunter liegen, um noch die Geschwindigkeitsverteilung messen zu können. Da im Laborexperiment der Strahlquerschnitt der

Ionen begrenzt ist, erhält man noch einen geometrischen Verdünnungsfaktor, wenn das Meßvolumen sich nicht unmittelbar an der Oberfläche befindet. Die Nachweisgrenze der Teilchendichte müßte deshalb noch niedriger liegen. Zur Untersuchung der Einzelfragen müssen, wenn die Flußdichte der Wasserstoffionen aus der Quelle nicht ausreicht, Dichten oberhalb der Nachweisgrenze zu erzeugen, schwere Ionen benutzt werden.

Die Nachweisgrenze der Dichte wird nicht nur durch die Flüsse und Zerstäubungsausbeuten der Wasserstoffatome bestimmt, sondern auch durch das Beobachtungssystem. Um möglichst viel Fluoreszenzlicht aufzusammeln, sollte der Raumwinkel so groß wie möglich sein und ein großes Beobachtungsvolumen gewählt werden. Der Raumwinkel wird meist durch die gewünschte spektrale Halbwertsbreite des Interferenzfilters oder durch das Öffnungsverhältnis des Monochromators bestimmt. Das Beobachtungsvolumen wird durch den Querschnitt des Laserstrahls und die Abbildung des Spaltes vor dem Multiplier bestimmt. Der Strahlquerschnitt kann nicht beliebig groß gewählt werden, da dann die Energiedichte des Lasers nicht mehr ausreicht, um Sättigungseffekte zu erreichen. Dies wird im nächsten Kapitel genauer behandelt.

3.0 Physikalische Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz

Die theoretischen Grundlagen der Laser induzierten Fluoreszenz sind in der Literatur bereits ausführlich behandelt worden. /12, 13/, /24-26/. Im folgenden Kapitel wird nur eine Beschreibung der physikalischen Grundlagen des Meßverfahrens für den Fall der Anwendung von gepulsten Farbstofflasern gegeben.

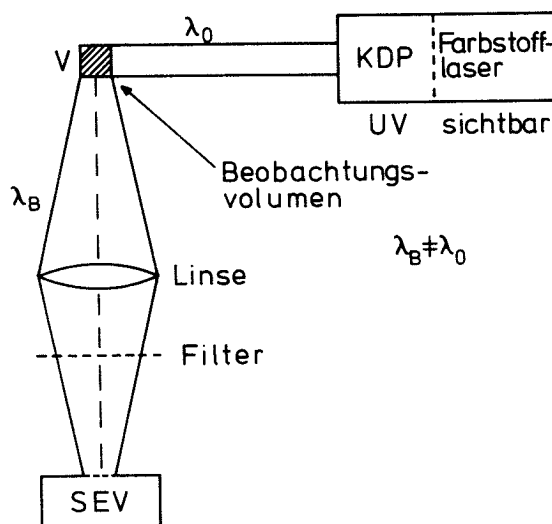


Abb. 1: Schematischer Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenzspektroskopie

Den schematischen Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenz zeigt Abb. 1. Als intensive Lichtquelle dient ein gepulster Farbstofflaser, dessen Wellenlänge durch Verwendung verschiedener Farbstoffe zwischen 360 - 700 nm abstimmbar ist. Durch Frequenzverdopplung mittels eines geeigneten Kristalls (z.B. KDP, ADP) kann der Abstimmbereich bis ins UV (220 nm) ausgedehnt werden. Das Laserlicht mit der Wellenlänge λ_0 regt im Volumen V die Metallatome an. Durch spontane Emission in ein metastabiles Niveau wird Fluoreszenzlicht mit der Wellenlänge λ_B erzeugt. Ein Teil dieser Strahlung wird durch die Linse gesammelt und mit einem Multiplier

gemessen. Eventuell vorhandenes Laserstreulicht wird durch ein Filterelement (Interferenzfilter oder Monochromator) unterdrückt. Um aus dem Meßsignal die Teilchendichte eines Energiezustandes im Volumen V zu ermitteln, wird ein Modell zugrunde gelegt, dessen Grundgrößen im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

3.1 Zweiniveausystem

Bei allen Messungen - wie auch in diesem Modell - kann man annehmen, daß sich die Atome stoßfrei bewegen und die Absorptionslinien optisch dünn sind. Die Laser induzierte Fluoreszenz von Metallatomen soll zunächst für den einfachsten Fall - dem Zweiniveausystem (Abb. 2 a) - beschrieben werden. /10/, /13/, /24/.

Im Zweiniveausystem wird ein Atom durch Absorption eines Photons in den Zustand 2 angeregt. Von dort kann es durch stimulierte oder spontane Emission nur in den Ausgangszustand 1 (Grundniveau) zurückfallen.

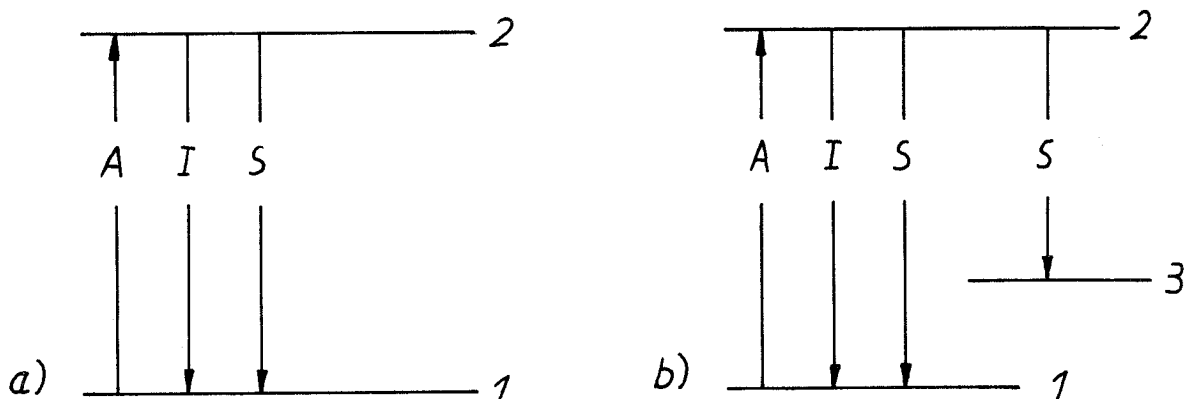


Abb. 2 Typisches Energieschema für Metallatome

a) Zweiniveausystem b) Dreiniveausystem

A = Absorption, I = induzierte Emission,

S = spontane Emission

Werden Atome im Volumen V von einer isotropen Kontinuumsstrahlung im Bereich der Resonanzfrequenz angeregt, so kann mit Hilfe der Einsteinkoeffizienten für Absorption B_{12} , induzierte Emission B_{21} und spontane Emission A_{21} die Ratengleichung aufgestellt werden

$$\frac{dn_2}{dt} = u(\nu) (B_{12} n_1 - B_{21} n_2) - A_{21} n_2 \quad (3.1)$$

$u(\nu)$ = Energiedichte pro Frequenzeinheit

Mit den Beziehungen

$$n = n_1 + n_2 \quad \text{und} \quad n = n_1 \quad \text{für} \quad t=0$$

sowie

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} = g_2 A_{21} c^3 / 8 \pi h \nu^3$$

g_1, g_2 = statistische Gewichte im Zustand 1 bzw. 2

kann die Dichte im oberen Niveau zum Zeitpunkt t nach Einschalten des Strahlungsfeldes berechnet werden /13/.

$$n_2 = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} [S / (1 + S)] \{1 - \exp[-(S + 1) A_{21} t]\} \quad (3.2)$$

Darin gibt S den Sättigungsparameter für Kontinuumsstrahlung an.

$$S = u(\nu) (B_{12} + B_{21}) / A_{21} \quad (3.3)$$

Anstelle der Energiedichte pro Frequenzeinheit $u(\nu)$ läßt sich in der Praxis besser der Energiefluß pro Einheitsfläche und Wellenlänge $\phi_L(\lambda)$ angeben. Für den Sättigungsparameter ergibt sich dann die Beziehung:

$$S = \phi_L(\lambda) / \phi_0(\lambda) \quad (3.4)$$

mit

$$\phi_0(\lambda) = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{8 \pi h c^2}{\lambda^5} \quad (3.5)$$

Der Sättigungsparameter hängt sehr stark von der Wellenlänge ab. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen an Eisen liegt die Wellenlänge bei ~ 300 nm. Dort beträgt die Sättigungsleistung $\phi_0(\lambda)$ für gleiche statistische Gewichte

$$\phi_0(300 \text{ nm}) = 30 \text{ kW/cm}^2 \text{ nm}$$

Nach einer Einschwingzeit t wird ein stationärer Zustand in Gleichung 3.2 erreicht; d.h. es herrscht ein Besetzungsgleichgewicht der beiden Zustände

$$n_2 = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \frac{S}{S + 1} \quad (3.6)$$

Für große Sättigungsparameter ist die Einschwingzeit $t \ll A_{21}^{-1}$ und in der Praxis oft viel kürzer als die Pulszeit der Laserstrahlung.

Aus der Dichte des angeregten Niveaus n_2 läßt sich der Gesamtfluß der Photonen pro Volumenelement berechnen

$$\int \phi_{ph} dt = n_2 A_{21} \tau = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \frac{S A_{21}}{S + 1} \tau \quad (3.7)$$

mit τ = Pulslänge der Anregungslichtquelle (Laser)

3.2 Dreiniveausystem

In der Praxis sind Messungen im Zweiniveausystem - besonders im Tokamak - schwierig, da das Laserstreulicht nicht durch Filterelemente unterdrückt werden kann. Deshalb werden möglichst Messungen, wie auch für Eisen, im Dreiniveausystem durchgeführt (Abb. 2b) /12, 13/, /26/.

Die zu bestimmende Größe ist die Teilchendichte n , die vor dem Einschalten der Kontinuumsstrahlung gleich der Dichte n_1 im Ausgangszustand ist.

Für $t = 0$: $n = n_1$, $n_2 = n_3 = 0$

Die Ratengleichungen für das Dreiniveausystem lauten dann:

$$dn_2/dt = u(\nu)(B_{12}n_1 - B_{21}n_2) - A_2 n_2 \quad (3.8)$$

$$dn_3/dt = A_{23} n_2 \quad (3.9)$$

$$n = n_1 + n_2 + n_3 \quad (3.10)$$

mit $A_2 = \sum_i A_{2i} \quad i = 1, 3, 4, \dots$

Der Sättigungsparameter S verringert sich in diesem Fall um den Faktor A_{21}/A_2

$$S = u(\nu) (B_{12} + B_{21})/A_2 \quad (3.11)$$

da die Sättigungsleistung $\phi_o(\lambda)$ ansteigt.

$$\phi_o(\lambda) = \frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{A_2}{A_{21}} \quad (3.12)$$

Eine Lösung der Ratengleichungen für den zeitlichen Verlauf der Dichte im Zustand 2 läßt sich für den Fall großer Sättigungsparameter, $S \gg 1$, und Pulszeiten des Strahlungsfeldes von $t \gg A_2(S+1)^{-1}$ angeben.

$$n_2(t) = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \exp\left[-\frac{g_2}{g_1 + g_2} A_{23} t\right] \quad (3.13)$$

Die Dichte im Energieniveau 2 klingt exponentiell ab, da ständig Atome durch den Fluoreszenzübergang in den metastabilen Zustand 3 aus dem Wechselwirkungsprozeß des Zweiniveausystems herausfallen. Die Atome werden über den Zustand 2 nach 3 gepumpt. Im Gegensatz zum Zweiniveausystem, wo sich bei langen Pulszeiten des

Lasers und hohen Sättigungsparametern eine Verteilung entsprechend der statistischen Gewichte einstellt, wird beim Dreiniveausystem das Ausgangsniveau (Grundniveau) entleert. Bei langen Pulszeiten des Lasers

$$t_{\text{Laser}} \gg \frac{g_1 + g_2}{g_2 A_{23}}$$

wird das zeitintegrierte Fluoreszenzsignal praktisch unabhängig von der Laserleistung. Die Gesamtzahl der Photonen pro Volumenelement ist dann:

$$\int A_{23} n_2(t) dt = n = \int \phi_{ph} dt \quad (3.14)$$

Beim Übergang vom Drei- auf ein Mehrniveausystem, wenn also weitere metastabile Niveaus bevölkert werden, muß das Verzweigungsverhältnis in diese Zustände berücksichtigt werden.

$$\int \phi_{ph} dt = A_{23} n / (A_2 - A_{21})$$

Bei beliebig langen Pulszeiten des Lasers ist das zeitintegrierte Fluoreszenzsignal unabhängig von dem Sättigungsparameter.

Die Eigenschaften des für das Experiment vorgesehenen Lasers weichen von den Voraussetzungen des hier angenommenen Modells ab. Die Einflüsse auf das zeitintegrierte Fluoreszenzsignal sollen im folgenden Abschnitt dargestellt werden.

3.3 Abweichungen vom Modell beim Einsatz von gepulsten Lasern

In dem oben beschriebenen Modell sind folgende Voraussetzungen für die Lichtquelle angenommen worden:

- a) homogene spektrale Energiedichte (Kontinuumstrahlung)
- b) homogene räumliche Verteilung der Energiedichte
- c) Rechteckprofil der Energiedichte über die Pulszeit
- d) Pulszeit beliebig lang

zu a)

Der Farbstofflaser emittiert keine Kontinuumstrahlung, sondern besitzt eine longitudinale Modenstruktur in Frequenzintervallen von

$$\Delta \nu_n = c/2L \longrightarrow \Delta \lambda_n = \lambda^2/2L \quad (3.15)$$

$\Delta \nu_n, \Delta \lambda_n$ = Frequenz- bzw. Wellenlängenabstand der Resonatormoden

L = Länge des Laserresonators

λ = Resonanzwellenlänge

Bei einem Modenabstand $\Delta \lambda_n$, der kleiner ist als die Summe der Linienbreiten der Absorptions- und der Laserlinie, behält das Modell in diesem Punkt seine Gültigkeit

$$\Delta \lambda_n < \gamma_L = \gamma(\text{Laser}) + \gamma(\text{Linie})$$

Im umgekehrten Fall, wie er im verwendeten Lasersystem vorliegt,

$$\gamma_L < \Delta \lambda_n$$

muß die Modenstruktur des Lasers berücksichtigt werden /27/.

Der gemittelte Energiefluß ist

$$\bar{\phi}_L(\lambda) = \frac{1}{\Delta \lambda} \int_{\lambda_0}^{\lambda_0 + \Delta \lambda} \phi_L(\lambda) d\lambda \quad (3.16)$$

und daraus ergibt sich ein gemittelter Sättigungsparameter

$$\bar{s} = \bar{\phi}_L(\lambda) / \phi_0(\lambda) \quad (3.17)$$

Beim Zweiniveausystem ist die Dichte im angeregten Zustand 2 nach der Einschwingzeit /53/

$$n_2 = \frac{g_2 n}{g_1 + g_2} \bar{S} / \{ \bar{S}^2 + 1 + \bar{S} (m + \frac{1}{m}) \}^{1/2} \quad (3.18)$$

mit $m = \coth(\pi \gamma_L^* / 2 \Delta \lambda_n)$

Um Sättigung zu erreichen, muß der gemittelte Sättigungsparameter die Bedingung erfüllen:

$$\bar{S} \gg \coth \frac{\pi \gamma_L^*}{2 \Delta \lambda_n} \simeq \frac{2 \Delta \lambda_n}{\pi \gamma_L^*}$$

und

$$\bar{S} \gg 1$$

Gegenüber dem Fall $\gamma_L^* \gg \Delta \lambda_n$ muß die Leistung des Lasers im Fall $\gamma_L^* < \Delta \lambda_n$ etwa um den Faktor $\Delta \lambda_n / \gamma_L^*$ erhöht werden.

$$\bar{S} = S / m \quad (3.19)$$

Wegen der langen Pulszeiten der Blitzlampen gepumpten Farbstofflaser kann durch Verlängern des Laserresonators der Frequenzabstand der einzelnen Moden verringert werden. Bei den Laser gepumpten Lasern ist dies aufgrund der kurzen Pulszeiten nicht möglich und dort ist das Verhältnis meist $\Delta \lambda_n / \gamma_L^* \gg 1$.

Zu b) Die Intensität eines gepulsten Lasers ist nicht homogen über den Strahlquerschnitt verteilt. Oft treten transversale Moden höherer Ordnung auf, deren Intensitätsmaxima sich auch noch während der Pulszeit verändern. Durch Blenden im Resonator kann erreicht werden, daß nur die TEM_{00} -Mode anschwingt, die ein Gaußprofil besitzt. Auch hier stellt sich gegenüber dem Modell das Problem, daß die Intensität an den "Rändern" abfällt. Dies bedeutet über den Querschnitt einen unterschiedlichen Sättigungsparameter. Eine homogene Ausleuchtung des Anregungsvolumens ist erforderlich, um Absolutmessungen durchzuführen. Ein Aufweiten des Laserstrahls und Ausblenden eines nahezu homogenen Strahlsegments ist wegen der begrenzten Leistung meist nicht sinnvoll. Es wird bei räumlich inhomogener Energieverteilung des Lasers unterschiedlich stark über den Querschnitt gepumpt. Mit langen Laserpulsen, wie bei Blitzlampen gepumpten Lasern, kann noch eine Entleerung des Grundniveaus in den Strahlrändern erreicht werden, und das integrierte Fluoreszenzsignal ist wieder proportional zur Dichte der Atome im Ausgangszustand.

Zu c) Der zeitliche Verlauf der Laserintensität zeigt einen endlichen Anstieg und exponentiellen Abfall. Der Sättigungsparameter ändert sich deshalb mit der Pulszeit. Bei hohen Laserleistungen kann noch Gleichverteilung zwischen Ausgangs- und angeregtem Niveau erreicht werden, fällt jedoch die Laserintensität ab, bevor alle Atome übergepumpt sind, wird eine Bestimmung der Absolutdichte im Beobachtungsvolumen sehr schwierig.

Zu d) In der Praxis werden Farbstofflaser mit Blitzlampen oder mit Laser gepumpt. Dabei werden etwa gleiche Pulsenergien der Farbstofflaser erreicht. Mit den lasergepumpten Farbstofflasern werden kurzzeitig (< 20 ns) hohe Leistungsdichten erzeugt, die auch einen größeren Wirkungsgrad bei der Frequenzverdopplung ermöglichen. So kann oft auch noch im UV Gleichverteilung zwischen Ausgangs- und angeregtem Niveau erreicht werden, d.h., das Fluoreszenzsignal steigt auf einen Maximalwert an. Meist ist aber die Lebensdauer des angeregten Niveaus vergleichbar mit der Pulszeit und die Atome werden nicht vollständig in das metastabile Niveau übergepumpt. Das integrierte Fluoreszenzsignal ist dann noch abhängig von der Pulszeit des Lasers.

Blitzlampen gepumpte Farbstofflaser besitzen etwa zwei Größenordnungen längere Pulszeiten ($0,5 \mu\text{s}$), aber auch geringere Leistungsdichten. Bei der Frequenzverdopplung wird ein niedriger Wirkungsgrad erreicht. Der Sättigungsparameter liegt meist so niedrig, daß ein Abfall der Intensität eine Verringerung des Fluoreszenzsignals bewirkt. Der Vorteil dieses Lasertyps liegt in der vollständigen Entleerung des unteren Zustandes, wobei das integrale Fluoreszenzsignal proportional zur Ausgangsdichte ist. Dies wird auch noch erreicht bei "schwachen" Resonanzlinien, die lange Lebensdauern des angeregten Niveaus ($\tau \approx 1/10 t_{\text{Laser}}$) besitzen. Aufgrund des flachen Intensitätsverlaufs des Fluoreszenzsignals ist aber das Signal-Rausch-Verhältnis in diesem Fall schlechter.

Als Schlußfolgerung läßt sich aus den Punkten a-d entnehmen, daß möglichst das über die Laserpulszeit integrierte Fluoreszenzsignal zur Auswertung gewählt werden sollte. Zur Bestimmung der absoluten Dichte muß aber das integrierte Fluoreszenzsignal noch kalibriert werden.

3.4 Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung

Die Bewegung der Atome ist bisher in dem Modell nicht berücksichtigt worden. Aufgrund der Geschwindigkeit der Atome erscheint jedoch die Laserlinie Doppler verschoben. Dies muß bei der Laserabstimmung berücksichtigt werden. Zwischen der Geschwindigkeit v der Atome und deren Dopplerverschiebung $\Delta\lambda$ besteht ein linearer Zusammenhang.

$$v = c \Delta\lambda / \lambda \approx c \Delta\lambda / \lambda_0 \quad (3.20)$$

mit $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$
und $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ (Resonanzwellenlänge)

Mit Hilfe der Laser induzierten Fluoreszenz kann die Gesamtdichte im Ausgangsniveau der Atome, aber auch ihre Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden. Im Modell war eine Kontinuumsstrahlung des Lasers im Bereich der Resonanzlinie angenommen worden. In diesem Falle werden alle Atome in dem Ausgangszustand angeregt. In der Praxis ist diese Bedingung erfüllt, wenn die spektrale Breite der Laserlinie $\Delta\lambda_L$ größer ist als die Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$, die der Geschwindigkeitskomponente parallel zum Laserstrahl entspricht. (Abb. 3a)

Dichtemessung: $\Delta\lambda_L > \Delta\lambda_D$

Bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung muß das bisherige Modell aufgegeben werden. Anstelle der Kontinuumsstrahlung wird jetzt eine monochromatische Laserstrahlung vorausgesetzt. Dies wird erreicht, wenn die spektrale Breite der Laserlinie $\Delta\lambda_L$ wesentlich unter der Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$ liegt (Abb. 3 b).

Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung: $\Delta\lambda_L \ll \Delta\lambda_0$

Durch Verschieben der Wellenlänge des Lasers läßt sich die Absorptionslinie abtasten und aus der entsprechenden Fluoreszenzlinie ergibt sich die Geschwindigkeitsverteilung

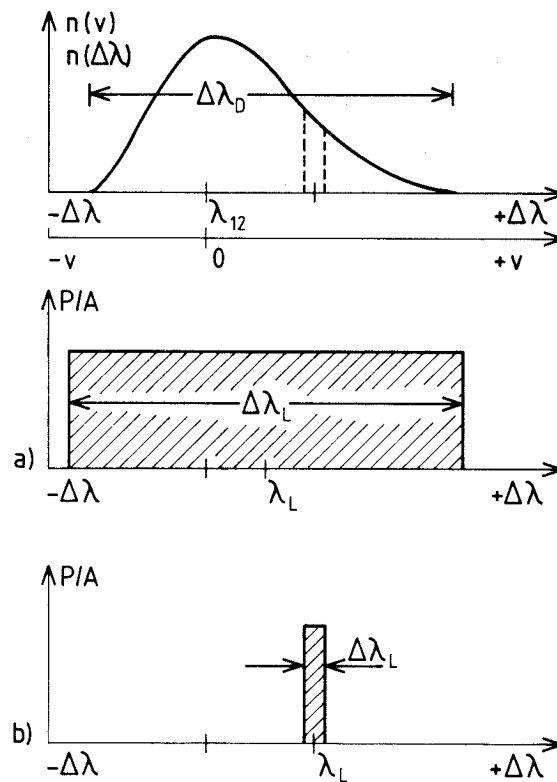


Abb. 3 Messung der Gesamtdichte (a) und der Geschwindigkeitsverteilung (b) mittels Laser induzierter Fluoreszenz

Die spektrale Breite des Lasers $\Delta\lambda_L$ kann von der Laserleistung abhängen. Die Ursache liegt in der sogenannten Sättigungsverbreiterung der Resonanzlinie /12/, die hier kurz erläutert werden soll.

3.5 Sättigungsverbreiterung der Resonanzlinie

Die Laserstrahlung besitzt über einen spektralen Bereich eine Mode oder mehrere Moden (siehe Kap. 3.3). In diesem Modell nimmt man eine monochromatische Laserlinie in einer Mode und für die Absorptionslinie ein Dispersionsprofil an. Bei höheren Laserleistungen treten Sättigungseffekte auf und es werden immer mehr Atome auch in den Linienflügeln des Dispersionsprofils der Absorptionslinie gepumpt. Für dieses Modell ist die Sättigung im Zweiniveausystem nach Ref. 12:

$$S_o = \frac{\phi_n}{\phi_o} \frac{2}{\pi \gamma_L} \quad (3.21)$$

ϕ_n = Leistungsdichte pro Lasermode
 γ_L = spektrale Breite der Absorptionslinie

Die spektrale Breite, auf der die Atome angeregt werden, steigt an auf:

$$\gamma^* = \gamma_L (1 + S_o)^{1/2} \quad (3.22)$$

3.6 Realisierung der spektralen Laserbreiten

Mit einem Einmodenlaser könnte mit steigender Leistung jede gewünschte spektrale "Anregungsbreite" erreicht werden. Da jedoch die Leistung der Laser begrenzt ist und auch bei gepulsten Systemen der Einmodenlaser sich nur schwer realisieren läßt, wählt man einen anderen Weg, um die spektrale Breite zu variieren. Durch geeignete Wahl eines oder mehrerer Fabry-Perot Etalon im Laserresonator wird eine bestimmte Anzahl longitudinaler Moden angeregt, die feste Frequenzabstände besitzen (Kap. 3.3a).

Bei der Messung der Gesamtdichte des Ausgangszustandes überlagern die Moden die gesamte Dopplerbreite. Die Leistung pro Mode ist meist sehr gering und die Sättigungsverbreiterung verändert nicht wesentlich die spektrale Halbwertsbreite der Laserstrahlung. Im

Idealfall jedoch sollte die Leistung pro Mode so groß sein, daß der Modenabstand durch die verbreiterte Linie aufgefüllt wird und die Resonanzlinie "homogen" gepumpt wird.

Diese Bedingung ist auch zu erfüllen bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung. Der Laser wird eingengt auf wenige Moden, im Grenzfall auf eine Mode. Dann kann aber die spektrale Breite, über die Atome angeregt werden, im wesentlichen durch die Sättigungsverbreiterung bestimmt werden.

4.0 Versuchsaufbau

Die Zerstäubung von Metallen, die als Wandmaterial für den Fusionsreaktor in Frage kommen, soll im Laborexperiment untersucht werden. In diesem Experiment wurden Fe-Legierungen und für Eichzwecke reines Eisen gewählt. Mit der Laser induzierten Fluoreszenz soll die Dichte und Geschwindigkeitsverteilung der zerstäubten Fe-Atome und deren Abhängigkeit von der Masse und Energie der auftreffenden Ionen gemessen werden.

Dazu wird eine Ionenquelle und eine Probenkammer benötigt. Mit einem Blitzlampen gepumpten Farbstofflaser, dessen Wellenlänge sehr genau bestimmt werden muß, werden die Fe-Atome angeregt und über ein Beobachtungssystem das Fluoreszenzlicht gesammelt. Die Absolutflüsse der Metallatome von der Probe werden durch Gewichtsverlust oder mit einer Quarzwaage bestimmt. In den nachfolgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten der Versuchsanordnung genauer beschrieben.

4.1 Ionenquellen

Um Eisenatome zu zerstäuben, wird eine Probe mit Wasserstoff-, Deuterium-, Helium- oder Argonionen geeigneter Energie beschossen. Die Ionen werden in einer Ionenquelle erzeugt und treffen nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung auf die Probe. Die Flußdichte der Ionen sollte ausreichend sein, um beim Basisdruck in der Targetkammer eine Belegung der Probenoberfläche durch Oxydation bzw. Absorption von Gasen zu verhindern. In dieser Arbeit wurde der Zerstäubungsprozeß an den Hochstromquellen in Jülich /28/ und in Garching /29/ untersucht, wobei das Meßprinzip, die Laser induzierte

Fluoreszenz, beibehalten wurde. Es wurden nur verschiedene Einstellparameter für den Zerstäubungsvorgang gewählt. Die Unterschiede beider Quellen mit ihren Vor- und Nachteilen werden in den nächsten zwei Abschnitten beschrieben. Das Prinzip des experimentellen Aufbaus wird in Abb. 4 gezeigt. Beide Ionenquellen sind vom Typ Duopigatron und erzeugen vergleichbare Stromdichten von 2 mA/cm^2 mit Heliumionen.

4.1.1 Hochstromionenquelle in Jülich

Die Hochstromionenquelle "EVITA" in Jülich konnte nur im Pulsbetrieb eingesetzt werden mit Pulszeiten zwischen 0,1 - 10 s. Ein konstanter, reproduzierbarer Strom wurde für Zeiten von 1 s erzielt, wobei der Laser nach 0,9 s ausgelöst wurde. Die Totzeit zwischen einzelnen Pulsen der Ionenquelle betrug 20 s, was sich bei einem Basisdruck $> 10^{-6} \text{ mb}$ wegen der Oxydation des Targets als Nachteil herausstellte. Bei Beschuß des Targets mit leichten Ionen, wie H und D, reichten die Zerstäubungsausbeuten nicht mehr aus, die Oxydschicht in 1 s zu zerstören. Messungen mit Helium und noch schwereren Edelgasen wurden wegen der höheren Zerstäubungsausbeuten durch Oxydation nicht gestört.

Auf einen Beschuß mit Wasserstoff wurde ganz verzichtet, da der Ionenstrahl nicht massensepariert war. Zwar haben Untersuchungen der Verunreinigungen im Ionenstrahl - z.B. Kupfer von dem Ionenextraktionssystem - gezeigt, daß diese unterhalb einer Konzentration von 1 % lagen /30/. Doch ist die Zerstäubungsausbeute von Kupferionen auf Eisen mit $Y = 3$ etwa 300fach größer als die von Wasserstoff. Bei Heliumbeschuß war der entsprechende Fehler noch vertretbar.

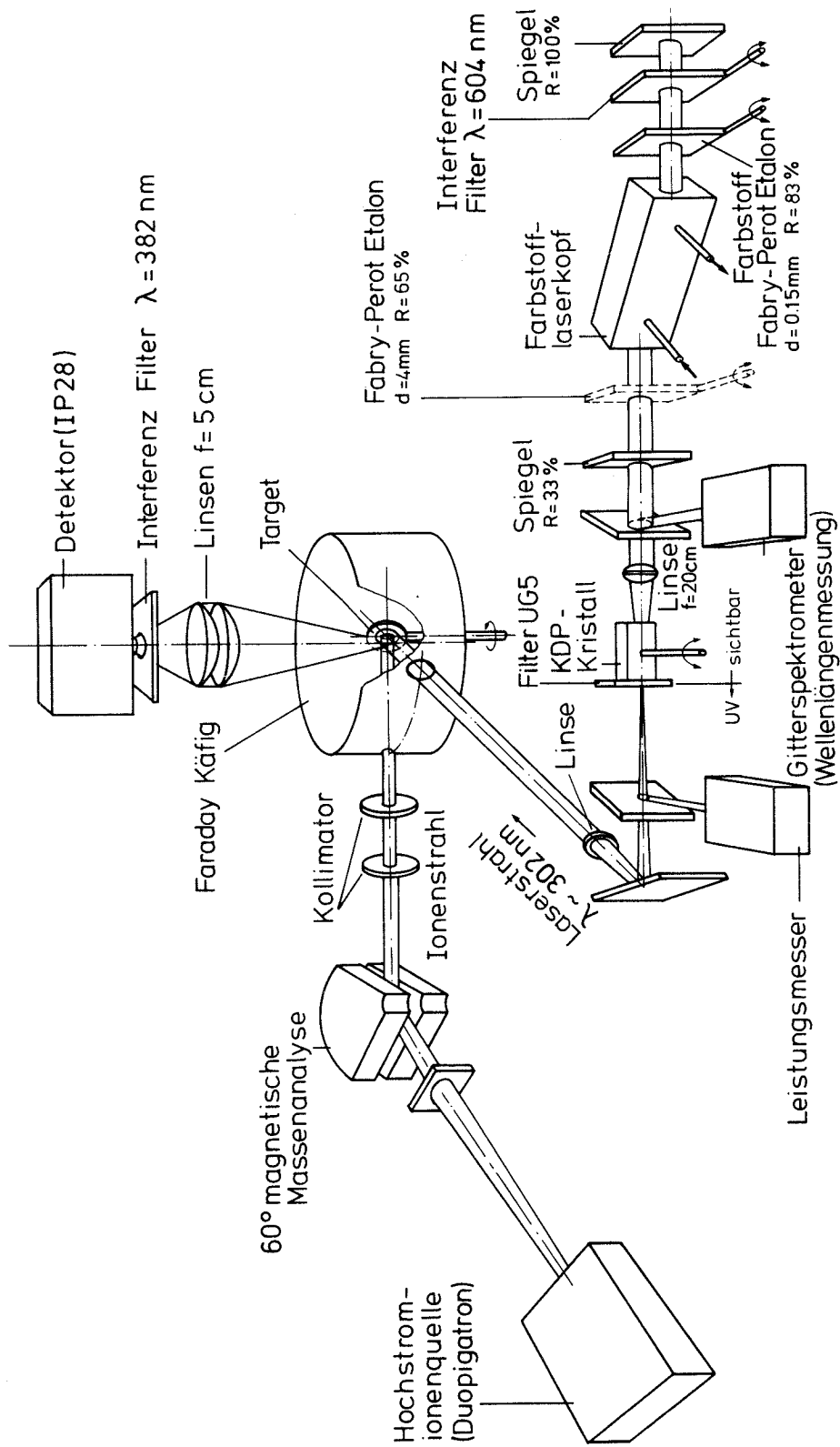


Abb. 4) Experimenteller Aufbau der Hochstromionenquelle, der Targetkammer, des Farbstofflasers und des Beobachtungssystems

Die Quelle wurde mit 10 kV Beschleunigungsspannung betrieben. Mit den Edelgasen wurde so ein monoenergetischer Ionenstrahl, mit Deuterium ein Gemisch von D^+ , D_2^+ und D_3^+ -Ionen erzeugt mit Energien von 10 keV, 5 keV und 3,3 keV pro Atom.

Ein Vorteil der beschriebenen Quelle lag in dem großen Querschnitt des Ionenstrahls mit einem Durchmesser von $d = 10$ cm. Es war damit die Wahl eines großen Meßvolumens möglich und die Nachweisempfindlichkeit konnte so wesentlich gesteigert werden. Dies war vor allem erforderlich für die Messung der Besetzungsdichten von höher liegenden metastabilen Zuständen, in denen noch eine Dichte unterhalb von $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen werden mußte.

4.1.2 Hochstromionenquelle in Garching

Der Ionenstrahl der Hochstromionenquelle in Garching wurde mittels eines Magnetfeldes nach Massen separiert, somit war auch ein Beschuß mit Wasserstoffionen bei einer definierten Energie möglich. Allerdings war der Strahldurchmesser auf 6 mm begrenzt, was eine Verringerung des Meßvolumens im Vergleich zur Jülicher Ionenquelle bedeutete. Das Target befand sich in einem Faraday Käfig. Durch Anlegen einer Gegenspannung an das Target ließen sich bei senkrechtem Einfall Energien zwischen 80 eV und 8 keV pro Atom und gleichzeitig hohe Stromstärken ($i = 200 \text{ } \mu\text{A}$) erzeugen. ($E_{\min} = 240 \text{ eV}$ mit H_3^+ bzw. D_3^+). Die Quelle konnte kontinuierlich betrieben werden. Dadurch ließ sich ein meßbarer Gewichtsverlust an der Probe herstellen und die Flußdichte zerstäubter Teilchen bestimmen, die zur Eichung des Signals bei der Laser induzierten Fluoreszenz herangezogen wurde. Die Geometrie der Targetkammer war nicht geeignet, um

Geschwindigkeitsmessungen durchzuführen. Es wurde mit dem breitbandigen Farbstofflaser nur die relative Dichte zerstäubter Targetatome bestimmt.

4.2 Targetkammer und Beobachtungssystem

In der Jülicher Versuchsanordnung besaß das Target (mit 10 cm Durchmesser) eine Öffnung von $2 \times 8 \text{ mm}^2$, durch die das Laserlicht von der Rückseite der Probe eingestrahlt wurde. Diese Geometrie wurde hauptsächlich bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Fe-Atome gewählt. Es wurde Reflexion von Licht am Target vermieden, so daß bei der Geschwindigkeit $v = 0$ nur ein Restsignal aufgrund der endlichen spektralen Laserbreite und der Untergrundstrahlung bei der Fluoreszenzwellenlänge zu beobachten war. Für Messungen der Besetzungsdichte konnte der Laserstrahl auch parallel zur Targetoberfläche eingestrahlt und ein größeres Beobachtungsvolumen realisiert werden. Die weiteren geometrischen Daten, sowie die Stromverteilung der Ionen an der Targetoberfläche sind in Abb. 5 angegeben.

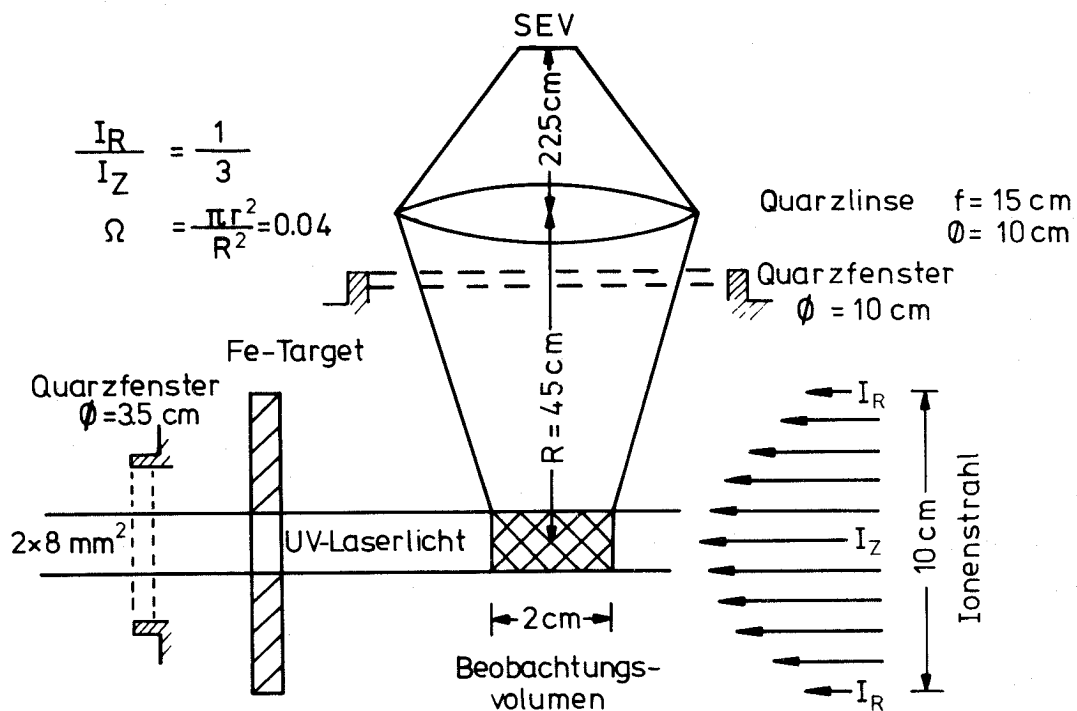


Abb. 5 Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Metallatomen in der Jülicher Hochstromionenquelle "EVITA"

In der Garchinger Versuchsanordnung, deren prinzipieller Aufbau in Abb. 4 dargestellt ist, wurde nur die Dichte gemessen. Diffus am Target gestreutes Laserlicht beeinträchtigte nicht die Meßergebnisse. Vom Laserlicht erzeugtes Fluoreszenzlicht in den Fenstern der Targetkammer konnte durch Benutzung von Suprasilglas unterdrückt werden. Das Laserlicht wurde unter einem Winkel von 45° angestrahlt. Der Ionenstrom am Target konnte in einem Faraday Käfig bestimmt werden. In beiden Vakuumkammern herrschte ein Basisdruck $\leq 10^{-6}$ mb. In Garching war das Target ohne Bruch des Vakuums austauschbar /21/.

Das Beobachtungssystem war in beiden Anordnungen senkrecht zum Laserstrahl angeordnet. Mit einer Linse wurde das Fluoreszenzlicht aus dem Beobachtungsvolumen aufgesammelt und mit einem Multiplier vom Typ 1P28 registriert. Der Raumwinkel wurde durch das Interferenzfilter begrenzt (Fa. Oriel $\lambda_{\text{HW}} = 10 \text{ nm}$ bei 382 nm), welches eingesetzt werden mußte, um hauptsächlich die Laserstreustrahlung zu unterdrücken. Für Messungen der Besetzungsdichten und der Geschwindigkeitsverteilung des angeregten Niveaus a^5F_5 wurde ein Doppelmonochromator mit Quarzprismen gewählt, dessen Durchlaßkurve mit einer Kohlenbogenlampe im Bereich von $240 - 400 \text{ nm}$ gemessen wurde. Dies war erforderlich, um die Intensitäten der beobachteten Fluoreszenzlinien, die alle in diesem Gebiet liegen, zu vergleichen. Mit einem Zweistrahloszillographen wurde das Fluoreszenzsignal vom Multiplier und das Lasermonitorsignal von einer Si-Diode aufgenommen. Mit dem Monitorsignal wurde der Oszillograph intern getriggert, um immer die Korrelation zwischen Laser- und Fluoreszenzsignal zu überprüfen.

4.3 Farbstofflasersystem

Das Prinzip des Farbstofflasers ist in der Literatur schon häufig beschrieben worden /31 - 33/, ebenso das hier verwendete System eines Blitzlampen gepumpten Farbstofflasers (Zeiss FL3C) /13/, /28/. Die Messung der Dichte und Geschwindigkeitsverteilung mit einem solchen System erfordert die Kenntnis des spektralen, räumlichen und zeitlichen Verhaltens der emittierten Strahlung.

Wegen der niedrigen Wiederholungsrate ($f \leq 1 \text{ Hz}$) brauchten thermische Einflüsse nicht berücksichtigt werden. Das Temperaturverhalten war unkritisch unterhalb einer

Temperatur von 25 °C. Bis zu diesem Wert konnten die Temperaturgradienten zwischen Kühlmittel-, Farbstoff- und Raumtemperatur klein gehalten werden. Mit dem Farbstoff Rhodamin 590, gelöst in Methanol (90 mg/ltr), wurde bei etwa 20 - 25 °C die größte Leistung erzielt. Bei einer Wellenlänge von 600 nm wurde eine Energie von 0,1 J bei einer Pulsdauer von 0,5 µs abgegeben. Die spektrale Breite betrug in diesem Fall ~ 20 pm, erzielt durch Kombination eines Interferenzfilters (spektrale Breite 0,5 nm) und eines Fabry-Perot Etalon (spektrale Breite 0,05 nm) im Resonator. Mit einem zusätzlichen Fabry-Perot Etalon (spektrale Breite 0,0043 nm) konnte die spektrale Laserbreite auf ~ 1,0 pm eingeengt werden. Die untere Grenze der spektralen Laserbreite wurde durch die Divergenz des Laserstrahls bestimmt. Die Daten des Fabry-Perot Etalons sind in Abb. 4 angegeben.

Die Wellenlänge wurde durch Kippen des Fabry-Perot Etalons verändert und folgt aus der Gleichung /34/:

$$\lambda_a = \lambda (1 - \{(n_L/n^x) \sin \alpha\}^2)^{1/2} \quad (4.1)$$

- n_L = Berechnungsindex der Luft
 n^x = Berechnungsindex des Etalons (1,45)
 λ_o = Wellenlänge für $\alpha = 0$

Gegenüber der Beschreibung in Ref. /13/ wurde die Resonatorlänge des Lasers von 0,6 m auf 1,0 m verlängert, um die Strahldivergenz zu verringern. Dadurch konnte die spektrale Breite reduziert werden. Wichtiger war jedoch der Einfluß der Strahldivergenz auf den Wirkungsgrad bei der Frequenzverdopplung. Der Laserstrahl wurde außerhalb des Resonators mit einer Sammellinse von 20 cm Brennweite in einen KDP-Kristall fokussiert. Dabei wurde ein Wirkungsgrad von 1 % erreicht. Die Phasen Anpassung

erfolgte durch Drehung des KDP-Kristalls (Winkelanpassung). In Gleichung 4.2 ist die Abhängigkeit der Leistung in der 2. Harmonischen von der primären Laserleistung P_s , der Größe der Brennpunktfläche A der Kristalllänge L und dem Phasenunterschied Δk angegeben /35/.

$$P_{uv} \sim \frac{L P_s^2}{n(2\omega) n^2(\omega) \lambda_s^2 A} \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (4.2)$$

λ_s Fundamentalwellenlänge (sichtbar)

mit $x = \Delta k \cdot L/2$ und $\Delta k = k(2\omega) - k(\omega)$

k = Wellenvektor

Für $\Delta k = 0$ sind die Brechungsindizes der Grundwelle und zweiten Harmonischen gleich.

$$n = n(2\omega) = n(\omega)$$

Die Polarisierungsrichtung wird bei der Verdopplung um 90° gedreht. Bei dem verwendeten Lasertyp war die Grundwelle durch Brewsterfenster an der Farbstoffküvette linear polarisiert. Das sichtbare Licht wurde hinter dem KPD-Kristall durch ein 3 mm starkes UG5-Filter absorbiert. Bei der Verdopplung verringert sich die spektrale Halbwertsbreite durch die quadratische Abhängigkeit der Leistung im UV von der im Sichtbaren. Dieses Verhalten konnte nicht unmittelbar gemessen werden. Für die Laser induzierte Fluoreszenz ist diese Größe im allgemeinen aber auch nicht aussagekräftig, da eventuell die Sättigungsverbreiterung berücksichtigt werden muß.

Deshalb wurde die wirksame spektrale Breite experimentell bestimmt an einem scharf gebündelten Fe-Atomstrahl, dessen Richtung senkrecht zu der des Lasers war (Beschreibung der Versuchsanordnung in Ref. 13). Die Dopplerbreite des Fe-Strahls in Laserrichtung war 0,05 pm bei 1600 K. Durch Verändern der Frequenz des Lasers wurde die Absorptionslinie abgetastet. Das gemessene spektrale Profil ist abhängig von der Leistungsdichte der Laserstrahlung im Meßvolumen, wie Abb. 6 für den schmalbandigen Laser zeigt.

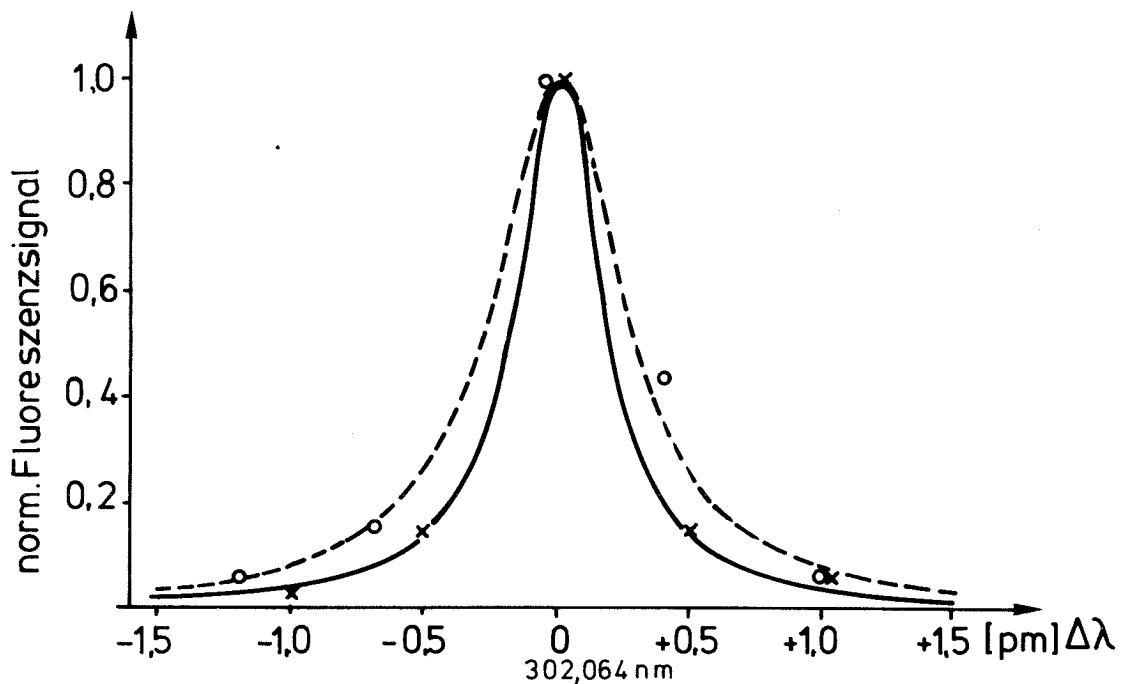


Abb. 6 Spektrales Profil des schmalbandigen Lasers

$P_0 = 2,0 \text{ kW/cm}^2$,	$\lambda_{\text{HW}} = 0,6 \text{ pm}$	-- o --
$P_1 = 0,04 \text{ kW/cm}^2$	$\lambda_{\text{HW}} = 0,4 \text{ pm}$	— x —

Obwohl die Leistung um einen Faktor 50 variiert wurde, änderte sich die spektrale Breite nur um 0,2 pm. Eine Abschätzung zeigt, daß dieses Ergebnis durch Sättigungsverbreiterung erklärt werden kann.

Bei der gewählten Resonatorlänge von 1,0 m betrug der Modenabstand im UV $\lambda_n = 0,045$ pm (Gl. 3.15). Die Halbwertsbreite des Lasers im UV war $\approx 0,4$ pm. Unter der Annahme, daß die Gesamtleistung sich auf 8 Moden aufteilte und auf $0,1 \text{ cm}^2$ fokussiert wurde, betrug die Leistungsdichte pro Mode

$$P_n = 250 \text{ W/cm}^2$$

Die natürliche Linienbreite des angeregten Eisenniveaus $y^5D_4^0$ ist:

$$\gamma_L(4,4 \text{ ns}; 302 \text{ nm}) = 1/(2\pi \tau_L) \hat{=} 11,0 \cdot 10^{-3} \text{ pm}$$

und der Sättigungsparameter beträgt dann (Gl. 3.21)

$$S_0 = \frac{0,25 \text{ kW/cm}^2}{60 \text{ kW/cm}^2 \text{ nm}} \frac{2}{\pi} \frac{1}{11,0 \cdot 10^{-6} \text{ nm}} = 241$$

Die Sättigungsverbreiterung führt zu einer Halbwertsbreite von (Gl. 3.22)

$$\gamma_0^x = 0,171 \text{ pm}$$

Durch Abschwächen der Gesamtleistung um einen Faktor 50 verringert sich dieser Wert auf

$$\gamma_1^x = 0,0265 \text{ pm}$$

Da nur jeweils die "äußeren" Moden zur Verbreiterung des Linienprofils beitragen, führt diese Abschätzung zu

$$\gamma_0^x - \gamma_1^x = 0,145 \text{ pm}$$

Das integrierte Fluoreszenzsignal stieg deutlich mit der Laserleistung an. Bei dem Atomstrahlexperiment (Daten in Abb. 6) ergab eine Änderung der Laserleistung um $P_0/P_1 = 50$ eine Variation im integrierten Fluoreszenzsignal von $Fl_0/Fl_1 \approx 4$. Dies kann erklärt werden durch ein vermehrtes Pumpen der Atome zwischen den Lasermode. Bei noch geringeren spektralen Leistungsdichten ist die spektrale Auflösung bei der Messung der Doppler verbreiterten Metallinie gleich der spektralen Halbwertsbreite der Laserstrahlung.

Das gemessene spektrale Profil des breitbandigen Lasers war ~ 10 pm und das des schmalbandigen 0,6 pm breit. Diese Halbwertsbreiten reichten aus, um einerseits die Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Fe-Atomen fast vollständig zu überdecken und so die Dichte zu bestimmen, andererseits konnte die Geschwindigkeitsverteilung genügend genau aufgelöst werden, um daraus die mittlere Geschwindigkeit zu ermitteln.

Beim breitbandigen Laser ist aufgrund der hohen Modenzahl ($m > 200$), und der geringen spektralen Leistungsdichte, die mittels Atomstrahl bestimmte spektrale Breite praktisch unabhängig von der Laserleistung. In Abb. 7 wird das Überpumpverhalten des integrierten Fluoreszenzsignals in Abhängigkeit von der Laserleistung bei der Messung zerstäubter neutraler Fe-Atome gezeigt.

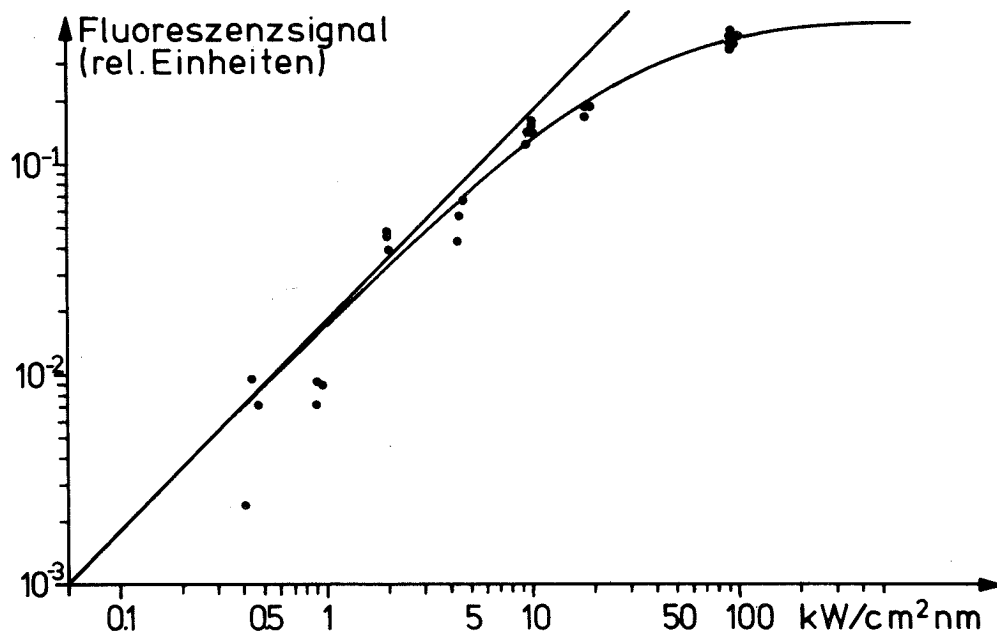


Abb. 7 Überpumpverhalten des integrierten Fluoreszenzsignals bei Anregung mit breitbandigem Laser

Wellenlänge $\lambda_0 = 302,064$ nm, spektrale Bandbreite $\Delta\lambda = 0,01$ nm, Lasserquerschnitt $A = 0,5$ cm²
 2 keV H⁺ $\rightarrow$ Fe (99,9 %), Zerstäubungsausbeute $Y = 1,62 \cdot 10^{-2}$ Fe-Atome/Ion
 Dichte $n = 9,7 \cdot 10^8$ cm⁻³

In dieser Messung war bei $\phi_L = 100$ kW/cm²nm der gemittelte Sättigungsparameter $S = 0,4$. Das integrierte Fluoreszenzsignal zeigt erst unterhalb einer gemittelten spektralen Leistungsdichte von $\phi_L = 10$ kW/cm²nm eine lineare Abhängigkeit von der Laserleistung. Oberhalb dieses Wertes wird wegen der langen Pulszeit des Lasers von 0,5 μ s eine hohe Überpumprate vom Grundniveau in das metastabile Niveau erreicht (Abb. 7).

Neben mehreren longitudinalen Moden können auch verschiedene transversale Moden entstehen. Es wurde beobachtet, daß der Laser nicht immer in der TEM₀₀-Grundmode anschwingt, sondern auch in höheren Moden. Der Sättigungsparameter kann dann stark ortsabhängig werden.

4.4 Wellenlängenbestimmung

Mittels Laser induzierter Fluoreszenz soll die Dichte von zerstäubten Fe-Atomen und deren Geschwindigkeitsverteilung aus dem Dopplerprofil der Resonanzlinie bestimmt werden. Die Resonanzwellenlänge λ_0 kann z.B. mit einem Monochromator grob eingestellt werden und dann durch schrittweise Veränderung der Laserwellenlänge auf das Maximum im Fluoreszenzsignal abgestimmt werden.

Bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung muß jedoch der Nullpunkt der Verteilung, d.h. die Resonanzwellenlänge mit hoher Genauigkeit von $4\lambda/\lambda_0$ bestimmt werden. Diese muß wesentlich kleiner sein als die Halbwertsbreite der Doppler verbreiterten Linie und sollte etwa bei der spektralen Breite des schmalbandigen Lasers liegen. Bei zerstäubten Fe-Atomen ist die Halbwertsbreite der Doppler verbreiterten Linie etwa 3 pm bei 302,064 nm und die Laserbreite etwa 0,6 pm. Daraus ergibt sich eine Genauigkeitsanforderung bei der Bestimmung der Wellenlänge von $4\lambda/\lambda_0 \approx 2 \cdot 10^{-6}$.

Häufig läßt sich die Lage der Resonanzwellenlänge aufgrund der zu erwartenden Symmetrie in der

Geschwindigkeitsverteilung ermitteln; z.B. bei der zum Target parallelen Komponente im Fall senkrechten Einfalls der Ionen. Der Laser wird dazu parallel zur Targetoberfläche eingestrahlt. Ein gleichzeitiges Messen der Parallel- und Normalkomponente ist aus Gründen der räumlichen Trennung des Beobachtungsvolumens meist nicht möglich. Durch Aufspalten des Laserstrahls läßt sich in einer separaten Anordnung, z.B. in einer Glimmentladung /36/ parallel zur Kathode oder im Atomstrahlofen /13/ senkrecht zum Strahl, die Resonanzfrequenz bestimmen. Der experimentelle Aufwand ist jedoch groß.

Diese Methoden sind bei Übergängen, die von angeregten Energieniveaus (metastabilen Zuständen) ausgehen, nur zum Teil anwendbar, da das Fluoreszenzsignal aufgrund der niedrigen Besetzungsdichte zu gering sein kann. Durch Messen der Geschwindigkeitsverteilung parallel zum Target oder durch Spiegelung des Laserstrahls an der Probenoberfläche bei senkrechtem Einfall /37/ läßt sich auch in diesen Fällen der Nullpunkt der Geschwindigkeitsverteilung bestimmen. Die Reflexionsmethode ist nur bei großen Abständen der Fluoreszenzwellenlänge von der Pumpwellenlänge verwendbar, da das Laserstreulicht nur dann wirkungsvoll mit einem Interferenzfilter oder einem Monochromator unterdrückt werden kann.

Mit den beschriebenen Verfahren kann die Lage der Resonanzwellenlänge bestimmt werden. Man besitzt dann aber noch keinen Maßstab für die Dopplerverschiebung, um die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Laserstrahl zu ermitteln.

Es muß deshalb eine vom Fluoreszenzlicht unabhängige Methode zur Bestimmung der absoluten Wellenlänge verwendet werden, die als Monitor bei allen Messungen mit aufgenommen werden kann.

Im IPP Jülich wurde von D. Rusbüldt ein Gitterspektrometer entwickelt und gebaut, mit dem die Wellenlänge im sichtbaren Licht mit einer Genauigkeit von $\Delta\lambda/\lambda_0 < 2 \cdot 10^{-6}$ gemessen werden kann /38/. Da die Frequenz zur Anregung der Fe-Atome noch verdoppelt wird, bedeutet dies bei 300 nm eine Auflösung von 0,6 pm, entsprechend einem Geschwindigkeitsintervall von 600 m/s.

In dem Spektrometer wurde ein Echelle Gitter mit einer Gitterkonstanten von $1/d = 79,015 \text{ mm}^{-1}$ und einem Blazewinkel von 70° eingesetzt. Die mit großer Genauigkeit bekannten Spektrallinien einer Neonlampe im sichtbaren Licht werden entsprechend ihrer Ordnung aufgelöst und ein Teil der Linien ist im Okular sichtbar bzw. kann fotografiert werden. Um eine hohe Auflösung zu erreichen, muß das Spektrum in hoher Ordnung (> 30) beobachtet werden. Da die Anzahl der Ne-Linien im sichtbaren groß ist, können auch dann noch zwei oder mehrere Linien gleichzeitig im Okular beobachtet werden. Zwischen diesen Linien kann dann linear interpoliert werden. Aus der relativen Position der Laserwellenlänge zu den benachbarten Neonlinien läßt sich dann die Wellenlänge auch absolut ermitteln. Die Ausgangsgleichung lautet:

$$m^* \lambda_L = 2d \sin \alpha \quad (4.3)$$

m^* = Ordnungszahl der Laserwellenlänge

α = Winkel zur Gitternormalen

Ist die Laserwellenlänge grob bestimmt worden (Messung mit Monochromator), so läßt sich die Ordnung, in der diese Linie beobachtet wird, aus der Winkeleinstellung ermitteln.

Der Wellenlängenbereich zwischen zwei Neonlinien, die in dieser Einstellung zu sehen sind, ist

$$\frac{m_a \lambda_a - m_b \lambda_b}{m^x} = \Delta \lambda_{ab} \triangleq \Delta X \quad (4.4)$$

m_a, m_b Ordnung der Neonlinien, die im Okular,
bzw. Film sichtbar sind.

λ_a, λ_b Wellenlänge der Neonlinien

ΔX Abstand zweier benachbarter Neonlinien auf dem
Film

Die Absolutmessung der Laserwellenlänge erfolgt nach der
Gleichung 4.5

$$\delta \lambda_a = \Delta \lambda_{ob} \frac{\delta X_a}{\Delta X} \quad \text{lineare Interpolation}$$

$\delta X_a, \delta \lambda_a$ Abstand der Laserwellenlänge von der Neonlinie λ_a

$$\frac{m_a \lambda_a - m^x \delta \lambda_a}{m^x} = \lambda_b \quad (4.5)$$

Gleichzeitig kann in diesem Spektrometer die
Modenstruktur, bedingt durch das Transmissionsverhalten
der verschiedenen Fabry-Perot Etalons im Laserresonator
überwacht werden. Dies ist unbedingt erforderlich bei der
Messung der Geschwindigkeitsverteilung, bei der zwei
Fabry-Perot Etalon im Resonator simultan verstellt werden
müssen, um nur eine Mode mit optimaler Ausgangsleistung
zu erhalten. Abb. 8 zeigt das Spektrum, welches für die
Einstellung der Fe-Resonanzlinie bei 302,064 nm benutzt
wurde. Zur Einengung der Laserbandbreite wurden zwei
verschiedene Fabry-Perot Etalon in den Laserresonator
eingesetzt. Zusätzlich wird das Spektrum mit jeweils
einem Fabry-Perot Etalon im Resonator gezeigt.

Die Wellenlängenmessung erfolgt im sichtbaren Licht.
Deshalb muß nach dem Verdoppeln der Frequenz die
Wellenlänge noch korrigiert werden aufgrund des
Dispersionsverhaltens der Luft bei λ und $\lambda/2$.

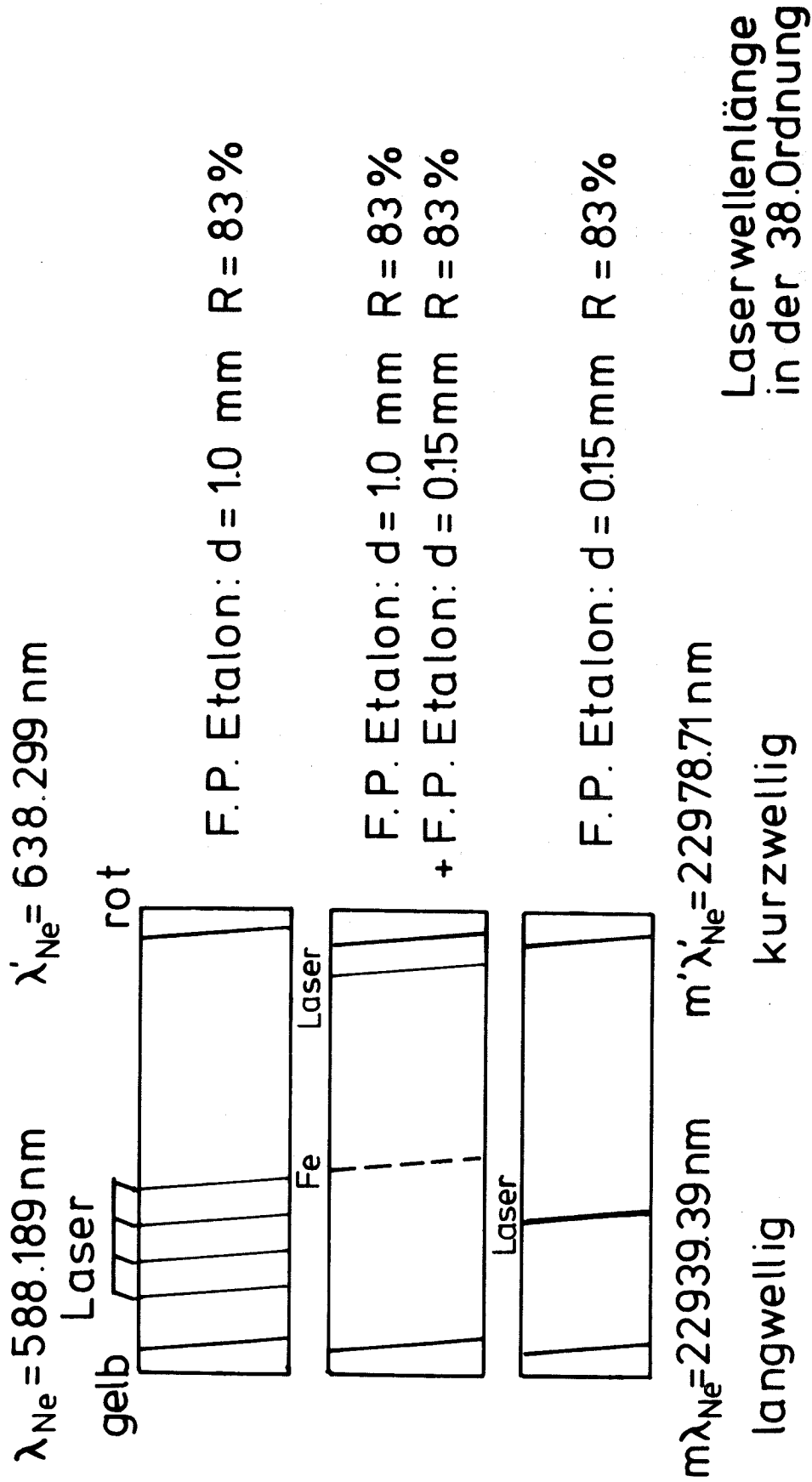


Abb. 8) Wellenlängenbestimmung und Modenstruktur des Farbstofflasers bei Kombination verschiedener Fabry-Perot Etalons.

$$\lambda_s = 2 \lambda_{uv} n_{uv} / n_s \quad (4.6)$$

$$\Delta \lambda_s = 2 \lambda_{uv} (1 - n_{uv} / n_s) \quad (4.7)$$

- λ_s = Wellenlänge im sichtbaren Licht
 λ_{uv} = Wellenlänge im ultravioletten Licht
 n_s = Brechungsindex der Luft bei λ_s
 n_{uv} = Brechungsindex der Luft bei λ_{uv}

Im Ref. 39 wird eine Gleichung angegeben zur Berechnung der Dispersion. Setzt man die errechneten Brechungsindizes für die Wellenlänge von 600 nm und 300 nm in Gleichung 4.7 ein, so ergibt sich eine Wellenlängenkorrektur $\Delta \lambda_s = (10 \pm 0,25) \text{ pm}$.

4.5 Eichmethoden zur Bestimmung der Dichte und des Flusses im Laborexperiment

Aus dem integrierten Fluoreszenzsignal kann die absolute Teilchendichte ermittelt werden (Gl. 3.14). Dies erfordert jedoch die Kenntnis der spektralen Eigenschaften der Laserstrahlung (Modenstruktur, Bandbreite), der atomaren Daten des Metallatoms (Übergangswahrscheinlichkeiten, Sättigungsverhalten), der Größen des Beobachtungssystems (Beobachtungsvolumen, -Raumwinkel, Transmissionsverhalten der optischen Komponenten) und der spezifischen Daten des Multipliers (Quantenausbeute, Verstärkungsfaktor). Da alle diese Größen mit zum Teil großen Unsicherheiten behaftet sein können, wurden im Laborexperiment andere

Eichmethoden zur Ermittlung der Nachweisgrenzen verwendet. In Kap. 6.3 wird die Absoluteichung der Dichte aus dem Fluoreszenzsignal im Zusammenhang mit den Messungen am ISX-B Tokamak noch näher behandelt.

In den beschriebenen Laborexperimenten läßt sich die Flußdichte der Metallatome vor dem Target aus der Stromdichte der Ionen und der Zerstäubungsausbeute Y ermitteln. Für die Dichtebestimmung muß noch die mittlere Geschwindigkeit der zerstäubten Teilchen bekannt sein. Ist die Zerstäubungsausbeute nicht bekannt, so müssen andere Methoden verwendet werden.

In Jülich wurde eine Quarzwaage verwendet, die eine extrem hohe Empfindlichkeit besaß. Die Eigenfrequenz eines Quarzplättchens von 4,2 MHz konnte auf 0,01 Hz genau bestimmt werden. Da bei den kurzen Pulszeiten der Hochstromionenquelle (< 1 s) keine Erwärmung des Quarzplättchens auftrat, ließ sich damit noch eine Schichtdicke von 0,4 pm nachweisen.

$$\Delta f = C_f \rho_s d_s = (f_0^2 / N \rho_{qu}) \rho_s d_s \quad (4.8)$$

- N = 1,670 mm MHz Materialkonstante /40/
 ρ_s = Dichte des aufgetragenen Materials
 d_s = Schichtdicke des aufgetragenen Materials
 f_0 = Eigenfrequenz des Quarzplättchens
 ρ_{qu} = Dichte von Quarz
 C_f = $4 \cdot 10^7$ Hz cm²/g

Mit der Quarzwaage wurde nur ein kleiner Teil der abgestäubten Atome aufgesammelt, deshalb mußte noch die Geometrie des Gesamtflusses mit berücksichtigt werden. Zusätzlich wurde das Ergebnis bei langen Totzeiten zwischen den Ionenpulsen durch Adsorption von Gasen verfälscht. Die Anzeige war um 20 - 30 % zu hoch, wie Rutherford Rückstreuemessungen an einem mit Aluminium beschichteten Quarzplättchen zeigten.

Eine andere Methode wurde in Garching angewendet. Da diese Hochstromquelle kontinuierlich betrieben werden konnte, ließ sich aus dem Gewichtsverlust des Targets die Flußdichte der zerstäubten Metallatome bestimmen. Wurde auch noch der Gesamtstrom aufgenommen, so konnte zusätzlich die Zerstäubungsausbeute ermittelt werden /21/.

Beide Methoden geben den totalen Teilchenfluß an. Zur Bestimmung der absoluten Teilchendichte, die mit dem integrierten Fluoreszenzsignal verglichen wird, muß noch durch die mittlere Geschwindigkeit dividiert werden. Wird mit der Laser induzierten Fluoreszenz die Besetzungs- und Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Fe-Atome als Funktion der Energie und Masse der Ionen gemessen, so reicht bei unveränderter Geometrie der Versuchsanordnung ein Eichpunkt aus, um bei den verschiedenen Bedingungen die absolute Teilchendichte aus dem Fluoreszenzsignal zu entnehmen. Dies gilt zumindest, wenn keine nennenswerten Beträge von Molekülen und Ionen zerstäubt werden, deren Verhalten nicht mit der Laser induzierten Fluoreszenz untersucht wurde.

5.0 Meßergebnisse und Diskussion

Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen sollen klären, inwieweit der Gesamtfluß zerstäubter Metallatome aus der Messung der Dichte im Grundzustand, - mittels Laser induzierter Fluoreszenz -, ermittelt werden kann. In der Einleitung wurde bereits erläutert, daß dazu für die infrage kommenden Metalle und Legierungen das Verhältnis von Dichte im Grundzustand zur Flußdichte der Atome bestimmt werden muß in Abhängigkeit von der Energie der Primäratome und von dem Massenverhältnis von Primär- zu Wandatom. Zu diesem Zweck wird einerseits die Besetzungsdichte in den verschiedenen metastabilen Niveaus relativ zum Grundniveau und andererseits die Geschwindigkeitsverteilung gemessen. Hierbei wird angenommen, daß die Niveaus, die die Möglichkeit zu Dipolübergängen haben, bereits entvölkert sind.

In den Kapiteln 5.1 und 5.2 wird über die Messungen der Besetzungsdichteverteilung bzw. der Geschwindigkeitsverteilung berichtet. Für Referenzzwecke wurden zunächst Reineisenproben durch Argonionen von 10 keV zerstäubt. In diesem Fall sollten aufgrund der bekannten hohen Zerstäubungsausbeute ($Y = 3$) /23/ auch geringe Besetzungsdichten noch der Messung zugänglich /48/ und der Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung mit einem theoretischen Modell /17/ noch sinnvoll sein. Im Hinblick auf die bei Kernfusionsexperimenten vorliegenden Verhältnisse wurden die entsprechenden Untersuchungen auch auf die Zerstäubung durch leichte Ionen (8 keV He; 2,5 keV H) ausgedehnt.

Aus diesen Ergebnissen läßt sich der Konversionsfaktor zwischen der Flußdichte und der Dichte im Grundzustand zerstäubter Eisenatome ermitteln und die Abhängigkeit dieses Faktors von der Masse der Primäratome (Ar und H) diskutieren.

In Kapitel 5.3 wird untersucht, wie dieser Konversionsfaktor im Energiebereich von 100 eV - 8 keV von der Energie leichter Ionen (H, D, He) abhängt. Als Probenmaterialien wurden Reineisen und zwei Eisenlegierungen gewählt.

In Kapitel 5.4 wird versucht, vorhandene theoretische Vorstellungen über die Wechselwirkung zwischen energiereicher Ionen und Metalloberflächen mit den Meßergebnissen in Beziehung zu setzen.

5.1 Besetzungsdichteverteilung von zerstäubten Fe-Atomen

Die im folgenden beschriebenen Messungen haben das Ziel die Besetzungsdichteverteilung von zerstäubten Eisenatomen über einen möglichst großen Bereich von Anregungszuständen zu bestimmen. Darüber hinaus ist zu prüfen, ob sich die Besetzungsdichteverteilung bei Variation der Masse der Primärteilchen wesentlich ändert. In Abb. 9 ist ein Ausschnitt aus dem Termschema des neutralen Eisens dargestellt /45/. Mit der Laser induzierten Fluoreszenz wurde die Besetzungsdichte im Grundmultiplett a^5D und im energetisch nächst höheren metastabilen Multiplett a^5F bestimmt. Dazu wurden mit dem Farbstofflaser die Fe-Atome auf den Übergängen $a^5D \rightarrow y^5D^0$ und $a^5F \rightarrow x^5D^0$ angeregt und das Fluoreszenzlicht der Übergänge $y^5D^0 \rightarrow a^5F$ bzw. $x^5D^0 \rightarrow a^5D$ beobachtet. Der Feinstruktur der angegebenen Energiezustände entsprechen Wellenlängen, die sich geringfügig unterscheiden. Für diese Wellenlängen kann die Transmission des Beobachtungssystems und die Quantenausbeute des Multipliers als konstant angenommen werden. Beim Vergleich der Besetzung des Grundmultipletts mit der des metastabilen Multipletts muß das Transmissionsverhalten des Monochromators und die Änderung der Quantenausbeute berücksichtigt werden.

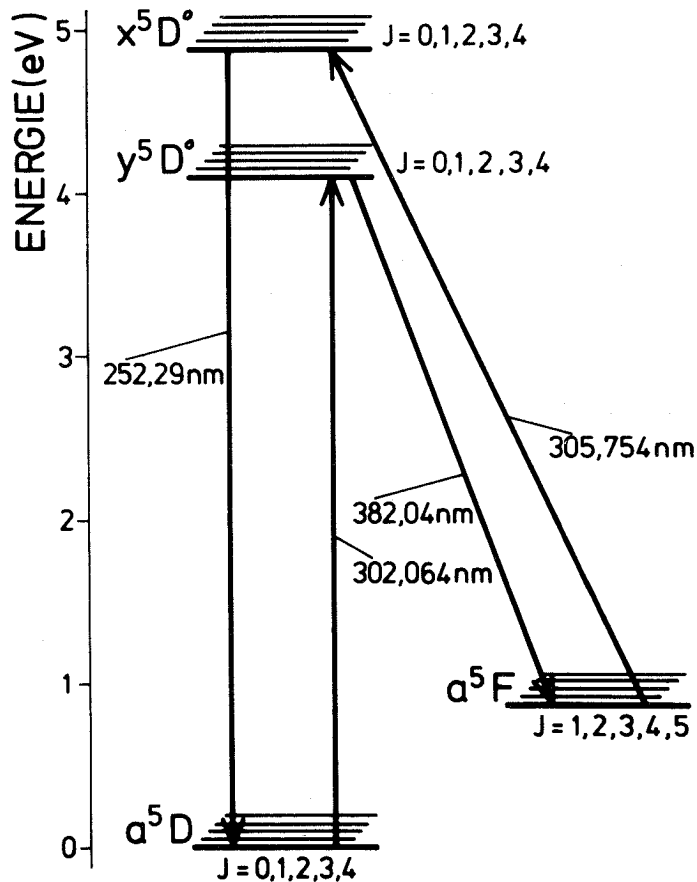


Abb. 9 Ausschnitt aus dem Termschema des neutralen Eisens (Wellenlängen in Luft /46/)

Die spektrale Breite des Farbstofflasers reichte aus, um innerhalb des erwarteten Geschwindigkeitsbereichs die Atome in einem einzelnen Niveau der Feinstruktur eines Multipletts anzuregen. Beim Eisen liegt die Feinstrukturaufspaltung des Grundmultipletts im Bereich von 0 - 0,12 eV, so daß eine merkliche Besetzung der verschiedenen Niveaus schon bei Raumtemperatur vorliegt. Sie kann mittels Laser induzierter Fluoreszenz bestimmt werden /36/. Aus der Verteilung der Besetzungsdichte läßt sich unter der Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts die Temperatur des Eisendampfes ermitteln. Bewegen sich die Atome nach Verlassen einer heißen Oberfläche stoß-

frei, so erhält man deren Temperatur. Es liegt eine Boltzmann Verteilung über die verschiedenen Energiezustände vor. Zur Ermittlung der Temperatur müssen die atomaren Daten, wie statistische Gewichte, Übergangswahrscheinlichkeiten und Wellenlängen der entsprechenden Übergänge bekannt sein.

$$\frac{C_j}{C_1} \frac{I_j}{I_1} = \frac{n_j}{n_1} = \frac{g_j}{g_1} \exp\left(-\frac{E_{aj}}{k T_a}\right) \quad (5.1)$$

$$C_j = \frac{\sum_m A_{\ell m} - A_{\ell j}}{A_{\ell m}} \quad j = 1, 2, \dots \quad (5.2)$$

- I_1, I_j = integriertes Fluoreszenzsignal der Beobachtungslinie bei Anregung vom Niveau 1 bzw. j.
 g_1, g_j = Statistische Gewichte
 E_{aj} = Anregungsenergie des Niveaus j
 T_a = Anregungstemperatur
 n_1, n_j = Besetzungsdichte im Niveau 1 bzw. j
 $\lambda_{\ell m}$ = Beobachtungswellenlänge
 $\sum_m A_{\ell m}$ = Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten vom angeregten Niveau 1
 $A_{\ell j}, A_{\ell m}$ = Übergangswahrscheinlichkeit der Pump- bzw. Beobachtungslinie

Die Gesamtdichte ergibt sich aus der Beziehung:

$$n_T = \sum_j n_j = n_1 \left(1 + \sum_j n_j / n_1\right) = \frac{n_1}{g_1} Z \quad (5.3)$$

mit der Zustandssumme

$$Z = \sum_j g_j \exp(-E_a / k T_a)$$

Besitzen die Fe-Atome eine Boltzmann-Verteilung und ist die Temperatur bekannt, so muß nur noch die Dichte im Grundzustand, $-n_1-$, absolut gemessen werden, um die Gesamtdichte zu ermitteln.

Bei Atomen, die durch Zerstäubung freigesetzt werden, ist die Besetzungsdichteverteilung nicht bekannt und muß experimentell bestimmt werden. Es muß damit gerechnet werden, daß ein Großteil der möglichen Anregungszustände besetzt sind und deshalb die Besetzungsdichte in einem einzelnen Energiezustand gering ist. Um diese zu messen, ist eine hohe Nachweisempfindlichkeit und eine große Gesamtdichte wünschenswert. Deshalb wurde zunächst die Besetzungsverteilung bei der Zerstäubung von Eisen durch Argon untersucht. Mit der Laser induzierten Fluoreszenz muß die Besetzungsdichte über möglichst viele Anregungszustände gemessen werden, um durch Summation die Gesamtdichte zu bestimmen. Ein Einfluß auf die Besetzungsdichteverteilung ist vor allem durch Sauerstoffbedeckung der Oberfläche zu erwarten /58/. Um dies auszuschließen, wurden die Versuche an einer oxydfreien Targetoberfläche, die sich auf Raumtemperatur befand, durchgeführt.

Um den Einfluß der Masse der Primäratome auf die Besetzungsdichteverteilung zu untersuchen, wurden die gleichen Proben durch Beschuß mit Wasserstoffionen zerstäubt und die Besetzungsdichteverteilung, soweit bei der um einen Faktor 300 reduzierten Zerstäubungsausbeute /23/ möglich, bestimmt.

5.1.1 Zerstäubung mit 10 keV Argonionen.

Die Besetzungsdichteverteilung bei der Zerstäubung von Reineisen durch Argonionen wurde zunächst im Grundmultiplett a^5D ($E_a = 0 - 0,12$ eV) gemessen. In Tabelle I sind das gemessene Niveau, die Anregungsenergie, die Resonanz- und Beobachtungswellenlänge sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten der Übergänge aufgelistet.

Ausgangs- niveau	E_{aj} eV	λ_{jl} nm	A_{jl} 10^7 s^{-1}	λ_{lm} nm	A_{lm} 10^7 s^{-1}	$\sum_m A_{lm}$ 10^7 s^{-1}	T_a K	n_i / n_T %
a^5D_4	0	302,064	6,1	382,04	13,1	22,7	980	55,7
a^5D_3	0,052	302,107	6,74	382,59	11,8	30,3	980	24,2
a^5D_2	0,087	302,049	2,8	383,42	9,3	27,0	980	11,7
a^5D_1	0,11	303,739	5,37	383,42	9,3	32,3	980	5,4
a^5D_0	0,12	302,584	6,54	384,04	9,0	38,5	980	1,6
$\Sigma 98,6$								
a^5F_5	0,86	305,745	10,9	252,29	36,8	62,5	2000	0,60
a^5F_4	0,91	306,725	10,1	252,74	25,3	71,43	2000	0,37
a^5F_3	0,95	307,572	9,98	251,08	23,2	83,3	2000	0,23
				310,03	7,99			
a^5F_2	0,99	308,374	14,1	251,81	29,2	100	2000	0,13
a^5F_1	1,01	309,158	27,8	252,43	66,0	100	2000	0,07

Tabelle 1) Relative Besetzungsdichten n_o / n_T von zerstäubten Fe Atomen im Grundmultiplett a^5D und metastabilen Multiplett a^5F

E_{aj} Anregungsenergie des Niveaus j

λ_j Anregungswellenlänge

A_{jl} Übergangswahrscheinlichkeit der Anregungswellenlänge

λ_{lm} Beobachtungswellenlänge

A_{lm} Übergangswahrscheinlichkeit der Beobachtungswellenlänge

$\sum_m A_{lm}$ Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten im Niveau l

T_a Anregungstemperatur

Aus der relativen Besetzungsdichte der angeregten Zustände zum Grundniveau a^5D_4 in Abb. 10 ergibt sich, daß diese einer Boltzmann-Verteilung folgt und die Besetzung der Energiezustände a^5D durch eine Anregungstemperatur von 980 K sehr gut repräsentiert wird.

Der exponentielle Abfall der Besetzungsdichte ließ erwarten, daß die energetisch höher gelegenen Anregungszustände nur schwach besetzt sind im Vergleich zum Grundmultiplett. Durch die Messung der Besetzungsdichte in dem metastabilen Niveau a^5F ($E_a = 0,86 \text{ eV} - 1,01 \text{ eV}$) wurde dies bestätigt (Abb. 11). Für die Beschreibung der Besetzungsdichte dieses Multipletts relativ zum Grundzustand a^5D_4 mußte zwar eine höhere Anregungstemperatur von 2000 K gewählt werden, doch war der Anteil der Atome, die sich im Multiplett a^5F befanden gegenüber demjenigen im Grundmultiplett unterhalb von 2 %. Die Angabe einer Anregungstemperatur innerhalb des Multipletts a^5F war wegen der großen Streuung der Meßpunkte nicht möglich.

Es wurde auch versucht, die Dichte im energetisch nächst höheren Energieniveau a^3F_4 ($E_a = 1,48 \text{ eV}$) zu bestimmen. Diese lag unter der Nachweisgrenze von $10^{-3} n_1$. Daraus ließ sich schließen, daß die Anregungstemperatur nicht über 2500 K lag.

Ähnlich niedrige Anregungstemperaturen für noch höhere Energiezustände wurden beobachtet bei der Untersuchung von FeNi-Legierungen, die durch 12 keV Ar-Ionen zerstäubt wurden /52/. Bei diesen Experimenten wurden aus den Intensitäten von Emissionslinien die Besetzungsverhältnisse von Atomen, die in angeregten Zuständen zwischen 3 eV und 4,5 eV die Oberfläche verlassen, zu denen im Grundzustand bestimmt. Es ergaben sich unterschiedliche Anregungstemperaturen für Fe mit 3800 K und Ni mit 2800 K.

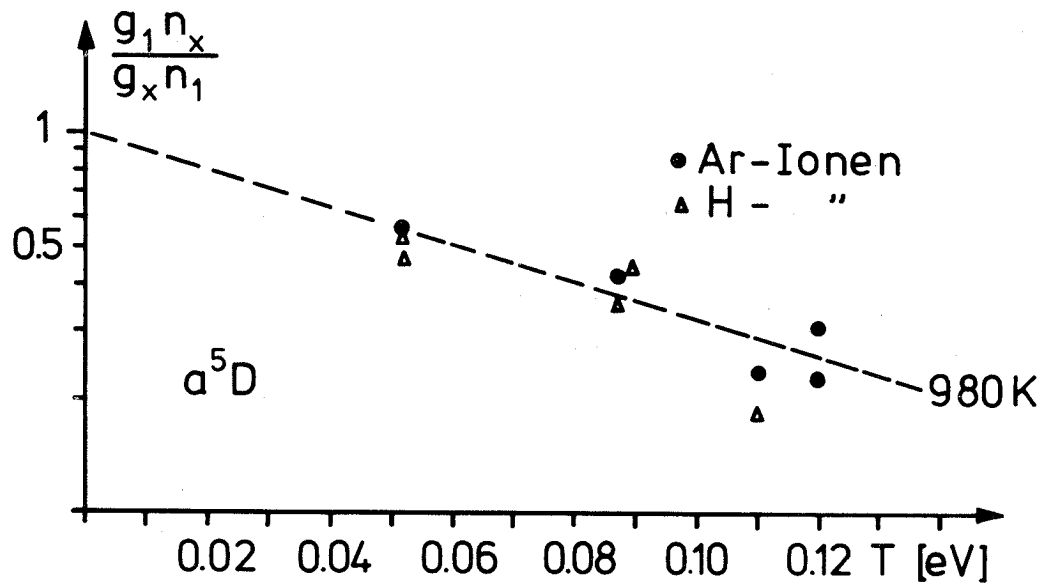


Abb. 10) Relative Besetzungsdichte von zerstäubten Fe-Atomen im Grundmultiplett a^5D .

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde versucht die Besetzungsdichte der Energiezustände, die unserem Meßverfahren nicht mehr zugänglich waren, abzuschätzen. Unter der Annahme einer Temperatur von 3000 K wurde die Zustands-
 summe für die bekannten metastabilen Energiezustände oberhalb des a^5F Multipletts berechnet. Deren Anteil an der Gesamtzustandssumme liegt dann unter 1,2 %. Für eine Anregungstemperatur von 2000 K würde dieser Anteil auf 0,07 % abfallen.

Aufgrund dieser Abschätzungen wurden die Beiträge der hochangeregten, metastabilen Energiezustände bei der Berechnung der relativen Gesamtdichte vernachlässigt und nur die Meßwerte vom Grundmultiplett a^5D und vom metastabilen a^5F berücksichtigt. Die Verhältnisse n_j/n_T aller gemessenen Zustände sind in Tabelle I angegeben. Danach befinden sich 98 % aller Fe-Atome im Grundmultiplett und darin wiederum 55 % im Grundzustand a^5D_4 .

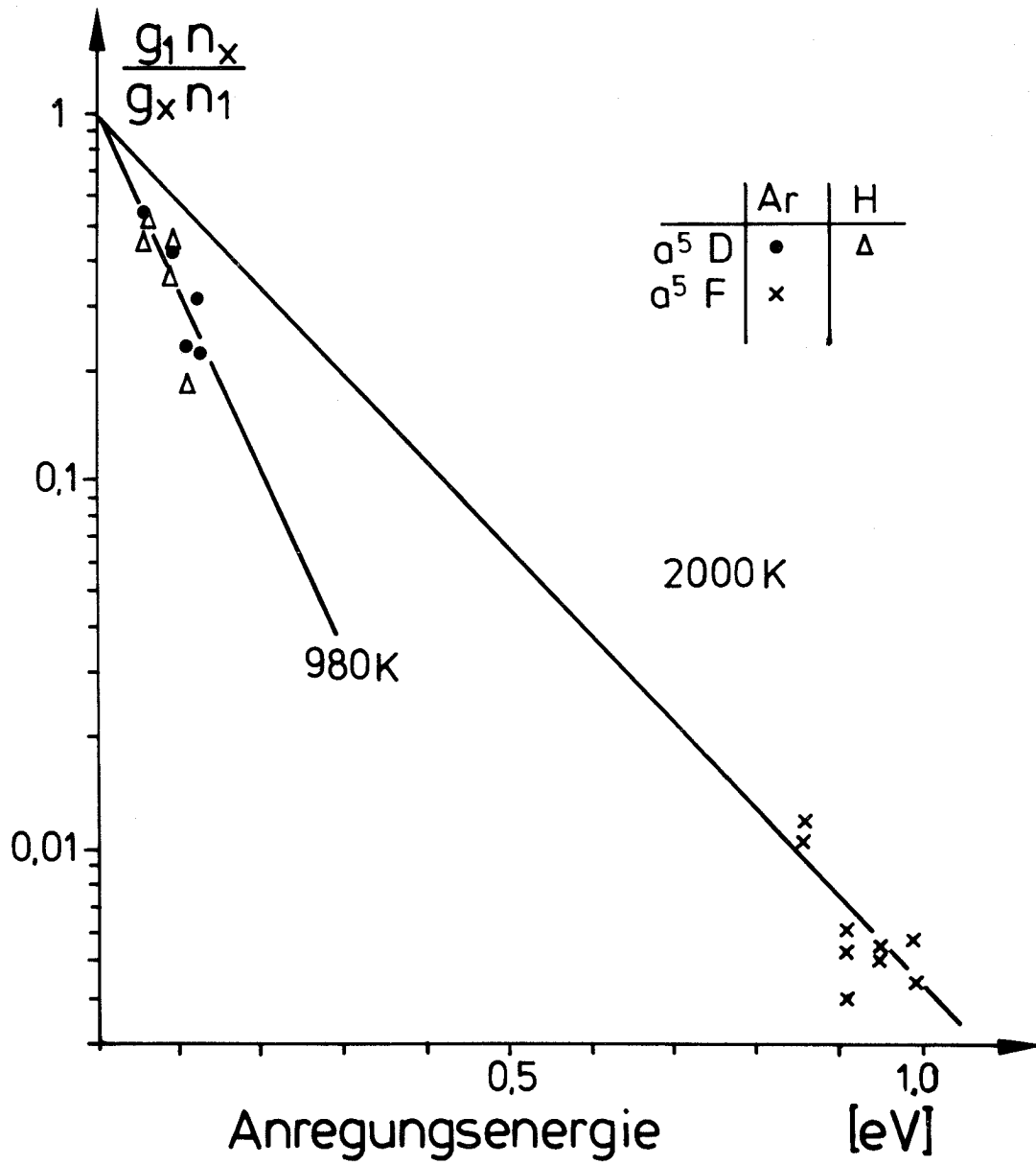


Abb 11) Relative Besetzungsdichte von zerstäubten Fe-Atomen im Grundmultiplett a^5D und metastabilen Multiplett a^5F

5.1.2 Zerstäubung mit 2,5 keV Wasserstoffionen

Bei Beschuß von Eisenproben mit Wasserstoffionen kann nicht ausgeschlossen werden, daß sich bei der Zerstäubung der Wechselwirkungsprozeß zwischen dem Ion und der Metalloberfläche gegenüber demjenigen bei Argonbeschuß ändert. Sehr stark verringert sich der Energieübertragungsfaktor γ_E : Von 0,97 bei $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Fe}$ auf 0,07 bei $\text{H}^+ \rightarrow \text{Fe}$. Um den Einfluß der kleinen Ionenmasse auf die Besetzungsdichteverteilung zu untersuchen, wurde die unter 5.1.1 beschriebene Untersuchung auch für die Kombination Wasserstoff - Eisen durchgeführt. Gemessen wurde an der modifizierten, massenseparierenden Ionenquelle in Jülich.

Diese erlaubte die Auswahl von H_3^+ -Ionen mit einer Gesamtenergie von 7,5 keV. Bei dieser Beschleunigungsspannung wurde ein maximaler H_3^+ -Strom erzielt, der etwa um einen Faktor 3 über dem Ar^+ -Strom lag. Den H-Strom war nochmals um einen Faktor 3 höher, da jedes Ion drei Wasserstoffatome mit jeweils 2,5 keV Energie enthielt.

Die Zerstäubungsausbeute von 2,5 keV H^+ -Ionen auf Fe liegt bei $Y \sim 10^{-2}$. Die Flußdichte der zerstäubten Eisenatome war aufgrund der erhöhten Stromdichte bei Beschuß mit H^+ -Ionen gegenüber der Zerstäubung mit Argonionen nur um einen Faktor 30 niedriger. Eine Messung der Besetzungsdichteverteilung der metastabilen Zustände $a^5\text{F}$ war nicht mehr möglich.

Für das Grundmultipllett sind die Meßergebnisse der relativen Besetzungsdichten in Abb. 10 und 11 eingezeichnet. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Besetzungsdichten bei Argon-Beschuß. Die Besetzungsdichten folgen einer Boltzmann-Verteilung, die durch eine Anregungstemperatur von ≈ 1000 K gut beschrieben wird. Dieses Ergebnis läßt den Schluß zu, daß auch für die höher liegenden Energiezustände keine wesentlichen Änderungen der Besetzungsdichten zu erwarten sind.

5.1.3 Folgerungen aus der Messung der Besetzungsdichteverteilung

Aus den Messungen der Besetzungsdichteverteilung zerstäubter Fe-Atome folgt, daß deren relative Gesamtdichte mittels Laser induzierter Fluoreszenz bestimmt werden kann. Dazu muß nur die Dichte im untersten Energieniveau des Grundmultipletts gemessen werden. Die ermittelte Anregungstemperatur von 980 K erlaubt dann die Berechnung der Gesamtdichte, solange oxydfreie Oberflächen vorhanden sind. Wird das integrierte Fluoreszenzsignal noch in Teilchendichten geeicht, so ist auch die absolute Gesamtdichte meßbar.

Da sich bei Zerstäubung durch leichte Ionen (z.B. Wasserstoff) die Besetzungsdichteverteilung der Fe-Atome nicht verändert, können obige Folgerungen auch auf magnetische Einschlußexperimente übertragen werden. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der Einfluß der Ionenenergie auf die Besetzungsdichteverteilung noch nicht geklärt ist. Dieser Punkt wird in Kapitel 5.3 diskutiert.

Es stellt sich weiterhin die Frage, ob sich die an Eisen ermittelten Besetzungsdichteverteilungen auch bei anderen Metallen einstellen. Dazu werden in der Literatur Untersuchungen an Uran und Titan beschrieben, die zu ähnlichen Ergebnissen führten. So ergab sich bei Beschuß von Uranproben mit 3 keV Kryptonionen ebenfalls eine Besetzungsdichte, die einer Boltzmann-Verteilung von ~ 1000 K entsprach /49/. Ähnliche Werte für Anregungstemperatur wurden auch bei der Zerstäubung von Titan mit 1 keV Argonionen /50/ gemessen. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß die Besetzungsdichteverteilung bei zerstäubten Metallatomen vom Targetmaterial weitgehend unabhängig ist.

5.2 Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Fe-Atomen

Im vorhergehenden Kapitel konnte gezeigt werden, daß durch Messen der Dichte im Grundzustand bereits die relative Gesamtdichte und nach Eichung des Fluoreszenzsignals auch die absolute Teilchendichte zerstäubter Metallatome bestimmt werden kann. Bei diesen Messungen wurde angenommen, daß die spektrale Breite des Lasers ausreichend war, um alle Atome in einem Energiezustand anzuregen. Um dies zu prüfen, muß neben der spektralen Breite des Lasers auch die Geschwindigkeitsverteilung und damit die Dopplerbreite der Absorptionslinie bekannt sein. Weiterhin ist es möglich, daß die Geschwindigkeitsverteilung in hohen Anregungszuständen breiter wird und dort nicht mehr alle Atome vom Laser erfaßt werden. In diesem Falle würde eine geringere Besetzungsdichte in diesen Zuständen gemessen.

Bei Messungen in Gegenwart eines Plasmas, also auch für Kernfusionsexperimente, wird die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen benötigt, um Ionisationsverluste am Meßort zu berücksichtigen /53/ und um ein Unterscheidungsmerkmal zwischen zerstäubten und verdampften Metallatomen zu erhalten; da diese stark unterschiedliche Geschwindigkeitsverteilungen besitzen können.

Im Tokamak ist vor allem die Flußdichte der Metallatome von Interesse. Um diese zu berechnen, benötigt man neben der Dichte auch ihre mittlere Geschwindigkeit, die mittels Laser induzierter Fluoreszenz gemessen werden kann.

Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung kann von der Verteilung der Quellen abhängen. Dieser Einfluß soll zunächst anhand eines häufig benutzten Modells (Gl. 2.4) für die Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Atome diskutiert werden.

5.2.1) Geometrische Effekte bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung

Die Energieverteilung der Flußdichte von zerstäubten Metallatomen in normaler Richtung zum Flächenelement dA^* ist von Thompson berechnet worden /17/, (Gl. 2.4).

$$\phi(E, \vartheta) dE d\Omega \sim \frac{E \cos \vartheta}{(E + E_b)^3} dE d\Omega \quad (2.4)$$

$$E_b \ll E \ll E_0$$

Diese Gleichung ist gültig für Energien der auftreffenden Teilchen oberhalb von einigen keV ($E_0 \gg 1$ keV). Anhand dieser Gleichung soll der Einfluß der Geometrie auf das Meßsignal untersucht werden.

Unserem Modell soll folgende Geometrie der Versuchsanordnung zugrunde liegen. Auf eine kreisförmige Fläche mit dem Durchmesser $2R$ trifft senkrecht ein homogener Strahl energiereicher Atome (Ionen). Der Meßpunkt B befindet sich im Abstand z zur Oberfläche auf der Symmetrieachse des Targets. Der Laserstrahl verläuft parallel zur Mittelachse durch den Punkt B.

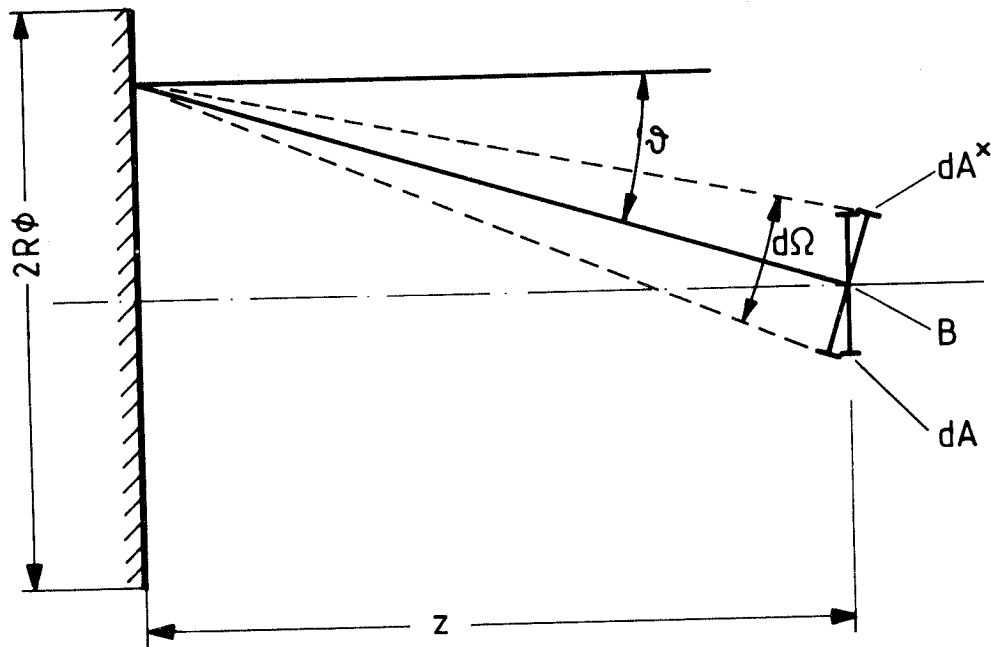


Abb. 12) Geometrie bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung

Zunächst soll die Flußdichte durch das Flächenelement dA berechnet werden. Mit der Laser induzierten Fluoreszenz werden Dichten in Geschwindigkeitsintervallen erfaßt. Dies erfordert den Übergang von der Energie- auf die Geschwindigkeitsvariable.

$$E \sim v^2$$

$$dE \sim v \cdot dv$$

Der Raumwinkel $d\Omega$ wird angegeben durch

$$d\Omega = \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi$$

Gleichung 2.4 lautet dann

$$\phi(v^2, \vartheta) v \, dv \, \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \sim \frac{v^2 \cos \vartheta}{(v^2 + v_b^2)^3} v \, dv \, \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \quad (5.4)$$

Der Übergang von Kugel- auf Zylinderkoordinaten läßt sich mit Hilfe der Gleichung

$$v_z = v \cos \vartheta$$

$$v_r = v \sin \vartheta$$

durchführen und die Transformationsbeziehung lautet

$$v^2 dv \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = v_r dv_r dv_z d\varphi \quad (5.5)$$

Gleichung 5.4 läßt sich dann schreiben

$$\phi(v_r, v_z) v_r dv_r dv_z d\varphi \sim \frac{v_z}{(v_r^2 + v_z^2 + v_b^2)^3} v_r dv_r dv_z d\varphi \quad (5.6)$$

Die Integration über φ läßt sich ausführen und ergibt für die Kreisscheibe den Faktor 2π .

Der durch die Fläche dA in z -Richtung gehende Fluß ergibt sich durch die Integration über v_r .

$$\phi(v_z) dv_z \sim 2\pi v_z dv_z \int_0^{v_{r \max}} \frac{v_r dv_r}{(v_r^2 + v_z^2 + v_b^2)^3} \quad (5.7)$$

Die obere Grenze $v_{r \max}$ wird durch die Meßgeometrie bestimmt und lautet

$$v_{r \max} = v_z R/z \quad (5.8)$$

Da Dichten gemessen werden, muß noch durch die Geschwindigkeit v_z dividiert werden.

$$n(v_z) dv_z = \frac{\phi(v_z) dv_z}{v_z} \int_0^{v_{r \max}} \frac{v_r dv_r}{(v_r^2 + v_z^2 + v_b^2)^3} \quad (5.9)$$

Wird die Integration ausgeführt, so ergibt sich die Dichte in Punkt B zu

$$n(v_z) dv_z \sim (1 + E_z/E_b)^{-2} - (1 + (1 + R^2/z^2) E_z/E_b)^{-2} \quad (5.10)$$

Der Geometrieeinfluß wird durch den charakteristischen Parameter R/z beschrieben. Für zwei Grenzfälle des Verhältnisses R/z soll die Gleichung 5.10 diskutiert werden.

I) $R/z \rightarrow 0$

$$f(v_z, R \ll z) = 2(R/z)^2 E_b^2 \frac{E_z}{(E_z + E_b)^3} \quad (5.11)$$

Maximum von $f(v_z)$ bei $E_z = E_b/2$

II) $R/z \rightarrow \infty$

$$f(v_z, R \gg z) = (1 + E_z/E_b)^{-2} \quad (5.12)$$

Maximum von $f(v_z)$ bei $E_z = 0$

Für Eisen mit einer Bindungsenergie $E_b = 4.3$ eV sind die Verteilungen der Gleichung 5.11 und Gleichung 5.12 als Funktion der Energie und Geschwindigkeit aufgetragen in Abb. 13. Aus den beiden Grenzfällen ist ersichtlich, daß die Geometrie in Gleichung 5.10 eine Verschiebung der Lage des Maximums und eine Änderung seines Wertes bewirkt. Diese beiden Größen sind als Funktion von R/z in Abb. 14 dargestellt.

Der Fall I wird im Laborexperiment häufig angestrebt. Man erhält für kleine R/z -Werte praktisch die Thompson Verteilung (Gl. 2.4). Über eine endliche Tiefe des Beobachtungsvolumens auf der z -Achse ändert sich die Lage des Maximums nicht mehr. Mit größerem Abstand z fällt dann nur noch der Wert des Dichtemaximums ab. Der Nachteil einer Messung in dieser Geometrie liegt aber in der Abnahme des Maximums mit $1/z^2$, so daß meist ein Kompromiß mit der Nachweisempfindlichkeit getroffen werden muß.

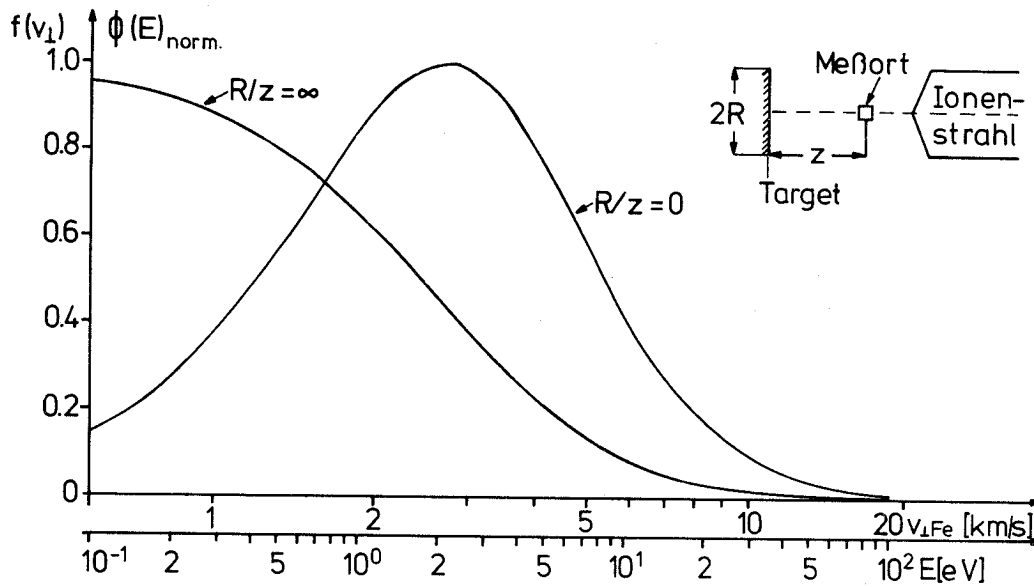


Abb. 13) Theoretische Energie- und Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Eisenatomen ($E_b = 4.3 \text{ eV}$) für zwei geometrische Grenzfälle

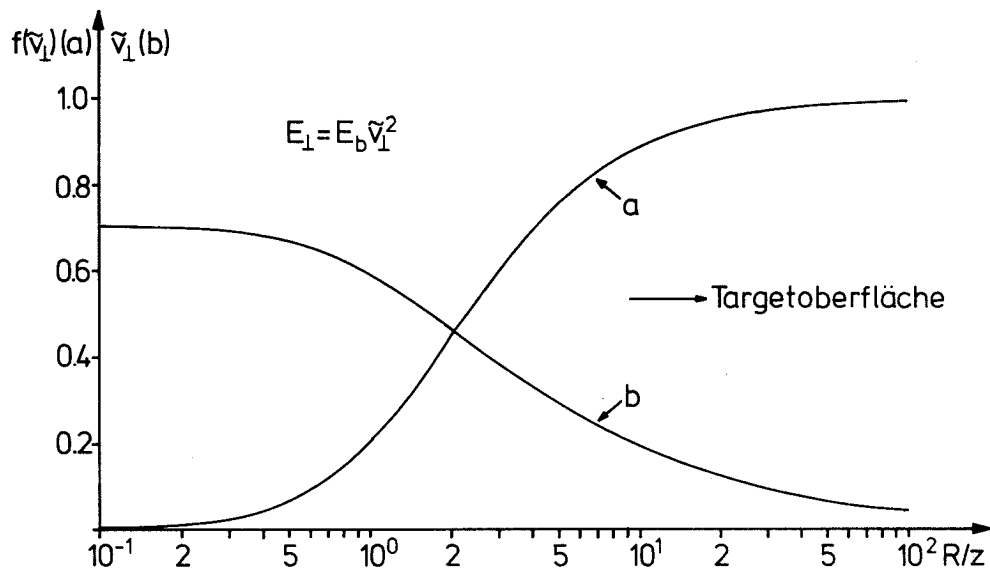


Abb. 14) Geometrieeinfluß auf die Höhe (Abb. 14a) und Lage (Abb. 14 b) der maximalen Dichteamplitude in der Geschwindigkeitsverteilung (Gl. 5.10).

Der Fall II wird bei den Messungen im Tokamak erwartet, da die bestrahlte Fläche sehr groß ist und meist unmittelbar vor der Oberfläche gemessen wird. Die Geschwindigkeitsrichtungen im Meßvolumen umfassen den Winkelbereich $\vartheta_{\max} = \pm 90^\circ$. Der Laserstrahl wird senkrecht zur Oberfläche eingestrahlt und die Geschwindigkeitskomponenten der schräg laufenden Atome "füllen" den Anstieg der Thompson Verteilung in dieser Richtung auf. Das Maximum der gemessenen Verteilung liegt dann bei $E_z = 0$ bzw. $v_z = 0$.

Durch Einsetzen der Gl. 5.11 bzw. 5.12 in Gleichung 5.13 läßt sich die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_z$ ermitteln.

$$\bar{v}_z = \frac{\int_0^\infty v_z f(v_z) dv_z}{\int_0^\infty f(v_z) dv_z} \quad (5.13)$$

Fall I)

$$\bar{v}_z^2 = \frac{32 E_b}{\pi^2 m} \quad (5.14)$$

Für Fe : $\bar{v}_z = 4.9 \text{ km/s}$

Fall II)

$$\bar{v}_z^2 = \frac{8 E_b}{\pi^2 m} \quad (5.15)$$

Für Fe : $\bar{v}_z = 2.45 \text{ km/s}$

Die Gleichungen 5.14 und 5.15 ergeben bei bekannter Bindungsenergie einen Höchstwert der mittleren Geschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche. Zur Erzielung genauerer Werte darf die Integration nur bis zur maximal möglichen Geschwindigkeit ausgeführt werden (Gl. 2.2).

5.2.2 Messung der Geschwindigkeitsverteilungen von zerstäubten Eisenatomen

Die Geschwindigkeitsverteilung der zerstäubten Fe-Atome wurde mit dem schmalbandigen Farbstofflaser ($\Delta\lambda \leq 0,5 \text{ pm}$) gemessen, indem das Dopplerprofil Punkt für Punkt aufgenommen wurde. Für den Grundzustand a^5D_4 wurde jeweils bei Beschuß mit 10 keV Argon-, 8 keV Helium- und 2,5 keV Wasserstoffionen (7,5 keV H_3^+) die Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zu einer polierten oxydfreien Fe-Targetoberfläche ermittelt. Die gemessenen Kurven sind in Abb. 15-17 dargestellt. Zum Vergleich sind die Geschwindigkeitsverteilungen eingezeichnet, die sich aus der Gleichung 5.10 mit den experimentellen Geometriedaten und einer Oberflächenbindungsenergie $E_b = 4.3 \text{ eV}$, entsprechend der Sublimationsenergie E_s , ergeben.

Bei diesen Untersuchungen wurde vorausgesetzt, daß die Gesamtflußdichte während der Aufnahme der Geschwindigkeitsverteilung konstant blieb. Es konnte jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß Oberflächeneffekte die Zerstäubungsausbeute und Ionenstromschwankungen die Zerstäubungsrate leicht veränderten. Dadurch lassen sich die Streuungen der Meßpunkte in den Kurven erklären. Auch die Geschwindigkeit konnte nur mit einer Meßgenauigkeit von $\pm 350 \text{ m/s}$ ermittelt werden.

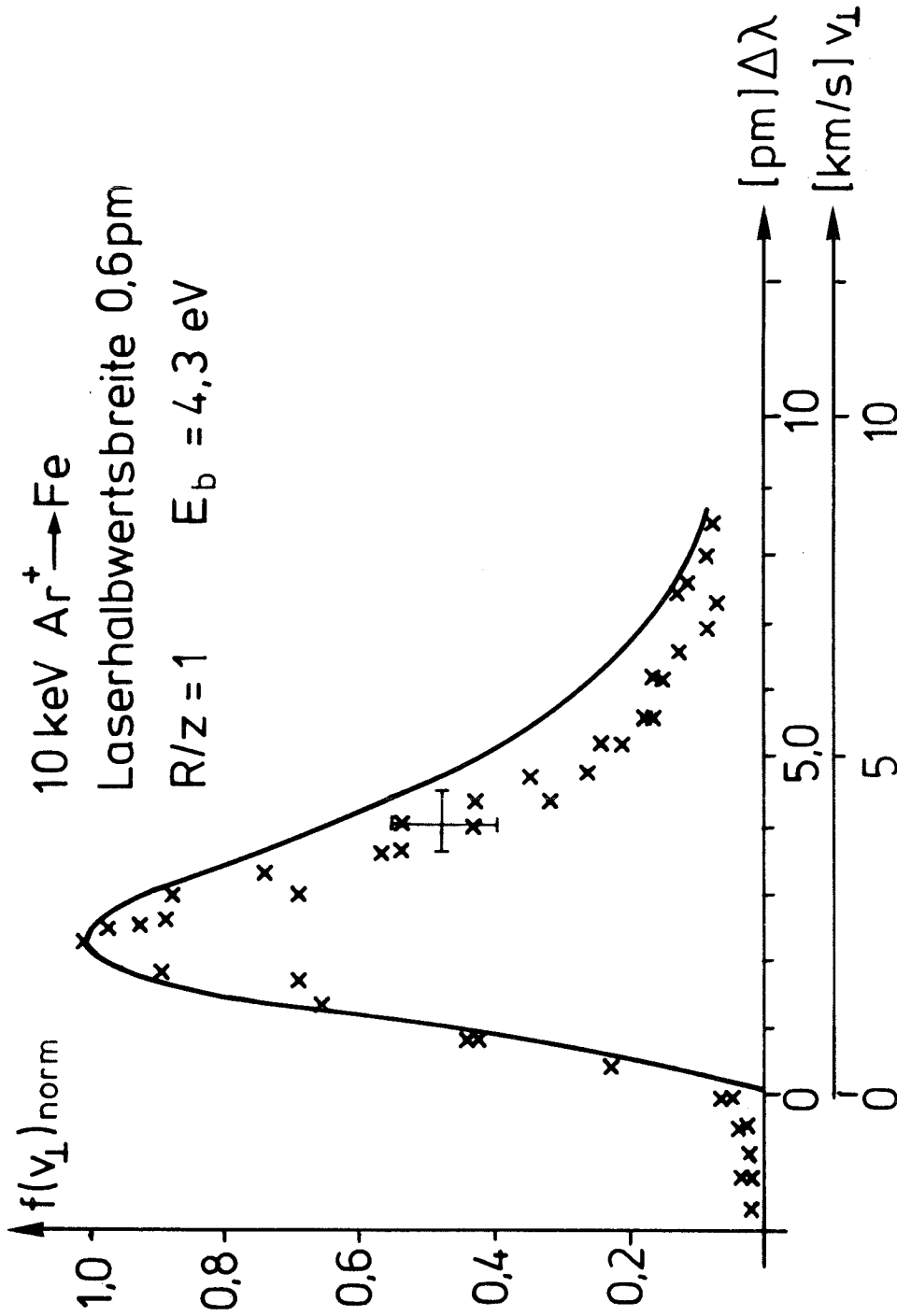


Abb. 15) Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zum Target von zerstäubten Eisenatomen im Grundzustand $5D_4$

x Meßpunkte ; — Gleichung 5.10 mit $E_b = 4,3 \text{ eV}$

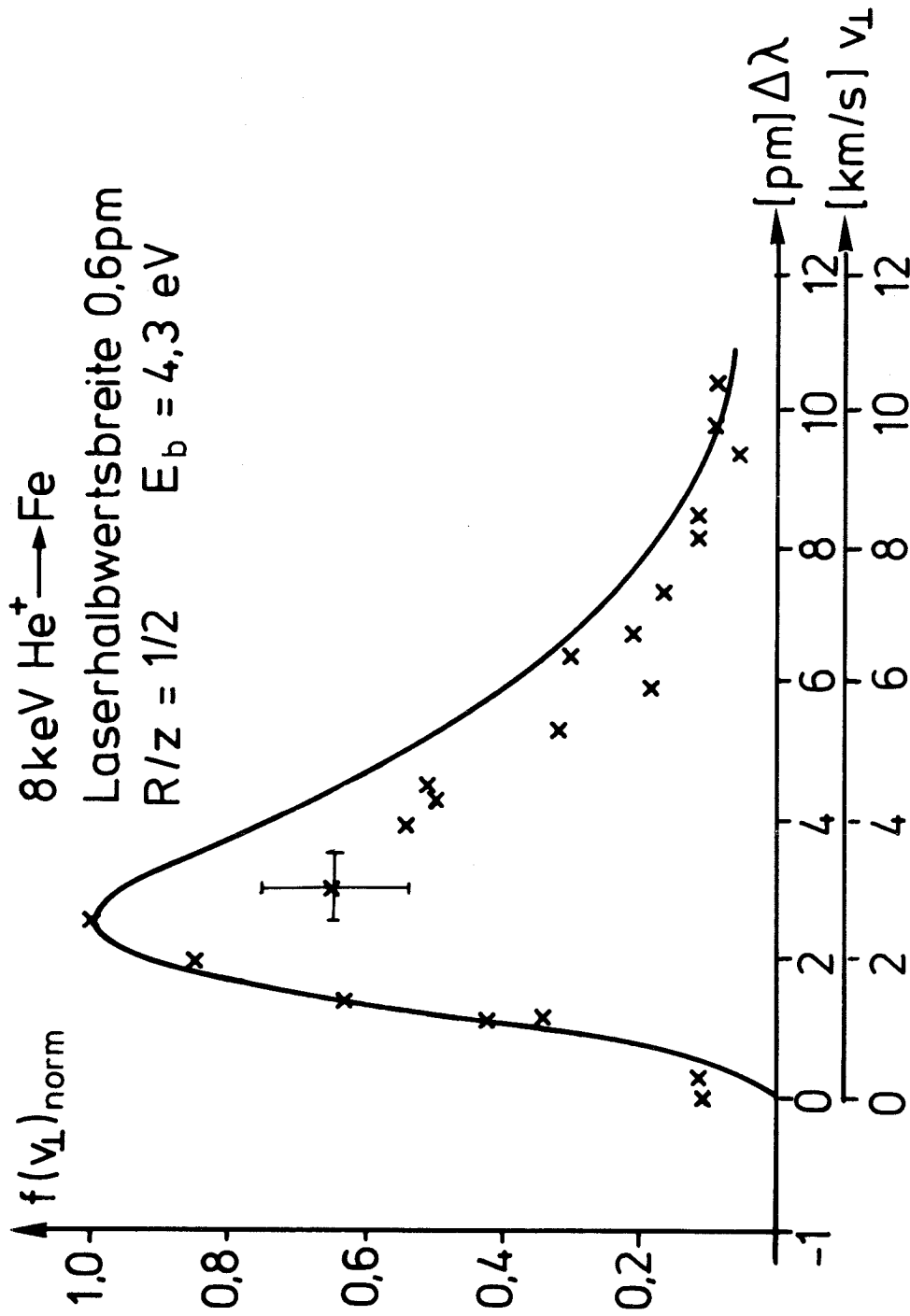


Abb. 16) Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zum Target von zerstäubten Eisenatomen im Grundzustand a^5D_4

X Meßpunkte ; — Gleichung 5.10 mit $E_b = 4,3 \text{ eV}$

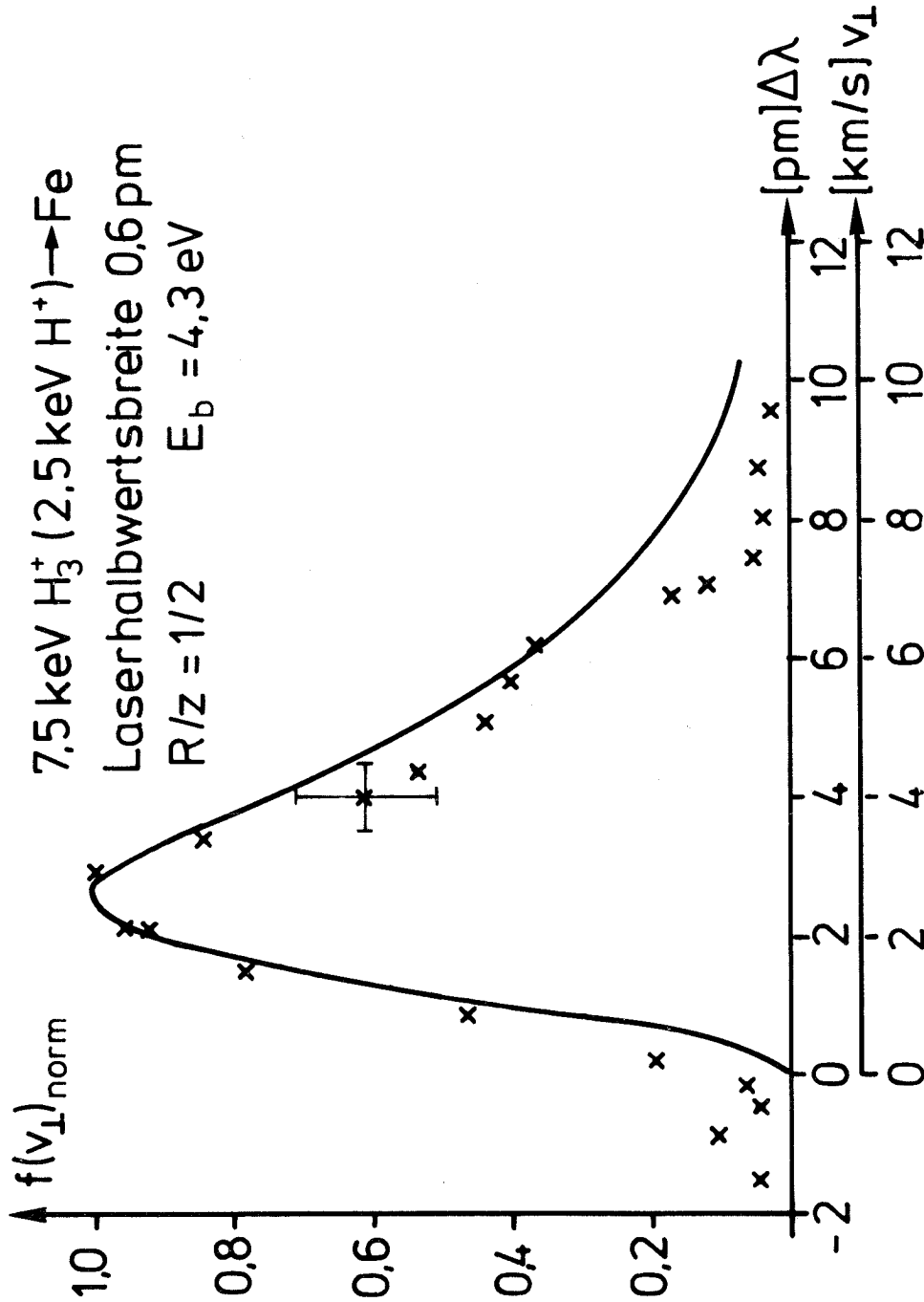


Abb. 17) Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zum Target von zerstreuten

Eisenatomen im Grundzustand a^5D_4

x Meßpunkte ; — Gleichung 5.10 mit $E_b = 4.3$ eV

Innerhalb der Fehlergrenzen läßt sich keine wesentliche Änderung in der Geschwindigkeitsverteilung der Fe-Atome im Grundzustand a^5D_4 feststellen, wenn man von schweren zu leichten Ionen übergeht. Der Vergleich der Thompson-Verteilung mit den gemessenen Kurven zeigt, daß in allen Fällen die Lage der Maxima übereinstimmen und die experimentellen Kurven lediglich einen steileren Abfall haben, d.h., deren Halbwertsbreite geringfügig kleiner ist.

Im Gegensatz zu den hier gefundenen Ergebnissen wurden bei Zerstäubung einer Zirkonprobe durch D, He und Ar-Ionen eine Abhängigkeit von der Ionenmasse beobachtet /55/. Bei diesen Experimenten war jedoch die Geschwindigkeitsauflösung besser. Zirkon besitzt außerdem eine gegenüber Eisen um 50 % höhere Bindungsenergie. Die Lage des Maximums in der Verteilung verschiebt sich damit zu höheren Geschwindigkeiten. Die Verteilung wird breiter und Abweichungen sind besser zu erkennen. Auch mit Hilfe von Simulationsrechnungen wurde der Einfluß der Ionenmasse auf die Geschwindigkeitsverteilung untersucht. Dabei wurde mit numerischen Verfahren der Impuls- und Energieübertrag in den Kaskaden bei Beschuß mit monoenergetischen Ionen verfolgt (TRIM-Code) /56/, /57/. Nahezu unabhängig von der Ionenmasse ($H^+ \rightarrow Kr$) ergab sich eine gute Übereinstimmung mit der Thompson Verteilung. Bei Ionenenergien unterhalb von 1 keV fiel die Verteilung allerdings steiler ab.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Fe-Atome im metastabilen Niveau a^5F_5 (0,86 eV) zeigt Abb. 18. Die Meßpunkte streuen aufgrund der geringen Dichte, deshalb wurden nur Mittelwerte über 10 Laserpulse aufgetragen. Deutlich erkennbar ist die größere Halbwertsbreite der

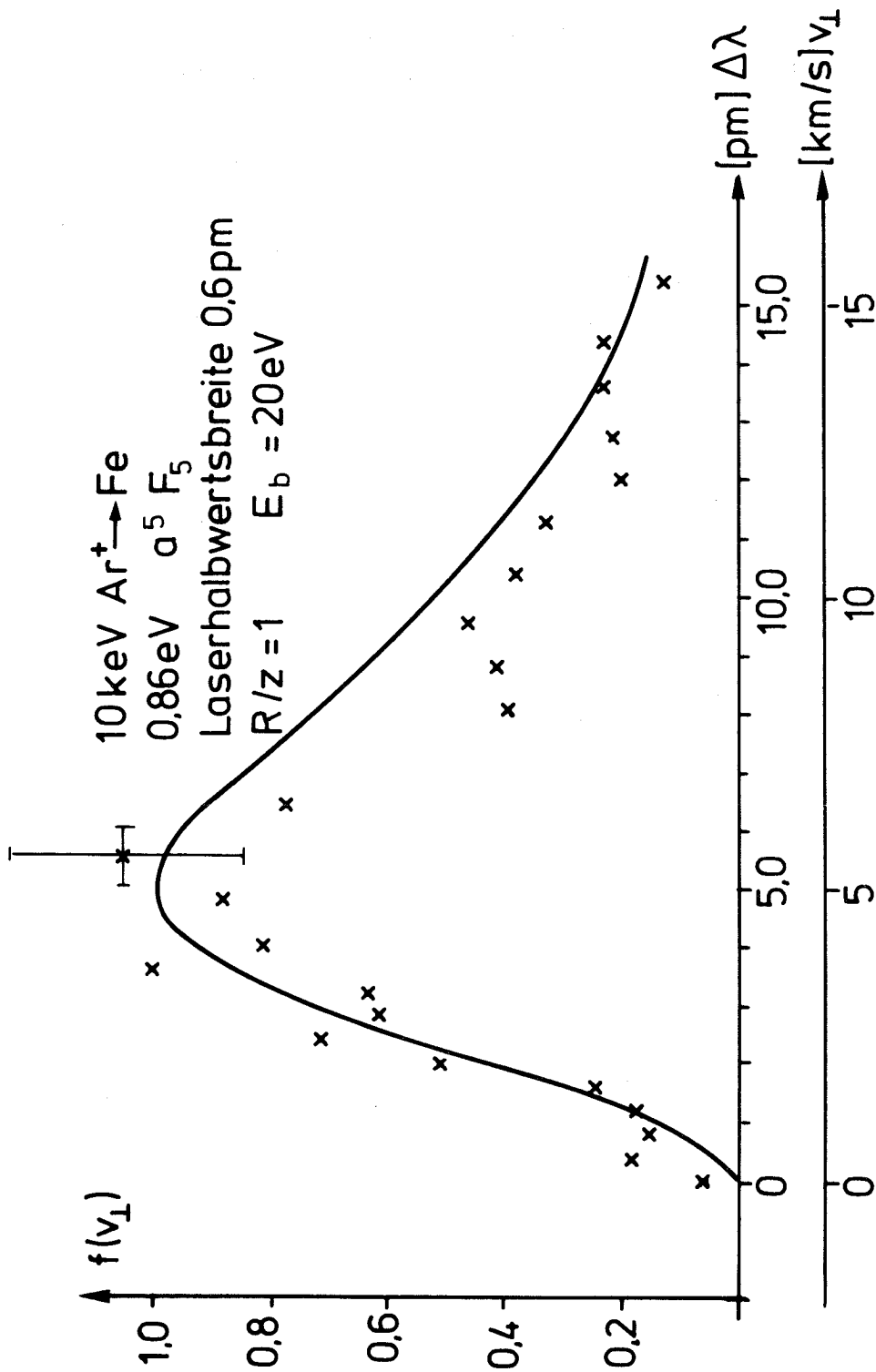


Abb. 18) Geschwindigkeitsverteilung senkrecht zum Target von zerstäubten

Eisenatomen im metastabilen Zustand $a^5 F_5$

X Meßpunkte ; — Gleichung 5.10 mit $E_b = 20 \text{ eV}$

Verteilung im Vergleich zum Grundzustand. Eine recht gute Anpassung an die Meßkurve erhielt man, wenn in die theoretische Verteilung (Gl. 5.10) eine "Oberflächenbindungsenergie" von 20 eV eingesetzt wurde. Diese hat aber keinerlei physikalische Bedeutung /54/.

Eine gegenüber dem Grundniveau breitere Geschwindigkeitsverteilung wurde auch bei zerstäubten Bariumatomen ($15 \text{ keV Ar}^+ \rightarrow \text{Ba F}_2$) im metastabilen Zustand ($E_a = 1,2 \text{ eV}$ und $1,4 \text{ eV}$) beobachtet /69/. Die Verteilungen der Atome in den entsprechenden Energiezuständen waren nahezu identisch mit denen von Eisen. Bei Zerstäubung muß angenommen werden, daß die Verteilung vom Energiezustand der emittierten Atome abhängt (Kap. 5.4).

Wie in Abschnitt 5.2 erläutert, benötigen wir die Geschwindigkeitsverteilung der zerstäubten Teilchen vor allem, um ihre mittlere Geschwindigkeit zu ermitteln. In Tabelle II sind die experimentellen Daten bei der Messung der Geschwindigkeitsverteilung aufgelistet (Spalte 1 - 7). In Spalte 5 ist die maximal mögliche Geschwindigkeit der Fe-Atome angegeben, die für die jeweilige Ionenenergie und -masse unter der Annahme eines zentralen Stoßes zwischen Ion und Eisenatom berechnet wurde (Gl. 2.2). Bei der Berechnung der mittleren Geschwindigkeit wurde in Gleichung 5.13 die Integration zwischen 0 und v_{max} durchgeführt, um zumindest in erster Näherung die maximale Energie der Eisenatome zu berücksichtigen. Für die Verteilung der von der Punktquelle emittierten Teilchen ($R/z \rightarrow 0$, Gl. 5.11) ist der Einfluß der oberen Integrationsgrenze auf die mittlere Geschwindigkeit untersucht worden. Die Werte sind in Spalte 10 angegeben und zeigen nur für die Zerstäubung mit 2,5 keV Wasserstoffionen eine Abweichung von 4 % gegenüber der Annahme von $v_{\text{max}} \rightarrow \infty$ (Gl. 5.14). Bei

Spalte	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Energie-niveau	Anregungs- energie E_a eV	Ionen- art	E_0 keV	γ_E %	$v_{\max}$ km/s	R/z	E_b eV	$\bar{v}(R/z)$ theor. km/s	$\bar{v}$ exp. km/s	$\bar{v}(R/z = 0)$ theor. km/s
a^5D_4	0	Ar	10	97	182,7	1	4,3	4,19	3,4	4,9
a^5D_4	0	He	8	25	83,0	0,5	4,3	4,44	3,9	4,9
a^5D_4	0	H	2,5	7	24,5	0,5	4,3	4,29	3,2	4,7
a^5F_5	0,86	Ar	10	97	182,7	1	20,0	9,00	7,5	10,5

Tabelle II) Mittlere Geschwindigkeit von zerstäubten Fe-Atomen

(E_0 = Energie der Ionen, γ_E = Energieübertrag vom Ion auf das Fe-Atom
 $v_{\max}$ = maximale Geschwindigkeit der Fe-Atome)

einer Verteilung von einer unendlich ausgedehnten Quelle ($R/z \rightarrow \infty$, Gl. 5.12) ist die mittlere Geschwindigkeit der Fe-Atome 2,45 km/s (Gl. 5.15) und die Abweichungen davon liegen für Wasserstoffzerstäubung unter 1 %.

In Spalte 8 sind für die Verteilungsfunktion 5.10 die mittleren Geschwindigkeiten in der jeweiligen Meßgeometrie angegeben. Diese sollen mit den experimentell ermittelten Werten in Spalte 9 verglichen werden. Bei den experimentellen Kurven wurde jeweils durch lineare Interpolation vom letzten Meßpunkt bis zu $v_{\max}$ auch der hochenergetische Teil der Verteilung berücksichtigt.

In allen Fällen waren die experimentell ermittelten Werte kleiner. Die größte Abweichung mit 25 % wurde für die Wasserstoffzerstäubung gefunden.

Für den angeregten metastabilen Zustand a^5F_5 ist die mittlere Geschwindigkeit ungefähr doppelt so groß wie für den Grundzustand.

5.2.3 Folgerung aus der Messung der Geschwindigkeitsverteilung

Die Geschwindigkeitsverteilung und damit auch die mittlere Geschwindigkeit zerstäubter Atome unterscheidet sich deutlich von der verdampfter Atome. Mit entsprechenden Messungen ist deshalb eine Identifizierung des Erosionsprozesses möglich. Aufgrund ihrer mittleren Geschwindigkeit dringen die zerstäubten Atome wesentlich tiefer in ein Plasma ein als thermisch erzeugte Teilchen, bevor sie durch Elektronenstoß ionisiert werden. Um die Ionisationseffekte am Meßort berücksichtigen zu können,

ist die Kenntnis der charakteristischen Ionisationslänge erforderlich. Für die Berechnung der Flußdichte von zerstäubtem Eisen in Fusionsexperimenten kann eine mittlere Geschwindigkeit von $\bar{v} = 2.45 \text{ km/s}$, unabhängig von der Masse der Primäratome eingesetzt werden. Durch die erhöhte mittlere Geschwindigkeit der Atome, die sich nicht im Grundmultiplett befinden, vergrößert sich zwar deren Beitrag zur Flußdichte um einen Faktor 2 auf (4 - 6) %, doch kann dieser immer noch vernachlässigt werden.

Die bisher beschriebenen Untersuchungen wurden durchgeführt für Ionenenergien $\geq 2,5 \text{ keV}$. Für kleinere Energien müssen die hier gemachten Aussagen noch überprüft werden.

5.3 Abhängigkeit der Fluß- und Teilchendichte zerstäubter Fe-Atome von der Energie der auftreffenden Ionen

Die Untersuchungen der Besetzungsdichteverteilung und der mittleren Geschwindigkeit zerstäubter Fe-Atome haben ergeben, daß diese Größen sich mit der Masse der auftreffenden Ionen nicht wesentlich ändern. Die Abhängigkeit von der Ionenenergie ist noch nicht untersucht worden. Von besonderem Interesse ist der Energiebereich unter 1 keV, der im Tokamak zu erwarten ist. Im Tokamak kann das bisher untersuchte Reineisen wegen seiner magnetischen Eigenschaften nicht eingesetzt werden; es dient hier nur als Referenzmaterial. Im Vergleich dazu kann überprüft werden, inwieweit die Komponenten in einer nicht magnetischen Fe-Legierung die Besetzungsdichteverteilung und die mittlere Geschwindigkeit der Fe-Atome beeinflussen.

Ziel der am Tokamak durchgeführten Messungen ist die Bestimmung der totalen Flußdichte aller zerstäubten Atome der Legierung. Diese setzt sich zusammen aus den Flußdichten der verschiedenen Legierungskomponenten. Gemessen wird aber nur an einer Komponente (Fe), von der dann auf den Gesamtfluß geschlossen werden soll. Wird diese unabhängig bestimmt und wird mittels Laser induzierter Fluoreszenz die Dichte der zerstäubten Fe-Atome im Grundzustand gemessen, so ergibt sich ein Faktor zwischen beiden Größen, der in Abhängigkeit von der Ionenenergie, der Ionenmasse und der Legierungszusammensetzung untersucht werden soll.

In der Versuchsanordnung in Garching war es möglich, die Flußdichte aus dem Gewichtsverlust des Targets zu

bestimmen und gleichzeitig die Dichte der Eisenatome im Grundzustand a^5D_4 mit Hilfe der Laser induzierten Fluoreszenz über einen weiten Energiebereich zu messen. Diese Untersuchungen wurden durchgeführt an Proben aus Reineisen, Edelstahl 316 und Inconel 600, die durch Beschuß mit H, D und He-Ionen im Energiebereich von 80 eV - 8 keV zerstäubt wurden.

5.3.1 Berechnung des Konversionsfaktors zwischen Flußdichte und Teilchendichte

Die Flußdichte im i-ten Energieniveau ergibt sich aus der Teilchendichte n_i und der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}_i$.

$$\phi_i = n_i \bar{v}_i \quad (5.16)$$

Die Geschwindigkeitsverteilungen in den verschiedenen Energieniveaus des Grundzustandes a^5D sind nahezu identisch, d.h. die mittleren Geschwindigkeiten sind gleich ($\bar{v}_i = \bar{v}$).

Andererseits ist die Besetzungsdichte der metastabilen Zustände mit Anregungsenergien oberhalb von 0,86 eV gegenüber derjenigen im Grundzustand zu vernachlässigen. Die totale Flußdichte ist dann

$$\phi_{Fe} = \sum_i \phi_i = n_T \bar{v} \quad (5.17)$$

mit der Gesamtdichte

$$n_T = \sum_i n_i$$

Die Flußdichte läßt sich aus der Stromdichte $j = i/A$ und der Zerstäubungsausbeute Y berechnen.

$$\phi_{Fe} = \frac{z i}{e A} Y \quad (5.18)$$

z = Anzahl der Atome in den Ionen

i = Ionenstrom

A = Ionenstrahlquerschnitt

Y = Zerstäubungsausbeute

e = Elementarladung

Der rechte Teil der Gleichung 5.17 läßt sich umformen zu:

$$n_T \bar{v} = n_1 (\bar{v} n_T / n_1) \quad (5.19)$$

n_1 = Dichte im gemessenen Energiezustand.

Die Zerstäubungsausbeute läßt sich aus dem Gewichtsverlust des Targets und dem integrierten Ionenstrom bestimmen unter der Voraussetzung, daß wesentlich mehr Teilchen zerstäubt werden als sich Ionen im Target einlagern (z.B. bei H und D Beschuß). Dann ist die Zerstäubungsausbeute Y proportional zur Flußdichte. Gleichung 5.18 und Gleichung 5.19 lassen sich umformen zu:

$$\begin{aligned} Y &= n_1 \frac{A e}{z i} \cdot (\bar{v} n_T / n_1) \\ &= n_1^x \cdot F \end{aligned} \quad (5.20)$$

Auf der linken Seite der Gleichung 5.20 steht die Zerstäubungsausbeute, die sich aus dem Gewichtsverlust des Targets ergibt. Auf der rechten Seite steht, normalisiert zum Strom und der Massenzahl der Ionen, die Teilchendichte n_1 , die durch die Laser induzierte Fluoreszenz bestimmt wird. Ein Vergleich der beiden Größen Y und n_1^x ergibt den Konversionsfaktor F , das Produkt aus dem

Kehrwert der Besetzungsdichte im Grundzustand zur Gesamtdichte und der mittleren Geschwindigkeit.

Berücksichtigt man den Eisenanteil X_{Fe} in einer Legierung, so ist deren Zerstäubungsausbeute:

$$y_L = n_1^x \frac{1}{X_{Fe}} F \quad (5.21)$$

Hier liegt die Annahme zugrunde, daß es im Gleichgewicht keine bevorzugte Zerstäubung irgend einer Legierungskomponente gibt.

5.3.2 Messung an Reineisen

Das Verhalten des Konversionsfaktors F als Funktion der Ionenmasse und Ionenenergie wurde zunächst an Reineisen untersucht. Das Target, dessen Oberfläche elektropoliert war, bestand aus 99,99 % reinem Eisen ($X_{Fe} = 1$). Die Meßergebnisse sind in Abb. 19 aufgetragen. Die Skala der Zerstäubungsausbeute gibt absolute Werte an, die sich unmittelbar aus dem Gewichtsverlust der Probe und dem Ionenstrom ergeben. Die Skala der Fe-Dichte n_1 wurde so festgelegt, daß sich ein Konversionsfaktor $F = 1$ ergibt. Die Meßpunkte für die Fe-Dichte in Abb. 19 ergaben sich aus dem Fluoreszenzsignal nach deren Normierung mit A , i und z (Gl. 5.20) und der Multiplikation mit einem Kalibrierungsfaktor, um an die gewählte Dichteskala anzuschließen. Dieser Faktor wurde so gewählt, daß für den Beschuß der Eisenprobe mit Heliumionen über den untersuchten Energiebereich die Kurve der Fe-Dichte mit möglichst geringen Abweichungen in die Kurve der Zerstäubungsausbeute fiel. Der Kalibrierungsfaktor wurde bei allen folgenden Messungen beibehalten; d.h. die relativen Verhältnisse wurden nicht verändert. Lediglich bei den Untersuchungen der Legierungen wurde dieser Faktor entsprechend dem Legierungsanteil von Eisen (X_{Fe}) reduziert (Gl. 5.21).

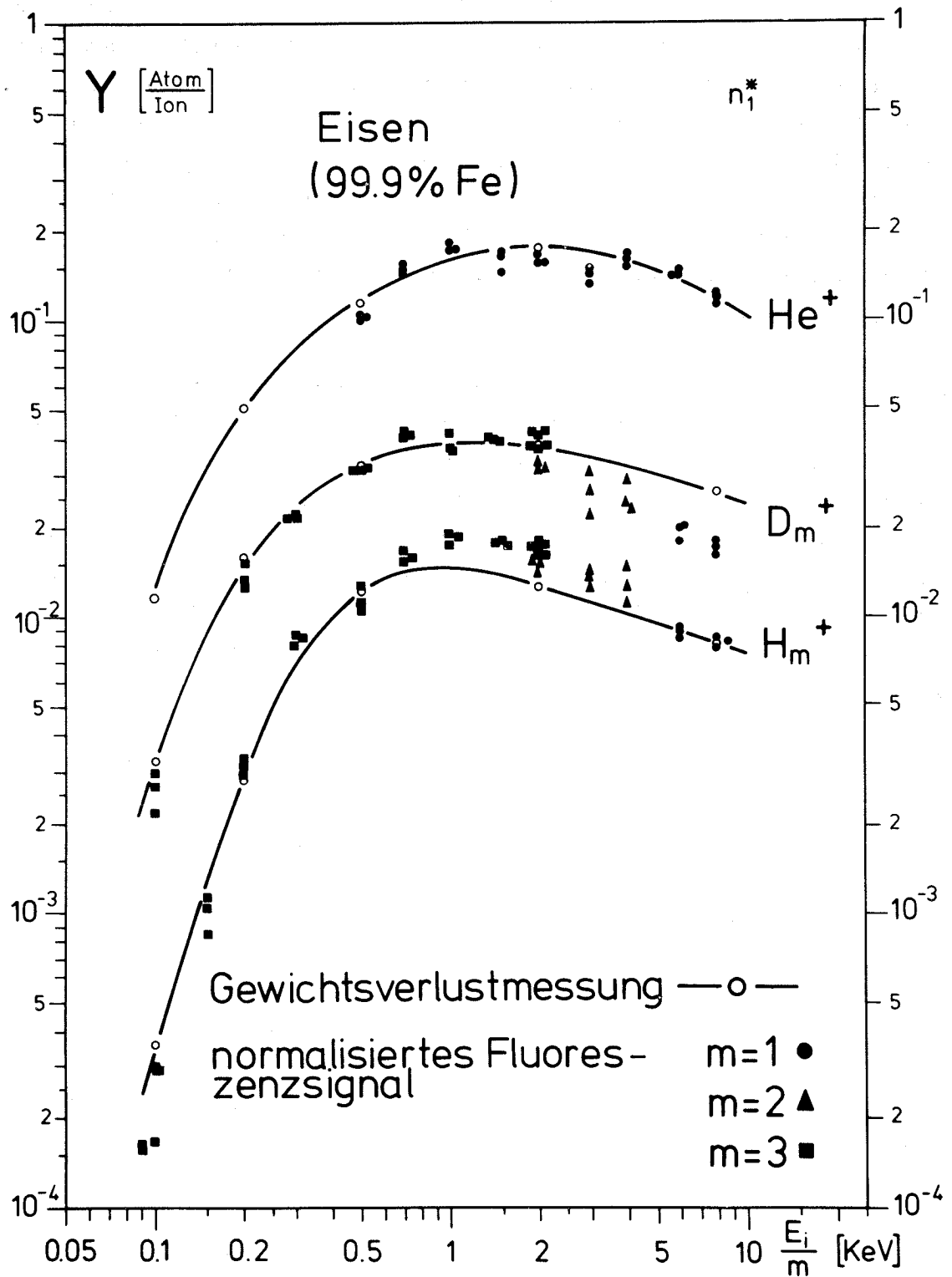


Abb. 19 Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute und der Dichte von Fe-Atomen bei Beschuß von Reineisen mit He, D und H-Ionen

Für den Beschuß von He^+ auf Fe zeigt die angepaßte Dichtekurve nur geringe Abweichungen von der Zerstäubungsausbeute im Bereich von 500 eV bis 8 keV. Dichtemessungen unterhalb von 500 eV waren nicht mehr möglich, da in diesem Fall der Ionenstrahl durch das Gegenpotential (s.Kap. 4.1.2) über die Breite des Targets aufgeweitet und der Strom falsch bestimmt wurde. Durch Übergang zu den Molekülen H_2^+ , D_2^+ bzw. H_3^+ konnten kleinere Ionenenergien eingestellt und der Meßbereich bis auf 80 eV pro Atom erweitert werden.

Die Dichte bei Deuteriumbeschuß zeigte unterhalb von 2 keV eine gute Übereinstimmung in Verlauf und Lage mit der Zerstäubungsausbeute. Bei höheren Energien lagen die Dichtewerte etwas niedriger. Dies hatte seine Ursache in einer Oxydschicht auf der Targetoberfläche, die vor den Messungen nicht ausreichend durch Zerstäubung gereinigt worden war. Der Einfluß der Oxydschicht auf die Zerstäubungsausbeute und Dichte wird in Ref. /58/ beschrieben.

Da in der Reihenfolge D, He, H gemessen wurde, trat die oben beschriebene Abweichung der Dichte von der Zerstäubungsausbeutekurve nicht auf bei Beschuß mit Wasserstoff. Im Bereich von 80 eV bis zu 8 keV stimmten dort die Kurven gut überein.

Ein geringer Unterschied in der Fe-Dichte bei gleicher Energie pro Ion konnte bei der Zerstäubung mit H- bzw. D-Ionen verschiedener Masse festgestellt werden. Schwere Molekülionen lieferten ein höheres Fluoreszenzsignal. Dieser Effekt könnte durch nichtlineare Prozesse bei der Ausbildung der Kaskaden im Festkörper hervorgerufen werden. Eine Einwirkung von zwei oder drei Atomen zum selben Zeitpunkt an einem Ort kann nicht vollkommen auf binäre Prozesse zurückgeführt werden.

5.3.3 Messung an Edelstahl 316

Im Tokamak können nur nichtmagnetische Fe-Legierungen verwendet werden. Es ist deshalb zu klären, wie sich die Gesamtdichte zur Fe-Dichte verhält, welche mit der Laser induzierten Fluoreszenz bestimmt wird. Es wurden die gleichen Parameter wie bei der Reineisenmessung eingestellt, d.h., daß das Target mit H, D und He-Ionen im Energiebereich von 80 eV bis 8 keV beschossen wurde. In Abb. 20 sind die Meßergebnisse dargestellt. Für die Auswertung wurde angenommen, daß keine Legierungskomponente an der Oberfläche bevorzugt zerstäubt wurde und deshalb die Fe-Dichte nur 70 % der Gesamtdichte betrug. Der Eisenanteil in Edelstahl 316 liegt bei 70 % ($X_{Fe} = 0,7$). Entsprechend mußte die Dichteskala auf der rechten Seite der Kurve in Abb. 20 verschoben werden ($Y = 1$ entspricht $n_1^* = 0,7$). Bei unveränderter Eichung wurde auch in diesem Fall eine gute Übereinstimmung der Dichtekurven mit dem Verlauf der Zerstäubungsausbeuten für die drei Ionenarten über den gemessenen Energiebereich gefunden.

5.3.4 Messung an Inconel 600

Die Abhängigkeit der Zerstäubungsausbeute und der Dichte von der Legierungskomponente wurde an Inconel 600 überprüft, in dem das Eisen nur einen Anteil von 6-10 % ($X_{Fe} = 0,06 - 0,1$) besitzt. Die Dichteskala in Abb. 21 wurde auf $n_1^* = 0,08$ bei $Y = 1$ verschoben. Bei der Zerstäubung mit He- und D-Ionen wurde auch hier eine Übereinstimmung der Zerstäubungsausbeute- und Dichtekurve beobachtet. Die Werte der Wasserstoffmessung lagen bei der Nachweisgrenze von $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

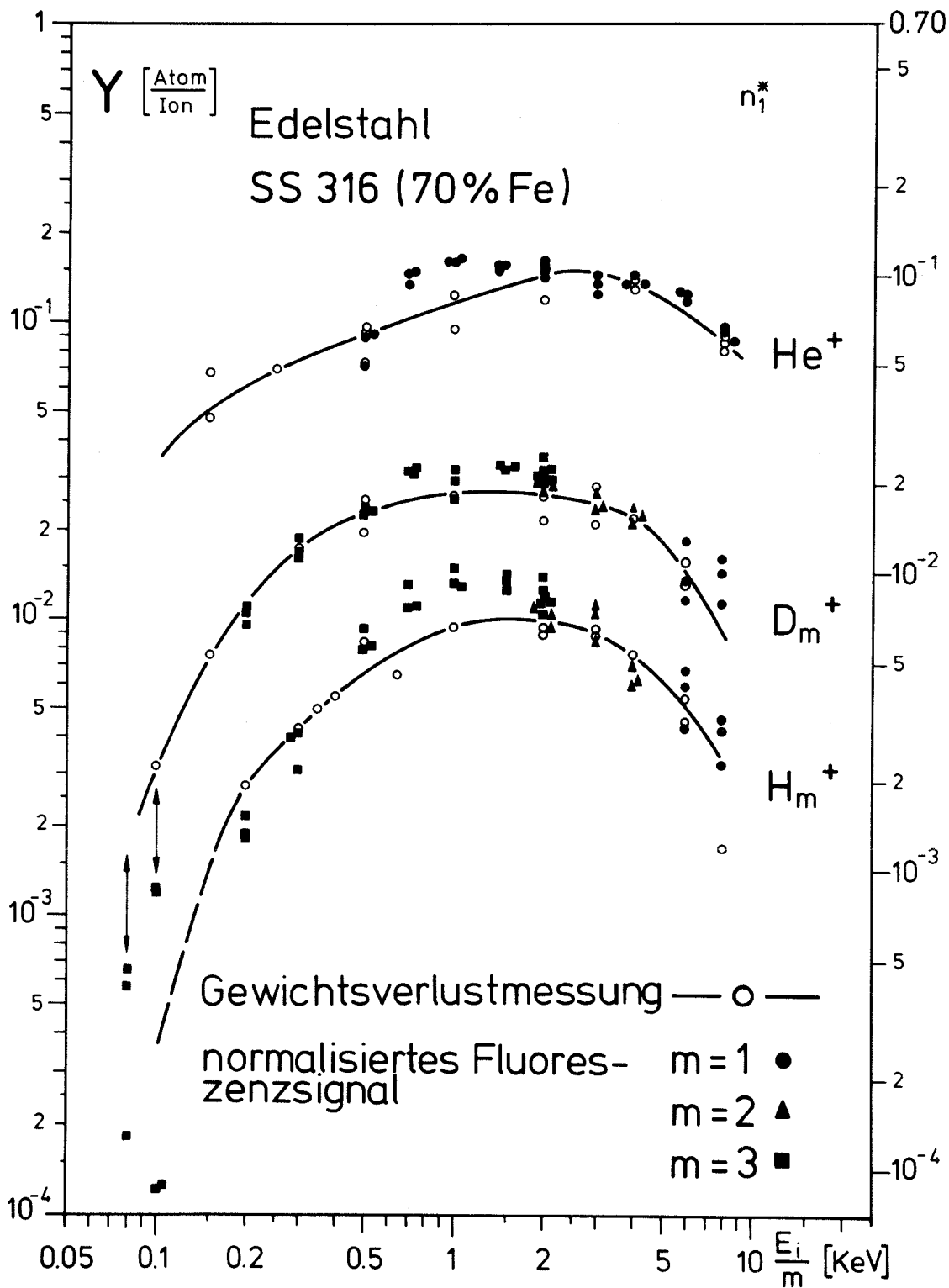


Abb. 20 Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Edelmetall 316 und der Dichte von Fe-Atomen bei Beschuß mit He, D und H-Ionen

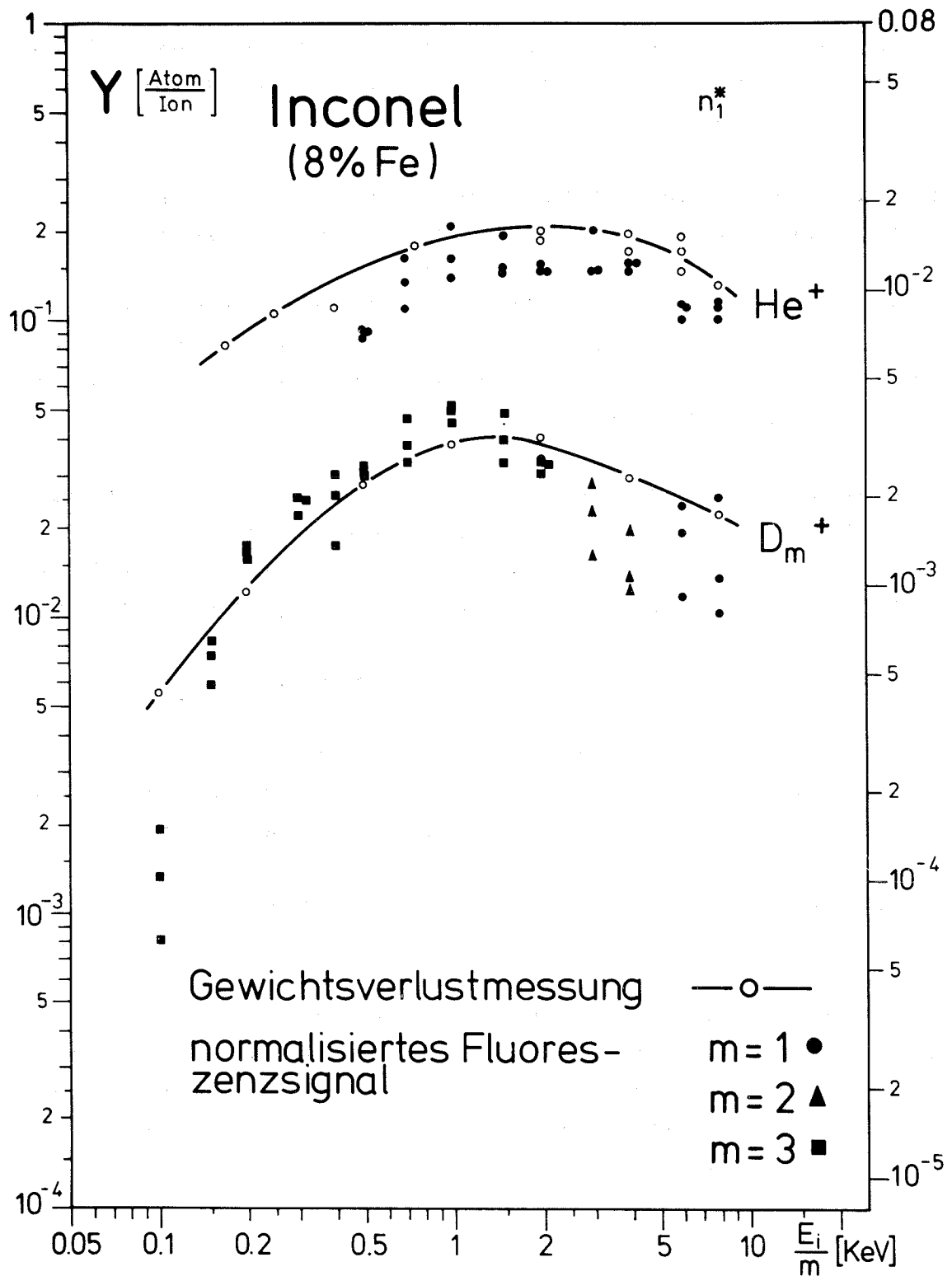


Abb. 21 Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute von Inconel 600 und der Dichte von Fe-Atomen bei Beschuß mit He- und D-Ionen

5.3.5 Abhängigkeit des Konversionsfaktors zwischen Fluß- und Teilchendichte von der Energie und Masse leichter Ionen.

Der absolute Wert des Konversionsfaktors zwischen Flußdichte und Dichte im Grundzustand zerstäubter Fe-Atome läßt sich aus den Messungen der Besetzungsdichteverteilung (Kap. 5.1) und der mittleren Geschwindigkeit (Kap. 5.2) ermitteln. Dieser Wert wurde ermittelt für Ionenenergien von einigen keV und hängt von der Ionenmasse nicht ab.

Aus dem Verhältnis der Besetzungsdichte im Grundzustand a^5D_4 zur Gesamtdichte $n_I/n_I = 0,55$ und der mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}$ ($R/z \rightarrow \infty$) = 2450 m/s (bei unendlich ausgedehnten Quellen) ergibt sich der Konversionsfaktor zu

$$F = \bar{v} n_I/n_I = 4,45 \text{ km/s} \quad (\text{für Eisen})$$

Berücksichtigt man die gemessenen, gegenüber dem theoretischen Wert kleineren mittleren Geschwindigkeiten, so ist der Konversionsfaktor bis zu 25 % geringer.

Der nahezu übereinstimmende Kurvenverlauf der Zerstäubungsausbeute und der Eisendichte im Grundzustand in den Abbildungen 19 - 21 besagt, daß der Konversionsfaktor F praktisch konstant bleibt in einem Energiebereich von 200 eV - 8 keV bei Beschuß mit H, D und He-Ionen. Dies gilt für Reineisen, wie auch für die beiden untersuchten Legierungen. Unterhalb von 200 eV Ionenenergie beträgt die Meßungenauigkeit bis zu ± 50 %.

Innerhalb dieses Meßfehlers zeigen sich keine Änderungen im Konversionsfaktor.

Betrachtet man die einzelnen Faktoren im Konversionsfaktor, so kann ausgeschlossen werden, daß diese eine gegenläufige Abhängigkeit von der Energie unterhalb von 2,5 keV besitzen. Bei kleiner werdenden maximal übertragbaren Energien des Ions auf das Metallatom muß die mittlere Geschwindigkeit abnehmen. Weiterhin sollte bei kleineren Geschwindigkeiten der Grundzustand stärker besetzt werden (Kap. 5.4). Insgesamt sollte der Konversionsfaktor also abnehmen. Für Eisen wird eine solche Abnahme erst bei relativ kleinen Energien erwartet, da es eine im Vergleich zu anderen Metallen (z.B. Ti, Zr) kleinere Bindungsenergie besitzt.

Die beobachtete Unabhängigkeit der Besetzungsverteilung vom Targetmaterial und die Ähnlichkeit der mittleren Geschwindigkeiten bei vergleichbaren Targetmassen spiegelt sich in dem Verhalten des Konversionsfaktors wieder, dessen Wert sich auch für die Legierungen Edelstahl 316 und Inconel 600 nicht ändert. Das Meßsignal mußte lediglich mit dem Legierungsanteil gewichtet werden.

Bei den beschriebenen Untersuchungen trafen die Ionen senkrecht auf die Probenoberfläche. Diese wurde vor Beginn der Messungen durch Zerstäubung gereinigt. Der Einfluß des Auftreffwinkels der Primäratome sowie des Oberflächenzustandes, z.B. aufgrund der Adsorption von Gasen wurde hier nicht im einzelnen untersucht.

In Ref. /21/ und /59/ wird jedoch gezeigt, daß die Zerstäubungsausbeute eine starke Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Ionen besitzt, die allerdings bei kleinen Einschußenergien und für schwerere Ionen abnimmt.

Da sich der Prozeß der Zerstäubung bei schrägem Einschub ändern kann, sind auch unterschiedliche Besetzungsdichteverteilungen und mittlere Geschwindigkeiten möglich. Das Ion kann auf ein Oberflächenatom Impuls übertragen, der zur Zerstäubung führt (direct knock on atoms). Die Energie der zerstäubten Atome liegt dann in der Nähe der maximal übertragbaren Energie. Für Primärenergien < 1 keV (im Tokamak) ist die Erhöhung der Zerstäubungsausbeute für kleinere Winkel nicht sehr ausgeprägt und eine stärkere Änderung des Konversionsfaktors ist ebenfalls nicht zu erwarten.

Wichtiger ist der Einfluß der Sauerstoffbedeckung auf die Zerstäubungsausbeute. Dies wurde mit der Laser induzierten Fluoreszenz für verschiedene Ionenarten auf Eisen detailliert untersucht /58/. Es wurde ein Abfall der Dichte im Grundzustand um einen Faktor 15 und der Zerstäubungsausbeute um 10 für eine mit Sauerstoff belegte Oberfläche gefunden. Die Besetzungsdichte der metastabilen Zustände erhöhte sich um einen Faktor 2 - 3. Die Geschwindigkeitsverteilungen in den verschiedenen Energiezuständen wurde für diesen Fall nicht gemessen.

Falls im Tokamak keine reine Oberfläche angenommen werden kann, muß die Besetzungsdichteverteilung und die mittlere Geschwindigkeit gemessen werden, um den Gesamtfluß der zerstäubten Metallatome zu ermitteln. In den meisten Fällen, besonders bei Messungen am Limiter und am Divertor, (d.h. bei hohen Wasserstoffflußdichten) kann jedoch der hier ermittelte Konversionsfaktor F verwendet werden, um mit ausreichender Genauigkeit die Flußdichte aus der Dichte im Grundzustand zu berechnen. Bei sehr geringen Energien der auf die Wand treffenden Wasserstoffatome ($kT_i < 100$ eV) kann es jedoch erforderlich sein, einen kleineren Konversionsfaktor als 4,45 km/s zu wählen.

5.4.5 Geschwindigkeitsverteilung zerstäubter Metallatome (Modell)

Die Besetzungsdichte und die Geschwindigkeitsverteilung für neutrale Eisenatome im Grundzustand a^5D und angeregten Zustand a^5F weichen deutlich von einander ab. Diese Ergebnisse lassen sich zum Teil durch ein Modell erklären, welches im folgenden Abschnitt beschrieben wird /60/.

Die Metallatome an der Oberfläche erhalten durch Stöße der Primärionen oder benachbarter Atome (Stoßkaskaden) eine solche Energie, daß sie die Oberflächenbindungsenergie überwinden können. Im Festkörper liegt eine metallische Bindung vor. Durch quasifreie Elektronen im Metallgitter, die den Raum zwischen den positiven Metallionen ausfüllen, werden diese zusammengehalten /16/. Das zerstäubte Metallion durchläuft zunächst einen Bereich, in dem es in einem hoch angeregten Zustand ein Elektron aufnimmt. Durch strahlungslose Übergänge dieses Elektrons wird Energie an den Festkörper abgegeben und das Atom stufenweise abgeregt. Dies geschieht in einem Bereich von $\sim 0,4$ nm an der Oberfläche /61/, in dem die Wechselwirkungsprozesse (strahlungslose Übergänge) sehr schnell ablaufen ($\sim 10^{-14}$ s). Der Anregungszustand der zerstäubten Atome hängt damit von deren Verweilzeit, d.h. von deren Geschwindigkeit und Richtung in der Wechselwirkungszone ab. Praktisch bedeutet dies, daß nahezu alle zerstäubten Atome aus der Oberfläche im Grundmultiplett heraustreten.

Sobald das Atom die Wechselwirkungszone für strahlungslose Übergänge durchlaufen hat, sind nur noch erlaubte, strahlende Übergänge möglich. Unter der Annahme, daß sich

die zerstäubten Metallatome nach Verlassen der Oberfläche stoßfrei bewegen, ist dann bereits die endgültige Besetzungsverteilung festgelegt, die sich nach dem Abklingen der Emissionsstrahlung einstellt. Um nur in diesem stationären Zustand die Geschwindigkeits- und Besetzungsdichteverteilung mittels Laser induzierter Fluoreszenz zu messen, wurde das Beobachtungsvolumen genügend weit von der Oberfläche entfernt. Darin liegt ein weiterer Vorteil dieser Meßmethode gegenüber anderen, die das Emissionslicht analysieren. Falls z.B. Kaskadenübergänge erfolgen, muß dies in einem Modell berücksichtigt werden /62/, /63/, /52/. Die Messungen der Besetzungsdichteverteilung von zerstäubten Eisenatomen mittels Laser induzierter Fluoreszenz ergaben für den stationären Zustand (Verteilung über die metastabilen Zustände), daß sich weniger als 2 % der Fe-Atome nicht im Grundmultiplett a^5D befanden. Damit wird im wesentlichen die hier beschriebene Modellvorstellung der Wechselwirkung unterstützt.

Bisher wurde hauptsächlich die Geschwindigkeitsverteilung positiver zerstäubter Sekundärionen theoretisch behandelt /41-44/, /64/ und gemessen /65/. Das Verhältnis der Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen im ionisierten Zustand $f^+(v)$ zu derjenigen im Grundzustand $f_0(v)$ läßt sich darstellen durch das Produkt

$$P(v) R(v) = \frac{f^+(v)}{f_0(v)} \quad (5.22)$$

$P(v)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein zerstäubtes Atom mit der Geschwindigkeit v in den angeregten Zustand gelangt. $R(v)$ ist die Wahrscheinlichkeit dieses

Teilchens, den angeregten Zustand ohne strahlungslosen Übergang zu überleben. Beide Wahrscheinlichkeiten lassen sich nicht trennen und zeigen eine exponentielle Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der zerstäubten Atome.

Diese Vorstellungen werden übertragen auf die Zerstäubung angeregter neutraler Atome /66/, /67/, /63/. Dort wird im allgemeinen angenommen, daß $P(v)$ nur schwach von der Geschwindigkeit abhängt und $R(v)$ beschrieben werden kann durch

$$R(v) = \exp\left(-\frac{A}{av}\right) \quad (5.23)$$

A stellt eine Übergangsrate durch strahlungslose Übergänge und $1/a$ eine charakteristische Länge der Wechselwirkungszone dar /63/, /66/, /68/. In Abb. 22 ist das Verhältnis der Geschwindigkeitsverteilungen im angeregten metastabilen Niveau a^5F_5 zum Grundzustand a^5D_4 aufgetragen.

Das Verhältnis zeigt für große Geschwindigkeiten eine exponentielle Abhängigkeit mit $A/a = 1,31 \times 10^4$ m/s. Unterhalb von 1700 m/s ($E_a = 0,86$ eV) bleibt das Verhältnis der Geschwindigkeitsverteilungen und damit das Produkt beider Wahrscheinlichkeiten konstant. Oberhalb von 2500 m/s läßt sich die Kurve in Abb. 22 beschreiben durch die Beziehung

$$\frac{n_x}{n_1} = \frac{g_x}{g_1} \exp\left(-\frac{E_a}{kT_a^x}\right) \exp\left(-\frac{A}{av}\right) \quad (5.24)$$

In diesem Bereich lassen sich die beiden Wahrscheinlichkeiten trennen und $P(v)$ kann durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden /61/, /65/. Die darin enthaltende

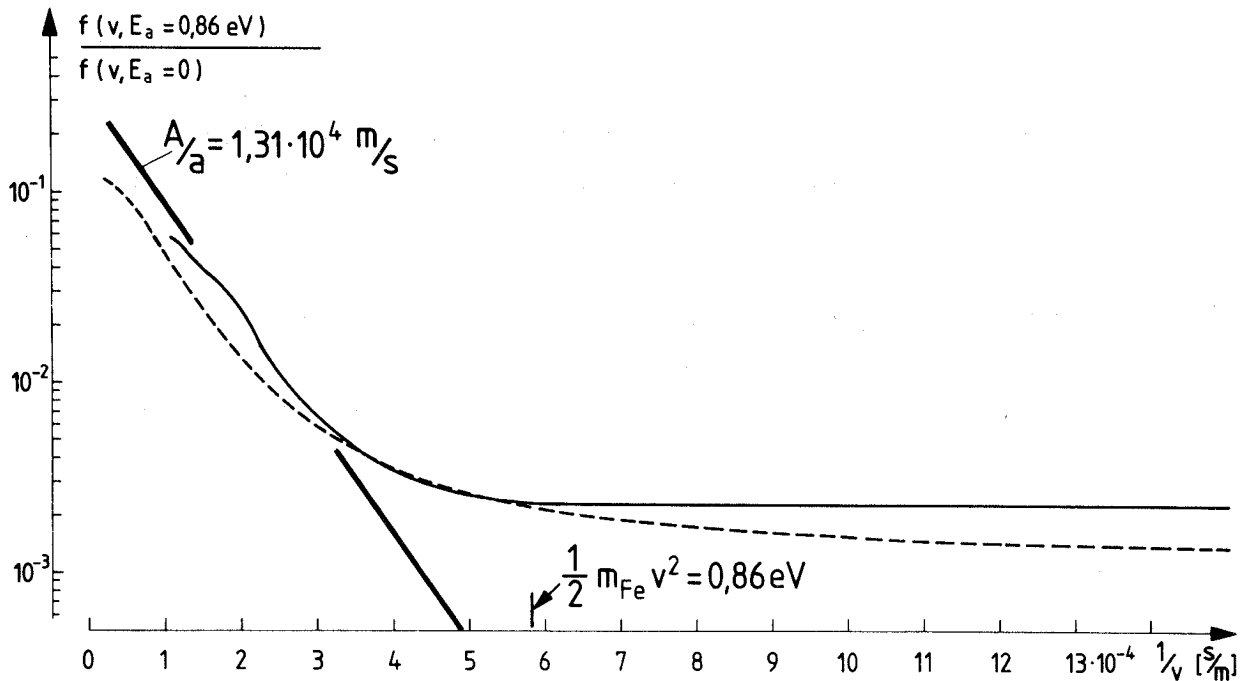


Abb 22) Verhältnis der Geschwindigkeitsverteilungen im angeregten metastabilen Zustand a^5F_5 zum Grundzustand a^5D_4

- Thompson Gleichung (Gl. 5.10) mit $E_b = 20 \text{ eV}$ und $E_b = 4.3 \text{ eV}$
- in die Meßpunkte der Abbildungen 15 und 18 hineingelegte Kurven
- $\exp(-A/a \cdot v)$

Anregungstemperatur $T_a^* = 1550 \text{ K}$ ergibt sich aus dem geschwindigkeitsunabhängigen Teil der Kurve, wenn man annimmt, daß dort der Faktor $A/a = 0$ wird und die Wahrscheinlichkeit $R(v) = 1$ ist /65/. Die bei der Dichtemessung ermittelte höhere Anregungstemperatur von 2000 K ist bedingt durch den Anstieg der Wahrscheinlichkeit $R(v)$ bei hohen Geschwindigkeiten.

Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen angeregter Barium Atome ($E_a = 1.2 \text{ eV}$ und 1.4 eV) bei der Zerstäubung eines BaF_2 Targets durch 15 keV Ar^+ -Ionen führten zu Ergebnissen, die eine gute Übereinstimmung mit den Untersuchungen an Eisen zeigen. /69/.

Die Geschwindigkeitsverteilungen in der Feinstruktur des Grundzustandes zeigten für Eisen (a^5D_0 , $E_a = 0,12$ eV und a^5D_4 , $E_a = 0$ eV) sowie für Zirkon (a^3F_3 , $E_a = 0,07$ eV und a^3F_4 , $E_a = 0,2$ eV) /70/ keinen Unterschied. Hier liegt jedoch jeweils die gleiche elektronische Konfiguration zugrunde.

6.0 Anwendung der Laser induzierten Fluoreszenz am ISX-B Tokamak

Auf Einladung des Oak-Ridge National Laboratory, USA, konnte die im Labor getestete Meßanordnung, - Farbstofflaser und Beobachtungssystem -, am ISX-B Tokamak zum erstenmal eingesetzt werden.

Das komplette System zur Messung der Fe-Dichte mittels Laser induzierter Fluoreszenz, - Laser, Spektrometer zur Wellenlängenbestimmung, Multiplier, Interferenzfilter und optische Komponenten-, wurden zu diesem Zweck in die USA verschickt. In zwei Zeiträumen von insgesamt 4 1/2 Monaten zwischen September 79 und März 80 wurden die Untersuchungen durchgeführt. Ziel war die Anwendung der Meßmethode zur Bestimmung der Flußdichte von Metallatomen unter realistischen Bedingungen an einem Tokamak. Zunächst sollten dort die Zuverlässigkeit des Systems überprüft und die Nachweisgrenzen ermittelt werden, die durch das Plasmaleuchten und das Magnetfeld beeinflusst werden. Die gesammelten Erfahrungen sollten für nachfolgende Messungen an ASDEX, Wendelstein VII und TEXTOR verwertet werden.

In den folgenden Kapiteln werden der Versuchsaufbau, spezielle Probleme der Messungen am Tokamak ISX-B mittels Laser induzierter Fluoreszenz (Absoluteichung, Zeeman Effekt) beschrieben und die Meßergebnisse dargestellt.

6.1 Charakteristische Daten des Tokamaks ISX-B

Die charakteristischen Daten des ISX-B Tokamaks sind in der Tabelle III aufgelistet. Das Vakuumgefäß besitzt

einen rechteckigen Querschnitt und besteht aus Edelstahl 304. Das Plasma wird begrenzt durch Limiter. Der äußere Limiter hat eine Pilzform und ist verschiebbar. Die anderen Limiter sind Stangen, ebenfalls aus Edelstahl 304. Gegen Ende der Versuchsserie wurde der äußere Stahl Limiter durch einen TiC beschichteten Limiter ersetzt. Während der Messungen mit Laser induzierter Fluoreszenz wurde dem Plasma nur durch ohmsche Heizung Energie zugeführt.

Großer Radius (Torus) $R = 93 \text{ cm}$

Kleiner Radius (Plasma) $r = 27 \text{ cm}$

Durch einen pilzförmigen Limiter an der Außenseite wird das Plasma begrenzt. An den anderen Seiten befinden sich stangenförmige Schutzlimiter
(im Versuch kreisförmiges Plasma)

Toroidalfeld (maximal) $B = 1,8 \text{ T}$
(im Versuch) $= (1,15 - 1,35) \text{ T}$

Plasmastrom (maximal) $I_p = 200 \text{ kA}$
(im Versuch) $= (120 - 140) \text{ kA}$

Elektronendichte $n_e = (1 - 4) 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Elektronentemperatur $T_e = (0,6 - 1) \text{ keV}$
effektive Ladung: $Z_{\text{eff}} = 1.5 - 3$

Tabelle III) Experimentelle Daten von ISX-B

6.2 Experimenteller Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenz an ISX-B

Der experimentelle Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenz am ISX-B Tokamak ist in Abb. 23 dargestellt. Im Experimentierzeitraum wurde ein im Querschnitt kreisförmiges Plasma erzeugt, welches an der Außenseite durch einen pilzförmigen Limiter aus Edelstahl begrenzt wurde.

Der Laser befand sich außerhalb des Abschirmbereiches, so daß ein Zugang während des Betriebs des Tokamaks möglich war.

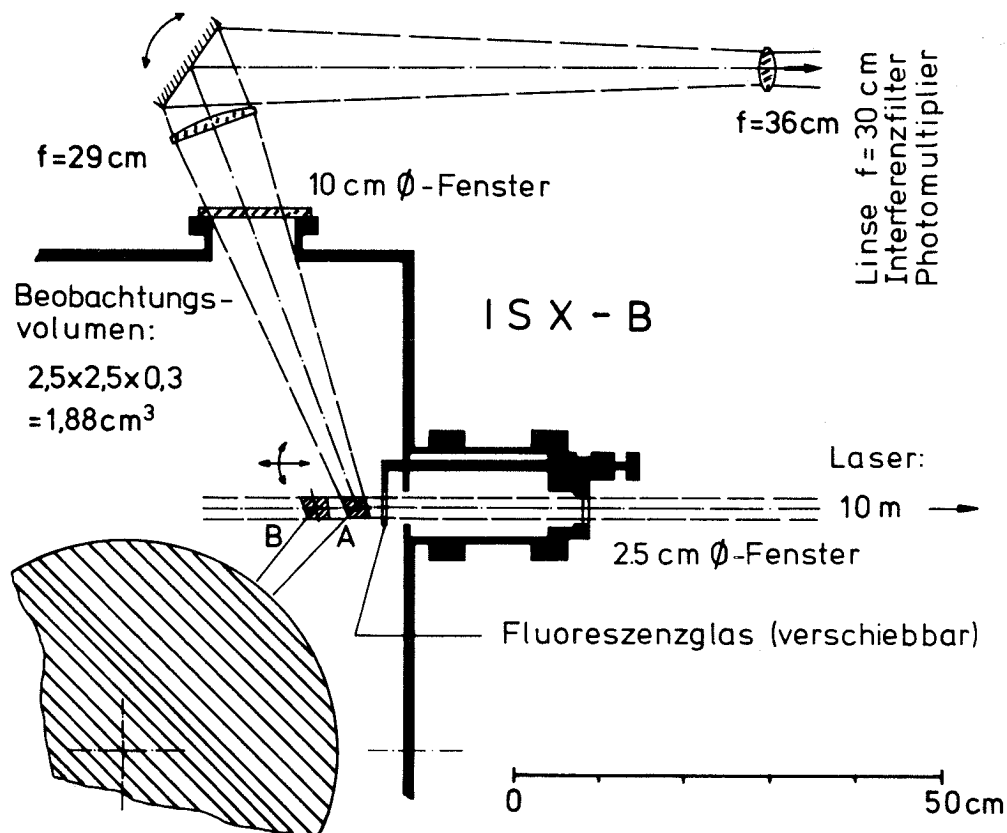


Abb. 23) Experimenteller Aufbau der Laser induzierten Fluoreszenz an ISX-B

Es war keine Fernsteuerungseinrichtung erforderlich und eine Optimierung der Laserleistung, sowie ein Verstellen der Wellenlänge jederzeit möglich.

Über Spiegel und Rohrleitungssysteme zur Sicherung gegen UV-Streulicht, gelangte das Laserlicht nach etwa 10 m senkrecht auf ein 30 cm über der Mittelebene des Torus liegendes Eintrittsfenster mit 2,5 cm Durchmesser. Der Strahlquerschnitt betrug an dieser Stelle $2,5 \times 0,3 \text{ cm}^2$ und konnte noch durch Blenden eingeengt werden.

Fluoreszenzmessungen wurden durchgeführt in zwei Positionen A und B, die von der Wand 5,5 cm bzw. 11 cm entfernt lagen. Unter der Annahme, daß das Plasma durch den Pilzlimiter auf einen Radius von 27 cm begrenzt wurde, ergab sich für A ein Abstand zum Plasmarand von 15,3 cm und für B von 11,6 cm, d.h. B lag 3,7 cm näher zum Plasmarand. Der Minimalabstand von 5,5 cm zur Gefäßwand wurde gewählt, um den Einfluß auf das Meßergebnis durch ein Loch von 3,8 cm Durchmesser (19,3 cm vom Plasmarand), das erforderlich war für den Eintritt des Laserstrahls, zu verringern. Der Winkel des Laserstrahls zum Pilzlimiter betrug in der Ebene $\sim 45^\circ$.

Mit Hilfe eines Manipulators ließ sich ein Uranglas in den Laserstrahl drehen, der darauf Fluoreszenzlicht im Sichtbaren erzeugte. Im Bereich von 1 - 11 cm zur Gefäßwand ließ sich die Uranglasscheibe definiert einstellen. Wurde noch der Multiplier durch eine Lampe ersetzt, so konnte deren Wendel durch das Beobachtungssystem auf das Uranglas projiziert und so die Position des Beobachtungsvolumens im Vakuum festgelegt werden.

Das Streuvolumen wurde nahezu senkrecht zum Laserstrahl beobachtet. Das System bestand aus einer Sammellinse

unmittelbar über dem Quarzfenster, einem Spiegel, einer Feldlinse, sowie einer weiteren Sammellinse vor dem Multiplier. Das Streuvolumen wurde im Maßstab 1 : 1 in 2 m Entfernung auf einen Photomultiplier mit einer Frontkathode (Valvo 150 AVP) abgebildet, der außerhalb der Toroidalfeldspulen lag. Dadurch wurde der Einfluß des Magnetfeldes auf den Multiplier stark verringert. Der Multiplier wurde gegen elektrische Störungen abgeschirmt und war getrennt vom Gefäßpotential. Einwirkungen der Röntgenstrahlung wurden nicht beobachtet.

Das Meßsignal wurde mit einem Zweistrahloszillographen aufgenommen, welcher durch den Lasermonitor getriggert wurde. Dadurch erhielt man eine Korrelation zum Fluoreszenzsignal. In Abb. 24 ist das Schema der Meßwerterfassung an ISX-B dargestellt.

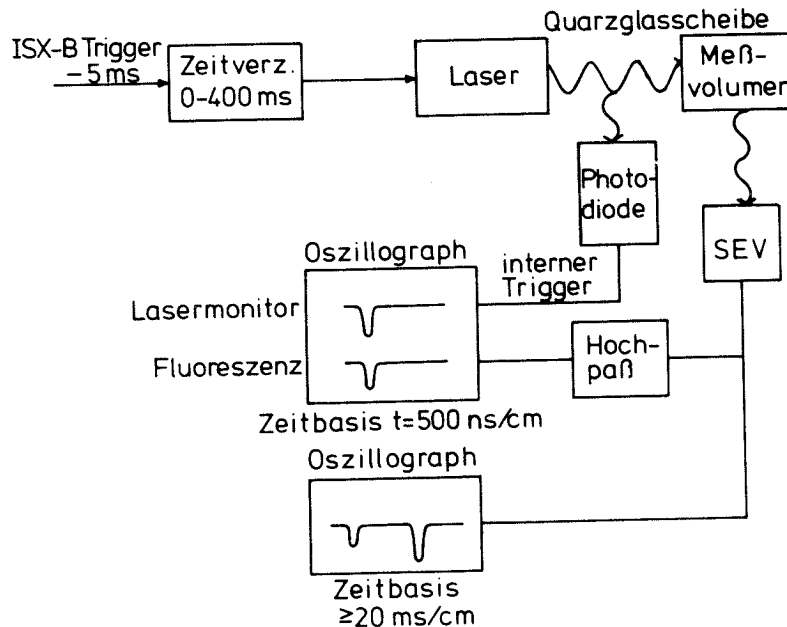


Abb. 24) Meßwerterfassung an ISX-B

Mit der Zeitverzögerung ließ sich jeder Zeitpunkt der Entladung zum Auslösen des Farbstofflaserpulses vorwählen. Auf einem Oszillographen mit langsamer Zeitbasis wurde die Untergrundstrahlung bei 382 nm während der gesamten Entladung aufgenommen (Abb. 25). Bei der Auswertung wurden nur die Fluoreszenzsignale berücksichtigt, die aus zeitlich gleich langen Entladungen stammten, gekennzeichnet durch die Signalspitze am Ende in Abb. 25. Diese entstand durch den Zerfall des Plasmas beim Durchlaufen des Beobachtungsvolumens.

Das Signal zu Beginn der Entladung entstand beim Aufbau des Plasmas. Änderungen des Untergrundsignals verliefen langsam im Vergleich zum Laserpuls. Mit einem Hochpaßfilter wurde das Fluoreszenzsignal vom Untergrund getrennt und eine hohe Empfindlichkeit bei der Meßwerterfassung auch zu Beginn der Entladung erreicht. Abb. 26 zeigt ein typisches Lasermonitorsignal und ein typisches Fluoreszenzsignal.

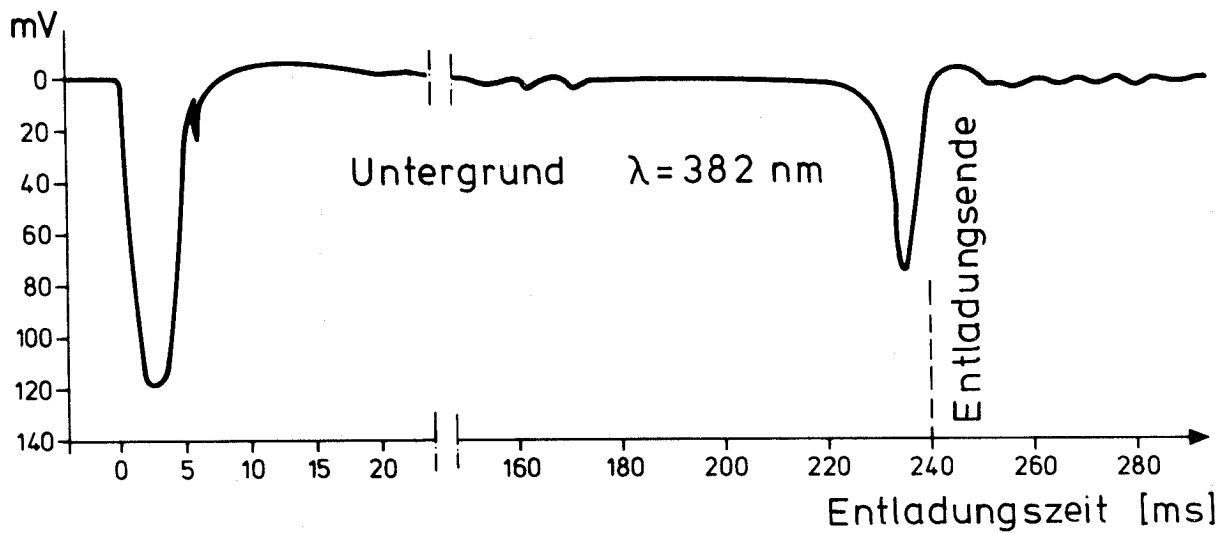


Abb. 25) Untergrundsignal bei der Beobachtungswellenlänge 382 nm über eine Entladung

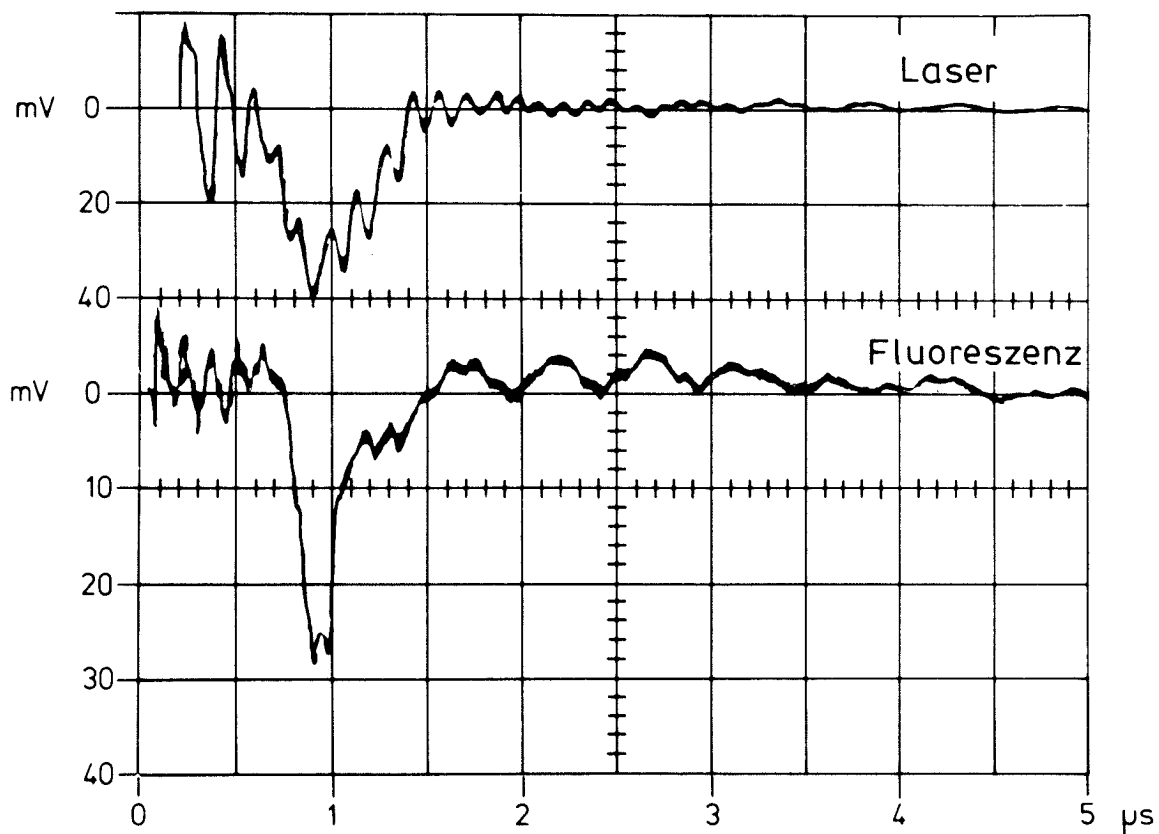


Abb. 26) Lasermonitor- und Fluoreszenzsignal

Während der Tokamakentladung lieferte der Farbstofflaser nur einen Puls. Eine Meßserie mußte deshalb bei möglichst gleichartigen Entladungen aufgenommen werden.

Gegenüber den Messungen an Eisen im Labor muß im Tokamak noch der Einfluß des Magnetfeldes berücksichtigt werden. Durch den Zeeman Effekt wurden die Übergangslinien des Eisens aufgespalten. Dieses Problem wird in Kapitel 6.3.2 näher beschrieben. Zur Anregung der Fe-Atome sollte der E-Vektor des Laserlichtes parallel zur Magnetfeldkomponente liegen, um die unverschobene π -Komponente des Übergangs anzuregen. Der räumliche Aufbau des Lasers ließ dies nicht zu und es stand während der Messungen kein $\lambda/2$ Plättchen für UV Licht zur Verfügung. Somit wurden die Messungen auf einer der σ -Komponenten durchgeführt. Die Schwankungen des toroidalen Magnetfeldes während der Entladung lagen unter 10 %, so daß die Lage der σ -Komponente der Pumplinie unverändert blieb.

6.3 Messungen von neutralem Eisen mittels Laser induzierter Fluoreszenz

Im ISX-B Tokamak sollte die Dichte und die Geschwindigkeitsverteilung von neutralen Eisenatomen in der Nähe der Wand bestimmt werden. Dazu mußte das Fluoreszenzsignal in Dichteeinheiten kalibriert werden.

6.3.1 Absoluteichung der Dichte aus dem Fluoreszenzsignal in Dichteeinheiten.

In der Bestimmung der Absolutdichte aus dem Fluoreszenzsignal gehen Laser abhängige Größen, wie z.B. die Sättigung und räumliche Verteilung der Intensität (Homogenität) des Laserstrahls, als auch spektroskopische Daten des Eisenübergangs und geometrische Größen der Meßanordnung ein. Weiterhin muß der Einfluß des Magnetfeldes berücksichtigt werden. Die Dichte wurde nach folgender Gleichung ermittelt:

$$n = \frac{1}{X_{Fe}} n_{Fe} \quad (\eta = 1)$$

$$= \frac{1}{X_{Fe}} \frac{\sum A_{2j} - A_{21}}{A_{23}} \frac{1}{V} \frac{4\pi}{\Delta\Omega} \frac{n_T}{n_1} \frac{1}{T_1} \frac{1}{T_F} \frac{1}{QE} I_{Fl} \quad (6.1)$$

Darin sind enthalten folgende Größen:

V	= Meßvolumen im Experiment	1,9 cm ³
T ₁	= Transmission der optischen Komponenten im Beobachtungssystem	0,6
T _F	= Transmission des Interferenzfilters ($\lambda = 382$ nm)	0,27
X _{Fe}	= Eisenanteil in der Legierung (Edelstahl 304)	0,7

n_1/n_T	Besetzungsdichte des Grundniveaus a^5D_4 zur Gesamtdichte des Eisens	
	bei Zerstäubung	0,57
	thermische Verteilung	$f(T)$
QE	Quantenausbeute des Photomultipliers (AVP 150 Valvo)	0,15
$\Delta\Omega/4\pi$	Raumwinkel des Beobachtungssystems	1×10^{-3}
A_{12}	Übergangswahrscheinlichkeit der Pumplinie ($\lambda = 302,064 \text{ nm}$)	$6,1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
A_{23}	Übergangswahrscheinlichkeit der Beobachtungslinie ($\lambda = 382 \text{ nm}$)	$13,1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
$\sum A_{2j}$	Summe der Übergangswahrscheinlich- keiten vom angeregten Niveau	$22,9 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
I_{F1}	Zahl der erzeugten Photoelektronen	

Die Leistung des Lasers betrug 700 W bei einem Strahlquerschnitt von $0,75 \text{ cm}^2$. Daraus ergab sich ein Sättigungsparameter von $S = 1,3$ (Gleichung 3.4 und 3.12, Ref. /53/). Wird die Modenstruktur berücksichtigt, so verringert sich der Sättigungsparameter auf $S = 0,2$. Der Überpumpgrad η lag dann trotzdem noch nahezu bei 1 /27/.

Die Genauigkeit der Absolutmessung wird durch die homogene Ausleuchtung des Volumens bestimmt. In der benutzten Anordnung wurden keine Begrenzungen in den Laserstrahl angebracht und auch nicht die transversale Modenstruktur kontrolliert. Deshalb wurde das Streuvolumen mit einem Unsicherheitsfaktor 2 angenommen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden nur im Verzweigungsverhältnis berücksichtigt, dessen Genauigkeit mit 30 % angegeben wird. Die Transmission der optischen Komponenten wird hauptsächlich durch die Reflexion an den Oberflächen beeinflusst und der Fehler mit 15 % angesetzt. Die Unsicherheit in der Festlegung des

Raumwinkels und des Verhältnisses von n_l/n_T lag bei je 10 %. Mit Hilfe des Interferenzfilters und einer Wolframbandlampe ließ sich die Quantenausbeute des Photomultipliers bei der Beobachtungswellenlänge messen. Der Fehler wurde mit 30 % angenommen. Der mittlere quadratische Fehler ergab sich zu $G = 3$.

Gleichung 6.1 läßt sich durch Einsetzen der Werte für die Meßanordnung in ISX-B schreiben:

$$n = \frac{1}{0,7} 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot I_{Fl} \quad (6.2)$$

Das Untergrundsignal betrug im Mittel 20 Photoelektronen, somit lag die Nachweisgrenze für zerstäubte Eisenatome bei 10^6 cm^{-3} .

6.3.2 Einfluß des Zeeman Effekts auf die Messungen

Bei der Laser induzierten Fluoreszenzspektroskopie im Tokamak muß der Einfluß des starken toroidalen Magnetfeldes berücksichtigt werden (Theorie des Zeeman Effekts siehe Ref. /72/, /73/). Beim Anlegen eines Magnetfeldes präzedieren der Drehimpulsvektor J und damit gekoppelt das magnetische Moment μ_J gemeinsam um die Feldrichtung B . Dabei wird die $(2J + 1)$ -fache Richtungsentartung aufgehoben und der Energieterm spaltet in $2J + 1$ Komponenten auf, die energetisch äquidistant sind.

$$\Delta E = g_J \mu_B B \quad (6.3)$$

g_J = Landéfaktor

μ_B = Bohrsches Magnetron

Damit verbunden ist auch eine Aufspaltung der Spektrallinien, entsprechend der Gleichung:

$$\Delta\lambda = \pm \frac{\lambda^2}{4\pi c} \frac{e}{m_0} B(g_J m_J - g_J^* m_J^*) \quad (6.4)$$

Hierbei gilt die Auswahlregel $m_J = 0, +1$

m_0 = Elektronenmasse

λ = Resonanzwellenlänge

B = magnetisches Feld

m_J = magnetische Quantenzahl ($m_J = J, J-1, \dots, -J$)

Die Landéfactoren errechnen sich aus der Beziehung:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (6.5)$$

S = Gesamtspinquantenzahl

L = Gesamtbahndrehimpuls Quantenzahl.

Für den Grundzustand a^5D_4 und den angeregten Zustand y^5D_4 sind die Quantenzahlen (Nomenklatur $n^2s + lL_J$):

$$J = 4, L = 2 \text{ und } S = 2$$

Die Energieniveaus spalten in 9 Terme auf. Die Landéfactoren sind:

$$g_J = g_J^* = 1,5$$

In Abb. 27 sind die Aufspaltung der beiden Energiezustände und alle nach der Auswahlregel möglichen Spektrallinien eingezeichnet. Da die Energieabstände identisch sind, entstehen nur drei verschiedene Wellenlängen, die durch die stark ausgezogenen Linien dargestellt werden.

Es liegt der normale Zeeman Effekt vor mit der unverschobenen π -Komponente ($\Delta m_j = 0$), deren E-Feld parallel zum Magnetfeld liegt und symmetrisch dazu die beiden σ -Komponenten ($\Delta m_j = \pm 1$) deren E-Felder senkrecht zum B-Feld liegen.

Um die Komponenten anzuregen, muß neben der Wellenlänge auch das elektrische Feld des Lasers mit dem der Resonanzübergänge übereinstimmen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten spalten sich auf in

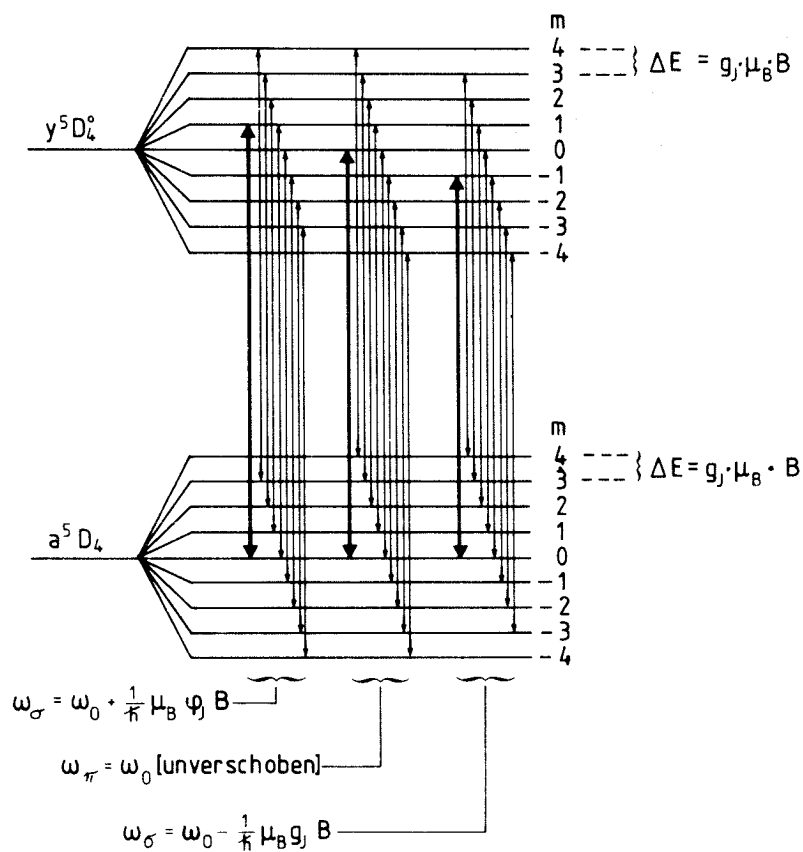


Abb. 27) Aufspaltung der Pumpline ($\lambda = 302,064 \text{ nm}$) durch das magnetische Feld (Zeeman Effekt)

Verhältnis 1 : 2 : 1, d.h. die Laserleistung müßte entsprechend erhöht werden, um einen gleichen Sättigungsparameter zu erhalten. Bei konstanter Leistung verringert sich der Überpumpgrad auf etwa 80 %. Im ISX-B betrug das Magnetfeld am Meßort 1,14 T und damit waren die σ -Komponenten bei 302,064 nm um $\pm 7,1$ pm verschoben. Bei einer Laserbreite von 10 pm war es möglich, jeweils nur eine der Zeeman-Komponenten anzuregen. Aus dem bei der Beschreibung des Versuchsaufbaus genannten Grund wurde nur eine der σ -Komponenten für die Messungen genutzt. Als letzter Punkt muß noch die Richtungsverteilung des Fluoreszenzlichtes betrachtet werden. Bei Beobachtung senkrecht zum Magnetfeld, wie im Experiment realisiert, werden die π - und die σ -Komponente des Fluoreszenzübergangs erfaßt. Bei tangentialer Betrachtung (parallel zum Magnetfeld) können nur die σ -Übergänge beobachtet werden.

6.4 Meßergebnisse an ISX-B

Untersuchungen mittels Laser induzierter Fluoreszenz am ISX-B Tokamak wurden durchgeführt in Wasserstoff- und Deuteriumentladungen. Für die Auswertung der Messungen waren gleichlange, gute reproduzierte Entladungen erforderlich (nur ein Meßpunkt pro Entladung). Die meisten Entladungen dauerten in Wasserstoff ~ 240 ms und in Deuterium ~ 200 ms. Der Plasmastrom und die mittlere Elektronendichte lag für beide Füllgase bei ~ 130 kA bzw. bei $\sim 1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Abb. 28 zeigt für eine Deuteriumentladung einen typischen zeitlichen Verlauf beider Parameter.

Mit dem breitbandigen Laser ($\Delta \lambda = 10 \text{ pm}$) wurde zunächst der zeitliche Verlauf der Dichte von neutralem Eisen über die Dauer einer Tokamakentladung für ein Wasserstoff- und Deuteriumplasma aufgenommen /71/. Die gemessenen Dichten in einem Wasserstoffplasma sind in Abb. 29 und in einem Deuteriumplasma in Abb. 30 aufgetragen, jeweils in der wandnäheren Position A.

Typisch für beide Gase in dieser Position war das geringe Dichtesignal in den ersten 20 ms und das hohe Signal 20 - 30 ms nach dem Zerfall des Plasmas. Während der Entladung lag die Dichte von neutralem Eisen unter der Nachweisgrenze. Allerdings muß einschränkend gesagt werden, daß die Wirkung von Plasmainstabilitäten nicht beobachtet werden konnte, da der Zeitpunkt ihrer Entstehung nicht vorher bestimmbar war. Im folgenden wird zunächst das Signal zu Beginn und danach das am Ende der Entladung untersucht.

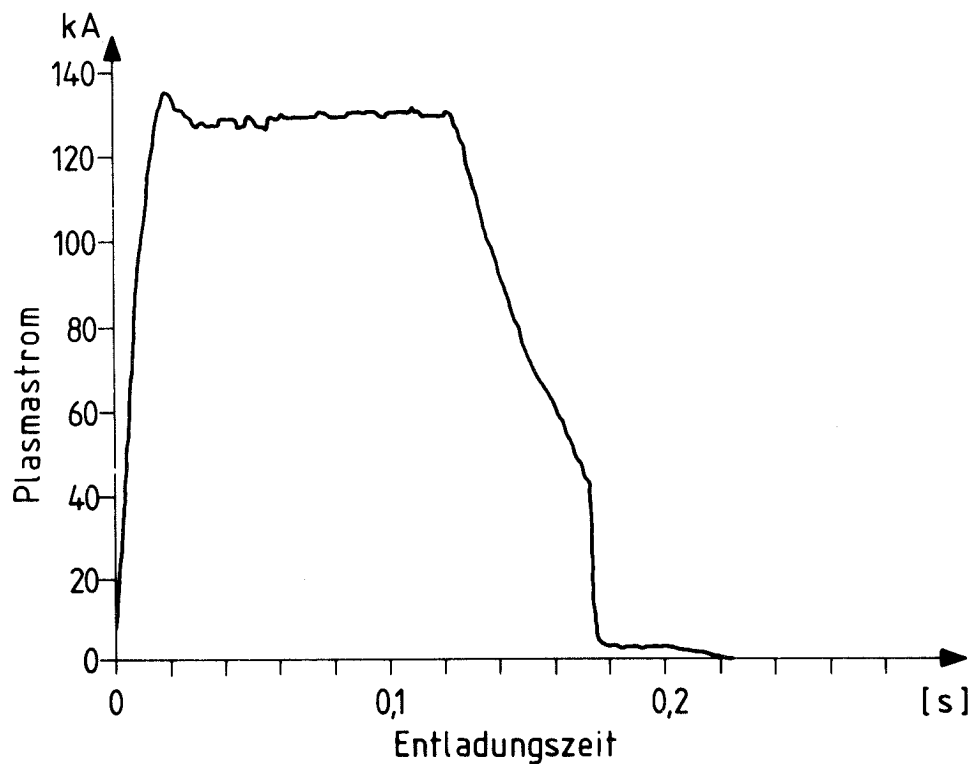
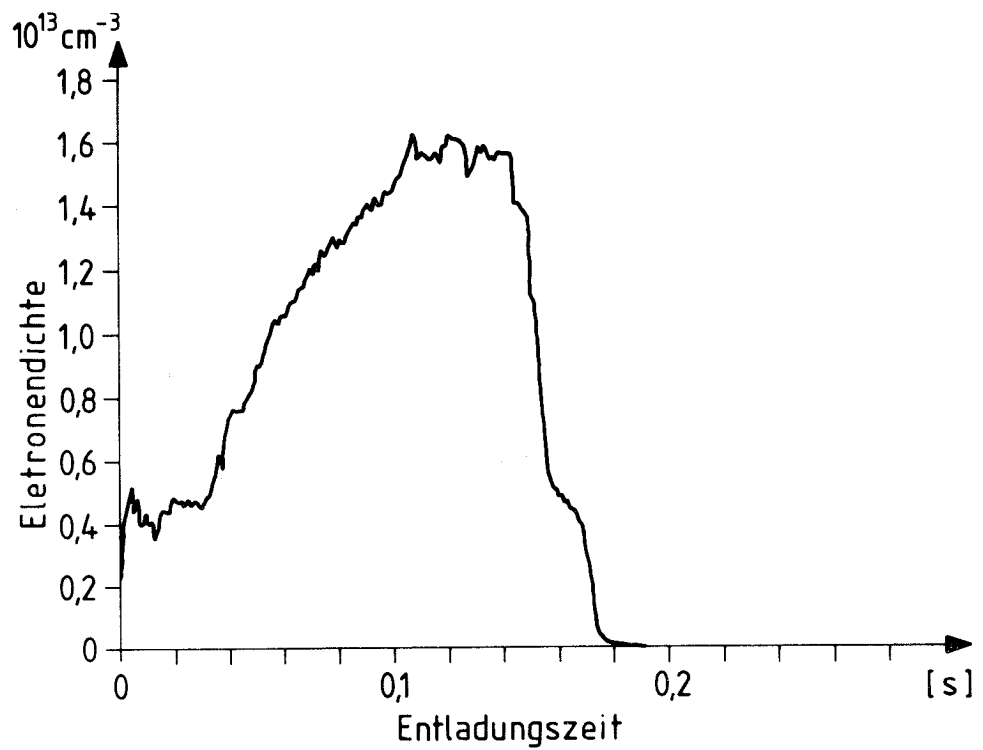


Abb. 28) Mittlere Elektronendichte und Plasmastrom in einer Deuteriumentladung von ISX-B (Entladung Nr. 19379)

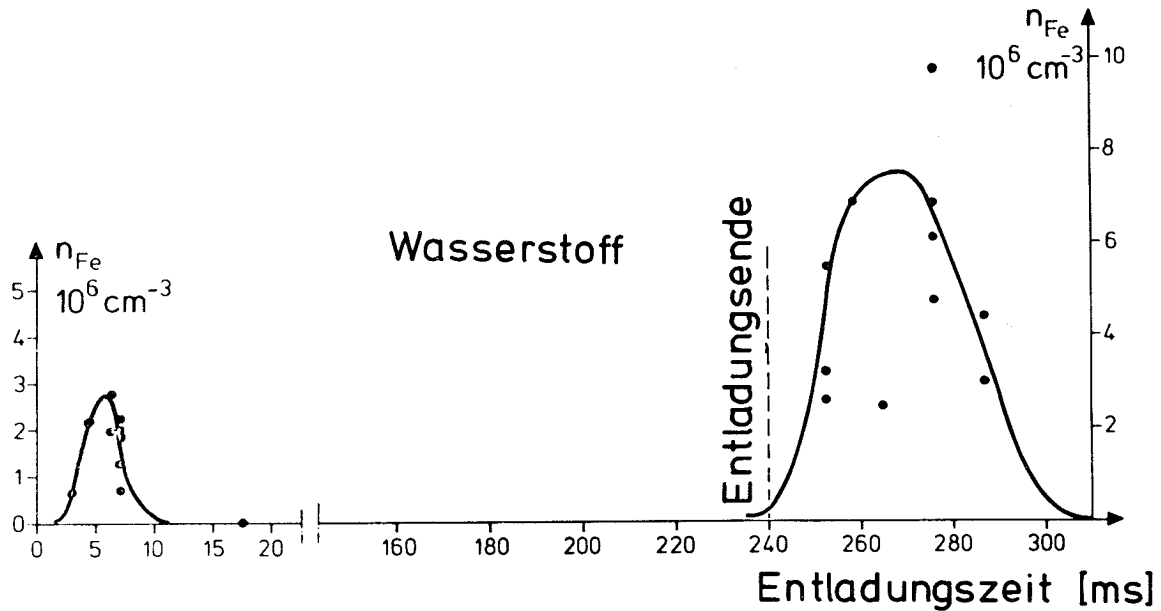


Abb. 29) Dichte von neutralem Eisen in einer Wasserstoffentladung in Position A (Entladungsnummer 18 964 - 19 000)

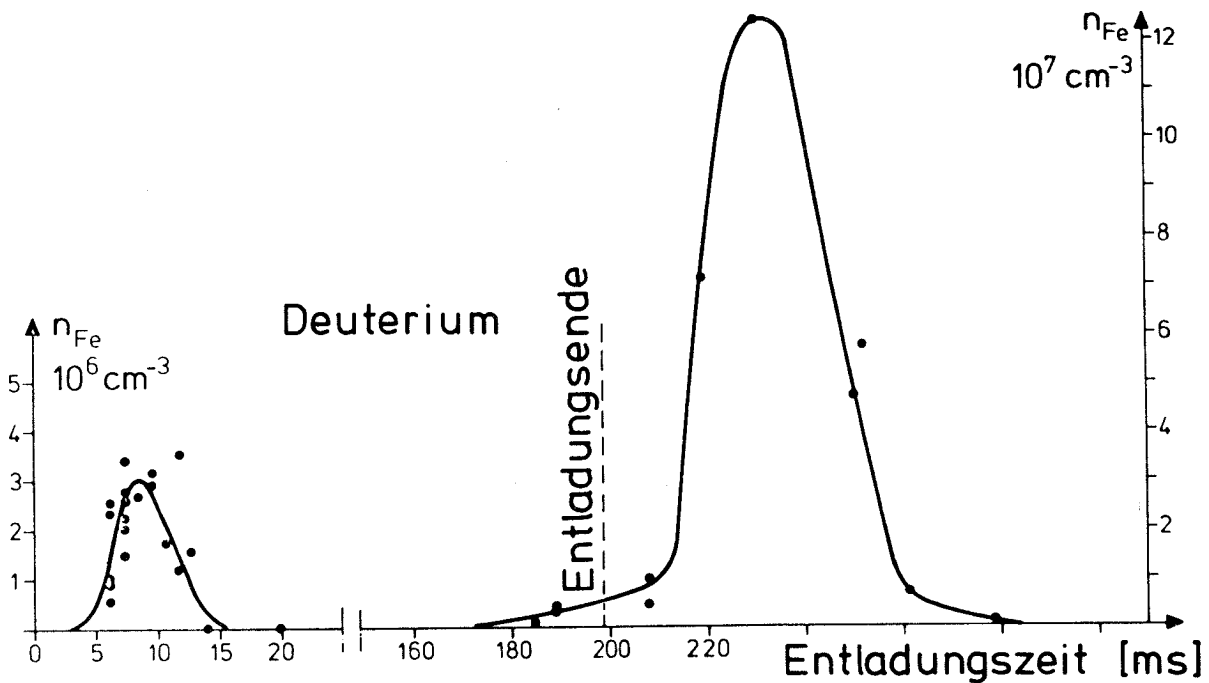


Abb. 30) Dichte von neutralem Eisen in einer Deuteriumentladung in Position A (Entladungsnummer 19 308 - 19 342)

Ein Dichtesignal in den ersten 20 ms konnte nicht beobachtet werden in der plasmanäheren Position B. Die Quelle für die nachgewiesenen Fe Atome wurde an der Wand vermutet. Eisenatome vom Limiter hätten das Plasma durchlaufen müssen, um in das Beobachtungsvolumen zu gelangen und wären sicherlich vorher ionisiert worden. Die Dichte der emittierten Wandatome sollte dann wie gemessen zum Plasmarand abnehmen. Eine Messung der Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Eisenatomen war bei den ermittelten Metalldichten von $(2,5 - 4) \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ nicht mehr möglich, da die Bandbreite der Laserstrahlung dafür auf 0,6 pm eingeengt werden mußte. Die Untersuchungen mit dem schmalbandigen Laser ließen nur für verdampfte Atome mit deren geringen Dopplerbreite ein nahezu unverändertes Fluoreszenzsignal erwarten. Das Ergebnis war jedoch negativ und das Ausbleiben eines meßbaren Signals ließ sich nur erklären mit einer breiten Geschwindigkeitsverteilung, wie sie für zerstäubte Eisenatome vorliegt.

In den Deuteriumentladungen wurden etwa 40 % höhere Metalldichten gemessen. Dieser Anstieg lag etwa um einen Faktor 2 unter den Abschätzungen, die man für den Beschuß mit Ladungsaustauschteilchen aus dem Plasma mit thermischen Energien von (100 - 200) eV erwartete.

Um die Flußdichte der zerstäubten Metallatome von der Wand zu berechnen, waren Ionisationseffekte zu berücksichtigen. Dazu mußte aber der Verlauf der Elektronendichte und -temperatur vom Plasmarand bis zur Wand bekannt sein. Im Bereich des Pilzlimiters wurde beides schon gemessen. In Ref. /51/ wurde n_e am Plasmarand (Limiterposition) mit $2,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und deren exponentielle Abfalllänge im Limiterschatten mit 2,5 cm angegeben, bzw. T_e mit (30 - 40) eV und einer

Abfalllänge von 5 cm. Mit diesen Angaben ließen sich die Ionisationslängen der zerstäubten Fe-Atome als Funktion des Abstandes vom Plasmarand errechnen. Das Verhältnis der Metallatome zwischen Position A und B von ≥ 4 führte zu einer Ionisationslänge von ~ 3 cm. Für diesen Wert wären noch Elektronentemperaturen von (10 - 20) eV und Elektronendichten von $(6 - 3) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erforderlich. Für einen kreisförmigen Plasmaquerschnitt waren die Elektronendichten und -Temperaturen aber an den Positionen A und B wesentlich kleiner und damit auch die Ionisationslängen größer als 3 cm. Die Meßergebnisse konnten nur erklärt werden durch ein nicht kreisförmiges Plasma und/oder größeren Abfalllängen. Es war deshalb sehr schwierig den Ionisationsgrad der Fe-Atome in Position A abzuschätzen, insbesondere da nur Fluoreszenzsignale in der Aufbauphase des Plasmas bei geringer Elektronendichte beobachtet wurden. Die gemessene Flußdichte in A nach 10 ms ergab mit $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ einen Wert, der unterhalb der Abschätzung aus der Flußdichte und Temperatur von neutralem Wasserstoff zur Wand lag.

Jedoch muß hier die Unsicherheit in der Bestimmung der Energieverteilung der H-Atome und der daraus resultierenden mittleren Zerstäubungsausbeute beachtet werden, die zusätzlich noch durch die Gasbelegung der Oberfläche beeinflusst wird.

Der Abfall der FeI Dichte nach 20 ms unter die Nachweisgrenze läßt nicht den Schluß zu, daß nur zu Beginn der Entladung Zerstäubung an der Wand auftrat. Falls während der konstanten Phase der Entladung (Plasmastrom konstant) die Elektronendichte und -Temperatur am Meßort oberhalb von $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bzw. 20 eV lag, so waren bei den erwarteten Metалldichten von $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ dort bereits mehr als 90 % der Fe Atome ionisiert.

Einen Hinweis für dieses Verhalten lieferten die Ergebnisse der zeitaufgelösten, über mehrere Entladungen synchron integrierenden Sammelproben /74/. Die Anzahl der Atome pro Entladung und Flächeneinheit ließen auf einen Fluß von $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ Metallatomen von der Wand schließen. In diesen Messungen wurde auch ein Maximum zu Beginn und nach der Entladung beobachtet, jedoch war der Abfall zum Minimum in der stationären Phase des Plasmas weitaus schwächer. Eine Klärung könnten Messungen mit der Laser induzierten Fluoreszenz an einfach ionisierten Eisenatomen bringen.

Der Einsatz eines TiC oder TiB₂ Limiters hatte keinen Einfluß auf das Fluoreszenzsignal von Eisen zu Beginn der Entladung. Das Signal am Ende war um 30 % kleiner. Die Verringerung könnte aber auch durch eine ungenauere Justierung hervorgerufen worden sein. Messungen mit der Laser induzierten Fluoreszenz auf einer Ti-Resonanzlinie lagen unterhalb der Nachweisgrenze, die in diesem Fall $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ war.

Das Dichtesignal am Ende bzw. nach der Entladung war deutlich größer als zu Beginn der Entladung. Nach einer Wasserstoffentladung lag die maximale Dichte der FeI Atome bei $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 29) und nach einer Deuteriumentladung bei $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 30). In der plasmanäheren Position B blieb das Fluoreszenzsignal nahezu unverändert. (Abb. 31).

Da das maximale Signal ca. 20 ms nach Ende der Entladung ($n_e \sim 0$) auftrat, waren auch vergleichbare Dichten erwartet worden.

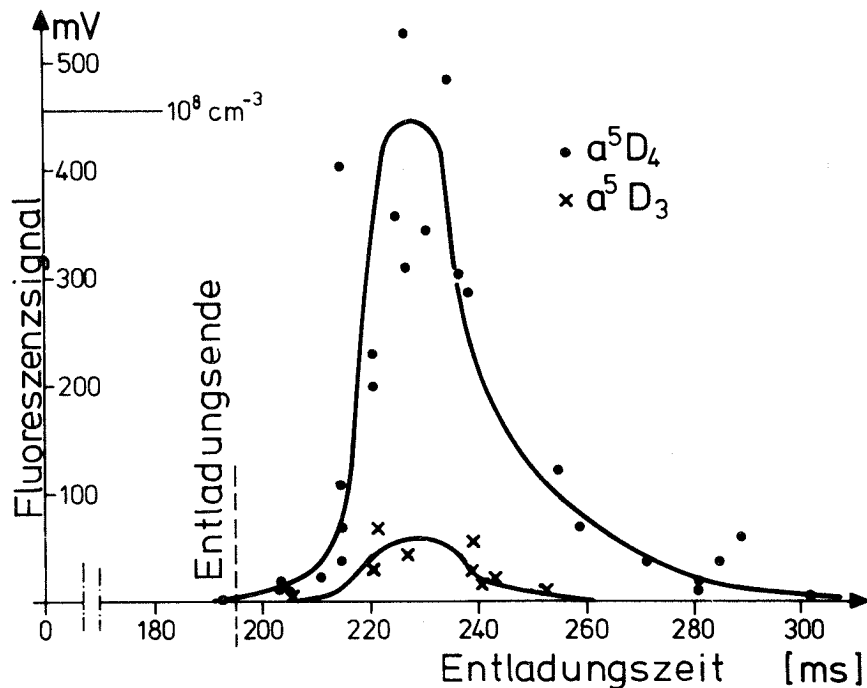


Abb. 31) Dichte von neutralem Eisen in einer Deuteriumentladung in Position B (Entladungsnummer 19352 - 19390 und 19400 - 19414)

Um das Dichtesignal nach Ende der Wasserstoff-, bzw. der Deuteriumentladung näher zu untersuchen, wurde in Position A die Bandbreite des Lasers eingengt ($\Delta\lambda \sim 0,5 \text{ pm}$) und die Geschwindigkeitsverteilung gemessen. Das Meßergebnis ist dargestellt in Abb. 32 für eine Wasserstoffentladung und in Abb. 33 für eine Deuteriumentladung. Die Meßpunkte liegen nur etwas außerhalb der Halbwertsbreite des Lasers. Mit einer

Boltzmannverteilung von 500 K ließ sich nach Faltung mit dem Laserprofil eine gute Anpassung an die Meßpunkte durchführen. Die theoretische Kurve für eine Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Fe-Atomen wurde zum Vergleich eingezeichnet (Gl. 5.12).

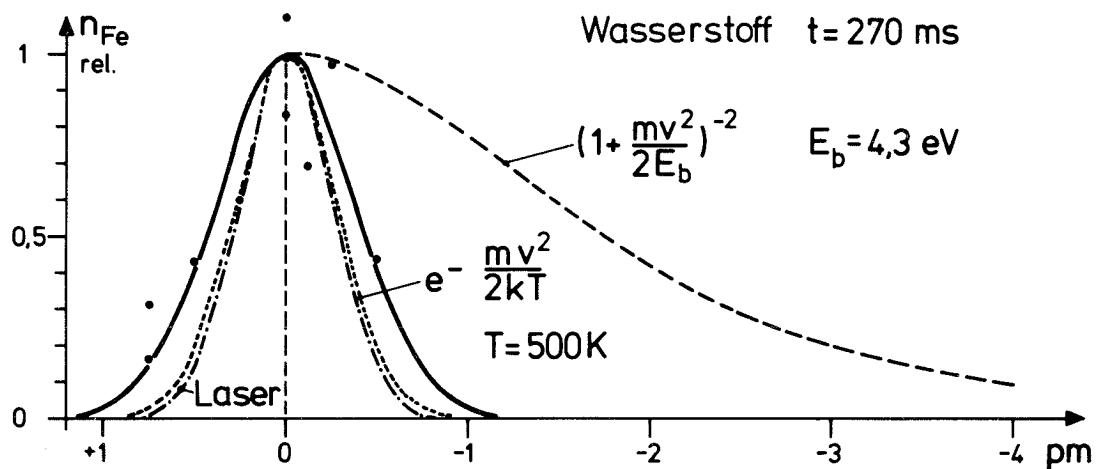


Abb. 32) Geschwindigkeitsverteilung von neutralem Eisen in einer Wasserstoffentladung

- Meßpunkte
- - - - Laserprofile, - - - - Boltzmann Verteilung bei 500 K, — gefaltetes Profil, — — — theoretische Geschwindigkeitsverteilung von zerstäubten Eisenatomen.

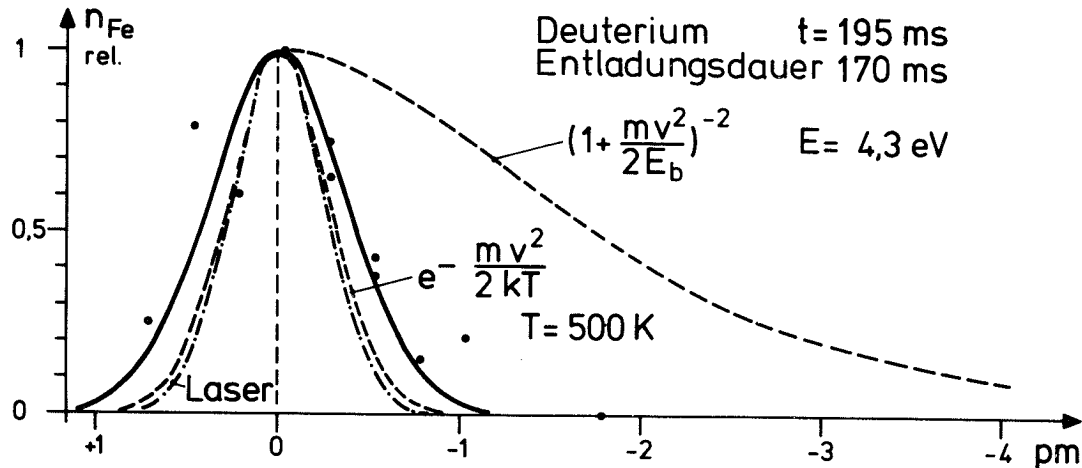


Abb. 33) Geschwindigkeitsverteilung von neutralem Eisen in einer Deuteriumentladung (Zeichenerklärung in Abb. 32)

Zur Kontrolle des thermischen Ursprungs des Dichtesignals wurde die Besetzungsdichte in dem Niveau a^5D_3 und a^5D_2 gemessen, letzteres lag bereits unter der Nachweisgrenze. Die Werte für das Niveau a^5D_3 sind in Abb. 31 eingetragen. Bei Annahme einer Boltzmann Verteilung ergab sich mit $500 - 1000 \text{ K}$ eine gute Übereinstimmung mit den Messungen der Geschwindigkeitsverteilung in den Abbildungen 32 und 33.

Das Dichtesignal nach der Entladung mit der thermischen Verteilung von 500 K ließ sich nicht durch Erhitzen einer Oberfläche erklären, z.B. des Limiters, da der Dampfdruck zu niedrig war. Zwar wurden an der Abschirmung des beweglichen Limiters Schmelzspuren gefunden und mit einer IR-Kamera hohe Temperaturen gemessen, die aber

unregelmäßig auftraten /75/. Das Dichtesignal jedoch war zu gleichen Zeitpunkten der Entladung praktisch unverändert. Zusätzlich müßten die Fe-Atome durch Stöße ihre Energie abgeben, um die gemessene Temperatur zu erhalten. Die großen Unterschiede in der Fe-Dichte zwischen den H und D-Entladungen sprachen eher für die Vorstellung, daß ein Teil des während der Entladung im Plasma angesammelten Eisens nachgewiesen wurde. Auch hier müßten nach dem Zerfall des Plasmas noch Stöße mit dem Wasserstoffgas auftreten, um die Temperatur von 500 K zu erklären. Der Anstieg im Dichtesignal für eine Deuterium-entladung wäre dann durch die erhöhte Zerstäubungsausschüttung verursacht worden.

Aufgrund des begrenzten Zeitraums für die Messungen an ISX-B war keine Klärung für das Auftreten dieses Dichtesignal mehr möglich.

Literaturverzeichnis

- /1/ Plasma Surface Interactions in Tokamaks
G.M. McCracken, P.E. Stott
Nuclear Fusion Vol 19, No. 7 (1979) S. 889

- /2/ R. Behrisch in "Critical Materials Problems in
Energy Production".
Academic Press, Ed.: Ch. Stein (1976)

- /3/ R. Behrisch, B.B. Kadomtsev in "Plasma Physics and
Controlled Nuclear Fusion Research"
Vol. II (1974)
Int. Atomic Energy Agency

- /4/ P. Mioduszewski
Comments Plasma Phys. Controlled Fusion, Vol. 6,
No. 1 (1980) S. 7

- /5/ M. Kaminsky
Proceedings of the 2nd Topical Meeting on the
Technology of Controlled Nuclear Fusion, Richland,
Washington (1976)

- /6/ D.M. Meade
Nuclear Fusion, Vol. 14 (1974) S. 289

- /7/ D.D.R. Summers, R.D. Gill, P.E. Stott
J. Phys. D (London), Vol. 11 (1978) S. 1183

- /8/ R.A. Zuhr, S.P. Withrow, J.B. Roberto
J. Nucl. Materials Vol. 93 & 94 (1980) S. 127

- /9/ W.R. Wampler, S.T. Picraux, S.A. Cohen, H.F. Dylla,
S.A. Rossnagel, G.M. McCracken
J. Nucl. Materials. Vol. 93 & 94 (1980) S. 139

- /10/ P. Bogen, E. Hintz
Comments Plasma Phys. Controlled Fusion Vol. 4,
No. 4, S. 115

- /11/ A. Elbern, D. Rusbüldt, E. Hintz
Proceedings of the Int. Symp. on Plasma Wall
Interaction (Jülich)
(1977) Pergamon Oxford, S. 475

- /12/ W. Demtröder in
"Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie"
Hochschultext, Springer Verlag (1977)

- /13/ A. Elbern
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1977)

- /14/ P. Sigmund in
"Sputtering by Ion Bombardment" Cap. II
Topics in Applied Physics, Springer Verlag (1980)
Ed. R. Behrisch

- /15/ P. Sigmund
Rev. Raum Phys. Vol. 17 No. 7 (1972), Lecture I-V

- /16/ Ch. Kittel
Einführung in die Festkörperphysik
2. Aufl.age (1969) R. Oldenbourg Verlag, München
S. 112

- /17/ M.W. Thompson, B.W. Farmery, P. A. Newson
Philosophical Magazine, Vol. 18 (1968) Teil II.
S. 377.

- /18/ R. Behrisch
J. Nucl Materials, Vol. 93 & 94 (1980) S. 498

- /19/ A.N. Nesmeyanov, R. Gary
"Vapor Pressure of the Chemical Elements"
Elsevier Publishing Company (1963)
- /20/ A.V. Nedospasov, V.G. Petrov
J. Nucl. Materials Vol 93 & 94 (1980) S. 775
- /21/ J. Bohdanský, J. Roth, W. Ottenberger
IPP-Report 9/26 Mai (1979)
- /22/ W.O. Hofer, P.J. Martin
Appl. Phys. Vol 16 (1978) S. 271
- /23/ H.H. Andersen, H.L. Bay
"Sputtering by Ion Bombardment" Cap. 4
Topics of Applied Physics, Springer Verlag (1980)
Ed. R. Behrisch
- /24/ R.B. Wright, M.J. Pellin, D.M. Gruen
Surf. Science Vol. 110, (1981), S. 151
- /25/ H.C. Meng Dissertation Ruhr-Universität Bochum
(1977)
- /26/ K. Selter Dissertation Ruhr-Universität Bochum
(1980)
- /27/ E. Hintz, D. Rusbüldt, B. Schweer, J. Bohdanský, J.
Roth, A.P. Martinelli
J. Nucl. Materials Vol. 93 94 (1980) S. 656
- /28/ A. Elbern, E. Hintz, B. Schweer
J. Nucl. Materials, Vol. 76 & 77 (1978) S. 143
- /29/ H.L. Bay, J. Roth, J. Bohdanský
J. Appl. Phys. Vol. 48, No. 11, (1977), S. 4722

- /30/ A. Pospieszczyk, H.L. Bay, B. Schweer
J. Nucl. Materials Vol 93 & 94 (1980) S. 396

- /31/ F.P. Schäfer
Topics of Applied Physics, Vol. 1 "Dye Laser"
Springer Verlag (1974)

- /32/ P. P. Sorokin
IBM Journal Vol. 11 (1967), S. 130

- /33/ D.B. Marling
Applied Optics Vol. 13 (1974), S. 317

- /34/ Bergmann Schäfer
Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. III
Optik, 7. Auflage, S. 40

- /35/ F. Zernicke, J.E. Midwinter
Applied Nonlinear Optics (1973), S. 46, John Wiley,
New York, London

- /36/ A. Elbern
Applied Phys. Vol. 15 (1978), S. 111

- /37/ W. Berres
Dissertation Ruhr-Universität Bochum (1983)

- /38/ D. Rusbüldt priv. Mitteilung

- /39/ F. Kohlrausch, Praktische Physik (1968) 22.
Auflage. Bd 1, S. 408, Bd 3, S. 72, Verlag: B.G.
Teubner, Stuttgart

- /40/ W.D. Dachzelt
Verein Deutscher Ingenieure VBI-Bildungswerk
Handbuch Vakuumbeschichtungstechnik BW 1687 (1978)

- /41/ H. Düsterhöft
Phys. Stat. Sol. (a) Vol. 39 (1977) K 147

- /42/ Z. Jurela in Atomic collision phenomena in solids
Eds. D.W. Palmer, M.W. Thompson, P.D. Townsend
(1970) S. 339

- /43/ R.B. Wright, D.M. Gruen
J. Chem. Phys. 73 (2) (1980), S. 664

- /44/ A.R. Krauss, D.M. Gruen
Nucl. Mat. Vol. 63 (1976) S. 380

- /45/ C.H. Corliss, J.L. Techn: NBS Monograph No. 108,
(1968)

- /46/ C. Moore
Tables of Astrophysical Interest NBS Monograph No.
467 (1945)

- /47/ L.D. Landau, E. M. Lifshitz
Lehrbuch der theoretischen Physik Vol. 1 Mechanik
3. Auflage (1964) S. 53

- /48/ B. Schweer, H.L. Bay
In "Prod. IVth Int. Conf. on Solid Surfaces and
IIIrd Eur. Conf. on Surface Science" Editor, D.A.
Degras and M. Costa (Societe Francaise du Vide,
Paris (1980) S. 1349

- /49/ R.B. Wright, M.J. Pellin, D.M. Gruen, C.E. Young
Proc. of the 8th Int. Conf. on "Atomic Collision
in Solids"
Hamilton Can. (1979)

- /50/ E. Dullni, E. Hintz
Verhandl. DPG (VI) 16, P. 89 (1981)

- /51/ P. Mioduszewski
J. Nucl. Mat. Vol. 111 & 112 (1982) S. 253
- /52/ I.S.T. Tsong, Surface, Science Vol. 69 (1977)
S. 609
- /53/ P. Bogen, D. Rusbüldt
JET Fluorescence Workshop Culham 22. Nov. 1982
D.S. 14.1
- /54/ B. Schweer, H.L. Bay
Appl. Phys. A. Vol. 29 (1982) S. 53
- /55/ H.L. Bay, W. Berres, E. Hintz
Nuclear Instr. and Methods, Vol. 194 (1982) S. 555
- /56/ J. Roth
Proc. Symposium on Sputtering, perchtoldsdorf, Wien
Ed. P. Varga, G. Betz, F.P. Viehböck (1980), S. 773
- /57/ J. Biersack
Proc. Symp. on Sputtering Perchtoldsdorf, Wien
Ed. P. Varga, G. Betz, F.P. Viehböck (1980) S. 112
- /58/ R. Behrisch, J. Roth, J. Bohdanský, A.P. Marinelli,
B. Schweer, D. Rusbüldt, E. Hintz,
J. Nucl. Materials, Vol. 93 & 94 (1980) S. 645
- /59/ H.L. Bay, J. Bohdanský
Appl. Phys. Vol. 19 (1979) S. 421
- /60/ N. Andersen, B. Andresen E. Veje: In Proc. of
Symposium on Sputtering
Perchtoldsdorf, Wien Ed.: P. Varga, G. Betz,
F.P. Viehböck, Wien (1980) S. 726

- /61/ Z. Sroubek, K. Zdansky, J. Zavadil
Phys. Rev. Lett. Vol. 45 (1980) S. 580
- /62/ C.W. White, D.L. Simms, N.H. Tolk, D.V. McCaughan
Surf. Science Vol. 49 (1975) S. 657
- /63/ I.S.T. Tsong, N.A. Yusuf.
Nucl. Instruments Methods Vol. 170 (1980) S. 357
- /64/ J.K. Nørskov, B.I. Lundqvist
Phys. Rev. B. Vol. 19 (1979) S. 5661
- /65/ Ming L. Yu
Phys. Rev. Lett. Vol. 47 (1981) S. 1325
- /66/ R.B. Wright, D.M. Gruen
J.Chem. Phys. Vol. 72 (1980) S. 147
- /67/ S. Dzioba, O. Auciello, R. Kelly
Rad. Effects Vol. 45 (1980) S. 235
- /68/ C.W. White, N.H. Tolk
Phys. Rev. Lett. Vol. 26 (1971) S. 486
- /69/ Ming L. Yu, D. Grischkowsky, A.C. Balant
Phys. Rev. Lett Vol. 48, No. 6 (1982) S. 427
- /70/ M.J. Pellin, R.B. Wright, D.M. Gruen
J. Chem. Phys. Vol. 74 (1981) S. 6448
- /71/ B. Schweer, D. Rusbüldt, E. Hintz, J.B. Roberto,
W.R. Husinsky
J. Nucl. Mat. Vol. 93 & 94 (1980) S. 357
- /72/ H. Haken, H.C. Wolf
"Atom- und Quantenphysik" Springer Verlag Berlin,
Heidelberg, New York (1980)

- /73/ W. Finkelberg "Einführung in die Atomphysik"
Springer Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg,
(1964), S. 123
- /74/ R.A. Zuhr, R.E. Clausing, L.C. Emerson, L.
Heatherly
J. Nucl. Mat. Vol. 85 & 86 (1979) S. 979
- /75/ M. Murakami ISX-Group
"Current Status of the ISX-B Experiment"
Seminar at the Fusion Energy Division ORNL
Jan. 31 (1980)

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich angefertigt. Ein großer Teil der Messungen wurde im Bereich Plasma-Wand-Wechselwirkung am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching und am ISX-B Tokamak im Oak Ridge National Laboratory, USA, durchgeführt.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Hintz, der diese Arbeit angeregt und durch zahlreiche Hinweise und Diskussionen gefördert hat.

Herrn Prof. Dr. H. J. Kunze danke ich für die Übernahme der Korreferenz dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Bogen, dessen Anregungen zu dieser Arbeit eine große Hilfe waren.

Herr S. Musso unterstützte mich beim Aufbau und bei der Durchführung der Experimente am Institut für Plasmaphysik in der Kernforschungsanlage Jülich.

Herrn Dr. J. Bohdanský am Max-Planck-Institut in Garching und Herrn Dr. J. B. Roberto am National Laboratory in Oak Ridge möchte ich für die gute Zusammenarbeit danken.

Allen anderen Mitarbeitern an den drei Instituten, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen.

