

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
Experimentelle Plasmaphysik 4

Aspekte des Verhaltens von Wolfram im Fusionsexperiment ASDEX Upgrade

Alexander Geier

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr.rer.nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. J. Buras

Prüfer der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. F. Wagner

2. Univ.-Prof. Dr. H.-J. Körner

Die Dissertation wurde am 13.3.2001 bei der
Technischen Universität München eingereicht und
durch die Fakultät für Physik am 6.7.2001 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Statistische Betrachtungen	7
2.1	Statistische Grundlagen	8
2.1.1	Grundbegriffe	8
2.1.2	Multiple lineare Regression	9
2.1.3	Hauptkomponenten	11
2.1.4	Standardabweichungen der geschätzten Parameter	13
2.1.5	Anwendung auf die Hauptkomponentenapproximation	16
2.2	Datenbasis und Auswahl der Regressionsvariablen	19
2.2.1	Auswahl der Variablen	20
2.2.2	Statistische Eigenschaften der Daten	23
2.3	Empirische Skalierungen	25
2.3.1	Lineare Regression	25
2.3.2	Hauptkomponentenbasiertes Skalierungsgesetz	28
2.3.3	Diskussion	29
2.3.4	Anwendung auf die Wolframkonzentrationen während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments	35
2.4	Zusammenfassung	36
3	Untersuchungen im Hauptplasma	37
3.1	Spektroskopische Grundlagen	38
3.2	Spektroskopische Untersuchungen an Fusionsplasmen	40
3.2.1	Wolframspektroskopie	42
3.3	Grazing-Incidence-Spektrometer	44
3.4	Johann-Spektrometer	50
3.4.1	Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade	54
3.4.2	Wolframspektroskopie mit dem Johann-Spektrometer	58
3.5	Ergebnisse der Wolframuntersuchungen im Hauptraum	62
3.6	Transportuntersuchungen	66
3.7	Zusammenfassung	70

4	Untersuchungen mit der Sublimationssonde	73
4.1	Aufbau, Kalibration und Betrieb	73
4.1.1	Sublimationssonde	73
4.1.2	Optisches System	76
4.2	Grundlegende Messungen im Divertor	77
4.2.1	Zuflüsse und S/XB -Verhältnisse	78
4.3	Experimente im Hauptraum	85
4.3.1	Abfallängen im Hauptraum	86
4.3.2	Eindringwahrscheinlichkeiten und Flüsse	87
4.4	Messungen zum Divertorrückhaltevermögen	89
4.4.1	Eisen, Molybdän	91
4.4.2	Wolfram	92
4.5	Zusammenfassung	97
5	Zusammenfassung	99
A		103
A.1	ASDEX Upgrade	103
A.2	Diagnostiken	106

Einleitung

Das nächste große Projekt der Fusionsforschung auf dem Weg zu einem Kraftwerk ist der Internationale Thermonukleare Experimental Reaktor ITER [1], ein toroidales Experiment mit magnetischem Plasmaeinschluß vom Tokamak-Typ [2]. Mit ITER soll erstmals unter reaktorrelevanten Bedingungen die technische und physikalische Machbarkeit eines brennenden Plasmas demonstriert werden. Eine wichtige Rolle spielt dabei die zentrale Plasmaheizung durch α -Teilchen, deren Untersuchung in bisherigen Experimenten nur unzureichend möglich ist. Bislang wurde diese Heizmethode nur an TFTR und JET untersucht, wobei an JET transient Heizleistungen von bis zu 4 MW durch α -Teilchen erzielt wurden [3].

Dabei muß ITER allerdings im Routinebetrieb mit einem Deuterium-Tritium Brennstoffgemisch arbeiten, wodurch die Frage nach einem geeigneten Material für die erste Wand eine große Bedeutung gewinnt. Aus sicherheitstechnischen Gründen ist die maximal zulässige Tritiummenge im Gefäß auf weniger als ein Kilogramm beschränkt [4]. Da sich aber in Kohlenstoffschichten, die durch Erosion und anschließende Redeposition entstehen, große Mengen von kodeponiertem Wasserstoff finden, scheint Graphit, das in den meisten aktuellen Fusionsexperimenten verwendet wird, als Wandmaterial weitgehend auszuschneiden.

Als möglicher Kandidat für die erste Wand, zumindest für Stellen, die hohen Leistungsflüssen ausgesetzt sind, stellt sich immer mehr Wolfram heraus. Solche hoch-Z Materialien galten, bis zum erfolgreichen Wolfram-Divertor-Experiment an ASDEX Upgrade [5], unter anderem wegen den enttäuschenden Ergebnissen an PLT mit Wolframlimitern [6] als gänzlich ungeeignet. Sie blieben in ihrem Einsatz auf Experimente wie ALCATOR C-Mod [7], die bei hoher Dichte arbeiten, oder auf Testlimiter, zum Beispiel in TEXTOR [8, 9], beschränkt. Der Grund ist, daß schwere Verunreinigungen selbst bei fusionsrelevanten Temperaturen im Plasmazentrum noch nicht vollständig ionisiert sind und so nicht nur durch Bremsstrahlung, sondern auch durch Rekombinations- und Linienstrahlung zur Strahlungskühlung im Plasmazentrum beitragen. Der Vorteil, speziell von Wolfram, liegt in seiner niedrigen Erosionsrate und seiner hohen Zerstäubungsschwelle. Zudem besitzt es einen sehr hohen Schmelzpunkt

und positive thermomechanische Eigenschaften [10]. An ASDEX Upgrade wurde nun erstmals zur Demonstration der Tauglichkeit von Wolfram als Material für die erste Wand im Hauptraum auch ein Teil der zentralen Säule im Bereich des unteren Hitzeschildes mit Wolfram beschichtet [11].

In den Planungen für die erste Wand von ITER ist eine Hybridlösung gewählt worden [4], bei der Graphit als Wandmaterial weitgehend durch andere Stoffe ersetzt wurde. Der überwiegende Teil der Wand im Hauptraum besteht aus Beryllium, das als niedrig-Z Material im Plasmazentrum sogar eine noch niedrigere Strahlungskühlung als Kohlenstoff zeigt, und bei der Deposition deutlich weniger Wasserstoff bindet. An den hochbelasteten Stellen im Divertorbereich und am Bafflemodul ist Wolfram als erste Wand vorgesehen, nur der Bereich, in dem die leistungsführende Randschicht auf die Wand trifft, soll aus kohlefaserverstärktem Graphit bestehen, um ein Aufschmelzen von Strukturen bei starken transienten Leistungseinträgen, wie bei Disruptionen, zu verhindern.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden am Tokamak ASDEX Upgrade [12] Untersuchungen zum Verhalten von Wolfram in Fusionsplasmen durchgeführt.

Ausgehend von den Ergebnissen des Wolfram-Divertor-Experiments an ASDEX Upgrade wurde in der vorliegenden Arbeit der Zusammenhang zwischen der zentralen, mit einem Grazing-Incidence-Spektrometer gemessenen, Wolframkonzentration und anderen globalen Plasmaparametern statistisch untersucht. Im Laufe der statistischen Analyse wurden für die in Standard-Entladungsszenarien gemessenen Wolframkonzentrationen Skalierungsgesetze mittels multipler linearer Regression und einer auf einer Hauptkomponentenanalyse basierenden Methode aufgestellt. Letztere ist wegen der simultanen Berücksichtigung von Meßfehlern bei allen in der Ausgleichsrechnung verwendeten Variablen besser als das MLS-Verfahren geeignet, da Meßfehler in den unabhängigen Variablen bei der Multiplen Linearen Regression zu einer systematischen Verfälschung der Parameter führen.

Eine signifikante Abhängigkeit der Wolframkonzentration im Hauptraum konnte im wesentlichen nur von transportrelevanten Plasmaparametern, wie zum Beispiel der Dichtezuspitzung, nicht jedoch vom Wolframzufluß aus dem Divertor gefunden werden. Angewendet auf die während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments gemessenen Konzentrationen ergibt das Skalierungsgesetz eine gute Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Messung. Trotz der kleinen Datenbasis scheint dies wiederum die hauptsächlichste Abhängigkeit der Wolframkonzentration vom Transport und nicht vom Zufluß zu bestätigen.

Parallel dazu wurden im Rahmen des Wolfram-Hitzeschild-Experiments spektroskopische Messungen zur Konzentrations- und Zuflußbestimmung durchgeführt. Die beobachteten Wolframkonzentrationen c_W während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments waren sehr gering und lagen zunächst unter der Nachweisgrenze der bisher zur Konzentrationsbestimmung eingesetzten Diagnostiken. Durch die Verwendung eines fokussierenden Röntgenspektrometers konnte die Nachweisempfindlichkeit für Wolfram so

weit gesteigert werden, daß eine routinemäßige Messungen von c_W möglich wurde.

Die Ergebnisse von begleitend durchgeführten Transportrechnungen zeigen, daß für normale Entladungen ein Drift-Diffusionsmodell den Wolframtransport gut beschreibt. Die Transportparameter nehmen dabei allerdings Werte an, die darauf hindeuten, daß anomaler Transport, ähnlich wie bei leichten Verunreinigungen, dominiert. Dieser anomale Transport wird am Plasmarand durch Turbulenz und im Plasmazentrum im weiteren Sinne durch MHD Aktivitäten verursacht.

Zur Untersuchung des Transportverhaltens von Wolfram, aber auch anderer metallischer Verunreinigungen, im Divertor und der Abschälschicht wurde eine Sublimationssonde als Verunreinigungsquelle eingesetzt. Diese kann sowohl im Divertor als auch im Hauptraum betrieben werden. In der Sonde werden Metallcarbonyle sublimiert und über ein Ventil ins Plasma eingeblasen. Carbonyle sind Verbindungen aus einem oder mehreren Metallatomen mit Kohlenmonoxidmolekülen. Mittels einer speziellen Beobachtungsoptik kann beim Einsatz der Sonde im Divertor direkt der ausströmende Verunreinigungsfluß bestimmt werden. Über das stöchiometrische Verhältnis der einzelnen Atome im Carbonylmolekül kann damit der Fluß der Metallatome über die Flüsse von Sauerstoff oder Kohlenstoff bestimmt werden. Dies ist eine entscheidende Erleichterung, falls die atomaren Daten des Metalls nicht ausreichend gut bekannt sind, was vor allem für schwere Metalle der Fall ist. Durch das gezielte Einbringen von Wolfram im Divertor konnte nun dessen Ausbreitung untersucht werden. Eine wichtige Größe ist dabei das sogenannte Divertorrückhaltevermögen, welches invers zur Wahrscheinlichkeit ist, daß ein im Divertor erzeugtes Verunreinigungsteilchen in den Hauptraum entweicht. Es zeigt sich, daß das Wolfram zum größten Teil in der Abschälschicht in den Hauptraum gelangt und erst von dort in den Bereich geschlossener Flußflächen eindringt.

Im folgenden Kapitel werden die statistischen Untersuchungen zu den während des Wolfram-Divertor-Experiments gemessenen Wolframkonzentrationen dargestellt. Dort findet sich auch eine kurze Einführung in die statistischen Grundlagen und eine Diskussion der Ergebnisse.

In Kapitel 3 werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Spektrometer und deren physikalische Grundlagen beschrieben. Dort werden auch die Modifikationen am Johann-Spektrometer dargestellt und die Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchungen sowie der Transportrechnungen vorgestellt.

Abschließend werden in Kapitel 4 die Untersuchungen mit der Sublimationssonde behandelt. Nach eine Beschreibung der Funktionsweise der Sonde wird auf die durchgeführten Messungen im Divertor sowie zum Divertorrückhaltevermögen eingegangen.

Im Anhang werden kurz das Tokamakexperiment ASDEX Upgrade und die verwendeten Standarddiagnostiken beschrieben. Dort wird auch die Definition der verwendeten Flußflächenkoordinaten vorgestellt.

Teile der vorliegenden Arbeit wurden in [13], [14], [15] und [11] veröffentlicht.

Statistische Betrachtungen

In der Fusionsforschung werden empirische Skalierungen, die sich aus statistischen Betrachtungen ergeben, und die die Form einfacher Potenzansätze

$$y = 10^{\alpha_0} \prod_{i=1}^p x_i^{\alpha_i},$$

mit der abhängigen Größe y und den unabhängigen Variablen x_i haben, oft als Approximation für komplexe physikalische Zusammenhänge benutzt. Ein Beispiel ist die Bestimmung von Energieeinschlußzeiten als Funktion von Konstruktionsparametern wie Abmessungen, Toroidalfeld, Heizleistung und Plasmastrom (siehe zum Beispiel [16, 17, 18]). Sie sind jedoch auch zur Identifikation der für die jeweilige Fragestellung wichtigen physikalischen Parameter nützlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine empirische Skalierung für die an ASDEX Upgrade, während des Wolfram-Divertor-Experiments [5] gemessene Wolframkonzentration aufgestellt. Während dieser Experimentierkampagne wurden im inneren und äußeren Divertor von ASDEX Upgrade die Strikepointbereiche, also diejenigen Zonen, in denen die leistungsführende Plasmarandschicht auf die Wand trifft, mit einem Plasmasprayverfahren mit einer 500 μm dicken Wolframschicht beschichtet. Im Gegensatz zur Verwendung von Wolfram in Limiterexperimenten ergaben sich keine Beeinträchtigungen des Plasmabetriebs, und es konnte gezeigt werden, daß Wolfram ein gut geeignetes Material für den Divertorbereich eines Fusionsreaktors sein könnte.

Da kein einfacher Zusammenhang zwischen beobachteter Wolframkonzentration und Zufluß beobachtet werden konnte (siehe Abbildung 2.1), wurde in der vorliegenden Arbeit versucht, mit statistischen Methoden einen Zusammenhang zwischen Wolframkonzentration und anderen Plasmaparametern eben in Form eines solchen Skalierungsgesetzes aufzustellen. Dazu wurden zwei verschiedene Methoden, multiple lineare Regression (Multiple Least Squares, MLS) und ein auf einer Hauptkomponentenanalyse basierendes Verfahren, angewendet. Obwohl beide Methoden insgesamt vergleichbare Skalierungsgesetze liefern, ist das Hauptkomponenten-Skalierungsgesetz aufgrund der

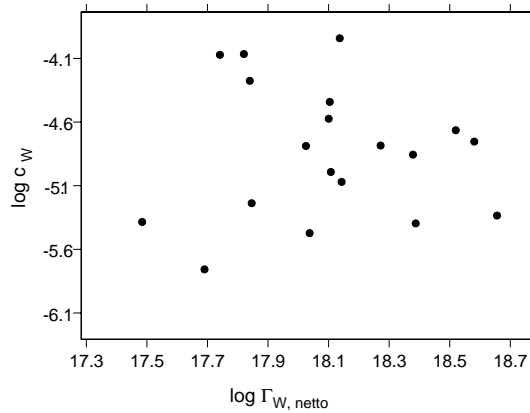


Abbildung 2.1: Gemessene Wolframkonzentration in Abhängigkeit des Wolfram-Zuflusses von den Prallplatten im Divertor. Alle gezeigten Punkte stammen von H-Mode Entladungen.

besseren Möglichkeiten, Meßfehler in den unabhängigen Variablen zu berücksichtigen, vorzuziehen.

In dieser Arbeit konnte die Teilcheneinschlußzeit für Wolfram im Gegensatz zu anderen Experimenten, bei denen es Skalierungen für die Einschlußzeiten von Verunreinigungen gibt [19, 20], nicht betrachtet werden. Da die Verunreinigungsquelle an ASDEX Upgrade intrinsisch und somit während der gesamten Entladung aktiv war, konnte die Standardmethode der Beobachtung des Abfalls der Konzentration bei abschaltbarer Quelle nicht angewendet werden.

2.1 Statistische Grundlagen

2.1.1 Grundbegriffe

Im folgenden Abschnitt werden kurz die Definitionen einiger statistischer Grundbegriffe dargestellt, wie sie auch in Lehrbüchern der Statistik gefunden werden können (siehe zum Beispiel [21]).

Gegeben sei eine diskrete Zufallsvariable X , die die Werte $x_1 \dots x_N$ annehmen soll. Dann definiert man für den Erwartungswert:

$$E(X) = \sum_k x_k P\{X = x_k\}$$

wobei $P\{X = x_k\}$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß X den Wert x_k annimmt.

Die Varianz von X ist als

$$\text{var}(X) = \sum_k (x_k - \mu_X)^2 P\{X = x_k\}$$

mit $\mu_X = E(X)$ definiert. Die Wurzel aus der Varianz heißt Standardabweichung σ

$$\sigma_X = \sqrt{\text{var}(X)}.$$

Führt man analog zu X eine weitere diskrete Zufallsvariable Y ein, so ist die Kovarianz von X und Y definiert als

$$\text{cov}(X, Y) = E((X - E(X))(Y - E(Y))).$$

Die entsprechende Matrix für M verschiedene Zufallsvariablen heißt Kovarianzmatrix. Weiterhin gilt

$$\text{cov}(X, Y) = E(XY) - E(X)E(Y).$$

Der Korrelationskoeffizient $\rho_{X,Y}$ ist definiert als:

$$\rho_{X,Y} = \text{cor}(X, Y) = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y}.$$

Dabei sind σ_X und σ_Y die Standardabweichungen von X beziehungsweise Y .

2.1.2 Multiple lineare Regression

Es werden p Datensätze $x_{i,j}$ mit $i = 1 \dots p$ und $j = 1 \dots N$ und p abhängige Daten y_i betrachtet, für die die Beziehung

$$y_i = \sum \alpha_j x_{i,j} \tag{2.1}$$

angenommen wird. Im allgemeinen bezeichnet man die Konstante in der linearen Beziehung mit α_0 und setzt entsprechend die $x_{i,0} = 1$. Betrachtet man die Daten y_i und x_{ij} als Meßdaten, so wird angenommen, daß nur die y_i mit Meßfehlern behaftet sind. An die gegebenen y_i wird eine Näherung

$$\hat{y}_i = \sum \hat{\alpha}_j x_{i,j}$$

mit unbekanntem, zu bestimmenden Parametern $\hat{\alpha}_j$ gesucht. Die Nomenklatur ist dabei so gewählt, daß die geschätzten Größen mit einem $\hat{}$ versehen sind.

Zur Schätzung der α_i , also zur Bestimmung der $\hat{\alpha}_j$, betrachtet man in einem Maximum-Likelihood-Verfahren die Wahrscheinlichkeit, mit einer Schätzung der Parameter $\hat{\alpha}_j$, den tatsächlichen Wert für die y_i zu erhalten. Unter der Annahme, daß die so bestimmten \hat{y}_i eine Gaußverteilung mit der Standardabweichung σ_j um die tatsächlichen Parameter y_i besitzen, gilt dafür:

$$L_j = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_j} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y_i - \hat{y}_i)^2}{\sigma_j^2}\right).$$

Damit folgt für die entsprechende Wahrscheinlichkeit für den gesamten Datensatz unter der Annahme, daß die einzelnen L_j unabhängig sind:

$$L = \prod L_j.$$

Die $\hat{\alpha}_j$ werden nun so gewählt, daß L maximal wird, also daß die Summe der quadratischen Differenzen zwischen gegebenen und geschätzten Parametern

$$T = \sum \frac{1}{\sigma_j^2} \left(y_i - \sum \hat{\alpha}_j x_{ij} \right)^2 \quad (2.2)$$

minimal wird. In der Praxis sind die einzelnen Standardabweichungen σ_j nicht bekannt, so daß angenommen wird, daß sie für alle $\hat{\alpha}_j$ gleich sind und vor die Summe gezogen werden können. Zur Bestimmung der Regressionskoeffizienten $\hat{\alpha}_i$ wird nun das lineare Gleichungssystem, das sich nach der partiellen Differentiation von T nach den $\hat{\alpha}_i$ ergibt, gelöst. In Matrixschreibweise läßt sich das Gleichungssystem, die sogenannten Normalgleichungen, als

$$(\mathbf{X}^T \cdot \mathbf{X}) \cdot \hat{\mathbf{a}} = \mathbf{X}^T \cdot \mathbf{y}$$

schreiben [22]. \mathbf{X} ist dabei die $(p+1) \times N$ Matrix, die sich aus den p unabhängigen Variablen mit je N Observationen ergibt. Man beachte, daß die ersten Spalte von \mathbf{X} aus den Einsen besteht, die zu der Regressionskonstanten $\hat{\alpha}_0$ gehören. \mathbf{y} ist der Vektor aus den N abhängigen Variablen y_i und $\hat{\mathbf{a}}$ der Vektor aus den $(p+1)$ zu bestimmenden Regressionskoeffizienten einschließlich der Konstanten. Die Lösung ergibt sich als

$$\hat{\mathbf{a}} = (\mathbf{X}^T \cdot \mathbf{X})^{-1} \cdot \mathbf{X}^T \cdot \mathbf{y}$$

Für standardnormalverteilte ($\mu = 0, \sigma = 1$) Summanden in Gleichung 2.2 folgt T einer χ^2 -Verteilung und es kann ein sogenannter χ^2 -Test zur Beurteilung der Qualität des Fits durchgeführt werden [23].

In der Praxis werden jedoch normalerweise zwei andere Tests durchgeführt, bei denen einerseits geprüft wird, ob der Fit den Datensatz besser beschreibt, als sein Mittelwert und andererseits, ob der Fit nicht durch das Weglassen eines Parameters genauer wird. Die Verfahren dazu werden im Abschnitt 2.1.4 beschrieben.

Eine weitere Größe zur Beurteilung der Fitgenauigkeit ist der sogenannte multiple Regressionskoeffizient R^2 . Er ist definiert als [23]:

$$R^2 = \sum_{j=1}^N \frac{\widehat{\text{cov}}(x_j, y)^4}{\hat{\sigma}_{x_j}^2 \hat{\sigma}_y^2}$$

wobei

$$\widehat{\text{cov}}(x_j, y)^2 = \frac{1}{N-1} \left(\sum_i x_{j,i} y_i - \frac{1}{N} \sum_i x_{j,i} \sum_i y_i \right)$$

$$\hat{\sigma}_{x_j}^2 = \frac{1}{N-1} \left(\sum_i x_{j,i}^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_i x_{j,i} \right)^2 \right)$$

und

$$\hat{\sigma}_y^2 = \frac{1}{N-1} \left(\sum_i y_i^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_i y_i \right)^2 \right)$$

sind. R^2 variiert zwischen -1 und 1, wobei die Werte 0, 1 und -1 keiner Korrelation, maximaler Korrelation beziehungsweise maximaler Antikorrelation von y_i und \hat{y}_i entsprechen. Anschaulich werden R^2 Prozent der Daten durch den Fit richtig beschrieben.

2.1.3 Hauptkomponenten

Die Hauptkomponentenanalyse [24, 22] eines Datensatzes ist eine Methode zur Datenreduktion. Gegeben sei eine $p \times N$ Matrix \mathbf{X} aus p Observablen x mit je N Observationen. Dies entspricht geometrisch N Punkten in einem p -dimensionalem Raum, in dem jedoch die einzelnen Basisvektoren untereinander korreliert sein können. Man sucht nun unkorrelierte Linearkombinationen der gegebenen Punkte x_j

$$\mathbf{u}_i = \sum_{j=1}^p l_{ij} x_j$$

mit orthonormalen l_{ij} , das heißt: $\sum l_{ij} l_{ik} = \delta_{jk}$. Geometrisch entspricht dies einer Hauptachsentransformation in ein neues, orthonormales Koordinatensystem. In Matrixschreibweise lautet diese:

$$\mathbf{u} = \mathbf{L} \cdot \mathbf{x}$$

Die Spalten der Transformationsmatrix \mathbf{L} sind dabei die neuen Basisvektoren in Koordinaten der alten Basis. Die verschiedenen \mathbf{x} sind die Spalten der Datenmatrix \mathbf{X} . Orthonormalität bedeutet $\mathbf{L} \cdot \mathbf{L}^T = \mathbf{1}$ mit der Einheitsmatrix $\mathbf{1}$.

Um die Bedingung der paarweisen Unkorreliertheit der einzelnen Vektoren \mathbf{u} zu erfüllen, betrachtet man deren Kovarianz:

$$\text{cov}(\mathbf{U}) = \mathbf{\Lambda}$$

mit einer Diagonalmatrix $\mathbf{\Lambda} = \text{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_p)$. \mathbf{U} ist die Matrix, deren Spalten aus den einzelnen \mathbf{u} gebildet werden.

Für jedes einzelne λ_i ergibt sich eine Eigenwertgleichung

$$\det(\mathbf{C} - \lambda_i \mathbf{1}) = 0$$

mit der Kovarianzmatrix $\mathbf{C} = \text{cov}(\mathbf{X})$. Die zugehörigen Eigenvektoren bilden die Spalten der Matrix \mathbf{L} . Hier soll nur der Fall betrachtet werden, daß die Eigenwerte nicht

entartet sind. Im Allgemeinen ordnet man diese in der Matrix \mathbf{L} nach der Größe der zugehörigen Eigenwerte beginnend beim größten, von links nach rechts.

Die so bestimmten \mathbf{u} heißen Hauptkomponenten oder Principal Components (PC) von \mathbf{X} . Sie sind die Koordinaten der ursprünglichen Punkte im transformierten Koordinatensystem. Die Basisvektoren in diesem Koordinatensystem liegen so, daß die Varianz der Daten entlang des jeweiligen Basisvektors der Größe des Betrags des jeweils zugehörigen Eigenvektors entsprechen. Entlang des ersten Basisvektors tritt also die größte Varianz auf, entlang des zweiten die zweitgrößte und so weiter. Diese Methode zur Konstruktion der Hauptkomponenten legt auch gleich eine Methode zur Datenreduktion durch Weglassen der Koordinaten mit nur geringer Varianz nahe. In diesem Fall gilt für die Transformation in das Koordinatensystem der q -dimensionalen Hauptkomponentennäherung

$$\mathbf{U}_q = \tilde{\mathbf{L}}_q^T \cdot (\mathbf{X} - \boldsymbol{\mu}) \quad (2.3)$$

wobei die Forderung nach verschwindender Mittelwerte $\boldsymbol{\mu}$ der Spalten von \mathbf{X} aufgegeben wurde. \mathbf{U}_q ist die Matrix, deren Spalten die Hauptkomponenten enthalten, die Spalten von $\tilde{\mathbf{L}}_q$ sind die zu den q größten Eigenwerten gehörenden Eigenvektoren. Die Rücktransformation ins ursprüngliche Koordinatensystem ergibt sich als:

$$\mathbf{Y}_q = \boldsymbol{\mu} + \tilde{\mathbf{L}}_q \tilde{\mathbf{L}}_q^T (\mathbf{X} - \boldsymbol{\mu}) \quad (2.4)$$

\mathbf{Y}_q heißt dann die q -dimensionale Hauptkomponentennäherung an die ursprünglichen Daten.

Für die Auswertung der Daten in der vorliegenden Arbeit wurde die Hyperebene senkrecht zur Achse mit der kleinsten Varianz als Approximation an die Ausgangsdaten gewählt. Ihre Darstellung lautet

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{x} + d = 0. \quad (2.5)$$

\mathbf{n} ist dabei der Normalenvektor der Ebene und d ihr Abstand vom Ursprung. Gleichung 2.5 hat damit bereits die Form des gesuchten Skalierungsgesetzes. In Gleichung 2.3 wurde demzufolge in $\tilde{\mathbf{L}}_q$ der Eigenvektor zum kleinsten Eigenwert eingesetzt. \mathbf{n} ist demzufolge der Einheitsvektor entlang der Achse, auf der die so bestimmten Punkte der PC-Näherung liegen.

Der Unterschied zur linearen Regression besteht darin, daß bei dieser Methode nicht die Summe der quadratischen Abweichungen parallel zur Achse der abhängigen Variablen, sondern die Summe der quadratischen Abstände senkrecht zur Ausgleichshyperebene gebildet wird. In Abbildung 2.2 ist eine Veranschaulichung gezeigt. Für den dreidimensionalen, durch die Punkte dargestellten Datensatz, wurde die Ebene durch Bestimmung der Achsen ξ_1, ξ_2 und ξ_3 berechnet. Dabei sind ξ_1, ξ_2 und ξ_3 die Achsen, entlang derer der Datensatz die größte, die zweitgrößte beziehungsweise die kleinste Varianz aufweist. Der Vorteil dieser Methode gegenüber der linearen Regressi-

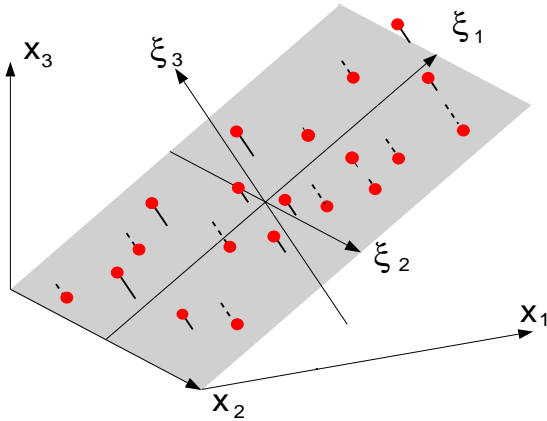


Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Hauptkomponentenanalyse eines Datensatzes. Es wird eine Koordinatensystemtransformation so durchgeführt, daß die Varianz der Daten entlang der einzelnen Basisvektoren abnimmt. Die Varianz entlang des ersten Basisvektors ist dementsprechend am größten, die entlang des letzten am kleinsten. In der vorliegenden Auswertung wurde die Hyperebene senkrecht zu dem Basisvektor, entlang dem die kleinste Variation der Daten auftrat, als Approximation gewählt.

on liegt darin, daß Fehler für alle Variablen und nicht nur die Responsevariable erlaubt sind. Im Fall nämlich, daß die unabhängigen Variablen große Fehler aufweisen, erfahren die Koeffizienten aus der linearen Regression eine systematische Verschiebung, die das Ergebnis verfälscht und unbrauchbar machen kann [25]. In Abbildung 2.3 ist ein Beispiel gezeigt, das mit dem in Abschnitt 2.1.5 konstruierten Datensatz berechnet wurde. Anschaulich kann man sich das so vorstellen, daß bei zunehmendem Fehler ε_i der unabhängigen Variablen $(x_i + \varepsilon_i)$ immer weniger Information über den tatsächlichen Zusammenhang $y = \sum \alpha_i x_i$ in den Daten enthalten ist. Mit größer werdenden ε_i wird y immer weniger durch die x_i und ihre Koeffizienten α_i beschrieben bis letztlich die Beschreibung der y durch ihren Mittelwert die beste Approximation liefert und die Regressionskoeffizienten α_i verschwinden.

2.1.4 Standardabweichungen der geschätzten Parameter

Zur Bestimmung der Regressionsparameter $\hat{\alpha}_i$ wird bei der multiplen linearen Regression die Summe der quadratischen Abstände

$$\chi^2 = \sum (y - \sum_{i=0}^p \hat{\alpha}_i x_i)^2$$

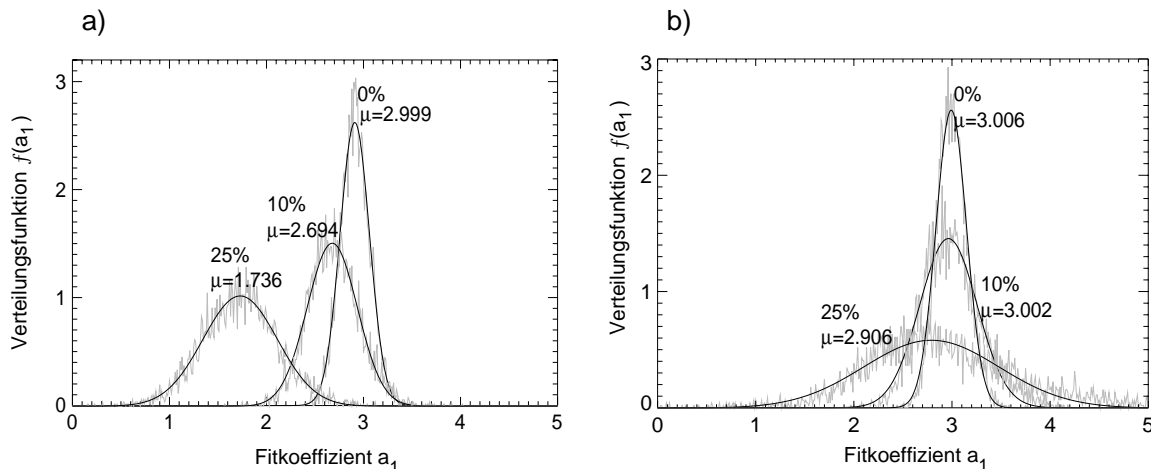


Abbildung 2.3: Beispiel für die systematische Verschiebung von Fitkoeffizienten bei der multiplen linearen Regression im Fall fehlerbehafteter unabhängiger Variablen. In a) sind die Verteilungsfunktionen der Regressionskoeffizienten \hat{a}_1 dargestellt, die für einen MLS-Fit an den in Abschnitt 2.1.5 konstruierten Datensatz ($\xi_1 + f\varepsilon_{n,1}, \xi_2 + f\varepsilon_{n,1}, \xi_3 + \varepsilon_{n,1}$) für Fehler f von 0 %, 10 % und 25 % der unabhängigen Variablen bestimmt wurden. Die Kurven sind für $a_1 = 3$ und $a_2 = 2$ in Gleichung 2.10 berechnet. In b) sind die Verteilungsfunktionen der Fitkoeffizienten für die entsprechende PC-Approximation dargestellt. Man erkennt, daß zwar die Kurven der Verteilungsfunktionen im Fall der Hauptkomponentenapproximation breiter werden, die Mittelwerte sich, anders als bei der MLS, jedoch nicht verschieben. Dort treten schon bei relativ kleinen Abweichungen deutliche Verschiebungen auf.

minimiert. Die Bestimmung der Standardabweichungen der Koeffizienten ist durch einen statistischen Test möglich. Dabei wird die Nullhypothese

$$H_0 : \hat{\alpha}_i = 0, \quad (2.6)$$

daß der Koeffizient zum i -ten unabhängigen Parameter Null ist, geprüft. Dieser Test wird nacheinander für alle unabhängigen Variablen durchgeführt. Dazu berechnet man den quadratischen Abstand der Abweichungen unter der Annahme von H_0 . Die zu bildende Teststatistik ist

$$F = \frac{\chi_{UR}^2 - \chi_R^2}{\chi_{UR}^2 / (N - (p + 1))}, \quad (2.7)$$

wobei χ_{UR}^2 und χ_R^2 die Summen der quadratischen Differenzen des uneingeschränkten, beziehungsweise des eingeschränkten Modells sind. Das eingeschränkte Modell ist dabei das Resultat eines neuen Fits unter Weglassung der getesteten Variable. Bei der Bildung einer solchen Teststatistik müssen Zähler und Nenner durch die Anzahl ihrer

Freiheitsgrade dividiert werden. In diesem Fall sind das $N - (p + 1)$ Freiheitsgrade für den Nenner, die sich aus der Anzahl der Messungen abzüglich der Anzahl anzupassender Parameter ergibt, und entsprechend ein Freiheitsgrad für den Zähler. Im Fall der linearen Regression kann gezeigt werden, daß F einer zentralen F-Verteilung mit der Dichtefunktion [23]

$$p_F(F) = \frac{\nu_1^{\frac{1}{2}\nu_1} \Gamma(\frac{1}{2}(\nu_1 + \nu_2))}{\nu_2 \Gamma(\frac{1}{2}\nu_1)\Gamma(\frac{1}{2}\nu_2)} F^{\frac{1}{2}\nu_1-1} \left(1 + \frac{\nu_1}{\nu_2}F\right)^{-\frac{1}{2}(\nu_1+\nu_2)}$$

mit ν_1 und ν_2 Freiheitsgraden folgt, falls die Nullhypothese richtig ist. Das heißt, aus dem Wert für F läßt sich mit

$$p = 1 - \int_F^\infty dF' p_F(F')$$

die Wahrscheinlichkeit p berechnen, daß die Ausgleichsrechnung einen endlichen Wert für den Fitkoeffizienten liefert, obwohl kein Zusammenhang zwischen der zugehörigen unabhängigen Variablen und der Responsevariablen besteht. In der vorliegenden Arbeit wurden diejenigen Regressionskoeffizienten als nicht signifikant betrachtet, bei denen diese Wahrscheinlichkeit über 5 % lag.

Aus der Theorie der Wahrscheinlichkeitsverteilungen ist bekannt, daß

$$T = \sqrt{F_{1,\nu_2}}$$

für eine F-verteilte Zufallsgröße F_{1,ν_2} mit einem Freiheitsgrad im Zähler und ν_2 Freiheitsgraden im Nenner, einer t-Verteilung mit ν_2 Freiheitsgraden folgt. Im Falle der linearen Regression gilt unter der Voraussetzung unkorrelierter unabhängiger Variablen x_i , $i = 1 \dots p$, daß eine t-verteilte Zufallsgröße T gleich dem Quotienten aus geschätztem Parameter und seiner geschätzten Standardabweichung ist ([26] Anhang 7a), also

$$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i) = \frac{\hat{\alpha}_i}{T} = \frac{\hat{\alpha}_i}{\sqrt{F}} \quad (2.8)$$

gilt.

Ein weiterer statistischer Test ist die Untersuchung, ob der Fit die Daten besser beschreibt, als ihr Mittelwert. Dazu wird die Nullhypothese

$$H_0 : \hat{\alpha}_i = 0 \quad \text{für alle } i = 1 \dots p, \quad (2.9)$$

also die Annahme, daß keine der unabhängigen Variablen sondern nur die Konstante α_0 einen Beitrag liefern, getestet. In diesem Fall ergibt sich die Teststatistik entsprechend Gleichung 2.7, allerdings mit jetzt p Freiheitsgraden für den Zähler. Aus dem Wert von F kann die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, daß H_0 fälschlicherweise abgelehnt

wird. Dem entspricht die Wahrscheinlichkeit dafür, daß kein Zusammenhang zwischen der Response- und den unabhängigen Variablen besteht.

Üblicherweise führen Routinen zur MLS-Regression beide beschriebenen Tests durch und geben als Ergebnis die Standardabweichungen der berechneten Regressionskoeffizienten sowie die Ablehnwahrscheinlichkeiten p_t und p_F der beiden Nullhypothesen 2.6 und 2.9 an.

2.1.5 Anwendung auf die Hauptkomponentenapproximation

Es liegt nahe, die oben beschriebene Methode zur Bestimmung der Standardabweichungen der geschätzten Koeffizienten auch auf die Hauptkomponentenmethode anzuwenden, und statt den quadratischen Differenzen zwischen den gegebenen Punkten und dem Fitergebnis die Summe der quadratischen Abstände zwischen den Meßpunkten und der Ausgleichshyperebene zu verwenden. Damit die so berechneten Standardabweichungen richtig sind, muß jedoch untersucht werden, ob das analog zu Gleichung 2.7 bestimmte F F -verteilt ist.

Dazu wurde eine numerische Untersuchung mit Zufallszahlen durchgeführt. Die hierfür verwendeten Daten wurden so konstruiert, daß ein unkorrelierter, zweidimensionaler Datensatz (ξ_1, ξ_2) mit je N Werten aus gleichverteilten Zufallszahlen generiert wurde, wobei N zwischen 10 und 100 variiert wurde. Die Abhängige Variable ξ_3 wurde als

$$\xi_3 = a_1\xi_1 + a_2\xi_2 \quad (2.10)$$

festgelegt. Zur Konstruktion von fehlerbehafteten Variablen wurden noch standardnormalverteilte ($\mu = 0, \sigma = 1$) Zufallszahlen $\varepsilon_{n,i}$ mit $i = 1, 2, 3$ zu den ξ_i hinzuaddiert, so daß der Datensatz aus den Zahlen

$$x_1 = \xi_1 + \varepsilon_{n,1}, x_2 = \xi_2 + \varepsilon_{n,2} \text{ und } x_3 = \xi_3 + \varepsilon_{n,3}$$

besteht. Standardnormalverteilte Fehler wurden gewählt, um Vergleiche mit der für den Fall der multiplen linearen Regression bekannten Theorie durchführen zu können. Im Gegensatz zu den Annahmen bei der MLS-Regression, sind hier auch die unabhängigen Variablen explizit mit Fehlern versehen. Für den späteren Test der Hypothese, ob einer der Koeffizienten a_i in Gleichung 2.10 Null ist, wird noch ein Datensatz benötigt, bei dem eben diese Hypothese erfüllt ist. Hier wurde ohne Beschränkung der Allgemeinheit

$$\xi_{3,R} = a_2\xi_2$$

und entsprechend

$$x_{3,R} = \xi_{3,R} + \varepsilon_{n,3R}$$

gebildet.

Für den Datensatz $(x_1, x_2, x_{3,R})$ wurde nun die Hauptkomponentenapproximation berechnet und die Summe der quadratischen Abstände zwischen den Punkten des Datensatzes und der Ausgleichshyperbene

$$d_{UR} = \sum \left(\frac{\hat{a}_1 x_1 + \hat{a}_2 x_2 - x_{3,R} + \hat{a}_0}{\sqrt{\hat{a}_1^2 + \hat{a}_2^2 + 1}} \right)^2$$

$$d_R = \sum \left(\frac{\hat{a}_{1,R} x_1 - x_{3,R} + \hat{a}_{0,R}}{\sqrt{\hat{a}_1^2 + 1}} \right)^2$$

gebildet, wobei über alle N Datensatzelemente summiert wurde. Man beachte, daß die Nullhypothese für den verwendeten Datensatz richtig sein muß, um die von der Theorie vorhergesagte zentrale F-Verteilung zu erhalten. Aus diesem Grund muß in den Rechnungen $x_{3,R}$ verwendet werden. Gilt H_0 nicht, zum Beispiel bei der Verwendung von x_3 statt $x_{3,R}$, so ergeben sich nichtzentrale χ^2 -, F- und t-Verteilungen [27]. Der Ausdruck für die Teststatistik ist entsprechend Gleichung 2.7

$$F = \frac{d_R - d_{UR}}{d_{UR}/(N-2)}. \quad (2.11)$$

Wiederholt man diese Prozedur genügend oft (hier typischerweise zwischen 1000 und 10000 mal), können die Verteilungsfunktionen für die geschätzten Parameter, die Summen der quadratischen Abstände und F , wie in Abbildungen 2.4 und 2.5 dargestellt, angegeben werden.

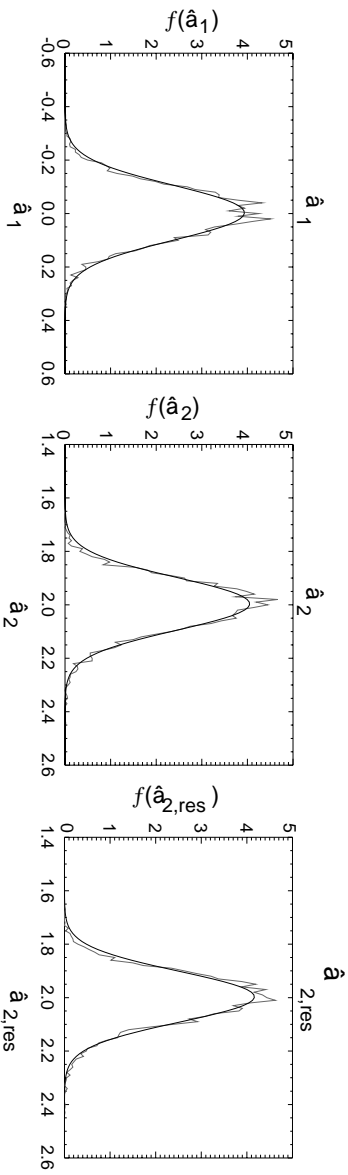


Abbildung 2.4: Verteilungsfunktionen für die Koeffizienten der bei der Simulation mit einer *PC Approximation* berechneten *Fits* mit dem Datensatz $(x_1, x_2, x_{3,R})$. *Übertaigert ist jeweils eine angefttete Gaußkurve, wie sie im Falle eines MLS-Fits theoretisch erwartet wird.*

Man erkennt, daß die simulierten mit den theoretischen Verteilungsfunktionen übereinstimmen. Die Verteilungsfunktion der aus der F-Statistik in Gleichung 2.11 entsprechend Gleichung 2.8 berechneten Standardabweichung von \hat{a}_1 ist in Abbildung 2.5 d)

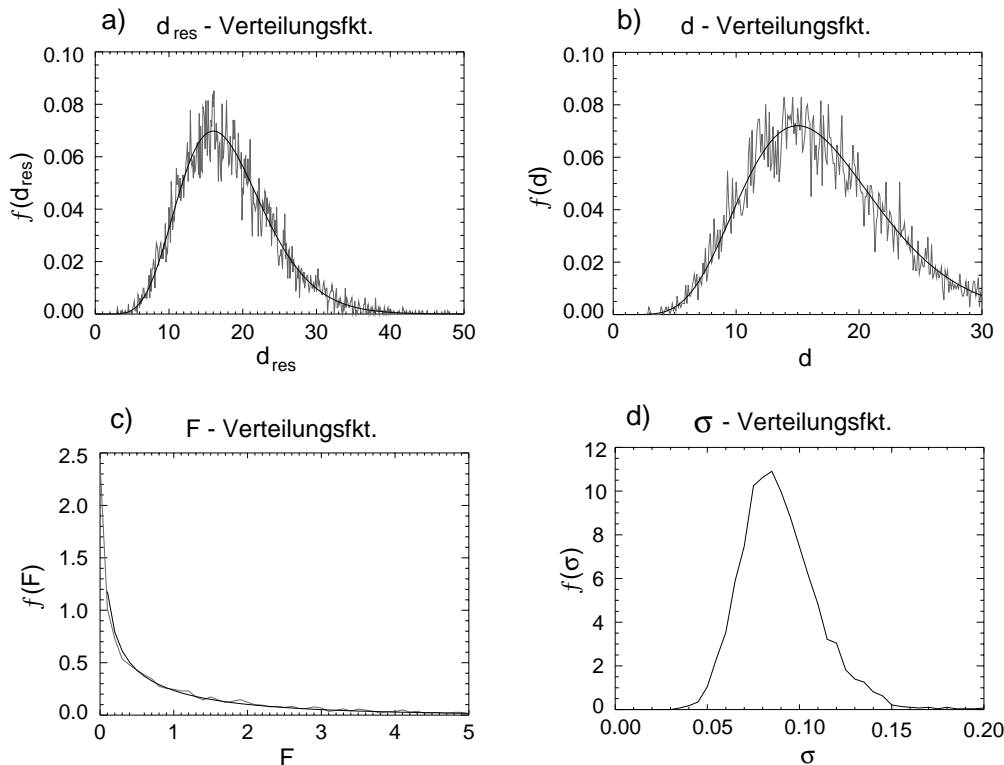


Abbildung 2.5: In der Simulation berechnete Verteilungsfunktionen für die d -Statistiken des eingeschränkten (a), des uneingeschränkten Modells (b) und der F -Statistik (c). Überlagert sind die theoretisch erwarteten Verteilungsfunktionen für eine MLS-Regression. In d) ist die Verteilungsfunktion der aus der F -Statistik berechneten Standardabweichung dargestellt. Ihr Erwartungswert entspricht der Standardabweichung der entsprechenden Fitkoeffizienten in Abbildung 2.4.

gezeigt. Vergleicht man damit die Verteilungsfunktion der geschätzten Parameter, so findet man, daß ihre Standardabweichung näherungsweise gleich dem Erwartungswert der Verteilungsfunktion von $\hat{\sigma}(\hat{a}_1)$ ist:

$$\text{stddev}(\hat{a}_1) = E(\hat{\sigma}(\hat{a}_1))$$

Als Test, wie stark eine Korrelation zwischen x_1 und x_2 , die ja für die experimentellen Daten existiert, die Bestimmung der Standardabweichung mittels der Teststatistik beeinträchtigt, wurde aus den ξ_1 und ξ_2 ein neuer, korrelierter Datensatz ζ_1, ζ_2 und $\zeta_3 = a_1\zeta_1 + a_2\zeta_2$ konstruiert, zu dem wieder standardnormalverteilte Fehler hinzugefügt wurden, so daß man $z_i = \zeta_i + \varepsilon_{n,i}$ erhält. Abbildung 2.6 zeigt die durch Simulation bestimmte Standardabweichung von \hat{a}_1 zusammen mit der aus der Teststatistik bestimmten Standardabweichung in Abhängigkeit der Korrelation zwischen z_1 und z_2 . Man erkennt, daß die Abweichungen zwischen den beiden Standardabweichungen bis

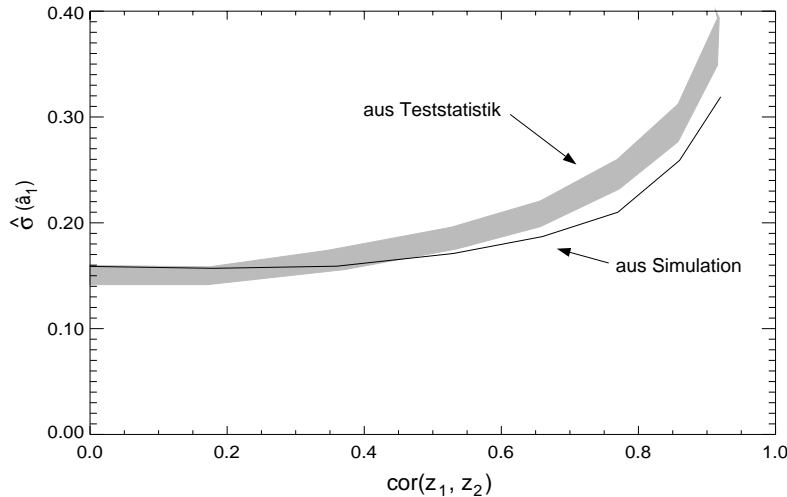


Abbildung 2.6: Vergleich der durch Simulation und aus der F -Teststatistik bestimmten Standardabweichungen in Abhängigkeit der Korrelation zwischen z_1 und z_2 . Die Breite der Teststatistikkurve wird durch die Unzulänglichkeit der verwendeten Zufallszahlenroutine verursacht.

zum Maximum der in den späteren Skalierungen verwendeten experimentellen Daten auftretenden Korrelation von bis zu 70 % (vergleiche Tabelle 2.2) relativ klein bleiben, bei höheren Korrelationen aber rasch ansteigen. Die geringe Differenz bei kleinen Korrelationen ist auf die verwendete Zufallszahlenroutine zurückzuführen.

2.2 Datenbasis und Auswahl der Regressionsvariablen

Die Grundlage für den aufgestellten Datensatz stellen die circa 800 erfolgreichen Plasmaentladungen dar, die während des Wolfram-Divertor-Experiments zwischen den Entladungen # 7098 und # 8645 durchgeführt wurden. Daraus wurden diejenigen Entladungen ausgewählt, die einer typischen H-Mode (high confinement Moden) an ASDEX Upgrade mit Deuterium Neutralteilchenheizung in Deuteriumplasmen entsprechen. Durch Weglassen von Entladungen mit Verunreinigungsereignissen, untypischen Entladungsparametern, wie etwa reduzierter Beschleunigungsspannung bei der Neutralteilchenheizung oder Entladungen mit hoher Triangularität, ergab sich als Rest ein Datensatz von etwa 90 Entladungen, bei denen die meisten der zur Auswertung notwendigen Daten vorhanden sind.

L-Moden, also Entladungen mit Zusatzheizung, aber ohne Transportbarriere am Rand (low confinement), und ohmsche Entladungen, die nur durch den Plasmastrom geheizt werden, konnten nicht untersucht werden, da für die L-Mode-Entladungen die

Datenbasis zu klein war, und im anderen Fall die Wolframkonzentration c_W in der Regel unter der Nachweisgrenze lag.

Die Werte der in die Auswertung einfließenden Größen wurden zum Zeitpunkt der maximalen Wolframkonzentration betrachtet, ähnlich zur Vorgehensweise bei den existierenden Skalierungsgesetzen für die Energieeinschlußzeit, bei denen die Entladungen in diskrete Zeitintervalle aufgeteilt wird, in denen der Energieinhalt des Plasmas stationär ist. Die Werte der jeweiligen Plasmaparameter werden dann in diesen Zeitfenstern betrachtet. Die so durchgeführte Betrachtung ist erlaubt, weil die Teilchentransportzeiten für Wolfram von typischerweise 100 ms kurz gegenüber der langsamen Variation der anderen Plasmaparameter in den betrachteten Entladungen sind.

2.2.1 Auswahl der Variablen

Da die Daten nur von ASDEX Upgrade stammen, konnten geometrische Größen wie großer und kleiner Plasmaradius nicht berücksichtigt werden, obwohl sie wie in [20] gezeigt wurde, eine Rolle spielen können. Auch wurden andere Größen wie die Plasmatriangularität nicht systematisch variiert und konnten ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Aus den wenigen Entladungen mit hoher Triangularität δ (# 8195 - # 8197) kann jedoch auf einen erhöhten Verunreinigungseinschluß geschlossen werden.

Für die spätere Diskussion ist es nützlich, zwischen transportrelevanten Größen und Quellgrößen zu unterscheiden. In folgenden findet sich eine Zusammenstellung der zur Analyse verwendeten Variablen.

Wolframkonzentration

Die Wolframkonzentration c_W im Hauptplasma wurde an ASDEX Upgrade während des Wolfram-Divertor-Experiment spektroskopisch mit einem Grazing-Incidence-Spektrometers mit Hilfe der Strahlung des Wolfram-Quasikontinuums und von Linienstrahlung bestimmt [28, 29]. Die Bestimmung über die Linienstrahlung liefert dabei zentralere Werte für die Dichte als das Quasikontinuum, da sie von höheren Ladungszuständen emittiert wird. In der vorliegenden Arbeit wurde das Quasikontinuums- c_W verwendet, weil die Daten für eine größere Anzahl von Entladungen vorhanden waren.

Globale Plasmaparameter

- Grundlegende Entladungsparameter bei Experimenten mit magnetischem Einschluß sind das toroidale Magnetfeld B_{tor} und die liniengemittelte Elektronendichte n_e . Bei Tokamaks kommt noch der induzierte Plasmastrom I_p hinzu. Diese Größen erscheinen auch in vielen anderen Skalierungen.
- Die gesamte Heizleistung P_{tot} , also die Summe der Leistungen aller verwendeten Heizungen, geht in alle aktuellen Einschlußskalierungen ein. Die Vermutung, daß

sie auch hier eine Rolle spielt, ist also naheliegend. Typischerweise wird bei einer Steigerung der Heizleistung eine Verschlechterung des Einschlusses beobachtet.

- W_{MHD} ist die gesamte im Plasma gespeicherte Energie. Sie wird an ASDEX Upgrade über die Spulenströme berechnet. Im Gegensatz zum thermischen Energieinhalt W_{therm} sind in W_{MHD} aufgrund des Meßprinzips noch Beiträge von schnellen, nicht-maxwellschen Komponenten der Verteilungsfunktionen der Plasmateilchen, die zum Beispiel durch Zusatzheizungen entstehen, berücksichtigt.
- Eine Maßzahl für die Qualität des Einschlusses ist die Energieeinschlußzeit $\tau_E = \frac{W_{therm}}{P_{tot}}$. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis des Energieinhalts des Plasmas zur zugeführten Heizleistung und beschreibt die Abfallzeit der im Plasma gespeicherten Energie.
- Eine andere wichtige Größe in Einschlußskalierungen ist der sogenannte H -Faktor $H = \frac{\tau_E}{\tau_{E,pred}}$, also das Verhältnis von experimentell bestimmter zu der mit einem Skalierungsgesetz berechneten Energieeinschlußzeit. Anschaulich beschreibt er die Verbesserung des Plasmaeinschlusses zum Beispiel durch die Bildung von Transportbarrieren. In der vorliegenden Auswertung wurde der H -Faktor auf $\tau_{E,pred}$ aus einem L-Mode Skalierungsgesetz (ITER-89P [17]) bezogen.
- Direkt mit I_p verknüpft ist $\beta_{pol} = \frac{\langle p \rangle}{B_{pol}^2/2\mu_0}$, also das Verhältnis aus flußflächen-gemitteltem kinetischen Druck und Magnetfelddruck des Poloidalfelds. β_{pol} ist ein Maß dafür, wie gut das Plasma im bezug auf den induzierten Plasmastrom eingeschlossen ist.
- Eine weitere Dichte, die in der Auswertung berücksichtigt wurden, ist die Neutralteilchendichte $n_{0,Div}$ im Divertor.
- Der sogenannte Sicherheitsfaktor

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint ds \frac{1}{R} \frac{B_\phi}{B_\theta}, \quad (2.12)$$

wobei das Integral bei festem toroidalem Winkel entlang eines poloidalen Umfangs gebildet wird, ist das Verhältnis von toroidalem zu poloidalem Fluß oder in zylindrischer Geometrie die Anzahl der toroidalen Umläufe für einen poloidalen Umlauf einer Magnetfeldlinie. In der Auswertung wurde q_{95} , der Wert bei $\rho_{pol} = 0.95^1$ verwendet.

¹ ρ_{pol} ist ein übliches Maß für den normierten radialen Abstand von der Magnetfeldachse. Seine Definition ist in Anhang A.1 dargestellt.

Transportrelevante Größen

- Für den Verunreinigungstransport im Plasmazentrum sollte der neoklassische Transport², zumindest zwischen Sägezähnen³, eine wichtige Rolle spielen [31]. In die Transportparameter gehen dabei die logarithmischen Dichte- und Temperaturgradienten ein. Als Regressionsgrößen wurden deshalb die Dichte- und die Temperaturzuspitzung $\gamma_{n_e} = \frac{n_{e,z}}{n_{e,r}}$ beziehungsweise $\gamma_{T_e} = \frac{T_{e,z}}{T_{e,r}}$ betrachtet. Dabei bezeichnen $n_{e,z/r}$ und $T_{e,z/r}$ zentrale, beziehungsweise Randmessungen der DCN Laserinterferometrie für die Dichtemessung und der Thomsonstreuung für die Temperaturbestimmung.
- Leichte Verunreinigungen können über Reibungskräfte beim Transport schwerer Verunreinigungen eine wichtige Rolle spielen. Zur Berücksichtigung eines möglichen Einflusses wurden die effektive Kernladung Z_{eff} sowie die Dichte leichter Verunreinigungen n_{imp} aus der Ladungsaustausch-Rekombinationsspektroskopiemessung (CXRS) [32] und vom CO-Monitor [33] berücksichtigt.
- Aufgrund der großen Masse von Wolfram liegt es nahe, auch in der Zentrifugalkraft eine transportrelevante Größe zu vermuten [30, 34]. Um diese berücksichtigen zu können, wurde in den Untersuchungen die toroidale Rotationsgeschwindigkeit aus der CXRS-Messung berücksichtigt [32]. Die poloidale Rotationsgeschwindigkeit wurde während des Wolfram-Divertor-Experiments noch nicht bestimmt und konnte deshalb nicht mit in die Untersuchungen einbezogen werden.

Zuflußrelevante Größen

- Während der Wolfram-Divertor-Experimente wurde der Wolframzufluß Γ_W mit dem Randschichtspektrometer [35] über die Messung der 400.9 nm Linie von W I bestimmt. Daraus wurde der um die prompte Redeposition korrigierte Zufluß $\Gamma_{W,netto}$ berechnet. Diese Korrektur ist für Wolfram sehr groß [36], da es aufgrund seiner hohen Masse einen großen Gyrationradius hat, also noch während der ersten Gyrationbewegung wieder auf die Wand treffen und dort redeponiert werden kann. Daten dieser Messung sind jedoch nur für relativ wenige Entladungen vorhanden, was die Genauigkeit der Ergebnisse der statistischen Auswertung beeinträchtigt.

²Der neoklassische Transport wird durch binäre Stöße von Teilchen verursacht, deren Trajektorien wegen des anisotropen Magnetfelds von den Flußflächen abweichen.

³Sägezahninstabilitäten [30] können als Oszillationen der zentralen Elektronentemperatur und -dichte beobachtet werden. Sie beruhen auf einer nichtlinearen Instabilität des Stromprofils und treten an der Flußfläche mit $q = 1$ auf (siehe Gleichung 2.12) auf. Anschaulich werden Teilchen und Energie innerhalb dieser Fläche nach außen geworfen.

	$\frac{n_e}{10^{19} \text{ m}^{-3}}$	γ_{n_e}	$\frac{B_{tor}}{(\text{T})}$	β_{pol}	$\frac{\Gamma_{W,eff,c}}{10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}}$	$\frac{n_{Div}}{10^{19} \text{ m}^{-3}}$	q_{95}	$\frac{T_e}{\text{MS}}$	γ_T	$\frac{P_{Div}}{\text{MW}}$
N	90	90	90	90	19	87	90	90	90	90
Min	3.67	1.12	-3.06	0.30	0.31	0.81	6.55	60	1.17	0.14
Mean	6.56	1.42	-2.38	0.80	1.56	4.27	3.95	110	1.63	0.93
Median	6.43	1.41	-2.50	0.77	1.27	3.68	3.93	100	1.62	0.97
Max	1.02	1.77	-1.50	1.36	4.53	24.4	3.02	210	2.18	2.23

	$\frac{P_{tot}}{\text{MW}}$	$\frac{eW_e}{10^{-6}}$	$\frac{W_{MHD}}{\text{kJ}}$	$\frac{v_{tor}}{\text{km/s}}$	$\frac{n_{imp}}{10^{17} \text{ m}^{-3}}$	H	Z_{eff}	$\frac{I_p}{\text{MA}}$	$\frac{T_{e,Div}}{\text{eV}}$
N	90	90	90	51	51	89	90	90	90
Min	0.57	1.0	180	25	0.41	0.72	1.10	0.60	4.14
Mean	4.69	8.1	471	101	8.1	1.63	2.49	0.97	14.29
Median	4.68	6.6	488	99	6.6	1.58	2.40	1.00	14.18
Max	8.28	11.5	775	170	11.5	3.14	3.85	1.20	33.06

Tabelle 2.1: Übersicht über die statistischen Eigenschaften der einzelnen Variablen im untersuchten Datensatz. Der Median ist dabei so definiert, daß eine Hälfte der Datenpunkte größer und die andere Hälfte kleiner als sein Wert ist.

- Andere Größen, die einen Einfluß auf die Erosion im Divertor haben, sind der Leistungsfluß P_{Div} in den Divertor, die Elektronentemperatur sowie die Elektromomente im Divertor.

Zwischen den betrachteten Plasmaparametern gibt es noch funktionale Zusammenhänge, die sich im Idealfall in den Ergebnissen der statistischen Untersuchungen dadurch widerspiegeln sollten, daß man für diese Variablen äquivalente Skalierungsgesetze mit gleichwertigen Vorhersagen erhält.

2.2.2 Statistische Eigenschaften der Daten

Für die Beurteilung der Ergebnisse der statistischen Analyse sind Eigenschaften der einzelnen Datensatzvariablen, wie der Wertebereich und die Standardabweichung, aber auch eventuelle Korrelationen zwischen den Plasmaparametern wichtig. So erschweren große Korrelationen oder kleine Wertebereiche der Daten die Auswertung dadurch, daß die Standardabweichungen der Regressionskoeffizienten der korrelierten Parameter sehr groß werden können [25, 37]. In Tabelle 2.1 sind die Anzahl der Meßpunkte der jeweiligen Plasmaparameter, ihr Median sowie ihr Wertebereich dargestellt. Tabelle 2.2 zeigt die Korrelationsmatrix der in der Auswertung verwendeten Variablen.

	$\log n_e$	$\log \gamma_{n_e}$	$\log(-B_{tor})$	$\log \beta_{pol}$	$\log \Gamma_{W,netto}$	$\log n_{Div}$	$\log q_{95}$	$\log \tau_E$	$\log \gamma_T$	$\log P_{Div}$
$\log n_e$	1.00	-0.10	-0.28	-0.23	<u>-0.50</u>	<u>0.72</u>	-0.49	0.04	-0.27	0.09
$\log \gamma_{n_e}$		1.00	0.09	-0.05	0.03	-0.18	-0.10	0.06	-0.31	-0.26
$\log(-B_{tor})$			1.00	0.47	0.17	-0.42	-0.18	-0.14	-0.20	-0.13
$\log \beta_{pol}$				1.00	0.29	-0.16	0.23	-0.26	0.30	0.34
$\log \Gamma_{W,netto}$					1.00	-0.23	0.26	-0.14	0.13	0.06
$\log n_{Div}$						1.00	0.05	<u>-0.51</u>	0.19	0.08
$\log q_{95}$							1.00	<u>-0.37</u>	<u>0.59</u>	-0.02
$\log \tau_E$								1.00	-0.37	-0.08
$\log \gamma_T$									1.00	0.14
$\log P_{Div}$										1.00
$\log P_{tot}$										
$\log c_W$										
$\log W_{MHD}$										
$\log v_{tor}$										
$\log n_{imp}$										
$\log H$										
$\log Z_{eff}$										
$\log I_p$										
$\log T_{e,Div}$										

	$\log P_{tot}$	$\log c_W$	$\log W_{MHD}$	$\log v_{tor}$	$\log n_{imp}$	$\log H$	$\log Z_{eff}$	$\log I_p$	$\log T_{e,Div}$
$\log n_e$	0.22	<u>-0.50</u>	0.42	-0.44	0.38	-0.27	0.41	<u>0.57</u>	<u>-0.54</u>
$\log \gamma_n$	-0.15	0.36	-0.15	0.22	-0.11	0.03	-0.05	-0.09	0.18
$\log(-B_{tor})$	-0.22	0.23	-0.38	-0.14	-0.22	0.27	-0.01	<u>-0.71</u>	0.13
$\log \beta_{pol}$	0.42	0.07	0.32	0.09	-0.37	0.52	-0.24	<u>-0.55</u>	0.06
$\log \Gamma_{W,netto}$	0.21	-0.08	0.06	0.06	-0.11	0.19	-0.30	-0.17	<u>0.59</u>
$\log n_{Div}$	0.37	<u>-0.70</u>	0.18	-0.46	0.36	<u>-0.62</u>	0.41	0.29	<u>-0.64</u>
$\log q_{95}$	-0.02	-0.00	-0.31	0.08	-0.05	-0.14	-0.10	-0.48	0.05
$\log \tau_E$	-0.39	0.37	0.29	0.26	-0.07	<u>0.54</u>	-0.06	0.48	0.31
$\log \gamma_T$	0.22	-0.16	0.04	0.14	-0.03	-0.11	0.06	-0.24	-0.10
$\log P_{Div}$	0.38	-0.15	0.47	0.10	0.22	0.12	-0.27	0.14	-0.07
$\log P_{tot}$	1.00	-0.42	<u>0.63</u>	0.07	-0.04	0.25	-0.31	0.19	-0.18
$\log c_W$		1.00	-0.22	0.33	-0.18	0.32	0.04	-0.24	0.40
$\log W_{MHD}$			1.00	0.21	-0.02	0.42	-0.19	<u>0.61</u>	-0.09
$\log v_{tor}$				1.00	0.12	0.34	-0.23	<u>0.09</u>	0.27
$\log n_{imp}$					1.00	-0.36	0.22	0.20	-0.17
$\log H$						1.00	-0.43	-0.07	0.37
$\log Z_{eff}$							1.00	0.04	-0.44
$\log I_p$								1.00	-0.12
$\log T_{e,Div}$									1.00

Tabelle 2.2: Korrelationsmatrix der in der Auswertung verwendeten Variablen. Die Korrelationen wurden mit der maximal möglichen Anzahl Variablen, wie in Tabelle 2.1 angegeben, durchgeführt. Die Fälle mit Korrelationskoeffizienten größer als 0.5 sind unterstrichen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde hier und bei einigen der folgenden Tabellen auf die Angabe der physikalischen Einheiten verzichtet. Wo nötig, sind sie jedoch aufgeführt.

2.3 Empirische Skalierungen

Unter Verwendung des im vorherigen Abschnitt beschriebenen Datensatzes wurden mit zwei unterschiedlichen Methoden Skalierungen für den Zusammenhang zwischen zentraler Wolframkonzentration und anderen Plasmaparametern aufgestellt.

2.3.1 Lineare Regression

Als erster Ansatz wurde eine multiple lineare Regression mit den einzelnen Variablen des Datensatzes durchgeführt. Die Präparation der Daten wurde mit dem Statistik-Programmpaket SAS, die Auswertung mit dem Programm S-PLUS durchgeführt. Die S-PLUS MLS Routine liefert als Ergebnis die Regressionskoeffizienten, deren Standardabweichungen, die Wahrscheinlichkeiten des t-Test, ob die Koeffizienten in Wirklichkeit Null sind, und das Resultat des F-Tests, ob der Fit die Daten besser als ihr Mittelwert beschreibt. Ausgegangen wurde von den Variablen, die sich in bisherigen Untersuchungen zu Skalierungen für Verunreinigungseinschlußzeiten als relevant erwiesen haben. Anhand der Ergebnisse der statistischen Tests wurden in der Regression verwendete Variablen weggelassen und sukzessive neue Variablen berücksichtigt. Der Korrelationskoeffizient R^2 diene als Maß für die Qualität des Fits.

Als Resultat ergaben sich zwei Skalierungsgesetze mit ähnlichem R^2 , nämlich

$$\begin{aligned} \log c_W = & (1.83 \pm 0.27) \cdot \log Z_{eff} - (1.65 \pm 0.23) \cdot \log n_{Div} \\ & - (1.96 \pm 0.48) \cdot \log B_{tor} + (4.79 \pm 1.24) \cdot \log \gamma_{n_e} \\ & + (0.74 \pm 0.32) \cdot \log \beta_{pol} + (26.32 \pm 2.74) \end{aligned} \quad (2.13)$$

und

$$\begin{aligned} \log c_W = & (1.64 \pm 0.26) \cdot \log Z_{eff} - (1.59 \pm 0.14) \cdot \log n_{Div} \\ & - (2.10 \pm 0.56) \cdot \log B_{tor} + (4.48 \pm 1.24) \cdot \log \gamma_{n_e} \\ & - (1.27 \pm 0.67) \cdot \log I_p + (26.40 \pm 2.80). \end{aligned} \quad (2.14)$$

In der zweiten Gleichung wurde statt β_{pol} der Plasmastrom I_p benutzt. Die Korrelationskoeffizienten sind $R^2 = 0.71$ für Gleichung 2.13 und $R^2 = 0.70$ für Gleichung 2.14. Es werden also rund siebzig Prozent der Wolframkonzentrationsdaten richtig wiedergegeben. Die Regressionsparameter zusammen mit ihren Standardabweichungen und den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten der statistischen Tests sind in Tabelle 2.3 dargestellt. [38]. Eine Zusammenstellung statistischer Kenngrößen (wie Mittelwert und Varianz) sowie ihre Korrelationsmatrix findet sich in Tabelle 2.4. Dort sind auch die physikalischen Einheiten angegeben, in denen die einzelnen Plasmaparameter gemessen wurden. Der Koeffizient von I_p in Gleichung 2.14 ist beim t-Test nicht signifikant. Die Wahrscheinlichkeit, daß er in Wirklichkeit Null ist, liegt mit 6 % jedoch nur wenig über den geforderten 5 %, so daß das Fitergebnis fürs erste weiter betrachtet werden soll.

a)						b)					
x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	T	p_t	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$	x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	T	p_t	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log const$	26.33	2.74	9.60	0.0000		$\log const$	26.40	2.80	9.42	0.0000	
$\log \beta_{pol}$	0.74	0.33	2.26	0.0267	0.09	$\log I_p$	-1.27	0.67	-1.89	0.0625	-0.09
$\log B_{tor}$	-1.96	0.48	-4.05	0.0001	-0.18	$\log B_{tor}$	-2.10	0.56	-3.77	0.0003	-0.19
$\log n_{Div}$	-1.65	0.14	-12.00	0.0000	-0.56	$\log n_{Div}$	-1.59	0.14	-11.71	0.0000	-0.54
$\log \gamma_{ne}$	4.80	1.24	3.88	0.0002	0.14	$\log \gamma_{ne}$	4.48	1.24	3.60	0.0006	0.13
$\log Z_{eff}$	1.83	0.27	6.69	0.0000	0.27	$\log Z_{eff}$	1.64	0.26	6.28	0.0000	0.25

Tabelle 2.3: Fitkoeffizienten, deren Standardabweichungen, Wert der t -Statistik und die Wahrscheinlichkeiten, daß die jeweiligen Koeffizienten Null sind für die beiden MLS-Skalierungsgesetze. Die Größe $\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$ ist ein Maß dafür, wie stark die einzelnen Größen zum Ergebnis der Skalierung beitragen. Dabei stammen die Koeffizienten in a) von Gleichung 2.13 und die in b) von Gleichung 2.14.

Die Abbildung 2.7 zeigt den Vergleich zwischen Messung und den Vorhersagen der Skalierungsgesetze sowie deren Residuen, also den Differenzen zwischen der abhängigen Variablen und dem Fitergebnis. Die Plots der Residuen sind ein Mittel, um die Gültigkeit des verwendeten Ansatzes zu beurteilen. Falls nämlich in diesen Plots noch Strukturen, zum Beispiel eine Krümmung, erkennbar sind, deutet dies auf ein falsches Ausgangsmodell hin. In den vorliegenden Fällen ist keine solche Struktur erkennbar, der verwendete Ansatz sollte also ausreichend sein.

Ein Hinweis auf die Konsistenz der beiden Skalierungsgesetze ist der Zusammenhang zwischen β_{pol} und I_p , für den $\beta_{pol} \sim p/B_{pol}^2 \sim (nT)/B_{pol}^2 \sim W_{therm}/I_p^2$ gilt. Im Rahmen der Standardabweichungen ist dieser Zusammenhang wegen $\beta_{pol}^{0.75} \sim \frac{W_{MHD}^1}{I_p^{1.5}}$ bis auf W_{MHD} erfüllt. Fittet man die Daten mit W_{MHD} , erhält man einen Koeffizienten von $\alpha_{W_{MHD}} = 0.57$ mit einer Standardabweichung von 0.36. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Koeffizient von W_{MHD} Null ist, liegt mit 12 % jedoch über dem Signifikanzniveau von 5 %.

Die anderen Koeffizienten, zwischen denen kein einfacher physikalischer Zusammenhang besteht, stimmen zwischen den einzelnen Skalierungsgesetzen unter Berücksichtigung der Standardabweichungen ebenfalls überein.

Tests der Fitergebnisse

Zur Überprüfung der Gültigkeit der beiden MLS-Skalierungsgesetze wurden weitere statistische Betrachtungen angestellt. So wurden die Korrelationsmatrizen der Fitergebnisse und anderen möglichen Regressionsvariablen sowie die zwischen den Residuen und anderen Regressionsvariablen gebildet. Falls noch ein nicht im Fit enthaltener Zusammenhang besteht, sollte das in einem großen Korrelationskoeffizienten sichtbar werden. Die Korrelationen zwischen den Residuen beider Skalierungsgesetze und allen verwendeten Variablen findet sich in Tabelle 2.5. Man erkennt, daß für beide Skalie-

a)

	$\log Z_{eff}$	$\log \frac{B_{tor}}{T}$	$\log \beta_{pol}$	$\log \frac{n_{Div}}{m^{-3}}$	$\log c_W$	$\log \gamma_{n_e}$	$\log \frac{I_p}{100kA}$
N	90	90	90	87	90	87	90
$\hat{\sigma}$	0.15	0.09	0.12	0.34	0.56	0.03	0.07
Min	0.04	-0.03	-0.52	18.91	-6.00	0.05	0.78
Mean	0.37	0.20	-0.11	19.63	-5.09	0.15	0.98
Max	0.69	0.40	0.13	20.39	-3.94	0.25	1.08

b)

	$\log Z_{eff}$	$\log(-B_{tor})$	$\log \beta_{pol}$	$\log n_{Div}$	$\log c_W$	$\log \gamma_{n_e}$	$\log I_p$
$\log Z_{eff}$	1.00	-0.01	-0.24	0.41	0.04	-0.05	0.04
$\log(-B_{tor})$		1.00	0.47	-0.42	0.23	0.09	<u>-0.71</u>
$\log \beta_{pol}$			1.00	-0.16	0.07	-0.05	<u>-0.55</u>
$\log n_{Div}$				1.00	<u>-0.70</u>	-0.18	0.29
$\log c_W$					1.00	0.36	-0.24
$\log \gamma_{n_e}$						1.00	-0.09
$\log I_p$							1.00

Tabelle 2.4: Überblick über die bei der MLS-Regression verwendeten Daten. In Tabelle a) sind Minima, Mittelwert, Maxima, Anzahl und Standardabweichung der vorhandenen Daten für die Variablen in den Skalierungen zusammengefaßt. Tabelle b) zeigt ihre empirische Korrelationsmatrix. Dabei sind Korrelationen über 0.5 unterstrichen.

rungsgesetze eine große Korrelation der Residuen $r_{c_W, \beta_{pol}}$ beziehungsweise r_{c_W, I_p} und den direkten Wolfram-Zuflußgrößen besteht. Im Prinzip ist das auch nicht verwunderlich, allerdings gibt es für diese Messung auch nur sehr wenige Daten, und die Fitkoeffizienten waren in den Tests immer hochgradig nichtsignifikant. Relativ groß sind noch die Korrelationen zur Plasmaenergie W_{MHD} und damit zusammenhängenden Größen, was möglicherweise auf den oben erwähnten Zusammenhang zwischen β_{pol} , W_{MHD} und I_p hinweist. Überraschend groß ist die Korrelation zwischen r_{c_W, I_p} und $\log \Gamma_{W, netto}$. Dies deutet möglicherweise auf einen Zusammenhang zwischen c_W und dem Zufluß hin.

Ein weiterer Test ist die Vertauschung der abhängigen und unabhängigen Variablen bei der Regression. Die Ergebnisse hiervon sind in Tabelle 2.6 für beide Skalierungsgesetze zusammengefaßt. Man erkennt, daß die Koeffizienten der Parameter, die beim Fit als abhängige Variablen gewählt wurden, sehr groß sind. Dies deutet auf Einflüsse der Meßfehler der einzelnen Größen hin, die Tendenz ist nämlich, daß der Koeffizient einer abhängigen Variablen umso größer wird, je genauer diese gemessen wird. So ist zum Beispiel die Genauigkeit der Messung von n_{Div} etwa 30 %, während der Fehler der B_t oder I_p Messung dagegen mit etwa 5 % sehr klein ist. Die entsprechenden Koeffizienten

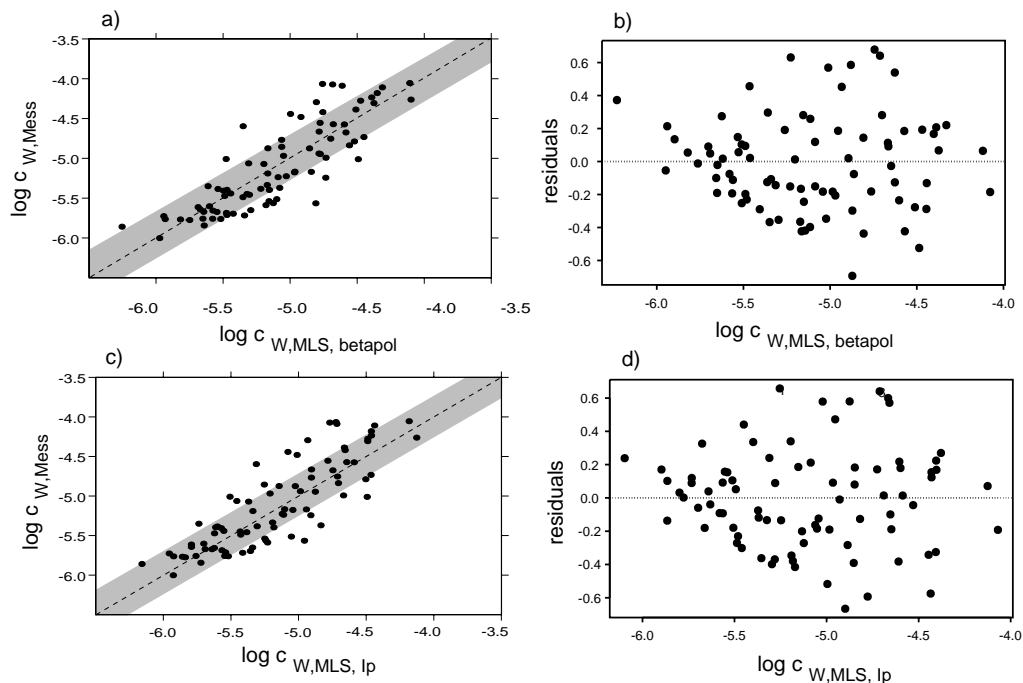


Abbildung 2.7: Vergleich der Ergebnisse der $MLS-\beta_{pol}$ -Regression aus Gleichung 2.13 a) und der $MLS-I_p$ -Regression aus Gleichung 2.14 c) mit den experimentellen Daten. Die graue Fläche kennzeichnet die Abweichung von Fitergebnis um eine Standardabweichung. b), d) Plot der entsprechenden Residuen gegen die angepaßten Werte.

zeigen dabei genau das oben beschriebene Verhalten.

2.3.2 Hauptkomponentenbasiertes Skalierungsgesetz

Ein bereits erwähntes Problem ist, daß bei der multiplen linearen Regression Fehler nur bei der abhängigen Variablen erlaubt sind, was bei den hier verwendeten Plasmamaparametern nicht zutrifft und zu Ungenauigkeiten führen kann, obwohl c_W als abhängige Variable den größten Meßfehler aufweist. Ein Verfahren, bei dem mit Hilfe von Hauptkomponenten die Fehler aller Variablen simultan berücksichtigt werden, wurde in Abschnitt 2.3 vorgestellt. Zusätzlich wurden die logarithmierten Parameter vor der Durchführung der Hauptkomponentennäherung mit ihren relativen Fehlern, wie in Tabelle 2.7 dargestellt, gewichtet. Die Berechnung der Standardabweichungen folgt der Darstellung in Abschnitt 2.1.5. Dabei wurden auch die entsprechenden statistischen Tests durchgeführt, die zeigen, ob der Beitrag der jeweiligen Parameter signifikant ist. Die Standardabweichungen der auf ihre relativen Meßfehler normierten Größen wurden mittels Fehlerfortpflanzung für die nicht normierten Größen berechnet.

Zur Bestimmung der Koeffizienten für die PC-Skalierung wurde von den bereits vor-

	$r_{c_W, \beta_{pol}}$	r_{c_W, I_p}		$r_{c_W, \beta_{pol}}$	r_{c_W, I_p}
$r_{c_W, \beta_{pol}}$	1.00		$\log \tau_E$	0.54	0.17
r_{c_W, I_p}		1.00	$\log \gamma_T$	-0.17	-0.10
$\log Z_{eff}$	-0.08	0.04	$\log P_{tot}$	-0.21	-0.03
$\log B_{tor}$	-0.02	0.40	$\log c_W$	0.21	0.56
$\log \beta_{pol}$	-0.09	0.54	$\log v_{neo}$	0.26	0.62
$\log n_e$	0.18	0.28	$\log W_{MHD}$	0.25	0.01
$\log \gamma_{n_e}$	0.27	0.72	$\log v_{tor}$	0.07	0.31
$\log \Gamma_{W, netto}$	-0.80	-0.52	$\log c_{imp}$	-0.08	-0.01
$\log n_{div}$	-0.08	-0.21	$\log H$	0.33	0.75
$\log q_{95}$	-0.27	-0.18	$\log I_p$	0.22	-0.78

Tabelle 2.5: Korrelationen zwischen den Residuen, also den Differenzen $y_i - \sum(\alpha_{i,j}x_j)$ zwischen gegebenem Wert und Wert des Fits, $r_{c_W, \beta_{pol}}$ und r_{c_W, I_p} der beiden Skalierungsgesetze und den bei der Regression betrachteten unabhängigen Variablen.

handenen MLS-Skalierungsgesetzen ausgegangen, wobei weitere Variable hinzugefügt beziehungsweise weggelassen wurden. Ein Skalierungsgesetz mit guter Übereinstimmung zwischen Vorhersagen und Meßdaten erhält man mit denselben unabhängigen Variablen wie im MLS- β_{pol} -Skalierungsgesetz, nämlich

$$\log c_W = (3.77 \pm 0.31) \cdot \log Z_{eff} - (2.23 \pm 0.13) \cdot \log n_{Div} - (3.46 \pm 0.07) \cdot \log B_{tor} \\ + (6.13 \pm 0.21) \cdot \log \gamma_{n_e} + (1.62 \pm 0.04) \cdot \log \beta_{pol} + 37.2 .$$

Bei der Hauptkomponentenanalyse mit dem Plasmastrom ergibt sich für I_p wie im Fall der MLS-Regression ein nicht signifikanter Parameter. Die Überschreitungswahrscheinlichkeit, falls er in Wirklichkeit Null ist, liegt mit sieben Prozent über dem gewählten Signifikanzniveau von fünf Prozent. Im Gegensatz zu den MLS Skalierungsgesetzen ergaben sich nun auch signifikante Abhängigkeiten von Größen, die den Energieinhalt des Plasmas beschreiben, wie W_{MHD} oder P_{tot} . Allerdings war in diesen Fällen der Korrelationskoeffizient kleiner als beim PC- β_{pol} -Modell. Eine Zusammenstellung der PC-Ergebnisse für diese Modelle findet sich in Tabelle 2.8. Eine Übersicht über die statistischen Eigenschaften der Daten gibt Tabelle 2.9. Andere Parameter, insbesondere wieder Zuflußparameter, ergaben wiederum keine signifikanten Koeffizienten. Die Plots der gemessenen Wolframkonzentrationen sowie der Residuen gegen die Ergebnisse der β_{pol} -PC-Approximation sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

2.3.3 Diskussion

Die mit den beiden Methoden erhaltenen Skalierungen zeigen zwar die gleichen Parameterabhängigkeiten, die Koeffizienten haben jedoch deutlich unterschiedliche Werte. Diese zeigen die beschriebene Verschiebung zu kleineren Werten bei der multiplen linearen Regression mit fehlerbehafteten unabhängigen Variablen. Die auf der Hauptkompo-

a)

c _W -Fit		β_{pol} -Fit	
Z_{eff}	1.83	Z_{eff}	4.9
B_t	-1.96	B_t	-10.23
n_{Div}	-1.65	n_{Div}	-2.67
γ_{ne}	4.79	γ_{ne}	8.50
β_{pol}	0.74	β_{pol}	12.02
$const$	26.32	$const$	47.53
B_t -Fit		n_{Div} -Fit	
Z_{eff}	3.67	Z_{eff}	2.75
B_t	-11.30	B_t	-3.63
n_{Div}	-3.05	n_{Div}	-2.54
γ_{ne}	5.39	γ_{ne}	5.39
β_{pol}	3.85	β_{pol}	1.20
$const$	55.28	$const$	44.07
γ_{ne} -Fit		Z_{eff} -Fit	
Z_{eff}	1.72	Z_{eff}	5.03
B_t	-2.20	B_t	-3.93
n_{Div}	-1.23	n_{Div}	-2.48
γ_{ne}	29.59	γ_{ne}	4.49
β_{pol}	1.31	β_{pol}	2.01
$const$	14.57	$const$	42.00

b)

c _W -Fit		I_p -Fit	
Z_{eff}	1.64	Z_{eff}	1.92
B_t	-1.59	B_t	-17.09
n_{Div}	-2.10	n_{Div}	-1.67
γ_{ne}	4.48	γ_{ne}	17.06
I_p	-1.27	I_p	-29.07
$const$	26.40	$const$	8.73
B_t -Fit		n_{Div} -Fit	
Z_{eff}	2.65	Z_{eff}	2.48
B_t	-13.66	B_t	-3.55
n_{Div}	-2.68	n_{Div}	-2.49
γ_{ne}	3.52	γ_{ne}	3.04
β_{pol}	-10.30	β_{pol}	-1.34
$const$	58.70	$const$	44.37
γ_{ne} -Fit		Z_{eff} -Fit	
Z_{eff}	1.32	Z_{eff}	4.87
B_t	-1.65	B_t	-2.40
n_{Div}	-1.08	n_{Div}	-6.90
γ_{ne}	31.35	γ_{ne}	3.64
β_{pol}	-0.79	β_{pol}	-1.49
$const$	11.83	$const$	41.77

Tabelle 2.6: *MLS* Fitergebnisse bei Vertauschung von abhängigen und unabhängigen Variablen für die β_{pol} Skalierung. Die Fitkoeffizienten wurden so berechnet, daß der in der Titelzeile angegebene Parameter als abhängige Variable angesetzt wurde. Die auf diese Weise berechnete Skalierung wurde anschließend so umgestellt, daß c_W wieder die zu bestimmende Größe darstellt.

nentenanalyse basierenden Skalierungen, vor allem die mit β_{pol} , sollten also vorzuziehen sein.

Anders als in den τ_E -Skalierungen war es im vorliegenden Fall nicht möglich, die verwendeten Variablen auf technische Parameter zu beschränken. Der Grund ist die verlangte Signifikanz der Regressionskoeffizienten. Insofern war auch keine a priori Festlegung der verwendeten Variablen möglich. Dies hat den Nachteil, daß sich bei zukünftigen Experimenten das zu erwartende c_W nur eingeschränkt vorhersagen läßt, da einzelne Größen, wie zum Beispiel Z_{eff} , nicht vor der Entladung festgelegt werden können, sondern stark von der Konditionierung der Maschine abhängen.

Bei der Betrachtung der abgeleiteten Skalierungen fällt zunächst auf, daß keine eindeutige Abhängigkeit von Variablen besteht, die den Wolframzufluß beschreiben. Speziell mit dem Wolfram-Nettozufluß konnte kein statistisch signifikanter Zusammenhang festgestellt werden. Allerdings ist die Datenbasis für diesen Parameter mit 19 Entladungen auch sehr klein. Von den anderen Parametern im Datensatz könnte am ehesten noch die Neutralteilchendichte im Divertor $n_{0,Div}$ den Zufluß beschreiben, da

	δ	δ	δ		
c_W	0.5	H	0.2	q_{95}	0.05
Z_{eff}	0.3	n_e	0.05	ν_{tor}	0.2
B_t	0.05	T_E	0.2	c_{imp}	0.2
ν_{Din}	0.1	W_{MHD}	0.1	P_{Din}	0.05
γ_{ne}	0.05	P_{tot}	0.05	ν_{neo}	0.1
I_p	0.05	$\Gamma_{W,metto}$	0.5	$n_{e,sep}$	0.05
β_{pol}	0.05	γ_T	0.1		

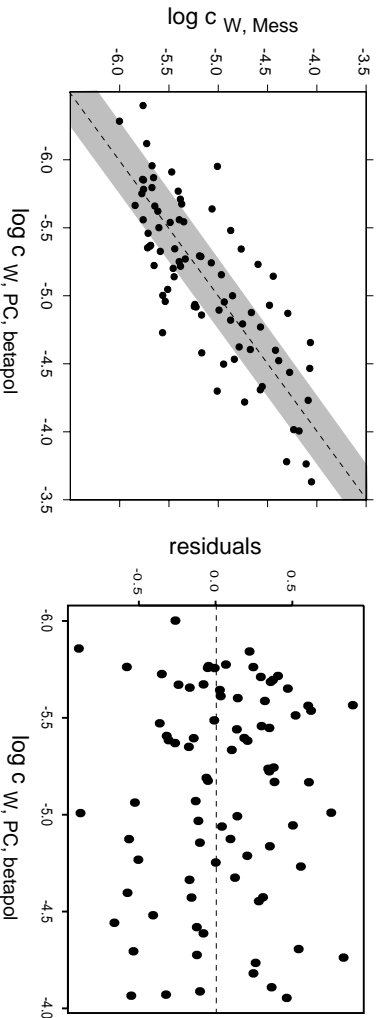
Tabelle 2.7: Angenommene relative Meßfehler δ der verwendeten Plasmaparameter.

Abbildung 2.8: a) Vergleich der Ergebnisse der PC-Approximation mit den experimentellen Daten. Die graue Fläche kennzeichnet die Abweichung von Fitergebnis um eine Standardabweichung. b) Plot der Residuen gegen das Skalierungsgesetz. Da in den Datentpunkten keine Krümmung sichtbar ist, sollte der verwendete Ansatz ausreichend sein.

a)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	3.77	0.31	0.57
$\log B_t$	-3.46	0.07	-0.31
$\log n_{Div}$	-2.23	0.13	-0.76
$\log \gamma_{n_e}$	6.13	0.21	0.18
$\log \beta_{pol}$	1.62	0.04	0.19
$\log const$	37.15		

b)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	3.43	0.30	0.51
$\log B_t$	-3.23	0.08	-0.29
$\log n_{Div}$	-2.12	0.12	-0.72
$\log \gamma_{n_e}$	5.52	0.21	0.16
$\log I_p$	-1.67	0.09	-0.12
$\log const$	36.68		

c)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	4.88	0.49	0.73
$\log B_t$	-2.55	0.08	-0.23
$\log n_{Div}$	-2.77	0.19	0.94
$\log \gamma_{n_e}$	5.87	0.25	0.17
$\log P_{tot}$	1.71	0.09	0.29
$\log const$	35.64		

d)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}_{\alpha_i}$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	3.99	0.41	0.60
$\log B_t$	-3.98	0.09	-0.36
$\log n_{Div}$	-2.99	0.20	-1.02
$\log \gamma_{n_e}$	4.50	0.23	0.14
$\log \tau_E$	-2.96	0.30	-0.38
$\log const$	49.20		

e)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	3.80	0.35	0.57
$\log B_t$	-2.03	0.07	-0.80
$\log n_{Div}$	-2.22	0.14	-0.75
$\log \gamma_{n_e}$	6.15	0.23	0.18
$\log W_{MHD}$	0.88	0.09	1.12
$\log const$	31.55		

f)

x_i	$\hat{\alpha}_i$	$\hat{\sigma}(\hat{\alpha}_i)$	$\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$
$\log Z_{eff}$	4.66	0.44	0.70
$\log B_t$	-3.62	0.10	-0.33
$\log n_{Div}$	-2.70	0.17	-0.92
$\log \gamma_{n_e}$	5.64	0.23	0.17
$\log I_p$	-2.09	0.11	-0.15
$\log P_{tot}$	1.61	0.04	0.27
$\log const$	37.24		

Tabelle 2.8: Koeffizienten und deren Standardabweichungen für die Skalierungen aus der Hauptkomponentenanalyse. $\hat{\alpha}_i \hat{\sigma}(x_i)$ ist ein Maß, wie stark die einzelnen Größen zum Ergebnis der Skalierung beitragen.

a)

	$\frac{\log \beta_{pol}}{\delta \beta_{pol}}$	$\frac{\log B_{tor}}{\delta B_{tor}}$	$\frac{\log c_W}{\delta c_W}$	$\frac{\log \gamma_{ne}}{\delta \gamma_{ne}}$	$\frac{\log n_{Div}}{\delta n_{Div}}$	$\frac{\log Z_{eff}}{\delta Z_{eff}}$	$\frac{\log I_p}{\delta I_p}$	$\frac{\log W_{MHD}}{\delta W_{MHD}}$	$\frac{\log \tau_E}{\delta \tau_E}$	$\frac{\log P_{tot}}{\delta P_{tot}}$
N	90	90	90	87	87	90	90	90	90	90
$\hat{\sigma}$:	2.46	1.89	1.12	0.56	1.68	0.50	1.47	12.7	0.63	3.40
Min	-10.48	-0.52	-12.00	1.00	94.56	0.14	15.56	525.6	26.28	115.1
Mean	-2.27	3.98	-10.18	3.06	98.15	1.24	19.58	565.7	28.28	133.4
Max	2.68	7.96	-7.88	4.94	101.94	2.27	21.60	588.9	29.45	138.4

b)

	$\frac{\log Z_{eff}}{\delta Z_{eff}}$	$\frac{\log n_{Div}}{\delta n_{Div}}$	$\frac{\log \gamma_{ne}}{\delta \gamma_{ne}}$	$\frac{\log c_W}{\delta c_W}$	$\frac{\log I_p}{\delta I_p}$	$\frac{\log B_{tor}}{\delta B_{tor}}$	$\frac{\log \beta_{pol}}{\delta \beta_{pol}}$	$\frac{\log W_{MHD}}{\delta W_{MHD}}$	$\frac{\log \tau_E}{\delta \tau_E}$	$\frac{\log P_{tot}}{\delta P_{tot}}$
$\frac{\log Z_{eff}}{\delta Z_{eff}}$	1.00	0.41	-0.05	0.04	0.04	-0.01	-0.24	-0.19	-0.06	-0.31
$\frac{\log n_{Div}}{\delta n_{Div}}$		1.00	-0.18	-0.70	0.29	-0.42	-0.16	0.18	-0.51	0.37
$\frac{\log \gamma_{ne}}{\delta \gamma_{ne}}$			1.00	0.36	-0.09	0.09	-0.05	-0.15	0.06	-0.15
$\frac{\log c_W}{\delta c_W}$				1.00	-0.24	0.23	0.07	-0.22	0.37	-0.42
$\frac{\log I_p}{\delta I_p}$					1.00	-0.71	-0.55	0.61	0.48	0.19
$\frac{\log B_{tor}}{\delta B_{tor}}$						1.00	0.47	-0.38	-0.14	-0.22
$\frac{\log \beta_{pol}}{\delta \beta_{pol}}$							1.00	0.32	-0.26	0.42
$\frac{\log W_{MHD}}{\delta W_{MHD}}$								1.00	0.29	0.63
$\frac{\log \tau_E}{\delta \tau_E}$									1.00	-0.38
$\frac{\log P_{tot}}{\delta P_{tot}}$										1.00

Tabelle 2.9: Überblick über den verwendeten Datensatz bei der PC- Auswertung. In Tabelle a) sind Minima, Mittelwert, Maxima, Anzahl und Standardabweichung der Variablen zusammengefaßt, Tabelle b) zeigt ihre Korrelationsmatrix.

die Erosionsrate im Divertor mit steigender Dichte und fallender Temperatur kleiner wird. Ein Zusammenhang mit der mit Langmuirsonden gemessenen Temperatur im Divertor konnte jedoch statistisch nicht nachgewiesen werden. Anschaulich kann man sich auch vorstellen, daß eine hohe Neutralteilchendichte auf ein hohes Rückhaltevermögen des Divertors für Verunreinigungen hinweist.

Ein Einfluß von B_{tor} auf den Nettozufluß von Wolfram kann ebenfalls weitgehend ausgeschlossen werden, da mit zunehmendem Magnetfeld der Gyrationradius und damit auch die prompte Redeposition abnimmt. Die Abhängigkeit von B_{tor} sollte demnach genau entgegengesetzt sein, falls hier ein Zusammenhang besteht. In der in [20] beschriebenen Skalierung ist die Einschlußzeit der Verunreinigungen, die, wie in Abschnitt 3.5 dargestellt, proportional zu ihrer Konzentration ist, ebenfalls von $-B_{tor}$ abhängig.

Da Wolfram selbst bei den maximal beobachteten Konzentrationen von 10^{-4} weniger als 10 % zum gemessenen Z_{eff} beiträgt, kann die Abhängigkeit von c_W von Z_{eff} nicht durch den Beitrag von Wolfram selbst erklärt werden.

Die Abhängigkeit von c_w von der Dichtezuspitzung kann ebenfalls nicht durch den Beitrag von Wolfram selbst erklärt werden. Interessant ist dabei jedoch, daß auch an anderen Experimenten ein Zusammenhang zwischen zentraler Verunreinigungskonzentration und Dichtezuspitzung beobachtet wird. So tritt an TEXTOR vor einer internen Disruption eine Instabilität mit einer Verunreinigungsakkumulation, einer Zuspitzung des Dichte- und einer Abflachung des Temperaturprofils auf [39, 40].

Die einzigen signifikanten konventionellen einschlußrelevanten Größen sind B_{tor} und β_{pol} . Andere Parameter, von denen man aufgrund der Skalierungen für τ_E eine Abhängigkeit erwarten würde, wie zum Beispiel n_e und P_{tot} ergaben keine signifikanten Koeffizienten oder einen schlechteren Korrelationskoeffizienten als die beiden β_{pol} -Modelle.

Diese ausschließliche Abhängigkeit der Skalierungen von Transportgrößen bestätigt die früheren, eher intuitiven Beobachtungen einer Unabhängigkeit der Wolframkonzentration vom Zufluß. Obwohl es einen Zusammenhang zwischen im Hauptraum beobachtetem Wolfram und Zufluß vom Divertor geben muß, scheint ab einer bestimmten Quellstärke der Wolframtransport absolut zu dominieren. Dies ist dann der Fall, wenn der Transport viel stärker mit den Plasmamparametern variiert als die Quellstärke, was die vorliegende statistische Auswertung nahelegt. Denkbar wäre auch der Fall, daß die für den größten Teil der Erosion verantwortlichen leichten Verunreinigungen den Transport des Wolframs ins Hauptplasma behindern. Experimentell ist dieses Verhalten jedoch nicht beobachtet worden.

Da die Datenbasis ausschließlich von ASDEX Upgrade stammt, konnten geometrische Größen in der Auswertung nicht berücksichtigt werden. Für einfache Transportmodelle ist eine Abschätzung der Verhältnisse von Regressionskoeffizienten [41] und damit Aussagen über Abhängigkeiten von nicht in der Regression verwendeten Variablen möglich. Dazu sucht man lineare Transformationen $g_i \rightarrow c_i g_i$ der unabhängigen

Variablen g_i , die die zugrundeliegenden, das Plasma beschreibenden, Gleichungen invariant lassen. Diese Gleichungen können ein kinetisches oder ein Flüssigkeitsmodell sein. Durch Bestimmung der sich aus diesen Plasmamodellen ergebenden Flüsse erhält man Beziehungen zwischen den einzelnen c_i und damit auch für die g_i . Diese stellen Restriktionen für die Koeffizienten in einem Skalierungsgesetz dar und erlauben eine kleinere Zahl freier Parameter als Variablen im Skalierungsgesetz auftreten. Der hier betrachtete Transportprozeß beinhaltet jedoch mehrere völlig unterschiedliche Mechanismen, nämlich den Transport aus dem Divertor in die Abschältschicht, von dort durch die letzte geschlossene Flußfläche ins Hauptplasma bis ins Plasmazentrum, so daß ein elementarer Ansatz wie für die Betrachtungen in [41] benötigt, hier nicht möglich ist. Das Skalierungsgesetz für die Verunreinigungsteilcheneinschlußzeit in [20] erfüllt jedoch die Bedingungen aus [41].

2.3.4 Anwendung auf die Wolframkonzentrationen während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments

Zum Test der Tauglichkeit von Wolfram als plasmaexponiertes Wandmaterial im Hauptraum wurden an ASDEX Upgrade am unteren Bereich der zentralen Säule 1.2 m² Graphitkacheln mit Wolfram beschichtet. Gegen Ende der Experimentierkampagne war es durch den Ausbau des Johann-Spektrometers (siehe Kapitel 3.4) möglich, c_W routinemäßig zu messen. Die so gewonnenen Daten wurden mit den Vorhersagen der Skalierungsgesetze verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Bis auf # 13595

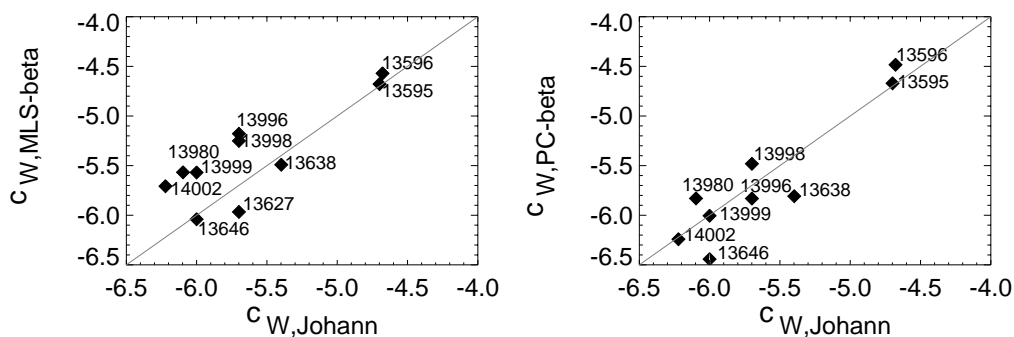


Abbildung 2.9: Anwendungen des $MLS-\beta_{pol}$ - und des $PC-\beta_{pol}$ -Skalierungsgesetzes auf die während des Wolfram-Hitzeschild-Experimentes bestimmten Wolframkonzentrationen. Neben den Punkten sind die jeweiligen Entladungsnummern eingezeichnet.

und # 13596 waren alle Entladungen normale H-Moden mit niedriger Triangularität und entsprechen somit den weiter oben beschriebenen Auswahlkriterien für die Datenbasis. Die Schüsse # 13595 und # 13596 hatten einen Übergang der Plasmakonfiguration vom unteren in den oberen Divertor. Eine genauere Beschreibung der beiden Entladungen findet sich in Abschnitt 3.5.

Man erkennt auch in diesem Fall eine recht gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Skalierung, wobei das MLS-Skalierungsgesetz die Messungen besser beschreibt. Aufgrund der geringen Anzahl an Meßpunkten könnte das jedoch auch Zufall sein. Da die Steigung der Ausgleichsgeraden für beide Wolframquellen, Divertor und Hitzeschild, gleich ist, bestätigt sich die Vermutung, daß hauptsächlich Transportprozesse die zentrale Wolframkonzentration dominieren. Die absolute Übereinstimmung (Steigung und Achsenabschnitt) der Approximationsgeraden scheint jedoch eher zufällig zu sein. Eine genaue Überprüfung ist in der nächsten Experimentierkampagne (2001) möglich, in der ein größerer Teil der zentralen Säule mit Wolfram ausgekleidet wird.

2.4 Zusammenfassung

Mit Hilfe der während des Wolfram Divertor-Experiments gemessenen Daten wurden Skalierungen für die zentrale Wolframkonzentration aufgestellt. Dazu wurde ein Datensatz aus für ASDEX Upgrade typischen H-Mode Entladungen konstruiert. Zur Aufstellung der Skalierungen wurden zwei unterschiedliche Verfahren, multiple lineare Regression und eine auf einer Hauptkomponentenanalyse basierende Methode, angewendet. In die Skalierungen wurden diejenigen Plasmaparameter aufgenommen, die bei der Ableitung der Skalierungen statistisch signifikante Koeffizienten lieferten. Dabei wurde die Anwendbarkeit der Methode zur Bestimmung der Standardabweichungen der Ausgleichskoeffizienten bei der multiplen linearen Regression für die Hauptkomponentenapproximation numerisch überprüft.

Die Skalierungsgesetze beschreiben die gemessenen Konzentrationen recht gut, wobei die Skalierungen mit β_{pol} die höchsten Korrelationskoeffizienten besitzen. Die meisten Messungen weichen weniger als einen Faktor drei von der Skalierung ab.

Es ist auffällig, daß in den Skalierungen kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Wolframkonzentration und dem W-Zufluß besteht. Dies bestätigt frühere Beobachtungen, daß der Transport und nicht in erster Linie der Zufluß von Wolfram die zentrale Wolframkonzentration dominiert.

Interessanterweise scheinen auch die während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments gemessenen W-Konzentrationen den aufgestellten Skalierungen zu folgen. Allerdings ist hier die Datenbasis zu klein, um sichere Aussagen zu machen.

Untersuchungen im Hauptplasma

Nach den ernüchternden Resultaten der Experimente mit Wolframlimitern an PLT [6] galten hoch-Z Wandmaterialien für Fusionsexperimente als denkbar ungeeignet. Dies liegt an ihrem hohen Strahlungspotential, welches daher rührt, daß diese Elemente selbst bei fusionsrelevanten Temperaturen im Plasmazentrum noch nicht vollständig ionisiert sind. Sie tragen so nicht nur durch Bremsstrahlung, sondern auch noch durch Rekombinations- und Linienstrahlung zur Abstrahlung von Energie aus dem Plasma bei. An PLT waren die Strahlungsverluste so groß, daß hohle Temperaturprofile auftraten.

Aktuelle Divertorexperimente vermeiden den direkten Kontakt zwischen Gefäßwand und Hauptplasma durch die Ausbildung einer sogenannten Abschältschicht. In diesem Bereich fließen Verunreinigungen in den Divertor und werden dort abgepumpt. Limiter finden in solchen Experimenten nur noch als Schutzlimiter Anwendung und dienen nicht mehr zur Begrenzung der radialen Plasmaausdehnung. Somit herrschen an den Stellen der Wand mit Plasmakontakt ganz andere Plasmatemperaturen und -dichten als in früheren Experimenten vor.

An ASDEX Upgrade konnte gezeigt werden, daß Wolfram als plasmabelastete Komponente im Divertor eingesetzt werden kann [5]. Dabei waren während einer Experimentkampagne mit circa 800 Plasmaentladungen die Auftreffbereiche der leistungsführenden Randschicht im inneren und äußeren Divertor mit Wolfram beschichtet. Für den Plasmabetrieb ergab sich dabei keine Beeinträchtigung.

Erstmals wurden an ASDEX Upgrade in einem Divertorexperiment nun auch im Hauptraum wolframbeschichtete Kacheln als erste Wand eingesetzt [15]. Dazu wurden im unteren Bereich der zentralen Säule insgesamt 1.2 m² Graphitkacheln in einem PVD¹ Verfahren mit Wolfram bedampft. Erste Resultate sind sehr vielversprechend, obwohl es für Schlußfolgerungen aufgrund der geringen ausgekleideten Fläche noch zu früh ist.

Untersucht werden können von der Wand ins Plasma eindringende Verunreinigungen

¹Physical Vapor Deposition

gen entweder spektroskopisch oder mit Hilfe von Depositionssonden. Im folgenden Abschnitt werden die an ASDEX Upgrade standardmäßig zur Wolframdiagnostik eingesetzten Spektrometer beschrieben. Während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments war es notwendig, die Nachweisempfindlichkeit deutlich zu steigern, um eine routinemäßige Messung der Wolframkonzentration c_W zu ermöglichen. Zudem werden die Ergebnisse der Messungen mit einfachen Transportmodellierungen verglichen, Betrachtungen zu Eindringwahrscheinlichkeiten von Wolfram angestellt und eine Extrapolation auf ITER gewagt.

3.1 Spektroskopische Grundlagen

Spektrometer bestehen im wesentlichen aus einem dispersiven Element, mit dem die zu untersuchende elektromagnetische Strahlung spektral zerlegt wird. Üblicherweise kommen noch abbildende optische Elemente und ein geeigneter Detektor hinzu. Eine ausführliche Darstellung spektroskopischer Grundlagen findet sich in [42]. Weit verbreitet sind Gitterspektrometer, die je nach Wellenlängenbereich makroskopische Gitter oder Kristalle verwenden. Üblicherweise werden dabei Reflexionsgitter verwendet. Die Bedingung für ein Maximum m -ter Ordnung bei Beugung an einem Gitter mit der Gitterkonstanten d lautet

$$m\lambda = d(\sin\theta + \sin\theta'). \quad (3.1)$$

θ bezeichnet dabei den Einfallswinkel und θ' den Beugungswinkel. Die reflektierte beziehungsweise transmittierte Amplitude erhält man aus der phasenrichtigen Summation über die Teilamplituden $a \exp(-ir\beta)$ mit $\beta = \frac{2\pi d}{\lambda}(\sin\theta + \sin\theta')$ als

$$A = a \sum_{r=1}^N \exp(-ir\beta).$$

β ist die Phasendifferenz zweier benachbarter Strahlen, r die Reflexionsordnung und N die Gesamtzahl der Linien auf dem Gitter. Die Intensität erhält man durch Multiplikation mit dem konjugiert Komplexen A^* als

$$I = I_0 \frac{\sin^2 N\delta}{\sin^2 \delta} \quad \text{mit } \delta = \frac{\pi d}{\lambda}(\sin\theta + \sin\theta'). \quad (3.2)$$

Dabei stellt $I_0 = aa^*$ als Einhüllende die Intensität des Beugungsbildes eines Spalts mit der Breite d dar. δ ist der Phasenunterschied zweier benachbarter Strahlen. Der Ausdruck in Gleichung 3.2 besitzt Hauptmaxima für $\delta = m\pi$, also für die Beziehung aus Gleichung 3.1. Dazwischen befinden sich $N - 2$ Nebenmaxima, die deutlich kleiner als die Hauptmaxima sind.

Die winkelabhängige Dispersion ergibt sich durch Differentiation von Gleichung 3.1 nach dem Beugungswinkel θ' als

$$\frac{d\theta'}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta'}$$

Für fast senkrechte Austrittswinkel ergibt sich demnach eine näherungsweise lineare Abhängigkeit der Wellenlänge vom Beugungswinkel.

Das Auflösungsvermögen ist definiert als $R = \lambda/\delta\lambda$ mit der kleinsten noch nachweisbaren Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$. Man findet

$$R = W \frac{m}{d}.$$

R ist also durch die Gitterbreite W und das Verhältnis aus Beugungsordnung m und Gitterkonstante d bestimmt.

Gebogene Gitter

Gebogene Gitter haben den Vorteil, daß sie gleichzeitig als abbildende Elemente fungieren und somit Spiegel oder Linsen im Spektrometer ersetzen können. An optischen Elementen ist also nur noch ein Eintritts- und ein Austrittsspalt sowie ein geeigneter Detektor nötig. Dies ist vor allem im extremen Vakuumultraviolett (EUV) und im weichen Röntgenbereich (SXR) nützlich, da die Reflektivität und Transmissivität von Materie in diesem Wellenlängenbereich sehr klein ist.

Es kann gezeigt werden [42], daß man eine scharfe Abbildung erhält, wenn Eintritts- und Austrittsspalt auf einem Kreis, dem sogenannten Rowlandkreis, liegen, dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius des Gitters ist und dieses tangential zum Rowlandkreis ist. Für eine kleine Apertur werden die Beugungsmaxima auf den Rowlandkreis fokussiert und für die Beugungsmaxima gilt wieder Gleichung 3.1.

Für kleine Gitter und ebene Strahlen senkrecht zum Gitter läßt sich dies anhand von Abbildung 3.1 leicht zeigen. Die Gitteröffnung sei dabei so klein, daß der Punkt auf dem Gitter, an dem die Beugung stattfindet, durch den entsprechenden Punkt auf dem Rowlandkreis genähert werden darf. GG' ist das Gitter mit der Breite W , dem Krümmungsradius R und der Gitterkonstanten d . M sei der Krümmungsmittelpunkt, θ und θ' der Eintritts- beziehungsweise Beugungswinkel. Unter der Annahme einer kleinen Apertur, also $W \ll v, v'$ können die Winkel für die Strahlen durch G' als $\theta + d\theta$ und $\theta' + d\theta'$ geschrieben werden. Aus dem totalen Differential von Gleichung 3.1 folgt

$$\cos \theta d\theta + \cos \theta' d\theta' = 0, \quad (3.3)$$

da die Maxima der gleichen Wellenlänge auf einen Punkt abgebildet werden sollen. Man findet für die Winkel die Beziehungen

$$\alpha = \frac{W}{R}, \beta = \frac{W \cos \theta}{v} \text{ und } \gamma = \frac{W \cos \theta'}{v'}.$$

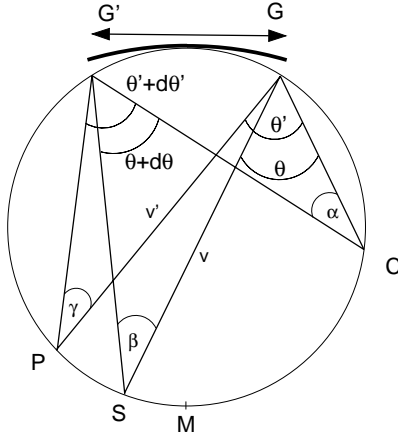


Abbildung 3.1: Geometrie einer Rowlandkreisordnung. Der Durchmesser des Rowlandkreises ist gleich dem Krümmungsradius des Gitters. Vom Rowlandkreis ausgehende Lichtstrahlen werden vom Gitter unter allen Einfallswinkeln auf einen Punkt fokussiert, der wieder auf dem Rowlandkreis liegt. Dabei wird angenommen, daß die Gitteröffnung so klein ist, daß der Punkt auf dem Gitter, an dem die Beugung stattfindet, durch den entsprechenden Punkt auf dem Rowlandkreis genähert werden darf.

Außerdem gilt

$$\theta + \alpha = \theta + d\theta + \beta \text{ und } \theta' + \alpha = \theta' + d\theta' + \gamma$$

und damit mit Gleichung 3.3

$$\cos \theta \left(\frac{1}{R} - \frac{\cos \theta}{v} \right) + \cos \theta' \left(\frac{1}{R} - \frac{\cos \theta'}{v'} \right) = 0.$$

Diese Beziehung ist für Rowlandkreis-Konfigurationen erfüllt, da die Punkte S, P und C auf einem Kreis mit Radius $R/2$ liegen.

Von allen möglichen Konfigurationen, die obige Bedingung erfüllen, besitzt die Rowlandkreisordnung die kleinsten Abbildungsfehler.

3.2 Spektroskopische Untersuchungen an Fusionsplasmen

Die Hauptaufgabe der Spektroskopie an Fusionsplasmen ist die Identifizierung und Quantifizierung von Verunreinigungen sowie die Bestimmung der Transportparameter in bestimmten Transportmodellen. Wegen der hohen Temperaturen stellen Fusionsplasmen auch geeignete Umgebungen dar, um hochgeladene Ionen schwerer Elemente zu untersuchen. Eine Übersicht über die Anwendung spektroskopischer Methoden in der Fusionsforschung findet sich in Referenz [43]. Während zur Elementidentifikation

noch die Kenntnis der Energieniveaus und der erlaubten Linienübergänge der einzelnen Ionisationsstufen ausreicht, benötigt man für die Konzentrationsmessung detaillierte Angaben zu Ionisations-, Rekombinations- und Anregungsraten.

Für leichte Verunreinigungen wie Sauerstoff oder Kohlenstoff, die in Fusionsplasmen eine wichtige Rolle spielen, sind die atomaren Daten relativ gut bekannt. Bei schweren Elementen ist die Situation anders, da selbst in astrophysikalischen Plasmen schwerere Elemente als Eisen kaum eine Rolle spielen. Für diese Elemente sind daher die für eine Modellierung benötigten atomphysikalischen Parameter weitgehend unbekannt.

Die Konzentrationsbestimmung wird zudem durch Transportprozesse erschwert, da durch die Bewegung der Teilchen die radiale Verteilung der einzelnen Ionisationsstufen beeinflusst wird. Zur Untersuchung des Transports ist es notwendig, die Konzentrationen an verschiedenen radialen Positionen sowie deren Zeitentwicklung zu messen, um damit die Parameter des gewählten Transportmodells anpassen zu können.

Zur Bestimmung der Verunreinigungsdichte durch Messung von Linienstrahlung bestimmter Ionisationsstufen muß also gleichzeitig deren Verteilung im Plasma bestimmt werden. Dazu muß für jede Ionisationsstufe die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n^{(z)}}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma^{(z)} = Q^{(z)} \quad (3.4)$$

mit der Dichte $n^{(z)}$ und der Flußdichte $\Gamma^{(z)}$ der Verunreinigungen gelöst werden. Der hochgestellte Index bezeichnet dabei den jeweiligen Ladungszustand. Der Divergenzterm beschreibt den eigentlichen Transport, der Quellterm auf der rechten Seite gibt die Entstehung und den Verlust der einzelnen Ionisationsstufen durch Ionisation und Rekombination an. In fusionsrelevanten Plasmen, also in Fällen niedriger Dichte, ist in der Regel für $Q^{(z)}$ der Ansatz

$$Q^{(z)} = n_e(n^{(z-1)}S^{(z-1)} + n^{(z+1)}\alpha^{(z+1)}) - n_e(n^{(z)}S^{(z)} + n^{(z)}\alpha^{(z)})$$

ausreichend. S und α stellen dabei die Ionisations- beziehungsweise Rekombinationsratenkoeffizienten dar. Die erste Zeile beschreibt den Quellterm, die zweite den Verlustterm.

Üblicherweise verwendet man zur Bestimmung des Flusses einen Drift-Diffusionsansatz

$$\Gamma^{(z)} = -\mathbf{D}\nabla n^{(z)} - \mathbf{v}n^{(z)} \quad (3.5)$$

mit dem Diffusionstensor \mathbf{D} und der Driftgeschwindigkeit \mathbf{v} . An ASDEX Upgrade wird dazu der Verunreinigungstransportcode STRAHL [44, 45] verwendet. STRAHL berechnet in einer eindimensionalen Geometrie, wodurch \mathbf{D} und \mathbf{v} auf ihre Komponenten auf ihre Komponenten D und v senkrecht zum Magnetfeld reduziert werden, den radialen Transport von Verunreinigungen durch die Lösung der radialen Kontinuitätsgleichung

für jede Ionisationsstufe. Aus dieser Verteilung kann anschließend die räumliche Verteilung der Emission berechnet werden. Für die Modellierung können Werte für den Diffusionskoeffizienten und die Driftgeschwindigkeit aus dem anomalen Transport vorgegeben werden, der Code kann diese Größen jedoch auch für neoklassischen Transport berechnen. In der Praxis zeigt sich jedoch, daß neoklassische Transportparameter allenfalls zwischen zwei Sägezähnen im Plasmazentrum zu den Messungen kompatible Ergebnisse liefern [31]. Am Plasmarand nehmen D und v Werte an, die vom anomalen Transport dominiert werden und die deutlich größer als die Vorhersagen der Neoklassik sind.

Zur Lösung des Gleichungssystems aus den Kontinuitätsgleichungen für alle Ionisationsstufen führt man eine Koordinate ρ für die Flußflächen ein, mit der sich Gleichung 3.4 als

$$\frac{\partial n_I^{(z)}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \left(D^* \frac{\partial n_I^{(z)}}{\partial \rho} - v^* n_I^{(z)} \right) + Q_I^{(z)} \quad (3.6)$$

schreiben läßt, was der Kontinuitätsgleichung in Zylinderkoordinaten entspricht. $D^* = \langle D_{\rho\rho} |\nabla\rho|^2 \rangle$ und $v^* = \langle v_\rho |\nabla\rho| \rangle$ sind die Flußflächenmittel der auf die neue Koordinate ρ transformierten Komponenten des Diffusionstensors beziehungsweise des Driftgeschwindigkeitsvektors. Die Flußflächenmittelung einer Größe a ist dabei als

$$\langle a \rangle = \left(\frac{\partial V}{\partial \rho} \right)^{-1} \oint a \frac{dS}{|\nabla\rho|}$$

definiert [46]. Die Integration geht dabei über eine geschlossene Flußfläche, deren Volumen V ist.

Die neoklassischen Werte von D und v können in STRAHL entweder genähert durch analytische Ausdrücke nach [47, 48] oder mit einem aufwendigerem Verfahren mit einer ausgefeilteren Flußflächenmittelung aus [49] berechnet werden.

Das von STRAHL verwendete numerische Verfahren ist ein zeitzentriertes Crank-Nicholson-Verfahren [50]. Der Algorithmus und die Wahl der Randbedingungen wird in [44], seine Stabilität in [51] behandelt. Für die Rechnungen zum Wolframtransport wurden die in [29] beschriebenen modifizierten ADPAK Ionisations- und Rekombinationsraten [52] verwendet.

3.2.1 Wolframspektroskopie

Bereits an früheren Fusionsexperimenten, zum Beispiel PLT und ORMAK [6, 53], die mit Wolframlimitern ausgestattet waren, wurden spektroskopische Untersuchungen an Wolfram durchgeführt. Dabei wurde eine Quasikontinuumsstruktur im Wolframspektrum zwischen 4 und 7 nm beobachtet. Sie besteht aus einer Vielzahl von Linien, die in erster Linie von den Ionisationsstufen W^{27+} bis W^{29+} emittiert werden. Diese Ionisationsstufen haben zu Silber, Palladium beziehungsweise Rhodium isoelektronische

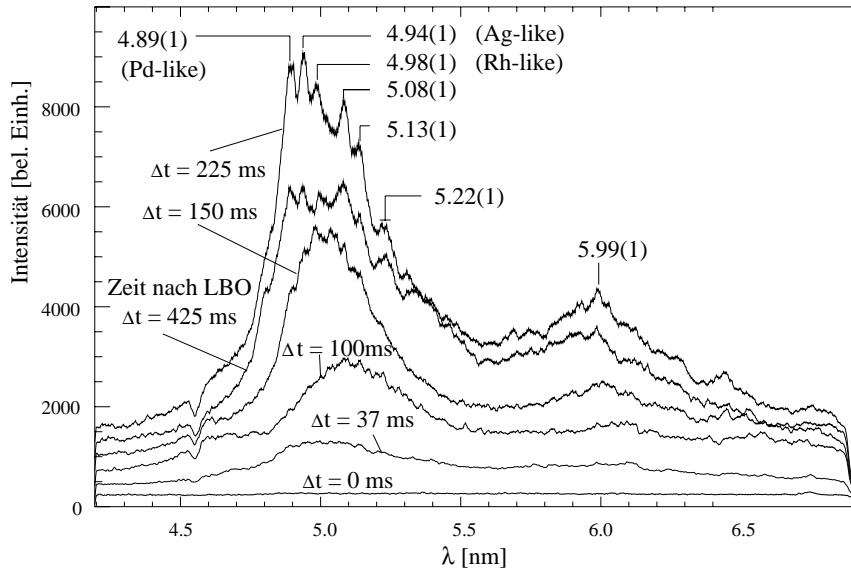


Abbildung 3.2: Spektrum des Wolfram-Quasikontinuums nach einer Laserablation mit anschließender Akkumulation des Wolframs im Plasmazentrum aus Referenz [28].

Elektronenhüllen. Die vielen eng benachbarten Energieniveaus werden dabei durch eine große Anzahl von Kopplungen zwischen den Elektronen der nicht abgeschlossenen $4f$ oder $4d$ Unterschalen verursacht, die diese Ionisationsstufen besitzen. Abbildung 3.2 zeigt ein aus Referenz [28] entnommenes, an ASDEX Upgrade nach Wolfram Laserablationen mit dem Grazing-Incidence-Spektrometer gemessenes Spektrum dieser Quasikontinuumsstruktur. Bei diesen Laserablationen (Laser Blow Offs, LBOs) wird mit einem Laser eine auf einem Glassubstrat aufgedampfte Metallschicht verdampft und ins Plasma injiziert (siehe [54] und Anhang). Bei der gezeigten Entladung trat im Laufe der LBO-Pulse eine Akkumulation des Wolframs im Plasmazentrum auf.

Die Beiträge der einzelnen Ionisationsstufen lassen sich zum Beispiel in einer EBIT-Quelle untersuchen, da in einer solchen Anordnung gezielt einzelne Ladungsstufen eingeschlossen werden können. Untersuchungen hierzu finden sich in [55].

Quantitative Untersuchungen mit dem Quasikontinuum werden generell durch seine Breite erschwert. Außerdem variiert auch die Form des Quasikontinuums mit den Plasmaparametern, da eine unterschiedliche Gewichtung der einzelnen Ionisationsstufen auftritt. Besser geeignet sind daher Einzellinien, die bei Ionen mit einfachen Elektronenkonfigurationen auftreten, wenn nur wenige Strahlungsübergänge erlaubt sind. Besonders starke Linien stammen demnach von den Ionen mit der einfachsten an ASDEX Upgrade auftretenden $4s^n$ Elektronenkonfigurationen W^{44+} und W^{45+} sowie von von $4p^n$ Konfigurationen. Die entsprechenden $\Delta n = 1$ Übergänge liegen im weichen Röntgenbereich, die der $\Delta n = 0$ Übergänge im extremen Vakuumultraviolett. An ASDEX Upgrade gibt es Untersuchungen zu Einzellinien aus Laserablationsexperimenten

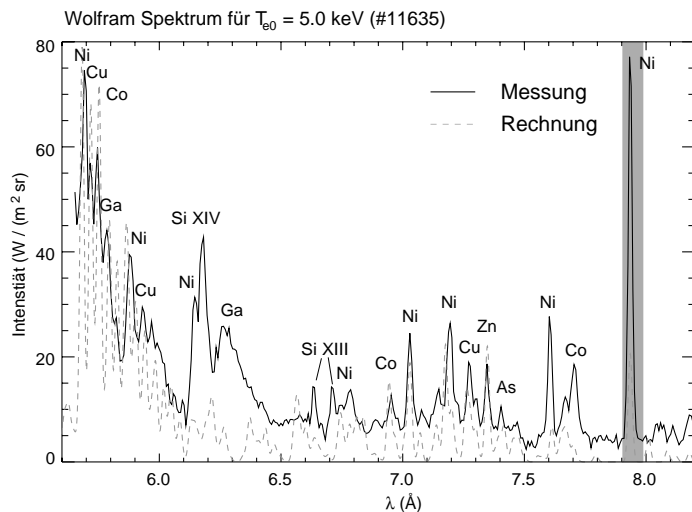


Abbildung 3.3: Wolframspektrum im weichen Röntgenbereich nach einer W-Laserablation aus [57]. Durchgezogen dargestellt sind mit dem Bragg-Spektrometer gemessene Linien und gestrichelt die entsprechenden theoretisch berechneten Linienintensitäten. Die grau hinterlegte Linie ist sehr intensiv und wurde zur Bestimmung der Wolframkonzentration verwendet.

[56, 57]. Abbildung 3.3 zeigt ein mit dem Bragg-Spektrometer [58] aufgenommenes Spektrum zusammen mit theoretisch berechneten Linienintensitäten.

3.3 Grazing-Incidence-Spektrometer

Eine Standarddiagnostik zur Bestimmung der Wolframkonzentration an ASDEX Upgrade ist das Grazing-Incidence-Spektrometer [28, 29]. Mit ihm kann das in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Wolfram-Quasikontinuum untersucht werden. In diesem Wellenlängenbereich ist die Reflektivität aller Materialien zu klein, um bei senkrechtem Einfall der Strahlung als dispersives Element verwendet werden zu können. Man muß aus diesem Grund, mit Grazing-Incidence-Spektrometern, zu sehr kleinen Einfallswinkeln übergehen und die Totalreflexion des zu untersuchenden Lichts ausnutzen. Bei diesen kleinen Winkeln regt das Licht nicht mehr die Elektronen des Gittermaterials zu Schwingungen an, sondern wird direkt an der Oberfläche reflektiert, da seine Ausbreitung im Material nicht möglich ist. Diese Spektrometer benutzen die Rowlandkreisordnung, bei denen das durch einen Spalt eintretende Licht unter einem sehr kleinen Winkel auf das Gitter trifft. Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Spektrometer stammt von der Firma McPhearson und folgt im wesentlichen dem in [59] angegebenen Design. Der Aufbau an ASDEX Upgrade ist in Abbildung 3.4 skizziert. Das Spektrometer ist schwenkbar gelagert, so daß der gesamte grau eingezeichnete Winkelbereich

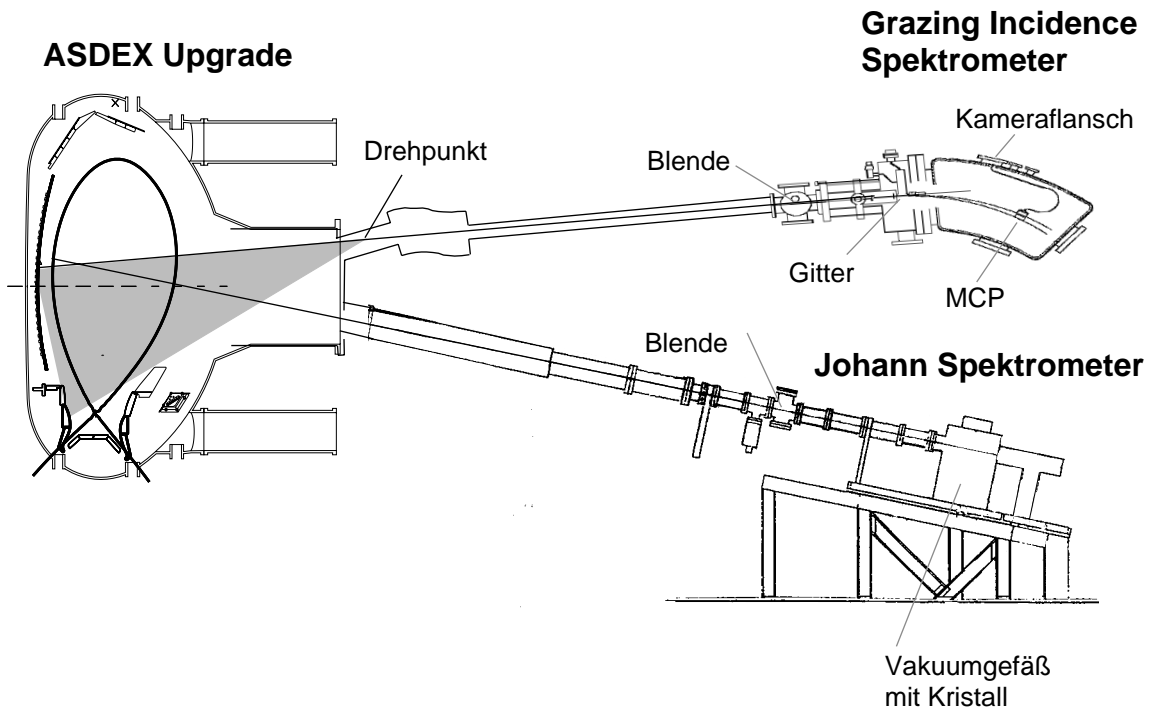


Abbildung 3.4: Anordnung der beiden, in der vorliegenden Arbeit verwendeten, Spektrometer an ASDEX Upgrade mit ihren Sichtlinien durch das Plasma. Das Grazing-Incidence-Spektrometer ist schwenkbar gelagert, so daß der gesamte grau hinterlegte Winkelbereich für Sichtlinien zur Verfügung steht. Der Schwenkmechanismus des Grazing-Incidence-Spektrometers besteht aus einer Hydraulik, mit der das Spektrometer in der Zeit zwischen zwei Entladungen verfahren werden kann. In Zukunft ist damit eine Untersuchung der poloidalen Verteilung der Emission von Verunreinigungen geplant. Die Blende am Johann-Spektrometer dient nur der Bestimmung der Apparatefunktion.

für Sichtlinien zur Verfügung steht. Der detektierbare Wellenlängenbereich reicht von circa 3.5 bis 50 nm. Als dispersives Element wird ein holographisches Gitter mit 600 Linien pro mm verwendet, welches zur Erhöhung der Reflektivität mit Gold bedampft ist. Sein Krümmungsradius beträgt 2.217 m, der Einfallswinkel des Lichts ist 2.5° . Das Spektrometer besitzt zwei Detektoren, die aus zum Rowlandkreis tangentialen Vielkanalplatten (Multi Channel Plate, MCP) bestehen, die räumlich aufgelöst, analog zu einem Photomultiplier, einfallende Photonen in einen Elektronenschauer umwandeln. Der Spannungsabfall über die MCPs beträgt 950 V. Die Elektronen werden in einem weiteren Schritt über eine Potentialdifferenz von 5 kV auf eine Phosphorschicht beschleunigt. Die Szintillationen im Phosphor werden über einen faseroptischen Taper und einen faseroptischen Bildleiter auf peltiergekühlte Diodenzeilen mit 1024 Pixeln abgebildet, die an der Außenseite des Vakuumgefäßes angebracht sind. Der Taper besteht aus einem Bündel paralleler Glasfasern, das auf einer Seite auf einen kleineren Durchmesser gezogen wurde und so die Verkleinerung eines auf der Tapervorderseite einfallenden Bildes ermöglicht.

Die typischerweise verwendete Zeitauflösung war 12 ms. Eine ausführlichere Beschreibung des Spektrometers findet sich in [60].

Wellenlängenkalibration

Für die Wellenlänge der m -ten Reflexionsordnung in Abhängigkeit des Pixels p auf der Kamera ergibt sich aus Gleichung 3.1 die Beziehung [28]

$$\lambda = \frac{d}{m} \left(\cos \theta - \cos \left(\theta' + \arctan \left(\frac{(p - p_0)M}{\frac{(p - p_0)M}{\tan \beta_0} + 2Rn} \right) \right) \right).$$

Dabei ist p_0 das zentrale Pixel, auf das ein Lichtstrahl fokussiert wird, dessen Eintrittswinkel θ und dessen Austrittswinkel θ' beträgt. $M = 1.6$ ist die Tapervergrößerung, R der Rowlandkreisradius, d die Gitterkonstante und $n = 1024/(2.54 \text{ cm})$ die Anzahl der Diodenpixel pro Längeneinheit auf der Kamera. Für große Wellenlängen, ab etwa 15 nm, wurde das Spektrometer anhand der sehr starken 30.34 nm He II² Linie kalibriert. Für kleine Wellenlängen wurden Linien von B V, B IV sowie von C VI (in zweiter Ordnung) im Bereich zwischen 4 und 6 nm benutzt.

Absolutkalibration des Grazing-Incidence-Spektrometers zur Bestimmung der Wolframkonzentration

Eine übliche Methode zur Kalibration von Spektrometern im Vakuumultraviolett ist die sogenannte Branching-Ratio-Methode [61]. Dabei betrachtet man im einfachsten Fall

²Hierbei wurde zur Bezeichnung der Ionisationsstufen die spektroskopische Notation verwendet, bei der die römische Ziffer hinter dem Element die Ladungsstufe +1 bezeichnet. Neutrale Atome tragen entsprechend die Ziffer I, einfach geladene Ionen die Ziffer II und so weiter.

zwei Übergänge mit unterschiedlicher Wellenlänge, die von einem oberen Niveau ausgehen und deren Verzweigungsverhältnis B bekannt ist. Außerdem muß die Intensität einer Linie absolut kalibriert gemessen werden können. Die Intensität der anderen Linie kann dann einfach mit B berechnet werden. Zur Kalibration des Grazing-Incidence-Spektrometers muß dieses Verfahren zwei mal nacheinander angewandt werden [29]. Dabei werden Linienpaare von C II und B IV benutzt. Die Eichung des Spektrometers im Sichtbaren kann dabei mittels einer Ulbrichtkugel erfolgen.

Zur Bestimmung der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Wolframkonzentrationen ist dieses Verfahren jedoch nur bedingt geeignet, da die benötigten atomphysikalischen Parameter für die Berechnung der Wolframkonzentration aus der Intensität nur unzureichend bekannt sind. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung der Wolframkonzentrationen ein anderes Verfahren gewählt, bei dem das Grazing-Incidence-Spektrometer mit dem Bolometer kreuzkalibriert wurde. Dabei nimmt man an, daß der gesamte Strahlungsanstieg nach einer Wolfram Laserablation von Wolfram stammt und das Plasma nicht wesentlich gestört wird. Aus den entfalten Bolometersignalen kann das Wolfram-Strahlungsprofil bestimmt und mit dem gemessenen Quasikontinuumspektrum verglichen werden.

Für die mit einem Spektrometer entlang einer Sichtlinie gemessene linienintegrierte Intensität I_l einer Spektrallinie der Ionisationsstufe W^x gilt

$$I_l = \int dl \underbrace{n_e c_W}_{1} \underbrace{f_{W^x} n_e X_l}_{2}, \quad (3.7)$$

wobei nur Übergänge in den Grundzustand betrachtet werden sollen. Für schwere Verunreinigungen ist dies eine zulässige Näherung. Dabei beschreibt der erste Term die Dichte der beobachteten Ionisationsstufe aus Elektronendichte, Wolframkonzentration und ihrem relativen Anteil f_{W^x} . Der zweite Term stellt die Anregungsrate für das Niveau l dar, die proportional zu n_e und dem Elektronenstoßanregungs-Ratenkoeffizienten X_l ist.

Der radiale Bereich, in dem sich die zum Quasikontinuum beitragenden Ionisationsstufen befinden, ist an ASDEX Upgrade immer ganz innerhalb des Plasmas ausgebildet, da diese schon bei relativ niedrigen Temperaturen um 1 keV auftreten. Dieser Bereich liegt typischerweise bei $\rho_{pol} = 0.8$. Dort stimmt n_e in der Regel gut mit der, vom DCN-Interferometer gemessenen, mittleren Elektronendichte \bar{n}_e überein. Zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors k_{GI} wurde, ausgehend von Gleichung 3.7, die Näherung

$$c_w = k_{GI} \frac{I_W}{\bar{n}_e^2} \quad (3.8)$$

benutzt. Die Intensität I_W wird durch einen Fit von Quasikontinuum, Untergrund, einer B IV, einer B V und der zweiten Ordnung einer C IV Linie an das gemessene Spektrum bestimmt. Der Fit wird dadurch erschwert, daß der Untergrund fast

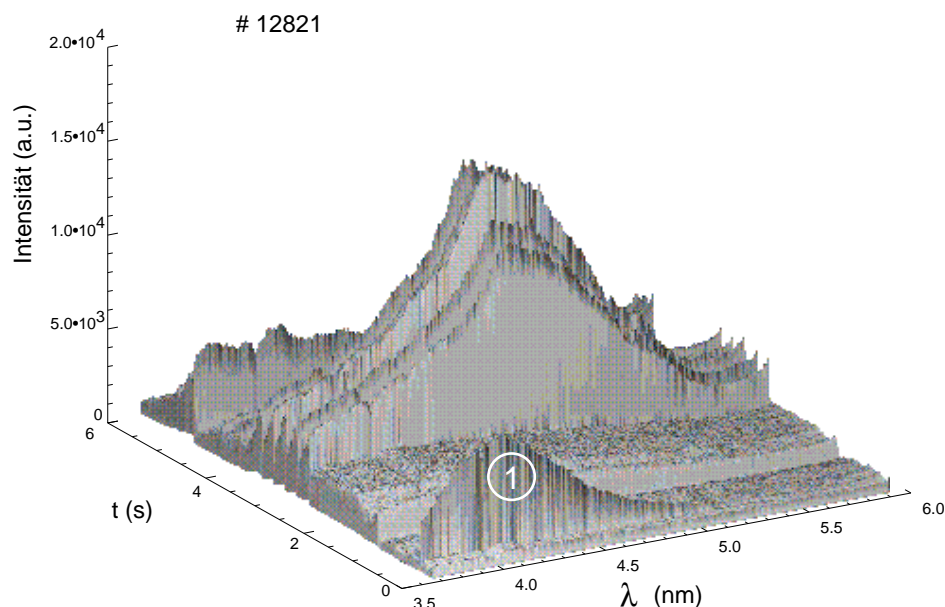


Abbildung 3.5: Mit dem Grazing-Incidence-Spektrometer gemessener zeitlicher Verlauf einer Entladung mit fünf Laserablationspulsen.

die gleiche Form wie das Quasikontinuum hat. Der Untergrund tritt seit der Wiederinbetriebnahme des Spektrometers mit neuen MCPs und neuen MCP-Halterungen auf und ist stark mit der Gesamtstrahlung aus dem Plasma korreliert. Da der Untergrund beim Verfahren der Detektoren mit verschoben wird und außerdem auch von der Plasmaform abhängt, liegt die Vermutung nahe, daß Streulicht in das Spektrometer gelangt. Eine Verkleinerung der Eintrittsblende brachte jedoch keine Lösung des Problems. Eine mögliche Quelle des Streulichts ist das Spiegelgehäuse einer anderen Diagnostik, dessen Einbau kurz vor der Wiederinbetriebnahme des Spektrometers erfolgte. Um Untergrund und eigentliches Quasikontinuumssignal besser unterscheiden zu können, werden in der Fitroutine die Korrelationskoeffizienten R_{qc}^2 und R_{ug}^2 , die die Korrelation der gemessenen Spektren mit dem Quasikontinuum beziehungsweise dem Untergrund angeben, berechnet. Abbildung 3.5 zeigt ein solches, im Verlauf einer W-Laserablation aufgenommenes Spektrum. Im Unterschied zu den Messungen während des Wolfram-Divertor-Experiments waren die MCPs bedingt durch die oben beschriebenen Modifikationen nicht mehr exakt justiert. Mangels einer geeigneten Lichtquelle, und da das Quasikontinuum auch so ausreichend gut identifizierbar war, wurde auf die aufwendige Justierung verzichtet. In Abbildung 3.6 ist die für obige Entladung berechnete Wolframkonzentration und die Korrelationskoeffizienten R_{qc}^2 und R_{ug}^2 gezeigt. Man erkennt, daß zu Beginn des LBO die Korrelation zum Untergrund sinkt und die zum Quasikontinuum anwächst. Mit abnehmender Wolframkonzentration wird dann

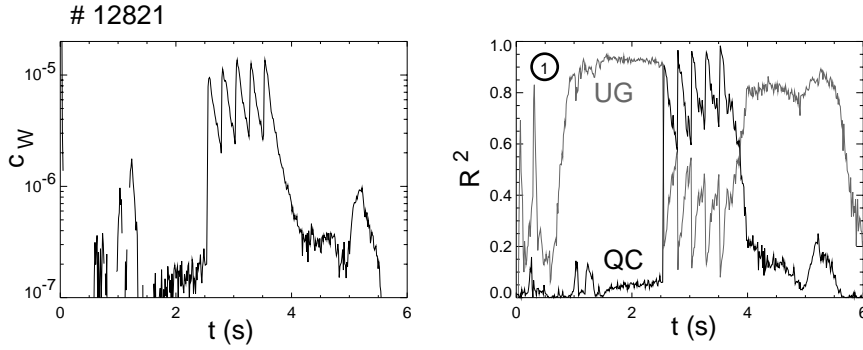


Abbildung 3.6: Für die Entladung in Abbildung 3.5 aus der Intensität des Quasikontinuums berechnete Wolframkonzentration. b) Korrelationskoeffizienten R_{qc}^2 und R_{ug}^2 für den Fit des Quasikontinuums beziehungsweise des Untergrunds an das gemessene Spektrum. Man beachte, daß der erste Peak in Abbildung 3.5 nicht von Wolfram stammt und R_{qc}^2 zu diesem Zeitpunkt klein bleibt, während R_{ug}^2 stark anwächst.

wieder R_{qc}^2 kleiner und R_{ug}^2 größer. Die Korrelationskoeffizienten stellen also eine Hilfe bei der Entscheidung dar, ob die berechnete Wolframkonzentration echt oder nur ein Artefakt des Untergrundes ist. Nichtsdestotrotz sind sie mit Vorsicht zu interpretieren, da zum Beispiel bei Entladungen mit hoher Plasmatriangularität keine Unterscheidung zwischen Quasikontinuum und Untergrund möglich ist.

Zur Bestimmung des Wolfram-Konzentrationsprofils $c_W(\rho)$ aus der mit dem Bolometer gemessenen Gesamtstrahlungsdichte wurde nun zwischen dem Anfangs- und Endpunkt eines W-LBO Pulses das Gesamtstrahlungsdichteprofil linear interpoliert und vom Strahlungsdichteprofil während des Pulses abgezogen. Für das Profil der Wolframstrahlungsdichte gilt dann

$$P_W(\rho) = \mathcal{L}(T(\rho))n_e(\rho)n_{W,bolo}(\rho) = \mathcal{L}(T(\rho))n_e^2(\rho)c_{W,bolo}(\rho) \quad (3.9)$$

mit der Wolframdichte $n_{W,bolo}$, der Wolframkonzentration $c_{W,bolo}$, der Elektronendichte n_e und dem Strahlungsleistungsparameter \mathcal{L} . Dieser ist für die Koronanäherung [62] nur von der Temperatur abhängig und beschreibt die gesamte Strahlungsleistung aus Linien-, Rekombinations- und Bremsstrahlung eines Elements. \mathcal{L} ist in [52, 63] für eine Vielzahl von Elementen tabelliert. Abbildung 3.7 zeigt die Verläufe der Strahlungsleistungsparameter von C, O, Ar und W in Abhängigkeit der Temperatur. Somit ergibt sich aus den Gleichungen 3.9 und 3.8 der Kalibrationsfaktor als

$$k_{GI} = \frac{c_{W,bolo}\bar{n}_e^2}{I_W}. \quad (3.10)$$

Der Wert von $c_{W,bolo}$ muß an der radialen Position betrachtet werden, an der sich die Ionisationsstufen befinden, die zum Quasikontinuum beitragen. Dies ist der Bereich,

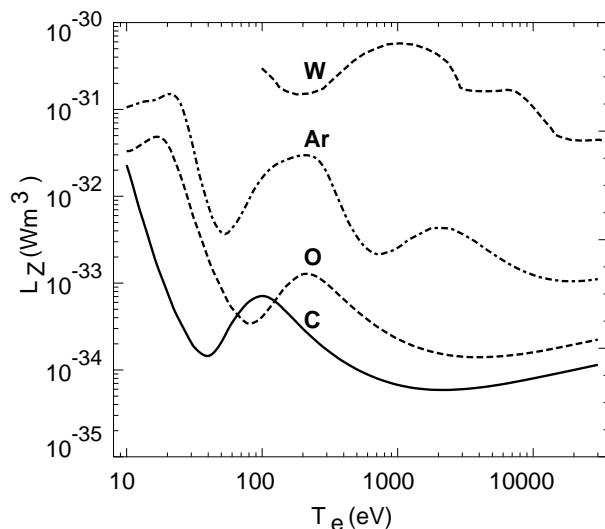


Abbildung 3.7: Strahlungsleistungsparameter für Kohlenstoff, Sauerstoff und Wolfram als Funktion der Temperatur aus der ADAS Datenbasis [64].

in dem die Elektronentemperatur zwischen 0.9 und 1.1 keV beträgt. Abbildung 3.8 zeigt für den Abfall des Wolframsignals nach einem Laserablationspuls die aus den entfalten Bolometersignalen berechneten Wolframkonzentrationsprofile.

In Abbildung 3.9 ist für die beiden Entladungen, anhand derer die Kalibration durchgeführt wurde, das spektroskopisch ermittelte c_W gegen die mit dem Bolometer bestimmte Wolframkonzentration aufgetragen. Die mittleren Dichten lagen in beiden Entladungen bei $7 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$, der Plasmastrom war 1 MA. Die Heizleistungen hatten einen Wert von 5 MW für # 12821 und 7.5 MW für # 12899. Das aus Abbildung 3.9 abgelesene Detektionslimit liegt bei einer Konzentration von circa $5 \cdot 10^{-6}$. Dies illustriert auch Abbildung 3.10, worin farbkodiert für verschiedene Rohsignale während eines abfallenden Laserablationspulses die entsprechende Wolframkonzentration dargestellt ist.

3.4 Johann-Spektrometer

Das Johann-Spektrometer [65, 66] ist ein Kristallspektrometer in Rowlandkreisanordnung. Durch die Verwendung eines gebogenen, fokussierenden Kristalls wird bei diesem Spektrometertyp eine deutliche Steigerung der Empfindlichkeit gegenüber Röntgenspektrometern mit ebenen Kristallen erreicht. Der Grund ist, daß für letztere Kollimatoren benötigt werden, und so ein großer Teil der ins Spektrometer eintretenden Strahlung verloren geht, während bei ersteren die gesamte Strahlung aus dem in Abbildung 3.11 illustrierten Öffnungswinkel aufgesammelt wird. Ein- und Austrittsspalte

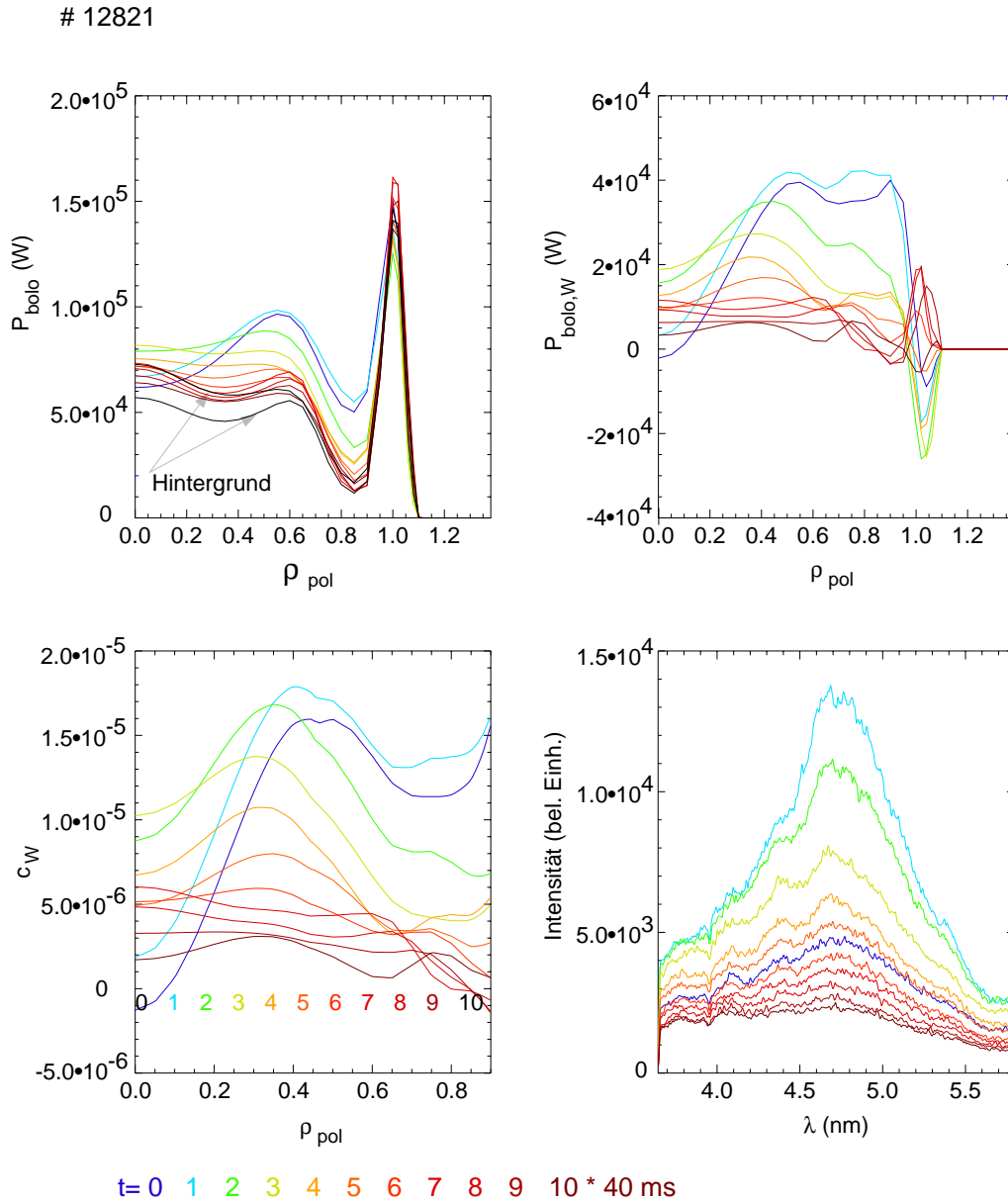


Abbildung 3.8: Veranschaulichung der Spektrometerekalibration am Beispiel des Grazing-Incidence-Spektrometers. a) Gesamtstrahlungsdichteprofil aus der Bolometerfaltung. Man erkennt am Plasmarand eine stark strahlende Zone, die die Bestimmung des Strahlungsdichteprofiles im Plasmazentrum erschwert und eine starke zeitliche Mittelung notwendig macht. b) Wolfram-Strahlungsdichteprofil nach Abzug des Untergrundes. c) Mit dem Strahlungsleistungsparameter und dem Temperaturprofil berechnetes Wolframkonzentrationsprofil. d) Entsprechendes Quasikontinuumsspektrum. Die einzelnen Kurven sind während des letzten LBO Pulses bei # 12821 im Abstand von 40 ms aufgenommen.

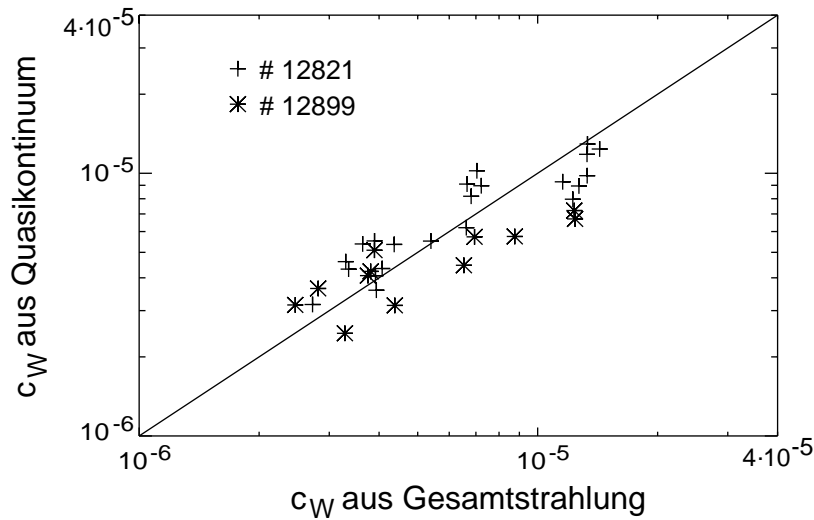


Abbildung 3.9: Kreuzkalibrierung des Grazing-Incidence-Spektrometers mit dem Bolometer. Aufgetragen ist die mit dem kalibrierten Spektrometer bestimmte Wolframkonzentration gegen das aus der Bolometerstrahlung ermittelte c_W für die beiden zur Kalibration verwendeten Entladungen.

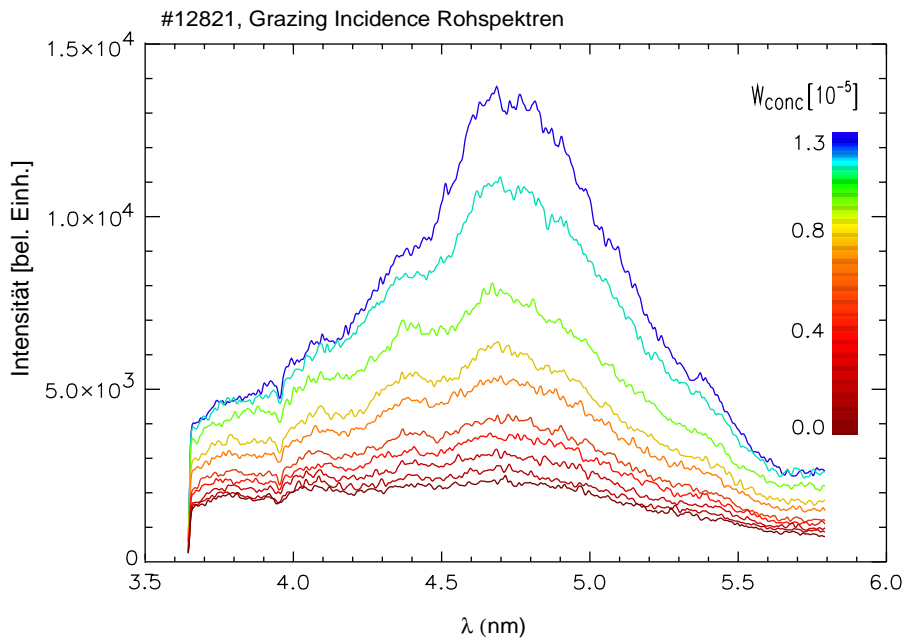


Abbildung 3.10: Zeitlicher Abfall des Rohsignals des Grazing-Incidence-Spektrometers nach einer Wolfram-Laserablation. Farbkodiert ist die Wolframkonzentration dargestellt, die den jeweiligen Spektren entspricht. Die einzelnen Spektren haben einen zeitlichen Abstand von 40 ms.

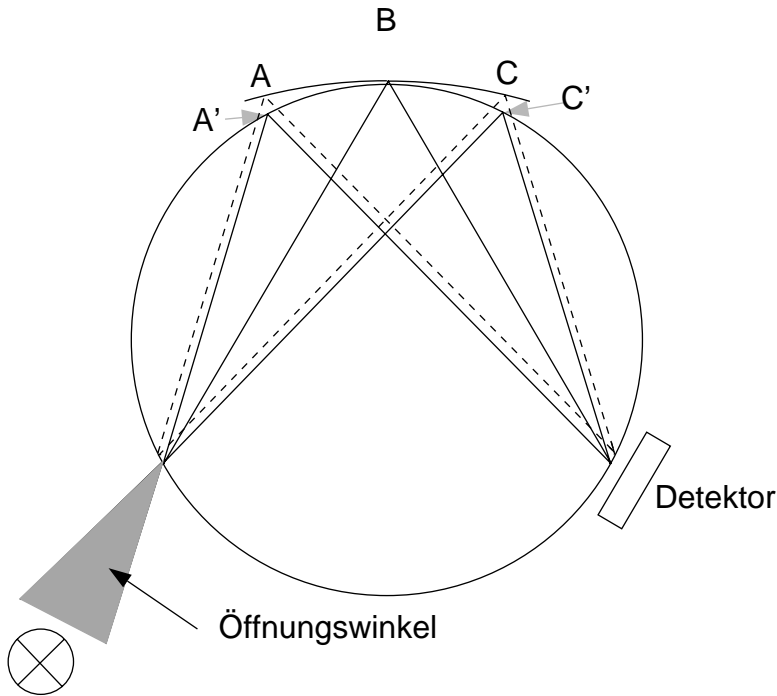


Abbildung 3.11: Geometrie eines Johann-Spektrometers. Durch den Verzicht auf Eintritts- und Austrittsspalte kann die Empfindlichkeit deutlich gesteigert werden, allerdings auf Kosten der Schärfe der Abbildung der kurzwelligen Linienkante.

sind bei Johann-Spektrometern nicht notwendig. Zur Veranschaulichung soll in Abbildung 3.11 wieder ein zu einem Rowlandkreis tangentialer Kristall betrachtet werden. In Abschnitt 3.1 wurde beschrieben, wie alle von einem Punkt auf dem Rowlandkreis ausgehenden Strahlen einer bestimmten Wellenlänge in einem Punkt fokussiert werden. Dies ist in Abbildung 3.11 für den Punkt P und die drei auf dem Kristall liegenden Punkte A, B und C dargestellt. Die Überlegungen in Kapitel 3.1 sind jedoch nur dann richtig, wenn die Reflexion genau auf dem Rowlandkreis an den Punkten A', B und C' stattfindet. Dies ist nur für den Punkt B tatsächlich erfüllt. Die Reflexionen für A' und C' finden bei A und C, ein kleines Stück hinter dem Rowlandkreis statt, was einer Parallelverschiebung des gesamten Strahlenganges entspricht. Man erhält also für beide Hälften des Kristalls eine Verschiebung des gebeugten Strahls zu größeren Ablenkwinkeln, die kürzeren Wellenlängen entsprechen. Eine Identifizierung von Linien anhand ihrer langwelligen Kante bleibt weiterhin möglich. Bei hochauflösenden Spektrometern, wie bei dem an ASDEX Upgrade verwendeten Johann-Spektrometer, ist jedoch zu beachten, daß auf der langwelligen Seite der Spektrallinien eine Verbreiterung der Linie durch nichtaufgelöste Satellitenlinien auftreten kann (siehe Abschnitt 3.4.1).

Die Linienbreite bei dieser Anordnung ist durch den Öffnungswinkel ω des Kristalls gegeben, so daß sich immer noch scharfe Linien bei gegenüber der Beugung am ebenen

Kristall deutlich gesteigerter Intensität erzielen lassen wenn ω nicht allzu groß gewählt wird. Für die Braggbedingung $2d \sin \phi = \lambda$ ergibt sich die Dispersion aus dem Mittelpunktswinkel α des Rowlandkreises zwischen Gittermittelpunkt und Fokuspunkt, der die Größe 2ϕ hat als

$$\lambda = 2d \sin(\alpha/2).$$

Die theoretische Linienbreite ergibt sich aus dem Abstand a des Kristalls vom Rowlandkreis. Für ihn gilt näherungsweise $a = \frac{1}{2\pi} r \alpha^2$. Damit folgt für den Abstand x des weiter oben erwähnten parallel verschobenen Strahlengangs $x = a \cos \phi = b \sin \phi$. ϕ ist dabei der Braggwinkel und b die Verschiebung entlang des Rowlandkreises. Die mittlere Linienverbreiterung b ergibt sich mit der linearen Öffnung $A = R\phi$ als

$$b = \frac{1}{4} r \alpha^2 \cot \phi = \frac{A^2}{16r} \cot \phi.$$

Eine naheliegende Erweiterung des Johann-Spektrometers ist das sogenannte Johannson Spektrometer [67]. Es besteht ebenfalls aus einem gebogenen Kristall, der zusätzlich noch so geschliffen ist, daß die Kristallebenen tatsächlich auf dem Rowlandkreis liegen.

3.4.1 Das Johann-Spektrometer an ASDEX Upgrade

Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau des Johann-Spektrometers an ASDEX Upgrade und seine Sichtlinie durch das Plasma. Es besitzt eine sehr hohe Auflösung, die jedoch vom verwendeten Kristall und vom Beugungswinkel abhängt. Für den Quarz 1120 Kristall mißt man ein $\lambda/\delta\lambda$ von 2000 bis 4000. Wie beim Grazing-Incidence-Spektrometer muß auch hier das gesamte System evakuiert sein, da die an ASDEX Upgrade untersuchte Wolframstrahlung mit einer Photonenenergie von bis etwa 2 keV noch zu langwellig ist, um mehrere Fenster oder Luft durchdringen zu können. Die verfügbaren Kristalle haben einen Krümmungsradius von 1.5 m und sind in Tabelle 3.1 zusammen mit den jeweils detektierbaren Wellenlängenbereichen angegeben. Der Detektor befindet sich am Ende eines beweglichen Arms, der entlang des Rowlandkreises verfahren werden kann. Beim Schwenken des Detektorarms wird das Vakuum im Gefäß dadurch aufrechterhalten, daß verschiebbare Edelstahlbänder gegen den Vakuumtopf, in dem sich der Kristall befindet, gepreßt werden. Anders als bei der originalen Johann-Anordnung ist hier der Detektor jedoch senkrecht zum gebeugten Strahl und nicht tangential zum Rowlandkreis angebracht.

Im Laufe der vorliegenden Arbeit wurde der bislang verwendete Mikrostreifen-Gasdetektor [69] durch eine CCD-Kamera ersetzt, so daß der Aufbau im wesentlichen dem in [70] beschriebenen Spektrometer entspricht.

CCD-Kameras sind einfach handzuhaben und das verwendete Modell ist mit den anderen Spektrometersystemen an ASDEX Upgrade kompatibel. Weitere Vorteile sind eine hohe Quantenausbeute, eine gute Linearität sowie ein hohes räumliches Auflösungs-

Kristall	$2d$ (Å)	λ_{min}	λ_{max}
Quarz 206	1.6559	1.06	1.51
Quarz 106	1.7626	1.10	1.60
Quarz 403	1.832	1.17	1.67
Quarz 203	2.749	1.76	2.50
Quarz 211	3.082	1.97	2.80
Quarz 200	4.2548	2.72	3.87
Quarz $11\bar{2}0$	4.913	3.14	4.47
LiF 220	2.848	1.82	2.59
LiF 200	4.027	2.58	3.66
Topaz 303	2.712	1.74	2.47
Ge 220	4.000	2.56	3.64
Si 111	6.284	4.02	5.74
EDDT 020	8.808	5.64	8.02
Gips 020*	15.19	9.72	13.83
Beryl $10\bar{1}0$	15.954	10.19	14.62
KAP 001	26.579	17.01	24.19
NH ₄ AP 002*	26.14	16.73	23.79

Tabelle 3.1: Liste der vorhandenen Kristalle für das Johann-Spektrometer mit den Millerindizes der Schnittebenen des Kristalls und dem doppeltem Schichtebenenabstand $2d$. Der detektierbare Wellenlängenbereich ergibt sich aus geometrischen Beschränkungen. Die mit * markierten Kristalle wurden im Spektrometervakuum durch Ausgasen beschädigt. Eine Übersicht über zur Röntgenspektroskopie geeignete Kristalle gibt Referenz [68].

vermögen. Bei der Kamera handelt es sich um ein Proscan Slow-Scan Modell mit 14 bit Auflösung und einem Proxitronic Bildverstärker. Am Eingang der Kamera befindet sich ein phosphorbeschichteter faseroptischer Taper mit einer Verkleinerung von 5:3 zur räumlichen Erweiterung des Detektionsbereichs. Das Phosphor als Szintillator befindet sich zur Steigerung der Empfindlichkeit nicht hinter einer Schutzschicht, sondern direkt im Spektrometervakuum. Ursprünglich war geplant, den Bildverstärker der Kamera mit einer Bialkali-Photokathode zu versehen. Dies hätte gegenüber der üblichen Phosphorbeschichtung den Vorteil eines deutlich kleineren Dunkelstroms gehabt. Allerdings war es dem Hersteller nicht möglich, die Photokathodenschicht ausreichend gleichmäßig aufzubringen, so daß im Kamerabild über das gesamte Gesichtsfeld verteilte sehr starke Meßspitzen sichtbar waren, die den Bildverstärker unbrauchbar machten. Aus diesem Grund wurde ein Standardbildverstärker mit Phosphorbeschichtung eingesetzt. Der CCD-Chip wird mit einem Peltierelement gekühlt, besitzt 1024×1024 Pixel und wird mit einer Integrationszeit von 1 ms betrieben. Zusammen mit den weiteren Ausleseschritten ergibt sich eine Zeitauflösung von 9 ms. Eine längere Integrationszeit ist nicht praktikabel, da intensive Linien wie die von Si XIV oder Si XIII sonst sehr schnell in Sättigung gehen, andererseits aber auch schwache Linien sonst im Untergrund, der hauptsächlich von Neutronen verursacht wird, verschwinden. Überhaupt stellen Neutronen, vor allem in stark zusatzgeheizten Plasmen, die größte Störung dar, und machen eine starke Glättung der Spektren nötig. Dazu hat sich ein Leefilter [71] bewährt, mit dem anhand statistischer Betrachtungen einzelne, starke Abweichungen in einem Datensatz weggefiltert werden können.

Experimentell bestimmte Spektren

Ein Maß für die Dynamikbereich eines Röntgenspektrometers ist seine Fähigkeit, auch noch niederenergetische Photonen nachzuweisen. Erschwert wird deren Messung zum einen durch Filterfolien, die nötig sind, um sichtbares Licht vom Detektor fernzuhalten. Zum anderen sinkt mit abnehmender Photonenenergie auch deren Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor. Abbildung 3.12 zeigt eine mit dem oben beschriebenen Aufbau und dem NH_4AP Kristall durchgeführte Messung einer O VIII Linie bei 18.792 \AA . Der NH_4AP Kristall wurde, ebenso wie ein früher verwendeter Gipskristall, nach wenigen Tagen im Vakuum milchig und reflektierte kein Licht mehr. In beiden Fällen ist eine Zerstörung des Materials durch Neutronen ausgeschlossen, da die Degradation nur an den Stellen des Kristalls auftrat, die dem Vakuum exponiert waren. In [72] wird über ein ebensolches Verhalten von Gips berichtet, das sich durch das Ausgasen von Kristallwasser erklären läßt. NH_4AP hingegen enthält kein Kristallwasser, so daß hier allenfalls die Freisetzung von NH_3 die Zerstörung des Kristalls erklären kann.

Zur Demonstration des hohen Auflösungsvermögens des Johann-Spektrometers ist in Abbildung 3.13 ein Spektrum von Li- und He-ähnlichem Cl XV beziehungsweise Cl XVI in der Region um 4.45 \AA dargestellt. Das Spektrum wurde mit dem Quarz 1120

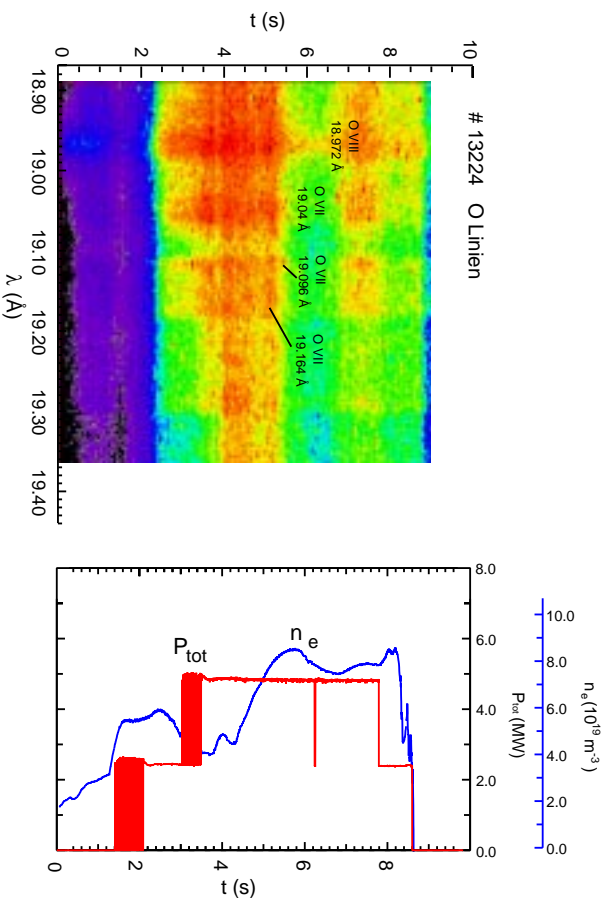


Abbildung 3.12: Zeitlicher Verlauf der Intensitäten von Linien von H- und He-ähnlichem Sauerstoff um 19 \AA an ASDEX Upgrade. Beim Hochschalten der Heizleistung wurden die Neutralteilchen-Injektionsquellen jeweils eine gewisse Zeit getaktet.

Kristall aufgenommen. Deutlich sind die Satellitenlinien des Li-ähnlichen Ions zu erkennen. Diese Linien werden von sogenannten Spektator-Elektronen verursacht, die weiter außen als das Leuchtelektron liegen und die eine Reduktion der effektiven Kernladung bewirken. He-ähnliche Ionen schwerer Elemente mit zwei angeregten Elektronen kommen praktisch nicht vor, da bereits der niedrigste Zustand $2s^2$ eine weitaus größere Energie als die Ionisationsenergie besitzt. Demzufolge treten sie am deutlichsten bei Li-ähnlichen Ionen zutage, wenn zwei der drei Elektronen angeregt sind. Diese Zustände entstehen hauptsächlich durch dielektronische Rekombination. Die Linien stammen also von Übergängen der Art $1s^2nl - 1s2pnl$ und $1s^2nl - 1s2sml$ mit $n \geq 2$. Die Nomenklatur der Satellitenlinien Li-ähnlicher Ionen ist in Referenz [73] dargestellt. Die Spektrellinien liegen im gleichen Bereich wie die der He-ähnlichen Ionen, da Elektronen mit höheren Hauptquantenzahlen ($n > 2$) nur kleine Störungen darstellen wenn Elektronen in der K-Schale fehlen.

Satellitenlinien, die durch Elektronen mit $n = 2$ verursacht werden können in der Regel noch gut von der Resonanzlinie, also dem Übergang $1s^2 \text{ } ^1S - 1s2p \text{ } ^1P$ in den Grundzustand, getrennt werden. Übergänge mit $n \geq 3$ tragen normalerweise nur noch zur Verbreiterung der Resonanzlinie bei.

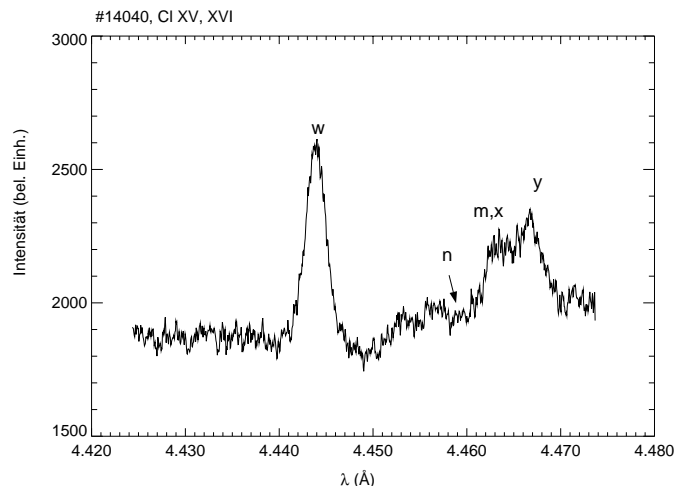


Abbildung 3.13: Spektrum von Linien von He- und Li-ähnlichem Chlor. Die Nomenklatur der Linien folgt Referenz [73]. Die den Linien zugeordneten Übergänge sind im einzelnen: He-ähnlich: w: $1s^2 \ ^1S - 1s2p \ ^1P$, x,y: $1s^2 \ ^1S - 1s2p \ ^3P$, Li-ähnlich: n,m: $1s^2 2p \ ^2P - 1s2p^2 \ ^2S$.

3.4.2 Wolframspektroskopie mit dem Johann-Spektrometer

Mit dem Johann-Spektrometer war es nach Montage der Kamera erstmals während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments möglich, Wolfram routinemäßig in den Entladungen nachzuweisen. Dazu wurde ein EDDT Kristall verwendet und die sehr intensive Linie bei 7.93 \AA von W^{46+} detektiert (siehe Abbildung 3.3). Abbildung 3.14 zeigt die Zeitentwicklung eines Spektrums sowie der Plasmadichte und der Heizleistung für eine Standard-H-Mode Entladung. Auf der rechten Seite des Spektrums ist noch eine Linie von Fe^{23+} zu sehen. Gut sichtbar sind die einzelnen Sägezähne, bei denen zum einen immer wieder Wolfram aus dem Zentralplasma innerhalb der $q = 1$ Fläche ausgeworfen wird, während derer aber auch die Temperatur so weit absinken kann, daß W^{46+} nicht mehr vorkommt.

Kalibration des Johann-Spektrometers

Das Johann-Spektrometer wurde, analog zum Grazing-Incidence-Spektrometer, anhand des Gesamtstrahlungsanstiegs nach einer Wolfram Laserablation beziehungsweise nach dem Einblasen von Wolframcarbonyl mit der Sublimationssonde (siehe Kapitel 4) kalibriert. Die beobachtete Linie bei 7.93 \AA stammt allerdings von einem elektrischen Quadrupolübergang (E2) [57] und wird nicht aus dem Grundzustand angeregt. Letzteres bedeutet normalerweise, daß die Linie nicht optimal zur Konzentrationsbestimmung geeignet ist. Laut [74] ist die Anregungsrate der Linie jedoch für den betrachteten Temperatur- und Dichtebereich von 2 bis 10 keV beziehungsweise $5 \cdot 10^{19}$

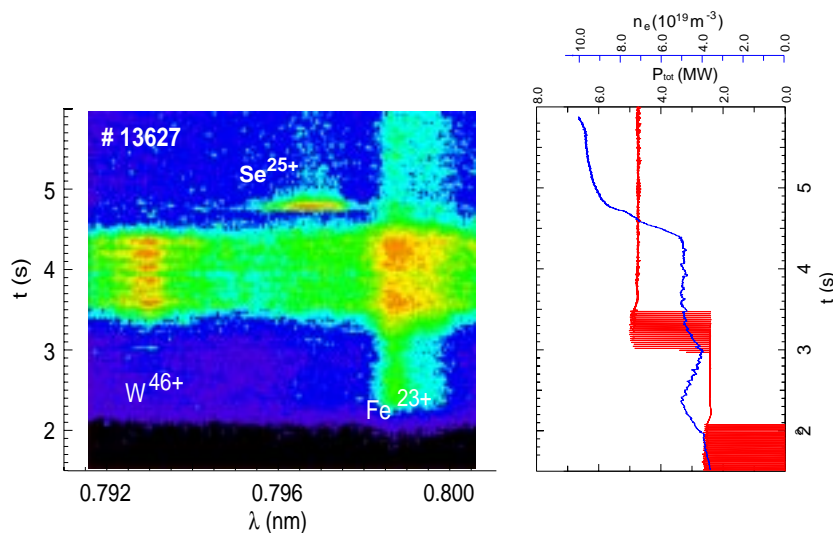


Abbildung 3.14: Mit dem Johann-Spektrometer gemessener Zeitverlauf der 7.93 \AA Linie von W^{46+} . Ebenfalls zu sehen ist noch eine Linie von Fe^{23+} und ein Se^{25+} Verunreinigungsereignis*. Bei der Wolframlinie sind deutlich die Einflüsse von Sägezähnen zu erkennen.

*Selen ist ein Bestandteil des Schmiermittels, das bei der Befestigung der Hitzeschildkacheln mit Stahlschrauben verwendet wird.

bis $1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ näherungsweise konstant. Die hohe Intensität der Linie wird unter anderem dadurch verursacht, daß bei schweren Elementen relativistische Effekte eine immer größere Rolle spielen und so auch dipolverbotene Übergänge eine immer größere Bedeutung gewinnen. Die Linienintensität ist ebenfalls vom Mechanismus abhängig, mit dem das obere Niveau besetzt wird.

Da die beobachtete Linie von hochgeladenem Wolfram W^{46+} stammt, tritt sie erst bei hohen zentralen Elektronentemperaturen ab circa 2 keV auf, und die räumliche Verteilung dieser Ionisationsstufe kann je nach Temperaturprofil stark variieren. Aus diesem Grund muß bei der Kalibration auch die radiale Verteilung $f_{W^{46+}}$ dieser Ionisationsstufe berücksichtigt werden. $f_{W^{46+}}$ wurde für eine typische Entladung an ASDEX Upgrade für verschiedene Zentraltemperaturen³ mit dem Verunreinigungstransportcode STRAHL berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.15 gezeigt.

Der Kalibrationsfaktor zur Bestimmung der Wolframkonzentration anhand der Beziehung

$$c_W = \frac{1}{k_{Joh}} I_{W^{46+}}$$

³Da sich die Temperaturprofile in den betrachteten radialen Bereichen bei den untersuchten H-Mode Entladungen durch eine konstante Abfalllänge auszeichnen (Steifheit) werden die Temperaturprofile ausreichend gut durch die Zentraltemperatur beschrieben

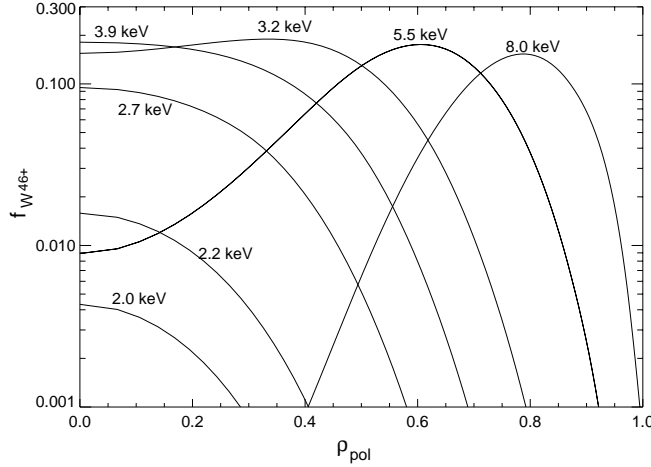


Abbildung 3.15: Relativer Anteil $f_{W^{46+}}$ von W^{46+} als Funktion von ρ_{pol} für verschiedene Zentraltemperaturen.

ergibt sich aus der Kreuzkalibrierung mit dem Bolometer als

$$k_{Joh} = \frac{c_{W,bolo}}{\int dl n_e^2 f_{W^{46+}}}$$

wobei $c_{W,bolo}$ die aus der Bolometerstrahlung berechnete Wolframkonzentration ist. Sie muß in dem Bereich betrachtet werden, in dem sich das beobachtete W^{46+} aufhält. Bei den zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors betrachteten Entladungen war der radiale Verlauf von c_W und n_e in diesem Bereich ausreichend flach, so daß $c_{W,bolo}$ mit

$$c_{W,bolo} = \int_{T>2keV} dl \frac{\mathcal{L} n_e^2}{P_{W,bolo}}$$

genähert wurde.

In Abbildung 3.16 ist für eine zur Kalibrierung benutzte Entladung (# 13594 mit $I_p = 1$ MA, $\bar{n}_e = 7.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $P_{tot} = 5$ MW) die mit dem Johann-Spektrometer bestimmte Wolframkonzentration gegen das aus der Bolometerstrahlung gewonnene c_W aufgetragen. Da bei dieser Entladung die Sublimationssonde als Wolframquelle verwendet wurde, ist kein so starker Abfall von c_W wie bei Laserablationen sichtbar. Das Detektionslimit wurde anhand der Sichtbarkeit der 7.93 Å Linie in Entladungen mit mittlerer bis hoher Elektronendichte als etwa $1 \cdot 10^{-6}$ bestimmt. Aus Vergleichen der berechneten Kalibrationsfaktoren für Wolframinjektionen in verschiedenen Entladungen ergibt sich eine geschätzte Genauigkeit der Wolframkonzentration von einem Faktor 2.

Der Verlauf der Wolframkonzentration für die Entladung in Abbildung 3.14 ist in Abbildung 3.17 zusammen mit der Spektrallinie und dem relativen W^{46+} Anteil dargestellt.

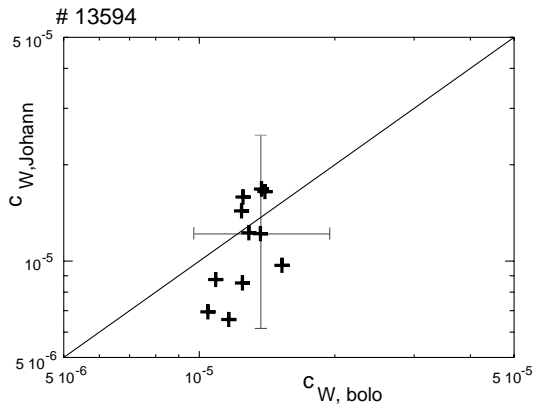


Abbildung 3.16: Kreuzkalibrierung des Johann-Spektrometers mit dem Bolometer. Aufgetragen ist c_W aus der gemessenen Linienintensität gegen das c_W aus der Bolometerentfaltung.

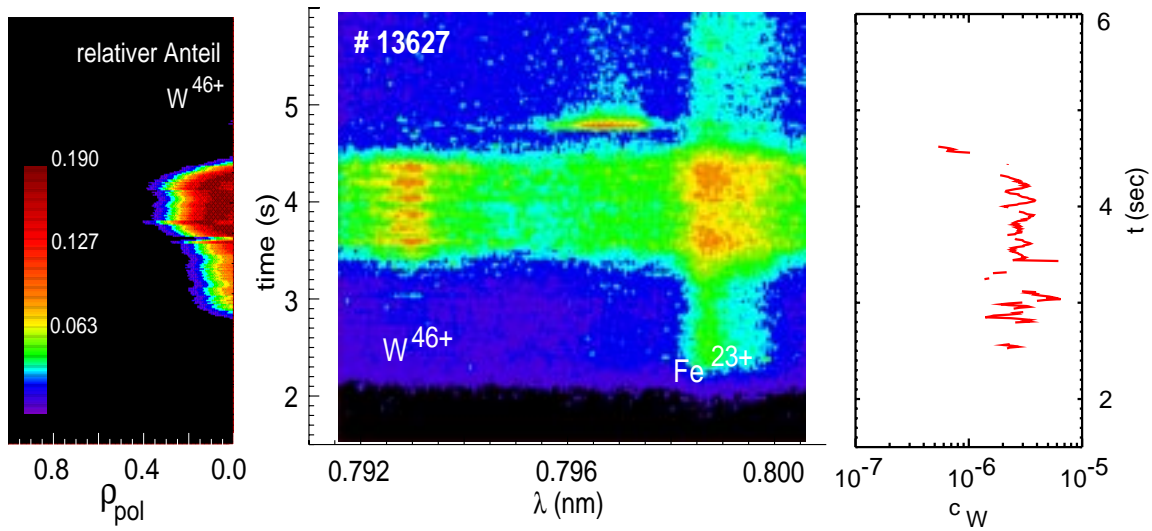


Abbildung 3.17: Für das Spektrum in Abbildung 3.14 berechneter relativer W^{46+} Anteil und zugehörige Wolframkonzentration.

3.5 Ergebnisse der Wolframuntersuchungen im Hauptraum

Teilchentransportzeiten und Eindringwahrscheinlichkeiten

Bei den Laserablationsexperimenten zur Kalibration konnte aus dem Abfall der Intensität direkt die Teilchentransportzeit τ_t bestimmt werden. Ihre Definition folgt aus der Teilcheneinschlußzeit $\tau_p = N/\Phi$. Dabei ist N die Gesamtzahl der Verunreinigungsteilchen im eingeschlossenen Plasma und Φ deren Zufluß. Für Verunreinigungen, die an der Wand absorbiert werden, also nicht rezyklierende Verunreinigungen, kann man formal τ_p in eine Eindringwahrscheinlichkeit p und eine Transportzeit τ_t aufspalten [75], so daß man die Beziehung

$$\tau_p = p\tau_t \quad (3.11)$$

erhält. p beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit, daß ein von der Wand kommendes Verunreinigungsteilchen das eingeschlossene Plasma innerhalb der Separatrix erreicht. Die Separatrix ist dabei die am weitesten außen liegende geschlossene Flußfläche, die den Bereich geschlossener Feldlinien von dem Bereich offener Magnetfeldlinien trennt. τ_t ist die Zeitkonstante, die den Transport innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche beschreibt.

In den Experimenten wurden p und τ_t für die Injektion von Wolfram an verschiedenen poloidalen Positionen bestimmt. Zur Verfügung standen dafür zum einen die Sublimationssonde und zum anderen das Laserablationssystem [54]. Dieses wurde so modifiziert [14], daß Material auf der Hoch- und der Niederfeldseite ablatiert werden kann. Bei der Laserablation entspricht die Energie der abgedampften Teilchen recht genau der Energie, die Teilchen besitzen, welche durch Ladungsaustauschneutrale an der Wand erodiert werden. Im Falle der Sublimationssonde kann keine Aussage über die Geschwindigkeit der W-Teilchen gemacht werden, da über die Verteilung der Bindungsenergie auf die, bei der Dissoziation entstehenden, Teile des Carbonylmoleküls nichts bekannt ist.

Beim Vergleich der Laserablation von der Hoch- und der Niederfeldseite für zwei ähnliche Entladungen ($I_p = 1$ MA, $n_e \approx 5.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $P_{tot} = 5$ MW) erhält man wie in Abbildung 3.18 dargestellt, nahezu identische Zeitverläufe für die Wolframkonzentration. Dabei wurde der Verlauf der Konzentration für Ablation von der Niederfeldseite auf die gleiche Menge injizierten Materials wie auf der Hochfeldseite skaliert. Im Rahmen der Meßgenauigkeit erhält man für τ_t und p für beide Entladungen die gleichen Werte für $\tau_t = 180$ ms und $p = 4$ % für # 13440 beziehungsweise $p = 3$ % für # 13462. Diese Werte stimmen gut mit den mit der Sublimationssonde bestimmten Werten von $\tau_t = 170$ beziehungsweise 200 ms und $p = 4$ % überein (siehe Abschnitt 4.3.2). Die Übereinstimmung bei τ_t ist wegen der Flußflächensymmetrie im eingeschlossenen Plasma auch nicht verwunderlich, sondern bestätigt lediglich, daß die beiden Entladungen

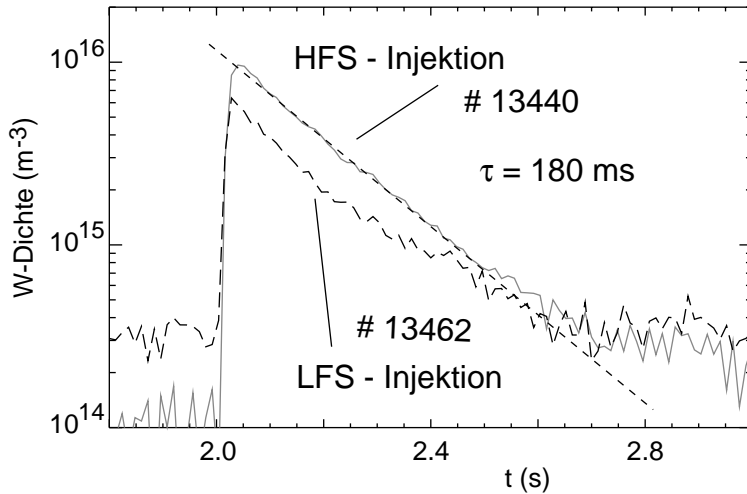


Abbildung 3.18: Vergleich der Laserablation von der Hoch- und der Niederfeldseite. Die Graphen sind auf die gleiche Zahl injizierter Teilchen normiert. Man erkennt eine übereinstimmende Eindringwahrscheinlichkeit und Transportzeit.

nahezu identisch waren.

Wolfram-Hitzeschild-Experiment

Die während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments mit dem Johann-Spektrometer gemessenen intrinsischen Wolframkonzentrationen als Funktion der Entladungsnummer sind in Abbildung 3.19 gezeigt. Dargestellt sind jeweils die maximalen Konzentrationen $c_{W,max}$ während der Entladung. Dabei waren die Zeitverläufe von c_W , bis auf den Einfluß von Sägezähnen, während der gesamten Entladung glatt und zeigten keine einzelnen Verunreinigungsereignisse. Man erkennt, daß die Konzentration, bis auf die Entladungen # 13595 und # 13596, immer unter $4 \cdot 10^{-6}$ lag. Die beiden Entladungen mit einem höheren c_W hatten einen Übergang der Plasmakonfiguration vom unteren (SNU) in den oberen Divertor (SNO) bei einer hohen Plasmatriangularität. Letztere bedingt in der Regel einen guten Teilcheneinschluß. Wolfram wurde in diesen Entladungen zwischen 2.2 und 3.3 s gemessen. Sichtbar wurde die W-Linie mit dem Einschalten der zweiten Neutralteilchenquelle, beim Übergang von der SNU in die SNO Konfiguration verschwand die Linie wieder. Das ist plausibel, da am Anfang die Temperatur für die Bildung von W^{46+} zu niedrig war und SNO Plasmen generell einen schlechteren Einschluß zeigen.

In den wenigen gemessenen Entladungen ist $c_{W,max}$, wie in Abbildung 3.19 gezeigt, relativ konstant. Allerdings scheint die Wolframkonzentration, wie in Abschnitt 2.3.4 dargestellt, dem Skalierungsgesetz zu folgen, das anhand der Daten aus dem Wolfram-Hitzeschild-Experiment aufgestellt wurde. Die Datenbasis ist jedoch zu klein, um ab-

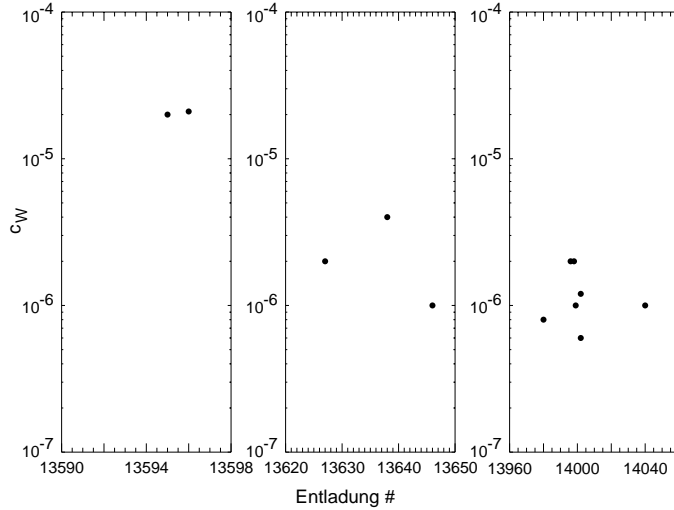


Abbildung 3.19: Während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments mit dem Johann-Spektrometer bestimmte Wolframkonzentrationen. Angegeben ist jeweils die maximale, während einer Entladung gemessene Konzentration. Bei den nicht gezeigten Entladungen war das Spektrometer nicht in Betrieb oder auf eine andere Wellenlänge eingestellt.

schließende Aussagen machen zu können.

Obwohl es Hinweise dafür gibt, daß ein großer Teil der Erosion der Wolframkathoden durch Ionen verursacht wird [76, 77], sollte während der stationären Phase der Entladungen die Erosion durch Neutralteilchen aus Ladungsaustauschprozessen (CX-Neutrale) dominiert sein. Der Grund ist, daß in dieser Phase kein direkter Kontakt zwischen Wand und Plasma stattfindet und die Separatrix im Bereich des unteren Hitzeschildes relativ weit von der Wand entfernt ist.

Die Flußdichte Γ_W des zerstäubten Wolframs ergibt sich aus der Flußdichte der Ladungsaustauschneutrals als

$$\Gamma_W = Y_{eff} \Gamma_{CX}. \quad (3.12)$$

Y_{eff} ist dabei die sogenannte effektive Zerstäubungsausbeute (Sputtering Yield), in der bereits über die Energieverteilung der Ladungsaustausch-Neutralteilchen gemittelt wurde. Für eine an ASDEX Upgrade gemessene Energieverteilung der Ladungsaustauschteilchen ergibt sich am Bereich des unteren Hitzeschildes eine effektive Zerstäubungsausbeute von $Y_{eff} = 5 \cdot 10^{-5}$.

Spaltet man entsprechend Gleichung 3.11 die Teilcheneinschlußzeit $\tau_p = N/\Phi$ mit der Anzahl der Verunreinigungsteilchen N und dem Verunreinigungszufluß Φ auf, folgt bei bekannter Neutralteilchenflußdichte Γ_{CX} aus Gleichung 3.12 für die Wolframkon-

zentration im Hauptraum der Ausdruck

$$c_W = p\tau_t \frac{Y_{eff}\Gamma_{CX}A}{N_e}. \quad (3.13)$$

Dabei ist A die Fläche der mit Wolfram bedeckten Wand und N_e die Anzahl der Elektronen im Plasma. Der Raumwinkel, unter dem die hochenergetischen, die Erosion dominierenden CX-Neutrals auf den unteren Hitzeschildbereich treffen und der zur Bestimmung der Flußdichte aus dem in [78] angegebenen Fluß nötig ist, beträgt in etwa $\Omega = 2\pi$ sr. Mit den in [78] für eine Elektronendichte von $n_e = 5.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ angegebenen Ladungsaustauschflüssen von $2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ mit einer mittleren Energie von 30 eV erhält man eine Wolframkonzentration von

$$c_W \approx 3 \cdot 10^{-6}.$$

Der Wert dieser Abschätzung stimmt gut mit den gemessenen Konzentrationen überein. Diese Betrachtungen sind jedoch nicht ganz unproblematisch, da die CX-Flüsse in [78] für Entladungen in Wasserstoff bestimmt wurden, während die Zerstäubungsausbeuten für Deuteriumentladungen angegeben sind. Die gute Übereinstimmung obiger Abschätzung mit den Messungen ist auch vor dem Hintergrund der Erkenntnisse des Wolfram-Divertor-Experiments zu hinterfragen, bei dem festgestellt wurde, daß die zentrale Wolframkonzentration vom Transport und nicht vom Zufluß dominiert wird (siehe Kapitel 2).

Extrapoliert man trotz aller Einwände auf die für ITER erwarteten Ladungsaustauschflüsse und geplanten Wolframoberflächen, so erhält man als Abschätzung für c_W einen maximal zu erwartenden Wert von

$$c_W = 1.9 \cdot 10^{-6} \text{ bis } 1.9 \cdot 10^{-5}.$$

Ausgegangen wurde dabei von einer W-Oberfläche von rund 62 m^2 am unteren Baffle. Setzt man zur Sicherheit den größeren Wert von 110 m^2 [4] für ITER-FDR ein, so erhält man ein c_W von $3.3 \cdot 10^{-6}$ bis $3.3 \cdot 10^{-5}$. Die mittlere Neutralteilchenenergie beträgt dort 100 eV, was einem Y_{eff} von $1.75 \cdot 10^{-4}$ entspricht, bei einer Flußdichte von 1 bis $10 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ von Deuterium und Tritium Neutralteilchen. Die Wolframflächen im Divertor wurden nicht mit in die Betrachtung einbezogen, da dort die Erosion nicht durch CX-Neutrals dominiert wird. Als Approximation der Transportzeit wurde die geschätzte Energieeinschlußzeit von 3.6 s, für die Elektronendichte und das Plasmavolumen die geplanten Wert von $n_e = 10 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ und $V = 837 \text{ m}^3$ eingesetzt. Die Daten für ITER sind den Referenzen [4] und [1] entnommen. Für die Eindringwahrscheinlichkeit wurde der an ASDEX Upgrade bestimmte Wert von $p = 0.04$ verwendet. Da ITER jedoch eine viel breitere Abschältschicht als ASDEX Upgrade haben wird, sollte dieser Wert für ITER kleiner sein.

Der oben abgeschätzte Maximalwert für c_W ist zwar etwas kleiner als die maximal tolerierbare Wolframkonzentration von $2 \cdot 10^{-5}$ [79], er ist allerdings auch mit zu großen Unsicherheiten behaftet, als daß sich eine endgültige Aussage machen ließe.

3.6 Transportuntersuchungen

Durch die Messung der Wolframkonzentration an verschiedenen radialen Positionen sowie ihrer zeitlichen Entwicklung ist es möglich, durch begleitende Rechnungen Vergleiche mit Transportmodellen durchzuführen. Dafür wurde in der vorliegenden Arbeit der bereits weiter oben beschriebene Verunreinigungstransportcode STRAHL verwendet.

Die Messungen von c_W am Plasmarand sind aus der Intensität des Quasikontinuums abgeleitet. Die aktuelleren Konzentrationsmessungen im Plasmazentrum stammen ab Entladung # 13591 vom Johann-Spektrometer. Frühere Messungen der zentralen Wolframkonzentration, die während des Wolfram Divertor Experiments gemacht wurden, stammen von Linien von gallium- bis borähnlichen W-Ionen, die im gleichen Spektralbereich wie das Quasikontinuum liegen.

Ausgehend von Gleichung 3.6 soll in Zylindergeometrie untersucht werden, wie die Transportparameter D und v bestimmt werden können. Durch Summation über alle Ladungszustände erhält man wieder eine Beziehung in der Form einer Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n_I}{\partial t} = \frac{1}{r} r (-D_{\perp} \frac{\partial n_I}{\partial r} + v_{\perp} n_I) + S^{(0)} n^{(0)} - \alpha^{(1)} n^{(1)}. \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet $n_I = \sum n^{(z)}$ die Dichte der Verunreinigungen und $\Gamma_I = \sum \Gamma^{(z)}$ ihre Flußdichte. $S^{(0)} n^{(0)} - \alpha^{(1)} n^{(1)}$ ist der Quellterm.

Bei der Lösung dieser Gleichung sollen nur Transportprozesse senkrecht zum Magnetfeld diskutiert und eine explizite Ladungsabhängigkeit der Transportparameter vernachlässigt werden. Für $\Gamma_{I,\perp}$ folgt für einen Drift-Diffusionsansatz der Ausdruck

$$\Gamma_{I,\perp} = -D_{\perp} \frac{\partial n_I}{\partial r} + v_{\perp} n_I. \quad (3.15)$$

Mit diesem Ansatz läßt sich der im Randbereich dominierende, turbulenzgetriebene anomale Transport gut beschreiben. Im Plasmazentrum gibt es einen anomalen Teil des Transports, der hauptsächlich durch Sägezahninstabilitäten verursacht wird, während zwischen zwei Sägezähnen neoklassischer Transport dominieren sollte [31]. Neoklassische, ladungsabhängige Transporteffekte können mit obigem Ansatz indirekt behandelt werden, weil die räumliche Verteilung der Ladungszustände, vor allem für schwere Verunreinigungen, in guter Näherung durch das Temperaturprofil und damit durch r bestimmt wird.

Für stationäre, quellenfreie Verunreinigungsverteilungen gilt

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (-D_{\perp} \frac{\partial n_I}{\partial r} + v_{\perp} n_I) = 0.$$

Der quellenfreie Fall ist in der Regel für nichtzyklierende Verunreinigungen, also insbesondere für Wolfram, innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche gegeben, da

in fusionsrelevanten Randschichtplasmen nur sehr kleine Ionisationslängen auftreten. Es lassen sich also nur Aussagen über das Verhältnis von v_{\perp} und D_{\perp} , den sogenannten Driftparameter machen.

Will man D und v einzeln bestimmen, muß die Zeitentwicklung der Verunreinigungskonzentration betrachtet werden. Für den quellenfreien Fall ergibt sich durch die Integration über die Zeit in Gleichung 3.14 für die Flußdichte die Beziehung

$$\Gamma_I(r, t) = -\frac{1}{r} \int_0^r d\rho \rho \frac{\partial n_I}{\partial t} = -D_{\perp} \frac{\partial n_I}{\partial t} + v_{\perp} n_I.$$

D und v lassen sich so nach Division durch n_I aus einer Geradengleichung bestimmen, und n_I muß nicht absolut gemessen werden.

Üblicherweise werden zur Bestimmung der Transportkoeffizienten die Strahlungsprofile nach einer Verunreinigungsinjektion betrachtet. Dabei wird angenommen, daß das Plasma nicht gestört wird und die zusätzlich emittierte Strahlung nur von der Verunreinigung stammt. Deren Dichteprofile lassen sich, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, aus den entfalteten Strahlungsmessungen der Bolometer- oder der SXR-Diagnostik⁴ bestimmen. Die Bestimmung der Transportparameter für verschieden schwere Elemente mit Hilfe der SXR-Diagnostik wird in [31] dargestellt.

Für Wolfram konnte dieses Verfahren nicht angewendet werden, da W im weichen Röntgenbereich nur wenig Strahlung emittiert und die SXR-Diagnostik für die Untersuchung von Wolfram nicht empfindlich genug ist. Für die in ASDEX Upgrade auftretenden Wolframionen liegt das spektrale Emissionsmaximum im extremen Ultraviolett, so daß das Plasma massiv gestört wird, wenn eine so große Wolframmenge injiziert wird, daß eine Auswertung der SXR-Messung möglich ist. In [31] ist die entsprechende Situation für Xenon dargestellt.

Die mit dem Bolometersystem bestimmten c_W -Profile waren ebenfalls nicht genau genug. Dies liegt hauptsächlich an dem stark strahlenden Plasmarand, der die linienintegrierte Strahlungsmessung dominiert und eine exakte Bestimmung des Strahlungsprofils im Plasmazentrum erschwert. Aus diesem Grund ist in diesem Fall eine starke zeitliche Mittelung der Meßdaten notwendig, was wiederum die Bestimmung der Transportkoeffizienten erschwert.

Radiale Wolframverteilung

Abbildung 3.20 zeigt das modellierte Maximum der radialen Wolframverteilung nach einem Laserablationspuls. Grau hinterlegt sind die radialen Bereiche, in denen sich die zur Konzentrationsbestimmung beobachteten Ionisationsstufen aufhalten. Die radialen Verläufe der Transportparameter wurden dabei [32] entnommen und stammen von Messungen von D und v für leichte Verunreinigungen. Die Absolutwerte von D

⁴Mit der SXR-Diagnostik wird die Plasmastrahlung im weichen Röntgenbereich, bei Photonenenergien zwischen 0.7 und circa 10 keV entlang mehrerer Sichtlinien gemessen.

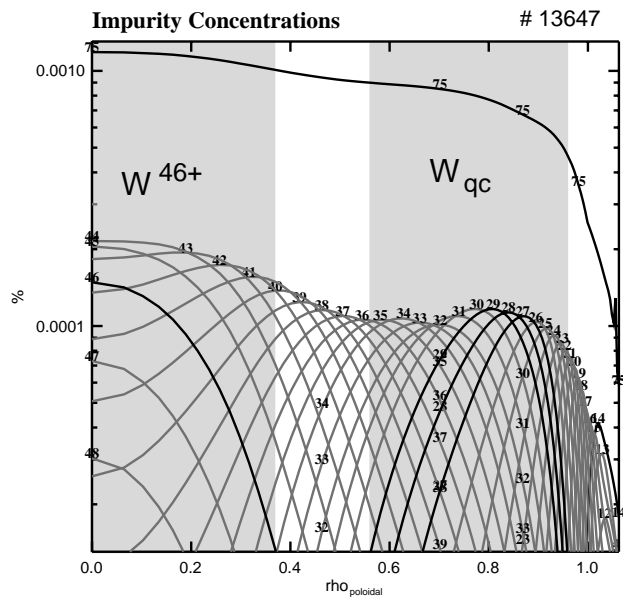


Abbildung 3.20: Radiale Verteilung der einzelnen Ionisationsstufen von Wolfram kurz nach einem Laserablationspuls. Die dunkler eingezeichneten Linien stellen die Ionisationsstufen dar, die spektroskopisch beobachtet wurden. Entsprechend stellen die grau hinterlegten Flächen die Bereiche dar, in denen die Wolframkonzentration gemessen wird.

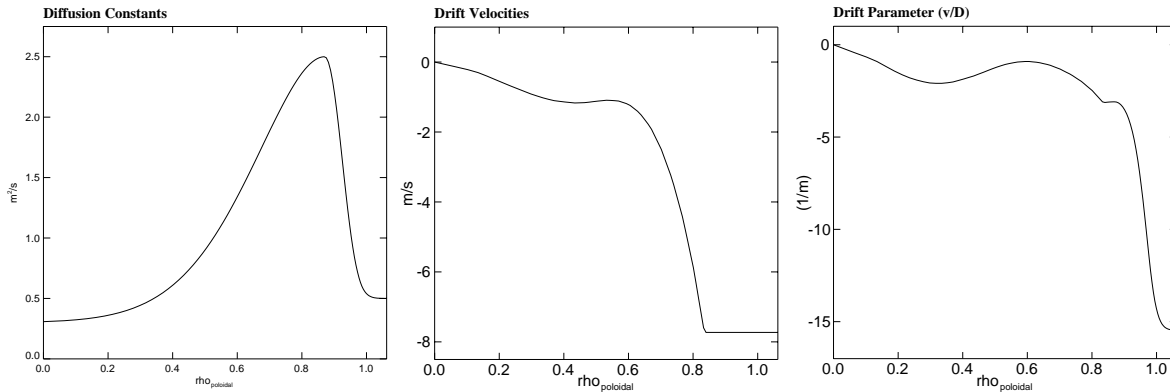


Abbildung 3.21: Radialer Verlauf der zur Modellierung der in Abbildung 3.20 gezeigten radialen Konzentrationsprofile benutzten Transportparameter. Eine negative Driftgeschwindigkeit bedeutet dabei eine Einwärtsdrift.

und v wurden bei festgehaltener Quellstärke so an die Messungen angepaßt, daß die zentrale, mit dem Johann-Spektrometer gemessene Wolframkonzentration richtig wiedergegeben wurde. Als Zufluß in den Modellierungen wurde dabei die gemessene ablatierte Wolframmenge eingesetzt. Aus der Rechnung erhält man für den zentralen Bereich ein c_W von $1.15 \cdot 10^{-5}$, die Messung mit dem Johann-Spektrometer liefert ein $c_{W, \text{Joh}}$ von $1.2 \cdot 10^{-5}$. Ein entsprechender Vergleich am Rand liefert für die Modellierung $c_W = 7 \cdot 10^{-6}$ und die Messung $c_{W, \text{GI}} = 5 \cdot 10^{-6}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die modellierten Konzentrationen mit den Messungen gut überein. Die radialen Verläufe des angepaßten Diffusionskoeffizienten D und der Driftgeschwindigkeit v sind in Abbildung 3.21 dargestellt.

Zeitentwicklung

Für die Entladung # 8120 wurden zusätzlich zu Modellierungen der radialen Verteilung noch Rechnungen zur Zeitentwicklung der Wolframkonzentration durchgeführt. Da die Plasmaparameter ab dem Einschalten der zweiten Neutralteilcheninjektionsquelle in guter Näherung konstant waren, kann ab diesem Zeitpunkt von einem konstanten Wolframzufluß im Divertor ausgegangen werden. Abbildung 3.22 zeigt den Verlauf der Wolframkonzentration für zwei radiale Positionen, einmal bei $\rho_{\text{pol}} = 0.8$ und einmal bei $\rho_{\text{pol}} = 0.2$. In der Modellierung wurde zunächst versucht, die Entwicklung der Wolframkonzentration nur mit einem Diffusionsterm zu beschreiben. Während dieser zur Beschreibung der Randmessung ausreicht, ist es für eine korrekte Beschreibung der zentralen Wolframkonzentration nötig, einen Driftterm einzuführen. Dabei wurde als Ansatz der in Abbildung 3.23 gezeigte Driftparameter gewählt. Die Motivation dabei war, den radialen Bereich, in dem eine Drift auftritt, möglichst klein zu halten. In diesem Bereiche wurde der Driftparameter als proportional zu ρ_{pol} angesetzt, wobei

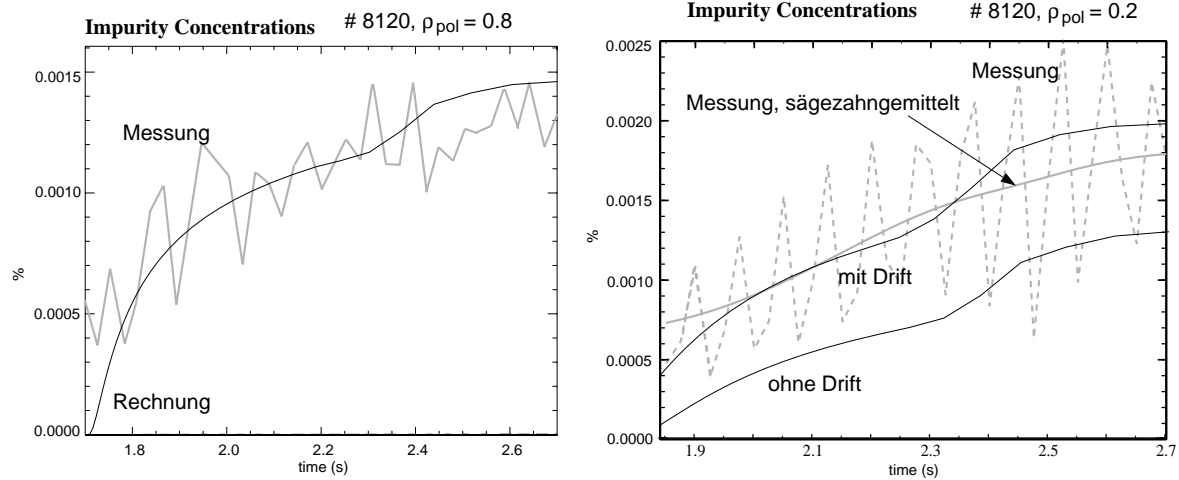


Abbildung 3.22: Zeitlicher Verlauf der Wolframkonzentrationen an zwei radialen Positionen, für $\rho_{pol} = 0.8$ und $\rho_{pol} = 0.2$. Der berechnete Verlauf stimmt gut mit der Modellierung überein, allerdings muß zur richtigen Berechnung der zentralen Konzentration zusätzlich zur Diffusion noch ein Driftterm angenommen werden.

das Maximum dort liegt, wo die Diffusionskonstante maximal ist. Das Vorzeichen des Driftparameters folgt aus experimentellen Beobachtungen von Einwärtsdriften.

Die zur Modellierung verwendeten Transportparameter D und v sind in Abbildung 3.23 dargestellt.

Schlußfolgernd läßt sich sagen, daß sich normale Entladungen mit nicht allzu stark variierenden Transportparametern gut beschreiben lassen. Diese nehmen auch im Plasmazentrum anomale Werte an. Untersuchungen mit Gaspuffexperimenten im Plasmazentrum zeigen, daß die gemessenen Werte der Transportparameter zwischen einzelnen Sägezähnen recht gut mit den neoklassischen Vorhersagen übereinstimmen [45].

Es gibt jedoch auch Entladungen, etwa mit reduzierter Beschleunigungsspannung der Neutralteilchenheizung, wo D und v deutlich abweichende Werte annehmen und gänzlich andere Transportvorgänge vorzuherrschen scheinen.

3.7 Zusammenfassung

An ASDEX Upgrade stehen zwei Spektrometer zur Messung der Wolframkonzentration c_W im Hauptplasma zur Verfügung. Das Grazing-Incidence-Spektrometer arbeitet dabei im extremen Ultraviolett und das Johann-Spektrometer im weichen Röntgenbereich. Dabei werden unterschiedliche Ionisationsstufen von Wolfram beobachtet, deren räumliche Verteilung in erster Linie vom Temperaturprofil bestimmt wird, wodurch eine Messung von c_W an zwei radialen Positionen möglich ist. Durch die Inbetriebnahme des Johann-Spektrometers konnte die Nachweisempfindlichkeit von Wolfram um einen Fak-

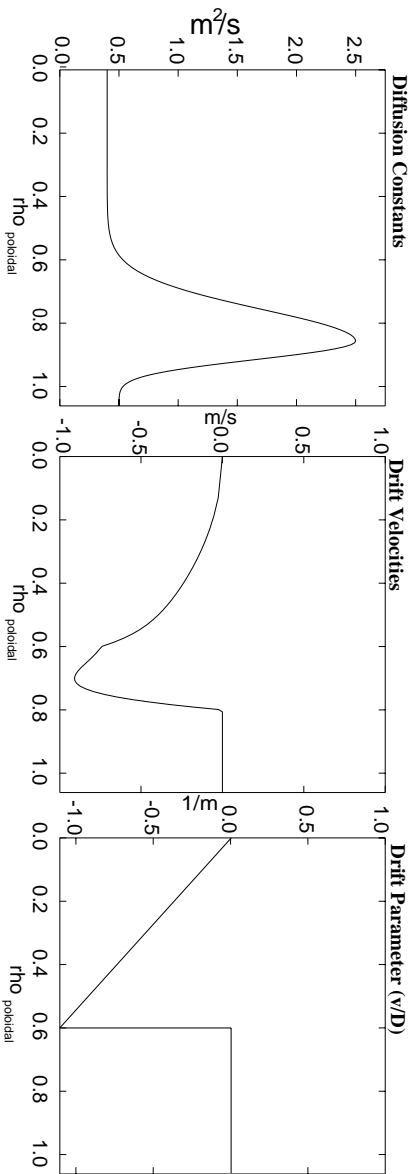


Abbildung 3.23: Radialer Verlauf der zur Modellierung der in Abbildung 3.20 gezeigten radialen Konzentrationsprofile.

tor fünf gesteigert werden, wodurch eine routinemäßige Messung der Wolframkonzentration während des Wolfram-Hitzschild-Experiments möglich war. Die Spektrometer wurden über eine Kreuzkalibrierung der Spektren mit dem vom Bolometer gemessenen Gesamtstrahlungsanstieg nach einer Wolfram-Injektion kalibriert.

Ein Vergleich der gemessenen Eindringwahrscheinlichkeiten für verschiedene Stellen ergab keine Abhängigkeit von der poloidalen Position, insbesondere nicht für Hoch- und Niederfeldseite an gegenüberliegenden Positionen bei identischen Entladungen und gleichem Injektionsmechanismus.

Die während des Wolfram-Hitzschild-Experiments gemessenen Wolfram-Konzentrationen waren sehr klein und lagen für Standardentladungen immer unter der Nachweisgrenze des Grazing-Incidence-Spektrometers. In den Messungen mit dem Johann-Spektrometer lag c_w bis auf zwei exotische Entladungen immer unter $4 \cdot 10^{-6}$ und damit zwei Größenordnungen unter der maximal an ASDEX Upgrade tolerierbaren Konzentration. Eine Analyse mit dem Verunreinigungstransportcode STRAHL zeigt, daß sich die gemessenen Konzentrationen in normalen Entladungen gut durch ein einfaches Drift-Diffusionsmodell beschreiben lassen, bei dem allerdings die Transportparameter D_{\perp} und v_{\perp} anomale Werte annehmen.

Untersuchungen mit der Sublimationssonde

Während an ASDEX Upgrade im Hauptraum mit der Laserablation [54] eine etablierte Methode zur kontrollierten Injektion metallischer Verunreinigungen existiert, war es bislang im Divertorbereich nur möglich, gasförmige Verunreinigungen, typischerweise Edelgase oder Methan, über Ventile einzublasen. Um dort auch metallische Verunreinigungen, insbesondere Wolfram, injizieren zu können, wurde eine Sublimationssonde entwickelt. Mit ihr ist es möglich, Metallcarbonyle zu sublimieren und über ein steuerbares Ventil ins Plasma einzublasen. Dies eröffnet die Möglichkeit zu einer Vielzahl von Untersuchungen, zum Beispiel der Eichung des Metallzuflusses am Zufluß von Sauerstoff oder Kohlenstoff oder der Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens.

Carbonyle [80] sind Verbindungen von Kohlenmonoxidmolekülen mit einen oder mehreren Metallatomen. Sie sublimieren im Vakuum, sind an Luft leicht entzündlich, dissoziieren leicht und sind wegen der dabei stattfindenden Freisetzung von Kohlenmonoxid giftig.

In den vorgestellten Untersuchungen wurde Wolfram-, Molybdän- und Eisencarbonyl (genauer: Dieisennonacarbonyl) eingesetzt. Dabei wurden typischerweise rund 200 mg Carbonyl in die Sonde eingefüllt. In Tabelle 4 sind einige Eigenschaften der Carbonyle sowie die jeweilige Betriebstemperatur des Ofens aufgeführt.

4.1 Aufbau, Kalibration und Betrieb

4.1.1 Sublimationssonde

Die Sonde besteht im wesentlichen aus einem heizbaren Gefäß für das Carbonyl sowie einem steuerbaren Ventil. Ein erstes Sondendesign wurde an ASDEX Upgrade in Divertor I eingesetzt, der Umbau zu Divertor II [82] machte jedoch eine Neukonstruktion der Sonde nötig. Diese ist nun so aufgebaut, daß sie mit geringen Modifikationen im Di-

Carbonyl	Dieisennonacarbonyl	Molybdäncarbonyl	Wolframcarbonyl
	$\text{Fe}_2(\text{CO})_9$ goldgelbe Blättchen	$\text{Mo}(\text{CO})_6$ farblose Kristalle	$\text{W}(\text{CO})_6$ farblose Kristalle
T_{dis}	100 °C	150 °C	180 °C
T_{Ofen}	70 °C	70 °C	70-110 °C
p_{vap}		0.13 hPa (20 °C)	1.44 hPa (67 °C)

Tabelle 4.1: *Konsistenz, Dissoziationstemperatur und Dampfdruck der eingesetzten Carbonyle [80, 81] sowie typische Betriebstemperaturen der Sublimationssonde.*

vertor und im Hauptraum eingesetzt werden kann. Abbildung 4.1 zeigt die Positionen der beiden verwendeten Manipulatorsysteme im Gefäß von ASDEX Upgrade.

Beide Sonden sind im Prinzip gleich aufgebaut, so daß im folgenden nur der Aufbau der Sonde für Divertor II beschrieben wird. Der Aufbau der Sonden wird ebenfalls in [13] behandelt, dort ist auch die Sonde für Divertor I beschrieben.

Der Aufbau der Sonde ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Sondenkörper besteht aus einer Kupfer-Bronze Legierung (CuAlNi), wobei für das Carbonyl ein Volumen von circa 2 cm³ zur Verfügung steht. An der Sondenvorderseite ist eine Kappe aus Kohlefaserverstärktem Graphit (CFC) angebracht, die plan mit der Divertoroberfläche abschließt. Als zusätzlicher Schutz vor Wärmeflüssen aus dem Plasma ist zwischen der Kappe und dem Sondenkörper noch ein Hitzeschild aus Aluminium eingebaut. Beim Einsatz am Divertormanipulator wird das hintere Ende der Sonde vom Manipulatorkühlsystem aktiv gekühlt. Die Sonde wurde in Entladungen mit 15 MW Neutralteilchenheizung bei Wärmeflüssen auf die Prallplatten im Divertor von bis zu 3 MW/m² eingesetzt, ohne beschädigt zu werden. Die Ofentemperatur änderte sich dabei um weniger als 5 °C.

Für den Einsatz am Mittelebenenmanipulator wurde zusätzlich eine Hülse aus Feinkorngraphit gebaut, die vorne durch eine Kappe aus CFC abgeschlossen ist.

Die Heizung des Hohlraums geschieht durch mehrere Heizwendeln mit einer Leistung von 12 W um den oberen Bereich des Ofens. Die Sonde kann bei Temperaturen von bis zu 150 °C benutzt werden, wobei im normalen Betrieb mit Temperaturen zwischen 50 und 110 °C, typischerweise bei 70 °C, gearbeitet wurde. Die Temperatur wird über einen SMT 160-30 Temperatursensor gemessen, der ein Rechtecksignal mit einem der Temperatur proportionalen Tastverhältnis erzeugt. Durch die Überlagerung der Versorgungsspannung mit dem Rechtecksignal wurde die Anzahl der benötigten Leitungen auf vier beschränkt. Die Schaltung der Sondenelektronik ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die Ofentemperatur wird über ein SIMATIC Steuersystem geregelt, welches auch die Ansteuerung der Ventilschleife übernimmt.

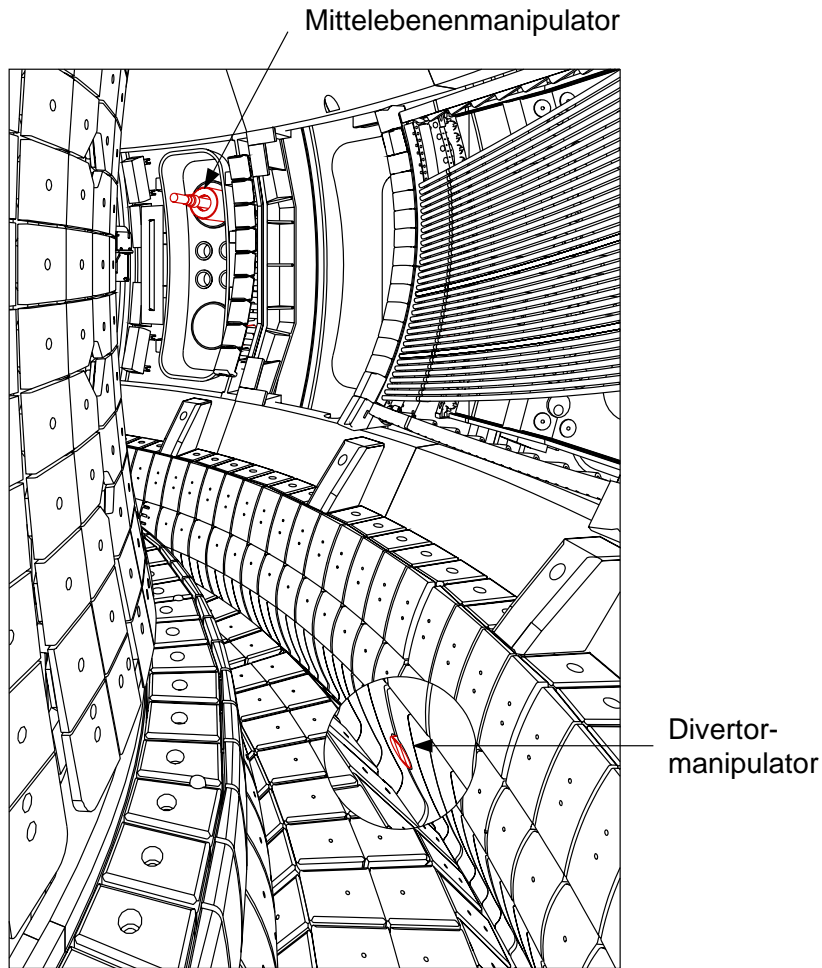


Abbildung 4.1: Positionen des Mittlebenen- und Divertormanipulatorsystems an ASDEX Upgrade.

Der Öffnungsmechanismus der Sonde ist in Abbildung 4.4 skizziert. Im Toroidalfeld von ASDEX Upgrade wirkt ein Drehmoment auf die Spule, sobald ein Strom hindurchfließt, und der daran befestigte Stempel öffnet das Ventil. Der Schließmechanismus besteht aus einer Blattfeder. Es stellte sich als sehr wichtig heraus, daß das Ventil absolut dicht schließt, da sonst austretendes Carbonyl vor der Ventilöffnung auskristallisiert und diese verstopft. Die Schließfeder war so eingestellt, daß am Testaufbau selbst bei Atmosphärendruck in der Sonde über einen Tag kein Druckabfall feststellbar war. Der Stempel des Ventils besteht aus Vespel mit integriertem Dichtstopfen aus Viton (siehe Abbildung 4.4). Das Anfangs verwendete Verfahren mit einem in die Ventilbohrung eingeklebten Viton-Dichtung war zu unzuverlässig, weil der verwendete Silikonklebstoff bei den in der Sonde erreichten Temperaturen Blasen warf und undicht wurde.

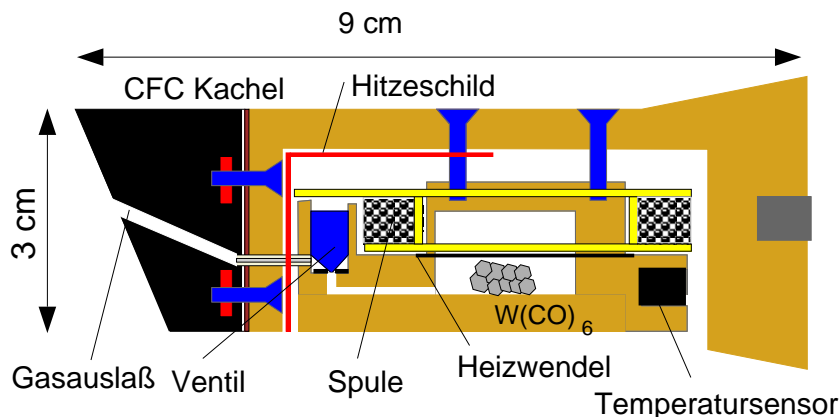


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau der Sublimationssonde für Divertor II.

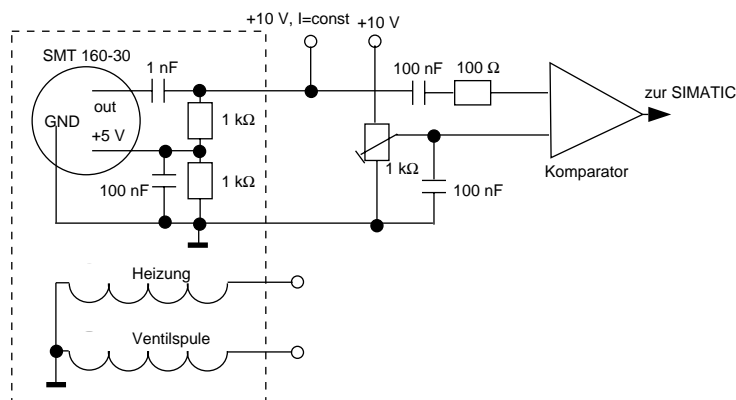


Abbildung 4.3: Schaltplan der Sondenelektronik. Die gestrichelt gekennzeichnete Bauteile befinden sich in der Sonde, die anderen Bauteile sind mehrere Meter davon entfernt.

4.1.2 Optisches System

Das mit Divertor I zur Beobachtung der mit der Sublimationssonde injizierten Verunreinigungen verwendete Randschichtspektrometer [35] war für das neue Divertordesign nicht mehr geeignet, weil die Öffnung der Sonde in Divertor II durch das Retentionmodul abgeschattet wird. Aus diesem Grund wurde unter dem Dombaffle (siehe Anhang) ein faseroptisches System zur direkten Beobachtung der Sonde eingebaut.

Das System besteht aus 25 Quarz-Lichtleitern, die mit Spiegeln auf die Sondenvorderseite fokussiert werden. Der Aufbau eines Teils des Spiegelsystems für fünf Lichtleiter und das Muster der projizierten Sehstrahlen ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die räumliche Anordnung dieser Sehstrahlen ist dabei so gewählt, daß ein möglichst großer Teil der ausgesandten Strahlung der in Strömungsrichtung des Plasmas abfließenden

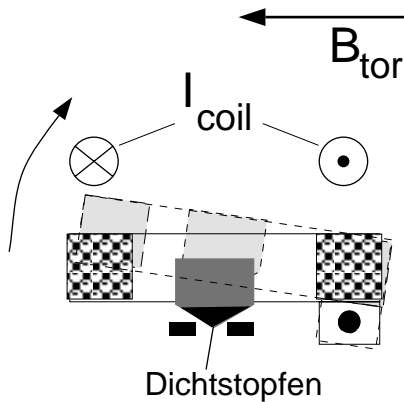


Abbildung 4.4: Funktionsprinzip des Ventils. Wird der Spulenstromkreis geschlossen, wirkt ein Drehmoment auf die Spule und das Ventil öffnet sich. Der Dichtstopfen ist direkt in den Ventilstempel integriert um eine möglichst gute Ventildichtigkeit zu erreichen.

Verunreinigungen beobachtet werden kann. Die Lichtleiter können über ein optisches Steckbrett an verschiedene Spektrometer angeschlossen werden. In der Praxis wurde ein Ein-Meter Czerny-Turner Spektrometer verwendet, welches das am besten geeignete Verhältnis aus Wellenlängenbereich und Auflösung aufwies.

Allerdings besitzt dieses Spektrometer nur zehn Kanäle, so daß zur kompletten Messung des gesamten Arrays drei identische Entladungen mit verschiedenen Lichtleiteranordnungen notwendig waren. Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der verschiedenen Messungen war ein Kanal bei den dabei verwendeten Lichtleiteranordnungen fest belegt.

Die gesamte Optik wurde mit einer Ulbrichtkugel für die drei verwendeten Standardlichtleiterkonfigurationen für die jeweiligen Wellenlängenbereiche von Wolfram, Molybdän und Eisen kalibriert, um eine spektroskopische Zuflußmessung zu ermöglichen.

Die Optik ist nicht nur zur Beobachtung der Flüsse von der Sublimationssonde geeignet, es konnten auch Messungen mit Erosionssonden durchgeführt werden [83].

4.2 Grundlegende Messungen im Divertor

Wie bereits erwähnt, wurde die Sonde mit Wolfram-, Molybdän- und Eisencarbonyl betrieben. Im Hinblick auf die Relevanz von Wolfram als möglichem Wandmaterial kam dabei Wolframcarbonyl am häufigsten zum Einsatz. Frühere Erosionsmessungen während des Wolfram-Divertor-Experiments mit dem Randschichtspektrometer in Divertor I zeigten [84], daß die 400.9 nm Linie von neutralem Wolfram gut zur Zuflußmessung geeignet ist. Zur Bestimmung des Molybdänflusses wurde die an ALCATOR C-

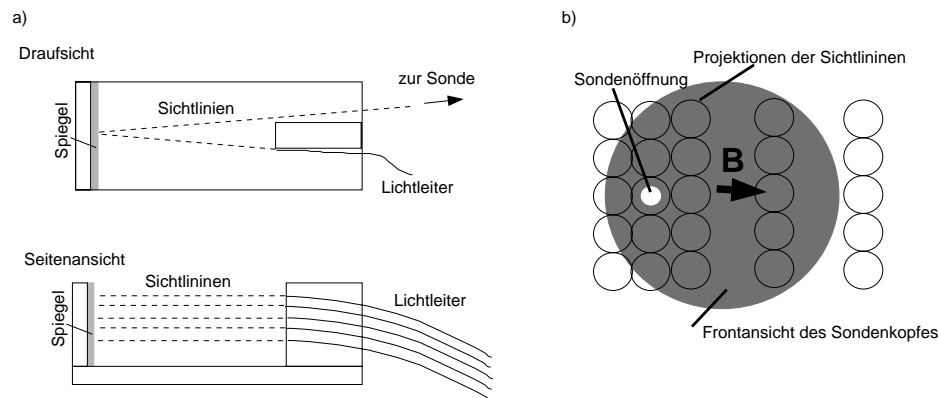


Abbildung 4.5: a) Draufsicht und Seitenansicht eines Halters für die Lichtleiter mit fokussierendem Spiegel. b) Auf die Sondenvorderseite projiziertes Muster der Sehstrahlen. Die räumliche Anordnung der Sehstrahlen ist so gewählt, daß ein möglichst großer Teil der austretenden Verunreinigungen sichtbar ist.

Mod bei Erosionsmessungen verwendete [7] Mo I Linie bei 386.4 nm beobachtet. Im Falle von Eisencarbonyl wurde eine intensive Linie bei 386.0 nm gewählt. In Abbildung 4.6 sind die Zeitverläufe der für die drei verwendeten Substanzen gemessenen Spektren zusammen mit den jeweiligen Ventilöffnungszeiten dargestellt. Die Wellenlänge ist in den Abbildungen nach rechts, die Zeit nach oben aufgetragen. Man erkennt, daß jeweils zum Zeitpunkt der Ventilöffnung eine oder mehrere Linien des Metalls auftreten. Befinden sich im betrachteten Spektralbereich Linien von Sauerstoff oder Kohlenstoff, die ja schon als intrinsische Verunreinigungen vorhanden sind, beobachtet man einen Anstieg der Intensität dieser Linien. Linien anderer Elemente zeigen nur dann eine Variation, wenn sich die Entladungsparameter während der Ventilöffnung ändern. Man erkennt allerdings auch, daß die Metalllinien beim Schließen der Sonde nicht ganz verschwinden. Das liegt vermutlich daran, daß sich Carbonyl auf dem relativ langen Weg durch das poröse CFC Material an der Wand niederschlägt und so noch nach Schließung der Ventils ausdampft. Bis zur nächsten Entladung war der Austrittskanal immer wieder sauber. Da die Linien aber während der gesamten Entladung gemessen wurden und so eine genaue Bestimmung der eingeblasenen Carbonylmenge möglich war, stellte dies keine starke Einschränkung bei den Experimenten dar.

4.2.1 Zuflüsse und S/XB -Verhältnisse

Ein möglicher Einsatz der Sublimationssonde ist die bereits erwähnte Kalibrierung des Zuflusses der Metallatome am Zufluß von Kohlenstoff oder Sauerstoff beziehungsweise die dazu äquivalente Bestimmung des S/XB -Verhältnisses für Wolfram. Im Gegensatz zu den schweren Metallen sind die atomaren Daten für die leichten Elemente in der Regel besser bekannt.

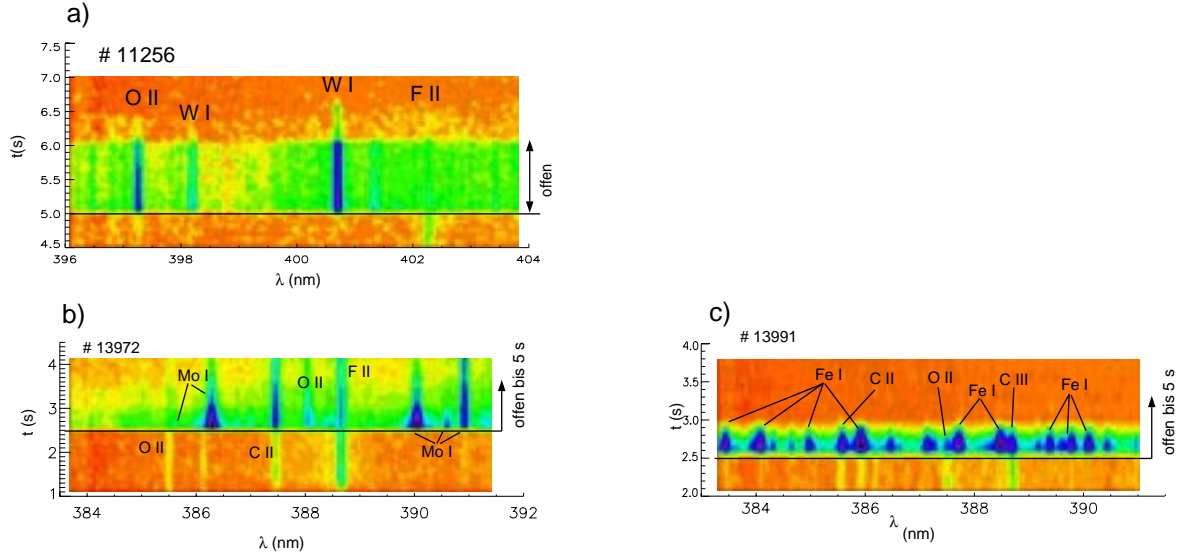


Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der Spektren bei der Injektion von Wolframcarbonyl (a), Molybdäncarbonyl (b) und Eisencarbonyl (c), für die Sichtlinie, die direkt auf die Sondenöffnung gerichtet ist.

Diese Zuflußmessungen von Verunreinigungen werden jedoch durch das Vorhandensein metastabiler Zustände [85] erschwert. Die Zeit zum Erreichen des Gleichgewichts zwischen diesen Metastabilen und dem Grundzustand ist in der Randschicht von Fusionsplasmen von der gleichen Größenordnung wie die Ionisationszeit. Dies bedeutet, daß zur Berechnung der Besetzung der metastabilen Zustände nicht nur deren Anregung aus dem Grundzustand, sondern auch deren Entstehung bei der Ionisation und Rekombination berücksichtigt werden muß. Da hier nur der Fall von Verunreinigungszufluß behandelt werden soll, können im folgenden Rekombinationsterme vernachlässigt werden. Zur Bestimmung des Zufusses muß also in den Quelltermen der zu lösenden Kontinuitätsgleichung über alle metastabilen Zustände summiert werden. Man erhält für jede Ladungsstufe die Beziehung

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\sigma}^{(z)}}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_{\sigma}^{(z)} = & \sum_{\sigma''} n_e S_{\sigma'' \rightarrow \sigma}^{(z-1, z)} n_{\sigma''}^{(z-1)} - \sum_{\sigma'} n_e S_{\sigma \rightarrow \sigma'}^{(z, z+1)} n_{\sigma}^{(z)} \\ & + \sum_{\nu} n_e C_{\nu \rightarrow \sigma}^{(z, z)} n_{\nu}^{(z)} - \sum_{\nu} n_e C_{\sigma \rightarrow \nu}^{(z, z)} n_{\sigma}^{(z)}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnen die tiefgestellten Indizes jeweils den metastabilen Zustand σ beziehungsweise ν und die hochgestellten Indizes den Ladungszustand z . Die Parameter S stehen für die jeweiligen Ionisationskoeffizienten, die C für die Stoß-Strahlungskoeffizienten für Übergänge zwischen den einzelnen Metastabilen σ und ν für ein festes z .

Zur Lösung dieses Gleichungssystems summiert man zunächst über alle metastabilen Zustände einer Ladungsstufe und danach über alle Ladungszustände von 0 bis Z , wobei Z die höchste im beobachteten Volumen vorkommende Ladungsstufe ist. Nachdem sich ein stationärer Zustand eingestellt hat, kann man entlang der Zuflußrichtung integrieren und erhält unter der Annahme, daß sich der Fluß nicht lateral aufweitet, den Ausdruck

$$\sum_{z=0}^Z \Gamma^{(z)}(R) - \sum_{z=0}^Z \Gamma^{(z)}(0) = - \int dl \sum_{\sigma} n_e S_{\sigma}^{(Z,Z+1)} n_{\sigma}^{(Z)}.$$

Wird Z so gewählt, daß bei R bereits alle besetzten Ionisationszustände eine Ladung größer als Z besitzen und außerdem aus der Quelle keine Ionen mit einer Ladung größer als Z austreten, so verschwindet $\sum_z \Gamma^{(z)}(R)$ in obiger Gleichung und man erhält für den Fall, daß kein Fluß zurück zur Quelle stattfindet für den gesamten Verunreinigungsfluß die Gleichung

$$\Gamma^{in} = \sum_z \Gamma^{(z)} = \int_0^R dl n_e \sum_{\sigma} S_{\sigma}^{(Z,Z+1)} n_{\sigma}^{(Z)}. \quad (4.2)$$

Betrachtet man im Fall niedriger Dichte, also unter Vernachlässigung von Stößen von Atomen in angeregten Zuständen, das Gleichgewicht zwischen Strahlungsabregung und Elektronstoßanregung aus dem metastabilen Niveau σ , so gilt:

$$\sum_{f < i} A_{if} n_i^{(Z)} = n_e X_{\sigma \rightarrow i} n_{\sigma}^{(Z)},$$

wobei die A_{if} die Einsteinkoeffizienten für den Übergang von i nach f sind und die $X_{\sigma \rightarrow i}$ die Anregungskoeffizienten darstellen. Der Übergang $i \rightarrow f$ stammt dabei aus dem Spinsystem des metastabilen Niveaus. Die Anregungs- und Ionisationsraten sind dabei stark temperatur- und im geringeren Ausmaß auch dichteabhängig. Für die Anzahl der pro Volumeneinheit in den gesamten Raumwinkel emittierten Photonen $\varepsilon_{Ph,i \rightarrow j}$ des entsprechenden Übergangs gilt

$$\varepsilon_{Ph,i \rightarrow j} = \frac{I}{h\nu} = \frac{A_{i,j}}{\sum_f A_{i,f}} n_e X_{\sigma \rightarrow i} n_{\sigma}.$$

Dabei ist

$$B_{\sigma,i \rightarrow f} = \frac{A_{i,j}}{\sum_f A_{i,f}}$$

das sogenannte Verzweigungsverhältnis des betrachteten Übergangs. Durch Einsetzen der obigen Beziehung in Gleichung 4.2 erhält man für den Verunreinigungsfluß die Beziehung

$$\Gamma = \sum_{\sigma} \frac{1}{B_{\sigma,i \rightarrow f}} \frac{S_{\sigma}^{(Z,Z+1)}}{X_{\sigma \rightarrow i}} I_{\sigma,i \rightarrow j} \quad (4.3)$$

bei der also noch über die einzelnen metastabilen Zustände summiert werden muß. Bei der Integration in Gleichung 4.2 wurde angenommen, daß Temperatur und Dichte und damit die A_{if} und $X_{\sigma \rightarrow i}$ im Bereich, in dem die Ladungsstufe Z dominiert, näherungsweise konstant sind. $I_{\sigma, i \rightarrow j}$ ist dabei die in Verunreinigungsflußrichtung linienintegrierte Anzahl der pro Volumen in den gesamten Raumwinkel emittierten Photonen $\varepsilon_{Ph, i \rightarrow j}$ des entsprechenden Übergangs. Im Prinzip muß also für eine spektroskopische Zuflußmessungen von Verunreinigungen die Strahlung auf einem Übergang innerhalb jedes einzelnen Spinsystems gemessen werden.

Gibt es keine Metastabilen, so vereinfacht sich obige Beziehung für den Zufluß einer Verunreinigung zu

$$\Gamma = \frac{S}{XB} I$$

mit dem Ionisationskoeffizienten S , dem Anregungskoeffizienten X und dem Verzweigungsverhältnis B . Das Verhältnis S/XB beschreibt also die Anzahl der pro emittiertem Photon stattfindenden Ionisationen. Im Fall mehrerer metastabiler Zustände kann die Summe in Gleichung 4.3 mit einem effektiven S/XB -Verhältnis, $S/XB|_{eff} = f_{\sigma} S/XB|_{\sigma}$, dargestellt werden, so daß man die Beziehung

$$\Gamma = \frac{S}{XB} \Big|_{eff} I_{\sigma}$$

mit der Intensität nur einer Linie eines metastabilen Zustandes für den Verunreinigungsfluß erhält. f_{σ} ist dabei der relative Anteil des betrachteten metastabilen Zustands an der gesamten Besetzung.

Im folgenden soll die Bestimmung des S/XB Verhältnisses der 400.9 nm W I Linie mit Hilfe der Sublimationssonde vorgestellt werden. Betrachtet wurde dazu neben der Wolframlinie auch noch eine Linie von einfach geladenem Sauerstoff O II bei 397.3 nm. Durch die Verwendung dieser Sauerstofflinie werden Probleme durch unterschiedliche Dissoziationskanäle beim Zerfall von Wolframcarbonyl im Plasma umgangen oder zumindest reduziert, da die Wahrscheinlichkeit, daß bei der Dissoziation von $W(CO)_6$ direkt ein zweifach geladenes Sauerstoffion entsteht, relativ gering sein sollte. Über den genauen Dissoziationsprozeß von $W(CO)_6$ in Plasmen ist nichts bekannt. Aufgrund der Bindungsverhältnisse und von Gaspuffexperimenten an TEXTOR [86] kann jedoch vermutet werden, daß bei der Dissoziation neben neutralem Wolfram hauptsächlich CO und CO^+ mit der entsprechenden Anzahl freier Elektronen gebildet wird. Elektronenstoß-Ionisationsprozesse von W I sind in [87] dargestellt. Bei Stoßprozessen von Elektronen mit CO [88] und CO^+ entstehen vornehmlich die jeweiligen neutralen Atome und einfach geladenen Ionen [89, 90]. Über eine direkte Bildung von O^{++} wird in diesen Referenzen nicht berichtet, so daß durch Beobachtung von O II der gesamte Sauerstoffzufluß gemessen werden sollte. O II besitzt drei metastabile

Zustände, so daß für den O-Fluß der Ansatz

$$\Gamma_{OII} = \frac{S}{XB} \Big|_{OII,eff} I_{OII} \quad (4.4)$$

mit einem effektiven S/XB -Verhältnis gemacht werden muß. W I besitzt ebenfalls metastabile Zustände [91], so daß auch hier die Beziehung

$$\Gamma_{WI} = \frac{S}{XB} \Big|_{WI,eff} I_{WI}$$

gilt. Damit folgt, unter Berücksichtigung des stöchiometrischen Verhältnisses von W und O in $W(CO)_6$, für das gesuchte effektive S/XB -Verhältnis von Wolfram

$$\frac{S}{XB} \Big|_{WI,eff} = \frac{1}{6} \frac{S}{XB} \Big|_{OII,eff} \frac{I_{OII}}{I_{WI}}. \quad (4.5)$$

Es ist also nur eine Bestimmung des Verhältnisses der O II und W I Intensitäten und damit keine Absolutkalibration des Spektrometers notwendig. Die zur exakten Bestimmung des Sauerstoffflusses notwendige spektroskopische Beobachtung aller metastabilen Sauerstoffionen war mit dem verwendeten experimentellen Aufbau nicht möglich. Laut [92] emittieren $f_\sigma = 29\%$ der Sauerstoffionen die gemessene Linie, so daß das effektive S/XB in Gleichung 4.4 mit dem Ausdruck

$$\frac{S}{XB} \Big|_{OII,eff} = \frac{1}{f_\sigma} \frac{S}{XB} \Big|_{OII,\sigma}$$

mit dem S/XB -Verhältnis des beobachteten Metastabilen genähert wurde. Der Wert von $S/XB|_{OII,\sigma}$ ergibt sich für die betrachtete Linie bei 397.3 nm, einer Elektronendichte von 10^{14} cm^{-3} und einer Elektronentemperatur von $T_e = 12 \text{ eV}$ im Divertor aus den Angaben in [85] als $S/XB|_{OII,\sigma} = 9.7$.

In Abbildung 4.7 sind die Emissionswolken für die O II und die W I Linien dargestellt. Hier wurde über vier aufeinanderfolgende Entladungen (# 11256 bis # 11259) gemessen, wobei die Linien auf die jeweilige Linienintensität eines für alle Entladungen festen Kanals und die Intensität der Linie von F II (vergleiche Abbildung 4.6), das als intrinsische Verunreinigung vorliegt, normiert wurden, um Einflüsse durch unterschiedliche Entladungsparameter auszugleichen. Berechnet man zur Kontrolle die in entsprechender Weise normierte Intensität der F II Linie, so sieht man im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Variation der Intensität dieser Linie über das Lichtleiterarray. Während die Emission der Wolframlinie stark lokalisiert ist, wird die O II Linie in einem wesentlich größeren Bereich emittiert.

Für eine mit Hilfe von Langmuirsonden gemessene Elektronentemperatur von 12 eV ergibt sich entsprechend Gleichung 4.5 das effektive S/XB Verhältnis für die 400.9 nm

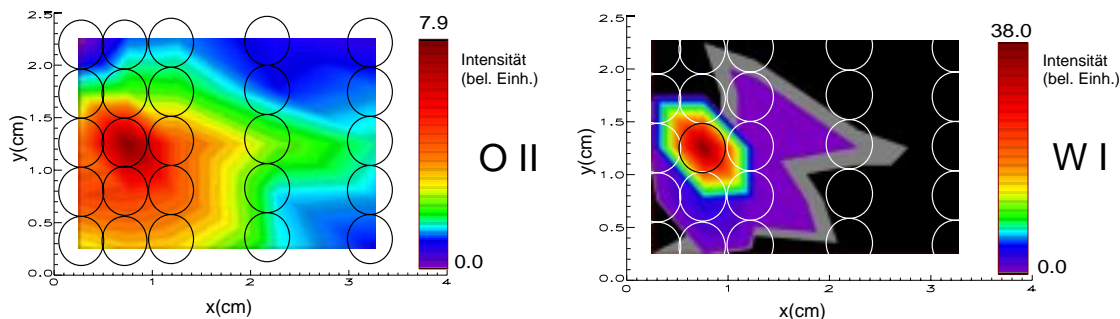


Abbildung 4.7: Räumliche Ausdehnung der emittierten Strahlung bei Injektion von Wolframcarbonyl. Aufgetragen sind die Projektionen der einzelnen Sichtlinien und die entlang der jeweiligen Sichtlinien gemessene Intensität der entsprechenden Linie. Letzteres ist der Grund für die scheinbar sechseckige Struktur der Emissionswolken.

Linie von W I als

$$\left. \frac{S}{XB} \right|_{WI,eff} = 16 \pm 10.$$

Trägt man diesen Wert in das Bild für das WI- S/XB -Verhältnis aus [93] ein, das am Berliner Plasmasimulator (PSI) für verschiedene Temperaturen bestimmt wurde, so erkennt man, wie in Abbildung 4.8 dargestellt, eine gute Übereinstimmung. Zur Bestimmung des Fehlers wurde für das Verhältnis I_{OII}/I_W eine Genauigkeit von 25 % angenommen, die sich aus der Betrachtung der Emissionswolken in Abbildung 4.7 ergibt, da für O II zur Bestimmung der gesamten Emission noch über das vorhandene Sehstrahlenarray hinaus extrapoliert werden muß. Für f_σ wurde ein Fehler von 30 % aus den Angaben in [92] geschätzt. Der Fehler von $S/XB|_{OII,\sigma}$ ist in [92] mit 50 % angegeben. Rund die Hälfte des resultierenden Fehlers wird demnach durch die Ungenauigkeit des S/XB -Verhältnisses verursacht. Eine weitere Fehlerquelle ist noch die Divertortemperatur, die jedoch bei den hier betrachteten Entladungen mit circa 12 eV ziemlich genau gleich einem Drittel der Ionisationsenergie von O II war, bei der Verunreinigungen im Divertor normalerweise leuchten [94].

Die oben vorgestellte Methode ist somit sicherlich nicht als Präzisionsmessung des S/XB Verhältnisses von Wolfram tauglich, stellt aber eine brauchbare Möglichkeit dar, Daten, die normalerweise an ganz anderen Experimenten gewonnen werden, in fusionsrelevanten Randschichtplasmen zu überprüfen.

Mit dem so überprüften S/XB -Verhältnis und der kalibrierten Beobachtungsoptik kann nun direkt der Wolframfluß aus der Sonde angegeben werden. Abbildung 4.9 zeigt ein kalibriertes Spektrum mit den zugehörigen Wolframflüssen. Typischerweise verlassen bei einer Sondentemperatur von 70 °C zwischen $5 \cdot 10^{16}$ und $1 \cdot 10^{17}$ W(CO)₆ Moleküle pro Sekunde die Sonde.

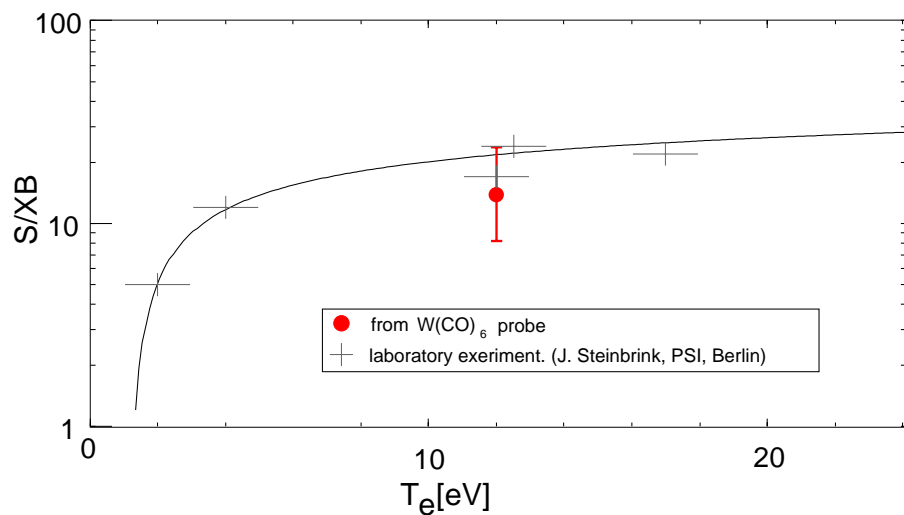


Abbildung 4.8: Am PSI [93] gemessener Verlauf des S/XB Verhältnisses der 400.9 nm Linie von $W I$ als Funktion der temperatur zusammen mit dem mit der Sublimationssonde bestimmten Wert.

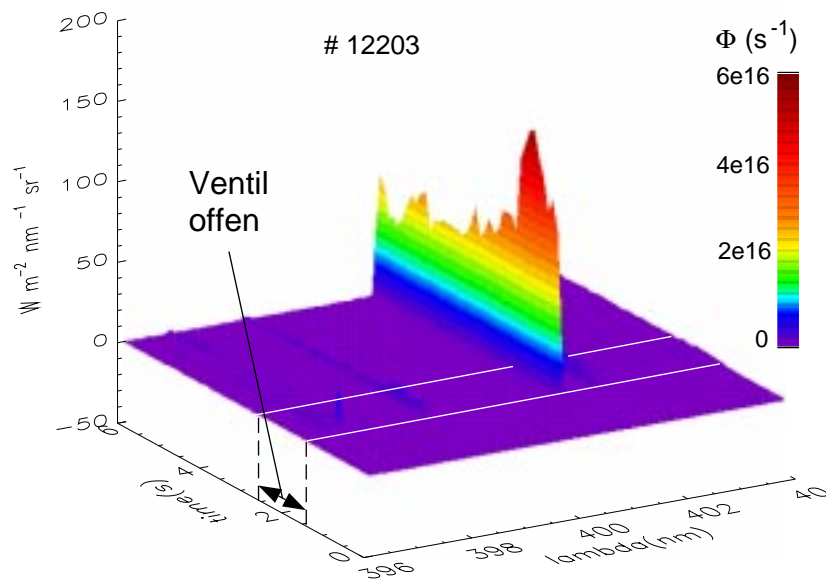


Abbildung 4.9: Beispiel für den mit der kalibrierten Optik bestimmten Wolframfluß aus der Sonde. Das Ventil war von 1.5 s bis 2.5 s geöffnet. Man erkennt, daß nach dem Schließen des Ventils noch weiteres Material ins Plasma einfließt.

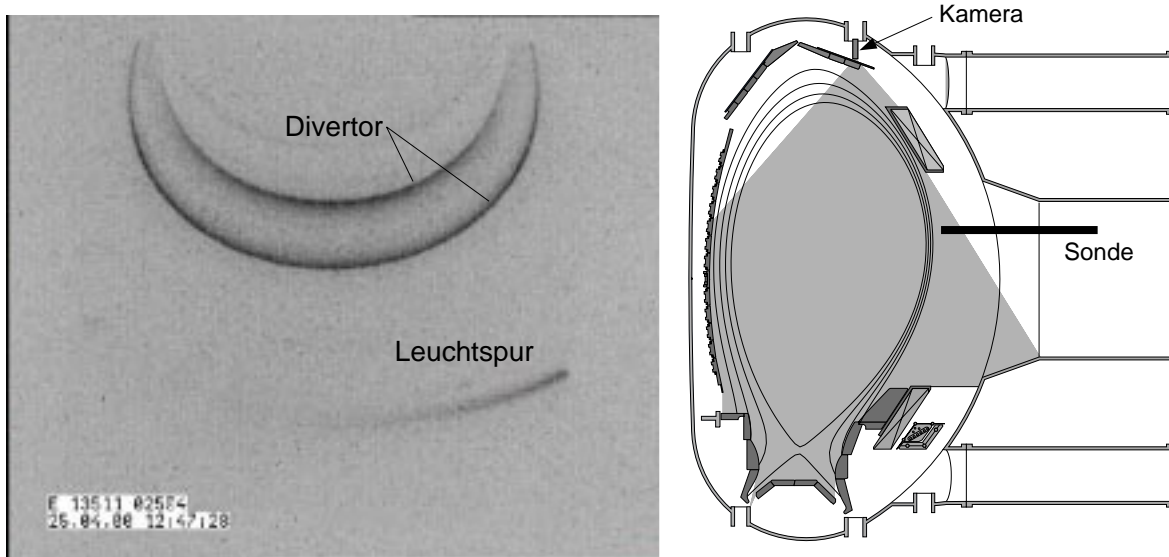


Abbildung 4.10: Beim Einsatz der Sublimationssonde im Hauptraum aufgenommenes (Negativ-) Bild des austretenden Gases. Die in Strömungsrichtung des Plasmas verlaufende Leuchtspur ist gut erkennbar. Rechts ist ein poloidaler Schnitt durch das Blickfeld der Kamera dargestellt.

4.3 Experimente im Hauptraum

Wie bereits erwähnt, kann die Sublimationssonde auch auf dem Mittelebenenmanipulator an ASDEX Upgrade verwendet werden. Dieser liegt toroidal im Bereich zwischen zwei Schutzlimitern für Antennen der Ionenzyklotronresonanzheizung. Radial war Sonde bei den Experimenten zwischen 3 und 8 mm hinter die Limitervorderkante zurückversetzt. Da im Hauptraum keine Möglichkeit zur direkten spektroskopischen Beobachtung der Sonde und damit der Verunreinigungszuflußmessung bestand, wurde angenommen, daß dieser Fluß genauso groß wie im Divertor ist. In Abbildung 4.10 ist die von einer CCD-Kamera aufgenommene Leuchtspur des aus der Sonde ausströmenden Carbonyls gezeigt. Die Kamera war mit einem BG3 Bandpaßfilter versehen, der im wesentlichen den roten Spektralbereich wegschneidet. Man erkennt, daß sich das austretende Material in Plasmaflußrichtung ausbreitet. Diese Beobachtung sollte auch die entsprechende Annahme für die Strömungsrichtung des austretenden Gases im Divertor bestätigen. Mit dem im Hauptraum eingeblasenen Wolframcarbonyl konnte zum einen die Eindringwahrscheinlichkeit von Wolfram durch die letzte geschlossene Flußfläche ins Hauptplasma und zum anderen die Abfallänge des Wolframflusses in der Abschältschicht (Scrape-Off-Layer, SOL) bestimmt werden.

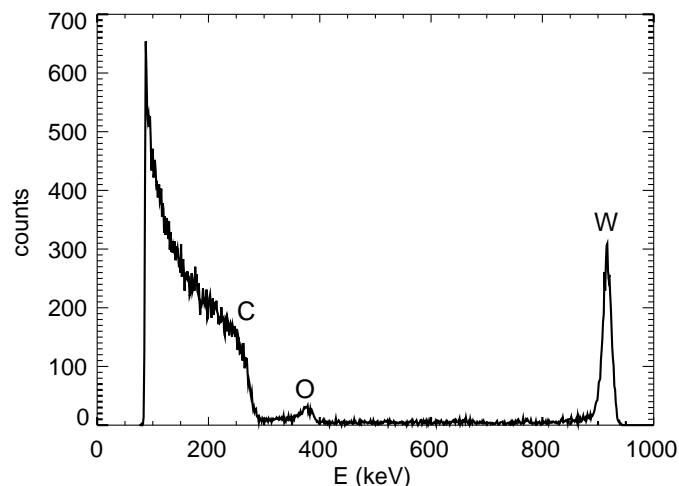


Abbildung 4.11: *Typisches RBS-Spektrum der Messung der Wolfram-Flächendichte auf der Hülle der Sublimationssonde. Man erkennt die Kohlenstoff-Rückstreuante des Hüllenmaterials, eine Sauerstofflinie und bei 918 keV die Linie von Wolfram.*

4.3.1 Abfallängen im Hauptraum

Zur Bestimmung der Abfallängen des Wolframflusses in der Abschälsschicht wurde die Flächendichte des auf der Hülle der Sublimationssonde auf der der Strömungsrichtung entgegengesetzten Seite der Sonde mittels Rutherford-Rückstreu-spektroskopie (Rutherford Backscattering Spectroscopy, RBS) bestimmt. RBS [95, 96] ist ein Verfahren zur Messung der Flächendichte von Verunreinigungen auf einem Substrat. Dazu wird typischerweise ein He^+ Ionenstrahl auf das zu untersuchende Target gelenkt und das Energiespektrum der unter einen festen Winkel von 165° rückgestreuten Ionen bestimmt, wozu üblicherweise ein Halbleiterdetektor verwendet wird. Dieses Energiespektrum ist durch die Masse der streuenden Atome auf der Substratoberfläche bestimmt. Über die Höhe der Peaks kann bei bekanntem Streuquerschnitt, Strahlstrom, Detektorraumwinkel und Detektoreffizienz die Flächendichte σ der entsprechenden Atomsorte bestimmt werden. Die Breite der Peaks wird im Fall hinreichend dünner Schichten hauptsächlich durch die Energieauflösung des Detektors bestimmt. Liegen die nachzuweisenden Atome nicht direkt an der Oberfläche, sondern im Substrat, werden die Linien aufgrund des zusätzlichen Energieverlustes der rückgestreuten Ionen zu niedrigeren Energien verschoben. Aus diesem Grund ist vom Substrat, das ja aus allen Tiefen rückstreut, auch keine Linie, sondern nur die sogenannte Rückstreuante sichtbar. Dies ist auch die Erklärung dafür, daß keine leichteren Elemente als das Substrat nachgewiesen werden können.

Abbildung 4.11 zeigt ein typisches Bild einer RBS-Messung der Sonden-hülle. Die Messung wurde mit einem 1 MeV $^4\text{He}^+$ Strahl durchgeführt. Man erkennt bei einer Rückstreuenergie von 918 keV die Wolframlinie und bei 256 keV die Rückstreuante

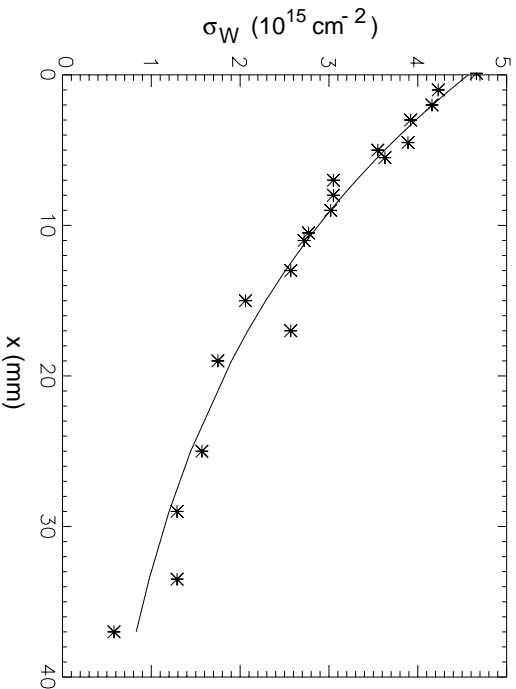


Abbildung 4.12: Verlauf der Wolfram Flächendichte aus der Sondenhülle in Abhängigkeit des großen Radius von ASDEX Uprade. Die Sonde befand sich 3 mm hinter der Limerkante, die RBS Messung wurde mit einem 1 MeV Heliumstrahl durchgeführt.

des Graphitsubstrats. Zusätzlich ist noch die Linie von Sauerstoff bei 366 keV zu sehen. In der Auswertung wurde mit SIMNRA [97] ein Fit für den Fluß der in den Detektor-Raumwinkel gestreuten Teilchen an die Kohlenstoff-Rückstrenkante durchgeführt und damit dann die Wolfram-Flächendichte σ_W an die entsprechende Rückstrenulmie angepaßt. Abbildung 4.12 zeigt den Verlauf von σ_W in Richtung des großen Radius R als Funktion des Abstands x von der Sondenorderkante. Fittet man einen exponentiellen Abfall

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right)$$

mit $x = R - R_0$ wobei R_0 die Position der Sondenorderkante und λ die Abfalllänge der Daten ist, ergibt sich, bei der untersuchten ohmschen Entladung, für λ ein Wert von

$$\lambda = 22 \text{ mm}$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit den während des Wolfram-Divertor-Experiments gefundenen Werten [98] von 11 bis 25 mm überein.

4.3.2 Eindringwahrscheinlichkeiten und Flüsse

Mit den so bestimmten Werten für die Wolfram-Flächendichte und Abfalllänge können der Wolframfluß aus dem Plasma über die letzte geschlossene Flußfläche und seine Konzentration im Plasma berechnet werden. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden,

daß die Abfallänge nur im Limiterschatten $\lambda_{lim} = 22$ mm beträgt. In der davor liegenden Abschältschicht erhält man wegen der dort anderen Verbindungslänge eine andere Abfallänge λ_{SOL} , für die die Beziehung

$$\frac{\lambda_{SOL}}{\lambda_{lim}} = \sqrt{\frac{L_{SOL}}{L_{lim}}} \quad (4.6)$$

gilt [99]. Mit einer typischen Verbindungslänge von 50 m in der Abschältschicht und 3.2 m im Limiterschatten werden aus den 22 mm Abfallänge auf der Depositionssonde 87 mm in der SOL.

Aus der Teilchenzahlerhaltung folgt für den Fluß senkrecht zum Magnetfeld aus dem Plasma

$$d\Gamma_{\perp} \frac{L}{2} dr = \Gamma_{\parallel} dr dR.$$

Dabei bezeichnet Γ_{\perp} den Fluß senkrecht zu den Feldlinien aus dem Plasmazentrum, Γ_{\parallel} den Fluß parallel zu \mathbf{B} in der Abschältschicht beziehungsweise im Limiterschatten. $\frac{L}{2}$ ist die halbe Verbindungslänge von der Sonde zum Limiter, wobei angenommen wird, daß der senkrechte Fluß parallel zum Magnetfeld gleichmäßig in beide Richtungen abfließt. R ist der große, r der kleine Plasmaradius. Aus $\sigma_W = \Gamma_{\parallel} t$ mit der Aufsammelzeit t folgt durch Integration über R

$$\Gamma_{\perp}(R) = \frac{\lambda_{lim} \sigma_{W,0}}{tL/2} \exp\left(-\frac{R - R_0}{\lambda}\right). \quad (4.7)$$

λ_{lim} ist dabei die Abfallänge im Limiterschatten, R_0 die Position der Sondenvorderkante und $\sigma_{W,0}$ die dort gemessene Wolfram-Flächendichte.

In der Mittelebene eingeblasenes Wolfram konnte mit beiden, zur W-Konzentrationsmessung verwendeten Spektrometern, wie in Abbildung 4.13 am Beispiel einer Messung des Grazing-Incidence-Spektrometers gezeigt, nachgewiesen werden. Teilt man, wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, die Teilcheneinschlußzeit τ_p einer Verunreinigung in eine Transportzeit τ_t und eine Eindringwahrscheinlichkeit p auf, so erhält man bei einem angenommenen Wolframfluß Φ_W in der SOL die Wolframkonzentration im Hauptplasma als

$$c_W = p \frac{\Phi_W \tau_t}{N_e}. \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnet N_e die Anzahl der Elektronen im Plasma, die sich aus der Integration des Dichteprofiles über das Plasmavolumen von ASDEX Upgrade (13 m^3) ergibt. Die Bestimmung der Transportzeit wurde dadurch erschwert, daß die Sonde kontinuierlich Material nachliefert. τ_t konnte deshalb nur aus den Abfallzeiten von Überschwingern die oft am Anfang der Injektion auftraten, bestimmt werden (siehe Abbildung 4.13). Während dieser Überschwinger wird vermutlich der Überdruck in der Sonde abgebaut

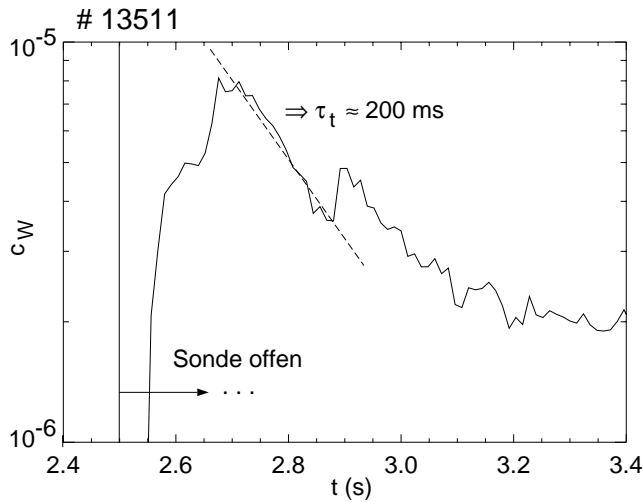


Abbildung 4.13: Verlauf der zentralen Wolframkonzentration bei Einsatz der Sublimationssonde im Hauptraum bei Entladung # 13511. Man findet eine Transportzeit τ_t von 170 ms und eine Eindringwahrscheinlichkeit p von etwa 11 %.

werden, bevor sich ein Gleichgewicht zwischen im Ofen sublimierenden und aus dem Ventil austretenden Material ausbildet. Für Entladung # 13511 in Abbildung 4.13 liest man eine Transportzeit von circa 200 ms ab. Mit dieser Transportzeit und der gemessenen maximalen Wolframkonzentration von $8 \cdot 10^{-6}$, einer Elektronenzahl von $2.8 \cdot 10^{20}$ sowie dem geschätzten Fluß Φ_W von $1 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich für obige Entladung eine Eindringwahrscheinlichkeit von 11 %. Dieser Wert ist etwas hoch, bei anderen Messungen ergaben sich, wie in Tabelle 4.2 zusammengestellt, deutlich kleinere Werte. Der Grund ist nicht klar, da Entladung # 13512 identisch mit # 13511 war und dort ein p von 4 % gemessen wurde. Beide Entladungen hatten eine niedrige Dichte von nur $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Da bei # 13512 auch der sonst immer beobachtete Überschwinger nicht auftrat, wurde vermutlich in beiden Entladungen eine unterschiedliche Wolframmenge freigesetzt. Diese Ergebnisse für p und τ_t stimmen gut mit den Werten überein, die man aus Laserablationsexperimenten erhält (siehe Kapitel 3.5 oder [15]).

4.4 Messungen zum Divertorrückhaltevermögen metallischer Verunreinigungen

Durch die Möglichkeit, mit der Sublimationssonde im Divertor definierte Verunreinigungsmengen ins Plasma injizieren zu können, ergibt sich die Möglichkeit zur Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens für die jeweilige Verunreinigungspezies. Die prinzipielle Funktionsweise eines Divertors ist im Anhang dargestellt. Eine übliche Definition für das Divertorrückhaltevermögen [100] ist das Verhältnis zwischen der Ein-

#	τ_t (ms)	p
12460	200	3 %
13511	200	11 %
13512		4 %
13592	170	2 %

Tabelle 4.2: Bei Wolframinjektion am Mittelebenenmanipulator gemessene Transportzeiten und Eindringwahrscheinlichkeiten. Bei Entladung # 13512 trat kein Überschwinger auf und es konnte keine Transportzeit bestimmt werden. Die Entladungen # 12460, # 13511 und # 13512 waren ohmsch mit einem Plasmastrom von 1 MA und einer Dichte von $2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. # 13592 war eine H-Mode-Entladung mit $I_p = 1 \text{ MA}$ und $n_e = 7.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Das Toroidalfeld hatte in allen Fällen einen Wert von $B_{tor} = 2.5 \text{ T}$.

schlußzeiten von Teilchen, die von der Wand im Hauptraum τ_{HR} beziehungsweise aus dem Divertor τ_{Div} kommen, also

$$R_\tau = \frac{\tau_{HR}}{\tau_{Div}}. \quad (4.9)$$

Die Einschlußzeiten sind, wie bereits dargestellt, als $\tau = N/\Phi$ definiert, wobei N die Anzahl der Verunreinigungsatome im Hauptplasma und Φ der jeweilige Fluß von der Wand beziehungsweise aus dem Divertor ist.

Zur Interpretation dieser Beziehung folgt aus Gleichung 4.8 mit dem Verunreinigungsfluß Φ_{HR} in der Abschältschicht für die Wolframkonzentration innerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche:

$$c_W = p \frac{\Phi_{HR} \tau_t}{n_e V}.$$

Die Teilcheneinschlußzeit τ_{HR} von Verunreinigungen, die von der Wand im Hauptraum stammen, wurde hierbei, entsprechend Gleichung 4.8, in eine Transportzeit τ_t und eine Eindringwahrscheinlichkeit p aufgespaltet. In obiger Gleichung bezeichnet n_e die mittlere Elektronendichte und V das Plasmavolumen. Für Verunreinigungen, die im Divertor entstehen, wird zusätzlich angenommen, daß sie von dort erst mit der Wahrscheinlichkeit r in die Abschältschicht und von dort weiter mit p ins Hauptplasma gelangen, so daß entsprechend

$$c_W = rp \frac{\Phi_{Div} \tau_t}{n_e V}.$$

gilt. Die Transportzeit von Verunreinigungspartikeln, die sich bereits im Hauptplasma befinden ist hierbei unabhängig vom Ort ihrer Entstehung.

Bei den durchgeführten Messungen war die zentrale Wolframkonzentration nach W-Injektion mit der Sublimationssonde im Divertor so klein, daß sie nur indirekt und

über eine Entladung gemittelt, bestimmt werden konnte. Somit war auch keine direkte Messung der Einschlußzeit möglich. Aus diesem Grund wurde zur Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens der Quotient

$$R_{\Phi} = \frac{\Phi_{HR}}{\Phi_{Div}} \quad (4.10)$$

aus der Entstehungsrate Φ_{Div} der Verunreinigungsteilchen im Divertor und der Verlustrate Φ_{HR} im Hauptraum betrachtet. Φ_{Div} kann mit dem Verunreinigungszufluß im Divertor Φ_{Div} und speziell hier mit dem Fluß aus der Sublimationssonde identifiziert werden. Φ_{HR} kann einerseits als Fluß über die Separatrix aus der zentralen Verunreinigungskonzentration oder als Fluß in der Abschältschicht interpretiert werden. Im ersten Fall ergibt sich der Fluß im Hauptraum als

$$\Phi_{HR} = \frac{n_e V c_W}{\tau_t} \quad (4.11)$$

und man erhält $R_{\Phi} = 1/(pr)$, also die Wahrscheinlichkeit, daß die Verunreinigungsteilchen aus dem Divertor bis ins Zentralplasma gelangen. Im zweiten Fall gilt

$$\Phi_{HR} = \frac{1}{p} \frac{n_e V c_W}{\tau_t},$$

so daß man für R_{Φ} den Wert $R_{\Phi} = 1/r$ findet. In diesem Fall sind R_{Φ} und R_{τ} also identisch, was man durch Einsetzen der Annahmen für die Teilcheneinschlußzeiten, $\tau_{Div} = pr\tau_t$ und $\tau_{HR} = p\tau_t$, in Gleichung 4.9 leicht sieht.

4.4.1 Eisen, Molybdän

Beim Einblasen von Eisencarbonyl im Divertor konnte im Hauptraum mit dem Johann-Spektrometer ein Anstieg der Intensität der Fe^{23+} -Linie beobachtet werden. Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Allerdings konnten in der Literatur für die im Divertor gemessene Fe I Linie keine Daten für das S/XB Verhältnis des betrachteten Übergangs gefunden werden. Auch eine Bestimmung des Eisenzufusses über den Zufluß von Sauerstoff oder Kohlenstoff war nicht möglich, da sich zum einen im betrachteten Wellenlängenbereich keine geeigneten C oder O Linien befinden und zum anderen auch nicht genügend Entladungen zur Verfügung standen.

Zur spektroskopischen Beobachtung von Molybdän im Hauptplasma ist im Prinzip das an ASDEX Upgrade verwendete SPRED¹-Übersichtsspektrometer geeignet, mit dem sich Mo XII, Mo XII und Mo XIV Linien bei den Wellenlängen 32.9, 34.1 sowie 37.4 und 42.4 nm beobachten lassen. Allerdings lag bei den Experimenten die zentrale Molybdänkonzentration unterhalb der Nachweisgrenze.

¹Survey, Poor Resolution, Extended Domain

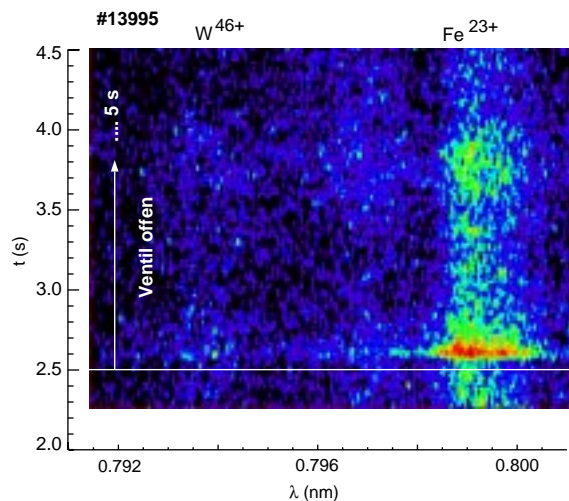


Abbildung 4.14: Zeitlicher Verlauf der mit dem Johann-Spektrometer gemessenen Intensität der Fe XIV Linie bei Injektion von Eisencarbonyl im Divertor.

4.4.2 Wolfram

Im Gegensatz zu Eisen war für Wolfram kein eindeutiger spektroskopischer Nachweis im Hauptplasma möglich. Abbildung 4.15 zeigt den zeitlichen Verlauf der mit dem Johann-Spektrometer bei Wolframinjektion im Divertor gemessenen zentralen Wolframkonzentration. Gut sichtbar sind die einzelnen Sägezähne, bei denen das Wolfram, das im heißen Zentralplasma die beobachtete Linie emittiert immer wieder herausgeworfen wird. Da diese Messung während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments durchgeführt wurde, lag W schon als intrinsische Verunreinigung vor. Aus diesem Grund kann nur der Anstieg der Wolframdichte Δn_W zum Zeitpunkt der Ventilöffnung von $2.4 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ als Obergrenze angegeben werden. Problematisch ist dabei, daß der Anstieg der Wolframkonzentration bereits vor der Öffnung der Sonde einsetzt. Die Verschiebung ist zu groß als daß sie durch die, zur Reduktion des Einflusses von Neutronen durchgeführte Glättung über fünf Frames von je 9 ms (vergleiche Kapitel 3.4.1), erklärt werden könnte. Allerdings variieren die Entladungsparameter im betrachteten Zeitbereich nur langsam, so daß andere Ursachen für den Konzentrationsanstieg nicht offensichtlich sind.

Eine empfindlichere Methode für den Wolfram-Nachweis im Hauptraum war die Verwendung einer speziellen Depositionssonde. Während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments konnte im Divertor mit Aufsammelsonden aus pyrolitischem Graphit sehr einfach Wolfram nachgewiesen werden, was mit den Sonden im Hauptraum, die aus normalem Feinkorngraphit gefertigt sind, nicht gelang. Dies lag zum einen daran, daß der gesamte Wolframfluß über die letzte geschlossene Flußfläche auf die dazu im Verhältnis kleine Divertorfläche komprimiert wird. Zum anderen enthält der normale Feinkorn-

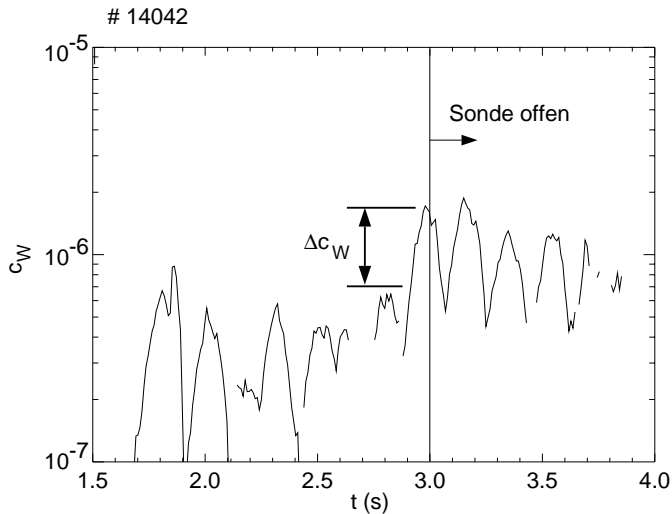


Abbildung 4.15: Verlauf der mit dem Johann-Spektrometer gemessenen zentralen Wolframkonzentration während Wolframinjektion im Divertor. Deutlich sind die einzelnen Sägezähne sichtbar. Da W schon als intrinsische Verunreinigung vorlag, kann nur der Anstieg der Konzentration als Obergrenze für die Menge des das Hauptplasma erreichenden Wolframs angenommen werden.

graphit deutlich mehr intrinsische Verunreinigungen als pyrolitischer Graphit, was zu einem deutlich größeren Untergrund bei den RBS-Messungen führt.

Die Köpfe der Aufsammelsonden für den Mittelebenenmanipulator wurden so modifiziert, daß nun auch hier die im Divertor verwendeten Plättchen aus hochreinem pyrolitischem Graphit eingesetzt werden können. Ein Einsatz der Depositionssonde im Bereich vor dem Schutzlimiter, also direkt in der Abschältschicht, ist nicht möglich, da dort der Wärmefluß auf die Sonde zu groß ist.

Um die Depositionssonden zur Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens verwenden zu können, muß allerdings sichergestellt sein, daß es keine direkte Verbindung entlang einer Feldlinie von der Sublimationssonde zur Aufsammelsonde gibt. Die Lage der Separatrix wurde so geregelt, daß der Strikepoint im äußeren Divertor wenige Millimeter unter der Sondenöffnung lag. Abbildung 4.16 zeigt, eingezeichnet in einen poloidalen Querschnitt von ASDEX Upgrade, die Flußfläche, auf der sich die Sondenöffnung befindet und die Durchstoßpunkte der von der Sondenöffnung ausgehenden Feldlinie durch die poloidale Ebene des Schnitts für die Entladung mit Wolframinjektion im Divertor (# 13959). Die Depositionssonde ist toroidal einen Winkel von 135° von der Sublimationssonde entfernt, was einem Abstand von rund 5.1 m entlang des Umfangs entspricht. Entsprechend kennzeichnen die Dreiecke die poloidalen Positionen der von der Sonde ausgehenden Feldlinie an der toroidalen Position der Aufsammelsonde. Abbildung 4.17 zeigt das RBS-Spektrum der Depositionssonde zusammen mit dem Spektrum

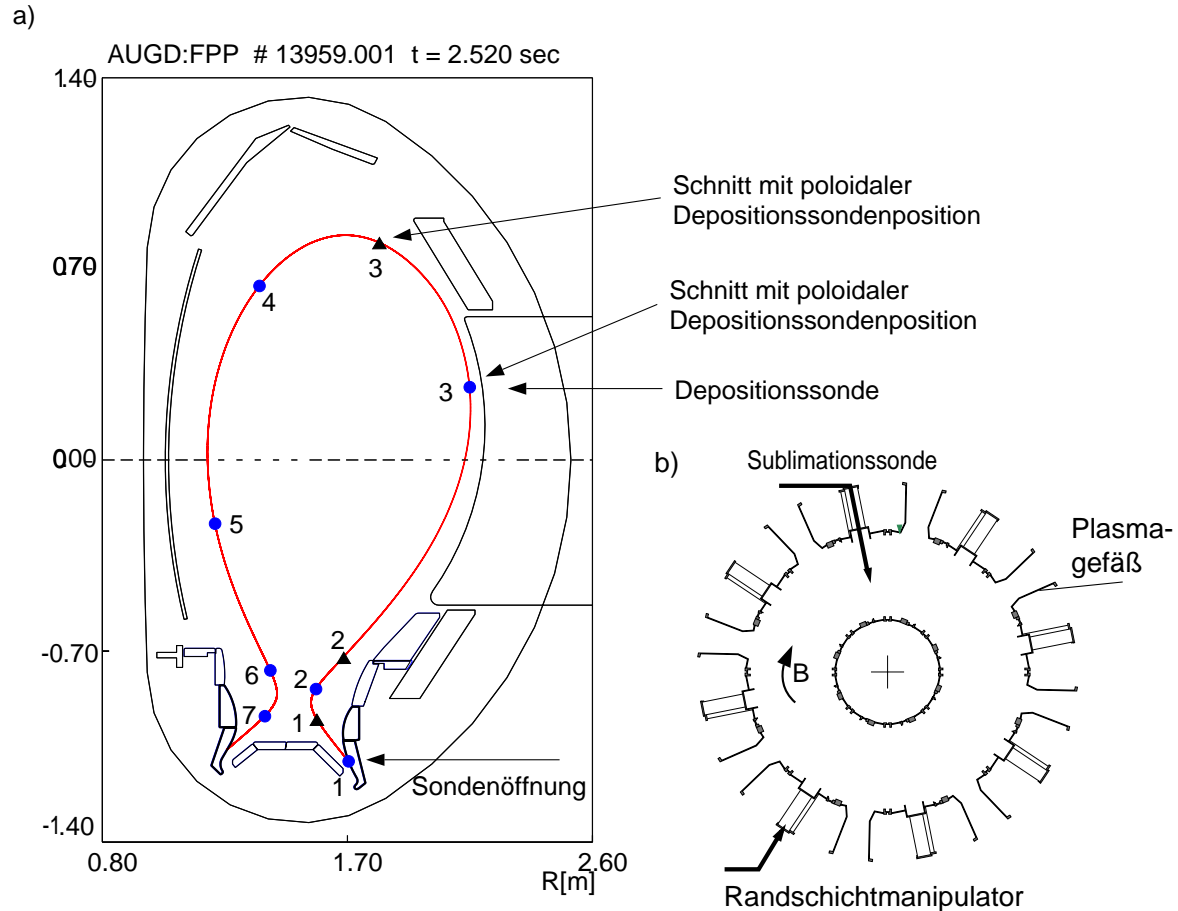


Abbildung 4.16: a) Querschnitt durch das Plasmagefäß von ASDEX Upgrade. Gezeigt sind die Flußfläche, auf der sich die Sondenöffnung befindet sowie die Durchstoßpunkte (Kreise) der von der Sondenöffnung ausgehenden Feldlinie durch einen poloidalen Schnitt an dieser Stelle. Die Dreiecke bezeichnen die poloidalen Positionen bei denen diese Feldlinie die toroidale Position der Depositionssonde kreuzt. b) Toroidaler Schnitt durch das Plasmagefäß zur Veranschaulichung der Positionen der Sublimationssonde und des Mittelebenenmanipulators.

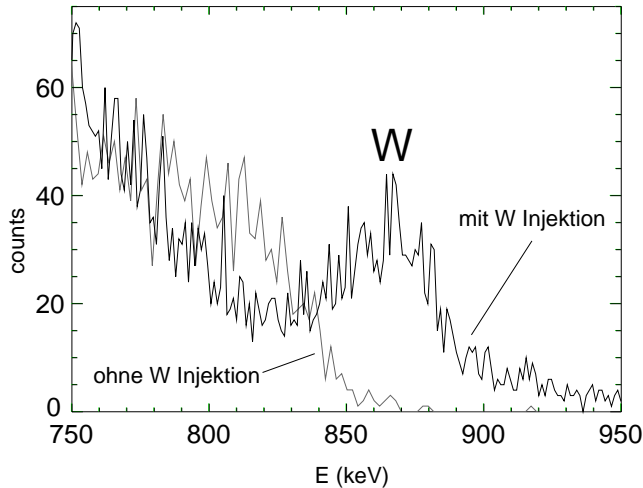


Abbildung 4.17: RBS Spektrum einer Aufsammelsonde aus pyrolytischem Graphit mit und ohne Injektion von Wolframcarbonyl im Divertor. Der Unterschied in der Wolfram Rückstreuenergie von 880 keV zu der in Abbildung 4.11 von 918 keV liegt an der Verwendung eines Li- statt eines He-Strahls für die RBS Messung.

einer ohne Wolframinjektion exponierten Sonde. Letzteres Spektrum wurde gemessen, um einen eventuellen Beitrag von Wolfram als intrinsischer Verunreinigung berücksichtigen zu können, da die Versuche während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments an ASDEX Upgrade durchgeführt wurden. Der Untergrund ist dabei nur durch Verunreinigungen auf und im Material der Depositionssonde bestimmt, da bei den hohen Rückstreuenergien für Wolfram elektronisches Rauschen keine Rolle mehr spielt. Man erkennt, daß im Spektrum der ohne Wolframinjektion exponierten Sonde kein Wolframsignal sichtbar ist. Ein weiterer Hinweis, daß kein intrinsisches Wolfram vorhanden war, ist die Tatsache, daß bei der zu # 13959 identischen Entladung # 13948, bei der keine Wolframinjektion durchgeführt wurde, mit dem Johann-Spektrometer keine W-Linie sichtbar war. Bei diesen beiden Entladungen war die Elektronendichte größer als bei Entladung # 14042, bei der die Obergrenze für den Anstieg von c_W abgeschätzt wurde, was ein niedrigeres Detektionslimit bedeutet.

Die RBS-Messung selbst wurde nicht mit einem Heliumstrahl, sondern mit einem 1 MeV ${}^6\text{Li}^+$ -Strahl durchgeführt. Neben einem technisch bedingten höheren Strahlstrom im Beschleuniger ist für Lithium auch der Coulomb-Streuquerschnitt aufgrund der höheren Kernladungszahl größer, da bei der verwendeten Strahlenergie die Elektronenhülle kaum eine Rolle spielt. Andererseits treten bei einem MeV auch noch keine durch Kernkräfte verursachten Abweichungen vom Coulomb-Streuquerschnitt auf. Abschirmeffekte durch stark gebundene, kernnahe Elektronen [101] werden von SIMNRA mit berücksichtigt.

Die Schwierigkeit einer genauen Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens für

Wolfram liegt mit daran, daß, wie in [102] dargestellt, nur ein sehr kleiner Teil des Wolframs in die Abschältschicht gelangt. Weitaus größer sind die Anteile, die entweder prompt redeponiert werden ($\approx 85\%$) oder noch im Divertor auf die Prallplatten zurückfließen ($\approx 11\%$) [103]. Dementsprechend war die Wolframmenge auf der Depositionssonde auch sehr klein, so daß für eine hinreichend genaue Bestimmung der Flächendichte eine hohe Ladung und damit eine lange Meßdauer nötig war (1 mC bei einem Strahlstrom von circa 50 nA). Aus den Daten in Abbildung 4.17 berechnet man eine W-Flächendichte von $2 \cdot 10^{12}$ Teilchen pro cm^2 an einer Position, die sich 16 mm hinter dem Antennenschutzlimiter befindet.

Aus dieser Flächendichte folgt mit Gleichung 4.7 und der in Abschnitt 4.3.1 bestimmten Abfallänge im Limiterschatten eine Wolframflußdichte von $\Gamma_{W, Lim} = 2.3 \cdot 10^{14} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ an der Limiterkante.

Unter der Annahme, daß das gesamte nachgewiesene Wolfram aus dem Bereich innerhalb der Separatrix stammt, erhält man daraus mit Gleichung 4.11 eine Wolframflußdichte von $4 \cdot 10^{14} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$ an der Separatrix. Dazu wurde die Abfallänge der Flußdichte in der SOL entsprechend Gleichung 4.6 für eine Dicke der Abschältschicht von 5 cm, die sich aus der Gleichgewichtsrekonstruktion ergibt, berechnet. Mit dieser Flußdichte an der Separatrix ergibt sich aus Gleichung 4.11 eine Wolframkonzentration von $c_W = 3 \cdot 10^{-6}$ im Hauptplasma, was einer Dichte von circa $n_W = 2.3 \cdot 10^{14} \text{m}^{-3}$ entspricht. Diese wäre mit dem Johann-Spektrometer bei der Elektronendichte von $7.5 \cdot 10^{19} \text{m}^{-3}$ in der betrachteten Entladung leicht nachzuweisen und liegt deutlich über der weiter oben angegebenen Grenze für den Dichteanstieg bei Wolframinjektion im Divertor.

Es ist also wahrscheinlicher, daß sich das im Divertor injizierte Wolfram erst in der Abschältschicht verteilt, bevor es von dort ins Hauptplasma eindringt. Unter der Annahme, daß sich die Verunreinigungsquelle an der Limiterkante befindet und die Flußdichte mit der Abfallänge für die SOL zur Separatrix hin abfällt, erhält man mit Gleichung 4.8 und $p = 4\%$ eine zentrale Wolframkonzentration von $1.3 \cdot 10^{-7}$ was einer Dichte von circa $9.8 \cdot 10^{12} \text{m}^{-3}$ entspricht, was im Gegensatz zu der Annahme, daß das aufgesammelte Wolfram aus dem Bereich innerhalb der Separatrix kommt, konsistent mit der bestimmten Obergrenze für den Anstieg der Wolframkonzentration ist.

Zur Bestimmung des Divertorrückhaltevermögens wurde also

$$R_\Phi = \frac{\Phi_{Div}}{\Phi_{Lim}} = 17$$

mit dem Fluß Φ_{Lim} an der Limiterkante als Verlustrate und dem Fluß $\Phi_{Div} = 1 \cdot 10^{17} \text{s}^{-1}$ aus der Sublimationssonde als Produktionsrate berechnet. Zur Berechnung von Φ_{Lim} aus Γ_{Lim} wurde nur die Plasmaoberfläche auf der Niederfeldseite von etwa 26m^2 verwendet, da sich die Verunreinigungen nicht über die Staupunkte oben und unten auf der Separatrix ausbreiten sollten. Dies bedeutet, daß 6 % des im Divertor eingeblasenen Wolframs in die Abschältschicht gelangen. Wenn man annimmt, daß die Verunrei-

nigungsteilchen in der Abschältschicht mit der bereits bestimmten Wahrscheinlichkeit von $p = 4\%$ ins Hauptplasma eindringen, ergibt sich das gesuchte Produkt von r und p als $rp = 2.4 \cdot 10^{-3}$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in [104] angegebenen Wert für rp von $2 \cdot 10^{-3}$ überein.

4.5 Zusammenfassung

Mit der Sublimationssonde war es erstmals möglich, im Divertorbereich von ASDEX Upgrade durch das Einblasen von Metallcarbonylen gezielt metallische Verunreinigungen zu injizieren. Einziger Schwachpunkt bei der Verwendung von schweren Metallen wie Wolfram ist die relativ kleine eingebrachte Materialmenge, da mit zunehmender Atommasse ein immer größerer Anteil prompt redeponiert wird.

Der Einsatz von Carbonylen bietet gleichzeitig die Möglichkeit, den Zufluß des Metalls, für das in der Regel die atomaren Daten nur unzureichend bekannt sind, am Zufluß von Kohlenstoff beziehungsweise Sauerstoff zu kalibrieren. Für Wolfram ergab sich ein S/XB -Verhältnis, das gut mit dem am Berliner Plasmasimulator bestimmten Wert übereinstimmt.

Da die Sonde auch am Mittelebenenmanipulator im Hauptraum betrieben werden kann, konnten die Eindringwahrscheinlichkeit, Transportzeit und die Abfallänge von Wolfram im Hauptraum untersucht werden. Die bestimmte Eindringwahrscheinlichkeit und Transportzeit sind ähnlich zu den Werten die man an anderen poloidalen Positionen aus Laser-Blow-Off Experimenten erhält. Der Wert der Abfallänge stimmt mit den Werten, die während des Wolfram-Divertor-Experiments bestimmt wurden, gut überein.

Mit der Sublimationssonde war es auch erstmals möglich, direkt das Divertorrückhaltevermögen zu messen. Während für injiziertes Eisen ein direkter spektroskopischer Nachweis im Hauptplasma möglich war, konnte Wolfram nur indirekt nachgewiesen werden. Dazu mußte die Nachweisempfindlichkeit der verwendeten Depositionssonde erhöht werden, was durch die Verwendung von pyrolitischem Graphit als Sondenmaterial und eines Lithiumstrahls zur Oberflächenanalyse gelang. Die Auswertung legt nahe, daß sich das im Divertor eingeblasene Wolfram zunächst in der Abschältschicht verteilt und von dort ins Hauptplasma eindringt. Die berechnete Wahrscheinlichkeit, daß ein Wolframteilchen aus dem Divertor in die SOL im Hauptraum gelangt, stimmt sehr gut mit dem Wert überein, der während des Wolfram-Divertor-Experiments aus Migrationsuntersuchungen mit Langzeitdepositionssonden bestimmt wurde.

Zusammenfassung

Für einen zukünftigen Fusionsreaktor ist die Frage des Wandmaterials von entscheidender Bedeutung. Der in fast allen aktuellen Experimenten verwendete Graphit scheint trotz seiner günstigen Strahlungseigenschaften in der Randschicht wegen der großen Menge Tritium, die in Kohlenwasserstoffschichten kodelponiert wird, in zukünftigen, mit einem gezündeten Plasma arbeitenden Maschinen nicht mehr großflächig zum Einsatz kommen zu können.

Ein geeignetes Ersatzmaterial für Flächen, die einem hohen Wärmefluß ausgesetzt sind, ist möglicherweise Wolfram. Es besitzt vorteilhafte thermomechanische Eigenschaften, eine hohe Zerstäubungsschwelle und eine niedrige Zerstäubungsrate. Allerdings hat Wolfram ein hohes Strahlungspotential, da es selbst bei fusionsrelevanten Temperaturen nicht vollständig ionisiert ist.

Während frühere Experimente mit Wolframlimitern an der hohen Strahlungskühlung scheiterten, konnte an ASDEX Upgrade gezeigt werden, daß in Divertorexperimenten Wolfram als Wandmaterial sowohl im Divertor als auch im Hauptraum eingesetzt werden kann, ohne den Plasmabetrieb zu beeinträchtigen.

Statistische Untersuchungen

Da während des Wolfram-Divertor-Experiments keine einfache Relation zwischen Wolframzufluß und zentraler Wolframkonzentration c_W festgestellt werden konnte, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit statistische Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen c_W und anderen Plasmaparametern durchgeführt. Dabei wurden Skalierungsgesetze für c_W aufgestellt. Die Theorie der hierbei üblicherweise angewendeten linearen Regression erlaubt Meßfehler nur in der abhängigen Variablen. Dies führt bei der Benutzung dieser Methode mit Datensätzen, bei denen die unabhängigen Variablen ebenfalls fehlerbehaftet sind, zu einer systematischen Verschiebung der Werte der Regressionskoeffizienten. Um diese Fehlerquelle zu umgehen, wurde noch ein anderes, auf einer Hauptkomponentenanalyse basierendes Verfahren zur Bestimmung eines Skalierungsgesetzes angewendet. Die Regressionskoeffizienten beider Skalierungen weichen, bei ei-

ner ähnlich guten Beschreibung der Daten, deutlich voneinander ab, was mit der oben erwähnten systematischen Verschiebung der Werte der Regressionskoeffizienten bei fehlerbehafteten unabhängigen Variablen erklärt werden kann. Das Hauptkomponenten-Skalierungsgesetz ist aufgrund dieser Betrachtungen vorzuziehen. Die Standardabweichungen der Koeffizienten des Hauptkomponenten-Skalierungsgesetzes wurden analog zum Verfahren der multiplen linearen Regression bestimmt, wobei die Anwendbarkeit der dabei benutzten statistischen Relationen numerisch überprüft wurden.

Die so gewonnenen Skalierungsgesetze bestätigen frühere Vermutungen, daß die Wolframkonzentration im Hauptplasma durch den Transport und nicht von Zufluß dominiert wird, da nur transportrelevante Plasmaparameter statistisch signifikante Regressionskoeffizienten lieferten. Interessanterweise scheint auch die während des Wolfram-Hitzeschild-Experiments gemessene Wolframkonzentration den Skalierungsgesetzen zu folgen.

Wolframuntersuchungen im Hauptraum

Spektroskopische Untersuchungen an schweren Elementen werden durch die Vielzahl von Linien und in der Regel unbekannte atomphysikalische Parameter erschwert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wolframkonzentration im Hauptplasma für zwei radiale Bereiche aus der Quasikontinuumstruktur und aus der Emission einer Einzellinie bestimmt. Das Quasikontinuum besteht aus einer Vielzahl überlagerter Einzellinien, die von Ionisationszuständen um W^{27+} emittiert werden, während die gemessene Einzellinie von W^{46+} stammt. Die radiale Verteilung der Ladungsstufen wird dabei für Wolfram hauptsächlich durch das Temperaturprofil bestimmt. Bei den spektroskopischen Untersuchungen wurde ein Grazing-Incidence-Spektrometer im extremen Ultraviolett und ein Johann-Spektrometer im weichen Röntgenbereich verwendet. Zur Bestimmung der Wolframkonzentration wurden beide Spektrometer über eine Kreuzkalibration mit dem Gesamtstrahlungsanstieg nach Verunreinigungsinjektionen kalibriert.

Die während der Experimentierperiode mit wolframbeschichteten Kacheln im Hauptraum gemessenen zentralen Wolframkonzentrationen waren sehr klein und lagen mit maximal $4 \cdot 10^{-6}$ für Standardentladungen deutlich unter der an ASDEX Upgrade tolerierbaren Konzentration von etwa $1 \cdot 10^{-4}$. Somit steht einer weiteren Auskleidung des Hauptraums mit Wolfram nichts im Wege. Eine Extrapolation der Konzentration auf ITER liefert ein Ergebnis, das zu nahe an der maximal erlaubten Wolframkonzentration liegt, um die Eignung von Wolfram als Wandmaterial im Hauptraum abschließend beurteilen zu können.

Die Bestimmung von c_W an verschiedenen radialen Positionen ermöglicht den Vergleich der Messung mit Transportrechnungen. Man findet, daß sich die gemessenen Wolframkonzentrationen, bei Mittelung über einzelne Sägezahninstabilitäten, gut mit Hilfe eines Drift-Diffusionsansatzes beschreiben lassen. Dabei nehmen die Transportkoeffizienten sowohl am Plasmarand als auch im Plasmazentrum Werte an, die vom

anomalen Transport bestimmt werden. Am Rand kann dies durch turbulenzgetriebene Diffusion, im Zentrum durch Sägezahninstabilitäten erklärt werden. Bei der Injektion von Wolfram an verschiedenen poloidalen Positionen im Hauptraum wurden die Eindringwahrscheinlichkeit und die Einschlußzeit für Wolfram bestimmt. Dabei wurde keine Abhängigkeit vom Ort der Injektion beobachtet.

Transportuntersuchungen in der Randschicht

Beim Einsatz von Wolfram als Wandmaterial wirkt sich sein großer Gyrationradius dadurch günstig aus, daß ein großer Teil des erodierten Materials prompt redeponiert wird. Während des Wolfram-Divertor-Experiments spielte auch die Fähigkeit des Divertors, einen Großteil des erodierten Wolframs zurückzuhalten, eine wichtige Rolle. Zur Bestimmung dieses Divertorrückhaltevermögens wurde an ASDEX Upgrade eine Sublimationssonde konstruiert, die es ermöglicht, sowohl im Divertor als auch im Hauptraum Metallcarbonyle ins Plasma einzublasen. Dies sind Verbindungen aus einem oder mehreren Metallatomen mit Kohlenmonoxidmolekülen. Die Funktionstüchtigkeit der Sonde wurde für drei verschieden schwere Metalle, nämlich Eisen, Molybdän und Wolfram, gezeigt. Die chemische Zusammensetzung der Carbonyle ermöglicht es, den Zufluß des Metalls, dessen atomphysikalische Daten in der Regel nur unzureichend bekannt sind, am Zufluß von Sauerstoff beziehungsweise Kohlenstoff zu kalibrieren. Bei der Injektion von Wolframhexacarbonyl wurde auf diesem Weg die sogenannte Photoneneffizienz, also die Anzahl der pro Ionisationsprozeß emittierten Photonen, für die 400.9 nm Linie von neutralem Wolfram für fusionsrelevante Plasmaparameter bestimmt. Es war auch möglich, das Divertorrückhaltevermögen R für Wolfram zu messen. Dazu mußte jedoch die Nachweisempfindlichkeit für Wolfram in der Abschältschicht durch die Verwendung einer speziellen Depositionssonde deutlich erhöht werden. Mit ihr war es möglich, bei Verwendung eines Lithiumstrahls mit Rutherford-Rücksteuerung noch Flächendichten von 10^{12} Atomen pro cm^2 zu bestimmen. Der gefundene Wert von R bestätigt frühere Abschätzungen an ASDEX Upgrade.

Anhang A

A.1 ASDEX Upgrade

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurden am Divertortokamak ASDEX¹ Upgrade [12], einem mittelgroßen Experiment zur kontrollierten Kernfusion, durchgeführt. Tokamaks stellen ein mögliches Konzept zum Plasmaeinschluß in einer toroidalen Konfiguration dar. Die dazu benötigten Magnetfelder werden zum einen durch externe Spulen und zum anderen durch einen im Plasma fließenden Strom erzeugt. Abbildung A.1 zeigt einen poloidalen Schnitt durch das Plasmagefäß von ASDEX Upgrade mit den Bezeichnungen der wichtigsten Komponenten.

Ein Hauptziel von ASDEX Upgrade ist die Demonstration eines reaktorrelevanten Divertors. Dazu liegen alle Magnetfeldspulen weit außerhalb des Plasmagefäßes. Der Divertor selbst stellt eine Anordnung dar, mit der sehr saubere Plasmen mit einer, in einem späteren Reaktor unabdingbaren, guten Abfuhr von Energie und Heliumasche erzielt werden können. Dazu erzeugt man mit geeignet angebrachten Spulen zusätzliche Magnetfelder, die das Plasma in zwei unterschiedliche Bereiche aufteilen. Der zentrale Bereich besteht aus geschlossenen Magnetfeldlinien welche den Bereich des eingeschlossenen Plasmas darstellen. Weiter außen schließt sich daran die Abschälschicht oder Scrape-Off-Layer (SOL) an. Dies ist ein Bereich offener Feldlinien, die vom Hauptraum in den Divertor laufen und dort auf sogenannte Prallplatten treffen. Ein- oder ausströmende Verunreinigungen fließen dort in den Divertor und rekombinieren beim Auftreffen auf die Prallplatten und werden von starken Pumpen abgepumpt. Dies verursacht jedoch auch hohe Teilchen- und Leistungsflüsse in diesen Bereich, so daß die Einbauten im Divertor zu den thermisch am stärksten belasteten Komponenten gehören.

Weitere Forschungsschwerpunkte an ASDEX Upgrade sind Fragen der Plasma-Wand Wechselwirkung, wobei Untersuchungen der Reaktortauglichkeit von Wolfram als Wandmaterial eine immer wichtigere Rolle spielen. Außerdem werden Transportbarrieren, die zu einem verbesserten Plasmaeinschluß führen, untersucht. Dazu zählen sowohl interne Transportbarrieren in sogenannten Advanced Szenarien als auch Trans-

¹Axial Symmetrisches Divertorexperiment

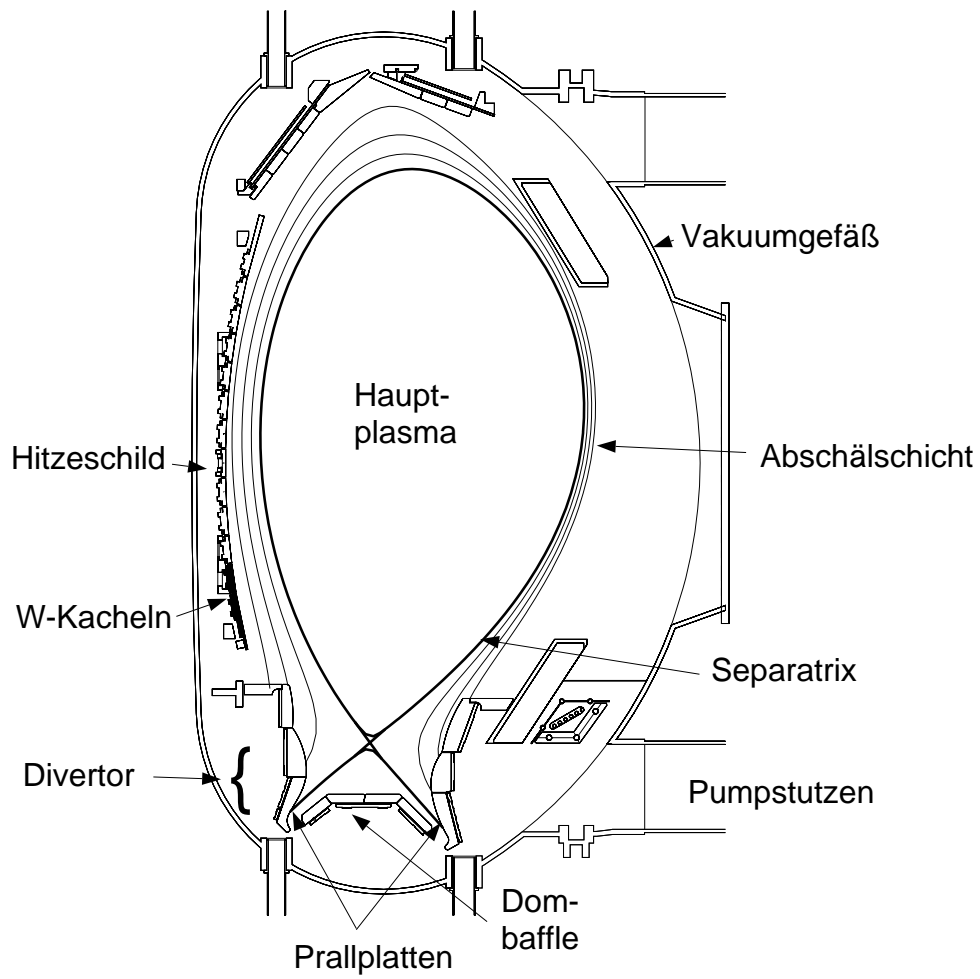


Abbildung A.1: Poloidaler Querschnitt durch das Vakuumpfäß von ASDEX Upgrade mit den Bezeichnungen der wichtigsten Komponenten.

großer Radius (Torusradius)	R_0	1.65 m
kleiner Plasmaradius	a	0.5 m
kleiner Plasmaradius	b	0.8 m
Aspektverhältnis (R/a)	A	3.3
Plasmaelongation (b/a)	s	1.6
Triangularität	δ	0.4
Gefäßvolumen	V_G	32 m ³
Plasmavolumen	V_P	13 m ³
Plasmaoberfläche	A_P	42 m ²
Gesamtmasse des Plasmas		3.3 mg
maximales Magnetfeld auf der Plasmaachse	$B_{tor,0}$	3.0 T
maximaler Plasmastrom	I_p	1.4 MA
ohmsche Heizleistung	P_{OH}	≤ 1 MW
Neutralteilchen Heizleistung	P_{NI}	≤ 20 MW
Ionen-Zyklotronresonanzheizung	P_{ICRH}	≤ 6 MW
Elektronen-Zyklotronresonanzheizung	P_{ECRH}	≤ 2 MW
Entladungsdauer		≤ 10 s

Tabelle A.1: Wesentliche Plasmaparameter und aktuelle technische Daten von ASDEX Upgrade.

portbarrieren am Rand in H-Mode Entladungen.

Wesentliche Plasmaparameter und die aktuellen technischen Daten von ASDEX Upgrade sind in Tabelle A.1 zusammengestellt.

Flußflächenkoordinaten

In toroidalen Anordnungen zum magnetischen Einschluß hat man die Situation geschlossener Feldlinien, die viele Male umlaufen und ergodisch ineinander verschachtelte Flußflächen aufspannen. Die Plasmaparameter auf diesen Flußflächen sind normalerweise wegen der hohen elektrischen und thermischen Leitfähigkeit entlang der Magnetfeldlinien konstant, und es lassen sich durch eine Transformation auf sogenannte Flußflächenkoordinaten Symmetrien ausnutzen. Zu ihrer Berechnung werden in der Regel die magnetischen Flüsse des Toroidal- beziehungsweise des Poloidalfelds benutzt. Die Wahl der geeigneten Flußflächenkoordinaten hängt jeweils von der konkreten Fragestellung ab. Die in der vorliegenden Arbeit vornehmlich verwendete Flußflächenkoordinate ist ρ_{pol} . Ihre Definition lautet:

$$\rho_{pol} = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_a}{\Psi_s - \Psi_a}}.$$

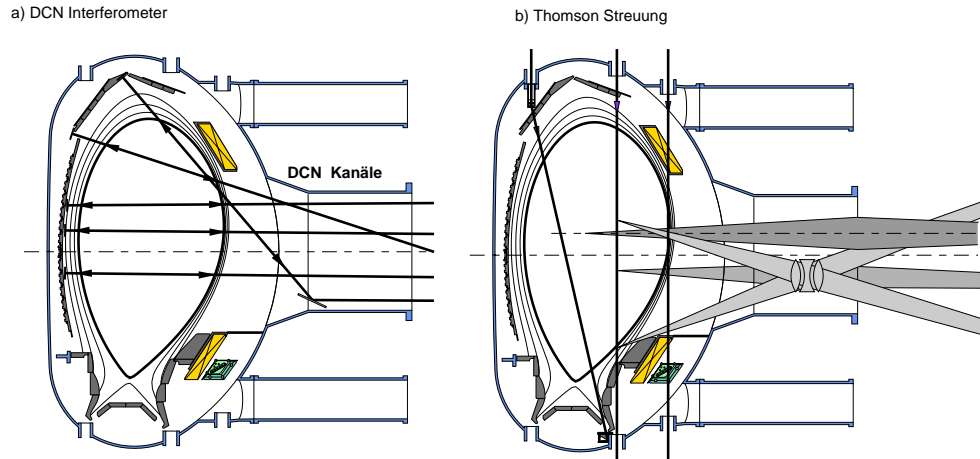


Abbildung A.2: a) Sichtlinien des DCN Interferometers und b) Strahlengänge der Laser der Thomsonstreuendiagnostik an ASDEX Upgrade.

Dabei ist Ψ der Magnetfeldfluß des Polidalfelds durch die Fläche, die durch den zu beschreibenden großen Radius aufgespannt wird. Die Indizes bezeichnen die magnetische Achse (a) beziehungsweise die Separatrix (s). ρ_{pol} ist so normiert, daß sein Wert im Plasmazentrum Null und an der letzten geschlossenen Flußfläche Eins beträgt.

A.2 Diagnostiken

DCN Interferometer

Die Standarddiagnostik zur Dichtemessung ist das DCN-Vielkanalinterferometer. Die Dichtemessung basiert auf der Abhängigkeit des Brechungsindex des Plasmas von der Elektronendichte. Bei dem Interferometer handelt es sich um eine Mach-Zehnder Anordnung mit einem DCN-Laser als Lichtquelle. Dieser arbeitet phasenmoduliert bei einer Wellenlänge von $195 \mu\text{m}$. Abbildung A.2 a) zeigt die Sichtlinien des Interferometers durch das Plasma entlang derer, über die Phasenverschiebung des Laserstrahls, die linienintegrierte Elektronendichte gemessen wird. Dazu werden im Verlauf der Plasmaentladung die durchlaufenen Interferenzmaxima gezählt, was bei schnellen Dichteänderungen zu Fehlmessungen führen kann, wenn die Zähl elektronik nicht schnell genug ist. Die Dichteprofile werden aus einer Entfaltung der fünf Meßkanäle berechnet. Die typische Zeitauflösung beträgt $100 \mu\text{s}$.

Thomsonstreuung

Bei der Thomsonstreuendiagnostik [105] wird das Licht eines Nd:YAG-Lasers an den freien Elektronen des Plasmas gestreut. Dazu muß für den Betrag des Wellenvektors k

des Laserlichtes die Beziehung $1/(k\lambda_D) \ll 1$ mit der Debyelänge λ_D gelten. Die Intensität des gestreuten Lichts ist proportional zur Elektronendichte, seine Verbreiterung proportional zur Elektronentemperatur. Abbildung A.2 b) zeigt die Strahlengänge der Laser durch das Plasma an ASDEX Upgrade. Temperatur- und Dichteprofile werden wiederum aus einer Entfaltung gewonnen.

Elektronenzyklotronemission

Die Elektronenzyklotronemissionsdiagnostik dient zur Messung der Elektronentemperatur. Mit ihr wird die von den um das Magnetfeld gyrierenden Elektronen emittierte Zyklotronstrahlung detektiert. Da das Plasma für die erste und zweite Harmonische der Elektronen-Zyklotronstrahlung lokal optisch dick ist, kann die Strahlung durch das Rayleigh-Jeans Gesetz genähert werden und die gemessene Strahlungstemperatur entspricht der Elektronentemperatur. Da sich elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz kleiner als der Plasmafrequenz ω_p nicht ausbreiten können und am Plasmarand die Elektronen-Zyklotronfrequenz ω_c kleiner als ω_p ist, wird die zweite Harmonische von ω_c detektiert. Der Ort der Emission und damit die orts aufgelöste Temperatur folgt dann aus dem Verlauf des Magnetfelds.

Das System an ASDEX Upgrade besteht aus einem Heterodynradiometer mit insgesamt 60 Kanälen. Die typische Zeitaufösung beträgt $16 \mu\text{s}$.

Bolometer

Abbildung A.3 zeigt die Sichtlinien der an ASDEX Upgrade verwendeten Bolometerdiagnostik, die entlang dieser Sehstrahlen die linienintegrierte Gesamtstrahlung aus dem Plasma mißt. Das System besteht aus mehreren Kameras mit Lochblenden, die die einzelnen Sichtlinien ausschneiden. Die liniengemittelte Strahlung der einzelnen Sichtlinien wird von je einem Detektor gemessen, der aus einer dünnen Goldfolie besteht, deren Widerstand proportional zur auftreffenden Strahlungsleistung ist. Der spektrale Detektionsbereich reicht von circa 1 \AA bis etwa 2000 \AA . Außerhalb dieses Bereichs sinkt die Empfindlichkeit rasch ab. Ein- und zweidimensionale Strahlungsprofile werden aus der Entfaltung der linienintegrierten Strahlungsleistungen berechnet.

Laserablationssystem

Mit diesem System ist es möglich, im Hauptraum gezielt Verunreinigungen ins Plasma zu injizieren. Dabei werden auf ein Glassubstrat aufgedampfte Materialien mit einem Laserpuls bestrahlt, wobei ein Teil des Materials ins Plasma ablatiert wird. Abbildung A.4 zeigt die Position des Systems an ASDEX Upgrade. Der Laser ist ein Nd:YAG Laser mit einer Energie von 0.6 J pro Puls. Die Repetitionsrate kann in Schritten von 2, 4, 10 und 20 Hz eingestellt werden. Typischerweise werden pro Puls $1 \cdot 10^{17}$ Atome

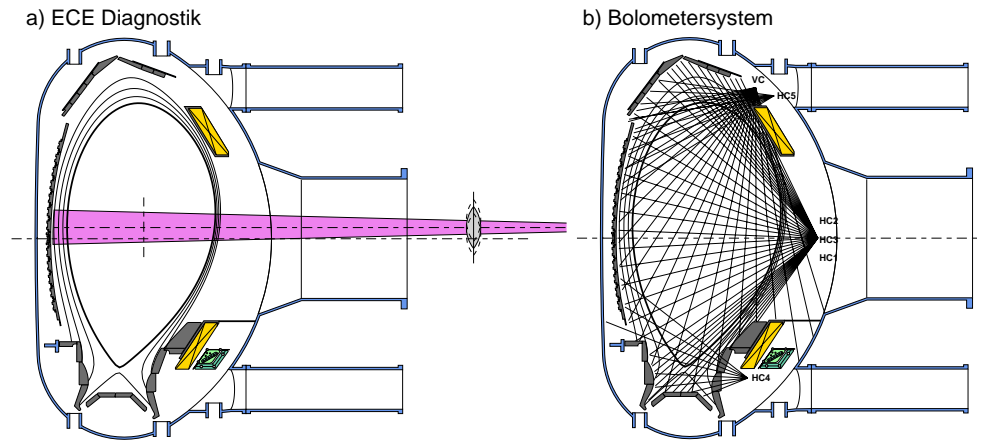


Abbildung A.3: a) Räumlicher Meßbereich der Elektronenzyklotronemissionsdiagnostik und b) Sichtlinien der Bolometer durch das Plasma an ASDEX Upgrade.

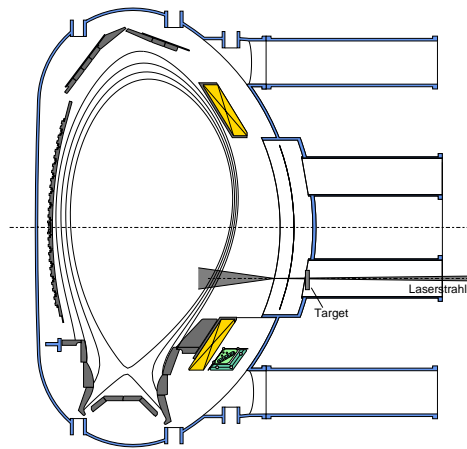


Abbildung A.4: Laserablationssystem an ASDEX Upgrade.

ins Plasma eingebracht. Durch Verstellen des Laserfokus ist es möglich, auch von der Gefäßinnenwand, also von der Hochfeldseite, Material zu ablatieren.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Aymar, V. Chuyanov, M. Huguet, Y. Shimomura, and ITER Joint Central Team and Home Teams. ITER-FEAT The Future International Burning Plasma Experiment Overview. IAEA-CN-77/ITEROV/1, to appear in Nuclear Fusion.
- [2] J. Wesson. *Tokamaks*. Clarendon Press, 1997.
- [3] J. Jaquinot and the JET Team. Deuterium-Tritium Operation in Magnetic Confinement Experiments: Results and Underlying Physics. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 41:A13–A46, 1999.
- [4] G. Federici et al. In-Vessel Tritium Retention and Removal in ITER. *Journal of Nuclear Materials*, 266-269:14 – 29, 1999.
- [5] R. Neu, K. Asmussen, K. Krieger, et al. The Tungsten Divertor Experiment at ASDEX Upgrade. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38:A165–A179, 1996.
- [6] V. Arunasalam, C. Barnes, K. Bol, et al. Recent Results from the PLT Tokamak. In *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 8th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Prague, 1977)*, volume 2, pages 17–28, Geneva, 1978. EPS.
- [7] D. A. Pappas, B. Lipschultz, B. LaBombard, M. J. May, and C.S. Pitcher. Molybdenum Sources and Transport in the Alcator C-Mod Tokamak. *J. Nucl. Mater.*, 266–269:635–641, 1999.
- [8] V. Phillips, R. Neu, J. Rapp, et al. Comparison of Tokamak Behaviour with Tungsten and Low-Z Plasma Facing Materials. *to be published in Plasma Phys. Control. Fusion*, 42 Supplement:B293–B310, 2000.
- [9] N. Noda, V. Philipps, and R. Neu. A Review of Recent Experiments on W and High Z Materials as Plasma-Facing Components in Magnetic Fusion Devices. *J. Nucl. Mater.*, 241–243:227–243, 1997.
- [10] N. Yoshida. Review of Recent Work in Development and Evaluation of high-Z Plasma Facing Materials. *Journal of Nuclear Materials*, 197-200:197–206, 1999.

- [11] V. Rohde, R. Neu, H. Maier, A. Geier, et al. Operation of ASDEX Upgrade with Tungsten Tiles at the Central Column. In K. Szegő, T. N. Todd, and S. Zoletnik, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 2000)*, Geneva. EPS.
- [12] W. Köppendörfer, M. Blaumoser, H. Bruhns, et al. Completion of Assembly and Start of Technical Operation of ASDEX Upgrade. In B.E. Keen, M. Huguet, and R. Hemsworth, editors, *Fusion Technology (Proc. of the 16th Symposium on Fusion Technology, London, U.K., 1990)*, volume 1, pages 208–212, Amsterdam, 1991. Elsevier.
- [13] A. Geier, K. Asmussen, A. Bard, R. Neu, and K. Krieger. A Sublimation Probe for the Injection of High-Z Impurities into Fusion Devices. *Review of Scientific Instruments*, 70(1), 1999.
- [14] R. Neu, R. Pugno, M. Balden, J. Gafert, A. Geier, et al. Laser Ablation at the Inboard Side of ASDEX Upgrade. In K. Szegő, T. N. Todd, and S. Zoletnik, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Budapest, 2000)*, Geneva, 2000. EPS.
- [15] R. Neu, V. Rohde, A. Geier, et al. Plasma Operation with Tungsten Tiles at the Central Column of ASDEX Upgrade. *to appear in J. Nucl. Mater.*, 2001.
- [16] S. M. Kaye and R. J. Goldston. Global Energy Confinement Scaling for Neutral-Beam-Heated Tokamaks. *Nuclear Fusion*, 25:65–69, 1983.
- [17] P. N. Yushmanov et al. Scalings for Tokamak Energy Confinement. *Nuclear Fusion*, 30(10), 1990.
- [18] J. P. Christiansen et al. Global Energy Confinement H-Mode Database for ITER. *Nuclear Fusion*, 32(2):291 – 338, 1992.
- [19] E. S. Marmor, J. E. Rice, Terry J. L., and F. H. Seguin. Impurity Injection Experiments on the ALCATOR C Tokamak. *Nuclear Fusion*, 22(12):1567–1575, 1982.
- [20] M. Mattioli, R. Giannella, R. Myrnäs, C. Demichelis, B. Denne-Hinnov, and T. Dudok de Wit. Laser Blow-Off Injected Impurity Particle Confinement Times in JET and TORE SUPRA. *Nuclear Fusion*, 35(9):1115–1124, 1995.
- [21] J. Hartung. *Statistik*. R. Oldenbourg Verlag, 1999.
- [22] B. Flury. *A First Course in Multivariate Analysis*. Springer, 1997.

- [23] P. R. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw–Hill Book Company, 1969.
- [24] M. Kendall. *Multivariate Analysis*. Griffin, 2 edition, 1990.
- [25] O. J. W. F. Kardaun and A. Kus. Basic probability theory and statistics for experimental plasma physics. Technical Report IPP 5/68, Max–Planck–Institut für Plasmaphysik, Sep. 1996.
- [26] P.J. McCarthy. An Integrated Data Interpretation System for Tokamak Discharges. Technical report, Dissertation, Nat. Univ. of Ireland, 1994.
- [27] N. L. Johnson and S. Kotz. *Continuous Univariate Distributions – 2*. Wiley, 1970.
- [28] K. Asmussen. Untersuchungen zum Verhalten von Wolfram in Tokamakplasmen. Technical report, IPP 10/2, 1996.
- [29] K. Asmussen, K. B. Fournier, J. M. Laming, et al. Spectroscopic Investigations of Tungsten in the EUV Region and the Determination of its Concentration in Tokamaks. *Nuclear Fusion*, 38(7):967 – 986, 1998.
- [30] J. A. Wesson. Poloidal Distribution of Impurities in a Rotating Tokamak Plasma. *Nuclear Fusion*, 37(5), 1997.
- [31] R. Dux, A. G. Peeters, A. Gude, A. Kallenbach, R. Neu, and ASDEX Upgrade Team. Z Dependence of the Core Impurity Transport in ASDEX Upgrade H Mode Discharges. *Nuclear Fusion*, 39(11), 1999.
- [32] S. de Pena Hempel. Untersuchungen zum Transport leichter Verunreinigungen an ASDEX Upgrade. Technical Report IPP 10/8, IPP, Aug 1997.
- [33] R. Neu et al. Influence of the Carbon and the Oxygen Concentration on the Density Limit in ASDEX Upgrade. In E. Joffrin, P. Platz, and P. E. Stott, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 21th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Montpellier, 1994)*, volume 18B, part 1, pages 6–9, Geneva, 1994. EPS.
- [34] M. Romanelli. Poloidal Density Variations of Impurities in a Rotating Tokamak Plasma – Flux Surface Coordinates and Effects on Transport Coefficients. Technical Report JET-R(99)02, JET Joint Undertaking, 1999.
- [35] A. R. Field, J. Fink, R. Dux, G. Fußmann, and U. Wenzel. A Spatially Scanning Vacuum Ultraviolet and Visible Range Spectrometer for Spectroscopy of Tokamak Plasmas in ASDEX Upgrade. *Review of Scientific Instruments*, 66(12), 1995.

- [36] D. Naujoks, J. Roth, K. Krieger, G. Lieder, and M. Laux. Erosion and Redeposition in the ASDEX Upgrade Divertor. *J. Nucl. Mater.*, 210:43–50, 1994.
- [37] R. J. Freund and W. J. Wilson. *Regression Analysis: Statistical Modeling of a Response Variable*. Academic Press, 1998.
- [38] O. J. W. F. Kardaun. On Statistical Survival Analysis. Technical report, Dissertation, Rijksuniversiteit te Groningen, 1986.
- [39] J. Rapp et al. Transport Studies of High-Z Elements in Neon Edge Radiation Cooled Discharges in TEXTOR-94. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39:1615–1634, 1997.
- [40] M. Z. Tokar', J. Rapp, G. Bertschinger, et al. Nature of High-Z Impurity Accumulation in Tokamaks. *Nuclear Fusion*, 37(12), 1997.
- [41] J. W. Connor and J. B. Taylor. Scaling Laws for Plasma Confinement. *Nuclear Fusion*, 17(5):1047 – 1055, 1977.
- [42] A. Thorne, U. Litzén, and S. Johansson. *Spectrophysics*. Springer, 1999.
- [43] N. J. Peacock. Fusion Spectroscopy. *Astrophysics and Space Science*, 237:341–399, 1996.
- [44] K. Behringer. Description of the Impurity Transport Code 'STRAHL'. Technical report, JET Joint Undertaking, Abingdon Oxon OX 14 3EA, 1987. JET-R(87)08.
- [45] R. Dux. Strahl user manual. unpublished.
- [46] F. L. Hinton and R. D. Hazeltine. Theory of Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems. *Reviews of Modern Physics*, 48(2), 1976.
- [47] S. P. Hirshman and D. J. Sigmar. Neoclassical transport of impurities in tokamak Plasmas. *Nuclear Fusion*, 21(9):1079–1201, 1981.
- [48] G. Fußmann. Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen. Technical Report IPP 1/273, IPP, dec 1992.
- [49] A. G. Peeters. Reduced Charge State Equations that Describe Pfirsch Schlüter Impurity Transport in Tokamak Plasmas. *Physics of Plasmas*, ??(4), 1999.
- [50] J. D. Faires and R. L. Burden. *Numerische Methoden*. Spektrum Akad. Verl., 1995.
- [51] K. Lackner, K. Behringer, W. Engelhardt, and R. Wunderlich. An Algorithm for the Solution of Impurity Diffusion Under Finite Reaction Rates. *Z. Naturforsch.*, 37 a:931–938, 1982.

- [52] D. E. Post and R. V. Jensen. Steady-State Radiative Cooling Rates for Low-Density, High-Temperature Plasmas. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20:397–439, 1977.
- [53] J. Sugar, V. Kaufmann, and R. L. Rowan. Spectra of Ag I Isoelectric Sequence Observed from Er^{23+} to Au^{32+} . *J. Opt. Soc. Am. B*, 10:13321, 1993.
- [54] R. Neu, K. Asmussen, R. Dux, et al. Behavior of Laser Ablated Impurities in ASDEX Upgrade Discharges. In B. E. Koon, P. E. Stott, and J. Winter, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, volume 19C, part I, pages 65–68, Geneva, 1995. EPS.
- [55] R. Radtke, C. Biedermann, J. L. Schwob, P. Mandelbaum, and R. Doron. Tungsten Radiation from Ions with Charge 21+ to 45+ in the 45 – 70-Å Range. *submitted to Physical Review A*.
- [56] R. Neu, K. B. Fournier, Schlögl D., and J. Rice. Observations of X-Ray Spectra from Highly Charged Tungsten Ions in Tokamak Plasmas. *J. Phys. B*, 30:5057–5067, 1997.
- [57] R. Neu, K.B. Fournier, D. Bolshukhin, and R. Dux. Spectral Lines from Highly Charged Tungsten Ions in the Soft-X-Ray Region for Quantitative Diagnostics of Fusion Plasmas. *to appear in Physica Scripta*.
- [58] D. Bolshukhin, , R. Neu, D. Schlögl, and R. Dux. Measurement of Spurious Impurity Concentrations in ASDEX Upgrade. Technical report, IPP 10/13, 2000.
- [59] J. L. Schwob, A. W. Wouters, S. Suckewer, and M. Finkenthal. High-Resolution Duo-Multichannel Soft X-Ray Spectrometer for Tokamak Plasma Diagnostics. *Rev. Sci. Instr.*, 58(9):1601–1615, 1987.
- [60] E. Unger. Untersuchungen zur Absolutkalibration eines Grazing-Incidence-Spektrometers für Verunreinigungsbestimmungen an einem Fusionsexperiment. Technical Report IPP III/187, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1992.
- [61] J. Z. Klose and W. L. Wiese. Branching Ratio Technique for Vacuum UV Radiance Calibrations: Extensions and a Comprehensive Data Set. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 42(5):337–353, 1989.
- [62] U. Schumacher. *Fusionsforschung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1993.

- [63] D. Post, J. Abdallah, R. E. H. Clark, and N. Putvinskaya. Calculations of Energy Losses Due to Atomic Processes in Tokamaks With Applications to the International Themonuclear Experimental Reactor Divertor. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20:397–439, 1977.
- [64] H. P. Summers. Atomic Data and Analysis Structure, User Manual . Technical report, JET Joint Undertaking.
- [65] H. H. Johann. Die Erzeugung lichtstarker Röntgenspektren mit Hilfe von Konkavkristallen. *Zeitschrift für Physik*, 69:185–206, 1931.
- [66] S. Morita. X-Ray Spectroscopic Study of High Temperature Plasmas by Curved Crystal Spectrometer. Technical report, Research Report, Nagoya University, Institute of PLasma Physics, 1983.
- [67] T. Johansson. Über ein neuartiges, genau fokussierendes Röntgenspektrometer. *Zeitschrift für Physik*, 82:507–528, 1933.
- [68] A. Burek. Crystals for Astronomical X-Ray Spectroscopy. *Space Science Instrumentation*, 2, 1976.
- [69] J. Pfirstinger. Aufbau und Test eines schnellen Mikrostreifen- Gasdetektors für den Einsatz an einem hochauflösenden Röntgen Kristall-Spektrometers. Technical Report IPP 1/285, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, März 1995.
- [70] A. F. Abbey, R. Barnsley, J. Dunn, S. N. Lea, and N. J. Peacock. Applications of CCD Detectors to Spectral Analyses of the X-Ray Emission from Tokamaks. In Silver E. H. and S. M. Kahn, editors, *UV and X-Ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas*. Cambridge University Press, 1993.
- [71] J. S. Lee. Speckle Supression and Analysis for Synthetic Aperture Radar Images. *Opt. Enineering*, 12(5):636–643,, 1986.
- [72] S. T. Stephenson and D. L. Martin. Note on Crystals Suitable for Double Crystal X-Ray Spectroscopy in the Region 3 to 15 Å. *Rev. Sci. Instr.*, 21(12):1023–1024, 1950.
- [73] A. H. Gabriel. Dielectronic Satellite Spectra for Highly Charged Helium-Like Ion Physics II. *Mon. Not. R. asrt. Soc.*, 160:99–119, 1972.
- [74] R. Neu. Private Mitteilung.
- [75] G. Fußmann. Analytical modeling of impurity transport in toroidal devices. *Nuclear Fusion*, 26(8), 1986.

- [76] A. Tabasso, H. Maier, K. Krieger, J. Roth, and ASDEX Upgrade Team. Erosion of Tungsten Coated Tiles on the Central Column of ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*, 40(8):1441–1444, 2000.
- [77] A. Tabasso, H. Maier, J. Roth, K. Krieger, and ASDEX Upgrade Team. Studies of Tungsten Erosion at the Inner and Outer Main Chamber Wall of the ASDEX Upgrade Tokamak. *to appear in Journal of Nuclear Materials*.
- [78] H. Verbeek, J. Stober, D. P. Coster, W. Eckstein, and R. Schneider. Interaction of Charge Exchange Neutrals With the Main Chamber Walls of Plasma Machines. *Nuclear Fusion*, 38(12), 1998.
- [79] N.J. Peacock, R. Barnsley, N.C. Hawkes, K.D. Lawson, and M.G. O’Mullane. Spectroscopy for impurity control in ITER. In P.E. Stott, G. Gorini, and E. Sindoni, editors, *Diagnostics for experimental thermonuclear fusion reactors, Varenna (Italy)*, pages 291 — 305, New York, 1996. Plenum Press.
- [80] N. Wiberg. *Hollemann–Wiberg Lehrbuch der Anorganischen Chemie*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1985.
- [81] O. A. Neumüller. *Römpps Chemie–Lexikon*. Franckh’sche Verlagshandlung, Stuttgart.
- [82] H.-S. Bosch, D. Coster, O. Gruber, et al. Modification of the ASDEX Upgrade Divertor. In *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 22th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Bournemouth, 1995)*, volume III, pages 93–96, Geneva, 1995. EPS.
- [83] K. Krieger et al. Direct measurement of carbon erosion and redeposition in the divertor of ASDEX Upgrade. *to be published*.
- [84] A. Thoma, K. Asmussen, R. Dux, et al. Spectroscopic Measurements of Tungsten Erosion in the ASDEX Upgrade Divertor. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39:1487–1499, 1997.
- [85] K. Behringer, H. P. Summers, B. Denne, M. Forrest, and M. Stamp. Spectroscopic Determination of Impurity Influx from Localized Surfaces. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 37:2059 – 2099, 1989.
- [86] G.M. McCracken, U. Samm, S.J. Fielding, et al. A Study of Impurity Transport in the Boundary of TEXTOR Using Gas Puffing. *Journal of Nuclear Materials*, 176 & 177:191–196, 1990.
- [87] M. S. Pindzola and D. C. Griffin. Electron-Impact Ionization of the Tungsten Atom. *Physical Review A*, 48(5):2486–2488, 1992.

- [88] O. J. Orient and S. K. Srivastava. Electron Impact Ionisation of H₂O, CO, CO₂ and CH₄. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 20:3923–3936, 1987.
- [89] J. B. A. Mitchell and H. Hus. The Dissociative Recombination and Excitation of CO⁺. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 18:547–555, 1985.
- [90] R. Locht and J. M. Dürer. New Predissociations of CO and CO⁺ Induced by Low Energy Impact. *Chemical Physics Letters*, 34(3):508–512, 1975.
- [91] C. E. Moore. *Atomic Energy Levels Vol III*. Nat. Bureau of Standards, 1958.
- [92] A. Kallenbach and H.-M. Mayer. Characteristics of a Freely Programmable ICCD Detector for Multichord Particle Influx Measurements on the ASDEX Upgrade Tokamak. *Review of Scientific Instruments*, 64(5):1257–1262, 1993.
- [93] J. Steinbrink, U. Wenzel, W. Bohmeyer, G. Fussmann, and the PSI-Team. Sputtered Tungsten Atoms Investigated in a Linear Plasma Generator. In M. Schittenhelm and W, editors, *Europhysics Conference Abstracts (Proc. of the 24th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, 1997)*, volume 21A, part IV, pages 1809–1812, Geneva, 1997. EPS.
- [94] A. Kallenbach. Private Mitteilung.
- [95] J. A. Leavitt, L. C. McIntyre Jr., and M. R. Weller. Backscattering Spectrometry. In J. R. Tesmer and M. Nastasi, editors, *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*. Materials Research Society, Pittsburgh, PA (US), 1995.
- [96] B. L. Doyle and Wei-Kan Chu. Ion Beam Analysis of Plasma-Exposed Surfaces. In O. Auciello and D. L. Flamm, editors, *Plasma Diagnostics Volume 2, Surface Analysis and Interactions*. Academic Press, Inc., 0000.
- [97] M. Mayer. SIMNRA User's Guide. Technical Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1997.
- [98] V. Rohde. Messungen mittels Depositionssonde. unpublished.
- [99] P. C. Stangeby. Large Probes in Tokamak Scrape-Off Plasmas. The Collisionless Scrape-Off Layer: Operation in the Shadow of Limiters or Divertor Plates. *J. Appl. Phys.*, 18:1547–1559, 1985.
- [100] J. Roth and G. Janeschitz. Impurity Production and Transport in the Divertor Tokamak ASDEX. *Nuclear Fusion*, 29(6), 1989.
- [101] J. L'Ecruyer, J. A. Davies, and N. Matsunami. How Accurate are Absolute Rutherford Backscattering Yields. *Nucl. Instr. Meth.*, 160:337, 1979.

- [102] K. Krieger et al. Study of gross and net erosion in the ASDEX Upgrade Divertor. *J.Nucl.Mat.*, (241–243):684–689, 1997.
- [103] J. Roth, D. Naujoks, K. Krieger, A. Field, G. Lieder, and S. Hirsch. Experimental Investigations of High-Z Materials in the ASDEX Upgrade Divertor. *J. Nucl. Mater.*, 220–222:231–234, 1995.
- [104] K. Krieger, V. Rohde, R. Schwörer, et al. Migration of Tungsten Eroded from Divertor Tiles in ASDEX Upgrade. *J. Nucl. Mater.*, 734–738:684–689, 1997.
- [105] H. Salzmann. Thomson Scattering. In P.E. Stott, D. K. Akulina, G. G. Leotta, E. Sindoni, and C. Wharton, editors, *Basic and Advanced Diagnostic Techniques for Fusion Plasmas (Proceedings of the Course and Workshop International School of Plasma Physics 'Piero Caldirola', Varenna, Italy)*, volume II, page 477. 1987.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Friedrich Wagner danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik durchzuführen und die akademische Betreuung der Arbeit an der TU München trotz seines Weggangs nach Greifswald.

Den Professoren Dr. Kurt Behringer und Dr. Michael Kaufmann bin ich für die Aufnahme im Bereich Experimentelle Plasmaphysik 4 und im ASDEX Upgrade Team sehr verbunden.

Mein ausdrücklicher Dank gilt Herrn Dr. Rudolf Neu für die Vergabe des Themas und die hervorragende Betreuung der Arbeit. Unsere zahlreichen Gespräche waren mir eine wertvolle Hilfe.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Herrn Dr. Otto J. W. F. Kardaun für seine Geduld bedanken, mit der er meine Fragen zur Statistik beantwortet hat. Ihm danke ich auch für die zahlreichen Impulse bei der statistischen Auswertung der Daten.

Den Doktoren Hans Maier, Denis Bolshukhin, Andreas Bard, Ralph Dux, Volker Rohde und Karl Krieger danke ich für die vielen aufschlußreichen Gespräche zum Thema der Arbeit.

Herrn Dr. Hans Maier, Herrn Dr. Karl Krieger und Herrn Dr. Albertro Tabasso danke ich für die Unterstützung bei den RBS-Messungen.

Ohne die Tatkräftige Unterstützung der Techniker der Arbeitsgruppe E4 sowie der Mitarbeiter der Werkstätten wäre die Durchführung der vorliegenden Arbeit nicht möglich gewesen. Hier möchte ich mich besonders bei Herrn Jochen Fink, Herrn Georg Schmidt, Herrn Manfred Hien und Herrn Host-Bodo Schilling bedanken.

Herrn Manfred Pflug, Herrn Dr. Karl Krieger und Herrn Dr. Volker Rohde danke ich für ihre Hilfe beim Betrieb der Sondenmanipulatoren.

Verbunden bin ich außerdem den Herren Dr. Rudolf Neu, Dr. Alexander Kendl, Dr. Ralph Dux, Dr. Hans Maier und Dr. Denis Bolshukhin für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Dem ASDEX Upgrade Team danke ich für die freundliche Aufnahme und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Lebenslauf

Alexander Geier

Anschrift: VdK-Str. 14
86438 Kissing
Tel.: 08252-7678

Geburtstag und Ort: 24.11.1970 in Mering
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Schulausbildung	1977 - 1981	Grundschule Kissing
	1981 - 1990	Wernher-von-Braun Gymnasium Friedberg
Grundwehrdienst	1990 - 1991	Panzergrenadierbataillon 222, Murnau
Studium	1991 - 1994	Studium an der Fakultät für Physik der Universität Augsburg
	1994 - 1997	Studium am Physik-Department der Technischen Universität München mit Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (Diplom am 20.6.1997)
	1997 - 2000	Promotionsstudium am Physik-Department der Technischen Universität München
Promotion	seit 1.10.1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter (Doktorand) am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

Garching, den 28.2.2001