

**IONENENERGIETRANSPORT
IN ELEKTRONENGEHEIZTEN
ENTLADUNGEN AM TOKAMAK
ASDEX**

Edmund Erwin Simmet

IPP III/198

August 1994



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

85748 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

IONENENERGIETRANSPORT IN ELEKTRONENGEHEIZTEN ENTLADUNGEN AM TOKAMAK ASDEX

Edmund Erwin Simmet

IPP III/198

August 1994

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

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kontrollierte Kernfusion	1
1.2	Energieeinschlußzeit	2
1.3	Neutralteilchendiagnostik und Ionentemperatur	5
1.4	Lokaler Energietransport	7
1.5	Aufbau der Arbeit	10
2	Energietransport im Tokamak	11
2.1	Grundgleichungen des Energietransports	11
2.1.1	Momentenentwicklung der Boltzmann-Gleichung	12
2.1.2	Quellen und Senken in der Energiebilanzgleichung	13
2.1.3	Bilanzgleichungen der Ionen- und Elektronenenergie	16
2.2	Neoklassische Theorie	17
2.2.1	Neoklassische Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i	18
2.2.2	Stromprofil und ohmsche Heizleistung	21
2.3	Einfluß der η_i -Moden auf den Transport der Ionenenergie	24
2.4	Erhöhung des Energietransports der Elektronen durch Driftwellen	24
2.5	Einfluß von MHD-Instabilitäten	26
2.6	Erhöhung des Energietransports der Elektronen durch magnetische Fluktuationen	28
3	Neutralteilchen im Plasma	30
3.1	Verteilungsfunktion der Neutralteilchen	30
3.2	Bestimmung der Dichte und Temperatur der Neutralteilchen	32
3.3	Grundgleichungen der Neutralteilchenflüsse	34
4	Neutralteilchendiagnostik an ASDEX	37
4.1	Aufbau des Neutralteilchenanalysators	37
4.2	Detektoren und Nachweiseffizienz	41
4.3	Eichung und Optimierung der Effizienzwerte	42
4.4	Aufbau des Neutralteilcheninjektors	44
4.5	Geometrie der Sichtlinien des Neutralteilchenanalysators	46

5	Verfahren zur Bestimmung der Iontemperatur	49
5.1	Passives Verfahren	49
5.2	Aktives Verfahren	55
5.3	Least-Square-Fit	57
5.4	Maxwellsche Verteilung der Ionen und Ripple-Trapped-Teilchen	58
5.5	Randtemperaturen	63
5.6	Vergleich der Methoden	64
6	Experimentelle Ergebnisse zum Ionenenergietransport	67
6.1	Datenbasis ohmscher Plasmen	68
6.2	Globaler ohmscher Energieeinschluß	73
6.2.1	Energieeinschlußzeit τ_E	73
6.2.2	Verhalten der Iontemperatur	78
6.2.3	Bedeutung der Iontemperatur für τ_E	83
6.2.4	Einfluß der Ionenenergie	83
6.2.5	Ohmsche Heizleistung	87
6.2.6	Rekonstruktion der Energieeinschlußzeit	88
6.3	Lokaler Ionenenergietransport in OH-Plasmen	90
6.3.1	Verhalten des Elektron-Ion-Heizterms	90
6.3.2	Neutralfasterme in der Energiebilanzgleichung der Ionen	95
6.3.3	Energieverlust der Ionen durch Sägezahntransport	100
6.3.4	Einfluß des Teilchentransports der Ionen	102
6.4	Ionenwärmeleitung in ohmschen Plasmen	105
6.4.1	Ionenwärmeleitungsverluste in der Energiebilanz	105
6.4.2	Vergleich mit der Neoklassischen Theorie	113
6.4.3	Bedeutung der η_i -Moden	122
6.4.4	Identifikation des Transportmechanismus	124
6.5	Vergleich mit dem Elektronenenergietransport	126
6.5.1	Energietransport der Elektronen	126
6.5.2	Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e aus der Energiebilanzgleichung	128
6.5.3	Einfluß der ohmschen Heizleistung auf das Verhalten des Elektronenwärmeleitkoeffizienten χ_e	131
6.5.4	Eingehende statistische Analyse für χ_e und Vergleich mit theoretischen Modellen	133
6.5.5	Lokaler Energietransport und τ_E	140
6.6	Ionenenergietransport in sägezahnfreien Plasmen	145
6.7	Ionenenergietransport in LH-Plasmen	149
6.7.1	Globales Einschlußverhalten	150
6.7.2	Iontemperatur und Ionenwärmeleitfähigkeit	152
7	Zusammenfassung	156

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kontrollierte Kernfusion

Durch kontrolliertes Verschmelzen leichter Atomkerne wird es in zukünftigen Fusionsreaktoren möglich sein, die freiwerdende Kernbindungsenergie nutzbar zu machen. In nationalen und internationalen Großexperimenten werden derzeit die plasmaphysikalischen Grundlagen geschaffen und es wird versucht, optimale Betriebswerte für spätere Reaktoren zu entwickeln. Man erwartet, daß Fusionsreaktoren ab der Mitte des nächsten Jahrhunderts einen wesentlichen Beitrag zur Energieversorgung leisten werden.

Damit Atomkerne aufgrund der kurzreichweitigen Kernkräfte verschmelzen können, müssen sie den Potentialwall durchtunneln, der durch die langreichweitigen Coulombkräfte zwischen den Kernen erzeugt wird. Den größten Reaktionsquerschnitt und damit die deutlich höchste Fusionsrate hat die Fusionsreaktion der Wasserstoffisotope Deuterium (2_1D) und Tritium (3_1T)



bei reaktorrelevanten Temperaturen von $10 - 100 \text{ keV}^1$ [1]. Dabei verteilt sich die freiwerdende Energie reziprok zum Massenverhältnis auf die beiden Produkte, ein α -Teilchen und ein Neutron. Das stabile Isotop Deuterium kann aus natürlichen Quellen, z.B. aus Meerwasser, gewonnen werden, in dem es zu einem geringen Anteil vorkommt. Tritium wird im Reaktorgefäß in einer Brutreaktion aus Lithium gewonnen. Da der Betrieb mit Tritium sicherheitstechnisch nicht problemlos ist, wird erst in jüngster Zeit am europäischen Experiment JET (Joint European Torus) ein Gemisch aus Deuterium und Tritium benutzt [2]. In allen anderen Experimenten werden die leichten Isotope 1_1H und 2_1D verwendet.

Die Fusionsforschung verfolgt heute zwei völlig verschiedene Wege, die Trägheitsfusion [1], die hier nicht weiter behandelt wird, und den magnetischen Einschluß [3]. Bei diesem werden geladene Teilchen durch Magnetfelder auf Bahnen eingeschlossen, denen

¹In dieser Arbeit werden, wie in der Plasmaphysik üblich, Temperaturen in Energieeinheiten eV oder Nm angegeben. Dies entspricht einem Einheitensystem, in dem die Boltzmannkonstante gleich Eins gesetzt wird. Für die numerischen Werte gilt : $1 eV \approx 11600 K$ und $1 eV = 1.6 \cdot 10^{-19} Nm$.

sie durch die Lorentzkraft folgen müssen. Das Ziel ist es dabei, die Teilchen solange im Plasma zu halten, daß genügend Fusionsreaktionen stattfinden, um einen Überschuß an Energie zu produzieren. Hier existieren verschiedene Prinzipien, die zu unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen führen. Die vorliegende Arbeit wurde am Experiment ASDEX (Axial Symmetrisches Divertor EXperiment), einem Tokamak, durchgeführt. Das Tokamakprinzip, das in Anhang A ausführlicher beschrieben ist, basiert darauf, das Plasma in einem Torus einzuschließen. Durch symmetrisch angeordnete Spulen wird ein toroidales Magnetfeld B_t erzeugt, das an ASDEX im Bereich von 1.5–2.8 T liegt.

Für Einschluß und Stabilität ist jedoch auch eine poloidale Feldkomponente notwendig. Diese resultiert aus einem starken toroidalen Ringstrom, dem Plasmastrom I_p . Das poloidale Feld B_p ist etwa um einen Faktor 10 kleiner als das toroidale B_t . Der Strom wird wie in einem Transformator durch einen Primärkreis induziert, der als OH-Transformator bezeichnet wird. Als "Sekundärwicklung" dient der Plasmaring. Die poloidale und toroidale Feldkomponente sorgen zusammen dafür, daß der Plasmadruck im stabilen Gleichgewicht gehalten wird.

Gleichzeitig mit der Erzeugung des Plasmastroms und des Poloidalfeldes ermöglicht der OH-Transformator die ohmsche Heizung des Plasmas. Durch die endliche Leitfähigkeit der Elektronen wird nach dem Ohmschen Gesetz in toroidaler Richtung ein elektrisches Feld aufgebaut, das zu einer lokalen ohmschen Heizleistungsdichte $Q_{OH} = \vec{E}\vec{j}$ (mit der Stromdichte \vec{j}) führt. Dieses Prinzip ist in Kapitel 2 näher erläutert.

1.2 Energieeinschlußzeit

Eines der wichtigsten Probleme auf dem Weg zu einem Fusionsreaktor ist die Güte der Wärmeisolation bzw. des Energieeinschlusses. In einem einfachen Modell einer Leistungsbilanzgleichung für einen Fusionsreaktor werden dazu die einzelnen Heiz- und Verlustterme betrachtet, die den Energieinhalt des Plasmas bestimmen, wobei für das DT-Gemisch angenommen wird, daß Elektronen und Ionen dieselbe Temperatur T besitzen und ihre Dichten sich wie $n_e = 2n_D = 2n_T =: n$ verhalten :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \eta Q_{fus} - Q_{rad} - \frac{\epsilon}{\tau_E} \quad (1.2)$$

Die zeitliche Veränderung der Energiedichte $\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_D + \epsilon_T = 3nT$ wird verursacht durch die zugeführte Heizleistungsdichte ηQ_{fus} , die Verlustleistungsdichte durch Strahlung Q_{rad} und die Verluste durch den Energietransport $3nT/\tau_E$. Dabei wird vorausgesetzt, daß ein Anteil η der gesamten Fusionsleistung zur Plasmaheizung zur Verfügung steht. Beim Energietransport wird ausgenutzt, daß dieser etwa exponentiell bzgl. der Energie mit einer Zeitkonstanten τ_E erfolgt. Diese charakteristische Zeit wird als Energieeinschlußzeit bezeichnet und ist ein direktes Maß für die Güte der Wärmeisolation. Für das Zünden und das selbständige Brennen eines Fusionsplasmas ergibt sich daraus das Lawson-Kriterium [4] für den Zündparameter $n\tau_E$:

$$n\tau_E \geq \frac{3n^2T}{\eta Q_{fus} - Q_{rad}} \quad (1.3)$$

Da in den heutigen Experimenten die Heizung ausschließlich durch externe Leistungszufuhr erfolgt, wird in Abwandlung zu Glg. (1.2) eine allgemeinere Definition der Einschlußzeit für den stationären Betrieb benötigt :

$$\tau_E = \frac{\text{Energie}}{\text{Heizleistung} - \text{Strahlungsleistung}} = \frac{W}{P - P_{rad}} \quad (1.4)$$

Mit dieser Definition ergibt sich jedoch in allen Fällen, in denen - vor allem durch Strahlungsverluste am Rand oder durch Hoch-Z-Verunreinigungen verursacht - die Strahlungsleistung die Heizleistung erreicht, eine unendlich hohe Energieeinschlußzeit, die ohne direkte physikalische Aussage bleibt. In der Plasmaphysik wird

$$\tau_E := \frac{W}{P} \quad (1.5)$$

definiert. Dies bedeutet, daß in Glg. (1.2) die beiden Verlustterme zusammengefaßt werden und die Zeitkonstante τ_E bestimmen. Da i.a. die Strahlungsverluste, die hier miteinbezogen sind, von einer Randstrahlung außerhalb der Depositionszone der zugeführten Heizleistung verursacht werden, bleibt τ_E weiterhin ein gutes Maß für die Transportverluste. Nur in untypischen Entladungen mit starker Strahlung aus dem Zentrum müßte die ursprüngliche Definition betrachtet werden. In dieser Arbeit spielen solche Entladungen keine Rolle.

Mit der Definition aus Glg. (1.5), die in dieser Arbeit ausschließlich benutzt wird, liegen die Zündparameter heutiger Fusionsexperimente mit Ausnahme des JET-Experiments etwa 1-3 Größenordnungen unter der durch das Lawson-Kriterium bestimmten Minimal-kurve [3]. An JET wurden jedoch bereits Entladungen durchgeführt, die, hochgerechnet auf den Betrieb mit 50% Deuterium und 50% Tritium, in ihrer Qualität dieses Kriterium für kurze Zeit erfüllten [2]. Trotz vielfacher theoretischer Ansätze und experimenteller Untersuchungen sind die Transportmechanismen, die die Energieeinschlußzeit festlegen, noch weitgehend ungeklärt.

Da τ_E eine über das ganze Plasmavolumen integrierte Größe darstellt, enthält sie nur mittelbar Informationen über die lokalen Transportprozesse im Plasma und ist nicht geeignet, die eigentlichen Transportvorgänge aufzuhellen. Aus diesem Grund beschäftigt sich diese Arbeit mit dem lokalen Energietransport. Den Schwerpunkt bildet der Energietransport der Ionen.

Eine bewußte Einschränkung in dieser Arbeit ist, nur solche Entladungen zu untersuchen, bei denen die Ionen nur durch Stöße mit Elektronen geheizt werden. Die Elektronen werden von außen geheizt. Diese Einschränkung wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels bei der Vorstellung der Ionentemperatur und des lokalen Energietransports begründet werden. Plasmen dieser Art sind alle ohmsch geheizten Entladungen, und solche, bei denen die Elektronen durch Einstrahlung elektromagnetischer Wellen im GHz-Bereich bei der Lower-Hybrid-Resonanzfrequenz (LH) geheizt werden. Die Beschränkung ergibt

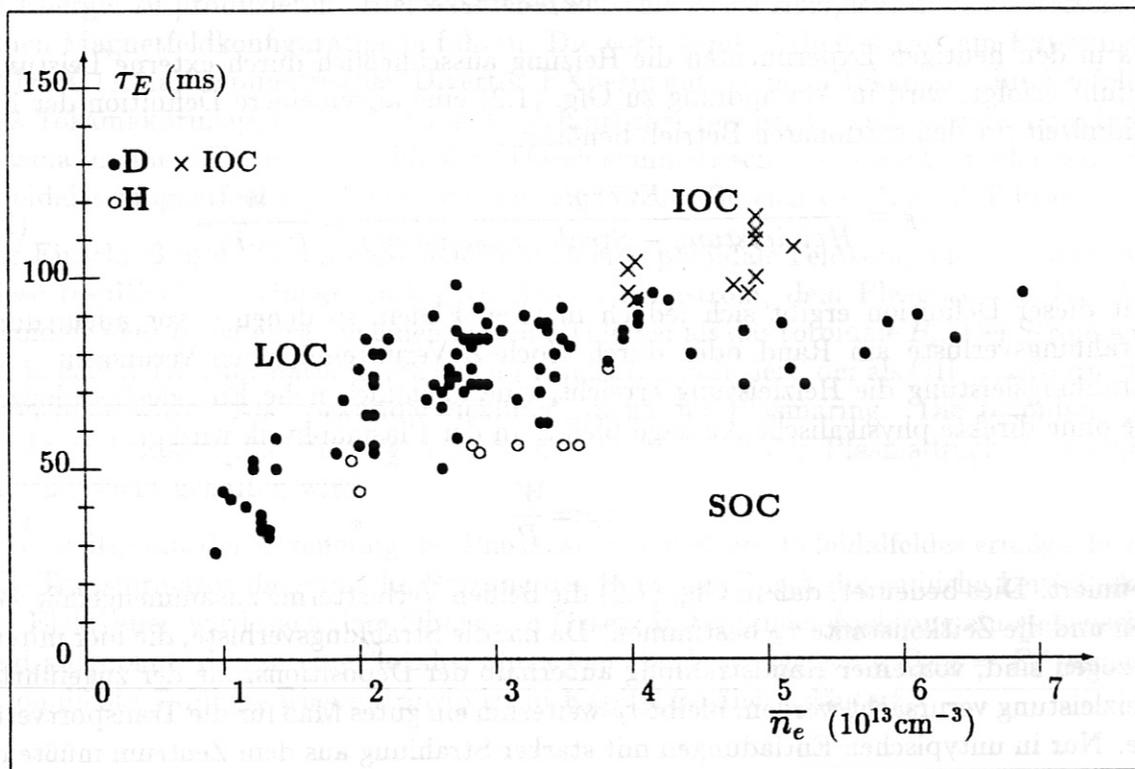


Abbildung 1.1: Die Energieeinschlußzeit ohmscher Plasmen zeigt in verschiedenen Bereichen abweichende Dichteabhängigkeiten, wobei hier \bar{n}_e die liniengemittelte Elektronendichte darstellt. Danach werden die drei Einschlußbereiche LOC (linearer Anstieg, niedrige Dichte), SOC (τ_E gesättigt, hohe Dichte) und der in Deuteriumentladungen auftretende verbesserte Einschluß im IOC bei hohen Dichten unterschieden. Der Vergleich der Werte für Wasserstoff und Deuterium zeigt einen massenabhängigen Isotopeneffekt in τ_E .

sich dadurch, daß elektronen- bzw. stoßgeheizte Plasmen wegen der Verwendung des OH-Transformators die natürlichen Tokamakplasmen darstellen.

Wird für diese Plasmen die Energieeinschlußzeit als Funktion der Elektronendichte betrachtet, so können drei qualitativ verschiedene Einschlußbereiche unterschieden werden. Abb. 1.1, in der die τ_E -Werte für Wasserstoff- und Deuteriumentladungen eingetragen sind, verdeutlicht dies. Die angegebenen Dichtewerte \bar{n}_e in dieser Abbildung entsprechen liniengemittelten Plasmadichten $(\int_0^a n_e(r) dr)/a$, mit a als kleinem Plasmaradius.

Im Bereich niedriger Dichte steigt die Einschlußzeit fast linear an und sättigt bei einer Grenzdichte von etwa $3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dieser Bereich wird mit LOC (Linear Ohmic Confinement) bezeichnet. Der bei höheren Dichten liegende Bereich mit fast konstantem τ_E ist der sog. SOC-Bereich (Saturated Ohmic Confinement). Dabei liegen in beiden Bereichen die Werte für Wasserstoffplasmen um etwa $\sqrt{2} = \sqrt{m_D/m_H}$ unter denen für Deuterium, so daß insgesamt für Wasserstoff Einschlußzeiten bis zu 50–60 ms im Ver-

gleich zu 80–90 ms in Deuterium zu erhalten sind. Sowohl die Aufspaltung in LOC und SOC als auch dieser Isotopeneffekt in der Einschlußzeit wurde auch an anderen Tokamaks nachgewiesen (z.B. JET [5], Frascati Tokamak FT [6]). Wird bei hohen Plasmadichten in Deuteriumentladungen die externe Gaszufuhr stark verringert, so verändern sich vereinfacht beschrieben die Formen der Dichte- und Temperaturprofile in diesen Plasmen. Dadurch erhöhen sich die τ_E -Werte über die entsprechenden SOC-Werte und erreichen bis zu etwa 130 ms. Dieser Bereich mit verbessertem Einschluß (IOC, Improved Ohmic Confinement), der ebenfalls einen fast linearen Anstieg mit der Dichte zeigt, wurde erstmals an ASDEX gefunden und ist in [7] beschrieben.

1.3 Neutralteilchendiagnostik und Ionentemperatur

Die Identifikation der lokalen Transportmechanismen, die diese verschiedenen Bereiche erklären lassen, erfordert die genaue Kenntnis der lokalen Dichten und Temperaturen von Elektronen und Ionen. Aufgrund der besseren Verfügbarkeit der benötigten Meßwerte der Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e und unter vereinfachenden Annahmen für die Ionendaten n_i und T_i ist die Bestimmung des Elektronenbeitrags zu τ_E und die Analyse des lokalen Energietransports der Elektronen an allen Tokamaks ein standardisiertes Verfahren.

Im Gegensatz dazu gibt es zum Ionentransport, der sich in seinem Wesen von dem der Elektronen unterscheidet, bisher noch keine systematischen Untersuchungen der lokalen Vorgänge kompletter Einschlußbereiche, da die diagnostischen Möglichkeiten für eine präzise Bestimmung der Ionentemperatur bisher mit großen Problemen behaftet waren. Der Schwerpunkt der Transportuntersuchungen in dieser Arbeit liegt aus diesem Grund bei der Analyse des Ionentransports, während die Untersuchungen zu den Elektronen hauptsächlich durchgeführt wurden, um die Einflüsse und das Zusammenwirken beider Teilchensorten als Ursachen für das Verhalten der Energieeinschlußzeit zu bestimmen.

Erstes Ziel dieser Arbeit war es deshalb, die Möglichkeiten der an ASDEX vorhandenen Neutralteilchendiagnostik soweit zu optimieren, daß aus gemessenen Flüssen von Neutralteilchen aus dem Plasma zuverlässig Ionentemperaturen bestimmt und für alle wichtigen Entladungsszenarien radiale Profile erstellt werden konnten.

Die Neutralteilchendiagnostik, die in Kapitel 4 beschrieben ist, ist dabei in der Lage, neutrale Wasserstoff- oder Deuteriumatome mit (kinetischen) Energien von einigen hundert eV bis zu etwa 8–10 keV energieaufgelöst zu messen. Bei der Bestimmung der Ionentemperatur aus den Flußspektren wird ausgenutzt, daß die gemessenen Neutralen aus Ladungsaustauschreaktionen stammen, die entlang der Sichtlinie des Analysators stattfinden. Die Diagnostik besitzt deshalb auch die Bezeichnungen "Ladungsaustauschdiagnostik" oder "CX-Diagnostik" (engl. Charge Exchange für Ladungsaustausch). Diese Reaktionen werden durch einen ständigen Fluß von kalten Neutralen von der Gefäßwand in das Plasmaminnere ermöglicht. Trifft ein Wasserstoffatom auf ein Proton bzw. Deuteron, so erfolgt mit einem hohen Wirkungsquerschnitt ein Elektronentransfer vom Neutralteilchen zum Ion, wobei beide Teilchen Energie und Impuls

behalten. Das dabei ionisierte kalte Neutrale wird durch die Magnetfelder eingefangen und durch Stöße mit den anderen Plasmateilchen thermalisiert. Das in dieser Reaktion neutralisierte Ion kann, da es von den Magnetfeldern nicht mehr beeinflusst wird, mit einer Wahrscheinlichkeit, die von der Plasmadichte und der Teilchenenergie abhängt, das Plasma verlassen, ohne zusätzliche Ladungsaustauschreaktionen einzugehen und ohne durch Stöße mit Elektronen und Ionen ionisiert zu werden. Auf die Wichtigkeit dieser Einzelprozesse, die das Flußspektrum bestimmen, wird in Kapitel 3 eingegangen. Ausgehend von einer Bilanzgleichung für die Neutralteilchenverteilungsfunktion mit allen Gewinn- und Verlusttermen werden dort die Verteilungsfunktion, die Dichte und die Temperatur des Neutralgases im Plasma bestimmt. Daraus wird dann eine Gleichung abgeleitet, die die energieaufgelösten Neutralteilchenflüsse beschreibt.

Die Aussagekraft der experimentell gemessenen Spektren wurde deutlich erhöht durch eine neuartige Eichmethode, die zusätzlich zur vorgegebenen Eichung mit einer Neutralteilchenquelle aus einer numerischen Nachbehandlung von gemessenen Eichspektren besteht. In dieser Methode, die in Kapitel 4 im Rahmen des experimentellen Aufbaus behandelt ist, wird die große Variationsmöglichkeit der Energieeinstellung des Analysators ausgenutzt. Eine numerische Überlagerung vieler, auf der Energieachse gegeneinander verschobener Eichspektren gestattet es, für die Einzelkanäle des Analysators Eichfaktoren zu berechnen, die mit relativen Fehlern von nur bis zu $\pm 3\%$ wesentlich genauer sind als die ursprünglich vorhandenen.

Die Neutralteilchenflüsse (s. Kap. 3) stellen ein Integral über die gesamte Sichtlinie des Analysators dar. Die Bestimmung einer lokalen Temperatur aus den Flüssen ist deshalb nur eingeschränkt und mit zusätzlichen Annahmen möglich. Im sog. passiven Betrieb werden Neutrale gemessen, die entlang der Analysatormesslinie aus "natürlichen" CX-Reaktionen entstehen. Für niedrige Teilchenenergien stammen die gemessenen Neutrale aus allen Gebieten entlang des Sichtstrahls, in denen die zugehörige Verteilungsfunktion der Ionen eine nichtverschwindende Population bei diesen Energien aufweist. Dies führt dazu, daß erst bei sehr hohen Energien der gemessene Fluß annähernd dem Ort zugeordnet werden kann, an dem die Temperatur der Ionen ihr Maximum erreicht. Vereinfachend kann jedoch gesagt werden, daß selbst bei den höchsten Energien, bei denen noch statistisch signifikante Messungen möglich sind, das energieaufgelöste passive Spektrum nicht exakt proportional zur lokalen Verteilungsfunktion der Ionen ist, sondern, abhängig von der mittleren freien Weglänge der Neutralen, der Hauptanteil der hochenergetischen Flüsse aus einem dazu verschobenen Gebiet stammt. Die Analyse und Korrektur dieses Problems sind in Kapitel 5 zusammen mit der Methode der Bestimmung der Iontemperatur diskutiert.

Die CX-Diagnostik an ASDEX kann neben dem passiven auch im aktiven Betrieb arbeiten. Bei der zweiten, aktiven Betriebsart wird kurzzeitig ein hochenergetischer Neutralteilchenstrahl injiziert, der die Neutralgasdichte entlang dieses Strahls um mehrere Größenordnungen erhöht. In diesem Fall wird das Flußspektrum von den CX-Neutralen dominiert, die aus dem eng begrenzten Gebiet stammen, in dem sich Injektorstrahl und Analysatorsichtlinie schneiden. Dieses Verfahren kann deshalb als lokale Meßmethode betrachtet werden.

Eine wichtige Voraussetzung, um mit diesem Verfahren die Iontemperatur zu bestim-

men, ist das Vorliegen einer Maxwellverteilung der Ionen. In diesem Fall sind die Flüsse proportional zu $e^{-E/T}$, und aus der Steigung der logarithmisch aufgetragenen Flüsse läßt sich die Temperatur bestimmen. Eine Untersuchung der Neutralteilchenflüsse zeigt, daß vor allem der hochenergetische Bereich der Spektren durch nichtmaxwellsche Ionen verfälscht wird und so zu einer Überschätzung der Temperatur führt. Eine genaue Analyse des Problems ist in Kapitel 5 dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dazu eine Energieschranke angegeben werden, die es gestattet, die hochenergetischen nicht-thermischen Anteile abzuspalten.

Die verschiedenen Verfahren, die Diskussion der störenden Einflüsse und deren Korrektur sind Gegenstand des 5. Kapitels. Dabei kann im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, daß es mit diesen Verbesserungen möglich ist, die relativen Fehler der Iontemperatur vor allem beim aktiven Verfahren deutlich geringer als $\pm 10\%$ zu erhalten. Es ist auch möglich, systematische Fehler nahezu auszuschließen.

Die durch die genannten technischen Vorkehrungen erreichte Genauigkeit der Iontemperatur ist wesentliche Voraussetzung für das Hauptziel dieser Arbeit: die Analyse des lokalen Energietransports der Ionen.

1.4 Lokaler Energietransport

In Plasmen ohne Stöße wären geladene Teilchen (abhängig von der Geometrie der Felder) ideal eingeschlossen und der Energietransport könnte nur parallel zu den Feldlinien oder durch Strahlung stattfinden. In realen Tokamakplasmen liegen die Stoßzeiten bei etwa $10^{-4} - 10^{-3}$ Sekunden und führen dazu, daß der radiale Transport gegenüber anderen Verlustmechanismen den dominanten Verlustkanal im Plasma darstellt. Als Ansatz zur Beschreibung dieser Stoßprozesse wird im allgemeinen die Boltzmann-Gleichung

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_j}{\partial \vec{x}} + \frac{q_j}{m_j} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \frac{\partial f_j}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{df_j}{dt} \right)_s \quad (1.6)$$

mit der Verteilungsfunktion f_j der Teilchensorte j und einem Stoßterm $(df_j/dt)_s$ benutzt. Die Grundgleichungen für axialsymmetrische toroidale Geometrien werden dazu in vollständigster Form von Hinton, Hazeltine und Chang [8, 9, 10] in Form der Neoklassischen Theorie bereitgestellt. In dieser Theorie wird angenommen, daß die Verteilungsfunktionen nur so wenig von Maxwellverteilungen abweichen, daß sich diese Abweichungen mit Hilfe von Störungsrechnungen behandeln lassen. Durch die Momentenentwicklung erhält man eine Beschreibungen der Transportvorgänge mit Aussagen über Diffusions- und Wärmeleitungskoeffizienten.

Untersuchungen an verschiedenen Tokamaks haben gezeigt, daß in Plasmen, in denen auch die Ionen von außen geheizt werden, der Energietransport der Ionen fast immer deutlich über den von der neoklassischen Theorie vorhergesagten Werten liegt. Dieser "anomale" Ionenenergietransport kann jedoch durchaus erst durch das Zuschalten der externen Heizung mitverursacht werden und so den Grundmechanismus des stoßbedingten Transports überdecken. In diesen Fällen wäre das Erkennen der prinzipiellen

Transportvorgänge praktisch unmöglich. Zur Untersuchung der Frage, ob der Transport der Ionenenergie aus dem Plasma auch und gegebenenfalls hauptsächlich durch Stöße erfolgt, beschränkt sich diese Arbeit auf Entladungen, in denen die Ionenheizung intern über Elektronenstöße erfolgt. Diese Beschränkung auf "elektronengeheizte" Plasmen ermöglicht es deshalb, die natürlichen Mechanismen des Ionenenergie-transportes zu beschreiben und direkte Vergleiche mit Theorien anzustellen. Wie im Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird, läßt sich der Energietransport der Ionen in solchen Plasmen sehr gut mit der neoklassischen Theorie beschreiben.

Der Transport der Elektronen ist dagegen aber immer etwa um das 10^2 -fache gegenüber den erwarteten Werten aus stoßbedingten Prozessen erhöht und deshalb immer "anomal". Zur Beschreibung dieses anomalen Transports wurden verschiedene Ansätze entwickelt, die ihn auf direkte Einflüsse von Driftwellen oder anderen Instabilitäten im Plasma zurückführen [11, 12, 13]. Als Driftwellen werden dabei elektrostatische Fluktuationen bezeichnet, die den Transport senkrecht zu den Feldlinien erhöhen. Die wichtigsten hier behandelten Instabilitäten entstehen, wenn der Gradient des Plasmadrucks oder der Temperatur größer als ein kritischer Wert ist. Auch sie sorgen für eine Erhöhung des radialen Transports. In Kapitel 2 sind dazu die theoretischen Voraussetzungen dargestellt. Insbesondere enthält dieses Kapitel neben einer geschichtlichen Entwicklung der Neoklassik im Hinblick auf die Ionenwärmeleitung die verschiedenen Mechanismen, die als aussichtsreiche Kandidaten zur Beschreibung des anomalen Transports gelten. Daneben wird ebenfalls ein Mechanismus vorgestellt, der i.a. zur Begründung des anomalen Ionenenergie-transportes in Entladungen mit externer Ionenheizung herangezogen wird. Dieser wird im experimentellen Teil der Arbeit dazu benutzt, die Aussage zu vertiefen, daß für die hier untersuchten Plasmen diese Art von anomalem Transportmechanismus nicht von Bedeutung ist.

In vielen Theorien wird dabei ausgenutzt, daß der Transport entlang des Magnetfeldes² genügend schnell erfolgt, um toroidale Störungen in den Verteilungsfunktionen nicht zuzulassen. Übrig bleibt in einer idealisierten Zylindergeometrie nur mehr eine Abhängigkeit vom kleinen Plasmaradius r senkrecht dazu. Die für die Beschreibung des Energietransports wichtigen Gleichungen sind die zweiten Momente, die Leistungsbilanzgleichungen der Elektronen

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{3}{2} n_e(r) T_e(r) + \nabla \vec{Q}_e(r) = Q_{in,e}(r) - Q_{rad}(r) - Q_{ei}(r) - Q_{rek,e}(r) \quad (1.7)$$

und der Ionen

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{3}{2} n_i(r) T_i(r) + \nabla \vec{Q}_i(r) = Q_{in,i}(r) + Q_{ei}(r) - Q_{CX}(r) - Q_{rek,i}(r) + Q_{cii}(r), \quad (1.8)$$

die als Grundlage des lokalen radialen Transports in dieser Arbeit gelten. Die einzelnen Terme, die in Kapitel 2 hergeleitet werden, sind die Energiedichten der Elektronen und Ionen ($3n_e T_e/2$, $3n_i T_i/2$), die Energieflüsse aufgrund von Wärmeleitung und Teilchendiffusion $\vec{Q}_{e,i}$, die externen Heizleistungsdichten $Q_{in,e,i}$, die Strahlungsleistungsdichte der

²Genauer soll hier von Flußflächen gesprochen werden. Das sind im Tokamak ASDEX toroidalsymmetrische Flächen, auf denen sich aufgrund des Gleichgewichts aus Plasmadruck und magnetischen Kräften konstante Dichten und Temperaturen einstellen. Dies ist in Anhang A beschrieben.

Elektronen Q_{rad} , der Energieaustauschterm zwischen Elektronen und Ionen Q_{ei} aufgrund von Stößen, die Energieverluste Q_{CX} durch Ladungsaustauschreaktionen von heißen Ionen mit kalten Neutralen, die Energieverluste durch Rekombination von Elektronen und Ionen zu Neutralen $Q_{rek,e,i}$ und der Energiegewinn Q_{eii} durch Stoßionisation von Neutralen (electron impact ionization). Bei den hier untersuchten Plasmen sind nur die Elektronen von außen geheizt, so daß hier der Term $Q_{in,i}$ wegfällt.

Die Energieflüsse der Elektronen (Index e) und Ionen (Index i)

$$\vec{Q}_{e,i}(r) = -n_{e,i}\chi_{e,i}\frac{\partial T_{e,i}}{\partial r} + \frac{5}{2}\vec{\Gamma}T_{e,i} \quad (1.9)$$

enthalten Anteile, die durch die Wärmeleitung (erster Teil) und den Teilchenfluß (zweiter Teil) bestimmt sind. Der Teilchenfluß wird direkt aus dem ersten Moment der Boltzmann-Gleichung, der Bilanzgleichung für die Dichte, bestimmt. Der Anteil, der die Wärmeleitung bestimmt und der in dieser Arbeit den wichtigsten Term in der Leistungsbilanzgleichung darstellt, ist in Kapitel 6 das Hauptuntersuchungsgebiet der lokalen Transportanalyse. Die wichtigsten Größen für ein Verständnis des Energietransports in Plasmen sind die Wärmeleitungskoeffizienten der Ionen χ_i und der Elektronen χ_e .

Der Vergleich mit der Theorie läßt sich auf drei verschiedene Arten durchführen: Im ersten Verfahren wird die Bilanzgleichung mit den experimentellen Temperaturen nach der Wärmeleitfähigkeit aufgelöst. Diese kann direkt mit den von den Theorien vorgeschlagenen Werten verglichen werden. Die zweite Methode benutzt die theoretischen Abhängigkeiten der Wärmeleitfähigkeit, um daraus mit der Bilanzgleichung eine theoretische Vorhersage für das Temperaturprofil zu erhalten. Beide Wege sind für die hier untersuchten Entladungen parallel durchgeführt. Diese Analysen einzelner Entladungen können prinzipiell theoretische Modelle innerhalb der statistischen experimentellen Fehler bestätigen, aber auch solche, die außerhalb der Fehlerbalken liegen, ausschließen.

Ein drittes Verfahren der Auswertung, das in der Lage ist, den Einfluß der statistischen Meßfehler zu verringern, ist die gemeinsame statistische Analyse mehrerer Entladungen. Dazu wurde eine Datenbank mit mehr als hundert ohmschen und etwa dreißig LH-Entladungen aufgebaut, die neben globalen und lokalen Messwerten auch Ergebnisse lokaler Transportanalysen enthält. Die Auswertung dieser Datenbank gestattet es auch, wie es z.B. in dieser Arbeit für die Wärmeleitfähigkeit χ_e der Elektronen gezeigt wird, systematische lokale Abhängigkeiten in Form sog. Skalierungsgesetze aufzuzeigen, die nicht durch eine Theorie erklärt werden können. Dadurch werden Forderungen aufgestellt, die von zukünftigen Theorien erfüllt werden müssen, wenn auch dadurch noch kein physikalischer Transportmechanismus zwingend abgeleitet werden kann.

Mit Hilfe dieser Werkzeuge kann erstmals gezeigt werden, daß der Transport der Ionenenergie in radialer Richtung bei ohmschen Entladungen an ASDEX in der Regel in guter Übereinstimmung mit der Neoklassik ist. Sowohl im LOC als auch im SOC stimmen die experimentellen Ionentemperaturen innerhalb der Fehlerbalken mit den neoklassisch bestimmten überein. Dasselbe gilt – wenn auch hier die Fehlerbalken größer sind – für die experimentellen Werte von χ_i und den dazu hergeleiteten neoklassischen χ_i^{neo} . Im IOC-Regime an ASDEX zeigt sich allerdings, daß die Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i^{esp} niedriger ist, als es die Formel von Chang und Hinton [10] fordert. Hier liegen die experimentellen

Ionentemperaturen näher an der Elektronentemperatur als von der Theorie vorhergesagt. Da in LH-Entladungen die theoretischen Werte durch unbekannte Depositions- und Stromprofile aufgrund fehlender theoretischer und experimenteller Modelle zu einem großen Bereich möglicher χ_i^{neo} führen, kann für diesen Fall die Analyse nicht dazu beitragen, den neoklassischen Transportmechanismus eindeutig zu identifizieren. Im Rahmen einer größeren Unsicherheit ergibt sich jedoch kein Widerspruch zur neoklassischen Theorie.

Auch wenn es nicht der Schwerpunkt dieser Arbeit ist, werden eine Reihe von Ergebnissen zum Elektronenenergie-transport ermöglicht. Ein Vergleich des experimentellen Elektronenenergie-transportes in ohmschen Entladungen mit theoretischen Vorgaben zeigt, daß die derzeitigen Theorien nicht in der Lage sind, χ_e vollständig zu beschreiben. Hier gelingt es durch statistische Auswertung der Datenbank Skalierungsgesetze anzugeben, die die lokalen Abhängigkeiten von χ_e beschreiben. Es ist zudem möglich, Theorien anzugeben, die zumindest Teilaspekte der Elektronenwärmeleitung richtig wiedergeben.

Die Rekonstruktion der Energieeinschlußzeit mit den Ergebnissen der lokalen Transportanalyse der Ionen und der Elektronen zeigt schließlich für die ohmschen Entladungen, daß das Verhalten von τ_E hauptsächlich durch die Vorgänge auf der Elektronenseite bestimmt wird. Lediglich im LOC-Bereich, in dem durch vergleichsweise hohe Verunreinigungskonzentrationen und niedrige Ionendichten die Ankopplung der Ionen an die Elektronen schwächer als in den beiden anderen Bereichen ist, beeinflussen auch die Ionen den Verlauf von τ_E . Das prinzipielle Verhalten der Energieeinschlußzeit wird aber auch hier bereits vom Transport der Elektronenenergie verursacht.

1.5 Aufbau der Arbeit

Einleitend zu den Untersuchungen werden zunächst in Kapitel 2 die Transportgleichungen unter Berücksichtigung wichtiger Gewinn- und Verlustmechanismen hergeleitet. Die Darstellung der zur Zeit gängigsten Theorien zur Wärmeleitfähigkeit der Elektronen und Ionen, ihrer Ergebnisse, die zum Vergleich mit experimentellen Werten benötigt werden, und die Betrachtung der den Elektronen zugeführten Heizleistung schließen dieses Kapitel ab. Das dritte Kapitel behandelt in ähnlicher Weise die Grundgleichungen der Neutralteilchen im Plasma und deren Flüsse. Die Ladungsaustauschdiagnostik und ihre Optimierung wird in Kapitel 4 beschrieben. Im anschließenden fünften Kapitel werden die Prinzipien zur Bestimmung der Ionentemperaturprofile mit Hilfe der Ladungsaustauschdiagnostik vorgestellt. Die verschiedenen Methoden der Auswertung werden beschrieben und verglichen. In Kapitel 6 folgt die Analyse der Bilanzgleichungen und die Ergebnisse zum lokalen Energietransport der Ionen und Elektronen und zur Energieeinschlußzeit.

Kapitel 2

Energietransport im Tokamak

Um in einem zukünftigen Reaktor in Bereichen zu arbeiten, in denen das Plasma über lange Zeit stabile Einschlusseigenschaften besitzt, müssen die für den Energietransport verantwortlichen Mechanismen kontrollierbar sein. In diesem Kapitel werden verschiedene theoretische Modelle vorgestellt, die als wichtige Werkzeuge betrachtet werden. Die Neoklassische Theorie als Lösung der Fokker-Planck-Gleichung im Tokamak wird dabei als Grundlage des Transports angesehen. Um experimentell auftretende Abweichungen zu deren Vorhersagen zu erklären, wurden Theorien entwickelt, die andere Mechanismen für den Wärmetransport vorhersagen, wie z.B. Driftwellen, η_i -Moden, MHD-Instabilitäten oder magnetische turbulente Fluktuationen. Für die Interpretation experimenteller Ergebnisse werden die hier angegebenen Gleichungen in den folgenden Kapiteln benutzt werden.

2.1 Grundgleichungen des Energietransports

Jeder Teilchensorte a im Plasma wird eine Verteilungsfunktion $f_a(\vec{r}, \vec{v})$ im Phasenraum zugeordnet. Nach dem Boltzmannschen Ansatz existiert ein Gleichgewicht zwischen zeitlichen Veränderungen von f_a aufgrund deterministischer Bewegungen, beschreibbar durch das totale zeitliche Differential, und stochastischer Veränderungen wie Stößen, Erzeugung und Vernichtung von Teilchen, wie es mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung dargestellt werden kann [8] :

$$\frac{df_a}{dt} = \frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \vec{x}} + \frac{\vec{F}_a}{m_a} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \vec{v}} = C_a \quad (2.1)$$

Die Kraft \vec{F}_a im totalen Differential, die auf geladene Plasmateilchen wirkt, ist gegeben durch die Beschleunigung im elektrischen Feld \vec{E} und die Lorentzkraft

$$\vec{F}_a = q_a \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2)$$

Der Term C_a ist Ausdruck für stochastische Wechselwirkungen der Teilchen der Sorte a mit allen Teilchensorten im Plasma (einschließlich der Wechselwirkungen mit Teilchen derselben Sorte). C_a wird als Stoßoperator bezeichnet.

Die entsprechenden Gleichungen für alle Teilchensorten und Ionisationsstufen vervollständigen zusammen mit den Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

unter Berücksichtigung der Quasineutralität des Plasmas das allgemeine Gerüst zur Behandlung der Vorgänge im Plasma.

2.1.1 Momentenentwicklung der Boltzmann-Gleichung

Um experimentell zugängliche Größen wie Dichten und Temperaturen aus der Boltzmann-Gleichung zu erhalten, wird diese durch Multiplikation mit Potenzen von \vec{v} und Integration über den Geschwindigkeitsraum d^3v in ihre höheren Momente entwickelt. Aus den Momenten der Verteilungsfunktion¹

$$\text{Teilchendichte} \quad n = \int f d^3v \quad (2.7)$$

$$\text{Teilchenfluß} \quad n\vec{u} = \int f\vec{v} d^3v \quad (2.8)$$

$$\text{Energiedichte} \quad \frac{3}{2}nT = \int f \frac{m}{2} v^2 d^3v \quad (2.9)$$

$$\text{Energiefluß} \quad \vec{Q} = \int f \frac{m}{2} v^2 \vec{v} d^3v \quad (2.10)$$

$$\text{Wärmefluß} \quad \vec{q} = \int f \frac{m}{2} (\vec{v} - \vec{u})^2 (\vec{v} - \vec{u}) d^3v \quad (2.11)$$

und den Momenten des Operators C

$$\text{Teilchenrate} \quad \dot{n}_C = \int C d^3v \quad (2.12)$$

$$\text{Energieübertrag} \quad Q = \int C \frac{m}{2} v^2 d^3v \quad (2.13)$$

erhält man mit

$$\vec{\Gamma} = n\vec{u} \quad (2.14)$$

$$\vec{q} = \vec{Q} - \frac{5}{2}\vec{\Gamma}T \quad (2.15)$$

¹Die bis auf das Vektorsymbol übereinstimmenden Bezeichnungen für den Energiefluß und den -übertrag (\vec{Q} und Q) und für den Wärmefluß und die Teilchenladung (\vec{q} und q) haben sich im Lauf der theoretischen Entwicklung in der Literatur in dieser Form durchgesetzt, so daß sie auch hier trotz der Gefahren einer Verwechslung übernommen werden.

das zeitliche Verhalten für Dichte und Energieinhalt der Teilchensorte a :

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma}_a = \dot{n}_{a,C} \quad (2.16)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} n_a T_a + \nabla \cdot \vec{q}_a + \frac{5}{2} \nabla \cdot (T_a \vec{\Gamma}_a) = Q + q_a n_a \vec{u} \vec{E} \quad (2.17)$$

Aus den Momenten der Verteilungsfunktionen folgen Anteile der Teilchen- und Wärmeflüsse, die von einer mittleren Driftgeschwindigkeit \vec{u} oder von den Gradienten der Dichte und Temperatur abhängen. Die allgemeine Darstellung, wie sie auch in der Thermodynamik gebräuchlich ist, lautet deshalb für die Flüsse:

$$\vec{\Gamma} = n\vec{u} - \bar{D} \frac{\partial n}{\partial \vec{x}} \quad (2.18)$$

$$\vec{q} = -n\bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial \vec{x}} \quad (2.19)$$

Die Grössen \bar{D} und $\bar{\chi}$ sind die Tensoren der Diffusions- und Wärmeleitkoeffizienten der jeweiligen Teilchensorten. Die Definition des Wärmeflusses (Glg.2.11) erfolgt so, daß die von \vec{u} abhängenden Anteile des Energieflusses abgetrennt werden.

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Quellen und Senken ($\dot{n}_{a,C}, Q$) erläutert. Diese ermöglichen zum einen eine Berechnung der Teilchenflüsse durch einfache Integration der Gleichung (2.16). Gleichzeitig ermöglichen sie eine exakte Behandlung der Energiebilanzgleichungen. Im weiteren Verlauf dieses zweiten Kapitels werden die theoretischen Grundlagen für die experimentell nicht direkt zugänglichen Grössen in Gleichung (2.17), die in dieser Arbeit die zentrale Rolle spielt, hergeleitet. Dabei werden die wichtigsten theoretischen Modelle zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeiten behandelt.

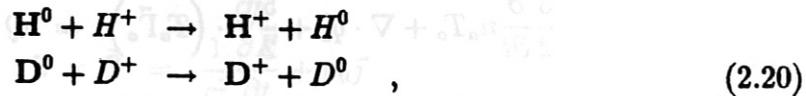
2.1.2 Quellen und Senken in der Energiebilanzgleichung

Die in den Gleichungen (2.16,2.17) auftretenden Quellen und Senken für die Dichte ($\dot{n}_{a,C}$) und die Energiedichte (Q) sind Ergebnis statistischer Wechselwirkungen zwischen den Plasmateilchen und können im Rahmen von Teilchen-Teilchen-Stößen untersucht werden.

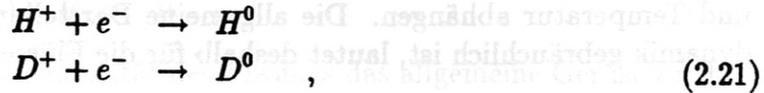
Teilchen-Teilchen-Stöße können danach unterschieden werden, ob sie elastisch oder inelastisch erfolgen. Da bei elastischen Stößen die Teilchen ihre Identität nicht verlieren und die Summen der Massen, Impulse und kinetischen Energien vor und nach dem Stoß gleich bleiben, verschwindet das nullte Moment des zugehörigen Stoßterms, das i.a. die Veränderung der Dichte angibt. Für den Fall, daß zwei Teilchen der gleichen Sorte stoßen, verschwindet daneben auch das erste und zweite Moment, d.h. die lokale Impuls- und Energiedichte der untersuchten Verteilungsfunktion ändert sich dabei nicht.

Elastische Wechselwirkungen können nur in die Leistungsbilanzgleichung eingehen, falls die Reaktionspartner verschieden sind. In den untersuchten Plasmen sind nur die Coulombstöße zwischen Elektronen und Ionen von Bedeutung.

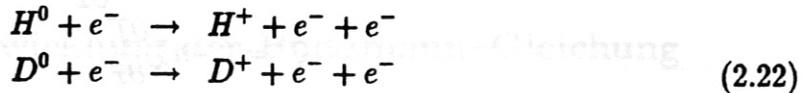
Inelastische Wechselwirkungen verändern die Identität der Partner durch Anregung, Teilchenerzeugung oder -vernichtung. Bei diesen Stößen können zusätzliche Terme sowohl in der Teilchen- als auch in der Leistungsbilanz auftreten. Die Vorgänge, die in dieser Arbeit wichtig sind, sind **Ladungsaustauschreaktionen**



die **Rekombination** von Elektronen und Ionen zu Neutralen



die **Ionisation** von Neutralen durch Elektronen (electron impact ionization)



und **Strahlungsverluste der Elektronen** aufgrund von Bremsstrahlung. Es wird dafür direkt auf gemessene Strahlungsprofile zurückgegriffen; auf eine mathematische Beschreibung wird daher verzichtet.

Bei der Herleitung der mathematischen Ausdrücke der folgenden Reaktionen wird das SI-System benutzt, falls nicht explizit andere Dimensionen angegeben sind.

Coulombstöße zwischen Ionen und Elektronen

Die klassische Beschreibung von Coulombstößen erfolgt mit dem Boltzmann-Stoßterm

$$C_{12}^B(\vec{v}_1) = \int (f_1(\vec{v}_1')f_2(\vec{v}_2') - f_1(\vec{v}_1)f_2(\vec{v}_2)) g\sigma(g, \Omega) d\Omega d^3v_2 \quad (2.23)$$

der die Differenz der Reaktion, bei denen Teilchen der Sorte 1 mit der Geschwindigkeit v_1' durch Stöße mit Teilchen der Sorte 2 nach v_1 gestreut werden, mit der von v_1 nach v_1' beschreibt. g ist der Betrag der Relativgeschwindigkeit der beiden Teilchen, der durch den Stoß nicht verändert wird. Der Rutherford-Wirkungsquerschnitt [14]

$$\sigma(g, \Omega) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2 g^2} \right)^2 \frac{1}{4 \sin^2 \frac{\chi}{2}} \quad (2.24)$$

divergiert für kleine Ablenkwinkel χ . Da diese jedoch nur bei großen Teilchenabständen auftreten, wird ausgenutzt, daß das Coulombpotential in Plasmen durch Polarisations-effekte abgeschirmt wird. Dadurch kann ein unterer Grenzwert für den Ablenkwinkel eingeführt werden, der für die Konvergenz bei Integrationen des Stoßterms sorgt. Das zweite Moment des Operators ergibt (nach Summation über alle Ionensorten j und Vernachlässigen von Termen der Ordnung m_e/m_j) den Elektron-Ion-Austauschterm, der für ruhende Maxwellverteilungen die Form

$$Q_{ei} = \frac{4\sqrt{2}\pi e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \ln \Lambda [Z] \frac{n_e^2 m_e^{1/2} T_e - T_i}{m_i T_e^{3/2}} \quad (2.25)$$

besitzt. Der darin auftretende Coulomblogarithmus [15]

$$\ln \Lambda = 25.3 - 1.15 \cdot \ln n + 2.30 \cdot \ln T \quad (2.26)$$

mit n in $(\text{cm})^{-3}$ und T in eV entsteht bei der Winkelintegration des Wirkungsquerschnitts und beinhaltet den Abschneideparameter im Streuwinkel. Die mittlere Ladung $[Z] = \sum_j (n_j m_j Z_j^2) / (n_e m_j)$ ist mit den Massen gewichtet, und bringt zum Ausdruck, daß der Energietransfer zwischen Elektronen und Ionen proportional zu Z_j^2 / m_j und den Dichten ist. Sie liegt für Wasserstoffplasmen nahe bei 1. In der Elektronenenergiebilanz tritt der Austauschterm mit einem negativen und in der Ionenenergiebilanz mit einem positiven Vorzeichen auf.

Ladungsaustausch zwischen Ionen und Neutralen

Der Stoßterm für den Ladungsaustausch (charge exchange, CX) lautet

$$C_{CX}(\vec{v}_1) = \int (f_0(\vec{v}_1) f_i(\vec{v}_2) - f_0(\vec{v}_2) f_i(\vec{v}_1)) g \sigma_{CX}(g) d^3 v_2, \quad (2.27)$$

mit den Verteilungsfunktionen f_0 der Neutralen und f_i der Plasmaionen und dem Wirkungsquerschnitt [16] bezogen auf die relative kinetische Energie $E = (m_i g^2) / 2$ in eV

$$\sigma_{CX}(E) = \frac{0.6937 \cdot 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10} E)^2}{1 + 0.112 \cdot 10^{-14} E^{3.3}} \quad (\text{cm}^2). \quad (2.28)$$

Das erste Moment des Operators verschwindet, während das zweite Moment in guter Näherung durch

$$Q_{CX} = n_0 n_i X_{CX} \frac{3}{2} (T_i - T_0) \quad (2.29)$$

mit $X_{CX} = \sigma_{CX}(E_{rel}) \cdot v_{rel}$ ausgedrückt wird. $v_{rel} = \sqrt{(4/\pi)(T_0 + T_i)/m_i}$ und die dazugehörige Energie E_{rel} sind ein Maß für die mittlere Schwerpunktsgeschwindigkeit und die daraus folgende Energie. n_0, n_i, T_0, T_i sind die Dichten und Temperaturen der Neutralen und Ionen.

Rekombinationsreaktion der Ionen und Elektronen

Die Rekombination eines Elektrons und eines Ions zu einem Neutralen erfolgt unter Aussendung von Photonen und führt dazu, daß das Neutralteilchen den Impuls des Ions besitzt. Der Stoßoperator

$$C_{rek}(\vec{v}) = f_i(\vec{v}) \cdot \int f_e(\vec{v}_e) g \sigma_{rek}(g) d^3 v_e \quad (2.30)$$

ergibt in den Dichtegleichungen der Elektronen und Ionen einen Verlustterm

$$\dot{n}_{rek} = n_i n_e X_{rek} \quad (2.31)$$

in dem der Ratenkoeffizient X_{rek} nur von der Elektronentemperatur abhängt [17] :

$$X_{rek} = 1.27 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{(I/T_e)^{3/2}}{(I/T_e) + 0.59} \quad \left(\frac{cm^3}{s}\right) . \quad (2.32)$$

$I=13.6$ eV ist die Ionisationsenergie eines Wasserstoffatoms und T_e ist in eV anzugeben. Die Energieverluste, die in beiden Leistungsbilanzen mit einem negativen Vorzeichen auftreten, sind

$$Q_{rek,e,i} = \dot{n}_{rek} \frac{3}{2} T_{e,i} . \quad (2.33)$$

Ionisation von Neutralen durch Elektronen

Die Ionisation von H^0, D^0 (electron impact ionization) führt zu Ionen, die den Impuls des Neutralen besitzen. Die Reaktionsrate, die aus dem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{eii} = \frac{6.513 \cdot 10^{-14}}{I^2} G(E) \quad (cm^2) \quad (2.34)$$

folgt, wobei G eine Funktion der Elektronenenergie E ist, wird in [18] als Fitfunktion angegeben

$$\log_{10} X_{eii} = \begin{cases} -3.054 \cdot x - 15.72e^{-x} + 1.603e^{-x^2} & \text{für } T_e < 20 \text{ eV,} \\ -0.5151 \cdot x - \frac{2.563}{x} - 5.231 & \text{für } T_e \geq 20 \text{ eV,} \\ x = \log_{10}(T_e(eV)), X_{eii} \text{ in } (cm^3/s) \end{cases} \quad (2.35)$$

Als Teilchenrate erhält man sowohl für die Elektronen als auch für die Ionen einen Gewinnterm

$$\dot{n}_{eii} = n_e n_0 X_{eii} . \quad (2.36)$$

Da die beiden aus der Reaktion hervorgehenden Elektronen in ihrer Summe eine nur um die Ionisationsenergie kleinere Gesamtenergie besitzen als das Ausgangselektron, kann ein Term in deren Leistungsbilanz vernachlässigt werden, während für die Ionen ein Gewinnterm erscheint:

$$Q_{eii} = \dot{n}_{eii} \cdot \frac{3}{2} T_0 \quad (2.37)$$

2.1.3 Bilanzgleichungen der Ionen- und Elektronenenergie

Da die Transportvorgänge entlang der Feldlinien so schnell ablaufen, daß Flußflächen konstante Temperatur und Dichte haben, reicht zur Beschreibung der Teilchen- und Energieflüsse eine eindimensionale Betrachtung. In dieser einfachen Geometrie können die einzelnen Terme als Funktionen des Radius r einer Flußfläche behandelt werden :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_i(r) T_i(r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r q_{r,i}(r)}{\partial r} + \frac{5}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial r T_i(r) \Gamma_{r,i}(r)}{\partial r} = Q_{in,i}(r) + Q_{ei}(r) + Q_{eii}(r) - Q_{rek,i}(r) - Q_{CX}(r) \quad (2.38)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e(r) T_e(r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r q_{r,e}(r)}{\partial r} + \frac{5}{2} \frac{1}{r} \frac{\partial r T_e(r) \Gamma_{r,e}(r)}{\partial r} = Q_{in,e}(r) - Q_{ei}(r) - Q_{rek,e}(r) - Q_{rad}(r) \quad (2.39)$$

Der Term $q_{e,i} n_{e,i} \vec{u}_{e,i} \vec{E}$ aus der Momentenentwicklung (2.17), der für die Ionen vernachlässigbar klein ist, stellt die ohmsche Heizleistung dar und wurde in $Q_{in,e}(r)$ einbezogen. Die für die eindimensionale Betrachtung noch auftretenden Flüsse in radialer Richtung sind zur besseren Unterscheidung von den vollständigen vektoriellen Größen mit einem Index r versehen.

Werden diese Gleichungen über ein Volumen integriert, das von einer Flußfläche eingeschlossen wird, können die resultierenden Ausdrücke für die zeitliche Veränderung der Ionen- und Elektronenenergien (E_i und E_e) innerhalb dieser Flußfläche

$$\frac{\partial}{\partial t} E_i(r) + P_{Diff,i}(r) + P_{HC,i}(r) = P_{in,i}(r) + P_{ei}(r) + P_{eii}(r) - P_{rek,i}(r) - P_{CX}(r) \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E_e(r) + P_{Diff,e}(r) + P_{HC,e}(r) = P_{in,e}(r) - P_{ei}(r) + P_{rek,e}(r) - P_{rad}(r) \quad (2.41)$$

mit

$$P_{Diff}(r) = 10\pi^2 R r \Gamma_r(r) T(r) \quad (2.42)$$

$$P_{HC}(r) = -4\pi^2 R r n(r) \chi(r) \frac{\partial T(r)}{\partial r} \quad (2.43)$$

aufgestellt werden.

2.2 Neoklassische Theorie

Die Neoklassische Theorie beschreibt das Verhalten der Verteilungsfunktionen der Elektronen und der Ionen im Plasma anhand einer toroidalen Geometrie. Sie ist eine Weiterführung früherer "klassischer" Betrachtungen, in denen nur einfache Zylindergeometrien behandelt wurden.

Die Grundgleichung der Neoklassischen Theorie ist die Fokker-Planck-Gleichung, die aus der Boltzmann-Gleichung entsteht, wenn als stochastische Prozesse nur Stöße zwischen geladenen Teilchen unter Verwendung des Coulomb-Querschnitts betrachtet werden. C_a wird als Fokker-Planck-Stoßoperator bezeichnet und besitzt die Form [19]

$$C_a = \sum_b -\frac{2\pi q_a^2 q_b^2}{m_a} \ln \Lambda \cdot \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \int d^3 v' \left[\frac{f_a(\vec{v})}{m_b} \frac{\partial f_b(\vec{v}')}{\partial v_\beta'} - \frac{f_b(\vec{v}')}{m_a} \frac{\partial f_a(\vec{v})}{\partial v_\beta} \right] \cdot \frac{g^2 \delta_{\alpha\beta} - g_\alpha g_\beta}{g^3} \quad (2.44)$$

mit

$$\vec{g} = \vec{v} - \vec{v}'$$

wobei über alle geladenen Teilchensorten b zu summieren ist. Werden Maxwellverteilungen eingesetzt, so sind die Momente dieses Operators identisch mit denen des Boltzmannoperators aus dem letzten Abschnitt (Glg. 2.25).

Die in der Theorie behandelten Verteilungsfunktionen werden als nahezu Maxwell'sche Verteilungen mit nur kleinen Abweichungen

$$\begin{aligned} f_a &= f_{aM} (1 + f_{a1} + f_{a2} + \dots) \\ f_{aM} &= \pi^{-\frac{3}{2}} v_{th,a}^{-3} n_a \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th,a}^2}\right) \end{aligned} \quad (2.45)$$

angenommen. $v_{th,a} = \sqrt{2T_a/m_a}$ ist die mittlere thermische Geschwindigkeit. Mit Hilfe der Störungsrechnung werden damit aus der Fokker-Planck-Gleichung Ausdrücke für die Verteilungsfunktionen der Elektronen und Ionen, deren Momente und Momente des Stoßoperators abgeleitet.

Die für diese Arbeit wichtigsten Schlußfolgerungen der Neoklassik betreffen den Ionenenergietransport in radialer Richtung und dabei besonders die Wärmeleitfähigkeit χ_i der Ionen und auf der Seite der Elektronen, bei der die Vorhersage des Teilchen- und Energietransports in radialer Richtung um Größenordnungen unter den experimentellen Werten liegt, den Transport in toroidaler Richtung, der direkt zur ohmschen Heizleistung Q_{OH} führt.

2.2.1 Neoklassische Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i

Die wichtigsten Ordnungsparameter in der Entwicklung sind normierte Stoßfrequenzen, die sog. Kollisionalitäten ν_e^* der Elektronen und ν_i^* der Ionen, die durch das Verhältnis einer Stoßfrequenz und einer typischen Umlauffrequenz definiert sind und Auskunft über den Einfluß der Stöße auf die Teilchenbahnen geben [8].

Die physikalische Interpretation dieser Größen läßt sich am Beispiel eines Plasmas herleiten, in denen Stöße nur selten auftreten und die Teilchen sich praktisch ungestört entlang der Magnetfeldlinien bewegen. In diesem Fall sind das magnetische Moment $\mu = mv_{\perp}^2/B$ und die Energie $E = B\mu + (m/2)v_{\parallel}^2$ in einem Tokamak invariant. Da sich wegen $B_i \sim 1/R$ das Magnetfeld entlang der Teilchenbahn ändert, muß für kleiner werdendes R die Senkrechtkomponente der Geschwindigkeit auf Kosten der Parallelkomponente zunehmen.

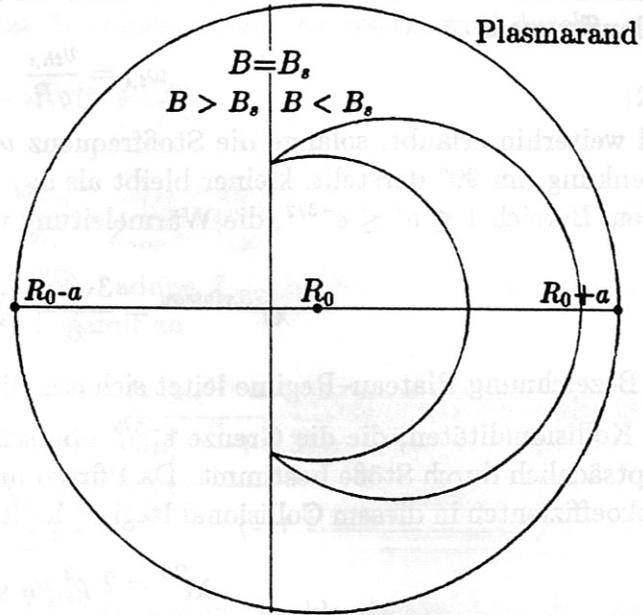
Im Extremfall kleiner Anfangsgeschwindigkeit v_{\parallel} stoppt die Parallelbewegung und die Teilchenbahn kehrt sich aufgrund der Krümmung des Tokamak-Magnetfeldes um. Ursache dafür ist die auf das Teilchen wirkende Kraft $-\mu \nabla_{\parallel} B$. Die Bahnen, die diese gefangenen Teilchen beschreiben, werden wegen ihrer Form als Bananen-Bahnen bezeichnet (s. Abb. 2.1). Die mittlere typische Umlauf- oder Bounce-Frequenz beträgt

$$\omega_b = \frac{v_{th} \epsilon^{\frac{1}{2}}}{q R_0} \quad (2.46)$$

Der Parameter $\epsilon = r/R$ ist das Verhältnis aus dem kleinen Plasmaradius r und dem zugehörigen Abstand R von der Torusachse und wird als inverses Aspektverhältnis bezeichnet. Da nur solche Teilchen gefangen sind, für die bei $z=0$ $v_{\parallel 0}/v_{\perp 0} \leq \epsilon$ gilt, wird die effektive Stoßfrequenz $\nu_{eff} = \nu/\epsilon$ (mit der Stoßfrequenz ν der jeweiligen Teilchensorte)

Abbildung 2.1:

Bananen Orbits: Die Variation des Magnetfelds und die Invarianz des magnetischen Moments ändern Parallel- und Senkrechtkomponente der Geschwindigkeit entlang der Teilchenbahn. Bei genügend kleinem v_{\parallel} (bei $z=0$) werden Teilchen im Bereich der Feldstärke B_s gespiegelt. Ihre Bahn um den Torus ähnelt bei Projektion auf eine poloidale Ebene einer Banane.



eingeführt, deren Inverses gerade die Zeit darstellt, in der gefangene Teilchen so viele Kleinwinkelstöße erfahren, daß sie aus der Bananenbahn herausgestreut werden.

Für die Kollisionsalitäten der Elektronen und Ionen ergeben sich deshalb die Ausdrücke

$$\nu^* = \frac{\nu_{eff}}{\omega_b} = \frac{\nu q R_0}{v_{th} \epsilon^{3/2}} \quad (2.47)$$

mit den Stoßfrequenzen der Elektronen (für Elektron-Ion-Stöße) und der Ionen (für Ion-Ion-Stöße) [20]

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}n_e \ln \Lambda e^4 Z_{eff}}{3(4\pi\epsilon_0)^2 \sqrt{m_e T_e^{3/2}}} \quad (2.48)$$

$$\nu_{ii} = \frac{4\sqrt{\pi}n_i \ln \Lambda e^4 Z_i^4}{3(4\pi\epsilon_0)^2 \sqrt{m_i T_i^{3/2}}} \quad (2.49)$$

Galeev und Sagdeev [21] zeigten als erste, daß die Streuung dieser gefangenen Teilchen bei hinreichend kleinen Stoßfrequenzen für eine deutliche Erhöhung des Transports in radialer Richtung verantwortlich ist. Für diesen Bereich, in dem $\nu^* \leq 1$ ist und der als Bananen Regime oder Collisionless Regime bezeichnet wird, errechneten sie die Ionenwärmeleitfähigkeit zu

$$\chi_i^{GS,bananen} = 0.4 \rho_i^2 \nu_{ii} q^2 \epsilon^{-3/2} \quad (2.50)$$

mit dem Ionengyroradius im toroidalen Magnetfeld $\rho_i = v_{th,i} / (Z_i e B_t / m_i)$.

Bei zunehmender Stoßfrequenz steigt die Ionenwärmeleitung proportional zu ν_{ii} , bis $\nu_i^* = 1$ ist und die effektive Stoßfrequenz die Bounce-Frequenz der gefangenen Teilchen erreicht. Bei höherer Kollisionsalität sind zwar Stöße zu häufig, um noch ungestörte

Bananenbahnen zu erlauben, aber die Bahnen der freien Teilchen um den Torus mit der Umlauffrequenz

$$\omega_{t,i} = \frac{v_{th,i}}{qR} \quad (2.51)$$

sind weiterhin erlaubt, solange die Stoßfrequenz ν_{ii} , die die mittlere Frequenz für eine Ablenkung um 90° darstellt, kleiner bleibt als $\omega_{t,i}$. Galeev und Sagdeev zeigten, daß in diesem Bereich $1 \leq \nu^* \leq \epsilon^{-3/2}$, die Wärmeleitung unabhängig von ν_{ii} ist :

$$\chi_i^{GS,plateau} = \frac{3\sqrt{2}\pi}{8} \rho_i^2 v_{th,i} \frac{q}{R} \quad (2.52)$$

Die Bezeichnung Plateau-Regime leitet sich aus dieser Unabhängigkeit ab.

Für Kollisionalitäten, die die Grenze $\epsilon^{-3/2}$ überschreiten, sind die Teilchenbewegungen hauptsächlich durch Stöße bestimmt. Da Pfirsch und Schlüter [22] schon früh die Transportkoeffizienten in diesem Collisional Regime herleiteten und für die Ionenwärmeleitung

$$\chi_i^{PS} = 2 \rho_i^2 \nu_{ii} q^2 \quad (2.53)$$

errechneten, wird dieser stoßdominierte Bereich auch als Pfirsch-Schlüter-Regime bezeichnet.

Die Synthese der drei Bereiche in einer einheitlichen Beschreibung gelang Hazeltine und Hinton [8], nachdem sie in einer kinetischen Behandlung der Verteilungsfunktionen mit einer Störungsrechnung, wie in Glg. (2.45) beschrieben, eine allgemeine Gleichung für die Transportkoeffizienten angeben konnten. Obwohl die Ionenwärmeleitung

$$\chi_i^{HH} = \rho_i^2 \nu_{ii} q^2 \epsilon^{-3/2} \left(\frac{0.66}{1 + 1.03\nu_i^*{}^{1/2} + 0.31\nu_i^*} + \frac{1.17\nu_i^* \epsilon^3}{1 + 0.74\nu_i^* \epsilon^{3/2}} \right) \quad (2.54)$$

experimentell nicht völlig bestätigt werden konnte, gilt deren Arbeit als die zur Zeit vollständigste theoretische Beschreibung von Energietransportvorgängen im Plasma. In der weiteren Entwicklung der neoklassischen Theorie des Ionentransports wurden bisher zwei Korrekturen von Chang und Hinton [9, 10] vorgenommen. Die erste stellt eine Verallgemeinerung der Gleichungen von Hinton und Hazeltine, die nur für sehr große Aspektverhältnisse R/a hergeleitet waren, auf beliebige endliche Werte für R/a dar. An heutigen Tokamaks liegt das Aspektverhältnis R/a bei 3-5. Zur besseren Unterscheidung werden beide Ergebnisse auch mit dem Jahr der Veröffentlichung gekennzeichnet :

$$\chi_i^{CH82} = \rho_i^2 \nu_{ii} q^2 \epsilon^{-3/2} \left(\frac{0.66 + 1.88\epsilon^{1/2} - 1.54\epsilon}{1 + 1.03\nu_i^*{}^{1/2} + 0.31\nu_i^*} \cdot \langle B_0^2/B^2 \rangle + \frac{1.17\nu_i^* \epsilon^3}{1 + 0.74\nu_i^* \epsilon^{3/2}} \cdot \frac{\langle B_0^2/B^2 \rangle - \langle B^2/B_0^2 \rangle^{-1}}{2\epsilon^{1/2}} \right) \quad (2.55)$$

Die Terme $\langle B_0^2/B^2 \rangle$ und $\langle B^2/B_0^2 \rangle$ sind Ausdruck der Tatsache, daß das Magnetfeld auf den Flußflächen nicht konstant ist. Sie beschreiben eine Mittelung der angegebenen Verhältnisse über den poloidalen Winkel. B_0 ist dabei das Feld auf der Achse und B das reale Feld entlang der Flußflächen.

Die zweite Ergänzung behandelt den Einfluß von Verunreinigungen auf den Ionentransport. Diese erhöhen die Kollisionalität der Plasmaionen, die ersetzt wird durch

$$\mu_i^* = \nu_i^* \cdot (1 + 1.54\alpha) \quad , \quad (2.56)$$

wobei der Parameter

$$\alpha = \frac{Z_{imp}}{Z_i} \cdot \frac{Z_{eff} - Z_i}{Z_{imp} - Z_{eff}} \quad (2.57)$$

den Beitrag der Verunreinigungen, mit der Ladung Z_{imp} der Hauptverunreinigungssorte, ergibt. Die Ionenwärmeleitung läßt sich damit zu

$$\chi_i^{CH86} = \rho_i^2 \nu_{ii} q^2 \epsilon^{-3/2} \cdot \left(\frac{0.66(1 + 1.54\alpha) + (1.88\epsilon^{1/2} - 1.54\epsilon)(1 + 3.75\alpha)}{1 + 1.03\mu_i^*{}^{1/2} + 0.31\mu_i^*} \cdot \langle B_0^2/B^2 \rangle + \frac{1.17\mu_i^* \epsilon^3}{1 + 0.74\mu_i^* \epsilon^{3/2}} \cdot \frac{\langle B_0^2/B^2 \rangle - \langle B^2/B_0^2 \rangle^{-1}}{2\epsilon^{1/2}} \cdot \left(1 + 1.33\alpha \frac{1 + 0.60\alpha}{1 + 1.79\alpha} \right) \right) \quad (2.58)$$

errechnen. Im allgemeinen wird für χ_i^{CH86} auch vom "neoklassischen χ_i " (χ_i^{neo}) gesprochen.

Die für den Energietransport der Elektronen in radialer Richtung gültigen Gleichungen der Neoklassik erhält man (bis auf geringfügige Änderungen der Koeffizienten) formal dadurch, daß man in den gerade besprochenen Gleichungen die Masse der Ionen durch die der Elektronen ersetzt. Diese Gleichungen liefern Ausdrücke, die um etwa den Faktor $\sqrt{m_e/m_i}$ unter den Ionenwerten liegen sollten. Die experimentell ermittelten Werte liegen jedoch in allen Tokamakexperimenten um Größenordnungen darüber. Deshalb spricht man auch von "anomalem" Elektronentransport in radialer Richtung.

2.2.2 Stromprofil und ohmsche Heizleistung

Die Beschreibung der Elektronenbewegung in toroidaler Richtung durch die Theorie steht im Gegensatz zu den radialen Vorgängen in guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Dies wird im folgenden bei der Behandlung des elektrischen Stroms gezeigt, der wegen der großen Massen der Ionen nur von den Elektronen getragen wird und in toroidaler Richtung fließt.

Im Rahmen der Theorie wird die Stromdichte $j(r)$ als Summe zweier Komponenten

$$j(r) = \frac{E_t}{\eta(r)} + j_{bs}(r) \quad (2.59)$$

angegeben. Der erste Anteil mit der Resistivität η

$$\eta(r) = \frac{m_e \nu_{ei}}{n_e e^2} g_1(Z_{eff}) g_2(f_{tr}) \quad (2.60)$$

stellt das Ohmsche Gesetz dar und beschreibt den Anteil, der durch den OH-Transformator des Tokamaks induziert wird. Die Funktion $g_1(Z_{eff})$ ist eine Korrektur

Abbildung 2.2:
 Stromdichteprofile einer ohmschen Entladung mit $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.
 Dargestellt sind der induzierte Strom j_{OH} und der neoklassische Bootstrap-Strom j_{bs} , der insgesamt mit 11 kA zum Plasma-strom von 320 kA beiträgt.
 Zur besseren Darstellung ist j_{bs} mit 10 multipliziert.

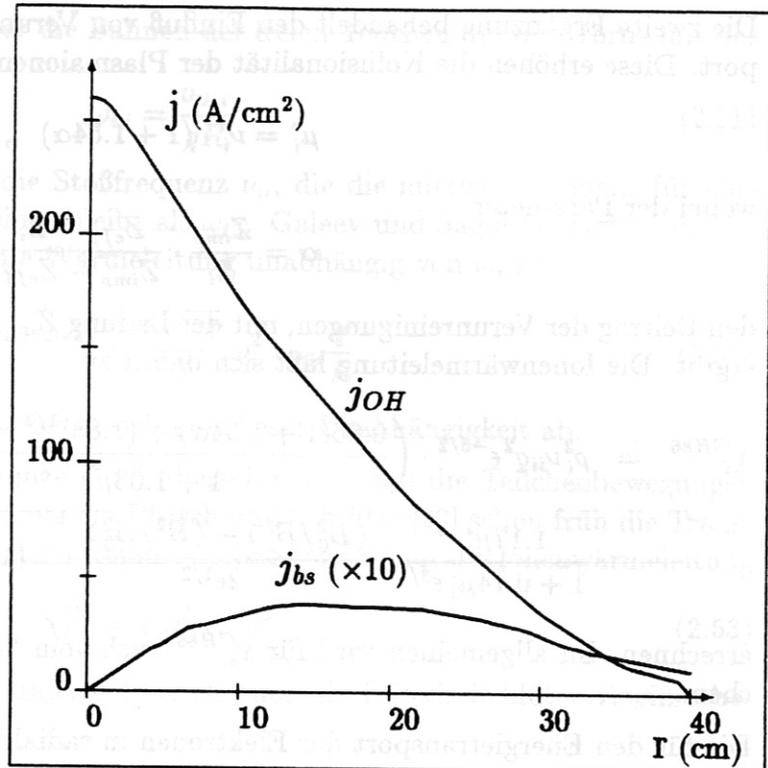
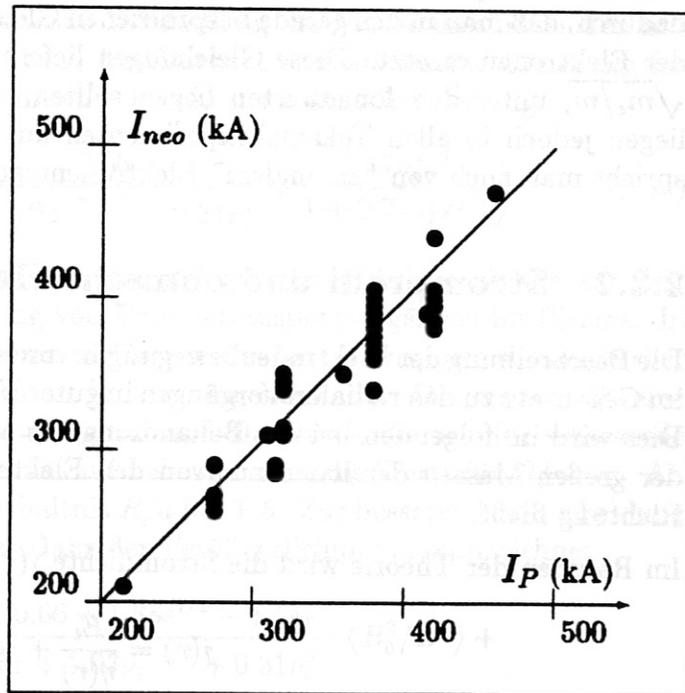


Abbildung 2.3:
 Vergleich der experimentellen Werte des Plasmastroms (I_P) mit den nach Glg. (2.62) errechneten der neoklassischen Theorie (I_{neo}). Die gute Übereinstimmung belegt die Gültigkeit der theoretischen Vorhersagen für den toroidalen Transport der Elektronen.



für die Abhängigkeit der Resistivität von der Ionenladung und von den Verunreinigungen, während $g_2(f_{tr})$ den Anteil der gefangenen (trapped) Elektronen erfasst, der nicht zum Strom beiträgt.

Der zweite Anteil von Gleichung (2.59) ist das Ergebnis der direkten Wechselwirkung der freien Elektronen mit den auf einer Bananenbahn gefangenen Elektronen. Da die gefan-

genen Teilchen im Geschwindigkeitsraum scharf lokalisiert sind und ihre Bananenbahn Gebiete mit verschiedenen Verteilungsfunktionen der freien Elektronen überstreicht, erfolgt bei Stößen mit diesen ein Impulsübertrag. Liegt ein Druckgradient vor, so sind die Stöße im Innenbereich der Bahn wahrscheinlicher als die im Außenbereich. Insgesamt ergibt sich dann im Mittel ein nichtverschwindender Gesamtübertrag an Impuls in toroidaler Richtung von den Bananenteilchen zu den freien Elektronen. Der dadurch erzeugte Strom ist im wesentlichen eine komplizierte Funktion der Gradienten der Drücke und Temperaturen, die in [23] angegeben ist

$$j_{bs}(r) = \sqrt{\epsilon} B_p^{-1} \left[K_{13} \left(-\frac{\partial p_e}{\partial r} - \frac{n_e}{n_i} \frac{\partial p_i}{\partial r} + \frac{1.17}{1 + (\nu_e^* \epsilon)^2} n_e \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + (2.5K_{13} - K_{23}) n_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right], \quad (2.61)$$

und Koeffizienten K_{13}, K_{23} enthält, die von den Kollisionalitäten abhängen [23, 8]. Da er unabhängig von der externen Heizmethode durch die vorhandenen Gradienten erzeugt wird und in Richtung des OH-Stroms fließt, stellt er eine interne vom Plasma selbst verursachte Heizquelle dar. Dieser Anteil wird mit "Bootstrap-Strom" oder "bootstrap current" bezeichnet.

Die Messung der radialen Werte von $n_e, n_i, T_e, T_i, Z_{eff}$ und der Umfangsspannung $U_L = 2\pi R E_t$ ermöglicht die Berechnung des Stromprofils und seiner Anteile, wie sie in Abbildung 2.2 dargestellt sind. Die hier gezeigten Profile gehören zu einer ohmschen Entladung mit einer liniengemittelten Dichte von $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, dem Magnetfeld $B_t = 2.17 \text{ T}$ und dem Gesamtstrom $I_P = 320 \text{ kA}$. Die Z_{eff} -Werte liegen über den gesamten Plasmaquerschnitt nahe bei 1. Wie in dieser Abbildung auch zu sehen ist, trägt der Bootstrap-Strom mit ca. 11 kA nur zu einem geringen Anteil zum Gesamtstrom bei. Das Stromprofil verläuft daher wegen der Abhängigkeit der Resistivität annähernd wie $T_e^{3/2}$.

Da in Glg. (2.59) die auftretenden Größen durch voneinander unabhängige Messungen zu erhalten sind, kann die integrale Darstellung

$$I_{neo} = 2\pi E_t \int_0^a \frac{r}{\eta(r)} dr + I_{bs} \quad (2.62)$$

zusammen mit dem gemessenen Plasmastrom I_P dazu benutzt werden, die Aussagen der Neoklassik zu prüfen. Der Vergleich des mit der neoklassischen Theorie berechneten I_{neo} mit dem gemessenen Plasmastrom I_P liefert innerhalb der Fehlergrenzen, die durch die Einzelmessungen verursacht werden, eine sehr gute Übereinstimmung. Dies ist in Abb. 2.3 für unterschiedliche Entladungen mit verschiedenen Plasmaparametern verdeutlicht. Dieser Vergleich läßt den Schluß zu, daß der Transport der Elektronen entlang der Magnetfeldlinien (d.h. hauptsächlich in toroidaler Richtung) durch die neoklassische Theorie beschrieben wird.

Daher ist es durch Lösen der Stromgleichung möglich, mit großer Genauigkeit das lokale Heizleistungsprofil der ohmschen Heizung zu bestimmen, das sich aus

$$Q_{OH}(r) = j(r) \cdot E_t \quad (2.63)$$

ergibt.

2.3 Einfluß der η_i -Moden auf den Transport der Ionenenergie

Da in einigen Experimenten — insbesondere bei zusätzlicher externer Heizung der Ionen — auch anomale Abweichungen der experimentellen Werte von χ_i von den Vorhersagen der Neoklassik erkennbar waren, wurde die Vorstellung entwickelt, daß Mikroinstabilitäten dafür verantwortlich sein können.

Zur Erhöhung des Ionenstroms können Instabilitäten beitragen, die als η_i -Moden bezeichnet werden ($\eta_i = d \ln T_i / d \ln n_i$) [13]. Sie sind niederfrequente elektrostatische Moden, die durch den Gradienten der Ionentemperatur getrieben bzw. destabilisiert werden. Die Frequenzen dieser Moden liegen bei der Frequenz der (toroidalen) Ionenschallwellen, so daß nur die Bewegung der Ionen eine Rolle bei der Modenstabilität spielt. Ist η_i größer als ein kritischer Wert η_{ic} , so findet ein Energieübertrag von den Schallwellen zur Mode statt. Dies führt zum Anwachsen der Mode und zu einem verstärkten Energietransport in radialer Richtung, in die der Wellenvektor der η_i -Mode zeigt.

Aufgrund von vereinfachten Rechnungen [13] wird für den Schwellwert eine Zahl zwischen 1 und 2 angenommen, die konstant über den ganzen Plasmaquerschnitt ist. Dabei wird jedoch vernachlässigt, daß neben dem destabilisierenden Einfluß von η_i der Dichtegradient zur Stabilisierung der Mode beiträgt und deren Anwachsen verhindern kann. Romanelli [24] hat in einer vollständigeren Rechnung, in der dieser von $\epsilon_n = L_{n_i} / R$ ($L_{n_i} = n_i / |dn_i / dr|$) abhängende stabilisierende Effekt berücksichtigt wurde, gezeigt, daß der kritische Wert nur im Sonderfall steiler Dichtegradienten gleich 1 gesetzt werden kann. Sein η_{ic} hat die Form

$$\eta_{ic}(\epsilon_n) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } \epsilon_n < 0.2 \\ 1 + 2.5(\epsilon_n - 0.2) & \text{wenn } \epsilon_n \geq 0.2 \end{cases} \quad (2.64)$$

Lee und Diamond [13] bestimmten den Beitrag der η_i -Moden zur Wärmeleitfähigkeit der Ionen für $\eta_i > \eta_{ic} = 1$ zu

$$\chi_i^{LD, \eta_i} = 0.15 \cdot \left(\frac{\pi}{2} \ln(1 + \eta_i) \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \eta_i \right) \right)^2 \cdot \frac{T_e}{2T_i} \frac{\rho_i^2 v_{th,i}}{L_s} \quad (2.65)$$

mit der Abfalllänge der Verscherung $L_s = \hat{s} / (r |d\hat{s}/dr|)$. Der Shear $\hat{s} = (r/q)(dq/dr)$ gibt hier die Verscherung der Magnetfeldlinien benachbarter Flußflächen an.

Die Abhängigkeit, die Romanelli fand, lautet [24]

$$\chi_i^{R, \eta_i} = 5 \cdot \frac{\rho_i^2 v_{th,i}}{\sqrt{L_{n_i} R}} \cdot \sqrt{\eta_i - \eta_{ic}(\epsilon_n)} \quad (2.66)$$

2.4 Erhöhung des Energietransports der Elektronen durch Driftwellen

Während der Ionenstrom, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt, durch elektrostatische Moden beeinflusst werden kann, die durch die Ionen destabilisiert werden, wer-

den für den anomalen Elektronentransport Mikroinstabilitäten vorgeschlagen, die vom Verhalten der Elektronen geprägt sind [11]. Eine Klasse dieser Instabilitäten, die Driftwellen, sind niederfrequente elektrostatische Moden, die durch Gradienten im Elektronendruck hervorgerufen werden können. Auch sie entstehen dadurch, daß durch die Bewegung oder Stöße der Teilchen lokale Störungen im elektrischen Feld auftreten, die hier aber zu dissipativen Ausgleichsbewegungen der Elektronen führen. Die Störungen des elektrischen Feldes \tilde{E} und der Dichte \tilde{n} müssen in den Bilanzgleichungen der Elektronen zusätzlich zu den "stationären" Größen E und n berücksichtigt werden. Durch Störungsrechnung ergeben sich dann zusätzlich Ausdrücke, die, vereinfacht dargestellt, proportional zu $\tilde{n}\tilde{E}$ sind und sowohl den Teilchen- als auch den Energietransport der Elektronen in radialer Richtung erhöhen.

Ist die Kollisionalität der Elektronen $\nu_e^* \leq 1$, so spricht man von Trapped Electron Moden. Die Frequenzen liegen nahe bei der diamagnetischen Frequenz der Elektronen

$$\omega_{*e} = k_{\perp} \left(\frac{T_e}{eB} \right) \frac{1}{L_{n_e}}, \quad (2.67)$$

wobei k_{\perp} eine mittlere Wellenzahl in radialer Richtung und $L_{n_e} = n_e/|dn_e/dr|$ die Dichteabfalllänge sind. Die Response-Funktion \tilde{n} (bzw. die Abweichung der Verteilungsfunktion \tilde{f} von der stationären Gleichgewichtsverteilung) der Plasmateilchen, und in diesem Regime hauptsächlich die der gefangenen Teilchen, führt dazu, daß Gebiete entstehen, in denen die Moden gedämpft bzw. instabil werden und die in ihnen gespeicherte Energie wieder an das Plasma abgeben. Für $\nu_{eff} < \omega_{*e}$ ist die ∇B -Drift der gefangenen Bananen-Teilchen dafür verantwortlich. Diese Moden werden mit Collisionless Trapped Electron Modes (CTEM) bezeichnet, da Stöße keine Rolle spielen. Die Dissipative Trapped Electron Modes (DTEM), die für $\nu_{eff} > \omega_{*e}$ auftreten, werden durch eine Vielzahl möglicher Mechanismen stabilisiert oder destabilisiert. Als wichtigste Destabilisierungsvorgänge gelten hier allgemein die Stöße der gefangenen Teilchen in Zusammenhang mit einem Temperaturgradienten in radialer Richtung.

Im Plateau- und Pfirsch-Schlüter-Regime, in denen keine Bananen-Teilchen mehr existieren, gehen die Trapped Electron Moden in die Gruppe der Driftinstabilitäten, die eigentlichen Driftwellen, über. Die Universal oder Collisionless Drift-Mode (UDM) im Plateau-Regime wird instabil durch die Wechselwirkung mit resonanten Elektronen, während die Collisional oder dissipative Drift-Mode (DDM) durch die große Anzahl der Stöße destabilisiert wird.

Mit Hilfe der Störungsrechnung kann aus der Boltzmann-Gleichung das Verhalten der Verteilungsfunktionen und die Existenz dieser Moden erhalten werden. Da hier jedoch das lokale elektrische Feld von den Verteilungsfunktionen und deren Störungen bestimmt wird, ist die Ausgangsgleichung nichtlinear. Dies führt dazu, daß eine geschlossene Lösung der Gleichung nur bei vereinfachenden Annahmen möglich ist. Eine vollständige Behandlung ist meist nur numerisch möglich. Eine Übersicht liefert die Arbeit von Tang [11], in der neben den Formeln auch alle wesentlichen Mechanismen und die dazugehörigen Schwellwerte zusammengefaßt sind, die über Stabilität oder Destabilisierung der Driftwellen entscheiden.

Zur Lösung der Energiebilanzgleichungen sind in der folgenden Liste die wichtigsten Ergebnisse für die Wärmeleitkoeffizienten von verschiedenen Autoren sowohl für die Trapped Electron Moden als auch für die Driftinstabilitäten angegeben. Die auftretenden Hilfsgrößen sind das inverse Aspektverhältnis $\epsilon = r/R$, die Elektron-Ion-Stoßfrequenz ν_{ei} , die diamagnetische Frequenz der Elektronen ω_{*e} , die mittlere Wellenzahl k_{\perp} und $\eta_e = d \ln T_e / d \ln n_e$. Üblicherweise wird die experimentell nur ungenügend zugängliche Wellenzahl ungefähr gleich $0.3/\rho_s$ gesetzt, mit ρ_s als Ionengyroradius bei der Ionenschallgeschwindigkeit :

$$k_{\perp} \approx \frac{0.3}{\rho_s} = 0.3 \frac{Z_i e B}{\sqrt{T_e} m_i} \quad (2.68)$$

- CTEM [25] :

$$\chi_c = \frac{5 \epsilon^{1/2}}{2 k_{\perp}^2} \omega_{*e} \quad (2.69)$$

- DTEM [25] :

$$\chi_c = \frac{5 \epsilon^{3/2} \omega_{*e}^2}{2 k_{\perp}^2 \nu_{ei}} \quad (2.70)$$

- DTEM [26] :

$$\chi_c = \frac{5 \epsilon^{3/2} \omega_{*e}^2 \eta_e}{2 k_{\perp}^2 \nu_{ei}} \quad (2.71)$$

- CTEM und DTEM [27] :

$$\chi_c = \frac{\epsilon^{3/2} \omega_{*e}^2}{k_{\perp}^2 \nu_{ei}} \cdot \left(\frac{\eta_e + (1 + \eta_e) \frac{L_n}{R}}{1 + \frac{0.2}{\nu_e^2}} \right) \quad (2.72)$$

- UDM [25] :

$$\chi_c = \frac{5 \omega_{*e} \omega_{*e}}{2 k_{\perp}^2 \omega_{t,e}} \quad (2.73)$$

- DDM [25] :

$$\chi_c = \frac{5 \nu_{ei}}{2 k_{\perp}^2} \left(\frac{\omega_{*e}}{\omega_{t,e}} \right)^2 \quad (2.74)$$

$$\text{mit } \omega_{t,e} = v_{th,e} / (q R_0)$$

2.5 Einfluß von MHD-Instabilitäten

Weitere Instabilitäten mit dem Potential zur Erhöhung des anomalen Energietransports folgen aus Stabilitätsbetrachtungen im Rahmen der Magnetohydrodynamik, die das Plasma als Flüssigkeit behandelt, in der Elektronen und Ionen ihre spezifischen Teilcheneigenschaften verloren haben [1]. Ihre Grundgleichungen sind die Gleichungen der

Hydrodynamik, die Maxwell-Gleichungen mit stationären elektrischen Feldern, und für die Wechselwirkung mit den Feldern die Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{d}{dt} \vec{v} = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p \quad (2.75)$$

mit Massendichte ρ und Druck p und das Ohmsche Gesetz für eine endliche Resistivität η

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{j} \quad (2.76)$$

Dabei werden die ideale ($\eta=0$) und die resistive ($\eta \neq 0$) Magnetohydrodynamik unterschieden.

Stationäre Gleichgewichte, die das gekoppelte Gleichungssystem lösen, können sowohl stabil als auch labil sein. Labile Gleichgewichte reagieren dabei mit einer Verringerung der potentiellen Energie bei Auslenkung des Plasmas aus dieser Lage. Da jede beliebige Auslenkung in Funktionen der Form $\xi(r) = \sum_m \xi_m(r) \cos(\vec{k}\vec{x})$ mit $\vec{k} = m/r \cdot \vec{e}_r + k_z \cdot \vec{e}_z$ zerlegt werden kann, wird die Energieänderung anhand der einzelnen Moden untersucht [28]. Aus der Grundgleichung

$$\delta W = \int (F \cdot \xi_m^2 + G \cdot \xi_m'^2) r dr \quad (2.77)$$

in der F und G Funktionen des Drucks, dessen radialer Ableitung, des Magnetfeldes, des Stromes und von m sind, können Kriterien entwickelt werden, unter denen diese Moden stabil oder instabil sind. Da die genaue Beschreibung dieser Funktionen zum Teil sehr umfangreich ist, wird hier darauf verzichtet. Denn zur Darstellung der beiden wichtigsten Phänomene genügt es, zu wissen, daß in δW ein Term erscheint, der unter ungünstigen Umständen proportional zum im allgemeinen negativen Druckgradienten ist. Ein ausreichend hoher Druckgradient kann diesen Anteil so erhöhen, daß die potentielle Energie bei der Verrückung abnimmt. Das Plasma wird sich in diesem Fall weiter in diese Richtung bewegen, bis ein neues Gleichgewicht erreicht ist oder die Modenbewegung instabil wird. Die beiden Typen von Instabilitäten, die für diese Arbeit eine Rolle spielen, sind die Sägezahninstabilität, die im Plasmazentrum innerhalb der $q=1$ -Fläche auftritt und die Ballooning Moden, die im äußeren Plasmabereich für eine Erhöhung des Transports in Frage kommen.

Die Sägezähne [28], die auch als $m=1$ -Instabilität bezeichnet werden, werden durch einen Term verursacht, der proportional zu $dp/dr \cdot (1 - q^2)$ ist. Während sich diese Mode beginnend bei der $q=1$ -Fläche nach innen ausbreitet, nehmen dort Dichte und Temperatur zu, bis die Mode gesättigt ist und der Sägezahnabbruch erfolgt. Da für diese zeitlich sehr unterschiedlichen Abläufe noch kein konsistentes theoretisches Modell existiert, das eine Beschreibung der Transportvorgänge mit Hilfe von Diffusionskonstanten oder Wärmeleitkoeffizienten zuläßt, wird in dieser Arbeit ein einfaches Modell [29] benutzt. Es wird angenommen, daß die Energie, die beim Zusammenbruch wegtransportiert wird, durch das Profil des Sägezahnhubes der Temperaturen

$$\Delta T_{e,i} = \Delta T_{e,i}(0) \cdot \left(1 - \frac{r^2}{r_{q=1}^2}\right)^2 \quad (2.78)$$

bestimmt wird und der Formel

$$P_{e,i,SZ}(r) = \frac{6\pi^2 R \Delta T_{e,i}(0)}{t_{SZ}} \int_0^r \left(1 - \frac{r^2}{r_{q=1}^2}\right)^2 n_{e,i}(r) \Theta(r_{q=1} - r) r dr \quad (2.79)$$

genügt, in der t_{SZ} die Sägezahnperiode ist, die an ASDEX bei ungefähr 10–30 ms liegt.

Ein völlig anderer Typ der MHD-Instabilitäten sind die Ballooning-Moden [12], die wegen ihrer hohen Modenzahlen m auf den Plasmarand beschränkt sind. Bei der Untersuchung der Stabilitätseigenschaften zeigt sich, daß der Shear \hat{s} die Moden stabilisieren kann, während der Druckgradient, enthalten im Parameter

$$\alpha = -\frac{2\mu_0 R q^2}{B^2} \frac{dp}{dr}, \quad (2.80)$$

verantwortlich für die Instabilität ist. Aus den Anwachsraten der Moden kann eine Wärmeleitfähigkeit

$$\chi_e^{B1} = \frac{3q v_{th,e} \sqrt{n_e m_i}}{2\sqrt{2\mu_0} B_t} \eta \left(\frac{\alpha}{\hat{s}}\right)^{3/2} \quad (2.81)$$

abgeleitet werden [12, 30]. Daneben gibt es eine zweite Formulierung, die ausgehend von dieser Herleitung einen zusätzlichen Term $7 \cdot \epsilon^{-3/2}$ enthält:

$$\chi_e^{B2} = 7 \cdot \epsilon^{-3/2} \chi_e^{B1} \quad (2.82)$$

Der zusätzliche Faktor wurde aufgrund empirischer Erfahrungen eingeführt [30].

2.6 Erhöhung des Energietransports der Elektronen durch magnetische Fluktuationen

Neben den bisher beschriebenen Theorien existieren noch viele weitere, mit deren Hilfe versucht wird, den erhöhten Energietransport der Elektronen zu beschreiben. Den im folgenden vorgestellten gemeinsam ist, daß die anomale Elektronenwärmeleitung durch Fluktuationen des Magnetfeldes hervorgerufen wird. Im Gegensatz z.B. zu den Driftwellen erfolgt hier zusätzlich zur Störung im elektrischen Feld eine gleichzeitige Störung \tilde{B} in der magnetischen Feldkomponente. In den hier besprochenen Modellen wird angenommen, daß für die Veränderung des radialen Transports vor allem hochfrequente und stochastische Störungen verantwortlich sind. Diese werden als magnetische Fluktuationen bezeichnet. Im allgemeinen werden diese Theorien zur Zeit nicht zu den aussichtsreichen Kandidaten zur Erklärung der Elektronenanomalie gezählt. Im experimentellen Teil (Kapitel 6) wird sich jedoch zeigen, daß dadurch die experimentelle Elektronenwärmeleitfähigkeit z.T. besser reproduziert wird als durch die bisher besprochenen Mechanismen.

Ähnlich wie bei den Driftwellen werden hier durch die Fluktuationen lediglich die Elektronenbahnen beeinflusst. Die hohen Frequenzen der Feldstörungen beeinflussen die Ionen nicht. Die Elektronen jedoch können mit den Wellen dann Energie austauschen, wenn

ihre Geschwindigkeit in die Nähe der Wellengeschwindigkeit kommt. Die in den Bilanzgleichungen der Elektronen zusätzlich auftretenden Terme sind proportional zu \dot{j} , $\dot{\tilde{B}}$ und $\dot{j}\tilde{B}$.

Ohkawa [31] entwickelte eine Theorie für Fluktuationen, in denen starke Magnetfeldstörungen in radialer Richtung auftreten. Diese ermöglichen den Elektronen eine zusätzliche Auslenkung in der gleichen Richtung. Dabei gelangen sie auf ihrem Weg in Bereiche, die heißer (innen) oder kälter (außen) sind als der Ort, von dem sie stammen. Als Folge davon findet ein zusätzlicher Energieübertrag von innen nach außen statt. Als Wärmeleitkoeffizient konnte

$$\chi_e^{OHK} = \left(\frac{c}{\omega_{pe}} \right)^2 \frac{v_{th,e}}{qR} \quad (2.83)$$

mit der Plasmafrequenz $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / (m_e \epsilon_0)}$ hergeleitet werden.

Einen anderen Mechanismus liefert die Theorie von Parail und Pogutse [32]. Zwar wird auch hier von denselben Fluktuationen ausgegangen, diese werden jedoch als stark lokalisiert angesehen und sollen verstärkt in der Nähe rationaler Flußflächen, d.h. bei rationalen q -Werten, existieren. Aus numerischen Rechnungen ergibt sich die Wärmeleitfähigkeit zu

$$\chi_e^{PP} = \chi_e^{OHK} \cdot \epsilon^2 \quad (2.84)$$

In einer allgemeineren Behandlung dieser Turbulenzen erhielten Kadomtsev und Pogutse [33]

$$\chi_e^{KP} = \chi_e^{OHK} \cdot \epsilon \quad (2.85)$$

Ihr Ausgangspunkt war ein Gleichungssystem für die Felder und die Verteilungsfunktionen, das in der Lage ist, ohne auf die genaue Form der Störungen einzugehen, in selbstkonsistenter Form Abhängigkeiten von χ_e erkennen zu lassen. Durch Linearisierung des nichtlinearen Gleichungssystems und Störungsrechnung bzgl. der Verteilung der Elektronen konnte Glg. (2.85) bestimmt werden. Wie zu erkennen ist, liegt χ_e^{KP} zwischen χ_e^{OHK} und χ_e^{PP} . Berücksichtigt man, daß beide Formulierungen extreme Spezialfälle beschreiben und χ_e^{KP} als eine Art Mittelung über alle magnetischen Störungen aufgefaßt werden kann, so ist dieses Verhalten leicht einzusehen.

Allen drei Theorien gemeinsam ist, daß bei genauerer Betrachtung der Ausgangsgleichungen die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen vom Verhältnis aus \tilde{B} und B abhängt. Bisher ist dieses Verhältnis, insbesondere \tilde{B} , im Plasmaintern weder theoretisch noch experimentell genügend genau bestimmbar. Deshalb stellen die einzelnen Faktoren und besonders die genaue Größe der drei betrachteten Wärmeleitfähigkeiten lediglich plausible Abschätzungen dar.

Kapitel 3

Neutralteilchen im Plasma

Neben den geladenen Teilchen existiert im Plasma eine geringe Konzentration neutraler Plasmaatome (H^0, D^0). Diese sind im Rahmen dieser Arbeit auf zweifache Art von Bedeutung: Die Flüsse dieser Teilchen enthalten dadurch, daß die Neutralen Ladungsaustauschreaktionen (CX-Reaktionen) mit Ionen ausführen oder in Rekombinationsreaktionen entstehen, direkte Information über die Energieverteilung der Plasmaionen. Mit geeigneten Meßverfahren kann daraus die Iontemperatur bestimmt werden.

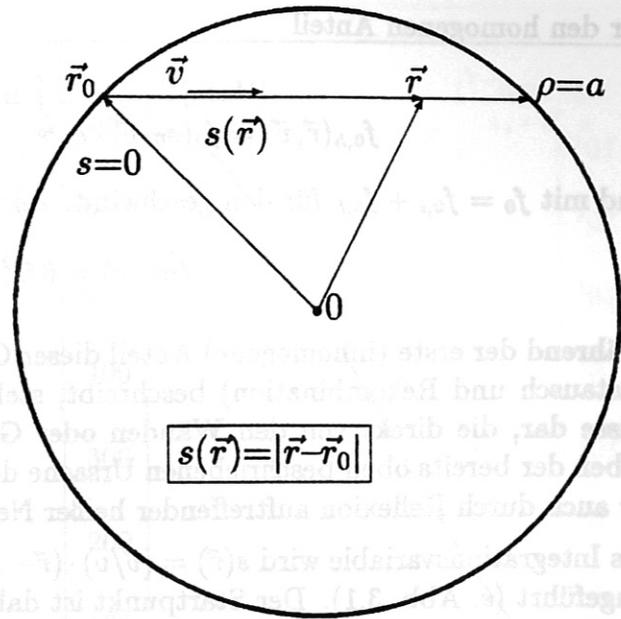
Gleichzeitig werden Dichte und Temperatur der Neutralen benötigt, um in der Energiebilanz der Ionen die Verluste durch CX-Reaktionen und Rekombination zu bestimmen.

In diesem Kapitel werden deshalb die Eigenschaften der Neutralen im Plasma hergeleitet. Zunächst werden die Gleichungen für deren Verteilungsfunktion aus einer Boltzmann-Gleichung abgeleitet. Anschließend wird ein numerisches Verfahren beschrieben, mit dem sich in einfacher Weise Dichte und Temperatur des Neutralgases berechnen lassen. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die Grundgleichung für die Flüsse der Neutralen diskutiert.

3.1 Verteilungsfunktion der Neutralteilchen

Kalte Neutrale, die durch die Neutralisation des Plasmas gebildet werden und in einem ständigen Strom von den Gefäßwänden in das Plasmaintere fließen, stoßen auf ihrem Weg mit Elektronen und Ionen mit Wahrscheinlichkeiten, die durch die Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten aus Kapitel 2 bestimmt werden. Während die Stöße mit den Elektronen wegen deren hoher Energien zur "Vernichtung" des Neutralen durch Ionisation führen, ist die Stoßionisation durch Ionen für Tokamak-relevante Temperaturen äußerst unwahrscheinlich [16]. Vielmehr wird in einem resonanten Vorgang das Elektron vom Neutralen zum Ion wechseln. Dabei geht das Neutrale verloren und es entsteht, falls das beteiligte Ion ein Wasserstoffisotop ist, ein Atom, das die charakteristischen Eigenschaften der Ionenverteilung trägt. Man spricht hier auch von einem Umladungs- oder CX-Neutralen. Durch eine Vielzahl dieser Stöße ergibt sich eine Zunahme der mittleren Energie der Neutralteilchen, je weiter sie in das Plasma vordringen.

Abbildung 3.1:
 Geometrie zur Lösung der Neutralgasgleichung: Zur Berechnung der Verteilungsfunktion und der Flüsse der Neutralen an einem Punkt \vec{r} nach den Glg. (3.2–3.4) verläuft der Integrationsweg vom Startpunkt \vec{r}_0 am Plasmarand in Richtung des Geschwindigkeitsvektors bis zum Endpunkt \vec{r} .



Bei zunehmender Elektronendichte des Plasmas sinkt die mittlere Eindringtiefe der kalten Wandneutralen, so daß auch die Produktion von CX-Neutralen aus der Plasmamitte abnimmt. Gleichzeitig mit der Zunahme der Plasmadichte, gewinnt allerdings die Produktion von Neutralen durch die im Innern stattfindenden Rekombinationsstöße zwischen Ionen und Elektronen an Bedeutung. Dabei wird ein freies Elektron unter Emission eines Photons von einem Ion eingefangen. Die Energie des dabei entstehenden Rekombinationsneutralen ist, wie zuvor bei der CX-Reaktion, durch die Energie des Ions gegeben. Bei hoher Dichte und niedriger Temperatur sind Rekombinationsreaktionen die dominante Quelle für Neutralteilchen in der Plasmamitte [34].

Im stationären Betrieb stellt sich ein Gleichgewicht in der Neutralgasverteilung ein, in der die Flüsse nach innen und nach außen durch die CX-, Rekombinations- und Ionisationsprozesse bilanziert werden. Durch Lösen der stationären Boltzmann-Gleichung

$$\vec{v} \nabla_r f_0 = n_0 X_{CX,0} f_i - \sum_j n_j X_{CX,j} f_0 + n_e X_{rek} f_i - n_e X_{eii} f_0 \quad (3.1)$$

mit den Reaktivitäten aus Kapitel 2 kann die Gleichgewichtsverteilung $f_0(\vec{r}, \vec{v})$ ermittelt werden. Als Verlustreaktion müssen hier die Ladungstransfers von Neutralen zu allen Ionen im Plasma durch Summation über alle Sorten j berücksichtigt werden. Da deren Reaktivitäten in guter Näherung wie $Z_j \cdot X_{CX,i}$ verlaufen, reduziert sich die entsprechende Summe auf $n_e X_{CX,i} f_0$.

Als formales Ergebnis der Integration der Boltzmann-Gleichung erhält man in einfacher Zylindergeometrie, wie sie in Abb. 3.1 dargestellt ist, für den inhomogenen Anteil der Lösung die Funktion

$$f_{0,i}(\vec{r}, \vec{v}) = \int_{s_0}^{s(\vec{r})} \frac{1}{v} (n_0(r^*) X_{CX,0}(r^*) + n_e(r^*) X_{rek}(r^*)) f_i(r^*, \vec{v}) e^{-\int_{s^*}^s \frac{n_e(r^{**})(X_{eii} + X_{CX,i})}{v} ds^{**}} ds^* \quad (3.2)$$

für den homogenen Anteil

$$f_{0,h}(\vec{r}, \vec{v}) = f_0(s_0, \vec{v}) \cdot e^{-\int_{s_0}^s \frac{n_e(r^{**})}{v} (X_{eii} + X_{CX,i}) ds^{**}} \quad (3.3)$$

und mit $f_0 = f_{0,i} + f_{0,h}$ für den geschwindigkeitsabhängigen Fluß

$$\vec{S}(\vec{r}, \vec{v}) = \vec{v} f_0(\vec{r}, \vec{v}) \quad (3.4)$$

Während der erste (inhomogene) Anteil dieser Gleichung die inneren Quellen (Ladungsaustausch und Rekombination) beschreibt, stellt der zweite (homogene) die Teilchenflüsse dar, die direkt von den Wänden oder Gefäßeinbauten stammen. Diese können neben der bereits oben beschriebenen Ursache des ständigen Nachfließens kalter Neutraler auch durch Reflexion auftreffender heißer Neutraler erzeugt werden [35].

Als Integrationsvariable wird $s(\vec{r}) = (\vec{v}/v) \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0) = |\vec{r} - \vec{r}_0|$ mit dem Startpunkt bei \vec{r}_0 eingeführt (s. Abb. 3.1). Der Startpunkt ist dabei der Punkt am Plasmarand bzw. auf der Gefäßwand, von dem die kalten Neutralen losfliegen müssen, um unter Beibehaltung ihrer Geschwindigkeit den Punkt \vec{r} zu erreichen.

3.2 Bestimmung der Dichte und Temperatur der Neutralteilchen

Aus den oben abgeleiteten Gleichungen für die Verteilungsfunktion f_0 lassen sich im Grunde durch das in Kapitel 2 beschriebene Verfahren der Momentenentwicklung die Dichte n_0 und die Temperatur T_0 der Neutralen an jedem Punkt \vec{r} berechnen. Da jedoch f_0 (in $X_{CX,0}$) und n_0 im Integranden auftreten und die Integrationswege von der Geschwindigkeit abhängen (Abb. 3.1), ist eine Auflösung im allgemeinen nicht ohne weitere Hilfsmittel möglich.

Hier bietet sich an, Rechnungen mit Testteilchen (Monte-Carlo-Methode) durchzuführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu der Code AURORA [36] benutzt, der es zwar erlaubt, die Teilchenbahnen in einem vorgegebenen Torus dreidimensional zu betrachten, aber durch die Beschränkung auf kreisförmige Flußflächen die Größen n_0 und T_0 als Mittel über diese Flächen liefert. Diese Einschränkung ist für Tokamak-Plasmen im allgemeinen nicht in Übereinstimmung mit der realen Flußflächentopologie. In ohmsch geheizten ASDEX-Plasmen jedoch sind die Abweichungen nicht von Bedeutung.

Bei diesem Verfahren wird von Testteilchen ausgegangen, die mit Energien im Bereich weniger eV beginnend bei den Toruswänden in das Plasma eindringen. Im weiteren Verlauf ihrer Bahnen werden durch statistische Behandlung die verschiedenen Reaktionsprozesse der Ionisation und des Ladungsaustausches simuliert und mehrere Generationen von CX-Neutralen solange weiterverfolgt, bis die Teilchen endgültig verloren gehen. Ein Teilchen kann durch Ionisation oder Verlassen des Plasmas verloren gehen. Durch die Implementierung eines Wandmodells ist es bei diesem Verfahren auch möglich, Reflexionen von der Wand zurück in das Plasma zu behandeln. Aus den Aufenthaltsdauern der

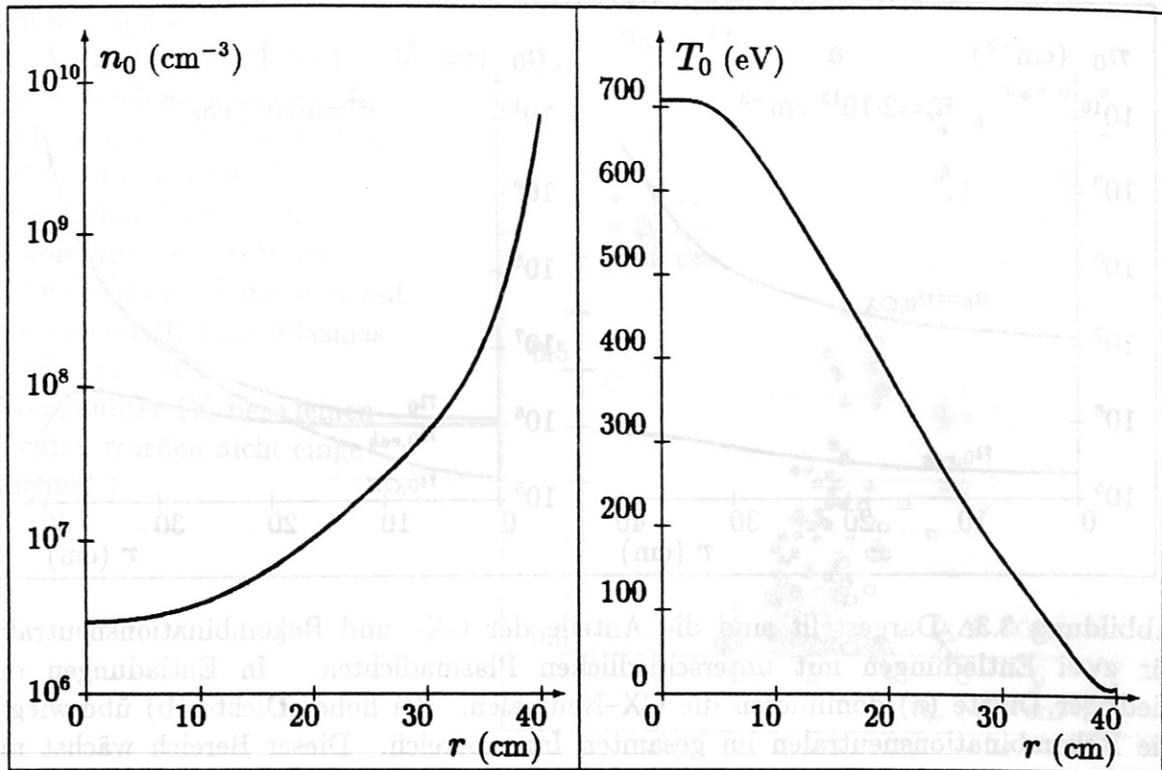


Abbildung 3.2: Neutralgasdichte und -temperatur für eine ohmsch geheizte ASDEX-Entladung mit $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B_t = 2.17 \text{ T}$ und $I_P = 320 \text{ kA}$. Deutlich zu sehen ist die Abnahme der Neutralgasdichte im Plasmazentrum, in dem die Elektronendichte ihr Maximum erreicht, während die Neutralgastemperatur nach innen zunimmt.

Teilchen in bestimmten Gebieten des Torus wird anschließend sowohl die Dichte als auch die mittlere Energie der Neutralen auf den Flußflächen ermittelt.

Dabei zeigt sich, daß ausgehend von einer Randdichte von etwa 10^{16} m^{-3} die Neutralgasdichte bis hin zum Zentrum wegen der wachsenden Ionisationswahrscheinlichkeit um einige Größenordnungen abnimmt (Bild 3.2). Der Verlauf der Temperatur T_0 zeigt ein entgegengesetztes Verhalten. Während die Randtemperatur bei wenigen eV liegt, nimmt sie bis in das Plasmazentrum stetig zu und erreicht dort einen Wert, der i.a. nur mehr wenig unter der Iontemperatur $T_i(0)$ liegt.

Da dieser Code nicht in der Lage ist, auch Rekombinationsneutrale zu behandeln, werden diese in einer einfachen Rechnung aus der Gleichung

$$n_{0, \text{rek}} = n_e \frac{X_{\text{rek}}}{X_{\text{eii}}} \quad (3.5)$$

ermittelt [37]. In dieser Gleichung wird davon ausgegangen, daß im stationären Fall zwischen Rekombinationsgewinnen und Ionisationsverlusten in guter Näherung ein Gleichgewicht herrscht.

Die qualitative Zusammensetzung der neutralen Atome ändert sich mit den Plasmaparametern: In Entladungen mit niedriger Elektronendichte und hoher Elektronentemperatur

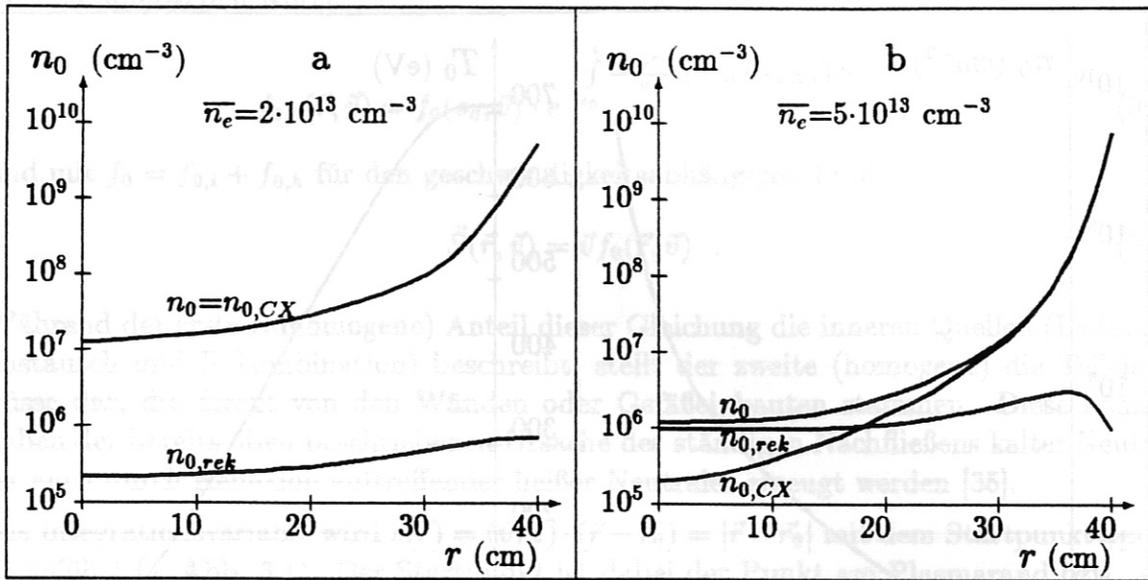


Abbildung 3.3: Dargestellt sind die Anteile der CX- und Rekombinationsneutralen für zwei Entladungen mit unterschiedlichen Plasmadichten. In Entladungen mit niedriger Dichte (a) dominieren die CX-Neutrals. Bei hoher Dichte (b) überwiegen die Rekombinationsneutralen im gesamten Innenbereich. Dieser Bereich wächst mit zunehmender Dichte weiter an.

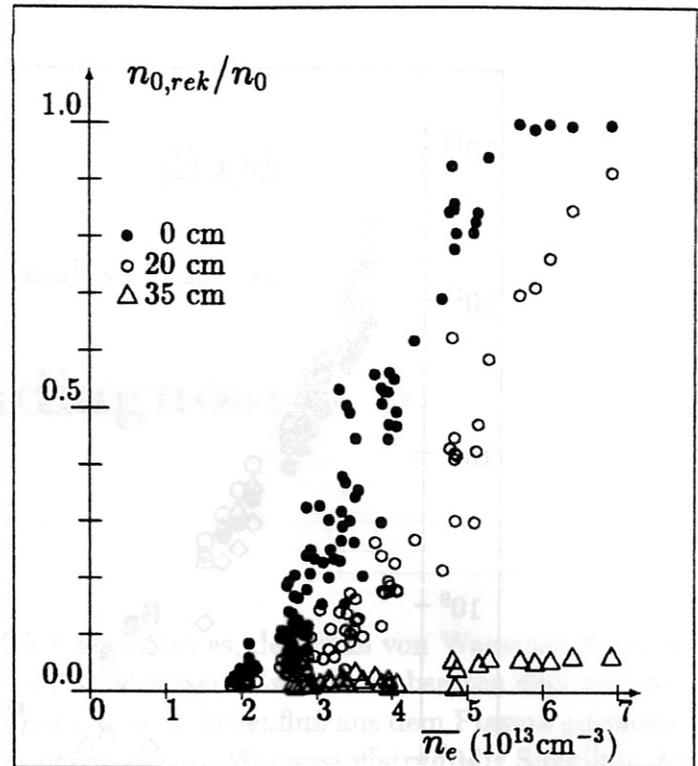
dominieren die CX-Neutrals, die hier eine große mittlere freie Weglänge haben. Die Rekombinationsprozesse, die proportional zu $n_e^2 T_e^{-3/2}$ (Glg. (2.32)) ablaufen, sind in diesen Entladungen bedeutungslos.

Bei zunehmender Plasmadichte sinkt die mittlere freie Weglänge der Umladungsneutralen soweit, daß sie im Zentrum nur mehr eine untergeordnete Rolle spielen. Insbesondere würde dieses Verhalten bei Fehlen von Rekombinationen dazu führen, daß bei diesen Dichten eine Messung von Flüssen aus dem Zentralbereich einer Entladung nicht mehr möglich wäre. Durch die Zunahme der Rekombinationsrate nimmt hier jedoch der Anteil der Rekombinationsneutralen deutlich zu. In Abb. 3.3 sind dazu die beiden Beiträge zu der Neutralgasverteilung für zwei Entladungen zu sehen, die sich nur in ihren Plasmadichten unterscheiden. Das Verhalten der CX-Anteile und Rekombinationsanteile ist dabei deutlich zu erkennen. Wie in Bild 3.4 dargestellt ist, verläuft die relative Zunahme der Rekombinationsneutralen von innen nach außen, in der Richtung, in der sich sowohl die lokale Elektronendichte als auch die -temperatur bei einer Zunahme der mittleren Dichte am schnellsten ändern.

3.3 Grundgleichungen der Neutralteilchenflüsse

Der Fluß der Neutralen, die am Ort \vec{r} aus einem Flächenelement dF mit Energien aus $[E, E + dE]$ in das Winkelement $d\Omega$ strömen, ist gegeben durch Gleichung (3.4) und

Abbildung 3.4:
Die Verhältnisse aus der Dichte der Rekombinationsneutralen und der gesamten Neutralgasdichte zu $r = 0, 20, 35 \text{ cm}$ zeigen, daß der Einfluß der Rekombinationsneutralen auf hohe Dichten und dort auf den inneren Teil des Plasmas beschränkt bleibt. (Werte unter 1% bei kleinen Dichten wurden nicht eingezeichnet.)



die Beziehung

$$d\vec{\Gamma}_0(\vec{r}, E, \Omega) = \vec{S}(\vec{r}, E, \Omega) d\Omega dF dE \quad (3.6)$$

Dazu wurde in \vec{S} gegenüber der Definition in Gleichung 3.4 eine Transformation von den Geschwindigkeiten zur Energie vorgenommen. In $\vec{S}(\vec{r}, E, \Omega)$ sind dazu die auftretenden geschwindigkeitsabhängigen Verteilungen durch die ihnen entsprechenden energetischen Verteilungen zu ersetzen.

Während in dieser Gleichung \vec{S} den "Fluß der Verteilungsfunktion" bezeichnet, ist $\vec{\Gamma}_0$ als "Teilchenrate" — Anzahl der Teilchen pro Zeiteinheit — aufzufassen.

Der Messung zugänglich ist die nach Winkel Ω und Energie E aufgelöste Teilchenrate $\Delta\Gamma_0$:

$$\Delta\Gamma_0(a, E, \Omega) = |\vec{S}(a, E, \Omega)| \Delta\Omega \Delta F \Delta E \quad (3.7)$$

ΔF ist die aktive Meßfläche eines Teilchenanalysators, wie er im nächsten Kapitel beschrieben wird. In Abb. 3.5 sind dazu am Beispiel einer ohmsch geheizten Entladung die Flüsse aus verschiedenen Richtungen (Sichtlinien) dargestellt.

Wird für die Ionen eine Maxwellverteilung angenommen, erhält man schließlich für die Flüsse der Neutralteilchen an den Plasmarand den Ausdruck

$$|\vec{S}(a, E, \Omega)| = \int_{s_0}^{s^{(a)}} (n_0 X_{CX,0} + n_e X_{rek}) n_i \frac{\sqrt{E}}{2\sqrt{\pi} T_i} e^{-E/T_i} e^{-\int_{s^*}^{s^{(a)}} \frac{n_e}{v} (X_{eii} + X_{CX,i}) ds^{**}} ds^* + v f_0(s_0, E, \Omega) e^{-\int_{s_0}^{s^{(a)}} \frac{n_e}{v} (X_{eii} + X_{CX,i}) ds^{**}} \quad (3.8)$$

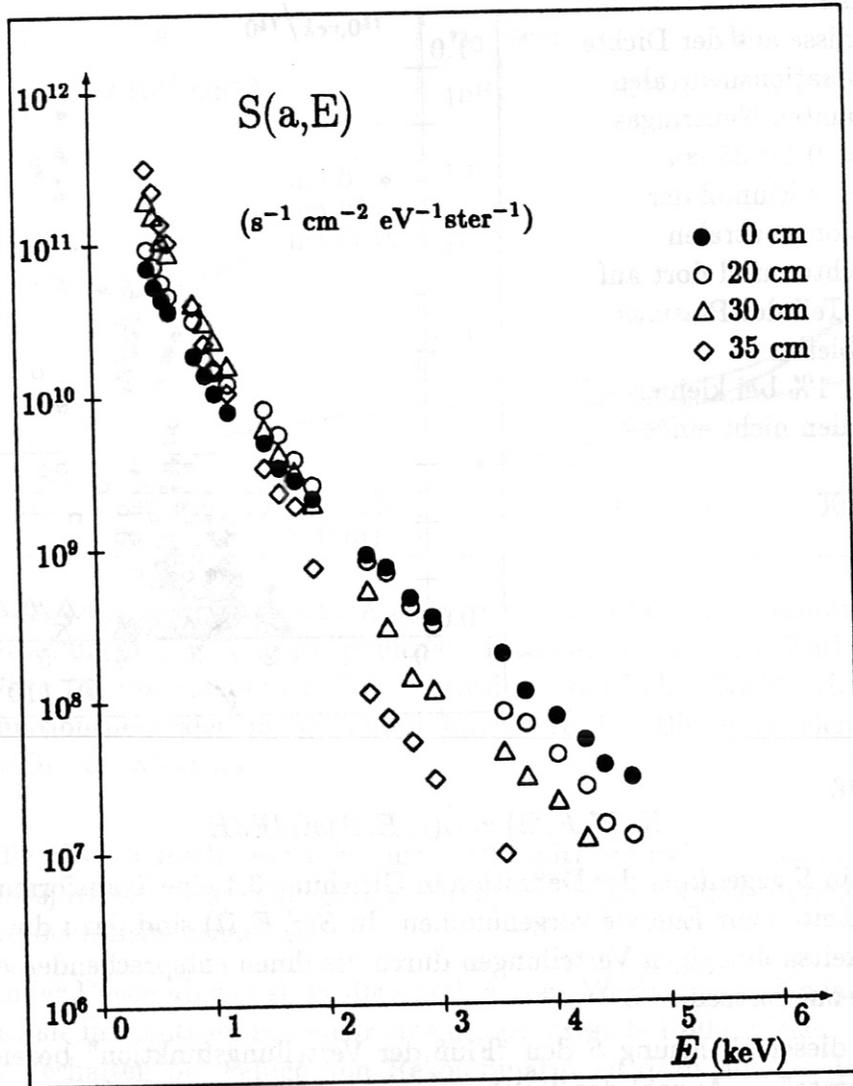


Abbildung 3.5: Für verschiedene Sichtlinien in poloidaler Ebene sind die Neutralteilchenflüsse zu der Entladung aus Abb. 3.2 zu sehen. Die angegebenen Radien entsprechen dem jeweiligen minimalen Flußflächenradius, den die zugehörige Sichtlinie erreicht (s. Kap. 4). Die Angabe des Radius ersetzt dabei die Angabe des Winkels.

der die Ionentemperatur nur unter dem Integral enthält, da entlang der Sichtlinien über alle Beiträge aufsummiert wird.

Die Bedingungen, die eine Maxwell-Verteilung für die Ionen erwarten lassen, und die Methoden, um damit aus dieser nichtlokalen Gleichung lokale Ionentemperaturwerte zu bestimmen, werden in Kapitel 5 diskutiert, nachdem im folgenden Abschnitt zunächst auf die experimentellen Möglichkeiten zur Messung von Neutralteilchenflüssen eingegangen wird.

Kapitel 4

Neutralteilchendiagnostik an ASDEX

Die Neutralteilchendiagnostik an ASDEX gestattet es, den Fluß von Wasserstoffatomen aus dem Plasma energie- und zeitaufgelöst zu messen. Zwei Betriebsarten sind möglich. In der passiven Betriebsweise wird der natürliche Teilchenfluß aus dem Plasma gemessen; in der aktiven Betriebsweise kreuzt ein energetischer Wasserstoffstrahl die Sichtlinie des Neutralteilchenanalysators. Die Neutralgasdichte ist dadurch entlang der Strahllinie erhöht.

Im passiven Betrieb, d.h. ohne Zusatzstrahl, liegt die Aufsammelzeit des Signals in ohmschen Entladungen bei etwa 100 ms und darüber, wobei die exakten Werte stark von der Plasmadichte abhängen. Die Messung erfolgt entlang der gesamten Sichtlinie und ist deshalb nicht streng lokal.

In der aktiven Betriebsweise ist eine lokale Messung möglich. Durch die zusätzlich eingebrachten Neutralteilchen wird der Fluß an CX-Teilchen so erhöht, daß eine Zeitauflösung von 50 ms und darunter möglich ist.

Durch mehrere Detektoren werden die im Analysator ankommenden Teilchen nach ihren Energien separiert, wobei die Meßpunkte zwischen einigen 100 eV und mehreren 10 keV liegen.

Nach der Vorstellung des Prinzips des Neutralteilchenanalysators, der Detektoren, der Eichung und des Neutralteilcheninjektors wird abschließend die Diagnostikgeometrie besprochen.

4.1 Aufbau des Neutralteilchenanalysators

Die Neutralteilchendiagnostik an ASDEX besteht aus zwei Komponenten, Analysator und Diagnostikstrahl, die in Abb. 4.1 dargestellt sind. In diesem Abschnitt wird der Aufbau des Analysators beschrieben (s. Abb. 4.2).

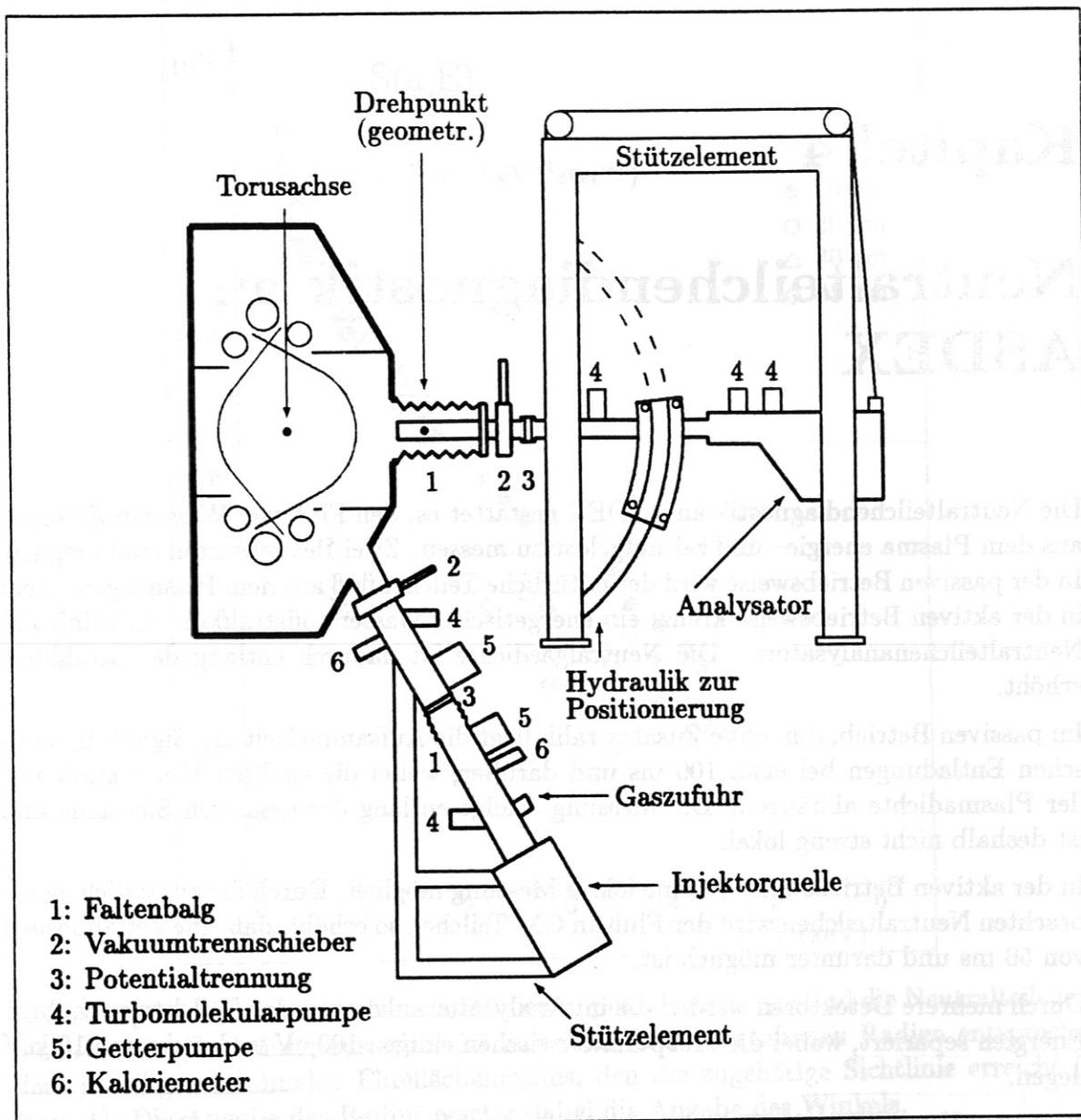


Abbildung 4.1: Diagnostik-Aufbau: Zur Messung von Neutralteilchenflüssen, die Aufschluß über die Temperatur der Ionen liefern, wird an ASDEX ein System benutzt, das aus Neutralteilchenanalysator und -injektor besteht. Die wichtigsten mechanischen Komponenten beider Apparaturen sind hier dargestellt.

Der Analysator ist in der Mittelebene des Tokamakgefäßes angebracht. Durch die Möglichkeit, ihn in poloidaler Richtung zu schwenken, können Teilchenflüsse entlang unterschiedlicher Sichtstrahlen gemessen werden.

Der in derselben Poloidalebene in der unteren Hälfte des Tokamaks installierte Injektor sorgt entlang seiner Strahllinie für eine Erhöhung der Dichte der Neutralen.

Dieser ist in einer poloidalen Ebene schwenkbar am Gefäß angebracht und kann von Entladung zu Entladung in seiner Position verändert werden. Veranschaulicht ist dies in Abb. 4.1.

Teilchen aus dem Plasma müssen zunächst auf ihrem Weg in den Analysator (s. Abb. 4.2) ein Verbindungsrohr passieren, in dem sich ein Ablenkkondensator befindet. Dieser sorgt dafür, daß nur neutrale Teilchen ihre geradlinige Bahn fortsetzen können. Un- erwünschte Beiträge geladener Teilchen zum Signal werden auf diese Weise vermieden.

Außerhalb des Magnetfeldbereichs erreichen die Neutralen eine Gaszelle, die mit Stick-

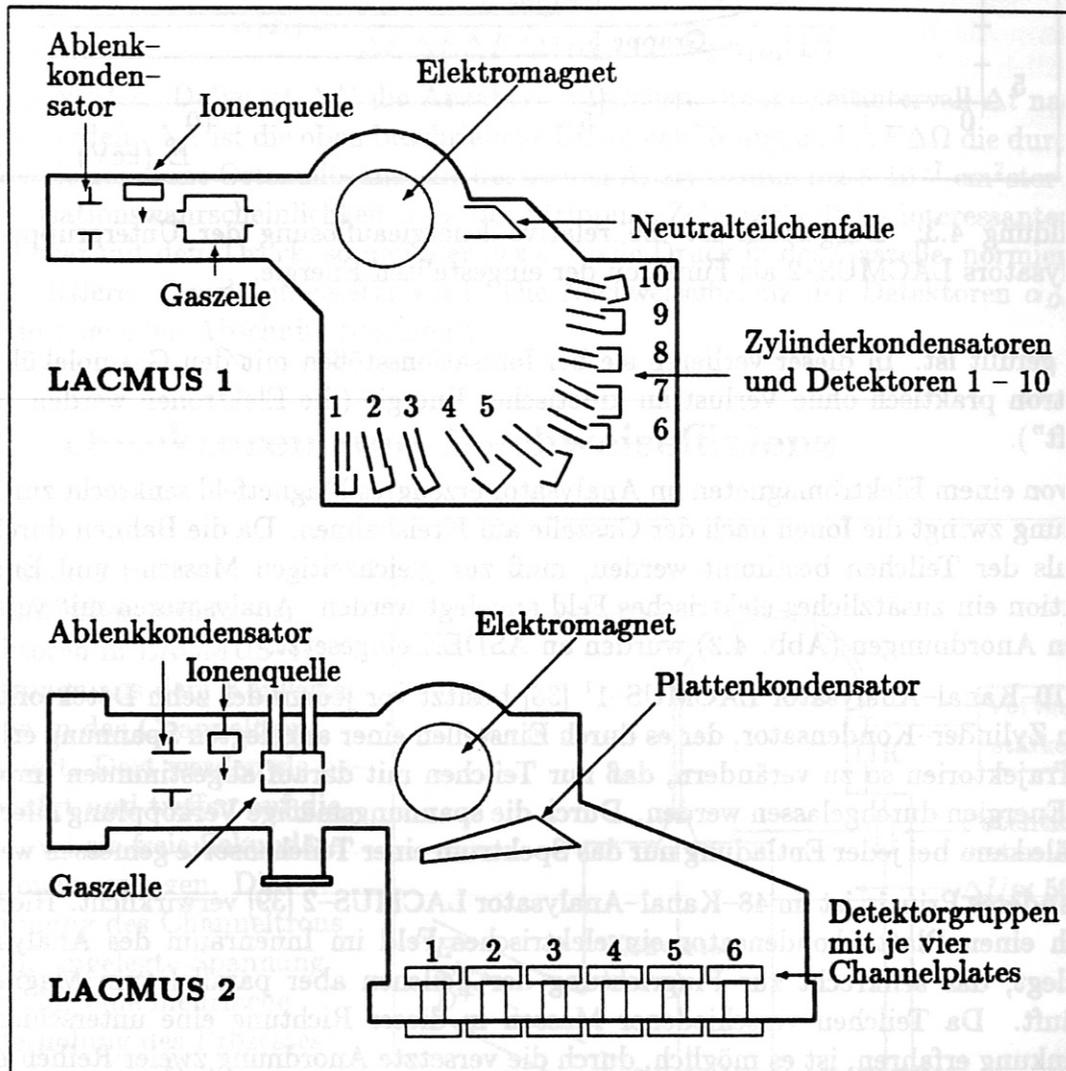


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Analysatoren LACMUS-1 (oben) und LACMUS-2 (unten). LACMUS-1 ist in der Lage mit 10 Kanälen die Energieverteilung einer Teilchensorte zu messen. Durch die andere Anordnung der Felder und Detektoren besitzt LACMUS-2 die Möglichkeit, simultan Wasserstoff- und Deuteriumflüsse energieaufgelöst zu bestimmen. (Die Zeichnungen sind nach den Skizzen und Angaben in [38, 39] angefertigt.)

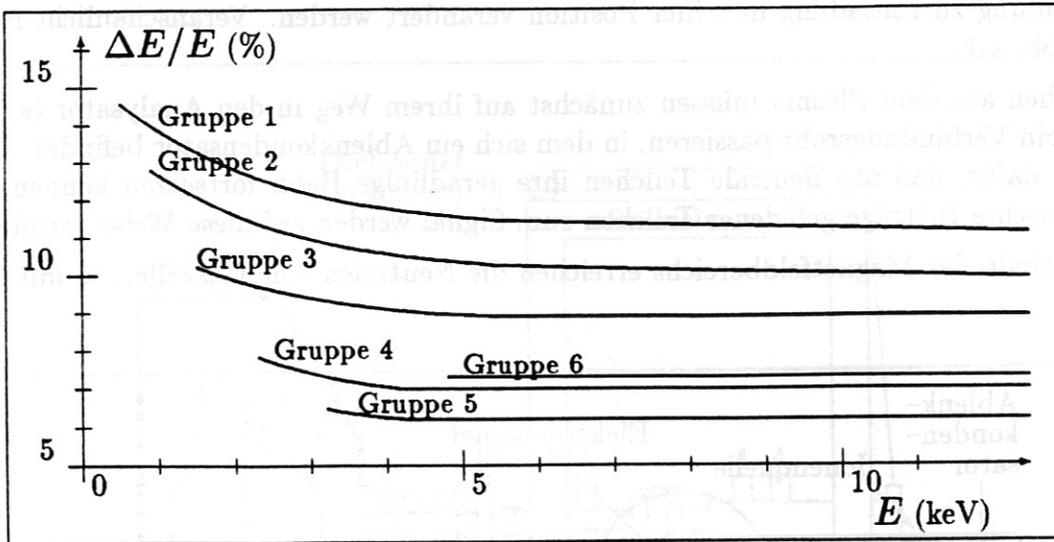


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die relative Energieauflösung der Untergruppen des Analysators LACMUS-2 als Funktion der eingestellten Energie.

stoff gefüllt ist. In dieser verlieren sie bei Ionisationsstößen mit den Gasmolekülen ihr Elektron praktisch ohne Verlust an kinetischer Energie (die Elektronen werden "abgestreift").

Ein von einem Elektromagneten im Analysator erzeugtes Magnetfeld senkrecht zur Flugrichtung zwingt die Ionen nach der Gaszelle auf Kreisbahnen. Da die Bahnen durch den Impuls der Teilchen bestimmt werden, muß zur gleichzeitigen Massen- und Energie-selektion ein zusätzliches elektrisches Feld angelegt werden. Analysatoren mit verschiedenen Anordnungen (Abb. 4.2) wurden an ASDEX eingesetzt.

Der 10-Kanal-Analysator LACMUS-1¹ [38] besitzt vor jedem der zehn Detektorkanäle einen Zylinder-Kondensator, der es durch Einstellen einer angelegten Spannung erlaubt, die Trajektorien so zu verändern, daß nur Teilchen mit darauf abgestimmten Impulsen und Energien durchgelassen werden. Durch die spannungsmäßige Verkopplung aller zehn Kanäle kann bei jeder Entladung nur das Spektrum einer Teilchensorte gemessen werden.

Ein anderes Prinzip ist im 48-Kanal-Analysator LACMUS-2 [39] verwirklicht. Hier wird durch einen Plattenkondensator ein elektrisches Feld im Innenraum des Analysators angelegt, das senkrecht zur Flugrichtung der Teilchen aber parallel zum Magnetfeld verläuft. Da Teilchen verschiedener Massen in dieser Richtung eine unterschiedliche Ablenkung erfahren, ist es möglich, durch die versetzte Anordnung zweier Reihen mit je 24 Detektoren, gleichzeitig die Flüsse von Wasserstoff und Deuterium zu messen. Jeweils vier benachbarte Detektoren sind dabei zu einer Untergruppe zusammengefaßt.

In beiden Analysatoren werden über einen Spannungsteiler Spannungen derart an die Kondensatoren vor den Kanälen angelegt, daß die einzelnen Energiekanäle nicht äquidistant verteilt sind. Bei niedrigen Energien lassen sich mehr Datenpunkte erhalten. Die

¹Die Neutralteilchenanalysatoren LACMUS-1 und LACMUS-2 wurden in einer Kooperation vom IOFFE-Institut, St. Petersburg, Rußland, zur Verfügung gestellt.

Energieauflösung, die mit diesen Anordnungen erreicht wird, liegt bei $\Delta E/E \approx 10\%$, wobei die exakten Werte sowohl vom Kanal als auch von der eingestellten Energie abhängen. Am Beispiel des Analysators LACMUS-2 sind in Abb. 4.3 diese Werte angegeben.

Die Sichtlinien des Analysators, die die Orts- und Winkelauflösung bestimmen, besitzen aufgrund des ca. zwei Meter langen Verbindungsrohres zwischen Analysator und Gefäßwand und dessen kleiner Öffnungsfläche von etwa 10 mm^2 eine Aufweitung, die an der gegenüber liegenden Wand einer Fläche mit dem Radius 2 cm entspricht.

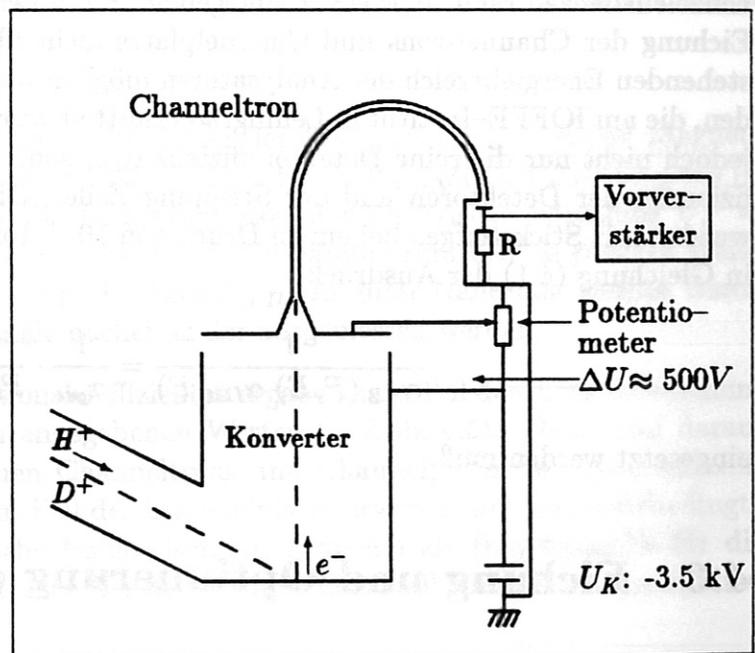
Da der Meßvorgang nur die Anzahl der Teilchen bestimmt, die in einen Detektorkanal gelangen, und nicht direkt den Fluß nachweist, muß zur Umrechnung der Zusammenhang

$$S(E) = \frac{\Delta N}{\Delta t} \frac{1}{\Delta E \Delta F \Delta \Omega} \frac{1}{\alpha_{S.Z.}(P, E) \alpha_{Det}(E)} \quad (4.1)$$

benutzt werden. Dabei ist ΔN die Anzahl der Teilchen, die im Zeitintervall Δt nachgewiesen werden. ΔE ist die oben beschriebene Energieauflösung und $\Delta F \Delta \Omega$ die durch die Geometrie gegebene Ortsauflösung, die bei beiden Analysatoren bei $7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ ster liegt. Die Ionisationswahrscheinlichkeit $\alpha_{S.Z.}$ der Stripping-Zelle verläuft im interessanten Bereich linear mit dem Druck, so daß hier der aktuelle Druck in der Gaszelle, normiert auf einen mittleren Druck, eingesetzt wird. Die Nachweiseffizienz der Detektoren $\alpha_{Det}(E)$ wird im folgenden Abschnitt behandelt.

4.2 Detektoren und Nachweiseffizienz

Abbildung 4.4:
Schematischer Aufbau der Detektoren in LACMUS-1: Elektronen aus dem Konverter werden in das Channeltron fokussiert. Dort werden sie beschleunigt und treffen auf die Wand, wo sie freie Sekundärelektronen erzeugen. Die Krümmung des Channeltrons und die angelegte Spannung sorgen für eine mehrfache Wiederholung des Prozesses. Der so erzeugte Elektronenstrom wird zum Nachweis der einfallenden Teilchen (Ionen) benutzt.



In beiden Analysatoren bestehen die Detektoreinheiten aus mehreren Komponenten. Ein Kondensator, der in LACMUS-1 auch zur Energieselektion führt, fokussiert die einfallenden Ionen. Daran anschließend ist eine als "Konverter" bezeichnete Kammer angebaut,

in der die auf eine Wand treffenden Ionen Elektronen auslösen. Diese werden durch ein elektrisches Feld in den eigentlichen Detektor gelenkt. In LACMUS-1 sind dies Channeltrons² und in LACMUS-2 Channelplates. Da diese wie eine große Anzahl parallel geschalteter Channeltrons arbeiten, wird im folgenden nur das Prinzip der Detektoren des Analysators LACMUS-1 besprochen. Erst im Anschluß daran werden Abweichungen in der Bauweise von LACMUS-2 skizziert.

Channeltrons [38] sind in ihrem Aufbau als gebogene Röhren anzusehen, die durch eine angelegte Hochspannung als Elektronenvervielfacher arbeiten. Primärelektronen aus dem Konverter, die in diese Röhren gelangen, geben dort ihre kinetische Energie an nur mehr wenig gebundene Oberflächenelektronen ab, die als freie Elektronen beschleunigt werden. Als Resultat der Wandkrümmung treffen diese wiederum die Wand, wobei schließlich ein Elektronenstrom erzeugt wird, der zum Nachweis der einfallenden Ionen benutzt werden kann. Dieser am Ende des Channeltrons auftreffende Elektronenstrom wird in einem anschließenden Verstärker in logische Signale umgesetzt. In Abb. 4.4 ist dies schematisch dargestellt.

Die Gesamtfläche, auf die Ionen treffen können, ist im Analysator LACMUS-1 durch die 16 mm² große Öffnung des Ion-Elektron-Konverters gegeben, während in LACMUS-2 die Oberfläche der Channelplates (20 × 13 mm²) die bestimmende Größe darstellt. Die Detektoreffizienz, d.h. die Anzahl der nachgewiesenen Ionen pro eintreffendes Ion, ist eine komplizierte Funktion der Teilchenenergie und hängt zudem noch durch die geometrischen Vorgaben vom Ort des Detektors (hier: von der Nummer des Kanals) ab. Da die Kurven für beide Analysatoren einen prinzipiell ähnlichen Verlauf zeigen, sind nur die Einzeleffizienzen für LACMUS-2 angegeben. Bei diesen Kurven mußte, da eine direkte Eichung der Channeltrons und Channelplates nicht über den gesamten zur Verfügung stehenden Energiebereich der Analysatoren möglich war, auf Werte zurückgegriffen werden, die am IOFFE-Institut in Leningrad ermittelt wurden (Abb. 4.5). Diese beinhalten jedoch nicht nur die reine Detektoreffizienz α_{Det} sondern sind ein Produkt aus den Effizienzen der Detektoren und der Stripping-Zelle. Die Kurven dieser Gesamteffizienz wurden mit Stickstoffgas bei einem Druck von 10⁻⁴ Torr (≈ 133.3 Pa) gemessen, so daß in Gleichung (4.1) der Ausdruck

$$\frac{1}{\alpha_{S.Z.}(P, E) \alpha_{Det}(E)} = \frac{1}{\alpha_{ges}} \cdot \frac{10^{-4}}{P_{S.Z.}[Torr]} \quad (4.2)$$

eingesetzt werden muß.

4.3 Eichung und Optimierung der Effizienzwerte

Zur Eichung kann eine Ionenquelle in das Verbindungsrohr gebracht werden. Durch Aufheizen werden daraus Kalium-Ionen (aus Kaliumkarbonat K_2CO_3) mit Energien bis zu 2 keV emittiert. Um für diese Ionen der Energie E_K gleiche Krümmungsradien zu

²Die benutzten Detektoren BЭY-6 (Channeltron) und AF-2 (Channelplate) sind Entwicklungen des IOFFE-Instituts, St. Petersburg, Rußland.

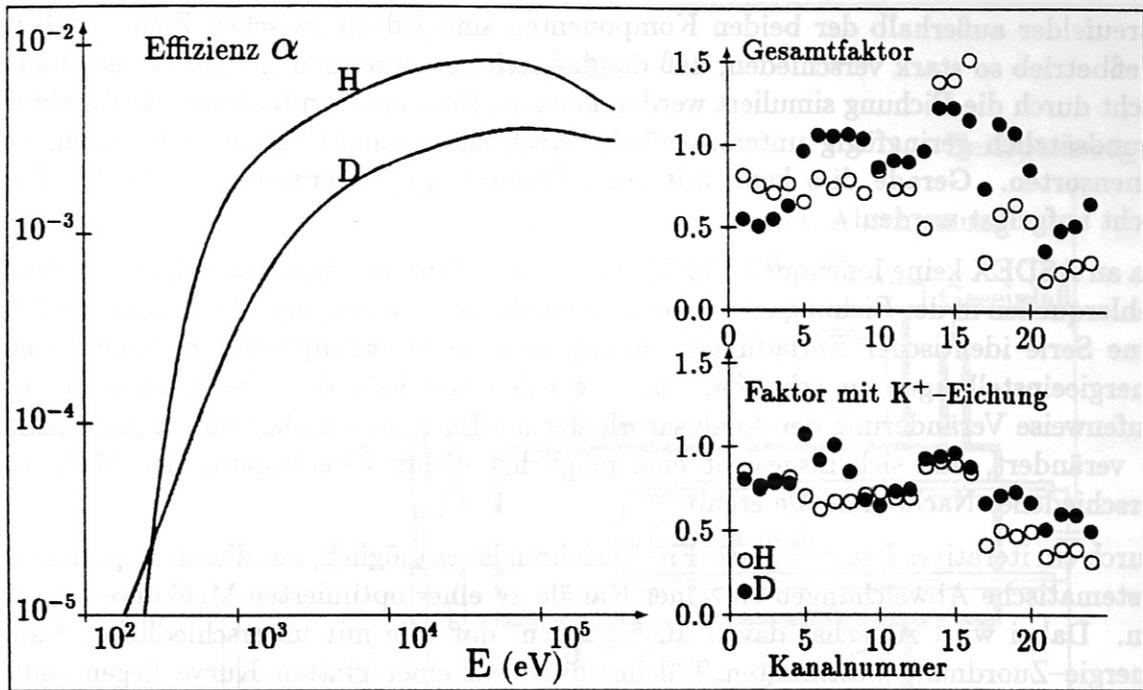


Abbildung 4.5: Effizienz der Detektoren als Funktion der Energie für die verschiedenen Meßkanäle des Analysators LACMUS-2. Der linke Teil stellt den von Geometrie, E- und B-Feld unabhängigen idealen Verlauf für beide Teilchensorten dar. Die experimentellen Gegebenheiten erfordern dazu Korrekturen durch Vorfaktoren, die für die Einzelkanäle im rechten Bildteil eingetragen sind. Sie sind das Ergebnis der Eichung mit K^+ -Ionen und einer Eichung am Plasma.

erhalten wie für Protonen oder Deuteriumionen der Energien $E_{H,D}$ in einem Magnetfeld $B_{H,D}$, muß der Elektromagnet ein Magnetfeld $B_K = B_{H,D} \sqrt{(E_K m_K) / (E_{H,D} m_{H,D})}$ erzeugen. Gleichzeitig muß im Plattenkondensator eine elektrische Spannung $U_K = U_{H,D} (E_K / E_{H,D})$ angelegt werden, um die K^+ -Ionen parallel zum Feld in gleicher Weise abzulenken wie die Wasserstoffisotope im Feld $U_{H,D}$. In guter Näherung können durch diese Methode die einzelnen Kanäle nacheinander ausgemessen werden.

Die daraus erhaltenen Transmissionskoeffizienten ergaben zum Teil deutliche Abweichungen zu den von den Herstellern angegebenen Werten (s. Abb. 4.5). Diese sind darauf zurückzuführen, daß die einzelnen Channeltrons und Channelplates von unterschiedlicher Qualität sind. Besonders im Fall der Channelplates erweisen sich qualitätsbedingte "Totzonen" (Anteile ohne jegliche Nachweisempfindlichkeit) als Hauptursache für die deutlichen Unterschiede zu den vom Hersteller unter Optimalbedingungen ermittelten Effizienzkurven.

Obwohl die Messung mit Kalium bereits gute Näherungen liefert, hat diese Methode doch ihre Grenzen: Zum einen müssen die Analysatorfelder gegenüber dem reinen Meßbetrieb verändert werden. Diese Felder liefern zwar innerhalb des Elektromagneten und des Kondensators dieselben Bahnablenkungen wie für Wasserstoffionen, wenn die oben angegebenen Beziehungen zwischen den Feldern eingehalten werden. Die inhomogenen

Streifelder außerhalb der beiden Komponenten sind jedoch zwischen Eichbetrieb und Meßbetrieb so stark verschieden, daß die dadurch hervorgerufenen Bahnverschiebungen nicht durch die Eichung simuliert werden können. Zum anderen besitzen die Detektoren grundsätzlich geringfügig unterschiedliche Nachweisempfindlichkeiten für verschiedene Ionensorten. Gerade dies kann mit einer Eichung unter Verwendung von K^+ -Ionen nicht aufgelöst werden.

Da an ASDEX keine Ionenquelle für H^+ -, D^+ -Ionen zur Verfügung stand, um die beiden Fehlerquellen in der Eichung zu vermeiden, wurde eine Eichung am Plasma durchgeführt. Eine Serie identischer Entladungen diente dazu, viele Datenpunkte zu verschiedenen Energieeinstellungen zu erhalten. Dazu wurden von Entladung zu Entladung durch stufenweise Veränderung der Analysatorfelder die Energieeinstellungen der Einzelkanäle so verändert, daß sich insgesamt eine möglichst dichte Überlappung der Meßpunkte verschiedener Nachbarkanäle ergab.

Durch ein iteratives Least-Square-Fit-Verfahren ist es möglich, aus diesen Experimenten systematische Abweichungen einzelner Kanäle zu einer optimierten Meßkurve zu erhalten. Dabei wird zunächst davon ausgegangen, daß alle mit unterschiedlicher Kanal-Energie-Zuordnung bestimmten Teilchenflüsse auf einer glatten Kurve liegen sollten. Im numerischen Fitverfahren werden nun simultan diese glatte Kurve und die systematischen Abweichungen für jeden einzelnen Meßkanal bestimmt. Die Berechnung der resultierenden Kurve im Laufe des Verfahrens ist wichtig, um zu verhindern, daß (wie etwa bei Vorgabe einer Kurve) "subjektive" Eichwerte erzeugt werden. Die berechneten Abweichungen der Kanäle können als Korrekturfaktoren an die in Abb. 4.5 eingetragene Effizienzkurve und die dazugehörigen Faktoren aus der Eichung mit Kaliumionen benutzt werden. Diese zusätzlichen Multiplikatoren, die in Abb. 4.5 die Unterschiede zwischen dem Gesamtfaktor und dem Faktor aus der K^+ -Eichung ausmachen, verdeutlichen die Unzulänglichkeit einer alleinigen Eichung mit Kalium-Ionen unter Laborbedingungen und machen die Sinnhaftigkeit der Eichung am Plasma mit allen Störeinflüssen, die im experimentellen Meßbetrieb zu erwarten sind, deutlich.

Durch Variation der Meßdaten (Weglassen von Kanälen oder Entladungen, Beschränkung auf verschiedene Energieintervalle, ...) konnte die Stabilität dieses numerischen Verfahrens bewiesen werden. Bei der Betrachtung der Flüsse bei einzelnen Energien, die mit verschiedenen Kanälen bestimmt wurden, konnten zudem die erhaltenen Korrekturfaktoren innerhalb der jeweiligen statistischen Schwankungsbreite direkt nachvollzogen werden. Sowohl die optimale Kurve als auch die Eichdaten der Kanäle schwankten maximal um ca. 3%, so daß diese Methode endgültige Nachweiseffizienzen für die einzelnen Detektoren liefert.

4.4 Aufbau des Neutralteilcheninjektors

Da bei steigender Plasmodichte die mittlere freie Weglänge der Neutralen aus dem Plasma erheblich sinkt, ist es im allgemeinen erforderlich, die in den vorherigen Kapiteln beschriebene passive Methode durch Erhöhung der Neutralgasdichte mittels eines Neutralteilcheninjektors aktiv zu unterstützen. Der Fluß aus dem Volumen, in dem

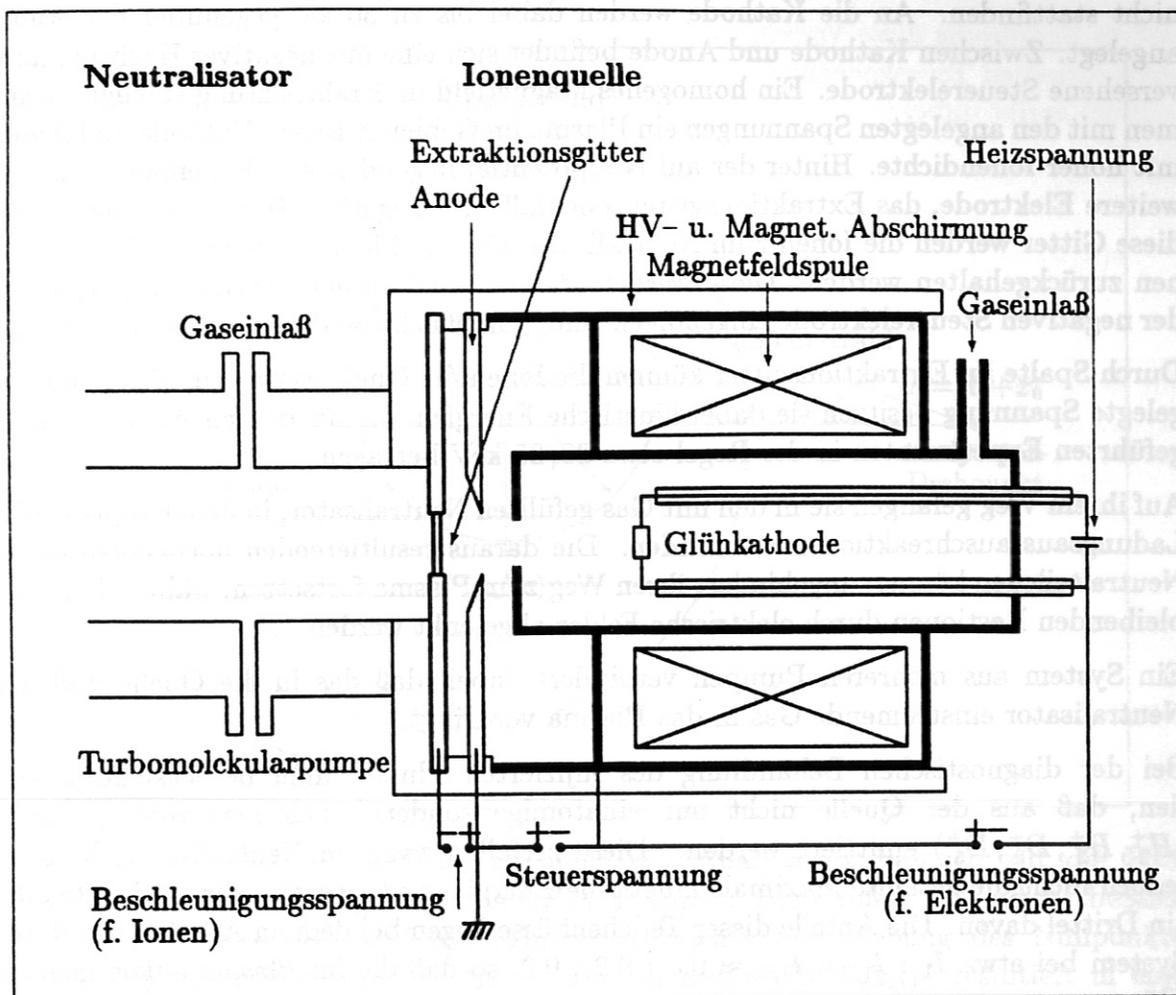


Abbildung 4.6: Funktionsweise des Neutralteilcheninjektors. In der Ionenquelle (Duoplasmatron) wird ein hochenergetischer Elektronenstrahl zwischen Glühkathode und Anode und durch dessen Ionisationsstöße mit Neutralen ein Plasma erzeugt. Ein angelegtes Magnetfeld in Flugrichtung erzeugt bereits in der Quelle ein Plasma mit sehr hoher Ionendichte. Durch Beschleunigung der Ionen und Abtrennung der Elektronenkomponente am Extraktionsgitter entsteht ein hochenergetischer Ionenstrahl. Aufgrund von CX-Reaktionen mit dem Neutralgas im Neutralisator ergibt sich der eigentliche Neutralteilchenstrahl.

sich der Strahl mit der Sichtlinie des Analysators überschneidet, wird dadurch deutlich erhöht. Dies ermöglicht eine Ausweitung des zugänglichen Dichtebereichs bei Zeitauflösungen, die mit ca. 50 ms wesentlich unter der der passiven Methode (einige 100 ms) liegen. Durch die geringe Strahlaufweitung, die am Schnittpunkt bei etwa einem Zentimeter liegt, ist zudem eine lokale Messung der Flüsse möglich.

Hauptbestandteile des Injektors (s. Abb. 4.1) sind die Ionenquelle und der Neutralisator (Abb. 4.6). Die Ionenquelle ist ein Duoplasmatron, in dem von einer Glühkathode ein Elektronenstrahl emittiert wird. Teilchen aus dem umgebenden Gas (H_2^0, D_2^0) werden ionisiert, wobei aufgrund des geringen Gasdrucks ($\ll 1$ Pa) Rekombinationen praktisch

nicht stattfinden. An die Kathode werden dabei bis zu 30 kV gegenüber der Anode angelegt. Zwischen Kathode und Anode befindet sich eine mit negativer Hochspannung versehene Steuerelektrode. Ein homogenes Magnetfeld in Strahlrichtung erzeugt zusammen mit den angelegten Spannungen ein Plasma im Gebiet zwischen Kathode und Anode mit hoher Ionendichte. Hinter der auf Nullpotential liegenden Anode befindet sich eine weitere Elektrode, das Extraktionsgitter, ebenfalls mit negativer Hochspannung. Durch diese Gitter werden die Ionen zum Neutralisator hin beschleunigt, während die Elektronen zurückgehalten werden. Diese werden, da sie zwischen dem Extraktionsgitter und der negativen Steuerelektrode eingefangen sind, schließlich von der Anode aufgenommen.

Durch Spalte im Extraktionsgitter können die Ionen die Quelle verlassen. Durch die angelegte Spannung besitzen sie dabei kinetische Energien, die bei den an ASDEX durchgeführten Experimenten in der Regel etwa 20–25 keV betragen.

Auf ihrem Weg gelangen sie in den mit Gas gefüllten Neutralisator, in dem hauptsächlich Ladungsaustauschreaktionen stattfinden. Die daraus resultierenden hochenergetischen Neutralteilchen können ungehindert ihren Weg zum Plasma fortsetzen, während die verbleibenden Restionen durch elektrische Felder abgelenkt werden.

Ein System aus mehreren Pumpen verhindert dabei, daß das in die Quelle und den Neutralisator einströmende Gas in das Plasma vordringt.

Bei der diagnostischen Behandlung des injizierten Flusses muß berücksichtigt werden, daß aus der Quelle nicht nur einatomige sondern auch mehratomige Ionen (H_2^+ , H_3^+ , D_2^+ , D_3^+) emittiert werden. Diese zerfallen zwar im Neutralisator, besitzen jedoch nicht die gesamte maximale kinetische Energie sondern nur mehr die Hälfte oder ein Drittel davon. Die Anteile dieser Teilchenflüsse liegen bei dem an ASDEX benutzten System bei etwa $I_1 : I_{1/2} : I_{1/3} \approx 0.6 : 0.2 : 0.2$, so daß die im Plasma ankommenden Flüsse

$$I_x(s) = I_x(s_0) \cdot e^{-\int_{s_0}^s \frac{dx}{v_x} (X_{cx} + X_{eii}) ds} \quad (4.3)$$

für jede Einzelkomponente $x = 1, 1/2, 1/3$ mitberücksichtigt werden müssen.

4.5 Geometrie der Sichtlinien des Neutralteilchenanalysators

In den verschiedenen Verfahren zur Bestimmung der Iontemperatur ist eine exakte Behandlung der Geometrie der Analysatorsichtlinien erforderlich. Dabei wird angenommen, daß die Temperaturen und Dichten der Elektronen und Ionen auf den Flußflächen konstant sind (Flußflächenfunktionen). Da in realen ASDEX-Plasmen die Flußflächen im poloidalen Schnitt betrachtet konzentrische Kreise darstellen, die wegen des Ausgleichs zwischen Plasmadruck und Magnetfelddruck um die Shafranov-Shift [40] aus dem geometrischen Zentrum des Torus verschoben sind, muß bei der radialen Zuordnung eines Meßwertes diese Verschiebung berücksichtigt werden. Eine gleichzeitige Abweichung des realen Plasmazentrums gegenüber der Torusmitte kann zusätzlich durch die von außen steuerbare Lageregelung an ASDEX erfolgen, wobei in weiten Grenzen stabile Plasmen

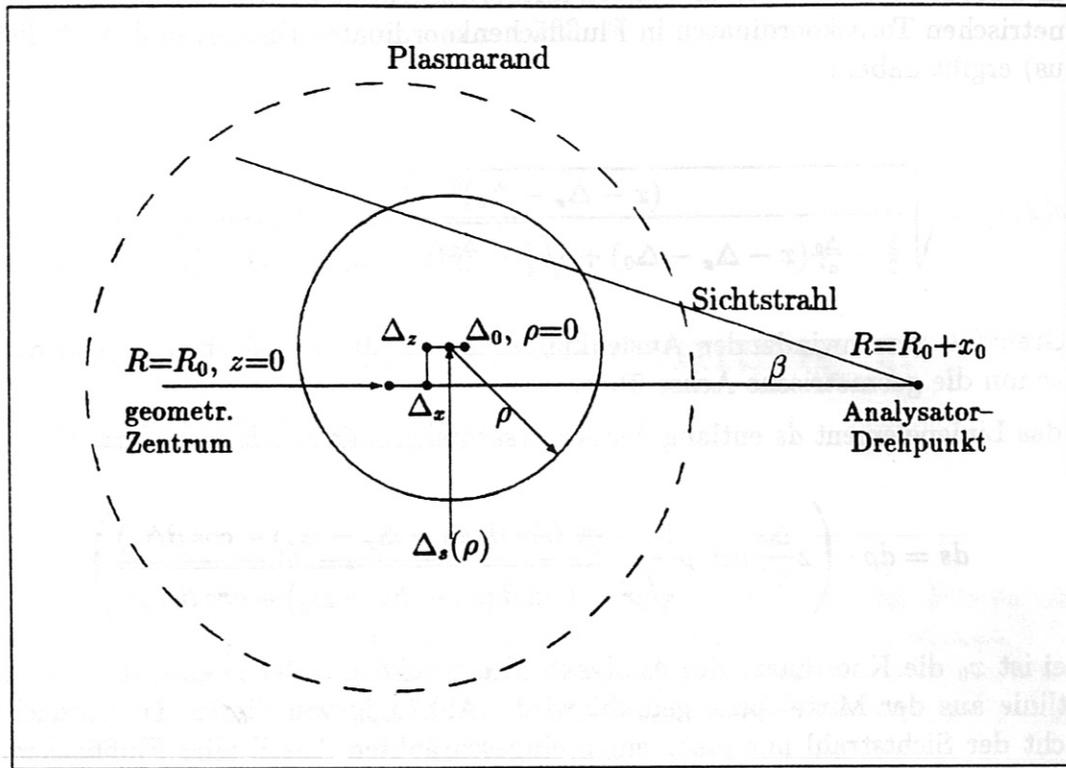


Abbildung 4.7: Geometrie der Sichtlinien des Analysators bezogen auf die Flußflächegeometrie ohmsch geheizter ASDEX-Plasmen. Die Größen Δ_x und Δ_z bezeichnen die durch die externe Lageregelung verursachte Verschiebung des Nullpunktes aus dem geometrischen Toruszentrum. Die Shafranov-Shift $\Delta_s(\rho)$ resultiert in einer weiteren Verschiebung der Flußfläche (durchgezogen gezeichneter Kreis) nach außen. Der gestrichelt gezeichnete Kreis stellt die durch die Divertoren vorgegebene maximale Plasmaausdehnung dar.

erzeugt werden. In Abb. 4.7 sind die dazu benötigten Größen eingetragen. Δ_x und Δ_z geben die durch die Regelung hervorgerufene Verschiebung an und Δ_0 die Shafranov-Shift für die magnetische Achse. Nach außen nimmt die Shafranov-Shift

$$\Delta_s(\rho) = \Delta_0 \left(1 - \left(\frac{\rho}{a} \right)^2 \right) \quad (4.4)$$

quadratisch mit dem Flußflächenradius ab.

Verursacht wird diese Verschiebung durch den Plasmadruck, der das Plasma ohne den stabilisierenden poloidalen Anteil des Magnetfeldes an die Torusaufenseite drücken würde. Durch das Poloidalfeld B_p wird das Plasma jedoch soweit stabilisiert, daß sich eine endliche Auslenkung $\Delta_s(\rho)$ einstellt. Diese hängt schließlich etwa proportional vom Verhältnis aus dem Plasmadruck und dem Druck des Poloidalfeldes ab. In den untersuchten Plasmen ergaben sich dabei Werte für die zentrale Shafranov-Shift, die bei 2–4 cm liegen.

Da der Analysator seinen festen Drehpunkt in der $z=0$ -Ebene besitzt, müssen bei der ra-

dialen Zuordnung diese Verschiebungen mitberücksichtigt werden. Die Umrechnung der geometrischen Toruskordinaten in Flußflächenkoordinaten (insbes. in den Flußflächenradius) ergibt dabei :

$$\rho(x, z) = \sqrt{\frac{(x - \Delta_x - \Delta_0)^2 + (z - \Delta_z)^2}{\frac{1}{2} - \frac{\Delta_0}{a^2}(x - \Delta_x - \Delta_0) + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\Delta_0}{a^2}(x - \Delta_x - \Delta_0) - \frac{\Delta_z^2}{a^4}(z - \Delta_z)^2}}} \quad (4.5)$$

Im Grenzfall verschwindender Auslenkungen gehen die Flußflächen in konzentrische Kreise um die geometrische Achse über.

Für das Linienelement ds entlang der Analysatorsichtlinie erhält man daraus

$$ds = d\rho \cdot \left(2 \frac{\Delta_0}{a^2} \rho \pm \rho \frac{1 - 2 \frac{\Delta_0}{a^2} (\sin \beta (x_0 - \Delta_x - \Delta_0) - \cos \beta \Delta_z)}{\sqrt{\rho^2 - (\sin \beta (x_0 - \Delta_x - \Delta_0) - \cos \beta \Delta_z)^2}} \right) \quad (4.6)$$

Dabei ist x_0 die Koordinate des Analysatordrehpunktes, β der Drehwinkel um den die Sichtlinie aus der Mittelebene gedreht wird. Abhängig von diesem Drehwinkel überstreicht der Sichtstrahl nur mehr einen eingeschränkten Anteil aller Flußflächen. Der zugängliche minimale Radius ρ_{min} ist durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\rho_{min} = \frac{|b|}{\sqrt{1 + 4 \frac{\Delta_0 b}{a^2} + 2 \left(\frac{\Delta_0 b}{a^2} \right)^2}} \quad (4.7)$$

mit

$$b = \sin \beta (x_0 - \Delta_x - \Delta_0) - \cos \beta \Delta_z$$

Während in der aktiven Betriebsweise nur der Schnittpunkt zwischen Neutralteilchenstrahl und Sichtlinie anzugeben ist, um den Radius der untersuchten Flußfläche zu erhalten, wird diese letzte Gleichung benötigt, um die Temperaturen im passiven Betrieb zu erhalten, wie es im folgenden Kapitel ausgeführt wird. Bei beiden Verfahren kann die Ortsbestimmung (ρ_{min} oder Schnittpunkt zwischen Strahl und Sichtlinie) mit einer Genauigkeit von ± 1 cm durchgeführt werden.

Kapitel 5

Verfahren zur Bestimmung der Ionentemperatur

In den vorangegangenen zwei Kapiteln wurden die Grundlagen der Neutralteilchendiagnostik an ASDEX besprochen, wie sie sich aus der Neutralteilchendynamik (s. Kapitel 3) ergeben. Ferner wurde das Diagnostikprinzip in den beiden Betriebsarten (aktiv und passiv, s. Kapitel 4) vorgestellt. Dieser Abschnitt behandelt nun die Berechnung der lokalen Ionentemperatur aus den Meßwerten.

Vorgestellt werden drei verschiedene Verfahren: die Herleitung im passiven Verfahren aus der Analyse hochenergetischer Teilchenflüsse, die direkte lokale Messung im aktiven Betrieb und ein Least-Square-Fit-Verfahren, das mit Hilfe aller passiven Daten ein komplettes Ionentemperaturprofil erzeugt. Dazu werden für diese drei Möglichkeiten zunächst die Methoden zur Auswertung aufgezeigt. Die Fehleranalyse der verschiedenen Verfahren liefert Fehlergrenzen, die besonders im Hinblick auf die folgenden Kapitel von großer Bedeutung sind, in denen die Ionentemperatur als wichtige Eingangsgröße zur Lösung der Energiebilanzen benötigt wird.

Nach der Diskussion von hochenergetischen nicht-maxwellschen Anteilen in der Ionenverteilung schließt ein Vergleich der verschiedenen Verfahren dieses Kapitel ab.

5.1 Passives Verfahren

Der Fluß, der den Neutralteilchenanalysator erreicht, kann im allgemeinen nicht einem wohldefinierten Ort auf der Sichtlinie zugeordnet werden. Dies wird besonders deutlich, wenn man sowohl die Gleichungen für die Verteilungsfunktion der Neutralen als auch für den daraus resultierenden Fluß aus dem Plasma aus Kapitel 3 betrachtet. Sie enthalten Integrale über die Einzelreaktivitäten der Quellterme entlang der gesamten Sichtlinie. Zudem werden sie von einem Abschwächungsterm beeinflusst, der im Exponenten die Verlustprozesse wieder summiert über alle Orte entlang der Sichtlinie enthält. Um trotzdem die Flüsse in der rein passiven Messung zur Bestimmung einer lokalen Ionentemperatur heranziehen zu können, werden nur die hochenergetischen Anteile im Flußspektrum betrachtet.

Unter den weiteren Annahmen, daß

1. die Verteilungsfunktion der Ionen annähernd maxwellsch ist,
2. die Temperatur der Ionen von innen ($\rho=0$) nach außen ($\rho=a$) monoton abnimmt,
3. andere eingehende Parameter im Vergleich zur Verteilung der Ionen nur schwach von der Energie abhängen und
4. der Anteil der Neutralen, die von der gegenüberliegenden Wand (Wandneutrale oder reflektierte Neutrale) den Analysator erreichen, vernachlässigbar klein ist verglichen mit den Plasmaneutralen,

kann aus der Ableitung der Flüsse nach der Energie direkt ein Wert für T_i ermittelt werden. Dabei ist die erste Forderung nach der Maxwellverteilung unbedingt erforderlich, um dem ermittelten Wert die physikalische Bedeutung einer Temperatur zu geben. Bei einer gestörten Maxwellverteilung, z.B. durch Ripple-Trapped-Particles (Teilchen, die im Magnetfeldripple zwischen den Spulen gefangen sind und durch Driftbewegungen nach außen gelangen und dort höhere Temperaturen vortäuschen können, als wirklich vorliegen), muß diese Bedingung zumindest soweit erfüllt sein, daß deren Fluß vernachlässigt werden kann.

Die zweite Annahme sorgt dafür, daß dem T_i -Wert ein Flußflächenradius zugeordnet werden kann. In diesem Fall ist dies der kleinste Radius entlang der Sichtlinie.

Während die beiden gerade genannten Bedingungen zwingend notwendig sind, um einen lokalen Meßwert und dessen Radius zu erhalten, ist die dritte Forderung eine ideale, das Verfahren erleichternde Voraussetzung. Sie kann auch durch eine "Korrektur" ersetzt werden.

Die vierte Bedingung schließlich beschränkt den möglichen Auswertebereich zum einen auf die hochenergetischen Neutralen, bei denen keine kalten Wandneutralen mehr vorhanden sind. Zum anderen ist es jedoch möglich, daß reflektierte heiße Neutrale bei Beobachtung des Randgebietes wegen der hohen mittleren freien Weglänge das Spektrum verfälschen können.

Durch die Beschränkung auf die hochenergetischen Anteile im Flußspektrum kann unter normalen Bedingungen bei Beobachtung des Plasmainternen der Teilchenfluß als Wirkung der inneren Quellen (CX-Reaktionen und Rekombinationen) betrachtet werden. Der Anteil der Wandneutralen ist im hochenergetischen Bereich des Spektrums vernachlässigbar. Wird für die Ionen eine Maxwellverteilung angenommen, so reduziert sich Glg. (3.8) (mit der mittleren freien Weglänge $\lambda = v/(n_e(X_{eii} + X_{CX,i}))$) zu

$$S(E, \Omega) = \int_0^{s(a)} (n_0 X_{CX,0} + n_e X_{rch}) n_i \frac{\sqrt{E}}{2\sqrt{\pi T_i}} e^{-E/T_i} e^{-\int_0^{s^*} \frac{ds^*}{\lambda}} ds^* \quad (5.1)$$

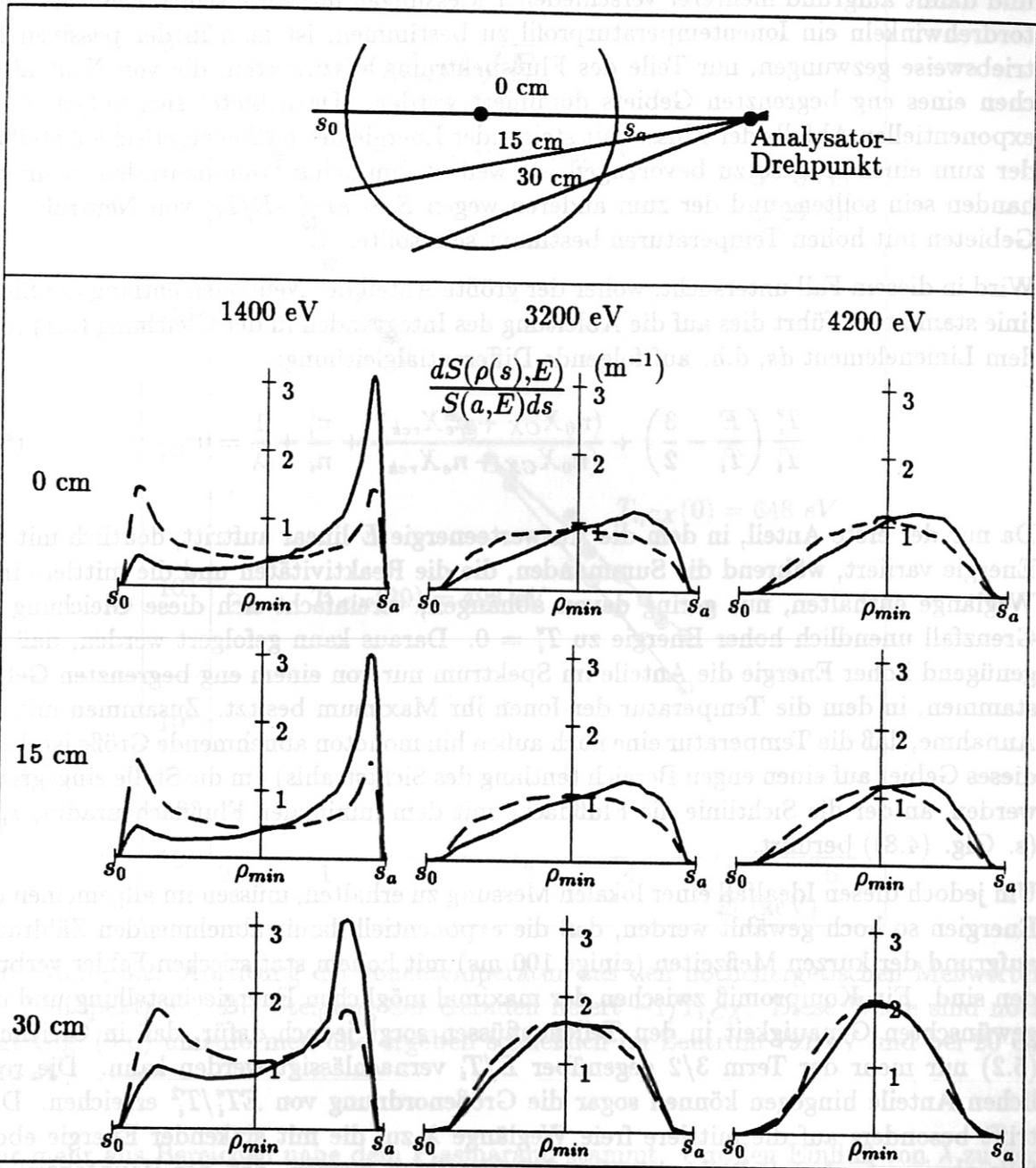


Abbildung 5.1: Anteil verschiedener Bereiche der Sichtlinien zum Gesamtsignal: Entlang drei verschiedener Sichtstrahlen ($\rho_{min}=0,15,30$ cm) ist das Gewicht der beobachteten Gebiete für jeweils drei verschiedene Energien aufgezeichnet. Mit zunehmender Energie wandern dabei die jeweiligen Maxima zu ρ_{min} , während bei niedriger Energie hauptsächlich der Plasmarand beiträgt. Zur Darstellung des Einflusses der mittleren freien Weglänge zeigt die gestrichelte Kurve das Verhalten, wie es für $\lambda=\infty$ zu erwarten wäre.

Um einem möglichen Meßwert von T_i gleichzeitig einen Flußflächenradius zuzuordnen und damit aufgrund mehrerer verschiedener Messungen mit unterschiedlichen Analysatordrehwinkeln ein Ionentemperaturprofil zu bestimmen, ist man in der passiven Betriebsweise gezwungen, nur Teile des Flußspektrums auszuwerten, die von Neutralteilchen eines eng begrenzten Gebiets dominiert werden. Dazu bietet sich aufgrund des exponentiellen Abfalls der Flüsse mit steigender Energie der hochenergetische Anteil an, der zum einen sowieso zu bevorzugen ist, weil in ihm keine Wandneutralen mehr vorhanden sein sollten, und der zum anderen wegen $S \sim \exp(-E/T_i)$ von Neutralen aus Gebieten mit hohen Temperaturen bestimmt sein sollte.

Wird in diesem Fall untersucht, woher der größte Anteil der Neutralen entlang der Sichtlinie stammt, so führt dies auf die Ableitung des Integranden in der Gleichung (5.1) nach dem Linienelement ds , d.h. auf folgende Differentialgleichung:

$$\frac{T_i'}{T_i} \left(\frac{E}{T_i} - \frac{3}{2} \right) + \frac{(n_0 X_{CX} + n_e X_{rek})'}{(n_0 X_{CX} + n_e X_{rek})} + \frac{n_i'}{n_i} + \frac{1}{\lambda} = 0 \quad (5.2)$$

Da nur der erste Anteil, in dem die Auswertenergie E linear auftritt, deutlich mit der Energie variiert, während die Summanden, die die Reaktivitäten und die mittlere freie Weglänge enthalten, nur gering davon abhängen, vereinfacht sich diese Gleichung im Grenzfall unendlich hoher Energie zu $T_i' = 0$. Daraus kann gefolgert werden, daß bei genügend hoher Energie die Anteile im Spektrum nur von einem eng begrenzten Gebiet stammen, in dem die Temperatur der Ionen ihr Maximum besitzt. Zusammen mit der Annahme, daß die Temperatur eine nach außen hin monoton abnehmende Größe ist, kann dieses Gebiet auf einen engen Bereich (entlang des Sichtstrahls) um die Stelle eingegrenzt werden, an der die Sichtlinie die Flußfläche mit dem minimalen Flußflächenradius ρ_{min} (s. Glg. (4.8)) berührt.

Um jedoch diesen Idealfall einer lokalen Messung zu erhalten, müssen im allgemeinen die Energien so hoch gewählt werden, daß die exponentiell damit abnehmenden Zählraten aufgrund der kurzen Meßzeiten (einige 100 ms) mit hohem statistischen Fehler verbunden sind. Ein Kompromiß zwischen der maximal möglichen Energieeinstellung und der gewünschten Genauigkeit in den Teilchenflüssen sorgt jedoch dafür, daß in Gleichung (5.2) nur mehr der Term $3/2$ gegenüber E/T_i vernachlässigt werden kann. Die restlichen Anteile hingegen können sogar die Größenordnung von ET_i'/T_i^2 erreichen. Dies trifft besonders auf die mittlere freie Weglänge λ zu, die mit sinkender Energie ebenfalls abnimmt. Aus (5.2) kann nun sofort abgelesen werden, daß der Hauptanteil am hochenergetischen Meßspektrum aus einem Bereich kommt, in dem die Ableitung der Ionentemperatur nach ds negativ ist. Der zugehörige Flußflächenradius ist größer als ρ_{min} und ist nur schwer zugänglich, da zu seiner Bestimmung bereits das gesamte Temperaturprofil bekannt sein muß.

In Abb. 5.1 sind dazu die Anteile verschiedener Bereiche (Flußflächen) zum Gesamtfluß, der den Analysator erreicht, für verschiedene Energien und verschiedene Sichtlinien dargestellt. Das Bild verdeutlicht, daß zwar mit zunehmender Energie der Hauptanteil aus einem Gebiet mit der höchsten Ionentemperatur stammt, aber bei vergleichsweise niedrigen Energien der Hauptbeitrag aufgrund der endlichen mittleren freien Weglänge

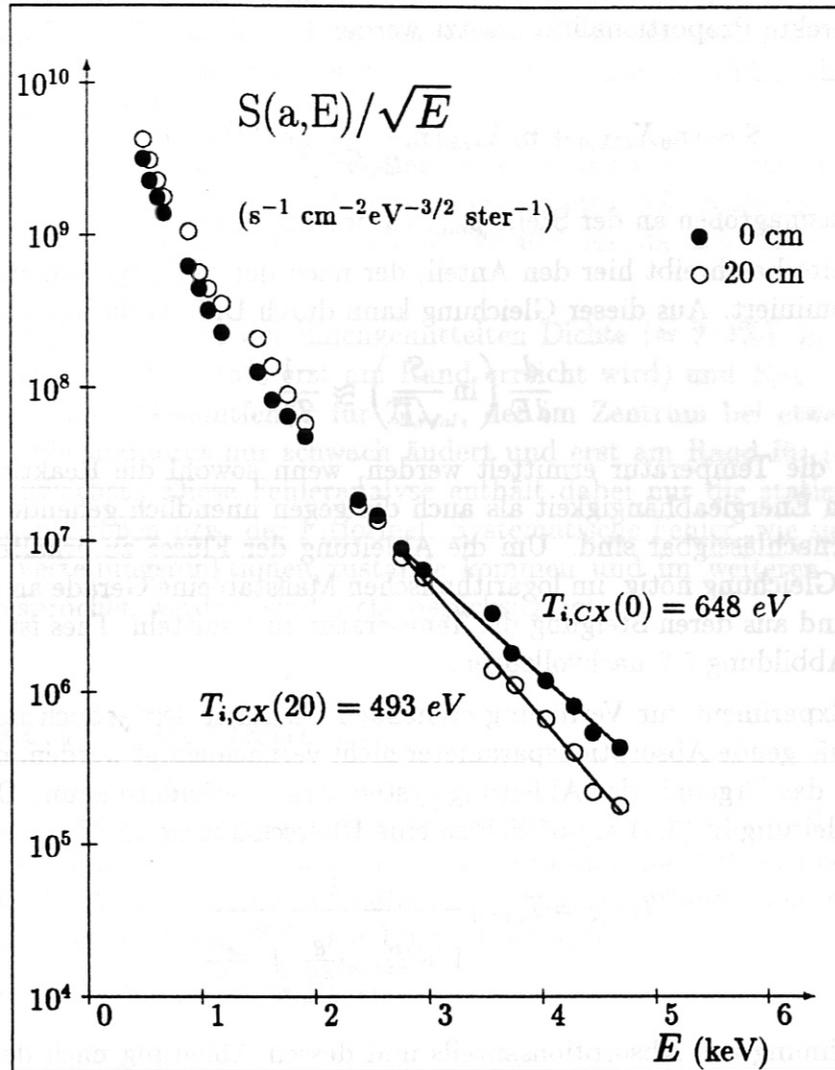


Abbildung 5.2: Ableitung der Iontemperatur aus den hochenergetischen Meßwerten im Flußspektrum. Die Steigung der Geraden liefert $-1/T_{i,CX}$. Diese Werte sind noch mit Glg. (5.6) umzuformen und ergeben schließlich im Zentrum 791 eV und bei 20 cm 549 eV.

nur mehr aus Bereichen nahe dem Plasmarand stammt. Um den Einfluß von λ zu veranschaulichen, sind neben den physikalischen Flüssen auch die Werte eingezeichnet, die für eine unendliche mittlere freie Weglänge meßbar wären.

Eine übliche Zuordnung von ρ_{min} führt deshalb bei der Bestimmung einer Temperatur aus dem hochenergetischen Anteil zu einer Unterschätzung der Temperatur $T_i(\rho_{min})$.

Nachdem durch die vorangegangenen Überlegungen begründet wurde, daß die passive Methode durch Beschränkung auf die hochenergetischen Flüsse als lokale Meßmethode einzusetzen ist (mit der Einschränkung, daß im allgemeinen eine Unterschätzung der Temperatur möglich ist), wird nun im weiteren Verlauf die Methode zur Herleitung des Temperaturwertes aus den Flüssen aufgezeigt.

In Gleichung (5.1) kann im relevanten Energiebereich die Integraldarstellung der Flüsse durch eine direkte Proportionalität ersetzt werden

$$S \sim (n_0 X_{CX,0} + n_e X_{rek}) n_i \frac{\sqrt{E}}{2\sqrt{\pi} T_i^3} e^{-E/T_i} e^{-\int_{s^*}^{s(a)} \frac{ds^{**}}{\lambda}}, \quad (5.3)$$

wobei alle Plasmagrößen an der Stelle ρ_{min} zu nehmen sind.

Die rechte Seite beschreibt hier den Anteil, der nach den vorhergehenden Herleitungen das Signal dominiert. Aus dieser Gleichung kann durch Differentiation nach dE

$$\frac{d}{dE} \left(\ln \frac{S}{\sqrt{E}} \right) \approx \frac{-1}{T_i} \quad (5.4)$$

ein Wert für die Temperatur ermittelt werden, wenn sowohl die Reaktivitäten wegen ihrer geringen Energieabhängigkeit als auch die gegen unendlich gehende mittlere freie Weglänge vernachlässigbar sind. Um die Ableitung der Flüsse zu erhalten, ist es aufgrund dieser Gleichung nötig, im logarithmischen Maßstab eine Gerade an die Meßwerte anzupassen und aus deren Steigung die Temperatur zu ermitteln. Dies ist anhand eines Beispiels in Abbildung 5.2 nachvollzogen.

Für die im Experiment zur Verfügung stehenden Energien darf jedoch im allgemeinen der von λ abhängende Absorptionsparameter nicht vernachlässigt werden, der, wie schon zuvor gesagt, das Ergebnis der Ableitung systematisch verändern kann. Durch die vereinfachte Herleitung in (5.4) ergibt sich so eine Überschätzung der Temperatur

$$T_{i,CX} = T_{i,real} \frac{1}{1 + T_{i,real} \frac{d}{dE} \int_{s^*}^{s(a)} \frac{ds^{**}}{\lambda}}. \quad (5.5)$$

Da die Berechnung des Absorptionsanteils und dessen Ableitung nach der Energie ein aufwendiges Verfahren benötigt, ist es einfacher, durch ein Korrekturverfahren gleichzeitig sowohl die Unterschätzung der Temperatur durch die lokale Zuordnung als auch diese Überschätzung auszugleichen.

Dazu wurde von Fahrbach [41] ein Verfahren entwickelt. Basierend auf einer Vielzahl von Modellplasmen, die den Experimentbedingungen an ASDEX angepaßt wurden, wurde unter Verwendung des Neutralgascodes AURORA eine Vergleichsstudie zwischen den real vorliegenden Iontemperaturen und den durch die passive Auswertung errechneten Werten durchgeführt. Diese zeigt, wie oben diskutiert, eine Annäherung beider Werte bei zunehmenden Energien. Auch die Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge von der Elektronendichte und -temperatur und deren Auswirkungen auf die Bestimmung der Iontemperatur konnte nachvollzogen werden. Durch ein Least-Square-Fit-Verfahren für die damit ermittelten Abweichungen konnte eine Korrekturformel [42]

$$\ln \left(0.1 + \frac{T_{i,real} - T_{i,CX}}{T_{i,real}} \cdot \frac{a}{a - \rho} \right) = -0.139 - 0.136 \ln \frac{E_{CX}}{T_{i,CX}} + 0.176 \ln \frac{\bar{n}_e}{10^{13} \text{ cm}^{-3}} - 0.932 \ln \frac{T_{i,CX}}{\text{keV}} \quad (5.6)$$

bestimmt werden. In dieser Gleichung bezeichnen $T_{i,real}$ und $T_{i,CX}$ die reale Ionentemperatur am Ort ρ bzw. die durch die Diagnostik feststellbare Ionentemperatur. E_{CX} stellt die mittlere Auswertenergie dar, bei der aus der Steigung der Flüsse die Temperatur berechnet wird.

Dieser Korrekturfaktor besitzt – als mittlere Abweichung von den im Verfahren untersuchten Daten – einen mittleren relativen Fehler von etwa 5% im Zentrum. Erst in der Nähe des Randes wächst der Fehler auf etwa 30–40% an, da sich hier der Einfluß von $1/(a - \rho)$ bemerkbar macht.

Wegen der Eingangsfehler in der liniengemittelten Dichte ($\approx 2-3\%$), in $T_{i,CX}$ (ca. 5–15%, wobei der hohe Wert 15% erst am Rand erreicht wird) und E_{CX} ($\ll 1\%$) erhält man insgesamt einen Gesamtfehler für $T_{i,real}$, der im Zentrum bei etwa 9–13% liegt, sich über den Plasmaradius nur schwach ändert und erst am Rand für $(a - \rho) \leq 3$ cm auf 35–45% anwächst. Diese Fehleranalyse enthält dabei nur die statistischen Fehler der eingehenden Größen bzw. der Fitformel. Systematische Fehler, wie sie durch nicht-maxwellsche Verteilungsfunktionen zustande kommen und im weiteren Verlauf dieses Kapitels angesprochen werden, sind nicht berücksichtigt.

5.2 Aktives Verfahren

Während im passiven Verfahren die lokale Zuordnung der berechneten Temperatur nur über den Umweg der Auswertung hochenergetischer Flüsse möglich ist und dabei mögliche systematische Abweichungen in T_i über ein Korrekturverfahren auszugleichen sind, liefert die aktive Methode direkt lokale Temperaturwerte.

Die dazu benötigten Voraussetzungen sind

1. eine maxwellsche Ionenenergieverteilung und
2. eine durch den Zusatzstrahl erzeugte Neutralgasdichte, die so hoch ist, daß sich deren Flußanteil deutlich vom natürlichen passiven Fluß separieren läßt.

Die erste Bedingung liefert auch hier die Möglichkeit, eine Temperatur aus der Verteilung zu definieren. Und die zweite ist erforderlich, um den statistischen Fehler in der Auswertung möglichst gering zu halten und aussagekräftige Temperaturwerte zu erhalten.

Der Bereich, in dem sich die Sichtgerade des Analysators und der Zusatzstrahl überschneiden, kann in der Koordinate s (vgl. Kap. 3 und 4) durch ein Intervall $[s_1, s_2]$, das aufgrund der geringen Strahldivergenz nicht breiter als etwa 2 cm ist, dargestellt werden. Die Gesamtdichte n_0 der Neutralen entlang des Sichtstrahls läßt sich damit als Summe der natürlichen Plasmaneutralen n_{pas} und der aktiv zugeführten n_{akt} betrachten :

$$n_0(s) = \begin{cases} n_{pas} + n_{akt} & \text{für } s_1 \leq s \leq s_2 \\ n_{pas} & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.7)$$

Ebenso ermöglicht eine Aufspaltung der Flüsse (Glg. 3.8) in passive und aktive Anteile $S(E) = S_{pas}(E) + S_{akt}(E)$, mit

$$\begin{aligned}
 S_{akt}(E, \Omega) &= \int_{s_1}^{s_2} n_{akt} X_{CX,0} n_i \frac{\sqrt{E}}{2\sqrt{\pi T_i^3}} e^{-E/T_i} e^{-\int_{s_1}^{s_2} \frac{ds^{**}}{\lambda}} ds^* \\
 &= (s_2 - s_1) n_{akt} X_{CX,0} n_i \frac{\sqrt{E}}{2\sqrt{\pi T_i^3}} e^{-E/T_i} e^{-\int_{s_1}^{s_2} \frac{ds^{**}}{\lambda}}, \quad (5.8)
 \end{aligned}$$

die Abtrennung des passiven Flusses.

Experimentell wird diese Abtrennung mit Hilfe der passiven Flüsse erreicht, die einige Millisekunden vor und nach dem aktiven Betrieb gemessen werden. Durch lineare Interpolation wird daraus der passive Anteil am Gesamtsignal der aktiven Phase bestimmt und subtrahiert. Zur Auswertung steht deshalb ein Flußspektrum zur Verfügung, das nur mehr den aktiven Anteil enthält.

Da der Ort, von dem aus dieser den Analysator erreicht, bis auf ± 1 cm bekannt ist, können in Gleichung (5.8) sowohl der lokale Wert von $X_{CX,0}$ als auch das Integral über $1/\lambda$ im Reabsorptionsfaktor mit Hilfe der experimentell zugänglichen Elektronendichte und -temperatur berechnet werden, so daß in

$$\frac{S_{akt}(E, \Omega)}{X_{CX,0} \sqrt{E}} e^{\int_{s_1}^{s_2} \frac{ds^{**}}{\lambda}} = (s_2 - s_1) n_{akt} n_i \frac{1}{2\sqrt{\pi T_i^3}} e^{-E/T_i} \quad (5.9)$$

die linke Seite experimentell bestimmt werden kann.

Ebenso wie bei der passiven Methode kann hier der Logarithmus dieser Gleichung nach der Energie abgeleitet werden, um daraus die Ionentemperatur zu berechnen. Auch hier erfolgt dies in der Praxis wieder durch Anpassen einer Geraden im logarithmischen Maßstab, deren Steigung ($-1/T_i$) liefert.

Die relativen Fehler, die sich in diesem Verfahren ergeben, sind deutlich kleiner als die der passiven Methode, da hier zum einen die Neutralteilchenflüsse und damit die Zählraten höher sind, gleichzeitig mehr Kanäle zur Auswertung benutzt werden und die zusätzliche Korrekturformel nicht benötigt wird. Insgesamt erhält man hier statistische Fehler, die unter Berücksichtigung der Strahlaufweitung im Zentrum bei 5% und darunter liegen. Im Gradientengebiet des Temperaturprofils, in denen sich die Ionentemperatur über kurze Distanzen stark ändert, erhöht sich dieser Wert auf etwa 5–10%. Hier bewirkt eine kleine Ortsunschärfe bereits eine relativ große Ungenauigkeit in $T_i(r)$. Im Randbereich schließlich, in dem die in Glg. (5.9) benötigten Elektronendaten nur mehr unzureichend bekannt sind, erhält man auch mit dieser Methode relative (statistische) Fehler, die in der Gegend von etwa 25–30% liegen.

5.3 Least-Square-Fit

Das dritte, von Stroth entwickelte Verfahren [29], das mit Hilfe der Neutralteilchen-diagnostik zu Iontemperaturen führt, benutzt ebenso wie das passive Verfahren die Neutralteilchenflüsse aus dem passiven Betrieb.

Durch einen Iterationsprozeß wird ein Profil der Iontemperaturen solange variiert, bis die damit simulierten Flüsse den experimentellen Daten entsprechen. Vorausgesetzt werden muß dazu nur mehr eine Maxwellverteilung der Ionen. Da dieses Verfahren in einem Zug ein Gesamtprofil $T_i(\rho)$ ermittelt, sind eine Reihe identischer Entladungen mit verschiedenen Analysatorsichtlinien erforderlich. Diese Bedingung trifft zwar auf alle drei Verfahren zu, jedoch ist im Gegensatz zu der passiven und der aktiven Methode dieses Fit-Verfahren nicht in der Lage, aus nur einer Sichtlinie zumindest einen lokalen Temperaturwert zu berechnen.

Durch Einteilen des Flußflächenradius ρ in äquidistante Intervalle $I_n = [a \frac{n-1}{N}, a \frac{n}{N}]$, mit $1 \leq n \leq N$ und dem kleinen Plasmaradius a , wird ein Gitter erzeugt, in dem alle Flußflächenfunktionen (z.B. Dichten und Temperaturen) innerhalb des n -ten Intervalls den Wert bei $\rho_n = a \frac{2n-1}{2N}$ zugeordnet bekommen.

Die zur Berechnung der Neutralgasdichten und -temperaturen benötigten Größen sind die experimentell zugänglichen Elektronendichten und -temperaturen und das Profil der effektiven Verunreinigungsladung Z_{eff} . Aus diesem kann unter der Annahme, daß die wesentlichen Verunreinigungen im Plasma Kohlenstoffionen C^{6+} und Sauerstoffionen O^{8+} sind und in etwa der gleichen Konzentration vorliegen, das Profil der Ionendichte $n_i(\rho)$ unter Berücksichtigung der Quasineutralität berechnet werden. Die Eingabe eines plausiblen Startprofils für die Iontemperatur und die Wahl des Randwertes der Neutralgasdichte vervollständigen die Parameter, die benutzt werden, um mit dem AURORA-Code lokale Neutralgasdichten und -temperaturen zu erhalten. Als Startprofil wird dazu eine Kurve für die Iontemperatur gewählt, die bei hohen liniengemittelten Elektronendichten der Elektronentemperatur entspricht, da in realen Plasmen beide Temperaturkurven nur wenig voneinander verschieden sind. Im Fall niedriger Elektronendichten weichen die beiden Temperaturkurven deutlich voneinander ab, so daß ein Startprofil gewählt wird, das um etwa die Hälfte niedriger als die Elektronentemperatur liegt. Die Wahl dieser Startwerte hat keinen prinzipiellen Einfluß auf die endgültigen modellierten Iontemperaturen, jedoch verkürzt sie die Rechenzeit erheblich.

Da die Randdichte des Neutralgases für den Einzelfall experimentell nicht erfassbar ist, wird ein Wert von $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ angenommen, der, durch frühere Experimente [35] begründet, als gute Näherung anzusehen ist. Eine mögliche Abweichung von diesem Wert ist bei dem Verfahren ohne Bedeutung, da diese als zusätzlicher multiplikativer Fitparameter nur die Absolutwerte der zu berechnenden Flüsse beeinflusst aber nicht die Form des Spektrums über der Energieachse. Diese wird von der Iontemperatur bestimmt.

Die Abhängigkeit der Flußspektrenform von der Iontemperatur ermöglicht im zweiten Schritt der Methode das eigentliche Least-Square-Fit-Verfahren. Unter Beibehaltung aller übrigen Plasmadaten wird dazu das Profil der Iontemperatur so verändert, bis

die daraus simulierten Neutralteilchenflüsse die bestmögliche Übereinstimmung mit den experimentellen Werten liefern. Das Entscheidungskriterium liefert die Methode der kleinsten Fehlerquadrate, bei der die Summe der Quadrate der Abweichungen zwischen experimentellen und simulierten Flüssen ein absolutes Minimum erreicht.

Vergleicht man dieses Verfahren mit dem aktiven, so läßt sich feststellen, daß bei Fitfunktionen mit mindestens vier frei variierbaren Parametern, die Ergebnisse beider Methoden im Plasmaintern sich im Mittel nur um etwa 4–7% unterscheiden. Da zur Least-Square-Fit-Methode wegen der starken Nichtlinearität des Verfahrens eine exakte Fehleranalyse nicht möglich ist und die Abweichungen von den aktiven Ergebnissen rein statistischer Natur sind, kann hier vereinfachend ein relativer Fehler angenommen werden, der den angesprochenen 4–7% entspricht.

5.4 Maxwellische Verteilung der Ionen und Ripple-Trapped-Teilchen

Da das aktive Verfahren im Grunde ein Verfahren ist, um direkt lokal die Verteilungsfunktion der Ionen zu messen, kann bei dieser Methode alleine durch die Betrachtung der Flüsse im logarithmischen Maßstab entschieden werden, ob die Ionenverteilung von nicht-maxwellischen Teilchen beeinflusst ist.

Für die beiden Verfahren, die mit den passiven Flüssen arbeiten, muß dies anhand von physikalischen Modellen geschehen, die mögliche Erzeugungsmechanismen für nicht-maxwellische Ionen beinhalten. Ein Mechanismus, der dafür in Frage kommt, ergibt sich dadurch, daß in allen existierenden Tokamaks das Magnetfeld in toroidaler Richtung nicht, wie üblicherweise idealisierend angenommen, konstant um den ganzen Torus ist. Dadurch entstehen – ähnlich wie die Banana-Teilchen aus Kapitel 2 – gefangene Teilchen, die im allgemeinen die Maxwell-Verteilung stören.

Die endliche Anzahl der Hauptfeldspulen (ASDEX: $N=16$) erzeugt ein toroidales Magnetfeld, das zwischen zwei dieser Spulen um einen kleinen Betrag kleiner ist als direkt an den Spulen. Diese Welligkeit des Magnetfeldes wird als "Ripple" bezeichnet und ist darstellbar als

$$B_t = B_0 \left(1 - \frac{\rho}{R} \cos \theta - \delta(\rho, \theta) \cos(N\phi) \right) \quad , \quad (5.10)$$

wobei B_0 das mittlere toroidale Magnetfeld darstellt, das zu einem Flußflächenradius ρ gehört. θ und ϕ sind der toroidale und poloidale Winkel in Toruskoordinaten. Die beiden ersten Anteile in Glg. (5.10) beschreiben die Variation des Magnetfeldes in einem poloidalen Schnitt durch den Torus, die durch die toroidale Aufweitung der Tokamakspulen verursacht wird. Für die Betrachtung der nicht-maxwellischen Ionen spielt diese Variation keine Rolle.

Der Parameter, der hier von Bedeutung ist, ist die Variation des Magnetfeldes, die auch als Ripple bezeichnet wird, entlang einer Flußfläche: $\delta(\rho, \theta) = (B_{max} - B_{min})/(2B_0)$.

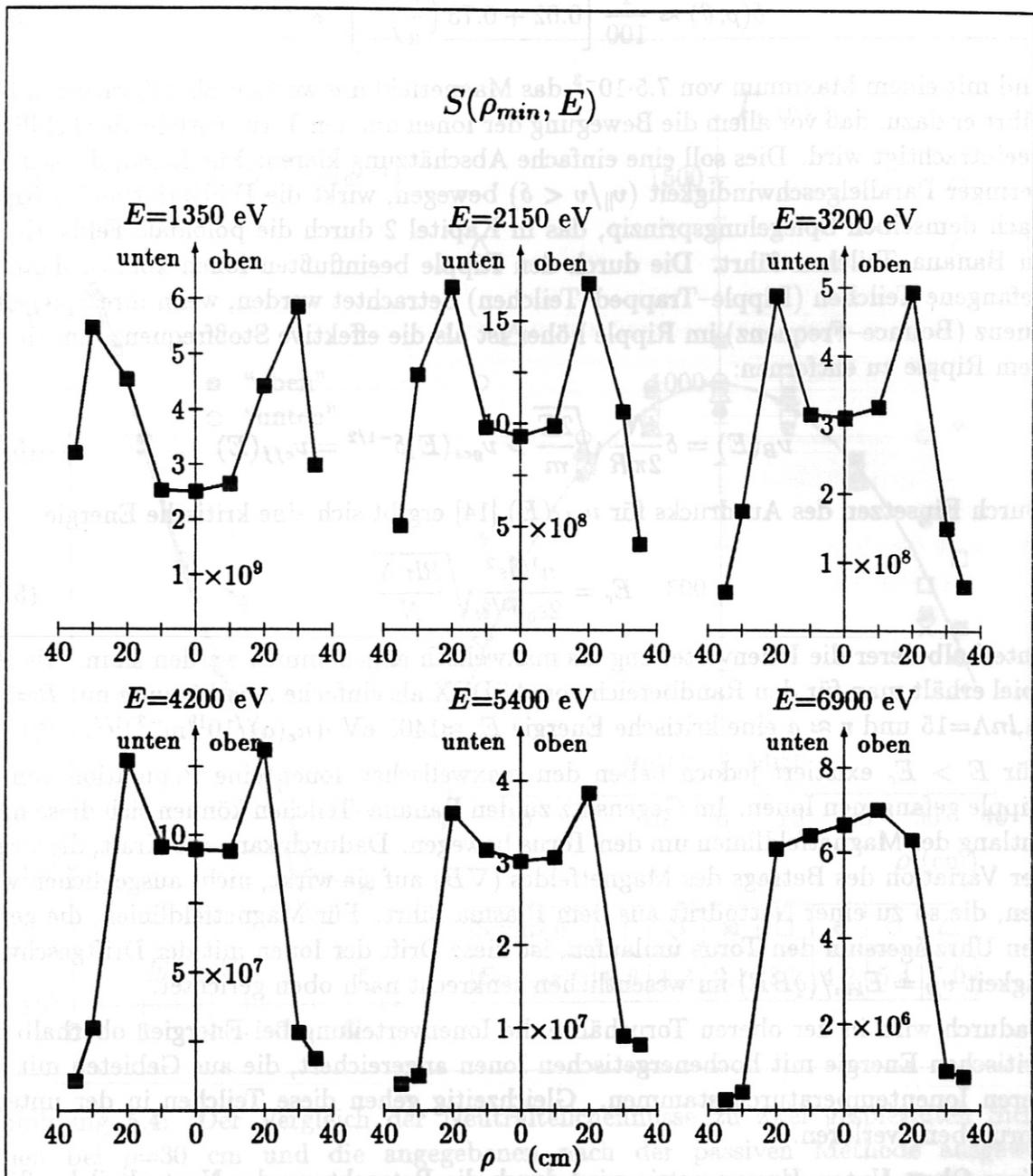


Abbildung 5.3: Verursacht durch den Magnetfeldrippe enthalten die Flüsse der Neutralteilchen aus dem Randgebiet hochenergetische Anteile, die nicht zur lokalen Maxwell-Verteilung gehören und zu einer Unsymmetrie zwischen Messungen führen, die in der oberen und unteren Torusebene durchgeführt werden. Während bei niedrigen Energien bis etwa 3 keV die Kurven noch symmetrisch sind, nehmen darüber die Unterschiede zwischen "unten" und "oben" mit wachsender Energie zu. Bei Messungen am Rand ergeben sich Faktoren, die im hier gezeigten Beispiel bei 2-3 liegen.

Obwohl der Ripple an ASDEX, mit [43, 44]

$$\delta(\rho, \theta) \approx \frac{1}{100} \left[0.02 + 0.73 \left(\frac{\rho}{a} \right)^{2.5} \right] \cdot e^{-1.45\theta^2} \quad (5.11)$$

und mit einem Maximum von $7.5 \cdot 10^{-3}$ das Magnetfeld um weniger als 1% variieren läßt, führt er dazu, daß vor allem die Bewegung der Ionen um den Torus entlang der Feldlinien beeinträchtigt wird. Dies soll eine einfache Abschätzung klären: Für Ionen, die sich mit geringer Parallelgeschwindigkeit ($v_{\parallel}/v < \delta$) bewegen, wirkt die Feldvariation im Ripple nach demselben Spiegelungsprinzip, das in Kapitel 2 durch die poloidale Feldvariation zu Banana-Teilchen führt. Die durch den Ripple beeinflussten Ionen können dann als gefangene Teilchen (Ripple-Trapped-Teilchen) betrachtet werden, wenn ihre Spiegelfrequenz (Bounce-Frequenz) im Ripple höher ist als die effektive Stoßfrequenz, um sie aus dem Ripple zu entfernen:

$$\nu_B(E) = \delta \frac{N}{2\pi R} \sqrt{\frac{2E}{m}} > \nu_{ges}(E) \delta^{-1/2} = \nu_{eff}(E) \quad (5.12)$$

Durch Einsetzen des Ausdrucks für $\nu_{eff}(E)$ [14] ergibt sich eine kritische Energie

$$E_c = \frac{n^{1/2} e^2}{2\epsilon_0 \delta^{3/4}} \sqrt{\frac{R \ln \Lambda}{N}} \quad (5.13)$$

unterhalb derer die Ionenverteilung als maxwellsch angenommen werden kann. Als Beispiel erhält man für den Randbereich von ASDEX als einfache Abschätzung mit $R=1.65$ m, $\ln \Lambda=15$ und $r \approx a$ eine kritische Energie $E_c \approx 1400$ eV $\cdot (n_e(a)/10^{19} \text{ m}^{-3})^{1/2}$.

Für $E > E_c$ existiert jedoch neben den maxwellschen Ionen eine Population von im Ripple gefangenen Ionen. Im Gegensatz zu den Banana-Teilchen können sich diese nicht entlang der Magnetfeldlinien um den Torus bewegen. Dadurch kann die Kraft, die wegen der Variation des Betrags des Magnetfeldes (∇B) auf sie wirkt, nicht ausgeglichen werden, die so zu einer Nettodrift aus dem Plasma führt. Für Magnetfeldlinien, die gegen den Uhrzeigersinn den Torus umlaufen, ist diese Drift der Ionen mit der Driftgeschwindigkeit $v_D = E_{kin}/(qBR)$ im wesentlichen senkrecht nach oben gerichtet.

Dadurch wird in der oberen Torushälfte die Ionenverteilung bei Energien oberhalb der kritischen Energie mit hochenergetischen Ionen angereichert, die aus Gebieten mit anderen Iontemperaturen stammen. Gleichzeitig gehen diese Teilchen in der unteren Torusebene verloren.

Diese Oben-Unten-Unsymmetrie wird durch die Betrachtung der Neutralteilchenflüsse senkrecht zum Toroidalfeld nachgewiesen, wie es in Abb. 5.3 zu sehen ist. Diese Abbildung zeigt für verschiedene Energien die Neutralteilchenflüsse als Funktion des Ortes, wie sie mit der passiven Methode aufgenommen werden. Für niedrige Energien, für die keine Ripple-Trapped-Ionen existieren, sind die Flüsse bis zum Rand symmetrisch. Mit wachsender Energie nehmen die Flüsse aus der oberen Halbebene immer mehr zu, so daß die Radialprofile zunehmend unsymmetrisch werden. Diese massive Zunahme ist direkt auf die Drift der Ripple-Teilchen zurückzuführen. Das Maximum, das bei niedrigen Energien noch zum Plasmazentrum gehört, verschiebt sich dabei gleichzeitig in die obere Halbebene.

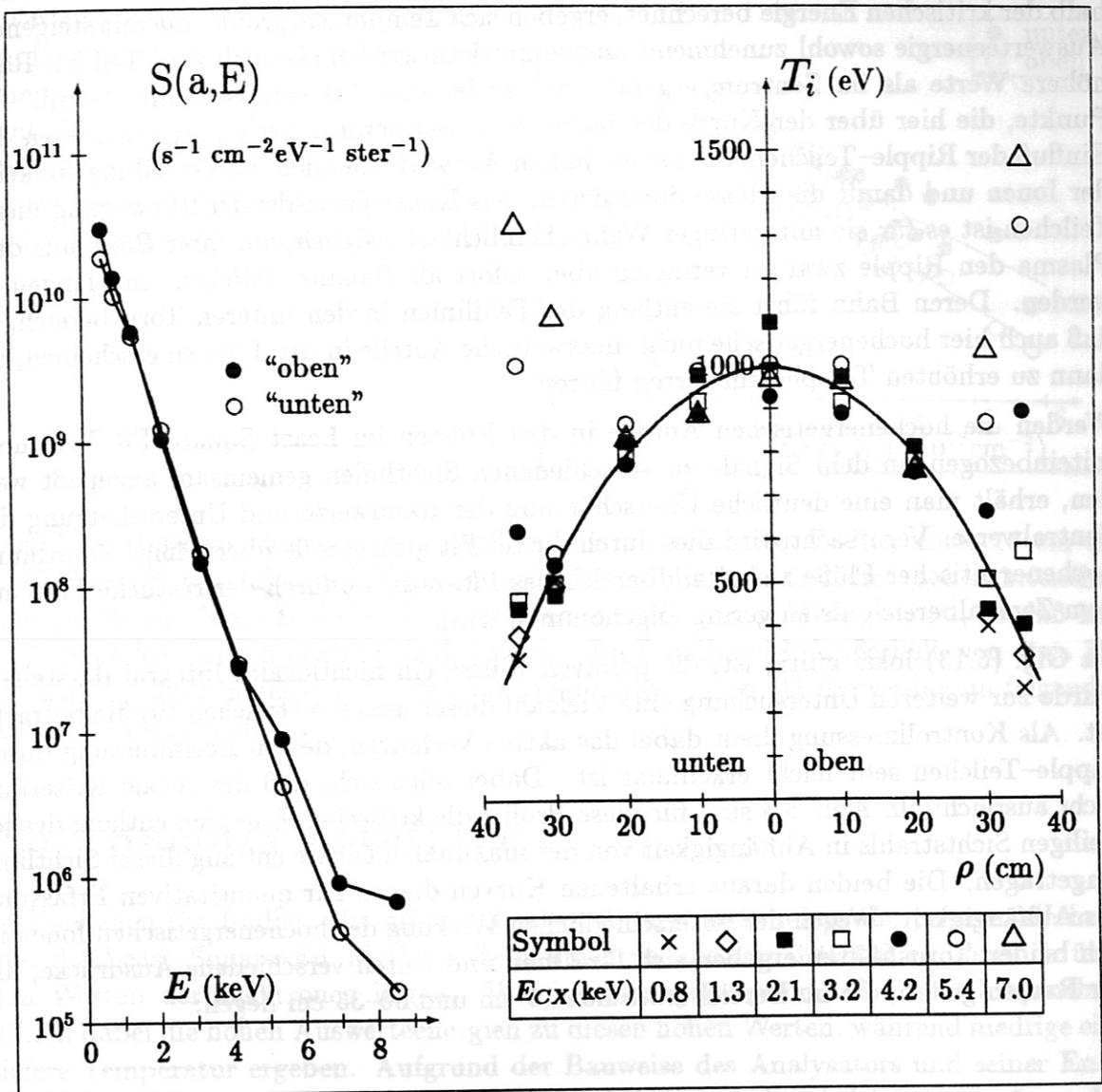


Abbildung 5.4: Der Vergleich der Neutralteilchenflüsse zu zwei gespiegelten Sichtlinien bei $\rho=30$ cm und die angegebenen nach der passiven Methode ausgewerteten Ionentemperaturen zeigen den Einfluß der im Ripple gefangenen Teilchen auf die Bestimmung der Ionentemperatur. Betroffen sind dadurch hauptsächlich die Randwerte bei hohen Energien. In diesem Bereich führen die hochenergetischen Teilchen zu unphysikalisch hohen Temperaturwerten. Durch die Unsymmetrie bzgl. "unten" und "oben" ergäben sich zudem unsymmetrische Temperaturprofile. Den Grad der Verfälschung der Ergebnisse zeigt der Vergleich mit der durchgezogenen Kurve, die mit dem Least-Square-Fit-Verfahren ermittelt wurde.

Ein direkter Vergleich der Flüsse entlang zweier spiegelsymmetrischer Sichtlinien bei $\rho=30$ cm (Abb. 5.4) verdeutlicht, daß der Anteil der Ripple-Ionen auch die Auswertung der Ionentemperatur beeinflusst. Wird die Temperatur mit der passiven Methode oberhalb der kritischen Energie berechnet, ergeben sich Temperaturprofile, die mit steigender Auswertenergie sowohl zunehmend unsymmetrisch werden als auch zum Teil am Rand höhere Werte als im Zentrum ergeben, wie es in Abb. 5.4 veranschaulicht wird. Die Punkte, die hier über der Kurve der realen Ionentemperatur liegen, repräsentieren den Einfluß der Ripple-Teilchen, die für die hohen Auswertenergien die Verteilungsfunktion der Ionen und damit die Flüsse dominieren. Als Konsequenz der Driftbewegung dieser Teilchen ist es für sie mit geringer Wahrscheinlichkeit möglich, auf ihrer Bahn aus dem Plasma den Ripple zwar zu verlassen aber sofort als Banana-Teilchen eingefangen zu werden. Deren Bahn führt sie entlang der Feldlinien in den unteren Torusbereich, so daß auch hier hochenergetische nicht-maxwellsche Anteile in den Flüssen erscheinen, die dann zu erhöhten Temperaturwerten führen.

Werden die hochenergetischen Anteile in den Flüssen im Least-Square-Fit-Verfahren miteinbezogen, in dem Signale zu verschiedenen Sichtlinien gemeinsam angepaßt werden, erhält man eine deutliche Überschätzung der Randwerte und Unterschätzung der Zentralwerte. Verursacht wird dies durch die im Fit auftretende übermäßige Zuordnung hochenergetischer Flüsse zum Randbereich des Plasmas, wodurch der restliche Fluß aus dem Zentralbereich als zu gering angenommen wird.

Da Glg. (5.13) lokal gültig ist, die passiven Flüsse ein nichtlokales Integral darstellen, wurde zur weiteren Untersuchung eine Vielzahl dieser unsymmetrischen Profile betrachtet. Als Kontrollmessung dient dabei das aktive Verfahren, dessen Beeinflussung durch Ripple-Teilchen sehr leicht erkennbar ist. Dabei zeigt sich, daß das lokale Kriterium nicht ausreicht. In Abb. 5.5 sind für diese Profile die kritischen Energien entlang des jeweiligen Sichtstrahls in Abhängigkeit von der maximalen Dichte entlang dieser Sichtlinie eingetragen. Die beiden daraus erhaltenen Kurven dienen zur quantitativen Erfassung der Abhängigkeit. Wegen der unterschiedlichen Wirkung der hochenergetischen Ionen in den beiden Torushälften ergeben sich für Oben und Unten verschiedene Ausdrücke, die für Radien gelten, die im Bereich zwischen 15 cm und 30–35 cm liegen:

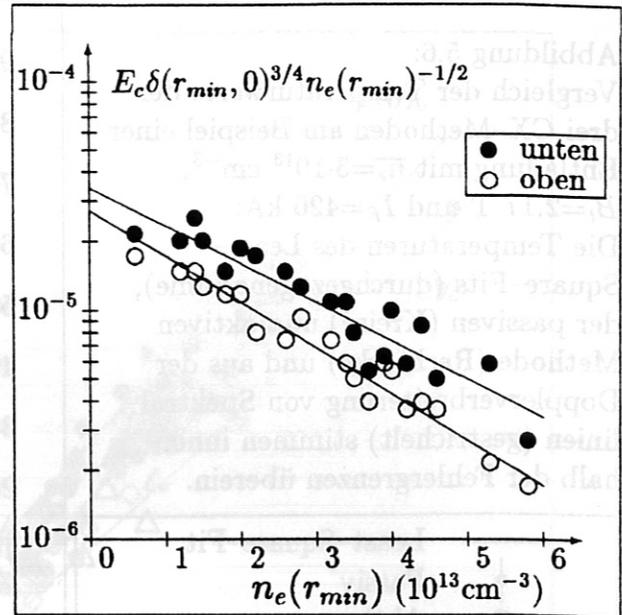
$$\begin{aligned} E_c^o &= 2.6 \cdot 10^{-5} \frac{n_e(\rho)^{1/2}}{\delta(\rho, 0)^{3/4}} \cdot e^{-n_e(\rho)/2.4 \cdot 10^{19} m^{-3}} \\ E_c^u &= 3.4 \cdot 10^{-5} \frac{n_e(\rho)^{1/2}}{\delta(\rho, 0)^{3/4}} \cdot e^{-n_e(\rho)/2.7 \cdot 10^{19} m^{-3}} \end{aligned} \quad (5.14)$$

Auf eine Untersuchung der Abhängigkeiten von anderen lokalen Parametern wurde verzichtet, da vor Durchführung einer Entladung (d.h. zur Analysatoreinstellung) nur der Verlauf des Dichteprofiles der Elektronen mit großer Sicherheit vorgegeben werden kann und dies zur Eingrenzung der kritischen Energie ausreicht.

Werden bei der passiven Methode und im Least-Square-Fit-Verfahren nur Flüsse unterhalb dieser Energien betrachtet, so sind die damit ermittelten Werte der Ionentemperatur nicht mehr vom Ripple beeinflusst.

Abbildung 5.5:

Ein Vergleich der Ergebnisse der passiven und aktiven Methode ermöglicht die Bestimmung einer lokalen kritischen Energie. Darüber wird die passive Messung durch Ripple-Teilchen verfälscht. Die eingezeichneten Linien sind Fits dieser Energie als Funktion der maximalen Dichte entlang des Sichtstrahls.

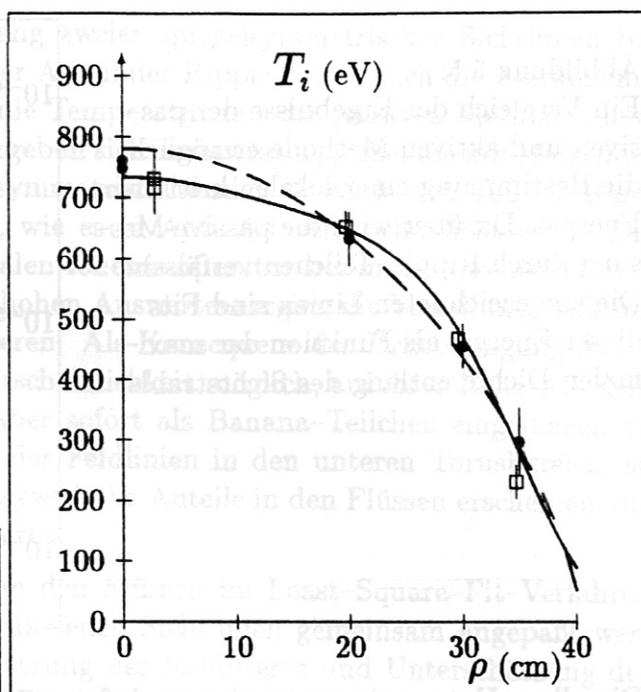
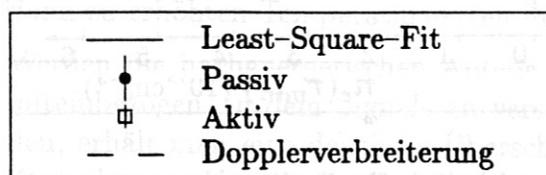


Dieselben Untersuchungen zeigten, daß im Plasmaminnern für Radien unter 15 cm der Einfluß von Ripple-Trapped-Teilchen wegen der dafür erforderlichen hohen kritischen Energie für die Neutralteilchendiagnostik an ASDEX vernachlässigbar ist, so daß hier auch keine lokalen Kriterien zu finden waren. Im Randbereich (außerhalb von etwa 30–35 cm) beeinflussen zusätzliche Phänomene die Messungen. Diese werden im folgenden Abschnitt behandelt.

5.5 Randtemperaturen

In Bereichen für Radien, die größer als etwa 35 cm sind, liefern die passive Methode und die Least-Square-Fit-Methode Temperaturen, die mit 300–400 eV deutlich über den Werten der Elektronen liegen. Wie im vorangegangenen Abschnitt besprochen, führen dabei die hohen Auswertenergien zu diesen hohen Werten, während niedrige eine tiefere Temperatur ergeben. Aufgrund der Bauweise des Analysators und seiner Energieauflösung ist es nicht möglich, bei Energien zu messen, die niedrig genug wären, den Einfluß hochenergetischer nicht-maxwellischer Ionen auszuschließen. Ebenso ist dadurch die Konstruktion einer kritischen Energie, wie sie oben besprochen wurde, nicht sinnvoll. Im Vergleich dazu erhält man mit der aktiven Methode Randwerte, die im allgemeinen nahe bei der Elektronentemperatur liegen. Verantwortlich für die Unterschiede in den Methoden sind in diesem Gebiet nicht mehr nur die energiereichen Ripple-Ionen sondern auch hochenergetische Neutralteilchen, die das Plasma umgeben. Diese Neutralen stammen aus CX-Reaktionen mit inneren Ionen und werden auf ihrem Weg aus dem Plasma von der Gefäßwand oder anderen Einbauten reflektiert und reichern so die Verteilungsfunktion mit einem nicht-maxwellischen Schwanz an. Dabei werden die maxwellischen Anteile im passiven Verfahren im zugänglichen Energiebereich weitgehend überdeckt. Da die aktive Methode im Gegensatz dazu nur CX-Reaktionen mit Neutralen aus dem zusätzlichen Neutralteilchenstrahl benutzt, ist hier der Einfluß deutlich geringer, so daß

Abbildung 5.6:
 Vergleich der Temperaturwerte der drei CX-Methoden am Beispiel einer Entladung mit $\bar{n}_e=3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_t=2.17 \text{ T}$ und $I_P=420 \text{ kA}$:
 Die Temperaturen des Least-Square-Fits (durchgezogene Linie), der passiven (Kreise) und aktiven Methode (Rechtecke) und aus der Dopplerverbreiterung von Spektrallinien (gestrichelt) stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.



die dadurch ermittelten Temperaturen weniger verfälscht werden.

Die Untersuchung des Randbereichs mit einer bezüglich der energetischen Auflösung dafür ausgelegten Diagnostik [45] verdeutlicht dies. In [45] wird gezeigt, daß die Verteilungsfunktion der Ionen aus einer Maxwell-Verteilung und einem hochenergetischen nicht-maxwellischen Anteil besteht. Die Ionentemperatur aus dem maxwellischen Anteil stimmt dabei fast mit der der Elektronen überein, während der hochenergetische Ast Temperaturen liefern würde, die deutlich darüber liegen. Dies unterstützt die größere Zuverlässigkeit des aktiven Verfahrens im Randbereich des Plasmas. Für diesen Bereich werden deshalb die aktiven Werte den passiven vorgezogen.

5.6 Vergleich der Methoden

Abschließend für dieses Kapitel wird gezeigt, daß die drei verschiedenen Verfahren innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Ionentemperaturen liefern.

Am Beispiel einer Entladung mit $\bar{n}_e=3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_t=2.17 \text{ T}$ und $I_P=320 \text{ kA}$ wird dies in Abb. 5.6 für den Radialverlauf gezeigt. Die durchgezogene Linie entspricht dem Radialprofil, das mit dem Least-Square-Fit erhalten wurde. Dessen absoluter Fehler beträgt im Zentrum etwa 50–70 eV und bleibt über den ganzen Querschnitt in diesem Bereich. Die passiven Werte, die als Kreise mit ihrem Fehlerbalken eingetragen sind, wurden mit dem Verfahren aus Abschnitt 5.1 ermittelt. Dazu wurden die Korrekturgleichung (5.6) und die Schranke für die kritische Energie (Glg. (5.14)) benutzt. Da die Fehlerbalken dieser Werte die durchgezogene Kurve überdecken, kann kein systematischer Unterschied beider Verfahren gefunden werden. Dasselbe gilt für die Werte der aktiven Methode (Rechtecke), die nach Abschnitt 5.2 ermittelt wurden.

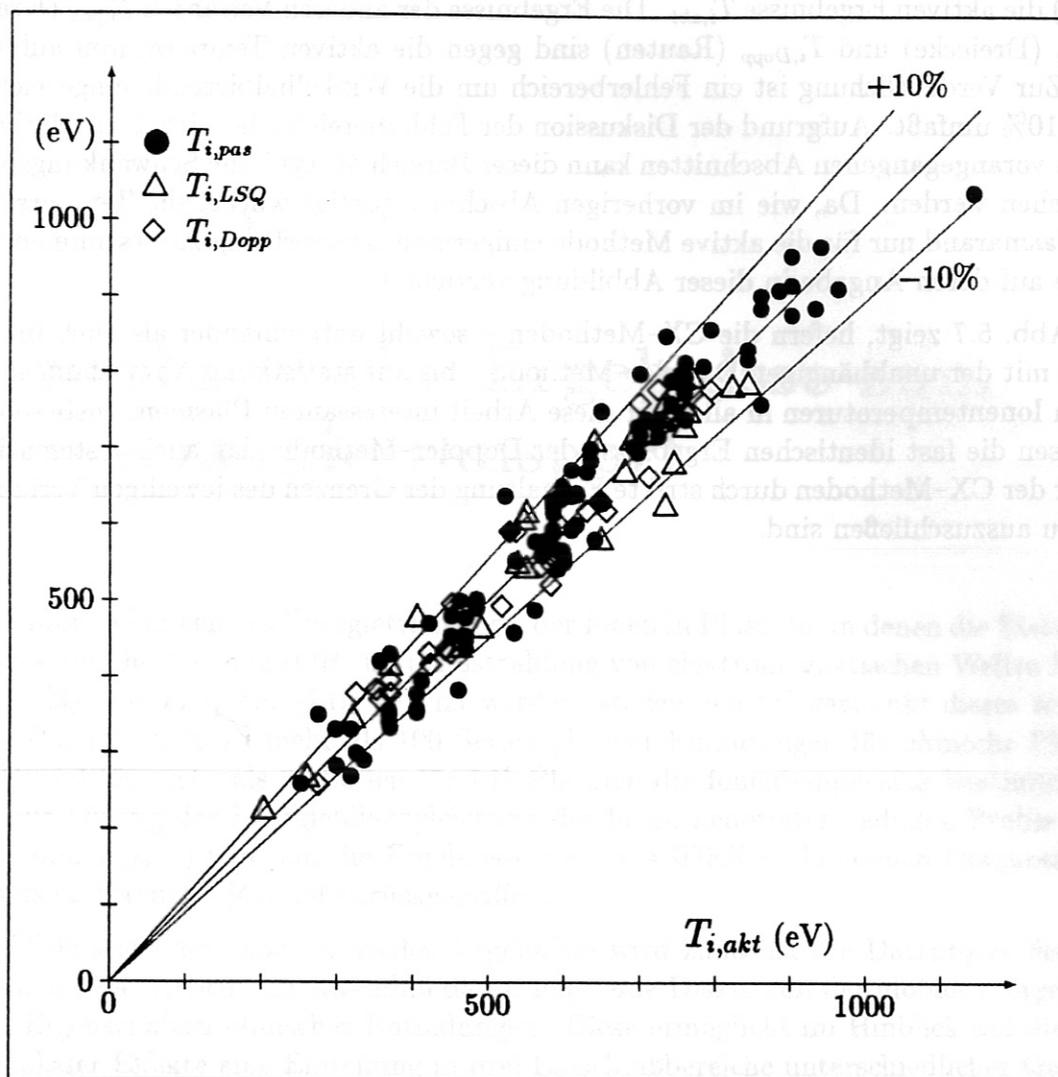


Abbildung 5.7: Vergleich der Temperaturwerte verschiedener Auswertemethoden: Die Werte von $T_{i,pas}$ (Kreise), $T_{i,LSQ}$ (Dreiecke) und $T_{i,Dopp}$ (Rauten) sind gegen die entsprechenden aktiven Ergebnisse aufgetragen. Sie stammen von etwa 100 Entladungen und bezeichnen die Werte zu Radien bis zu 30 cm. Abgesehen von statistischen Abweichungen liegen sie auf der Winkelhalbierenden und können als identisch betrachtet werden. (Die beiden eingezeichneten Fehlergeraden dienen lediglich zur Orientierung.)

Einen weiteren Hinweis auf das Fehlen von systematischen Fehlern der hier benutzten Verfahren liefert der Vergleich mit den Ergebnissen, die spektrometrisch aus der thermischen Doppler-Verbreiterung von Spektrallinien verschiedener Verunreinigungslinien [46] gewonnen wurden. Diese sind als gestrichelte Kurve dargestellt und stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den drei Verfahren der CX-Diagnostik überein. Der relative Fehler der spektralen Werte liegt dabei nach [46] bei 8–10%.

Ausgehend von diesem Beispiel sind in Abb. 5.7 Temperaturwerte zu etwa 100 Entladungen und zu Radien $\rho \leq 30$ cm eingetragen. Als Vergleichsgrundlage dienen hier (als Ab-

szisse) die aktiven Ergebnisse $T_{i,akt}$. Die Ergebnisse der anderen Verfahren $T_{i,pas}$ (Kreise), $T_{i,LSQ}$ (Dreiecke) und $T_{i,Dopp}$ (Rauten) sind gegen die aktiven Temperaturen aufgetragen. Zur Verdeutlichung ist ein Fehlerbereich um die Winkelhalbierende eingezeichnet, der $\pm 10\%$ umfaßt. Aufgrund der Diskussion der Fehlerbereiche der einzelnen Methoden in den vorangegangenen Abschnitten kann dieser Bereich als typische Schwankungsbreite angesehen werden. Da, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, die Temperaturen am Plasmarand nur für die aktive Methode einigermaßen zuverlässig zu bestimmen sind, wurde auf deren Angabe in dieser Abbildung verzichtet.

Wie Abb. 5.7 zeigt, liefern die CX-Methoden – sowohl untereinander als auch im Vergleich mit der unabhängigen Doppler-Methode – bis auf statistische Abweichungen dieselben Ionentemperaturen in allen für diese Arbeit interessanten Plasmen. Insbesondere beweisen die fast identischen Ergebnisse der Doppler-Methode, daß auch systematische Fehler der CX-Methoden durch strikte Einhaltung der Grenzen des jeweiligen Verfahrens nahezu auszuschließen sind.

Kapitel 6

Experimentelle Ergebnisse zum Ionenenergie-transport

Die Untersuchungen des Energietransports der Ionen in Plasmen, in denen die Elektronen durch ohmsche Heizung (OH) und Einstrahlung von elektromagnetischen Wellen bei der Lower-Hybrid-Frequenz (LH) geheizt werden, stellen den Schwerpunkt dieses Kapitels dar. Dazu wurden zu mehr als 100 Serien gleicher Entladungen für ohmsche Plasmen (OH) und für mehr als 30 Serien für LH-Plasmen die Ionentemperatur bestimmt. Bei den zur Lösung der Energiebilanzgleichung der Ionen benötigten radialen Profile $n_e(r)$, $T_e(r)$ und $Z_{eff}(r)$ wird auf die Ergebnisse der an ASDEX vorhandenen Diagnostik der Thomson-Streuung [47, 48] zurückgegriffen.

Zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse wird zunächst die Datenbasis der OH-Plasmen beschrieben. Im Anschluß daran folgt eine Diskussion der globalen Ergebnisse bzw. Eigenschaften ohmscher Entladungen. Diese ermöglicht im Hinblick auf die Analyse lokaler Effekte eine Einteilung in drei Einschlußbereiche unterschiedlicher Qualität. Anhand dieser Bereiche werden dann die Einzelterme in der Energiebilanzgleichung der Ionen und deren Einfluß auf den Energietransport betrachtet. Dabei wird gezeigt, daß in allen drei Bereichen die Rekombinations-, Ionisations- und CX-Terme nur unwesentlich beitragen. In der Bilanzgleichung dominieren auf der einen Seite der Elektron-Ion-Heizterm und als Verlustterm die Wärmeleitung. Diese wird in einem eigenen Abschnitt eingehender diskutiert, wobei zum einen die experimentellen Ergebnisse anhand der drei Einschlußbereiche und zum anderen Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen behandelt werden. Hier kann als wichtigstes Ergebnis gezeigt werden, daß die neoklassische Theorie zur Beschreibung ausreicht, während die η_i -Moden nicht mit den Experimenten in Übereinstimmung gebracht werden können. Im darauffolgenden Abschnitt werden die Energieverluste durch den Ionenkanal mit denen des Elektronenkanals verglichen. Dabei werden zunächst die Eigenschaften des Elektronenenergie-transportes diskutiert und gezeigt, daß zur Zeit kein theoretisches Modell in der Lage ist, diese vollständig zu beschreiben. Als Ergebnis dazu werden mit Hilfe statistischer Verfahren quantitative Abhängigkeiten der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e angegeben. Diese lassen den Schluß zu, daß Theorien, die den erhöhten Energietransport der Elektronen auf magnetische Fluktuationen zurückführen, den experimentellen Ergebnissen am nächsten kommen. Mit ihnen kann

auch der als Isotopeneffekt bezeichnete Unterschied im Verhalten von Wasserstoff- und Deuteriumplasmen erklärt werden.

Der Vergleich beider Transportkanäle zeigt, daß in allen OH-Plasmen die Energieverluste hauptsächlich auf Seiten der Elektronen verursacht werden, während die Ionen nur zu einem geringen Teil beitragen. In diesem Abschnitt wird, ausgehend von den lokalen Ergebnissen zur Elektronenwärmeleitung, die globale Energieeinschlußzeit rekonstruiert. Dies verknüpft in einem Kreisschluß die lokalen und globalen Verfahren und beweist deren Gültigkeit.

Anschließend an diese Betrachtungen wird der Sonderfall sägezahnfreier Plasmen behandelt. Dabei kann festgestellt werden, daß auch in diesen Plasmen die neoklassische Theorie zur Beschreibung ausreicht.

Daran schließt sich die Diskussion der LH-Plasmen an, in der ebenso die Datenbank und die experimentellen Ergebnisse behandelt werden, die weitgehend denen der OH-Plasmen entsprechen.

6.1 Datenbasis ohmscher Plasmen

Zu mehr als hundert ohmschen Serien gleichartiger Plasmen wurden, wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, die Profile der Iontemperatur bestimmt. Um anschließend daraus die Leistungsbilanzgleichungen der Ionen (und der Elektronen) lösen zu können, wurden dazu nur Entladungen ausgewählt, bei denen ein vollständiger Satz an experimentellen Meßwerten (Dichten, Temperaturen, Verunreinigungsladung, ...) vorlag. Zur Bestimmung der Iontemperatur kamen wegen der erforderlichen Analysatorzählrate nur Entladungen in Betracht, die stationäre Plateau-Phasen von bis zu einigen hundert Millisekunden Dauer aufwiesen. Diese Einschränkung führt jedoch gleichzeitig dazu, daß für diese Plasmen in den betrachteten Zeitintervallen die Zeitableitungen der relevanten Größen gleich Null waren, so daß die im Zeitmittel erhaltenen Werte mit den an beliebigen Einzelzeitpunkten genommenen Werten übereinstimmen. In den sägezahnbehafteten Plasmen, in denen die Mittelungsdauer viele Sägezahnperioden umfaßt, gilt dies jedoch mit Einschränkung. Die Sägezahneffekte besitzen eine Eigendynamik auf Zeitskalen von einigen zehn Millisekunden in der Anwachsphase und weniger als hundert Mikrosekunden beim Sägezahnabbruch, die mit den vorhandenen Standarddiagnostiken an ASDEX nicht aufgelöst werden. Die Mittelung über viele Perioden ermöglicht aber außerhalb der $q=1$ -Fläche wegen der niedrigen mittleren Energie, die während eines Sägezahnabbruchs nach außen transportiert wird, die Bestimmung stationärer Transportvorgänge. Innerhalb der $q=1$ -Fläche werden unter Berücksichtigung des Transportmodells aus Kapitel 2 immerhin noch quasistationäre Vorgänge bestimmt.

Die direkt durch Messung zugänglichen Größen der Entladungen (die Grundparameter), die die Grundlage der Untersuchungen bilden, sind die Temperaturen der Ionen $T_i(r)$ und der Elektronen $T_e(r)$, die Elektronendichte $n_e(r)$ mit der liniengemittelten Dichte \bar{n}_e , das Radialprofil der effektiven Ionenladung $Z_{eff}(r)$ und die extern geregelten Größen Plasmastrom I_p und toroidales Magnetfeld B_t .

Datenbank-Grunddaten der OH-Entladungen			
Parametername	Symbol	(Dim.)	
Globale Parameter			
Identifikation			
Schußnummer	N	—	
Zeitpunkt	t	s	
Geometrie			
Kleiner Radius	a	m	(Anh. A)
Großer Radius	R ₀	m	(Anh. A)
Feldparameter			
Plasmastrom	I _p	kA	(Kap. 2, Anh. A)
Toroidalfeld	B _t	T	(Kap. 2, Anh. A)
Umfangsspannung	U _L	V	(Kap. 2, Anh. A)
Massenzahl	A _i	—	m _{ion} /m _H
Dichten und Temperaturen			
Liniengemittelt	\bar{n}_e, \bar{n}_i	m ⁻³	(1/a) ∫ ₀ ^a n _x dr
Linien-, dichtegemittelt	T _e , T _i	eV	(1/a \bar{n}_x) ∫ ₀ ^a n _x T _x dr
Peakingfaktoren	Q _{n_e} , Q _{n_i} , Q _{T_e} , Q _{T_i}	—	(VX(0))/∫ X dV
Gesamt-Strahlungsleistung	P _{rad}	W	
Lokale Parameter (je 20 äquidistante Werte)			
Geometrie			
Flußflächenradius	r	m	(Anh. A)
großer Radius	R(r)	m	(Anh. A)
Dichten			
Lokale Werte	n _e , n _i , n ₀	m ⁻³	
Gradienten	n' _e , n' _i	m ⁻⁴	dn _x /dr
Abfallängen	L _{n_e} , L _{n_i}	m	n _x /n' _x
Temperaturen			
Lokale Werte	T _e , T _i , T ₀	eV	
Gradienten	T' _e , T' _i	eV/m	dT _x /dr
Abfallängen	L _{T_e} , L _{T_i}	m	T _x /T' _x
Plasmadruck			
Lokale Werte	p _e , p _i , p _{e+i}	eVm ⁻³	n _x T _x
Abfallängen	L _{p_e} , L _{p_i} , L _{p_{e+i}}	m	p _x /p' _x
Effektive Ionenladung	Z _{eff}	—	(1/n _e) ∑ _j Z _j ² n _j

Tabelle 6.1: Die experimentellen Meßwerte stellen die Grunddaten zur Transportanalyse auf globaler und lokaler Ebene dar. Die hier genannten sind in einer Datenbank zur Berechnung anderer Größen und zur gleichzeitigen Auswertung vieler Entladungen gespeichert.

Weitere (in die Energiebilanz der Elektronen eingehende) Meßwerte sind die Umfangsspannung U_L , die zur ohmschen Heizleistung führt (s. Kap. 2), und das Radialprofil der Strahlungsverluste $Q_{rad}(r)$.

Die Dichte der Ionen $n_i(r)$, die Dichte $n_0(r)$ und Temperatur $T_0(r)$ der Neutralen sind an ASDEX nicht direkt meßbar. Während die Neutralgaswerte durch den Code AURORA ermittelt werden können, muß die Ionendichte aus Z_{eff} ermittelt werden.

Die an ASDEX dominierenden Verunreinigungen sind Kohlenstoffionen (mit $Z_C=6$) und Sauerstoffionen (mit $Z_O=8$), so daß es möglich ist, daraus eine "mittlere Verunreinigungsladung" $Z_{imp}=7$ anzunehmen [49]. Damit wird

$$n_i(r) = n_e(r) \cdot \frac{Z_{imp} - Z_{eff}(r)}{Z_i(Z_{imp} - Z_i)} = n_e(r) \cdot \frac{7 - Z_{eff}(r)}{6}, \quad (6.1)$$

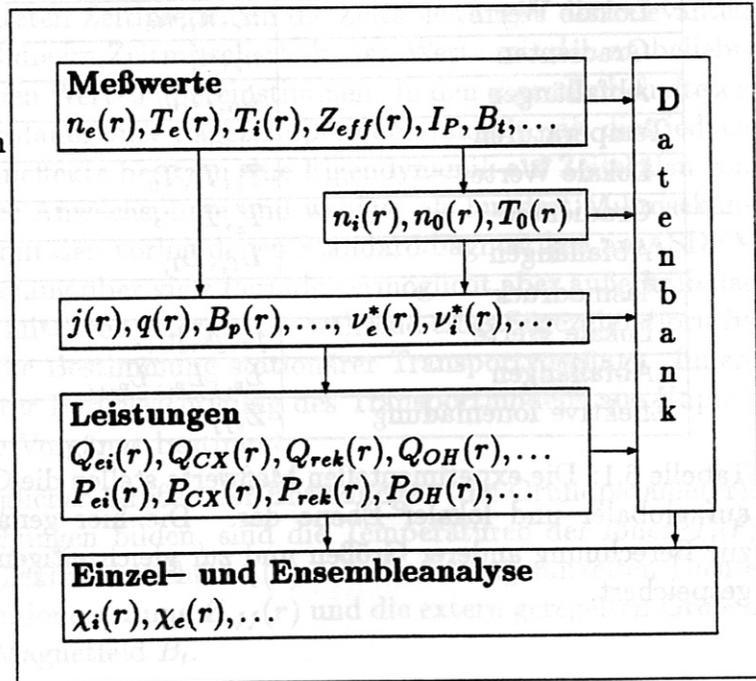
vorausgesetzt, die Z_{eff} -Werte sind deutlich kleiner als Z_{imp} . Mit Ausnahme weniger Entladungen mit niedrigen Dichten kleiner als $1.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, in denen im Zentrum Kupferionen die Verunreinigungen dominieren, trifft diese Annahme auf alle ohmschen Plasmen zu. In den Fällen, in denen Kupferionen von Bedeutung sind, wird ein von Glg. (6.1) abweichendes Modell benutzt, in dem mit Hilfe von spektroskopischen Vergleichsmessungen bei ähnlichen aber kupferfreien Entladungen direkt der Kupferanteil bestimmt wird.

In Tabelle 6.1 sind die genannten Grunddaten aufgelistet, die in einer Datenbank zur gleichzeitigen statistischen Auswertung vieler Entladungen gespeichert sind. Einige in dieser Liste fehlende Parameter lassen sich mit Hilfe der vorhandenen leicht berechnen.

Aus diesen Grunddaten werden auf einer ersten Ebene die den Transport vermittelnden Größen bestimmt, die im wesentlichen in zwei Gruppen eingeteilt werden. Zur ersten

Abbildung 6.1:

Schema der Lösung der Bilanzgleichungen. Ausgehend von den lokalen Meßwerten der Ionen- und Elektronengrößen werden durch die Berechnung der Felder und Wechselwirkungen im Plasma die Leistungsbilanzgleichungen lösbar. Um zusätzlich zur Einzelrechnung umfassendere Analysen durchzuführen, sind alle Größen in einer Datenbank gespeichert.



Transportgrößen in der OH-Datenbank			
Parametername	Symbol	(Dim.)	
Feldkonfiguration			
Stromdichteprofil	$j(r)$	A/m ²	Glg. (2.59)
Poloidales Magnetfeld	$B_p(r)$	Vs/m ²	Glg. (A.1)
Sicherheitsfaktor	$q(r), q_0, q_a$	—	Glg. (A.5)
Shear	\hat{s}	—	Kap. 2.3
Shear-Abfallänge	$L_{\hat{s}}$	m	Kap. 2.3
Wechselwirkungsparameter			
Stoßfrequenzen	ν_i, ν_e	1/s	Glg. (2.48,2.49)
Kollisionalitäten	ν_i^*, ν_e^*	—	Glg. (2.47)
Wärmeleitkoeffizienten			
experimentelle und theoretische Werte	χ_i, χ_e	m ² /s	Kap. 2
Transportparameter			
Kritisches η	η_{ic}	—	Glg. (2.64)
Teilchenfluß	$\Gamma_n(r)$	1/s	Glg. (2.14)
Wärmefluß	$q_i(r), q_e(r)$	eV/s	Glg. (2.15)
Energieeinschlußzeiten	τ_E	s	Glg. (6.2)

Tabelle 6.2: Die hier eingetragenen Parameter stellen den wichtigsten Teil der in der Datenbank gespeicherten vermittelnden oder beschreibenden Größen des globalen und lokalen Energietransports in OH-Entladungen dar.

gehören die Parameter, die die Geometrie der Magnetfeldkonfiguration beschreiben. Darunter ist das induzierte Stromdichteprofil als wichtigster zu nennen, da es gleichzeitig die Bestimmung des poloidalen Magnetfeldes B_p , des Sicherheitsfaktors $q(r)$ und der Magnetfeldverscherung $\hat{s}(r)$ zuläßt. Gleichzeitig ist es zur Bestimmung der lokalen ohmschen Heizleistung erforderlich. Der zweiten Gruppe gehören alle Parameter an, die Auskunft über die Wechselwirkung zwischen den Teilchen geben. Dazu gehören beispielsweise die Reaktivitäten aus Kapitel 2. Die für den Vergleich mit theoretischen Modellen wichtigsten Größen sind hier jedoch die Stoßfrequenzen und die Kollisionalitäten ν_i^* und ν_e^* .

Ausgehend davon ist es möglich die lokalen Heiz- und Verlustanteile in den Bilanzgleichungen zu ermitteln. In Abb. 6.1 ist dies im Schema dargestellt. Die Lösung der Bilanzgleichungen führt direkt zu den Wärmeleitfähigkeiten. Die Untersuchung von Einzelentladungen ermöglicht in diesem Verfahren einen sofortigen Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen.

In Fällen, in denen keine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie vorliegt, wie es z.B. später für die Wärmeleitung der Elektronen gezeigt wird, führen Untersuchungen einzelner Entladungen nicht dazu, weitergehende Abhängigkeiten erkennen zu lassen. Deshalb sind die Ergebnisse aller ohmschen Entladungen mit jeweils zwanzig äquidistanten Radialpunkten pro Zeitpunkt in einer Datenbank gespeichert. Mit deren Hilfe ist es möglich, durch die gleichzeitige Betrachtung vieler verschiedener Plasmen sy-

Anzahl der OH-Entladungen		111			
Parameter		Min.	Max.	(Dimension)	
Elektronendichte	\bar{n}_e	1.0	7.1	10^{13} cm^{-3}	*
	$n_e(0)$	1.1	8.9	10^{13} cm^{-3}	
Plasmastrom	I_p	220	460	kA	*
Toroidalfeld	B_t	1.7	2.8	T	*
Sicherheitsfaktor	q_a	2.3	4.9		*
Umfangsspannung	U_L	0.7	1.4	V	
Elektronentemperatur	$T_e(0)$	670	2110	eV	
Ionentemperatur	$T_i(0)$	550	1240	eV	
effekt. Ionenladung	$Z_{eff}(0)$	1.1	6.0		(*)

Tabelle 6.3: Die untersuchten ohmschen Entladungen umfassen den hier dargestellten Parameterbereich. Die extern regelbaren Werte \bar{n}_e , I_p , B_t , q_a (und innerhalb enger Grenzen auch $Z_{eff}(0)$) sind mit "*" gekennzeichnet.

stematische Verhaltensweisen der Parameter zu quantifizieren. Direkte Ergebnisse dieser Datenbank sind beispielsweise die in der Plasmaphysik üblichen Darstellungen von theoretisch nicht beschreibbaren Größen mit Skalierungsgesetzen als Ergebnisse statistischer Analysen. Die wichtigsten vermittelnden Größen und Transportgrößen in dieser Datenbank sind in Tabelle 6.2 eingetragen.

In den folgenden Abschnitten werden beide Methoden, die analytische und die statistische Auswertung, bei der Untersuchung der lokalen Transportvorgänge benutzt, wobei die Anwendung von Skalierungsgesetzen nur unterstützend eingesetzt wird.

Die dabei insgesamt untersuchten Entladungen überdecken den in Tab. 6.3 aufgeführten Parameterbereich, der weitgehend dem experimentell zugänglichen Experimentierbereich ohmscher ASDEX-Entladungen entspricht. Darin sind die extern regelbaren Designparameter gesondert gekennzeichnet.

6.2 Globaler ohmscher Energieeinschluß

Die Diskussion des globalen Verhaltens der Energieeinschlußzeit ohmscher Plasmen wird hier vorangestellt, um – ohne in diesem Abschnitt auf lokale Transportvorgänge eingehen zu müssen – die Möglichkeit zu besitzen, a priori für einen weiten Parameterbereich die Güte des Einschlußes zu beschreiben. Ebenso lassen sich hier auf der Basis globaler Werte für die Dichten, Temperaturen und Gesamtenergien der Ionen und Elektronen Strukturen bestimmen, die das Verhalten und den Einfluß der verschiedenen Teilchensorten dominieren. Eine differenzierte Betrachtung von Parameterbereichen mit verschiedener qualitativer Einschlußgüte, wie sie im folgenden Teil gezeigt werden, wird dadurch erst ermöglicht.

In der nachfolgenden Betrachtung wird deshalb, ausgehend von der Energieeinschlußzeit τ_E , zunächst eine Unterscheidung dieser Bereiche durchgeführt und anschließend der Einfluß der Ionen (und im Vergleich dazu der Elektronen) auf globaler Ebene aufgezeigt. Dies dient dann im weiteren Verlauf des darauffolgenden Abschnitts als Grundlage für die lokale Analyse des Transports.

6.2.1 Energieeinschlußzeit τ_E

Ausgehend von den Profilen der Dichten und Temperaturen der Plasmateilchen werden aus

$$\tau_E = \frac{E_e + E_i}{P_{OH}} = \frac{6\pi^2 R \cdot \int_0^a (n_e T_e + n_i T_i) r dr}{P_{OH}} \quad (6.2)$$

die Energieeinschlußzeiten der ohmschen Entladungen bestimmt. Eine anschauliche Betrachtung der Energieeinschlußzeit erhält man in Abb. 6.2, in der τ_E gegen die liniengemittelte Elektronendichte \bar{n}_e aufgetragen ist. Der an ASDEX experimentell zugängliche Bereich, in dem es möglich ist, Serien gleichartiger ohmscher Entladungen einfach und kontrolliert durchzuführen, reicht von etwa $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bis zu $7 \cdot 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die untere Grenze wird dadurch vorgegeben, daß bei diesen niedrigen Dichten der in den Wänden des Torusgefäßes gebundene Wasserstoff austritt und die externe Dichteregulierung erschwert. Bei sehr hohen Dichten gelangt man in einen Bereich, in dem es zunehmend schwieriger wird, stabile ohmsche Entladungen durchzuführen. Dieses Dichtelimit [50] wird hauptsächlich durch MHD-Instabilitäten oder durch eine Stabilitätsgrenze der Randdichte beeinflusst und hängt sehr stark vom Maschinenzustand ab. Deshalb wird in dieser Arbeit der untersuchte Bereich nicht auf Werte oberhalb von $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ausgedehnt. Der untersuchte Bereich reicht jedoch völlig aus zur Bestimmung der charakteristischen Eigenschaften von τ_E .

Aufgetragen gegen die liniengemittelte Elektronendichte (Abb. 6.2) können die wichtigsten qualitativen Abhängigkeiten sofort angegeben werden. Dabei ist es möglich, für Wasserstoffplasmen zwei und für Deuteriumentladungen drei verschiedene ohmsche Einschlußbereiche zu identifizieren. Für Dichten, die kleiner als $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sind, steigt τ_E etwa linear mit der Dichte an. Dieses Gebiet wird mit Linear Ohmischer Confinement (LOC) bezeichnet und existiert unabhängig von anderen extern regelbaren Parametern

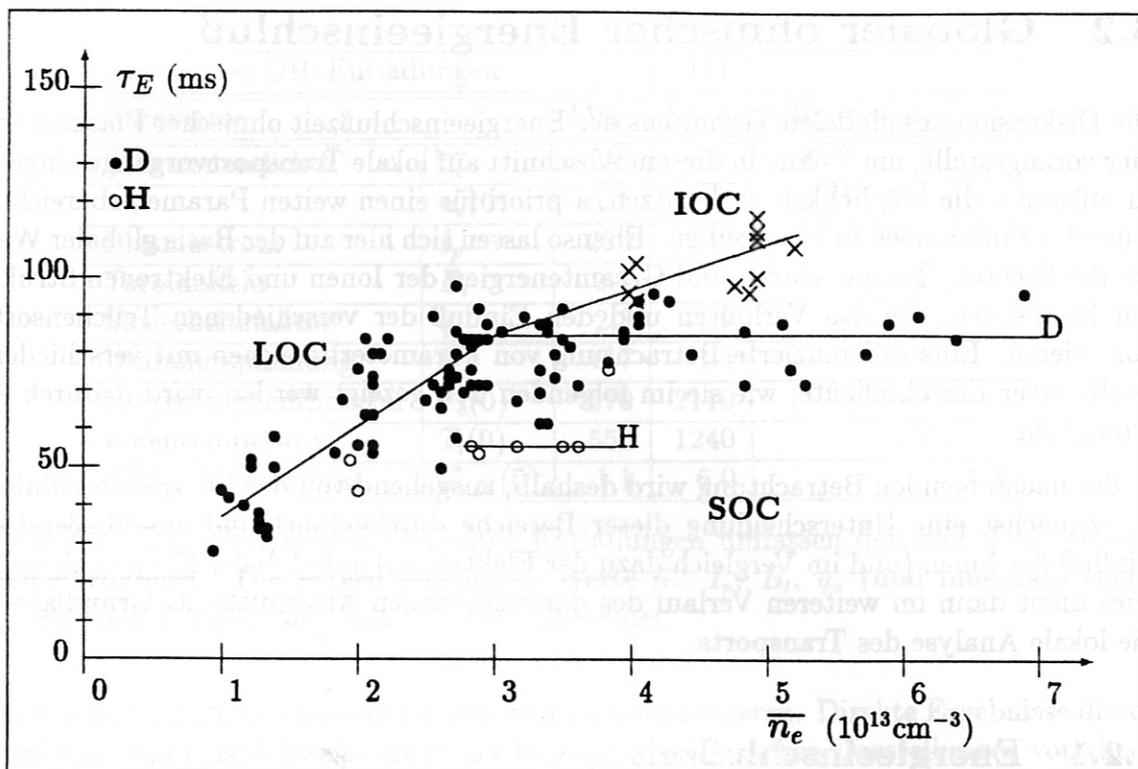


Abbildung 6.2: Energieeinschlußzeit τ_E in ohmsch geheizten ASDEX-Plasmen. Nach den verschiedenen Dichteabhängigkeiten werden drei Bereiche unterschieden: der lineare Bereich niedriger Dichten (LOC), der gesättigte Bereich hoher Dichte (SOC) und das Regime des verbesserten Energieeinschlusses bei hohen Dichten (IOC).

(B_t , I_P , Wandbeschaffenheit). Die Einschlußzeiten für Deuterium reichen hier von ca. 30 ms an der unteren Grenze bis hin zu 80–90 ms an der oberen Grenzdicthe. Die geringe Variation der Einschlußzeiten für Entladungen mit gleicher liniengemittelter Dichte ist hauptsächlich das Resultat der Variation der anderen Designparameter. Für Wasserstoffplasmen liegen die τ_E -Werte um den Faktor $\sqrt{m_D/m_H} = \sqrt{A_D}$ unter denen der entsprechenden Deuteriumentladungen. Obwohl dafür in der Datenbank nur wenige Entladungen zum Vergleich bereitstehen, bestätigen sie die in [51] für Wasserstoffionen bestimmte Proportionalität von τ_E zur Wurzel aus der Massenzahl A_i . Die für Wasserstoff erreichbaren Werte liegen bei etwa 50–60 ms.

Wird die Dichte über den Schwellwert erhöht, tritt eine Sättigung in τ_E ein, d.h. im normalen Betrieb ändern sich die Einschlußzeiten nicht mehr mit veränderter Dichte. Dieser Bereich wird als Saturated Ohmic Confinement (SOC) bezeichnet. Auch hier findet man eine Proportionalität von τ_E zu $\sqrt{A_i}$. Die exakte numerische Bestimmung der Übergangsdichte und eventueller Abhängigkeiten dieses Werts von Plasmastrom oder Magnetfeld war mit Hilfe dieser Datenbank nicht durchführbar und war auch nicht Ziel dieser Arbeit. Dazu wäre eine Datenbasis erforderlich, die mehrere hundert verschiedene Entladungen enthält. Prinzipiell ist es jedoch hier möglich, festzustellen, daß der Schwellwert nicht für alle möglichen Parametereinstellungen identisch ist. Vielmehr kann ein Dichtebereich von $2.7\text{--}3.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ als Übergangsbereich angenommen werden.

Während für Wasserstoff ausschließlich diese beiden Bereiche existieren, kann für Deuteriumentladungen durch die Regelung des Flusses des Nachfüllgases für Dichten, die dem SOC entsprechen, ein Gebiet mit verbessertem Einschluß erreicht werden [7]. Dieses wird mit Improved Ohmic Confinement (IOC) bezeichnet. Die Einschlußzeit steigt in diesem Bereich fast ebenso mit der Dichte an wie im LOC. Hier sind Werte bis zu 140ms bei den höchsten Dichten zu erhalten [52]. Um das IOC zu erhalten, wird bei einer Entladung, die sich im SOC-Ast befindet, der externe Zufluß des Nachfüllgases stark gedrosselt. Dadurch sinkt die Randdichte und das gesamte Dichteprofil spitzt sich zu. Gleichzeitig damit sinkt die Umfangsspannung und die benötigte ohmsche Heizleistung. Als Folge davon erhöhen sich sowohl der Teilcheneinschluß als auch der Energieeinschluß gegenüber vergleichbaren SOC-Entladungen. Das IOC stellt sich jedoch nur bei einer bestimmten Beschaffenheit der Gefäßwand ein. Ohne Komplikationen läßt es sich beispielsweise bei einer unbeschichteten Stahlwand erreichen, während eine karbonbeschichtete (karbonisierte) Wand den IOC-Bereich nur mehr mit verschlechterten Einschlußeigenschaften zuläßt und eine mit einer Borverbindung beschichtete (boronisierte) Wand das Erreichen des IOC sogar verhindert [53]. Ursache dafür ist, daß für den Übergang vom SOC zum IOC und auch für den Erhalt einer stabilen IOC-Entladung ein kleiner Anteil von Hoch-Z-Verunreinigungen im Plasma notwendig ist, der jedoch durch die Wandbeschichtung fast vollständig verschwindet [53]. Der eigentliche Übergang von SOC zu IOC wird dabei vermutlich durch die Vorgänge während eines Sägezahnabbruchs getriggert [52].

Diese unterschiedlichen Einschlußbereiche sind typisch für OH-Entladungen in Tokamaks und können in dieser Form nicht nur an ASDEX festgestellt werden. Beispielsweise ist am Frascati Tokamak (FT) der Übergang von LOC zu SOC bei etwa $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zu finden, wobei dort festgestellt wurde, daß dieser Wert bei Wasserstoffplasmen etwas niedriger liegt als bei Deuteriumentladungen [6]. U.a. wurden diese Bereiche auch an JET nachgewiesen [54].

Diese Einteilung in drei qualitativ verschiedene Einschlußbereiche wird durch die Darstellung mit Hilfe von Skalierungsgesetzen der Form $\tau_E = c \cdot \bar{n}_e^{-\alpha} I_p^\beta B_t^\gamma A_i^\delta Z_{eff}^\epsilon$ weiter veranschaulicht. Insbesondere dienen diese Darstellungen dazu, Einflüsse der externen Parameter festzuhalten und werden wie in Anhang B beschrieben ermittelt. Dabei sind \bar{n}_e , I_p , B_t innerhalb weiter Grenzen frei regelbare Größen. Die Massenzahl A_i nimmt die Werte 1 (Wasserstoff) oder 2 (Deuterium) an und ist ebenfalls extern frei wählbar. Die effektive Plasmaladung Z_{eff} kann nur bedingt gesteuert werden, ist aber unerlässlich, um für τ_E einen guten Fit zu erhalten. Am verlässlichsten hat sich dabei die Verwendung des Zentralwerts $Z_{eff}(0)$ herausgestellt, da dieser durch Messung am einfachsten zugänglich ist. Von außen können die Verunreinigungen über die bereits im Zusammenhang mit dem IOC angesprochene Wandbeschaffenheit geregelt werden, die die Zusammensetzung und die absolute Menge der Verunreinigungen beeinflusst. Dies führt dazu, daß Z_{eff} eine Größe ist, die mittelbar den Wandzustand beschreibt. Verursacht durch die Mechanismen des Transports von der Wand in das Plasma und durch die Güte des Teilcheneinschlusses der Verunreinigungen zeigt Z_{eff} im LOC eine deutliche Variation mit \bar{n}_e und I_p . In Anhang B wird gezeigt, daß zur Beschreibung von τ_E^{LOC} mittels $Z_{eff}(0)$ daraus zunächst eine Größe zu konstruieren ist, die diese Variation nicht mehr aufweist,

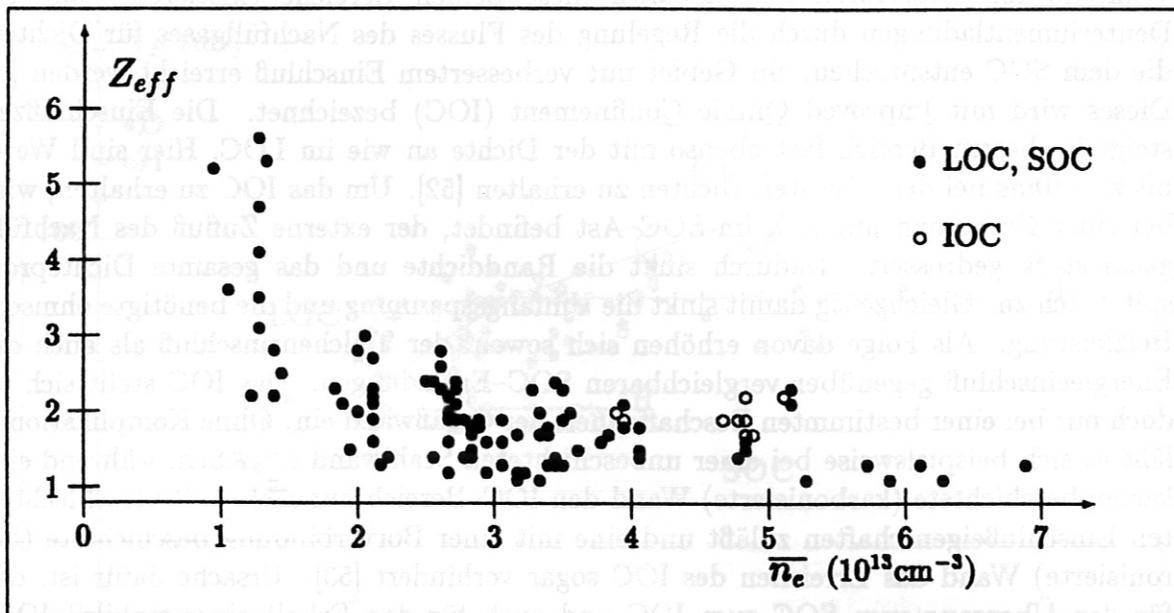


Abbildung 6.3: Im SOC- und IOC-Bereich kann der Wert $Z_{eff}(0)$, der hier gegen die liniengemittelte Dichte aufgetragen ist, als Parameter für die Wandbeschaffenheit benutzt werden, da er nicht von anderen Entladungsparametern abhängt. Wegen der starken Variation im LOC-Bereich muß ein aus Glg. 6.3 ermittelter Wert zur Dokumentation der Toruswand gewonnen werden, da – wie hier deutlich erkennbar ist – $Z_{eff}(0)$ kein unabhängiger Plasmaparameter ist.

d.h. die eine unabhängige Variable darstellt. Wird dazu das Verhalten von $Z_{eff}(0)$ in Teilbereichen des LOC betrachtet, so ergibt sich für Dichten von $1-2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ eine Proportionalität von $Z_{eff} \sim \bar{n}_e^{-0.88} I_p^{0.54}$ [55]. Für $2-3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ hingegen erhält man Exponenten bei der Dichte von 0.64 und beim Strom von 0.48. Das unterschiedliche Verhalten bezüglich der Dichte ist dadurch zu erklären, daß mit steigender Dichte die effektive Ionenladung einem Sättigungswert zustrebt und diesen im Übergangsbereich von LOC nach SOC erreicht. Zu sehen ist der Verlauf in Abb. 6.3. Die geringfügigen Unterschiede in den Stromexponenten sind lediglich das Ergebnis statistischer Meßungenauigkeiten der Z_{eff} -Werte. Für die Berechnung der τ_E -Skalierung des gesamten LOC-Bereichs ist nur die Gesamtproportionalität von $Z_{eff}(0)$ von Bedeutung, die sich zu

$$Z_{eff}(0) \sim \bar{n}_e^{-0.88} I_p^{0.51} \quad (6.3)$$

ergibt. Daraus wird ein Parameter Z_{eff}^* gewonnen, der proportional zu $Z_{eff}(0) \cdot \bar{n}_e^{+0.88} \cdot I_p^{-0.51}$ ist. Durch geeignete Normierung mit einem dimensionsbehafteten Vorfaktor gelingt es, Z_{eff}^* insgesamt dimensionslos und von der Größenordnung 1 zu erhalten. Damit ergibt sich in boronisierten Entladungen ein Wert, der etwa bei 7 liegt, und bei karbonisiertem Gefäß bei etwa 11. Setzt man Z_{eff}^* im Exponentialansatz für τ_E statt Z_{eff} , so ist diese Variable ein unabhängiges Maß für die Beschaffenheit der Gefäßwand. Erst damit wird es möglich, das Verhalten von τ_E bei veränderlicher Dichte im Fit zu reproduzieren. Im SOC- und IOC-Bereich ist der zentrale Wert der effektiven Plasmaladung

praktisch unabhängig von den Designparametern und beschreibt direkt die Beschaffenheit der Wand dadurch, daß für verschiedene Wandzustände auch $Z_{eff}(0)$ unterschiedlich ist.

Damit ergeben sich für die Energieeinschlußzeiten der verschiedenen Bereiche folgende Abhängigkeiten:

Für das LOC-Regime erhält man mit

$$\tau_E^{LOC} = (17 \pm 2)ms \cdot \left(\frac{\bar{n}_e}{10^{13} cm^{-3}} \right)^{0.86 \pm 0.07} \left(\frac{I_P}{MA} \right)^{-0.66 \pm 0.09} \left(\frac{B_t}{1T} \right)^{0.31 \pm 0.20} A_i^{0.43 \pm 0.10} Z_{eff}^*{}^{-0.30 \pm 0.10}, \quad R^2 = 0.90 \quad (6.4)$$

$$\text{mit} \quad Z_{eff}^* = Z_{eff}(0) \cdot \left(\frac{\bar{n}_e}{10^{13} cm^{-3}} \right)^{0.88} \cdot \left(\frac{I_P}{MA} \right)^{-0.51}$$

einen Ausdruck für τ_E der die starke Dichteabhängigkeit im hohen Exponenten bei \bar{n}_e widerspiegelt. Die Parameter sind dabei so normiert, daß sie alle ungefähr die gleiche Größenordnung besitzen. Bedingt durch diese Normierung ergibt sich auch der auf den ersten Blick niedrige numerische Vorfaktor. Bei Einsetzen von realen Plasmaparametern erhält man jedoch wegen der starken Dichte- und Stromabhängigkeiten τ_E -Werte, die den experimentellen Werten entsprechen. Für die weiteren Skalierungsgesetze werden diese Normierungen nicht mehr explizit angegeben.

Im SOC-Bereich hängt τ_E nur mehr sehr schwach von der liniengemittelten Dichte ab, wie

$$\tau_E^{SOC} = (23 \pm 3)ms \cdot \bar{n}_e^{-0.21 \pm 0.09} I_P^{-0.27 \pm 0.12} B_t^{0.40 \pm 0.13} A_i^{0.48 \pm 0.11} Z_{eff}^{-0.10 \pm 0.10}, \quad R^2 = 0.67 \quad (6.5)$$

veranschaulicht. Da in diesem Bereich τ_E deutlich weniger variiert als im LOC-Bereich, sind die Abhängigkeiten weniger stark ausgeprägt. Gleichzeitig damit ist auch die niedrigere Güte des Fits zu erklären. Während die LOC- und die SOC-Skalierung bezüglich der Dichte- und Stromabhängigkeiten deutliche Unterschiede im Energieeinschluß nachweisen, stimmt das Verhalten von τ_E beider Bereiche bezogen auf die anderen Größen innerhalb der Fehlerbalken überein.

In dieser Arbeit wurden nur solche Entladungen untersucht, bei denen alle für die lokale Transportanalyse notwendigen Radialprofile vorlagen. Deren Anzahl für eine vollständige statistische Analyse der Energieeinschlußzeit im IOC ist nicht genügend groß. Deshalb können für das IOC-Gebiet nur die tendenziellen Abhängigkeiten von der liniengemittelten Dichte und der effektiven Ionenladung angegeben werden, die dennoch das τ_E -Verhalten mit großer Güte beschreiben:

$$\tau_E^{IOC} = (47 \pm 5)ms \cdot \bar{n}_e^{-0.62 \pm 0.19} Z_{eff}^{-0.35 \pm 0.16}, \quad R^2 = 0.87 \quad (6.6)$$

Trotz der relativ hohen Ungenauigkeiten der Exponenten ergeben sich Abhängigkeiten, die denen der LOC-Entladungen weitgehend entsprechen.

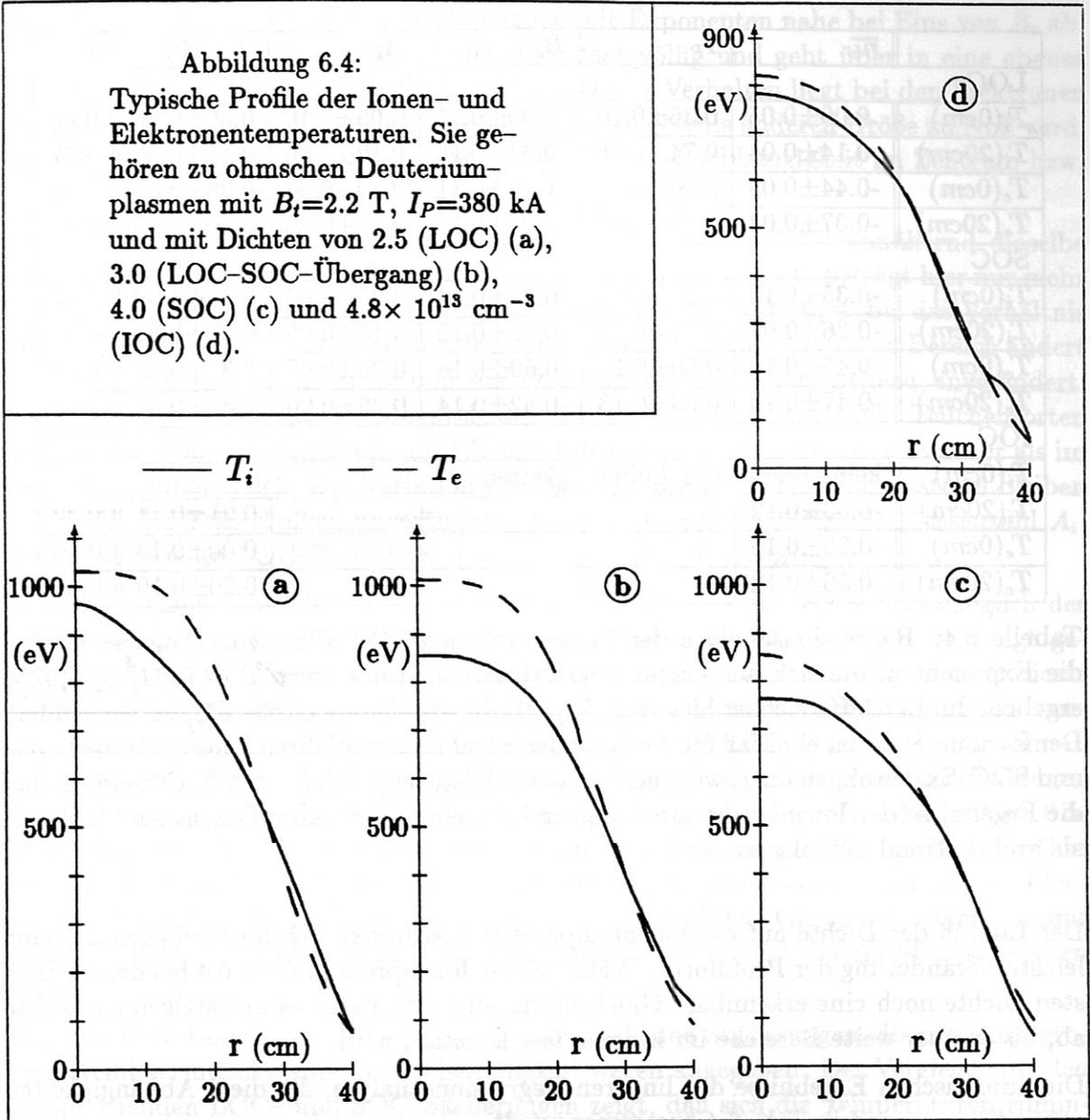
Die Energieeinschlußzeit ist eine Größe, die den Einschluß der Gesamtenergie des Plasmas bezogen auf die eingebrachte Heizleistung beschreibt. Ohne weitere Betrachtung der in diesen Parameter eingehenden Plasmagrößen reichen die oben angegebenen Skalierungen nicht aus, das Verhalten in den einzelnen Einschlußbereichen zu erklären. Ausgehend von Glg. (6.2) kommen drei integrale Größen als Ursachen für das Verhalten von τ_E in Frage: Die Gesamtenergien der Ionen E_i und der Elektronen E_e , die sich aus den jeweiligen Dichten und Temperaturen ergeben, und die ohmsche Heizleistung, die als Produkt aus der Umfangsspannung U_L und dem Plasmastrom I_P berechnet wird. Alle diese genannten Parameter stehen über die Transportgleichungen (s. Kap. 2) miteinander in Verbindung. Auf der Ebene der momentanen globalen Diskussion von τ_E werden die quantitativen Abhängigkeiten aufgrund des Energietransports noch nicht weiter verfolgt. Dies geschieht in späteren Abschnitten im Rahmen einer lokalen Analyse. In den folgenden Abschnitten wird das experimentell zugängliche Verhalten der an τ_E direkt beteiligten Meßgrößen betrachtet, um damit deren einzelnen Einflüsse auf τ_E abzuseparieren. Der Gegenstand der Untersuchungen ist das Verhalten der Temperatur der Ionen und vergleichend dazu das der Elektronentemperatur. Anschließend erfolgt eine Diskussion der Gesamtenergien der Ionen und Elektronen, in die neben den Temperaturen auch die Dichten eingehen, und schließlich eine Beschreibung der ohmschen Heizleistung, wobei auch die Umfangsspannung als Funktion der Dichte behandelt wird. Abschließend für die globale Untersuchung der Energieeinschlußzeit ohmscher Plasmen erfolgt mit den daraus gewonnenen Einzelabhängigkeiten eine "Rekonstruktion" des Verlaufs von τ_E .

6.2.2 Verhalten der Ionentemperatur

Betrachtet man zunächst die Profile der Ionentemperatur, so ist als Folge der Heizmethode zu schließen, daß T_i im Mittel unter T_e liegen muß. Dazu sind in Abb. 6.4 zu vier verschiedenen Entladungen mit Deuterium jeweils die beiden Temperaturprofile angegeben. Die Entladungen repräsentieren die Verhältnisse im LOC, im Übergangsbereich von LOC nach SOC, im SOC und im IOC. Ihre liniengemittelten Dichten sind 2.5, 3.0, 4.0 und $4.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. In diesen Entladungen beträgt der Plasmastrom 380 kA und das Toroidalfeld 2.2 T. In allen vier Fällen ist zu erkennen, daß im Zentralbereich $T_i < T_e$ ist, da hier die Ionen nur durch Stöße mit den Elektronen geheizt werden. Ohne hier die Ergebnisse des lokalen Energietransports vorwegzunehmen, ist der schnellere Abfall der Elektronentemperatur gegenüber der Ionentemperatur eine Konsequenz des höheren Energietransports der Elektronen. Deshalb nähern sich beide Temperaturen bei wachsendem Radius an, bis in einem Gebiet um $r \approx a/2$ die Ionentemperatur der der Elektronen entspricht. Die Ionen werden hier praktisch nicht mehr durch die Elektronen geheizt sondern gewinnen ihre Energie lediglich durch ein Gleichgewicht der zu- und abfließenden Energieflüsse. Im Außenbereich kann daher sogar ein Gebiet existieren, in dem T_i geringfügig über T_e liegt, so daß hier ein Energieübertrag zu den Elektronen erfolgt, der hier jedoch unwesentlich ist.

Trotz des geringen Überschreitens der Elektronentemperatur durch T_i kann man aus Abb. 6.4 leicht ablesen, daß im Mittel T_i niedriger als T_e ist, wie es in einem "elektronengeheizten" Plasma zu erwarten ist.

Abbildung 6.4:
 Typische Profile der Ionen- und
 Elektronentemperaturen. Sie ge-
 hören zu ohmschen Deuterium-
 plasmen mit $B_t=2.2$ T, $I_P=380$ kA
 und mit Dichten von 2.5 (LOC) (a),
 3.0 (LOC-SOC-Übergang) (b),
 4.0 (SOC) (c) und $4.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
 (IOC) (d).



Die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen, daß die Elektronentemperatur mit zunehmender Dichte abnimmt. Dieses Verhalten kann vereinfacht dadurch erklärt werden, daß bei Plasmen mit niedrigen Dichten, in denen der Energieverlust durch Stöße mit Ionen gering ist, die Heizleistung pro Elektron bei gleichbleibender OH-Leistung mit der Dichte abnimmt.

Für die Ionen, deren Heizung durch Elektron-Ion-Stöße proportional zum Quadrat der Dichte ist, wäre das entgegengesetzte Verhalten zu vermuten. Die Experimente zeigen jedoch (Abb. 6.5), daß die Ionentemperatur im Zentrum trotz wachsender Dichte im LOC-Gebiet nahezu konstant ist. Dabei nähern sich die Werte der Ionen und Elektronen durch das Absinken von $T_e(0)$ von etwa 2000 eV auf unter 1000 eV an (Abb. 6.5).

	\bar{n}_e	I_P	B_t	A_i	$Z_{eff}(0)$	R^2
LOC						
$T_i(0cm)$	0.00 ± 0.05	0.36 ± 0.10	0.90 ± 0.13	0.00 ± 0.10	0.00 ± 0.06	0.83
$T_i(20cm)$	0.14 ± 0.04	0.74 ± 0.08	0.34 ± 0.10	0.12 ± 0.06	0.10 ± 0.05	0.77
$T_e(0cm)$	-0.44 ± 0.03	0.00 ± 0.10	1.21 ± 0.11	0.19 ± 0.06	0.20 ± 0.05	0.96
$T_e(20cm)$	-0.37 ± 0.03	1.05 ± 0.09	0.00 ± 0.11	0.31 ± 0.06	0.19 ± 0.05	0.90
SOC						
$T_i(0cm)$	-0.35 ± 0.10	0.26 ± 0.10	0.39 ± 0.14	0.08 ± 0.06	0.26 ± 0.08	0.64
$T_i(20cm)$	-0.36 ± 0.09	0.77 ± 0.12	-0.28 ± 0.13	0.18 ± 0.06	0.33 ± 0.07	0.64
$T_e(0cm)$	-0.45 ± 0.10	0.00 ± 0.13	0.60 ± 0.14	0.20 ± 0.07	0.35 ± 0.08	0.78
$T_e(20cm)$	-0.47 ± 0.10	0.93 ± 0.13	-0.52 ± 0.14	0.26 ± 0.06	0.37 ± 0.08	0.70
IOC						
$T_i(0cm)$	keine relevanten Abhängigkeiten					
$T_i(20cm)$	-0.33 ± 0.12				0.21 ± 0.11	0.32
$T_e(0cm)$	-0.30 ± 0.15				0.00 ± 0.13	0.46
$T_e(20cm)$	-0.56 ± 0.12				0.20 ± 0.10	0.67

Tabelle 6.4: Regressionsanalyse der Temperaturen in OH-Plasmen. Angegeben sind die Exponenten, die sich aus einem Regressionsmodell der Form $T \sim \bar{n}_e^\alpha I_P^\beta B_t^\gamma A_i^\delta Z_{eff}^\epsilon$ ergeben. Im LOC-Bereich ist hier statt $Z_{eff}(0)$ die abgeleitete Größe Z_{eff}^* zu verwenden. Der Parameter R^2 ist ein Maß für die Güte des Ergebnisses. Während dieser für die LOC- und SOC-Skalierungen durchwegs genügend hoch ist, zeigt sich für den IOC-Bereich, daß die Ergebnisse der Ionentemperatur aufgrund des eingeschränkten Datensatzes lediglich als grober Trend aufzufassen sind.

Der Einfluß der Dichte auf die Ionentemperatur beschränkt sich hier lediglich auf eine leichte Veränderung der Profilform. Während das Ionenprofil in Abb. 6.4 bei der niedrigsten Dichte noch eine erkennbare Glockenform aufweist, flacht es mit steigender Dichte ab, bis es über weite Bereiche im Inneren fast konstant wird.

Die numerischen Ergebnisse der linearen Regressionsanalyse, die diese Abhängigkeiten quantifizieren, sind in Tab. 6.4 zusammengefaßt.

Im Vergleich dazu sind die entsprechenden Elektronengleichungen ebenfalls angegeben. Insgesamt wird durch dieses Verfahren, insbesondere durch die jeweiligen Exponenten bei der Dichte, der unterschiedliche Einfluß der Elektronendichte auf verschiedene radiale Bereiche des Ionentemperaturprofils im LOC belegt, der zu einer Abflachung des Profils führt. Dargestellt werden kann dies auch durch die Angabe des "volumengemittelten Peaking-faktors" $Q_{T_i} = T_i(0) / \int T_i dV$, der ein Maß für die Form des Profils darstellt und ebenfalls in Abb. 6.5 gegen die Dichte aufgetragen ist. Im Vergleich dazu sind auch die entsprechenden Profilmomente der Elektronentemperatur eingezeichnet, die, wie schon die Einzelprofile in der Abb. 6.4 dokumentieren, bei höheren Werten liegen.

Neben dem unterschiedlichen Dichteverhalten der Ionen- und Elektronentemperaturen fallen in Tab. 6.4 besonders die verschiedenen Exponenten bei Strom und Toroidalfeld auf, während die Abhängigkeiten von der Massenzahl und Z_{eff} nur unwesentlich von-

einander abweichen. Die Zentralwerte hängen mit Exponenten nahe bei Eins von B_t ab. Bei halbem Plasmaradius verschwindet diese fast völlig und geht über in eine ebenso ausgeprägte Variation mit dem Plasmastrom. Dieses Verhalten liegt bei den Elektronen in extrem reiner Form vor, da hier der Exponent der jeweils anderen Größe zu Null wird. Für die Iontemperatur hingegen verschwindet die I_P -Abhängigkeit im Zentrum bzw. die B_t -Abhängigkeit bei 20 cm nicht völlig.

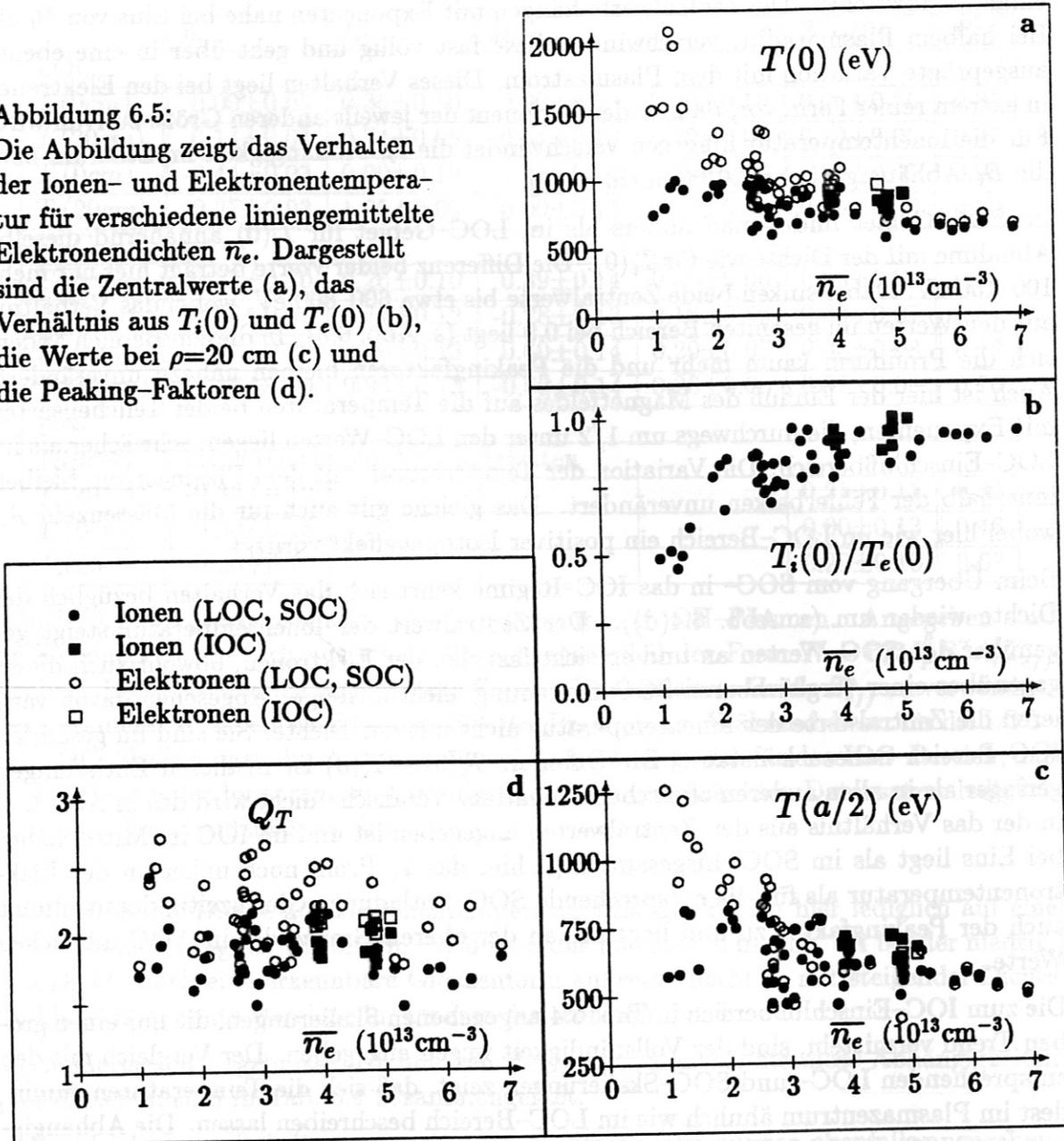
Im SOC-Gebiet findet man anders als im LOC-Gebiet für $T_i(0)$ annähernd dieselbe Abnahme mit der Dichte wie für $T_e(0)$. Die Differenz beider Werte beträgt hier nur mehr 100–150 eV. Dabei sinken beide Zentralwerte bis etwa 600–800 eV, wobei das Verhältnis aus den Werten im gesamten Bereich bei 0.9 liegt (s. Abb. 6.5). In diesem Bereich ändert sich die Profilform kaum mehr und die Peakingfaktoren bleiben nahezu unverändert. Auch ist hier der Einfluß des Magnetfeldes auf die Temperaturen beider Teilchensorten mit Exponenten, die durchwegs um 1/2 unter den LOC-Werten liegen, schwächer als im LOC-Einschlußbereich. Die Variation der Temperaturen mit dem Plasmastrom bleiben innerhalb der Fehlerbalken unverändert. Das gleiche gilt auch für die Massenzahl A_i , wobei hier wie im LOC-Bereich ein positiver Isotopeneffekt vorliegt.

Beim Übergang vom SOC- in das IOC-Regime kehrt sich das Verhalten bezüglich der Dichte wieder um (s. Abb. 6.4(d)). Der Zentralwert der Iontemperatur steigt gegenüber den SOC-Werten an und erreicht fast den der Elektronen, obwohl auch dieser gegenüber einer vergleichbaren SOC-Entladung leicht ansteigt. Abgesehen davon variieren die Zentralwerte der Iontemperatur nicht mit der Dichte. Sie sind im gesamten IOC-Bereich nahezu konstant. Die Differenz $T_e(0) - T_i(0)$ ist in diesen Entladungen geringer als in allen anderen ohmschen Szenarien. Veranschaulicht wird das in Abb. 6.5, in der das Verhältnis aus den Zentralwerten angegeben ist und im IOC im Mittel näher bei Eins liegt als im SOC. Insgesamt liegt hier das T_i -Profil noch näher an der Elektronentemperatur als für die entsprechende SOC-Entladung. Gleichzeitig damit nimmt auch der Peakingfaktor zu und liegt i.a. an der oberen Grenze der im SOC möglichen Werte.

Die zum IOC-Einschlußbereich in Tab. 6.4 angegebenen Skalierungen, die nur einen groben Trend vermitteln, sind der Vollständigkeit wegen angegeben. Der Vergleich mit den entsprechenden LOC- und SOC-Skalierungen zeigt, daß sich die Temperaturen zumindest im Plasmazentrum ähnlich wie im LOC-Bereich beschreiben lassen. Die Abhängigkeiten, die für die SOC-Entladungen gefunden wurden, können höchstens beim Dichteverhalten von $T_e(0)$ in Übereinstimmung gebracht werden. Bei $a/2$ hingegen entsprechen sich die Dichteabhängigkeiten der Temperaturen in IOC und SOC und die Z_{eff} -Variation in IOC und LOC. Durch die niedrigen Werte des Güteparameters R^2 wird hier jedoch darauf verzichtet, diese Skalierungen weiter zu diskutieren.

Abbildung 6.5:

Die Abbildung zeigt das Verhalten der Ionen- und Elektronentemperatur für verschiedene liniengemittelte Elektronendichten \bar{n}_e . Dargestellt sind die Zentralwerte (a), das Verhältnis aus $T_i(0)$ und $T_e(0)$ (b), die Werte bei $\rho=20$ cm (c) und die Peaking-Faktoren (d).



Das Verhalten der Temperaturen in diesen Einschlußbereichen, wie es in dieser Abbildung zu sehen ist und in vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurde, ist typisch für ohmsche Entladungen aller Tokamaks, deren Dimensionen zumindest denen des ASDEX-Tokamak entsprechen und ist u.a. in [6] (FT), [56] (ALCATOR), [57] (PLT) und [58] (DOUBLET III) zu finden. In kleineren Tokamaks hingegen (z.B. [59] PULSATOR) findet man Ionentemperaturen, die über den gesamten Dichtebereich mit der Dichte ansteigen, wobei auch hier das Verhältnis $T_i(0)/T_e(0)$ zunimmt.

6.2.3 Bedeutung der Ionentemperatur für τ_E

Durch die in allen ohmschen Einschlußbereichen vorliegende gute Übereinstimmung von $T_i(r)$ und $T_e(r)$ im Bereich $r \geq a/2$ können bei der Berechnung von τ_E beide Temperaturen in diesem Gebiet in sehr guter Näherung gleichgesetzt werden. Im Innenbereich werden zur Vereinfachung der Abschätzung des Einflusses von T_i für die Dichten und Temperaturen parabolische Profile angenommen. Für die Dichten ergibt sich $n(r) = n(0)(1 - \alpha_n x^2)$ mit dem Profilparameter α_n und der dimensionslosen Radialkoordinate $x=r/a$. Für die Temperaturen werden die entsprechenden Gleichungen aufgestellt. Durch die plausible Forderung, daß die so gewonnenen Temperaturen der Ionen und Elektronen bei $a/2$ übereinstimmen, erhält man für die Differenz aus beiden in diesem Gebiet unabhängig von den Profilkoeffizienten

$$T_e(x) - T_i(x) = (T_{e0} - T_{i0})(1 - 4x^2) \quad \text{für} \quad x = \frac{r}{a} \leq \frac{1}{2} . \quad (6.7)$$

Daraus läßt sich die Energieeinschlußzeit abschätzen zu

$$\tau_E = \frac{6\pi^2 R}{P_{OH}} \int_0^a (n_e + n_i) T_e r dr - \frac{6\pi^2 R a^2}{P_{OH}} n_{i0} (T_{e0} - T_{i0}) \int_0^{1/2} (1 - \alpha_n x^2)(1 - 4x^2) x dx . \quad (6.8)$$

Das zweite Integral stellt den abzuziehenden Anteil dar, der durch das Einsetzen von T_e statt T_i im ersten Teil zur Überschätzung führen würde. Der Wert des Integrals läßt sich leicht zu $(1 - \alpha_n/12)/16$ berechnen. Setzt man hier Werte für beliebige ohmsche Entladungen ein, so liegt der Beitrag des zweiten Teils zu τ_E maximal bei 5ms meist jedoch deutlich darunter und kann in allen Fällen vernachlässigt werden.

Die genaue Kenntnis von $T_i(r)$ ist als Folge der im Außenbereich stattfindenden Anpassung an $T_e(r)$ für die Bestimmung der Energieeinschlußzeit in ohmschen Entladungen nicht erforderlich. Als Faustformel zur Berechnung der Energieeinschlußzeit kann deshalb

$$\tau_E = \frac{6\pi^2 R}{P_{OH}} \int_0^a (n_e + n_i) T_e r dr \quad (6.9)$$

benutzt werden.

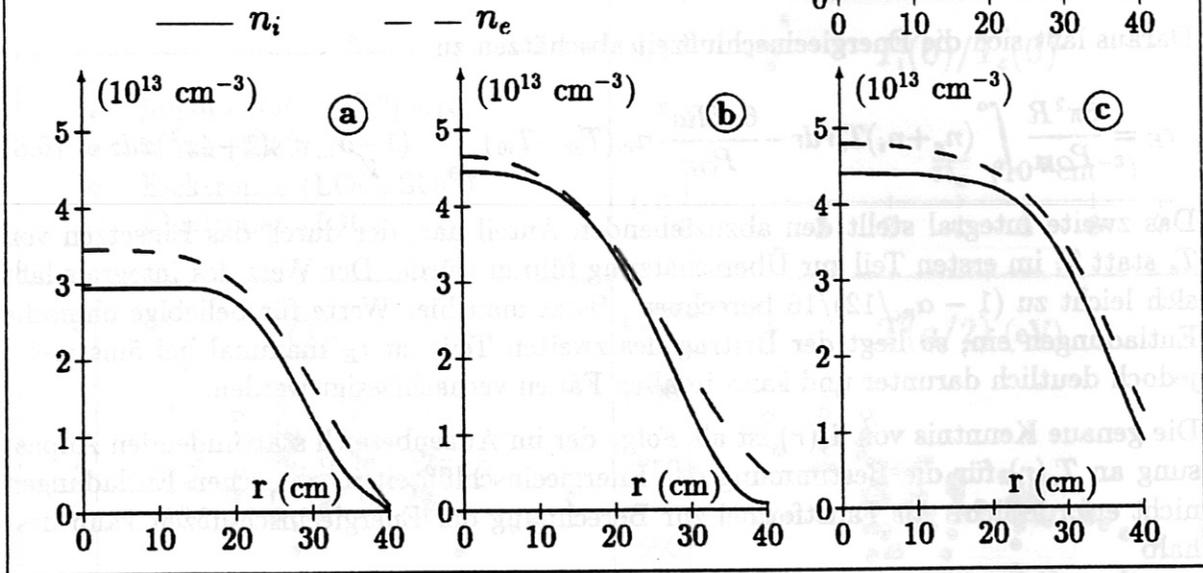
6.2.4 Einfluß der Ionenenergie

Bei der Betrachtung des Einflusses der Ionenenergie ist neben dem Verhalten der Temperatur $T_i(r)$ auch deren Dichte $n_i(r)$ zu diskutieren, die aus der Dichte der Elektronen und der effektiven Ionenladung $Z_{eff}(r)$ zu bestimmen ist, wie es in Abschnitt 6.1 gezeigt wurde. Beide Parameter, n_i und T_i , gehen gleichberechtigt in das Integral der Ionenenergie ein.

Ähnlich wie im vorangegangenen Abschnitt für die Ionentemperatur gezeigt wurde, kann auch für die Ionendichte das Verhalten in den verschiedenen Einschlußgebieten eindeutig charakterisiert werden. Für dieselben Entladungen, für die in Abb. 6.4 die Temperaturen

Abbildung 6.6:

Dichteprofile zu den Plasmen aus Abb. 6.4. Die Differenz aus n_e und n_i ist in den vier Entladungen fast gleich. Das Verhältnis n_i/n_e ist für das LOC-Plasma (a) wegen des hohen Z_{eff} -Wertes am niedrigsten. Mit steigendem \bar{n}_e (b und c) nähert es sich der Eins an. Im IOC-Bereich (d) liegt n_i unter der im SOC erreichbaren Kurve, da ein höherer Verunreinigungsanteil bei IOC-Plasmen erforderlich ist.



vorgestellt wurden, werden in Abb. 6.6 die zugehörigen Radialprofile der Ionendichten angegeben. Die eingezeichneten n_e -Profile dienen einem direkten Vergleich.

Wesentliches Merkmal im LOC-Bereich ist der starke Unterschied in der absoluten Höhe der beiden Dichteprofile. Aufgrund der hohen Z_{eff} -Werte liegt hier die Ionendichte deutlich unter der der Elektronen, wobei die Elektronendichte durchaus doppelt oder dreimal so hoch sein kann. In Abb. 6.7, in der die Zentralwerte für alle ohmschen Einschlußgebiete eingetragen sind, ist dies ebenfalls erkennbar. Dieser Unterschied nimmt im LOC mit zunehmender liniengemittelter Elektronendichte ab, da auch Z_{eff} abnimmt. Der dadurch verursachte Anstieg in der Ionendichte verläuft überproportional zu \bar{n}_e .

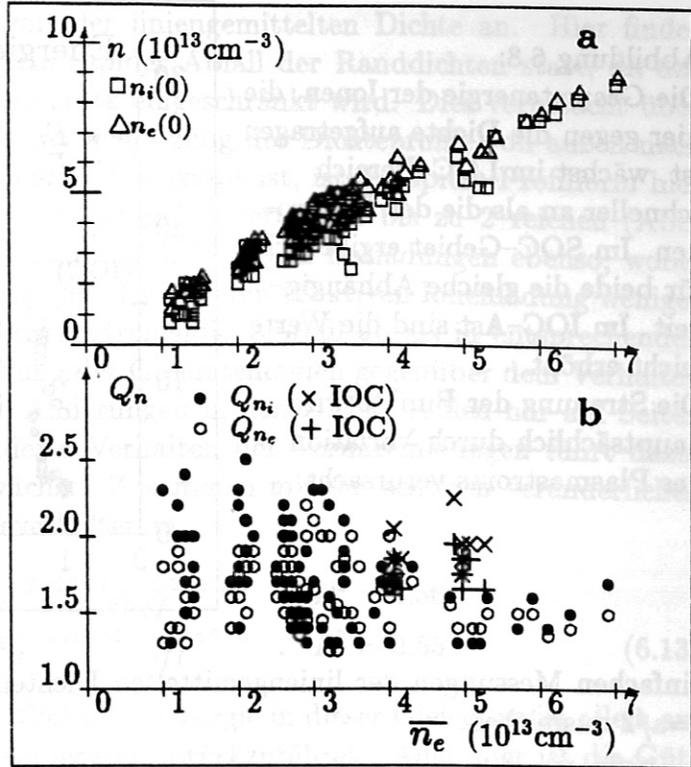
Der direkte Einfluß der n_e -Abhängigkeit von Z_{eff} auf die Dichte der Ionen, der sich neben dem zentralen Wert auf das ganze Profil erstreckt, läßt sich damit einfach beschreiben: Das Verhältnis $n_i(r)/n_e(r)$ nimmt mit steigender Elektronendichte ebenfalls zu.

Abbildung 6.7:

Die Abbildung zeigt das Verhalten der Ionen- und Elektronendichten für verschiedene liniengemittelte Elektronendichten \bar{n}_e . Dargestellt sind die Zentralwerte (a) und die Peaking-Faktoren (b).

(a): Im unteren Dichtebereich ist $n_i(0)$ wegen hoher Z_{eff} -Werte erkennbar unter $n_e(0)$.

(b): Im LOC variieren die Peaking-Faktoren in weiten Bereichen durch den Einfluß der Sägezähne. Nahezu konstant sind die Werte in SOC und IOC, aber deutlich unterscheidbar.



Durch das im vergangenen Kapitel beschriebene Verhalten der Temperaturen in diesem Bereich wächst die Gesamtenergie der Ionen schließlich schneller mit der liniengemittelten Elektronendichte als die der Elektronen. Man erhält hier

$$\begin{aligned}
 E_i^{LOC} &= 9.4 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-1.46 \pm 0.07} I_P^{0.57 \pm 0.18} B_i^{0.00 \pm 0.15} A_i^{0.10 \pm 0.05} Z_{eff}^{* -0.30 \pm 0.10}, & R^2 &= 0.96 \\
 E_e^{LOC} &= 10.6 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-0.61 \pm 0.03} I_P^{0.89 \pm 0.08} B_i^{0.20 \pm 0.10} A_i^{0.33 \pm 0.06} Z_{eff}^{* 0.19 \pm 0.05}, & R^2 &= 0.95
 \end{aligned}
 \tag{6.10}$$

Die Werte zu den einzelnen Entladungen sind in Abb. 6.8 gegen die Dichte aufgetragen. Bis auf geringfügige Abweichungen läßt sich dieses Verhalten der Energien beider Teilchensorten durch

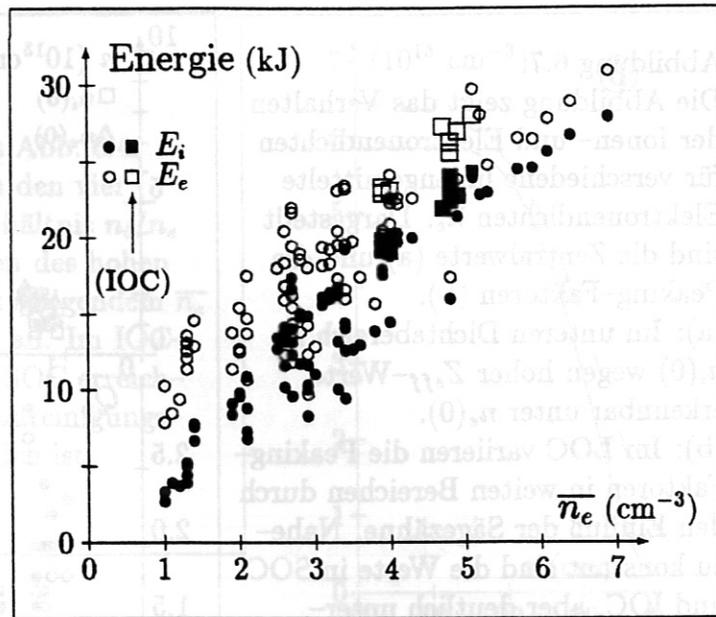
$$E \approx V \bar{n} T(20 \text{ cm})
 \tag{6.11}$$

erklären, wobei V das Plasmavolumen darstellt und ausgenützt wird, daß die Temperatur bei halbem Plasmaradius in einfacher Näherung einer mittleren Plasmatemperatur entspricht. Setzt man dazu die Werte aus Tab. 6.4 ein, so stimmen innerhalb der gegebenen Fehlerbalken die Ausdrücke für die Elektronenenergie aus Glg. (6.10) und (6.11) überein. Für die Ionenenergie erhält man mit $\bar{n}_i \sim \bar{n}_e^{-1.3}$ eine ebenso gute Übereinstimmung. In beiden Fällen sind die Abweichungen von der Näherungsformel (6.11) dadurch hervorgerufen, daß zum einen die Temperatur bei halbem Plasmaradius u.U. von der mittleren Temperatur abweichen kann. Gleichzeitig damit hängen die Profilformen, die in die Berechnung der Energien aber nicht in die Näherung eingehen, schwach von den benutzten Plasmparametern ab. Die Übereinstimmung mit den Näherungen ist jedoch so gut, daß im allgemeinen zur schnellen Bestimmung der Gesamtenergien im LOC die

Abbildung 6.8:

Die Gesamtenergie der Ionen, die hier gegen die Dichte aufgetragen ist, wächst im LOC-Bereich schneller an als die der Elektronen. Im SOC-Gebiet ergibt sich für beide die gleiche Abhängigkeit. Im IOC-Ast sind die Werte leicht erhöht.

Die Streuung der Punkte wird hauptsächlich durch Variation des Plasmastroms verursacht.



einfachen Messungen der liniengemittelten Dichten und der lokalen Temperaturen bei $r=a/2$ ausreichen.

Im SOC-Bereich ergibt sich ein schwächerer Anstieg der Ionenenergie mit \bar{n}_e :

$$\begin{aligned} E_i^{SOC} &= 14.0 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-0.56 \pm 0.12} I_P^{0.93 \pm 0.15} B_i^{0.28 \pm 0.12} A_i^{0.16 \pm 0.06} Z_{eff}^{-0.05 \pm 0.09}, \quad R^2 = 0.88 \\ E_e^{SOC} &= 20.3 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-0.48 \pm 0.13} I_P^{0.86 \pm 0.16} B_i^{-0.22 \pm 0.10} A_i^{0.26 \pm 0.06} Z_{eff}^{0.38 \pm 0.09}, \quad R^2 = 0.85 \end{aligned} \quad (6.12)$$

Wird auch hier zum Vergleich die Näherungsgleichung (6.11) mit den Werten aus Tabelle 6.4 herangezogen, so decken sich auch im SOC-Bereich die Ergebnisse.

Insgesamt verhalten sich beide Teilchensorten bis auf eine unwesentliche Abweichung im Dichteexponenten gleich bei einer Veränderung von \bar{n}_e . In diesem Einschlußbereich ist die effektive Ionenladung unabhängig von der liniengemittelten Dichte, so daß das Verhältnis aus Ionen- und Elektronendichte im SOC-Regime konstant bleibt. Zudem weisen die Profilformen bzw. die Peakingfaktoren der Dichten (s. Abb. 6.7) keine Variation mit der Dichte auf. Der Einfluß der Dichten auf die Gesamtenergien ist daher bei beiden Teilchensorten linear proportional zu \bar{n}_e . Abgeschwächt wird dieses Verhalten jedoch durch das Absinken der Temperaturen mit wachsender liniengemittelter Dichte (s. Kap. 6.2.2). Dadurch ergeben sich in Glg. (6.11) zwei nahezu identische Exponenten bei \bar{n}_e . Im Vergleich mit den LOC-Gleichungen (6.10) zeigt sich, daß das Verhalten der Elektronenenergie innerhalb der Fehlergrenzen unverändert bleibt. Die Ionenenergie hingegen wächst im SOC-Gebiet deutlich langsamer mit der Dichte als im LOC-Gebiet, wobei dies hauptsächlich auf ein verändertes Verhalten der Ionendichte und nur zu einem geringen Anteil auf die Veränderung der Ionentemperatur zurückzuführen ist.

Im IOC-Bereich ändert sich dieses Verhalten, wie in Abb. 6.8 zu erkennen ist. Zum einen liegen die Gesamtenergien der Elektronen und Ionen über den SOC-Werten. Dies ist auf den verbesserten Energieeinschluß in diesem Bereich zurückzuführen. Andererseits

wachsen beide auch wieder stärker mit der liniengemittelten Dichte an. Hier findet beim SOC-IOC-Übergang zunächst ein rapider Abfall der Randdichten statt, da das Nachfließen des externen Nachfüllgases stark eingeschränkt wird. Dies verursacht über einen verbesserten Teilcheneinschluß eine Zuspitzung der Dichteprofile von außen nach innen. Im Gegensatz zum SOC, in dem Q_{n_e} konstant ist, ist die spitze Profilform hier umso ausgeprägter, je höher \bar{n}_e ist. Q_{n_e} erreicht Werte, die bis zu 2 reichen (Abb. 6.7). Die Profile der Ionendichten verhalten sich in diesen Entladungen ebenso, wobei jedoch die Zunahme im Innenbereich wegen der höheren effektiven Ionenladung weniger deutlich ist. Sie weichen stärker vom Elektronendichteprofil ab als in entsprechenden SOC-Entladungen. Auf die Veränderung der Gesamtenergien gegenüber dem Verhalten im SOC-Einschlußbereich haben die Änderungen in den Dichteprofilen nur auf Seiten der Ionen einen Einfluß. Das geänderte Verhalten der Verunreinigungen führt dazu, daß \bar{n}_i überproportional mit \bar{n}_e anwächst. Zusammen mit der schwach veränderlichen Ionentemperatur läßt sich das Dichteverhalten in

$$\begin{aligned} E_i^{IOC} &\approx 5.1 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-1.14 \pm 0.39} Z_{eff}^{-0.55 \pm 0.31}, & R^2 &= 0.56 \\ E_e^{IOC} &\approx 10.4 \text{ kJ} \cdot \bar{n}_e^{-0.55 \pm 0.23} Z_{eff}^{0.13 \pm 0.10}, & R^2 &= 0.55 \end{aligned} \quad (6.13)$$

vollständig erklären. Der Verlauf der Elektronenenergie in dieser Gleichung ist allein auf die Abhängigkeiten der Elektronentemperatur zurückzuführen. Auch hier ist die Güte der Fits so gering, daß beide Skalierungen als Trends aufzufassen sind. Dies ist auf den geringen Datensatz zurückzuführen.

6.2.5 Ohmsche Heizleistung

Neben den bisher diskutierten Größen stellt die ohmsche Heizleistung eine weitere Eingangsgröße zur Berechnung der Energieeinschlußzeit τ_E dar. Sie wird berechnet aus dem Produkt aus Plasmastrom I_P und Umfangsspannung U_L . Durch den in Anhang A beschriebenen Induktionsvorgang wird in ohmschen Plasmen das toroidale elektrische Feld E_t erzeugt. Dieses bestimmt die Umfangsspannung $U_L = 2\pi R E_t$. Über die Resistivität (Glg. (2.60)) ist es gleichzeitig mit dem Radialprofil der Stromdichte verknüpft (Glg. (2.59)). Da hier jedoch ausschließlich lokale Plasmagrößen eingehen, ist es im allgemeinen nicht möglich, daraus Abhängigkeiten für U_L zu bestimmen, die nur globale Größen beinhalten. Gleichzeitig ist dies auch für die Diskussion des Energietransports der Ionen nur von untergeordneter Bedeutung. Deshalb werden hier nur die empirischen Skalierungsgesetze der ohmschen Heizleistung in den drei Einschlußbereichen angegeben:

$$\begin{aligned} P_{OH}^{LOC} &= 1.15 \text{ MW} \cdot \bar{n}_e^{-0.00 \pm 0.06} I_P^{1.45 \pm 0.15} B_t^{-0.17 \pm 0.19} A_i^{-0.16 \pm 0.05} Z_{eff}^{0.31 \pm 0.08}, & R^2 &= 0.88 \\ P_{OH}^{SOC} &= 1.45 \text{ MW} \cdot \bar{n}_e^{-0.31 \pm 0.06} I_P^{1.15 \pm 0.08} B_t^{-0.41 \pm 0.09} A_i^{-0.17 \pm 0.04} Z_{eff}^{0.00 \pm 0.05}, & R^2 &= 0.95 \\ P_{OH}^{IOC} &= 0.28 \text{ MW} \cdot \bar{n}_e^{-0.00 \pm 0.08} Z_{eff}^{0.24 \pm 0.07}, & R^2 &= 0.73 \end{aligned} \quad (6.14)$$

Die entsprechenden Ausdrücke für U_L erhält man daraus durch Division durch den Plasmastrom I_P . Dabei zeigt sich, daß sowohl im LOC- als auch im IOC-Bereich die Umfangsspannungen nicht von der Dichte abhängen und in gleicher Weise mit der effektiven

Ionenladung variieren. Im Gegensatz dazu ergibt sich für SOC-Entladungen eine Dichteveränderung mit einem Exponenten bei etwa 1/3. Z_{eff} hingegen spielt keine Rolle.

Die vorliegende Stromabhängigkeit ist für das LOC-Gebiet mit einem Exponenten von etwa 1/2 in U_L deutlicher ausgeprägt als im SOC-Gebiet, wobei auch hier U_L mit steigendem Strom leicht zunimmt. Das Verhalten bei Veränderung des Magnetfeldes zeigt ebenfalls für beide Bereiche in die gleiche Richtung. Hier sinkt U_L mit steigendem Magnetfeld. In der LOC-Skalierung ist dieser Trend zwar erkennbar, jedoch durch den großen möglichen statistischen Fehler nicht unbedingt signifikant festlegbar. Ein in beiden Bereichen auftretender Isotopeneffekt ergibt eine in gleicher Weise niedrigere Umfangsspannung für Deuteriumentladungen gegenüber entsprechenden Wasserstoffplasmen.

6.2.6 Rekonstruktion der Energieeinschlußzeit

Als Ausgang für den Aufbau der Energieeinschlußzeiten aus den Ergebnissen der vorangegangenen Kapitel wird τ_E in der Form

$$\tau_E = \frac{2E_e}{P_{OH}} \left(\frac{1 + E_i/E_e}{2} \right) \quad (6.15)$$

betrachtet. Der erste Faktor ergibt die Einschlußzeit eines "idealen" Plasmas mit $n_i = n_e$ und $T_i = T_e$. Dieser Wert stellt eine obere Grenze für die Einschlußzeiten realer ohmscher Plasmen dar. Der Ausdruck in Klammern, der wegen $E_i < E_e$ immer kleiner als 1 ist, beschreibt den Einfluß der Ionenenergie relativ zu dem der Elektronenenergie.

Setzt man in Glg. (6.15) die Skalierungsgesetze der einzelnen Größen ein, so ist zu beachten, daß dieses Verfahren in mathematischer Hinsicht nicht exakt ist und nur Ergebnisse im Sinne von Näherungen liefern kann. Ursache dafür ist, daß es sich bei allen Skalierungen um statistische Ergebnisse handelt. Das dazu benutzte lineare bzw. exponentielle Modell ist nur ein angenähert gültiges Verfahren, denn sonst dürften die R^2 -Werte nicht von 1 abweichen. Gleichzeitig enthalten sowohl die Meßwerte als auch die gewonnenen Exponenten statistische Fehlerintervalle, so daß eine Verknüpfung von Skalierungen verschiedener Größen ungenauer sein kann als die direkte Skalierung der verknüpften Größen. Wie sich im folgenden zeigen wird, sind die Einzelergebnisse jedoch so genau, daß sich damit das Verhalten der Einschlußzeit in den drei ohmschen Einschlußbereichen nach seinen "globalen" Ursachen hin aufspalten läßt. Auf die Angabe der Fehlerintervalle wird deshalb im folgenden verzichtet. Die aus Glg. (6.15) errechneten Ausdrücke werden zur besseren Unterscheidung von den echten Skalierungsgesetzen mit einer Tilde versehen. Man erhält

$$\begin{aligned} \widetilde{\tau}_E^{LOC} &\sim \bar{n}_e^{-0.61} I_P^{-0.57} B_t^{0.37} A_i^{0.49} Z_{eff}^{*-0.12} (1 + 0.89\bar{n}_e^{-0.85} I_P^{-0.32} B_t^{-0.20} A_i^{-0.23} Z_{eff}^{*-0.49}) \\ \widetilde{\tau}_E^{SOC} &\sim \bar{n}_e^{-0.17} I_P^{-0.29} B_t^{0.19} A_i^{0.43} Z_{eff}^{0.38} (1 + 0.69\bar{n}_e^{-0.06} I_P^{0.07} B_t^{0.50} A_i^{-0.10} Z_{eff}^{-0.47}) \\ \widetilde{\tau}_E^{IOC} &\sim \bar{n}_e^{-0.55} Z_{eff}^{-0.11} \cdot (1 + 0.62\bar{n}_e^{-0.59} Z_{eff}^{-0.68}) \end{aligned} \quad (6.16)$$

Der direkte Vergleich der Näherung im LOC-Bereich mit τ_E^{LOC} zeigt, daß der Gesamtenergieeinschluß zum größten Teil durch das Verhalten der Elektronenenergie zusammen

mit dem Verlauf der Umfangsspannung verursacht wird. Dies steht im Gegensatz zur bisherigen Auffassung, wonach die Ionenenergie dafür verantwortlich wäre ([54], [60]). Deren Einfluß beschränkt sich im LOC zwar auf eine erkennbare aber trotzdem nur geringe Modifikation der Exponenten in der τ_E -Skalierung. So wird der Dichteexponent, der in τ_E 0.86 erreicht, alleine durch das Verhalten von E_e auf 0.61 angehoben. Günstig wirkt sich hier aus, daß U_L in diesem Bereich nicht mit der Dichte variiert. Die starke Zunahme von E_i mit der Dichte wirkt sich hier nur in einer zusätzlichen Erhöhung um weniger als 0.3 im Dichteexponenten aus. Die prinzipielle Dichtevariation von τ_E wird jedoch bereits durch das Verhalten von E_e und U_L bestimmt. Ein ähnliches Verhalten trifft auf die Exponenten für I_P , B_t und A_i zu. Auch diese erreichen schon durch den Verlauf von E_e/P_{OH} annähernd die Werte in τ_E . Der Einfluß der Ionenenergie bezogen auf den der Elektronen resultiert nur in kleinen Verschiebungen im Bereich von höchstens 0.1–0.2. Die Abhängigkeit von Z_{eff} hingegen wird hauptsächlich durch den Ionenanteil bewirkt.

Im SOC-Bereich sind sowohl die Dichten als auch die Temperaturen der beiden Teilchensorten nahezu identisch. Die Unterschiede der Energien liegen hauptsächlich bei Z_{eff} und bei B_t . Dies führt dazu, daß das Verhältnis aus beiden Energien nur für das toroidale Magnetfeld und die effektive Ionenladung signifikante Exponenten aufweist. Da in allen anderen Parametern gleiche Abhängigkeiten vorliegen, kann hier nicht mehr in die Einzeleinflüsse der Elektronen- und Ionenenergie aufgespalten werden. Die Exponenten der Gesamtenergie ergeben sich einfach aus einem Mittel über Elektronen und Ionen. Diese trägt zur Dichteabhängigkeit mit einem Exponenten von etwa 1/2 bei, was sich nahezu mit dem Wert der Elektronenenergie im LOC deckt. Die wesentliche Änderung gegenüber dem LOC-Bereich, die auch das geänderte Dichteverhalten bestimmt, ist durch die Abhängigkeiten der Umfangsspannung gegeben. Diese wirken sich so aus, daß für SOC-Entladungen sich τ_E nur mehr gering mit der liniengemittelten Dichte verändert. Auch der Einfluß des Plasmastroms ist deshalb in diesen Plasmen geringer.

Im IOC-Bereich führt ebenfalls die Elektronenenergie zum deutlichen Ansteigen der Energieeinschlußzeit. Wie in LOC-Plasmen ist auch die Umfangsspannung unabhängig von \bar{n}_e . Zusätzlich dazu trägt hier auch die Ionenenergie bei. Trotz der höheren Ungenauigkeiten der IOC-Ergebnisse ist die Situation mit der im LOC-Bereich vergleichbar.

6.3 Lokaler Ionenenergie-transport in OH-Plasmen

Im vorangehenden Kapitel wurden verschiedene ohmsche Einschlußbereiche vorgestellt und empirische globale Einschlußcharakteristiken anhand von τ_E diskutiert. Da die beteiligten Größen sowohl über das ganze Plasmavolumen integriert als auch über die Transportgleichungen miteinander verknüpft sind, reichen die gefundenen Abhängigkeiten nicht aus, um die exakten Ursachen für das Verhalten des Energieeinschlusses zu erhalten. Insbesondere ist es damit nicht möglich, das Verhalten der Ionen in den drei Bereichen eindeutig festzustellen. Es ist vielmehr notwendig, den Energie-transport der Ionen auf lokaler Ebene zu behandeln.

Hier wird zunächst untersucht, wie der Energie-transport der Ionen durch die verschiedenen Transportkanäle beeinflusst wird. Dazu wird zunächst der Elektron-Ion-Heizterm besprochen, der die einzige Heizquelle für die Ionen darstellt. Darauf folgen die CX-, Rekombinations-, Ionisations- und Sägezahn-terme und der Energieverlust durch den Teilchenfluß. Betrachtet werden dabei ihr Gewicht in der Bilanzgleichung und auch mögliche statistische Fehler. Der Energieverlust durch die Ionenwärmeleitung bleibt in diesem Abschnitt zunächst ausgespart, da er im folgenden Kapitel unter Zuhilfenahme der hier vorgestellten Ergebnisse eingehender diskutiert wird.

6.3.1 Verhalten des Elektron-Ion-Heizterms

In ohmschen Plasmen übernimmt der Energieübertrag von den Elektronen zu den Ionen durch Coulombstöße die Funktion des Heizterms in der Energiebilanzgleichung der Ionen. Der dazu aus dem Stoßoperator berechnete Term Q_{ei} (bzw. in integraler Darstellung P_{ei}), der in Glg. (2.25) angegeben ist, hängt nur von internen Plasmagrößen ab. Bis auf Teilchen-unabhängige Vorfaktoren ist Q_{ei} proportional zu $n_e^2(T_e - T_i)/T_e^{3/2}$, wobei die Einzelgrößen messbar sind. Hier geht die Elektronendichte durch die Summation über alle Plasmaionen quadratisch ein, während dadurch gleichzeitig die Ionendichte nicht mehr beiträgt. Die Proportionalität zu $T_e^{-3/2}$ stammt von der Stoßfrequenz ν_{ei} , die die Zeitkonstante dieser Vorgänge bestimmt. Da der Energieübertrag im thermodynamischen Sinn einer Angleichung zweier verschiedener Verteilungsfunktionen bzw. Temperaturen dient, tritt im Ausdruck für Q_{ei} die Differenz aus beiden Temperaturen auf.

In Abb. 6.9 sind dazu stellvertretend für die Verhältnisse in ohmschen LOC-, SOC- und IOC-Entladungen die Heizleistungsdichten Q_{ei} und die integrierten Heizleistungen P_{ei} für drei Entladungen angegeben. Ihre Dichten und Temperaturen sind in den Abb. 6.4 und 6.6 zu sehen. Dort ist auch das Verhalten der Dichte- und Temperaturprofile in den drei Bereichen diskutiert. In allen Fällen ist die lokale Heizleistungsdichte im Plasmamitteln positiv, da dort die Elektronentemperatur über der der Ionen liegt. Der Verlauf von Q_{ei} wird in diesem Bereich hauptsächlich durch das Verhalten der beiden Temperaturen bestimmt. In den drei gezeigten Beispielen wird ein Maximum bei etwa 10–15 cm erreicht, da hier die abnehmende Elektronentemperatur mit der Potenz 3/2 im Nenner der maßgeblichen Gleichung eingeht und so zu einem Anwachsen der Leistungsdichte führt. Die Veränderung der Temperaturdifferenz hat hier nur geringen Einfluß

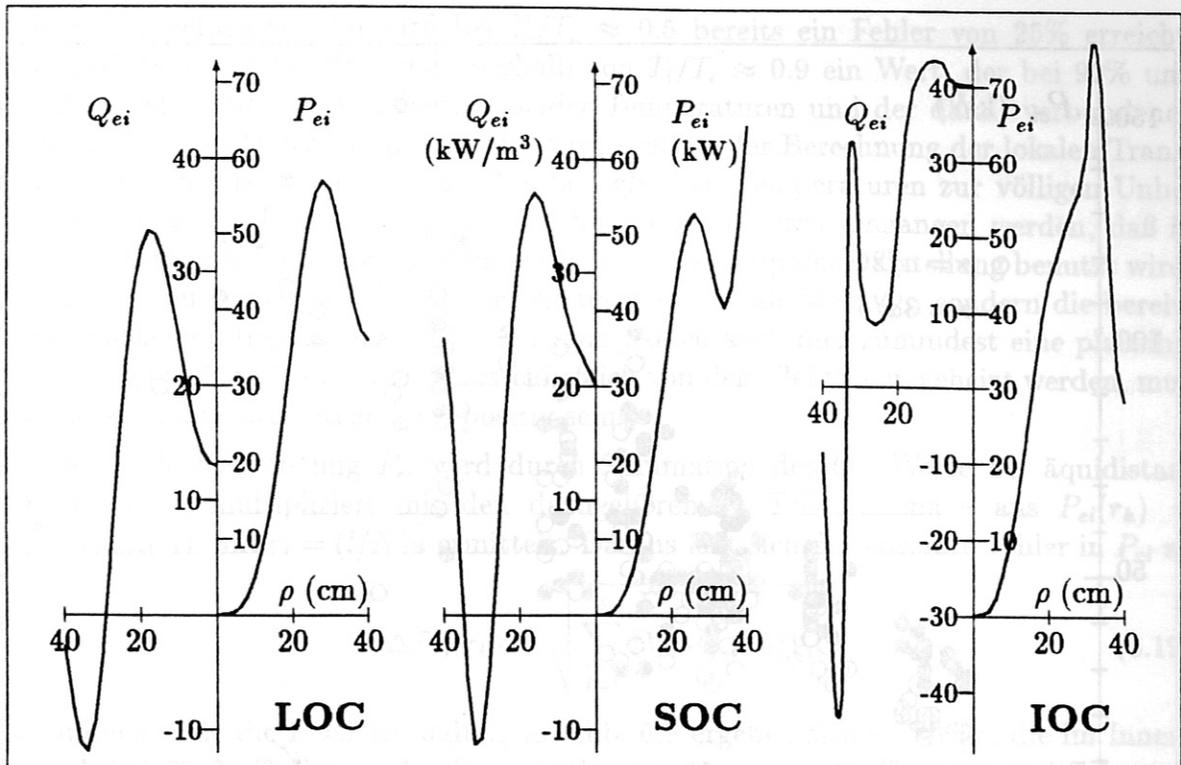


Abbildung 6.9: Heizung der Ionen durch Q_{ei} . Q_{ei} (Glg. 2.25) das von der Differenz der Temperaturen abhängt, ist im Innern positiv und zum Rand hin negativ. Die Werte gehören zur LOC-, SOC- und IOC-Entladung aus Abb. 6.4 und 6.6. Die daraus berechneten integralen Werte P_{ei} sind ebenfalls eingetragen.

und der Einfluß der abnehmenden Elektronendichte wird sogar überkompensiert. Neben den gezeigten Entladungen konnten auch Plasmen untersucht werden, bei denen Q_{ei} im Gegensatz dazu eine streng monoton fallende Funktion ist. Dies ist vor allem für solche Entladungen der Fall, in denen im Plasmamitteln beide Temperaturen sehr flache Profile besitzen, so daß die Abhängigkeit von n_e nicht ausgeglichen werden kann.

Das Absinken von Q_{ei} wird im Confinement-Bereich dadurch hervorgerufen, daß die Elektronentemperatur hier schneller abnimmt als die Ionentemperatur. Hier ist für das Verhalten von Q_{ei} neben der Dichteabnahme auch die Abnahme der Temperaturdifferenz verantwortlich. Da T_i und T_e in einem Bereich bei etwa $\rho=a/2$ innerhalb der Messgenauigkeit gleich sind und für größere Radien die Ionentemperatur leicht über der der Elektronen liegt, findet ein Energietransfer von den Elektronen nur im Innenbereich der Entladung statt. Im Außenbereich hingegen wird Energie von den Ionen auf die Elektronen übertragen. Q_{ei} wird hier negativ, wie es auch in Abb. 6.9 erkennbar ist.

Neben der absoluten Größe des Heizterms ist dessen Genauigkeit von Bedeutung für die Lösung der Energiebilanzgleichung. Deshalb wird hier vor der Betrachtung der übertragenen Leistung zunächst eine Fehleranalyse durchgeführt. So erhält man

$$\left(\frac{\Delta Q_{ei}}{Q_{ei}}\right)^2 = 4 \left(\frac{\Delta n_e}{n_e}\right)^2 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Delta T_e}{T_e}\right)^2 + \frac{(\Delta T_e)^2 + (\Delta T_i)^2}{(T_e - T_i)^2} \quad (6.17)$$

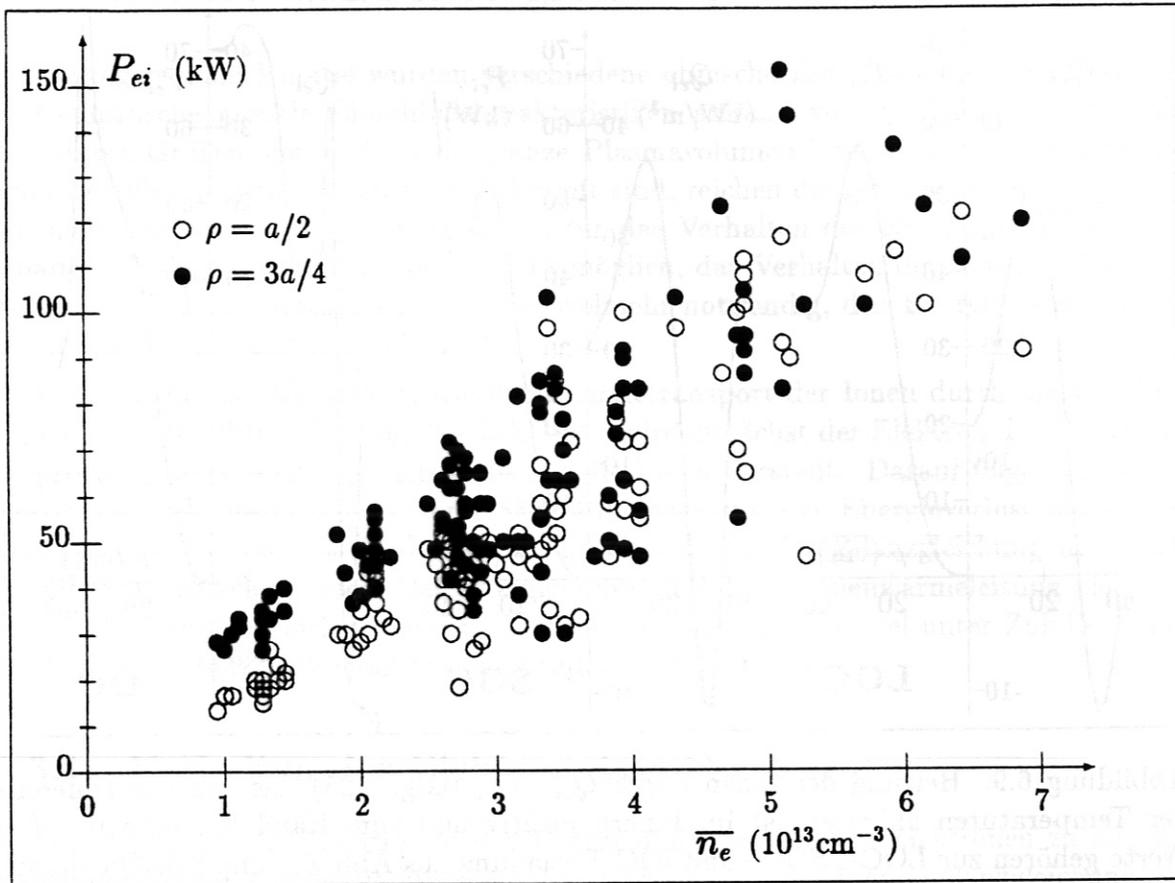


Abbildung 6.10: Die integrierte Heizleistungsdichte P_{ei} zeigt als Funktion der liniengemittelten Dichte \bar{n}_e einen Anstieg, der ungefähr linear erfolgt. Eingetragen sind Werte zu den untersuchten LOC-, SOC- und IOC-Entladungen bei $\rho=a/2$ und $\rho=3a/4$.

als relativen Fehler von Q_{ei} aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz. Vernachlässigt sind die Parameter, die nicht von der Elektronendichte und den Temperaturen abhängen.

Da die Dichten und Temperaturen der Elektronen im Mittel über viele verschiedene Zeitpunkte einer stationären Phase errechnet werden, liegen deren relative Fehler bei 6%. Diese Werte erhält man bei der Berechnung des zeitlichen Mittels und dessen Varianz. Im quasistationären Sägezahngebiet wird eine lineare zeitliche Entwicklung approximiert und der relative Fehler aus den Abweichungen dazu bestimmt. Da zur Ermittlung der Iontemperatur mehrere gleichartige Entladungen benötigt werden, sind in den Fehlern auch die Ungenauigkeiten in der Reproduzierbarkeit der Plasmen von durchschnittlich 2-4% enthalten. Für die Iontemperatur können die Werte aus Kap. 5 eingesetzt werden. Benutzt man hier mit Ausnahme des Randgebiets mittlere Werte, die bei etwa 7% liegen, so ergibt sich nach einigen arithmetischen Umformungen

$$\frac{\Delta Q_{ei}}{Q_{ei}} \approx \frac{16\%}{|1 - T_i/T_e|} \sqrt{1 - 1.7 \frac{T_i}{T_e} + 1.1 \frac{T_i^2}{T_e^2}} . \quad (6.18)$$

Der relative Fehler in Q_{ei} wächst streng monoton mit zunehmendem Verhältnis aus

beiden Temperaturen. So wird bei $T_i/T_e \approx 0.5$ bereits ein Fehler von 25% erreicht, bei $T_i/T_e \approx 0.75$ etwa 40% und oberhalb von $T_i/T_e \approx 0.9$ ein Wert, der bei 90% und darüber liegt. Mit der Annäherung beider Temperaturen und der damit verbundenen Verringerung der Differenz aus beiden ergibt sich bei der Berechnung der lokalen Transferleistung ein relativer Fehler, der bei fast gleichen Temperaturen zur völligen Unbestimmtheit führt. Diese kann prinzipiell höchstens dadurch umgangen werden, daß in weiteren Rechnungen die Energiebilanz der Ionen in integraler Darstellung benutzt wird. Hier ist die entsprechende Eingangsgröße nicht der lokale Wert Q_{ei} sondern die bereits angesprochene integrale Größe P_{ei} . Q_{ei} muß jedoch auch hier zumindest eine plausible Forderung erfüllen: Da die Ionen ausschließlich von den Elektronen geheizt werden, muß an jedem Radius das Integral P_{ei} positiv sein.

Die integrale Heizleistung P_{ei} wird durch Summation der Q_{ei} -Werte bei äquidistanten Radien - multipliziert mit den dazugehörigen Teilvolumina - aus $P_{ei}(r_k) = \sum_{l=1}^k V_l Q_{ei}(r_l)$, mit $r_l = (l/N)a$ ermittelt. Daraus läßt sich der absolute Fehler in P_{ei} zu

$$\Delta P_{ei}(r_k) = \sqrt{\sum_{l=1}^k (V_l \Delta Q_{ei}(r_l))^2} \quad (6.19)$$

bestimmen. Für die LOC-Entladung in Abb. 6.9 ergeben sich so Werte, die im Innenbereich bei 60–70 % liegen. Im Bereich ab etwa 15 cm ist die Temperaturdifferenz so gering, daß hier Q_{ei} bereits zu mehr als 100 % von den ermittelten Werten abweichen kann. Durch die Integration von Q_{ei} über das Plasmavolumen und dessen vergleichsweise geringen Werte bei Radien, die größer als $a/2$ sind, erhält man für P_{ei} einen möglichen relativen Fehler, der über den gesamten Radialbereich zwischen 60 und 90 % liegt.

In den Bereichen des SOC und IOC sind die beiden Temperaturen nur mehr so wenig voneinander verschieden, daß die absoluten Fehler, über den ganzen Plasmabereich betrachtet, nahezu die Heizleistung erreichen. Hier ist P_{ei} nur mehr innerhalb großer Grenzen bestimmbar. Dies hat prinzipielle Auswirkungen auf alle Rechnungen, die die Heizleistungsdichte Q_{ei} oder die integrale Funktion P_{ei} als dominanten Term enthalten, wie beispielsweise die Berechnung der Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i . I.a. überträgt sich in diesen Fällen die statistische Ungenauigkeit von Q_{ei} und P_{ei} .

Insgesamt kann festgestellt werden, daß die Differenz der beiden Temperaturen nahezu im gesamten OH-Bereich eine kritische Größe bei der zuverlässigen Bestimmung anderer davon abhängender Parameter ist. Davon auszunehmen ist lediglich der LOC-Bereich, in dem bei niedrigen Dichten diese Differenz ausreichend hoch ist.

Da die zugrundeliegenden Einzelfehler der Dichten und Temperaturen nicht spezifisch für diese Arbeit sind, treffen die Schlußfolgerungen prinzipiell auf alle bisherigen Arbeiten an allen Tokamaks zu, die sich auf die lokale Transportanalyse der Ionenenergie bezogen haben. Denn um diese Probleme zu umgehen, wären Messverfahren für die Temperaturen und Dichten erforderlich, die mit Fehlern von höchstens 1–2% behaftet wären. Dies ist jedoch mit den bisherigen Methoden nicht möglich.

Obwohl die Bestimmung des Q_{ei} - bzw. des P_{ei} -Terms im Einzelfall nur ungenügende Ergebnisse liefern kann, ist es durch die Betrachtung vieler verschiedener Entladungen möglich, Aussagen über Abhängigkeiten von anderen Parametern zu machen.

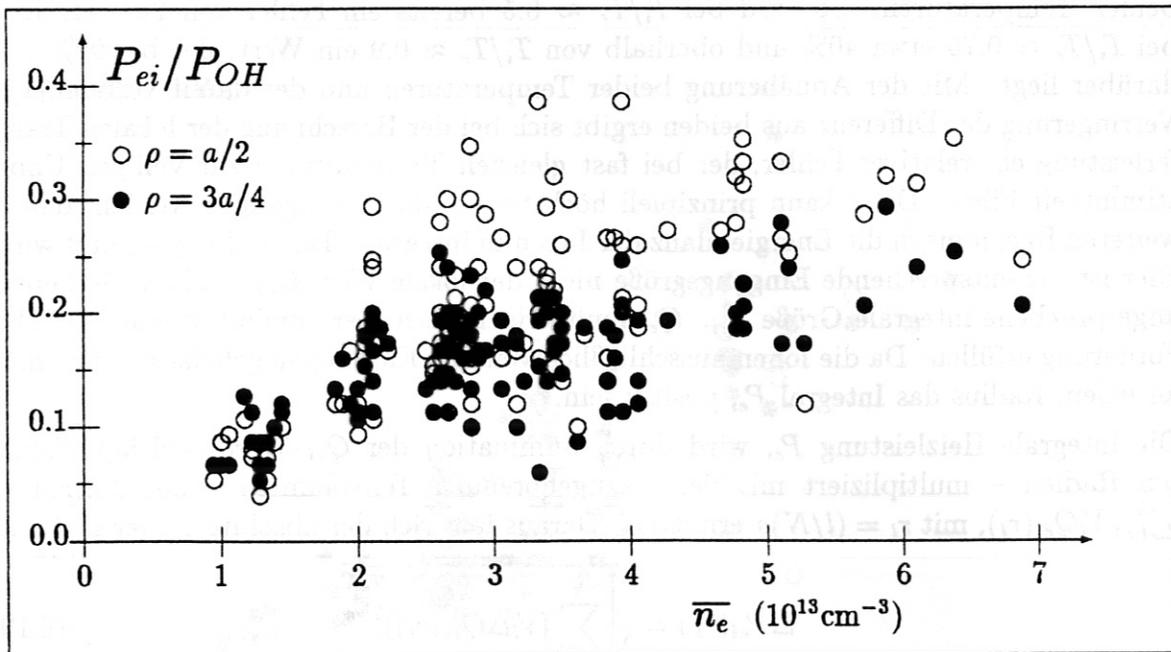


Abbildung 6.11: Das hier dargestellte Verhältnis aus P_{ei} und P_{OH} bei halbem Plasmaradius und bei $\rho=3a/4$ zeigt in beiden Fällen, daß in ohmschen Entladungen deutlich weniger als die Hälfte der zugeführten OH-Leistung von den Elektronen auf die Ionen übertragen wird. In LOC-Entladungen beträgt der Anteil 10–20%, während er bei wachsender Dichte im SOC- und IOC-Bereich auf etwa 35% ansteigt. Die Variation bei festgehaltener Dichte wird hauptsächlich durch die Variation in P_{OH} und für hohe Dichten durch statistische Ungenauigkeiten in P_{ei} verursacht.

Mit Zunahme der liniengemittelten Elektronendichte verändert sich der Absolutbetrag des P_{ei} -Terms. Dabei nimmt die Elektronentemperatur in allen drei Bereichen mit steigendem \bar{n}_e ab. Die Differenz aus beiden Temperaturen sinkt im LOC-Bereich mit wachsender Dichte, da T_e über das gesamte Profil abnimmt und T_i weitgehend gleich bleibt. Die Veränderung der Differenz ist jedoch wesentlich stärker als die durch n_e^2 mit wachsendem \bar{n}_e verbundene Zunahme, so daß die gesamte von den Elektronen auf die Ionen übertragene Leistung ungefähr linear mit der Dichte anwächst.

Dasselbe Verhalten findet man für den SOC- und den IOC-Bereich. Da die integrierten Werte im Außenbereich nur mehr ungenügend genau sind, sind in Abb. 6.10 die Werte bei halbem Plasmaradius und bei $\rho=3a/4$ eingetragen. In beiden Teilen ist trotz der vorhandenen Streuung der lineare Anstieg mit der Dichte erkennbar. Eine Abhängigkeit der übertragenen Leistung von Strom oder Magnetfeld ist auch mit statistischen Mitteln nicht nachzuweisen. Dabei reichen die Leistungen von ca. 20–25 kW im unteren LOC-Bereich bis zu 100–150 kW im oberen Dichtebereich. Unterschiede zwischen SOC- und IOC-Entladungen sind innerhalb der Fehlerbalken nicht zu erkennen.

Zusätzlich zum Wert des Leistungsübertrags von den Elektronen zu den Ionen, ist von Bedeutung, welcher Anteil der ohmschen Heizleistung durch diesen Transportkanal verlorengeht. In Bezug auf die Ionen bedeutet dies den Anteil, für dessen Transport sie

verantwortlich sein müssen. Die Ionen erhalten dabei nur im Plasmamitteln Energie übertragen. Deshalb stellen die Verhältnisse bei den Radien $\rho=a/2$ und $\rho=3a/4$, die den Punkt einschließen, an denen die Temperaturen gleich werden, eine auf das gesamte Plasmavolumen bezogene Oberschranke dar. In Abb. 6.11 sind die Verhältnisse P_{ei}/P_{OH} für diese beiden Radien gegen die liniengemittelte Dichte aufgetragen. Da im Außenbereich T_i geringfügig über T_e liegt oder im Rahmen der Fehlerbalken zumindest gleich ist, wird die dort eingekoppelte OH-Leistung ausschließlich von den Elektronen transportiert. Aus diesem Grund ist es nicht sinnvoll, P_{ei} auf die gesamte OH-Leistung zu beziehen, so daß auch für P_{OH} die Werte an den entsprechenden Radien genommen wurden. Auf die Angabe der Werte bei $\rho=a$ wird zusätzlich deshalb verzichtet, da diese vor allem durch die oben angesprochene zunehmende Ungenauigkeit im P_{ei} -Term bei sehr großen Radien nur mehr schlecht bestimmt sind.

Die eingetragenen Punkte in Abb. 6.11 zeigen, daß im unteren LOC-Bereich trotz der großen Temperaturdifferenz aber gerade wegen der niedrigen Dichte und der hohen Temperatur der Elektronen die P_{ei} -Leistung weit unter P_{OH} liegt. Hier wird auf die Ionen nur etwa 10–20% der eingekoppelten ohmschen Leistung übertragen. Da der Elektron-Ion-Term hier nur wenig variiert (Abb. 6.10), ergibt sich die Variation der Verhältnisse zum größten Teil durch die große Bandbreite möglicher Plasmaströme, die zu großen Unterschieden in P_{OH} führt. Mit steigender Dichte nimmt das Verhältnis zu, wobei auch hier die Streuung der Punkte aus P_{OH} folgt. Hier werden bereits an der Grenze zum SOC bis zu 30% auf die Ionen übertragen.

Im SOC-Bereich ändert sich dieser Wert kaum mehr. Unterschiede dazu können auch im IOC-Bereich nicht festgestellt werden. Im Mittel liegen die Verhältnisse in beiden Bereichen bei etwa 30–35% für niedrige und bei 20–25% bei den höchsten Strömen.

Da im Bereich zwischen den beiden Radien der Umkehrpunkt der Temperaturdifferenz liegt und P_{OH} dazwischen weiter ansteigt, ergeben sich für $\rho=3a/4$ etwas niedrigere Werte. Insgesamt kann aber aus beiden Verhältnissen festgestellt werden, daß in ohmschen Plasmen in allen Einschlußbereichen die von den Elektronen auf die Ionen übertragene Leistung weniger als die Hälfte der OH-Leistung ausmacht. Der größte Anteil an P_{OH} muß deshalb über den Elektronenkanal transportiert werden. Die Ionen sind lediglich für den Verlust von höchstens einem Drittel dieser Leistung verantwortlich.

6.3.2 Neutralgasterme in der Energiebilanzgleichung der Ionen

Neben den Elektron-Ion-Stößen führen Wechselwirkungen der Plasmateilchen mit dem Neutralgas und Rekombinationsreaktionen zu drei weiteren Termen, die in der Energiebilanz der Ionen deren Energietransport beeinflussen. Ladungsaustauschreaktionen der Ionen mit Neutralen führen zu einem lokalen Nettoverlust mit der Leistungsdichte Q_{CX} (Glg. (2.29)). Dies trifft ebenso auf die Rekombinationsvorgänge mit Q_{rek} (Glg. (2.33)) zu. Durch die Ionisation der Neutralen durch Elektronen hingegen entstehen Ionen, die die thermische Energie der Ausgangsneutralen als Gewinnterm Q_{eii} (Glg. (2.37)) in die Ionenverteilung und in die Bilanzgleichung einbringen.

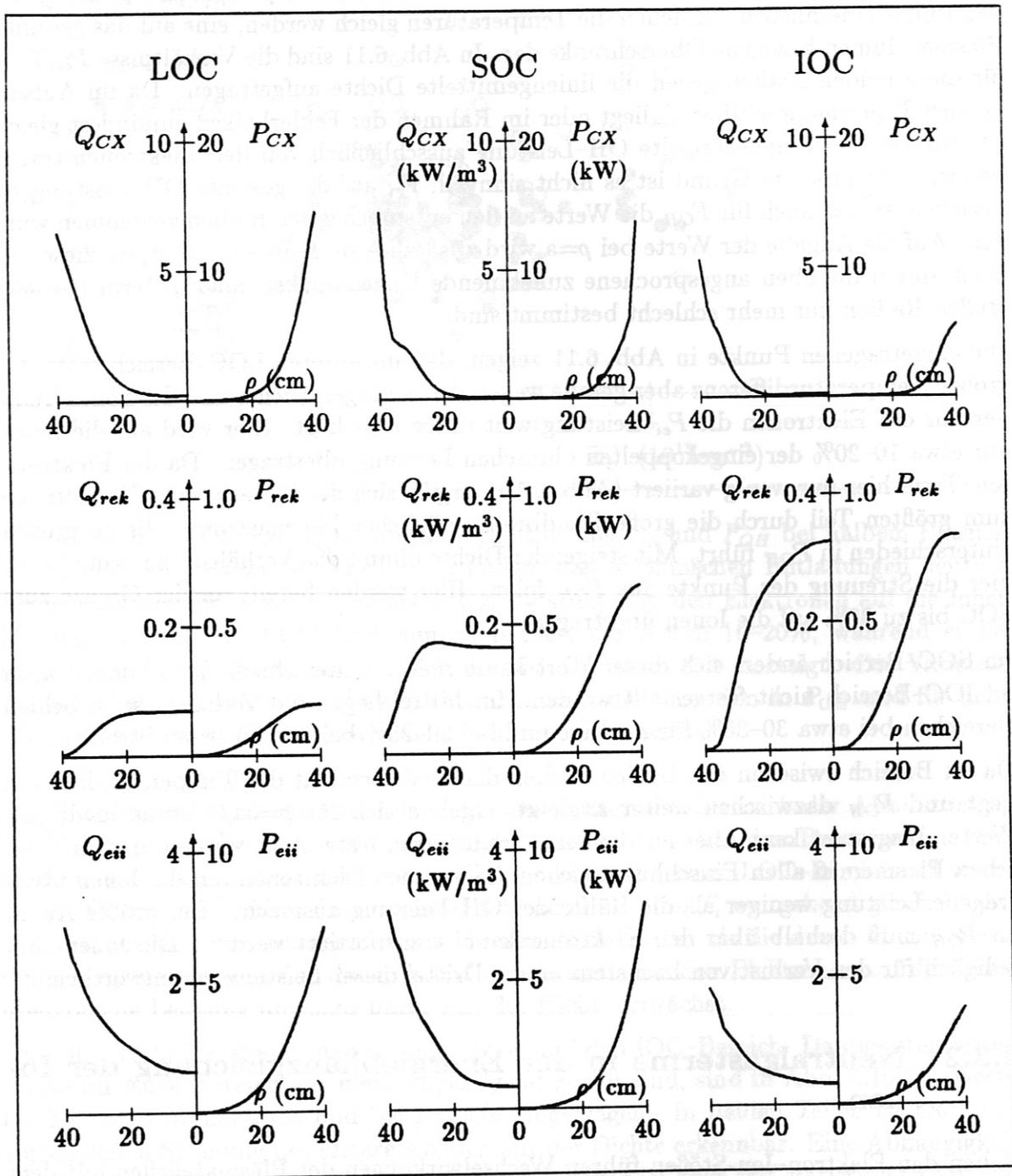


Abbildung 6.12: Zu den Entladungen aus Abb. 6.9 sind hier die Leistungsdichten Q_{CX} (Ladungsaustausch-), Q_{rek} (Rekombinations-) und Q_{eii} (Ionisationsprozesse) und deren integrale Werte über den Plasmaradius aufgetragen. Sie sind — mit Ausnahme eines engen Bereichs um $\rho = a$ für P_{CX} und P_{eii} — von untergeordneter Bedeutung.

Unter diesen drei Termen besitzen Q_{CX} und Q_{eii} in der Bilanzgleichung das größte Gewicht. Dies ist in Abb. 6.12 erkennbar, in der für die LOC-, SOC- und IOC-Entladungen aus Abb. 6.9 diese lokalen Terme und ihre integralen Leistungen P_{CX} , P_{rek} und P_{eii} als Radialprofile eingezeichnet sind.

Den einfachsten Verlauf zeigen darin die Rekombinationsleistungen. Deren Dichten sind für alle ohmschen Entladungen bis etwa $\rho=a/2$ konstant. Zum Außenbereich hin fallen sie um ungefähr eine Größenordnung ab, da hier auch die Dichten der Elektronen und der Ionen sehr schnell abnehmen. Daß die Leistungsdichte eine positive Dichteabhängigkeit aufweist, zeigt der direkte Vergleich der Profile der drei Entladungen. Die LOC-Entladung weist die geringsten Werte auf. Diese nehmen mit wachsender liniengemittelter Elektronendichte zu (SOC-Entladung) und erreichen für das IOC-Plasma bei der höchsten Dichte die höchsten Werte.

Betrachtet man die CX-Leistungsdichte von außen nach innen, denn die eigentliche Quelle dafür sind die Wandneutralen, so stimmen im Außenbereich die Q_{CX} -Werte der drei Entladungen weitgehend überein. Je höher die Dichte wird, desto kleiner wird die mittlere freie Weglänge bzw. die Eindringtiefe der Neutralen. Hauptsächlich führt dies dazu, daß bei kleiner werdendem Radius die Leistungsdichte für die IOC-Entladung schnell unter die Werte der LOC-Entladung abfällt. Q_{CX} des SOC-Plasmas mit der mittleren Dichte verläuft dazwischen. Ein ähnliches Verhalten ergibt sich aus demselben Grund für die Q_{eii} -Werte.

Für eine Fehleranalyse sind dazu wie für Q_{ei} im vorhergehenden Abschnitt die Quadrate der relativen Einzelfehler der eingehenden Plasmagrößen zu behandeln. Für Q_{CX} sind dies in jeweils linearer Abhängigkeit die Dichten n_i und n_0 , die Temperaturdifferenz $T_i - T_0$ und die Reaktionsrate X_{CX} . Im Rekombinationsterm müssen n_i , n_e , X_{rek} und T_i und im Ionisationsterm n_e , n_0 , X_{eii} und T_0 untersucht werden. Die relativen Fehler in n_e und T_i wurden bereits in vorangegangenen Abschnitten bestimmt.

Die Dichte der Ionen, die nach Glg. (6.1) ermittelt wird, besitzt einen relativen Fehler, der sich in einfacher Form als

$$\frac{\Delta n_i}{n_i} = 6\% \cdot \sqrt{1 + 9 \left(\frac{n_e}{n_i} - 1 \right)^2} \quad (6.20)$$

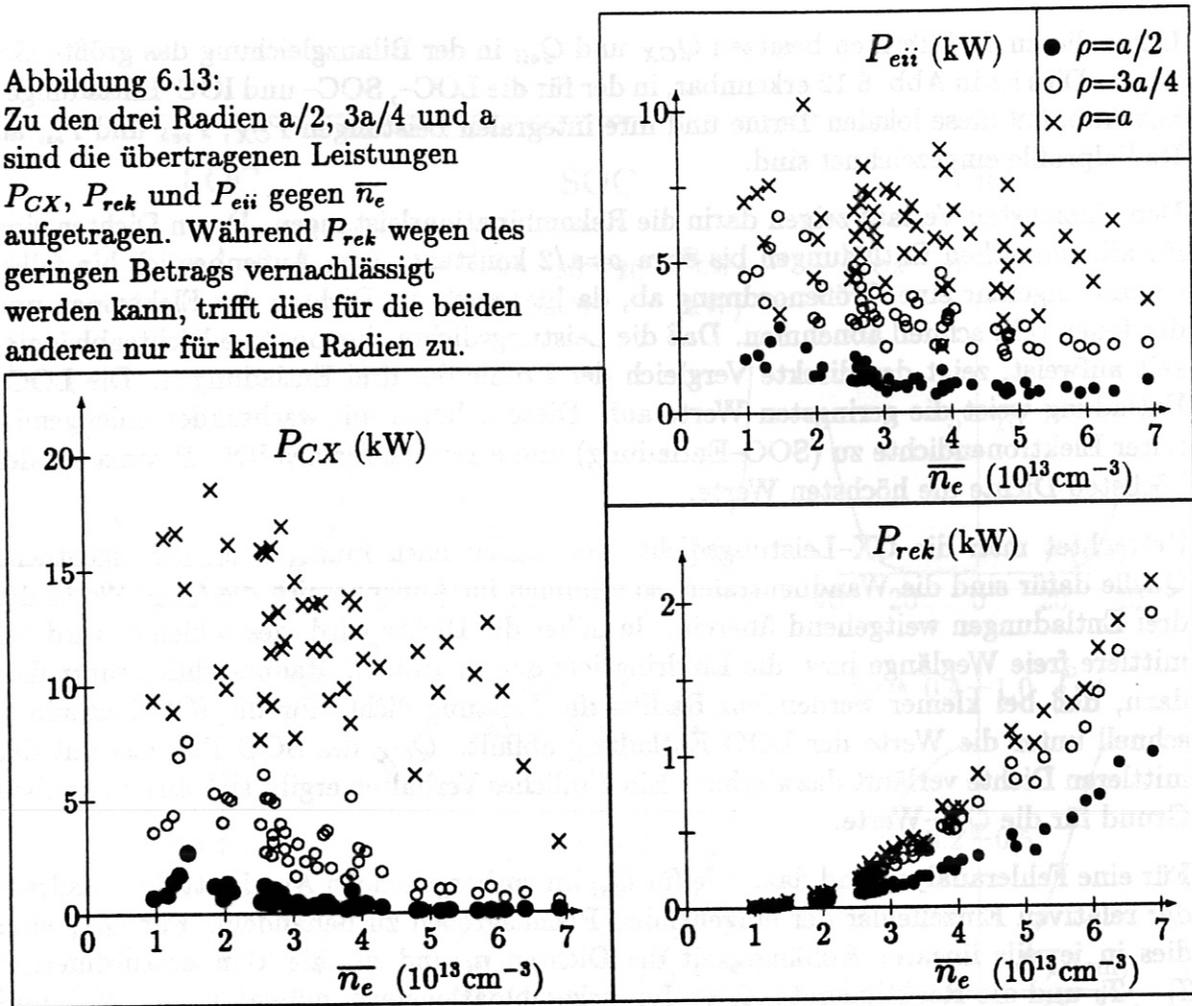
angeben läßt. Hier wurden die Fehler von n_e mit 6%, Z_{imp} mit ca. 10% und Z_{eff} mit 10-15% angenommen.

Während in Glg. (6.20) der Fehler von Z_{eff} aus dem zeitlichen Mittel über die ganze stationäre Phase der Entladung in dieser Größe berechnet wurde, ist der Fehler in Z_{imp} nur eine plausible Abschätzung. Der Faktor 9 in dieser Gleichung wird aber wesentlich von beiden Größen beeinflusst. Im unteren Dichtebereich ist die Zusammensetzung der Verunreinigungsionen weniger gut bekannt. Hier sollte statt des Wertes 9 besser ein Faktor zwischen 15 und 20 verwandt werden.

Für die drei Reaktionsraten, die für die untersuchten Plasmen schwach veränderliche Funktionen der Temperaturen sind, erhält man nach arithmetischen Umformungen und

Abbildung 6.13:

Zu den drei Radien $a/2$, $3a/4$ und a sind die übertragenen Leistungen P_{CX} , P_{rek} und P_{cii} gegen \bar{n}_e aufgetragen. Während P_{rek} wegen des geringen Betrags vernachlässigt werden kann, trifft dies für die beiden anderen nur für kleine Radien zu.



Zusammenfassen der numerischen Vorfaktoren die Ausdrücke

$$\Delta X_{CX}/X_{CX} \approx 0.4 \cdot \frac{\sqrt{(\Delta T_i)^2 + (\Delta T_0)^2}}{T_i + T_0}, \quad (6.21)$$

$$\Delta X_{rek}/X_{rek} \approx 1.5 \Delta T_e / T_e, \quad (6.22)$$

$$\Delta X_{cii}/X_{cii} \approx 0.5 \Delta T_e / T_e. \quad (6.23)$$

Die Neutralgasdichte, die durch Monte-Carlo-Simulationen ermittelt wird, besitzt drei unabhängige Fehlerquellen. Die Simulationen, die die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse durch Verwendung von Zufallszahlen behandeln, zeigen in unterschiedlichen Rechnungen mit denselben Ausgangsdaten statistische Schwankungen, die im Mittel 4–8% betragen. Die niedrigsten Werte gelten für den Außenbereich, während zur Mitte der Wert ansteigt und dort maximal wird. Die Hauptfehlerquelle dieser Wandneutralen liegt in der Vorgabe einer Randdichte, die linear eingeht. Ein Vergleich der experimentellen Flüsse mit denen aus der Simulation zeigt hier eine statistische Abweichung in den jeweiligen Vorfaktoren, die bei etwa 30% liegt. Die dritte Fehlerquelle in n_0 ist der statistische Fehler in den Rekombinationsneutralen. Deren Beitrag zur Gesamtdichte folgt aus Glg. (3.5). Der Gesamtfehler dieser Neutralgasdichte liegt nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz bei 12%. Für hohe Dichten spielen im Zentrum die Wandneutralen keine Rolle.

Hier wird n_0 nahezu ausschließlich durch die Rekombinationsneutralen gebildet, so daß sich der relative Fehler in n_0 ebenfalls zu 12% ergibt. Im anderen Extremfall niedriger Dichte (LOC oder Randbereich) dominieren die Wandneutralen. Der Fehler beträgt hier etwa 30%. Da in die Berechnung der Neutralen aus der Simulation als wichtigste Plasmaparameter die Dichten der Elektronen und der Ionen eingehen, ist dazu in einfacher Abschätzung noch der relative Fehler mindestens einer der beiden Dichten quadratisch zu addieren. In allen anderen Fällen liegen die Werte zwischen diesen beiden Extremen.

Für T_0 schließlich, das ebenso in Simulationen bestimmt wird, ergeben sich ebenso wie für n_0 Simulationsschwankungen von 4–8%. Die Plasmagröße, die hier hauptsächlich Verwendung findet, ist die Iontemperatur, so daß deren Relativfehler noch quadratisch zu addieren ist. Insgesamt erhält man so einen Gesamtwert von etwa 9%.

Im Unterschied zum P_{ei} -Term, bei dem mit wachsendem Radius der relative Fehler sehr stark zunimmt, und der außerhalb $\rho=3a/4$ völlig unsicher wird, bleibt die relative Ungenauigkeit der hier untersuchten Terme bis nahe an den Plasmarand praktisch konstant auf einem vergleichsweise geringen Wert. Dies wird dadurch hervorgerufen, daß die Leistungen nicht von kritischen Größen abhängen. Dies trifft sogar auf Q_{CX} bzw. P_{CX} zu, in die die Temperaturdifferenz zwischen Ionen und Neutralen eingeht, denn das durch mögliche Auslöschung dieser Differenz betroffene Gebiet ist auf einen kleinen Bereich um das Plasmazentrum beschränkt, der bei der Volumenintegration keinen nennenswerten Beitrag liefert.

Aus diesem Grund können die integralen Leistungen an allen Radien bis zu den höchsten Plasmadichten genauer angegeben werden als beispielsweise der P_{ei} -Term. Besonders einfach sind die Schlussfolgerungen im Fall der Rekombinationsleistung P_{rek} . Wie in Abb. 6.13 erkennbar ist, erfolgt bei festem Radius ein schneller Anstieg mit \bar{n}_e , der schneller als quadratisch verläuft. Gleichzeitig nehmen die Werte von innen nach außen zu, da der Übertrag an jedem Punkt im Plasma von den Ionen zu den Neutralen erfolgt. Insgesamt erhält man Leistungen, die bei niedriger Dichte im Bereich einiger 10W liegen. Trotz der starken Zunahme mit der Dichte liegen bei der Maximaldichte die Werte bei 2kW. Im Vergleich mit allen anderen in der Bilanzgleichung der Ionen auftretenden Leistungen der verschiedenen Transportkanäle sind diese Werte vernachlässigbar gering. Sie sind beispielsweise sogar kleiner als der absolute Fehler von P_{ei} an allen Radien. Prinzipiell wäre es daher möglich, P_{rek} in der Leistungsbilanzgleichung zu streichen, obwohl dies im Rahmen dieser Arbeit der Vollständigkeit halber nicht durchgeführt wurde. Der Beitrag dieses Terms hat jedoch keinerlei Einfluß auf die Ergebnisse der lokalen Transportanalyse.

Im Vergleich dazu liegt die Verlustleistung durch CX-Reaktionen bei höheren Werten (Abb. 6.13). Vor allem im Bereich der LOC-Entladungen, in denen die Neutralen große mittlere freie Weglängen haben, werden sie auch innerhalb $\rho=a/2$ bereits mit einigen Kilowatt geheizt. Im Hochdichtebereich sind es jedoch auch hier nur mehr höchstens wenige hundert Watt. Mit wachsendem Radius nimmt auch P_{CX} zu, da grundsätzlich die Iontemperatur oberhalb der der Neutralen liegt. Eine dem P_{ei} -Term ähnliche Situation der Umkehrung kann hier nicht auftreten. Die radiale Zunahme von P_{CX} ist hauptsächlich ein integraler Volumeneffekt, da sich die Leistungsdichte über den Plasmaquerschnitt nur wenig ändert. Erst im Randgebiet, in dem sich die Neutralgasdichte um einige Größenordnungen ändert, erfolgt auch ein rapider Anstieg von P_{CX} auf im

Mittel bis zu 15 kW bei niedrigen Dichten. Im Innenbereich bis etwa $\rho=3a/4$ liegen daher in allen ohmschen Entladungen die übertragenen CX-Leistungen in einem Bereich, der weit unter der Heizleistung P_{ei} ist. Diese ist selbst im unteren LOC-Bereich um mindestens eine Größenordnung darüber. Für den SOC- und den IOC-Bereich sind die Unterschiede noch extremer. Mit Ausnahme des Randbereichs sind die CX-Reaktionen deshalb für den Ionenenergietransport ohne Bedeutung. Dies wird dadurch verstärkt, daß den Ionen durch die Ionisation der Neutralen im gleichen Maße Energie zufließt, wie sie durch Ladungsaustausch verlorengelht. Verständlich ist das deshalb, weil die Neutralen, die mit wenigen Elektronvolt kinetischer Energie in das Plasma eindringen, ihre hohen Temperaturen von einigen hundert eV erst durch CX-Reaktionen erhalten. Werden diese ionisiert, so fließt diese Energie wieder an die Ionenverteilung zurück. Im Mittel ergibt sich deshalb für P_{eii} ein mit P_{CX} vergleichbares Verhalten (Abb. 6.13). Im Plasmainternbereich sind die P_{eii} -Werte aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte etwas höher, während im Randbereich die CX-Werte größer sind, da dort die neutralisierten Ionen mit großer Wahrscheinlichkeit das Plasma ohne weitere Wechselwirkung verlassen können. Hier liefern die kalten Neutralen bei der Ionisation nahezu keinen Beitrag zu P_{eii} .

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß alle drei Neutralgasterme mit Ausnahme eines eng begrenzten Gebiets am Plasmarand nur einen verschwindend geringen Einfluß auf den Transport der Ionenenergie haben. Im Randbereich sind die CX- und die Ionisationsleistung lediglich im unteren Dichtebereich von Bedeutung. Für beide gilt bei hohen Dichten ebenso wie für den Rekombinationsterm bei allen Dichten, daß der Energietransport der Ionen nur sehr wenig beeinflusst wird.

6.3.3 Energieverlust der Ionen durch Sägezahntransport

Ein Term in den Leistungsbilanzgleichungen der Ionen und der Elektronen, der nur als Ergebnis eines empirischen Modells angegeben werden kann, ist der Energieverlust durch Sägezahnvorgänge. Das beschreibende Modell ist [29] entnommen und in Kapitel 2 angegeben. Um quasistationäre Bedingungen zu erhalten, was im Hinblick auf die Transportanalyse hauptsächlich als einfaches Zeitmittel zu verstehen ist, wird die gesamte im Sägezahnabbruch nach außen transportierte Leistung auf die ganze Sägezahnperiode bezogen. Dieses Verfahren ist nicht unproblematisch, da dies zumindest innerhalb der $q=1$ -Fläche ein Zeitmittel der gesamten Bilanzgleichung erfordert. Die dabei entstehenden gemittelten Größen sind wegen der hohen Nichtlinearität der Bilanzgleichung i.a. nicht gleich den einzelnen einzusetzenden gemittelten Größen. Als anschauliches mathematisches Beispiel kann hier das Produkt aus zwei Größen genannt werden, die beide z.B. gleichzeitig mit einer Sinusfunktion moduliert werden. Das Zeitmittel des Produkts ist i.a. ungleich dem Produkt der einzelnen Zeitmittel. In ähnlicher Weise verhalten sich hier die in der Bilanzgleichung verknüpften Einzelgrößen. Trotzdem ist die Einführung des einfachen Sägezahnmodells insoweit hilfreich, als es gestattet, zumindest einen großen Teil der dadurch verlorengelhten Leistung und deren Auswirkungen auf den Transport abzuseparieren. Jedoch sollte die Aussagekraft dieses Modells nicht überstrapaziert werden. Da die dabei entstehenden Energieflüsse genügend weit entfernt von

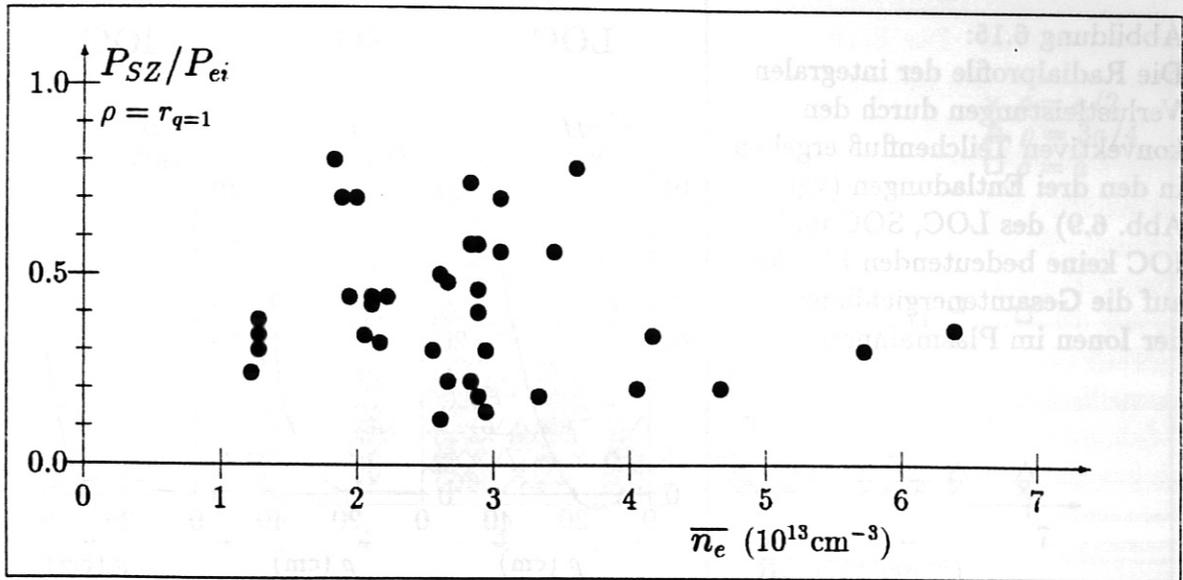


Abbildung 6.14: In dieser Darstellung sind die Verhältnisse aus der verlorengehenden Sägezahnleistung $P_{i,SZ}$ und der von den Elektronen zugeführten Heizleistung P_{ei} innerhalb der $q=1$ -Fläche eingetragen. Im Mittel liegt der Anteil der Leistung für den Aufbau der Sägezähne zwischen $1/3$ und $2/3$ der Heizleistung in diesem Gebiet, der damit nicht zur Heizung des stationären Anteils zur Verfügung steht.

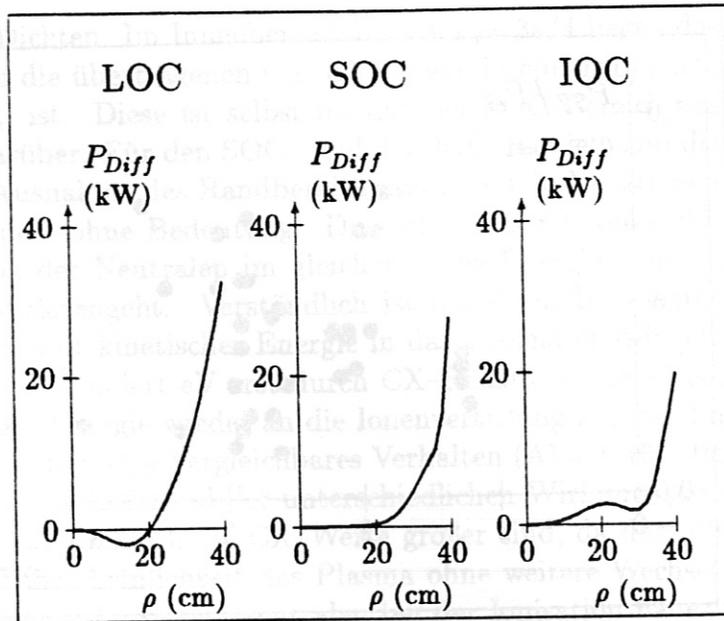
der $q=1$ -Fläche so niedrig sind, daß ihr Einfluß auf den gesamten Energietransport dort vernachlässigbar ist, ist lediglich das Gebiet innerhalb der $q=1$ -Fläche von Interesse.

Im Rahmen der Untersuchungen zu dieser Arbeit konnte eine empirische Näherungsformel für diese Leistung gefunden werden, die im Gegensatz zum Modell aus Kapitel 2 ohne Volumenintegration auskommt und weniger als zehn Prozent davon abweicht. Die Leistung (in Watt) kann man einfach der folgenden Gleichung entnehmen:

$$P_{i,SZ}(\rho \geq r_{q=1}) = 3.9 \frac{\Delta T_{i0} n_{i0}}{t_{SZ}} \cdot \frac{1 - q_0}{q_a - q_0} \quad (6.24)$$

Hier sind ΔT_{i0} in eV, n_{i0} in 10^{13} cm^{-3} und die Sägezahnperiode t_{SZ} in Sekunden einzusetzen. Da diese Leistung für die vielen verschiedenen ohmschen Bedingungen u.a. durch das q -Profil stark beeinflusst wird und je nach Lage der $q=1$ -Fläche zwischen 1 kW und etwa 20–30 kW betragen kann, ist es sinnvoll, sie auf die in diesem Bereich übertragene Heizleistung $P_{ei}(r_{q=1})$ zu beziehen. Dies ist in Abb. 6.14 geschehen, in der das Verhältnis aus beiden Größen eingetragen ist. Darin erkennt man, daß für hohe Dichten im Mittel der Sägezahnanteil in diesem Gebiet ein Drittel der zufießenden Heizleistung ausmacht. Im LOC-Bereich kann dieser Wert bis zu 80% betragen. Dies bedeutet gleichzeitig, daß im zeitlichen Mittel dieser Anteil für den Aufbau des Sägezahns aufgebraucht wird. Dem "normalen" stationären Anteil des Plasmas steht damit dieser Betrag nicht als Heizleistung zur Verfügung. Da trotz der hervorzuhebenden Arbeit von Büchse [28] die Abhängigkeiten der Sägezähne von den Plasmaparametern noch nicht restlos geklärt sind, wird auf eine weitere Diskussion dieses Transportkanals verzichtet.

Abbildung 6.15:
Die Radialprofile der integralen Verlustleistungen durch den konvektiven Teilchenfluß ergeben in den drei Entladungen (vgl. Abb. 6.9) des LOC, SOC und IOC keine bedeutenden Einflüsse auf die Gesamtenergiebilanz der Ionen im Plasmainnern.



6.3.4 Einfluß des Teilchentransports der Ionen

Durch den konvektiven Teilchenfluß entsteht ein weiterer Term auch in der Energiebilanzgleichung der Ionen und der Elektronen. Im allgemeinen ist dies ein Verlustterm. Im stationären Plasma, in dem die Dichteprofile ihre Form und ihre Größe beibehalten, gleichen sich gerade die Verluste durch Konvektion und Rekombination und der Teilchengewinn durch die Ionisation der Neutrals aus. In einer einfachen Integration (s. Kapitel 2) wird aus diesem Gleichgewicht der Teilchenfluß berechenbar. Dabei ist zu beachten, daß zwar der Fluß aus diesen beiden Termen berechnet werden kann, diese aber keineswegs die physikalischen Ursachen dafür sind. Es ist umgekehrt so, daß durch Driftbewegungen und Diffusionsvorgänge Teilchen aus dem Plasma verlorengehen. Um ein stationäres Dichteprofil zu erhalten, ist eine externe Regelung des neutralen Nachfüllgases nötig. Erst durch den so gesteuerten Zufluß wird die Neutralgasdichte so eingestellt, daß sich das oben beschriebene Gleichgewicht einstellt. Da jedes der verlorengehenden Ionen auch seine thermische Energie mitnimmt, entsteht daraus in der Energiebilanz ein konvektiver Verlustterm. In Abb. 6.15 ist die Verlustleistung dieses Prozesses als Radialprofil der integralen Leistung angegeben. Als Ausgangsbasis dienen auch hier wieder die drei bisher betrachteten Entladungen des LOC, SOC und IOC, anhand derer auch die vorangegangenen Ergebnisse vorgestellt wurden.

Ihrer Größe nach sind die Profile der drei Bereiche vergleichbar. Eine Fehlerbetrachtung der Werte kann nur grob durchgeführt werden, denn durch die radiale Integration der Teilchenquellen und -senken sind die Fehler der einzelnen Radialpunkte vor allem im Innern des Plasmas miteinander gekoppelt. Gleichzeitig damit ist hier auch mit der Differenzenbildung aus Rekombinationsverlust und Ionisationsgewinn die Gefahr des Auslöschens bei der Berechnung gegeben. Dies wird noch dadurch kompliziert, daß in einem Plasma, das von experimenteller Seite als stationär einzustufen ist, die zeitliche Ableitung der Dichte, d.h. die Veränderung der Profile, nicht ganz zu vernachlässigen ist. Im allgemeinen ist diese nicht größer als einige 10^{11} cm^{-3} pro Sekunde mit der

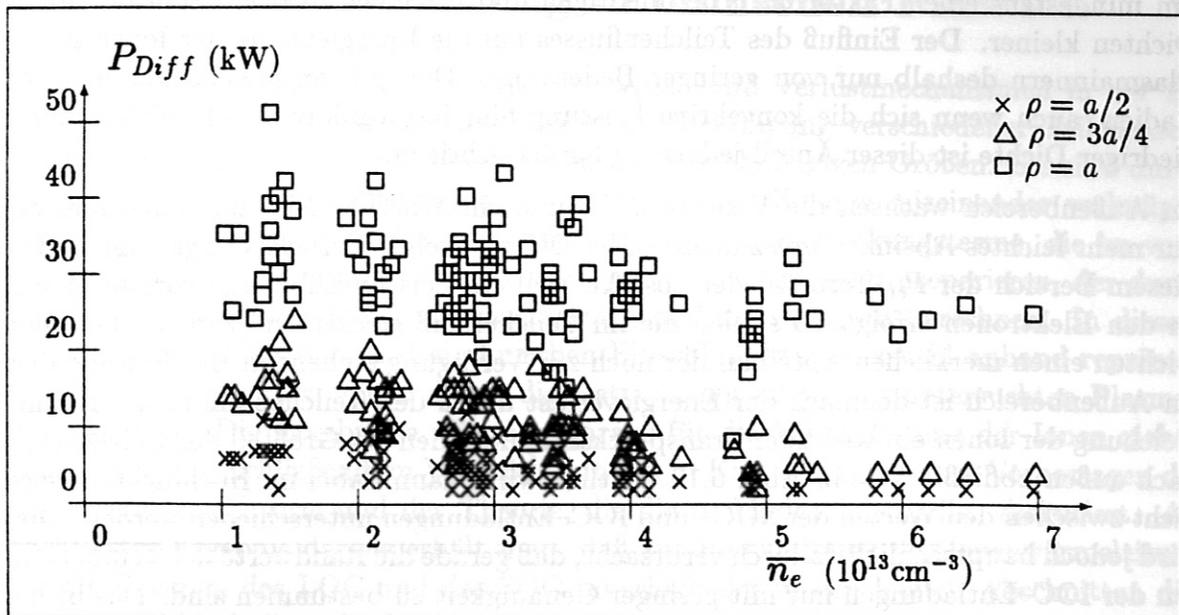


Abbildung 6.16: Für $\rho=a/2$, $3a/4$ und a ist hier die durch den konvektiven Teilchenfluß verlorengelungene Leistung eingetragen, die im Mittel mit wachsendem Radius zunimmt und mit wachsender Dichte abnimmt. Die Leistungen im Außenbereich der Entladungen liefern für alle Dichten merkbare Beiträge zur Bilanzgleichung der Ionen.

Dauer einiger hundert Millisekunden. Diese Dichteänderung, die damit insgesamt im Bereich weniger Prozent liegt, läßt zwar die Betrachtung der Entladung als stationär zu, da sich der Effekt kaum vom Meßfehler in der Dichte abhebt. Der dadurch in der Bilanzgleichung des Teilchentransports auftretende Anteil aber ist in den meisten Fällen im Plasmazentrum bereits so groß wie die anderen Terme. Man kann daher annehmen, daß im Gebiet $\rho < a/2$, in dem die Leistung um 1 kW und darunter liegt, die absolute Größe nicht genauer als mit einem Faktor 2 angegeben werden kann. Im Außenbereich, dominieren die Ionisationsraten über diesen Effekt.

Da dort die Leistung stark ansteigt, kann wegen des vergleichsweise geringen Einflusses der inneren Anteile bei der Aufintegration zu P_{Diff} ein Fehler angenommen werden, der nur von lokalen Werten abhängt. Da den Rekombinationen hier im Vergleich zum Ionisationsterm nur eine untergeordnete Rolle zukommt, kann der relative Fehler der konvektiven Leistung vereinfacht aus denen der Ionisationsrate und der Iontemperatur berechnet werden. Er ist damit vergleichbar mit dem Fehler der Ionisationsleistung P_{ei} .

Betrachtet man für alle untersuchten Entladungen die Werte an verschiedenen Radien (Abb. 6.16), so kann festgestellt werden, daß bei wachsender liniengemittelter Elektrodendichte die Leistung im Mittel abnimmt. Die Streuung in Abb. 6.16 wird zum größten Teil durch die statistischen Fehler des Rekombinations- und Ionisationsanteils verursacht. Nur ein geringer Teil stammt von den anderen Plasmamparametern.

Im Innenbereich der Entladungen bei $\rho=a/2$ liegen die Leistungen in fast allen Fällen weit unter 10 kW. Damit sind sie verglichen mit der Heizleistung P_{ei} am selben Radius

um mindestens einen Faktor 5–10 bei niedrigen und um einen Faktor 20–30 bei hohen Dichten kleiner. Der Einfluß des Teilchenflusses auf die Energiebilanz der Ionen ist im Plasmainnern deshalb nur von geringer Bedeutung. Dies gilt auch noch bei größeren Radien, auch wenn sich die konvektive Leistung hier fast verdoppelt. In Entladungen niedriger Dichte ist dieser Anteil jedoch zu berücksichtigen.

Im Außenbereich wachsen die Verluste auf durchschnittlich 30 kW an, wobei hier ein nur mehr leichtes Absinken mit zunehmender Dichte erfolgt. Berücksichtigt man, daß in diesem Bereich der P_{ei} -Term wieder absinkt, weil ein Leistungsübertrag von den Ionen zu den Elektronen erfolgt, so stellen die im Teilchenfluß steckenden Verluste bei allen Dichten einen merklichen Anteil an der noch zur Verfügung stehenden Heizleistung dar. Im Außenbereich ist demnach der Energieverlust durch den Teilchenfluß in der Bilanzgleichung der Ionen ein wichtiger Transportkanal, über den ein Großteil der Heizleistung nach außen abfließt. Wie in Abb. 6.16 deutlich wird, kann dabei im Hochdichtebereich nicht zwischen den Werten der SOC- und IOC-Entladungen unterschieden werden. Dies wird jedoch hauptsächlich dadurch verursacht, daß gerade die Randwerte der Temperaturen der IOC-Entladungen nur mit geringer Genauigkeit zu bestimmen sind. Das bisher gesagte trifft jedoch sowohl für die SOC- als auch für die IOC-Entladungen gleichermaßen zu, wenn man sich im IOC-Bereich auf Radien beschränkt, die kleiner als etwa ($a - 2$ cm) sind.

6.4 Ionenwärmeleitung in ohmschen Plasmen

Die im vorigen Abschnitt untersuchten Gewinn- und Verlustmechanismen in der Bilanzgleichung der Ionenenergie sind wegen der Beteiligung verschiedener Teilchensorten an den ursächlichen Wechselwirkungen keine unabhängigen Größen. Sie sind durch ein Gleichgewicht aus zufließender und abströmender Energie miteinander verknüpft. Wegen der analytisch einfachen Ausdrücke für die Wechselwirkungsterme, die im vorigen Abschnitt diskutiert wurden, ist es möglich, den Anteil abzuseparieren, der durch die Wärmeleitung der Ionen verursacht wird, und daraus χ_i zu berechnen. In diesem Abschnitt wird dies für die drei ohmschen Einschlußbereiche sowohl anhand repräsentativer Entladungen als auch durch die Betrachtung aller dazu untersuchten Plasmen durchgeführt. Die Ergebnisse, die man daraus für die Wärmeleitung der Ionen ziehen kann, werden anschließend im Vergleich mit den in Kap. 2 vorgestellten Vorhersagen der neoklassischen Theorie und der Theorie, die die η_i -Moden beschreibt, diskutiert. Als wichtigstes Ergebnis daraus erhält man, daß zur Beschreibung der Ionenwärmeleitung in OH-Plasmen des LOC und des SOC innerhalb der in den letzten Abschnitten diskutierten Fehlerbalken die Neoklassik ausreicht. Im IOC-Bereich ergibt sich sogar ein Wärmeleitungskoeffizient der Ionen, der systematisch unter den neoklassischen Werten liegt. Die η_i -Moden werden in keinem der drei Einschlußbereiche zur Beschreibung des Ionenenergietransports als erforderlich angesehen. Im direkten Vergleich liegen die experimentellen χ_i -Werte deutlich unter denen, die bei vorliegenden η_i -Moden von den in Kapitel 2 behandelten Theorien vorgegeben werden.

6.4.1 Ionenwärmeleitungsverluste in der Energiebilanz

Hauptmerkmale der Entladungen mit niedrigen Dichten sind die hohen Temperaturen der Elektronen, die im Zentrum bis zu 2 keV erreichen können und die damit verglichene wesentlich niedrigere Ionentemperatur mit Zentralwerten bis zu etwa 1 keV. Durch diesen Temperaturunterschied spricht man auch von Plasmen, in denen Elektronen und Ionen "entkoppelt" sind. Gleichzeitig findet man hier eine starke Variation der effektiven Ionenladung, die zu großen Unterschieden in den Dichten der beiden Teilchensorten führen kann.

Dadurch, daß die Differenz der beiden Temperaturen nahezu von der gleichen Größenordnung ist wie die Temperaturen selbst, kann, wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, die Elektron-Ion-Heizung noch mit einem vergleichsweise geringen Fehler bestimmt werden. In Plasmen dieses Einschlußbereichs können der Elektronen- und der Ionenanteil am gesamten Energietransport noch einfach aufgelöst werden. D.h. die Zuordnung der einzelnen Energieverluste in die Teile, für deren Transport die Elektronen oder die Ionen verantwortlich sind, ist prinzipiell durchführbar, so daß auch die Auflösung der Energiebilanz der Ionen sinnvoll durchgeführt werden kann.

In Abb. 6.17 ist mit Hilfe der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten Ergebnisse für die LOC-Entladung aus Abb. 6.4 ff. diese Energiebilanz für die Ionen in die einzelnen Komponenten zerlegt. Dabei stehen sich auf der linken Seite die Gewinnterme und auf der rechten Seite die Verlustterme gegenüber.

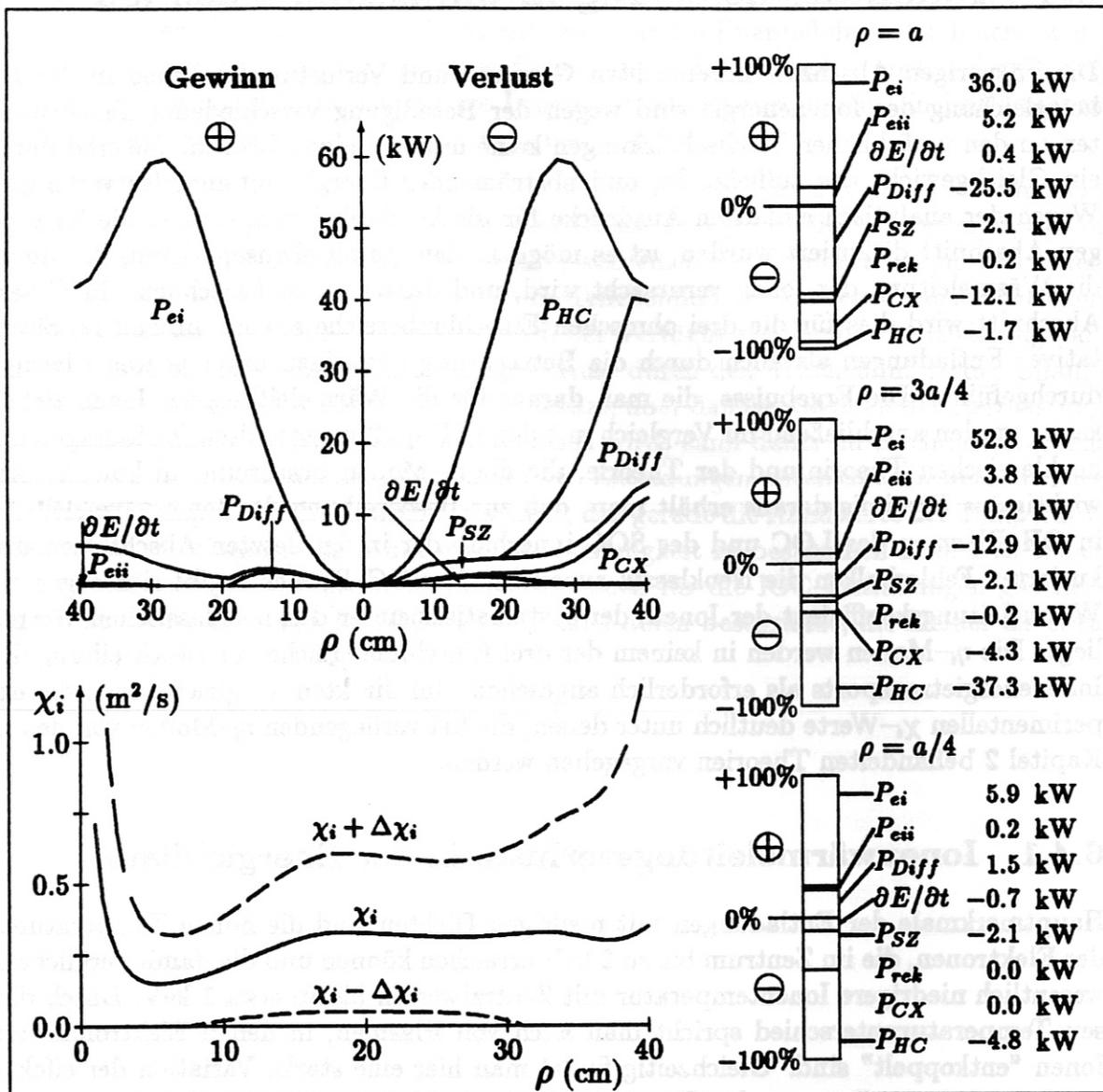


Abbildung 6.17: Die Ionenenergiebilanz der LOC-Entladung (von Abb. 6.4 ff.) zeigt, daß die Hauptkanäle, über die die Heizleistung P_{ei} nach außen transportiert wird, durch die Wärmeleitung, den Sägezahntransport (innerhalb $q=1$), den Teilchentransport (ab halbem Plasmaradius) und die CX-Leistung (im Randbereich) gegeben sind. Die anderen Anteile haben nur geringen Einfluß. Die Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i (im unteren Teil) und auch dessen Fehlerbalken zeigen den für LOC-Plasmen typischen Radialverlauf.

In dieser Darstellung sind jeweils die integralen Leistungen als Funktion des kleinen Radius so eingetragen, daß sich insgesamt ein bilanziertes Gleichgewicht zwischen Gewinnen und Verlusten ergibt. Die zeitliche Änderung der Energie ist im untersuchten Zeitintervall so gering, daß man aus experimenteller Sicht von stationären Bedingungen sprechen kann. Sie hebt sich gerade noch von der Nulllinie der graphischen Darstellung der Bilanz ab. Die Rekombinationsleistung hingegen ist so niedrig, daß sie hier innerhalb

der Zeichengenauigkeit nicht mehr von der Nulllinie unterschieden werden kann. Auf ihre Angabe wird in diesem Bild deshalb verzichtet. In gleicher Weise werden auch in den folgenden Darstellungen Leistungen, auf die das gleiche Verhalten zutrifft, nicht in der graphischen Energiebilanz angegeben.

Zu sehen ist hier, daß der Energiegewinn der Ionen durch die Elektronen-Ionen-Heizung verursacht ist. Die ebenfalls links stehende Ionisationsleistung P_{ei} ist im Grunde nur ein teilweiser Rückübertrag von bereits verlorengegangener CX-Leistung. Deshalb trägt dieser Anteil kaum zur Bilanz bei. Auf der rechten Seite fällt besonders der Anteil auf, der durch Wärmeleitung verlorenggeht. Dies ist gleichzeitig in LOC-Plasmen der dominante Verlustkanal für die Ionen. Zusätzlich dazu ist im Plasmaintern die Leistung zu beachten, die Ergebnis der Sägezahninstabilität ist. Diese trägt innerhalb der $q=1$ -Fläche (und wenige Zentimeter darüber hinaus) zu einem merklichen Energieverlust bei. In diesem Beispiel — wie auch in den folgenden Beispielen zum SOC- und IOC-Bereich — liegt dabei die $q=1$ -Fläche bei einem Radius von etwa 9–10 cm.

Ab halbem Plasmaradius stellt der Teilchenfluß ebenfalls einen nicht zu vernachlässigenden Transportkanal dar. Die übrigen Leistungen sind hier nur von untergeordneter Bedeutung, wobei zu erkennen ist, daß die CX-Verlustleistung zum Teil durch die oben angesprochene Ionisationsleistung ausgeglichen und damit in ihrer Wirkung noch weiter verringert wird und höchstens im Randbereich zu beachten ist.

Zur Verdeutlichung dieser Sachverhalte sind im rechten Teil der Abb. 6.17 in Form von Summenhistogrammen die relativen Anteile der einzelnen Beiträge zur Energiebilanz angegeben. Auch hier sind Leistungen, die innerhalb der Zeichengenauigkeit nicht mehr aufgelöst werden können, nicht eingezeichnet. Lediglich deren numerische Werte sind angegeben. Im oberen Teil dieser Histogramme sind die Gewinnterme aufsummiert, wobei die Höhe jedes Teilbereichs dem relativen Anteil am Gesamtgewinn entspricht. In gleicher Weise sind darunter die Verlustterme angegeben. Daneben sind die entsprechenden absoluten Werte in Kilowatt zu sehen. Die Vorzeichen davor beziehen sich zur besseren Unterscheidung darauf, ob die jeweilige Leistung zur Gewinn- (+) oder Verlustseite (-) zu zählen ist.

Die drei gewählten Radien, an denen diese Diagramme ausgewertet wurden, sind $a/4$, $3a/4$ und a . Bei $a/4$ liegt hier die $q=1$ -Fläche mit dem hohen Einfluß des Sägezahntransports. Der Radius $3a/4$ entspricht dem Gebiet, in dem die Wärmeleitungsverluste dominieren, aber z.B. die Diffusionsverluste bereits einen merklichen Beitrag liefern. Das Histogramm für a belegt die Dominanz der konvektiven Verluste für die gewählte LOC-Entladung.

Die mit den verschiedenen Transportkanälen nach Glg. (2.43) berechnete Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i ist in Abb. 6.17 zusammen mit dem Fehlerbereich angegeben. Der relative Fehler bei der Berechnung von χ_i vereinfacht sich zu

$$\left(\frac{\Delta\chi_i}{\chi_i}\right)^2 = \frac{(\Delta P_{ei})^2 + (\Delta P_{SZ})^2 + (\Delta P_{Diff})^2}{(P_{ei} - P_{SZ} - P_{Diff})^2} + \left(\frac{\Delta n_i}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_i'}{T_i'}\right)^2, \quad (6.25)$$

da sich im LOC-Bereich die Energiebilanzgleichung für stationäre Plasmen in guter Näherung durch ein Gleichgewicht aus P_{ei} einerseits und Wärmeleitung P_{HC} , Teilchentransport P_{Diff} und Sägezahntransport P_{SZ} andererseits darstellen läßt. Bis auf den

Fehler der radialen Ableitung der Temperatur wurden die Fehler der anderen Größen bereits im letzten Abschnitt behandelt. Der Gradient der Temperatur ist hier von besonderer Bedeutung, da er nicht direkt gemessen wird. Er wird vielmehr — und das trifft auf alle Untersuchungen zu diesem Thema zu — durch Fitverfahren aus gemessenen lokalen Temperaturwerten bestimmt. Hier gehen sowohl die dem Fitverfahren zugrundeliegende Art der Fitkurve ein, als auch deren Genauigkeit der Anpassung an die Meßwerte. Gleichzeitig hängt die Zuverlässigkeit der Anpassung auch von der Güte der Bestimmung der Meßwerte ab. Dies betrifft die radiale Auflösung ebenso wie den absoluten Meßfehler.

Besonders deutlich wird dies im Plasmazentrum, an dem die Temperatur durch die Poloidalsymmetrie die Steigung Null haben muß. In einem eng begrenzten Gebiet um diesen Punkt, ist das Temperaturprofil sehr flach und ergibt nur vergleichsweise geringe Werte für die Ableitungen. Ein geringer Fehler während der Bestimmung des Radialprofils hat dort bereits einen absoluten Fehler im Gradienten zur Folge, der den wahren Wert deutlich übertrifft. In diesem Gebiet, das wegen des insgesamt meist flachen Profils etwa bis zu $\rho=10$ cm reichen kann, ist der Gradient nur schlecht bestimmt. Dies führt dazu, daß mit Glg. (6.25) auch der Wert der Ionenwärmeleitfähigkeit nur schlecht bestimmt ist. Der in Abb. 6.17 eingezeichnete absolute Fehler für χ_i stellt deshalb für diesen Bereich nur eine plausible Abschätzung dar und ist als untere Fehlerschranke anzusehen.

Gleiches trifft auf die Verhältnisse am Plasmarand zu. Hier jedoch verhindert das Fehlen von dafür geeigneten Diagnostiken die Bestimmung exakter Temperaturwerte und damit die genaue Berechnung des Gradienten.

Im Confinement-Gebiet, in dem die Temperatur den steilsten Verlauf zeigt, ist der Gradient dagegen genauer zu ermitteln. Hier besitzt die Temperaturkurve einen Wendepunkt und damit der Betrag des Gradienten sein Maximum. Da der relative Fehler der Temperaturmessung hier unter 10% liegt, liegen die Fehlerquellen hier hauptsächlich in der radialen Genauigkeit der Messung und im Fitverfahren zur Berechnung des Gradienten. Untersuchungen mit verschiedenen Fitmethoden und Variation der radialen Zuordnung der Meßwerte innerhalb der zugehörigen Auflösung ergeben hier mögliche Fehler die im Bereich zwischen 20% und 40% liegen. Die Werte sind dabei für steilere Kurven niedriger als für Profile, die nur wenig variieren.

Im Zentralbereich der Entladung ergeben sich schließlich für χ_i aus Abb. 6.17 Werte, die bei Annäherung an den Nullpunkt gegen unendlich wachsen, da der Temperaturgradient gegen Null geht. Innerhalb der ersten 10 cm erfolgt trotz des starken Anstiegs der zugeführten Heizleistung ein schneller Abfall auf Werte um $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$. Dieser wird hauptsächlich dadurch hervorgerufen, daß zum einen mit wachsendem Volumen in diesem Bereich auch die verlorengelungene Sägezahnleistung wie die Heizleistung zunimmt. Andererseits nimmt auch der Gradient der Ionentemperatur zu, auch wenn dessen Werte noch unter denen des Confinement-Bereichs liegen. Bis auf eine geringe Variation bleibt χ_i mit 0.2 bis $0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ in diesem Confinement-Gebiet nahezu konstant, denn hier gleichen sich das Anwachsen des P_{es} -Terms und des Gradienten aus. Im Randbereich verändert sich der absolute Wert für diese Entladung kaum mehr.

Sieht man von den absoluten Werten ab, so bleibt der Verlauf des χ_i -Profils für alle LOC-Entladungen qualitativ dasselbe, da das Verhalten der verschiedenen in die Berechnung

von χ_i eingehenden Größen in den jeweiligen Radialbereichen gleich bleibt. Die eingetragenen Fehlerbereiche verdeutlichen jedoch, daß — wie bereits oben angesprochen — gerade im Plasmazentrum und im Randbereich die Bestimmung der Ionenwärmeleitfähigkeit nur ungenau erfolgen kann.

Berücksichtigt man bei der Berechnung von χ_i die experimentellen Fehler der Meßgrößen so, wie es in Glg. (6.25) und den vorhergehenden Fehlerbetrachtungen geschehen ist, so muß insgesamt festgestellt werden, daß die Methode, die Ionenwärmeleitfähigkeit einzelner Entladungen aus lokalen Iontemperaturprofilen und der Energiebilanzgleichung zu bestimmen, grundsätzlich mit hohen Fehlern behaftet ist. Im Plasmazentrum und am Plasmarand sind die Werte praktisch unbestimmt. Lediglich im Gebiet zwischen $\rho=10$ cm und $\rho=30-35$ cm liegt der relative Fehler in χ_i in der Gegend von Eins und darunter, wobei hier der erste Summand in Glg. (6.25), d.h. der Fehler aufgrund der einzelnen Leistungen über dem Fehler im Gradienten liegt. Fehler, die erkennbar unter Eins liegen, erhält man lediglich in Entladungen mit niedriger Dichte, bei denen wegen der hohen Temperaturdifferenz der Elektronen-Ionen-Term genau zu berechnen ist, und in Entladungen, deren $q=1$ -Radius nahe am Plasmazentrum liegt, da der Sägezahntransport keine Rolle mehr spielt. Bei den kleinstmöglichen Dichten im LOC kommt aber noch hinzu, daß die Ionendichte nur zu 30–50% genau bestimmt werden kann (Glg. (6.20)).

Diese Fehleranalyse stellt die Hauptschwierigkeit in der Interpretation der Ergebnisse dar, wobei dies nicht ein Problem ist, das nur diese Arbeit betrifft. Man kann annehmen, daß die einzelnen Ungenauigkeiten der verschiedenen Meßwerte an anderen Tokamaks ähnlich sind, wie die, die mit Hilfe der an ASDEX benutzten Diagnostiken möglich sind. Im Fall der Iontemperatur muß man sogar davon ausgehen, daß die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden genauer sind als die bisherigen. In groben Zügen stimmen beispielsweise die Folgerungen dieser Fehleranalyse mit den einfachen Abschätzungen in der Arbeit von Groebner et.al. [61] überein. Obwohl dort der Temperaturgradient und die Randwerte als mit sehr niedrigen Fehlern behaftet angenommen werden, was aufgrund der oben durchgeführten Analyse als unrealistisch erscheint, ergeben sich auch dort Fehlerbereiche für χ_i , die wesentlich größer als χ_i selbst sind. Als einfache Schlussfolgerung daraus und für eine erste Bewertung anderer Arbeiten zu diesem Thema muß festgestellt werden, daß diese Methode der χ_i -Bestimmung bei Betrachtung einer einzelnen Entladung in den meisten Fällen nicht zu qualitativ und quantitativ einwandfreien Ergebnissen führen kann.

Noch deutlicher wird dies bei der Analyse von SOC-Entladungen, denn hier liegt die Iontemperatur bereits sehr nahe an der der Elektronen. Die Unterschiede sind hier kleiner als 100 eV, so daß das Verhältnis aus beiden über den ganzen Plasmaquerschnitt größer als etwa 0.9 ist. Der minimale Wert wird dabei im Zentrum angenommen, während im übrigen Gebiet beide Temperaturen nahezu identisch sind. Als Folge davon ist der Elektronen-Ionen-Heizterm an jedem Radius mit einem Fehler behaftet, der bei 100% liegt. Schon aus diesem Grund ist es prinzipiell nicht mehr möglich, wie für LOC-Plasmen davon zu sprechen, daß Elektronen- und Ionenkanal des Energietransports eindeutig aufgelöst werden können. Untersuchungen an einzelnen Plasmen, die ohne Vergleiche und Verbindung mit anderen Plasmen durchgeführt werden, dürfen gerade deshalb in ihrer Aussagekraft nicht überbewertet werden.

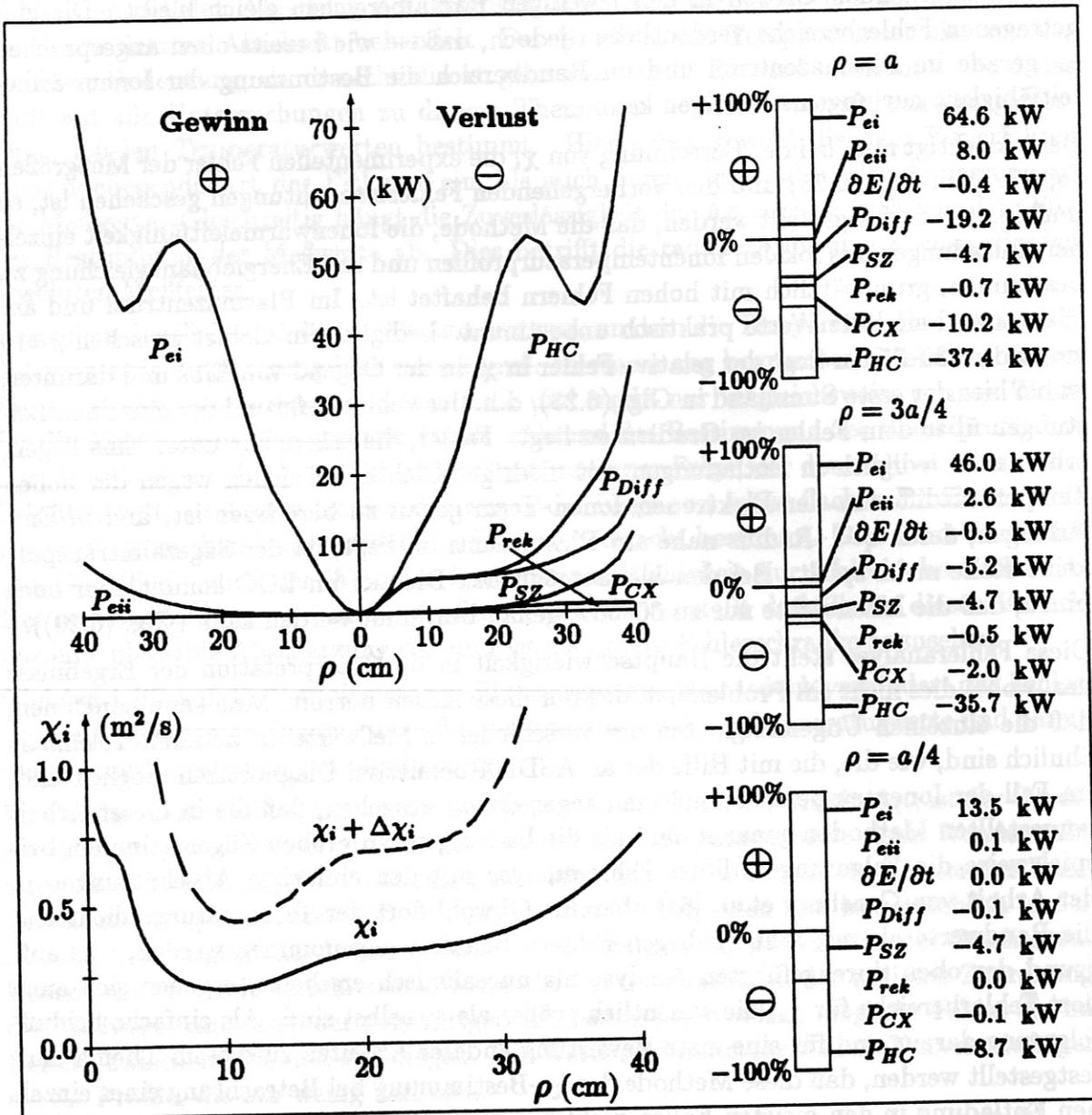


Abbildung 6.18: Energiebilanz für die SOC-Entladung aus Abb. 6.4. Wie im LOC-Bereich wird das Gleichgewicht der Ionenenergie durch P_{ei} und die Verluste aus Wärmeleitung, konvektiven Transport, Sägezahntransport und CX-Verlusten dominiert. Die anderen Terme bleiben bedeutungslos. χ_i zu dieser Entladung ist ein typisches Beispiel für SOC-Entladungen und zeigt dasselbe Verhalten wie für Entladungen des LOC (z.B. Abb. 6.17), jedoch mit möglichen Fehlern, die über 100% liegen, so daß nur mehr eine obere Schranke angedeutet werden kann.

Diese Situation verschlechtert sich noch für die SOC-Plasmen gegenüber der, wie sie schon oben aus ähnlichen Gründen für LOC-Entladungen gefolgert wurde. Trotzdem ist in Abb. 6.18 die Energiebilanz der Ionen für die bisher benutzte Beispielenladung des SOC-Bereichs dargestellt. Wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, sind die fol-

genden Merkmale bzw. Ergebnisse jedoch an einer Vielzahl dieser Entladungen geprüft worden. Der Einfluß der einzelnen Terme entspricht weitgehend dem Verhalten im LOC-Bereich. Die transportierten Leistungen sind insgesamt etwas höher als dort, da P_{ei} hier wegen der Zunahme der Dichte leicht höher liegt. Ebenfalls wie im LOC-Bereich setzt sich die durch Wärmeleitung verlorengelungene Leistung vereinfacht aus einer Differenz zwischen P_{ei} einerseits und Sägezahnleistung und Energieverlust durch den Teilchenfluß andererseits zusammen. Geringfügige Unterschiede sind hier lediglich im Teilchenfluß zu erkennen, der erst bei größeren Radien an Einfluß gewinnt. Im Randbereich muß wiederum die um den Ionisationsanteil verringerte CX-Leistung berücksichtigt werden. Durch die Beschränkung dieser zusätzlichen nicht vernachlässigbaren Leistungen auf das Gebiet innerhalb der $q=1$ -Fläche und den Außenbereich ist die Situation für die SOC-Plasmen qualitativ anders als für LOC-Entladungen. Dort stellen zwar die Wärmeleitungsverluste über den ganzen Plasmaquerschnitt einen wichtigen Transportkanal dar; aber auch die anderen Verluste spielen eine wichtige Rolle in der Energiebilanz. In einem SOC-Plasma ist im Confinement-Gebiet die Wärmeleitung der einzige wirklich wichtige Verlustkanal. In diesem Bereich stellt sich deshalb in sehr guter Näherung ein direktes Gleichgewicht zwischen P_{ei} und den Wärmeleitungsverlusten ein.

Der Verlauf von χ_i ist für diese Entladung in Abb. 6.18 angegeben. Ein direkter Vergleich mit Abb. 6.17 zeigt, daß auch hier der Radialverlauf von χ_i mit den hohen Werten im Zentrum, der Konstanz über den weiten Bereich des Confinement-Gebiets und dem leichten Anwachsen am Rand qualitativ dem Verhalten im LOC entspricht. Die eingezeichneten absoluten Werte sind ebenfalls nur wenig verschieden.

Benutzt man zur Berechnung der Fehler in χ_i wieder Glg. (6.25), die eine plausible Untergrenze dafür darstellt, so sind hier, wie schon die Ungenauigkeit in P_{ei} erwarten läßt, weitere Fehlergrenzen zu berücksichtigen. Dies wird sowohl durch die Unbestimmtheit von P_{ei} als auch des Gradienten der Iontemperatur verursacht, da dazu die entsprechenden Ergebnisse aus der Diskussion zum LOC-Bereich einfach übertragen werden können. Der Anteil im Gesamtfehler, der durch die Ionendichte verursacht wird, ist allerdings für SOC-Plasmen vernachlässigbar, da er in allen Fällen unter 10% liegt.

Für alle untersuchten SOC-Entladungen ist an allen Radien ein Fehler möglich, der weit über hundert Prozent liegt. Obwohl gerade im Confinement-Bereich der erste Anteil im Relativfehler minimal wird und damit auch insgesamt der Fehler geringer ist als im Innenbereich oder am Rand, kann die Genauigkeit nicht wesentlich verbessert werden. Nach wie vor ergibt sich ein Gesamtfehler, der von der Größenordnung der χ_i -Werte ist. Dieses Verfahren ist hier deshalb ebenso wie für den LOC-Bereich nicht in der Lage, eindeutig interpretierbare Ergebnisse bezüglich der Ionenwärmeleitfähigkeit anhand von Einzeluntersuchungen zu liefern.

Das für die SOC-Entladungen Gesagte trifft im verstärkten Maße auch auf IOC-Plasmen zu, denn hier liegen die Temperaturen noch enger zusammen. Deshalb ist hier mit derselben Argumentation wie zum SOC-Bereich zu erkennen, daß die Untersuchung des Transports der Ionenenergie einzig aufgrund von Meßwerten praktisch keine eindeutigen Schlußfolgerungen liefert, wenn nur Einzelentladungen unabhängig voneinander betrachtet werden. Der Vollständigkeit halber ist auch hier die Energiebilanz der Ionen in Abb. 6.19 mit allen Gewinn- und Verlustleistungen angegeben.

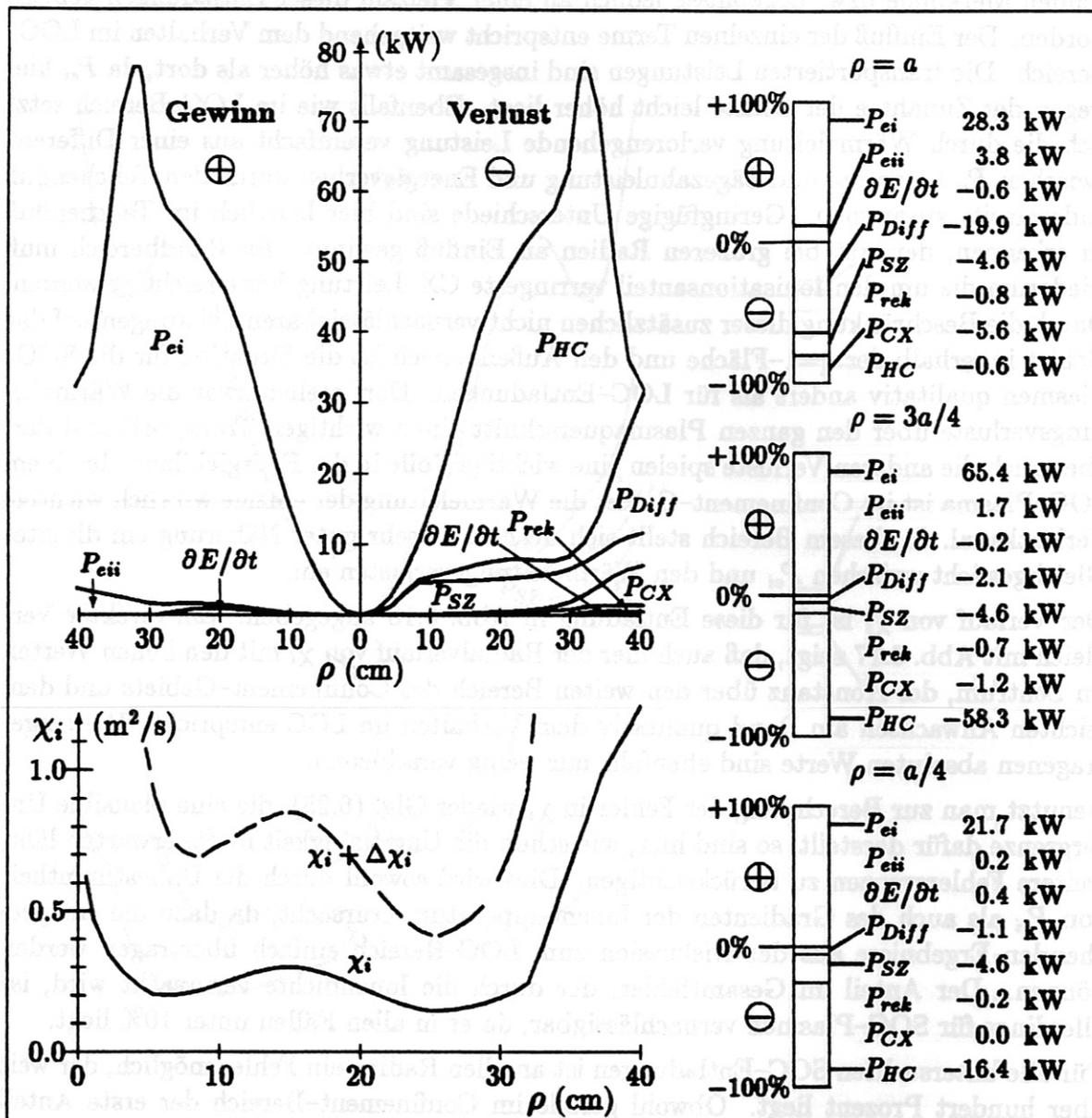


Abbildung 6.19: Die Energiebilanz des IOC-Plasmas aus Abb. 6.4 zeigt prinzipiell dasselbe Verhalten wie die der vorangegangenen LOC- und SOC-Entladungen. Das für LOC- und SOC-Plasmen typische Radialprofil besitzt auch die dazugehörige χ_i -Kurve, auch wenn hier die statistische Ungenauigkeit an allen Radien weit über 100% liegt, da bei der Bestimmung des Elektron-Ion-Terms P_{ei} wegen der geringen Temperaturdifferenzen sehr hohe Fehler möglich sind.

Im Rahmen der Untersuchungen mehrerer IOC-Entladungen können jedoch, wie es bereits Abb. 6.19 erkennen läßt, keine qualitativen Unterschiede beim Einfluß der verschiedenen Quell- und Verlustterme zwischen SOC- und IOC-Plasmen gefunden werden. Auch hier ist es wichtig, innerhalb der $q=1$ -Fläche den Sägezahntransport zu berücksichtigen, da er wie im LOC- und SOC-Bereich für den Verlust von etwa der Hälfte der

zugeführten Heizleistung verantwortlich ist. Im eigentlichen Confinement-Gebiet um $\rho=a/2$ wird die gesamte zugeführte Heizleistung fast ausschließlich durch Wärmeleitung nach außen transportiert. Erst im Außenbereich gewinnt der durch den Teilchentransport verursachte konvektive Energieverlust ebenso an Bedeutung wie der CX-Übertrag an die Neutralen.

Für die in Abb. 6.19 dargestellte Kurve der Ionenwärmeleitfähigkeit ergibt sich dasselbe radiale Verhalten wie zuvor im LOC- und SOC-Bereich, wobei hier der Fehlerbereich noch weiter auszudehnen ist.

Insgesamt kann man für alle drei ohmschen Einschlußbereiche zusammenfassend feststellen, daß die Wärmeleitung der Ionen den dominanten Transportkanal darstellt. Im Confinement-Bereich der SOC- und IOC-Plasmen stellt sich sogar ein direktes Gleichgewicht zwischen zugeführter Heizleistung und den Verlusten durch Wärmeleitung ein. In allen Einschlußbereichen sind daneben im Zentrum die Sägezahnverluste und im Außenbereich die Konvektions- und CX-Verluste von Bedeutung. Aufgrund der vor allem im P_{ei} -Term und im Gradienten der Iontemperatur möglichen hohen Fehler, ist diese Methode der Auflösung der Energiebilanzgleichung nur wenig geeignet, um daraus χ_i eindeutig zu bestimmen. Dies betrifft vor allem die Bestimmung der absoluten χ_i -Werte. In allen ohmschen Entladungen liegen beispielsweise die Werte bei $a/2$ in einem Bereich, der von $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ bis etwa $0.6 \text{ m}^2/\text{s}$ reicht. Die Angabe eines exakten oder zumindest annehmbar genauen Werts ist aber nicht möglich. So wurde beispielsweise zu einer Entladung mittlerer Dichte lediglich das Temperaturprofil der Ionen innerhalb der experimentell vorgegebenen Fehlergrenzen variiert, wobei $\chi_i(a/2)$ zu 0.15, 0.26 und $0.54 \text{ m}^2/\text{s}$ errechnet wurde. Einen bildhaften Eindruck davon zeigt Abb. 6.32 aus Abschnitt 6.6. Dort werden zwei Temperaturprofile im Rahmen der Diskussion sägezahnfreier Entladungen gezeigt, die nur geringe Unterschiede aufweisen. Trotzdem sind die dazugehörigen χ_i -Kurven erkennbar verschieden.

Es kann aber zumindest festgestellt werden, daß χ_i mit sinkender Iontemperatur zunimmt, da damit gleichzeitig eine Zunahme von P_{ei} und eine Abnahme des Temperaturgradienten verbunden ist. Signifikante Aussagen über Abhängigkeiten von χ_i von anderen Plasmaparametern sind selbst bei der hohen Anzahl von untersuchten Entladungen nicht möglich. Trotz dieser Einschränkung in der Genauigkeit der experimentellen Ionenwärmeleitfähigkeit ist es möglich, den Energietransport der Ionen mit den Vorhersagen theoretischer Modelle zu vergleichen, wie es im folgenden gezeigt wird.

6.4.2 Vergleich mit der Neoklassischen Theorie

Da die alleinige Bestimmung der experimentellen χ_i -Werte nicht ausreicht, um den Mechanismus zu finden, der das Verhalten der Ionenwärmeleitung bestimmt, ist es erforderlich, nach Merkmalen zu suchen, die von theoretischen Modellen vorhergesagt werden. Als Grundlage für einen Vergleich mit der neoklassischen Theorie dient hier die von Chang und Hinton [10] aufgestellte Gleichung für χ_i^{CH86} (Glg. (2.58)). Der Vergleich wird mit zwei unterschiedlichen Verfahren durchgeführt. Das erste Verfahren vergleicht direkt experimentelle und theoretische χ_i -Werte. Im zweiten werden Meßwerte und Ergebnisse aus Simulationsrechnungen benutzt, um Experiment und Theorie zu vergleichen.

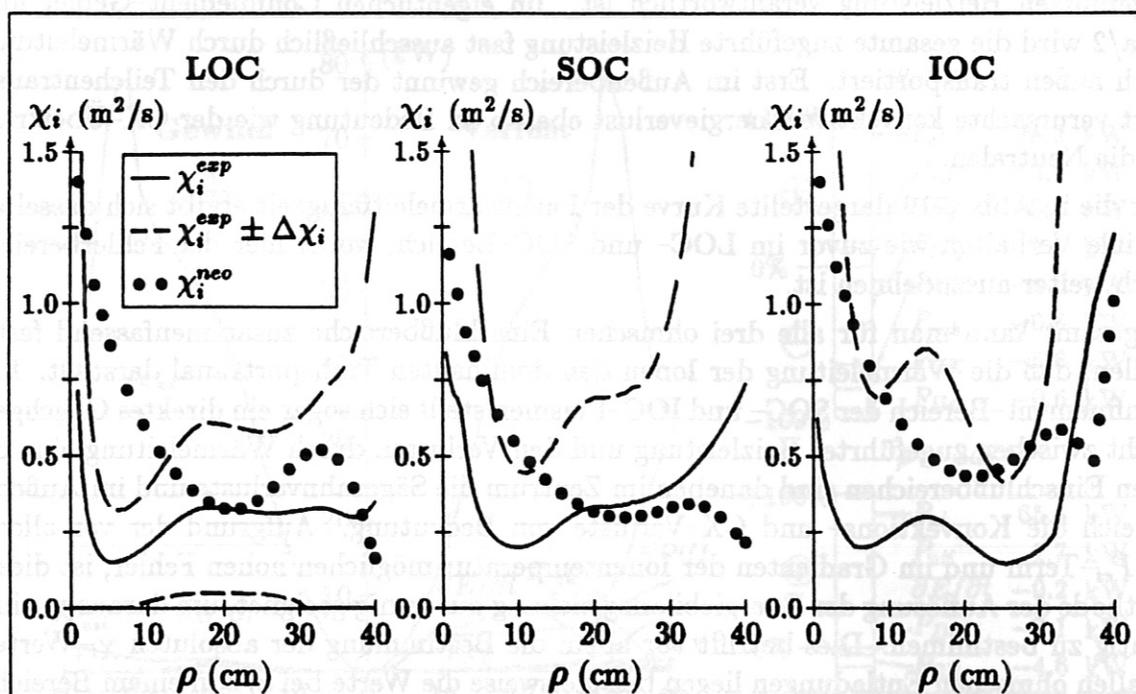


Abbildung 6.20: In den drei Einschlußbereichen stimmt die experimentelle Ionenwärmeleitfähigkeit innerhalb der Fehlerintervalle in ihrem absoluten Wert mit der neoklassischen Vorhersage überein (die Kurven gehören zu Abb. 6.17–6.19). Durch die mögliche große Ungenauigkeit in χ_i ist diese Methode des Vergleichs nicht eindeutig.

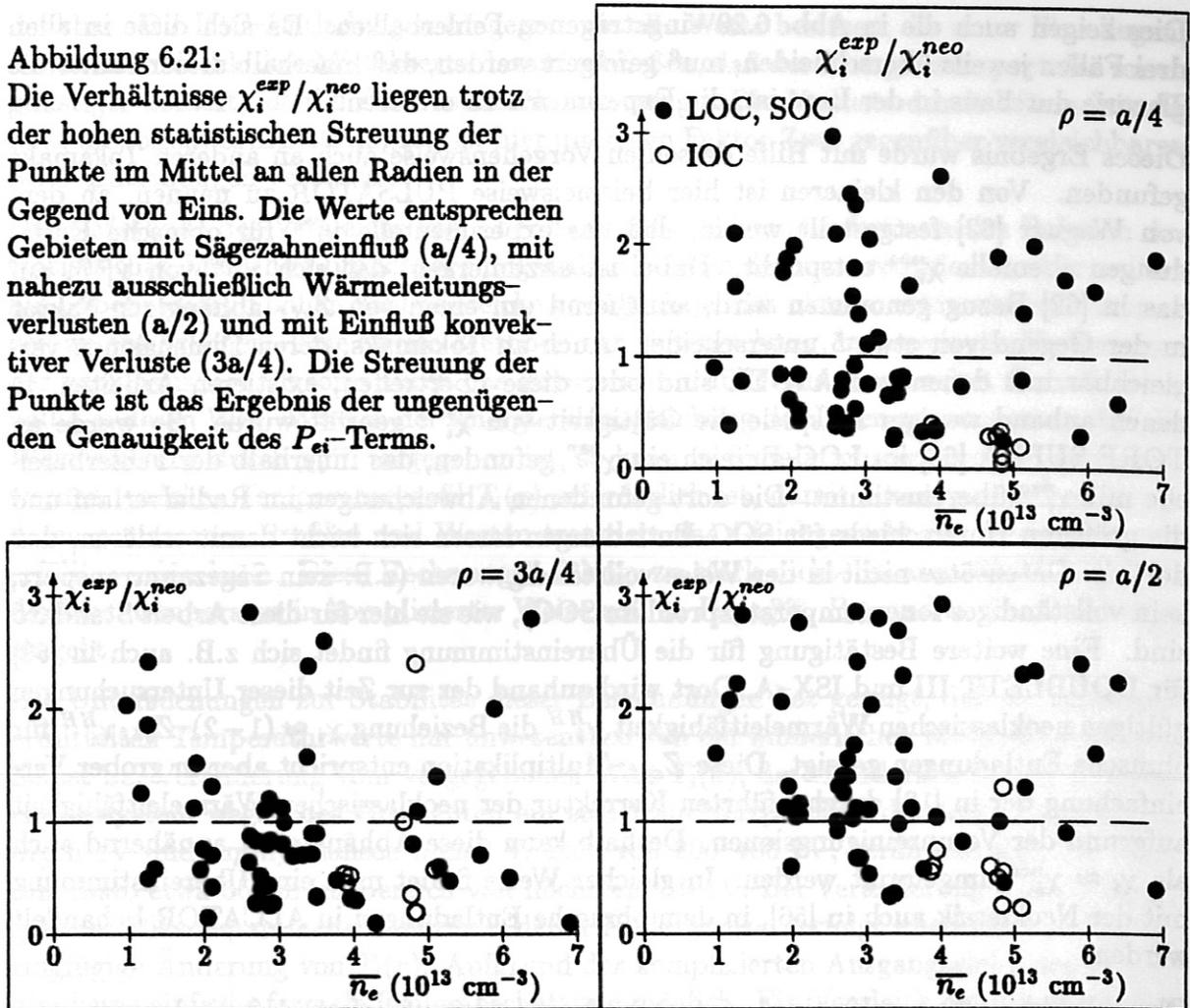
Die Wärmeleitfähigkeit χ_i^{CH86} stellt die zur Zeit umfassendste Herleitung im Rahmen der neoklassischen Theorie dar und kann bei Vorliegen eines kompletten Datensatzes, wie er z.B. in den Tabellen 6.1 und 6.2 enthalten ist, einfach aus lokalen Meßgrößen berechnet werden. Im Gegensatz zur Bestimmung der experimentellen χ_i -Werte, deren Genauigkeit sehr stark vom $P_{e,i}$ -Term und dem Ionentemperaturgradienten abhängt, erfolgt die Berechnung von χ_i^{neo} , ohne daß schlecht bestimmte Einzelparameter das Ergebnis völlig verfälschen können.

Als relativen Fehler erhält man nahezu über den ganzen Plasmaquerschnitt Werte, die maximal bei etwa 30% liegen. Die größte Unsicherheit stammt dabei vom Verlauf des q -Profils und des Ionendichteprofiles. Erst im Randbereich wächst auch für χ_i^{neo} der relative Fehler auf 100% und darüber an, wobei hier alle eingehenden Profil-Parameter durch diagnostische Mängel fehlerhaft bestimmt sind.

Dazu sind zunächst in Abb. 6.20 für einen direkten Vergleich die experimentellen und theoretischen χ_i -Kurven für die oben diskutierten Entladungen angegeben. Gleichzeitig dazu sind ebenfalls die statistischen Fehlerbereiche der Kurven mit eingezeichnet. In allen drei Fällen liegen die absoluten Werte von χ_i^{exp} nahe bei den neoklassischen. Dies ist ein erster Hinweis darauf, daß die neoklassische Theorie zumindest die Grundzüge des Transports der Ionenenergie vorhersagen kann. Diese Aussage ist deshalb von Bedeutung, da die Neoklassik beispielsweise den im nächsten Kapitel diskutierten Energietransport der Elektronen auch nicht nur annähernd beschreiben kann.

Abbildung 6.21:

Die Verhältnisse $\chi_i^{exp}/\chi_i^{neo}$ liegen trotz der hohen statistischen Streuung der Punkte im Mittel an allen Radien in der Gegend von Eins. Die Werte entsprechen Gebieten mit Sägezahneinfluß ($a/4$), mit nahezu ausschließlich Wärmeleitungsverlusten ($a/2$) und mit Einfluß konvektiver Verluste ($3a/4$). Die Streuung der Punkte ist das Ergebnis der ungenügenden Genauigkeit des P_{ei} -Terms.



Mittelwerte von $\chi_i^{exp}/\chi_i^{neo}$						
Radius	$a/4$		$a/2$		$3a/4$	
LOC	1.1	± 0.6	1.5	± 0.6	0.9	± 0.6
SOC	1.3	± 0.5	1.5	± 0.5	0.6	± 0.5
IOC	0.3	± 0.2	0.6	± 0.2	0.7	± 0.3

Tabelle 6.5: Die in Abb. 6.21 eingetragenen Punkte besitzen in den einzelnen Bereichen die hier aufgeführten Mittelwerte. In LOC und SOC liegen sie im Bereich der neoklassischen Theorie und im IOC-Bereich weit darunter.

Eine direkte Übereinstimmung zwischen χ_i^{exp} und χ_i^{neo} ist jedoch in keiner ohmschen Entladung zu erwarten, da die oben durchgeführte Fehleranalyse gezeigt hat, daß sich bereits durch das Zusammenwirken kleiner Ungenauigkeiten große Unsicherheiten ergeben. Abweichungen der beiden Kurven können in OH-Entladungen deshalb durchaus im Hundert-Prozent-Bereich liegen. Diese dürfen aber auf keinen Fall dazu benutzt werden, um daraus zu folgern, daß die neoklassische Theorie falsch sei. Eine Beweisführung in dieser Richtung nur aufgrund der χ_i -Werte darf hier prinzipiell nicht geführt werden.

Dies zeigen auch die in Abb. 6.20 eingetragenen Fehlerbalken. Da sich diese in allen drei Fällen jeweils überschneiden, muß gefolgert werden, daß innerhalb dieser Fehler die Theorie durchaus in der Lage ist, die Experimente zu erklären.

Dieses Ergebnis wurde mit Hilfe derselben Vorgehensweise auch an anderen Tokamaks gefunden. Von den kleineren ist hier beispielsweise PULSATOR zu nennen, an dem von Wagner [62] festgestellt wurde, daß das experimentelle χ_i^{exp} für ohmsche Entladungen ebenfalls χ_i^{neo} entspricht. Dabei ist anzumerken, daß sich χ_i^{neo} von χ_i^{HH} , auf das in [62] Bezug genommen wird, annähernd um einen von Z_{eff} abhängigen Faktor in der Gegend von etwa 5 unterscheidet. Auch an Tokamaks, deren Dimensionen vergleichbar mit denen von ASDEX sind oder diese übertreffen, existieren Arbeiten, in denen anhand weniger Beispiele die Gültigkeit von χ_i^{neo} geprüft wurde. So wurde an TORE SUPRA [63] im LOC-Bereich ein χ_i^{exp} gefunden, das innerhalb der Fehlerbereiche mit χ_i^{neo} übereinstimmt. Die dort gefundenen Abweichungen im Radialverlauf und die größeren Unterschiede für SOC-Entladungen lassen sich leicht damit erklären, daß dort die Datensätze nicht in der Weise vollständig waren (z.B. kein Sägezahntransport, kein vollständiges Ionentemperaturprofil im SOC), wie sie hier für diese Arbeit Standard sind. Eine weitere Bestätigung für die Übereinstimmung findet sich z.B. auch in [58] für DOUBLETT III und ISX-A. Dort wird anhand der zur Zeit dieser Untersuchungen gültigen neoklassischen Wärmeleitfähigkeit χ_i^{HH} die Beziehung $\chi_i \approx (1-2) \cdot Z_{eff} \chi_i^{HH}$ für ohmsche Entladungen gezeigt. Diese Z_{eff} -Multiplikation entspricht aber in grober Vereinfachung der in [10] durchgeführten Korrektur der neoklassischen Wärmeleitfähigkeit aufgrund der Verunreinigungen. Deshalb kann diese Abhängigkeit annähernd auch als $\chi_i \approx \chi_i^{neo}$ umgeformt werden. In gleicher Weise findet man eine Übereinstimmung mit der Neoklassik auch in [56], in dem ohmsche Entladungen in ALCATOR behandelt werden.

Obwohl Abb. 6.20 bereits einen einfachen Hinweis darauf liefert, daß die Ionenwärmeleitung durch den neoklassischen Formalismus beschrieben werden kann, stellt dies im Sinn der Fehleranalyse nur eine mögliche plausible Erklärung für das Verhalten dieser drei χ_i -Kurven dar. Für konkrete Aussagen ist die Betrachtung mehrerer Entladungen gleichzeitig erforderlich, da dabei der statistische Fehler reduziert wird. Eine umfassendere Darstellung ist deshalb in Abb. 6.21 zu sehen. Dort ist für drei verschiedene Radien das Verhältnis aus χ_i^{exp} und χ_i^{neo} gegen die Dichte aufgetragen. Der kleinere Radius bei $a/4$ repräsentiert die Verhältnisse, wie sie in der Nähe der $q=1$ -Fläche vorliegen. An dieser Stelle enthält die Energiebilanz große Beiträge durch den Sägezahntransport. Bei $a/2$ wird die zugeführte Heizleistung fast ausschließlich durch die Wärmeleitung abtransportiert. Bei $3a/4$ schließlich sind die Ergebnisse für den Bereich angegeben, in dem auch der konvektive Anteil zum Transport beiträgt.

Trotz der großen Streuung der einzelnen Punkte in allen drei Einschlußbereichen und an allen Radien ist es möglich, gemeinsame Eigenschaften aufzuzeigen. Im LOC- und SOC-Bereich liegt die Mehrzahl der Punkte in einem Gebiet zwischen 0.5 und 2.5. Das statistische Mittel, das in Tab. 6.5 eingetragen ist, ergibt hier an allen Radien Werte, die innerhalb der weiterhin großen statistischen Schwankungsbreite der neoklassischen Vorhersage entsprechen. Anomaliefaktoren, die stark von Eins abweichen, können ausgeschlossen werden. Lediglich bei halbem Plasmaradius sind Faktoren in der Nähe von Zwei

denkbar. Die IOC-Entladungen hingegen, die alle Werte besitzen, die unter Eins liegen, lassen auch durch ihre Mittelwerte darauf schließen, daß der Energietransport der Ionen günstiger abläuft, als ihn die Neoklassik voraussagt. Die Verluste durch Wärmeleitung bzw. die Ionenwärmeleitfähigkeit ist hier um einen Faktor Zwei gegenüber vergleichbaren SOC-Entladungen verbessert.

Diese Methode des Vergleichs von Theorie und Experiment liefert zwar im Rahmen der statistischen Meßfehler brauchbare Ergebnisse. Wegen der zwar reduzierten aber weiterhin unbefriedigend hohen Fehlerbereiche genügt sie jedoch nicht, um hinreichende Aussagen zu ermöglichen. Eine zweite Methode zur Untersuchung, inwieweit die Vorhersagen der neoklassischen Theorie durch das Experiment erfüllt sind, beschreitet deshalb einen völlig anderen Weg. Wird in der Energiebilanzgleichung der Ionen angenommen, daß die Wärmeleitung durch χ_i^{neo} vorgegeben ist, so kann in Simulationsrechnungen untersucht werden, welches Temperaturprofil $T_i(r)$ erforderlich ist, damit zusammen mit allen anderen gemessenen Profilen und Werten trotzdem das Gleichgewicht der Bilanzgleichung erfüllt werden kann. Diese Rechnungen führen zu stark nicht-linearen Gleichungen, da die Iontemperatur in komplizierter Weise u.a. in P_{ei} , χ_i^{neo} , P_{SZ} und in den Gradienten eingeht.

Die Untersuchungen zur Stabilität dieser Berechnungen hat gezeigt, daß die numerisch ermittelten Temperaturwerte nur unwesentlich von der numerischen Methode abhängen. Selbst bei Veränderung vom vorgegebenen Wert $T_i(a)$, der erforderlich ist, da das Gleichungssystem wegen des Gradienten ein sog. Randwertproblem darstellt, zwischen wenigen eV und unphysikalisch hohen Werten von 200–400 eV, verändern sich die Werte innerhalb etwa 35 cm im Bereich von höchstens 10 eV. Bei Veränderung anderer vorgegebener Plasmaparameter innerhalb deren Fehlergrenzen erfolgt ebenfalls nur eine geringfügige Änderung von $T_i(r)$. Aufgrund der komplizierten Ausgangsgleichung ist aber hier keine einfache formale Fehlerabschätzung möglich. Ein Vergleich der Ergebnisse mit variierten Ausgangsdaten gibt jedoch die Möglichkeit, aus den dabei auftretenden Abweichungen einen zumindest plausiblen Fehlerbereich anzugeben. Mehrere unterschiedliche Entladungen lassen hier den Schluß zu, daß das so erzeugte Iontemperaturprofil mit Ausnahme des Randbereichs einen relativen Fehler von höchstens 10–15% aufweist.

Damit ist ein Vergleich dieser Temperatur, die im folgenden mit T_i^{neo} bezeichnet wird, mit dem entsprechenden experimentellen Wert wesentlich genauer als der oben beschriebene Vergleich zwischen χ_i^{neo} und χ_i^{exp} . Da die experimentellen Werte ebenfalls mit einem kleinen Fehler behaftet sind, ist beispielsweise das Verhältnis aus beiden mit einer Genauigkeit zu bestimmen, die ebenfalls in der Gegend von 10–15% liegt.

Die Simulationsrechnung erlaubt es daneben auch, verschiedene Modelle für χ_i anzugeben. Da sich dabei in der Literatur durchgesetzt hat, die experimentelle Wärmeleitfähigkeit als Produkt von χ_i^{neo} und einem Vorfaktor anzugeben, wurden auch Untersuchungen zu $2 \cdot \chi_i^{neo}$ und $3 \cdot \chi_i^{neo}$ durchgeführt, um die Übereinstimmung von χ_i^{exp} mit χ_i^{neo} auch anhand dieser Ergebnisse zu stützen. Der Vorfaktor in der Wärmeleitfähigkeit stellt dabei einen Anomaliefaktor dar und sollte (bei Übereinstimmung der Ergebnisse) dazu dienen, den Grad des möglicherweise anomalen Ionenenergietransports zu beschreiben. Prinzipiell könnte im Fall, daß dieser wirklich anomal und nicht neoklassisch erfolgen würde, nicht davon ausgegangen werden, daß sich über das ganze Profil eine einfache Konstante

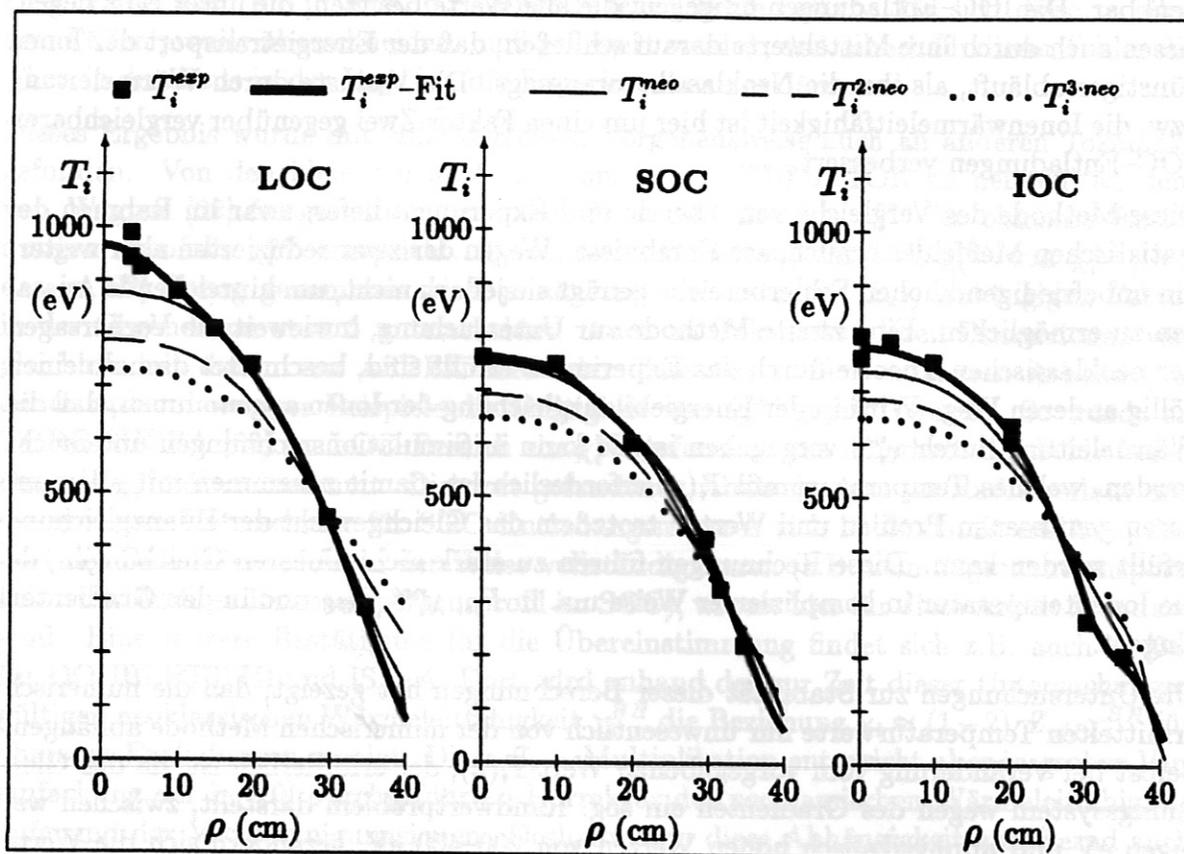


Abbildung 6.22: Im Vergleich der experimentellen Iontemperatur mit den Vorhersagen für $\chi_i = x \cdot \chi_i^{neo}$, $x = 1, 2, 3$, erhält man in allen drei ohmschen Einschlußbereichen die bessere Übereinstimmung bei normaler neoklassischer Wärmeleitfähigkeit. Die Profile gehören zu den Entladungen aus Abb. 6.17–6.19.

ergeben würde. Deshalb dienen diese Rechnungen hier einfach dazu, einen Eindruck dafür zu vermitteln, wie sich die Ergebnisse mit wachsendem Vorfaktor verändern und wie genau die Übereinstimmung mit der Neoklassischen Theorie ist.

Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen sind für die drei Beispielentladungen in Form von Radialprofilen in Abb. 6.22 angegeben. Dort sind neben T_i^{neo} auch die experimentellen Profile der Iontemperaturen angegeben. Zu erkennen ist in diesen Bildern für alle drei Entladungen die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation mit T_i^{neo} . Bei wachsendem Anomaliefaktor werden die Temperaturprofile niedriger. Das liegt daran, daß die erhöhte Wärmeleitfähigkeit zu einem erhöhten Energieverlust durch Wärmeleitung führt. Das damit in der Energiebilanzgleichung erreichbare Gleichgewicht erfordert auch einen niedrigeren Verlauf der Iontemperatur.

Deutlich wird dies im Fall der LOC-Entladung, für die sich die Temperaturen im Zentrum für χ_i^{neo} , $2 \cdot \chi_i^{neo}$ und $3 \cdot \chi_i^{neo}$ um etwa 100 eV unterscheiden, wobei bzgl. möglicher Fehler diese Unterschiede signifikant sind. Hier wird die experimentelle Kurve mit Ausnahme des Zentrums sehr gut durch die neoklassische Kurve angenähert. Die Temperaturen zum Faktor 2 bzw. 3 weichen bereits klar davon ab. Deshalb kann gefolgert werden, daß

im LOC-Bereich Experiment und Neoklassik übereinstimmen. Dabei kann die Abweichung im Innenbereich dadurch erklärt werden, daß die dort ermittelten experimentellen Temperaturwerte einen relativen Fehler von etwa zehn Prozent aufweisen und dieser Fehlerbereich die neoklassische Kurve ganz einschließt.

In gleicher Weise wie für die LOC-Entladung trifft dies auch für die angegebenen SOC-Profile zu. Die experimentelle Kurve stimmt nahezu identisch mit dem neoklassischen Profil überein. Wegen der geringen Abstände der drei simulierten Profile und der Meßgenauigkeiten in T_i^{exp} ist jedoch zu beachten, daß i.a. in Entladungen aus diesem Einschlußbereich die exakte Zuordnung der Profile nicht so einfach ist, wie für das hier gezeigte Beispiel. Im Mittel gelingt aber im SOC die bessere Anpassung durch das normale neoklassische Profil.

Der Vergleich der Kurven des IOC-Plasmas hingegen zeigt, daß nicht mehr die Möglichkeit besteht, die experimentelle Ionentemperatur eindeutig der neoklassischen Kurve zuzuordnen. Bis über den halben Plasmaradius hinaus verläuft T_i^{exp} über T_i^{neo} . Da damit insgesamt weniger Leistung von den Elektronen auf die Ionen übertragen wird, muß T_i^{exp} im Außenbereich darunter liegen. Die Abweichung zu den anderen Kurven nimmt mit wachsendem Anomaliefaktor weiter zu. Durch die möglichen Meßfehler bedingt, darf aber keines der drei Profile als mögliche Erklärung der Ionentemperatur dieser einen Entladung ausgeschlossen werden, auch wenn das einfach neoklassische dem Experiment am nächsten liegt.

Eine Vielzahl von Untersuchungen verschiedener LOC-, SOC- und IOC-Entladungen zeigen jedoch dasselbe Verhalten, wie die angegebenen drei Beispielenentladungen. Im LOC-Bereich kann das experimentelle Ionentemperaturprofil in allen Fällen durch T_i^{neo} und damit durch die neoklassische Wärmeleitung erklärt werden.

Die Rechnungen mit den Vorfaktoren 2 und 3 ergeben grundsätzlich Vorhersagen, die signifikant unter den experimentellen Werten liegen. Das gleiche Verhalten ist für SOC-Plasmen zu beobachten, für die die Simulationsergebnisse näher beisammen liegen aber für höhere Anomaliefaktoren bei Betrachtung vieler Entladungen nur schwer mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang zu bringen sind. Ein anderes Ergebnis liefert die Untersuchung mehrerer IOC-Entladungen. Trotz der nur mehr schlecht durchführbaren Zuordnung läßt die Untersuchung aller IOC-Entladungen der Datenbank die Folgerung zu, daß χ_i^{exp} auf keinen Fall größer als χ_i^{neo} sein kann. Es wird im Gegensatz dazu sogar die Tendenz sichtbar, daß die experimentelle Wärmeleitfähigkeit unter den neoklassischen Werten liegt.

Zur eindeutigen Identifizierung der neoklassischen Wärmeleitfähigkeit als Ursache der Wärmeleitungsverluste im LOC- und SOC-Bereich sind deshalb in Abb. 6.23 die Verhältnisse T_i^{exp}/T_i^{neo} für die drei Vorfaktoren $x=1,2,3$ eingezeichnet. Die Angabe der Werte beschränkt sich dabei auf die zwei Radien $\rho=0$ und $\rho=a/2$.

Im LOC-Bereich erhält man daraus ein eindeutiges Ergebnis. Die Verhältnisse für $1 \cdot \chi_i^{neo}$ liegen bei $\rho=0$ alle innerhalb der Fehlerbalken nahe Eins. Übertragen auf die Wärmeleitfähigkeiten bedeutet das, daß das neoklassische Modell in der Lage ist, die experimentelle Ionentemperaturen im Zentrum der LOC-Plasmen hinreichend zu erklären.

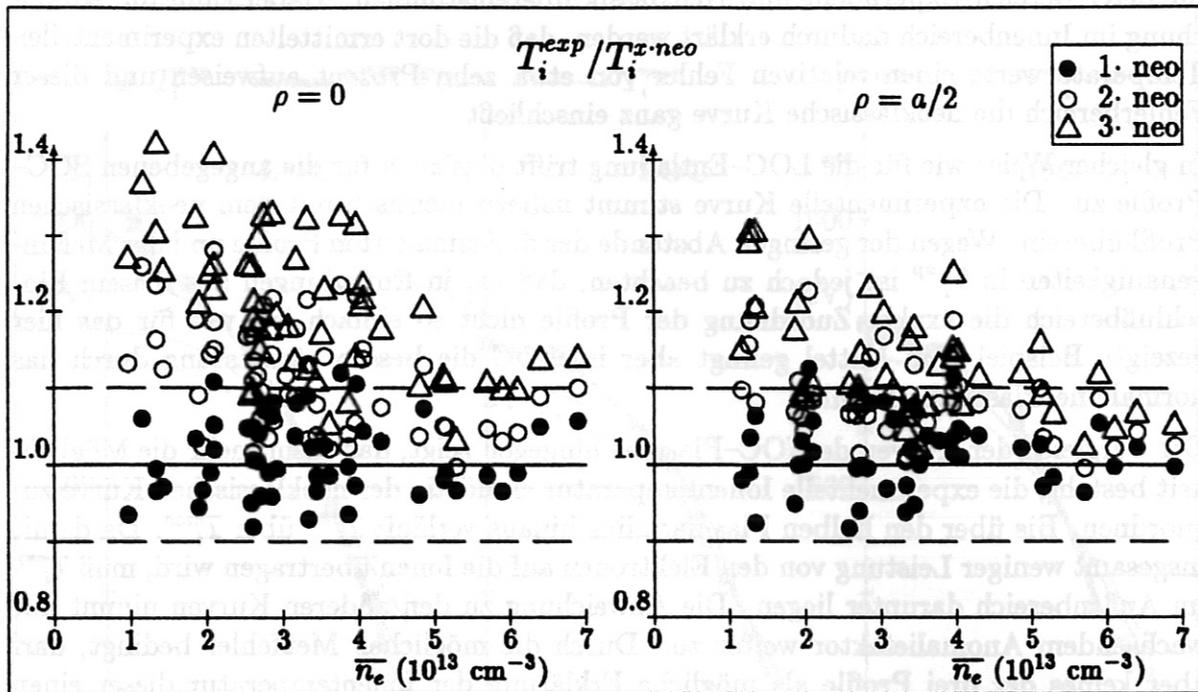


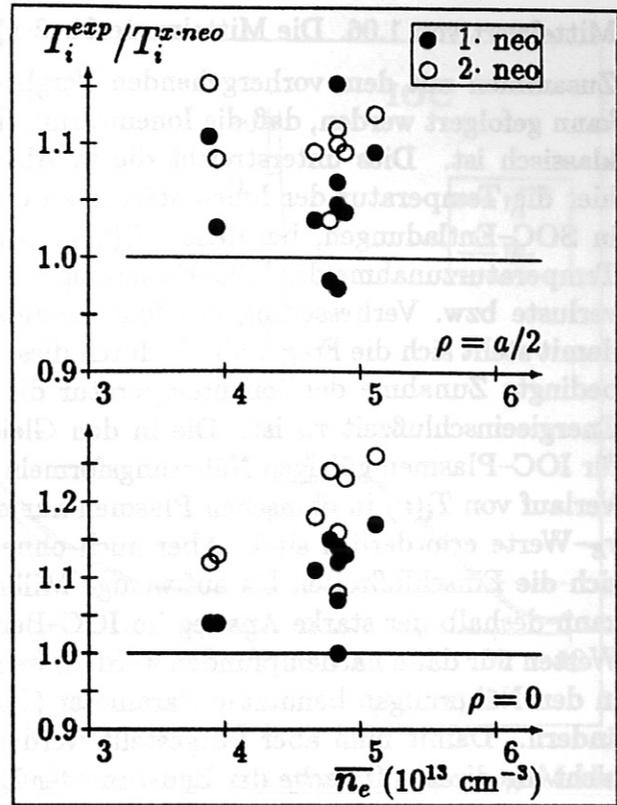
Abbildung 6.23: Sowohl im Plasmazentrum als auch im Confinement-Gebiet um $\rho=a/2$ liegen die Verhältnisse T_i^{exp}/T_i^{neo} aller LOC- und SOC-Entladungen innerhalb der Fehlerbereiche bei Eins. Die entsprechenden Werte T_i^{exp}/T_i^{neo} für die Anomaliefaktoren $x=2,3$ weichen davon systematisch ab.

Die Verhältnisse für 2 bzw. 3 $\cdot \chi_i^{neo}$ sind im Vergleich dazu signifikant von Eins verschieden. Die Unterschiede sind umso größer, je niedriger die liniengemittelte Plasmadichte ist. Deshalb können Wärmeleitfähigkeiten, die χ_i^{neo} wesentlich übertreffen, ausgeschlossen werden. Besonders wichtig ist dieses Ergebnis auch für Radien um $\rho=a/2$, für die die erste Methode noch kein eindeutiges Ergebnis geliefert hat. Wie Abb. 6.23 zeigt, liegen auch hier die Verhältnisse für T_i^{exp}/T_i^{neo} im Mittel und innerhalb der Fehlerbalken bei Eins. Auch wenn sich hier die Verhältnisse für $T_i^{exp}/T_i^{2\cdot neo}$ und $T_i^{exp}/T_i^{3\cdot neo}$ viel näher an Eins befinden als für $\rho=0$, so zeigt die Untersuchung vieler Entladungen, daß im Mittel die Werte weiterhin signifikant davon abweichen. Dies läßt den Schluß zu, daß in LOC-Entladungen die Ionenwärmeleitung durch die Transportmechanismen der Neoklassischen Theorie erfolgt.

Für die SOC-Entladungen erhält man mit Abb. 6.23 das gleiche Ergebnis. Auch hier liegen die Punkte zur einfachen neoklassischen Wärmeleitung im Rahmen der möglichen Ungenauigkeiten so nahe bei Eins, daß davon ausgegangen werden darf, daß die neoklassische Theorie in der Lage ist, den Ionenenergie-transport zu beschreiben. Für alle SOC-Entladungen stimmen dabei die experimentelle und neoklassische Temperatur bis nahe an den Randbereich innerhalb der relativ kleinen Fehlerbereiche überein. Da sich bei der Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit um die Faktoren 2 oder 3 die simulierten Temperaturwerte weniger unterscheiden als im LOC-Bereich, ist es für einzelne Entladungen möglich, daß auch deren Ergebnisse mit ihren Fehlerbereichen die Eins überlappen.

Abbildung 6.24:

Die Verhältnisse T_i^{exp}/T_i^{neo} der IOC-Entladungen liegen im Mittel im Plasmazentrum systematisch über Eins. Dies ist ebenso im Confinement-Gebiet ($\rho=a/2$) feststellbar, auch wenn hier die Abweichungen geringer sind.



Im statistischen Mittel weichen diese Verhältnisse — wie in Abb. 6.23 zu sehen ist — systematisch so stark davon ab, daß eine Übereinstimmung der Experimente mit der erhöhten neoklassischen Wärmeleitung nur möglich wäre, wenn ein systematischer Fehler in die Berechnung dieser Verhältnisse eingehen würde. Bei der Diskussion der experimentellen Ionentemperatur konnte ein solcher Fehler durch den Vergleich zweier unabhängiger diagnostischer Verfahren ausgeschlossen werden. Dies trifft ebenfalls auf die Berechnung der Temperaturen T_i^{neo} ($x=1,2,3$) zu, da es sich hier lediglich um einfache numerische Verfahren mit analytisch einfachen Gleichungen handelt. Die einzige Möglichkeit, die statistisch eindeutig von der Eins abweichenden Verhältnisse zu den Faktoren 2 und 3 doch zu einer Übereinstimmung zu bringen, scheidet damit aus. Wie für den LOC-Bereich kann so auch hier eindeutig aus den Ergebnissen der Simulationsrechnungen gefolgert werden, daß die Wärmeleitung der Ionen durch die neoklassische Theorie beschrieben wird.

Dieses für den LOC- und den SOC-Bereich gleichlautende Ergebnis wurde mit ähnlichen Methoden ebenfalls an anderen Tokamaks gefunden. So stimmen z.B. am Frascati Tokamak (FT) [6] in OH-Plasmen bis zu den höchsten Dichten die experimentellen Temperaturen mit T_i^{neo} überein. Die Werte für höhere Faktoren weichen auch dort signifikant ab. Das gleiche Verhalten zeigen die Temperaturen u.a. auch in DOUBLETT III [58].

Die dem IOC-Bereich entsprechende Abb. 6.24, in der nur mehr die Verhältnisse zu den Vorfaktoren 1 und 2 eingetragen sind, zeigt — anders als für die LOC- und SOC-Bereiche — Werte, die im Plasmazentrum systematisch über Eins liegen. Für diese Werte gilt im Mittel $T_i^{exp}(0)/T_i^{neo}(0) = 1.13 \pm 0.06$. Für $a/2$ ergibt sich mit derselben Genauigkeit ein

Mittelwert von 1.06. Die Mittelwerte für $2 \cdot \chi_i^{neo}$ lauten 1.18 (0) und 1.15 ($a/2$).

Zusammen mit dem vorhergehenden Vergleich der experimentellen χ_i -Werte mit χ_i^{neo} kann gefolgert werden, daß die Ionenwärmeleitung in diesen Entladungen besser als neoklassisch ist. Dies unterstreicht die in Abschnitt 6.2 festgestellte Tatsache, daß sich hier die Temperatur der Ionen stärker an die der Elektronen anpaßt als beispielsweise in SOC-Entladungen, bei denen $T_i(0)/T_e(0) \approx 0.9$ festgestellt wurde. Diese relative Temperaturzunahme der IOC-Entladungen kann durch die Verringerung der Transportverluste bzw. Verbesserung des Ionenenergieeinschlusses erklärt werden. Gleichzeitig damit stellt sich die Frage, ob die durch diese Verbesserung des Ionenenergieeinschlusses bedingte Zunahme der Iontemperatur die alleinige Ursache für das Anwachsen der Energieeinschlußzeit τ_E ist. Die in den Gleichungen (6.8, 6.9) angegebenen und auch für IOC-Plasmen gültigen Näherungsformeln für τ_E und ihre Herleitung zeigen, daß der Verlauf von $T_i(r)$ in ohmschen Plasmen nur dann von Bedeutung ist, wenn sehr genaue τ_E -Werte erforderlich sind. Aber auch ohne die Kenntnis der Iontemperatur lassen sich die Einschlußzeiten bis auf wenige Millisekunden genau bestimmen. Insbesondere kann deshalb der starke Anstieg im IOC-Bereich gegenüber den fast konstanten SOC-Werten nur dann nachempfunden werden, wenn sich neben der Iontemperatur auch die in den Näherungen benutzten Parameter (Elektronentemperatur, -dichte, Ionendichte) ändern. Damit muß aber festgestellt werden, daß die Zunahme der Iontemperatur nicht die direkte Ursache der Zunahme der Energieeinschlußzeit τ_E sein kann.

6.4.3 Bedeutung der η_i -Moden

Obwohl der vorangehende Vergleich mit der neoklassischen Theorie hinreichend gezeigt hat, daß zur Erklärung der Ionenwärmeleitung in ohmschen Plasmen keine anomalen Transportvorgänge erforderlich sind, ist es nötig, diese durch einen Vergleich mit den Vorhersagen der Theorie der η_i -Moden explizit auszuschließen. Da diese Moden nur dann auftreten sollten, wenn eine charakteristische kritische Schwelle η_{ic} überschritten wird, wird zunächst der radiale Verlauf von η_i und dessen kritischer Schranke diskutiert. Abb. 6.25 zeigt dazu die Radialprofile der beiden Größen, wie er in den drei Einschlußszenarien typisch ist. Die kritischen Werte wurden nach der Formel von Romanelli (Glg. (2.64), [24]) berechnet. Der von Lee und Diamond [13] benutzte Wert, der eine in der Literatur nicht eindeutig bestimmte Konstante zwischen 1 und 2 darstellt, ist in dieser Abbildung nicht enthalten.

Bei allen drei Entladungen ist zu erkennen, daß sowohl im Zentrum als auch im Außenbereich die Werte unterhalb von η_{ic} liegen. In diesem Bereich ist aufgrund der theoretischen Vorhersagen ein zusätzlicher Beitrag zum radialen Ionenenergie-transport durch die η_i -Moden nicht zu erwarten. Lediglich im Confinement-Gebiet zwischen 10 und 30 cm wird in allen drei Plasmen der kritische Wert übertroffen. Während das Verhalten innen und außen typisch für ohmsche Entladungen ist, ist es im Confinement-Bereich nicht für alle Plasmen gleich. Dies zeigt auch Abb. 6.26. Da jede ohmsche Entladung, wie auch die in Abb. 6.25 gezeigten, ihr Maximum des Verhältnisses zwischen 20 und 30 cm annehmen, sind die Punkte in Abb. 6.26 so gewählt, daß gerade diese Maxima eingetragen sind. Für Werte unter Eins bedeutet das, daß für die entsprechende Entladung

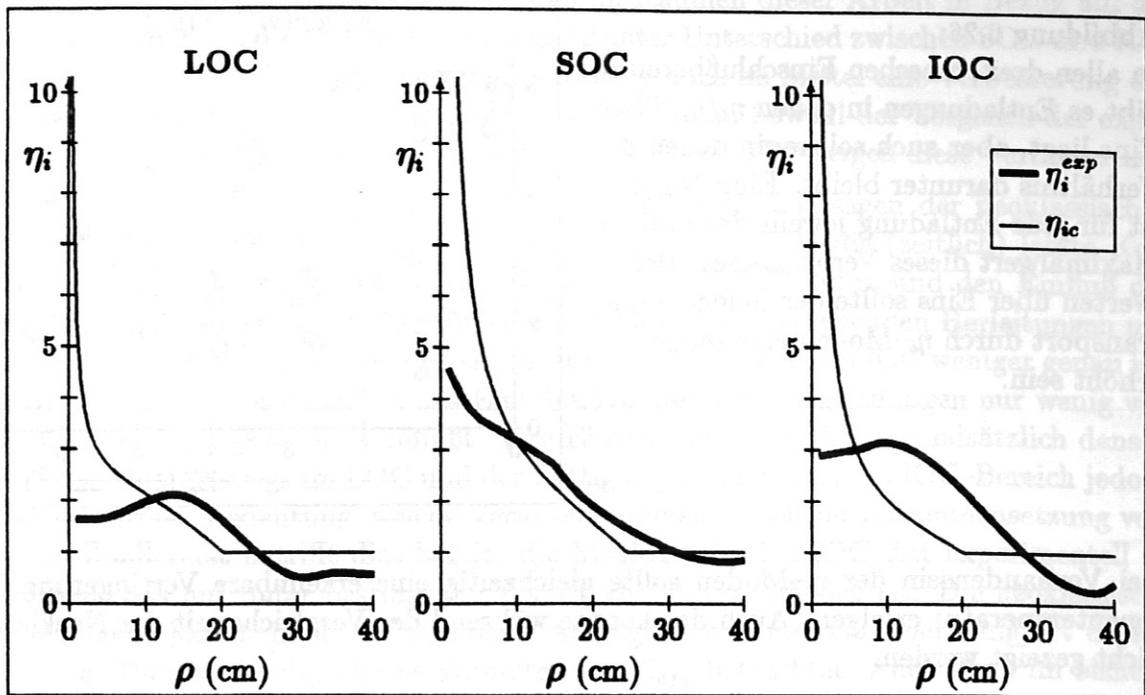


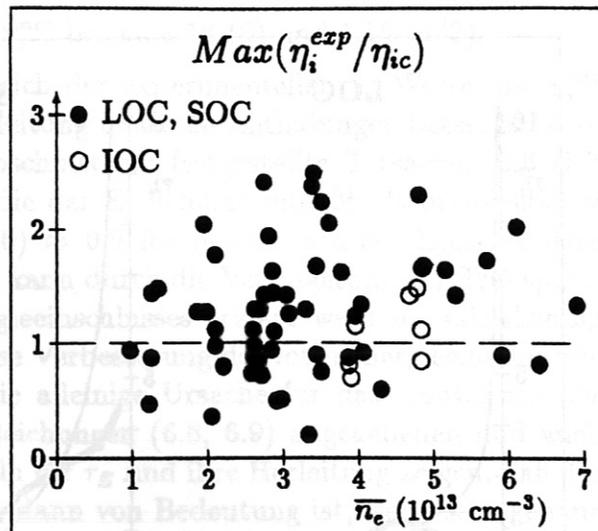
Abbildung 6.25: Ein anomaler Beitrag zum Ionenenergie-transport durch die η_i -Moden ist nur in den Bereichen zu erwarten, in denen $\eta_i(r)$ über $\eta_{ic}(r)$ verläuft. In ohmschen Entladungen ist sowohl der Innen- wie der Außenbereich i.a. davon nicht betroffen. Die gezeigten Profile gehören zu den Plasmen aus Abb. 6.17–6.19.

an keinem Radius der kritische Wert überschritten wird. Dabei wird deutlich, daß ein großer Teil der ohmschen Entladungen Profile aufweisen, die zu überkritischen η_i -Werten führen. Gleichzeitig aber sind in jedem Einschlußbereich Entladungen möglich, für die nach den theoretischen Modellen keine η_i -Moden existieren dürfen. Im Gegensatz zu den Folgerungen in [52, 60] ist es deshalb so, daß in LOC- und SOC-Entladungen diese Moden nicht prinzipiell auftreten müssen. Ebenso kann für IOC-Entladungen nicht davon ausgegangen werden, wie es z.B. in [52, 60] beschrieben ist, daß sie dort grundsätzlich unterdrückt sind. Auch hier sind Verhältnisse beobachtbar, die über Eins liegen und im Rahmen der Theorie zu einem erhöhten radialen Wärmeleitungsverlust führen müßten. An der bisher gängigen Formel [52], daß die Unterschiede im Energieeinschluß zwischen SOC- und IOC-Bereich durch das Vorhandensein (SOC) bzw. Fehlen (IOC) dieser Moden begründet seien, kann deshalb nicht festgehalten werden.

Unabhängig davon, welche der beiden Formulierungen (Glg. (2.65) oder (2.66)) zusätzlich zur neoklassischen Wärmeleitfähigkeit benutzt wird, um den η_i -Modenanteil in der Bilanzgleichung zu berücksichtigen, ist in keinem der drei Einschlußbereiche eine eindeutige Übereinstimmung mit dem Experiment möglich. Die experimentellen χ_i -Werte liegen im betroffenen Radialbereich grundsätzlich um einen Faktor, der zwischen Zwei und Fünf variieren kann, unter den Vorhersagen der Theorie der η_i -Moden. Gleichzeitig damit existiert kein Zusammenhang der Punkte in Abb. 6.21, deren χ_i/χ_i^{neo} -Verhältnisse über Eins liegen, mit solchen η_i -Werten, die über dem kritischen Wert liegen.

Abbildung 6.26:

In allen drei ohmschen Einschlußbereichen gibt es Entladungen in denen η_i/η_{ic} über Eins liegt, aber auch solche, in denen das Verhältnis darunter bleibt. Eingetragen ist für jede Entladung jeweils der radiale Maximalwert dieses Verhältnisses. Bei Werten über Eins sollte der Ionenenergie-transport durch η_i -Moden erkennbar erhöht sein.



Bei Vorhandensein der η_i -Moden sollte gleichzeitig eine erkennbare Verringerung der Iontemperatur erfolgen. Auch das konnte während des Vergleichs mit der Neoklassik nicht gezeigt werden.

Durch diese Ergebnisse zu den η_i -Werten ist eine wichtige Schlussfolgerung möglich: Nach der bisherigen Diskussion darf vorausgesetzt werden, daß alle Entladungen eines Einschlußbereichs (LOC, SOC und IOC) ein gemeinsames typisches Einschlußverhalten zeigen, das sich z.B. im gleichförmigen Verlauf der Energieeinschlußzeit äußert. Signifikant außerhalb dieses Verhaltens liegende Entladungen konnten zumindest im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden. Da sich gleichzeitig das Zu- bzw. Abschalten des η_i -Moden-Transports durch eine drastische Änderung u.a. in τ_E äußern sollte, wie z.B. in [52] angegeben, kann davon ausgegangen werden, daß im Gegensatz zur Theorie die η_i -Moden in OH-Entladungen nicht existieren oder daß deren Einfluß auf den Transport der Ionenenergie im Vergleich zum neoklassischen Anteil vernachlässigbar gering ist.

6.4.4 Identifikation des Transportmechanismus

Trotz der relativ hohen statistischen Ungenauigkeiten, die in die Berechnung der experimentellen Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i eingehen können, ist es möglich, die Mechanismen zu identifizieren, die den Energieverlust durch Wärmeleitung der Ionen verursachen. Die Vergleiche mit den neoklassischen Vorhersagen lassen dabei nur die Schlussfolgerung zu, daß sowohl im LOC-Bereich als auch in SOC-Entladungen die neoklassische Ionenwärmeleitung die Experimente hinreichend beschreibt. Dies folgt insbesondere aus den Vergleichen der experimentellen Iontemperaturen mit simulierten Werten. Höhere Werte für χ_i liefern Ergebnisse, die signifikant vom Experiment abweichen und daher ausgeschlossen werden können. In gleicher Weise ist es möglich, auszuschließen, daß η_i -Moden den Transport in der Weise beeinflussen, wie es in theoretischen Modellen vorhergesagt wird. Insbesondere ist es nicht möglich, den Übergang vom SOC- in den IOC-Bereich, der mit einer Verbesserung der Energieeinschlußzeit einhergeht, dadurch zu erklären, daß in SOC-Entladungen η_i -Moden vorliegen würden und in IOC-Plasmen

diese fehlen würden. Es ist vielmehr so, daß im Rahmen dieser Arbeit in Bezug auf die Existenzmöglichkeit dieser Moden kein signifikanter Unterschied zwischen SOC und IOC zu finden war. Für IOC-Entladungen ergab sich jedoch im Mittel eine Verbesserung der Ionenwärmeleitfähigkeit unter die neoklassischen Werte. Sowohl der Vergleich der experimentellen χ_i -Werte mit χ_i^{neo} als auch der von T_i^{exp} mit T_i^{neo} zeigen diese Verbesserung.

Daraus kann nicht sofort geschlossen werden, daß die Vorhersagen der neoklassischen Theorie hier nicht zutreffen. Es ist vielmehr so, daß gerade die (zeitlich) letzte Korrektur der neoklassischen Wärmeleitfähigkeit, die zu χ_i^{CH86} führt und den Einfluß der Verunreinigungen beschreibt, im Vergleich zu den vorhergehenden Herleitungen mit mehr idealisierenden Annahmen versehen ist und u.U. im Fall des IOC weniger genau ist. Im LOC- und SOC-Bereich ist das Einschlußverhalten der Entladungen nur wenig von den Verunreinigungen beeinflusst. Ihre Einschlußzeiten weisen grundsätzlich denselben Trend des Anstiegs im LOC und der Sättigung im SOC auf. Im IOC-Bereich jedoch ist es von großer Bedeutung, welche Verunreinigungen in welcher Zusammensetzung vorliegen. Zuerst betrifft dies bereits die Möglichkeit, den IOC-Ast experimentell zu erreichen, was nur unter bestimmten Wandbedingungen möglich ist. Die neoklassische Theorie geht jedoch in ihren bisherigen Aussagen zur Ionenwärmeleitfähigkeit darauf nicht ein. Hier wird lediglich das Verhalten von Z_{eff} betrachtet. Auch wenn im bisherigen Verlauf dieses Kapitels Abweichungen zwischen Experiment und Theorie aufgezeigt werden konnten, die einer Verbesserung des Ionenenergieeinschlusses zuzuschreiben sind, ist es möglich, daß eine konsequente theoretische Behandlung der Verunreinigungen dazu führt, daß die χ_i^{neo} -Werte im Vergleich zu χ_i^{CH86} abnehmen. Die neoklassische Theorie darf deshalb als Erklärung für den Ionenenergieeinschluß auch im IOC-Bereich nicht ausgeschlossen werden, auch wenn sie in ihrer jetzigen Form die Ergebnisse nicht eindeutig erklären kann. Theoretische Untersuchungen dazu, die diese Verbesserung von χ_i gegenüber χ_i^{neo} eindeutig einem geeigneten Mechanismus zuschreiben würden, existieren zur Zeit aber nicht.

Insgesamt bleibt jedoch festzuhalten, daß beim Übergang vom SOC in das IOC eine Verbesserung des Ionenenergieeinschlusses erfolgt, der sich durch ein Absinken von χ_i unter das momentane χ_i^{neo} und einen Anstieg von T_i über T_i^{neo} äußert.

6.5 Vergleich mit dem Elektronenenergietransport

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, wird der Hauptanteil der Heizleistung nicht über die Ionen aus dem Plasma transportiert. Diese sind nur für den kleineren Anteil zuständig, der ihnen durch den Elektron-Ion-Austauschterm Q_{ei} (bzw. in integraler Form P_{ei}) zufließt. Einen wesentlichen Beitrag zum Verhalten des Gesamtenergieeinschlusses müssen deshalb die Transportvorgänge im Elektronenkanal liefern.

Da die Untersuchung des Energie transports der Elektronen an vielen Tokamaks — so auch an ASDEX — ein zentrales Thema darstellt, wird in dieser Arbeit nur ein kurzer Überblick für ohmsche Plasmen gegeben und ansonsten auf die jeweiligen Arbeiten verwiesen. In vielen dieser Untersuchungen werden zwar für die Ionenparameter nur plausible Werte benutzt. Doch sind die Ergebnisse direkt übertragbar, da sich dort kleinere Fehler nur auf den Energieaustauschterm auswirken, der nur einen kleinen Anteil am gesamten Energie transport der Elektronen hat.

Zunächst wird die Energiebilanz kurz besprochen. Durch die Auflösung der Bilanzgleichung der Elektronen — analog zu der der Ionen — kann χ_e bestimmt werden. Das Verhalten der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e ist Hauptthema dieses Abschnitts. Dabei erfolgt hauptsächlich ein Vergleich der experimentellen Werte mit den theoretischen Modellen aus Kapitel 2. Diese Untersuchungen sind nur mit Hilfe der umfangreichen Datenbank und statistischer Verfahren möglich, und wurden im Rahmen dieser Arbeit zum erstenmal durchgeführt. Deshalb werden die Ergebnisse dieses Abschnitts im Gegensatz zum übrigen Elektronentransport eingehend diskutiert.

Ein direkter Vergleich des Energie transports der Elektronen mit dem der Ionen, der zeigt, daß in allen OH-Plasmen der Gesamtenergie transport von den Verlusten im Elektronenkanal dominiert wird, schließt diesen Abschnitt.

Da nur in ohmsch geheizten Entladungen das Radialprofil der eingebrachten Heizleistung genügend gut bekannt ist (s. Kap. 2), beschränkt sich dieses Kapitel auf diese Entladungen.

6.5.1 Energie transport der Elektronen

Die Energiebilanz der Elektronen wird auf der Gewinnseite von der zugeführten ohmschen Heizleistung dominiert. Völlig ohne Bedeutung sind — noch stärker als bei den Ionen — die Leistungen, die durch die Neutralgasterme in der Energiebilanzgleichung der Elektronen auftreten. Der CX-Term fehlt völlig, da hier nur Ionen und Neutrale beteiligt sind. Der Rekombinationsterm ist mit derselben Begründung vernachlässigbar, wie es für die Ionenbilanz gezeigt wurde. Obwohl bei den Ionisationsprozessen zusätzliche freie Elektronen entstehen, führt dies anders als bei der Behandlung der Ionen nicht zu einem zusätzlichen Energiegewinn. Es geht im Gegensatz dazu Energie verloren, da zur Ionisation ein Übertrag auf das gebundene Elektron erfolgt. Die beiden aus diesen Reaktionen resultierenden ungebundenen Elektronen teilen sich die kinetische Energie des Elektrons, das die Ionisation verursacht hat, wobei die Bindungsenergie von maximal

13.6 eV abzuziehen ist. Insgesamt kann wegen des vergleichsweise geringen Verlustes von wenigen eV auch dieser Term gegenüber den anderen vernachlässigt werden.

Die Bedeutung der Verluste an die Ionen wurde bereits in vorangegangenen Abschnitten diskutiert. Dabei stellte sich heraus, daß maximal etwa ein Drittel der ohmschen Heizleistung an die Ionen weitergegeben wird. In den meisten Fällen liegt dieser Anteil sogar noch weit unter diesem Wert. Dies betrifft vor allem Entladungen mit niedrigen Dichten, da der Übertrag proportional zur Dichte verläuft, und Entladungen mit hohem Strom, da die OH-Leistung etwa linear mit wachsendem Strom zunimmt und der absolute Betrag des P_{ei} -Terms davon kaum beeinflusst wird. Dargestellt sind diese Verhältnisse in Abb. 6.11.

Durch die Quasineutralität sind die Teilchenflüsse der Elektronen identisch mit denen der Ionen. Der in der Energiebilanz der Elektronen auftretende Term der konvektiven Verluste entspricht deshalb in guter Näherung, auch dadurch daß die Temperaturen der Elektronen und Ionen nur wenig voneinander abweichen, weitgehend dem der Ionen. Dies bedeutet auch, daß dieser Term höchstens im Außenbereich wichtig ist. Eine eingehende Diskussion des konvektiven Elektronentransports für alle OH-Einschlußbereiche ist z.B. in den Arbeiten von Gehre und Gentle [64, 65] zu finden.

Mit ähnlicher Begründung wie für den konvektiven Teilchentransport kann auch für den Verlust durch Sägezahnaktivitäten gefolgert werden, daß dieser höchstens innerhalb der $q=1$ -Fläche von Bedeutung ist. Bezogen auf die eingekoppelte OH-Leistung ist der Anteil dieses Terms aber weitaus weniger wichtig als der entsprechende Term auf Seiten der Ionen.

Zusätzlich zu diesen Termen treten in der Energiebilanzgleichung die Verluste durch Bremsstrahlung auf. Beschrieben sind diese z.B. in [66]. Dazu wird auf experimentelle Meßwerte zurückgegriffen. In Entladungen, die für diese Arbeit typisch sind, stammt der größte Teil dieser Strahlung aus einem eng begrenzten Gebiet um den Plasmarand, dort wird sogar mehr als die eingekoppelte lokale ohmsche Leistung Q_{OH} sofort wieder abgestrahlt. Im Plasmaintern hingegen wird nur ein geringer Anteil der gesamten Strahlungsverluste erzeugt. Im allgemeinen liegt dieser Teil bei etwa 5–10% von $P_{rad}(a)$. Während in LOC- und SOC-Entladungen die Strahlung aus dem Gebiet um das Zentrum etwa 20% der lokalen OH-Leistung ausmacht, geht in IOC-Entladungen wegen der veränderten Zusammensetzung der Plasmaionen mindestens die Hälfte der Heizleistung dadurch sofort wieder verloren [53]. Nahezu übereinstimmende Werte wurden beispielsweise auch am ALCATOR-Tokamak festgestellt [56].

Die Genauigkeit, mit der die radialen Werte bestimmt werden können, liegen im Innern bei etwa 20% und am Rand bei 30–50% [67]. Die relativ großen Fehler ergeben sich dadurch, daß zur radialen Auflösung der Strahlungsleistung die Signale mehrerer Diagnostikkanäle einem sog. Abel-Inversions-Verfahren zu unterziehen sind. Die Kanäle, die die Verhältnisse am Plasmarand betrachten, erhalten u.U. Signale aus dem Gebiet, das den Divertoren vorgelagert ist. Im Vergleich zum übrigen Randgebiet ist hier die Strahlung stark erhöht. In der Abel-Inversion kann diese extreme Abweichung zur Poloidalsymmetrie nur ungenügend ausgeglichen werden.

Wie bei den Ionen kann auch für die Elektronen festgestellt werden, daß in deren Ener-

giebilanzgleichung die Wärmeleitungsverluste den dominierenden Gegenpart zur eingekoppelten Heizleistung bilden. Bis auf wenige Ausnahmen, in denen z.B. bei sehr hoher Dichte oder sehr niedrigem Strom der Übertrag an die Ionen eine merkliche Rolle spielt, erfolgt der Energietransport im Confinement-Bereich nahezu ausschließlich durch diesen Mechanismus.

Lediglich im Zentralbereich und nahe am Plasmarand gibt es nennenswerte Beiträge einerseits durch den Sägezahntransport, der jedoch lokal auf diesen Bereich beschränkt bleibt, und andererseits durch hohe Randstrahlung und die zunehmende Bedeutung der Teilchenverluste. Insgesamt kann man jedoch davon sprechen, daß in allen OH-Entladungen der Energietransport — sowohl der der Elektronen als auch der der Ionen — von Wärmeleitungsprozessen dominiert wird. Dieses Ergebnis stimmt weitgehend mit Ergebnissen anderer Tokamaks überein (z.B. [59, 68]).

6.5.2 Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e aus der Energiebilanzgleichung

Wie im Fall der Ionen kann auch hier aus der Energiebilanzgleichung der Elektronen die Wärmeleitfähigkeit χ_e durch Auflösen nach der Leistung, die durch den Wärmefluß verloren geht, berechnet werden. Wie oben angeführt wurde, entspricht der Wärmefluß nahezu der gesamten ohmschen Heizleistung P_{OH} , wobei die anderen angesprochenen Transportkanäle vor allem im Confinement-Gebiet nur als kleine Korrekturen darauf einwirken. So erhält man für die drei Entladungen der Abb. 6.17–6.19 die χ_e -Kurven, die in Abb. 6.27 dargestellt sind.

Im Gegensatz zum Verhalten des P_{ei} -Terms auf der Ionenseite, der durch eine Annäherung der Temperaturprofile zu hohen Ungenauigkeiten in χ_i führt, sind die Terme, die die Bilanzgleichung der Elektronen und damit χ_e dominieren, in diesem Sinn keine kritischen Größen. Für eine Fehlerabschätzung bedeutet dies, daß im Confinement-Bereich der mögliche Fehler hauptsächlich durch P_{OH} bestimmt ist. Die anderen hier eingehenden Größen, wie z.B. auch Temperatur-, Dichteprofile und der Temperaturgradient, für die die Ergebnisse aus Abschnitt 6.3 und 6.4 einfach übertragbar sind, sind nur von untergeordneter Bedeutung.

Auch wenn dabei die Radialprofile von Q_{OH} bzw. P_{OH} nicht direkt gemessen werden, so konnte in Kapitel 2 bewiesen werden, daß sie durch den Teil der neoklassischen Theorie erklärt werden, der den toroidalen Transport der Elektronen behandelt. Ungenauigkeiten in der damit durchgeführten Berechnung des lokalen Heizleistungsdichteprofiles addieren sich zudem nicht zu beliebig hohen Werten bei der Aufintegration zu $P_{OH}(\rho)$, da sie durch die experimentell bestimmbare Gesamtleistung $P_{OH}(a)$ nicht wirklich unabhängig voneinander sind.

Eine einfache Abschätzung nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz liefert im Confinement-Gebiet einen möglichen Fehler von ca. 20–40% für χ_e . Dabei wird auch berücksichtigt, daß während einer stationären OH-Phase mehrere Elektronentemperatur-, Elektronendichte- und Z_{eff} -Profile zur Mittelung zur Verfügung stehen.

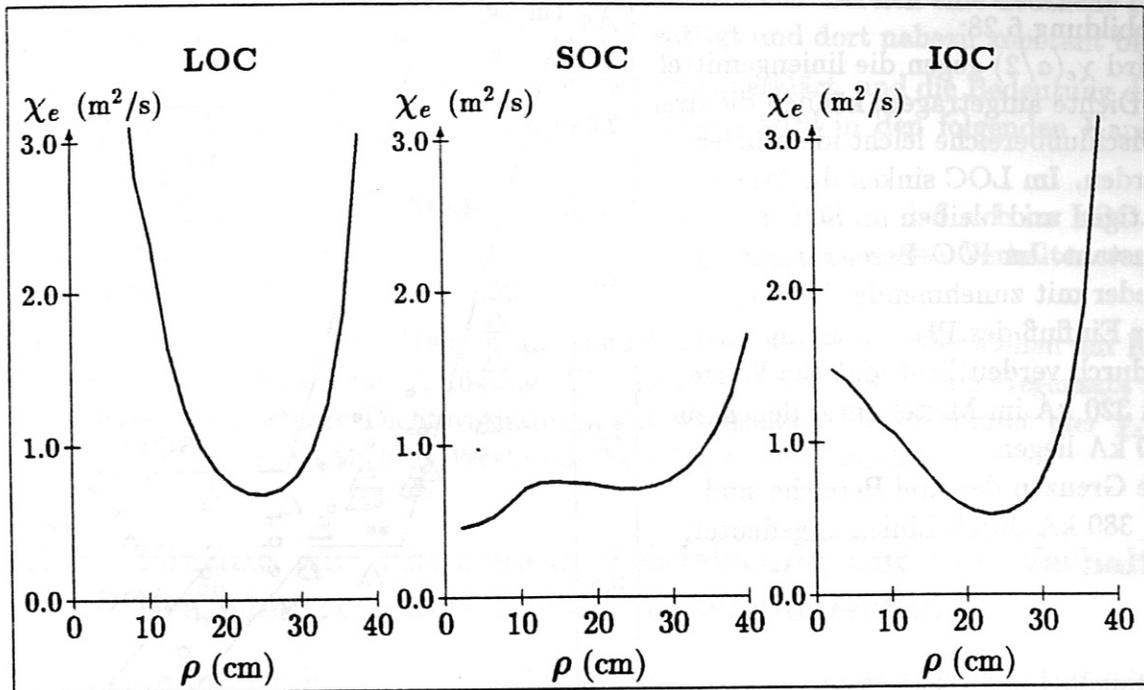


Abbildung 6.27: Die Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e (hier für die Entladungen aus den Abb. 6.17–6.19) sinkt im Mittel beim Übergang von LOC zu SOC. Noch niedriger liegen die Werte des IOC-Plasmas im Confinement-Bereich um $\rho=a/2$.

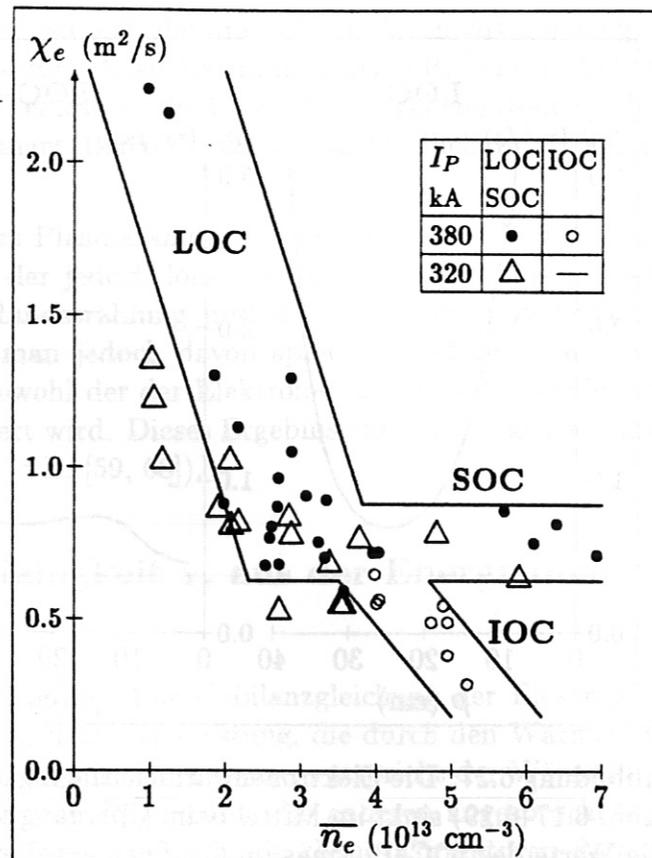
Im Randbereich nimmt auch hier die Genauigkeit der χ_e -Werte ab. Am Rand geschieht dies dadurch, daß dort Dichte und Temperatur und damit auch der Temperaturgradient nur fehlerhaft bestimmt sind. Die OH-Leistung ist hier nur mehr wenig von $P_{OH}(a)$ verschieden, so daß deren Fehler hier zu vernachlässigen sind.

Auch bei Annäherung an die Plasmamitte gewinnen Ungenauigkeiten des Temperaturgradienten, der gegen Null strebt, an Bedeutung. Der relative Fehler beträgt hier prinzipiell mindestens einige hundert Prozent. Das trifft für Plasmen aller Art zu und es ist grundsätzlich nicht möglich, χ_e -Werte im Zentrum zu bestimmen, auch wenn die Daten von nur wenig davon entfernten Radien dies suggerieren. Werden dennoch solche Werte bei Transportanalysen dieser Art für den Radius $\rho=0$ angegeben, so sind sie prinzipiell als falsch einzustufen. Die Auswertungen experimenteller χ_e -Werte dieser Arbeit beschränken sich deshalb – wie auch im Fall der χ_i -Berechnung – auf Radien, die größer als etwa 1 cm sind.

Für Abb. 6.27 bedeutete dies, daß die absoluten Werte am genauesten bei etwa $a/2$ bestimmt sind. Im direkten Vergleich der drei Entladungen fällt auf, daß dort die LOC- und SOC-Entladung nahezu gleiche Werte erreichen, die bei ca. $0.7 \text{ m}^2/\text{s}$ liegen. Beim Übergang zur IOC-Entladung kann ein Absinken von χ_e im Confinement-Bereich festgestellt werden. Damit sind sie in allen Bereichen ungefähr einen Faktor 2–3 über den entsprechenden Wärmeleitfähigkeiten der Ionen und auch um etwa zwei Größenordnungen über der neoklassischen Vorhersage χ_e^{neo} .

Abbildung 6.28:

Wird $\chi_e(a/2)$ gegen die liniengemittelte Dichte aufgetragen, können die drei Einschlußbereiche leicht identifiziert werden. Im LOC sinken die Werte, sättigen und bleiben im SOC nahezu konstant. Im IOC-Bereich sinkt χ_e wieder mit zunehmender Dichte. Der Einfluß des Plasmastroms wird dadurch verdeutlicht, daß die Werte bei 320 kA im Mittel unter denen zu 380 kA liegen. Die Grenzen der drei Bereiche sind für 380 kA durch Linien angedeutet.



Allen OH-Entladungen gemeinsam ist das Verhalten im Randbereich, in dem χ_e anwächst. Dort können Werte bis zu $3 \text{ m}^2/\text{s}$ und darüber erreicht werden. Wegen der oben erwähnten Ungenauigkeiten in diesem Bereich wird darauf verzichtet, die exakten numerischen Werte anzugeben. So waren z.B. auch keine systematischen Unterschiede zwischen Plasmen der drei verschiedenen Einschlußbereiche feststellbar.

Das Verhalten bei Annäherung an das Plasmazentrum hängt stark vom Anteil der Sägezahnleistung ab. Bei hohen Verlusten durch diesen Transportkanal nimmt χ_e von außen nach innen ab. Ist dagegen nur leichte Sägezahnstätigkeit zu beobachten, so wird χ_e nur wenig davon beeinflusst, erreicht im Confinement-gebiet ein absolutes Minimum und wächst nach innen wieder an. Der erste Fall kann beispielsweise im SOC-Plasma aus Abb. 6.27 beobachtet werden, während die beiden anderen den zweiten Fall repräsentieren.

Eine eingehendere Betrachtung der Abhängigkeiten von χ_e mit veränderlicher Dichte ist in Abb. 6.28 zu sehen. Dort ist χ_e für zwei verschiedene Plasmaströme (320 kA, 380 kA) und $B_t=2.2 \text{ T}$ gegen \bar{n}_e aufgetragen.

Im LOC-Bereich sinken die Werte mit steigender Dichte. Bei einem Plasmastrom von 380 kA reicht die Variation von ca. $2 \text{ m}^2/\text{s}$ bis zu $0.7 \text{ m}^2/\text{s}$. In Entladungen mit $I_P=320 \text{ kA}$ liegen die Werte erkennbar darunter. Dieselbe Stromabhängigkeit ist im SOC-Bereich festzustellen. Hier jedoch ist bis auf eine geringe Streuung der Punkte keine Dichteabhängigkeit festzustellen.

Damit ist auch χ_e einer der Plasmaparameter, der im LOC-Bereich eine deutliche Dichteveränderung aufweist, beim Übergang zum SOC sättigt und dort nahezu konstant bleibt. Eine quantitative Analyse, die dieses Verhalten weiter erklärt, und die Bedeutung dieser Abhängigkeiten für die Güte des Energieeinschlusses wird in den folgenden Kapiteln durchgeführt.

Bereits aufgrund von Abb. 6.28 kann jedoch festgestellt werden, daß sich im LOC und SOC die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen gerade umgekehrt zum Verhalten von τ_E bzgl. Dichte und Plasmastrom verhält.

Das gilt ebenso für den IOC-Bereich und die Dichteabhängigkeit. Hier stehen nur IOC-Entladungen für 380 kA zur Verfügung. Für diese Plasmen existiert im Gegensatz zum SOC-Bereich eine starke Dichteveränderung. Mit wachsender Dichte nimmt hier χ_e ab, wobei bei den höchsten Dichten Werte um $0.4 \text{ m}^2/\text{s}$ erreicht werden.

6.5.3 Einfluß der ohmschen Heizleistung auf das Verhalten des Elektronenwärmeleitungskoeffizienten χ_e

Eine weitere Untersuchung von χ_e ist im wesentlichen nur mit statistischen Hilfsmitteln möglich. Es existieren zwar theoretische Modelle, die den erhöhten anomalen Transport als eine Auswirkung von Moden und Turbulenzen beschreiben. Die wichtigsten davon sind in Kap. 2 beschrieben. Andererseits jedoch sind diese Theorien aufgrund der nichtlinearen Ausgangsgleichungen so komplex, daß die Analyse einzelner Entladungen diese nur in den seltensten Fällen bestätigen oder ausschließen kann. Dieses Problem hat mehrere Ursachen sowohl auf der Seite des Experiments als auch auf der der Theorien: Durch die nichtlinearen Ausgangsgleichungen lassen sich in der mathematischen Darstellung der Gleichungen für χ_e nur dominante Teilaspekte in analytischer Form angeben. In realen Plasmen müssen diese jedoch nicht in reiner Form auftreten. Gleichzeitig ist es möglich, daß sich völlig verschiedene Mechanismen überlagern. Die Genauigkeit der Analyse von Einzelentladungen hängt zudem stark von statistischen Fehlern der Plasmaparameter ab, die sich unter ungünstigsten Umständen bei der Berechnung von χ_e vervielfachen können.

Um dennoch zumindest den dominanten Mechanismus zu bestimmen und die oben gefundenen Abhängigkeiten nachzuvollziehen, ist es erforderlich, gleichzeitig viele verschiedene Entladungen mit Hilfe statistischer Methoden zu untersuchen. Die Vorteile dieses Verfahrens liegen darin, daß sowohl statistische Einzelfehler von geringer Bedeutung sind und daß wichtige Parameter einfach zu erhalten sind. Ein Nachteil, auf den später eingegangen wird, ist jedoch, daß die statistische Analyse eventuell Mehrdeutigkeiten zuläßt. Dies geschieht gerade dann, wenn die Parameter, die zur Analyse von χ_e herangezogen werden, nicht exakt voneinander unabhängig sind.

Für den weiteren Verlauf bietet es sich an, χ_e als Funktion eines führenden Terms, der die Dimension bestimmt, und von dimensionslosen Größen darzustellen. Als Führungsterm wird die empirische Bohm-Diffusionskonstante $D_B = T_e/(16eB_t)$ benutzt [14]. Die wichtigsten dimensionslosen Parameter sind die Kollisionalität der Elektronen ν_e^* , der auf R normierte Ionengyrationsradius bei mittlerer Elektronenenergie $\rho^* = \rho/R$ (vgl.

Glg. (2.68)), der lokale Wert des poloidalen Beta $\beta_p = (2\mu_0 q^2)(n_e T_e + n_i T_i)/(\epsilon^2 B_i^2)$, als Verhältnis aus Plasmadruck und Druck des poloidalen Magnetfeldes. Weitere zur Darstellung von χ_e benötigte dimensionslose Parameter sind der Sicherheitsfaktor q , das lokale inverse Aspektverhältnis $\epsilon = \rho/R$, die effektive Ionenladung Z_{eff} und die Ionenmassenzahl $A_i = m_i/m_p$. Daneben treten in den theoretischen Vorhersagen die radialen Ableitungen verschiedener Größen auf. Diese werden z.B. durch $\epsilon_x = x/(R|dx/d\rho|)$ (mit $x = n_e, T_e, \hat{s}, \dots$) dimensionslos ausgedrückt.

Um eine Grundlage für die statistische Analyse und den folgenden Theorieteil zu besitzen, wird zunächst angenommen, daß die gesamte ohmsche Heizleistung durch die Wärmeleitung der Elektronen transportiert wird. Dabei sind sowohl der Sägezahnbereich innerhalb der $q=1$ -Fläche und der Randbereich mit seinem hohen Anteil an Strahlungsverlusten auszuschließen. In beiden Bereichen ist dazu die Bestimmung von χ_e durch übermäßig hohe mögliche statistische Fehler gekennzeichnet, die auch durch die statistische Analyse nicht umgangen werden können. Da gleichzeitig zu erwarten ist, daß im Confinement-Gebiet die Prozesse ablaufen, die wegen der Beiträge über die Volumenintegration zum globalen Einschluß am wesentlichsten beitragen, ist es sinnvoll, die Auswertung auf dieses Gebiet zwischen $r_{q=1}$ und etwa 30–35cm zu beschränken.

Vernachlässigt man in der Leistungsbilanzgleichung der Elektronen alle anderen Terme, so folgt aus

$$P_{OH}(\rho) = -4\pi^2 R \rho n_e \chi_e \frac{dT_e}{d\rho} \quad (6.26)$$

durch Einsetzen von Glg. (A.1), Herausziehen von D_B und Umwandeln in dimensionslose Größen:

$$\chi_e = D_B \rho^* \nu_e^{*1/2} \beta_p^{-3/2} q^{3/2} \epsilon^{-5/4} Z_{eff}^{-1/2} A_i^{-1/2} \epsilon T_e \left(1 + \frac{n_i T_i}{n_e T_e}\right)^{3/2} f(U_L). \quad (6.27)$$

Dabei ist $f(U_L)$ eine dimensionslose lineare Funktion der Umfangsspannung, die über den ganzen Plasmaquerschnitt konstant ist und deshalb keine Profilinformaton trägt. Im Confinement-Gebiet der Entladungen sind beide Temperaturprofile nur mehr unwesentlich voneinander verschieden, so daß wegen der zusätzlichen nur geringen Variation von Z_{eff} in diesem Bereich der Term $1 + (n_i T_i/n_e T_e)$ als konstant angesehen werden kann. Auch ϵT_e variiert in diesem Bereich kaum und ist zudem für alle untersuchten Entladungen nahezu unverändert. Als Abschätzung für den Radialverlauf von χ_e erhält man deshalb die Proportionalität

$$\chi_e \sim D_B \rho^* \nu_e^{*1/2} \beta_p^{-3/2} q^{3/2} \epsilon^{-5/4} Z_{eff}^{-1/2} A_i^{-2/3}, \quad (6.28)$$

wobei im Exponenten von A_i bereits der (gerundete) Anteil von U_L aus den globalen Analysen enthalten ist.

Da die statistische Analyse rein mathematischer Natur ist, wird die Glg. (6.28), die aufgrund einer physikalischer Herleitung gewonnen wurde, dazu benutzt, die Zuverlässigkeit der statistischen Ergebnisse zu prüfen. Diese lauten:

$$\begin{aligned} \chi_e^{LOC} &\sim D_B \rho^* \nu_e^{*0.45} \beta_p^{-1.10} q^{1.05} \epsilon^{-1.30} Z_{eff}^{-0.50} A_i^{-1.15} \\ \chi_e^{SOC} &\sim D_B \rho^* \nu_e^{*0.60} \beta_p^{-1.25} q^{0.85} \epsilon^{-1.50} Z_{eff}^{-0.95} A_i^{-0.84} \\ \chi_e^{IOC} &\sim D_B \rho^* \nu_e^{*0.99} \beta_p^{-0.30} \end{aligned} \quad (6.29)$$

Die Güte der Skalierungen R^2 ist im LOC 0.93, im SOC 0.89 und im IOC trotz der geringeren Parameterzahl ebenfalls 0.93. In allen drei Bereichen wurde ρ^* zwar ebenso wie die anderen dimensionslosen Größen als freie Variable behandelt, erhielt aber jeweils Exponenten, die so wenig von Eins abwichen, daß in Übereinstimmung mit Glg. (6.28) insgesamt der Vorfaktor $D_B \rho^*$ gewählt werden konnte. Wie erwartet, stimmt hier die Skalierung für den LOC-Bereich mit der physikalischen Gleichung weitgehend überein. Die Fehler der einzelnen Exponenten liegen für alle bei 0.05–0.10. Berücksichtigt man zusätzlich dazu die notwendigen Vereinfachungen, die Glg. (6.28) erst ermöglichen, und die statistischen Fehler bei der Bestimmung der dimensionslosen Größen, so lassen sich die vorhandenen Abweichungen leicht durch diese Fehlerquellen erklären.

Im SOC-Bereich, für den lediglich die Exponenten von q und ϵ mit einem Fehler von 0.2 ungenauer als im LOC sind, kann das physikalische Modell ebenfalls bestätigt werden. Lediglich die Abhängigkeit von Z_{eff} und A_i ist signifikant anders als im LOC-Bereich, während die Exponenten der anderen Größen innerhalb der Fehlerbalken gleich sind. Zur Verdeutlichung der Unterschiede wären Entladungen denkbar, in denen lediglich Z_{eff} und A_i variiert werden und alle anderen Größen in Glg. (6.28) gleich bleiben, wobei zum Ausgleich der darin auftretenden Z_{eff} und A_i die Dichten, Temperaturen usw. geeignet zu verändern wären. Für diese Fälle würde im SOC eine stärkere Abnahme der Elektronenwärmeleitung mit zunehmenden Verunreinigungen erfolgen als im LOC-Bereich. Für die Massenzahl ergibt sich gerade das umgekehrte Verhalten. Hier erhält man für den LOC-Bereich eine stärkere Abhängigkeit.

Für die Skalierung im IOC-Bereich erhält man nur für die angegebenen Parameter signifikante Exponenten, deren Ungenauigkeit bei 0.1–0.3 liegt. Die Massenzahl kann hier prinzipiell nicht benutzt werden, da mit Wasserstoff dieser Einschlußbereich nicht möglich ist. Die restlichen der nicht mehr aufgeführten Parameter erhalten Exponenten, die bereits kleiner als die möglichen Fehler sind. Wie in Anhang B gezeigt ist, dürfen sie deshalb als nicht signifikant auch nicht berücksichtigt werden. Eine der Ursachen dafür ist sicher der bereits im Zusammenhang mit den globalen Untersuchungen angesprochene geringe Umfang der Datenmenge dieses Bereichs.

Den Skalierungen gemeinsam sind die positiven Exponenten bei der Kollisionalität und die negativen Exponenten im poloidalen Beta und in A_i . Wie in [55] gezeigt ist, widersprechen diese Ergebnisse den zur Zeit gängigsten theoretischen Vorhersagen des Elektronenenergie-transport durch Driftwellen. Es ist beispielsweise keine dieser Theorien in der Lage, die im LOC und SOC nahe bei (-1) liegenden negativen A_i -Exponenten zu erklären, die schließlich zur positiven Isotopenabhängigkeit in τ_E führen.

6.5.4 Eingehende statistische Analyse für χ_e und Vergleich mit theoretischen Modellen

Obwohl die oben angegebenen Ergebnisse einer einfachen statistischen Untersuchung von χ_e die Näherungsgleichung (6.28) im wesentlichen wiedergeben, sind die Darstellungen im Rahmen der Statistik nicht eindeutig. Dies ergibt sich daraus, daß die einzelnen lokalen Parameter nicht wirklich voneinander unabhängig sind.

Ein einfaches Beispiel dafür liefert die Verknüpfung des Temperaturprofils über die Resistivität und das Stromprofil mit dem Sicherheitsfaktor q , so daß alle Größen, die einen der beiden Parameter enthalten nicht mehr unabhängig voneinander sind.

Am Beispiel der Korrelationsmatrix der Logarithmen der dimensionslosen Parameter für LOC-Entladungen

log ...	ρ^*	ν_e^*	β_p	q	ϵ	Z_{eff}	A_i
ρ^*	1.00	-0.66	0.62	-0.80	-0.69	-0.14	0.46
ν_e^*	-0.66	1.00	-0.18	0.66	0.39	0.10	-0.12
β_p	0.62	-0.18	1.00	-0.72	-0.88	-0.64	0.03
q	-0.80	0.66	-0.72	1.00	0.81	0.38	0.02
ϵ	-0.69	0.39	-0.88	0.81	1.00	0.34	-0.04
Z_{eff}	-0.14	0.10	-0.64	0.38	0.34	1.00	0.27
A_i	0.46	-0.12	0.03	0.02	-0.04	0.27	1.00

(6.30)

erkennt man diese zum Teil starken inneren Abhängigkeiten an allen Zahlen, die deutlich von Null verschieden sind. Im Fall der SOC- und IOC-Entladungen existieren entsprechende Matrizen, die dasselbe Verhalten aufweisen. In physikalischer Hinsicht bedeuten hohe Werte in diesen Matrizen, daß die Änderung eines Parameters zwangsläufig die gleichzeitige Veränderung der damit korrelierten Größen beinhaltet. Ist dabei das Vorzeichen des Wertes aus der Matrix positiv, so verändern sich die Parameter in derselben, ansonsten in der entgegengesetzten Richtung. Eine Möglichkeit, die Kopplungen dieser Größen zu umgehen, ist die Beschränkung auf Größen, die weitgehend unkorreliert sind und trotzdem ebenso wie der komplette Datensatz in der Lage sind, einen ausreichend guten Fit für χ_e zu erzeugen.

Dabei stellt sich für den LOC- und den SOC-Bereich gleichermaßen heraus, daß ν_e^* , β_p , Z_{eff} und A_i dafür ausreichen. Im IOC-Bereich genügen bereits die oben angegebenen Parameter. Obwohl bei diesem Verfahren die Anzahl der Parameter praktisch halbiert wird, ergeben sich bis auf vernachlässigbar geringe Abweichungen dieselben Exponenten [55].

Dieses Verfahren ist ebensowenig eindeutig wie bei der Verwendung aller dimensionslosen Parameter. Es macht jedoch deutlich, daß χ_e wesentlich vom Verhalten der Kollisionalität, dem poloidalen Beta, der Verunreinigungen und der Isotopenzahl bestimmt ist. Die anderen Größen sind nur von untergeordneter Bedeutung.

Eine eindeutigere Betrachtung liefert die in Anhang B beschriebene Methode der Principle Component Analyse. Damit ist es möglich, aus dem Parametersatz sog. Principle Components (P.C.) als neue dimensionslose Parameter zu erhalten, die unabhängig voneinander sind. Diese Größen haben keine wirkliche physikalische Bedeutung mehr. Ordnet man die ursprünglichen Datenpunkte mit den einzelnen dimensionslosen Parametern in einem n -dimensionalen Raum an (für den hier vorliegenden Fall wäre $n=7$ in LOC und SOC und $n=6$ im IOC), so kann man die P.C. — genauer: deren Logarithmen — als Achsen dieses Raums auffassen. Sie sind so gewählt, daß sie aufeinander senkrecht stehen und die Einheitsmatrix als Korrelationsmatrix besitzen. Für die hier untersuchten Einschlußbereiche sind sie in Tab. 6.6 aufgeführt.

Tabelle 6.6:

Die aus den dimensionslosen Parametern entstehenden Principle Components stellen die senkrechten Achsen eines euklidischen Vektorraums dar und sind geeigneter für statistische Analysen der komplexen χ_e -Abhängigkeiten. Sie sind hier zu lesen als $P1 = \ln(\rho^{*-0.20} \nu_e^{*0.51} \dots)$ bzw. in der anderen Richtung als $\rho^* = P1^{-0.20} P2^{-0.08} \dots$

P.C.	ρ^*	ν_e^*	β_p	q	ϵ	Z_{eff}	A_i
LOC							
1	-0.20	0.51	-0.72	0.21	0.27	0.23	0.00
2	-0.08	0.82	0.52	0.00	-0.08	-0.21	0.00
3	0.27	0.13	0.16	-0.08	-0.30	0.86	0.23
4	0.43	0.00	0.00	0.21	0.39	-0.19	0.76
5	-0.49	-0.17	0.11	0.73	-0.34	0.00	0.26
6	0.16	-0.11	0.33	0.46	0.60	0.27	-0.46
7	-0.66	-0.08	0.24	-0.40	0.45	0.22	0.30
SOC							
1	-0.20	0.54	-0.70	0.21	0.27	0.26	0.00
2	-0.08	0.78	0.56	0.00	-0.23	0.00	-0.06
3	0.43	0.00	0.07	-0.16	0.06	0.83	0.31
4	0.26	0.16	0.00	0.21	0.19	-0.38	0.83
5	0.40	0.13	0.18	-0.26	0.78	-0.09	-0.31
6	0.00	-0.17	0.29	0.88	0.21	0.20	-0.16
7	-0.74	-0.13	0.28	-0.20	0.42	0.22	0.31
IOC							
1	-0.18	0.55	-0.69	0.19	0.22	0.31	
2	0.00	0.76	0.56	-0.06	-0.30	0.13	
3	0.23	-0.25	0.00	-0.19	-0.22	0.89	
4	0.00	0.00	0.41	0.09	0.88	0.23	
5	-0.18	-0.16	0.17	0.92	-0.21	0.15	
6	0.93	0.16	-0.09	0.27	0.00	-0.13	

Wegen der inneren Abhängigkeiten der Ausgangsgrößen besitzen die einzelnen Komponenten unterschiedliche Variationsbreiten innerhalb der Datenbasis. Dies führt hier dazu, daß im LOC- und SOC-Bereich nur die ersten vier P.C. die für die statistische Analyse erforderliche Variation aufweisen. Für den IOC-Bereich genügen sogar nur die ersten zwei dieser Bedingung.

Die restlichen P.C. sind für alle untersuchten Entladungen der jeweiligen Bereiche nahezu konstant für den gesamten Datensatz. Da sie bei der Regressionsanalyse deshalb nicht benutzt werden dürfen, werden sie in den folgenden Gleichungen der Übersichtlichkeit wegen nicht mehr angegeben. Prinzipiell ist es jedoch möglich, falls die Konstanz dieser P.C. nur durch die besondere Auswahl der zugrunde liegenden Daten erreicht wurde, daß sie mit beliebigem Exponenten auftreten können.

Eine Konkretisierung ist beispielsweise dann möglich, wenn dieselbe Methode mit Daten anderer Tokamaks durchgeführt wird oder andere Entladungsszenarien miteinbezogen werden. Im Rahmen der hier untersuchten Entladungen sind diese P.C. jedoch unerheblich.

Vergleicht man die einzelnen führenden Komponenten der drei Einschlußbereiche miteinander, so sind die ersten drei für LOC, SOC und IOC nahezu identisch. Da P4 auch für LOC und SOC fast übereinstimmen, ist es im weiteren Verlauf möglich, die Ergebnisse

der P.C.-Analysen direkt zu vergleichen.

Durch die notwendige Beschränkung lassen sich die Wärmeleitfähigkeiten als Funktion der signifikanten Komponenten angeben:

$$\frac{\chi_e}{D_B \rho^*} \sim \begin{cases} P_1^{0.78 \pm 0.01} P_2^{0.07 \pm 0.01} P_3^{-0.53 \pm 0.03} P_4^{-1.12 \pm 0.06} & R^2 = 0.91 & \text{LOC} \\ P_1^{0.75 \pm 0.02} P_2^{0.11 \pm 0.03} P_3^{-1.21 \pm 0.04} P_4^{-0.37 \pm 0.08} & R^2 = 0.87 & \text{SOC} \\ P_1^{0.76 \pm 0.02} P_2^{0.61 \pm 0.07} & R^2 = 0.93 & \text{IOC} \end{cases} \quad (6.31)$$

Hier ist zu berücksichtigen, daß die entsprechenden P.C. aus Tab. 6.6 einzusetzen sind. Durch Umwandlung der Glg. 6.29 zusammen mit den Abhängigkeiten aus Tab. 6.6 ist es beispielsweise im LOC und SOC auch ohne statistische Methoden leicht möglich, die Exponenten dieser und auch der fehlenden Komponenten zu berechnen. Da aber für den IOC-Bereich in keiner der Skalierungen der komplette Satz dimensionsloser Größen verwendet werden kann, ist man hier auf die statistischen Verfahren angewiesen.

Ein direkter Vergleich der Skalierungen mit den P.C. zu den drei Einschlußbereichen zeigt, daß sich LOC- und SOC-Entladungen in P3 und P4 unterscheiden. Beide Komponenten werden hauptsächlich durch Z_{eff} bzw. A_i dominiert. Plasmen der beiden Bereiche zeigen demnach unterschiedliches Verhalten bei der Variation dieser Größen, wie auch schon Glg. (6.29) verdeutlicht, wobei dort ein Teil dieser Unterschiede in anderen lokalen Parametern steckt. Die IOC-Skalierung zeigt bis auf die erste P.C. ein völlig anderes Verhalten. Die Z_{eff} -Abhängigkeit in P3 fällt weg und auch die ν_e^* - und β_p -Abhängigkeiten werden durch den Exponenten in P2 anders wiedergegeben. Auch dies wird bereits in Glg. (6.29) deutlich.

Mit den angegebenen Gleichungen (6.31) ist es ohne Umwandlung in die Ausgangsgrößen möglich, einen direkten Vergleich mit theoretischen Modellen durchzuführen. Dazu ist dasselbe Regressionsmodell auf die theoretischen χ_e -Werte anzuwenden. Als Ausgangsbasis dienen die entsprechenden Gleichungen aus Kapitel 2. Für den untersuchten Radialbereich wird jeweils das Verhältnis aus dem theoretischen χ_e und $D_B \rho^*$ gebildet und dessen Skalierungsverhalten bezüglich der führenden P.C. berechnet. Betrachtet man in mathematischer Hinsicht die sich ergebenden Differenzen der experimentellen und theoretischen Exponenten der beteiligten P.C. als vierdimensionalen (LOC, SOC) bzw. zweidimensionalen (IOC) Vektor, so ist dessen "Länge" bzw. das Quadrat dieser Größe ein Maß für die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Denn für den Fall, daß eine der Theorien die experimentellen Werte exakt wiedergibt, ergeben alle auftretenden Differenzen — innerhalb der statistischen Meßfehler — Null. Der entsprechende Vektor wäre der Nullvektor. Gleichzeitig ist dies der einzige mögliche Fall, diesen Wert zu erreichen. Weichen Theorie und Experiment voneinander ab, so ergeben sich positive und negative Differenzen bei diesem Verfahren. Der "Abstand vom Nullpunkt" gibt in diesem Fall an, ob die Theorie noch annähernd gilt oder völlig unzureichend ist.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tab. 6.7 bis 6.9 eingetragen, wobei auf die jeweilige Ausgangsgleichung verwiesen wird. Angegeben sind hier die Exponenten der P.C.-Analyse für die führenden P.C. und die Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen und die Quadratsumme dieser Abweichungen für $n=3$ bzw. $n=4$ in LOC und SOC und für $n=2$ im IOC.

Theorie- Vergleich LOC	Fitexponenten				Residuen					
	$\chi_e \sim D_B \rho^* P_1^{A_1} P_2^{A_2} \dots$				$a_k = A_k^{exp} - A_k^{Th.}, \sum^n = \sum_{k=1}^n a_k^2$					
	A_1	A_2	A_3	A_4	a_1	a_2	a_3	a_4	\sum^3	\sum^4
Glg. (6.31)	0.78	0.07	-0.53	-1.12	0	0	0	0	0	0
CTEM (2.69)	0.68	0.00	-0.56	1.08	0.10	0.07	0.03	-2.20	0.02	4.86
DTEM (2.70)	0.77	-0.69	-1.14	1.57	0.01	0.76	0.61	-2.69	0.95	8.19
DTEM (2.71)	0.68	-0.78	-1.06	1.07	0.10	0.85	0.53	-2.19	1.01	5.81
DTEM (2.72)	0.67	-0.55	-0.85	0.84	0.11	0.62	0.32	-1.96	0.50	4.34
UDM (2.73)	1.30	0.13	-1.02	1.59	-0.52	-0.06	0.49	-2.71	0.51	7.86
DDM (2.74)	2.22	-0.69	-1.33	2.20	-1.44	0.76	0.80	-3.32	3.29	14.31
Bal.M (2.81)	1.41	-0.33	-1.41	2.73	-0.63	0.40	0.88	-3.85	1.33	16.15
Bal.M (2.82)	1.00	-0.21	-0.96	2.14	-0.22	0.28	0.43	-3.26	0.31	10.94
χ_e^{OHK} (2.83)	0.18	-0.26	0.23	-1.24	0.60	0.33	-0.76	0.12	1.05	1.06
χ_e^{PP} (2.84)	0.72	-0.42	-0.37	-0.46	0.06	0.49	-0.16	-0.66	0.27	0.70
χ_e^{KP} (2.85)	0.45	-0.34	-0.07	-0.85	0.33	0.45	-0.46	-0.27	0.52	0.60

Tabelle 6.7: Die Ergebnisse der P.C.Analyse der einzelnen Theorien sind im linken Teil eingetragen. Die Differenzen im rechten Teil beziehen sich auf die Exponenten A_k^{exp} aus Glg. (6.31) und die Werte unter den Summenzeichen sind ein Maß für die Übereinstimmung. Sie nimmt zu, wenn die Werte abnehmen.

Im LOC-Bereich weichen alle Modelle in mindestens einer Komponente erkennbar vom Experiment ab. Für die Driftwellen und Ballooning Moden betrifft dies hauptsächlich P4, das weitgehend durch die Massenzahl bestimmt ist. Die Modelle zeigen sogar das entgegengesetzte Verhalten. Während die Experimente einen negativen Isotopeneffekt aufzeigen, geben diese Theorien positive Exponenten vor. Zum einen wird dies durch eine bereits explizit anders vorgegebene Abhängigkeit erreicht. Andererseits gehen hier die Dichteabfallängen mit negativem Exponenten ein. In LOC-Plasmen sind die Dichteprofile der Wasserstoffentladungen flacher als für Deuteriumentladungen [52]. L_{n_e} ist hier größer. Dadurch ergibt sich für diese Theorien in χ_e ein zusätzlicher positiver Exponent in A_i . Die Abweichungen in P3, das von Z_{eff} dominiert wird, sind ein Zeichen dafür, daß die Stöße der Elektronen mit Ionen aller Sorten, die bei den dissipativen Moden von Bedeutung sind, im Experiment weit weniger wichtig sind. Dies zeigt auch die gute Übereinstimmung in diesem Parameter mit den Collisionless Trapped Elektron Moden (CTEM), da in dieser Theorie von nahezu stofffreien Plasmen ausgegangen wird. Die Unterschiede in P2 und P1 sind Ausdruck einer dem Experiment widersprechenden Abhängigkeit von der Kollisionalität und dem poloidalen Beta.

Berücksichtigt man die falsche Massenabhängigkeit der theoretischen Vorgaben, so ist keine der Theorien der Driftwellen und Ballooning Moden in der Lage, die Wärmeleitung der Elektronen zu beschreiben. Die wesentliche Voraussetzung für dieses Ergebnis ist jedoch, daß u.a. die Massenabhängigkeit in diesen Modellen richtig enthalten ist. Explizit geht sie durch die Wellenzahl k_{\perp} ein, die indirekt proportional zum Ionengyroradius ist. Aufgrund fehlender Messungen ist diese Verknüpfung lediglich eine Annahme, die u.U. die wahre A_i -Abhängigkeit von k_{\perp} nicht wiedergibt.

Theorie- Vergleich SOC	Fitexponenten				Residuen					
	$\chi_e \sim D_{B\rho} P_1^{A_1} P_2^{A_2} \dots$				$a_k = A_k^{exp} - A_k^{Th.}, \sum^n = \sum_{k=1}^n a_k^2$					
	A_1	A_2	A_3	A_4	a_1	a_2	a_3	a_4	\sum^3	\sum^4
Glg. (6.31)	0.75	0.11	-1.21	-0.37	0	0	0	0	0	0
CTEM (2.69)	0.79	-0.46	0.22	0.45	-0.04	0.57	-1.43	-0.82	2.37	3.04
DTEM (2.70)	1.01	-1.43	0.22	0.34	-0.26	1.54	-1.43	-0.71	4.48	4.99
DTEM (2.71)	0.81	-1.38	-0.14	0.15	-0.06	1.49	-1.07	-0.52	3.37	3.64
DTEM (2.72)	0.72	-1.14	-0.13	0.07	0.03	1.25	-1.08	-0.44	2.73	2.92
UDM (2.73)	1.55	-0.64	0.17	0.49	-0.80	0.75	-1.38	-0.86	3.11	3.85
DDM (2.74)	2.48	-0.20	0.04	0.93	-1.73	0.31	-1.25	-1.30	4.65	6.34
Bal.M (2.81)	1.69	-0.07	0.87	1.10	-0.94	0.18	-2.08	-1.47	5.24	7.40
Bal.M (2.82)	1.28	0.28	0.78	0.81	-0.53	-0.17	-1.99	-1.18	4.27	5.67
χ_e^{OHK} (2.83)	0.19	0.06	-0.69	-0.60	0.56	0.05	-0.52	0.23	0.59	0.64
χ_e^{PP} (2.84)	0.73	-0.40	-0.57	-0.22	0.02	0.51	-0.64	-0.15	0.67	0.69
χ_e^{KP} (2.85)	0.46	-0.17	-0.63	-0.41	0.29	0.28	-0.58	-0.04	0.50	0.50

Tabelle 6.8: Wie für die Analysen zum LOC-Bereich in Tabelle 6.7 sind hier die Ergebnisse zum SOC-Bereich angegeben. Auch hier stimmen die Theorien der magnetischen Fluktuationen am besten mit dem Experiment (Glg. (6.31)) überein.

Unter den Driftwellen liegen im LOC die Theorie der CTEM von Dominguez und Waltz [25] und Glg. (2.72), die von Tang [27] als gemeinsame Beschreibung der CTEM und der Dissipativen Trapped Elektron Moden (DTEM) aufgestellt wurde, dem Experiment am nächsten. Läßt man die A_i -Abhängigkeit außer Betracht, so kann der Radialverlauf von χ_e in eindeutiger Weise durch die CTEM-Theorie wiedergegeben werden. Die Abweichungen sind so gering, daß sie sogar unter den statistischen Fehlern liegen. Alle anderen Vorhersagen für Driftwellen und Ballooning Moden weichen um nahezu eine Größenordnung davon ab, wobei die Unterschiede z.T. in allen Parametern außerhalb der möglichen statistischen Fehler liegen. Diese Fehler sind für die Exponenten A_k im Bereich von 0.1 bis 0.2, wobei sie mit der Nummer der P.C. zunehmen. Die Fehler in den Differenzen liegen bei etwa 0.1–0.3.

Ein deutlich anderes Ergebnis liefern die Theorien, die den anomalen Energietransport der Elektronen auf magnetische Fluktuationen zurückführen (χ_e^{OHK} , χ_e^{PP} und χ_e^{KP}). In allen drei Fällen ist die Massenabhängigkeit wesentlich besser wiedergegeben. Auch die Übereinstimmung in den restlichen Parametern ist deutlich besser als bei den vorher beschriebenen Theorien. Das Abweichungsquadrat liegt mit maximal 1.06 im Mittel um eine Größenordnung unter dem der Driftwellen und Ballooning Moden. Nimmt man einen mittleren Fehler von 0.2 in den Differenzen an, so liegen die drei Modelle trotz der noch vorhandenen Unterschiede in einzelnen Parametern sogar innerhalb des 3σ -Akzeptanzintervalls.

Das gleiche Verfahren zeigt für den SOC-Bereich (Tab. 6.8) ebenfalls, daß Driftwellen und Ballooning Moden den anomalen Energietransport der Elektronen nicht erklären. Hier sind die Unterschiede in P4 geringer als im LOC. Das ist weitgehend auf die fehlende Massenabhängigkeit von L_{ne} zurückzuführen.

Tabelle 6.9:

Anders als in Tab. 6.7 und 6.8 für LOC und SOC ist das Verfahren für den IOC-Bereich auf die beiden ersten P.C. beschränkt. Die beste Übereinstimmung mit dem Experiment liefern auch hier die drei Theorien der magnetischen Fluktuationen.

Theorie- Vergleich IOC		Fitexponenten, Residuen				
		A_1	A_2	a_1	a_2	\sum^2
		$\chi_e \sim D_B \rho^* P_1^{A_1} P_2^{A_2}$				
		$a_k = A_k^{exp} - A_k^{Th}, \sum^2 = a_1^2 + a_2^2$				
Glg.	(6.31)	0.76	0.61	0	0	0
CTEM	(2.69)	0.72	-0.87	0.04	1.48	2.19
DTEM	(2.70)	0.79	-2.27	-0.03	2.88	8.29
DTEM	(2.71)	0.72	-2.15	0.04	2.76	7.62
DTEM	(2.72)	0.65	-1.81	0.11	2.42	5.87
UDM	(2.73)	1.40	-1.51	-0.64	2.12	4.80
DDM	(2.74)	2.29	-1.20	-1.53	1.81	5.62
Bal.M	(2.81)	1.47	-1.06	-0.71	1.67	3.29
Bal.M	(2.82)	1.14	-0.61	-0.38	1.22	1.63
χ_e^{OHK}	(2.83)	0.17	0.05	0.59	0.06	0.35
χ_e^{PP}	(2.84)	0.61	-0.03	0.15	0.64	0.43
χ_e^{KP}	(2.85)	0.39	0.25	0.37	0.36	0.27

Gleichzeitig zeigt die experimentelle Wärmeleitfähigkeit einen schwächeren Einfluß der Komponente. Dem gegenüber stehen völlig falsche Exponenten in P3, das hauptsächlich von Z_{eff} bestimmt ist. Ebenso ist das Verhalten in P2, das im wesentlichen zusammen mit P1 den Einfluß von ν_e^* und β_p wiedergibt, signifikant falsch. Als Folge davon ergeben sich Summen der Abweichungsquadrate, die im Mittel zwar etwas niedriger als im LOC sind, aber mit Werten zwischen drei und acht deutlich zu hoch sind, um diese Theorien noch als mögliche Erklärungen zuzulassen.

Analog zum Verhalten im LOC-Bereich liefern auch hier die magnetischen Fluktuationen im Mittel die beste Übereinstimmung. Deren Abweichungen sind als einzige mit 0.5 bis 0.7 innerhalb des 3σ -Intervalls.

Obwohl für das Verfahren mit IOC-Entladungen nur zwei führende Principle Components benutzt werden dürfen, zeigen die Ergebnisse in Tabelle 6.9, daß wie in den anderen Einschlußbereichen dieselben Mechanismen das Experiment am besten wiedergeben. Auch hier scheiden Driftwellen aus.

Die Theorien, die sich mit magnetischen turbulenten Fluktuationen befassen, liefern — wie in Kapitel 2 beschrieben — nur plausible Abschätzungen für die Absolutwerte der Elektronenwärmeleitfähigkeit. Diese hängen im Rahmen dieser Modelle z.B. vom experimentell nicht zugänglichen Verhältnis aus der Amplitude der Magnetfeldfluktuationen und dem mittleren Feld ab. Hier ist lediglich bekannt, daß in einem engen Bereich um den Plasmarand dieses Verhältnis von außen nach innen stark zunimmt. Über den weiteren Verlauf im Plasmainneren sind keine Aussagen möglich. Aus diesem Grund sind die Absolutwerte, die in den Theorien angegeben werden nur als Richtwerte anzusehen. Ein direkter Vergleich ist daher kaum möglich. Ein Vergleich der experimentellen χ_e -Werte und der theoretischen Werte liefert jedoch zumindest Anhaltspunkte über die Zuverlässigkeit der Modelle. So wird i.a. das experimentelle χ_e von χ_e^{OHK} etwas überschätzt und von χ_e^{PP} unterschätzt. χ_e^{KP} liegt zwischen beiden und kommt dem realen Absolutwert im

Mittel am nächsten.

Zusammenfassend kann für alle drei ohmschen Einschlußbereiche gefolgert werden, daß durch die magnetischen Fluktuationen der Energietransport der Elektronen weitgehend erklärt wird. In allen Fällen liegen deren Summen der Abweichungsquadrate bzgl. der radialen Variation innerhalb des Akzeptanzintervalls. Dabei beschreibt die Theorie von Kadomtsev und Pogutse ([33] und Glg. (2.85)) die experimentellen Werte am besten. Die Ergebnisse der beiden anderen, die jeweils einen bestimmten Extremfall dieser Fluktuationen herausgreifen, liegen ebenfalls noch im Akzeptanzintervall. Sie können deshalb nicht ausgeschlossen werden. Eine eindeutige Unterscheidung der Bedeutung der drei Theorien ist aufgrund der Ergebnisse der statistischen Analysen und der unvollkommenen Definition der Absolutwerte nicht möglich. Gleichzeitig ist damit aber auch der Mechanismus identifiziert, der für den Isotopeneffekt verantwortlich ist.

Theorien, die Driftwellen zur Erklärung des anomalen Transports heranziehen, sind in ihrer momentanen Formulierung nicht geeignet, auch nur annähernd sowohl den Radialverlauf als auch den Isotopeneffekt von χ_e richtig zu beschreiben.

6.5.5 Lokaler Energietransport und τ_E

Im Rahmen der globalen Analyse und auch bei der Behandlung der einzelnen Transportkanäle bei der lokalen Analyse wurde gezeigt, daß die Elektronen sowohl die wichtigsten Merkmale von τ_E bestimmen als auch für den Hauptanteil des Energieverlustes verantwortlich sind. In den Bilanzgleichungen der Ionen und Elektronen treten Terme auf, die in verschiedenen Radialbereichen merkliche Verluste liefern, so z.B. die konvektiven Verluste am Plasmarand auf beiden Seiten oder die Strahlungsverluste im Randbereich in der Elektronengleichung.

Für beide Teilchensorten werden im interessanten Radialbereich, dem Confinement-Gebiet, die Bilanzgleichungen von den Wärmeleitungsverlusten dominiert. Durch die Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse, daß durch Wärmeleitung die Ionenverluste maximal ein Drittel der OH-Leistung und die Elektronenverluste nahezu den restlichen Anteil ausmachen müssen, kann für alle OH-Plasmen plausibel gefolgert werden, daß deren Eigenschaften prinzipiell vom Elektronentransport dominiert werden. Die Gültigkeit dieser idealisierten Folgerung hängt davon ab, wie groß der Anteil der restlichen Verlustkanäle ist. Es ist erforderlich, das Gewicht der Wärmeleitungsverluste der Ionen und der Elektronen anhand der wirklichen Werte zu vergleichen.

In Abb. 6.29 sind dazu die Verhältnisse $P_{HC,i}/P_{HC,e}$ für die beiden Radien $a/2$ und $3a/4$ dargestellt. Ein Vergleich dieser Abbildung mit Abb. 6.11, in der der P_{ei} -Term mit der OH-Heizleistung verglichen wurde, zeigt, daß beide Darstellungen nahezu übereinstimmen, wie es aufgrund der Dominanz der Wärmeleitungsverluste in den Bilanzgleichungen beider Teilchensorten zu erwarten ist. Bei niedrigen Dichten ergeben sich hier Verhältnisse, die im Bereich von ca. 10% liegen. Erst bei hohen Dichten wachsen sie an und erreichen sogar Werte, die nahe bei Eins liegen. Die höchsten Werte werden dabei wie in Abb. 6.11 in Entladungen mit niedrigem Strom erreicht. Mit steigendem Radius verschiebt sich das Verhältnis zu Ungunsten der Elektronen, da durch die sinkende Differenz

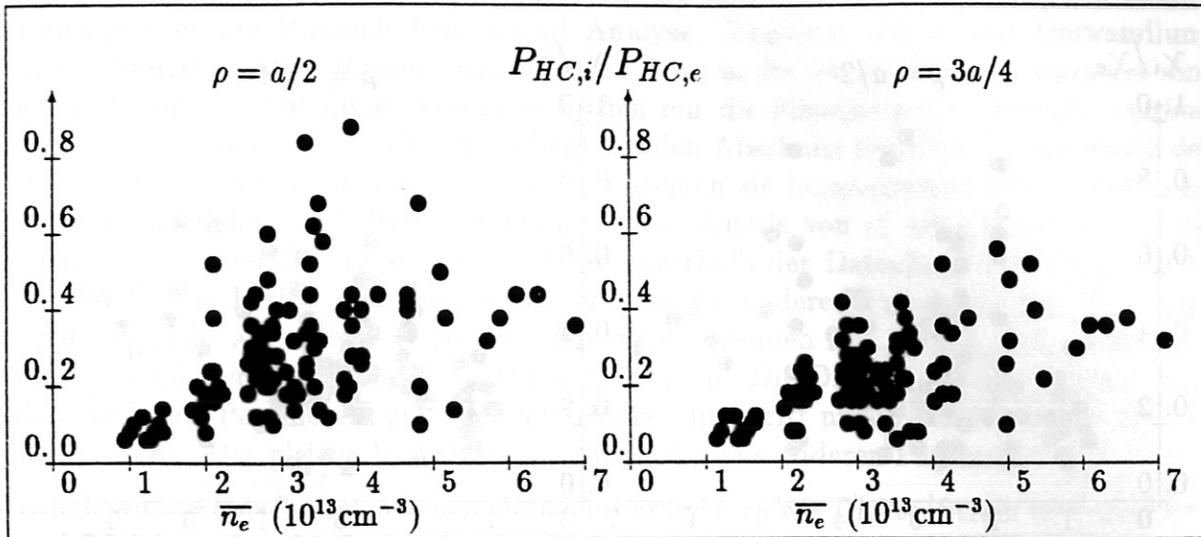


Abbildung 6.29: Alle OH-Entladungen werden von Verlusten durch Wärmeleitung sowohl auf Seiten der Ionen als auch der Elektronen dominiert. Die hier angegebenen Verhältnisse aus beiden zeigen, daß die Elektronenverluste durch Wärmeleitung die der Ionen i.a. wesentlich überschreiten. Die wenigen Werte über 0.5 gehören dabei zu den Plasmen mit den niedrigsten Plasmaströmen, bei denen sich hauptsächlich $P_{HC,e}$ stark verringert.

der beiden Temperaturen der Übertrag zu den Ionen unverändert bleibt oder sogar das Vorzeichen wechselt. Die durch Wärmeleitung zu transportierende Ionenenergie bleibt dabei im wesentlichen gegenüber den inneren Radien unverändert. Im Gegensatz dazu erhalten die Elektronen über den gesamten Plasmaquerschnitt durch die OH-Heizung zusätzliche Energiebeiträge, die über die Wärmeleitung nach außen zu transportieren sind.

Da das Verhältnis der Verluste proportional zu $n_i \chi_i T_i' / n_e \chi_e T_e'$ ist, stellt sich die Frage, ob diese Dominanz der Elektronenseite nicht alleine schon dadurch gegeben ist, daß deren Dichte und Temperaturgradienten etwas höher sind als die der Ionen. Dazu sind in Abb. 6.30 ebenfalls die Verhältnisse aus χ_i / χ_e für die beiden Radien $a/2$ und $3a/4$ angegeben, die typisch für den gesamten Confinement-Bereich sind. Die statistische Ungenauigkeit der einzelnen Datenpunkte liegt etwa bei einem Faktor Zwei und wird hauptsächlich durch den möglichen Fehler in χ_i verursacht.

Trotz der Streuung der Daten in Abb. 6.30 ist zu erkennen, daß das Verhältnis aus beiden Wärmeleitfähigkeiten im Mittel bei etwa 0.3–0.4 liegt. Insbesondere gibt es keine erkennbaren Unterschiede der Werte, die eine Dichteabhängigkeit erkennen lassen. Auch die statistische Analyse dieser Verhältnisse liefert keine Hinweise auf etwaige Abhängigkeiten von globalen Plasmaparametern. Gleichzeitig kann festgestellt werden, daß dieser Mittelwert innerhalb des Confinement-Bereichs unabhängig vom kleinen Radius r ist, wie die Darstellungen für $a/2$ und $3a/4$ verdeutlichen. Trotzdem darf daraus nicht geschlossen werden, daß sich χ_e automatisch wie $3 \cdot \chi_i$ einstellt, bzw. daß die Ionenwärmeleitfähigkeit χ_i und deren Verlauf auch den Verlauf von χ_e bestimmt. Zwar ist es durch die

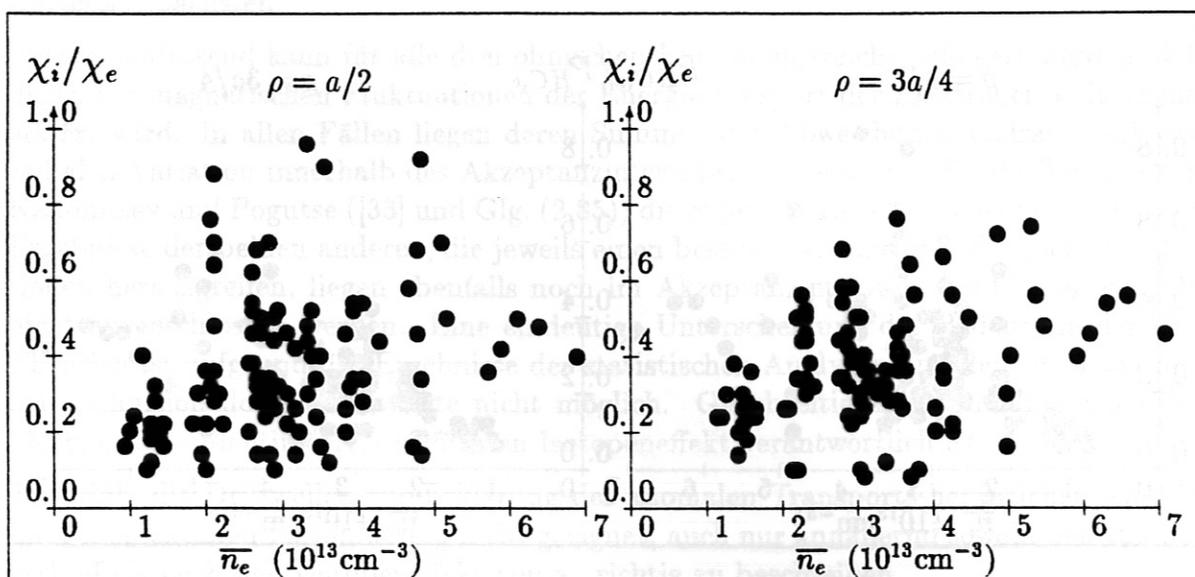


Abbildung 6.30: Die Dominanz der Wärmeleitungsverluste der Elektronen wird dadurch hervorgerufen, daß χ_e — wie hier für zwei Radien dargestellt — größer als χ_i ist.

Kopplung der beiden Bilanzgleichung über den P_{ei} -Term so, daß die einzelnen Profile der Plasmaparameter miteinander verknüpft sind. Jedoch sind die Mechanismen verschieden, die zu χ_i und χ_e führen. Der Ionentransport ist durch Stoßprozesse bestimmt, die zu χ_i^{neo} führen, während auf der Elektronenseite kollektive Wechselwirkungen zu χ_e führen. Der zufällige Mittelwert der Verhältnisse stellt sich dadurch ein, daß beide Verlustmechanismen über die Bilanzgleichungen von denselben, miteinander gekoppelten Plasmaparametern abhängen. Als Beispiele sind hier die Dichte- und Temperaturprofile zu nennen, die im Confinement-Bereich für beide Teilchensorten ähnlich sind.

Damit, daß χ_i in allen Fällen kleiner als χ_e ist, kann leicht erklärt werden, daß über den Elektronenkanal mehr Energie verlorengeht als über den Ionenkanal. Das Verhalten ist beispielsweise auch dafür verantwortlich, daß die Elektronentemperatur nach außen hin schneller abnimmt als die der Ionen und damit ein spitzeres Profil aufweist. Dieses Ergebnis wurde in Kap. 6.2.2 bereits vorweggenommen und kann hier anhand dieser Betrachtung bewiesen werden.

Dadurch, daß der Energietransport in OH-Plasmen von den Verlusten im Elektronenkanal dominiert wird, sind die Abhängigkeiten der Energieeinschlußzeit τ_E durch Veränderungen im Elektronentransport verursacht. Mit der Näherungsformel

$$\tau_E \sim \frac{a^2}{\langle \chi_e \rangle} \quad , \quad (6.32)$$

die eine einfache Proportionalität zwischen τ_E und einem mittleren χ_e herstellt und in [69] aus der Energiebilanzgleichung hergeleitet ist, ist es möglich, aus dem Verhalten von χ_e τ_E zu rekonstruieren. Dies gelingt anhand der umfangreichen Datenbasis und der dadurch genügend großen Variationsbreiten der eingehenden Parameter für alle

drei ohmschen Einschlußbereiche ausgehend von den Gleichungen (6.31), den Skalierungsgesetzen der Principle Component Analyse. Zunächst erfolgt eine Umwandlung in die dimensionslosen Plasmaparameter, die dann in die lokalen Plasmaparameter umgeformt werden. Für dieses Verfahren dürfen nur die führenden P.C. benutzt werden. Die restlichen sind, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, innerhalb der jeweiligen Datenbasis nahezu konstant. So können sie beispielsweise keine zusätzliche Dichteabhängigkeit enthalten. Sie können zwar Anteile von ν_e^* oder β_p enthalten, die wiederum von der Dichte abhängen. Wird innerhalb der Datenbasis (LOC oder SOC oder IOC) die Dichte geändert, so stellen sich die anderen Parameter wie Z_{eff} oder $T_e(\rho)$ ebenfalls auf andere Werte ein. Die nichtführenden P.C. zeigen, daß sie sich gerade so verändern, daß diese P.C. konstant bleiben. Die Dichteviation wird also von den restlichen Parametern zum Teil aufgefangen und tritt nur in den führenden P.C. in Erscheinung. Das gleiche Verhalten gilt ebenso für alle anderen Parameter.

Durch Auflösen nach den üblichen globalen Parametern wie Dichte, Strom usw. für LOC und SOC bzw. nur der Dichte für den IOC-Bereich ergeben sich die Skalierungen

$$\frac{1}{\langle \chi_e \rangle} \sim \begin{cases} \bar{n}_e^{-0.5} I_P^{-1.0} B_i^{0.8} Z_{eff}^*{}^{-0.3} A_i^{0.9} & \text{(LOC)} \\ \bar{n}_e^{-0.1} I_P^{-0.4} B_i^{0.5} Z_{eff}^{0.3} A_i^{0.6} & \text{(SOC)} \\ \bar{n}_e^{-0.7} & \text{(IOC)} \end{cases} \quad (6.33)$$

Die Parameter, die lediglich Profilinformationen tragen, wie das lokale inverse Aspektverhältnis ϵ , sind der Einfachheit halber gestrichen worden. Ebenfalls wurden statt der lokalen Werte entsprechende globale Größen eingesetzt.

In allen drei angegebenen Bereichen wird durch diese Methode der Verlauf von τ_E eindeutig bestimmt.

Wie das Ergebnis für LOC-Entladungen zeigt, stimmen die Exponenten bis auf geringe Abweichungen für \bar{n}_e , Z_{eff}^* und A_i mit den Ergebnissen der globalen Analyse in Kapitel 6.2 (Glg. (6.4, 6.16)) überein. Die geringen Unterschiede sind dadurch zu erklären, daß durch die rigorose Umformung, die zu Glg. (6.33) führt, alle radialen Abhängigkeiten weggelassen wurden. Diese zu berücksichtigen würde eine exakte integrale Mittelung erfordern, aber keine wesentlich anderen Ergebnisse liefern. Die Exponenten im Strom und im Magnetfeld zeigen dieselbe Richtung wie die der globalen Skalierung. Da beide sehr genau um jeweils 0.5 davon abweichen und sich diese Abweichungen gerade zu einem Faktor \sqrt{q} ergänzen, läßt sich auch dieser Unterschied durch das Nichtbeachten der Profilvariation erklären. Die einfache Herleitung erklärt aber wirkungsvoll das Verhalten der Energieeinschlußzeit und ist ein weiterer Beweis dafür, daß die Ionen gegenüber den Elektronen nur eine untergeordnete Rolle spielen, auch wenn sie — wie im Rahmen der globalen Analyse hergeleitet — in τ_E zu leichten Veränderungen der Abhängigkeiten führen. Insbesondere erhält man daraus einen einfachen Beweis, daß die Zunahme von τ_E mit der Dichte und mit der Isotopenmasse durch das Verhalten der Elektronen und dem Mechanismus, der der Wärmeleitung zugrunde liegt, bestimmt wird.

Obwohl die Ausgangsgleichungen für den SOC-Bereich nur wenig von denen des LOC-Bereichs abweichen, wirken sich diese geringen Unterschiede bei der Berechnung von Glg. (6.33) für das Verhalten von τ_E^{SOC} merklich aus. Die Übereinstimmung mit der globalen

Analyse (Glg. (6.5)) zeigt, daß auch in diesem Einschlußbereich der Elektronentransport den Verlauf der Energieeinschlußzeit bestimmt. Auffallend ist auch hier der eindeutige Nachweis, daß die Sättigung in τ_E mit der Dichte, die einen Exponenten von 0.1 besitzt, bereits durch den Verlauf von χ_e verursacht ist. Die Eigenschaften des Einschlusses der Ionenenergie sind nicht die unmittelbare Ursache dieser Sättigung.

Im IOC-Bereich schließlich, für den nur die Angabe der Dichteabhängigkeit möglich ist, stimmt der Dichteexponent 0.7 mit den 0.62 aus Glg. (6.6) innerhalb der Fehler überein. Auch hier läßt sich der Anstieg der Energieeinschlußzeit auf das Verhalten der Elektronenwärmeleitung zurückführen.

Nach dem vorhergehenden Kapitel kann innerhalb der fehlerbedingten Grenzen für den SOC-Bereich derselbe Mechanismus zur Erklärung der Energieverluste der Elektronen herangezogen werden wie für den IOC-Bereich. Dies steht zunächst im Widerspruch dazu, daß sich in beiden Bereichen, die denselben Dichtebereich überdecken, diese Mechanismen unterschiedlich auf den Einschluß der Gesamtenergie auswirken. Wie aber bereits die Beschreibung der theoretischen Modelle in Kapitel 2 gezeigt hat, besitzen die magnetischen Fluktuationen nicht nur eine Erscheinungsform. Ähnlich wie bei den verschiedenen Arten der Driftwellen, die unterschiedlichen Bedingungen unterliegen, können auch hier verschiedene Plasmaparameter dazu beitragen, daß einzelne Arten von magnetischen Fluktuationen nur wenig oder verstärkt auftreten. Als Beispiele können hier die Verunreinigungsladung Z_{eff} oder die Dichteabfalllänge genannt werden, die sich im SOC- und IOC-Bereich unterscheiden.

Solange nicht durch andere experimentelle Methoden der eindeutige Nachweis der dominierenden Erscheinungsformen der Fluktuationen in den drei Einschlußbereichen möglich ist, sind weiter differenzierende Aussagen nicht möglich.

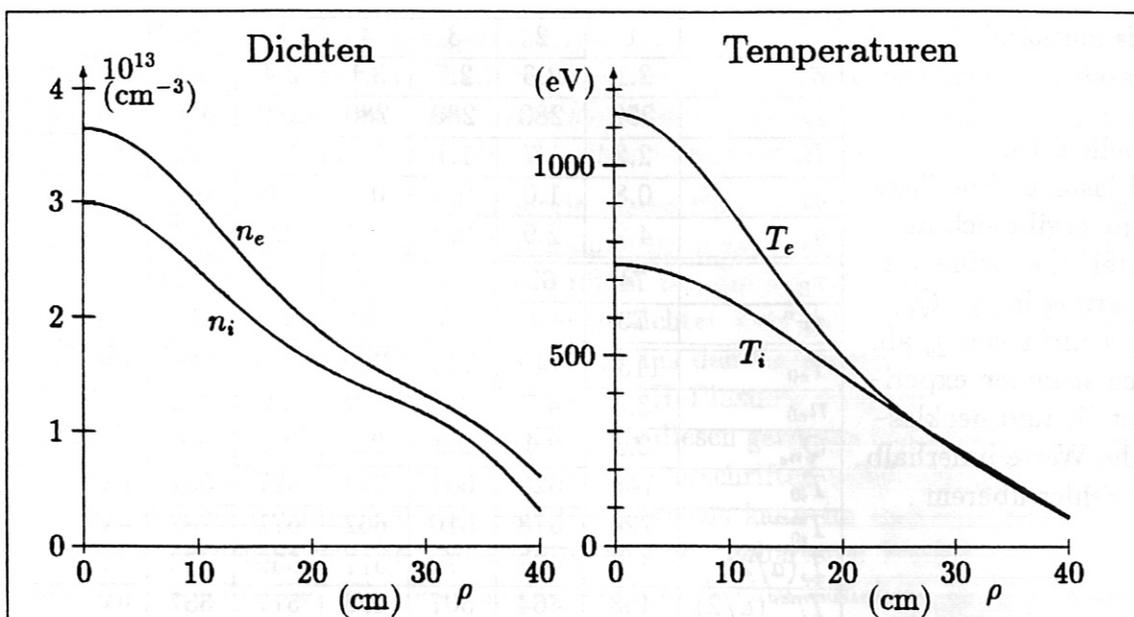


Abbildung 6.31: Die Dichteprofile sägezahnfreier Entladungen sind im Zentrum stark zugespitzt, während das Temperaturprofil seine Form nur wenig verändert.

6.6 Ionenenergetransport in sägezahnfreien Plasmen

Durch geeignete Beeinflussung des externen Gaszuflusses ist es an ASDEX möglich, in Deuterium oder Helium Entladungen ohne Sägezähne zu erzeugen [70]. In reinem Wasserstoff ist dies nicht möglich. Dabei wird in der Phase, in der die liniengemittelte Dichte anwächst, für kurze Zeit der Zufluß des Nachfüllgases stark reduziert. Als Folge davon spitzt sich das Profil der Elektronendichte im Zentrum zu, so daß Peakingfaktoren Q_n erreicht werden, die mit 2–2.3 über den Werten sägezahnbehafteter ohmscher Entladungen liegen.

Unter günstigen Bedingungen, die aber zur Zeit weder experimentell noch theoretisch hinreichend geklärt sind, bleibt das Dichteprofil mit seiner spitzen Form auch nach Einschalten des normalen Gasflusses stabil. Wie auch im Fall der IOC-Entladungen spielt dabei die Beschaffenheit der Gefäßwand bzw. der Plasmarandschicht mit seinen direkten Auswirkungen auf den Transport der Verunreinigungen eine wichtige Rolle.

Als mögliche Erklärung wird dabei angenommen, daß ein starker Zufluß und eine anschließende Sättigung der Verunreinigungen im Zentrum für eine Abflachung des q -Profils und für eine Anhebung der q -Werte im Zentrum sorgen. Im besten Fall sinkt $q(\rho)$ dadurch an keinem Radius mehr unter Eins, wodurch die Voraussetzung der MHD-Gleichungen für die Sägezahninstabilität nicht mehr gegeben ist.

Diese Bedingung ist aber nicht zwingend vorgeschrieben, um sägezahnfreie Entladungen zu erhalten. Vielmehr genügt es, die Werte innerhalb der $q=1$ -Fläche, die in normalen OH-Plasmen im Zentrum bis zu etwa 0.7 reichen, in die Nähe von Eins zu bringen.

Tabelle 6.10:

In Plasmen ohne Sägezähne ergibt sich im Mittel eine kleine Verbesserung in τ_E . Q_{n_e} hängt nicht von q_a ab. Auch stimmen experimentelle und neoklassische Werte innerhalb der Fehler überein.

	1	2	3	4	5	6	
\bar{n}_e	2.1	2.6	2.7	3.1	3.4	3.5	10^{13}cm^{-3}
I_P	250	280	280	280	280	320	kA
B_t	2.2	1.7	1.7	1.7	1.7	2.2	T
q_0	0.8	1.0	0.9	0.8	0.8	0.9	
q_a	4.2	2.9	2.9	2.9	2.9	3.3	
τ_E	74	63	57	81	77	82	ms
τ_E^a	73	61	65	70	71	74	ms
T_{e0}	1136	742	744	750	759	935	eV
n_{e0}	3.6	4.2	4.6	4.9	5.2	6.0	10^{13}cm^{-3}
Q_{n_e}	2.3	2.1	2.3	2.1	2.1	2.3	
T_{i0}	740	628	604	674	627	861	eV
T_{i0}^{neo}	720	578	610	662	671	787	eV
$T_i(a/2)$	449	462	470	511	559	470	eV
$T_i^{neo}(a/2)$	468	464	507	493	517	537	eV
$\chi_i(a/2)$	0.58	0.71	0.61	0.43	0.20	0.31	m^2/s
$\chi_i^{neo}(a/2)$	0.50	0.73	0.50	0.38	0.26	0.32	m^2/s

*nach den Skalierungsgleichungen (6.4) und (6.5) berechnet

So konnten Entladungen ohne Sägezähne gefunden werden, für die q_0 rechnerisch in der Gegend von 0.8–0.9 liegt. Der durch die starke Zuspitzung des Elektronendichteprofiles ebenfalls zunehmende Dichtegradient ist in diesen Entladungen u.U. dafür verantwortlich, daß trotz der unter Eins liegenden q -Werte die Sägezahninstabilität stabilisiert wird [28].

Da die Vorgänge, die zur Unterdrückung der Sägezähne führen, auch auf experimenteller Seite schwer zu kontrollieren sind, konnten insgesamt nur sechs Serien gleichartiger Entladungen in Deuterium mit vollständigem Parametersatz untersucht werden. Ihre liniengemittelten Dichten \bar{n}_e reichen von 2.1 bis $3.5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$. Für die Entladung mit der Dichte $2.1 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ (in Tab. 6.10 mit Nr. 1 bezeichnet) sind die Radialprofile der Dichten und Temperaturen exemplarisch in Abb. 6.31 dargestellt.

Dabei ist die Zuspitzung des Elektronendichteprofiles leicht zu erkennen. Sie ist unabhängig von anderen Parametern für alle diese Plasmen gleich, was auch an den Peakingfaktoren in Tab. 6.10 abzulesen ist, die zwischen 2.1 und 2.3 liegen. Im Vergleich dazu besitzen normale ohmsche Entladungen Werte, die für gleiche Plasmamparameter zwischen 1.5 und etwa 1.8 variieren. Die Tabelle zeigt insbesondere, daß die Form des Dichteprofiles nicht vom Magnetfeld und Plasmastrom — zusammengefaßt in q_a — abhängt. In normalen OH-Entladungen wächst Q_n mit wachsendem q_a , weil die $q=1$ -Fläche und damit das Gebiet, in dem durch die Sägezahninstabilität die Dichte abgeflacht wird, weit nach innen verschoben wird. Dies führt dazu, daß oberhalb $q_a \approx 5.5$ ausschließlich sägezahnfreie Plasmen existieren. Für diese Arbeit wurden jedoch ausschließlich Entladungen zu niedrigeren q_a -Werten untersucht. Für diese Fälle existieren daher zwei verschiedene Zustände; ein sägezahnbehafteter mit flacher Dichte und ein sägezahnfreier mit spitzem

Dichteprofil. Die physikalischen Eigenschaften und Unterschiede dieser Bifurkation sind ausführlich in [71] behandelt. Deshalb beschränken sich die Betrachtungen hier darauf, inwieweit der Ionenenergie-transport dieser Entladungen mit den Ergebnissen sägezahnbehafteter Plasmen der vorhergehenden Abschnitte übereinstimmt.

Die globale Einschlußzeit der Gesamtenergie dieser Plasmen ist gegenüber sägezahnbehafteten Entladungen durch die Dichtezunahme im Zentrum leicht erhöht. Da nur der Innenbereich durch diese Veränderung beeinflusst ist, die äußeren Radialbereiche in der Volumenintegration aber wesentlich stärker gewichtet werden, steigt τ_E höchstens um wenige Millisekunden an. In Tab. 6.10 sind die aus den Radialprofilen errechneten und die nach den Skalierungsergebnissen normaler OH-Plasmen (Glg. (6.4) und (6.5)) bestimmten Energieeinschlußzeiten eingetragen, die diesen geringen Unterschied aufzeigen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Skalierungsvorschriften selbst nur bis zu 10–15% genaue Werte liefern. Innerhalb dieses Fehlerbereichs kann im unteren Dichtebereich deshalb nicht eindeutig zwischen sägezahnfreien und -behafteten Werten unterschieden werden. Mit wachsender Dichte hingegen wird die leichte Zunahme in τ_E erkennbar. Damit ist die Vermeidung von Sägezähnen in OH-Entladungen durch den zu betreibenden experimentellen Aufwand kein Mittel, um bessere Energieeinschlußigenschaften zu bewirken.

Der Ionenenergie-transport auf lokaler Ebene wird — bedingt durch das Fehlen der Sägezahnverluste — über einen weiten Radialbereich durch ein Gleichgewicht aus der Elektronenheizung und die Wärmeleitungsverluste bestimmt. Wie in normalen OH-Entladungen sind konvektive und CX-Verluste im Außenbereich zu berücksichtigen, während alle anderen Terme der Energiebilanzgleichung nur unwesentliche Beiträge liefern. Die Ionenwärmeleitfähigkeit ist deshalb mit ähnlicher Genauigkeit zu bestimmen, so daß man auch hier beim Vergleich mit der neoklassischen Theorie darauf angewiesen ist, neben den experimentellen Daten auch Simulationsrechnungen heranzuziehen.

Wendet man wie im vorhergehenden Abschnitt beide Verfahren des Vergleichs mit der Neoklassik an, ergibt sich auch hier die Gültigkeit dieser Theorie für diese Entladungen. Der direkte Vergleich der experimentellen und theoretischen χ_i -Werte zeigt über den ganzen Radialbereich gute Übereinstimmung zwischen den Profilen. In Abb. 6.32 ist dies für die Entladung Nr.1 durchgeführt. Die in Tab. 6.10 für den Radius $a/2$ eingetragenen Werte vertiefen dieses Ergebnis. Die experimentellen Daten weichen in dieser Tabelle nur um maximal 20% von den Vorhersagen ab. Diese vergleichsweise geringen Unterschiede erlauben trotz der prinzipiell möglichen großen statistischen Ungenauigkeiten schon aus dieser Betrachtung den Schluß, daß zur Beschreibung dieser Plasmen keine anomalen Transportmechanismen benötigt werden. Dieses Ergebnis wird durch den direkten Vergleich der experimentellen und mit $1 \cdot \chi_i^{neo}$ simulierten Ionentemperaturen zusätzlich bestätigt. Sowohl die Einzeldaten in Tab. 6.10 als auch die in Abb. 6.32 gezeichneten Profile liefern Abweichungen, die bereits weit unterhalb der Grenze der Meßgenauigkeit liegen.

Die Ergebnisse zum Transport der Elektronenenergie aus dem vorangehenden Abschnitt sind hier direkt auf die sägezahnfreien Entladungen übertragbar. Der Verlust der eingekoppelten OH-Leistung geschieht hauptsächlich über den Elektronenkanal, während der von den Ionen abtransportierte Anteil im Mittel bei etwa 20% liegt. Anders, als durch das

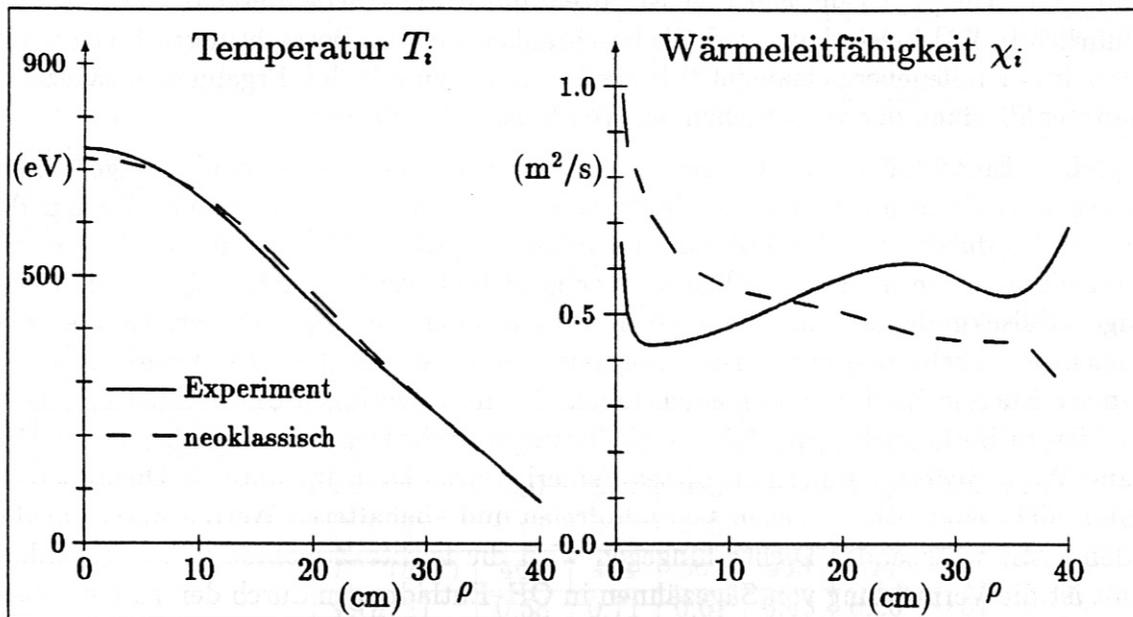


Abbildung 6.32: Sowohl der Vergleich von T_i^{exp} mit dem simulierten T_i^{neo} -Profil als auch von χ_i^{exp} mit χ_i^{neo} zeigen in sägezahnfreien OH-Plasmen die Gültigkeit der Neoklassik. (Die Ergebnisse gehören zur Entladung aus Abb. 6.31.) Gleichzeitig verdeutlichen die beiden χ_i -Kurven, daß bereits die minimalen Abweichungen der beiden T_i -Profile die vergleichsweise großen Unterschiede in χ_i bewirken können.

Fehlen der Sägezahnverluste zu erwarten wäre, erfolgt im Plasmazentrum der Energietransport auf Seiten der Elektronen nicht ausschließlich durch Wärmeleitung. Durch die höhere Konzentration der Verunreinigungen im Zentralbereich, die die Stabilisierung der Sägezähne erst ermöglicht, nehmen auch die Strahlungsverluste durch Wechselwirkung der Elektronen mit diesen Verunreinigungen zu. Die abgestrahlte Leistung entspricht aber annähernd den ansonsten auftretenden Sägezahnverlusten. Deshalb verändern sich auch die restlichen Terme und damit insbesondere die Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e nur wenig. Der gesamte Elektronenenergietransport bleibt deswegen nahezu unverändert.

Als Folgerung dieser Betrachtungen bleibt festzustellen, daß in sägezahnfreien OH-Entladungen wie in sägezahnbehafteten die neoklassische Theorie in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse zu erklären. Bis auf das Fehlen der Sägezahninstabilität gibt es in Bezug auf den Transport der Ionenenergie keine signifikanten Unterschiede, so daß sägezahnfreie Plasmen zwar einen Sonderfall der OH-Plasmen darstellen, sich aber bei Betrachtung des Energietransports wie normale Entladungen verhalten.

6.7 Ionenenergie-transport in LH-Plasmen

Um eine andere Art der elektronengeheizten Plasmen als die bisher diskutierten handelt es sich bei den Entladungen, die in diesem Abschnitt behandelt werden. In sog. LH-Entladungen werden elektromagnetische Wellen im GHz-Bereich eingestrahlt. Dort besitzt der Dielektrizitätstensor des Plasmas eine Resonanzfrequenz, die untere hybride Frequenz (Lower Hybrid Frequenz) [1, 72]. Diese Frequenz hängt von den Gyrationfrequenzen und den Plasmafrequenzen der Elektronen und Ionen ab und ist damit im Idealfall eines kalten Plasmas hauptsächlich eine Funktion der lokalen Dichten und des Magnetfeldes.

Bei Einstrahlung von Wellen im GHz-Bereich existiert ein Gebiet im Plasma, dessen Dichten und Felder die Resonanzbedingung erfüllen bzw. nur gering davon abweichen. In diesem Teil wird Energie von den Wellen auf das Plasma übertragen. Da im vorgegebenen Frequenzbereich nur die Elektronenbewegung schnell genug erfolgen kann, um in resonante Wechselwirkung mit den Wellen treten zu können, wird auch praktisch die gesamte übertragene Energie nur an die Elektronen abgegeben. Eine direkte Heizung der Ionen konnte bei dieser Methode nicht nachgewiesen werden [73].

Werden gleichzeitig mehrere Sender betrieben, so können durch deren Kopplung bzw. durch Phasenunterschiede der einzelnen Anteile zwei prinzipielle Ziele verfolgt werden. Einerseits ist es möglich, die Energie als kinetische Energie in toroidaler Richtung an die Elektronen so abzugeben, daß dadurch ein Nettostrom erzeugt wird. Das Verfahren wird als Stromtrieb (LH-Current Drive) bezeichnet. Die theoretischen Grundlagen und Voraussetzungen dazu sind in [72, 74] angegeben. Die experimentellen Erfahrungen mit dieser Methode an ASDEX sind u.a. in [75, 76] wiedergegeben.

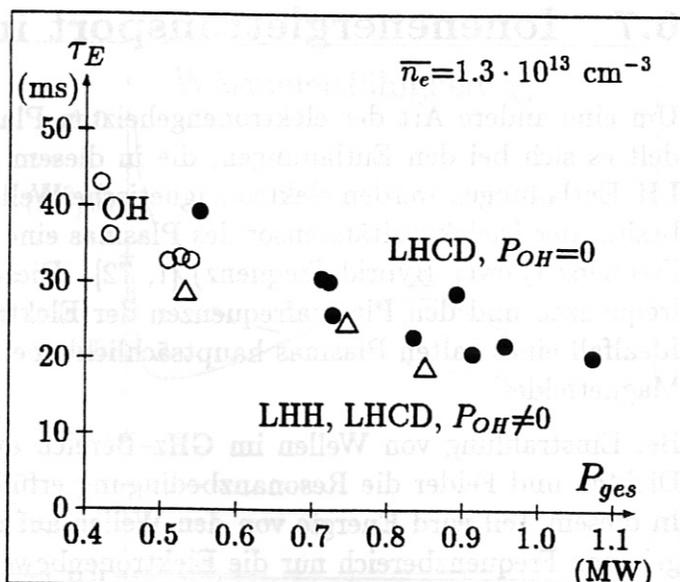
Durch eine andere Anordnung wird die Energie so übertragen, daß im Mittel kein Nettostrom auftritt. Durch Stoßprozesse geben die dabei erzeugten hochenergetischen Elektronen diese Energie an die thermischen Elektronen ab. Hier ergibt sich deshalb lediglich eine Zunahme der Temperatur, wobei die Verteilungsfunktion der Elektronen durch den ständigen Energiezufluß einen nichtthermischen hochenergetischen Anteil aufweist. Dieses Verfahren ist die eigentliche Heizmethode. Zusammen mit einigen experimentellen Ergebnissen ist sie im Übersichtsartikel [77] beschrieben. Eine für ASDEX spezifische Zusammenstellung, die auch den experimentellen Aufbau enthält, stellt z.B. [78] dar. An ASDEX können beide Verfahren gleichzeitig eingesetzt werden.

Dazu wurden etwa dreißig Entladungen untersucht. Ein großer Teil davon sind Plasmen, in denen die LH-Wellen auch zum Stromtrieb benutzt wurden und die ohmsche Heizleistung nur mehr einen geringen Beitrag zur Gesamtleistung ausmachte. Die Dichten aller Entladungen liegen im Bereich von $1.3\text{--}4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, die Ströme sind 320 und 420 kA und B_t liegt nahezu ausschließlich bei 2.8 T. Die LH-Leistungen reichen dabei von etwa 100 kW bis zu etwa 1 MW.

Erschwerend für die Analyse des Radialprofils der eingekoppelten Leistung ist jedoch, daß in realen Tokamak-Entladungen die Temperaturen weder klein noch radial konstant sind. Hier ist die Resonanzbedingung durch Terme, die die Temperaturen enthalten, zu modifizieren. Zusätzlich dazu wird auch Leistung an Stellen absorbiert, die die Reso-

Abbildung 6.33:

Einschlußzeit τ_E in LH-Plasmen:
 Mit zunehmender Leistung sinkt τ_E .
 Stromtriebexperimente mit $P_{OH}=0$
 besitzen die höchsten Werte (volle
 Kreise). Die Werte aller anderen
 LH-Plasmen mit $P_{OH} \neq 0$ (Dreiecke)
 liegen darunter. Zum Vergleich sind
 auch Einschlußzeiten rein ohmscher
 Entladungen angegeben. Die Experi-
 mente wurden bei $\bar{n}_e = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,
 $I_P = 420 \text{ kA}$ und $B_t = 2.8 \text{ T}$ durchge-
 führt.



nanzbedingung nicht erfüllen. Der lokale Wirkungsgrad ist i.a. unbekannt. Deshalb ist es in diesen Entladungen nicht möglich, ein radiales Leistungsdichteprofil Q_{LH} anzugeben. Damit fehlt aber auch die Grundlage zur Erstellung und Auswertung einer Energiebilanzgleichung der Elektronen. Dieser Abschnitt muß sich dadurch bei der Diskussion des lokalen Energietransports auf die Ionenseite beschränken.

6.7.1 Globales Einschlußverhalten

Trotz dieser Einschränkungen ist es möglich, Aussagen auch zum Verhalten der Elektronen zu machen, da z.B. deren Temperaturprofil unabhängig von der Art der zugeführten Leistung bzw. Heizmethode gemessen wird. Da im Gegensatz zur lokalen Leistungsdichte die gesamte vom Plasma absorbierte Leistung bekannt ist, kann ebenfalls auf die Energieeinschlußzeit τ_E geschlossen werden. Die LH-Wellen, die hauptsächlich im Plasmazentrum hochenergetische Elektronen erzeugen, sorgen dafür, daß in der Elektronenverteilung bei hohen Energien ein nichtmaxwellischer nichtthermischer Anteil existiert. Bei der Berechnung der Energieeinschlußzeit jedoch wird lediglich der thermische Anteil, der zur lokalen Temperatur $T_e(\rho)$ gehört, über das Produkt aus Dichte und Temperatur berücksichtigt. Die in diesem Abschnitt angegebenen τ_E -Werte stellen das sog. kinetische τ_E dar, wie es auch dem für die bisher diskutierten OH-Entladungen entspricht. Sie liegen jedoch nur minimal unter den Werten, die unter Berücksichtigung der schnellen Elektronen zu berechnen sind.

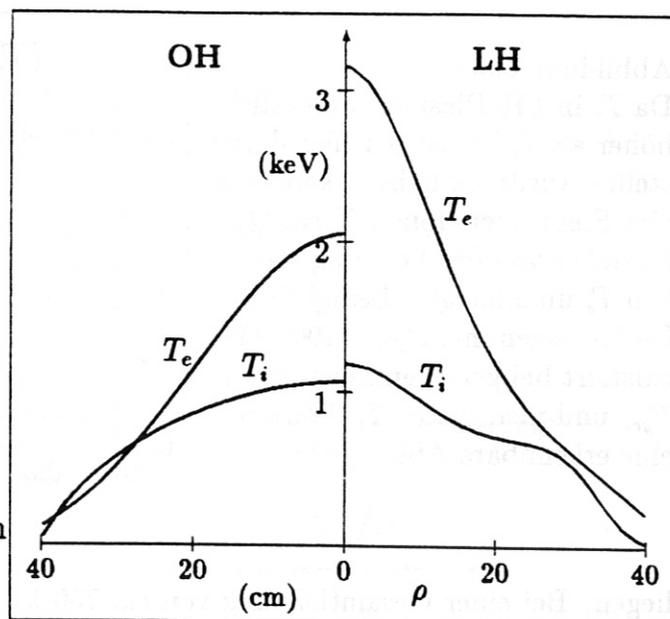
In LH-Plasmen bestimmen sowohl die Elektronentemperatur als auch die zugeführte LH-Leistung das Verhalten von τ_E , ähnlich zu den OH-Entladungen, wesentlich. Die Elektronentemperatur steigt dabei durch ständige Stöße zwischen maxwellischen und hochenergetischen Elektronen im ganzen Plasma an. Einfach nachweisbar ist diese Erhöhung im Zentrumsbereich, während sie im Außenbereich nur schwach ausgeprägt ist.

In Stromtriebexperimenten nimmt $T_e(0)$ stark mit der LH-Leistung zu. Während beispielsweise im ohmschen Fall bei $\bar{n}_e = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $I_P = 420 \text{ kA}$ und $B_t = 2.8 \text{ T}$ die Elek-

Abbildung 6.34:

In typischen LH-Plasmen erhöht sich $T_e(\rho)$ stark gegenüber den ohmschen Werten. $T_i(\rho)$ hingegen ist fast unverändert. Damit wächst im Zentrum T_e/T_i i.a. auf mindestens 2.5 und bei hoher LH-Leistung auf mehr als 3. Die Profile rechts gehören zu einem Stromtriebexperiment bei $\bar{n}_e=1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $I_P=420 \text{ kA}$, $B_t=2.8 \text{ T}$ und $P_{LH}=0.8 \text{ MW}$.

Zum Vergleich sind die Profile der vorangegangenen OH-Phase derselben Entladung links eingetragen.



tronentemperatur im Zentrum bei etwa 2.0 keV liegt, erreicht sie bei vergleichbarer LH-Leistung Werte, die im Bereich von 3 keV liegen. Mit zunehmender Leistung steigt $T_e(\rho)$ weiter an. So werden bei niedriger Dichte und $P_{LH} \approx 1 \text{ MW}$ Zentralwerte erreicht, die 5–6 keV betragen. Durch diese Zunahme wird das Profil insgesamt steiler und der volumengemittelte Peakingfaktor nimmt ebenso wie $T_e(0)$ nahezu linear mit P_{LH} zu.

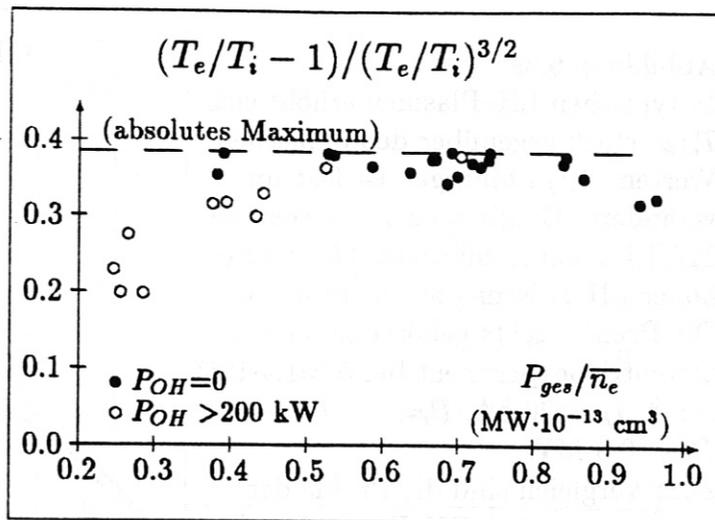
Ein anderes Verhalten zeigt hier die Energieeinschlußzeit τ_E . Solange die zum Stromtrieb benötigte Leistung nicht wesentlich von der entsprechend dazu erforderlichen OH-Leistung abweicht, stimmen die LH-Einschlußzeiten weitgehend mit τ_E^{OH} überein. In [79] wird festgestellt, daß in diesem Leistungsbereich die LH-Entladungen einen etwas besseren Energieeinschluß aufweisen als die ursprünglichen ohmschen Entladungen. Wird die LH-Leistung gesteigert, so wird nur mehr ein Teil davon für den eigentlichen Stromtrieb benötigt. Der restliche Anteil wird als "Heizleistung" eingekoppelt. In diesen Entladungen nimmt die Energieeinschlußzeit mit zunehmender Leistung ab. Dargestellt ist dies in Abb. 6.33 am Beispiel von Entladungen mit $\bar{n}_e=1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. τ_E ist dort gegen die gesamte Leistung, der Summe aus OH- und LH-Leistung, aufgetragen. Im Fall des Stromtriebs kann sie mit P_{LH} gleichgesetzt werden. Mit wachsender Leistung nimmt für diese Entladungen τ_E bis auf etwa 20–25 ms ab. Für höhere Dichten entspricht das prinzipielle Einschlußverhalten weitgehend dem in Abb. 6.33 gezeigten.

Verursacht wird dies durch ein bisher unverstandenes Phänomen, das in allen Plasmen mit Zusatzheizung zu beobachten ist. Aus noch nicht geklärten Gründen wird bei einer zusätzlichen Heizung des Plasmas gleichzeitig der Energietransport aus dem Plasma erhöht. Die Plasmaenergie nimmt dabei langsamer zu als die eingestrahlte Leistung, so daß sich insgesamt ein schlechterer Energieeinschluß ergibt.

In Entladungen, in denen die LH-Wellen ausschließlich zur Heizung benutzt werden und der Plasmastrom weiterhin durch den OH-Transformator induziert wird, sind sowohl die Temperaturzunahme im Zentrum als auch das damit verbundene Profilpeaking weit weniger ausgeprägt. Hier ergeben sich Werte, die unter denen der Stromtrieb-Entladungen

Abbildung 6.35:

Da T_e in LH-Plasmen wesentlich höher als T_i ist, ist der hier dargestellte Ausdruck nahezu konstant. Der Elektronen-Ionen-Term Q_{ei} ist daher von der Leistung und von T_e unabhängig. Lediglich bei Entladungen mit $P_{OH} > 200$ kW existiert bei geringen Leistungen P_{ges} und niedrigeren T_e -Werten eine erkennbare Abhängigkeit.



liegen. Bei einer Gesamtleistung von ca. 750 kW zeigt z.B. Abb. 6.33 Einschlußzeiten, die bei 15–20 ms liegen. Bei der dreifachen Dichte und einer ohmschen Einschlußzeit von 80–90 ms fällt τ_E bis auf etwa 40 ms ab.

6.7.2 Ionentemperatur und Ionenwärmeleitfähigkeit

Der Energietransport der Ionen zeigt in allen untersuchten Entladungen das gleiche Verhalten. In Abb. 6.34 sind dazu zunächst die Temperaturprofile für eine LHCD-Entladung eingetragen. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Kurven aus der vorangehenden OH-Phase zu sehen. Während hier die Elektronentemperaturen die bereits angesprochenen Unterschiede aufweisen, sind die Ionentemperaturen nahezu unverändert. Die Energiebilanz der Ionen wird in allen LH-Entladungen ebenso wie in den OH-Plasmen vom Q_{ei} - bzw. P_{ei} -Term dominiert. Dieser wächst zwar in diesem Beispiel an, aber wesentlich geringer, als es die Zunahme der Temperaturdifferenzen vermuten läßt. Dieses Verhalten ist typisch für alle LH-Plasmen. Verursacht wird das dadurch, daß Q_{ei} von $(T_e - T_i)/T_e^{3/2}$ abhängt. Bei ungefähr gleichbleibender Ionentemperatur ist das gleichbedeutend mit einer Abhängigkeit der Form $(x - 1)/x^{3/2}$, wobei x darin das Verhältnis aus Elektronen- zur Ionentemperatur bedeutet. Dieser Ausdruck hat sein absolutes Maximum bei $x=3$, d.h. bei $T_e=3T_i$. Betrachtet man für das Beispiel aus Abb. 6.34 diesen Term, so liegt er im OH-Bereich im Plasmazentrum bei etwa 0.34 und ist im LH-Bereich lediglich um ca. 10% auf etwa 0.38 erhöht. Durch die vergleichbaren Ionentemperaturen steigt also Q_{ei} beim Übergang von OH zu LH ebenfalls nur um diese 10% an. Wäre die Elektronentemperatur hier über $3T_i$ erhöht worden, so würde Q_{ei} trotz der Temperaturzunahme sogar unter den OH-Wert sinken. Hier hätte die T_e -Erhöhung eine geringere Heizwirkung auf die Ionen als das niedrigere ohmsche Profil.

Die Ursache für das nur geringe Anwachsen oder sogar Absinken von Q_{ei} ist im $T_e^{-3/2}$ -Term begründet, der den Elektronen-Ionen-Heizterm bei hohen Temperaturdifferenzen stärker beeinflusst als die Differenz selbst.

In Abb. 6.35 ist dazu der Term $(x - 1)/x^{3/2}$ mit $x=T_e/T_i$ an der Stelle $\rho=0$ eingezeichnet.

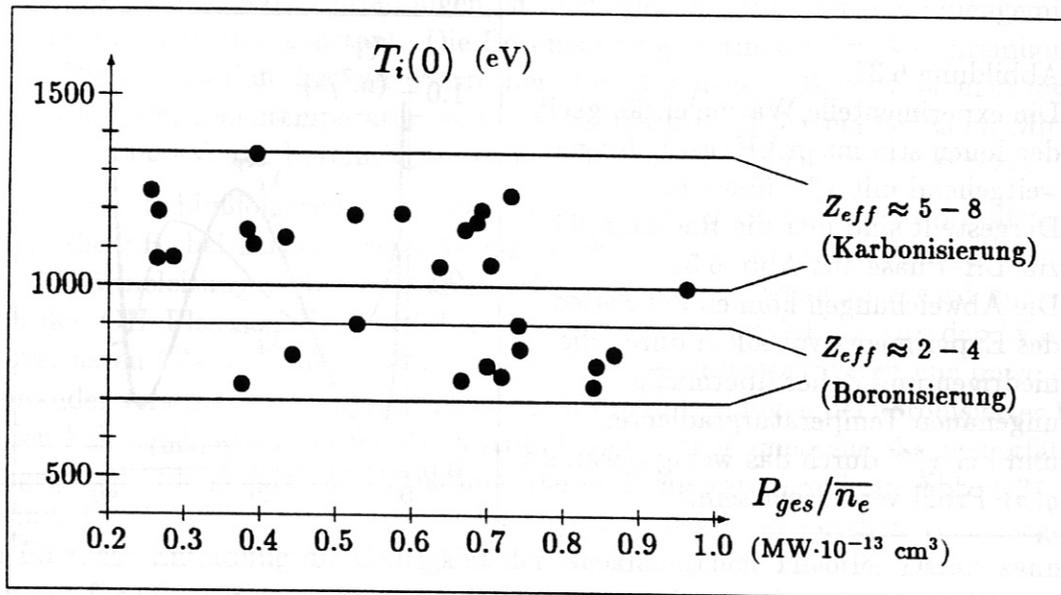


Abbildung 6.36: Die Ionentemperatur hängt nicht von der eingekoppelten Leistung ab, da der Q_{ei} -Term wegen der fehlenden T_e -Abhängigkeit eine Funktion von n_e und T_i ist. T_i kann daher nur über die Dichten bzw. Z_{eff} verändert werden, wie hier anhand der zwei Bereiche mit unterschiedlichen Wandbedingungen zu erkennen ist, innerhalb derer T_i weitgehend konstant bleibt.

net. Als Abszisse wird hier P/\bar{n}_e benutzt. Diese Größe kann wegen des konstanten Plasmavolumens als Maß für die Heizleistung pro Elektron betrachtet werden. In dieser Abbildung fallen zwei verschiedene Ergebnisse auf: Die Punkte, die zu Experimenten mit $P_{OH} \approx 0$ gehören, liegen nahezu vollständig zwischen 0.36 und 0.38. Erst bei hohen Leistungen werden sie etwas niedriger. Die Experimente, in denen die ohmsche Leistung nicht vernachlässigbar ist, d.h. in denen P_{OH} größer als etwa 200 kW ist, liefern Punkte, die zunächst mit wachsendem P/\bar{n}_e zunehmen. Beide Kurven fallen oberhalb von ca. $0.5 \cdot 10^{-13} \text{ MWcm}^3$ zusammen.

Ursache für das unterschiedliche Verhalten ist, daß im Fall des nicht zu vernachlässigbaren OH-Anteils das Stromprofil und das Elektronentemperaturprofil über die Resistivität miteinander verbunden sind. Solange das Stromprofil hauptsächlich durch den induzierten Anteil bestimmt ist, nimmt T_e wegen dieser Verknüpfung nur wenig gegenüber den rein ohmschen Werten zu. Damit bleibt der in Abb. 6.35 dargestellte Term zunächst niedrig.

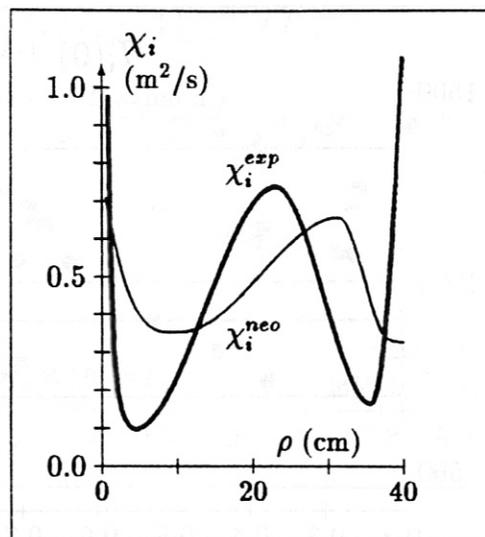
Mit steigendem P/\bar{n}_e , wobei P_{OH} ungefähr gleich bleibt, nimmt der Anteil des LH-erzeugten Stroms zu. Die Kopplung zwischen P_{OH} , $j(\rho)$ und $T_e(\rho)$ wird schwächer und verschwindet schließlich völlig. Dadurch erst wird ermöglicht, daß die Elektronentemperatur, die jetzt nur mehr von der zugeführten LH-Leistung und den Wärmeverlusten bestimmt ist, auf Werte um 3 keV und darüber im Zentrum ansteigt. Da, wie im folgenden gezeigt wird, die Ionentemperatur bei etwa 1 keV liegt, werden auch hier ausschließlich Werte um 0.37 erreicht.

Abbildung 6.37:

Die experimentelle Wärmeleitfähigkeit der Ionen stimmt in LH-Entladungen weitgehend mit χ_i^{neo} überein.

Dargestellt sind hier die Radialprofile zur LH-Phase aus Abb. 6.34.

Die Abweichungen können auf Seiten des Experiments vor allem durch die niedrigen und daher übermäßig ungenauen Temperaturgradienten und bei χ_i^{neo} durch das wenig bekannte $q(\rho)$ -Profil verursacht sein.



In Experimenten ohne zusätzliche OH-Leistung ist eine Strom-Temperatur-Kopplung bereits bei niedrigen LH-Leistungen nicht mehr in der oben angesprochenen Weise gegeben. Deshalb werden hier grundsätzlich so hohe Elektronentemperaturen erzeugt, daß die Werte in Abb. 6.35 nahezu konstant sind. Ausschlaggebend dafür ist, daß $(x-1)/x^{3/2}$ oberhalb von $x \approx 2.5$ sich kaum mehr ändert.

Erst bei sehr hohen P/\bar{n}_e -Werten, bei denen $T_e \approx (6-7)T_i$ ist, ist ein leichtes Absinken zu erkennen. Hier hat $(x-1)/x^{3/2}$ sein Maximum bereits durchlaufen und nimmt (sehr) langsam ab.

Da die Elektronen-Ionen-Heizung Q_{ei} sich proportional zu $T_i^{-1/2}(x-1)/x^{3/2}$ verhält, ist mit Ausnahme geringer LH-Leistung bei hohem OH-Anteil der Energieübertrag der Elektronen auf die Ionen unabhängig von der Elektronentemperatur und der LH-Leistung. Hier kann einfach $Q_{ei} \sim T_i^{-1/2}$ angenommen werden. Der Faktor, der das Verhältnis aus Elektronen- und Ionentemperatur enthält, kann mit 0.37 gleichgesetzt werden. Gleichzeitig damit tritt in der Energiebilanzgleichung der Ionen die Elektronentemperatur nicht mehr auf. Diese Gleichung ist bei Beschreibung der Leistungsdichten in diesem Fall eine normale Differentialgleichung zweiten Grades der Ionentemperatur. Sie ist von der Bilanzgleichung der Elektronen entkoppelt.

Als Folge davon, hängt die Ionentemperatur nur mehr von den Dichten - d.h. hauptsächlich vom Verhältnis aus Elektronen- und Ionendichte und damit von Z_{eff} - und von der Wärmeleitfähigkeit χ_i ab. Zur Veranschaulichung dieses Verhaltens sind in Abbildung 6.36 die $T_i(0)$ -Werte gegen P_{ges}/\bar{n}_e aufgetragen. Die numerischen Werte können dort in zwei verschiedene Bereiche eingeteilt werden, von denen jeder einzelne Bereich Punkte enthält, die sich nur wenig voneinander unterscheiden. Ein Teil der Werte gehört zu Experimenten, in denen die Gefäßwand mit einer Kohlenstoffverbindung beschichtet (karbonisiert) war. Der zweite Bereich umfaßt die Punkte, bei denen eine Borverbindung auf die Gefäßwand aufgedampft (boronisiert) war. Im ersten Fall besitzen alle LH-Entladungen bei den niedrigsten Dichten Z_{eff} -Werte, die größer oder gleich 5 sind. Wie

im LOC-Bereich der OH-Entladungen ist auch hier das Produkt aus liniengemittelter Dichte und $Z_{eff}(0)$ fast konstant. Die Boronisierung verringert den Verunreinigungsgehalt im Plasma, so daß dort die Werte bei etwa 2–4 liegen. Betrachtet man dazu die Absolutwerte der Iontemperatur, so liegen sie bei karbonisiertem Gefäß im Mittel bei etwa 1100–1200 eV. Bei boronisierter Wand liegen sie im Bereich von 800–900 eV.

Eine einfache Schlußfolgerung, die man daraus ableiten kann, ist, daß in allen Entladungen, die z.B. bei karbonisierter Wand durchgeführt wurden, derselbe Mechanismus für die Wärmeleitungsverluste verantwortlich sein muß. Denn hier wird zum einen, wie in den OH-Plasmen, die zugeführte Heizleistung hauptsächlich von den Wärmeleitungsverlusten bilanziert und gleichzeitig sind die Iontemperaturen nur unwesentlich voneinander verschieden. Gleiches gilt auch für die Entladungen bei boronisierter Wand. Für den Fall der Karbonisierung ist in Abb. 6.37 die experimentelle Wärmeleitfähigkeit χ_i angegeben. Sie gehört zur Entladung, deren Temperaturprofile in Abb. 6.34 zu sehen sind. Der Vergleich mit der ebenfalls eingetragenen neoklassischen Vorhersage zeigt auch für diese Entladung die Gültigkeit der Neoklassischen Theorie. Damit kann diese insgesamt für alle Entladungen dieses Bereichs bestätigt werden. Dasselbe Verhalten ist auch für die Entladungen mit boronisierter Wand zu erhalten. Einschränkend muß hier hinzugefügt werden, daß die Berechnung des neoklassischen χ_i^{neo} nur ungenauer als für OH-Entladungen erfolgt, da hier das Stromprofil und damit das q -Profil, das in χ_i^{neo} eingeht, nur ungenügend bekannt ist. Außerdem sind i.a. die Temperaturprofile $T_i(\rho)$ in LH-Plasmen auch bei niedrigen Dichten im Confinement-Bereich flach. Die Ungenauigkeit der Gradienten erschwert deshalb eine eindeutige Identifizierung anhand einzelner Entladungen. Da jedoch die Gesamtheit aller untersuchten LH-Plasmen dasselbe Verhalten zeigt, erscheint es mehr als nur plausibel, daß die Neoklassik zur Erklärung der experimentellen χ_i -Werte ausreicht.

Insgesamt kann nun festgestellt werden, daß in den untersuchten LH-Entladungen die Energiebilanzgleichung der Ionen durch die hohen Elektronentemperaturen von der der Elektronen entkoppelt ist. Während die Elektronentemperatur mit zunehmender LH-Leistung anwächst, ist die Iontemperatur von P_{LH} und T_e unabhängig. Sie hängt über die Dichten der Elektronen und Ionen hauptsächlich von Z_{eff} ab. Für alle untersuchten LH-Entladungen stellen die in der Neoklassischen Theorie beschriebenen Vorgänge den Mechanismus dar, der für die Wärmeleitungsverluste der Ionen verantwortlich ist.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In heutigen Fusionsexperimenten werden Plasmen verschiedener Wasserstoffisotope untersucht, um in späteren Fusionsreaktoren optimale Betriebswerte für einen möglichst hohen Energieüberschuß aus dem Verschmelzen der Wasserstoffkerne zur Verfügung zu haben. Ein großer Teil der Anstrengungen erfolgt an Experimenten vom Typ Tokamak, in dem heiße Plasmen von Magnetfeldern in einem Torus eingeschlossen werden. Dieser Zweig der Fusionsforschung stellt die zur Zeit aussichtsreiche Möglichkeit dar, die Plasmateilchen genügend lange einzuschließen, um eine ausreichende Anzahl von Fusionsreaktionen zu erhalten. Eine wichtige Fragestellung auf dem Weg zum Reaktor ist die Güte der Wärmeisolation des Plasmas. Die Optimierung des Energieeinschlusses und die weitmöglichste Vermeidung von Verlusten durch Wärmeleitung oder durch andere Prozesse ist ein grundsätzliches Ziel, um die benötigte Heizleistung gering zu halten. Eine wichtige Größe, die die Wärmeisolation beschreibt und experimentell einfach zu bestimmen ist, ist die Energieeinschlußzeit $\tau_E = W/P$, das Verhältnis aus der Plasmaenergie W und der zugeführten Heizleistung P . Mit zunehmendem τ_E steigt die Güte des Energieeinschlusses. Als Verhältnis zweier Größen, die über das Plasmavolumen integriert sind, kann τ_E keinen Aufschluß über die Vorgänge geben, die lokal für den Transport der Energie vom heißen Plasmazentrum zum kalten Plasmarand hin verantwortlich sind. Eine optimale Beeinflussung der Einschlußeigenschaften ist aber nur dann sicher möglich, wenn diese Mechanismen bekannt sind. Erst dann können Bedingungen geschaffen werden, in denen die für hohe Energieverluste verantwortlichen und damit schädlichen Mechanismen vermieden werden. Die Untersuchungen des lokalen Energietransports beschränkten sich aus experimentellen Gründen an allen Tokamaks hauptsächlich auf die Elektronenseite. Zum Verhalten der Ionen, deren Energieeinschluß mindestens ebenso wichtig ist, gab es bisher keine systematischen Untersuchungen ganzer Einschlußbereiche. Aus wenigen Einzelexperimenten ist lediglich bekannt, daß der Ionenenergietransport vom Elektronentransport verschieden ist, auch wenn z.B. die Wärmeleitfähigkeiten etwa von gleicher Größenordnung sind, und daß bei beiden Teilchensorten verschiedene Mechanismen die dominierende Rolle spielen sollten.

Das übergreifende Thema dieser Arbeit ist deshalb die Untersuchung des Transports der Ionenenergie. Diese Arbeit beschränkt sich dabei auf Plasmen, in denen die Elektronen von außen und die Ionen nur durch Stöße mit den heißeren Elektronen geheizt wurden.

Diese Einschränkung war deshalb sinnvoll, da zum einen diese Entladungstypen die prinzipielle Grundform im Tokamak darstellen. Zum anderen ist es möglich, daß in Plasmen, in denen die Ionen von außen geheizt werden, durch die externe Heizung Vorgänge im Plasma angeregt werden, die die Grundmechanismen überdecken und einer Identifikation unzugänglich machen. Die in dieser Arbeit diskutierten Entladungen waren deshalb hauptsächlich ohmsche Plasmen aber auch als Spezialfall elektronengeheizter Plasmen Lower Hybrid Entladungen.

Die Diskussion des Ionenenergietransports konnte nicht losgelöst von anderen Fragestellungen durchgeführt werden. Zunächst betraf dies in dieser Arbeit die Bestimmbarkeit und Zuverlässigkeit der Ionentemperatur, die als unverzichtbare Größe zur Lösung der Ionenenergiebilanzgleichung unbedingt vorliegen mußte.

Das erste Ziel war es deshalb, die experimentelle Genauigkeit der Messungen zu erhöhen und gleichzeitig Kriterien festzulegen, die es ermöglichten, auch in den Fällen, in denen die Verteilungsfunktion der Ionen nichtthermische Anteile enthielt, die Temperatur des thermischen Teils zu bestimmen. An ASDEX existiert dazu eine Apparatur, die es erlaubt, die Neutralteilchenflüsse aus dem Plasma energie- und zeitaufgelöst zu messen. Aus diesen Flüssen konnte durch verschiedene Methoden die Ionentemperatur bestimmt werden. Durch das Schwenken der Apparatur in Serien gleicher Entladungen konnten damit Radialprofile erstellt werden. Wie im Lauf dieser Arbeit gezeigt wurde, waren alle benutzten Verfahren hinsichtlich der ermittelten Werte äquivalent. Ebenso war es möglich, systematische Fehler nahezu auszuschließen. Lediglich in der Genauigkeit der einzelnen Methoden gab es qualitative Unterschiede. Die genauesten Werte konnten dann erreicht werden, wenn im sog. aktiven Betrieb ein hochenergetischer Neutralteilchenstrahl in das Plasma injiziert wurde, der die Analysatorsichtlinie in einem eng begrenzten Bereich überschnitt und den Fluß aus diesem Gebiet um Größenordnungen erhöhte. Die zweite, passive Methode, in der lediglich die natürlichen Plasmaneutralen gemessen wurden, war im Mittel wegen der geringeren Zählraten und der nichtlokalen Messung bereits mit größeren statistischen Fehlern behaftet. Mit etwa denselben Fehlerintervallen waren die Werte der Least-Square-Fit-Methode zu versehen, die aus allen passiven Meßpunkten zu verschiedenen radialen Beobachtungspositionen ein gemeinsames Temperaturprofil berechnete. Negativ war in diesem Fall zu beurteilen, daß es mit dieser Methode nicht möglich war, zu einzelnen Entladungen wenigstens einen lokalen Temperaturwert zu bestimmen.

Die Genauigkeit der Temperaturbestimmung aus den Neutralteilchenflüssen wurde nicht durch die verschiedenen mathematischen Methoden bestimmt, die die drei Verfahren voneinander unterschieden. Einen größeren Einfluß hatte hier die Nachweisgenauigkeit der Diagnostik selbst. Um diese zu erhöhen, war es erforderlich, ein neues Eichverfahren zu benutzen. Die übliche Eichung des Analysators mit K^+ -Ionen zeigte sich nur bedingt geeignet dafür. Da eine Eichquelle mit Wasserstoffionen nicht zur Verfügung stand, wurde eine Eichung am Plasma durchgeführt. Durch eine dichte Überlagerung vieler Meßpunkte war es möglich, eine optimale Eichkurve der Einzelkanäle des Analysators zu bestimmen. Eine weitere Verbesserung ergab sich durch die numerische Optimierung dieser Kurve.

Für den Randbereich des Plasmas konnte gezeigt werden, daß Ionen, die im Magnet-

feldrippe gefangen waren, die Temperaturen systematisch verfälschen können. Diese Teilchen werden von der welligen Struktur des Magnetfeldes zwischen zwei Hauptfeldspulen eingefangen und driften, im wesentlichen ohne den Feldlinien zu folgen, aus dem Plasma. Da sie aus dem heißen Innenbereich stammen, verzerren sie die Ionenverteilungsfunktion des kälteren Randgebiets. Dazu konnte ein Energie-Kriterium bestimmt werden, das es ermöglicht, auch in diesem Bereich zuverlässige Iontemperaturen zu bestimmen.

Insgesamt war es damit in diesem Teil der Arbeit möglich, die Güte der Iontemperatur merklich zu steigern und den Meßbereich, in dem die zuverlässige Bestimmung möglich war, bis hin zum Plasmarand auszudehnen.

Der nächste Schritt auf dem Weg zum Verständnis des lokalen Ionenenergie-transportes war die Analyse des globalen Verhaltens der Ionenenergie mit besonderer Berücksichtigung der Iontemperatur. Das Hauptinteresse galt dabei dem Einfluß der Ionen auf die Energieeinschlußzeit τ_E in den drei ohmschen Einschlußbereichen LOC, SOC und IOC.

Dazu wurde eine Datenbank mit Plasma- und Transportdaten von mehr als hundert OH-Entladungen angelegt. Das eröffnete die Möglichkeit, auch statistische Hilfsmittel einzusetzen. Damit war es zunächst möglich, das Verhalten der Energieeinschlußzeit in Form von Skalierungsgesetzen zu quantifizieren. Der lineare Anstieg mit der Dichte im LOC, das Sättigungsverhalten im SOC mit nur geringer Dichteabhängigkeit und der erneute Anstieg im IOC konnten auf diese Weise nachvollzogen werden.

Im Rahmen der weiteren Untersuchungen konnten auf die gleiche Weise Gesetzmäßigkeiten für die Temperatur und die Energie der Ionen und der Elektronen bestimmt werden. Durch die Verknüpfung dieser Einzelergebnisse konnte die Frage nach der Ursache für das geänderte Dichteverhalten von τ_E eindeutig geklärt werden. Als Ursache für den Verlauf der Energieeinschlußzeit konnte das Verhalten der Elektronenenergie zusammen mit den Abhängigkeiten der Umfangsspannung bestimmt werden.

Der Anstieg der Energieeinschlußzeit im LOC-Bereich konnte bereits durch den fast gleichen Anstieg der Elektronenenergie erklärt werden. Der stärkere Anstieg der Ionenenergie beeinflusst zwar das Einschlußzeitverhalten geringfügig, doch durch den hohen Anteil an Verunreinigungen in diesen Entladungen ist der Anteil der Ionenenergie an der Gesamtenergie zu gering, um den Verlauf hier merklich zu verändern. Im SOC-Bereich ist das Verhalten beider Teilchensorten nur wenig voneinander verschieden, da sich sowohl die Dichten als auch die Temperaturen annähern. Der Energieanstieg mit der Dichte ist hier geringer als für das LOC-Gebiet. Dem steht hier, im Gegensatz zum LOC-Bereich, eine fast ebenso große Variation der Umfangsspannung und damit der OH-Leistung gegenüber. Beides zusammen führt dazu, daß sich τ_E nur mehr wenig ändert. Die Situation im IOC-Bereich hingegen ist mit der im LOC vergleichbar. Die Umfangsspannung bleibt nahezu konstant. Dafür steigen die Energien stärker an. Auch hier erklärt bereits das Verhalten der Elektronenenergie den größten Anteil der Abhängigkeiten der Einschlußzeit. Die Ionen modifizieren diese nur leicht.

Die Einteilung der ohmschen Entladungen in die drei Einschlußbereiche und das Aufzeigen des globalen Verhaltens der Ionen und Elektronen in diesen Bereichen konnte aber prinzipiell keine Auskunft darüber geben, welche Mechanismen den lokalen Energietrans-

port und damit auch die globalen Werte bestimmen. Neben den globalen Ergebnissen konnten aber bereits verschiedene Entladungstypen klassifiziert werden, wobei alle Plasmen eines Typus von denselben Transportvorgängen dominiert sein mußten.

Zu klären war in diesem Zusammenhang, welcher Art diese dominanten Mechanismen sind und wie sie sich in den drei Einschlußbereichen voneinander unterscheiden. Dies konnte nur mehr auf der Ebene lokaler Untersuchungen durchgeführt werden. Gleichzeitig stellte dieser Punkt den wichtigsten Teil dieser Arbeit dar.

Als Ausgangspunkt diente hier die Energiebilanzgleichung der Ionen, in der alle zu- und abfließenden Leistungen als Gewinn- und Verlustterme gegeneinander aufgerechnet werden. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnten zunächst in allen drei Einschlußbereichen die Gewichte der einzelnen Terme bestimmt und ihr Einfluß auf den Energietransport abgeschätzt werden. Dabei zeigte sich, daß die Gewinnseite fast vollständig durch den Anteil, der die Heizung durch die Elektronen beschreibt, gegeben ist. Alle anderen Beiträge, die einen Energiezuwachs ergeben, haben praktisch keinen Einfluß. Auf der Verlustseite können drei Radialbereiche unterschieden werden. Im Plasmazentrum sind die Wärmeleitung und die Verluste durch Sägezahnaktivitäten die beiden Hauptmechanismen. Die Leistung, die durch den Sägezahntransport verlorengeht erreicht im Mittel etwa ein Drittel der zufließenden Leistung. Bei wachsendem Radius verliert dieser Anteil langsam an Bedeutung, bis im Confinement-Gebiet bei etwa halbem Plasmaradius die Verluste ausschließlich durch die Wärmeleitung verursacht sind. Erst bei Annäherung an den Plasmarand gewinnen auch die Verluste an die Neutralen durch Ladungsaustauschreaktionen und die Verluste durch Teilchendiffusion an Bedeutung. Insgesamt kann man aber davon sprechen, daß die Energiebilanz im interessanten Radialbereich ein einfaches Gleichgewicht aus der Elektronen-Ionen-Heizung und den Verlusten durch Wärmeleitung darstellt.

Die Identifikation des Mechanismus, der der Ionenwärmeleitung zugrunde liegt, mußte auf zwei verschiedene Arten durchgeführt werden. Das erste Verfahren, der direkte Vergleich der experimentellen Wärmeleitfähigkeit χ_i mit den theoretischen Vorgaben, lieferte einen ersten Hinweis darauf, daß die Neoklassische Theorie den Wärmetransport ausreichend erklären kann. Die Fehleranalyse ergab aber gleichzeitig, daß dieses Verfahren nur bedingt Verwendung finden kann. Ausschlaggebend dafür ist, daß der Elektronen-Ionen-Term, der die Energiebilanzgleichung der Ionen dominiert, von der Differenz aus Elektronen- und Ionentemperatur abhängt, die mit heutigen meßtechnischen Mitteln nicht genau genug aufgelöst werden kann.

Im zweiten Verfahren, das deswegen benutzt wurde, wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. In diesen wurde untersucht, welche Ionentemperatur sich einstellen würde, wenn bei gegebenen Plasmaparametern die Ionenwärmeleitfähigkeit sich wie die neoklassische Vorgabe verhalten würde. Der Vergleich dieser Temperaturen mit den experimentellen Werten ergab eindeutig die Gültigkeit der neoklassischen Formulierung im LOC- und SOC-Bereich. Damit konnte hier die Wärmeleitung der Ionen auf einfache Stoßprozesse zurückgeführt werden. In IOC-Entladungen lagen die simulierten Temperaturen systematisch unter den experimentellen. In diesem Bereich findet eine Verbesserung des Ionenenergieeinschlusses gegenüber der Neoklassik statt. Hier ist die Neoklassische Theorie nicht in der Lage, den Energietransport zu erklären, wobei nicht

eindeutig ausgeschlossen werden kann, daß eine umfassendere theoretische Behandlung von Verunreinigungen im Rahmen dieser Theorie doch zu einer Übereinstimmung führen könnte.

Andere Mechanismen, die für den Unterschied zwischen SOC und IOC verantwortlich sein sollten, konnten ausgeschlossen werden. So war die bisherige Auffassung, daß sich beide Entladungstypen durch das Auftreten (SOC) bzw. Fehlen (IOC) sog. η_i -Moden unterscheiden sollten. Im weiteren Verlauf konnte bewiesen werden, daß im Rahmen der Theorie in beiden Bereichen Entladungen existieren sollten, in denen diese Moden auftreten sollten. Gleichzeitig existieren Entladungen sowohl im SOC als auch im IOC, in denen sie nicht auftreten dürften. Ein Einfluß dieser Moden auf den Energietransport konnte ausgeschlossen werden.

Der neoklassische Mechanismus zeichnet auch für den Transport der Ionenenergie in ohmschen Entladungen ohne Sägezahnaktivität und in Lower Hybrid Plasmen verantwortlich. Für OH-Plasmen ohne Sägezähne konnte gezeigt werden, daß sich ihr Energietransport nicht von dem sägezahnbehafteter Entladungen unterscheidet. Sie stellen lediglich einen Spezialfall ohmscher Plasmen dar.

LH-Entladungen zeichnen sich dadurch aus, daß dort die Energiebilanzgleichung der Ionen von der der Elektronen entkoppelt ist. Durch die hohen Elektronentemperaturen ergibt sich der Elektronen-Ionen-Heizterm als einfache Funktion der Iontemperatur. Die Elektronentemperatur verschwindet aus der Bilanzgleichung. Auch in diesen Entladungen erfolgen die Verluste durch Wärmeleitung nach der neoklassischen Beschreibung. Die Iontemperatur hängt hier aber weder von der Elektronentemperatur noch von der den Elektronen zugeführten LH-Leistung ab. Sie ist hauptsächlich von den Dichten der Elektronen und Ionen bzw. der effektiven Ionenladung bestimmt.

Neben den Ergebnissen zum Ionenenergietransport war es auch möglich, für OH-Entladungen das Verhalten der Elektronen zu bestimmen. Wie im Fall der Ionen geschah dies mit Hilfe der Energiebilanzgleichung der Elektronen. Diese Bilanz ist auf der Gewinnseite durch die ohmsche Heizleistung bestimmt und auf der Verlustseite durch die Wärmeleitung, wobei im Plasmaintern und am Plasmarand ebenfalls die Sägezahnleistung bzw. die CX- und Diffusionsleistung zu berücksichtigen sind. Durch statistische Verfahren war es möglich, das Verhalten der Elektronenwärmeleitfähigkeit aus der Bilanzgleichung zu analysieren. Der Vergleich der Ergebnisse mit den Vorhersagen verschiedener Theorien ermöglichte es, solche auszuschließen, die bisher als aussichtsreichste Kandidaten herangezogen wurden. Im Gegensatz zur Ionenseite ist hier die Neoklassische Theorie nicht auch nur entfernt geeignet, den Elektronenenergietransport zu erklären. Die experimentelle Wärmeleitfähigkeit ist hier mindestens einen Faktor Hundert höher als die neoklassische Vorhersage. Bisher wurden unterschiedliche Mechanismen, die gemeinsam als Driftwellen bezeichnet werden, favorisiert, diesen anomalen Transport zu verursachen. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß diese in ihrer momentanen theoretischen Form nicht in der Lage sind χ_e ausreichend zu beschreiben. Auf diesem Weg konnten auch Ballooning-Moden, eine Erscheinungsform der MHD-Instabilitäten, ausgeschlossen werden. Die beste Übereinstimmung ergaben turbulente Vorgänge, die als magnetische Fluktuationen bezeichnet werden. Sie konnten zwar die experimentellen Abhängigkeiten nicht restlos wiedergeben, ergaben aber innerhalb der möglichen stati-

stischen Fehler die beste Anpassung.

Als weiteres Ergebnis der lokalen Analyse des Energietransports der Elektronen konnte gezeigt werden, daß in allen drei Einschlußbereichen die Elektronenverluste über denen der Ionen liegen. Die bisherige Auffassung, wonach sich dieses Verhalten nur bei niedriger Dichte einstellt und bei hohen Dichten umkehrt, konnte damit widerlegt werden. Die Ursache dafür ist hauptsächlich darin zu sehen, daß in allen ohmschen Entladungen χ_e im Mittel das Zwei- bis Dreifache von χ_i erreicht.

Das im Lauf der globalen Analysen gefundene Ergebnis, daß das Verhalten der Energieeinschlußzeit hauptsächlich durch das Verhalten der Elektronenenergie gegeben ist, konnte auch im Rahmen der lokalen Analyse bestätigt werden. In einem Kreisschluß konnte, ausgehend lediglich von der Elektronenwärmeleitfähigkeit der Elektronen, das Verhalten der globalen Einschlußzeit reproduziert werden. Dies war gleichzeitig ein weiterer Beweis, daß ohmsche Entladungen vom Verhalten des Elektronentransports dominiert werden.

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß sich die drei Einschlußbereiche ohmscher Plasmen hauptsächlich durch ein geändertes Verhalten der Wärmeleitfähigkeit der Elektronen unterscheiden. Wenn sich auch auf Seiten der Ionen deren Energieeinschluß im IOC-Bereich gegenüber den im LOC und SOC gültigen neoklassischen Bedingungen verbessert, so hat dies nur geringen Einfluß auf die Gesamtenergie. Während dabei die Identifikation des dominanten Transportmechanismus im IOC nicht völlig eindeutig erfolgen konnte, so konnte für alle anderen Plasmen, in denen nur die Elektronen von außen geheizt werden, die Gültigkeit des Teils der Neoklassischen Theorie bewiesen werden, der die Wärmeleitung der Ionen beschreibt.

Anhang A

Tokamakprinzip

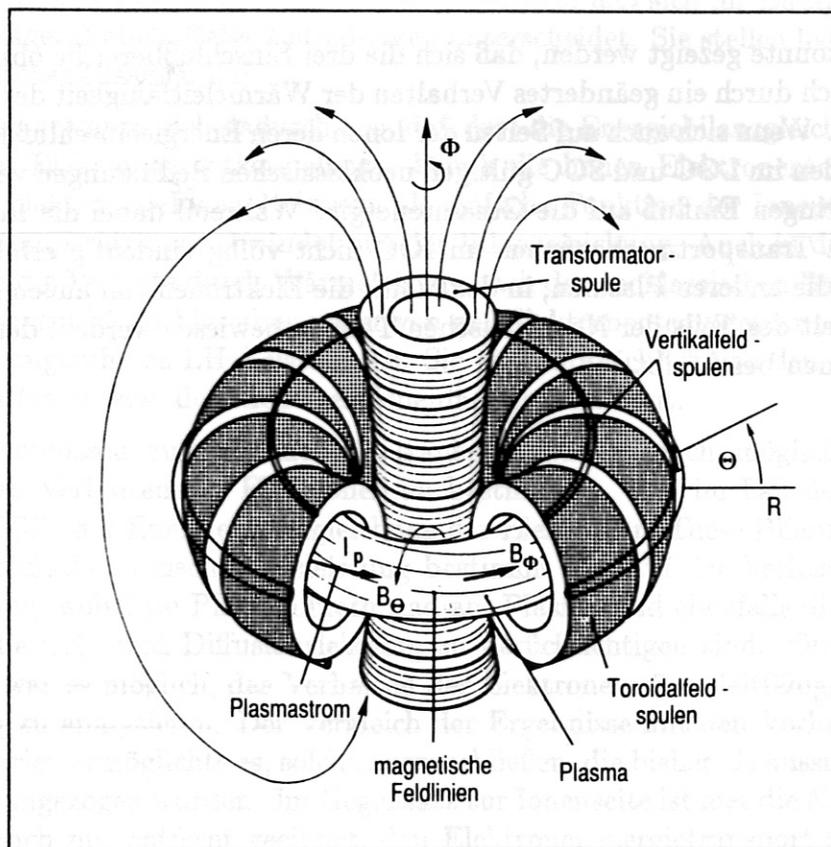


Abbildung A.1: Durch die Flußänderung des axialen Transformators wird der Plasmaplastrom I_p in toroidaler Richtung induziert. Dieser erzeugt das poloidale Magnetfeld B_p . Durch die Hauptfeldspulen (Toroidalfeldspulen) wird das Hauptmagnetfeld B_t in toroidaler Richtung erzeugt. Die Überlagerung beider Felder führt zur Verdrillung der Feldlinien. Die eingezeichneten Vertikalfeldspulen werden zur Regelung der Plasmalage benötigt und verlaufen toroidalsymmetrisch um das Plasmagefäß.

Da zur weiteren Beschreibung der Erzeugung und Wirkung dieses Anteils die koordinatenabhängigen Werte betrachtet werden, wird in Abb. A.2 kurz auf die Geometrie des Tokamaks eingegangen, die zweckmäßig in Toruskordinaten dargestellt wird. Im weiteren Verlauf bedeutet der "kleine Radius r " den Abstand von der Plasmaachse, der "große Radius R " den Abstand von der axialen Mitte des Tokamaks und " Φ " und " Θ " den toroidalen bzw. poloidalen Winkel.

In dieser Geometrie befindet sich der axiale Transformator bei $R = 0$ und das Plasmazentrum für ASDEX bei etwa $R=1.65$ m. Durch eine Flußänderung im Transformator wird im Plasma ein elektrisches Feld E_t in toroidaler Richtung induziert, das den Plasmastrom I_P treibt. Das Plasma kann dabei als Sekundärwicklung angesehen werden. Der so induzierte Plasmastrom mit der Stromdichte $j(r)$ erzeugt das zum Einschluß benötigte poloidale Feld

$$B_p(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j(r^*) r^* dr^* \quad , \quad (\text{A.1})$$

dessen Betrag um eine Größenordnung unter dem toroidalen Anteil liegt.

Die gleichzeitig mit der Induktion erfolgende Heizung des Plasmas, die als ohmsche Heizung bezeichnet wird, ist eingehend in Kapitel 2 beschrieben und wird hier nicht mehr weiter vorgestellt.

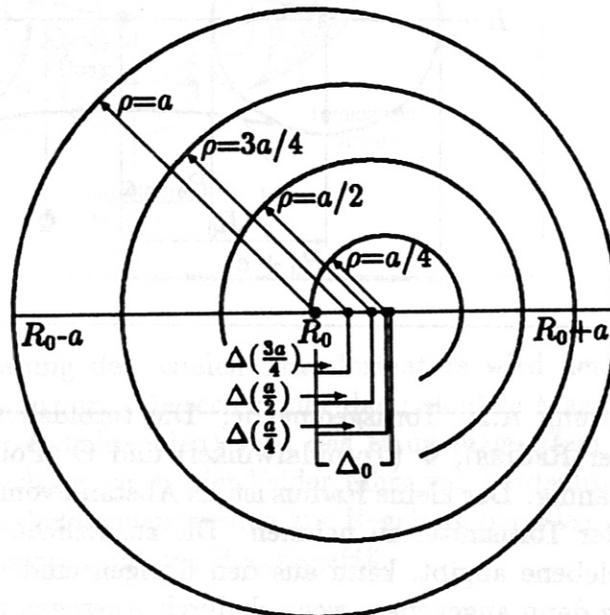
Das aus beiden Komponenten bestehende Gesamtfeld \vec{B} ist in der Lage, mit

$$\vec{j} \times \vec{B} = \vec{\nabla} P \quad (\text{A.2})$$

die durch den Druckgradienten bewirkte Expansionskraft des Plasmas auszugleichen. Die Überlagerung beider Komponenten verursacht dabei eine spiralförmige Verdrillung der Magnetfeldlinien (s. Abb. A.1). Dadurch entstehen ineinandergeschachtelte Flächen, entlang derer sich die Feldlinien um den Torus schrauben. Da der poloidale Fluß auf diesen Flächen konstant ist, werden sie als (magnetische) Flußflächen bezeichnet.

Abbildung A.3:

Flußflächen: Durch das Gleichgewicht aus magnetischer Kraft und der Expansionskraft des Plasmas bilden sich in axialsymmetrischen Tokamaks Gleichgewichtsflächen mit konstantem poloidalem magnetischen Fluß aus. Diese Flußflächen sind durch die Shafranov-Shift nach außen verschoben.



Wie aus Glg. (A.2) hervorgeht, ist wegen $\vec{B} \cdot \nabla P = 0$ der Plasmadruck auf der Flußfläche konstant und verändert sich nur senkrecht dazu. Eine weitere Konsequenz des Kräftegleichgewichts ist die Verschiebung der Flußflächen nach außen. Sie verlaufen nicht mehr konzentrisch um die geometrische Achse des Torus, sondern besitzen einen Mittelpunkt, der um einen kleinen Betrag weiter außen liegt. Diese Verschiebung [40] wird als Shafranov-Shift bezeichnet und ist von der Form

$$\Delta(\rho) = \Delta_0 \left(1 - \frac{\rho^2}{a^2}\right) \quad (\text{A.3})$$

Δ_0 ist der Wert, der zur innersten (zur Linie entarteten) Flußfläche gehört, ρ der Flußflächenradius und a der Radius der äußersten geschlossenen Fläche. a beträgt an ASDEX 0.4 m. Die Geometrie der Flußflächen ist in Abb. A.3 zu sehen.

Quantitativ wird die Stabilität dieser Konfiguration durch die Flußflächenfunktion

$$q = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{B_t ds}{B_p R} \quad (\text{A.4})$$

angegeben. Das Integral über das Verhältnis aus den beiden Feldkomponenten wird dabei entlang einer Magnetfeldlinie über einen vollen poloidalen Umlauf ermittelt. Anschaulich kann q als die Anzahl der toroidalen Umläufe einer Feldlinie pro poloidalem Umlauf beschrieben werden. In zylindrischer Näherung, die für die untersuchten ASDEX-Plasmen ausreicht, ist

$$q = \frac{\rho B_t}{R B_p} \quad (\text{A.5})$$

Je höher der Wert q ist, desto stabiler ist die Konfiguration. Da zudem bei rationalem q MHD-Instabilitäten auftreten können (s. Kapitel 2), wird q als Sicherheitsfaktor bezeichnet. Daneben ist q , da es direkt die Bewegung der geladenen Teilchen um den Torus beeinflusst, eine wichtige Eingangsgröße in alle Transporttheorien.

A.2 Der Tokamak ASDEX

Parameter	Bezeichnung	Wert	(Dimension)
Plasmastrom	I_P	100–480	kA
Toroidalfeld	B_t	1.55–2.80	T
Sicherh.faktor	q_a	≈ 1.5 –6	
Kleiner Radius	a	40	cm
Großer Radius	R_0	165	cm
Shafranov-Shift	Δ_0	≈ 3 –4	cm

Tabelle A.1: Designparameter der Feldkonfiguration und Geometrie des Tokamak ASDEX.

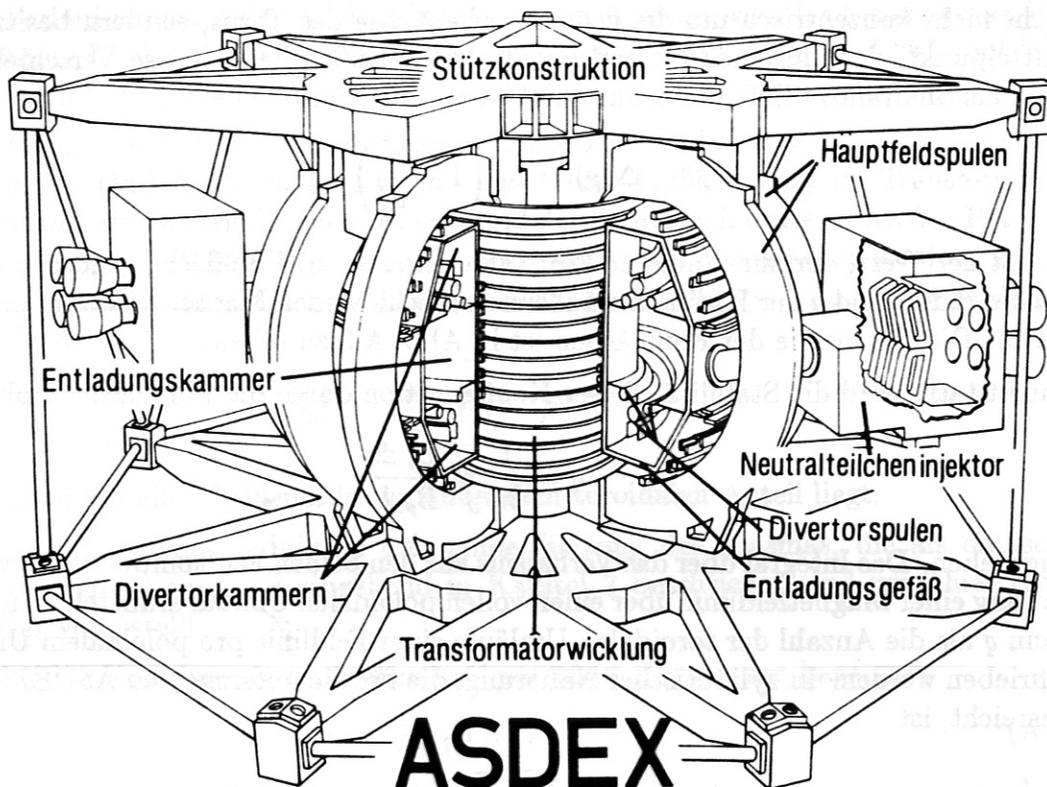


Abbildung A.4: Tokamak ASDEX: Der axiale Transformator ist von einem D-förmigen Plasmagefäß umgeben, das unter- und oberhalb der Entladungskammer die beiden Divertorkammern enthält. Die Hauptfeldspulen erzeugen ein Magnetfeld B_t in toroidaler Richtung. Zwischen diesen Spulen sind rund um den Torus Meßapparaturen und Systeme für Zusatzheizungen angebracht. Die umgebende Stützkonstruktion fängt die Kräfte zwischen den Spulen auf.

Für den Tokamak ASDEX sind die in diesem Anhang behandelten Größen in Tab. A.1 zusammengefaßt. q_a steht für den Sicherheitsfaktor am Plasmarand.

Eine Ansicht von ASDEX liefert die Abb. A.4. Als Besonderheit dieses Tokamaks gelten die beiden Divertorkammern ober- und unterhalb der Plasmakammer. Durch Multipolspulen wird eine Separatrix erzeugt. Alle Flußflächen innerhalb dieser Separatrix sind geschlossen und verlaufen ohne Wandkontakt. Die Feldlinien außerhalb treffen auf wohldefinierte Bereiche in den Divertoren (Divertorplatten). Im Vergleich zu anderen Tokamaks, in denen Limiter das Plasma begrenzen und die äußere Plasmaschicht "abschälen", stellt das Divertorkonzept die bessere Möglichkeit dar, um die Teilchenflüsse aus dem Plasma und die Flüsse von Verunreinigungen in das Plasma zu kontrollieren.

Anhang B

Lineare Regressionsanalyse

In dieser Arbeit war es nötig, Zusammenhänge verschiedener Größen mit Hilfe statistischer Verfahren zu quantifizieren. Die statistischen Verfahren spielen sowohl in der gesamten Grundlagenforschung als auch in allen auf empirischen Messungen beruhenden Wissenschaften eine große Rolle. So ist die Bestimmung von Mittelwerten, die Berechnung von statistischen Abweichungen (Fehlern) und auch das Zeichnen einer plausiblen Kurve durch diskrete Meßpunkte überall dort zu finden, wo Untersuchungen mit Hilfe von Meßgrößen stattfinden, auch wenn in den meisten Fällen die in diesen Verfahren enthaltene Statistik durch die physikalischen Aussagen – zumeist zurecht – im Hintergrund bleibt. Daneben werden komplexe statistische Methoden überall dort eingesetzt, wo theoretische Modelle nicht vorhanden sind oder die Messungen nicht ausreichend erklären können. Hier erfolgt in einer ersten Stufe das Aufzeigen von Abhängigkeiten in Systemen mit vielen freien Parametern.

Neben den fundamentalen statistischen Methoden (einfache Mittelwertbildung, statistische Fehleranalyse, Fehlerfortpflanzungssatz, usw.), die wegen ihrer verbreiteten Anwendung und allgemeinen Bekanntheit [80] hier nicht weiter betrachtet werden, wird dazu in der Plasmaphysik hauptsächlich die "lineare Regressionsanalyse" benutzt. Die hier vorgestellte Methode wurde in dieser Arbeit in Kapitel 6 angewandt. Auf eine exakte mathematische Beweisführung wird aus praktischen Gründen verzichtet. Diese ist beispielsweise nachzulesen in [81].

B.1 Grundlagen und Lösung des Verfahrens

Bei der linearen Regressionsanalyse wird ein einfaches lineares Modell angenommen:

$$y = a_0 + \sum_{k=1}^n a_k \cdot x_k \quad (\text{B.1})$$

y ist die zu untersuchende Variable, die x_k die veränderlichen Parameter und a_0 und die a_k sind die zu bestimmenden Koeffizienten dazu. Häufiger als in dieser echten Linearform werden exponentielle Abhängigkeiten der Form $\tau_E = C \cdot \bar{n}_e^{a_1} \cdot I_P^{a_2} \dots$ untersucht. Eine

einfache Bildung des Logarithmus auf beiden Seiten führt aber wieder auf Glg. (B.1), wobei nun $\ln \tau_E, \ln \bar{n}_e, \dots$ die Funktion von y und x_k übernehmen.

Da in realen Experimenten zum einen die Meßwerte mit statistischen Fehlern behaftet sind und zum anderen die lineare Abhängigkeit als Annahme eingeführt ist, wird im allgemeinen eine sehr große Anzahl $m \gg n$ von Experimenten mit verschiedenen Einstellungen der x_k durchgeführt. Erst dann ist es sinnvoll, die Gleichung

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_i \\ \vdots \\ y_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & x_{1,1} & \cdots & x_{n,1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & x_{1,i} & \cdots & x_{n,i} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & x_{1,m} & \cdots & x_{n,m} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_0 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e_1 \\ \vdots \\ e_i \\ \vdots \\ e_m \end{pmatrix}, \quad (\text{B.2})$$

bzw. in Matrixschreibweise $Y = Xa + E$, nach den a_k aufzulösen, wobei diese so bestimmt werden, daß $\sum_k e_k^2$ minimal wird. In der Darstellung ist y_i der Meßwert im i -ten Experiment und die $x_{k,i}$ sind die Werte der Variablen x_k im i -ten Experiment. Die e_i bezeichnen die im Fitverfahren minimierten Abweichungen zwischen Fitwert $\hat{y}_i = \hat{a}_0 + \sum_k x_{k,i} \hat{a}_k$ und Messung y_i .

Im Fitverfahren wird dazu zunächst aus den Ableitungen der Gleichung

$$(Y - Xa)^t \cdot (Y - Xa) = \text{Min.} \quad (\text{B.3})$$

nach den a_k ein neues System linearer Gleichungen $(X^t X)a = X^t Y$ gebildet. Dieses System ist genau dann eindeutig lösbar, wenn die $(n+1) \times (n+1)$ -Matrix $X^t X$ den Rang $(n+1)$ besitzt. Dann folgt für die Lösung des Minimalproblems

$$\hat{a} = (X^t X)^{-1} X^t Y \quad (\text{B.4})$$

$$\hat{E} = (1_{n+1} - X(X^t X)^{-1} X^t) Y \quad (\text{B.5})$$

Der Vektor \hat{a} wird als die beste lineare Näherung (in der Literatur auch: Schätzer, estimator) für die im Idealfall einer fehlerfreien Messung auftretenden Größen und der Vektor \hat{E} als die plausibelsten Meßfehler der experimentellen y -Werte angenommen. Die dazugehörigen Fitwerte lauten $\hat{y} = X\hat{a}$.

Dieses Verfahren der linearen Regression ist durch die einfache Handhabung elementarer Matrizenumformungen eine gängige Methode zur Berechnung von theoretisch nicht zugängigen Abhängigkeiten. In der Plasmaphysik werden diese Abhängigkeiten als Skalierungsgesetze bezeichnet, da hier in praktisch allen Fällen von exponentiellen Ansätzen ausgegangen wird und der Vektor \hat{a} die Exponenten der Variablen angibt. Zur Berechnung der Fitformeln wurde in dieser Arbeit das SAS-Softwarepaket benutzt [82].

B.2 Kriterien zur Güte des Verfahrens

Bei der Interpretation der Güte des Regressionsergebnisses ist es nötig, zwei verschiedene Aspekte des Verfahrens zu beachten. Zum einen wird die Annahme eines linearen Verhaltens der zu untersuchenden Größen nur deshalb gemacht, weil sie die am leichtesten

handhabbare Form darstellt, und weil das echte Verhalten im Grunde nur durch Erraten zu finden ist. Die wenigsten physikalischen Vorgänge verlaufen jedoch linear oder exponentiell. Dies muß anhand der Fitergebnisse plausibel gemacht werden. Andererseits ist es möglich, daß die berechneten Werte in \hat{a} zwar die beste Anpassung liefern, daß jedoch die statistischen Fehler der Messungen auch einen großen Bereich anderer Koeffizienten zulassen. Hier muß die Genauigkeit der Koeffizienten untersucht werden. Diese Untersuchungen der beiden Aspekte sollte, um den logischen mathematischen Strukturen zu folgen, in der angeführten Reihenfolge durchgeführt werden.

Einer der Parameter, der die Gültigkeit des linearen Ansatzes beschreibt, wird als Bestimmtheitsmaß oder Regressionskoeffizient bezeichnet und wird aus

$$R = \frac{\sum_{i=1}^m (\hat{y}_i - \bar{y})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^m (\hat{y}_i - \bar{y})^2 \sum_{i=1}^m (y_i - \bar{y})^2}} \quad (\text{B.6})$$

berechnet. Häufiger verwendet wird das Quadrat R^2 , das man nach einfachen Umformungen leichter aus

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^m (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^m (y_i - \bar{y})^2} = 1 - \frac{\hat{E}^t \hat{E}}{\sum_{i=1}^m (y_i - \bar{y})^2} \quad (\text{B.7})$$

bestimmt. \bar{y} ist das arithmetische Mittel aller y_i , dessen Verwendung dafür sorgt, daß R^2 unabhängig vom experimentell gesetzten Offset in y ist. R^2 ist ein Maß für die Korrelation zwischen Experiment und der Anpassung durch das lineare Modell. Es wird genau dann gleich 1, wenn alle Fehler e_i verschwinden, d.h. wenn die Messungen fehlerfrei sind und auch die y -Werte linear von den x_k abhängen. Der andere Extremfall tritt ein, wenn entweder y völlig unabhängig von den x_k ist oder die Abhängigkeit nicht durch lineare Modelle anzunähern ist. Als Beispiele sind hier die alternierenden Kosinus- oder Sinusfunktionen zu nennen, die im Mittel über viele Perioden Nullen für die Koeffizienten ergäben. Hier ergibt sich $R^2 = 0$. In allen anderen Fällen liegt R^2 zwischen diesen beiden Extremen. Um abzuschätzen, ob sich der Wert für R nicht zufällig durch Meßfehler ergeben hat und in Wirklichkeit etwa $R = 0$ gelten würde, ist es nötig, die mögliche Streuung in R zu betrachten. Unter ziemlich allgemeinen Voraussetzungen für die Meßwerte kann angenommen werden, daß die Kovarianz für R ungefähr $\sigma \approx (1 - R^2)/\sqrt{m}$ beträgt. Da diese Abschätzung relativ grob ist, wird das Akzeptanzintervall $[R - 3\sigma, R + 3\sigma]$ betrachtet, das mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 99% den wahren Wert für R enthält. Liegt die Null in diesem Intervall, so darf die Möglichkeit $R = 0$ nicht ausgeschlossen werden und die Fitergebnisse sind möglicherweise nur zufällig zustande gekommen. Im anderen Fall ist es mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit möglich, die gefundenen Abhängigkeiten als real anzunehmen. In dieser Arbeit werden deshalb nur solche Skalierungen genannt, die in diesem Sinn signifikant sind.

Die Genauigkeit der einzelnen Koeffizienten \hat{a}_k läßt sich am einfachsten berechnen, wenn in Glg. (B.1) eine Transformation der Variablen von x_k nach $(x_k - \bar{x}_k)$ vorgenommen wird

$$y = a_0^* + \sum_{k=1}^n a_k \cdot (x_k - \bar{x}_k) \quad , \quad (\text{B.8})$$

wobei $\bar{x}_k = \sum_{i=1}^m x_{k,i}$ der experimentelle Mittelwert der Variablen x_k ist. Im Vergleich mit dem Ergebnis von Glg. (B.1) ändert sich nur der Koeffizient, der den Offset in y angibt, zu $a_0^* = a_0 + \sum_{k=1}^n \bar{x}_k a_k$. Alle anderen Resultate – insbesondere auch R^2 – bleiben gleich. In dieser Form ist die Varianz des Vektors \hat{a} eine Diagonalmatrix

$$\text{var}(\hat{a}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sum_{i=1}^m (x_{1,i} - \bar{x}_1)^2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \frac{1}{\sum_{i=1}^m (x_{n,i} - \bar{x}_n)^2} \end{pmatrix} \cdot \frac{\hat{E}^t \hat{E}}{m(m-n-1)}, \quad (\text{B.9})$$

mit der die Gleichungen für die Standardabweichungen der einzelnen Koeffizienten

$$\sigma(a_k) = \sqrt{\frac{\hat{E}^t \hat{E}}{m(m-n-1)}} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } k = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^m (x_{k,i} - \bar{x}_k)^2}} & \text{wenn } 1 \leq k \leq n \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

lauten. Damit findet man auch hier ein Konfidenzintervall $[\hat{a}_k - 3\hat{\sigma}(\hat{a}_k), \hat{a}_k + 3\hat{\sigma}(\hat{a}_k)]$, das den wahren Wert von a_k mit 99% Wahrscheinlichkeit enthält. In dieser Arbeit werden – wie allgemein üblich – diese Intervalle in der Form $\hat{a}_k \pm \hat{\sigma}(\hat{a}_k)$ angegeben, die zu einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 70% gehören.

Auch hier stellt sich die Frage, ob die \hat{a}_k nicht durch die Meßfehler rein zufällig entstanden sind und in Wirklichkeit y von dem zugehörigen x_k unabhängig ist. Die Wahrscheinlichkeit, bei in Wirklichkeit vorliegender Null für einen Wert, der betragsmäßig mindestens um den errechneten Wert \hat{a}_k abweicht, ist hier das Entscheidungskriterium für die Signifikanz des Ergebnisses. Diese lautet

$$\alpha_k = 2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{|\hat{a}_k / \hat{\sigma}(\hat{a}_k)|}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (\text{B.11})$$

Liegt α_k im Bereich der statistischen Meßfehler oder darüber, so darf die Hypothese $a_k = 0$ nicht ohne weitere Betrachtung abgelehnt werden. In diesem Fall ist das Ergebnis \hat{a}_k nicht signifikant. Im anderen Fall kann mit einer Wahrscheinlichkeit $(1 - \alpha_k)$ der Wert $a_k = 0$ ausgeschlossen werden. Hier ist der errechnete Wert signifikant.

Unter der Voraussetzung, daß die x_k unabhängig voneinander sind, und im Sinne der oben durchgeführten Umformung einen verschwindenden Mittelwert besitzen, kann ihr Beitrag zum Bestimmtheitsmaß R^2 – und damit ihr Gewicht bezüglich des Fits – einfach angegeben werden:

$$R_k^2 = \frac{\hat{a}_k^2}{\hat{\sigma}^2(\hat{a}_k)} \frac{1 - R^2}{m - n - 1} \quad (\text{B.12})$$

Dieser Wert kann als weiteres Entscheidungskriterium für die Wichtigkeit des Parameters x_k herangezogen werden. Dazu wird ein Signifikanzwert gewählt, der im Bereich des mittleren relativen Fehlers des Parameters x_k liegt. Als einfach zu verwendende Größen haben sich in der Angewandten Statistik die Werte 0.1 und 0.05 durchgesetzt. Der in dieser Arbeit angenommene Wert liegt bei 0.05. Liegt R_k^2 unter diesem Wert, so werden der Parameter x_k und der Koeffizient a_k als nicht wichtig für den Verlauf von y angesehen.

Bei den Skalierungen dieser Arbeit sind nur die bezüglich dieser Tests als signifikant gefundenen Variablen angegeben bzw. durch die Angabe des möglichen Fehlers leicht erkennbar.

B.3 Lösung bei einfachen inneren Abhängigkeiten

Die vorhergehenden Herleitungen – insbesondere die Berechnung der Varianzen und Standardabweichungen – liefern nur dann eindeutige physikalische Aussagen, wenn die x_k untereinander völlig unabhängig sind. Dies soll an einem Beispiel demonstriert werden: Im Fall der τ_E -Skalierung im LOC-Bereich zeigt sich (s. Kap. 6), daß die Plasma-verunreinigung (charakterisiert durch Z_{eff}) zwar signifikant ist, aber stark von der Dichte abhängt. Würde man diese Abhängigkeit unberücksichtigt lassen, ergäbe sich ein Ergebnis der Form

$$\tau_E^{LOC} \sim \bar{n}_e^{-0.58} I_P^{-0.49} B_i^{0.29} A_i^{0.43} Z_{eff}(0)^{-0.32} \quad , \quad (B.13)$$

das die reale Abhängigkeit von \bar{n}_e nicht reproduziert. Um dennoch eine physikalisch richtige Aussage zu erhalten, muß eine unabhängige Variable konstruiert werden. Im allgemeinen ist dazu die abhängige Variable durch Addition eines Summanden bzw. in der Exponentialdarstellung durch Multiplikation mit einem Faktor zu verändern, der gerade die Abhängigkeiten ausgleicht. Im Beispiel der Z_{eff} -Variation mit der Dichte im LOC ist das an folgenden Gleichungen zu erkennen:

$$\begin{aligned} Z_{eff}(0) &\sim \bar{n}_e^{-0.88} I_P^{0.51} \\ \Rightarrow \\ Z_{eff}^* &= Z_{eff}(0) \cdot \left(\frac{\bar{n}_e}{10^{13} \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.88} \cdot \left(\frac{I_P}{MA} \right)^{-0.51} \sim \bar{n}_e^0 I_P^0 \end{aligned} \quad (B.14)$$

Die numerischen Werte in der Definition von Z_{eff}^* wurden gewählt, um Z_{eff}^* ebenso wie $Z_{eff}(0)$ dimensionslos zu erhalten. Daraus ergibt sich das leicht nachprüfbare richtige Verhalten

$$\tau_E^{LOC} \sim \bar{n}_e^{-0.86 \pm 0.07} I_P^{-0.66 \pm 0.09} B_i^{0.31 \pm 0.20} A_i^{0.43 \pm 0.10} Z_{eff}^*^{-0.30 \pm 0.10} \quad . \quad (B.15)$$

In den meisten Fällen ist jedoch die Zuordnung der neuen Größe zu einem physikalischen Parameter nicht leicht, auch, wenn es im Fall dieser Z_{eff} -abhängigkeit möglich ist, den neuen Parameter mit der Wandbeschaffenheit zu verbinden.

Eine so durchgeführte Umformung eines Datensatzes stellt keine manipulative Veränderung dar. Vielmehr ist so ein Verfahren lediglich als "Koordinatentransformation" aufzufassen.

Ein Entscheidungskriterium dafür, wann dieses Verfahren erforderlich ist, liefert der Korrelationskoeffizient

$$r_{x_k, x_l} = \frac{\sum_{i=1}^m (x_{ki} - \bar{x}_k)(x_{li} - \bar{x}_l)}{\sqrt{\sum_{i=1}^m (x_{ki} - \bar{x}_k)^2 \sum_{i=1}^m (x_{li} - \bar{x}_l)^2}} \quad (B.16)$$

Je höher der Betrag von r_{x_k, x_l} ist, desto stärker ist die Abhängigkeit beider Parameter. Für die Fälle, in denen $r \in [-1/3, 1/3]$ ist, kann von einer genügend geringen Abhängigkeit ausgegangen werden und auf das beschriebene Verfahren verzichtet werden.

B.4 Die Principle-Component-Analyse

Wie oben angesprochen, treten bei der Durchführung der Regressionsanalyse dann Probleme auf, wenn die Variablen stark korreliert sind. Eine Möglichkeit, diese zu umgehen, ist das Verfahren der Principle-Component-Analyse. Dazu berechnet man zunächst aus der Korrelationsmatrix (B.16) die Eigenwerte und Eigenvektoren.

Da die Korrelationsmatrix symmetrisch und positiv definit ist, sind alle Eigenwerte positiv und die Eigenvektoren reell. Sie sind nicht nur linear unabhängig sondern auch orthogonal und spannen einen n -dimensionalen euklidischen Vektorraum auf. Sie werden als Principle Components (P.C.) bezeichnet. Damit können die ursprünglichen x_k aus Glg. (B.1) eineindeutig und mit reellen Koeffizienten als Linearkombination dieser Eigenvektoren dargestellt werden. Benutzt man nun in Glg. (B.1) statt der anfänglichen x_k die neuen P.C., so hat man veränderliche Parameter zur Verfügung, deren Korrelationsmatrix die Einheitsmatrix ist. Alle inneren Abhängigkeiten sind damit verschwunden. Beispiele dafür sind in Kapitel 6.5 im Rahmen der Untersuchung von χ_e angegeben.

Ein weiterer Vorteil spricht ebenfalls für dieses Verfahren. Die oben angesprochenen Eigenwerte der ursprünglichen Korrelationsmatrix geben an, wie stark die Datenbasis in der Richtung der jeweiligen P.C. variiert wurde. Je höher der Eigenwert ist, desto größer ist die Variationsbreite der Datenmenge bzgl. der zugehörigen P.C.. Enthält die Problemstellung P.C. mit sehr niedrigen Eigenwerten, so sind die Ausgangsdaten in dieser Richtung nahezu konstant. Diese Situation führt aber bei der Invertierung der originalen Matrix $X'X$ möglicherweise zu großen Fehlern. Andererseits ist es schon wegen der fehlenden Variation der Ausgangsdaten in dieser Richtung wenig sinnvoll, zu versuchen, eine lineare Abhängigkeit von diesem Parameter zu ermitteln.

Die P.C.-Analyse sorgt nun dafür, daß diese Richtungen identifiziert werden. Sie können dann bereits in der Ausgangsgleichung ausgeschlossen werden. Als Entscheidungskriterium bot sich im Fall der in dieser Arbeit benutzten Variablen an, die Quadratwurzel des Eigenwerts mit den relativen Meßfehlern der beteiligten Größen zu vergleichen und bei zu hohen Fehlern die P.C. auszuschliessen.

Literaturverzeichnis

- [1] J. Wesson. *Tokamaks*. Oxford University Press, Oxford, 1987.
- [2] JET Team. Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak. *Nuclear Fusion*, 32(2):187-203, 1992.
- [3] K. Pinkau, U. Schumacher, G.H. Wolf. Fortschritte der Fusionsforschung mit magnetischem Plasmaeinschluß. *Physikalische Blätter*, 45(2):41-47, 1989.
- [4] J. Raeder et.al. *Kontrollierte Kernfusion*. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 1981.
- [5] K. Thomsen, D.V. Bartlett, V. Bhatnagar et.al. Energy transport in JET with ohmic and auxiliary heating. In *Controlled Fusion and Plasma Heating (Proc. 13th Eur. Conf. Schliersee, 1986) Vol. 10C, Part I, European Physical Society*, pages 29-32, 1986.
- [6] F. Alladio, G. Apruzzese, E. Barbato et.al. Analysis of saturated ohmic confinement in FT. In *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 13th Conf. Washington D.C., 1990) Vol. 1, CN-53/A-2-5, IAEA*, pages 153-162, 1990.
- [7] F.X. Söldner, E.R. Müller, F. Wagner et.al. Improved confinement in high-density ohmic discharges in ASDEX. *Physical Review Letters*, 61(9):1105-1108, 1988.
- [8] F.L. Hinton, R.D. Hazeltine. Theory of plasma transport in toroidal confinement systems. *Reviews of Modern Physics*, 48(2):239-308, 1976.
- [9] C.S. Chang, F.L. Hinton. Effect of finite aspect ratio on the neoclassical ion thermal conductivity in the banana regime. *Physics of Fluids*, 25(9):1493-1494, 1982.
- [10] C.S. Chang, F.L. Hinton. Effect of impurity particles on the finite-aspect ratio neoclassical ion thermal conductivity in a tokamak. *Physics of Fluids*, 29(10):3314-3316, 1986.
- [11] W.M. Tang. Microinstability theory in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 18(8):1089-1160, 1978.
- [12] B.A. Carreras, P.H. Diamond, M. Murakami et.al. Transport effects induced by resistive ballooning modes and comparison with high- β_p ISX-B tokamak confinement. *Physical Review Letters*, 50(7):503-506, 1983.
- [13] G.S. Lee, P.H. Diamond. Theory of ion-temperature-gradient-driven turbulence in tokamaks. *Physics of Fluids*, 29(10):3291-3313, 1986.

- [14] J.A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Pergamon Press, Oxford, U.K., 1986.
- [15] S.I. Braginskii. *Transport Processes in a Plasma*, volume 1 of *Review of Plasma Physics*, page 205 ff. Consultants Bureau, New York, 1965. Editor: M.A. Leontovich.
- [16] A.C. Riviere. Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma. *Nuclear Fusion*, 11(4):363-369, 1971.
- [17] Yu.S. Gordeev, A.N. Zinov'ev, M.P. Petrov. Recombination of hydrogen in a quasi-stationary thermonuclear plasma. *Sov.Phys. - JETP Letters*, 25(3):204-207, 1977.
- [18] D.F. Duchs, D.E. Post, P.H. Rutherford. A computer model of radial transport in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 17(3):565-609, 1977.
- [19] M.N. Rosenbluth, W.M. MacDonald, D.L. Judd. Fokker-Planck equation for an inverse-square force. *Physical Review*, 107(1):1-6, 1957.
- [20] D.W. Ross, P.H. Diamond, J.F. Drake et.al. Thermal and particle transport in tokamaks - theoretical models for ignition studies. Report FRCR-295 (DOE/ET-53193-7), University of Texas, Austin, 1987.
- [21] A.A. Galeev, R.Z. Sagdeev. Transport phenomena in a collisionless plasma in a toroidal magnetic system. *Sov.Phys. - JETP*, 26(2):233-245, 1968.
- [22] D. Pfirsch, A. Schlüter. Der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit auf das Gleichgewichtsverhalten von Plasmen niedrigen Drucks in Stellaratoren. Report MPI/PA/7/62, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1962.
- [23] G. Becker. Effect of bootstrap and beam-driven currents on current profile and ballooning stability in ASDEX L- and H-mode plasmas. *Nuclear Fusion*, 29(8):1291-1298, 1989.
- [24] F. Romanelli. Ion-temperature-gradient-driven modes and anomalous ion transport in tokamaks. *Physics of Fluids B*, 1(5):1018-1025, 1989.
- [25] R. Dominguez, R.E. Waltz. Tokamak transport code simulations with drift wave models. *Nuclear Fusion*, 27(1):65-79, 1987.
- [26] F. Romanelli, W.M. Tang, R.B. White. Anomalous thermal confinement in ohmically heated tokamaks. *Nuclear Fusion*, 26(11):1515-1528, 1986.
- [27] W.M. Tang. Microinstability-based model for anomalous thermal confinement in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 26(12):1605-1618, 1986.
- [28] R. Böhse. Tomographische Untersuchung interner Disruptionen an den Tokamaks ASDEX und TFTR. Report IPP III/175, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1991. Dissertation, Technische Universität München.
- [29] U. Stroth, H.U. Fahrbach, W. Herrmann et.al. Ion temperature profile and thermal conductivity analysis for ohmic plasmas in ASDEX. *Nuclear Fusion*, 29(5):761-769, 1989.

- [30] O. Gruber, R. Wunderlich, K. Lackner et.al. Energy transport in ASDEX in relation to theoretical and semi-empirical transport coefficients. Report IPP 5/29, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1989.
- [31] T. Ohkawa. A transport model for ALCATOR scaling in tokamaks. *Physics Letters*, 67A(1):35-38, 1978.
- [32] V.V. Parail, O.P. Pogutse. Electron thermal conductivity in a tokamak. *Sov.Phys. - JETP Letters*, 32(6):384-386, 1980.
- [33] B.B. Kadomtsev, O.P. Pogutse. Self-consistent transport theory in tokamak plasmas. In *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol. 2, CN-44/E-II-2, IAEA*, pages 69-80, 1985.
- [34] Yu.N. Dnestrovskij, S.E. Lysenko, A.I. Kislyakov. Recombination-induced neutral-particle flux in Tokamaks. *Nuclear Fusion*, 19(3):293-299, 1979.
- [35] F. Wagner. Neutral particle diagnostics for ohmically and auxiliary heated tokamaks. *J. Vac. Sci. Technol.*, 20(4):1211-1217, 1982.
- [36] M.H. Hughes, D.E. Post. A Monte Carlo algorithm for calculating neutral gas transport in cylindrical plasma. *Journal of Computational Physics*, 28(1):43-55, 1978.
- [37] V.V. Afrosimov, A.I. Kislyakova. Neutral particle diagnostics of plasma. In *Proceedings of the Course Diagnostics for Fusion Reactor Conditions*, pages 289-310, Varenna (Italien), September 1982.
- [38] A.F. Ioffe Physico-technical Institute of the Academy of Sciences of the USSR, Leningrad, UdSSR (jetzt: St. Petersburg, Rußland). *Ten-Channel Energy and Mass Analyzer of Atomic Particles - Technical Description and Instruction Manual*, 1983.
- [39] A.F. Ioffe Physico-technical Institute of the Academy of Sciences of the USSR, Leningrad, UdSSR (jetzt: St. Petersburg, Rußland). *Multichannel Analyzer of Atomic Particles - Technical Description and Instruction Manual*, 1989.
- [40] J.D. Callen, R.A. Dory. Magneto-hydrodynamic equilibria in sharply curved axisymmetric devices. *Physics of Fluids*, 15(8):1523-1528, 1972.
- [41] H.U. Fahrbach, W. Herrmann, H.M. Mayer. Ion temperature in SOC and IOC discharges in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Eur. Conf. Venice, 1989) Vol. 13B, Part IV, European Physical Society*, pages 1537-1540, 1989.
- [42] H.U. Fahrbach. pers. Mitteilung.
- [43] H. Preis. Berechnung des magnetischen Feldes, der magnetischen Kräfte und des Betriebsverhaltens großer Spulensysteme für Fusionsexperimente. Report IPP III/24, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1976.
- [44] O. Gruber. pers. Mitteilung.

- [45] P. Schneider, H. Verbeek, D. Reiter et.al. Ion temperature near the separatrix at ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part III, European Physical Society*, pages 117–120, 1991.
- [46] C.C. Chu, R. Nolte, G. Fussmann et.al. Ion temperature profiles deduced from Doppler broadening of X-ray lines in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part IV, European Physical Society*, pages 297–300, 1991.
- [47] H. Röhr, K.-H. Steuer, H. Murmann et.al. Periodische Vielkanal-Thomson-Streuung. Report IPP III/127, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1987.
- [48] B. Kurzan. Untersuchung der Plasmabremstrahlung im nahen Infrarot zur Bestimmung der effektiven Ionenladungszahl und der Regelung der Elektronendichte in Tokamaks. Report IPP III/177, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1990.
- [49] K.H. Steuer. pers. Mitteilung.
- [50] E.R. Müller, K.T. Hartinger, H. Niedermeyer et.al. Radiation asymmetries of ASDEX divertor discharges close to the density limit. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part I, European Physical Society*, pages 117–120, 1991.
- [51] F. Wagner, M. Bessenrodt-Weberpals, L. Giannone et.al. The isotope dependence of confinement in ASDEX: Part 2. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990) Vol. 14B, Part I, European Physical Society*, pages 58–61, 1990.
- [52] G. Fussmann, O. Gruber, H. Niedermeyer et.al. Improved confinement regimes with ohmic and with counter-injection heating in ASDEX. In *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice 1988) Vol. 1, CN-50/A-III-1, IAEA*, pages 145–157, 1989.
- [53] M. Bessenrodt-Weberpals, F.X. Söldner, ASDEX-Team. Achieving improved ohmic confinement via impurity injection. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part I, European Physical Society*, pages 389–392, 1991.
- [54] J.G. Cordey, D.V. Bartlett, R.J. Bickerton et.al. Global energy confinement studies in ohmically heated JET plasmas. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 12th Eur. Conf. Budapest, 1985) Vol. 9F, Part I, European Physical Society*, pages 26–29, 1985.
- [55] E. Simmet, U. Stroth, F. Wagner et.al. Statistical analyses of local transport coefficients in ohmic ASDEX discharges. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part I, European Physical Society*, pages 221–224, 1991.
- [56] A. Gondhalekar, R. Granetz, D. Gwinn et.al. Study of the energy balance in AL-CATOR. In *Plasma Physics and Controlled Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) Vol. 1, CN-37/C-4, IAEA*, pages 199–209, 1978.

- [57] M. Brusati, S.L. Davis, J.C. Hosea et.al. Ion energy balance in ohmically heated PLT discharges. *Nuclear Fusion*, 18(9):1205–1216, 1978.
- [58] S. Ejima, T.W. Petrie, A.C. Riviere et.al. Scaling of energy confinement with minor radius, current and density in Doublet III ohmically heated plasmas. *Nuclear Fusion*, 22(12):1627–1649, 1982.
- [59] O. Klüber, H. Murmann. Energy confinement in the tokamak devices PULSATOR and ASDEX. Report IPP III/72, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1982.
- [60] M. Bessenrodt-Weberpals, K. McCormick, F.X. Söldner et.al. The multiple facets of ohmic confinement in ASDEX. Report IPP III/161, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1990.
- [61] R.J. Groebner, W. Pfeiffer, F.P. Blau et.al. Experimentally inferred ion thermal diffusivity profiles in the DOUBLET III tokamak: Comparison with neoclassical theory. *Nuclear Fusion*, 26(5):543–554, 1986.
- [62] F. Wagner. Ion Energy Balance in Pulsator. Report IPP III/52, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1979.
- [63] X. Garbet. pers. Mitteilung.
- [64] O. Gehre, K.W. Gentle. Elektronen-Teilchentransport in ASDEX mittels Gasoszillationstechnik. In *ASDEX-W7-AS Ringberg Seminar, I. Teil, Physikalische Ergebnisse*, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1990.
- [65] O. Gehre, K.W. Gentle, ASDEX-Team. Isotope dependence of electron particle transport in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 18th Eur. Conf. Berlin, 1991) Vol. 15C, Part IV, European Physical Society*, pages 97–100, 1991.
- [66] K.F. Mast, E.R. Müller, H.U. Fahrbach et.al. Radiation behaviour of gas and pellet refuelled high density discharges in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 14th Eur. Conf. Madrid, 1987) Vol. 11D, Part I, European Physical Society*, pages 285–288, 1987.
- [67] E.R. Müller. pers. Mitteilung.
- [68] J. Hugill. Transport in tokamaks — A review of experiment. *Nuclear Fusion*, 23(3):331–373, 1983.
- [69] K. Lackner, N.A.O. Gottardi. Tokamak confinement in relation to plateau scaling. *Nuclear Fusion*, 30(4):767–770, 1990.
- [70] V. Mertens, M. Bessenrodt-Weberpals, G. Dodel et.al. Physics of enhanced confinement with peaked and broad density profiles. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 32(11):965–981, 1990.
- [71] U. Stroth, G. Fussmann, K. Krieger et.al. Sawtooth-free ohmic discharges in ASDEX and the aspects of neoclassical ion transport. *Nuclear Fusion*, 31(12):2291–2304, 1991.

- [72] F. Santini. Developments in Lower Hybrid theory. In *Course and Workshop on Applications of RF Waves to Tokamak Plasmas*, pages 251–287, Varenna (Italien), September 1985.
- [73] H.U. Fahrbach, W. Herrmann, F. Söldner et.al. Transition from electron- to ion-interaction of LH-waves in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 17th Eur. Conf. Amsterdam, 1990) Vol. 14B, Part III, European Physical Society*, pages 1171–1174, 1990.
- [74] N.J. Fisch. Current drive theory II: The Lower Hybrid wave. In *Course and Workshop on Applications of RF Waves to Tokamak Plasmas*, pages 236–250, Varenna (Italien), September 1985.
- [75] F. Leuterer, M. Brambilla, D.Eckhartt et.al. Influence of the N_{\parallel} -spectrum on Lower Hybrid Current Drive in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 19th Eur. Conf. Schliersee, 1986) Vol. 10C, Part II, European Physical Society*, pages 409–412, 1986.
- [76] F. Leuterer, F. Söldner, K.Yoshioka et.al. Lower Hybrid Current Drive efficiency in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 15th Eur. Conf. Dubrovnik, 1988) Vol. 12B, Part III, European Physical Society*, pages 987–990, 1988.
- [77] M. Porkolab. Lower Hybrid Heating experiments in tokamaks: An overview. In *Course and Workshop on Applications of RF Waves to Tokamak Plasmas*, pages 288–315, Varenna (Italien), September 1985.
- [78] F. Leuterer, F. Söldner, M. München et.al. Lower Hybrid experiments at 2.45 GHz in ASDEX. In *Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 16th Eur. Conf. Venice, 1989) Vol. 13B, Part IV, European Physical Society*, pages 1287–1290, 1989.
- [79] F.X. Söldner, F. Leuterer, O. Gehre et.al. Lower Hybrid Experiments on ASDEX in 1989. Report IPP III/162, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1990.
- [80] E. Hardtwig. *Fehler- und Ausgleichsrechnung*. Hochschultaschenbücher 262/262a*, Mannheim, 1968.
- [81] K.V. Mardia, J.T. Kent, J.M. Bibby. *Multivariate Analysis*. Academic Press, London, U.K., 1979.
- [82] SAS. *User's guide*. SAS Institute, Heidelberg, 1985. (mehrbändige Handbuchreihe, hier besonders wichtig: BASICS und STATISTICS, 5. Aufl. 1985).