

**Untersuchungen zum Verunreinigungstransport
von Aluminium und Eisen im Stellarator W7-AS
mittels Laser-Ablationstechnik**

Ludwig F. Ledl

**IPP III/202
Diplomarbeit
Betreuer: Dr. R. Burhenn**

März 1995



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

**Untersuchungen zum Verunreinigungstransport
von Aluminium und Eisen im Stellarator W7-AS
mittels Laser-Ablationstechnik**

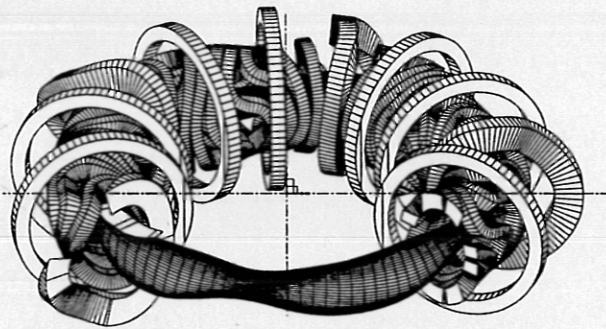
Ludwig F. Ledi

**IPP III/202
Diplomarbeit
Betreuer: Dr. R. Burhenn**

März 1995

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

Untersuchungen zum Verunreinigungstransport
von Aluminium und Eisen im Stellarator W7-AS
mittels Laser-Ablationstechnik



Diplomarbeit

von

Ludwig F. Ledl

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Garching bei München

März 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Labormessungen	7
2.1	Der Laser	7
2.2	Kalibrierung der Laserenergie	9
2.2.1	Energiemessungen mit Kalorimeter	10
2.2.2	Energiemessungen mit Halbleiterdiode	11
2.3	Kalibrierung der Fokusverschiebung	12
2.4	Probleme optischer Oberflächen im Strahlengang	13
2.5	Kalibrierung der Brennfleckgröße	16
2.6	Zusammenfassung	17
3	Aufbau der LBO-Systeme am Stellarator W7-AS	19
3.1	Anbau der LBO-Systeme am Experiment	19
3.2	Optische Beobachtungsmöglichkeit	21
3.2.1	Der Beobachtungsflansch	22
3.2.2	Lichtleiter	22
3.2.3	Czerny-Turner Spektrometer	23
3.2.4	Datenaufnahme	23
4	Untersuchungen zum Ablations- und Eindringprozeß	25
4.1	Modelle des Ablationsprozesses	25
4.2	Struktur des Verunreinigungsstrahls	29
4.3	Der Eindringprozeß ins Plasma	31
4.3.1	Optische Beobachtung der AlI-III-Linien	31
4.3.2	GAE-Modulationen auf dem Clustersignal	33
4.3.3	VISPEC Untersuchungen zur Penetrationstiefe	34

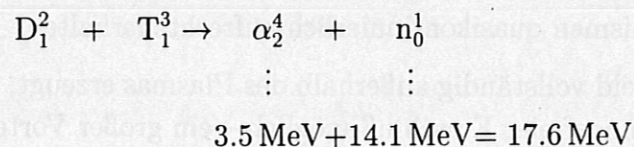
5 Vergleichende Transportuntersuchungen	39
5.1 Grundlagen der neoklassischen Transporttheorie	40
5.1.1 Stoßfrequenz	40
5.1.2 Freie und gefangene Teilchen	41
5.1.3 Stoßbereiche im Plasma	41
5.2 Der Simulations-Code SITAR	43
5.2.1 Grundlegende Gleichungen von SITAR	44
5.2.2 Neoklassische Rechnung mit SITAR	45
5.2.3 Rechnung mit vorgegebenem D und v in SITAR	46
5.2.4 Eingangsdaten und Ausgaben von SITAR	47
5.3 Transportuntersuchungen mit Al und Fe	48
5.3.1 Eingangsdaten der Simulationsrechnungen	49
5.3.2 Simulationsrechnungen	53
5.3.2.1 Simulationsrechnung mit vorgegebenem D und v	53
5.3.2.2 Neoklassische Simulation	56
5.3.2.3 Vergleich der Simulationsrechnungen	60
6 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	61
Literaturverzeichnis	65

Kapitel 1

Einleitung

Bevölkerungsexplosion, Umweltverschmutzung und Industrialisierung der 3. Welt-Länder lassen die Frage nach der zukünftigen Energieversorgung der Menschheit immer dringlicher und unbeantwortbarer erscheinen. Selbst optimistische Vorhersagen zur Verfügbarkeit fossiler Brennstoffe zeichnen – bei einem jährlichen globalen Primärenergieverbrauch von $3 \cdot 10^{11}$ GJ – ein düsteres Bild: so wird Kohle in etwa 300 Jahren, Erdöl gar in einigen Jahrzehnten zur Mangelware; das bei ihrer Verbrennung entstehende Treibhausgas CO_2 kann darüber hinaus zu einer globalen Klimakatastrophe führen. Der Weltelektrizitätsverbrauch (ca. $3 \cdot 10^{10}$ GJ/a) könnte zwar noch für etwa 30 Jahre allein durch Spaltung von Uran 235 gedeckt werden; jedoch einzig die Brütertechnologie, basierend auf Uran 238 und Thorium 232, weist eine Perspektive der Kernspaltung über mehrere Jahrtausende hin auf [Wes87, 1.8].

Als umweltverträgliche Option für die Zukunft bieten sich weiterhin die Energien der Sonne an: zum einen in Form der direkten Nutzung der Solarenergie (Anbau regenerativer Energieträger, Heizen durch Absorption, Stromerzeugung durch Solarzellen etc.), zum anderen aber durch eine kontrollierte Nachbildung des "Sonnenfeuers", also der Kernfusion, auf Erden. Den höchsten Wirkungsquerschnitt bei den dazu notwendigen Temperaturen von etwa 10 bis 100 keV¹ weist die Fusion von Deuterium mit Tritium auf:



Dabei ist der Menschheit der Einschlußmechanismus der Sonne – die Gravitation – verwehrt. Jedoch lassen sich die Elektronen und Ionen des bei diesen Temperaturen vollständig ionisierten Gases² durch starke Magnetfelder auf Gyrationenbahnen um die Magnetfeldlinien zwingen. Die Lorentzkraft verhindert eine freie Bewegung der Teilchen senkrecht zum Magnetfeld; ihr Transport parallel dazu bleibt davon

¹ $E_{kin} = \frac{3}{2}kT$, somit: $1 \text{ eV} \cong 11600 \text{ K}$.

² Teilweise oder vollständig ionisiertes Gas wird *Plasma* genannt.

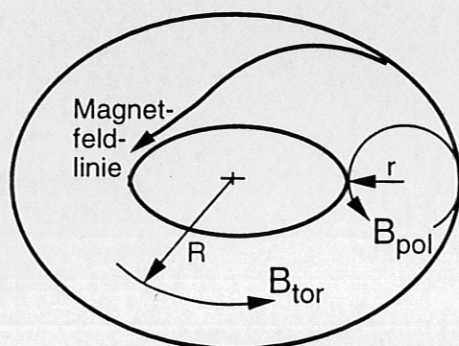


Abbildung 1.1: *Magnetfeldtopologie des toroidalen Einschlusses: Die Überlagerung eines toroidalen mit einem poloidalen Magnetfeld erzeugt helikal um den Torus gewundene Magnetfeldlinien. Dadurch können Ausgleichsströme zwischen Plasmainnen- und Plasmaaußenseite fließen.*

unbeeinflusst. Werden die Magnetfeldlinien in sich geschlossen, so kann ein geladenes Teilchen den Inhalt seines Einschlußgefäßes mehrere tausend Male durchlaufen, ohne an eine materielle Wand zu stoßen.

Die am häufigsten verwendete Magnetfeldtopologie zum Einschluß eines Plasmas ist derzeit die des *Tokamak* (Abb. 1.1). Auf einen Torus "aufgefädelt" Spulen erzeugen ein rein toroidales Magnetfeld B_{tor} . Um Teilchenverluste auf Grund ladungstrennender ∇B - und Magnetfeldkrümmungsdriften zu vermeiden, wird eine zusätzliche poloidale Magnetfeldkomponente eingeführt, welche eine Rotationstransformation³ ι der Magnetfeldlinien herbeiführt. Dies geschieht beim Tokamak durch Induktion eines Stromes im Plasma, was prinzipiell einen Pulsbetrieb bedingt. Um einen zukünftigen Tokamak-Reaktor im Dauerbetrieb fahren zu können, wird daher an der Möglichkeit gearbeitet, den Strom durch einen alternierenden Betrieb verschiedener Stromtriebmechanismen quasikontinuierlich aufrechtzuerhalten.

Wird das Magnetfeld vollständig außerhalb des Plasmas erzeugt, so ist von vornherein ein unterbrechungsfreier Einschluß möglich – ein großer Vorteil bei dem Betrieb eines Leistungsreaktors. Dieses Prinzip wird mit dem *Stellarator* verwirklicht: eine Kombination toroidaler und helikaler Spulen, oder aber, wie beim modularen Stellarator Wendelstein 7-AS (W7-AS) realisiert, diskrete nicht-planare Spulen erzeugen sowohl die toroidale als auch die poloidale Magnetfeldkomponente und führen so die notwendige Rotationstransformation ι der Magnetfeldlinien herbei.

³Durch die Überlagerung von B_{tor} mit B_{pol} werden die Feldlinien helikal verwunden und ermöglichen so Ausgleichsströme zwischen den durch Driften getrennten Ladungen entlang der Magnetfeldlinien. ι ist gegeben durch $\iota = \iota / 2\pi$, wobei ι der bei einem toroidalen Umlauf zurückgelegte poloidale Winkel (in rad) ist [Sch93, 4. Toroidaler magnetischer Einschluß].

Rolle von Verunreinigungen im Plasma

Um eine positive Leistungsbilanz aufweisen zu können, muß bei einem zukünftigen Reaktor die thermonukleare Fusionsleistung pro Volumeneinheit ($P_\alpha = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_\alpha$ mit der Teilchendichte n bei $n_{\text{Deuterium}} \equiv n_{\text{Tritium}}$, dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle$ und der Energie der α -Teilchen E_α), zumindestens die Verlustleistungsdichte ($P_V = P_B + \frac{3}{2} \frac{nk(T_i + T_e)}{\tau_E}$ mit der Bremsstrahlungsleistung P_B und der Ionen-, Elektronentemperatur T_i, T_e) aufwiegen. Dabei wird die Energieeinschlußzeit τ_E durch die Summe aller Verlustmechanismen, wie etwa Wärmeleitung oder Teilchenverluste, jedoch ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlung (die bei den avisierten Temperaturen nur vernachlässigbare Verlustleistungen zur Folge hat), bestimmt. Zur Zündung, d.h. Selbsterhaltung des Plasmas, ergibt sich die daraus folgende notwendige Forderung (für $T_i = T_e = T$ in keV) [Wes87, 5.1]:

$$nT\tau_E \geq 3 \cdot 10^{21} m^{-3} s \text{ keV}$$

Im allgemeinen handelt es sich nicht um ein reines Wasserstoffisotopen-Plasma; Verunreinigungen und die bei der Fusion entstehende Heliumasche verdünnen die Fusionsreaktionspartner und verringern somit die Fusionsleistungsdichte. Vor allem schwere Atome, welche nur teilweise ionisiert im Plasma vorliegen, können durch Linienstrahlung zu hohen Strahlungsverlusten und somit zur Auskühlung des Plasmas führen; so verhindert schon weniger als 1% Eisen im Plasma ein thermonukleares Zünden vollständig.

Besonders die fusionsrelevanten Einschlußregime mit ihrem optimierten Teilchen- und Energieeinschluß⁴ weisen das Problem von lange im Plasma verweilenden Verunreinigungen auf. Ein tiefgreifendes Verständnis des Verunreinigungstransportes im Plasma ist somit von hoher Bedeutung.

Methoden zur Transportuntersuchung

Rückschlüsse über den Transport von Verunreinigungen im Plasma lassen sich passiv anhand intrinsisch im Plasma vorhandener Verunreinigungen oder aber aktiv durch gezieltes Einbringen von Verunreinigungen – sogenannten *Tracern* – gewinnen. Als Beispiel einer passiven Meßmethode sei die Simulation von Strahlungsprofilen und deren Anpassung durch Variation der Transportparameter genannt. Die dazu notwendigen Strahlungsprofile können durch radial auflösende Messungen der Linienstrahlung eines Verunreinigungselements gewonnen werden; die zur Simulation ebenfalls notwendigen Informationen zur Verunreinigungsdichte sind jedoch nur

⁴wie etwa die am Tokamak *Asdex* gefundene *H(igh Confinement)-Mode*

schwer zu erhalten. Dadurch gestalten sich die Auswertung sowie vergleichende Aussagen von Experiment zu Experiment sehr aufwendig.

Anders verhält es sich bei künstlich eingebrachten Verunreinigungen: ihre Menge läßt sich kontrollieren, und durch ihre Auswahl können für Messung und Auswertung günstige Randbedingungen, wie Linienemission in bevorzugten Wellenlängenbereichen und Ionisationspotentiale, vorgegeben werden. Sind die Dauer der Verunreinigungs-Quellfunktion und die atomaren Zeitkonstanten für Ionisation und Rekombination klein verglichen mit den für Verunreinigungen typischen Diffusionszeiten⁵, so kann direkt aus Anstieg und Abfall der Verunreinigungssignale auf Diffusion und Konvektion im Plasma rückgeschlossen werden. Es besteht aber auch die Möglichkeit, die Quellfunktion über den Zeitraum der Entladung zu modulieren und aus den daraus folgenden Phasen und Amplituden der Verunreinigungsstrahlung die zu Grunde liegenden Transportgrößen radial aufgelöst zu berechnen.

Zur Injektion von Verunreinigungen ins Plasma existieren verschiedene Möglichkeiten. So kann man etwa das Plasma mit gasförmigen Verunreinigungen "anblasen". Dabei besitzen die Traceratome thermische Geschwindigkeiten von $E_{kin} \approx 0.025 \text{ eV}$. Ihre Penetrationswahrscheinlichkeit durch die Scrape-Off-Schicht⁶ ist somit gering. Muß jedoch, um meßbare Signale zu erhalten, viel Gas eingeblasen werden, kühlt man u.U. die Randschicht des Plasmas ab und verändert so Profil und globale Parameter der Entladung und damit die zu messenden Transportprozesse.

Schnell repetierende Erosionssonden bieten zwar die Verunreinigungen kurzfristig an der Separatrix⁷ an, beeinflussen jedoch oftmals das Plasma in unerwünschter Weise.

Will man nur geringe Mengen von Verunreinigungen ins Plasma einbringen, ohne dieses global zu stören, kann man die Laserablationstechnik (engl.: *Laser Blow Off*, kurz *LBO*) verwenden [Fri74]. Diese Methode der Tracerinjektion wurde für die vorliegende Arbeit gewählt. Dabei wird ein kurzer Laserpuls von ca. 30 ns Länge und mit Energien von etwa 1 Joule dazu verwendet, Material von einem sogenannten Target abzdampfen und mit kinetischen Energien von typischerweise 0.1 bis 30 eV ins Plasma zu schießen. Hierfür befindet sich ein Glasplättchen innerhalb des Vakuumgefäßes, welches auf der dem Plasma zugewandten Seite mit einer einige μm dicken Schicht des zu untersuchenden Verunreinigungsmaterials bedampft ist. Mit einer Linse wird der Laser durch ein Glasfenster hindurch auf das Target fokussiert; unterschiedliche Verunreinigungsmengen lassen sich leicht durch eine Variation der

⁵z.B. gilt für Fe^{11+} bei $T_e = 1 \text{ keV}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$:

$t(\text{Ionisation}) < 1 \text{ ms}$, $t(\text{Rekombination}) \approx 1 \text{ ms}$, $\text{Einschlußzeit } \tau_P \approx 50 \text{ ms}$

⁶Abk.: SOL; zu deutsch: Abschältschicht. Randbereich des Plasmas, in dem die Magnetfeldlinien geeignete materielle Begrenzungen (z.B. sog. Limiter) schneiden, wodurch Plasma parallel zu den Feldlinien abfließen kann.

⁷letzte geschlossene Magnetfläche, auch durch LCFS (*Last Closed Flux Surface*) abgekürzt

Brennfleckgröße erzielen. Sollen mehrfach Verunreinigungen von einem Plättchen abgedampft werden, ohne das Vakuum zu brechen, so kann dies entweder durch Verschieben des Laserstrahls auf dem Target (wie es z.B. bei dem LBO-System des Tokamaks *Asdex Upgrade* durch Bewegung der Linse senkrecht zur optischen Achse geschieht), oder, wie im Rahmen dieser Diplomarbeit, durch Verschieben des Targets senkrecht zum Laserstrahl realisiert werden.

Thema und Aufbau dieser Diplomarbeit

Eine Möglichkeit das Wesen des Verunreinigungstransports direkt zu studieren besteht darin, etwaige Abhängigkeiten von Plasmaparametern (wie z.B. Elektronentemperatur, Plasmadichte, Heizleistung) herauszuarbeiten. Mit deren Kenntnis lassen sich Vergleiche mit Transporttheorien ziehen oder aber einfache Skalierungsgesetze aufstellen, mit denen sich der Transport für bestimmte eingestellte Plasmaparameter vorhersagen läßt.

Fast alle Transportuntersuchungen am Stellarator W7-AS wurden bisher mit Aluminium als Tracer-Verunreinigung durchgeführt. Neuere Experimente unter Verwendung von 140 GHz ECRH-Heizung führen zu zentralen Elektronentemperaturen über 2 keV. Bei diesen hohen Temperaturen werden die Emissionsbereiche der untersuchten Linienstrahlung der höchsten Ionisationsstufen von Aluminium immer mehr zum Plasmarand gedrängt, während im heißen Plasmazentrum das Aluminium zunehmend vollständig durchionisiert wird und somit keine Informationen durch Linienstrahlung mehr liefert. Es ist daher wünschenswert zu einem schwereren Material mit höheren Ionisationspotentialen (wie z.B. Eisen) übergehen zu können, welches auch unter diesen hohen Temperaturen noch über den gesamten Plasmaradius Linienstrahlung emittiert.

Während Theorien des turbulenten Transports keine gesicherten Vorhersagen zu einer möglichen Elementabhängigkeit (Masse, Ladung) liefern, sagen Berechnungen des stoßbehafteten Transports ein vergleichbares Verhalten für unterschiedliche Z-Materialien voraus. Mit dem Ziel festzustellen, ob die später mit schwereren Elementen gewonnenen Transportergebnisse vergleichbar mit der bisherigen Datenbasis von Aluminium sind, und kein elementabhängiger Unterschied berücksichtigt werden muß, wurden in dieser Arbeit Transportuntersuchungen sowohl mit Aluminium ($Z = 13$) als auch mit Eisen ($Z = 26$) durchgeführt und miteinander verglichen.

Dazu wurde die bisher am W7-AS existierende Ablationsvorrichtung durch ein neues System ersetzt sowie ein zweites System in einem diagnostisch besser ausgestatteten Bereich des Experiments aufgebaut. Dieses ließ Untersuchungen zum räumlichen Eindringprozeß des ablatierten Materials zu. Eine neu entwickelte optische Beobachtungsmöglichkeit gestattete zudem erstmals eine direkte Messung des zeitlichen

Verlaufs der Verunreinigungs-Quellfunktion. Diese Informationen fließen in die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Simulationsrechnungen ein.

Die Lasersysteme wurden zuerst im Labor aufgebaut, um Pulsenergie und -dauer sowie die resultierenden Brennfleckgrößen zu kalibrieren, da der Ablationsprozeß grundlegend von der verwendeten Laserleistungsdichte vorgegeben wird (Kapitel 2 "Labormessungen").

Der Anbau der Ablationssysteme an das Experiment und ihre Einbindung in den experimentellen Gesamttablauf wird in Kapitel 3 ("Aufbau der LBO-Systeme am Stellarator W7-AS") dargelegt. An die neu entwickelten Beobachtungsporthen wurde mit Quarzlichtleitern ein 1m-Czerny-Turner-Spektrometer angeschlossen, welches während des Experimentbetriebs als Monitor standardmäßig Informationen zur Verunreinigungs-Quellfunktion lieferte.

Ein kurzer Abriß der Theorie der Ablation sowie eine Zusammenstellung der in der Literatur genannten Untersuchungen zur Struktur des Verunreinigungsstrahls eröffnen das Kapitel 4 ("Untersuchungen zum Ablations- und Eindringprozeß"). Der komplexe Aufbau des Verunreinigungsstrahls spiegelt sich in seinem Eindringverhalten in der Plasmarandschicht wider. Daher wurde der zeitliche und räumliche Verlauf der Quellfunktion von LBO-Verunreinigungen am Plasmarand lokal mit der neuen optischen Beobachtungsmöglichkeit und den umliegenden spektroskopischen Diagnostiken untersucht.

Abschließend werden in Kapitel 5 ("Vergleichende Transportuntersuchungen") die Simulationsrechnungen zu den Transportstudien mit Aluminium und Eisen vorgestellt. Die Grundlagen der Simulationsrechnungen werden dargelegt und ein Vergleich mit den Vorhersagen der Theorie eines stoßbehafteten Verunreinigungstransports im Plasma gezogen.

Kapitel 2

Labormessungen

Laser werden seit langem in der Industrie zur thermischen Materialbearbeitung eingesetzt. Dazu zählen Aufgaben wie Bohren, Ritzen und Schneiden von verschiedensten Materialien. Ganz allgemein wird dabei das Material punktuell erhitzt und verdampft, also *ablatiert*¹. Hierfür werden hohe Laserintensitäten benötigt, wie sie zum Beispiel im Pulsbetrieb von Neodym-YAG-, CO₂- oder Rubinlasern erreicht werden. Da für die in dieser Arbeit beschriebene Anwendung keine hohen Repititionsrate gefordert wird, erfüllen handelsübliche Rubinlaser alle Anforderungen, die im Rahmen des Einsatzes am Experiment W7-AS an sie gestellt werden.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden die Laser der neu aufzubauenden Ablationssysteme im Labor in Betrieb genommen und mit je einem Justierlaser und einer Strahlaufweitungsoptik bestückt. Pulsenergie und Pulsform der Laser wurden untersucht, und die später am Experiment zu verwendenden optischen Komponenten qualitativ getestet. Um Probleme mit der unvergüteten Oberfläche des Vakuumfensters am Torus zu vermeiden, wurde ein neuer Flansch entwickelt, welcher die Energiedichte auf dem Glas reduziert. Zum Abschluß wurde die Verschiebeeinheit der Linse, mit welcher die Brennfleckgröße vorgegeben wird, kalibriert.

2.1 Der Laser

Für die beiden neu aufzubauenden LBO-Systeme wurden Laser vom Typ *QSR 2* der Firma *Lumonics* ausgewählt [Lum89]. Dabei handelt es sich um aktiv gütegeschaltete² Rubin-Festkörperlaser mit einer Wellenlänge $\lambda = 694.3 \text{ nm}$ und Pulsenergien bis zu 1.5 Joule bei Pulslängen von ca. 30 ns (siehe Abb. 2.1). Als aktives Medium dient ein mit Chrom dotierter Rubinstab³ mit einem Durchmesser von 3/8 Inch ($\approx 9.5 \text{ mm}$), der von zwei Xenon-Blitzlampen gepumpt wird. Zur Temperaturregelung auf konstant 20°C wird destilliertes Wasser als Kühlflüssigkeit verwendet. Mit Hilfe eines im Resonator des Lasers unter Brewsterwinkel angebrachten Polarisators wird die

¹ Aus dem Lateinischen: auferre, (abstuli), ablatum: "Wegnahme"

² engl.: "Q-switched"

³ Al₂O₃ mit ca. 0.05% Cr dotiert

Lumonics Q-Switch Ruby Laser <i>QSR 2</i>	
Aktives Medium	Rubinstab, Länge: 4 Inch (≈ 10 cm) Durchmesser: 3/8 Inch (≈ 9.5 mm)
Wellenlänge	$\lambda = 694.3$ nm
Energie	≤ 1.5 Joule
Pulsdauer	≈ 30 ns Halbwertsbreite bei 1.5 Joule
Ladespannung	1.8 — 2.0 kV
Pockels Cell Voltage	2.4 kV
Pockels Cell Delay	840 μ s
Arbeitstemperatur	20°C

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Daten des zur Ablation verwendeten Lasers

Vertikale als Polarisationsrichtung ausgezeichnet. Ein KDP-Kristall⁴, welcher durch Anlegen eines elektrischen Feldes doppelbrechend wird (linearer elektro-optischer Effekt, Pockelseffekt genannt), kann nun als Schalter für Licht dieser Polarisationsrichtung verwendet werden. Unterbindet man damit die Strahlungsrückkopplung zwischen aktivem Medium und Resonator während des Pumpvorgangs, kann eine höhere Besetzungsinversion erreicht werden, deren Abregung bei Freigabe des Resonators in einem einzigen kurzen Puls hoher Intensität erfolgt [KS89, D.9]. Die wichtigsten Kenndaten des Lasers sind noch einmal in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

In das Grundsystem wurde ein He-Ne-Justierlaser ($\lambda = 632.8$ nm) eingepaßt, welcher über zwei Spiegel auf die optische Achse des Rubinlasers gebracht wird. Der Einbau einer Strahlaufweitungsoptik begründet sich durch den späteren Einsatz des Lasers am Experiment, wo dieser durch eine Linse auf das Target fokussiert wird. Unterschiedliche Brennfleckgrößen lassen sich durch Verschieben der Linse und daraus folgender Defokussierung am Ort des Targets realisieren. Aufgrund der sehr beengten Geometrie am W7-AS muß die Fokussierung des Lasers mittels einer Linse von nur 50 cm Brennweite geschehen. Der maximale Linsenhub ist durch die verwendete Verschiebeeinheit vorgegeben und beträgt nur 10 cm. Um dennoch Änderungen des Brennfleckdurchmessers von mehr als 2 mm zuzulassen, wurde ein Galileisches Teleskop⁵ eingebaut, welches den Strahldurchmesser des Lasers um einen Faktor 2 vergrößert und den Spielraum bei der Brennfleckgröße somit verdoppelt. Dies hat zudem den Vorteil, daß dadurch die mit 1.5 mrad relative große Divergenz des Lasers halbiert wird und im Fokus kleinere Brennfleckdurchmesser zu erreichen sind.

⁴Kaliumdihydrogenphosphat

⁵Kombination aus plankonvexer und plankonkaver Linse, welche keinen inneren Brennpunkt besitzt, wodurch bei hohen Feldstärken Durchschläge in der Luft vermieden werden [Hec89, 5.7.6].

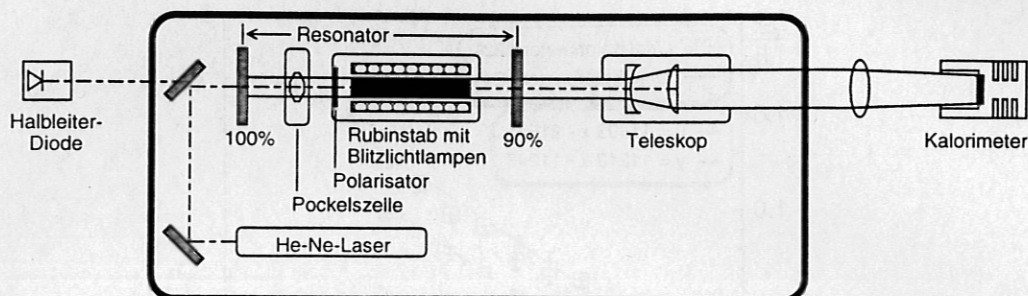


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Lasers und der Laserenergiemessung im Labor. Der Laser mußte mit einer Linse leicht auf die Kalorimeteröffnung gebündelt werden.

2.2 Kalibrierung der Laserenergie

Eine genaue Kenntnis der auf dem Target deponierten Energie ist notwendig, da diese den Ablationsprozeß und somit direkt den Aufbau des produzierten Verunreinigungsstrahls bestimmt (vgl. Kapitel 4). Dabei kann die Laserenergiedichte am Target durch vielerlei Parameter – gewollt oder ungewollt – beeinflusst werden:

- definierte Variation der Brennfleckgröße durch Verschieben der Linse.
- definierte Änderung der Pumpleistung der Blitzlampen und somit der Laserenergie durch Variation der Kondensatorladespannung.
- Internes "Altern" der Blitzlampen oder externes Verschmutzen durch die sie umspülende Kühlflüssigkeit.
- Natürliche Statistik der Laserhardware: so befinden sich etwa 90% aller Laserpulse innerhalb 3% um den Mittelwert der Laserenergie [Lum, Seite 12].
- Schwankungen der Arbeitstemperatur des Lasers, was Folgen auf die atomphysikalischen Prozesse im aktiven Medium hat und somit Pulsform und -höhe beeinflusst.
- Oberflächenbeschaffenheit optischer Elemente im Strahlengang zwischen Laser und Target.

Ein kalibrierter und fest im Laser installierter Energiemonitor, welcher routinemäßig die Pulsenergie überwacht, stand leider nicht zur Verfügung. Um während des Experimentbetriebs dennoch Informationen bezüglich der Laserenergie zu erhalten, wurde mittels kalibrierter Kalorimeter die Abhängigkeit der Laserenergie von der Ladespannung der Kondensatoren untersucht. Zugleich wurde dabei eine Halbleiterdiode kalibriert, welche unter Verwendung eines Speicheroszilloskops während des Experimentbetriebs als Energiemonitor diente und zudem Aussagen über unterschiedliche Pulsformen zuließ.

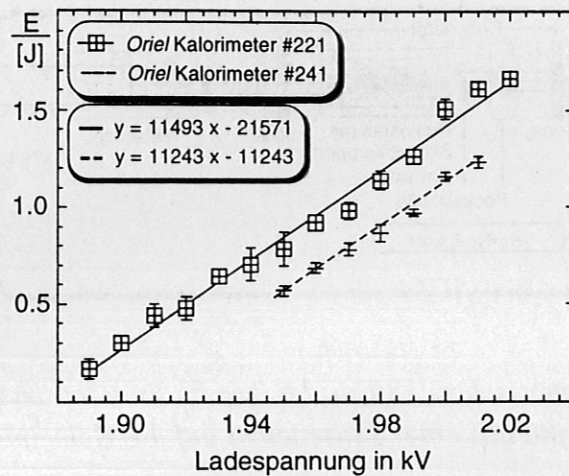


Abbildung 2.2: Vergleich der Laserenergiemessungen zweier verschiedener Kalorimeter

2.2.1 Energiemessungen mit Kalorimeter

Absolute Energiemessungen mit Fehlern von weniger als 10 Prozent lassen sich mit Kalorimetern nur mit hohem Aufwand erreichen; neben einer möglichst vollständigen und homogenen Ausleuchtung des Absorbers ist z.B. noch auf dessen Schall- und Wärmeempfindlichkeit zu achten. Die beiden zur Verfügung stehenden Kalorimeter der Firma Oriel, *Monitor Model 5370* differieren in ihrer Bauart leicht; Position und Größe des Absorbers ließen sich (da tief in einem Kühlkörpergehäuse eingebaut) nicht exakt ermitteln. Zudem muß der Laser mit einer Linse auf die Eintrittsöffnung des Kalorimeters gebündelt werden, da diese kleiner als der Strahldurchmesser ist. Diese experimentellen Unsicherheiten machen einen *absoluten* Vergleich der Meßserien beider Kalorimeter unmöglich.

Abbildung 2.1 auf Seite 9 zeigt den im Labor verwendeten Aufbau.

Die lange Relaxationszeit der Kalorimeter, deren thermische Ankopplung an die Umgebung rein passiv über Kühlrippen geschieht, bedingte Pulsabstände von mehr als 2 Minuten. Daher konnten nur wenige Pulse je Energieeinstellung vermessen werden, was eine statistische Auswertung der Kalorimeterdaten begrenzte. Vergleicht man die Ergebnisse beider Kalorimeter in Abbildung 2.2, so erkennt man um etwa 25 Prozent differierende Absolutwerte. Die Steigungen ihrer linearen Fits unterscheiden sich jedoch nur um wenige Prozent. Dies hat in dem gemessenen Energiebereich eine relative Abweichung von weniger als 25 mJ zur Folge. Auch jenseits des üblichen Betriebsbereichs der Ladespannung, d.h. unter 1.95 kV und über 2.0 kV zeigt sich keine signifikante Abweichung von einem linearen Verhalten. Somit kann bei

der geforderten Genauigkeit von einem linearen Zusammenhang zwischen der Ladespannung der Kondensatoren für die Xenon-Blitzlampen und der Laserpulsenergie ausgegangen werden.

2.2.2 Energiemessungen mit Halbleiterdiode

Zeitgleich zu den Kalorimetermessungen wurden die Daten einer Halbleiterdiode mit einem 100 MHz Speicheroszilloskop aufgenommen. Die Auswertung von Pulshöhe und Halbwertsbreite geschah dabei automatisch. Betrachtet man Pulshalbwertsbreite und gemessene Peakspannung getrennt voneinander (Abbildung 2.3), so zeigen beide einen nichtlinearen Zusammenhang mit der Laser-Ladespannung.

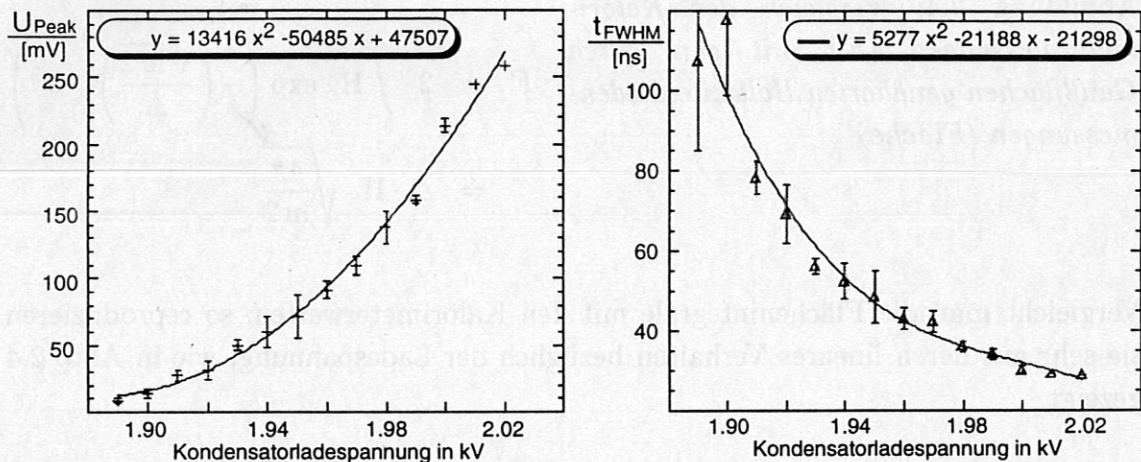


Abbildung 2.3: Die Laserpuls wurden mit einer Halbleiterdiode untersucht. Deren Peakspannung als auch die Halbwertsbreite des Signals zeigen eine nichtlineare Abhängigkeit von der Ladespannung der Blitzlampen-Kondensatoren.

Dies ist physikalisch einsichtig: Durch den Q-Switch wird vor Beginn des Laserpulses eine erheblich höhere Populationsinversion erreicht, was einen exponentiellen Anstieg der Photonendichte $n(t)$ beim Schalten der Güte zur Folge hat ($n(t) \propto n_Q e^{t}$). Reduziert man die Ladespannung, so nähert sich die Besetzungsinversion vor dem Q-Switch immer mehr jener ohne Güteschaltung an, und man erhält im Grenzfall wieder einen exponentiellen Abfall der Photonendichte ohne Riesepuls ($n(t) \propto n_0 e^{-t^2}$) [KS89, Kapitel 9.2: "Modell des Q-Switch"].

Die Pulsform des Lasers kann gut durch eine Gaußkurve angenähert werden. Deren Flächenintegral in Abhängigkeit der Halbwertsbreite Δ und der Pulshöhe H läßt sich wie folgt berechnen:

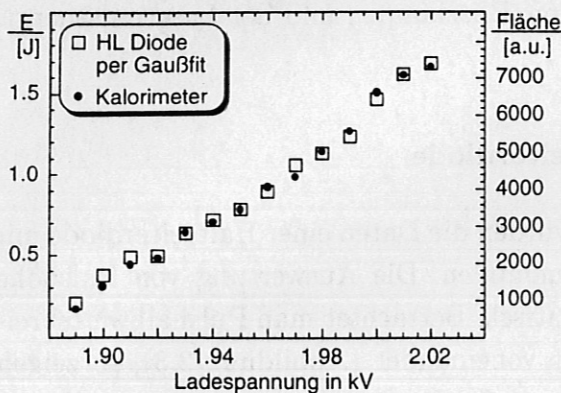


Abbildung 2.4: Vergleich der Kalorimetermessungen (E) mit den durch Gaußflächen genäherten Halbleiterdiodenmessungen (Fläche)

Eine Gaußsche Glockenkurve

$$y = f(x) = H \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma^2}\right)$$

hat ihre Halbwertsbreite bei

$$x_{1,2} = \pm\sigma\sqrt{\ln 2}, \quad f(x_{1,2}) = \frac{1}{2}.$$

Sei $\Delta = 2 \cdot x_{1,2}$ die gemessene Halbwertsbreite und H die gemessene Pulshöhe, so ergibt sich σ zu $\sigma = \frac{\Delta}{\sqrt{\ln 2}}$ und das Flächenintegral läßt sich geschlossen darstellen durch:

$$\begin{aligned} F &= 2 \cdot \int_0^{\infty} H \cdot \exp\left(-\left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta}\right)^2 \cdot x^2\right) dx \\ &= \Delta \cdot H \cdot \sqrt{\frac{4\pi}{\ln 2}} \end{aligned}$$

Vergleicht man die Flächenintegrale mit den Kalorimeterwerten, so reproduzieren sie sehr gut deren lineares Verhalten bezüglich der Ladespannung, wie in Abb. 2.4 gezeigt.

2.3 Kalibrierung der Fokusverschiebung

Um eine ferngesteuerte Verschiebung der fokussierenden Linse zu ermöglichen, wurde eine Verschiebeeinheit entwickelt, deren Ist-Position durch den Mittelabgriff eines linearen Potentiometers ($R = 10 \Omega \pm 10\%$, Linearität $\pm 0.5\%$) zurückgemeldet wird. Mit einer Steuereinheit kann der gewünschte Spannungsabfall am Potentiometer vorgegeben und automatisch angefahren werden. Zur Kalibrierung wurden verschiedene Positionen mit einem digitalen Meßschieber ausgemessen und mit dem jeweiligen Spannungsabfall am Potentiometer korreliert. Der aus einem linearen Fit der Potentiometerspannung *berechnete* Verschiebeweg differiert über den gesamten Steuerbereich um weniger als 0.8 mm von der *gemessenen* Position, wie Abbildung 2.5 zeigt. Da dies die Genauigkeit der Steuerungselektronik übersteigt (der Zielpunkt wird innerhalb eines wählbaren Hysterese Fensters angefahren, um ein unkontrolliertes Schwingen des Regelkreises zu verhindern), kann der Verschiebeeinheit ein einfaches lineares Verhalten zu Grunde gelegt werden.

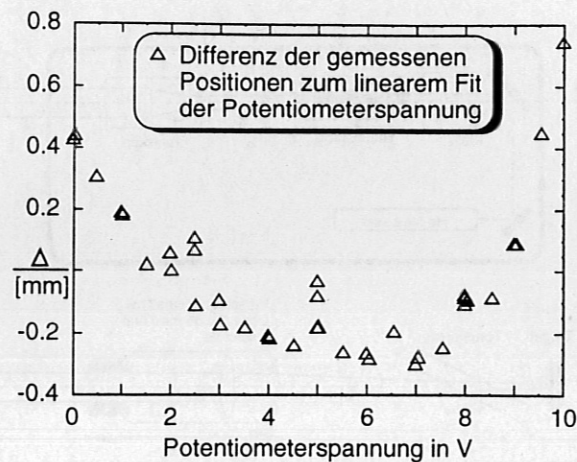


Abbildung 2.5: Differenz der berechneten zur gemessenen Position der Verschiebeeinheit bei Verwendung eines linearen Fits des Spannungsabfalls am Linearpotentiometer.

2.4 Probleme optischer Oberflächen im Strahlengang

Im Rahmen der Labormessungen wurden die später am Experiment verwendeten optischen Elemente im Strahlengang des Lasers getestet. Dabei zeigte sich, daß fokussierte Schüsse auf das Torusfenster⁶ dessen Oberfläche stark beschädigen. Bei den vergüteten Spiegeln, welche nur dem unfokussierten Laserstrahl ausgesetzt sind (d.h. Energiedichten⁷ $\leq 5 \text{ mJ/mm}^2$), lassen sich hingegen keine Beeinträchtigungen feststellen. Genauere Untersuchungen zeigen einen Nebenbrennfleck, welcher außeraxial – durch die fokussierende Linse stark gebündelt – die kritische Energiedichte an der Fensteroberfläche überschreitet und diese zerstört. Bei genügend kleinem Fokus ist hierzu auch der Hauptstrahl in der Lage. Zudem kann das Glas durch kurze Pulsabstände thermisch überlastet werden, was sich durch Sprünge im Inneren des Materials äußert.

Untersuchung des Nebenbrennflecks

Das Problem des Nebenbrennflecks wurde nur bei einem der beiden Lasersysteme (Laserkopf #516050) festgestellt. Zur genaueren Untersuchung wurde die Bündel-

⁶Material: BK 7, \varnothing 12.5 cm, Dicke 1.0 cm

⁷Für gewöhnlich wird in der Literatur statt der Leistungsdichte die *über einen Laserpuls* aufintegrierte Laserenergiedichte angegeben. Diese Arbeit verwendet gleichfalls diese handliche Konvention.

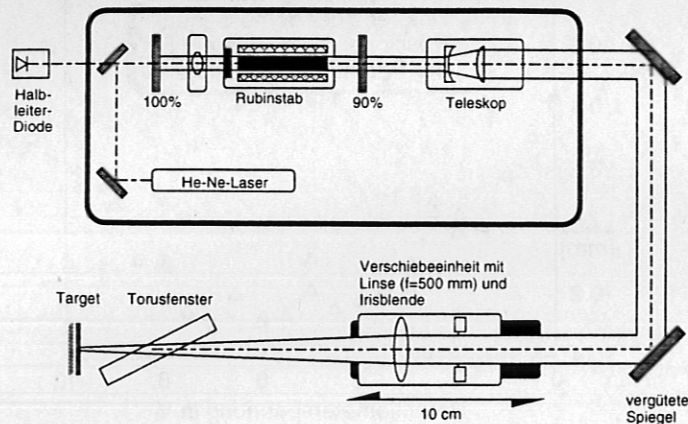


Abbildung 2.6: Schema des Laboraufbaus zur Kalibrierung der Brennfleckgrößen.

lung des Lasers mit einer Linse der Brennweite $f = 350$ mm vorgenommen⁸. Sodann läßt sich der Nebenbrennfleck auch auf dem Justierlaser, welcher ebenfalls den Resonator durchstrahlt, erkennen. Dabei fällt auf, daß die beiden Spots des an sich unpolarisierten He-Ne-Justierlasers unterschiedliche Vorzugsrichtungen der Polarisation aufweisen.

Aufnahmen des Haupt- und des Nebenbrennflecks mit der Halbleiterdiode zeigen kein differierendes Zeitverhalten; der Energieinhalt des Nebenbrennflecks beträgt etwa 2–5% des Hauptbrennflecks, was durch Messungen mit dem Kalorimeter bestätigt wird; das Energieverhältnis zwischen horizontaler und vertikaler Polarisationskomponente des Nebenbrennflecks beträgt etwa 5 : 1. Daraus läßt sich folgern:

- Strahlaufspaltung und Polarisation muß im Resonator erfolgen.
- Der Schaltvorgang der Pockelszelle hat keinen Einfluß.

Der Nebenbrennfleck kann also entstehen durch:

1. Schlechte Justierung des Resonators und der Q-Switch-Komponenten (Pockelszelle und Polarisator)
2. Leicht zum Resonator gedrehter Rubinstab (Rubinstab ist doppelbrechend !)
3. Probleme mit den Oberflächenvergütungen (schlechtes Coating)
4. Auftreten sog. "Hot Spots" im Strahlprofil des Lasers [MRMC82, p. 1233].

⁸Bei Linsen mit kürzeren Brennweiten liegt der Brennpunkt außeraxialer Strahlen auf Grund von Abbildungsfehlern dritter Ordnung (insbesondere der *sphärische Aberration* und der *Koma* [Hec89, 6.3]) weiter von dem paraxialer Strahlen entfernt.

Abstand vom Fokus	\approx E-Dichte mJ / mm ²	Schußabfolge										
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10-20	>20
0-4 cm	≥ 170	•	•	•	•							
4 cm	90-180	✓	•	✓	✓	✓	✓	•	✓	✓	✓	
4.25 cm	88-170	✓	✓	✓	✓	•	✓	✓	✓	✓	•	✓
4.5 cm	85-160	✓	•	✓	•	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
5 cm	80-150	✓	•	✓	•	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
5.5 cm	70-135	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
6 cm	65-125	✓	•	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
7-11 cm	$\leq 60-100$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	

Tabelle 2.2: Testserie zur Bestimmung der maximal zulässigen Energiedichte am Torusfenster. Schüsse ohne Beschädigungen werden mit ✓ angezeigt; bei Beschädigung erhielt der Schuß den Eintrag • und die Schußfolge wurde an einer anderen Stelle des Fensters fortgesetzt.

Während die letzten zwei Punkte keine einfache Lösungsmöglichkeit erkennen lassen, könnten Punkte 1 + 2 durch eine komplette Neujustierung des Lasers behoben werden. In Anbetracht der geringen Leistungsverluste durch den Nebenpeak wurde davon jedoch Abstand genommen.

Messung der kritischen Energiedichte

Fortan wurde der Nebenpeak vor der fokussierenden Linse durch eine Irisblende abgeschattet. Zur Bestimmung der am Torusfenster maximal zulässigen Energiedichte wurde wiederholt auf eine Position des Fensters geschossen und nach jedem Puls dessen Oberfläche auf Beschädigungen überprüft. Bei einer Beschädigung wurde die Pulsanzahl an dieser Stelle vermerkt und die Schußfolge an einer anderen Stelle des Fensters fortgesetzt (siehe Tabelle 2.2). Die große statistische Streuung läßt vermuten, daß nahe der kritischen Energiedichte Oberflächenunreinheiten die Keimzelle von Beschädigungen darstellen. Als sicher erscheinen erst Energiedichten von weniger als ≈ 50 mJ/mm² auf der Fensteroberfläche.

Schutzmaßnahmen

Um die Gefahr einer Beschädigung des Vakuumfenster am Torus zu verringern, wurde ein neuer Flansch konstruiert, welcher das Glas unter Brewsterwinkel Θ_B durch-

strahlen läßt. Dies bringt gegenüber einer senkrechten Durchstrahlung des Fensters mehrere Vorteile mit sich:

1. Der Durchstoßpunkt des Lasers durch das Vakuumfenster ist um ca. 4 cm weiter vom Target abgerückt. Dies reduziert die Laserenergiedichte am Glas um etwa ein Viertel.
2. Die bestrahlte Oberfläche des Fensters verdoppelt sich in etwa ($\frac{1}{\cos(\theta_B)} \approx 2$).
3. Keine Reflexionsverluste am Vakuumfenster mehr.

Als Vorgriff auf später am Experiment gewonnene Erfahrungen sei noch darauf hingewiesen, daß bei besonders groß gewählten Brennflecken (außerhalb des normalen Verschiebewegs von 10 cm aus dem Fokus heraus) die Gefahr besteht, den Fokus durch Reflexion am Target genau auf das Torusfenster zu legen.

2.5 Kalibrierung der Brennfleckgröße

Zur Kalibrierung der Brennfleckgröße in Abhängigkeit der Linsenposition wurde der spätere Aufbau am Experiment mit analogen Weglängen im Labor nachgestellt (Schema siehe Abbildung 2.6). Es wurden verschiedene Standardtargets, wie sie am Experiment eingesetzt werden, verwendet; dazu zählen hauptsächlich mit 0.5, 1.0 und 5.0 μm Aluminium bzw. Eisen bedampfte Glasplättchen. Schußserien mit Schrittweiten von 0.5 bzw. 1 cm an der Verschiebeeinheit der Linse wurden bei verschiedenen Laserenergien durchgeführt. Dabei zeigte sich eine Abhängigkeit der Brennfleckgröße von der zur Ablation verwendeten Laserenergie. Dies ist einsichtig, wenn man dem verwendeten Multi-Mode-Laser eine gaußförmige Energieverteilung über den Strahldurchmesser zu Grunde legt.

Die in den ablatierten Bereichen transparenten Targetplättchen wurden photographisch analog einem Diapositivfilm mit 25-facher Vergrößerung auf Photopapier abgebildet. Zur Flächenbestimmung der Brennflecken diente ein mechanischer Planimeter⁹ der Firma *Haff*. Abbildung 2.7 zeigt als Beispiel für die somit gewonnenen Daten die Unterschiede bei Targetdicken von 0.5 μm und 5.0 μm auf.

Basierend auf den Meßdaten des Eichkalorimeters # 221 kann nun die Laserenergiedichte und unter Verwendung der durch die Halbleiterdiode ermittelten Pulsdauern auch die Laserleistungsdichte angegeben werden (Abbildung 2.8).

⁹ *Haff* Planimeter 315 [Geb]; zur Funktionsweise eines Planimeters siehe z.B. [Kah88, Kap. 4.4 "Mechanisch-graphische Flächenbestimmung mit dem Polarplanimeter"]

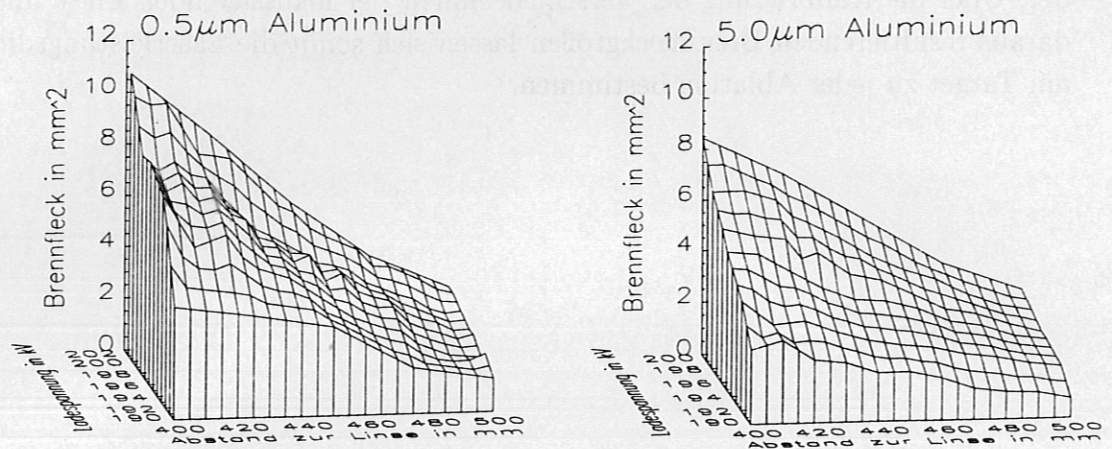


Abbildung 2.7: Kalibrierung der Brennfleckgrößen bei $0.5\ \mu\text{m}$ und $5.0\ \mu\text{m}$ dickem Aluminium in Abhängigkeit der Ladenspannung der Blitzlampen und dem Abstand des Targets von der fokussierenden Linse ($f = 500\ \text{mm}$).

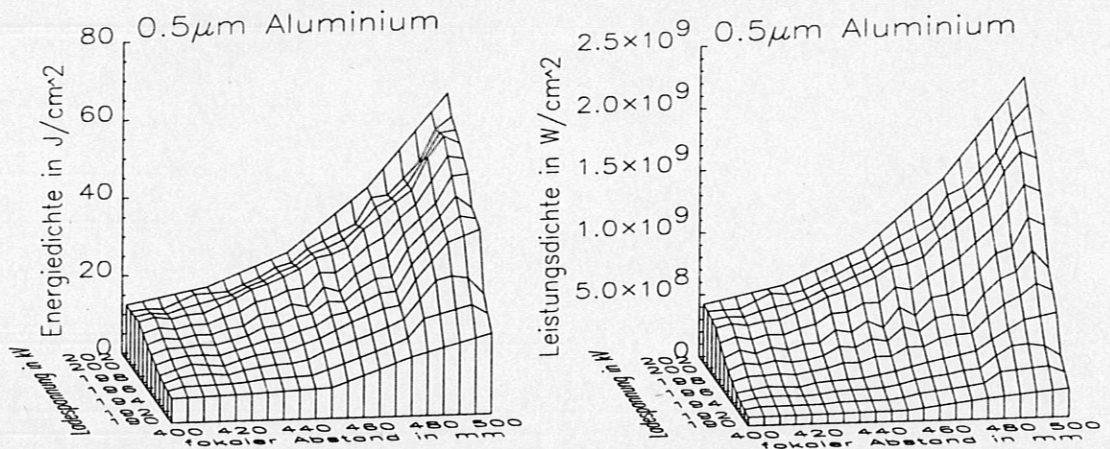


Abbildung 2.8: Ermittelte Laserenergie- und Laserleistungsdichten bei der Brennfleckkalibrierung von $0.5\ \mu\text{m}$ Aluminium in Abhängigkeit der Ladenspannung der Blitzlampen und dem Abstand des Targets von der fokussierenden Linse ($f = 500\ \text{mm}$).

2.6 Zusammenfassung

Mit Hilfe zweier Eichkalorimeter wurde die Laserenergie in Abhängigkeit zur Ladenspannung der Kondensatoren für die Blitzlampen kalibriert. Messungen mit einer Halbleiterdiode ließen zudem Aussagen über die erzeugten Energie- und Leistungsdichten zu. Im Experiment wurde die Halbleiterdiode als Energie-Monitor verwen-

det. Über die Kalibrierung der Verschiebeeinheit der fokussierenden Linse und der daraus resultierenden Brennfleckgrößen lassen sich somit die Laserleistungsdichten am Target zu jeder Ablation bestimmen.

Kapitel 3

Aufbau der LBO-Systeme am Stellarator W7-AS

Im folgenden Kapitel wird die räumliche Anordnung der am Experiment angebaute LBO-Systeme beschrieben. Zur Verunreinigungsinjektion werden in den Maschinenmodulen I und IV Stutzen mit identischer Geometrie verwendet. Aufgrund der toroidalen 5-fach-Symmetrie des Stellarators W7-AS stellen sich somit die Plasmaquerschnitte an beiden Ablationsorten gleich dar; dadurch werden die Messungen beider Systeme direkt miteinander vergleichbar. An beiden Systemen wurde eine optische Beobachtungsmöglichkeit direkt am Injektionsport installiert; zudem befindet sich das LBO-System II im Modul IV in direkter Umgebung vielfältiger spektroskopischer Meßapparaturen.

3.1 Anbau der LBO-Systeme am Experiment

Abbildung 3.1 zeigt in einem Horizontalschnitt durch den Torus die Position beider LBO-Systeme. Eingezeichnet sind zudem die Plasmaheizungen ECRH¹ und NBI², sowie die radiale Elektronentemperaturmessung mit ECE³ bzw. Thomson-Streuung (welche auch radiale Elektronendichteprofile liefert) und die Iontemperaturmessung via CX⁴. Diagnostiken, welche im Rahmen dieser Arbeit zur Auswertung der durch Ablation eingebrachten Verunreinigungen herangezogen wurden, sind dunkel unterlegt dargestellt. Dazu zählen das Kristall-Spektrometer (Bragg-Spektrometer), die sichtbare Spektroskopie VISPEC sowie alle Diagnostiken, die im VUV⁵ detektieren.

Abbildung 3.2 skizziert in einem vertikalen Schnitt entlang der Achse des Injektionsports den Anbau der Ablation an das Experiment. Der letzte Spiegel vor dem

¹ *Electron Cyclotron Resonance Heating*: Heizung des Plasmas durch resonante elektromagnetische Wellen, welche durch Landau-Dämpfung im Plasma stoßfrei absorbiert werden.

² *Neutral Beam Injection*: Heizung des Plasmas durch schnelle Neutralteilchen.

³ *Electron Cyclotron Emission*

⁴ Messung der Geschwindigkeitsverteilung der durch Charge EXchange (= Ladungsaustausch) erzeugten Neutralteilchen, welche das Plasma verlassen.

⁵ *Vakuum Ultra-Violett*: Grenze der Spektroskopie in Luft bei etwa 160 nm, welche durch die Absorption kürzerer Wellenlängen durch die Absorptionskante von Sauerstoff gegeben ist.

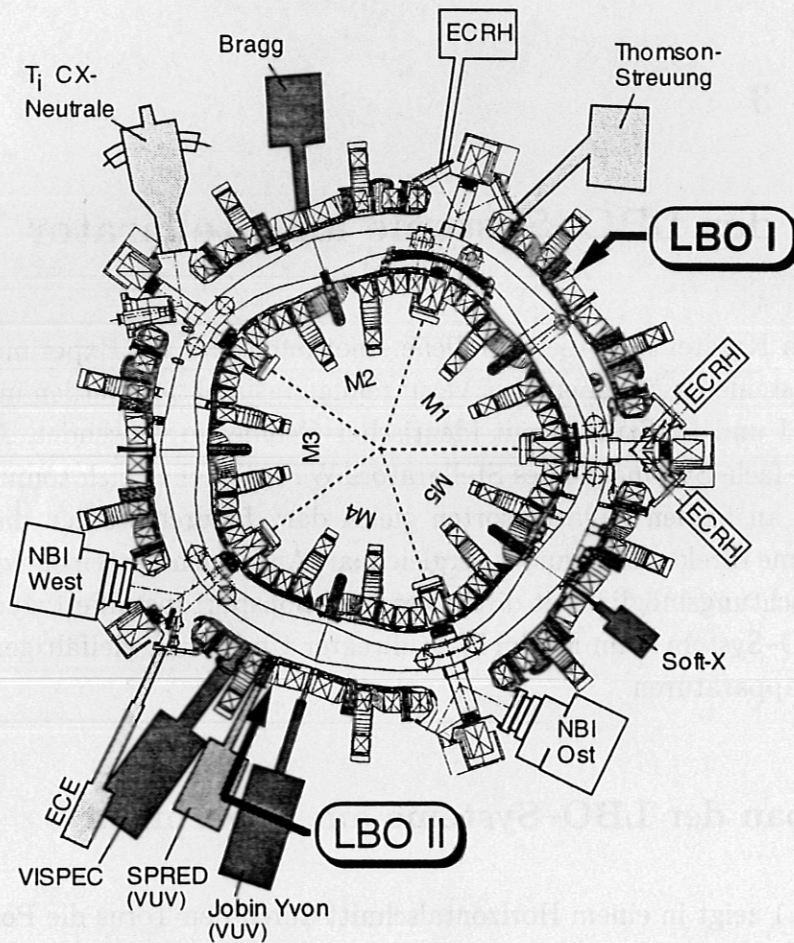


Abbildung 3.1: Die Positionen der Plasmaheizungen NBI und ECRH sowie der in dieser Arbeit verwendeten Diagnostiken am Stellarator Wendelstein 7-AS.

Torusfenster bringt unter einem Einfallswinkel von $\theta_i = 63^\circ$ den Laser auf die optische Achse des Stützens. Dies liegt nahe dem Brewsterwinkel $\theta_B = 56.3^\circ$ (für einen Übergang von Brechungsindex $n_i = 1.0$ nach $n_t = 1.5$), bei dem der Polarisationsanteil des Lichtes, dessen \mathbf{E} -Vektor parallel zur Einfallsebene⁶ liegt, reflexionslos in das brechende Medium eintreten kann. Um hohe Verluste (wie Laborversuche mit den für Einfallswinkel von 45° oberflächenvergüteten Spiegeln zeigten) zu vermeiden, wird die Polarisationsrichtung des Lasers von vertikaler auf horizontale Richtung gedreht. Dies geschieht mittels zweifacher Reflexion unter 45° , wobei die Strahlführung außerhalb einer Ebene liegt, wie in Abb. 3.2 gezeigt [ZK94, Kap. 4.6].

⁶Ebene, welche durch den einfallenden und reflektierten bzw. transmittierten Strahl (Wellenvektor) aufgespannt wird

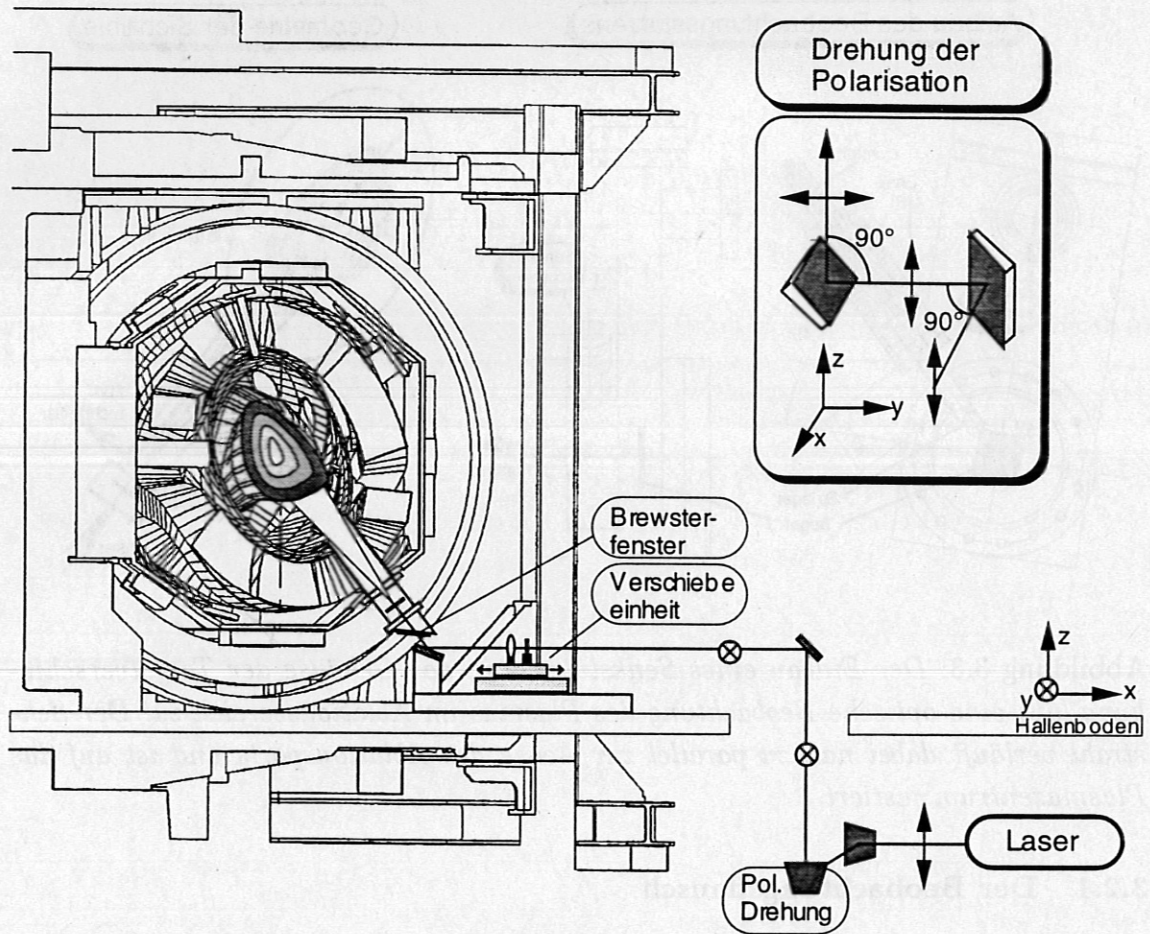


Abbildung 3.2: Aufbau der Ablationssysteme am Stellarator W7-AS: Der vertikale Schnitt durch den Stutzen zeigt den Plasmaquerschnitt für $\iota = 0.34$ sowie den schematischen Strahlengang des Lasers. In der Nebenabbildung ist das Prinzip der Polarisationsdrehung des Lasers gezeigt.

3.2 Optische Beobachtungsmöglichkeit

Zur optischen Beobachtung des in das Plasma eintretenden Verunreinigungsstrahls wurde an beiden Ablationssystemen das Gehäuse der Targetverschiebung nahe dem Ablationsort um ein Senkflansch erweitert. Über einen Spiegel und eine Linse wird nun das vom Plasma und der Plasmarandschicht kommende Licht in einen Lichtleiter eingekoppelt. Die Lichtleiter beider Systeme werden an dem Eintrittspalt eines 1-Meter-Monochromators zusammengeführt und dessen Ausgangssignal durch einen Photomultiplier detektiert.

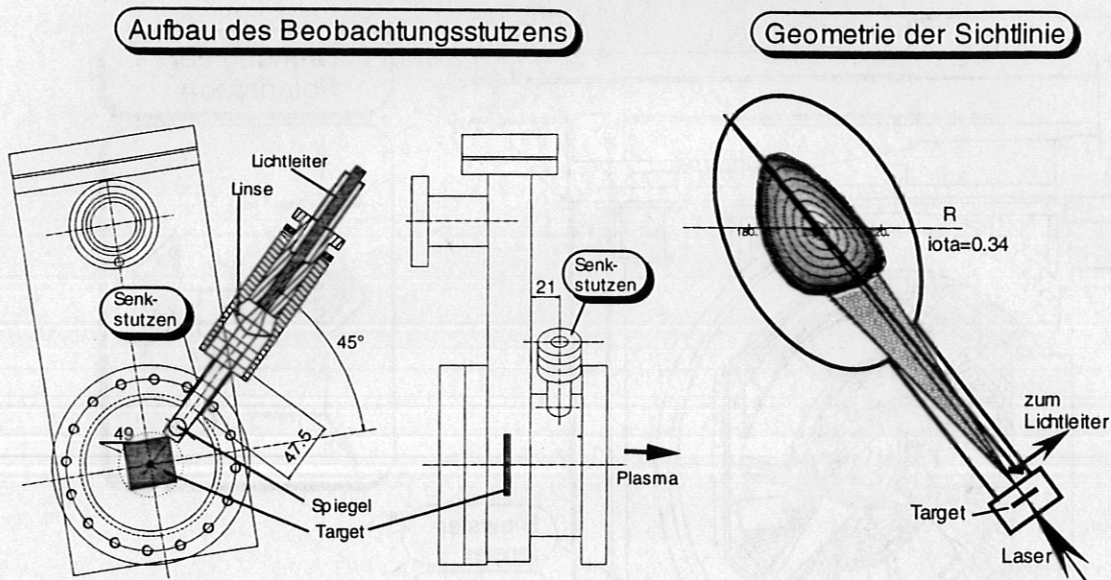


Abbildung 3.3: Der Einbau eines Senkstutzens in das Gehäuse der Targetverschiebung läßt eine optische Beobachtung des Plasmas im Ablationsbereich zu. Der Sehstrahl verläuft dabei nahezu parallel zur Achse des Ablationsports und ist auf das Plasmazentrum justiert.

3.2.1 Der Beobachtungsflansch

Über einen justierten Spiegel am Ende des in die Targetverschiebung eingebauten Senkflansches wird ein durch das Plasmazentrum zielender (und dabei zur Stutzenachse um nur 1.4° gedreht) Sehstrahl zur Verfügung gestellt. Dieser muß auf Grund der beengten Verhältnisse am Experiment außerhalb des Vakuums innerhalb weniger Zentimeter auf einen Lichtleiter fokussiert werden (vgl. Abb. 3.3). Bei der verwendeten Optik (plankonvexe Linse mit $\varnothing = 18 \text{ mm}$ und $f = 30 \text{ mm}$) wird schon ein um 2.3° außeraxialer Strahlengang nicht mehr in den Lichtleiter eingekoppelt⁷; somit kann mit guter Näherung von einem parallelen Strahlenbündel ausgegangen werden.

3.2.2 Lichtleiter

Je LBO-System wurde ein 30 m langer Lichtleiter der der Firma *Fiberguide Industries*, bestehend aus 94 Quarzglasfasern, erworben. Um den Eintrittsspalt des Spektrometers optimal ausleuchten zu können, wurde je ein Ende der Lichtleiter in eine

⁷Zudem verhindert der lange Senkstutzen als Aperturblende einen nicht-parallelen Strahlengang und somit eine Strahlabbildung ausgewählter Plasmaorte auf den Lichtleiter.

Fiberguide Industries <i>Superguide G SFS 200T</i>	
Material	pure fused silica
Max. Wellenlängenbereich	130—1100 nm
Numerische Apertur	0.22
Halber Öffnungswinkel	12.7°
Faserdurchmesser	200 μm
Lichtleiter	2 x 30 m mit je 94 Fasern
Transmission bei 30 m	$\lambda = 3944 \text{ \AA}$: $\approx 75\%$ $\lambda = 5500 \text{ \AA}$: $\approx 95\%$

Tabelle 3.1: *Daten der Lichtleiter*

rechteckige Form von $10.5 \times 0.4 \text{ mm}$ gepreßt. Die wichtigsten Daten der Lichtleiter sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.2.3 Czerny–Turner Spektrometer

Beide Lichtleiter wurden zur Wellenlängenselektion an einen Monochromator der Firma *McPherson*, Modell 2061 angeschlossen. Dabei handelt es sich um ein Czerny–Turner–Spektrometer⁸ mit fokaler Länge von 1 m und zur Verfügung stehenden Plangittern von 600, 1200 bzw. 2400 Strichen pro mm. Die spektrale Empfindlichkeit des Geräts wurde mit einer geeichten Wolframbandlampe im Bereich von 300 nm bis 1200 nm aufgezeichnet, die spektrale Auflösung unter Verwendung einer Hg–Hochdrucklampe am Quecksilber–Dublett bei 3131.55 \AA bzw. 3131.83 \AA getestet. Die wichtigsten vom Hersteller angegebenen Daten des Spektrometers sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Die Lichtleiter beider LBO–Systeme können durch eine höhenverstellbare Halterung am Eintrittsspalt des Spektrometers positioniert werden. In einer mittigen Stellung werden beide Lichtleiter zugleich auf den Eintrittsspalt abgebildet; die obere bzw. untere Stellung blendet einen der beiden Lichtleiter aus.

3.2.4 Datenaufnahme

Zur Messung der Lichtflüsse dient ein Photomultiplier der Firma *EMI* (Typ 9635QB) mit Quarzglasfenster, 13 CsSb Dynoden und bialkalischer Photokathode, welcher mit einem angepaßten Abschlußwiderstand versehen eine Integrationszeit von $1 \mu\text{s}$

⁸aufgebaut aus zwei asphärisch kollimierenden und fokussierenden Spiegeln und einem auswechselbaren Plangitter

McPherson Monochromator <i>Model 2061</i>			
Optisches System	Czerny-Turner, fokale Länge: 1 m 2 asphärisch kollimierende Spiegel		
Ein-/Austrittsspalt	5 μm bis 2 mm; max. Höhe: 22.5 mm		
Gitter (Strich/ mm)	2400	1200	600
Wellenlängenbereich	185–650 nm	185–1300 nm	185–2600 nm
spektrale Auflösung	0.005 nm	0.01 nm	0.003 nm
Dispersion (nm/mm)	0.416	0.833	1.66

Tabelle 3.2: Daten des Czerny-Turner-Spektrometers

aufweist. Ein Betrieb über Trenntrafos verhindert das Einschleifen der Experimentmasse in den als Faraday-Käfig gehaltenen Kontroll- und Meßraum. Dort wird das Meßsignal mit einer Samplingrate von 1 MHz digitalisiert und in das globale W7-AS-Schußfile⁹ geschrieben.

⁹Je Plasmaentladung werden die Daten aller Diagnostiken zu einer einzigen großen Datei, dem sog. Schußfile gebündelt

Kapitel 4

Untersuchungen zum Ablations- und Eindringprozeß

Der Ablationsprozeß bestimmt direkt den komplexen Aufbau des erzeugten Verunreinigungsstrahls aus bei der Ablation entstehendem Plasma, neutralen Atomen und "Clustern". Dies läßt sich im Rahmen einfacher Modelle der Laserablation verstehen, wie zu Beginn dieses Kapitels gezeigt wird. Um quantitative Aussagen treffen zu können, werden sodann die in der Literatur genannten Ergebnisse experimenteller Untersuchungen zusammengefaßt und auf die Geometrie der am W7-AS angebauten LBO-Systeme angewandt.

Die neu installierte optische Beobachtungsmöglichkeit am LBO-Gehäuse lieferte Informationen über den zeitlichen Verlauf der Verunreinigungs-Quellfunktion. Dabei zeigten Atome und "Cluster" differierende Verhaltensweisen bei ihrem Eindringen in die Plasmarandschicht. Dies gab Anlaß zu weitergehenden Untersuchungen, welche unterschiedliche Eindringtiefen von Atomen und "Clustern" aufzeigten.

4.1 Modelle des Ablationsprozesses

Bei der Ablation mit Q-Switch-Lasern stehen i.a. Leistungsdichten von 10^6 bis zu einigen $10^9 \frac{W}{cm^2}$ zur Verfügung. Dies liegt im Grenzbereich zwischen zwei unterschiedlichen physikalischen Modellen, welche hier dargestellt werden.

A: Niedrige Leistungsdichten: Das Raketenmodell

Bei Laser-Leistungsdichten unter $10^7 \frac{W}{cm^2}$ läßt sich der Ablationsprozeß als quasi-statischer Phasenübergang zwischen fester und gasförmiger Phase beschreiben. Dabei wird das Laserlicht an der Oberfläche des Targets absorbiert und in einer dünnen Schicht unter der Oberfläche in Wärme umgewandelt, bis das Material zu verdampfen beginnt. Das erzeugte Gas bleibt für das Laserlicht transparent, da es nicht ionisiert oder atomar angeregt wird. Die ablaufenden physikalischen Prozesse lassen sich durch den Standardformalismus der Gasdynamik gut beschreiben [Kro72]. Vernachlässigt man in einer eindimensionalen Darstellung die Existenz einer Trägerplatte für das Target, so stellt sich die transiente Ausbreitung des Gases in das

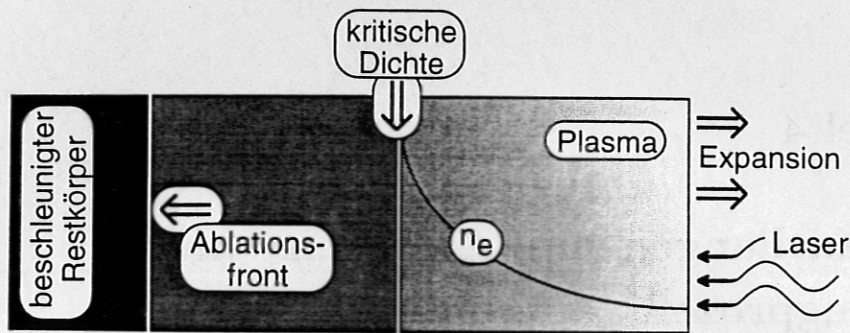


Abbildung 4.1: Modell einer Ablation bei hohen Leistungsdichten: Das Laserlicht wird an der kritischen Elektronendichte innerhalb der erzeugten Plasmaschicht absorbiert. Darüber hinaus breitet sich eine Hitzewelle (die sog. Ablationsfront) aus, welche den restlichen Festkörper beschleunigt.

umgebende Vakuum in Form einer *centric rarefaction wave* (Landau und Lifshitz 1954) mit konstanten Grenzgeschwindigkeiten zwischen Target, Gas und Vakuum dar. Das adiabatisch expandierende Gas übt somit Druck auf den noch nicht verdampften Restkörper aus. In einem einfachen Modell kann man dies mit einer Rakete vergleichen, wobei diese (= der restliche Festkörper) durch den mit konstanter Geschwindigkeit ausströmenden Treibstoff (= das expandierende Gas) beschleunigt wird [RDO⁺80].

B: Hohe Leistungsdichten: Erzeugung von hochdichtem Plasma

Wird die Leistungsdichte über einen kritischen Wert von etwa $10^9 \frac{W}{cm^2}$ erhöht, so kann nicht mehr von einem quasi-statischen Prozeß gesprochen werden: die Equilibationszeiten im Festkörper sind nunmehr gleich oder kleiner der Verweildauer eines Atoms an der Oberfläche. Der Festkörper wird überhitzt, eine Hitzeschockwelle durchläuft ihn und erzeugt eine Schicht aus geschmolzenem Material. Zudem steigen die Temperatur und Dichte des produzierten Gases so weit an, daß es atomar angeregt und teilweise ionisiert wird. Der so entstehende Plasmaball kann nun mittels inverser Bremsstrahlung und Photoeffekt das Laserlicht absorbieren.

Der Absorptionskoeffizient für die inverse Bremsstrahlung

$$K \sim \frac{n_e}{(kT)^{1/2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_P}{v_L}\right)^2}}$$

ist proportional zur Elektronendichte n_e und besitzt eine Singularität für den Fall ei-

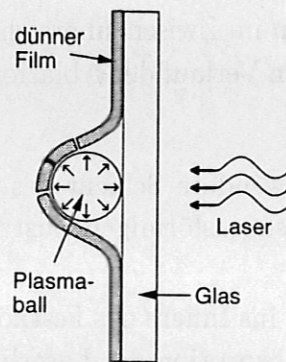


Abbildung 4.2: Ablation einer dünnen Schicht: ein zwischen Substrat und aufgedampfter Metallschicht entstehender Plasmaball absorbiert das Laserlicht teilweise und läßt schließlich die ihn einengende restliche Metallschicht abplatzen.

ner mit der Laserfrequenz $\nu_L = \frac{c}{\lambda_L}$ identischen Plasmafrequenz¹ $\nu_P = \frac{\omega_P}{2\pi}$. Oberhalb der damit verbundenen kritischen Elektronendichte n_c wird das Laserlicht reflektiert. Dies ist bei einem Rubinlaser mit $\lambda_L = 694 \text{ nm}$ ab einer Elektronendichte von $n_c = 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ der Fall.

In einem vereinfachten Modell [MC82] nimmt man nun an, daß das Laserlicht nur in der Schicht mit der kritischen Elektronendichte n_c absorbiert wird. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die mittlere freie Weglänge der Strahlung bei einer Elektronendichte von $n_e = \frac{1}{4} \cdot n_c = 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ mehr als 1.5 mm beträgt, was groß im Vergleich zur Dimension des Plasmaballs ist [SB71]. Somit läßt sich die Ablation in drei Bereiche unterteilen (vgl. Abb. 4.1):

- Bereich eines adiabatisch expandierenden Plasmas mit einer zur kritischen Dichte n_c hin ansteigenden Elektronendichte, bei welcher das Laserlicht vollständig absorbiert wird.
- Eine Hitzewelle breitet sich über die kritische Dichte hinaus aus und bringt das Material als sogenannte Ablationsfront zum Schmelzen.
- Vom Ablationsprozeß beschleunigter Rest des Festkörpers, der noch nicht erhitzt wurde.

C: Ablation einer dünnen Schicht

Zur Laserablation am W7-AS werden dünne Schichten verwendet, welche per Vakuumdeposition auf einem transparenten Substrat aufgebracht sind. Die zur Verfügung

$${}^1\omega_P = 2\pi\nu_P = \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \text{ in } \left[\frac{\text{rad}}{\text{sec}} \right].$$

stehenden Energiedichten liegen im Zwischenbereich oben genannter Grenzfälle. Somit kann man sich den zeitlichen Verlauf der Ablation wie folgt vorstellen (vergleiche Abb. 4.2):

1. Die dem Trägerglas zugewendete Schicht des Festkörpers wird innerhalb der ersten Nanosekunde in den gasförmigen Zustand versetzt [Kro72, Seite 1385] und teilweise ionisiert.
2. Die Ablationsfront dringt ins Innere des Festkörpers vor, während der entstandene Plasmaball durch Absorption des Laserlichts weiter geheizt wird.
3. Das expandierende Plasma wird am Glasträger reflektiert und läßt die an der Expansion hinderliche Restschicht der Folie abplatzen². Ursachen der Fragmentation der Folie können akustische Schockwellen, Laser-Hotspots von einigen μm Größe und daraus folgende inhomogene Druckverteilungen oder Instabilitäten analog zur Rayleigh-Taylor-Instabilität sein [MRMC82].
4. Fortschreiten der Ablationsfront bis zum Ende des Laserpulses; währenddessen weiteres thermisches Heizen des Plasmas.
5. Fortgesetzte Expansion des dichten Plasmas. Dabei werden bei hohen Laserenergien möglicherweise die abgeplatzten Fragmente durch vorbeifliegendes Plasma erhitzt und teilweise verdampft. Durch Reflexion von Teilchen am Trägerglas erhält die Schwerpunktschwindigkeit des Plasmaballs eine Vorzugsrichtung senkrecht zu dessen Oberfläche.

Punkt 3 obiger Aufzählung läßt noch 2 Grenzfälle zu: Das Fortschreiten der Ablationsfront mit der Massenablationsrate $\frac{d\mu}{dt}$ in [$g\ s^{-1}\ cm^{-2}$] wurde experimentell zu

$$\frac{d\mu}{dt} \approx 1.1 \cdot 10^5 \left(\frac{P_L}{10^{14}} \right)^{1/3} \cdot \lambda_L^{-4/3} \quad \begin{array}{l} P_L : \text{ Laserleistungsdichte in } \left[\frac{W}{cm^2} \right] \\ \lambda_L : \text{ Laserwellenlänge in } [\mu\text{m}] \end{array}$$

ermittelt [FFA⁺82]. Daraus läßt sich berechnen, wie lange es dauert, bis die Hitzequelle den Festkörper voll durchdrungen hat:

$$\tau_a = \frac{d\rho}{(d\mu/dt)} \quad \begin{array}{l} d : \text{ Dicke des Festkörpers} \\ \rho : \text{ spez. Gewicht} \end{array}$$

Sei T_{Laser} die Dauer des Laserpulses, so gilt für

$\tau_a \ll T_{\text{Laser}}$: Das Target wird vollständig ablatiert und das erzeugte Plasma hauptsächlich thermisch durch den Laser geheizt.
(Schwerpunktschwindigkeit $v \sim P_L^{1/2}$)

²Diese Theorie wird unterstützt durch die oftmals fransig aussehenden Ränder der Brennflecken und der dort leicht vom Substrat abstehenden Folienreste.

$\tau_a > T_{\text{Laser}}$: Die Expansion des produzierten Plasmaballes trägt den Hauptanteil an der Geschwindigkeitsverteilung des produzierten Verunreinigungsstrahls.
($v \sim P_L^{1/3}$)

Unterschiedliche Pulsdauern bzw. Targetdicken haben also verschiedene Proportionalitäten der Endgeschwindigkeiten des Verunreinigungsstrahls zur Laserleistungsdichte zur Folge [BFIK91].

4.2 Struktur des Verunreinigungsstrahls

Die räumliche und zeitliche Struktur des durch die Ablation erzeugten Verunreinigungsstrahls wurde vielfach mit Massenspektrometern, Getterfolien und Elektroden-Stoß-Anregung untersucht (siehe z.B. [MRMC82] [MCC75] [BFIK91] [BFI+90]). Dabei zeigte sich ein komplexer Aufbau des Verunreinigungsstrahls bestehend aus:

- Ionen und freie Elektronen.
- Neutralen Atomen, teilweise in angeregten Zuständen.
- Reste von Fragmenten der abgeplatzten Folie, im Folgenden *Cluster* genannt³.

Jede dieser Komponenten besitzt aufgrund ihrer unterschiedlichen Produktionsmechanismen verschiedene kinetische Energien und räumliche Verteilungsfunktionen. Im folgenden seien die in der Literatur genannten experimentellen Ergebnisse kurz zusammengefaßt.

Ionen und Elektronen

Nach [MCC75] wird schon bei Laserenergiedichten von $20 \frac{J}{cm^2}$ auf Aluminium ein signifikanter Anteil von Ionen freigesetzt. Bei $40 \frac{J}{cm^2}$ wurde das Verhältnis von Ionen zu neutralen Atomen zu etwa $10^{-4} : 1$ bestimmt, wobei die Ionen in etwa die dreifache kinetische Energie der Atome besaßen.

Da beim Einsatz des LBO-Systems am Experiment W7-AS starke Magnetfelder das Eintreten geladener Teilchen ins Plasma verhindern, wird im folgenden der Anteil der produzierten Elektronen und Ionen vernachlässigt.

³Im Gegensatz zu dieser Definition werden in der Chemie i.a. Molekülverbände, bestehend aus einigen (hundert) Atomen und mit Bindungsenergien niedriger als im Falle kondensierter Materie, als Cluster bezeichnet.

Neutrale Atome

Einen reinen Strahl aus einzelnen Atomen zu produzieren wäre der gewünschte Idealfall der Laserablation. Dies läßt sich der Theorie nach am ehesten bei kleinen Targetdicken (welche während der Laserpulsdauer vollständig von der Ablationsfront durchdrungen werden) und hohen Energiedichten (wodurch die bei der Fragmentation entstehenden Cluster vollständig verdampft werden) erreichen. Unter diesen Voraussetzungen wurde nach [MRMC82] die Hälfte des atomaren Strahls innerhalb eines Öffnungswinkels von $\approx 10\text{--}15^\circ$ detektiert (winkelintegriert, gemessen von der Oberflächennormale aus). Studien von [BdMH⁺80] zeigen innerhalb eines Öffnungswinkels von 8° eine konstante Strahlverteilung. Für Winkel zwischen 7° und 25° werden bei [MCC75] Strahldichten mit nahezu konstantem Wert angegeben.

Cluster

Nahezu jede Ablation erzeugt in Abhängigkeit von Targetmaterial, -dicke und Laserenergiedichte durch Fragmentation der dünnen Schicht mikroskopische Cluster. Dabei erhalten die Atom-Agglomerationen im Mittel kinetische Energien von 0.1 bis 1.0 eV pro Nukleon [MCC75]. Allgemein läßt sich feststellen:

- Der Anteil der Cluster steigt zu niedrigeren Laserenergiedichten und dickeren Targets hin an (vgl. LBO-Messungen in Abb. 4.3 und 4.4 auf Seite 32).
- [MRMC82]: Der Clusteranteil ist stark materialabhängig: so werden z.B. bei Energiedichten von $5 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ bei $1 \mu\text{m}$ Aluminium etwa 7% Cluster erzeugt, während es bei $1 \mu\text{m}$ Eisen ca. 40–60% sind.
- [MCC75]: Cluster sind stärker als die einzelnen Atome in ihrer Richtung gebündelt. Die Halbwertsbreite ihres Öffnungswinkels beträgt bei Targets dünner als $3 \mu\text{m}$ nur $\pm 5^\circ\text{--}10^\circ$ und verengt sich bei Targetdicken von $3\text{--}10 \mu\text{m}$ auf $2^\circ\text{--}3^\circ$.
- [MRMC82]: Messungen der von Clustern auf Getterfolien geschlagenen Krater weisen auf Clustergrößen $> \frac{1}{4} \mu\text{m}$ hin. Es werden sogar Krater mit Durchmessern größer als die Targetdicke gefunden, was die Theorie der bei der Ablation abplatzenden Folie bekräftigt.

Zusammenfassung

Durch den komplexen Ablationsprozeß erhält der produzierte Verunreinigungsstrahl eine inhomogene Struktur aus Clustern, neutralen Atomen, Ionen und Elektronen. Deren relative Intensitäten und Energien variieren je nach Targetmaterial, -dicke und Laserenergiedichte. Somit erhält man in 60 cm Abstand vom Target durch die

unterschiedlichen Flugzeiten eine gesamte Pulslänge von $\geq 100 \mu\text{s}$, welche am Experiment die Quellfunktion der Verunreinigung im Plasma darstellt.

Der Stutzendurchmesser ($\varnothing = 125 \text{ mm}$) engt den Winkelbereich, mit dem die Atome in das Plasma eintreten, auf $\pm 6^\circ$ ein. Geht man optimistischerweise von einer isotropen Winkelverteilung zwischen 0 und $\pm 10^\circ$ aus, innerhalb der sich die Hälfte aller ablatierten Atome befinden sollen, so gelangen vom gesamten ablatierten Material 17% ins Plasma. Die stärker gerichteten Cluster hingegen werden durch den Innendurchmesser des Stutzens kaum beschränkt. Dies mag mit ein Grund für die i.a. höheren Zählraten des Bragg-Spektrometers bei niederenergetischen Ablationen sein.

4.3 Der Eindringprozeß ins Plasma

Der von der Laserablation zur Verfügung gestellte Verunreinigungsstrahl durchfliegt die 60 cm bis zum Erreichen der Plasmarandschicht innerhalb von $\geq 60 \mu\text{s}$. Die dort herrschenden Elektronendichten von ca. $4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ mit Temperaturen von einigen 10 eV regen die Verunreinigungsatome bzw. -cluster durch Stöße an und ionisieren sie sukzessive. Das bei der Anregung niedriger Ionisationsstufen entstehende Licht spiegelt so den Eindringprozeß der Verunreinigung ins Plasma wieder.

4.3.1 Optische Beobachtung der Al I–III–Linien

Das beim Eindringprozeß entstehende Licht wird durch den Beobachtungsstutzen über den gesamten Sichtstrahl hinweg linienintegriert detektiert (vgl. Abb. 3.3 auf S. 22) und ist daher mit den radial variierenden Plasmametern gefaltet. Rückschlüsse über Geschwindigkeitsverteilungen (z.B. durch "time-of-flight" Analyse) und Eindringtiefen lassen sich daher daraus nur schwer ziehen.

Bei Aluminium kann oberhalb des VUV Linienstrahlung von Al I, II und III⁴ detektiert werden. Messungen von Al I (also neutralem Aluminium) weisen bei mittleren Laserenergien drei zeitlich gut voneinander trennbare Peaks auf (Abbildung 4.3 unten):

Laserpeak: Das erste Maximum bei $850 \mu\text{s}$ wird durch angeregte Al I Atome in dem bei der Ablation produzierten Plasmaball erzeugt, welcher schon ca. $10 \mu\text{s}$ nach dem Laserpuls in den Sehstrahl der optischen Beobachtung tritt (der Q-Switch des Lasers verzögert den Laserpuls um $840 \mu\text{s}$ zum Triggerzeitpunkt $t = 0$). Es

⁴Spektroskopische Zählweise der Ionisationsstufen eines Elementes, in dieser Arbeit durch Verwendung von römischen Zahlen gekennzeichnet. "I" entspricht dem neutralen Atom, "II" dem einfach ionisierten usf., somit gilt $Z Y \equiv Z^{(Y-1)+}$

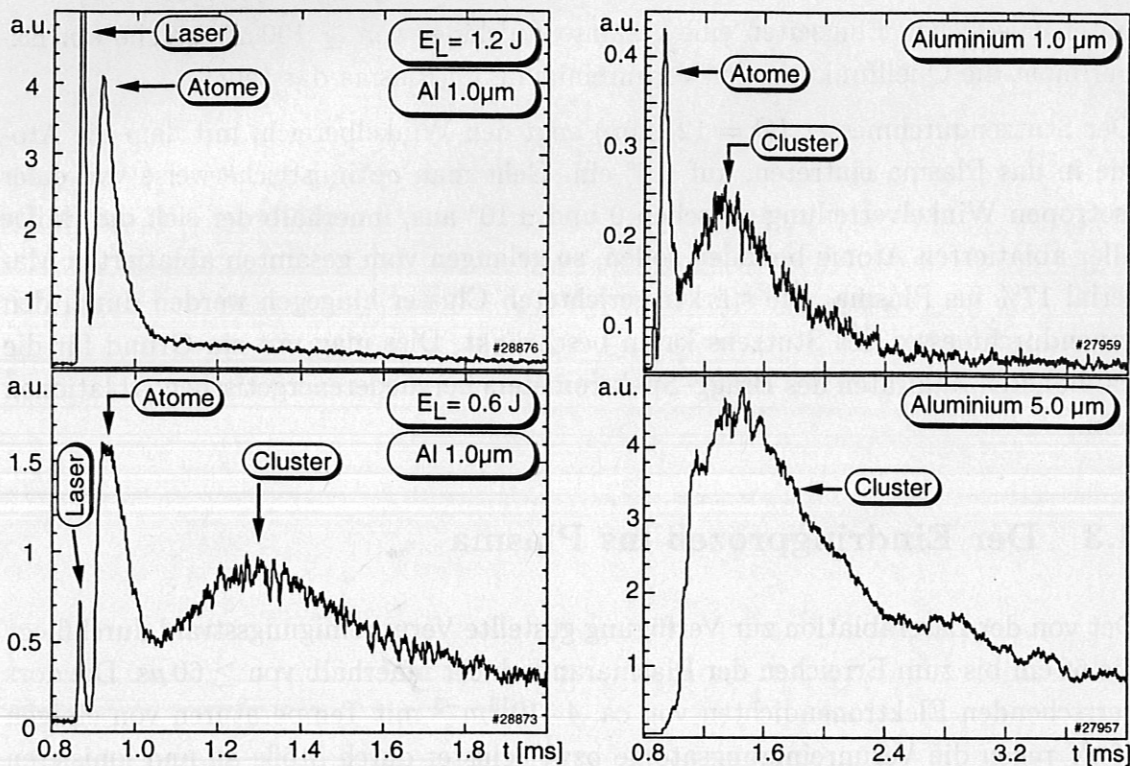


Abbildung 4.3: Abhängigkeit des beobachteten ALI Signals bei 3944 \AA von der Laserenergie E_L . Hohe Laserenergien erzeugen einen intensiveren, rein atomaren Strahl sowie einen höheren Laserpeak als im Falle niederenergetischer Ablation.

Abbildung 4.4: Detektion von Atomen und Clustern auf ALI Linienstrahlung (3944 \AA) bei Verwendung von $1.0 \mu\text{m}$ und $5.0 \mu\text{m}$ dicken Targets. Man beachte die im Vergleich zur linken Abbildung verdoppelte Zeitskala.

handelt sich dabei *nicht* um Streulicht des Lasers, was durch Aluminium- und Eisenablation bei zum Torus hin geschlossenem Schieber anhand der ALI-Linie auf 3944 \AA nachgewiesen wurde.

Einzelne Atome: Die Plasmarandschicht wird nach einer Flugzeit von ca. $60 \mu\text{s}$ durch die schnellsten Atome erreicht, danach bildet sich deren mit dem Plasmaprofil gefaltete Geschwindigkeitsverteilung im Kurvenverlauf ab. Bei einem zurückgelegten Weg von ca. 60 cm beträgt somit die Geschwindigkeit der schnellsten Atome $v \approx 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$.

Cluster: Nach den einzelnen Atomen dringen die Cluster mit stark variierenden Geschwindigkeiten in den Plasmarand ein. Ihre größere Eindringtiefe, ihr langsames Abdampfen und die breite Verteilung ihrer Eintreffzeit ergibt die beobachtete lange zeitliche Verteilung.

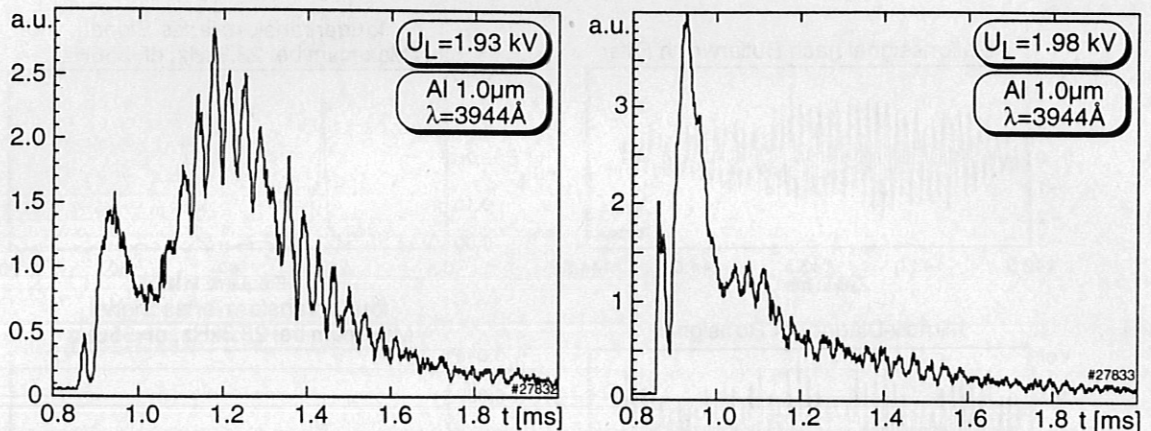


Abbildung 4.5: GAE-Moden modulieren Plasmadichte und -temperatur bis in die Plasmarandschicht hinein. Die GAE-Frequenzen zeichnen sich auf dem Al I Signal der in der Plasmarandschicht verdampfenden Cluster ab, wohingegen das atomare Signal unbeeinflusst bleibt. Dies weist auf eine größere Eindringtiefe von Clustern im Plasma hin.

Die Linienstrahlung des am Plasmarand entstehenden einfach bzw. doppelt ionisierten Aluminiums II und III weist ebensolche Atom- und Clusterpeaks auf; jedoch kann kein durch den Laserpuls erzeugtes Signal beobachtet werden, was für einen sehr geringen Anteil von bei der Ablation erzeugten Ionen spricht (vgl. *Ionen und Elektronen*, Seite 29).

4.3.2 GAE-Modulationen auf dem Clustersignal

Bei rein neutralteilchen-geheizten Plasmen können im W7-AS sogenannte GAE-Moden⁵ [WSJ+94] im Frequenzbereich von 10–45 kHz mit Soft-X- und ECE-Diagnostik, den Mirnov-Spulen, aber auch als Dichtefluktuationen bei der Reflektometrie detektiert werden. Diese Modulationen finden sich auch auf dem Clustersignal der Al I–III Strahlung wieder, während sie auf dem Signal der atomaren Strahlkomponente offensichtlich nicht zu erkennen sind (vgl. Abb. 4.5).

Eine Fourieranalyse des von niederfrequenten Anteilen bereinigten Ablationssignals⁶ zeigt eine exakte Übereinstimmung der Modulationsfrequenz(en) mit den Daten der Mirnov-Sonden (Abb. 4.6) sowie der ECE-Fluktuationmessungen.

⁵ Globale Alfvén Eigenmoden: niederfrequente hydrodynamische Ionen-Wellen, deren Wellenvektor $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ liegt und die sich mit konstanter Geschwindigkeit, der sog. Alfvén-Geschwindigkeit, entlang den Magnetfeldlinien ausbreiten.

⁶ Dies geschieht durch Anwendung eines Butterworth-Filters fünfter Ordnung auf das fourier-transformierte Rohsignal und nachfolgender Rücktransformation.

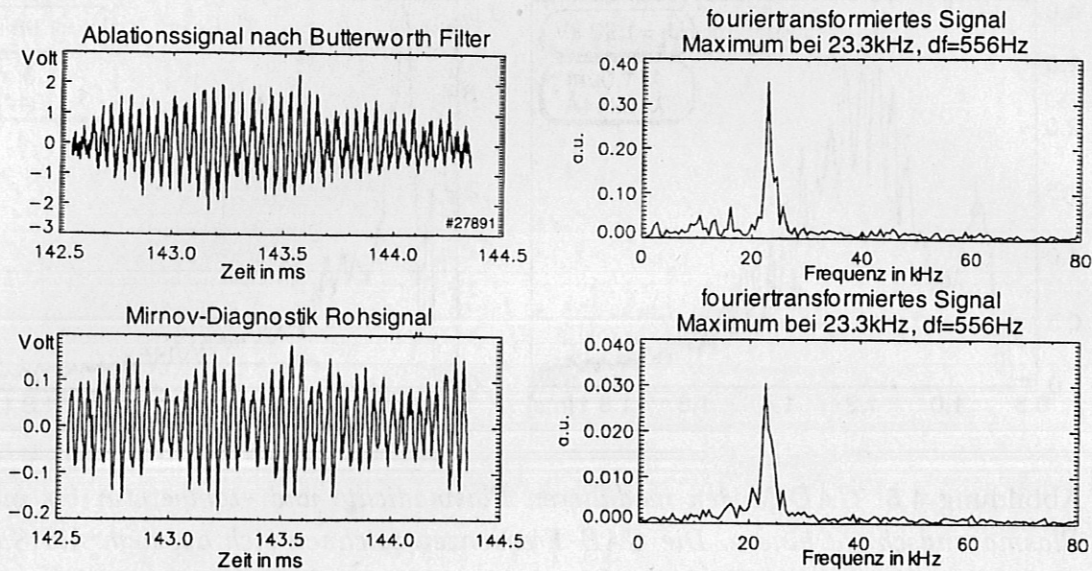


Abbildung 4.6: Vergleich des von niedrigen Frequenzen bereinigten Ablationssignals mit den Mirnov-Spulen-Messungen: Die Maxima der fouriertransformierten Signale stimmen exakt mit der für diesen Schuß ermittelten GAE-Frequenz überein.

Dies legt folgende Erklärung nahe: Die Cluster dringen tiefer als einzelne Atome in die Plasmarandschicht ein und gelangen somit in einen Bereich, dessen lokale Dichte und Temperatur noch durch die GAE-Frequenz moduliert wird. Dort stellen sie als mikroskopische Festkörper eine Quelle für neutrale Aluminiumatome dar; der Rate der abgedampften Aluminiumatome und deren Linienstrahlung wird somit die Frequenz der GAE-Moden aufgeprägt.

4.3.3 VISPEC Untersuchungen zur Penetrationstiefe

Mit ECE-Fluktuationmessungen lassen sich GAE-Moden in einem Bereich von $r_{\text{eff}}^7 = 6 \text{ cm}$ bis über die letzte geschlossene Flußfläche hinaus erkennen. Aussagen über die exakten Eindringtiefen der Ablationscluster können somit nicht gemacht werden. Um eine absolute Zuordnung der radialen Eindringtiefen von Clustern und Atomen zu erhalten, wurde Untersuchungen mit der VISPEC-Diagnostik angestellt. Deren Sichtstrahl kann durch einen um zwei Achsen drehbaren Spiegel im Torus frei positioniert werden. Dadurch ist man in der Lage, die poloidale Ebene der Ablation an unterschiedlichen Positionen beobachten zu können (Abb. 4.7).

⁷sog. "Effektiver Plasmaradius", definiert durch den Radius eines zum poloidalen Schnitt durch eine Flußfläche flächenidentischen Kreises

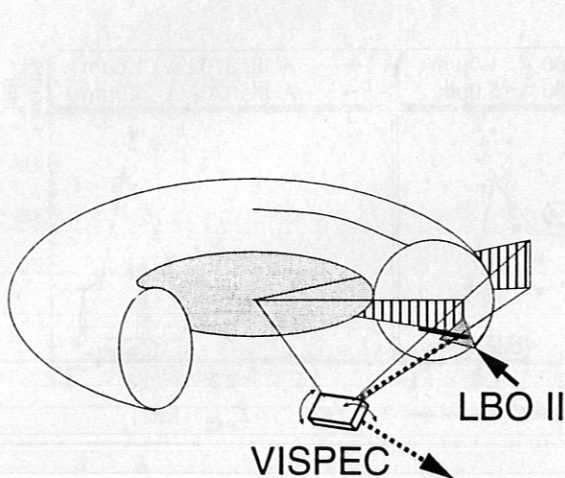


Abbildung 4.7: Optische Beobachtung des Eindringprozesses von Aluminium. Über einen um zwei Achsen drehbaren Spiegel kann der Sichtstrahl der VISPEC-Diagnostik tangential zum Plasma nahezu senkrecht auf den Ort der Ablation blicken.

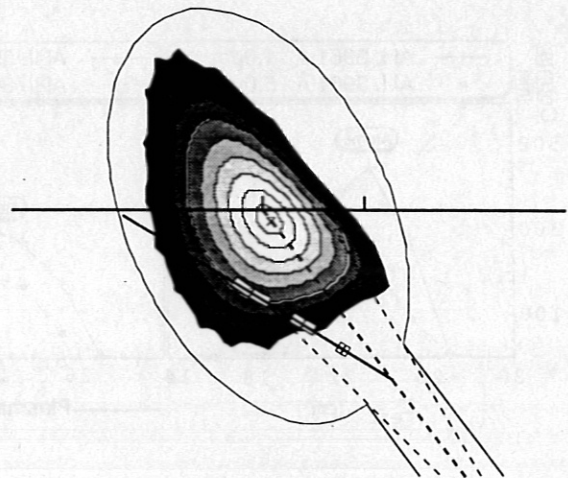


Abbildung 4.8: In einer poloidalen Ebene am Ort des LBO-Systems II sind der Öffnungswinkel der Ablationswolke sowie der Beobachtungsbereich der VISPEC-Diagnostik eingezeichnet. Um drei ausgewählte Sichtstrahlen herum sind jene Plasmabereiche hell hervorgehoben, welche ober- und unterhalb der Zeichenebene das Eindringvolumen der Ablation schneiden.

Die Wellenlängenselektion geschieht mit einem Czerny-Turner-Spektrometer identisch dem in Kapitel 3 beschriebenen. Eine schnelle CCD-Kamera am Austrittsspalt nimmt innerhalb von 20 ms das Spektrum um die zentrale Wellenlänge herum auf. Somit kann in dem Bereich von 3550–3950 Å zeitgleich Linienstrahlung von Aluminium I, II und III detektiert werden.

Radiale Zuordnung der Meßpunkte

Der nahezu tangential zum Plasma liegende Sehstrahl durchstößt im Bereich des Ablationsports viele poloidale Ebenen; dabei ändert sich von Ebene zu Ebene der Plasmaquerschnitt und der Ort des Durchstoßpunktes leicht. Jedem dieser Punkte kann durch Berechnungen mit dem Software-Paket TRANS⁸ ein effektiver Plasmradius r_{eff} zugewiesen werden. Punkte mit $r_{\text{eff}} > 23$ cm außerhalb der von TRANS

⁸TRANS berechnet die Flußflächegeometrie beliebiger poloidaler Plasmaquerschnitte durch Interpolation der Fourierkomponenten des Vakuumfeldes bzw. ausgewählter Gleichgewichtskonfigurationen.

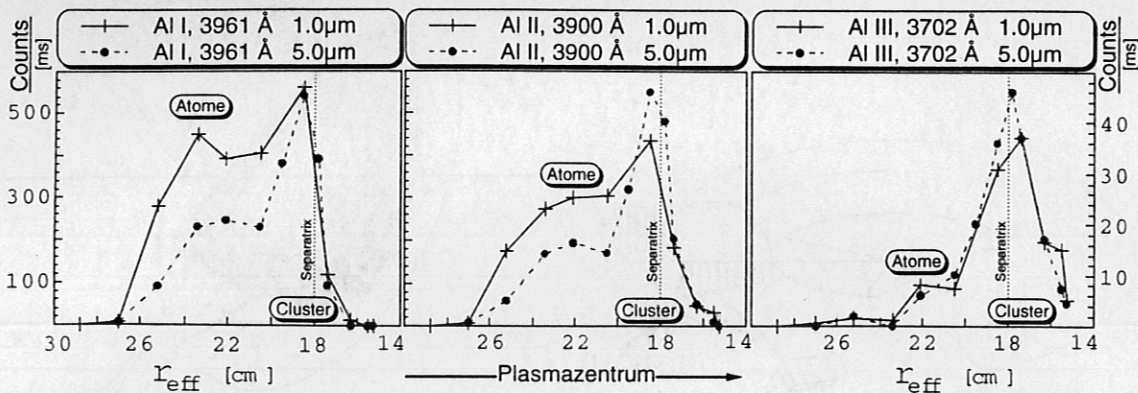


Abbildung 4.9: Radiale Abhängigkeit der Linienstrahlung von Al I, II und III bei Targetdicken von $1.0\ \mu\text{m}$ (+) und $5.0\ \mu\text{m}$ (•). Die vertikale Linie bei $r_{\text{eff}} = 18\ \text{cm}$ kennzeichnet die letzte geschlossene Flußfläche des Plasmas. Das bei größeren r_{eff} liegende Maximum wird durch die freien Atome des Verunreinigungsstrahls erzeugt. Diese werden sukzessive ionisiert und dringen dabei immer tiefer in die Plasmarandschicht ein, was sich in der Verschiebung des Signalschwerpunkts bei höheren Ionisationsstufen zur Separatrix hin zeigt. Das zweite Maximum wird durch Cluster erzeugt. Auf Grund ihrer hohen Masse dringen sie tiefer in die Plasmarandschicht ein und stellen dort, während sie Verdampfen, mikroskopische Teilchenquellen dar.

berechneten Flußflächen wurden durch lineare Extrapolation von r_{eff} gewonnen und sind als Näherungswerte zu verstehen.

Aufgrund des Öffnungswinkels der Ablation wird Aluminium bis in poloidale Ebenen, welche etwa 6–9 cm vor bzw. hinter der Ebene des Ablationsports liegen, eingeschossen. Somit kann man dem gesamten Beobachtungsvolumen, in welchem ablatiertes Material detektiert wird, nur ein mittleres r_{eff} zuweisen. Dies ist in Zeichnung 4.8 dargestellt: in der poloidalen Ebene der Ablation sind die Durchstoßungspunkte der zwei extremalen und einer mittigen Beobachtungssichtlinien eingezeichnet. Um diese Punkte herum ist jener Bereich des Plasmas hell hervorgehoben, welcher in toroidaler Richtung fortgesetzt (also „ober-“ und „unterhalb“ der Zeichenebene) sich noch im Raumwinkelement der Laserablation befindet.

Trägt man die Intensitäten der gemessenen Al I, II und III Linienstrahlung wie in Abbildung 4.9 über dem effektiven Radius auf, so zeigen sich die bei der Ablation erzeugten Atome und Cluster in zwei Maxima. Das von den einzelnen Atomen herrührende Signal auf der Al I-Linie ist bei $r_{\text{eff}} \approx 23\ \text{cm}$ klar zu erkennen und liegt weit außerhalb der Separatrix des Plasmas. Auf der Linienstrahlung des einfach ionisierten Al II weniger stark ausgeprägt, bewegt sich das atomare Signal zur Separatrix hin und wird auf der Aluminium III-Linie schon fast von dem Maximum der

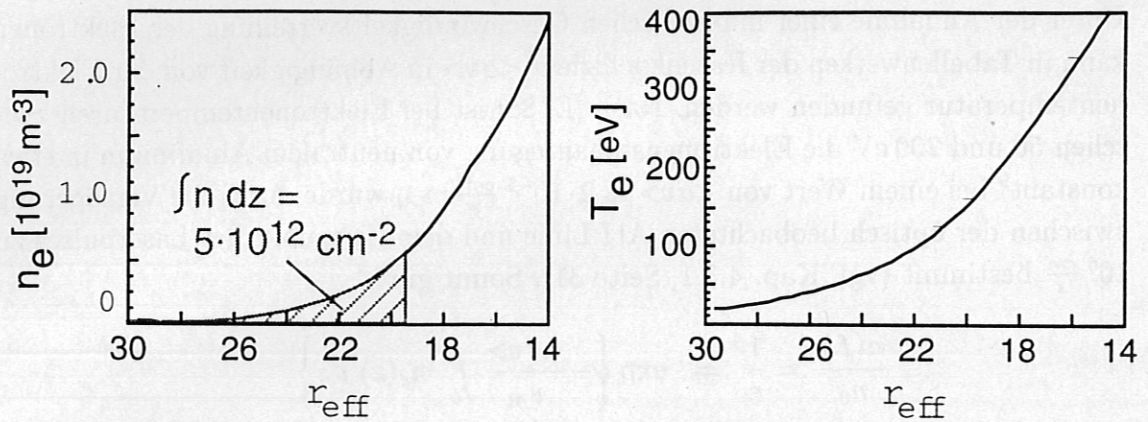


Abbildung 4.10: Elektronentemperatur und -dichteprofil der Entladungsserie zur Penetrationsuntersuchung. Bei der Elektronendichte wurde die aus der theoretischen Abschätzung erhaltenen integrierte Liniendichte eingezeichnet.

Cluster verborgen. Diese dringen trotz ihrer langsameren Geschwindigkeiten tiefer als einzelne Atome in das Plasma ein, da ihre Masse in der Randschicht nur langsam abgedampft wird. Somit stellen sie über ihren Weg ins Plasma mikroskopische Quellen von Verunreinigungsteilchen dar.

Vergleich mit theoretischer Abschätzung

Eine Abschätzung der Abfalllänge neutraler Aluminiumatome am Plasmarand bestätigt die gemessenen atomaren Eindringtiefen bis $r_{\text{eff}}^{\text{min}} \approx 20$ cm:

Die n mit Geschwindigkeit v_{Al} eingeschossenen Aluminiumatome werden mit dem Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle$ durch Elektronenstöße ionisiert:

$$\frac{dn}{dt} = -\langle \sigma v \rangle n n_e \quad \wedge \quad \frac{dz}{dt} = v_{\text{Al}}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = -\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_{\text{Al}}} n_e$$

Integriert man obigen Ausdruck über dz , so läßt sich die Distanz L im Plasma angeben, bei welcher nurmehr $1/e$ Aluminiumatome angelangen:

$$\int \frac{dn/dz}{n} dz = -\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_{\text{Al}}} \int n_e(z) dz$$

$$\Rightarrow n(L) = n_0 \exp \left\{ -\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_{\text{Al}}} \int_0^L n_e(z) dz \right\}$$

Unter der Annahme einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann in Tabellenwerken der Ratenkoeffizient $\langle\sigma v\rangle$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur gefunden werden. Nach [L⁺88] ist bei Elektronentemperaturen zwischen 50 und 200 eV die Elektronenstoßanregung von neutralem Aluminium in etwa konstant⁹ bei einem Wert von $\langle\sigma v\rangle \approx 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$. v_{Al} wurde durch die Verzögerung zwischen der optisch beobachteten Al I Linie und dem Zeitpunkt des Laserpulses zu $10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ bestimmt (vgl. Kap. 4.3.1, Seite 31). Somit gilt:

$$\frac{n(L)}{n_0} := \frac{1}{e} = \exp \left\{ -\frac{\langle\sigma v\rangle}{v_{Al}} \int_0^L n_e(z) dz \right\}$$

$$\Rightarrow \int_0^L n_e(z) dz = \frac{v_{Al}}{\langle\sigma v\rangle} = \frac{10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}}{2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}} = 5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$$

Die linke Hälfte obiger Gleichung stellt das Linienintegral der Elektronendichte dar. Integriert man die Randdichte der Elektronen über r_{eff} auf, so kann die $\frac{1}{e}$ -Länge des neutralen Aluminiums zu $r_{\text{eff}}=19.5 \text{ cm}$ bestimmt werden. Das Maximum der durch Stöße erzeugten Linienstrahlung muß folglich weiter als 19.5 cm vom Plasmazentrum entfernt sein. Dies wird durch die experimentell bestimmten Eindringtiefen (Abb. 4.9) bestätigt.

⁹Die niedrigen Eigengeschwindigkeiten der Aluminiumatome von etwa 10 eV können bei der Bestimmung des Ratenkoeffizienten vernachlässigt werden.

Kapitel 5

Vergleichende Transportuntersuchungen

Dichte- und Temperaturgradienten verursachen Diffusion und Konvektionsströmungen von Ionen und Elektronen im Plasma und bestimmen somit u.a. die Verteilung von Verunreinigungsatomen. Prinzipiell sind höhere Konzentrationen von Verunreinigungen im Plasma unerwünscht, da vor allem nicht vollständig ionisierte Hoch-Z Atome durch Rekombination und Linienstrahlung zu einer Abkühlung des Plasmakerns führen. Sammeln sich gar Verunreinigungen (dazu wird auch die bei der Fusion erzeugte Heliumasche gezählt) bevorzugt im Plasmazentrum an, so kann die hohe Strahlungsleistung im ungünstigsten Fall bis zu einem Abbruch der Entladung führen; zudem werden die Fusionsreaktionspartner aus dem Gebiet der höchsten Temperaturen und Dichten verdrängt. Effekte dieser Art werden durch die toroidale Magnetfeldgeometrie bedingt.

Coulomb-Stöße führen auch in einem zylindersymmetrischen Plasma zu Teilchen-transport und -verlusten; Transportprozesse in dieser Geometrie werden als *klassische Diffusion* bezeichnet. Biegt man den Zylinder zu einem Torus, so treten aufgrund der toroidalen Krümmung neue Transportprozesse hinzu, welche unter dem Namen *neoklassische Diffusion* zusammengefaßt werden. Eine kurze Darstellung dieser Grundlagen eröffnet dieses Kapitel. Im übrigen sei auf die reichhaltige Literatur zu diesem Thema verwiesen [Wes87, Kap. 4], [Mia87, Kap. 8.2], [Fus92] u.a.

Es folgt eine knappe Darstellung des am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) entwickelten Transportcodes SITAR, welcher (unter anderem) unter Verwendung neoklassischer Theorie und/oder unter Vorgabe von radialen Diffusionskoeffizienten und Konvektionsgeschwindigkeiten Strahlungsprofile von Verunreinigungsatomen zeitabhängig simulieren kann.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde SITAR dazu verwendet, die sichtlinienintegrierten Strahlungsintensitäten der mit LBO-Technik eingebrachten Tracer Al und Fe, wie sie vom Bragg- und VUV-Spektrometer gemessen werden, anzupassen und ihr Verhalten mit den Vorhersagen der neoklassischen Theorie zu vergleichen.

5.1 Grundlagen der neoklassischen Transporttheorie

5.1.1 Stoßfrequenz

Stöße im Plasma bedingen eine Vielzahl von Prozessen: sie bestimmen (die bei verschiedenen Stoßpartnern unterschiedlichen) Energie- und Impulsrelaxationszeiten, sind verantwortlich für den elektrischen Widerstand des Plasmas, verursachen Diffusion und Teilchenverluste und stellen nicht zuletzt in Form von Fusionsstößen Sinn und Zweck der Fusionsforschung dar.

Man verfolge ein Testteilchen a mit definierter Anfangsgeschwindigkeit v_a gleich der mittleren thermischen Geschwindigkeit ($v_a = v_{th} = \sqrt{k_B T/m_a}$ mit der Boltzmann-Konstanten k_B , der Temperatur T und der Masse m_a). Durchfliegt es Feldteilchen der Sorte b , so bewirkt zwar die Quasineutralität des Plasmas eine Abschirmung elektrische Ladungen, welche weiter als die Debye-Länge¹ λ_D entfernt sind. Dennoch "sieht" das Testteilchen viele Stoßpartner zugleich. Bei der klassischen Theorie nach Rutherford geht die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ein; somit muß, um einen Gesamteffekt zu erhalten, über die Geschwindigkeitsverteilung der Feldteilchen b integriert werden. Wählt man dafür eine maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung, lassen sich z.B. eine Impulsrelaxationszeit $\tau_p = -\frac{v_a}{dv/dt}$, eine Energierelaxationszeit $\tau_E = \frac{E_a}{dE/dt}$, oder die mittlere Zeit von zu 90° aufsummierten Kleinwinkelstößen $\tau_{90^\circ} = \frac{\lambda_{90^\circ}}{v_a}$ analytisch bestimmen. All diese charakteristischen Stoßzeiten sind proportional dem Ausdruck

$$\tau = \frac{1}{\nu} \propto \text{Const.} \cdot \frac{m^{1/2} T^{3/2}}{n Z^2 e^4 \ln \Gamma} \quad (5.1)$$

[Wes87, 2.9], wobei der Coulomb-Logarithmus² $\ln \Gamma$ bei typischen Fusionsplasmen nahezu konstant bei Werten zwischen 15 und 20 liegt. Je höher also die Temperatur der Feldteilchen ist, desto länger werden die charakteristischen Stoßzeiten, d.h. die Anzahl der Stöße pro Zeiteinheit sinkt.

Interessiert nun die Bewegung des Testteilchens a senrecht zu einem angelegten Magnetfeld \mathbf{B} , kann dies als ein "random walk" durch das Plasma aufgefaßt werden: a gyriert mit dem Lamor-Radius $r_L = \frac{mv_\perp}{ZeB}$ um \mathbf{B} (mit $v_\perp \perp \mathbf{B}$ und der Ladung Z). Kollidiert es mit einem Feldteilchen b (idealer Stoß, identische Massen), so wird es nach dem Stoß in der selben Richtung, jedoch mit einer diskontinuierlich veränderten Phase um \mathbf{B} weitergyrieren. Somit wurde das Gyrationzentrum senkrecht zu \mathbf{B} um

¹ $\lambda_D = v_{th}^e / \omega_P = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}$

² $\ln \Gamma = \ln(\lambda_D / r_0)$ mit $r_0 \geq \hbar / 2m_e v$ als minimaler Stoßparameter, unterhalb dem quantenmechanische Betrachtungen notwendig werden

maximal r_L versetzt, was die Schrittlänge des random walk vorgibt. Für die Diffusion senkrecht zum Magnetfeld folgt:

$$D_{\perp}^{klass} = \frac{1}{2} \frac{r_L^2}{\tau} = \frac{1}{2} r_L^2 \nu \quad (5.2)$$

D_{\perp} steigt also linear mit der random walk-Schrittlänge und der Stoßfrequenz. Dies ist die sog. *klassische Diffusion* eines Teilchens in einem (idealisierten) Plasma senkrecht zum Magnetfeld.

5.1.2 Freie und gefangene Teilchen

Bedingung für einen toroidalen Einschluß ist eine helikale Verwindung der Magnetfeldlinien, wie in der Einleitung beschrieben. Teilchen, welche um die Magnetfeldlinien gyrieren, gelangen so entlang ihrer Bahn von Bereichen niedrigeren Magnetfeldes ("außen" am Torus) in Bereiche höheren Magnetfeldes ("Torusinnenseite", dort stehen die Spulen enger beieinander). Für ein hinreichend großes Verhältnis von v_{\perp}/v_{\parallel} (\perp, \parallel zu \mathbf{B}) werden somit Teilchen wie in einer Spiegelmaschine auf ihrem helikalen Weg zwischen zwei Umkehrpunkten eingeschlossen³. Man nennt sie daher auch *gefangene Teilchen*, welche sich auf einer *Bananenbahn* (so die Form ihrer Bahn) bewegen. Ihre Pendelfrequenz ω_B zwischen den beiden Umkehrpunkten beträgt nur etwa ein Zehntel der Umlauffrequenz $\omega_f = \frac{v_{th}}{Rq}$ (mit Torus-Radius R und Sicherheitsfaktor $q = 1/t$) freier Teilchen um den Torus; die Breite ihrer Bananenbahn ist durch $r_B \propto \epsilon^{-1/2} q r_L$ (mit dem inversen Aspektverhältnis $\epsilon = a/R = \text{Plasmaradius} / \text{Torusradius}$) gegeben [Wes87, 4.4] [Mia87, 8.2].

Aufgrund der im Vergleich zum Lamorradius freier Teilchen ($r_L \approx 0.05$ mm) vielfach größeren radialen Ausdehnung der Bananenbahn ($r_B \approx \epsilon^{-1/2} q r_L \approx 25$ mm) tragen gefangene Teilchen beim random walk durch ihre große Schrittweite entscheidend zum diffusiven Transport senkrecht zu \mathbf{B} bei.

5.1.3 Stoßbereiche im Plasma

Mit den beiden vorangegangenen Betrachtungen läßt sich nun das Plasma in drei Bereiche unterschiedlicher freier Weglängen einteilen [Wes87, 4.2–4.5]:

- Das stoßarme **Banana-Gebiet**: $\nu < \epsilon^{3/2} \omega_f$

Sowohl die gefangenen als auch die freien Teilchen besitzen freie Weglängen,

³Aufgrund der diskreten Erzeugung des Magnetfeldes durch einzelne Spulen variiert die Feldstärke entlang des helikalen Weges eines Teilchens noch zusätzlich. In diesem toroidalen "Feldripple" können ebenso Teilchen gespiegelt werden.

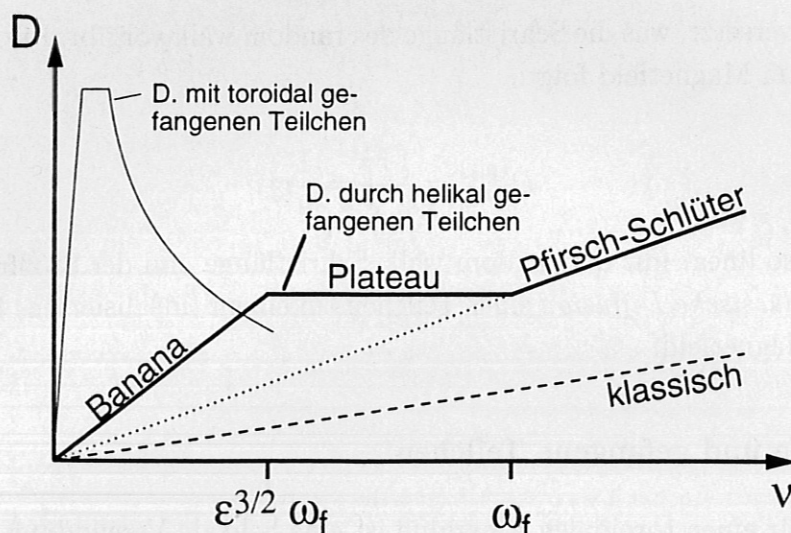


Abbildung 5.1: In den verschiedenen Stoßgebieten (Banana, Plateau, Pfirsch-Schlüter), deren Grenzen durch die freien Weglängen $\lambda = v_{th}/\nu$ freier bzw. helikal gefangener Teilchen gegeben sind, unterscheidet sich der Diffusionskoeffizient D in seiner Abhängigkeit von der Stoßfrequenz ν . Toroidal gefangene Teilchen haben weitere Stoßgebiete zur Folge.

welche größer als ihre charakteristischen Verbindungslängen (toroidaler Umlauf, Bananenbahn) sind. In diesem Bereich niedriger Stoßfrequenz übersteigt der radiale Transport durch Stöße von gefangenen Teilchen die klassische Diffusion D_{\perp}^{klass} freier Teilchen entsprechend den Überlegungen zum random walk. Es gilt:

$$D^B = \epsilon^{-3/2} q^2 r_L^2 \nu_B = \epsilon^{-3/2} q^2 \cdot D^{klass}$$

- Das stark stoßbehaftete **Pfirsch-Schlüter-Gebiet**: $\nu > \omega_f$

Die freien und erst recht die gefangenen Teilchen sind nicht in der Lage, ihre Bahn um den Torus bzw. zwischen den Umkehrpunkten ohne Stöße zu durchlaufen. Dies rechtfertigt eine MHD-Berechnung⁴ des radialen Diffusionskoeffizienten, wie sie Pfirsch und Schlüter 1962 [PS62] erstmals anstellten. Es ergibt sich:

$$D^{PS} = q^2 r_L^2 \nu_{PS} = \frac{1}{\epsilon^{-3/2}} \cdot D^B = 2q^2 \cdot D^{klass}$$

- Das **Plateau-Gebiet** als Zwischenbereich: $\epsilon^{3/2} \omega_f < \nu < \omega_f$

Gefangene Teilchen können ihre Bananenbahnen noch nicht stoßfrei durchlaufen, im Gegensatz zu den freien Teilchen, deren freie Weglängen ihre charakteristische Länge übersteigt. Es ergibt sich ein von der Stoßfrequenz unabhängiger

⁴ Magneto-Hydro-Dynamik: Darstellung des Plasmas in einem Flüssigkeitsbild

Diffusionskoeffizient:

$$D^P = \frac{v_{th} q}{R} r_L^2 \propto \nu$$

Unterschiedliche Teilchensorten, wie etwa Verunreinigungen in einem Hintergrundplasma, können sich in unterschiedlichen Stoßbereichen befinden. Berechnet man explizit die Stoßfrequenz von Verunreinigungsatomen a mit Ladungszahl Z_a in einem reinen Wasserstoffplasma, so ergibt sich nach [Fus92, 2.3.6]:

$$\nu_a = 2.14 \cdot 10^{-18} \ln \Gamma \frac{\sqrt{m_{red}}}{m_a} \frac{Z_a^2 n_e}{T_i^{3/2}} \quad (5.3)$$

mit der Iontemperatur T_i in [keV], der Elektronendichte n_e in [m^{-3}] und der reduzierten Masse m_{red} bzw. der Verunreinigungsmasse m_a in der atomaren Masseneinheit u . Hochgeladene Verunreinigungsatome gelangen mit ihrer Stoßfrequenz in den Pfirsch-Schlüter-Bereich. Leichte Verunreinigungsatome werden sich jedoch im Plateau- oder im stoßarmen Banana-Gebiet befinden und besitzen somit große freie Weglängen. Dies gilt vor allem für einen zukünftigen Fusionsreaktor, bei dem die zentrale Plasmatemperatur 10-20 keV betragen wird. Dort sind freie Weglängen von Verunreinigungen von mehreren hundert Metern zu erwarten.

Berücksichtigt man des weiteren die im toroidalen Ripple des Magnetfeldes gefangenen Teilchen, so ergeben sich zusätzliche Stoßgebiete (z.B. das $1/\nu$ -Gebiet), wie sie in Abb. 5.1 idealisiert dargestellt werden.

5.2 Der Simulations-Code SITAR

Um die von Tracern im Plasma freigesetzte Strahlung simulieren zu können, ist eine zeitabhängige Coderechnung notwendig, welche unter Vorgabe des Temperatur- und Dichteprofiles, einer atomaren Datenbank für Ratenkoeffizienten der Ionisation und Rekombination und unter Verwendung einer (numerischen) Theorie des Teilchentransports die Verunreinigungsdichten an unterschiedlichen Plasmaorten und zu unterschiedlichen Zeiten berechnet. Kein Computer ist dabei in der Lage, die Bewegung von 10^{20} Teilchen direkt zu verfolgen. Daher werden die Simulationen mit den im vorherigen Kapitel dargestellten Diffusionskoeffizienten und den daraus abgeleiteten Teilchenflüssen Γ durchgeführt.

Dies geschieht bei SITAR [WA85, 3. Impurity Transport Code] in der Näherung eines zylindersymmetrischen Plasmas, was eine eindimensionale (radiale) – und somit weniger zeitaufwendige – Rechnung ermöglicht. Der Magnetfeldripple und die darin gefangenen Teilchen werden dabei vernachlässigt. Mit Hilfe einer atomaren Datenbasis zur Elektronen-Stoßanregung kann nach der Berechnung der absoluten Verunreinigungsdichten das radiale Strahlungsleistungsprofil bestimmter atomarer

Übergänge zeitabhängig errechnet werden. Deren linienintegrierter Zeitverlauf stellt sodann die Simulation eines Bragg- oder VUV-Meßsignals dar, da diese Spektrometer nicht radial schwenkbar aufgebaut sind, sondern über einen zentralen Sichtstrahl integrieren.

5.2.1 Grundlegende Gleichungen von SITAR

Der Teilchenfluß von Verunreinigungsatomen muß für jede Ionisationsstufe Z einer Kontinuitätsgleichung Folge leisten:

$$\frac{\partial n_Z(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \Gamma_Z(\mathbf{r}, t) = Q_Z(\mathbf{r}, t) \quad (5.4)$$

Dabei ist n_Z die Dichte, Γ_Z der Fluß und Q_Z die effektive Quelle bzw. Senke von Verunreinigungsionen der Ionisationsstufe Z ($Z = 0$ für Atome). Vernachlässigt man die toroidale Krümmung des Plasmas und seine poloidale Asymmetrie, so kann man Gl. 5.4 radial nähern durch:

$$\frac{\partial n_Z(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_Z(r, t)) = Q_Z(r, t) \quad (5.5)$$

Γ_Z beschreibt hier nurmehr den *radialen* Teilchenfluß einer Ionisationsstufe. Formuliert man die Kontinuitätsgleichungen für alle Quellen \oplus und Senken \ominus einer Ionisationsstufe im Plasma aus, so erhält man:

$$\begin{aligned} Z > 1 : \quad & \frac{\partial n_Z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_Z) \\ & = n_e \left(\underbrace{S_{Z-1} \cdot n_{Z-1}}_{\oplus \text{ Ion.}} + \underbrace{R_{Z+1} \cdot n_{Z+1}}_{\oplus \text{ Rekomb.}} - \underbrace{S_Z \cdot n_Z}_{\ominus \text{ Ion.}} + \underbrace{R_Z \cdot n_Z}_{\ominus \text{ Rekomb.}} \right) + Q_Z^{dep} \\ \\ Z = 1 : \quad & \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_1) \\ & = n_e \left(- \underbrace{S_1 \cdot n_1}_{\ominus \text{ Ion.}} + \underbrace{R_2 \cdot n_2}_{\oplus \text{ Rekomb.}} \right) + Q^{ext} + Q_1^{dep} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Dabei wirken die Elektronen-Stoßionisation mit dem Ratenkoeffizienten S und die Strahlungs-, Ladungsaustausch- und dielektrische Rekombination (mit dem gesamten Ratenkoeffizienten R) als Quelle bzw. Senke von Verunreinigungsatomen der Ionisationsstufe Z . Weitere Quellen stellen die durch Neutralteilchen-Heizung (NBI) eingebrachten Verunreinigungsatome Q_Z^{dep} , sowie die von der Wand kommenden Verunreinigungen Q^{ext} dar. Zusätzlich gelten noch die Randbedingungen:

$$\Gamma_Z(a) = v_{eff} \cdot n_Z(a) \quad \text{mit} \quad v_{eff} = \sqrt{\frac{D_{SOL}(a)}{\tau_s}} \quad (5.7)$$

mit dem Plasmaradius a und dem dort herrschenden Diffusionskoeffizienten D_{SOL} , sowie der Zeitkonstanten τ_s , welche das Abströmen von Verunreinigungen entlang der Magnetfeldlinien in der Scrape-Off-Schicht bestimmt.

Gibt man Q^{ext} , Plasmadichte- und Temperaturprofil sowie die absoluten Flüsse der eingebrachten Verunreinigungen vor, so ermöglicht der Code zwei verschiedene Berechnungsmöglichkeiten:

neoklassische Rechnung: Berechnet man die Verunreinigungsflüsse Γ_Z durch die neoklassische Theorie, können die Verunreinigungsichten $n_Z(r, t)$, sowie der radiale Diffusionskoeffizient $D_Z(r)$ und die radiale Strömungsgeschwindigkeit $v_Z(r)$ für jede Ionisationsstufe Z gesondert berechnet werden (vgl. Kap. 5.2.2).

Rechnung mit vorgegebenem D und v : Ein heuristischer Ansatz für die Teilchenflüsse in Form eines erweiterten Fick'schen Gesetzes lautet:

$$\Gamma = -D \frac{\partial n}{\partial r} + vn \quad (5.8)$$

d.h. der Teilchenfluß wird durch die Summe eines Diffusions- und eines Strömungstermes gebildet, wobei der Diffusionskoeffizient D und die Konvektionsgeschwindigkeit v der Einfachheit halber nicht mehr von der Ionisationsstufe abhängen sollen. Dies ermöglicht eine Transportsimulation unter Annahme einfacher Modelle für D und v (Kap. 5.2.3).

5.2.2 Neoklassische Rechnung mit SITAR

Die in SITAR verwendeten Ausdrücke zur neoklassischen Berechnung der Teilchenflüsse basieren im wesentlichen auf Arbeiten der TFR-Gruppe [TFR82], sowie den Veröffentlichungen von Hirshman und Sigmar [HS81]. Die einzelnen Terme lassen sich wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \Gamma_Z = & 1.25 \frac{q}{R} \sqrt{m_Z} \frac{T^{3/2} c^2 n_Z}{B_T^2 Z Z_b e^2 n_b} \left(\frac{\partial n_b}{\partial r} - \frac{n_b Z_b}{n_Z Z} \frac{\partial n_Z}{\partial r} + F^{BP} \cdot \frac{n_b}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ & + \frac{r_{Lb}^2}{\tau_{bz}} \frac{Z_b}{Z} (0.5 + q^2) \left(K^{PS} \frac{\partial n_b}{\partial r} - K^{PS} \frac{n_b Z_b}{n_Z Z} \frac{\partial n_Z}{\partial r} - H^{PS} \frac{n_b}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ & + \sum_{Z' \neq Z} \frac{r_{LZ'}^2}{\tau_{Z'Z}} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Z'}{Z} (0.5 + q^2) \left(\frac{\partial n_{Z'}}{\partial r} - \frac{n_{Z'} Z'}{n_Z Z} \frac{\partial n_Z}{\partial r} - \frac{1}{4} \left(\frac{Z'}{Z} - 1 \right) \frac{n_{Z'}}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (5.9)$$

Der Index b steht hier wie in den vorherigen Formeln für Teilchen des Hintergrundplasmas (im Experiment meist H oder D) und T bezeichnet die Ionentemperatur. Die erste Zeile in Gl. 5.9 beschreibt den Teilchenfluß im Banana- und Plateau-Gebiet. Der Vorfaktor F^{BP} berücksichtigt dabei nach Kim [KDG91] die im Banana-Plateau-Gebiet mit der Stoßfrequenz variierenden Viskositätskräfte zwischen den verschiedenen Teilchensorten. Die mittlere Zeile faßt den klassischen Transport (Vorfaktor 0.5) mit dem Pfirsch-Schlüter-Transport (Vorfaktor q^2) zusammen. Dabei sollen die Vorfaktoren H^{PS} und K^{PS} , welche von der Stoßfrequenz abhängen [HS81], als nur auf den Pfirsch-Schlüter-Anteil wirkend angesehen werden. Die dritte Zeile umfaßt sodann Stöße von Verunreinigungen der Ionisationsstufen Z und Z' untereinander.

Durch ein Zusammenfassen der Terme, die vom Dichtegradienten $\frac{\partial n_Z}{\partial r}$ abhängen, sowie jener Terme, die proportional der Dichte n_Z sind, läßt sich der neoklassische Teilchenfluß in einen diffusiven ($-D_Z \cdot \frac{\partial n_Z}{\partial r}$) und einen konvektiven Anteil ($v_Z \cdot n_Z$) analog Gl. 5.8 aufteilen. Diese von SITAR berechneten neoklassischen Transportkoeffizienten können noch durch einen frei wählbaren, konstanten Vorfaktor skaliert werden. Dies macht Sinn, da der Stellarator W7-AS bei seiner Planung auf eine Minimierung des Pfirsch-Schlüter-Transports hin optimiert wurde⁵. Diese Optimierung wird in dem axialsymmetrisch (also in Tokamak-Geometrie) rechnenden Simulationscode SITAR nicht explizit berücksichtigt. Eine Reduktion der Transportkoeffizienten um einen konstanten Vorfaktor soll daher dem Umstand der Optimierung näherungsweise Rechnung tragen.

5.2.3 Rechnung mit vorgegebenem D und v in SITAR

Will man mit SITAR das Verhalten von Verunreinigungen im Plasma unter Verwendung einfacher Modelle berechnen, so kann man dies – unter Umgehung der neoklassischen Formeln – durch “Ausschalten” der neoklassischen Rechnung und einer expliziten Angabe von D und v an unterschiedlichen radialen Positionen und zu unterschiedlichen Zeiten tun. So bietet sich z.B. ein konstanter Diffusionskoeffizient und eine über den Plasmaradius linear ansteigende Konvektionsgeschwindigkeit als einfachstes Modell zur Bestimmung eines über alle Plasmabereiche gemittelten Transportes an. Zudem kann ein durch diese Rechnung bestimmter Teilchenfluß zu dem neoklassischen Transport addiert werden. Dies ermöglicht es, den bisher noch nicht vollständig verstandenen, überhöhten und daher “anomal” genannten Teilchentransport, wie er im Experiment beobachtet werden kann, zu simulieren. Moderne Theorien führen dieses durch die Neoklassik nicht zu erklärende Transportverhalten auf kollektive Bewegungen im Plasma zurück, für die z.B. Fluktuationen des elektrischen Feldes oder Störungen des Magnetfeldes die Ursache sein können.

⁵Daraus resultiert auch der Name des Experiments: der Stellarator W7-AS ist ein gegenüber seinem Vorgänger W7-A verbesserter, Advanced Stellarator (AS).

5.2.4 Eingangsdaten und Ausgaben von SITAR

SITAR benötigt zur Simulation eine Vielzahl von Daten. Die wichtigsten Eingabeparameter sowie die damit zu berechnenden Ausgangsdaten seien hier kurz aufgeführt:

SITAR Eingabe

In die Coderechnung fließen ein:

- Zeitliche Flußfunktion der Tracer-Verunreinigung am Plasmarand sowie deren atomare Masse und Ladung (die sog. **Quellfunktion**).
- **Radialprofile** der Elektronendichte n_e , der Elektronentemperatur T_e und der Ionentemperatur T_i .
- Vorfaktor zu den Transportkoeffizienten D und v bei **neoklassischer Rechnung**.
- Radiale und zeitliche Angabe von D und v bei (zusätzlicher) Transportrechnung mit einem **heuristischen Transportmodell**.
- Masse und typische Ionisationsstufe einer zusätzlichen **effektiven Hintergrundverunreinigung** sowie deren Konzentration im Plasma.
- Parameter für eine Fitfunktion der **Neutralgasverteilung**.
- **Experimentelle Größen**: toroidales Magnetfeld B , Rotationstransformation t , großer und kleiner Radius des Plasmas.
- Masse und Kernladung des **Arbeitsgases** der Entladung (meist H oder D).
- **Anregungskoeffizienten** für elektronische Übergänge der Traceratome nach Mewe [Mew72].
- Daten der Neutralteilchenheizung (NBI).
- Schalter und Parameter zur Steuerung des Codes und seiner Ausgaben.

Die meisten der oben genannten Eingangsdaten können zu mehreren Zeitpunkten angegeben werden, um Zeitverläufe (wie etwa mit der Zeit ansteigende Plasmadichten) zu berücksichtigen.

SITAR Ausgabe

Zeitpunkt und Art der Ausgabe folgender simulierter Größen sind frei wählbar:

- Radialprofil der berechneten neoklassischen D und v für jede Ionisationsstufe der Tracerverunreinigung.

Verwendete Wellenlängen					
Aluminium			Eisen		
Ion.Stufe	λ in \AA	Übergang	Ion.Stufe	λ in \AA	Übergang
Al X	332.78	2s-2p	Fe XVI	335.41	3s-3p
Al XI	568.12	2s-2p	Fe XVII	15.013	2p-3d
Al XII	7.76	2s-2p	Fe XVIII	14.207	2p-3d
Al XIII	7.17	1s-2p	Fe XIX	13.518	2p-3d
			Fe XX	12.834	2p-3d
			Fe XXI	12.411	2p-3d
			Fe XXII	11.742	2p-3s

Tabelle 5.1: Die gemessenen Übergänge von Aluminium und Eisen und deren Wellenlängen.

- Zeitabhängige radiale Verteilung der verschiedenen Ionisationsstufen der Traceratome.
- Radial linienintegrierte Linienstrahlung elektronischer Übergänge der Traceratome mit Hilfe der eingegebenen Anregungskoeffizienten zur Simulation von spektrometrischen Messungen (z.B. Bragg, VUV).
- Aufsummierte Strahlungsleistung ausgewählter Spektrallinien zur Simulation von Soft-X- und Bolometer-Messungen.

5.3 Transportuntersuchungen mit Al und Fe

Zur Transportuntersuchung wurden Plasmaentladungen mit konstanter Plasmadichte und -temperatur verwendet. Die Tracerinjektion erfolgte zu Beginn der Flat-Top-Phase eines rein ECRH-geheizten Plasmas mit einer mittleren Elektronendichte von $\bar{n}_e = 2.1 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ und einer zentralen Elektronentemperatur von $T_e = 1.3 \text{keV}$ (Schüsse #29000-29049). Die Elektronentemperatur wurde so niedrig gewählt, daß bei den vergleichenden Transportuntersuchungen von Al und Fe das Aluminium noch nicht signifikant zu Al^{13+} (nackter Kern) durchionisiert vorliegt und damit beide Elemente über den gesamten radialen Bereich strahlen können.

Die bei diesen Temperaturen existierenden Ionisationsstufen konnten bequem mit einem Kristall des Bragg-Spektrometers (KAP mit $2d = 25.68 \text{\AA}$) erfaßt werden. Der zeitliche Verlauf der Verunreinigungsstrahlung wurde bei Aluminium auf Linien von Al X-XIII, bei Eisen von Fe XVI-XXII aufgezeichnet (siehe Tabelle 5.1), was eine gesicherte Simulationsanpassung ermöglicht.

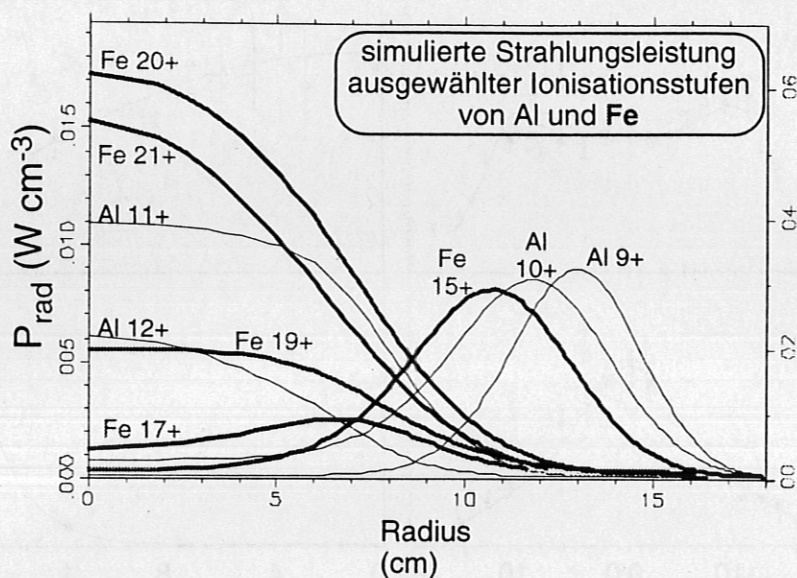


Abbildung 5.2: Die radiale Verteilung der Strahlungsleistung P_{rad} von Al und Fe wurden für den verwendeten Entladungstyp und unter Berücksichtigung der ermittelten Transportparameter mit dem Programm IONEQ⁷ berechnet. Man beachte den geringen Überlapp zwischen Al^{10+} und Al^{11+} . Fe^{17+} deckt diesen Bereich vollständig ab.

Einige Ionisationsstufen von Al und Fe liegen an nahezu identischen radialen Positionen, wie Abb. 5.2 zeigt. Dies ermöglicht einen Vergleich der Simulationsanpassung von korrespondierenden Al- und Fe-Linien selbst bei mangelhaften Profilinformativen. Auf Fe^{17+} sei hier gesondert hingewiesen: diese Ionisationsstufe von Eisen ist in einem radialen Plasmabereich angesiedelt, aus dem man von Aluminium kaum Informationen erhält.

5.3.1 Eingangsdaten der Simulationsrechnungen

Im folgenden werden die bei der Simulation verwendeten Eingangsdaten von SITAR kurz dargestellt und kommentiert.

Temperatur- und Dichteprofile

Das Elektronendichte- und -temperaturprofil wurde durch Thomson-Streuung ermittelt (Abb. 5.3 linke Hälfte), wobei das Dichteprofil vor allem im Gradientenbe-

⁷IONEQ rechnet analog der bei SITAR vorgestellten Methode einer Rechnung mit vorgegebenem D und v . Dabei wird die Rechnung so lange iteriert, bis die simulierten Verunreinigungsichten ihren Gleichgewichtszustand erreicht haben.

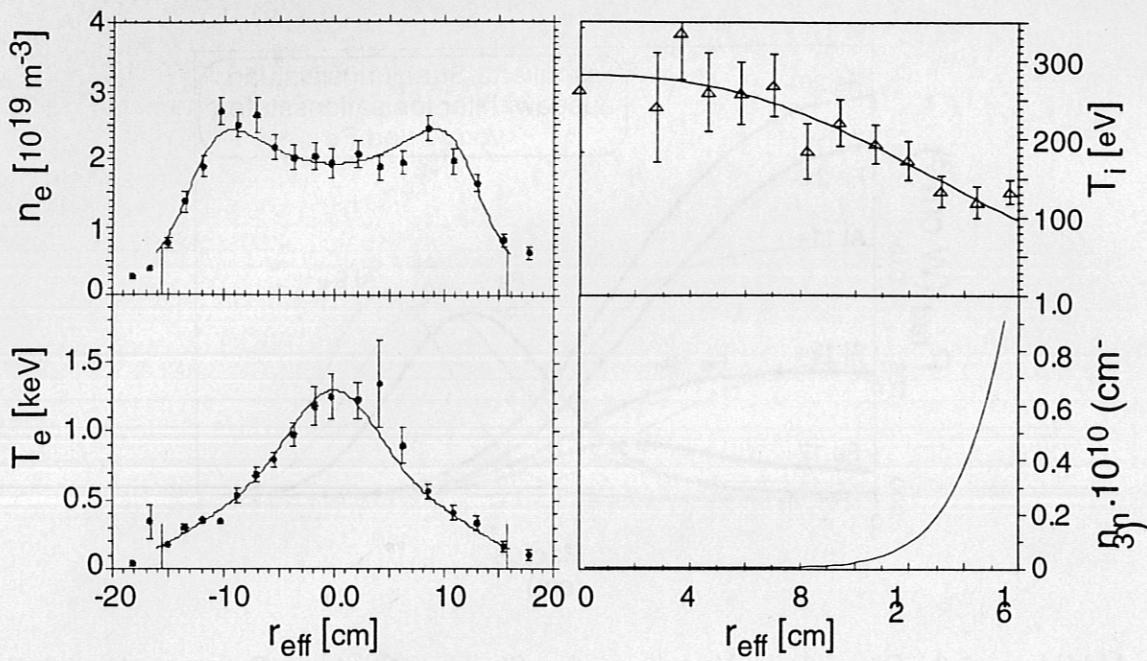


Abbildung 5.3: Elektronendichte- und -temperaturprofil sowie das Ionentemperatur- und Neutralgasdichteprofil, wie sie bei den Simulationsrechnungen verwendet wurden.

reich aufgrund der Punktestreuung und der Fehlerbalken einige Freiheit bezüglich der zu verwendenden Fitfunktion zuläßt. Selbiges gilt in verschärftem Maße für das Ionentemperaturprofil aus Messungen von Ladungsaustauschteilchen (CX), da gerade aus dem Gradientenbereich des Plasmas nur geringe Teilchenflüsse durch Ladungsaustausch zu verzeichnen sind. Daher wurden diese Daten durch Messungen der Ionentemperatur aus der spektralen Linienbreite von intrinsisch im Plasma vorhandenem Kohlenstoff ergänzt. Diese Meßmethode benötigt je radialem Meßpunkt eine Entladung; dies bringt Ungenauigkeiten im Profilverlauf aufgrund der mangelnden Reproduzierbarkeit aufeinander folgender Entladungen mit sich. Das Neutralgasprofil wird mit Hilfe des DEGAS-Codes unter Verwendung der absoluten Teilchenquellen aus dem an repräsentativen Stellen im Torus gemessenen H_{α} -Signal berechnet.

Da in den SITAR-Rechnungen der Elektronendichtegradient und der Ionentemperaturgradient signifikant eingehen, ist ein Teil des Fehlers der Simulationsrechnungen auf die unzureichend exakten Profilinformatoren zurückzuführen.

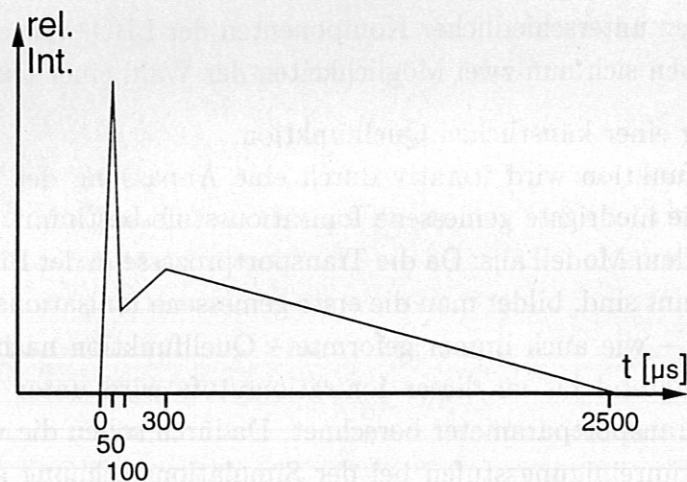


Abbildung 5.4: SITAR berücksichtigt den zeitlichen Verlauf der Verunreinigungsquellfunktion am Plasmarand. Bei den Simulationsrechnungen wurde der experimentell gemessene Verlauf von AlI auf 3944 \AA durch eine Quellfunktion aus 5 Punkten nachgebildet.

Hintergrundverunreinigung

SITAR berücksichtigt neben Stößen zwischen den Traceratomen und dem Arbeitsgas auch die Wechselwirkung der Tracer mit einer weiteren Verunreinigung im Plasma. Zur Bestimmung der Verunreinigungsart und -dichte wurde mit Hilfe der Soft-X-Diagnostik die aus dem Plasma kommende Strahlungsleistung weicher Röntgenstrahlung ermittelt. Der Simulationscode IONEQ wurde sodann verwendet, diese Strahlungsleistung unter Vorgabe einer effektiven Hintergrundverunreinigung zu simulieren. Die beste Übereinstimmung konnte unter der Annahme von etwa 3% Kohlenstoff im Plasma erzielt werden. Der wahrscheinlich aus den Graphit-Limitern stammende Kohlenstoff konnte zudem, neben geringen Mengen von Fluor und Bor, in den SPRED-Spektren⁸ identifiziert werden.

Quellfunktion der Verunreinigung

In SITAR kann nur die zeitliche Flußfunktion der Tracerverunreinigung am Plasmarand vorgegeben werden; eine radiale Positionierung der Quelle ist nicht möglich. Da sich zwischen rein atomaren und stark clusterbehafteten Ablationen im Rahmen der Zeitauflösung der verwendeten Spektrometer keine Unterschiede im Zeitverlauf höherer Ionisationsstufen zeigten, wurde auf eine zusätzliche radiale Nachbildung

⁸SPRED: em Spectrometer with Poor Resolution and Extended Domain

der Eindringtiefen unterschiedlicher Komponenten der LBO-Verunreinigungen verzichtet. Es ergeben sich nun zwei Möglichkeiten der Wahl einer Quellfunktion:

- Anpassung einer künstlichen Quellfunktion.
Die Quellfunktion wird iterativ durch eine Anpassung der Simulationsrechnung an die niedrigste gemessene Ionisationsstufe bestimmt. Dabei geht man von folgendem Modell aus: Da die Transportprozesse in der Plasmarandschicht nicht bekannt sind, bildet man die erste gemessene Ionisationsstufe (z.B. Al X) durch eine – wie auch immer geformte – Quellfunktion nach. Der Transport vom Plasmarand bis zu dieser Ionisationsstufe wird unter Verwendung der globalen Transportparameter berechnet. Dadurch sollen die weiter durchionisierten Verunreinigungsstufen bei der Simulationsrechnung auf dem Zeitverlauf der angepassten Stufe basieren. Diese Annahme ist jedoch nicht korrekt: Der Zeitverlauf der Strahlung einer Ionisationsstufe wird durch eine Faltung des Teilchentransportes mit den Ionisationszeiten bestimmt. Eine gemessene Ionisationsstufe kann also durch Variation der Quellfunktion sowie durch Änderung der Transportgrößen am Plasmarand angepasst werden. Diese beiden Freiheitsgrade werden durch die Anpassung *einer* Ionisationsstufe nicht eindeutig festgelegt. Eine iterativ bestimmte Quellfunktion überdeckt also nur in erster Näherung die Unwissenheit bezüglich des Randtransportes im Plasma.
- Nachbildung einer experimentell beobachteten Quellfunktion.
Mit Hilfe der Beobachtung niedriger Ionisationsstufen der Verunreinigung am Plasmarand (z.B. Al I-III) kann der zeitliche Verlauf der Quellfunktion experimentell bestimmt und in nachgebildeter Form in SITAR eingesetzt werden. Von der Simulation nicht berücksichtigte Transportprozesse in der Plasmarandschicht werden sich in ihren Auswirkungen zwar auf allen weiter innen liegenden Ionisationsstufen zeigen; damit können aber auch Aussagen über den Randtransport getroffen werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Simulationen mit beiden Quellfunktionsvorgaben durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß der Anstieg der Meßsignale vor allem bei niedrigen Ionisationsstufen stark durch den Zeitverlauf der verwendeten Quellfunktion beeinflusst wird. Die Simulationsrechnungen mit einer durch experimentelle Daten vorgegebenen Quellfunktion wiesen dabei zumeist eine bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten auf. Daher wurde bei allen im folgenden vorgestellten Simulationsrechnungen eine den experimentellen Daten von Al I nachgebildete Quellfunktion verwendet (Abb. 5.4).

Der integrierte Verunreinigungsfluß, d.h. die dem Plasma in der Simulation zur Verfügung gestellte absolute Anzahl von Verunreinigungsatomen, wurde durch Anpassung der absoluten Intensität des Soft-X-Meßsignals festgelegt: die Quellstärke

wurde so lange variiert, bis die simulierte Strahlungsleistung der Tracer im Wellenlängenbereich weicher Röntgenstrahlung den bei der Ablation stattfindenden Signalhub der Soft-X-Diagnostik widerspiegelte. Dies ist notwendig, da bei SITAR Stöße von Verunreinigungsatomen untereinander berücksichtigt werden. Für Aluminium ergibt sich so bei einer rein neoklassischen Rechnung eine aus $6.3 \cdot 10^{16}$ Teilchen bestehende Verunreinigungsquelle. Dies stimmt sehr gut mit der in Kap. 4.2 (S. 30) getroffenen Abschätzung überein: mit etwa 83% Abschattung durch den Ablationsstutzen sollten bei der verwendeten Targetdicke von $1.0 \mu\text{m}$ und einer Brennfleckgröße von ca. 7 mm^2 etwa $7.2 \cdot 10^{16}$ Teilchen den Plasmarand erreichen. Bei der Rechnung mit vorgegebenem D und v mußte die Quellfunktion auf ein Drittel reduziert werden⁹.

5.3.2 Simulationsrechnungen

Die gemessenen Signale der vier Aluminium- sowie der sieben Eisenlinien wurden verwendet, um für jedes Element unter Vorgabe eines möglichst einfachen Modells eine optimale Anpassung der Simulationsrechnungen an das Experiment zu erreichen. Rein neoklassische Simulationsrechnungen wurden für Al sowie Fe durchgeführt und deren Ergebnisse sodann mit den Ergebnissen des simplen Modells verglichen.

5.3.2.1 Simulationsrechnung mit vorgegebenem D und v

Als einfachstes Modell für die Transportprozesse im Plasma wurde, wie schon in Kap. 5.2.3 genannt, ein über den Plasmaradius konstanter radialer Diffusionskoeffizient D und eine vom Plasmazentrum von Null aus linear ansteigende, einwärts gerichtete Konvektionsgeschwindigkeit v gewählt. Dabei zeigte sich, daß der Anstieg der simulierten Linienstrahlung stärker von D als von v bestimmt wird und somit eine gezielte Anpassung von D ermöglicht, während der Abfall hauptsächlich durch das Verhältnis von D zu v gegeben ist und damit eine Aussage über v zuläßt.

Abbildung 5.5 zeigt anhand von Al X, XI und XII die Anpassung des Anstiegs (linke Hälfte) als auch des Abfalls (rechte Hälfte) der Meßsignale für drei unterschiedliche Simulationsrechnungen. Man erkennt an der Randlinie Al⁹⁺ eine schlechte Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment: die gemessene Aluminiumlinie steigt zu früh an und ihre zeitliche Länge wird durch die Rechnung unterschätzt. Bei höheren Ionisationsstufen hingegen gibt die Simulation sowohl den Anstieg als

⁹Modellrechnung mit vorgegebenem D , v und neoklassische Simulation haben unterschiedlich stark simulierte Teilchenverluste durch differierende Konvektion und Diffusion zur Folge und benötigen daher verschieden starke Quellfunktionen, um den selben Soft-X-Strahlungshub zu erzeugen.

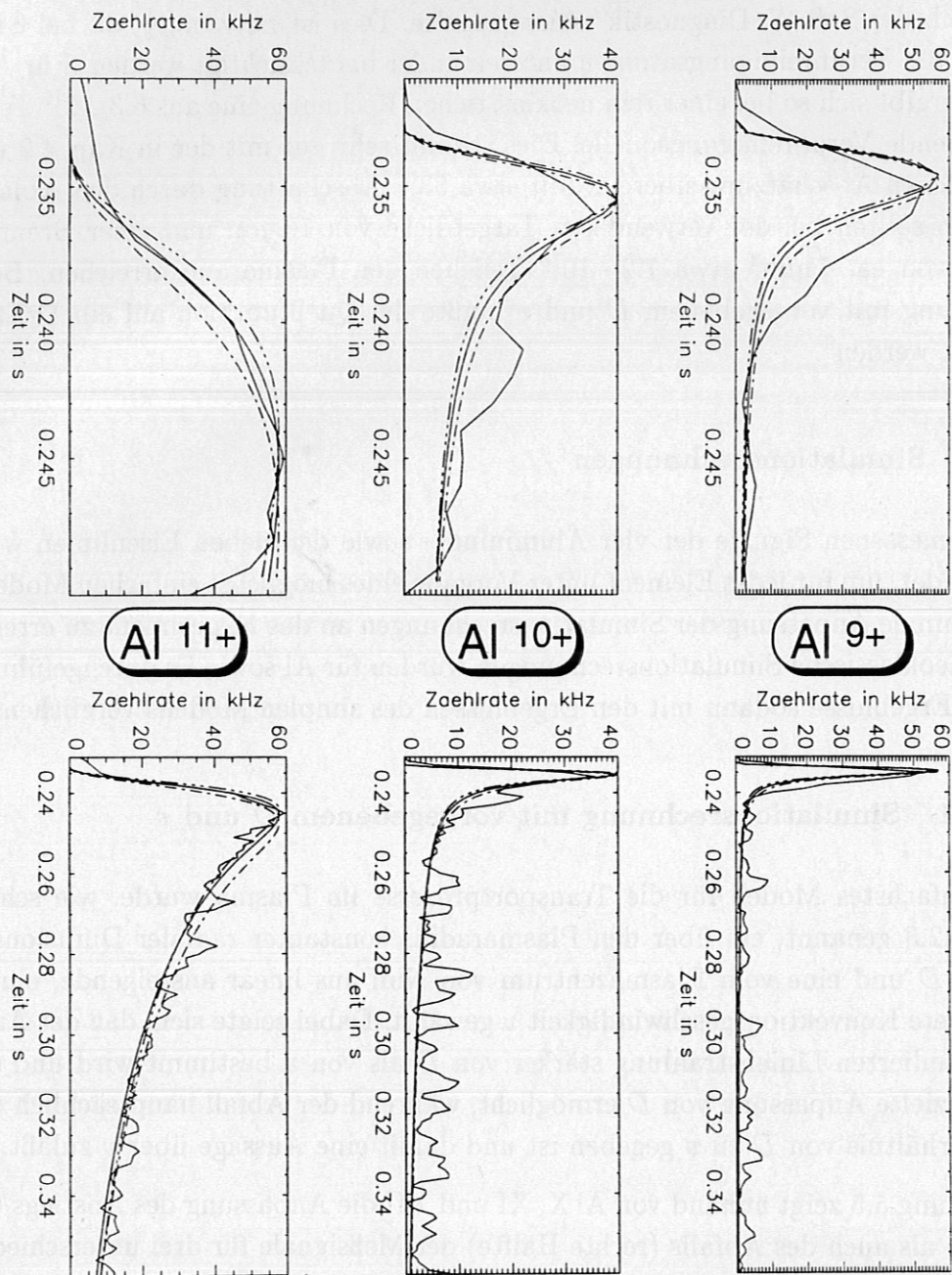


Abbildung 5.5: Anpassung von Aluminium durch ein einfaches Modell (konstantes D , linear ansteigendes v). Die durchgezogene Kurve zeigt die beste Anpassung ($D = 2500 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$, $v = 700 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$), während $\cdot - \cdot -$ ($D = 2000 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$, $v = 500 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) und $- \cdot -$ ($D = 3000 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$, $v = 1000 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) z.B. beim Anstieg des Al^{11+} eine signifikante Fehlanpassung zeigen.

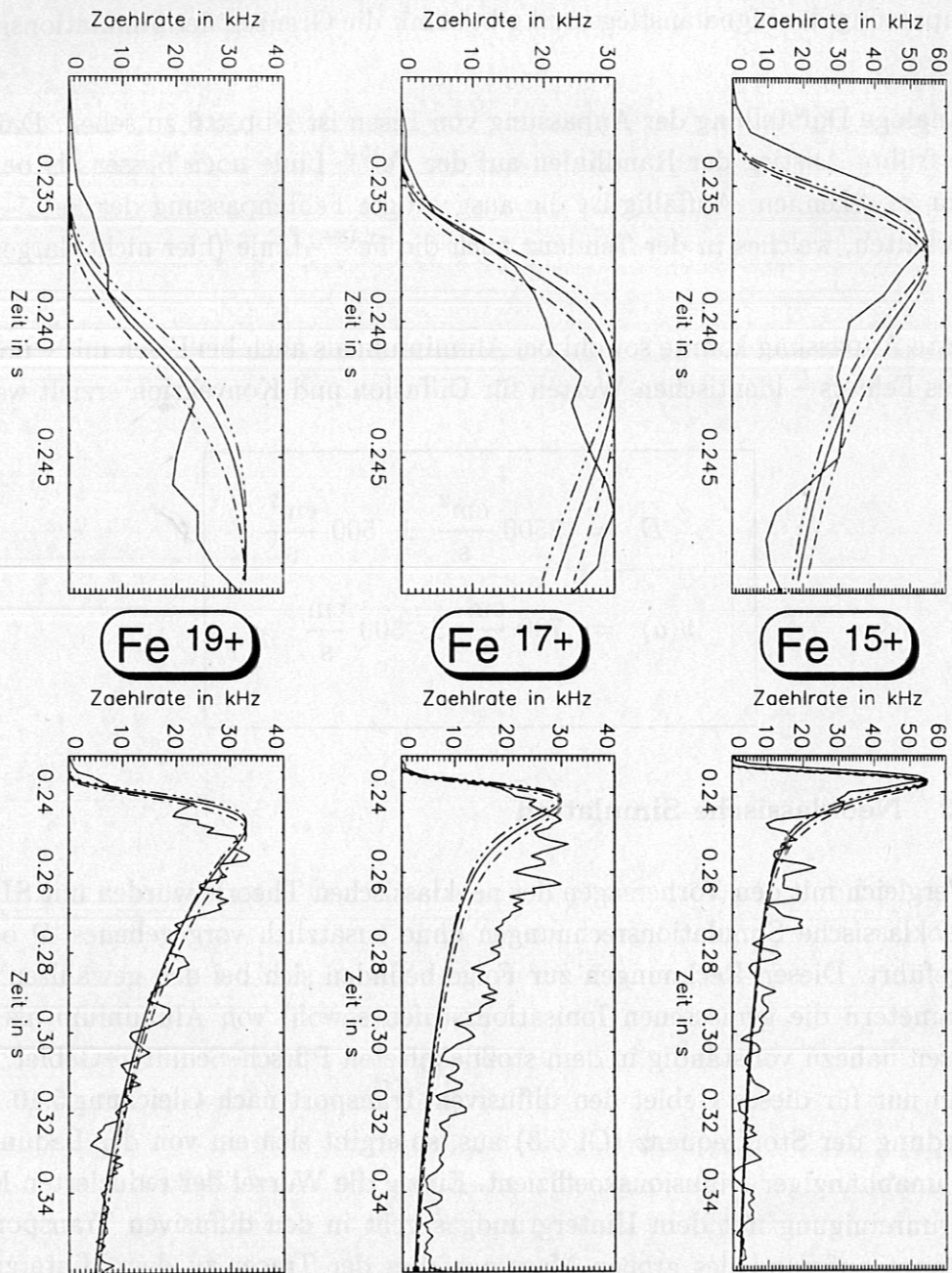


Abbildung 5.6: Anpassung von Eisen durch ein einfaches Modell (konstantes D , linear ansteigendes v). Die Simulation von Fe^{17+} weist eine sehr starke Abweichung von den Meßwerten auf.

auch den Abfall des Meßsignals sehr gut wieder. Dabei zeigt die Simulation des Anstiegs von Al^{11+} die Empfindlichkeit der Simulationsanpassung auf: schon ein um $500 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ verringerter oder erhöhter Diffusionskoeffizient führt zu einer signifikanten Fehlanpassung des Signalanstiegs und gibt somit die Grenzen der Simulationsgenauigkeit vor.

Eine analoge Darstellung der Anpassung von Eisen ist Abb. 5.6 zu sehen. Dabei ist der verfrühte Anstieg der Randlinien auf der Fe^{15+} -Linie noch besser als bei Aluminium zu erkennen. Auffällig ist die ausgeprägte Fehlanpassung der Fe^{17+} -Linie, ein Verhalten, welches in der Tendenz auch die Fe^{18+} -Linie (hier nicht dargestellt) zeigt.

Die beste Anpassung konnte sowohl bei Aluminium als auch bei Eisen mit – im Rahmen des Fehlers – identischen Werten für Diffusion und Konvektion erzielt werden:

$$D = 2500 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \pm 500 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$$

$$v(a) = 700 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \pm 300 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

5.3.2.2 Neoklassische Simulation

Zum Vergleich mit den Vorhersagen der neoklassischen Theorie wurden mit SITAR rein neoklassische Simulationsrechnungen ohne zusätzlich vorgegebenes D oder v durchgeführt. Diesen Rechnungen zur Folge befinden sich bei den gewählten Plasmaparametern die gemessenen Ionisationsstufen sowohl von Aluminium als auch von Eisen nahezu vollständig in dem stoßbehafteten Pfirsch-Schlüter-Gebiet. Wertet man nur für dieses Gebiet den diffusiven Transport nach Gleichung 5.10 unter Verwendung der Stoßfrequenz (Gl. 5.3) aus, so ergibt sich ein von der Ladung der Tracer unabhängiger Diffusionskoeffizient. Einzig die Wurzel der reduzierten Masse der Verunreinigung mit dem Hintergrundgas geht in den diffusiven Transport ein und besitzt aufgrund des großen Massengefälles der Tracer zu dem Hintergrundplasma ($m = 27$ bzw. 56 zu $m = 2$) nahezu identische Werte für Aluminium wie für Eisen. Dies würde eine gleich gute bzw. schlechte Anpassung beider Elemente durch die neoklassische Simulation erwarten lassen, sollte der Verunreinigungstransport im wesentlichen neoklassischer Natur sein.

Die neoklassischen Simulationen weisen große Differenzen zu den Messungen auf; sowohl der Anstieg als auch der Abfall der simulierten Strahlungsleistungen erfolgt bei

weitem zu schnell. Reduziert man jedoch bei beiden Elementen die durch SITAR berechneten neoklassischen Diffusionskoeffizienten und Konvektionsgeschwindigkeiten um einen konstanten Vorfaktor von 0.4, so läßt sich eine zufriedenstellende Anpassung erreichen. Diese notwendige Reduktion des Verunreinigungstransportes überschreitet den durch die Optimierung des Stellarators W7-AS zu erwartenden Wert. Ein Grund hierfür mag in den bereits diskutierten Fehlermöglichkeiten der Eingangsdaten für SITAR liegen, kann aber auch in einer unvollständigen Erfassung der neoklassischen Effekte in dem Simulationscode zu suchen sein (so werden in SITAR eventuell vorhandene radiale elektrische Felder im Plasma nicht berücksichtigt).

Abbildung 5.7 und 5.8 zeigen für Anstieg und Abfall der Meßsignale von Aluminium und Eisen die neoklassischen Simulationen mit und ohne dem reduzierenden Vorfaktor. Dabei weisen die Randlinien wieder einen zur Simulation verfrühten Zeitverlauf auf. Die schlechte Anpassung der Fe^{17+} -Linie, wie sie bei der Modellrechnung des vorherigen Kapitels auftrat, zeigt sich bei der neoklassischen Simulation nicht.

Die beste Anpassung der Simulationsrechnungen erfolgte im Rahmen des Fehlers sowohl bei Aluminium als auch bei Eisen durch eine Reduktion der neoklassisch berechneten Transportparameter mit einem Koeffizienten von 0.4:

$$D_Z^{fit} = (0.4 \pm 0.1) D_Z^{neo}$$

$$v_Z^{fit} = (0.4 \pm 0.1) v_Z^{neo}$$

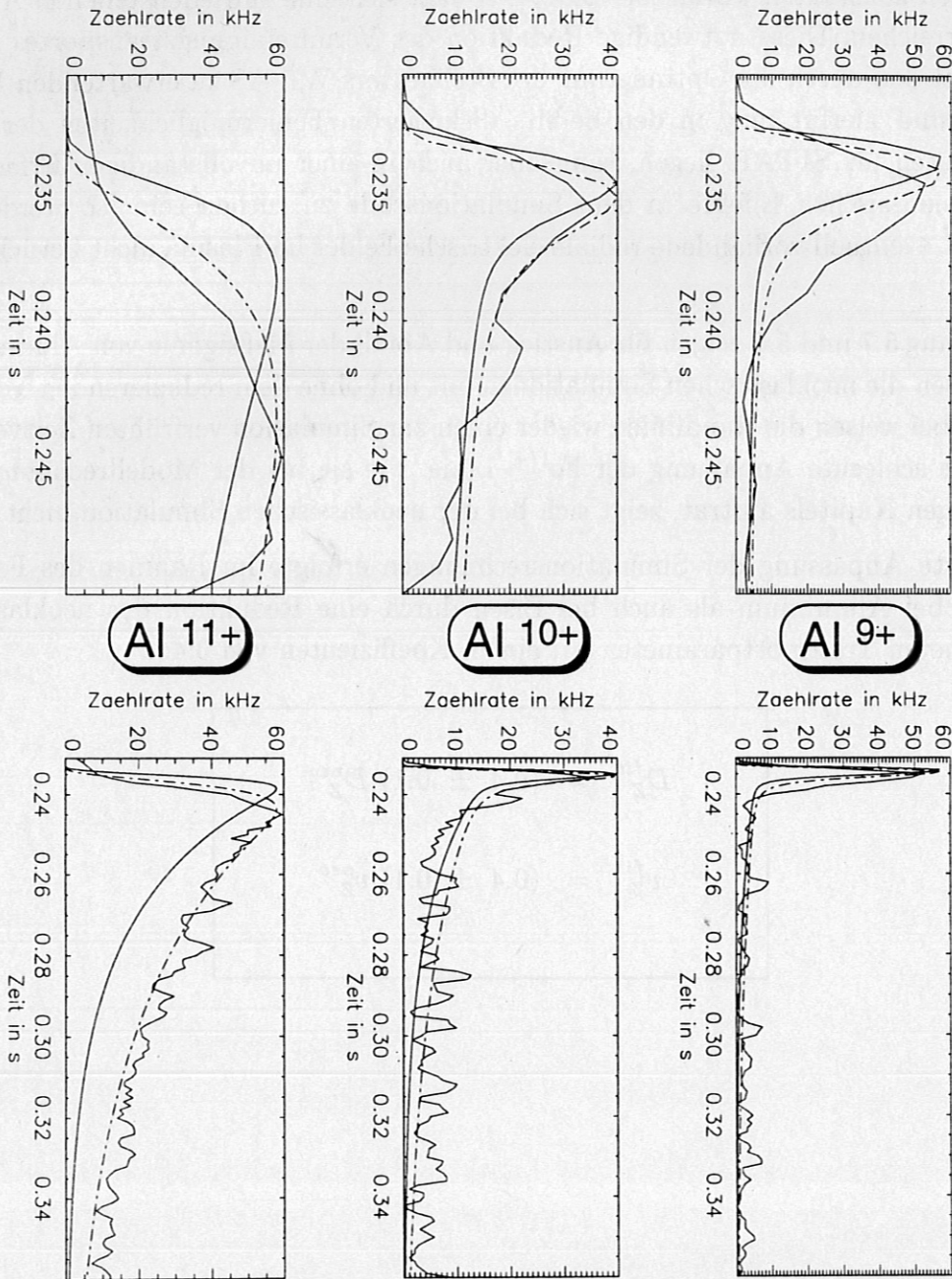


Abbildung 5.7: Neoklassische Anpassung von Aluminium. Die durchgezogene Kurve zeigt die Simulationsrechnung mit unskalierten Transportkoeffizienten, während bei $\cdot - \cdot -$ die durch SITAR berechneten neoklassischen D und v um den Faktor 0.4 reduziert wurden.

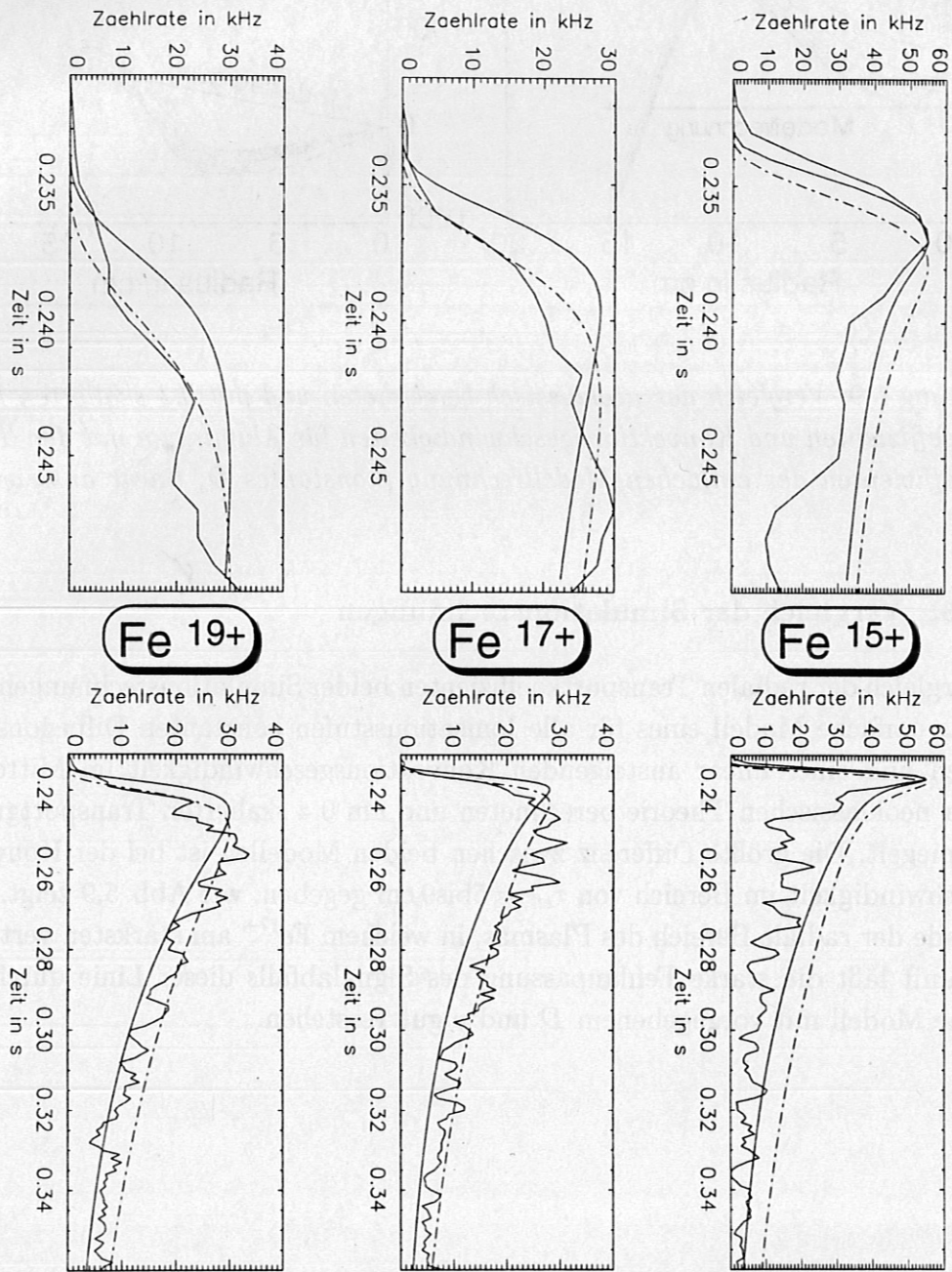


Abbildung 5.8: Neoklassische Anpassung von Eisen. Die durchgezogene Linie zeigt die Simulationsrechnung mit unskalierten Transportkoeffizienten, während bei $\cdot - \cdot -$ die neoklassischen D und ν um den Faktor 0.4 reduziert wurden. Die Anpassung von Fe^{17+} weist im Gegensatz zur Simulation mit dem einfachen Modell (konstantes D , lineares ν) keine stärkere Abweichung von den Meßwerten auf.

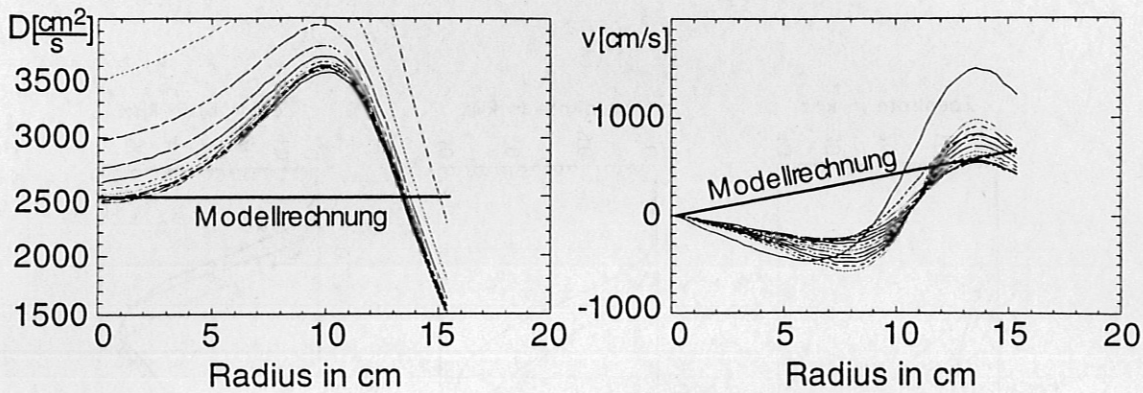


Abbildung 5.9: Vergleich der neoklassisch berechneten und mit 0.4 skalierten Diffusionskoeffizienten und Konvektionsgeschwindigkeiten für Aluminium mit den Transportkoeffizienten der einfachen Modellrechnung (konstantes D , linear ansteigendes v).

5.3.2.3 Vergleich der Simulationsrechnungen

Ein Vergleich der radialen Transportkoeffizienten beider Simulationsrechnungen zeigt, daß das einfache Modell eines für alle Ionisationsstufen konstanten Diffusionskoeffizienten und einer linear ansteigenden Konvektionsgeschwindigkeit im Mittel die von der neoklassischen Theorie berechneten und um 0.4 skalierten Transportgrößen widerspiegelt. Die größte Differenz zwischen beiden Modellen ist bei der Konvektionsgeschwindigkeit im Bereich von $r_{\text{eff}} = 5$ bis 9 cm gegeben, wie Abb. 5.9 zeigt. Dies ist gerade der radiale Bereich des Plasmas, in welchem Fe^{17+} am stärksten vertreten ist. Damit läßt die starke Fehlanpassung des Signalabfalls dieser Linie durch das einfache Modell mit vorgegebenem D und v gut verstehen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Bei Plasmaentladungen mit hohen Elektronentemperaturen besteht zunehmend die Notwendigkeit zu schwereren Elementen mit höheren Ionisationsenergien als Tracer für Transportuntersuchungen überzugehen. Um nachzuprüfen, inwieweit das Transportverhalten dieser schwereren Elemente vergleichbar ist mit dem Transport des bisher benutzten Aluminiums (für das bereits eine Datenbasis existiert), wurden Aluminium ($Z = 13$) und Eisen ($Z = 26$) als Tracer-Verunreinigungen im Plasma studiert.

Hierzu wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit zwei neue Laserablationssysteme am Stellarator Wendelstein 7-AS aufgebaut und in Betrieb genommen. Laboruntersuchungen der Lasersysteme ließen eine Kalibrierung der Laserenergie und der Laserpulsdauer in Abhängigkeit von der Ladespannung der Blitzlampen zu. Die am Experiment ferngesteuerte Fokussierung des Lasers auf das Target wurde kalibriert und die Brennfleckgrößen auf dem Target ermittelt. So konnten die Laserleistungsdichten auf dem Target, welche die Natur des Ablationsprozesses bestimmen, errechnet werden.

Eine neu entwickelte optische Beobachtungsmöglichkeit am Ablationsport lieferte erstmals direkte Informationen zur Quellfunktion der LBO-Verunreinigungen – eine wichtige Eingangsgröße bei Simulationsrechnungen. Die inhomogene Struktur des Verunreinigungsstrahls aus Clustern und einzelnen Atomen, wie sie in der Literatur seit langem untersucht wird, trat deutlich bei den Messungen zum Vorschein. Während des Experimentbetriebs wurde die Beobachtungsmöglichkeit der Quellfunktion standardmäßig als Monitor der Ablation verwendet. Dabei zeigte sich u.a. eine Abhängigkeit der Signalstärke des Bragg-Spektrometers von dem Clusteranteil des Verunreinigungsstrahls. Dies läßt sich durch eine stärkere Vorzugsrichtung der Cluster gegenüber den einzelnen Atomen und somit einer geringeren Abschattung durch den Ablationsstutzen erklären. Eine Modulation des Clusteranteiles durch Frequenzen von GAE-Plasmamoden wies zudem auf eine höhere Eindringtiefe von Clustern gegenüber der einzelner Atomen hin. Dies war der Auslöser für weitergehende Untersuchungen zum Eindringprozeß von LBO-Verunreinigungen in der Plasmarandschicht. Hierbei konnte gezeigt werden, daß die einzelnen Atome schon weit vor der Separatrix des Plasmas ionisiert und toroidal verteilt werden, während die Cluster mindestens bis zur Separatrix vordringen und dort als mikroskopische

Festkörper verdampfen. Eine Auswirkung der unterschiedlichen Eindringverhalten auf den Zeitverlauf höher ionisierter Stufen der Verunreinigung konnte jedoch nicht beobachtet werden.

Zur Untersuchung des Verunreinigungstransports wurden sowohl Simulationsrechnungen mit Hilfe eines einfachen Transportmodelles ($D = const.$, $v = v(\frac{r}{a})$) als auch Rechnungen unter Verwendung der neoklassischen Theorie durchgeführt und anhand der gemessenen Linien von Al X–XIII und Fe XVI–XXII an das Experiment angepaßt. Dabei ließ sich der gemessene Verunreinigungstransport von Aluminium und Eisen im Plasma im Rahmen des Fehlers bei beiden Elementen mit identischen Parametern beschreiben. Dies legt eine Ausdehnung der zu Transportuntersuchungen verwendeten Tracer auf schwerere Elemente als Aluminium sowie deren direkte Integration in die vorhandene Datenbasis nahe.

Die obige Aussage ist einzuschränken, sollte der Verunreinigungstransport zu einem wesentlichen Teil neoklassischen Ursprungs sein (die Simulation der experimentellen Ergebnisse läßt leider keine eindeutige Aussage über die Natur des Transportes zu). In diesem Fall würde die Theorie tatsächlich ein elementunabhängiges Transportverhalten erwarten lassen, sofern sich die Tracer-Verunreinigungen im Pfirsch-Schlüter-Stoßgebiet befinden. Dies war bei den in dieser Diplomarbeit gemachten Transportuntersuchungen gegeben. Da andere Stoßgebiete als das Pfirsch-Schlüter-Gebiet eine Z-Abhängigkeit aufweisen, müßte daher zukünftig sichergestellt werden, daß bei Benutzung schwererer Elemente die Transportuntersuchungen auf Plasmabedingungen beschränkt werden, bei denen sich die Tracer ebenfalls im stoßbehafteten Pfirsch-Schlüter-Gebiet befinden.

Die zur Anpassung der neoklassischen Rechnung notwendige Reduktion der vom Simulationscode SITAR berechneten Transportkoeffizienten überschreitet den durch die Optimierung des Wendelstein 7-AS zu erwartenden Wert. Inwieweit der Grund hierfür in den bereits diskutierten Fehlermöglichkeiten der Eingangsdaten für SITAR, der vereinfachten Behandlung der Hintergrundverunreinigungen oder einer unvollständigen Erfassung neoklassischer Effekte zu suchen ist, bedarf weiterer Untersuchungen.

Dieses Ergebnis der vorliegenden Diplomarbeit geht konform mit den Aussagen einer parallel dazu laufenden Doktorarbeit, in welcher das Transportverhalten von Verunreinigungen im Plasma mittels der Methode der Harmonischen Analyse untersucht wird [Ung95]. Auch hier müssen die mit dem Simulationscode SITAR berechneten neoklassischen Transportkoeffizienten signifikant reduziert werden, um eine Anpassung zu erzielen.

Literaturverzeichnis

- [BdMH+80] C. Breton, C. de Michelis, W. Hecq, et al. Low energy neutral beam production by laser vaporization of metals. *Revue Phys. Appl.*, 15:1193–1200, Juin 1980.
- [BFI+90] J.S. Bakos, I.B. Földes, P.N. Ignácz, et al. Absolute Measurement of Velocity Distribution of Neutrals in Sodium Laser Blow-Off Beam. *Optics Communications*, 74(6):374–379, 1990.
- [BFIK91] J.S. Bakos, I.B. Földes, P.N. Ignácz und G. Kocsis. Investigation of laser blow-off atomic beams by electron impact excitation. *J. Appl. Phys.*, 69(3):1231–1236, February 1991.
- [FFA+82] R. Fabbro, E. Fabre, F. Amiranoff, et al. Laser-wavelength dependence of mass-ablation rate and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas. *Phys. Rev. A*, 26(4):2289–2292, October 1982.
- [Fri74] J.F. Friichtenicht. Laser-generated pulsed atomic beams. *Rev. Sci. Instruments*, 45(1):51–56, January 1974.
- [Fus92] G. Fussmann. *Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen*. Habilitationsschrift, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik IPP 1/273, Dezember 1992.
- [Geb] Gebrüder Haff GmbH, Pfronten, Deutschland. *Haff Planimeter*.
- [Hec89] Eugene Hecht. *Optik*. Addison-Wesley, Bonn, München, 2. Auflage, 1989.
- [HS81] S.P. Hirshman und D.J. Sigmar. Neoclassical Transport of Impurities in Tokamak Plasmas. *Nuclear Fusion*, 21(9):1079–1201, 1981.
- [Kah88] Heribert Kahmen. *Vermessungskunde Teil I*. Walter de Gruyter, 1988.
- [KDG91] Y.B. Kim, P.H. Diamond und R.J. Groebner. Neoclassical poloidal and toroidal rotation in tokamaks. *Phys. Fluids B*, 8(3):2050–2060, 1991.
- [Kro72] O.N. Krokhin. Laser Generation of Vapors and Plasmas. In F.T. Arecchi und E.O. Schulz-Dubois, *Laser Handbook*, Band 2, Seiten 1373–1407. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1972.

- [KS89] F.K. Kneubühl und M.W. Sigrist. *Laser. Physik.* B.G. Teubner Studienbücher, Stuttgart, überarbeitete und erweiterte 2. Auflage, 1989.
- [L+88] M.A. Lennon et al. Recommended Data of the Electron Impact Ionization of Atoms and Ions from Fluorine to Nickel. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 17(3):1285ff, 1988.
- [Lum] Lumonics LTD, Cosford Lane, Swift Valley, Rugby, Warwickshire, CV21 1QN ENGLAND. *Q-Switched Ruby Laser System: Laser Test Documentation.*
- [Lum89] Lumonics LTD, Cosford Lane, Swift Valley, Rugby, Warwickshire, CV21 1QN ENGLAND. *Q-Switched Ruby Laser System: Operation, Maintenance & Service Manual*, 1989.
- [MC82] W.M. Manheimer und D.G. Colombant. Steady-state planar ablative flow. *Phys. Fluids*, 25(9):1644-1652, September 1982.
- [MCC75] E.S. Marmor, J.L. Cecchi und S.A. Cohen. System for rapid injection of metal atoms into plasmas. *Rev. Sci. Instruments*, 46(9):1149-1154, September 1975.
- [Mew72] R. Mewe. Interpolation Formulae for the Electron Impact Excitation of Ions in the H-, He-, Li-, and Ne-Sequences. *Astron. & Astrophys.*, 20:215-221, 1972.
- [Mia87] Kenro Miamoto. *Plasma Physics for Nuclear Fusion.* MIT Press, Cambridge, 2. Auflage, 1987.
- [MRMC82] D. Manos, D. Ruzic, R. Moore und S. Cohen. Laboratory study of the PDX/PLT laser blow-off trace element injectors. *J. Vac. Sci. Technol.*, 20(4):1230-1233, April 1982.
- [PS62] D. Pfirsch und A. Schlüter. Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit auf das Gleichgewichtsverhalten von Plasmen niedrigen Drucks in Stellaratoren. *MPI Report MP1/Pa/7/62*, 1962.
- [RDO+80] B.H. Ripin, R. Decoste, S.P. Obenschain, et al. Laser-plasma interaction and ablative acceleration of thin foils at 10^{12} - 10^{15} w/cm². *Phys. Fluids*, 23(5):1012-1023, May 1980.
- [SB71] J.W. Shearer und W.S. Barnes. Numerical calculations of plasma heating by means of subnanosecond laser pulses. In H.J. Schwarz und H. Hora, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena.* Plenum Press, 1971.

- [Sch93] Uwe Schumacher. *Fusionsforschung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.
- [TFR82] TFR-Group. Light Impurity Transport in the TFR Tokamak: Comparison of Oxygen and Carbon Line Emission with Numerical Calculations. *Nuclear Fusion*, 22(9):1173–1189, 1982.
- [Ung95] E. Unger. *in Vorbereitung*. Dissertation, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1995.
- [WA85] W7-A Team, NI Group. Impurity Transport in the Wendelstein VII-A Stellarator. *Nuclear Fusion*, 25(11):1593–1609, 1985.
- [Wes87] John Wesson. *Tokamaks*. Oxford Engineering Science. Oxford University Press, 1987.
- [WSJ+94] A. Weller, D.A. Spong, R. Jaenicke, et al. Neutral Beam Driven Global Alfvén Eigenmodes in the Wendelstein W7-AS Stellarator. *Phys. Rev. Lett.*, 72(8):1220–1223, 1994.
- [ZK94] W. Zinth und H.J. Körner. *Optik*. R. Oldenbourg, München, Wien, 1. Auflage, 1994.