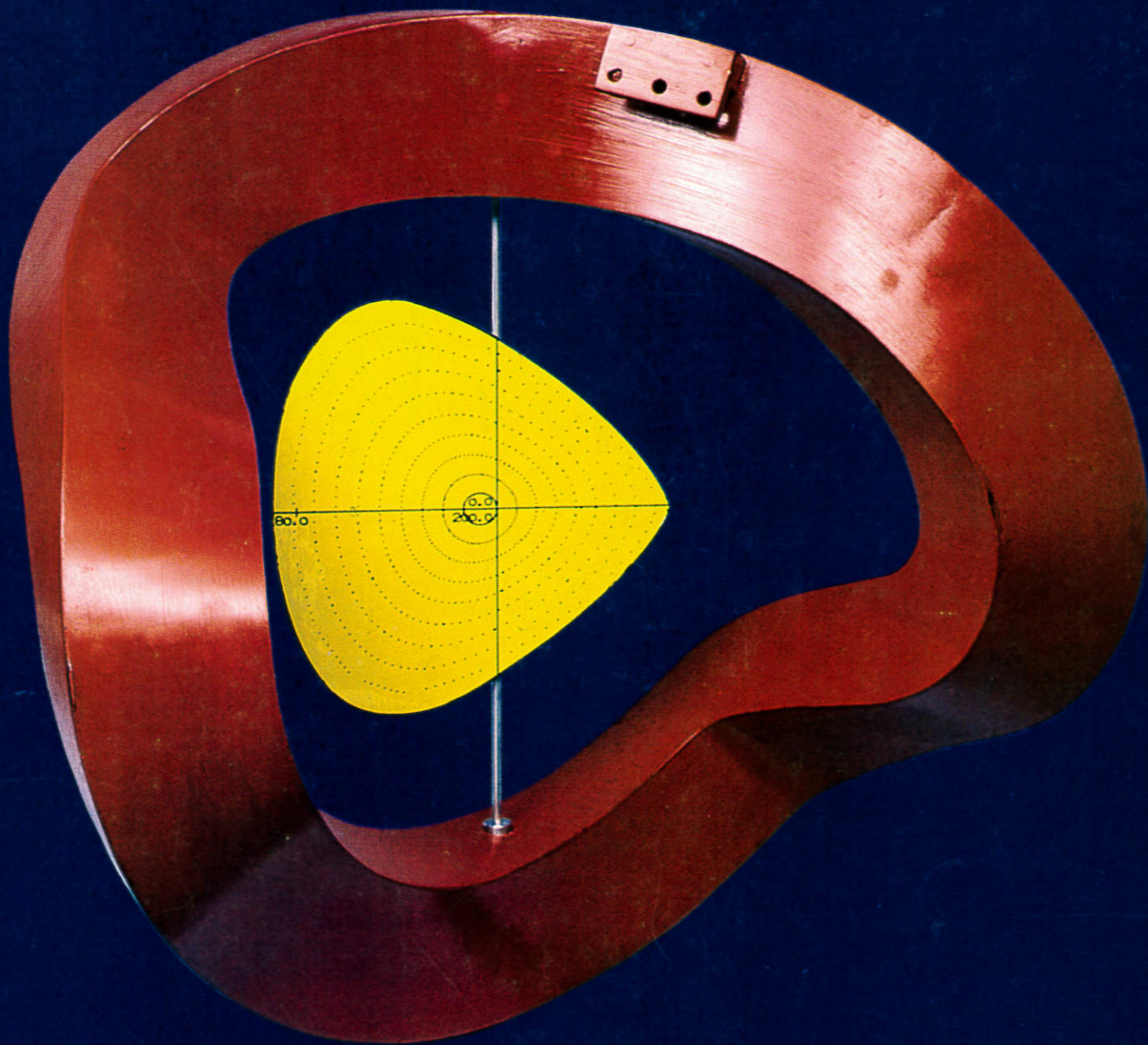


**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**



JAHRESBERICHT 1981

7.64

ZUM TITELBILD

Mit einem technisch neuartigen (modularen) Spulenkonzept soll der geplante Stellarator Wendelstein VII-AS ausgestattet werden. Zu sehen ist eine der Magnetfeldspulen im Modell.

Foto: IPP

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Jahresbericht 1981



Diese Arbeit entstand im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik.

A 36032

Inhaltsverzeichnis

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

	Seite
Vorwort	1
A. PROGRAMME	
I. <u>Tokamak</u>	5
Einleitung	5
Projekt ASDEX	6
1. Experimentelle Ergebnisse	6
2. Entwicklung und Erprobung neuer Diagnostik- verfahren	29
3. Datenerfassung und Elektronik	35
4. Theoretische Arbeiten	36
5. Technik	40
6. Zusatzheizung und Teilchennachfüllung	41
Projekt ASDEX Upgrade	49
1. Einleitung	49
2. Das physikalische Konzept	50
3. Ziele und Forderungen	50
4. Das ASDEX Upgrade-Referenzsystem	50
5. Alternative Konzepte	53
6. Weiteres Vorgehen	53
Projekt JET Mitarbeit	54
1. Beiträge der Gruppen JET-Diagnostik und Pellet-Injektion	56
2. Beiträge der Gruppe Plasma-Wand-Wechsel- wirkung	61
3. Beiträge der Gruppe Tokamakphysik	63
Projekt NET Mitarbeit	64
1. Allgemeines	64
2. Physik	65
3. Technik	66
II. <u>Stellaratoren</u>	69
Einleitung	69
Projekt Wendelstein VII-A	70
1. W VII-A	70
2. Physikalische Arbeiten am W VII-A	71
3. Diagnostik am W VII-A	82
Projekt Wendelstein VII-AS	89
1. Einleitung	89
2. Physikalischer Teil	89
3. Technischer Teil	93
4. Stellaratorphysik	97
Projekt Wendelstein VII-X	104
Projekt Stellarator-Reaktorsystemstudien	104

Inhaltsverzeichnis

	Seite
B. BEREICHE UND ARBEITSGRUPPEN	
Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts	106
Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1	108
Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2	111
Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3	112
Bereich Theorie 1	113
Bereich Theorie 2	121
Bereich Plasma-Wand-Wechselwirkung	123
Bereich Technologie	137
Zentrale Technische Einrichtungen	151
C. ORGANISATIONSSTRUKTUR DES IPP	161
KAUFMÄNNISCHE GESCHÄFTSFÜHRUNG, VERWALTUNG, ALLGEMEINE DIENSTE	165
D. VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBERICHTE	171
Dissertationen	181
Laborberichte	182
Autorenverzeichnis	186
E. PROJEKTE DES IPP AN HOCHSCHULEN	191
Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart	191
Physikdepartment der Technischen Universität München	208
Technische Elektrophysik der Technischen Universität München	210
Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt/Main	213
Fachbereich Physik der Universität Osnabrück	215
IMPRESSUM UND LAGEPLAN DES IPP	216

V O R W O R T

Die kontrollierte Kernfusion bietet die Möglichkeit, zur Energieversorgung einen, von Rohstoffproblemen weitgehend unabhängigen Beitrag zu leisten. Das langfristige Ziel der gegenwärtigen international abgestimmten Anstrengungen auf den Gebieten der physikalischen und technologischen Grundlagen der Fusionsforschung ist daher die Entwicklung eines ökonomischen Kernfusionsreaktors. Die Forschungsarbeiten des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik, die auf dem Gebiet des magnetischen Einschlusses von Fusionsplasmen liegen, sind ein Teil dieser internationalen Bemühungen. Hier werden zwei Hauptzweige verfolgt: der Einschluß mit Hilfe von elektrischen Strömen, die im Plasma induziert werden ("Tokamak") und der Einschluß durch äußere Magnetfelder ("Stellarator").

Auf dem Gebiet des magnetischen Einschlusses nach dem Tokamak-Prinzip hat sich das Institut in den letzten Jahren besonders der Erforschung der Randschicht des eingeschlossenen Plasmas zugewandt. Im Experiment ASDEX wird durch besondere Magnetfeldspulen (die "Ableiter" oder "Divertoren" genannt werden) die Randschicht des Plasmas in besondere Kammern abgeleitet.

Dadurch wird der Randschichtkontakt mit dem sonst üblichen Limiter vermieden und in die Divertorkammern verlegt. Es stellte sich heraus, daß sich in den Kammern ein höherer Gasdruck aufbaut und dadurch die notwendige Energieabfuhr bei wesentlich niedrigeren Temperaturen und auf eine Weise erfolgt, die die Verunreinigung des Plasmas durch zerstäubtes Plattenmaterial niedrig hält. Gleichzeitig wird hierdurch ein wirkungsvolles Pumpen, wichtig für die Ascheabfuhr (Helium) eines Reaktors, ermöglicht. Bereits im ersten Betriebsjahr von ASDEX (1980) wurde gezeigt, daß so ein besonders sauberes Plasma erzeugt und für lange Zeiten aufrechterhalten werden kann, und daß die Magnetfeldkonfiguration von ASDEX einen besonders einfachen, zuverlässigen und reproduzierbaren Betrieb erlaubt. Besonders die sonst notwendige langwierige Konditionierung der Apparatur nach einer Öffnung kann entfallen.

Der Divertor wirkt dabei auf Verunreinigungen, die sowohl im Inneren des Plasmaringes entstehen als auch auf Atome, die vom heißen Plasma aus der Wand des Reaktionsgefäßes herausgelöst werden. Dieser Plasma-Wand-Wechselwirkung wird in Zukunft eine immer größere Bedeutung zukommen, denn einerseits ist die Lebensdauer des Reaktionsgefäßes eine entscheidende Größe für die Wirtschaftlichkeit des Fusionsreaktors und andererseits ist eine große Reinheit des Plasmas Voraussetzung für seine Funktion.

Angesichts der Tatsache, daß ausreichende Heizung und Plasmareinheit die Hauptprobleme der Fusionsforschung der nächsten Jahre sein werden, ist es deshalb eine konsequente Weiterentwicklung der bisher mit ASDEX verfolgten Ansätze, nunmehr die Heizung seines Plasmas erheblich zu verstärken. Ein erster Schritt wurde 1981 dadurch getan, daß zwei Injektoren angebaut wurden, deren jeder einen Strahl aus neutralem Wasserstoff mit einer Leistung von 1,2 Megawatt in das Plasma einschießt.

Die wissenschaftliche Zielsetzung besteht darin zu untersuchen, ob und auf welche Weise der Divertor auch die höhere Verunreinigungsrate durch die Heizung selbst und durch die höhere Wandbelastung bewältigen kann. In ersten Versuchen konnten Iontemperaturen über 30 Millionen K bei nur geringfügig erhöhter Verunreinigung des Plasmas gemessen werden. In Zukunft soll die Wirkung verschiedener Heizsysteme auf das Plasma untersucht werden. Wichtig ist es auch, bis zu der Grenze vorzustoßen, bei der der Plasmadruck durch das Magnetfeld nicht mehr gehalten werden kann und zu versuchen, den Tokamakstrom durch Radiofrequenzfelder statt durch Induktion zu treiben; dann wäre es möglich, einen Tokamak stationär zu betreiben.

Deshalb verfolgt das IPP zunächst ein komplexes Heizprogramm an ASDEX. Mit Hilfe von Radiofrequenzstrahlung bei der unteren Hybridfrequenz und der Ionenzyklotronfrequenz, mit Hilfe des Einschusses intensiver neutraler Teilchenstrahlen sollen die Plasmaparameter und die Wandbelastung bis an die Grenze der für ASDEX sinnvollen Werte gesteigert werden, um die Wirkung der speziellen ASDEX-Konfiguration (Divertor) untersuchen zu können. Dabei kommt dem Institut seine intensive Zusammenarbeit mit anderen Institutionen, insbesondere mit CEA Fontenay-aux-Roses und Grenoble zugute.

Das Institut möchte aber seine vorbereitenden Untersuchungen für den Fusionsreaktor noch weiter treiben. Unter dem Eindruck der überzeugenden Leistungen von ASDEX und der vergleichbaren Anordnung PDX (Princeton) hat sich international die Überzeugung gefestigt, daß die nächsten Apparate des internationalen Tokamak-Fusionsprogramms mit Divertoren ausgerüstet sein müssen, deren Lage und Konfiguration dann aber an die Notwendigkeiten eines späteren Reaktors angepaßt sein sollten, d.h. sie müssen außerhalb der Hauptfeldmagnetspulen und relativ weit vom Plasma entfernt angeordnet sein.

Diese Absichten vereinigen sich mit neuen Erkenntnissen über den erwünschten Aufbau der Plasma-Randschicht in einem Reaktor. Im IPP sind diese Ergebnisse im Rahmen der ZEPHYR-Studie und bei der Interpretation der ASDEX Ergebnisse gewonnen worden. Danach muß man den größten Teil der Energie, die den erzeugten Helium-Kernen bei den Fusionsreaktionen mitgegeben wird, in Form elektromagnetischer Strahlung oder sehr energiearmer Teilchenstrahlung auf die Wand leiten, und es muß der Rückstrom der erzeugten Verunreinigungsatome ins Plasma unterdrückt werden. Diese Voraussetzungen können nur durch Aufbau einer geeigneten Randschicht geschehen, die sich vermutlich besonders günstig mit Hilfe eines Divertors erzeugen und steuern läßt. Die Untersuchung eines reaktor-relevanten Divertors, der es gestattet, die Energieauskopplung bei Begrenzung der Wanderosion und der Plasmaverunreinigung zu bewerkstelligen, ist auf den nächsten Schritt NET des europäischen Fusionsprogramms ausgerichtet und soll im Apparat ASDEX-Upgrade verwirklicht werden.

Die Mitarbeit des IPP an dem Europäischen Tokamak-Unternehmen JET verdient besondere Erwähnung. Hier ist es im Berichtsjahr gelungen, in Absprache mit JET festzulegen, wie die Mitarbeit organisiert werden soll, und welche Bedingungen unseren Mitarbeitern angeboten werden können. Das IPP interessiert sich auch bei JET für die Probleme der Plasmakontrolle und -reinheit, und für die Plasmarandschicht. Wir erwarten, daß das interessante JET-Experiment seine Anziehungskraft in großem Maße auch auf unsere Mitarbeiter ausüben kann.

Neben der Mitarbeit an JET ist das Tokamakprogramm des Instituts besonders stark auf den nächsten Schritt danach ("NET") ausgerichtet. Das Institut bemüht sich daher, Standort der europäischen NET-Studiengruppe zu werden. Sie soll im Auftrag von EURATOM erste Vorbereitungen und eigene Arbeiten für NET durchführen, die Vorarbeiten und technologische Untersuchungen anderer Institutionen koordinieren und auch die europäische Beteiligung am INTOR-Projekt verbessern.

Weltweit wird es für zu riskant gehalten, den magnetischen Einschluß nur nach dem Tokamakprinzip zu verfolgen. Da in den letzten Jahren besonders die Arbeiten des IPP die Leistungsfähigkeit des Stellaratorprinzips unter Beweis gestellt haben, soll bei uns auch dieses Prinzip konsequent weiterentwickelt werden.

Verbesserungen an dem Experiment Wendelstein VII-A zielen darauf ab, zwei Probleme zu bearbeiten. Die guten Einschlußigenschaften dieser Apparate führten dazu, daß auch die eingebrachten Verunreinigungen sich im Plasma ansammelten und schließlich die Entladungen durch Strahlungsverluste nach etwa 0,1 s beendeten. Im letzten Jahr wurde als wahrscheinlichste Quelle der Verunreinigungen die Neutralinjektion identifiziert. Die Säuberung dieses Teilchenstrahls, insbesondere von Sauerstoff, sollte

Vorwort

die Situation verbessern. Zum anderen wurde das Stellaratorexperiment bisher so gefahren, daß es zunächst wie ein Tokamak mit der Heizung durch einen induzierten Plasmastrom in Betrieb genommen, dann der Plasmastrom in dem Maße auf Null geregelt wurde, in dem die Neutralstrahlheizung effektiv wurde. Nunmehr muß man versuchen, die Tokamak-ähnliche Phase ganz zu vermeiden und das Plasma sogleich mit Radiofrequenzstrahlung zu erzeugen und zu heizen, damit man in zukünftigen Maschinen auf den Heiztransformator verzichten kann. Deshalb soll am Wendelstein VII-A eine hochfrequente Heizung in einem Frequenzbereich, der der Gyrationfrequenz der Ionen entspricht, eingebaut werden.

Das Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart bereitet im Rahmen eines Zusammenarbeitsvertrags die Heizung bei der Gyrationfrequenz der Elektronen vor.

Die bisher gewonnenen Ergebnisse, daß nämlich ein im Plasma fließender Strom ungünstig wirkt, haben seit einigen Jahren zu Überlegungen geführt, wie man Magnetfeldkonfigurationen entwickeln könnte, die möglichst geringe Ausgleichsströme erfordern. Diese Systeme laufen im Institut unter der Bezeichnung "Advanced Stellarators". Durch verhältnismäßig geringfügigen Umbau läßt sich Wendelstein VII-A in einen solchen (allerdings nicht vollständig) optimierten Stellarator umbauen und dabei gleichzeitig ein neues Spulenkonzept ausprobieren. Dieses neue Konzept sieht die Verwendung modularer Spulen vor, wie sie wegen der besseren Austauschbarkeit in einem Fusionsreaktor Verwendung finden müßten. Das Institut möchte mit dem Projekt W VII-AS zuerst einmal diesen kleineren Schritt gehen, um nicht zu viele große Veränderungen gleichzeitig vorzunehmen. Hat sich das neue Einschlußkonzept und die neue Spulenform dort bewährt, soll dann ein möglichst vollständig optimierter Stellarator W VII-X gebaut werden.

Unsere programmatischen Überlegungen haben inzwischen die Zustimmung des unabhängigen Gutachtergremiums "European Fusion Review Panel" gefunden, welches das gesamte europäische Fusionsprogramm im Berichtsjahr beurteilt hat. Entsprechende Finanzansätze sind auch im 5-Jahresplan 1982-86 von EURATOM gemacht worden. Das Institut hat mit seiner Ausführung begonnen; es ist bemüht, die entsprechenden Teile seines Programms als "Prioritäre Aktionen" durch die Europäischen Gremien anerkennen und besonders finanzieren zu lassen.

Das Institut wird sich also im wesentlichen auf wenige Hauptaufgaben konzentrieren: das Tokamakprogramm mit eigenen experimentellen Arbeiten (ASDEX, ASDEX-Upgrade), mit der JET-Beteiligung und der Vorbereitung von NET/INTOR einerseits, das Stellaratorprogramm mit eigenen experimentellen Arbeiten an den Projekten Wendelstein VII-A, VII-AS jetzt und VII-X später. Im Institut ist deshalb im vergangenen Jahr eine echte Projektstruktur eingeführt worden, in der die einzelnen Bereiche mit ihren Arbeitsgruppen den verschiedenen Projekten zuarbeiten. Das neue Programm mit der neuen Struktur hat zu erheblichen Personalumsetzungen innerhalb des Instituts geführt, die nunmehr abschlossen sind. Auch unser Tätigkeitsbericht trägt in seiner Anordnung dieser neuen Struktur Rechnung.

Das Institut hat die aktive Pflege des wissenschaftlichen Nachwuchses verstärkt. Wir bemühen uns, Diplomanden und Doktoranden ins Institut zu ziehen. Im Rahmen des Nachwuchsprogramms der AGF können wir jährlich 10 Post-Doktoranden bis zu einer Gesamtzahl von 30 aufnehmen. Die Verträge für die Post-Doktoranden sind zwar strikt auf 3 Jahre befristet, wir wollen einem angemessenen Anteil von ihnen aber die Chance bieten, auf eine unbefristete Stelle ins Institut zu kommen. Dies soll dadurch geschehen, daß wir sie bei gleicher Eignung bevorzugt auf frei werdende Stellen einstellen wollen. So hoffen wir, einerseits unser Programm für junge Wissenschaftler attraktiv zu machen, andererseits hochqualifizierten Nachwuchs in den 90er Jahren zu haben.

Teil A: PROGRAMME

I. TOKAMAK

Die Tokamak-Physik und die Entwicklung zu einem Demonstrationsreaktor beansprucht einen Großteil der Forschungskapazität des IPP. Die Beiträge hierzu kommen aus fast allen Bereichen, den verschiedensten Projekten und Arbeitsgruppen. Sie betreffen verschiedene Phasen in der Ausarbeitung des Tokamakprinzips, das bisher am weitesten auf einen Fusionsreaktor hin entwickelt ist. Die Arbeiten des IPP auf diesem Gebiet beziehen sich einerseits auf Experimente, die im IPP durchgeführt werden oder durchgeführt werden sollen, andererseits auf Beteiligungen des IPP an Gemeinschaftsunternehmen, die im EURATOM-Rahmen durchgeführt werden.

Ein wichtiges Projekt des IPP in diesem Rahmen ist ASDEX. In ASDEX wird der axialsymmetrische Magnetfeld-divertor untersucht. ASDEX hat im Divertorbetrieb die Plasmaeigenschaften wesentlich verbessern können: niedrigerer Verunreinigungsgehalt und reproduzierbare, stabilere Entladungen. Die Wirkung des Divertors wurde besser verstanden: Er erniedrigt den Kontakt zwischen Plasma und Wand im Entladungsraum und verlegt die Energieabgabe in den Divertorraum. Durch Erniedrigung der Temperatur und Erhöhung der Dichte erfolgt eine für das Hauptplasma unschädliche Energieabgabe. Gleichzeitig kann das im Divertorraum anfallende Gas bei der erhöhten Dichte leichter abgepumpt werden. 1980 wurden an ASDEX zwei Neutralteilcheninjektoren angebaut, die jeweils eine Leistung von 1,2 Megawatt für 0,2 Sekunden Dauer in das Plasma einschließen können. Hierbei wurden bei nur wenig erhöhtem Verunreinigungsgrad Ionentemperaturen von über 3 keV erreicht. In der Zukunft soll das Programm mit verstärkter Zusatzheizung fortgesetzt werden: Neutralinjektion, Lower-Hybrid-Heizung und Ionen-Zyklotron-Heizung sollen eingesetzt werden.

Das Tokamak-Großexperiment JET (Joint European Torus) wird mit Beteiligung des IPP als Gemeinschaftsprojekt der europäischen Staaten in Culham/Großbritannien gebaut. Das Experiment soll nach 5-jähriger Bauzeit 1983 in Betrieb gehen und bis etwa 1990 die physikalische Möglichkeit eines zündenden Plasmas demonstriert haben. JET wird für etliche Jahre die größte Fusionsmaschine der Welt darstellen. Eine erfolgreiche Durchführung dieses Experimentes erfordert die intensive Beteiligung der Assoziationen. Das IPP trägt zu JET bei durch die Beurlaubung von Personal zur festen Mitarbeit bei JET, durch die Entwicklung und den Bau einzelner Komponenten wie z.B. von Diagnostiken und durch die Abordnung von Personal zur wissenschaftlichen Untersuchung des JET. Zur Koordinierung und Konzentration seiner Beiträge zu JET hat das IPP ein eigenes Projekt "JET-Mitarbeit" gegründet.

In die längerfristige Strategie des europäischen Programms zur kontrollierten Kernfusion passen sich auch die weiterführenden Pläne des IPP ein. In einem Nachfolgeexperiment für ASDEX, dem ASDEX-Upgrade, sollen Fragen von Reaktorrelevanz beantwortet werden, für die weder ASDEX noch JET geeignet sind. Insbesondere hat ASDEX-Upgrade die Aufgabe, die Funktionsweise eines reaktorgeeigneten Divertors und die Lösung der Probleme der Plasmarandschicht für Reaktorbedingungen zu untersuchen.

Diese Fragestellungen sind wichtig, da auch NET/INTOR, das europäische (NET) bzw. weltweite (INTOR) Nachfolgeexperiment von JET, mit einem Divertor arbeiten soll, der jedoch in wesentlichen Eigenschaften vom ASDEX-Divertor abweichen muß. In verschiedenen Studiengruppen wurde ein Vorentwurf von NET/INTOR erstellt und anhand dieses Vorentwurfs ein Katalog noch offener, noch zu untersuchender Fragen erstellt. Die Aktivitäten des IPP zu NET/INTOR sind in dem Projekt NET-Mitarbeit zusammengefaßt. Wenn für das Design von NET eine europäische Designgruppe ins Leben gerufen wird, hat das IPP angeboten, Standort dieser Gruppe zu werden.

Eine Reihe von Aktivitäten fließen in die genannten Projekten ein. Die Arbeitsgruppe Plasma-Wand-Wechselwirkung untersucht mit speziellen Methoden die Verunreinigungsquellen und Wanddepositionen. Die verschiedensten Heizungsarten an ASDEX werden von den Arbeitsgruppen NI, LHRH und ICRH vorbereitet und durchgeführt. Die Arbeitsgruppe "JET-Diagnostik und Pelletinjektion" bereitet die Experimentierphase für JET vor. Für das Konzept eines Tokamak-Reaktors trugen die Arbeiten der Systemstudiengruppe bei, die im Laufe des Jahres jedoch andere Aufgaben übernahm. In allen diesen Tätigkeiten ist auch die Arbeitsgruppe theoretische Tokamak-Physik eng eingebunden, deren Forschung sie unterstützt und verbindet.

Das Projekt WEGA, das in Zusammenarbeit mit dem CEN Grenoble durchgeführt wurde, wurde vertragsgemäß zum Ende des Jahres eingestellt. Die Ergebnisse dieses Experimentes, dessen Ziel die Hochfrequenzheizung toroidaler Plasmen war, werden im Teil B dieses Jahresberichtes bei den Berichten des Bereiches Technologie wiedergegeben.

Projekt A S D E X

Projektbeauftragter: M. Keilhacker

1. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

(G. Becker, K. Behringer, D. Campbell¹, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fußmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v.Gierke, E. Glock, G. Haas, M. Huang², F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner³, G. Lisitano, H.M. Mayer, D. Meisel, R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder⁴, H. Rapp, F. Schneider, S. Sesnic, G. Siller, P. Smeulders, K.H. Steuer, G. Venus⁴, H. Vernickel⁵, F. Wagner)

¹ Universität Sydney

² Academia Sinica

³ Arbeitsgruppe Tokamakphysik

⁴ Arbeitsgruppe PWW

⁵ Arbeitsgruppe JDP

1.1 Überblick

Der Einbau von zwei Neutralteilcheninjektoren sowie eines toroidalen Limiters in ASDEX und die dazu notwendigen Stilllegungszeiten von Januar bis April bzw. im August und September bestimmten den Ablauf der Experimente im Berichtsjahr. Obwohl dadurch nur die Hälfte des Jahres für Experimente zur Verfügung stand, konnte wieder eine Reihe bedeutender experimenteller Ergebnisse erzielt werden:

- Die Injektion von 1,2MW Neutralteilchen in ein ASDEX-Plasma mittlerer Dichte ($4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) hebt die Ionentemperatur von 0,5 keV vor der Injektion auf über 2 keV am Ende des 0,2 s langen Injektionspulses an. Erste Experimente mit 2,4 MW brachten Ionentemperaturen über 3 keV.

Wie auch bei anderen Tokamaks beobachtet, sinken die Energieeinschlußzeit der Elektronen und die Teilcheneinschlußzeit während des Neutralinjektionspulses. Dennoch läßt die gute Übereinstimmung der gemessenen Temperaturerhöhung mit den Resultaten von Code-Rechnungen die geplante Erhöhung der Heizleistung und die Verlängerung des Heizpulses als sehr aussichtsreich für ASDEX erscheinen.

- Nicht nur mit Neutralinjektion, sondern auch bei Ohm'scher Heizung zeigte sich die Überlegenheit des Divertors im Vergleich mit einem versuchsweise eingebauten toroidalen Stahl-limiter. Obwohl sich der Limiter nicht so stark erwärmt wie anfänglich vermutet (nur 5 % der Transportverluste wurden am Limiter gefunden), liegen die Verunreinigung, die Abbruchhäufigkeit und die Nichtreproduzierbarkeit der Limiterentladungen weit über denen der Divertorentladungen. Dies ist ein Ergebnis, das nicht nur für den Experimentierkomfort an heutigen Tokamaks eine Rolle spielt: Für einen zukünftigen Reaktor wird es ausschlaggebend sein, ihn nicht nur an einem mit viel Aufwand gefundenen Arbeitspunkt betreiben zu können, sondern eine genügend breite Sicherheitszone ohne Abbruchgefahr zur Verfügung zu haben, die nicht von der Anfangsgeschichte der Entladung abhängt.

- Neben diesen Aspekten haben die Ergebnisse von ASDEX auch die Vorstellung von der Wirkungsweise eines poloidalen Divertors geändert. Nicht die Abschirmwirkung bringt den Erfolg (der Quertransport in der kalten Randschicht erwies sich als hoch), sondern die Reduzierung des Plasma-Wand-Kontaktes im Entladungsraum und die höhere Pumpwirkung durch Gaskompression in der Divertorkammer. Die ausgezeichneten Eigenschaften des Poloidalfelddivertors als Energiesenke und der Schutz der Prallplatten durch eine kalte Plasma- und Neutralgasschicht hoher Dichte bleiben auch bei Neutralinjektion (1,2 MW) nahezu vollständig erhalten. Der Hauptverlustkanal in der Divertorkammer ist resonanter

Ladungsaustausch im 10 eV-Bereich sowie Strahlung.

- Selbst bei der Untersuchung von nicht divertor-gebundenen Plasmaeigenschaften kann der Divertor Vorteile bringen, z.B. durch die Trennung der Randschicht an den Prallplatten. So wurde der im Vorjahr gefundene erhöhte Transport an die Außenseite des Torus experimentell abgesichert und erhält möglicherweise seine Erklärung in Fluktuationen, die optisch mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera in der äußeren Randschicht beobachtet werden konnten.
- Mit Hilfe der neu installierten Pelletkanone konnten bei mittleren Plasmadichten ($3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) Wasserstoffpellets bis etwa 20 cm Abstand von der Plasmamitte geschossen werden, bevor sie vollständig ablatiert waren. Die Entwicklung der daraus resultierenden Dichtestörung brachte neue Aufschlüsse über den Teilchentransport. Bei Plasmen mit niedrigen Dichten kamen die Pellets überraschenderweise nur bis zum Plasmarand. Sie explodierten dort durch Absorption von suprathermalen Elektronen.
- Es hat sich gezeigt, daß der Plasmotyp mit niedriger Dichte ($10^{12} \text{ cm}^{-3} < n < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) und suprathermalen Elektronen, der schon im Vorjahr in ASDEX entdeckt worden war, durch herausragende Eigenschaften gekennzeichnet ist. So liegt die Energieeinschlußzeit hier um mehr als eine Größenordnung über der üblichen Alcator-Skalierung. Daß in diesem Plasma die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Wellen eine bedeutende Rolle spielt, beweist die gegenüber normalen Plasmaentladungen um mehrere Größenordnungen höhere Amplitude der vom Plasma emittierten HF-Strahlung (0,1...1 GHz) sowie die an anderen Tokamaks festgestellte hohe Effizienz beim nichtinduktiven Stromtreiben mittels HF-Heizung im Niedrig-Dichte-Plasma. Bisher waren diese für das Tokamak wichtigen Stromtreib-Experimente jedoch auf etwa 1 s beschränkt, so daß induktive Anteile nicht vollständig ausgeschlossen werden konnten. Der Einsatz von HF-Heizung an ASDEX, das als einziges Tokamak in diesem Regime 12 s Entladungszeit erreichen konnte, wird deshalb auch international mit Spannung erwartet.

Die Diskussion der experimentellen Ergebnisse ist im folgenden in zwei Abschnitte geteilt: Einmal Untersuchungen zum Divertor selbst, mit dem Ziel eines tieferen Verständnisses seiner Wirkungsweise einschließlich der Vorgänge in der Plasmarandschicht und bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung (Abschnitt 1.2), und zum anderen allgemeine Fragen der Tokamakphysik, bei denen die Eigenschaften des Divertors nur als günstige bzw. vereinfachende Randbedingungen genutzt werden (Abschnitt 1.3).

1.2 Randschicht, Divertor und Plasma-Wand-Wechselwirkung

1.2.1 Plasmaparameter in der Torus-Randschicht

Die Randschicht ist normalerweise der einzige sichtbare Teil des Plasmatorus. Eine anschauliche Vorstellung von ihrer Form, Ausdehnung, Lage und Stabilität sowie von Verunreinigungsquellen und

Neutralgasflüssen erhält man bereits durch einfache Photographie und durch Hochgeschwindigkeits-Film aufnahmen. Da die richtige Interpretation der Aufnahmen durch die starke perspektivische Verzerrung erschwert wird, wurde zum Vergleich ein Bild der Plasmaoberfläche mit dem Computer erzeugt (Abb. 1).

Mit zahlreichen Diagnostiken wurden die wichtigsten Plasmaparameter in der Randschicht bestimmt. Eine neue Thomson-Streuapparaturlaubte es erstmals, räumliche Profile von n_e und T_e in der Randschicht zu messen. Ionentemperaturprofile wurden mit einem schwenkbaren Neutralteilchenanalysator und durch Messung der Dopplerbreite verschiedener Verunreinigungslinien bestimmt. Obwohl der Spektralapparat nicht schwenkbar ist, erlaubt auch dieses Verfahren eine Ortsauflösung, da die einzelnen Ionen nur innerhalb einer schmalen Zone strahlen.

Im äußeren Bereich der Randschicht lassen sich T_e und T_i mit einer ExB-Sonde messen. Zwei verschiedene Kohlenstoff-Aufsammlproben ermöglichten die Bestimmung von T_i aus dem Sättigungsverhalten bei langer Exposition. Mit der ExB-Sonde und den Proben können auch quantitative Messungen von Teilchenflüssen vorgenommen werden (s. Abschn. 1.2.6).

Abbildung 2 zeigt die mit den verschiedenen Methoden gemessenen Randschichtparameter. Die Meßwerte wurden nicht unter völlig gleichen Entladungsbedingungen gewonnen. Da die Randschichttemperaturen nur schwach von den Parametern des zentralen Plasmas abhängen, sind die gezeigten Werte vergleichbar und als typisch zu betrachten.

Die Randschichtparameter lassen sich mit befriedigender Genauigkeit durch ein eindimensionales Diffusionsmodell beschreiben, das die Wirkung des Divertors auf die Randschicht über Teilchen- und Energiesenken im Bereich außerhalb der Separatrix berücksichtigt (s. auch Abschn. 4.1.1). Es wird angenommen, daß die Ionen thermische Energie nur durch Konvektion abführen, während die Elektronen auch durch Wärmeleitung Energie in den Divertor transportieren. Wesentlich und neu gegenüber älteren Modellen ist die experimentell gestützte Annahme, daß die Elektronentemperatur in der Nähe der Prallplatten durch starke Wechselwirkung mit Neutralgas auf einem niedrigen Wert (typisch 5 eV) festgehalten wird (s. Abschn. 1.2.5). Wegen der hohen Wärmeleitfähigkeit der Elektronen parallel zu \vec{B} wird die Wärmeleitung zum dominierenden Energietransportmechanismus. Da die Wärmestromdichte mit $T_e^{7/2}$ anwächst, bleibt die Elektronentemperatur in der Randschicht niedrig und variiert nur schwach mit der abgeführten Leistung.

Der BALDUR-Code wurde entsprechend den genannten Annahmen modifiziert. Um eine befriedigende Übereinstimmung der Rechnung mit den Meßwerten zu erzielen, müssen anomale Mechanismen für die Elektronenwärmeleitung und den Teilchentransport senkrecht zum Magnetfeld angenommen werden. Die entsprechenden Koeffizienten werden ans Experiment angepaßt. In Abb. 2 sind berechnete Temperaturprofile den gemessenen Werten gegenübergestellt. Nahezu unabhängig von den gewählten Koeffizienten ergibt sich bei rein Ohm'scher Heizung an der Separatrix ein Wert für $T_e \approx T_i$ von ca. 40 eV. Außerhalb der Separatrix weichen die berechneten Temperaturen

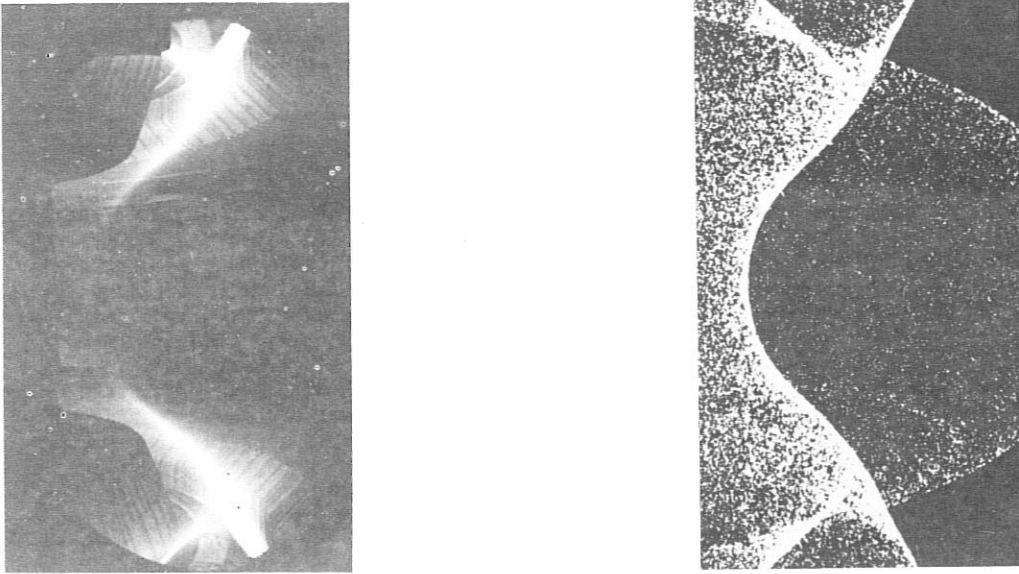


Abb. 1: Rechts: Computer-Bild der Plasmaoberfläche. Die berechnete Separatrix-Rotationsfläche wurde statistisch mit Punkten belegt.
Links: Aufnahme einer Divertorentladung im $H\alpha$ -Licht (Schuß 3418 $I_p = 250$ kA $\bar{n}_e = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

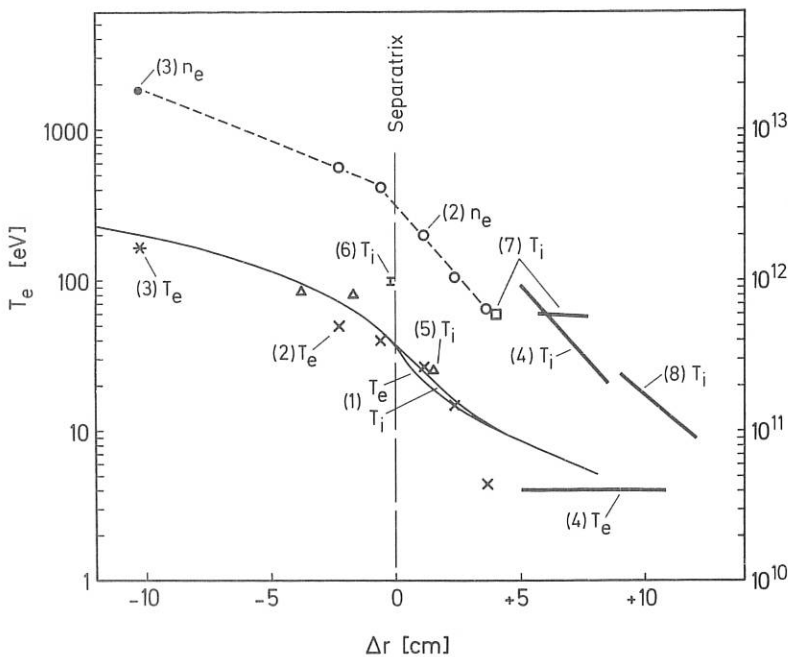


Abb. 2: Plasmaparameter in der äußeren Randschicht

- (1) BALDUR-Rechnung
- (2) Randschicht-Thomsonstreuung
- (3) Thomsonstreuung im Zentralbereich
- (4) ExB-Sonde
- (5) Doppler-Verbreiterung von CIII, OV, OVI-Linien
- (6) Neutralteilchen-Energieanalyse
- (7) Aufsammlerprobe - thermische Desorption
- (8) Aufsammlerprobe - Kernreaktion

um höchstens 10 % voneinander ab. Während die Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Elektronentemperaturen recht gut ist, gibt es bei T_i teilweise auffällige Diskrepanzen, die bisher nicht geklärt werden konnten.

Mit einem weniger aufwendigen Rechenprogramm, das bezüglich der Teilchen auf ähnlichen Annahmen beruht wie BALDUR, die Temperaturprofile allerdings nicht berechnet, sondern als Eingabe erfordert, können ebenfalls befriedigende Dichteprofile berechnet werden. Mit diesem Programm läßt sich zusätzlich der Transport von Verunreinigungen berechnen (s. Abschn. 1.2.4).

1.2.2 Neutralgas in der Randschicht

Die Randschichtparameter sind im bisher erreichten Parameterbereich klein gegen die entsprechenden Werte im Plasmazentrum. Sie beeinflussen kaum die Verteilung der Quellen thermischer Energie im Torus und nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand auch nicht den Energietransport im zentralen Plasmabereich. Der Energieeinschluß hängt also praktisch nicht von den Eigenschaften der Randschicht ab. Der Teilcheneinschluß dagegen wird entscheidend von der Randschicht bestimmt, da bei größeren Tokamaks wie ASDEX die Ionisationsprozesse im wesentlichen in der Randzone des Plasmas ablaufen.

Ionen, die in den Divertor abfließen, müssen durch Zufuhr von neutralem Wasserstoff ersetzt werden. Das erfolgt zum Teil durch das Gas, das durch Neutralisation des abströmenden Plasmas entsteht und aus den Divertorkammern in die Entladung zurückströmt, zum Teil durch gesteuertes Einblasen von Wasserstoff durch ein Ventil.

Aus photographischen Aufnahmen ist zu ersehen, daß das Recycling in der Umgebung der Divertorschlitzte stattfindet (s. Abb. 1). Die ursprüngliche Vermutung, daß der Wasserstoff überwiegend seinen Weg durch konstruktiv bedingte Öffnungen zwischen Divertor- und Entladungskammer nehmen könnte, erwies sich als unrichtig. Nach dem Verschließen dieser Öffnungen wurde nur eine geringfügige Erhöhung ($< 50\%$) der Neutralgasdichte im Divertor festgestellt. Der einzige Weg, der noch in Frage kommt, sind die Divertorschlitzte. Während H_2 -Moleküle kaum eine Chance haben, die Öffnung durch das abströmende Plasma hindurch zu passieren, können Atome im Energiebereich von mehreren eV, die durch Dissoziation von Molekülen oder durch Umladung von Protonen entstehen, den Plasmafächer durchdringen.

Während also aus dem Divertor wahrscheinlich fast ausschließlich schnelle Atome in die Randschicht eindringen, besteht der Gasstrom aus dem Ventil ausschließlich aus Molekülen. H_2 dissoziiert bei den typischen Randschichtparametern bereits außerhalb der Separatrix überwiegend zu Franck-Condon-Atomen, die etwa zur Hälfte tiefer ins Plasma eindringen, zur Hälfte jedoch auf die Gefäßwand prallen. Die eindringenden Atome erleiden mit einer Wahrscheinlichkeit in der Größenordnung von 50% einen Umladungsstoß mit Protonen, wodurch hochenergetische Atome entstehen, die wiederum mit hoher Wahrscheinlichkeit die Wand erreichen. Ein Teil der einströmenden Moleküle wird bereits außerhalb der Separatrix zu H_2^+ ionisiert, das überwiegend zu einem schnellen Atom und einem Proton dissoziiert.

Die Prozesse sind quantitativ sehr schwer zu berechnen, zumal die Vorgänge bei Wandstößen von Atomen nicht ausreichend geklärt sind und das Auftreten von Molekülen in verschiedenen Vibrationszuständen, die sehr verschiedene Dissoziations- und Ionisationsraten aufweisen, die theoretische Beschreibung kompliziert. Die existierenden Diffusionsprogramme berücksichtigen deshalb nur Wasserstoff-Atome. Es ist jedoch zu vermuten, daß die verwickelten Wand- und Molekülprozesse zwar nicht eine gravierende Veränderung der Randschichtparameter, jedoch eine Verringerung der Effizienz der Gasnachfüllung zur Folge haben, wie sie besonders bei höheren Plasmadichten beobachtet wird.

Abbildung 3 zeigt den experimentell bestimmten Zusammenhang zwischen dem "Nachfüll"-Wirkungsgrad und der Liniendichte des Plasmatorus. (Definition von γ siehe Jahresbericht 1980).

1.2.3 Diffusion in der Randschicht

Die Profile der Plasmameter lassen sich einschließlich der äußeren Randschicht mit einheitlichen Diffusionskoeffizienten beschreiben. Es wurde jedoch bereits 1980 gefunden, daß bei symmetrischen Divertorentladungen die innere Randschicht andere Eigenschaften hat als die äußere. Sie ist einer

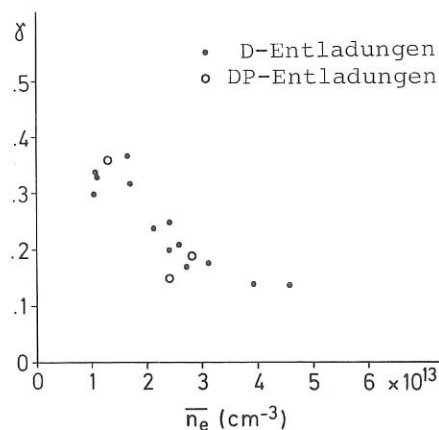


Abb. 3: Abhängigkeit des "Nachfüll-Wirkungsgrads" von der Liniendichte des Plasmatorus

direkten Messung der Plasmameter schwer zugänglich. Aus Messungen des Recyclings am inneren Klapplimitier, Messungen der Liniendichte an den beiden Plasmafächern im Divertor sowie aus der unterschiedlichen Erwärmung von inneren und äußeren Prallplatten ist zu schließen, daß in den inneren Teil der Torusrandschicht weit weniger Teilchen diffundieren und weit weniger Energie transportiert wird als in den äußeren. Der Befund wurde im Berichtsjahr weiter erhärtet. Es kann nun ausgeschlossen werden, daß die Lage des Gaseinlasses an der Außenseite nennenswert zur Unsymmetrie beiträgt, da sie auch bei Gaszufuhr von der Torusinnenseite her praktisch unverändert zu beobachten ist. Eine Unsymmetrie der Teilchenflüsse zu den Divertorplatten von etwa einem Faktor 3 ist auf die unterschiedliche Oberfläche von innerer und äußerer Randschicht und auf unterschiedliche Dichtegradienten zurückzuführen. Bei zentrierten Plasmen wird etwa ein Faktor 4 beobachtet, bei vertikal verschobenen Plasmen erreicht sie im entfernteren Divertor einen Wert von über 10. Für diesen hohen Grad der Unsymmetrie könnte ein poloidal unsymmetrischer Transport verantwortlich sein.

Möglicherweise tragen zu einer Unsymmetrie des Transports in der Randschicht makroskopische Fluktuationen bei, die auf Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen in der Randschicht auf der Torusseite, jedoch nicht auf der Torusinnenseite zu sehen sind. Die Fluktuationen zeigen das Erscheinungsbild von Flute-Instabilitäten, haben eine charakteristische Dimension quer zum Magnetfeld von wenigen Zentimetern und ein breites Frequenzspektrum, das monoton abfällt und bis etwa 10 kHz reicht. Eine wellenförmige Ausbreitung ist nicht zu beobachten (Abb. 4).

1.2.4 Verunreinigungen

Nach unseren gegenwärtigen Vorstellungen erfolgt der Transport von Verunreinigungen durch die Plasmarandschicht nach den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie der des Wasserstoffs. Allerdings taucht in der Regel nicht das Problem höherenergetischer Molekülzerfallsprodukte auf, und auch der Ladungsaustausch spielt keine Rolle. Die Diffusion der

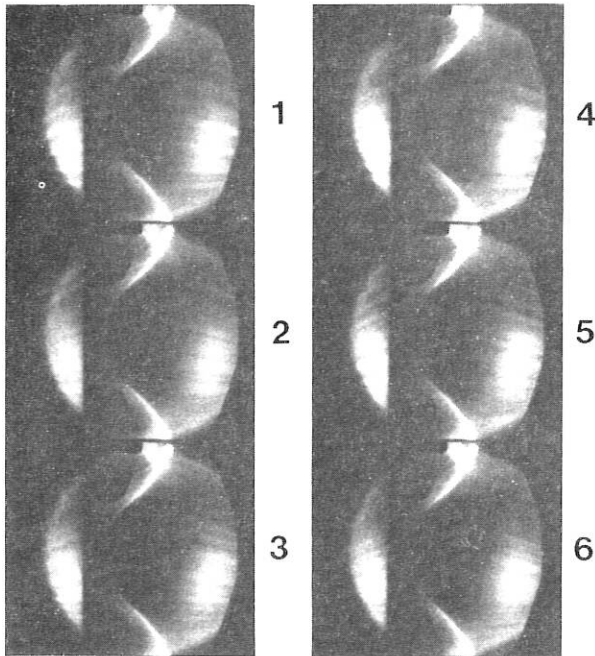


Abb. 4: Fluktuationen der äußeren Plasmarandschicht. Die Aufnahme zeigt aufeinanderfolgende Bilder aus einem Hochgeschwindigkeitsfilm. Bildabstand ca. 200 μ s. Im linken Drittel der Bilder ist der äußere Plasmarand in einem Spiegel zu sehen. Das Gesichtsfeld ist durch die Beobachtungsöffnung eingeengt. Standpunkt der Kamera wie bei Abb. 1

Ionen senkrecht zum Magnetfeld ist jedoch anomal hoch und der Grund für die relativ geringe Abschirmung der Divertorkonfiguration. Unter der Annahme eines gemeinsamen Diffusionskoeffizienten für alle Verunreinigungsionen wurde bereits früher (siehe Jahresbericht 1980) eine einfache Beziehung zwischen dem Fluß neutraler Atome und der Gesamtdichte der entsprechenden Ionen im Plasma abgeleitet. Dieses Modell wurde für den Divertorfall erweitert und ist in dem allgemein benutzten Transportprogramm (siehe Abschn. 1.2.1) enthalten.

Die Dichte der Verunreinigungsionen ist in vielen Fällen aus spektroskopischen Messungen ausreichend gut bekannt. Eine experimentelle Überprüfung der Abschirmwirkung scheidet aber häufig an der fehlenden Kenntnis der neutralen Verunreinigungsflüsse. Relativ übersichtliche Verhältnisse liegen vor, wenn einer Divertorentladung Spuren von Neon zugegeben werden, das dann vollständig in den Divertorkammern neutralisiert wird und durch Öffnungen mit bekanntem Leitwert in den Hauptraum zurückströmt. In einem derartigen Versuch wurde im Plasma eine Ne-Dichte von 4×10^9 Ionen/cm³ gefunden. Die oben erwähnten Rechnungen sagen einen Wert von etwa 7×10^9 cm⁻³ voraus, was als sehr gute Übereinstimmung angesehen werden kann.

Die natürlichen Verunreinigungen des Plasmas stellen ein schwierigeres Problem dar, da ihre Quellen weitgehend unbekannt sind. Bei den ASDEX-Divertorentladungen liegt nun der günstige Fall vor, daß das Plasma in der Hauptkammer nirgends mit der Wand in Berührung kommt. Trotzdem findet man, wenn auch in geringerer Menge, Wandmaterial im Plasma. Sehr

wahrscheinlich ist Wandzerstäubung durch CX-Neutralteilchen für diese Verunreinigung verantwortlich, wobei der CX-Fluß im interessierenden Energiebereich sogar aus den CX-Messungen bekannt ist. Daher kann in diesem Falle der Zustrom von neutralen Metallatomen aus den Zerstäubungsraten berechnet werden.

Abbildung 5, Kurve a, zeigt die so berechneten Flüsse von Eisenatomen auf das ASDEX-Plasma für eine D-Entladung in Wasserstoff als Funktion der Zeit. Bei $t = 0,8$ s wird die externe Wasserstoff-

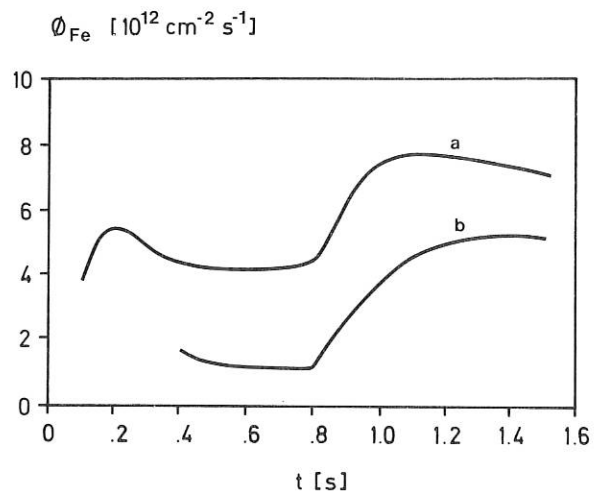


Abb. 5: a) Mit dem gemessenen Neutralteilchenfluß berechneter Fluß zerstäubter Fe-Atome
b) Aus der gemessenen Fe-Dichte im Plasma rückgerechneter Fluß von Fe-Atomen

zufuhr abgeschaltet, was zu einer Abnahme der Plasmadichte, zunächst aber zu einer Zunahme höherenergetischer Neutralteilchen und somit auch der zerstäubten Eisenatome führt. Zu diesem Zeitpunkt beginnt auch die Eisendichte im Plasma anzusteigen. Berechnet man aus dieser Dichte und dem Transport in der Randschicht den erforderlichen Eisenfluß, so erhält man die Kurve b. Die beiden Ergebnisse liegen nicht weit auseinander und weisen etwa den gleichen Zeitverlauf aus, was als Bestätigung der Annahme angesehen wird, daß es sich tatsächlich um den Prozeß der Zerstäubung durch CX-Neutralteilchen handelt. Der Unterschied der Absolutwerte kann z.B. dadurch erklärt werden, daß die Wände des ASDEX-Gefäßes nicht so saubere Oberflächen darstellen, wie sie bei der Messung der Zerstäubungsausbeuten im Labor vorlagen. Bei Divertorentladungen in Deuterium findet man gegenüber Wasserstoff einen um etwa Faktor sechs erhöhten Eisengehalt. Der Schluß liegt nahe, daß - neben einem besseren Einschluß dieser Verunreinigung - erhöhte Zerstäubung durch Deuteriumneutralteilchen für dieses Verhalten verantwortlich ist.

Für die Verunreinigung des Plasmas durch Wandmaterial konnten somit bereits konkrete Vorstellungen entwickelt werden. Komplizierter liegt der Fall bei Sauerstoff, der ja auch in D-Entladungen beobachtet wird. Eine mögliche Erklärung ist, daß Sauerstoff in Form von H₂O und CO aus den Divertorkammern ins Plasma strömt, und Abschätzungen

zeigen, daß dieser Prozeß durchaus die gemessenen Dichten erklären könnte. Für definitive Aussagen müssen jedoch noch weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

1.2.5 Vorgänge im Divertor

Durch Untersuchungen an der Randschicht und im Divertor in einem weiten Bereich von Entladungsparametern konnten die wichtigsten Effekte identifiziert werden, von denen die Parameter des Divertorplasmas und die Energieflüsse bestimmt werden. Im folgenden soll nach einer Schilderung der experimentellen Befunde ein Modell des Divertors skizziert und durch quantitative Abschätzungen erhärtet werden.

Nachfüll- und Recycling-Experimente

Bereits in Abschnitt 1.2.2 wurde gezeigt, daß Wasserstoff überwiegend durch die Divertoröffnungen in die Entladung zurückströmt. Wie wenig das Recycling durch das abströmende Plasma behindert wird, läßt sich auch aus folgender Beobachtung ersehen. Wasserstoff, der zum Aufbau der Entladung und zur Ergänzung von Verlusten zugeführt werden muß, kann bei Entladungen ohne Titan-Getterung im Divertor sowohl in der Entladungskammer direkt ins Plasma geblasen, als auch in eine Divertorkammer eingelassen werden, ohne daß sich das allgemeine Entladungsverhalten oder die Neutralgasdichte im Divertor wesentlich ändern. Zu bedenken ist allerdings, daß die Gaszufuhr nur einen Bruchteil des gesamten Gasumsatzes ausmacht.

Spektroskopischer Befund

Im Wellenlängenbereich zwischen 200 nm und 700 nm wurden Übersichtsspektren des Divertorplasmas aufgenommen. Neben den Linien des atomaren Wasserstoffs enthalten diese Spektren Übergänge der Ionen OII, CII, CIII, außerdem Banden der Radikale CH und OH sowie weitere Moleküllinien. Aufgrund einer groben Ortsauflösung kann leicht festgestellt werden, daß die Molekülstrahlung vornehmlich vom Rand, die Ionenlinien aus dem Inneren des Plasmaschlauches kommen. Das Auftreten der erwähnten Ionisierungsstufen läßt auf eine Elektronentemperatur von einigen eV schließen. H₂-Moleküllinien konnten nicht identifiziert werden; allerdings sind im optischen Bereich auch keine hohen Intensitäten zu erwarten.

Bolometrische Messungen

Mit einem Bolometer wird die Leistung gemessen, die vom Divertorplasma durch Strahlung und Teilchenemission diffus auf die Divertorwände verteilt wird. Man findet, daß typisch die Hälfte der in den Divertor abgeführten Leistung abgestrahlt wird. Ein LiF-Filter vor dem Bolometer, das alle Teilchen und Strahlung mit kürzerer Wellenlänge als 104 nm zurückhält, reduziert das Bolometersignal um eine Größenordnung. Strahlung des Wasserstoffatoms oder -moleküls, die überwiegend bei größeren Wellenlängen emittiert wird, erklärt also nur einen kleinen Teil des Signals.

Ein Zusammenhang der "Strahlung" mit dem Verunreinigungsgehalt des Plasmas ist nicht zu beobachten, jedoch eine starke Korrelation mit den Dichten des

Wasserstoffs ($\int n_e dl$) quer zur Randschicht (Abb. 6) sowie der Neutralgasdichte n_0 .

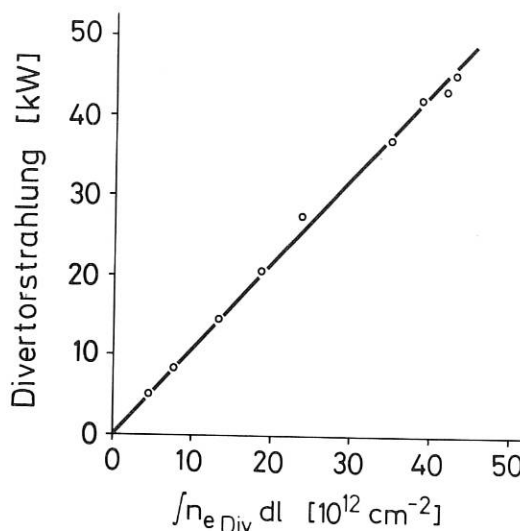


Abb. 6: Zusammenhang zwischen der bolometrisch gemessenen "Strahlung" im Divertor und dem Linienintegral der Elektronendichte quer zur Plasmaschicht. $\int n_e dl$ wurde durch vertikales Verschieben des Plasmas variiert

Aus all diesen Beobachtungen ist zu schließen, daß die gemessene "Strahlung" von neutralen Wasserstoffatomen herrührt. Messungen mit dem Ladungsaustausch-Analysator im Energiebereich oberhalb 100 eV schließen hochenergetische Atome aus. Es muß sich also um niederenergetische Ladungsaustausch- oder Franck-Condon-Atome handeln.

Neutralteilchenspektroskopie

Abbildung 7 zeigt 2 vertikale Flußprofile von Wasserstoffatomen mit 206 eV, gemessen in der Divertorkammer für 2 verschiedene Plasmadichten. Die Randschicht emittiert einen niedrigen Fluß energetischer Atome durch Umladungsstöße. Bei $z=880\text{mm}$, dem Schnittpunkt der Separatrix mit der Neutralisatorplatte, steigt der Fluß steil an und fällt nach einem Maximum mit einer charakteristischen Abfalllänge der Randschicht ab. Dieser intensive Fluß rührt von energetischen Randschichtionen her, die an der Neutralisatorplatte neutralisiert und rückgestreut werden.

Die Intensität des Umladungs- und Rückstromflusses nimmt mit zunehmender Dichte stark ab (s. Abb. 7).

Aus Flußmessungen bei verschiedenen Energien läßt sich die Temperatur dieser Ionen ermitteln. Die Werte liegen typisch zwischen 110 eV bei niedriger und 60 eV bei hoher Dichte.

Bei den beobachteten Teilchen handelt es sich offensichtlich um eine hochenergetische Minderheit. Es läßt sich leicht abschätzen, daß die Mehrzahl der Teilchen aus der Plasmarandschicht auf dem Weg in den Divertor durch Umladungsstöße absorbiert oder durch Coulombstöße abgebremst wird.

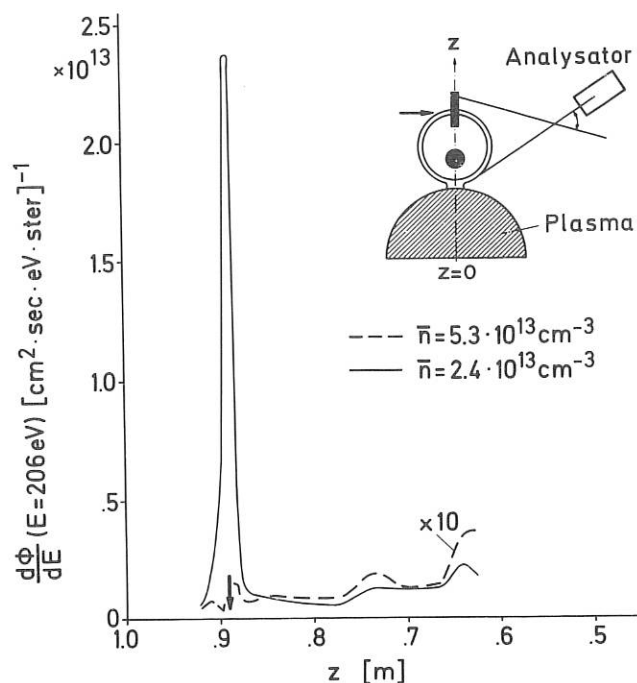


Abb. 7: Räumliche Verteilung der Emission neutraler H-Atome mit einer Energie um 206 eV im Divertorbereich. Das Maximum liegt beim Schnittpunkt der Separatrix mit der Neutralisatorplatte

Druckmessungen

Die Dichte des molekularen Wasserstoffs in zwei Pumpleitungen, die an der oberen bzw. unteren Divertorkammer angebracht sind, wird mit Quadrupol-Massenspektrometern gemessen. Information über das Neutralgas im Divertor gibt diese Messung über die Beziehung

$$n_M = \frac{n_{H_2} \bar{v}_{H_2} + n_H \bar{v}_H / 2}{\bar{v}_O}$$

n_M bedeutet die gemessene H_2 -Dichte, \bar{v}_O ist die thermische Geschwindigkeit der H_2 -Moleküle an der Meßstelle, also etwa bei Raumtemperatur. n_{H_2} und n_H sind die Dichten der Moleküle bzw. Atome im Divertor, \bar{v}_{H_2} und \bar{v}_H sind deren mittlere Geschwindigkeiten.

Der Anteil von atomarem Wasserstoff in den Divertorkammern läßt sich nur grob abschätzen. Aus der Extrapolation der Ausgasrate nach der Entladung in Richtung auf das Ende der Entladung (siehe 1.2.6) läßt sich schließen, daß während der Entladung mindestens 50 % des Wasserstoffs in molekularer Form vorliegen. Es ist anzunehmen, daß H_2 im Divertor etwa Raumtemperatur hat, während atomarer Wasserstoff wesentlich heißer sein sollte, da er hauptsächlich durch Elektronenstoß-Dissoziation mit der Franck-Condon-Energie von ca. 3 eV entsteht und an den Wänden rasch zu H_2 rekombiniert.

Unter den genannten Voraussetzungen ist die Moleküldichte im Divertor etwa halb so groß wie die am Pumpstutzen gemessene, während die Dichte der H-Atome höchstens ca. 10 % davon betragen dürfte.

Wie das Linienintegral der Elektronendichte ist die H_2 -Dichte eine stark nichtlineare Funktion der Plasmadichte (Abb. 8). Bei gleichbleibender Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas, konstantem Leitwert für den Recyclingfluß und konstantem Anteil der Wandverluste sollten beide Größen proportional

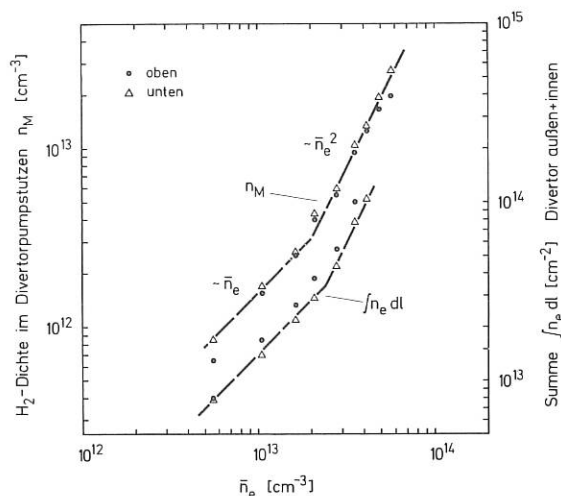


Abb. 8: Neutralgasdichte n_M in den Divertor-Pumpstutzen und Linienintegral der Elektronendichte quer zu den Plasmafächern als Funktion der Dichte des Plasmas im Torus

zueinander sein. Erhöht man das Linienintegral der Dichte durch Verschieben des Plasmas zu einem Divertor, so steigt die Neutralgasdichte leicht überproportional an (Abb. 9). Es drängt sich die Vermutung auf, daß das Recycling durch das strömende Plasma behindert wird, und zwar um so stärker, je höher das Linienintegral der Dichte ist.

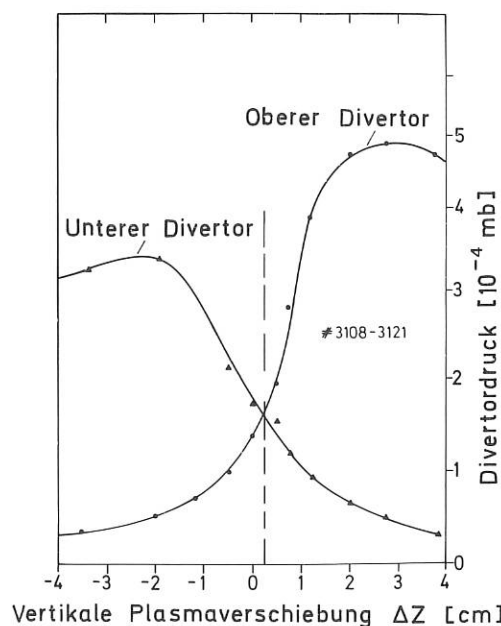


Abb. 9: Neutralgasdichte in einem oberen und einem unteren Divertorpumpstutzen als Funktion der vertikalen Plasmaposition. $1 \text{ mb} \hat{=} 2,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Zerstäubungsmessungen

Mit Hilfe der Laser-Resonanzfluoreszenz (siehe Abschnitt 2.1.2) wurde der Fluß von zerstäubten Ti-Atomen an der Oberfläche einer Neutralisatorplatte gemessen. Bei einer relativ niedrigen Elektronendichte im Torus ($n_e = 2.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) kommt man durch Extrapolation auf einen Fluß von 10^{18} Atomen/Sekunde. Dieser Fluß entspricht etwa dem Fluß von Fe-Atomen, die durch Wandzerstäubung in der Entladungskammer freigesetzt werden (siehe Abschnitt 1.2.4). Die Konzentration von Ti-Atomen im Torus war stets an der Nachweisgrenze oder darunter und damit mindestens um eine Größenordnung niedriger als die Fe-Konzentration. Daraus ist zu schließen, daß metallische Verunreinigungen mit niedriger Ionisierungsenergie (6,8 eV bei Titan) vom Divertor zurückgehalten werden. Eine quantitative Aussage ist wegen des äußerst geringen Absolutwerts der Flüsse jedoch nicht möglich.

Die Größe der Ti-Flüsse kann durch Zerstäubung der Prallplatten durch den kleinen Anteil hochenergetischer Protonen im Divertorplasma erklärt werden, der mit der Neutralteilchenspektroskopie nachgewiesen wurde. Der starke Rückgang der Streusignale bei steigendem \bar{n}_e ist konsistent mit der beobachteten Abnahme schneller von der Prallplatte rückgestreuter H-Atome.

Schlußfolgerungen

Die geschilderten sowie die bereits früher gemachten Beobachtungen (s. Jahresbericht 1980) haben zu einer Vorstellung von der Wirkungsweise des Divertors geführt, die im folgenden skizziert wird.

In einer schmalen Zone in der Umgebung der Separatrix fließt Plasma von der Torusrandschicht zu den Prallplatten. Energie wird in dieser Zone durch Konvektion und Wärmeleitung abgeführt. Die Breite der Dichteprofile wird unter anderem von der Teilchendiffusion senkrecht zu \vec{B} , die der Temperaturprofile von der Wärmeleitung senkrecht zu \vec{B} bestimmt (s. Abschn. 1.2.1). Von der Torusrandschicht zum Divertor verbreitern sich die Profile etwas; dazu tragen möglicherweise auch inelastische Stoßprozesse im Divertor bei.

An den Prallplatten wird das Plasma neutralisiert, und es baut sich im Divertor ein relativ hoher Neutralgasdruck auf. Molekulares Gas, das in die Plasmaschicht eindringt, wird fast vollständig dissoziiert. Die entstehenden Franck-Condon-Atome erleiden zu einem erheblichen Anteil Umladungsstöße mit den Protonen des Plasmas, bevor sie an den Wänden haften bleiben und später wieder als Moleküle desorbiert werden.

Nur ein kleiner Teil der Atome und Moleküle wird ionisiert, wobei aus den H_2^+ -Ionen rasch durch dissoziative Rekombination und Anregung etwa 75 % neutrale Atome und nur 25 % H-Ionen gebildet werden. Alle Prozesse, vor allem die Dissoziation und die Umladung, entziehen dem Plasma so viel Energie, daß bei ohmsch' geheizten Entladungen mittlerer Dichte ($\bar{n}_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) die Temperatur auf ca. 5 eV absinkt. Da $\langle \sigma v \rangle$ für Ionisation von H-Atomen relativ niedrig ist ($1 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ bei $T_e = 5 \text{ eV}$, $6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ bei 10 eV), können Franck-Condon-Atome bei einer geschätzten mittleren Elektronen-

dichte von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ das Plasma im Divertorfächer ohne wesentlichen Verlust durchdringen. Die wesentlich häufigeren Umladungsstöße führen lediglich zu einer effektiven Streuung der Atome, die den Leitwert der Divertoröffnung für Atome nur wenig herabsetzt.

Die Elektronentemperatur stabilisiert sich bei den üblichen Teilchendichten und mäßiger Heizleistung auf einem niedrigen Wert zwischen 5 und 10 eV, da bei niedrigerer Temperatur der Energieverlust wegen des steilen Abfalls der Wirkungsquerschnitte abnimmt und bei höherer Temperatur die Divertoröffnung auch für Atome unpassierbar wird, so daß sich eine höhere Neutralgasdichte und damit höhere Verluste einstellen.

Während unmittelbar vor der Oberfläche der Prallplatten das Plasma mit der Ionenschallgeschwindigkeit entsprechend ca. 5 eV entlang der Magnetfeldlinien strömt, liegt die Mach-Zahl der Strömung im übrigen Gebiet wegen der starken Neutralgaskühlung deutlich unter 1.

Auf die Prallplatten wird die thermische Energie von Ionen und Elektronen sowie die Ionisations- und die Dissoziationsenergie übertragen. Ein Teil der kinetischen Energie der Ionen (einschließlich ihres Energiegewinns in der Debye-Schicht) sowie der Dissoziationsenergie geht jedoch wegen der ca. 50 %igen Rückstreuung auf die Wände. Bei $T_e = T_i = 5 \text{ eV}$ wird dann für jedes neutralisierte Ion im Mittel eine Energie von 33 eV auf den Prallplatten deponiert.

Wenn die Getterflächen des Divertors nicht mit Titan bedampft werden, fließt der überwiegende Teil des in den Divertor einströmenden Wasserstoffs in die Entladung zurück. Die Wände der Divertoren stellen jedoch eine beträchtliche Teilchensenke dar. Betrachtet man nämlich den Ventildurchsatz für den üblichen feedback-gesteuerten Verlauf der Plasmadichte, so stellt man fest, daß schon während des Dichteaufbaus ein mehrfaches der zur Füllung des Plasmavolumens nötigen Gasmenge eingelassen wird. Danach geht der Gasdurchsatz stark zurück und nähert sich einem konstanten Wert, der über dem der Saugleistung des Vakuumsystems liegt. Diesem Verhalten liegen offenbar zwei Sorptionsprozesse mit unterschiedlicher Zeitskala zugrunde. Der erste entspricht dem Aufbau einer erheblichen Wasserstoffkonzentration auf den Divertorflächen bis zu einem Sättigungs- oder Gleichgewichtswert. Wie die Beobachtungen beim Ausgasen nach der Entladung zeigten, desorbiert dieser Anteil auch wieder sehr schnell. Der zweite Anteil dürfte von Volumendiffusion herühren und interessiert hier weniger.

Nach unserem Kenntnisstand setzt die beobachtete hohe Sorptionsrate auf den Oberflächen voraus, daß der Wasserstoff atomar auftrifft.

Um zu prüfen, ob die genannten Effekte die Messungen quantitativ erklären können, wurden die folgenden Abschätzungen durchgeführt.

Bei einer typischen Entladung mit $I_p = 250 \text{ kA}$, $\bar{n}_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ nimmt der Divertor von der gesamten Ohm'schen Leistung (ca. 300 kW) 200 kW auf. Den Teilchenfluß in den Divertor schätzt man auf 10^{22} s^{-1} . Bei $T_e = 5 \text{ eV}$ werden 70 % aller in einen

der vier Plasmafächer strömenden Moleküle dissoziiert oder ionisiert, bei 10 eV steigt der Anteil auf 90 %. Durch Elektronenstoßdissoziation werden ca. 5×10^{22} Franck-Condon-Atome und je nach der angenommenen Elektronentemperatur 2×10^{21} bis 1×10^{22} Protonen pro Sekunde erzeugt. Dieser Protonenfluß addiert sich zum einströmenden Fluß von $1 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$. Bei einer Strömung mit Ionenschallgeschwindigkeit ($T_e = 5 \text{ eV}$) ergibt sich mit dem gemessenen $\int n_{\text{edl}}$ ein Fluß von $2,2 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$, also im Rahmen dieser groben Abschätzung etwa der gleiche Wert. Ein Fluß von $2 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ überträgt bei $T_e = 5 \text{ eV}$ auf die Prallplatten eine Leistung von 100 kW. Der Fluß von Franck-Condon-Teilchen ($5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$) überträgt auf die Wände eine Leistung von ca. 50 kW. Der in der Bilanz fehlende Betrag von 50 kW könnte auf Umladungsstöße zurückgeführt werden. Dieser Prozeß sollte vor allem im Bereich des Divertoreintritts überwiegen, wo die Ionentemperatur noch beträchtlich höher ist als an den Prallplatten.

Eine genauere Prüfung dieses Modells muß mit aufwendigen Rechenprogrammen in einem weiteren Bereich von Parametern durchgeführt werden (s. Abschnitt 4).

1.2.6 Untersuchungen zur Plasma-Wand-Wechselwirkung (Arbeitsgruppe PWW)

Die Plasma-Wand-Wechselwirkung in der Entladungskammer von ASDEX wurde mit verschiedenen Methoden untersucht. Es wurden die Neutralgasdichten vor der Wand sowie die Flüsse und Energien von Wasserstoff-, von Verunreinigungsionen und von Elektronen mit Aufsammlerproben und mit Teilchenspektrometern für verschiedene Abstände von der Separatrix in der Nähe der Wand zeitaufgelöst gemessen. Außerdem wurde die Erosion einer Kohlenstoffprobe in der Randschicht in Abständen von 7,5 bis 15 cm von der Separatrix bestimmt. Für Proben und Wandteile im größeren Abstand von der Separatrix dominiert die Deponierung von an anderen Stellen abgetragenen Atomen. Die gemessenen Wasserstoff-Flüsse auf die Wandproben und die daraus bestimmten Plasmaparameter in der Randschicht vor den Proben unterscheiden sich bei Divertorbetrieb von ASDEX nicht wesentlich von den Ergebnissen von Tokamaks mit Limiter in ausreichender Entfernung von diesen, während die Metallflüsse bei Divertorbetrieb deutlich niedriger sind. Es wurden zwei neue Diagnostiken aufgebaut, um die Wandflüsse von neutralem Wasserstoff im Energiebereich von 20 eV - 1 keV, wo voraussichtlich das Maximum liegt, zu messen und um die Energieflüsse von Teilchen auf Proben in der Randschicht zu bestimmen (siehe Abschnitte 2.7, 2.8).

1.2.6.1 Reemission von Wasserstoff aus den Wänden

Mit Quadrupol-Massenspektrometern wurden die Dichten von neutralem Wasserstoff in einem Stutzen an der Plasmakammer und in den Divertorkammern vor, während und nach der Plasma-Entladung mit einer Zeitauflösung von 30 ms gemessen (W. Poschenrieder, G. Venus). Die Ergebnisse für die Dichten während der Entladung sind in Abschnitt 1.2.5 diskutiert.

Der Druckverlauf für H_2 in der Entladungskammer nach einer Divertorentladung mit Wasserstoff (# 2740) ist in Abb.10 dargestellt. Wegen der starken Gasreemission von den Wänden, wahrschein-

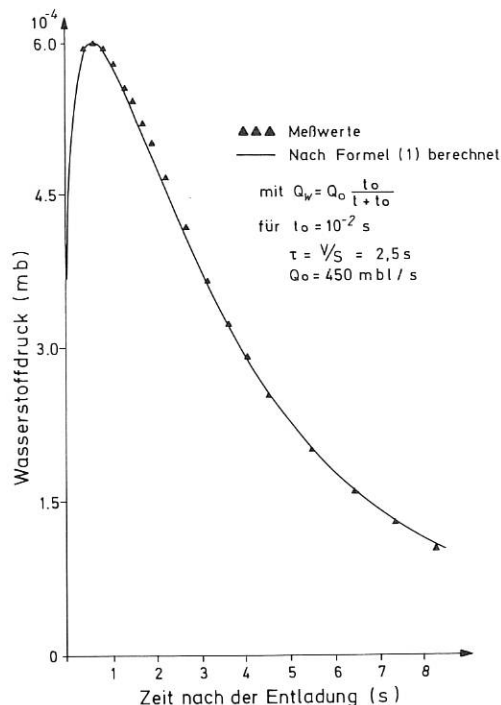


Abb.10: Verlauf des Wasserstoffdrucks in der Entladungskammer nach Beendigung der Entladung

lich vorwiegend von den Divertorplatten, steigt der Wasserstoffdruck zuerst stark an, bis schließlich das Abpumpen in den Divertorkammern überwiegt. Der Druckverlauf läßt sich mit der Gleichung

$$\frac{dp}{dt} V + S \cdot p = Q_w \quad (1)$$

beschreiben, wobei V das gesamte Volumen des Plasmagefäßes ist, S die Sauggeschwindigkeit der Pumpen, Q_w die Gasabgabe von den Wänden. Es zeigt sich, daß der Druck in der Zeit zwischen den Schüssen (einige Minuten) mit t^{-1} abnimmt. Setzt man für die Gasabgabe von der Wand $Q_w = Q_0 \frac{t_0}{t+t_0}$ mit einer Zeitkonstanten $t_0 = 10^{-2} \text{ s}$ an, so ergibt sich eine gute Anpassung an die Meßdaten, auch für die Zeit unmittelbar nach der Plasmaentladung. Durch Extrapolation erhält man für den Anfangswert Q_0 der Gasreemission am Ende der Entladung $Q_0 = 280 \text{ mbar l/s}$ oder $1,5 \times 10^{22} \text{ H-Atome/s}$. Dieser Wert gibt den Anteil des thermischen, von den Oberflächen zurückströmenden molekularen Wasserstoffs während der letzten Entladungsphase an und stellt damit wohl einen wesentlichen Anteil des Divertor-Recycling dar.

Die t^{-1} -Abhängigkeit der Reemission aus den Wänden ist mit einfachen Oberflächen-Modellen nicht zu erklären. Sie wird jedoch in Vakuumsystemen auch für das Ausgasen von H_2O gefunden und auf das Vorhandensein eines ganzen Spektrums von unterschiedlichen Bindungsenergien des Gases im Material zurückgeführt; Ähnliches dürfte auch hier gelten (W. Poschenrieder).

1.2.6.2 Flüsse auf Wandproben

Wasserstoff-Flüsse und -energien

Die Wasserstoff-Flüsse auf Wandproben senkrecht zum Magnetfeld in der Randschicht von ASDEX wurden mit drei verschiedenen Methoden gemessen. Einmal wurden die Flüsse direkt mit dem ExB-Spektrometer in situ gemessen (Ph. Staib), außerdem wurde der Wasserstoff in Kohlenstoffproben aufgesammelt und anschließend durch thermische Desorption (A.P. Martinelli, J. Roth) oder mit dem MeV-Beschleuniger über Kernreaktionen quantitativ bestimmt (E. Taglauer, J. Roth, B. Wampler).

Ein Beispiel einer der Messungen mit der ExB-Sonde zeigt Abb. 11 für eine Entladung mit Neutralteilcheninjektion (# 4098). Die vier Stromkurven entsprechen verschiedenen Energiebereichen, und zwar

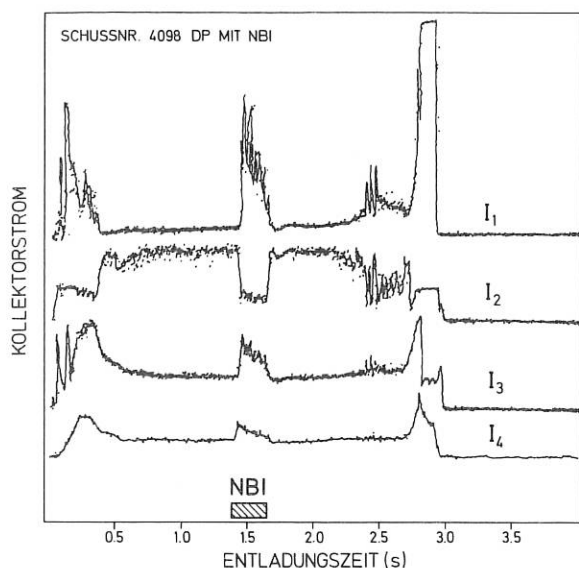


Abb. 11: Ionenkolektorsignale, gemessen mit der ExB-Sonde für eine Entladung mit Neutralteilcheninjektion (DP-Entladung)

I_1 : 60 bis 500 eV, I_2 : 30 bis 80 eV, I_3 : 10 bis 40 eV, I_4 : < 20 eV. Man sieht, daß im Dichteplateau bei $t = 1$ sec die gemessene Verteilung ein Maximum bei 30 - 80 eV hat. Während der Neutralinjektion dagegen zerfällt die Verteilung in zwei Komponenten, wobei die hochenergetische ihr Maximum bei einigen hundert eV und die niederenergetische bei 10-40 eV hat. Dort, wo die erste Verteilung ihr Maximum hatte, tritt nun ein Minimum auf (Ph. Staib).

Die ExB-Sonde erlaubt neben den Wasserstoffionenflüssen auch die Flüsse und Energien der Elektronen in der Randschicht zu bestimmen. Dabei wurde für die Elektronentemperatur in Abständen größer als 5 cm von der Separatrix ein Wert von $T_e \approx 4$ eV gefunden.

Die Ergebnisse für ASDEX-Entladungen mit Divertor wurden verglichen mit Entladungen mit Limiter (Abb. 12), bei derselben Probenlage, etwa 4 cm außerhalb des Limiters oder der Separatrix. In beiden Fällen wurde anfänglich ein hoher Wasserstoff-Fluß, dann ein niedriger Wasserstoff-Fluß in der Plateau-

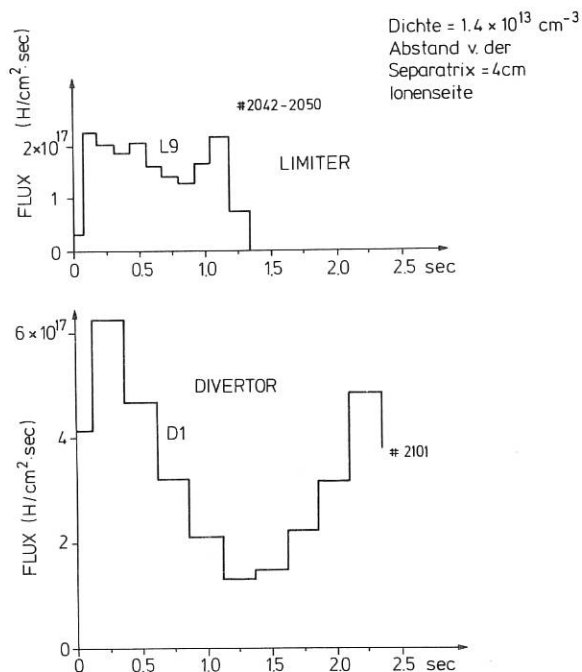


Abb. 12: Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Wasserstoff-Flüsse für Limiter- und Divertor-entladungen. Die auf der Sondenoberfläche aufgesammelten Mengen Wasserstoff wurden durch thermische Desorption analysiert

phase der Entladung ermittelt. Die Flüsse in der Plateauphase sind 2×10^{17} H/cm² mit Divertor, $1,3 \times 10^{17}$ H/cm² mit Limiter. Aus der Abhängigkeit der aufgesammelten Wasserstoffmenge von der Schußzahl konnte man auf eine Ionentemperatur von 60 eV für Divertorschüsse und 30 eV für Limiterschüsse schließen. Die Abhängigkeit des über einen Schuß integrierten Flusses von der radialen Lage ergibt eine Abfall-Länge von etwa 1,4 cm (A.P. Martinelli, J. Roth).

Bei Deuteriumentladungen kann die in Kohlenstoffproben aufgesammelte Menge mittels der Kernreaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ nachgewiesen werden. Die hiermit bestimmten Flüsse auf der Ionen- und Elektronenseite des Kollektors bei einem Abstand von 9 cm von der Separatrix zeigt Abb. 13 in Abhängigkeit von der Entladungszeit. Es zeigen sich Maxima bei Beginn und Ende der Entladung. Die nur am Beginn der Entladung gemessenen Flüsse auf der Ionenseite sind um den Faktor 3 höher als auf der Elektronenseite.

Aus der Abhängigkeit der über eine Entladung gemittelten Aufsammlerkurve von der Anzahl der Entladungen läßt sich eine Ionentemperatur von etwa 20 eV bestimmen (E. Taglauer, P. Varga, J. Roth, B. Wampler).

Die Ergebnisse der aus den verschiedenen Messungen der Wasserstoff-Flüsse und -energien für Divertor-entladungen bei ASDEX sind in Abb. 14 noch einmal zusammengefaßt. Die Unterschiede in den erhaltenen Werten liegen noch innerhalb der Meßfehler. Es zeigt sich, daß die Wasserstoff-Flüsse und deren mittlere Energie vom Abstand der Sonde von der Separatrix und von limitierenden Strukturen ab-

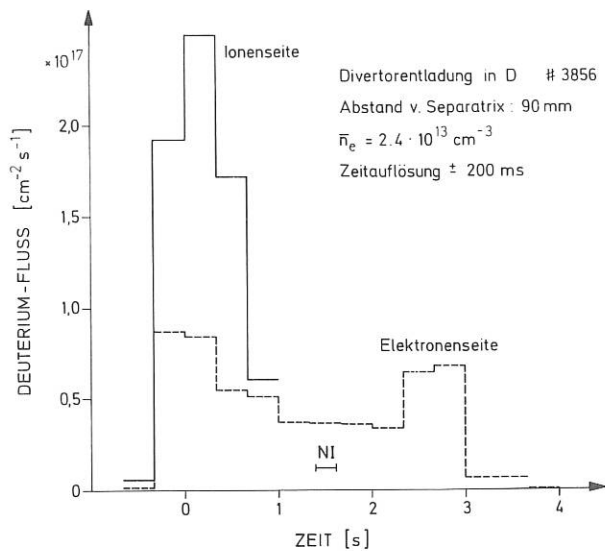


Abb.13: Der zeitliche Verlauf des Deuteriumflusses auf eine rotierende Sonde parallel und antiparallel zum Magnetfeld. Die auf der Sonde aufgesammelte Menge Deuterium wurde mit der Kernreaktion $D(^3\text{He},p)\alpha$ analysiert

hängen. Die Flüsse nehmen etwas stärker als linear mit der Plasmadichte zu.

Verunreinigungsflüsse

Die Verunreinigungsflüsse entlang der Magnetfeldlinien wurden mit Aufsammlerproben aus Kohlenstoff über einzelne Entladungen gemittelt und auch zeitaufgelöst in Abhängigkeit vom Abstand von der Separatrix gemessen. Die Messungen wurden bei Divertorentladungen durchgeführt. Auf den Auffängern wird vorwiegend Sauerstoff und Eisen gefunden, daneben aber auch Ti, Si, Mo und Au. Die Ergebnisse für zeitaufgelöste Messungen an einer Position etwa 5 cm außerhalb der Separatrix sind in Abb.15 zusammengefasst. Abbildung 33 in Abschnitt 1.3.6.2 zeigt die Ergebnisse mit Neutralteilcheninjektion. Es ergibt sich im allgemeinen ein größeres Maximum am Beginn und ein kleineres am Ende der Entladung. Ein Anstieg des Verunreinigungsflusses ist auch während des Einschusses von neutralem Wasserstoff (Neutralinjektion) zu beobachten (B.M.U. Scherzer, Chen Cheng-Kai, E. Taglauer, P. Varga).

Die radiale Verteilung der Verunreinigungsflüsse, gemittelt über eine Entladung, wurde mit der QWAASS-Apparatur über Aufsammlerproben gemessen. Dabei wurde gefunden, daß die Flüsse von leichten Verunreinigungen (O, C), wie auch von schweren Verunreinigungen (Fe, Cr, Ti) mit wachsendem kleinem Radius exponentiell abnehmen. Die Abfall-Längen hängen von der Länge der Magnetfeldlinien zwischen der Probe und dem nächsten als Limiter wirkenden Wandteil ab (Länge der Flußröhren). Sie betragen für Sauerstoff 0,8 bis 1,5 cm, für Eisen 1 - 2,5 cm, während für Wasserstoff mit 0,5 - 1,5 cm die kleinsten Werte gefunden wurden (Ph. Staib, G. Staudenmaier).

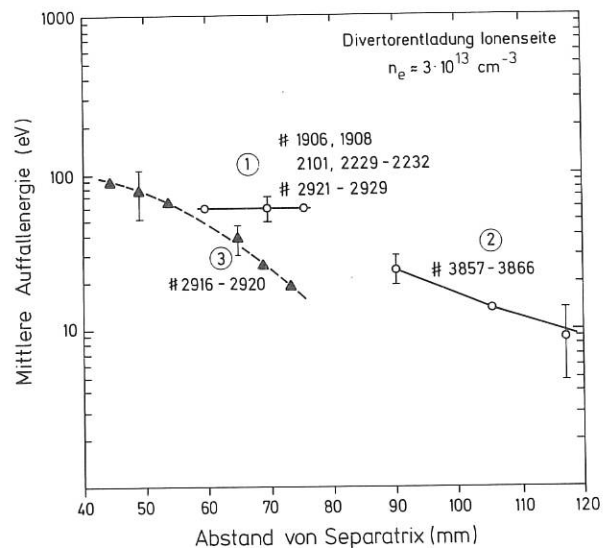
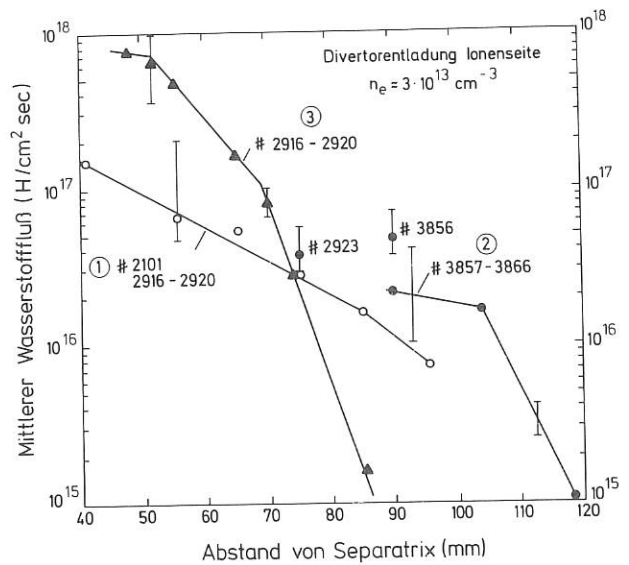


Abb.14: Wasserstoff-Flüsse und die mittlere Energie der auf die Sondenoberfläche auftreffenden Wasserstoffionen in der Randschicht von ASDEX. Für die Messungen (1) und (3) wurden die Wasserstoffionen in Kohlenstoffstreifen aufgefangen und durch thermische Desorption, bzw. die Kernreaktion $D(^3\text{He},p)\alpha$, analysiert. Die Messungen (2) wurden mit dem ExB-Analysator durchgeführt.

Erosion

Die Erosion einer mit einer Kohlenstoffschicht bedampften Al-Probe wurde in der Randschicht von ASDEX gemessen. Die Probe wurde mit der Apparatur QWAASS mit der Probenoberfläche senkrecht zum Hauptmagnetfeld exponiert. Die Dicke der Kohlenstoffschicht wurde vorher und nachher durch elastische Streuung von Protonen $C(p,p)C$ bei 1,75 MeV gemessen.

Abbildung 16 zeigt die Abnahme der Kohlenstoffschicht als Funktion des Abstandes von der Sepa-

ASDEX Schüsse Nr. 2920 - 2930
 Position: ca 50 mm außerhalb Separatrix, Zeitauflösung ± 0.2 s
 (Ionenseite)

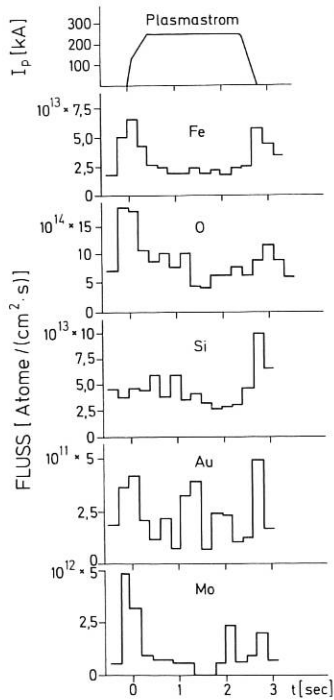


Abb.15: Verunreinigungsflüsse in Divertor-entladungen

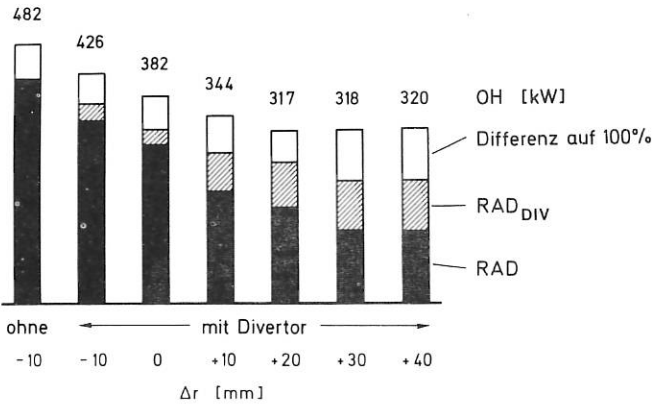
trix nach 10 Divertorentladungen im Deuterium. Ein Vergleich mit den Flüssen energiereicher Wasserstoffatome (Abb.14) ergibt, daß die Erosion höher ist als bei rein physikalischer Zerstäubung durch die Deuteriumionen. Möglicherweise trägt zur Erosion auch chemische Zerstäubung, d.h. die Bildung von CD₄ bei, da die Temperatur der Probe nahe beim Schmelzpunkt der Al-Unterlage lag. Weitere Erosionsmessungen, insbesondere auch an anderen Materialien, wie Kupfer, sollen Aufschluß über den Erosionsmechanismus bringen (J. Roth, G. Staudenmaier, W. Wampler).

1.3 Allgemeine Tokamakphysik

1.3.1 Globale Energiebilanz

In ASDEX kann man die globalen Energiebilanzen verschiedener Typen von Entladungen (L, D und DP) sehr gut miteinander vergleichen, da man von Schuß zu Schuß von einer Entladungsform zur anderen übergehen und gleichzeitig wesentliche Plasmamparameter (wie z.B. I_p, n̄_e, Plasmalage und -form) durch Feedback-Regelung konstant halten kann. Abb.17 zeigt die globale Energiebilanz für zwei derartige Übergänge: Im einen Fall wurde durch schrittweise

ÜBERGANG von L- zu D-ENTLADUNGEN



ÜBERGANG von D- zu DP-ENTLADUNGEN

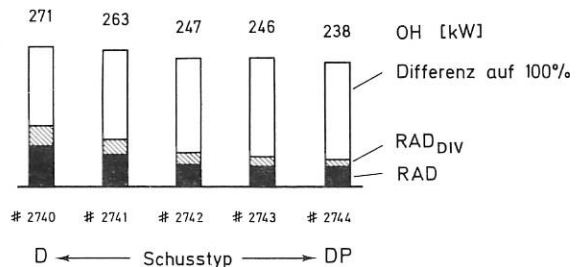


Abb.17: a) Energiebilanz eines Überganges von L- zu D-Entladungen (I_p=275 kA; n̄_e=2.3x10¹³ cm⁻³; q_a=3.9)

b) Energiebilanz eines Überganges von D- zu DP-Entladungen (I_p=250 kA; n̄_e = 2.8 x 10¹³ cm⁻³; q_a = 4.3)

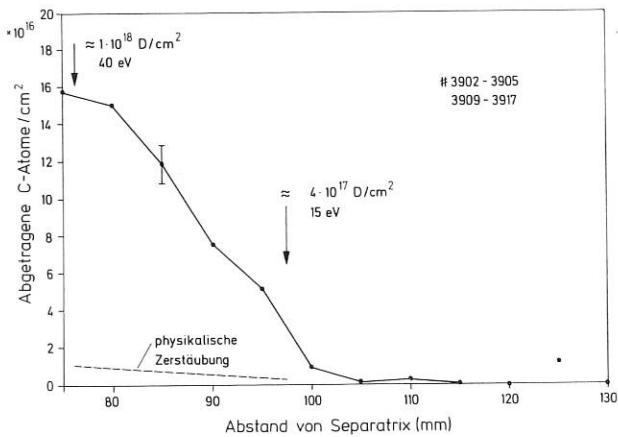


Abb.16: Erosion von dünnen Kohlenstoffschichten auf Aluminium in Abhängigkeit des Abstandes von der Separatrix. Ein Vergleich mit getrennt gemessenen Deuteriumflüssen zeigt eine höhere Erosion als von der physikalischen Zerstäubung erwartet. Chemische Zerstäubung, d.h. die Bildung von Methan, tritt bei etwa 600° C ein und könnte die hohe Erosionsrate erklären

Variation des Abstands Δr eines Pilzlimiters von der Separatrix ein Übergang von L- zu D-Entladungen realisiert. In einer anderen Schußserie wurde, ausgehend von D-Entladungen, vor jedem weiteren Schuß Titan aufgedampft, was zu einem stufenweisen Übergang von D- zu DP-Entladungen führte.

Bei der Energiebilanz ergibt sich die ohm'sche Heizleistung während der stationären Entladungsphase aus Plasmastrom und Ringspannung. Die Leistungsverluste des Plasmas durch Emission von Strahlung und Neutralteilchen werden mit Hilfe von Bolometern gemessen. Im Hauptraum gibt es außer Bolometern, die räumlich integrierend den gesamten poloidalen Querschnitt einsehen, ein ortsauflösendes Bolometer, das durch Schwenken von Schuß zu Schuß räumliche Strahlungsprofile liefert. Da die Strahlung aus dem Divertor nur in den beiden äußeren Divertorzonen mit Bolometern gemessen werden kann, muß aus diesen Messungen auf die Gesamtstrahlung extrapoliert werden. Dabei bedient man sich des experimentellen Befundes, daß zwischen den Bolometersignalen und den entsprechenden, mit Hilfe von 8 mm Mikrowellen gemessenen Elektronenliniendichten $\int n_{eD} dl$ ein linearer Zusammenhang besteht (siehe unten), und benutzt für die Extrapolation die in allen vier Divertorzonen gemessenen Liniendichten.

Die in Abb.17 ersichtlichen Differenzbeträge zwischen der ohm'schen Heizleistung (OH) einerseits, und den Verlusten durch Strahlung und Neutralteilchenemission in Hauptkammer (RAD) und Divertorkammern (RAD_{DIV}) andererseits, können als Wärmeleitungs- und Konvektionsverluste zum Limiter (L-Typ) oder zu den Prallplatten (D- und DP-Typ) interpretiert werden. Im Falle der D- und DP-Entladungen bestätigten Messungen mit Thermoelementen an den Prallplatten die Energiebilanz bis auf einen mittleren Fehlbetrag von 10 - 15 % der ohm'schen Heizleistung, was im Rahmen der möglichen systematischen Fehler liegt. Die in Abb.17 auftretenden Unterschiede in den Energiebilanzen für zwei D-Schüsse aus verschiedenen Entladungsserien spiegeln die Abhängigkeit der Strahlung von der Konditionierung der Maschine und damit den Verunreinigungsgehalt wider.

Mit abnehmender Wechselwirkung zwischen Plasma und Limiter geht nicht nur die ohm'sche Heizleistung, sondern auch der von dieser Leistung im Hauptraum abgestrahlte Anteil zurück. Bei einem Plasmastrom von 250 kA und einer Liniendichte von $2.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ werden die prozentualen Strahlungsverluste RAD/OH bei Übergang zum Divertorbetrieb halbiert; zusätzliches Ti-Gettern reduziert sie nochmals auf die Hälfte. Es verbleibt ein für die Energiebilanz vernachlässigbarer Restbetrag von 12 % der ohm'schen Heizleistung. Im Durchschnitt werden in D-Entladungen mit den angegebenen Plasmaparametern 2/3 der Leistungsverluste des Hauptplasmas in den Divertor abgeführt. Die Hälfte dieses Energieflusses wird durch Emission von Strahlung und Neutralteilchen isotrop auf die Wände der Divertorkammern verteilt, während der Rest auf die Prallplatten deponiert wird. Ti-Gettern vermindert die Strahlungsverluste im Divertor auf Kosten einer wachsenden Belastung der Prallplatten.

Während in Abb.17 die Energiebilanz dreier Entladungstypen bei sonst ähnlichen Entladungsbedingungen verglichen wurde, zeigt Abb.18 für D-Entla-

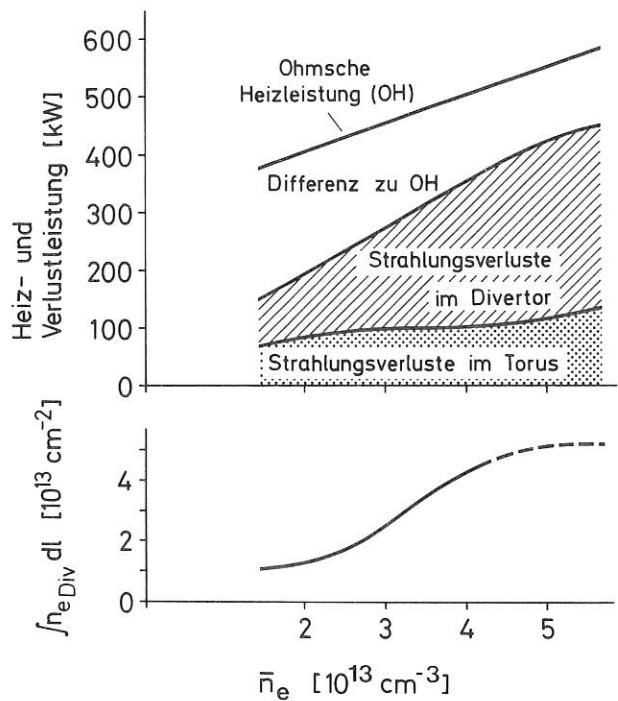


Abb.18: Abhängigkeit der Energiebilanz bei D-Entladungen von der Plasmadichte \bar{n}_e ($I_p = 400 \text{ kA}$; $q_a = 2.7$)

dungen die Variation der Energiebilanz mit der Plasmadichte \bar{n}_e . Bei dieser Serie mit einem Plasmastrom von 400 kA wurde die Dichte in der stationären Entladungsphase von Schuß zu Schuß erhöht. Es zeigt sich, daß

- die ohm'sche Heizleistung OH linear mit \bar{n}_e anwächst,
- die Strahlungsverluste RAD im Hauptraum über einen größeren \bar{n}_e -Bereich nahezu konstant bleiben, und
- die Verluste durch Emission von Strahlung und Neutralteilchen im Divertorraum RAD_{DIV} mit dem Linienintegral der Elektronendichte im Divertor $\int n_{eDIV} dl$ linear korreliert sind und nichtlinear mit \bar{n}_e ansteigen.

Der Befund eines linearen Zusammenhangs zwischen RAD_{DIV} und $\int n_{eDIV} dl$ in der stationären Phase von D-Entladungen wurde noch in drei weiteren Fällen beobachtet, in denen $\int n_{eDIV} dl$ auf unterschiedliche Weise variiert wurde:

- Ein Teil des Teilchen- und Energieflusses in den Divertor wurde durch den äußeren Flügel des poloidalen Limiters, der schrittweise an die Separatrix herangeschwenkt wurde, absorbiert.
- Durch stufenweise vertikale Verschiebung des Plasmas.
- In einem schrittweisen Übergang von D- zu DP-Entladungen zwischen Ti-Gettern. (In diesem Experiment ist die Linearität zwischen RAD_{DIV} und $\int n_{eDIV} dl$ allerdings nicht so streng gewahrt wie in den anderen Fällen.)

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei hohem Strom ($I_p = 400 \text{ kA}$) und hoher Dichte ($\bar{n}_e = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) die Volumenverluste im Divertor, d.h. die dort

stattfindende Strahlungs- und Neutralteilchenemission, den dominanten Energieverlustkanal des Gesamtplasmas in D-Entladungen darstellt. RAD_{DIV} erreicht Werte bis zu 55 % der ohm'schen Heizleistung bzw. 70 % der in die Divertorkammern abgeführten Leistung.

1.3.2 Strahlungsverluste durch Verunreinigungen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde dargelegt, daß bei ASDEX ein großer Teil der Heizleistung durch Strahlung abgeführt wird. Dieser Begriff schließt hier auch emittierte Neutralteilchen ein. Die Strahlungsverluste in der Hauptkammer aufgrund von Verunreinigungen im Plasma sind jedoch gerade bei ASDEX im allgemeinen klein. Trotzdem ist eine Interpretation der entsprechenden Meßergebnisse sehr wünschenswert, da die Kenntnis der Ursachen der Strahlungsverluste und ihre Skalierung für die Planung zukünftiger Fusionsexperimente dringend benötigt werden. Speziell im Falle der Verunreinigungsstrahlung ist das Thema jedoch sehr komplex. Es umfaßt die Quellen der Verunreinigungen, ihre Abschirmung in der Plasmarandschicht, ihren Transport innerhalb des Plasmas und schließlich den Zusammenhang zwischen lokaler Ionendichte und abgestrahlter Leistung.

Das Experiment ASDEX ist zur Klärung dieser Probleme besonders gut geeignet. Es erlaubt die Erzeugung wohldefinierter Plasmen über einen Zeitraum, in dem alle relevanten Prozesse einen stationären Zustand erreichen, was die Interpretation sehr erleichtert. Die Untersuchung der Quellen und der Abschirmung von Verunreinigungen ist ein erklärtes Ziel des Experiments und wird auch im Abschnitt 1.2.4 behandelt. Außerdem liegen alle Messungen vor, die für einen Vergleich mit Modellrechnungen benötigt werden, nämlich eine lokale Messung der Strahlungsverluste, die spektroskopische Bestimmung der Verunreinigungsdichten sowie CX-Messungen der Neutralteilchen.

Zur Interpretation der Verunreinigungsstrahlung dient ein bereits früher benutztes Transportmodell. Für die Flüsse sämtlicher Teilchensorten k wird folgender Ansatz gewählt:

$$\Gamma_k = -D \left(\frac{\partial n_k}{\partial r} + \frac{2r}{a} n_k \right),$$

wobei D einen anomalen, konstanten Diffusionskoeffizienten darstellt. Die gekoppelten Kontinuitätsgleichungen aller Ionisationsstufen werden mit Hilfe dieses Ansatzes von einem schnellen Transportprogramm zeitabhängig gelöst. Anschließend werden Linien- und Kontinuumsstrahlung aus den atomaren Kenngrößen berechnet. Die Ratenkoeffizienten für Rekombination sind auf dem neuesten Stand.

Ein gut isolierbarer Teil des ganzen Problemkreises ist der Vergleich gemessener lokaler Strahlungsverluste mit berechneten Werten, die sich auf gemessene Verunreinigungsdichten und Plasmaparameter stützen. Dabei treten jedoch bereits relativ große Unsicherheiten auf, die für leichte und für schwerere Verunreinigungen unterschiedliche Ursachen haben. Leichte Verunreinigungen, wie z.B. Kohlenstoff oder Sauerstoff, strahlen bevorzugt in der Randzone der Entladung, wo die Plasmaparameter weniger gut bekannt sind als im Plasmainneren. Die Emission er-

folgt in einer Schale geringer radialer Ausdehnung, so daß an die Ortsauflösung des Bolometers hohe Anforderungen gestellt werden. Schließlich spielt hier der bisher unverstandene, anomale Transport eine große Rolle, weshalb die entsprechenden Ionisationsstufen weit vom Korona-Gleichgewicht entfernt sind.

Der Einfluß des erhöhten Transports auf die Strahlung der Sauerstoffionen ist in Abb.19 demonstriert.

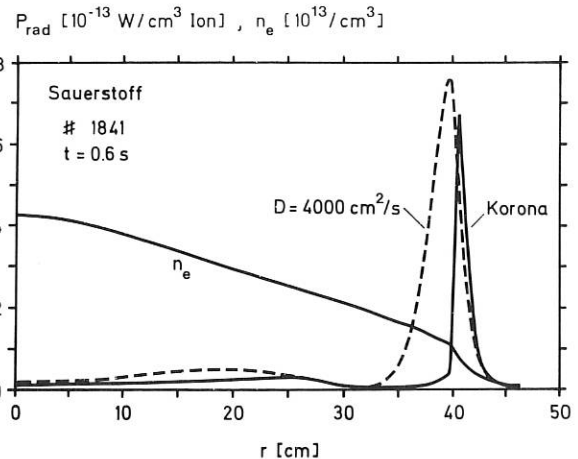


Abb.19: Einfluß des Transports auf die Sauerstoffstrahlung. Dargestellt ist die lokal abgestrahlte Leistung pro Ion für eine typische D-Entladung

Das Bild zeigt die abgestrahlte Leistung pro Volumeneinheit als Funktion des Radius für eine typische ASDEX-D-Entladung. Im Korona-Fall stellt sich eine äußerst schmale, strahlende Zone weit außen in der Randschicht ein. Durch den Einfluß des Transports ($D = 4000 \text{ cm}^2/\text{s}$) wird diese Schale verbreitert und wandert nach innen in Gebiete höherer Elektronendichte. Dadurch nimmt die Gesamtstrahlung um den Faktor drei zu. Die Emissionsprofile einzelner Ionisationsstufen werden natürlich in gleicher Weise beeinflusst und können daher zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten herangezogen werden.

Im Vergleich dazu sind die Ionisations- und Rekombinationsraten schwerer Elemente, z.B. Eisen, wesentlich höher, was bei Plasmen der Größe von ASDEX zu einer Annäherung an das Korona-Gleichgewicht führt. Ein Schluß auf den Teilchentransport aus gemessenen, stationären Emissionsprofilen ist nur in wenigen Fällen (edelgasähnliche Ionen, niedrige Dichte) mit ausreichender Empfindlichkeit möglich. Abbildung 20 zeigt gemessene und berechnete Radialverteilungen der Linienstrahlung von Fe XVII für eine Achsendichte von $2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. In diesem Fall wird eine Abweichung vom Korona-Modell und der übliche Diffusionskoeffizient deutlich bestätigt. Für eine Berechnung der abgestrahlten Leistung ist jedoch fast immer das Korona-Modell ausreichend. Dem Teilchentransport kommt nur insofern Bedeutung zu, als er die radiale Verteilung der Verunreinigungsgesamtdichte vorhersagen muß. Andererseits sind bei schwereren Ionen die Ratenkoeffizienten und die Strahlungsparameter noch sehr ungenau bekannt. Was die ersteren betrifft, so kann Abb.20 auch als eine Bestätigung der verwendeten Raten gelten, falls der Transport richtig angesetzt wurde.

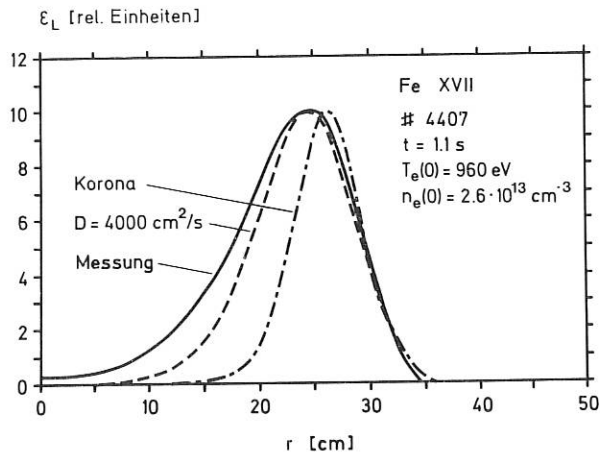


Abb.20: Gemessene und berechnete Radialverteilung der Linienstrahlung von Fe XVII (L-Entladung)

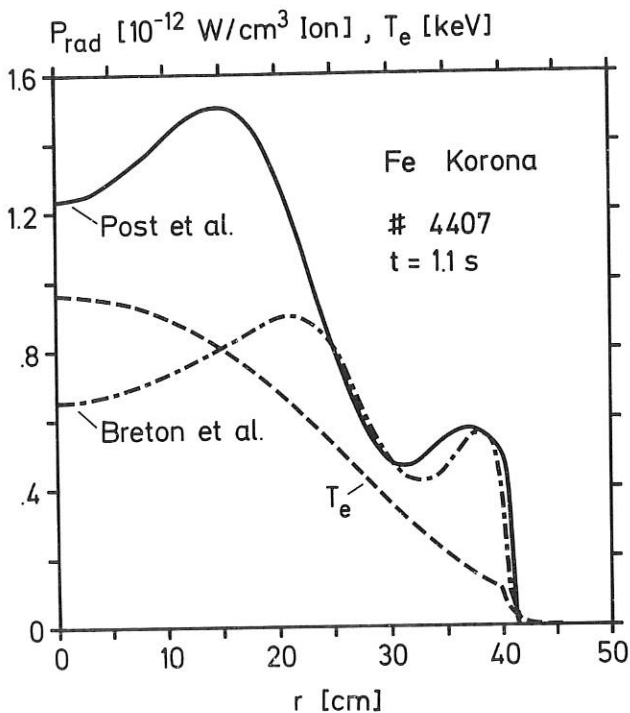


Abb.21: Lokal abgestrahlte Leistung pro Fe-Ion für eine L-Entladung nach den Korona-Rechnungen verschiedener Autoren

Abbildung 21 zeigt die lokalen Strahlungsverluste einer ASDEX-Limiterentladung durch Fe-Ionen im Korona-Gleichgewicht. Die Berücksichtigung des Teilchentransports führt hier nur zu einer Abflachung der Strukturen und beeinflusst die Gesamtstrahlung relativ wenig. Die Strahlungsparameter der Autoren Post et al. /1/ und Breton et al. /2/ führen im oberen Temperaturbereich jedoch zu deutlich verschiedenen Ergebnissen.

/1/ D.E.Post, R.V.Jensen, C.B.Tarter, W.H.Grasberger, W.A.Lokke, PPPL-1352, Princeton, Plasma Physics Laboratory, Princeton (1977)

/2/ C.Breton, C.deMichelis, M.Mattioli, JQSRT 19 367 (1978)

Um einen Vergleich mit den Bolometermessungen durchführen zu können, müssen Dichten der wichtigsten Verunreinigungen gemessen und ihre Strahlungsbeiträge aufsummiert werden. Für die verschiedenen Typen von ASDEX-Entladungen sind folgende Anteile zu berücksichtigen:

D:	O, C, CX
DP:	CX
L:	O, C, Fe, Cr, Ni
Neutralinjektion:	CX

Als Beispiel für einen derartigen Vergleich sollen Entladungen mit toroidalem Limiter herangezogen werden. Die spektroskopisch gemessene Eisendichte ist dann etwa $10^{10} \text{ Ionen/cm}^3$, was nach Abb.21 zu einer lokalen Abstrahlung von ca. 15 mW/cm^3 im achsennahen Bereich führt. Die Berücksichtigung der restlichen Edelmetallkomponenten und des Sauerstoffs führt insgesamt zu einem Wert von ca. 30 mW/cm^3 , der in befriedigender Übereinstimmung mit den Bolometerresultaten von 43 mW/cm^3 steht. Dieses Ergebnis ist typisch für die Analyse sämtlicher Entladungen, und der Vergleich der integral abgestrahlten Leistungen ergibt ein ähnlich konsistentes Bild.

1.3.3 Pelleteinschuß und Teilchentransport⁺

In der stationären Phase von ASDEX-Entladungen wurden ein oder auch zwei gefrorene Deuteriumpellets mit einer Leichtgaskanone (s. Abschn. 6.5) eingeschossen. Die bisherigen Versuche dienten neben der Erprobung der Technik der Untersuchung des Eindringverhaltens von Pellets sowie des Transports von Wasserstoff im Inneren des Plasmas. Als Nachfüllmethode wurde das Verfahren nicht verwendet, da sich einerseits die Zufuhr von gasförmigem Wasserstoff bisher als ausreichend erwies, andererseits hierzu viele Pellets während einer Entladung nötig wären.

1.3.3.1 Eindringtiefen und Ablation der Pellets

Die Eindringtiefen der Pellets in das ASDEX-Plasma wurden durch zeitintegrierte Fotografie (Abb.22) bestimmt. Für Elektronendichten $\bar{n}_e > 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ stimmen die gemessenen Werte relativ gut mit den aus dem Neutralgas-Shielding-Modell berechneten überein (Abb.23). Nach diesem Modell sollte jedoch die Eindringtiefe für abnehmende Elektronendichte monoton zunehmen. Die Experimente ergaben dagegen für $\bar{n}_e < 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ein Abnehmen der Eindringtiefe mit abnehmender Dichte. Für kleine Dichten wird die Ablation vermutlich nicht mehr durch Energietransport durch die thermischen Plasmaelektronen auf die Pelletoberfläche dominiert. Aus der Beobachtung der Röntgenemission läßt sich vielmehr schließen, daß in den Niedrig-Dichte-Entladungen Runawayelektronen einen wesentlichen Beitrag zur Aufheizung und Verdampfung der Pellets liefern. Infolge ihrer hohen Energie dringen diese Elektronen weit ins Pellet ein und heizen das gesamte Pelletvolumen gleichmäßig auf. Das auf

⁺ In Zusammenarbeit mit K. Büchl, Arbeitsgruppe JDP und G. Vlases, University of Washington

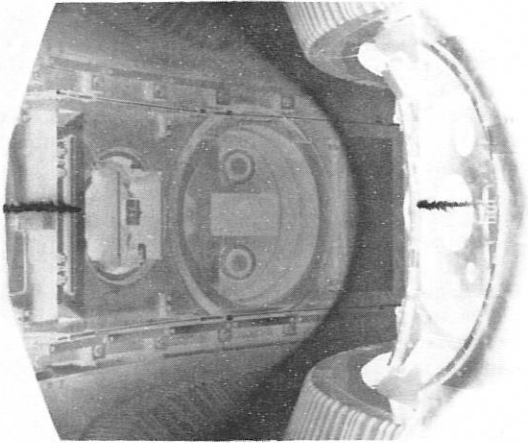


Abb.22: Zeitintegriertes Foto eines Pellets während der Ablation im Plasma ($\# 3815$: $\bar{n}_e = 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Das Pellet wird von links injiziert. Der im rechten Teil des Bildes erkennbare Anfang der Pelletbahn entsteht über einem Spiegel, der es erlaubt, tiefer in den Einschubstutzen zu schauen.
Pelletgröße: $0,8 \text{ } \phi \times 0,83 \text{ mm}$
Pelletgeschwindigkeit: 595 m/s
Eindringtiefe: 23 cm

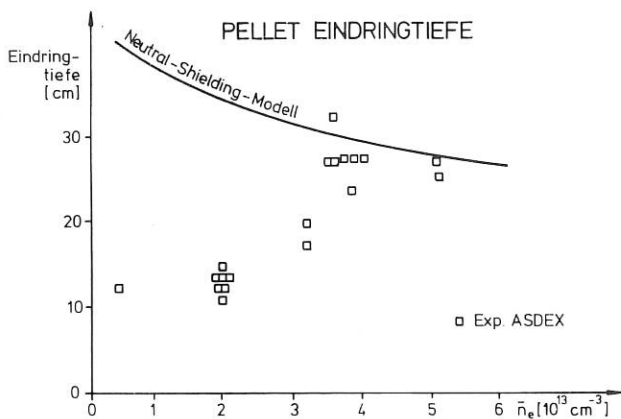


Abb.23: Pelleteindringtiefe ins Plasma als Funktion der mittleren Plasmadichte. Die theoretische Kurve wurde aus dem Neutralgas-Shielding-Modell mit parabolischem Dichteprofil und doppelt-parabolischem Temperaturprofil ($T_{e0} = 600 \text{ eV}$) berechnet.
Pelletgröße: ca. $1 \text{ mm } \phi \times 1 \text{ mm}$,
Pelletgeschwindigkeiten: $\sim 600 \text{ m/s}$

Fotos erkennbare explosionsartige Verdampfen der Pellets stützt diese Hypothese. Eine Abschätzung mit den nur ungenau bekannten Flüssen und Energien der Runawayelektronen spricht ebenfalls für ein solches Modell.

Durch Integration des Dichteprofiles kann die injizierte Teilchenzahl berechnet und mit der Pelletgröße verglichen werden. Für die im folgenden Abschnitt näher betrachtete Entladung ($\# 3626$) ergibt sich z.B. die Zahl der eingeschossenen Atome

zu 4×10^{19} . Die Pelletgröße kann direkt aus dem Foto des Pellets vor dem Einschub berechnet werden und ergibt in guter Übereinstimmung $3,9 \times 10^{19}$ ($\pm 20 \%$) Atome. Daraus kann geschlossen werden, daß das Pellet vollständig im Plasma ablatiert wird.

1.3.3.2 Untersuchung des Teilchentransports

Die Injektion eines Pellets in eine stationäre Entladung bedeutet eine Störung des Dichteprofiles, die sich entsprechend den Transportgesetzen ausgleicht. Da das Pellet in ca. $0,3 \text{ ms}$ vollständig ablatiert wird, die Transportzeitskala aber mehrere 10 ms beträgt, kann in der Kontinuitätsgleichung für die gestörten Größen der Quellterm Null gesetzt werden:

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} = \text{div } \tilde{\Gamma}$$

Mißt man also den zeitlichen Verlauf der Dichtestörung \tilde{n} mit ausreichender Genauigkeit, so kann man den Teilchenfluß $\tilde{\Gamma}$ senkrecht durch die magnetischen Flächen bestimmen und Rückschlüsse sowohl auf die Art des Transports als auch auf seine Größe ziehen.

Die Messung von \tilde{n}_e erfolgt mit Hilfe des HCN- und des Mikrowelleninterferometers. Es stehen horizontale Kanäle an den Radien $0, +10, +20$ und $+30 \text{ cm}$ zur Verfügung. Bei Pelleteinschub zeigen diese Kanäle eine zur Mittelebene des Torus völlig symmetrische Anhebung von $\int n_{edl}$. Die Störung am Separatrixradius 40 cm wird bei der Entabelung der Interferometersignale als vernachlässigbar angenommen. Abbildung 24 zeigt den sich aus der Kontinuitätsgleichung ergebenden Störfluß zu zwei verschiedenen Zeiten nach Einschub des Pellets.

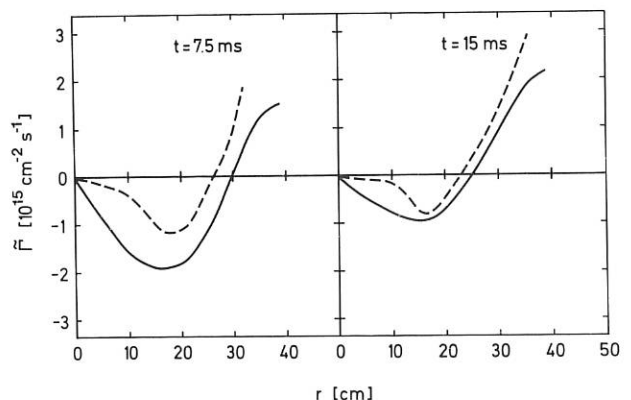


Abb.24: Gemessener Störfluß nach Einschub des Pellets, bestimmt aus der Kontinuitätsgleichung

$$\tilde{\Gamma} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^r \tilde{n} r \text{ dr}$$

(durchgezogene Kurve) im Vergleich zum Störfluß, der sich aus

$$\tilde{\Gamma} = -D \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \text{ mit } D = 0,4 \text{ m}^2/\text{s}$$

ergibt (gestrichelte Kurve).

Der Fluß ist sowohl zur Achse als auch zum Plasmarand hin gerichtet und ist Null in der Nähe des Radius, wo die Störung selbst ihr Maximum zeigt. Dieses Ergebnis legt nahe, daß der Transport im wesentlichen diffusiv erfolgt, d.h. $\tilde{\Gamma} \propto -\partial \tilde{n} / \partial r$ ist. Da die n_e -Profile durch Entabelung gewonnen wurden und die Fehler bei Differentiation sehr groß werden, ist eine genaue Bestimmung des Proportionalitätsfaktors (d.h. des Diffusionskoeffizienten) als Funktion des Radius nicht möglich. Dennoch wurde die Größe $-D \partial n_e / \partial r$ in Abb.24 eingezeichnet, wobei für $D = 0.4 \text{ m}^2/\text{s}$ gewählt wurde. Dieser anomal hohe Wert wurde bereits aus anderen Untersuchungen des Transports sowohl von Wasserstoff als auch von Verunreinigungen gefunden *) und liefert offenbar die richtige Größenordnung für $\tilde{\Gamma}$. Der früher eingeführte Einwärtsfluß *) kann aus diesen Messungen nicht bestimmt werden, weil der Transport durch den diffusiven Anteil dominiert wird und die Lage des Maximums der Störung, wo der diffusive Anteil verschwindet, nicht genau genug bekannt ist. Aus den stationären Profilen folgt jedoch die Existenz eines Einwärtsflusses, wenn man unterstellt, daß durch die Pelletexperimente ein sehr hoher Diffusionskoeffizient im Inneren des Plasmas nachgewiesen wurde. Darüber hinaus ist die Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Fluß in Abb. 24 immer negativ, was tendenziell auf einen überlagerten Einwärtsfluß hinweist.

Basierend auf der grundsätzlichen Bestätigung unseres Transportmodells durch den direkt gemessenen Störfluß wurde die zeitliche Entwicklung der Profile berechnet. In Abb. 25 ist der Vergleich mit den experimentellen Profilen zu verschiedenen Zeiten durchgeführt. Die Übereinstimmung ist hinrei-

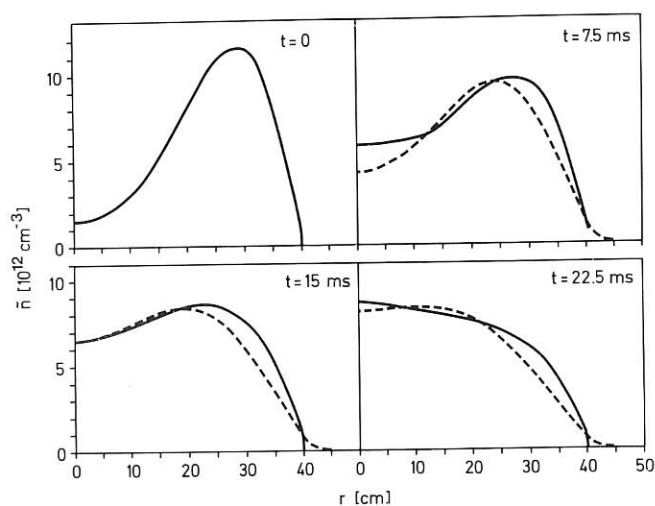


Abb.25: Gemessene Stördichteprofile zu verschiedenen Zeiten nach Einschub des Pellets (durchgezogene Kurven) im Vergleich zu berechneten Profilen mit dem Ansatz

$$\tilde{\Gamma} = -D \left(\frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} + \frac{2r}{a} \tilde{n} \right) \text{ (gestrichelte Kurve)}$$

*) K.Behringer, W.Engelhardt, G.Fußmann and the ASDEX-team, Particle in ASDEX, Proc. IAEA Techn.Comm.Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching 1981, paper I.C6, S. 42

chend gut. Aufgrund des vorliegenden Materials kann jedoch nicht entschieden werden, ob der anomale Diffusionskoeffizient eine gewisse radiale Abhängigkeit besitzt. Insbesondere erscheint es als sehr schwierig, die beiden Flußanteile getrennt zu messen. Man benötigt hierzu äußerst präzise gemessene Profile, was eine größere Anzahl von Interferometerkanälen voraussetzen würde.

1.3.4 Dichtegrenze

Die Parameterabhängigkeit der maximal erreichbaren Dichte wurde für D-Entladungen (Divertor ohne Titanverdampfung) in Wasserstoff eingehend untersucht. Bei den drei Plasmaströmen 250, 325 und 400 kA wurde q_a , der q-Wert am Plasmarand, über das toroidale Magnetfeld B_t variiert. Das Resultat ist in Abb. 26 dargestellt; \bar{n}_e ist das interferometrisch gemessene Dichtemittel.

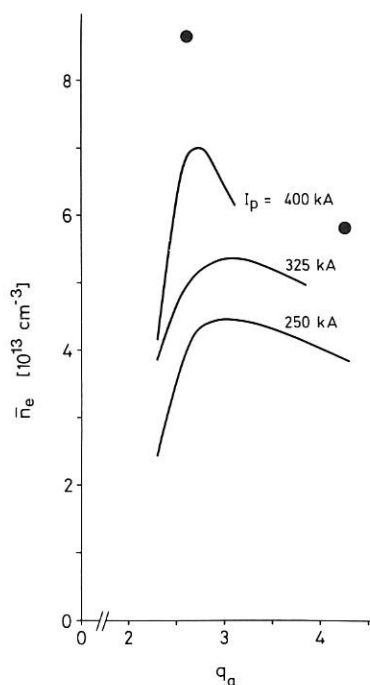


Abb.26: Die Dichtegrenze als Funktion von q_a bei verschiedenen Plasmaströmen I_p .

— D-Entladungen
● DP-Entladungen

Wie aus Abb. 26 zu ersehen ist, wächst bei gegebenem q_a die maximal erreichbare Dichte mit dem Strom, d.h. mit dem Hauptfeld B_t . Die Kurven fallen nach $q_a = 2$ hin steil und nach großen Werten von q_a flach ab. Offensichtlich stellt $q_a = 2$ eine nicht überschreitbare Grenze dar. Da mit wachsendem q_a das Stromdichteprofil schmäler wird, kann der in Abb. 26 gezeigte Kurvenverlauf auf die Existenz eines "optimalen Stromdichteprofiles" zurückgeführt werden.

Für die Abhängigkeit der Parameterabhängigkeit der Dichtegrenze hat sich das Hugill-Diagramm bewährt **). Dabei wird $1/q_a$ gegen den sog. Murakami-Para-

***) K.B. Axon et al., Proc. 8th Int.Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Brüssel 1980, IAEA-CN-38/N-4

meter, nämlich das Produkt $\bar{n}_e R/B_t$ (R = großer Radius) aufgetragen. In dieser Darstellung fallen, wie Abb. 27 zeigt, die drei Kurven der Abb. 26 zusammen.

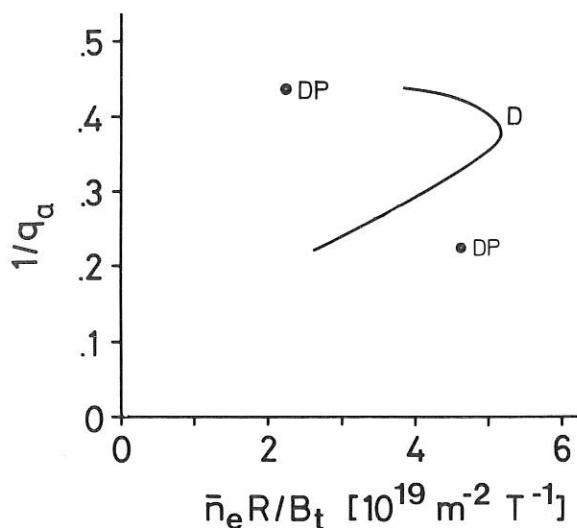


Abb. 27: Transformation der Abb. 26 in das sog. Hugill-Diagramm.

— D-Entladungen;
• DP-Entladungen

Beide Darstellungen suggerieren, daß die Dichtegrenze durch zwei konkurrierende Prozesse gegeben ist, deren einer offenbar mit der Lage der $q = 2$ -Fläche relativ zum Rand zusammenhängt. Der andere Prozeß wird meist mit den Strahlungsverlusten in Zusammenhang gebracht, die zu Stromdichteprofilen führen könnten, bei denen die $m = 2$ -Mode instabil wird.

Hinweise in dieser Richtung liefern einige experimentelle Befunde, auf die im folgenden eingegangen werden soll:

Zur Feststellung der Dichtegrenze läßt man während des Stromplateaus die Dichte linear anwachsen; der zugehörige Gasfluß ist praktisch konstant, wie schematisch in Abb. 28 dargestellt. Auch die Ring-

spannung ist nahezu konstant; sie steigt allenfalls langsam an. Bei manchen Entladungen - hier als Typ A bezeichnet - setzt sich dieses Verhalten bis zum Einsatz der Disruption fort. Im Gegensatz dazu ändert sich bei Entladungen vom Typ B der Zeitverlauf etwa 50 ms vor dem Abbruch, wie in Abb. 28 dargestellt: Die Dichte wächst steiler an; da der feedbackgesteuerte Gasfluß zurückgenommen wird, muß die Teilchenquelle eine andere sein. Die mit dem schnelleren Anwachsen der Dichte korrelierte Zunahme der Ringspannung spricht dafür, daß zumindest ein Teil des "Dichteüberschusses" von Verunreinigungen stammt. Darauf weisen auch der Zeitverlauf der Röntgendiagnosesignale und der Emission von Verunreinigungslinien (insbesondere O VI) hin, die ebenfalls in den letzten 50 ms wesentlich steiler anwachsen als zuvor. Ein weiterer wesentlicher Unterschied betrifft das Verhalten der mit dem Bolometer gemessenen abgestrahlten Leistung P_{rad} . Bei Schüssen vom Typ A verläuft sie etwa proportional zur Dichte und beträgt vor dem Abbruch 15 - 25 % der ohm'schen Heizleistung P_{OH} ; solche Werte sind auch für stabile Entladungen mit Dichteplateau charakteristisch. In Typ B-Entladungen hingegen geht der zunächst ebenfalls lineare Anstieg der Strahlungsleistung in einen exponentiellen über, und zwar schon erheblich vor dem in Abb. 28 dargestellten "Knick", nämlich etwa 200 ms vor dem Abbruch. Unmittelbar vor diesem ist das Verhältnis $P_{\text{rad}}/P_{\text{OH}}$ auf 35 - 40 % angestiegen; dabei ist die ohm'sche Heizleistung wegen der Zunahme der Ringspannung in den letzten 50 ms um typisch 20 % größer als in der Phase konstanter Spannung.

Bemerkenswerterweise lassen sich die Schußtypen und die q_a -Werte einander zuordnen: Unterhalb von $q_a = 2,5$ werden nur A-Entladungen, oberhalb von 2,8 nur B-Entladungen beobachtet. Im Bereich $2,5 \leq q_a \leq 2,8$, also etwa bei den Maxima der Kurven in Abb. 26, treten beide Typen auf, wobei das B-Verhalten meist schwächer ausgeprägt ist als für größere Werte von q_a . Das Auftreten der Typ B-Entladungen und die Korrelation zu q_a , wiewohl im einzelnen noch unverstanden, spricht somit stark dafür, daß Strahlungsverluste den in Abb. 26 gezeigten Kurvenverlauf mitbestimmen.

Es lag nahe, den Zeitverlauf der Strahlungsleistung, wie er sich bei B-Entladungen spontan einstellt, durch Zugabe von Verunreinigungen zu imitieren. Um eine bleibende Verschmutzung des Gefäßes zu vermeiden, wurden Edelgase gewählt und unter diesen Neon, das dem Sauerstoff, der vermutlich dominanten Verunreinigung, am ähnlichsten ist. Bei q_a -Werten um 3 (250 und 325 kA) wuchs die Strahlungsleistung wie bei B-Entladungen bis zum Abbruch auf 35 - 40 % der Heizleistung an. Eine detaillierte Parameterstudie steht noch aus.

Für DP-Entladungen (Divertor mit Titanverdampfung) liegen nur zwei Werte vor, die in die Abb. 26 und 27 eingetragen sind. Sie wurden bei 400 kA ($q_a = 2,6$) und bei 250 kA ($q_a = 4,25$) gewonnen und dokumentieren die erzielbaren Verbesserungen.

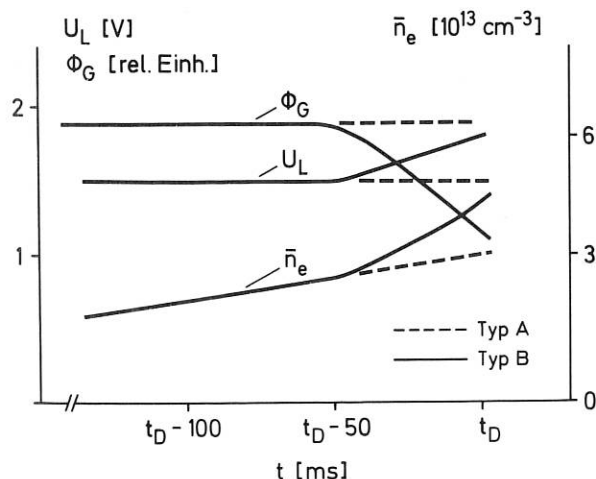


Abb. 28: Typischer Zeitverlauf der Ringspannung U_L , des Gasflusses Φ_G und der mittleren Dichte \bar{n}_e vor dem Abbruch ($t=t_D$) für die Entladungstypen A und B

1.3.5 Suprathermische Langzeitentladungen

Die Ende 1980 begonnene Untersuchung von Langzeitentladungen mit niedriger Dichte wurden im Juli 1981 - unter verbesserten Bedingungen bei der Diagnostik und der Datenaufnahme - wieder aufgenommen. Es konnten jetzt sehr reproduzierbare Entladungen mit konstanten Plasmaströmen von 250 kA bei einer Umfangsspannung von 0,15 V hergestellt werden. Die Entladungsdauer wurde dabei aus technischen Gründen auf 8 s begrenzt. Eine genaue Vermessung des Dichteabfalls nach Schließen des H₂-Ventils ($t = 0.8$ s) zeigte, daß bei diesen Titan-gegeterten Divertorentladungen die Dichte innerhalb von 200 ms vom ursprünglichen Plateauwert von $\bar{n}_e = 2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auf $\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ abfällt und danach asymptotisch gegen $n_e \approx 0.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ strebt. Dieser asymptotische Grenzwert ist vermutlich durch das Ausgasen der Wände bedingt.

Bei den physikalischen Untersuchungen dieser Entladungen stellen sich insbesondere folgende Fragen:

- Wie ist das Einschlußverhalten bei sehr niedrigen Dichten?
- Wie stark sind die Abweichungen von der Maxwell-Verteilung bei den Elektronen; bzw. welcher Bruchteil des Stromes wird von suprathermischen Elektronen getragen?
- Welche Mechanismen verhindern das unbegrenzte Anwachsen der Elektronenenergie, d.h. unterdrücken den Runaway-Effekt?

Einige Aufschlüsse zu diesem Fragenkomplex konnten mit Hilfe der Analyse der weichen Röntgenstrahlung (PHA), der Elektronenzyklotronstrahlung (ECE), der Thomsonstreuung sowie Ladungsaustauschmessungen (CX) und Hochfrequenzmessungen gewonnen werden. Hiernach ergibt sich grob das folgende Bild: Während des raschen Abfalls der Dichte kommt es zunächst zu einem Anstieg der Elektronentemperatur von 0,7 keV auf etwa 1,5 keV. Bei Unterschreiten eines kritischen Dichtewertes von ca. $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ setzen Mikroinstabilitäten ein, die an einem stufenhaften Anwachsen der ECE-Signale erkennbar sind. Etwa 0,5 s nach Schließen des Gasventils liegt eine stationäre Verteilungsfunktion mit einem im Vergleich zur Maxwell-Verteilung stark angehobenen suprathermischen Anteil vor. Die Abbildungen 29a und 29b demonstrieren anhand der PHA-Spektren den Übergang von der Normalentladung zum suprathermischen Fall. Während im ersten Fall (Abb. 29a) die logarithmische Steigung des Bremsstrahlungsspektrums eine mit der ECE-Messung übereinstimmende Temperatur von 0,7 - 0,8 keV liefert, ist im Fall der Abb. 29b wegen des stark angehobenen Flügels eine Temperaturzuordnung kaum mehr möglich.

Unter Verwendung des vorliegenden Datenmaterials ergeben sich für das Niedrig-Dichte-Plasma aus Abschätzungen überraschend gute Einschlußigenschaften. So beträgt die Energieeinschlußzeit etwa 40 ms, während man unter Annahme der ALCATOR-Skalierung nur 2 ms erwarten würde. Im Rahmen der Abschätzungen erhält man weiterhin, daß etwa 5 % der Teilchen des suprathermischen Schwanz der Verteilung ($5 \text{ keV} \lesssim E \lesssim 100 \text{ keV}$) bilden und damit etwa 60 % zur Stromdichte und 30 % zur Energiedichte beitragen.

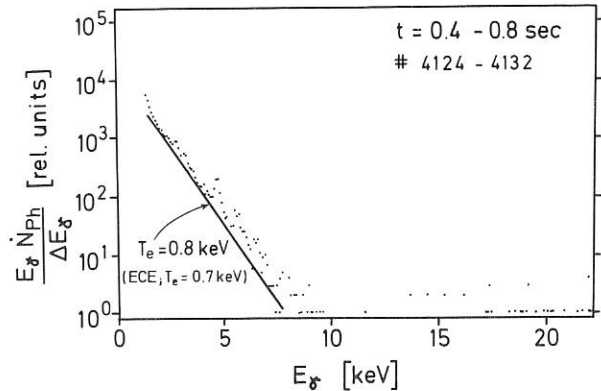


Abb. 29a: Spektrum der Plasma-Bremsstrahlung bei mittlerer Elektronendichte ($\bar{n}_e = 2,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)

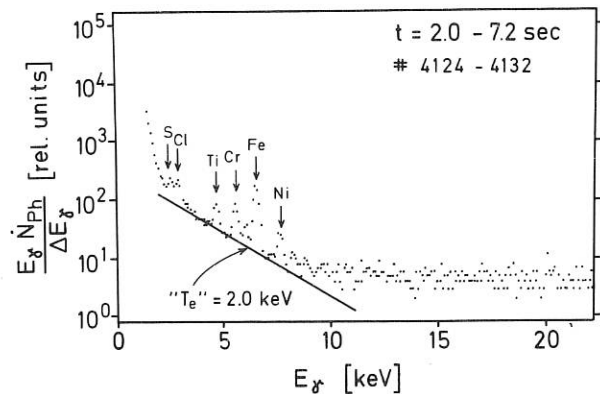


Abb. 29b: Spektrum der Plasma-Bremsstrahlung (mit stark angeregten K_{α} -Verunreinigungslinien) während der stationären suprathermischen Phase einer Niedrig-Dichte-Entladung ($\bar{n}_e = 1,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)

Als sehr aufschlußreich haben sich Messungen der HF-Aktivität im Frequenzbereich 0,1 - 1 GHz erwiesen. Sie zeigen ein drastisches Ansteigen der vom Plasma emittierten Hochfrequenzstrahlung (70dB bei 0,5 GHz) beim Übergang zum suprathermischen Entladungstyp. Diese Beobachtung liefert den wichtigen Hinweis, daß die Wechselwirkung von Teilchen und Wellen in diesen Plasmen eine entscheidende Rolle spielt und u.a. für den Transfer von Parallel- in Senkrechtenergie bei den Teilchen verantwortlich ist. Diese Interpretation wird durch CX-Messungen bestätigt: Korreliert mit dem stufenhaften Anwachsen der Zyklotronstrahlung (Abb. 30 oben), setzt ein suprathermischer Ionen-Umladungsfluß senkrecht zum Magnetfeld ein, während parallel zum Magnetfeld ein Abklingen des hochenergetischen Flusses beobachtet wird (Abb. 30 unten).

Von besonderem Interesse sind die beschriebenen Entladungen im Zusammenhang mit der Möglichkeit des Stromtreibens mittels Hochfrequenz, was grundsätzlich den Übergang vom gepulsten zum kontinuierlichen Betrieb beim Tokamakreaktor erlauben würde. Wie insbesondere am PLT-Tokamak (Princeton/USA) demonstriert wurde, ist der Stromtrieb bei der unteren Hybridfrequenz (LH) in suprathermischen Plas-

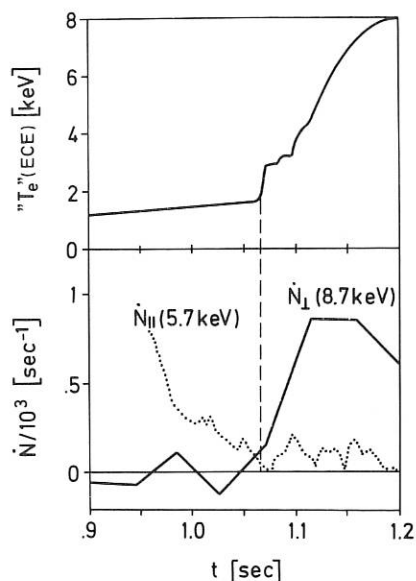


Abb. 30: Korrelation der hochenergetischen Ladungsaustauschflüsse parallel (\dot{N}_{\parallel}) und senkrecht (\dot{N}_{\perp}) zum Magnetfeld (unten) mit dem suprathermischen Anstieg der Elektronenzyklotron-Strahlung (oben)

men sehr effektiv, während er in Normalentladungen bisher nicht produziert werden konnte. Für derartige Studien erscheint ASDEX wegen seiner langen Entladungsdauern und der in Zukunft zur Verfügung stehenden LH-Heizung sehr geeignet.

1.3.6 Neutralinjektion mit 1,2 MW¹⁾

1.3.6.1 Einleitung

Die Neutralinjektionsheizung an ASDEX hat zum Ziel, ein Hochtemperaturplasma zu erzeugen, das es erlaubt, die Divertorwirkung auf Verunreinigungen sowie den Teilchen- und Energietransport im Plasma unter möglichst reaktornahen Bedingungen zu untersuchen.

Die Injektionsexperimente wurden im Juni 1981 begonnen. Injektion erfolgt tangential ins Plasma, parallel zum Plasmastrom (Co-Injektion). Das mit 4 Quellen (Beschleunigungsspannung 40 kV) bestückte Injektionssystem liefert für 200 msec eine Leistung von etwa 1,2 MW ins Plasma. Dies bedeutet eine Erhöhung der Heizleistung um den Faktor 3 - 4 im Vergleich zur ohmschen Heizung. Das Injektionssystem ist im Abschnitt 6.2.1 beschrieben.

Die erste Experimentierphase mit Neutralinjektion hatte exploratorischen Charakter und diente in erster Linie der Inbetriebnahme des Injektionssystems und dem Ziel, einen groben Überblick über die verschiedenen Aspekte der Neutralinjektion in ein Divertorplasma zu erhalten. Dementsprechend müssen die Schlüsse, die im folgenden aus den bis-

herigen Messungen gezogen werden, noch durch weitere Untersuchungen bestätigt werden.

Abbildung 31 zeigt typische Meßergebnisse einer DP-Entladung mit Neutralinjektion. Die Injektion erfolgte während der Stromplateauphase (von 1,42 bis 1,62 sec) bei einem Plasmastrom von 325 kA.

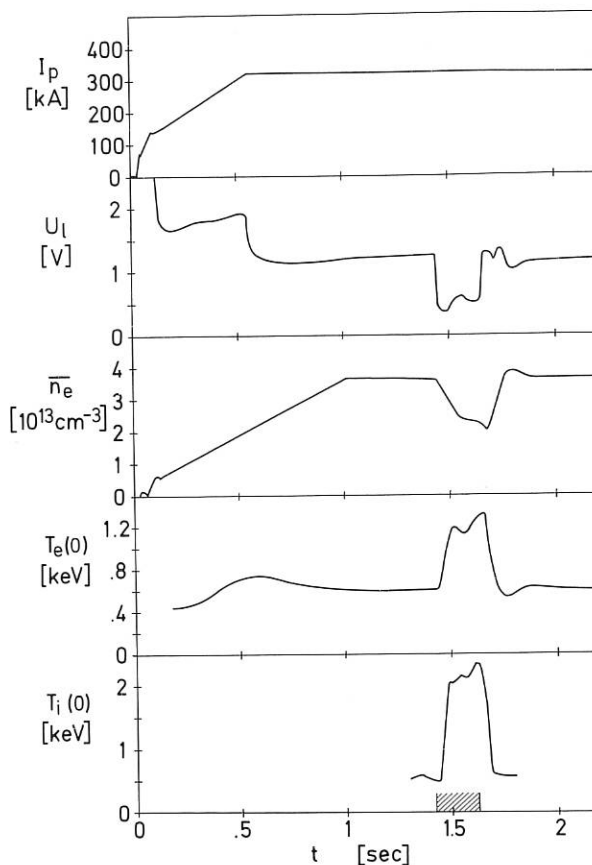


Abb. 31: Zeitlicher Verlauf von Plasmastrom I_p , Umfangsspannung U_L , liniengemittelter Dichte \bar{n}_e , zentraler Elektronentemperatur $T_e(0)$ und Ionentemperatur $T_i(0)$ bei einer DP-Entladung mit Neutralinjektion. Die Injektionsphase ist strichliert

Während der Injektion nimmt - infolge der Erhöhung der Elektronentemperatur - die Umfangsspannung von 1,1 V auf 0,6 V ab. Zu Beginn der Injektion ist ein Teil der Abnahme der Umfangsspannung induktiv, bedingt durch die gesteuerte Zunahme des Vertikal-feldes zur Erhaltung der radialen Plasmalage. Der äußere Gasfluß wird während der Injektion konstant auf dem Wert vor der Injektion gehalten. Die liniengemittelte Plasmadichte nimmt während der Injektion ab. Mögliche Gründe werden in Abschnitt 1.3.6.3 untersucht. Die Elektronen- und Ionentemperatur steigen während der Injektion im dargestellten Fall von 580 eV auf 1200 eV bzw. von 525 eV auf 2250 eV an.

¹⁾ In Zusammenarbeit mit G.Lister, E.Speth, A.Stäb-ler und O.Vollmer von der Arbeitsgruppe Neutralinjektion

1.3.6.2 Plasmastrahlung, Verunreinigungen und globale Energiebilanz

Die zusätzliche Heizleistung durch Neutralinjektion wird über Strahlung und Energiefluß zum Plasmarand auf die Gefäßwände und auf die Prallplatten übertragen. Wie bei anderen Experimenten mit materieller Plasmabegrenzung häufig beobachtet, kann die erhöhte Wandbelastung zu einer Zunahme der Verunreinigungsflüsse von der Gefäßwand und damit zu einem verunreinigten, strahlungsbestimmten Plasma führen.

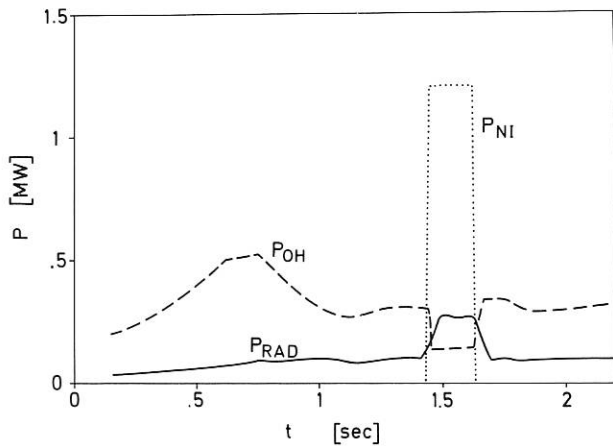


Abb. 32: Vergleich der Plasmastrahlung P_{RAD} (Verunreinigungsstrahlung und Umladefluß) im Plasmahauptraum mit der ohm'schen Leistung P_{OH} und der Neutralinjektionsleistung P_{NI}

Abbildung 32 zeigt für eine DP-Entladung den zeitlichen Verlauf der vom Plasma abgestrahlten Leistung P_{RAD} (Umladungsfluß plus Verunreinigungsstrahlung) und vergleicht sie mit der dem Plasma zugeführten Heizleistung (Ohmsche Leistung P_{OH} und Neutralinjektionsleistung P_{NI}). Bei dieser Entladung beträgt die Dichte vor der Injektion $\bar{n}_e = 3,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und fällt während der Injektion auf $\bar{n}_e = 2,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Strahlungsleistung steigt von 100 kW vor der Injektion auf 260 kW während der Injektion an. Im Vergleich dazu beträgt die ohmsche Heizleistung vor der Neutralinjektion $P_{\text{OH}} = 300 \text{ kW}$ und die gesamte Heizleistung während der Injektion $P_{\text{OH}} + P_{\text{NI}} = 1.34 \text{ MW}$.

Bei D-Entladungen ist die Strahlungsleistung wegen des in der Entladung vorhandenen Sauerstoffs höher als in vergleichbaren DP-Entladungen. Auch hier erhöht sie sich bei Neutralinjektion um den Faktor 2 - 3.

Über die Messung des räumlichen Strahlungsprofils von Fe XVII konnte die Eisendichte in einem DP-Plasma im Bereich $r = 20 - 30 \text{ cm}$ bestimmt werden. Sie steigt während der Neutralinjektion von $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ auf $6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ an. Diese vergleichsweise geringfügige Erhöhung der Eisendichte wird bestätigt durch Messungen des Eisenflusses während einer D-Entladung mit Hilfe einer Aufsammlerprobe⁺⁾ , die außerhalb des Plasmas in einem Abstand von 9 cm zur Separatrix positioniert war. Wie Abb. 33 zeigt, steigt der Eisenfluß während der Injektionsphase um den Faktor 2 - 3 an.

⁺⁾ Taglauer, Arbeitsgruppe PWW

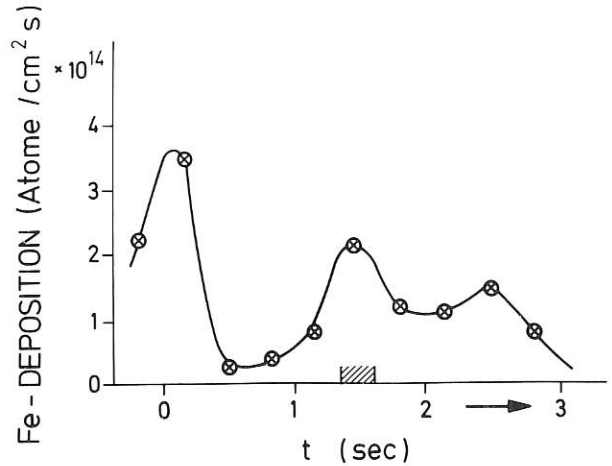


Abb. 33: Eisenfluß während einer D-Entladung bei 400 kA und einer Dichte von $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ auf eine Aufsammlerprobe, die 9 cm von der Separatrix entfernt war

Eine quantitative Bestimmung der Sauerstoffdichte im Plasma konnte bisher noch nicht erfolgen. Die Messung der Sauerstoffstrahlung läßt auf eine Erhöhung der Sauerstoffdichte während der Injektion schließen. Die damit verbundene Strahlungsverlustleistung ist jedoch für DP-Entladungen nach wie vor gering.

Obwohl die Analyse der Verunreinigungsstrahlung noch nicht abgeschlossen ist, läßt sich schon jetzt sagen, daß ihr Beitrag zur Gesamtstrahlung des Plasmas gering ist. Der dominante Beitrag zu den Strahlungsverlusten während der Neutralinjektion rührt vom Anstieg des Umladungsflusses her. Simulationsrechnungen mit dem BALDUR-Code (siehe Abschnitt 4.1.1) ergeben für die Umladungsverlustleistung etwa 100 kW. Die Messung von Umladungsflußspektren, die getrennt für Wasserstoff und Deuterium durchgeführt wurden, bestätigen diesen Anstieg des Umladungsflusses während der Injektion.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß auch bei 1.2 MW Zusatzheizung durch Neutralinjektion das Divertorplasma von ASDEX so sauber ist, daß seine Eigenschaften durch Transportprozesse bestimmt sind. Die Strahlung in der Plasmahauptkammer ist ein geringer Bruchteil der zugeführten Heizleistung. Der Anstieg von Z_{eff} kann klein gehalten werden: Bei DP-Entladungen steigt Z_{eff} etwa von 1,1 in der ohmschen Phase auf 1,2 mit Injektion.

Eine Gesamtbilanz für Divertorentladungen mit Neutralinjektion ist derzeit noch nicht möglich. Qualitativ läßt sich feststellen, daß $\sim 50 \%$ der im Hauptraum abgestrahlten Leistung durch Umladungsatome erfolgt ($\sim 100 \text{ kW}$, siehe oben), der Eisengehalt im DP-Plasma strahlt $\sim 60 \text{ kW}$ ab. Die im Divertor durch Strahlung und Umladung abgegebene Leistung verdoppelt sich etwa, während auf die Prallplatten etwa 20 - 30 % der Injektionsenergie deponiert werden. Auch mit Neutralinjektion wird der Großteil der Heizleistung in den Divertor geführt und dort abgegeben. Rechnungen mit dem BALDUR-Code zeigen, daß die Energie

fast ausschließlich durch Wärmeleitung in den Divertor gelangt: Für eine durch Simulationsrechnungen analysierte Experimentserie zum Beispiel steigt die durch Wärmeleitung in den Divertor transportierte Leistung von 250 kW in der ohm'schen Phase auf 1100 kW mit Neutralinjektion, während der konvektive Anteil mit etwa 70 kW unverändert bleibt.

1.3.6.3 Teilchentransport und Wasserstoff-Recycling

Erfolgt die Neutralinjektion in ein Divertorplasma mittlerer Dichte ($\bar{n}_e \sim 2 - 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), so nimmt bei konstant gehaltenem äußerem Gasfluß ϕ_G die Plasmadichte während der Injektion ab (vergl. Abb. 31). Da die wenigen Injektionsexperimente mit toroidalem Limiter wie bei anderen Experimenten eine Dichtezunahme zeigen, mag die Dichteabnahme durch die Divertorkonfiguration bedingt sein.

Aufgrund der Vorstellungen über Wasserstoff-Recycling im Divertorplasma, wie sie im Jahresbericht 1980 dargestellt wurden, beträgt der stationäre Wert des Plasmateilcheninhalts

$$N \sim \frac{\gamma \tau}{1-r} \phi_G$$

τ ist die globale Teilcheneinschlußzeit des von der Separatrix begrenzten Plasmas, γ die "fuelling efficiency" und r der Recyclingkoeffizient in der Divertorkammer. Die Abnahme des Teilcheninhalts ist stärker, als es die liniengemittelte Dichte in Abb. 31 darstellt, da sich das Dichteprofil während der Injektion zuspitzt.

Bei konstant gehaltenem äußerem Gasfluß kann der Teilcheninhalt abnehmen, wenn sich einer der 3 Koeffizienten τ , γ oder r verringert. Obwohl die Änderung dieser 3 Koeffizienten während der Neutralinjektion bisher nicht gemessen wurde, sind qualitative Aussagen möglich, die zu einem Verständnis der Dichteabnahme während der Injektion führen können.

Änderung des Recycling-Koeffizienten

Aufgrund der beobachteten Zunahme der Randionentemperatur bei Neutralinjektion ist die mittlere Energie der auf die Wände aufprallenden Ionen und Umladungsatome höher. Dies läßt eine Abnahme des Recycling-Koeffizienten erwarten, da sich sowohl der Anteil rückgestreuter Ionen und Atome, als auch - aufgrund einer tieferen Deposition im Wandmaterial - der Rekombinationsanteil im Recyclingfluß verringert.

Die Abnahme des globalen Recycling-Koeffizienten während der Neutralinjektion kann im Experiment beobachtet werden. Erfolgt die Injektion bei konstantem äußerem Gasfluß, so nehmen im Verlauf der Injektion neben der Plasmadichte auch die Randschichtdichte und die Neutralgasdichte im Divertor ab. Der Wasserstoffinhalt der Wand wird um die Differenz im Plasma- und Divertorinhalt erhöht, was einer Abnahme des Recycling-Koeffizienten entspricht.

Änderung der "fuelling efficiency"

Während der Neutralinjektion wird eine Zunahme der Elektronentemperatur in der Randschicht beobachtet, was eine Erhöhung der Ionisationswahrscheinlichkeit in der Randschicht und eine Abnahme von γ zur Folge haben könnte. Diese Möglichkeit wurde durch Messung der Dichteabnahme während der Injektion bei gleichzeitiger stufenweiser Erhöhung des äußeren Gasflusses untersucht. Bei solchen Untersuchungen wurde der äußere Gasfluß verdreifacht. Dadurch konnte die Dichteabnahme verringert, aber nicht vollständig verhindert werden. In allen Fällen nahm jedoch die Randschichtdichte zu, um so mehr, je höher der äußere Gasfluß während der Injektionsphase war. Diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß die "refuelling efficiency" während der Injektion abnimmt.

Änderung der Teilcheneinschlußzeit

Es gibt einige indirekte Beobachtungen, die auf eine Abnahme der Teilcheneinschlußzeit während der Neutralinjektion hindeuten:

- Erfolgt die Injektion bei konstantem äußerem Gasfluß, so kann die Abnahme der Plasmadichte von einer Zunahme der Randschichtdichte bis zu einem Maximum nach etwa 20 msec begleitet sein. Danach fällt die Randschichtdichte etwa auf den ursprünglichen Wert ab. Die zeitliche Änderung dieser Meßgrößen kann durch eine Abnahme der Teilcheneinschlußzeit τ_p gedeutet werden: Eine plötzliche Abnahme von τ_p hat eine Verringerung der Plasmadichte, gleichzeitig aber eine Erhöhung des Ionenflusses in die Randschicht und damit eine Erhöhung der Randschichtdichte zur Folge. Mit der Abnahme des Teilcheninhalts im Plasma verringert sich dann der Fluß in die Randschicht, was - nach einem Maximum - zu einer Abnahme der Randschichtdichte führt.
- Es gibt Fälle, bei denen die H_α -Intensität, die ein Maß für die Ionisationsrate ist, während der Injektion an allen toroidalen Meßorten - auch weit entfernt vom Injektionsort - zunimmt, während die Plasmadichte abnimmt. Dies weist ebenfalls auf eine Abnahme des Teilcheneinschlusses hin, da die Dichte abnimmt, obwohl die Zahl der Ionisationsprozesse zunimmt.
- Bei Injektion wird ferner ein steiler Anstieg der harten Röntgenstrahlung beobachtet, hervorgerufen durch einen plötzlichen Verlust von Runawayelektronen aus dem Plasma auf die Wand. In dieser Phase verliert das Plasma offensichtlich alle Runawayelektronen, da die Intensität der harten Röntgenstrahlung nach der Injektion nahezu Null ist und insbesondere am Ende der Entladung keine Röntgenstrahlung auftritt.

Die diskutierten Beispiele zeigen, daß die Abnahme der Dichte bei Neutralinjektion das Ergebnis eines komplexen Zusammenspiels von Veränderungen im Hauptplasma, im Randschichtplasma und bei der Plasma-Wand-Wechselwirkung zu sein scheint, die zumindest teilweise bei Divertorentladungen anders ablaufen als bei Limiterentladungen. Die Dichteabnahme wird dabei offensichtlich durch eine Abnahme der Teilcheneinschlußzeit, einen erhöhten Teilchenfluß in die Wand und eine verringerte Teilchentransmission der Randschicht verursacht.

1.3.6.4 Heizeffizienz und Energieeinschluß

Die hier diskutierten Ergebnisse beziehen sich auf eine gut diagnostizierte Meßserie, während der räumliche Profile aller wesentlichen Größen aufgenommen wurden. Einige Parameter dieser Meßserie sind in Abb. 31 dargestellt. Die Injektion erfolgte bei einem Plasmastrom von 325 kA und einem Toroidalfeld von 2,2 Tesla. Von 1,2 MW Injektionsleistung wurden 0,52 MW direkt auf die Elektronen und 0,48 MW auf die Ionen übertragen. Die Differenz geht zu Lasten von orbit-Verlusten und nicht-absorbierten Injektionsatomen.

Bei der Injektion steigt die Elektronentemperatur um 550 eV (Mittelwert aus den Meßdaten von Thomsonstreuung und Elektronenzyklotronstrahlung) und die Ionentemperatur um 1550 eV (Mittelwert aus Umladungs- und Neutronenflußmessungen). Daraus lassen sich die formalen Heizeffizienzparameter zu

$$\Delta T_e \cdot \bar{n}_e / P_{NI} = 1,1 \times 10^{13} \text{ (keV/MW} \cdot \text{cm}^3 \text{) und}$$

$$\Delta T_i \cdot \bar{n}_i / P_{NI} = 3 \times 10^{13} \text{ (keV/MW} \cdot \text{cm}^3 \text{)}$$

ermitteln. Diese Werte sind vergleichbar mit denen, die an anderen Tokamaks mit Neutralinjektion gemessen wurden.

Aufgrund der Erhöhung des thermischen Plasmaenergieinhalts steigt β_{pol} von 0,29 vor der Injektion auf 0,50 während der Injektion an. Der Meßwert der diamagnetischen Schleife liefert eine Erhöhung von β_{pol} um 0,17. Die Zunahme von β_{pol} führt wiederum zu einer Erhöhung des Vertikalfeldes zur Erhaltung der feedback-geregelten Plasmalage. Unter der durch Messungen gestützten Annahme, daß die innere Plasmainduktivität während der Injektion unverändert bleibt, erhöht sich der magnetisch ermittelte Wert von β_{pol} während der Injektion von 0,24 auf 0,58.

Der Wert von β_{pol} aus den magnetischen Signalen ist höher als der aus dem thermischen Inhalt berechnete, was vom Beitrag des injizierten Strahls zum parallelen Druck und damit zu β_{pol} herrühren kann. Der Strahlanteil zu β_{pol} berechnet sich zu $\beta_{Strahl} \sim 0,10 - 0,14$.

Eine wesentliche Größe für die Beurteilung eines zusatzgeheizten Plasmas ist die Bestimmung der globalen Energieeinschlußzeit $\tau_E = \int 3/2 n_e k (T_e + T_i) dV / (POH + P_{NI})$. Vor der Injektion ist $\tau_E = 70$ msec, während der Injektion fällt sie auf 30 - 35 msec ab.

Dieses wichtige Ergebnis wurde eingehender durch Simulationsrechnungen mit dem BALDUR-Code (s. Abschnitt 4.1.1) analysiert. Die Simulationsrechnungen wurden zunächst mit empirischen Transportkoeffizienten für Elektronenwärmeleitung und Teilchendiffusion durchgeführt, die bei anderen Tokamaks für ohm'sche Entladungen abgeleitet wurden und die auch die zentralen Werte für T_e (s. Abb. 34a) und T_i (s. Abb. 34b) in den ohm'schen Phasen von ASDEX hinreichend gut beschreiben. Die gestrichelten Kurven wurden so berechnet, die Kreuze sind die Meßdaten.

Die Anwendung dieser Transportgesetze auf die Neutralinjektionsphase ergibt zu hohe Werte für $T_e(0)$, $T_i(0)$ und die globale Energieeinschlußzeit. Die Simulationsrechnungen liefern jedoch eine

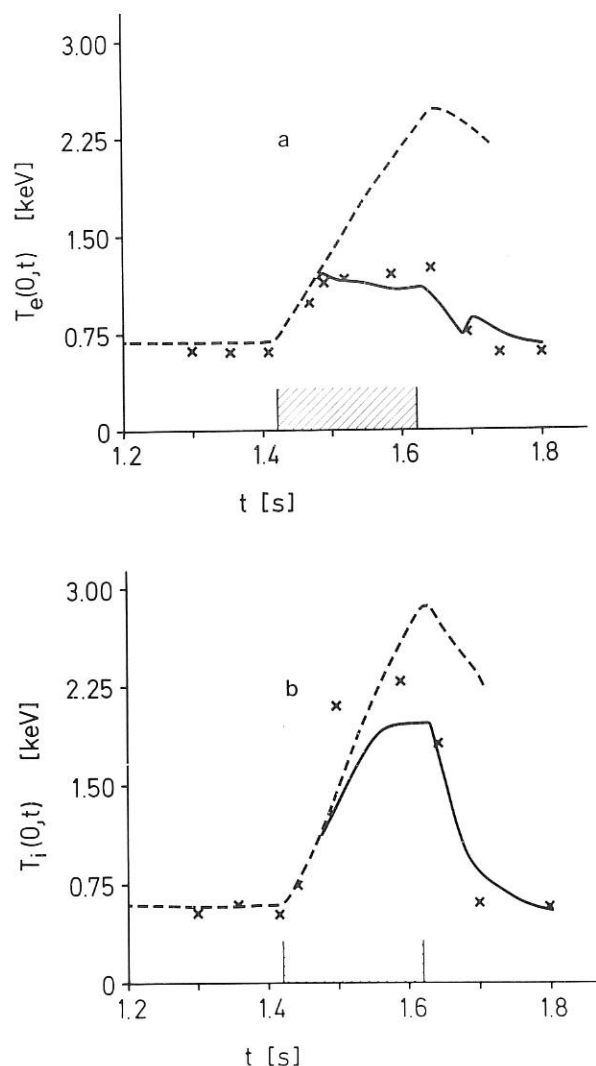


Abb.34: Vergleich gemessener Werte (Kreuze) für die zentrale Elektronentemperatur $T_e(0,t)$ und Ionentemperatur $T_i(0,t)$ während der Neutralinjektion (schraffiertes Zeitintervall) mit Ergebnissen von Simulationsrechnungen. Gestrichelte Kurven: Simulation mit empirischen Transportkoeffizienten für ohm'sch' geheizte Tokamaks. Durchgezogene Kurven: Simulation mit erhöhten Transportkoeffizienten.

brauchbare Übereinstimmung mit den Meßdaten für T_e und T_i , wenn der empirische Wert für die Elektronenwärmeleitung und für die Teilchendiffusion etwa um den schwach vom Radius abhängigen Faktor 2 - 3 erhöht wird. Die damit erzielten Ergebnisse sind als durchgezogene Kurven in Abb. 34a und b dargestellt. Es liegt offenbar ein erhöhter Energieverlust vor allem über dem Elektronenkanal vor, der sich etwa 70 ms nach Beginn der Injektion einstellt und bis etwa 100 ms nach dem Ende der Injektion bestehen bleibt. Die Ionenwärmeleitung ist während der Injektionsphase wie während der ohm'schen Phase neoklassisch beschreibbar.

1.3.7 Toroidaler Limiter

Da der poloidale Klapplimiter deutliche Schmelzspuren aufweist, besteht die Möglichkeit, daß die ungünstigen Ergebnisse bei Limiterentladungen auf eine thermische Überlastung des Limiters, die zum Verdampfen von Metallen führt, zurückzuführen sind.

Um dies zu überprüfen, wurde im Sommer 1981 ein großflächiger, toroidaler Limiter eingebaut. Diese Limiterform ist auch deshalb besonders interessant, weil in allen zukünftigen Limitertokamaks, z.B. JET, die großen Energiedurchsätze nur mit solchen Limitern zu beherrschen sind.

Die für ASDEX gewählte Limiterform ist ein ebener, toroidal umlaufender Ring, der das Plasma auf seiner Unterseite begrenzt (Abb. 35). Er besteht aus

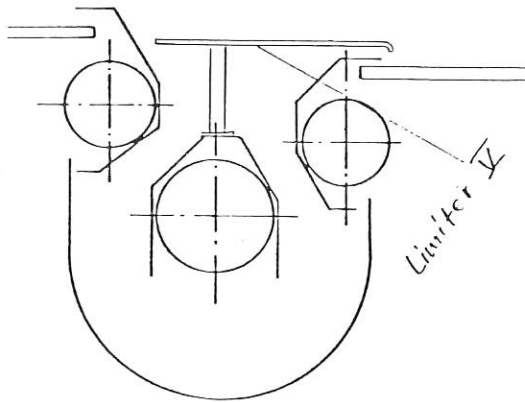


Abb.35: Querschnitt durch den unteren Divertor mit dem toroidalen Limiter ("Limiter V")

einzelnen, 6 mm dicken Edelstahlplatten (1.4311). Der Limiter deckt den unteren Divertorschlitz ab; durch Hochschieben des Plasmas können "single-null" Divertorentladungen gemacht werden. Die zu erwartende Beaufschlagung des Limiters wurde abgeschätzt mit der Annahme, daß die Energieflußdichte außerhalb der letzten geschlossenen Flußfläche exponentiell abfällt. Die Beaufschlagung hat zu beiden Seiten des Berührkreises ein Maximum, da weit außerhalb die Flußdichte klein ist und am Berührkreis die Feldlinien parallel zum Limiter verlaufen. Für eine Abfalllänge $\lambda = 1$ cm, zentrierte Plasmalage und Multipolfeld 0 liegt das Maximum bei ± 6 cm. Die Leistungsdichte ist dort 50 W/cm^2 , wenn insgesamt 1 MW toroidal symmetrisch auf dem Limiter deponiert wird. Dies ist etwa die Belastung, die man bei der installierten Neutralinjektionsleistung von 2.5 MW erwartet. Das würde innerhalb der 0,2 s des Injektionspulses zu einem Anstieg der Oberflächentemperatur um 33 K führen. Nach Temperaturausgleich innerhalb der Platte ist die Temperaturerhöhung 10 K pro deponiertes MJ (dies ist etwa der pro Schuß erwartete Wert, wobei der Beitrag der ohmschen Heizung überwiegt). Bei einer Schußfolge alle 5 Minuten sollte der Limiter rund 200°C heiß werden. Diese Zahlen zeigen, daß unter den gegebenen Verhältnissen ein erheblicher Sicherheitsabstand für lokale Überlastung des Limiters besteht.

Zur Messung der Energiedeposition ist der Limiter mit Thermoelementen ausgestattet (insgesamt 48 Stück), mit denen die radiale und toroidale Temperaturverteilung gemessen werden kann.

Gegen Ende des Berichtszeitraumes konnten erste Messungen durchgeführt werden, die sich folgendermaßen zusammenfassen lassen: Abbruchfreie Entladungen lassen sich mit Limiter wesentlich schwerer herstellen als mit Divertor. Bei Annäherung des Plasmas an den Limiter steigen die Verunreinigungen, speziell der Eisengehalt, stark an, wie UV-Spektroskopie und Röntgenstrahlung zeigen. Die Energiedeposition auf dem Limiter ist toroidal gut symmetrisch, jedoch deutlich kleiner als erwartet.

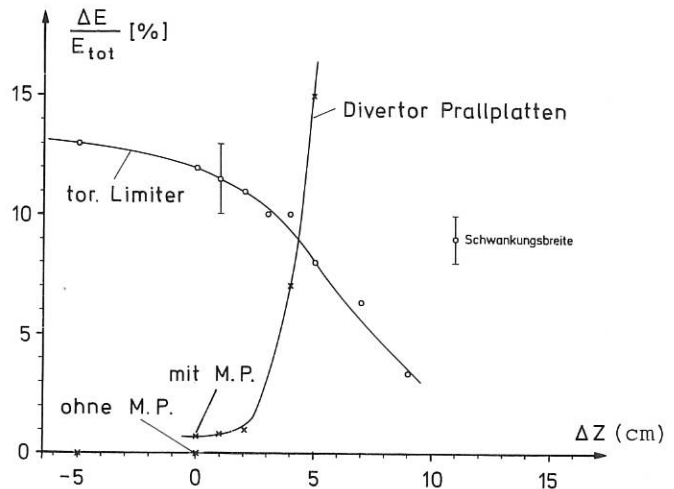


Abb. 36: Bruchteil ΔE der dem Plasma zugeführten Energie E_{tot} , der nach dem Schuß im toroidalen Limiter bzw. in den Divertorplatten gemessen wird als Funktion der nominellen Vertikalverschiebung ΔZ des Plasmas

In Abb. 36 ist gezeigt, welcher Bruchteil der insgesamt im Plasma deponierten Energie nach dem Schuß auf dem toroidalen Limiter bzw. den Divertorplatten gefunden wird, und zwar als Funktion der nominellen Vertikalverschiebung ΔZ . Bolometermessungen von limiternahen Plasmen weisen auf einen Strahlungsverlust von rund 50 % der Heizleistung hin. Aufgrund der Geometrie werden davon wieder 14 % (also 7 % der Heizleistung) auf dem Limiter deponiert. Damit findet man also statt der erwarteten 50 % nur etwa 5 % Transportverlust auf dem Limiter. Diese Diskrepanz ist noch nicht geklärt.

2. Entwicklung und Erprobung neuer Diagnostikverfahren

In diesem Abschnitt wird über neuartige Meßverfahren berichtet, die im Jahr 1981 weiterentwickelt oder erstmals an ASDEX eingesetzt wurden.

2.1 Spezielle Laserlichtstreuverfahren

2.1.1 Thomson-Streuung mit einer Repetitionsfrequenz von 50 Hz

(H. Röhr¹, G. Schramm¹, K.H. Steuer,
K. Hirsch², H. Salzmann²)

Im Jahre 1981 wurde in Zusammenarbeit mit dem IPF Stuttgart ein Laserlichtstreusystem in Betrieb genommen, das mit einer Wiederholfrequenz von 50 - 100 Hz die Dichte und Elektronentemperatur durchgehend während der ASDEX-Entladung zu messen gestattet. Dieses neuartige Meßverfahren unterscheidet sich von der herkömmlichen Streudiagnostik dadurch, daß an Stelle des Einzelpulslasers ein periodisch gepulster Nd:YAG-Laser (Wellenlänge 1.06 μ) und an Stelle der Photomultiplier Silizium-Avalanche-Dioden verwendet werden.

Der Laser wurde im Auftrag des IPP von der Firma JK Lasers, Rugby, GB, entwickelt und Anfang 1981 geliefert. Er besteht aus einem Q-switch-Oszillator, der im Einzeltransversal-Mode arbeitet, und einer dreistufigen Verstärkerkette. Die Hauptdaten des Lasers sind:

Wiederholfrequenz	50 (100) Hz
max.Dauer des Impulszuges	8 sek
Pulsenergie	\sim 1 Joule (lin.pol.)
Pulsdauer	\sim 20 ns
Strahldurchmesser	\sim 1 cm
Strahldivergenz	\sim 1.5 mrad

Als Streulichtdetektoren werden großflächige Si-Avalanche-Dioden ($1 \times 7 \text{ mm}^2$) mit integrierten Vorverstärkern verwendet, die sich durch eine hohe Quantenausbeute (bis zu 80 % bei 0.9 μ) und kleine äquivalente Rauschleistungen (NEP) auszeichnen, was bereits bei relativ geringen Laserenergien (z.B. 0.5 Joule/Puls) zu guten Signal-Rausch-Verhältnissen führt. Ein besonderer Vorteil gegenüber Photomultipliern liegt in ihrer weitgehenden Magnetfeld-unabhängigkeit.

Die Streugeometrie entspricht der üblichen 90° -Anordnung mit vertikaler Durchstrahlung des Plasmas. Das Streulicht aus dem Plasmazentrum wird unter 90° mit einer f/8-Optik beobachtet und über ein 3-Kanal-Interferenzfilterspektrometer den Avalanche-Dioden zugeleitet. Die Erfassung der Meßdaten erfolgt automatisiert, so daß unmittelbar nach der Entladung der zeitliche Verlauf der Elektronendichte und -temperatur als Diagramm vorliegt.

Die Dichtebestimmung setzt eine Eichung voraus, die mittels Anti-Stokes-Ramanstreuung an Wasserstoff geschieht. Die beobachtete Ramanlinie liegt bei etwa 1 μ , also genügend weit von der Laserlinie und dem damit verbundenen Falschlicht entfernt. Da jedoch der Ramanstreuquerschnitt relativ klein ist und der zulässige H_2 -Fülldruck im ASDEX-Gefäß 100 mbar nicht übersteigen darf, muß bei der Eichung über mehrere hundert Laserimpulse gemittelt werden, was bei Einzelpulslasern praktisch unmöglich wäre. Mit dem 50 Hz-Laser jedoch kann der statistische Fehler des Eichwertes hinreichend klein gemacht werden. Man erhält damit nicht nur den relativen Zeitverlauf der Dichte, sondern auch ihren Absolutwert mit guter Genauigkeit. Es folgen einige der ersten Resultate, die mit der neuen Streudiagnostik an ASDEX gewonnen wurden.

¹ Arbeitsgruppe JDP
² IPF Stuttgart

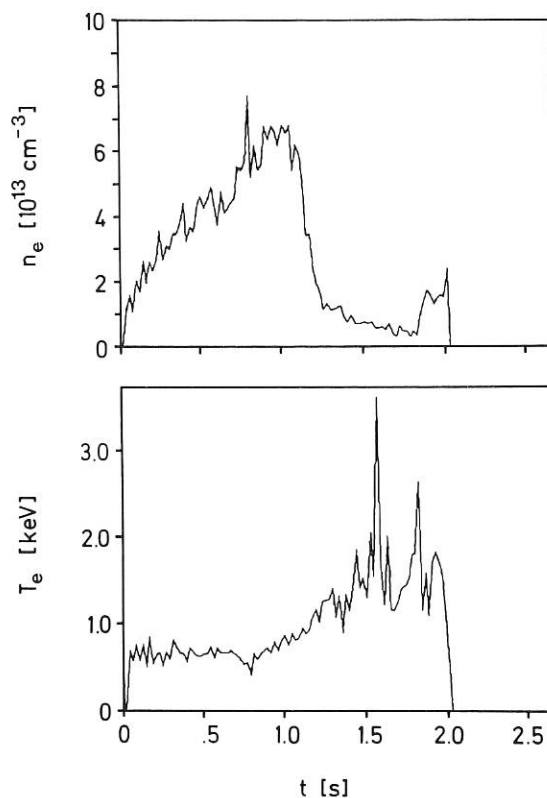


Abb.37: Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte und -temperatur in einem Abschaltversuch (Schuß Nr. 4159), gemessen mit der 50 Hz Thomsonstreuung

Abbildung 37 zeigt die zeitliche Entwicklung der zentralen Elektronentemperatur und -dichte während einer ASDEX-Entladung. In diesem Diagramm ist jeder der etwa 80 Laserpulse im Abstand von 20 ms einzeln ausgewertet. Die beobachteten Temperaturschwankungen lassen sich durch statistische Schwankungen erklären, die bei geringeren Dichten entsprechend der geringeren Streuintensität zunehmen. Die Grenze für Einzelpulsauswertung liegt bei etwa $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Durch Mittelung über mehrere Laserpulse läßt sich die Meßgrenze noch weiter heruntersetzen.

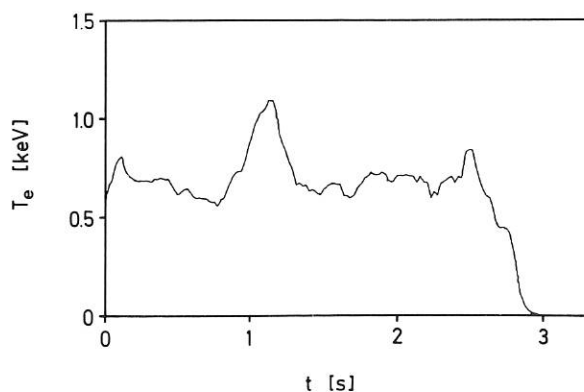


Abb.38: Typischer Elektronentemperaturverlauf während der Neutralinjektion (über 5 Laserpulse gemittelt)

Abbildung 38 zeigt als weiteres Beispiel den Verlauf der Elektronentemperatur während der Neutralinjektion (im Zeitintervall 1.0 - 1.2 s). Zur Verbesserung der Statistik wurde in diesem Fall über 5 Laserpulse gemittelt.

Die bisherigen Erfahrungen - nach etwa 100.000 Laserpulsen - zeigen, daß der periodisch gepulste Nd:YAG-Laser konstant und zuverlässig arbeitet und daß sich die Si-Avalanche-Dioden bewähren. Ein wesentlicher Vorteil der Streumessungen mit dem Nd:YAG-Laser liegt darin, daß das Plasma im nahen Infrarot deutlich weniger emittiert als im Sichtbaren oder gar im UV, und sich dadurch die Meßgrenze herabdrücken läßt. Weiterhin ist Glas- bzw. Quarzoptik verwendbar. Mit diesen Eigenschaften könnte das im IPP entwickelte Meßverfahren die Thomsonstreuendiagnostik der Zukunft sein.

2.1.2 Laserfluoreszenzmessungen im Divertor (E. Dullni¹, B. Schweer², S. Goto³, K.H. Steuer)

In Zusammenarbeit mit dem IPP Jülich wurden die Laserfluoreszenzmessungen an Titan in den Divertorkammern weitergeführt. Dabei werden mit einem blitzlampengepumpten Farbstofflaser Titanatome unmittelbar vor der Prallplatte angeregt und die Fluoreszenz unter 90° beobachtet. Aus der Frequenzverschiebung des Fluoreszenzlichtes läßt sich die mittlere Energie der Titanatome zu 2,2 eV bestimmen, was typischen Zerstäubungsenergien entspricht. Der Übergang von H- zu D-Plasmen zeigt, daß es sich vorwiegend um Wasserstoffzerstäubung handelt. In Gegenwart des "scrape off"-Plasmas wird das zerstäubte Titan sehr schnell ionisiert. Um den Dichteabfall durch Ionisation vor der Prallplatte zu bestimmen, wurde die räumliche Auflösung des Experiments auf 2 mm verbessert. Abbildung 39 zeigt den Abfall der Titanatomdichte vor der Prallplatte. Aus der gemessenen Ionisationslänge von 4 mm und einer Elektronendichte von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich eine Elektronentemperatur vor der Prallplatte von 10 eV. Die gemessenen Titanflüsse liegen in der Größenordnung von 10^{14} Atomen/cm² s.

Durch Verschieben des Laserstrahls in vertikaler Richtung wurde die Höhe der Titan-emittierenden Zone ($\approx 1.5 \text{ cm}$) ermittelt. Daraus läßt sich experimentell die Gesamtzahl der freigesetzten Titanatome bestimmen ($\approx 10^{18}$ Atome/s).

In Jülich wurde mittlerweile ein exzimergepumpter Farbstofflaser getestet, um die Fluoreszenzmessungen mit 100 Hz durchführen zu können. Dieser Laser wurde inzwischen an ASDEX installiert.

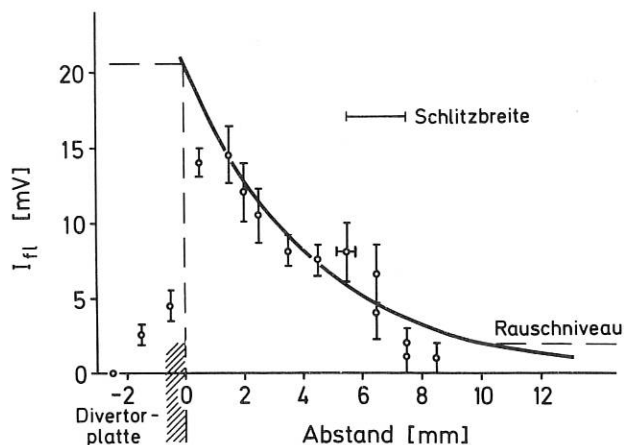


Abb.39: Abfall der Titanatomdichte vor der Prallplatte infolge Ionisation

2.1.3 Lyman α -Resonanzstreuung (P. Boge¹, R. Dreyfus², H. Langer³, H. Röhr³, K.H. Steuer)

Im Jahr 1981 wurde gemeinsam mit dem IPP Jülich an ASDEX ein Lyman α -Streuexperiment aufgebaut, um die Wasserstoffatomdichte und -temperatur am Plasmarand zu bestimmen. Als Laser dient ein exzimergepumpter Farbstofflaser mit 10 Hz Repetitionsfrequenz, dessen Strahlung in einem Edelgasgemisch zu Lyman α frequenzverdreifacht wird. An ASDEX-Reinigungsentladungen, die zugleich zum Einjustieren der Streuanordnung dienten, konnte gezeigt werden, daß der Nachweis von H α im Bereich um 10^{10} Teilchen/cm³ möglich ist. Da dieses Verfahren auch als IPP-Beitrag für JET vorgeschlagen ist, wird Näheres zu dieser Diagnostik im JET-Abschnitt berichtet.

- 1 IPP Jülich
2 IBM Research
3 Arbeitsgruppe JDP

2.2 Thomson-Streuung in der Randschicht (H. Murmann)

Nach Fertigstellung der Streuapparatur für die Plasmarandschicht ist es erstmalig möglich, T_e und n_e in der Äquatorialebene außerhalb der ASDEX-Separatrix mit hinreichender Genauigkeit zu messen. Dieser Bereich kann vom zentralen Streusystem aus Gründen der geometrischen Zugänglichkeit und der zu niedrigen Photonendichte des verwendeten Lasers nicht erfaßt werden.

Durch den Einsatz eines Hochleistungslasers mit geringer Winkeldivergenz und Fokussierung in die Plasmarandschicht kann ein akzeptables Signal/Rauschverhältnis bereits bei Elektronendichten von $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden. Eine schmalbandige und dennoch lichtstarke, polarisationempfindliche Interferenzfilter-Optik ermöglicht die Messung von Elektronentemperaturen im Bereich

$$200 \text{ eV} \lesssim T_e \lesssim 2 \text{ eV}; \quad n_e \lesssim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

simultan an 5 Raumpunkten mit einer Ortsauflösung

1 Ruhr-Universität Bochum
2 IPP Jülich
3 Universität Nagoya

von ca. 1.5 cm. Die gemessenen T_e - und n_e -Profile in der Randschicht können näherungsweise durch Exponentialfunktionen der Form

$$n_e(r) = n_e(s) \exp\left[\frac{s-r}{x_n}\right]; \quad 2.5 < x_n < 3.5 \text{ cm}$$

$$T_e(r) = T_e(s) \exp\left[\frac{s-r}{x_T}\right]$$

$$0.8 \leq x_T \leq 1,7 \text{ cm} \quad \text{für } r > s$$

$$4 \leq x_T \leq 6 \text{ cm} \quad \text{für } r \leq s$$

dargestellt werden, wobei s die Lage der Separatrix und x_n , x_T die $1/e$ -Abfalllänge bedeuten. In der Meßkurve $T_e(r)$ kann also im allgemeinen ein Knick in der Nähe der Separatrix beobachtet werden - im Außenbereich fällt $T_e(r)$ mit zunehmendem Radius wesentlich stärker ab (Abb.40).

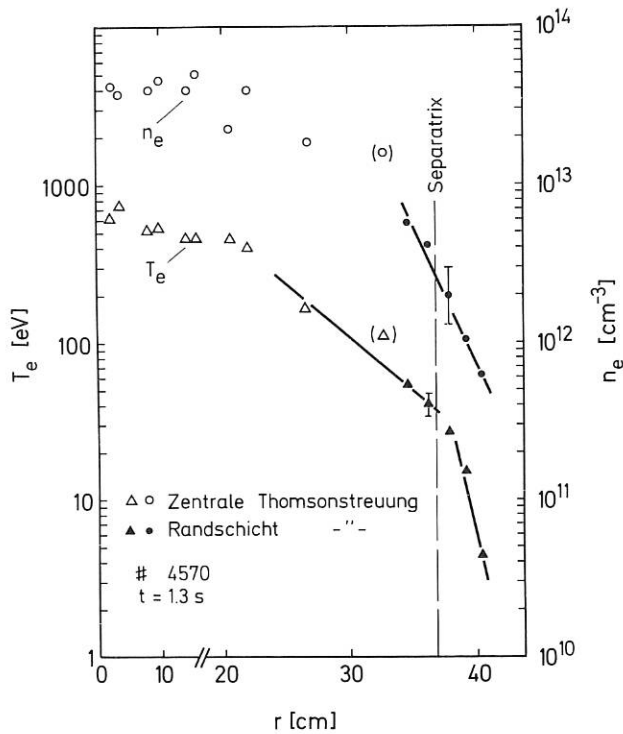


Abb.40: Elektronendichte und -temperatur bei Ohm'scher Heizung. In der Plasmarandschicht fällt T_e mit zunehmendem Radius steiler ab als innerhalb der Separatrix

Während der Neutralinjektionsphase erhöht sich $T_e(s)$ bei den augenblicklich erreichbaren Heizleistungen (ca. 1.0 MW im Plasma) um ca. 50 %; in der Umgebung der Separatrix ist im allgemeinen eine Zone mit konstanter oder sogar nach außen ansteigender Temperatur zu beobachten, vermutlich wegen der ebenfalls zum Rand hin zunehmenden Deposition der Injektionsleistung pro Elektron (Abb.41).

2.3 Elektronenzyklotronstrahlung (A. Eberhagen, D. Campbell¹)

Im Herbst 1980 kam erstmals ein neu entwickelter 4-Kanal-Polychromator zum Einsatz. Er ermöglicht

¹ Universität Sidney

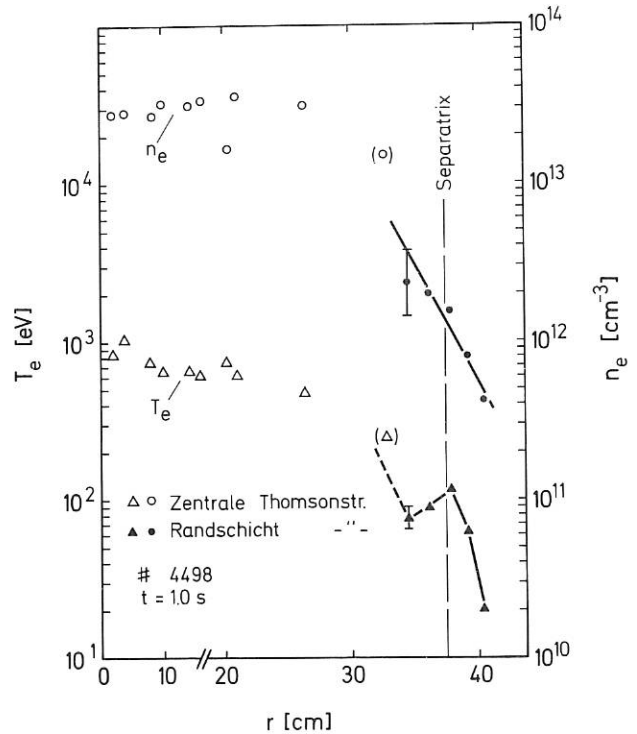


Abb.41: Elektronendichte und -temperatur während der Neutralinjektion. T_e ist in der Nähe der Separatrix deutlich höher als während der Ohm'schen Heizphase

die zeitkontinuierliche Bestimmung der lokalen Elektronentemperatur an vier wählbaren Radien aus der zweiten Harmonischen der Elektronenzyklotronstrahlung (ECE). Im Laufe des Jahres 1981 wurden verschiedene Verbesserungen und Vervollständigungen vorgenommen. Insbesondere wurden in den 4 Meßkanälen die zuvor verwendeten Ge-Bolometer durch InSb-Detektoren ersetzt, da bei ersteren eine äußerst störende Empfindlichkeit gegenüber den bei ASDEX-Entladungen gelegentlich auftretenden sehr harten γ -Photonen beobachtet worden war. Die InSb-Detektoren dagegen reagieren auf den γ -Fluß nur mit einer Nulllinien-Drift, die den γ -Fluß zu integrieren scheint. Dieses Meßproblem konnte durch den Einbau von Choppern in die 4 Meßkanäle des Polychromators zur Identifizierung der wahren Nulllinie beherrscht werden.

Die vielfältigen, bisher aus der ECE gewonnenen Meßergebnisse werden im Rahmen der Darstellung der plasmaphysikalischen Ergebnisse an ASDEX wiedergegeben. Zu erwähnen sei an dieser Stelle jedoch, daß neben der Anwendungsgrenze der T_e -Messung aus der ECE zu sehr niedrigen Elektronendichten hin ($n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) - wo nichtthermische Elektronenkomponenten das ECE-Spektrum dominieren und für deren Analyse gegenwärtig an ASDEX ein Michelson-Interferometer installiert wird - auch die Anwendungsgrenze zu hohen n_e -Werten hin verifiziert werden konnte. Sie tritt ein, wenn bei wachsender Plasmadichte die obere Cutoff-Frequenz

$$\omega_{\text{HCO}} = \omega_c / 2 \left[1 + (1 + 4 (\omega_p / \omega_c)^2)^{1/2} \right]$$

lokal gleich oder größer als die gemessene 2. ECE-Harmonische $2\omega_c$ wird und dann die Ausbreitung dieser elektromagnetischen Wellen zum Polychromator

verhindert, also für $n_e(r) \approx 2 \times 10^{13} \cdot B_T^2(r)$ [cm^{-3}] mit B_T in [Tesla]. Es wurde beobachtet, daß man sich dieser oberen Dichtegrenze bis auf 4 % ohne Beeinträchtigung der Verlässlichkeit der Temperaturmessung nähern kann, bevor sich dann sehr schnell die ECE-Intensität aus den betreffenden Plasmabereichen auf sehr kleine Werte reduziert.

2.4 Ionentemperatur aus der Neutronenemission (H. Rapp, K. Steinmetz¹)

Die Neutronenrate aus $D(d,n) \text{He}^3$ -Reaktionen ist außerordentlich empfindlich von der Ionentemperatur abhängig. Für ihre Messung kam eine bereits am Stellarator W VII sowie bei Wasserstoffentladungen an ASDEX geprüfte Anordnung zum Einsatz. Sie besteht aus zunächst 3 BF_3 -Zählrohren, welche weitgehend γ -unempfindlich sind und den Meßbereich von 5×10^8 bis 10^{12} Neutronen/s überdecken. Dies entspricht den Neutronenraten bei Ohm'scher Heizung bzw. bei einer Neutralinjektionsleistung von 1.2 MW ($\text{H}^0 \rightarrow \text{D}^+$). Der Beitrag von Neutronen aus dem Kernphotoeffekt (γ -n-Prozeß) an Wand- oder Limitermaterial ist während der Neutralinjektion sehr klein. In der Ohm'schen Phase einschließlich des Beginns der Neutralinjektion ist er hingegen deutlich und bei geringen Dichten dominant. Der Anteil dieses nicht fusionsbedingten Neutronenflusses wird durch Vergleich der Neutronenrate mit der Gammaintensität in Wasserstoffentladungen festgestellt.

Seit Juni 1981 werden vom Institut für Angewandte Physik II der Universität Heidelberg Kernspurplatten eingesetzt, um Neutronenenergiespektren (Energieauflösung ≈ 4 %) und Reaktivitätsprofile zu messen. Hierzu sind spezielle Kollimatoren entwickelt und erprobt worden. Der verbleibende Einfluß der Quellgeometrie auf Form und Halbwertsbreite der Spektren wird mit Hilfe eines Monte Carlo-Codes berücksichtigt. Die Energiespektren erlauben die Bestimmung der Ionentemperatur im Plasmazentrum ohne Kenntnis weiterer Plasmaparameter. So wurde bei der Entladungsserie No.4086 bis No.4098 ($I_p = 320$ kA, $n_e = 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $P_{inj} = 1.2$ MW $\text{H}^0 \rightarrow \text{D}^+$) aus der spektralen Halbwertsbreite die Ionentemperatur zu $T_i = 1.9$ keV bestimmt (Abb.42). Die Übereinstimmung mit der aus passiven CX-Messungen gewonnenen Ionentemperatur ist weniger befriedigend, wobei Abweichungen nach beiden Seiten vorkommen. Aus den Neutronenspektren ist ferner das Auftreten überthermischer Neutronen in der Ionenenergieverteilung ersichtlich. Vermutlich kommt als Ursache die "natürliche Verunreinigung" des injizierten H^0 -Strahls mit Deuterium in Frage, wobei sich aus der überthermischen Neutronenausbeute ein Deuteriumanteil von ca. 10^{-4} ergibt.

Mit Kernspurplatten wurden darüber hinaus absolute, spektral aufgelöste Neutronenausbeuten ermittelt (im Falle der o.g. Entladungsserie betrug die Gesamtausbeute an Fusionsneutronen $\gamma = 4.7 \times 10^{11}$, also typischerweise 3.6×10^{10} /Entladung), mit deren Hilfe auch eine Absoluteichung des aus BF_3 -Zählern gewonnenen Neutronenflusses bzw. der Neutronenrate an ASDEX mit einer Genauigkeit von ± 30 % durchgeführt worden ist.

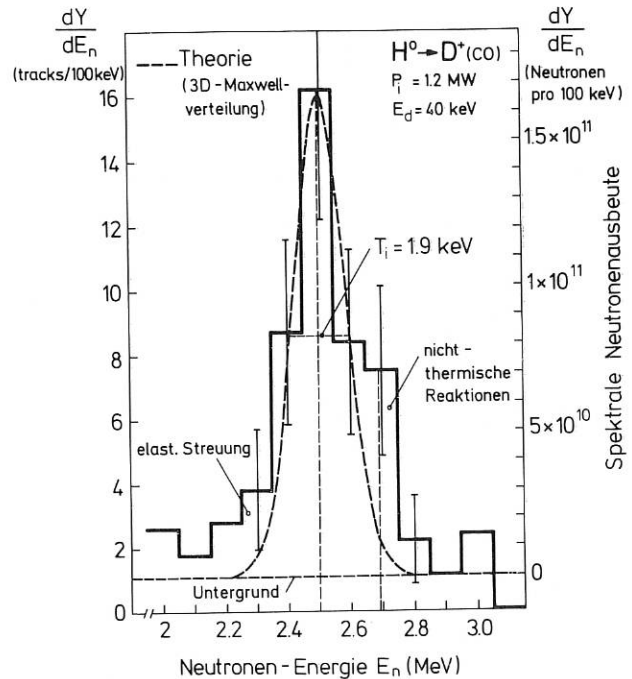


Abb.42: Mit Kernspurplatten gemessenes Neutronenspektrum bei Beobachtung gegen Injektionsrichtung

2.5 Neutraldichtemessung im Divertor (G. Haas)

Zur Messung der Neutraldichte im Divertor und des Ionenflusses auf die Prallplatten wurden erstmals zwei der für den Einsatz in hohen Magnetfeldern (typisch 20 - 30 kG) entwickelten Ionisationsmanometer eingesetzt.

Hauptziel war, im ASDEX während der Entladung Erfahrung mit den Meßsystemen zu sammeln. Der Ionenstrom zeigt in beiden Manometern einen erheblichen Untergrund. Eine negative Komponente tritt bei gänzlich abgeschaltetem Manometer auf. Sie läßt sich durch negative Vorspannung des Ionenfängers unterdrücken und wird offenbar durch Sekundärelektronen verursacht, die durch schnelle Neutrale an Teilen des Gehäuses ausgelöst werden. Eine positive Komponente tritt bei abgeschalteter Emission, aber angelegten Potentialen auf. Sie dürfte von schnellen Neutralen herrühren, die im Ionisationsraum bei Stößen mit dem Neutralgas Ionen erzeugen. Sie läßt sich nur durch Vergleich mit/ohne Emission berücksichtigen.

Zur Messung des Ionenflusses auf die Prallplatten sind diese mit senkrechten Schlitzen versehen. Das durch die Schlitze strömende Plasma wird in dahinter montierten Boxen neutralisiert und baut einen Druck auf. Ist die Temperatur des Neutralgases in der Box bekannt, so kann aus der in der Box gemessenen Dichte der Druck und zusammen mit geometrischen Größen der Fluß bestimmt werden. Nimmt man - als unterste Grenze - Raumtemperatur an, so folgen Drücke von 10^{-3} bis 10^{-4} mbar. Aus den Flüssen und den im Divertor gemessenen Liniendichten der Abschältschicht ergeben sich Strömungsgeschwindigkeiten des Plasmas vor den Prallplatten um 10^6 cm/s entsprechend 0,5 bis 1 eV/Proton. Die für den Un-

¹ Universität Heidelberg

tergrund verantwortlichen schnellen Neutralen entstehen offensichtlich bei der Neutralisation des einströmenden Plasmas. Eine direkte Sicht vom Auftreffpunkt zum Ionenfänger besteht nicht, d.h. Sekundär- und Photoelektronenemission am Ionenfänger liefern keinen Beitrag zum Untergrundsignal.

Die im Divertor gemessenen Neutraldichten sind unter Annahme von Raumtemperatur nicht im Einklang mit Druckmessungen in einem am Divertor angeschlossenen Pumpstutzen. Um die Messungen in Einklang zu bringen, muß man eine erheblich höhere Temperatur der Neutralen annehmen (bis zu einigen eV). Zur quantitativen Klärung dieses Punktes sind noch weitere Messungen notwendig, insbesondere mit periodisch unterbrochener Emission, negativ vorgespanntem Ionenfänger und einem in einen Tubus eingebauten Manometer.

2.6 Thermographie (E.R. Müller)

Eines der wesentlichen Meßziele an ASDEX besteht darin, die verschiedenen Energieverluste des Plasmas mit hoher zeitlicher Auflösung zu bestimmen. Da die Energieflüsse auf Gefäßwände, Limitersegmente oder Prallplatten diese erwärmen, lassen sich aus den gemessenen Temperaturen die Energieverluste berechnen. Im IPP wurde zu diesem Zweck in Zusammenarbeit mit der Industrie ein Thermographie-System entwickelt und 1981 in Betrieb genommen.

Das Thermographie-System nimmt Infrarotbilder der thermisch belasteten Probe mit hoher Orts- und Zeitauflösung auf, digitalisiert die Daten und speichert sie auf Magnetplatte und -band. Die Bilder können vom PDP 11/34-Rechner des Systems quantitativ analysiert werden: die Lösung der mehrdimensionalen Wärmeleitungsgleichungen mit den für die Probe gültigen Randbedingungen erlaubt, von den gemessenen Oberflächentemperaturen auf den absorbierten Energiefluß zu schließen. Das Auswerteprogramm wird von B.K. Bein /Universität Bochum erstellt und befindet sich zur Zeit im Teststadium.

Als Infrarot-Kamera wird der Typ THV 780 von der Firma AGA verwendet. Die Kamera tastet das Bild optomechanisch mit Hilfe von 2 Prismen ab, die um zueinander senkrecht stehende Achsen rotieren. Es werden 25 Bilder/sec oder - wenn eines der Prismen in wohldefinierter Stellung gestoppt wird - 2500 Temperaturprofile/sec aufgenommen. Der Rechner steuert das Gesamtsystem, archiviert digitalisierte Aufnahmedaten, bringt sie zur Wiedergabe auf einen TV-Monitor und übernimmt die quantitative Auswertung. Die Wärmebilddaten werden über den vollen dynamischen Signalbereich mit 11 bit Auflösung digitalisiert, so daß bei einem meßbaren Temperaturhub von 250° C (Kamerablende 1.8) die Temperaturauflösung etwa 0.1° C beträgt. Die Ortsauflösung ist durch die 64 x 64 Bildpunkte oder 128 Punkte pro Zeilenprofil gegeben. Im Experiment wird ein Ausschnitt der Divertor-Prallplatten von 16 cm x 16 cm mit einer Ortsauflösung von etwa 1 mm untersucht.

Als Beispiel zeigt Abb. 43 die zeitliche Entwicklung des vertikalen Temperaturprofils auf der Prallplatte. Die daraus errechneten Profile der Leistungsdeposition haben eine Halbwertsbreite von 1.2 cm.

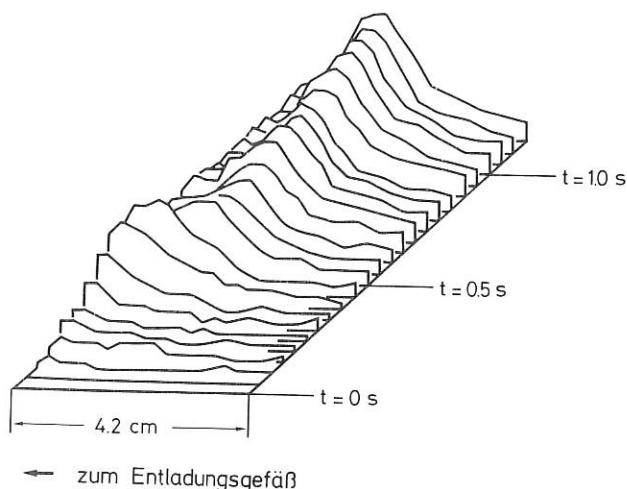


Abb.43: Temperaturerhöhung einer Divertorplatte in einer D-Entladung

2.7 Messung der langsamen Neutralteilchenflüsse mit einem Flugzeitspektrometer (H. Verbeek, W. Eckstein; Arbeitsgruppe PWW)

Die Neutralteilchenflüsse zu den Gefäßwänden bei ASDEX werden bis jetzt durch Ionisation über "Stripping" in einer Gaszelle und anschließende Spektrometrie gemessen. Diese Methode funktioniert jedoch nur bei Energien über 100 eV, während das Maximum der Wandflüsse bei wesentlich niedrigeren Energien liegt.

Es wird daher ein Flugzeitexperiment aufgebaut, das Messungen im Energiebereich von 20 eV bis ca. 1 keV erlaubt. Aus dem aus ASDEX kommenden Neutralteilchenfluß werden mit einem mechanischen Chopper, der auf einer Turbopumpe aufgebaut ist, Pulse von ca. 1 µs herausgeschnitten. Die Geschwindigkeit der Teilchen wird über ihre Laufzeit auf einer 2 m langen Flugstrecke gemessen. Am Ende der Flugstrecke befindet sich der Sekundärteilchen-Detektor aus einer oxidierten Cu-Platte. Die Sekundärteilchen werden in einem offenen Multiplier beschleunigt und dort nachgewiesen. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors energieabhängig ist, wurde in einem besonderen Aufbau (siehe PWW-Jahresbericht) die Sekundärteilchenausbeute von H⁰- und D⁰-Strahlen im Energiebereich von 20 eV bis 1 keV bestimmt. Mit ersten Messungen an ASDEX kann im Frühjahr 1982 gerechnet werden.

2.8 Energieflußmessungen (K. Ertl, Arbeitsgruppe PWW)

Zur zeitaufgelösten Messung des Energieflusses in der Randschicht parallel zum magnetischen Feld wurde eine Kalorimetersonde aufgebaut. Die Sonde ist radial schiebbar und um ihre eigene Achse drehbar. Ein Paar Kollektorplatten (8 x 5 mm) ist über definierte Wärmeleiter mit Wärmesenken verbunden. Die Flüsse auf der Ionenseite und Elektronenseite können gleichzeitig gemessen werden. Eine Zeitauflösung von 10 - 15 ms wird erwartet. Vorspannen der Kollektorplatten gegenüber der Abschirmkappe soll Rückschlüsse auf die Energieverteilung der auftreffenden Teilchen ermöglichen. Kombinierte Messungen mit anderen Sonden (ExB) sollen zu einem besseren Verständnis jeder einzelnen Diagnostik führen.

3. Datenerfassung und Elektronik

3.1 Datenerfassung

(N. Ruhs, D. Zimmermann, H. Bauer, M. Harnau,
P. Martin, E. Mathiä, J.G. Müller,
E. Reimann, T. Wendt)

Das ASDEX Datenerfassungs-System (Abb.44) ist konzipiert als ein verteiltes System, gegliedert nach Aufgabenstellungen. Es besteht aus einem lokalen

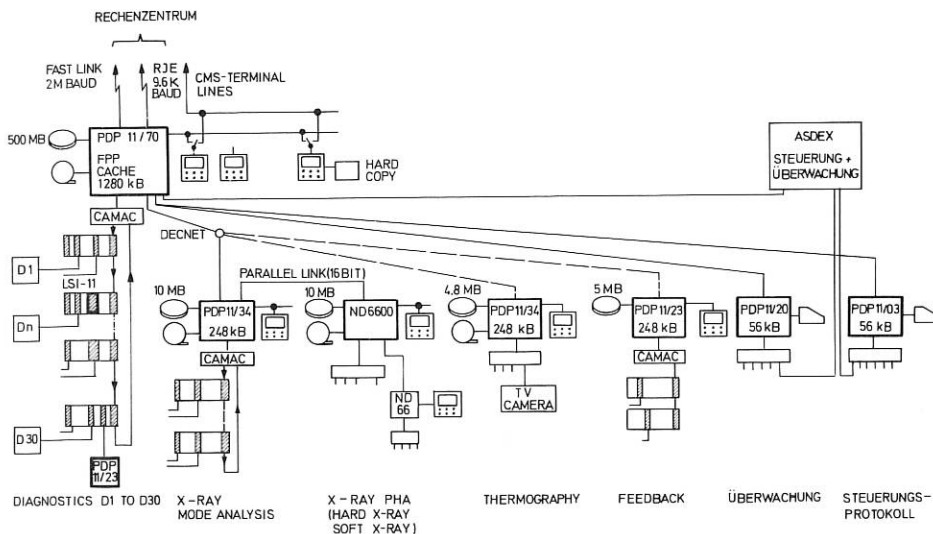


Abb. 44: ASDEX Datenerfassungs-System

Hauptrechner, PDP 11/70, verschiedenen Unterrechnern und einer Verbindung zum IPP Rechenzentrum mit seinen Großrechnern. Der Hauptrechner erfasst und archiviert die Daten des größten Teils der Diagnostiken. Sind die Datenmengen einer Diagnostik zu groß oder werden Echtzeitanforderungen gestellt, so wird dafür ein Unterrechner eingesetzt. Die im Hauptrechner archivierten Daten werden zum Rechenzentrum übertragen, wo sie mit dem Großrechner ausgewertet werden können.

Im lokalen Hauptrechner werden die Daten in einer zentralen Datenbank abgelegt. Die Konzentration der Daten von möglichst vielen Diagnostiken in einer Datenbank bietet den Vorteil, daß alle Auswerteprogramme bequemen Zugriff zu allen Daten haben. Einige Diagnostiken liefern jedoch so viele Daten, daß sie den Rahmen dieser Datenbank sprengen würden. Da außerdem die unverarbeiteten Daten dieser Diagnostiken nicht allgemein interessieren, werden für ihre Registrierung Unterrechner verwendet. Erst die Auswertergebnisse sollen über ein Rechnernetzwerk (DECNET) in der zentralen Ergebnis-Datenbank abgelegt werden.

Das GALE System besorgt die tabellengesteuerte Erfassung und Archivierung der Daten. Es läßt sich während des Betriebes interaktiv eventuellen Veränderungen anpassen. Großer Wert wurde auf die Transparenz des Systems gelegt. Auswerteprogramme können bei den meisten Diagnostiken über frei wählbare symbolische Namen zu Signalen der Diagnostikkanäle zugreifen. Eine Kenntnis des Standortes oder der Art der verwendeten Hardware ist dabei nicht erforderlich. Die Konfiguration der Erfassungs-

Hardware wird zusammen mit den Daten abgespeichert. Die archivierten Daten sind dadurch selbstbeschreibend.

Die Datenerfassungsprogramme archivieren die Meßdaten in der ersten Datenbank (Rohdatenbank). Auswerteprogramme greifen auf diese Daten zu und erzeugen Ergebnisdaten, die dann in der zweiten Datenbank, der Ergebnis-Datenbank, gespeichert werden. Die Rohdatenbank kann am lokalen Rechner derzeit bis zu 300 Schüsse speichern, die Ergebnis-Datenbank etwa eine Größenordnung mehr.

Die Signale der einzelnen Diagnostiken werden von CAMAC Modulen erfasst und während des Schusses gespeichert. Nach dem Schuß werden die Daten über eine serielle CAMAC Ringleitung an den Hauptrechner übertragen. Derzeit sind 14 CAMAC Crates mit etwa 150 Modulen installiert. 30 verschiedene Diagnostiken liefern über dieses System je Schuß etwa 1 Mbyte Daten, auf die von 32 Bildschirmterminals zugegriffen werden kann.

Das Untersystem für die Modenanalyse liefert je Schuß 1 Mbyte Daten, die auch über CAMAC aufgenommen werden. Das Thermographie-System registriert mit einer speziell dafür entwickelten Hardware maximal 25 Infrarot-Fernsehbilder bzw. 3000 Zeilen je Sekunde (0,5 - 1 Mbyte je Schuß). Das Untersystem für die Pulshöhenanalyse der weichen und harten Röntgenstrahlung bildet aus einigen Millionen Meßdaten mit Hilfe von Bit-Slice Mikroprozessoren zeitabhängige Spektren, deren Auflösung variiert werden kann.

Die anderen Untersysteme (Feedback, Überwachung und Steuerungsprotokoll) sind wegen der erforderlichen Echtzeit-Eigenschaften mit eigenen Rechnern ausgestattet.

Zum Rechenzentrum besteht eine Remote-Job-Entry Leitung mit 9,6 KBit/s und eine Lichtleiter-Verbindung mit 2 MBit/s, über die ab Anfang 1982 eine Kopie der Rohdatenbank in gleicher Weise wie für das Experiment W VII im Rechenzentrum unterhalten wird (siehe Abschnitt Stellaratoren). Die am Hauptrechner angeschlossenen Terminals können zum Rechenzentrum umgeschaltet werden, womit Auswertungen am Großrechner unter CMS möglich sind.

Die Leistungsfähigkeit des ASDEX Datenerfassungs-Systems ist im Moment durch die große Datenmenge und die Anzahl der Benutzer erschöpft. Dies führt bereits dazu, daß die Schußfolge verlangsamt werden muß. Von der Auslagerung eines Großteils der Auswerteprogramme in das Rechenzentrum wird im Jahr 1982 eine erhebliche Entlastung erwartet. Darüber hinaus ist auf längere Sicht eine weiter-

gehende Verteilung der Datenerfassungs-, Archivierungs- und Verarbeitungs-Funktionen notwendig. Ferner ist eine stärkere Datenvorverarbeitung durch Einsatz weiterer Hilfsrechner geplant.

3.2 Elektronik

(H. Hohenöcker, D.E. Groening, H. Horbach)

In der Elektronikgruppe wurden mehrere elektronische Bausteine und Geräte zur Verbesserung des Datenerfassungssystems und der Meßtechnik an Diagnostiken entwickelt, von denen hier einige exemplarisch erwähnt werden sollen.

Von der Zeitablaufsteuerung für ASDEX wurden Triggersignale abgeleitet, die eine Automatisierung des Datenerfassungssystems ermöglicht haben. Eine Weiterentwicklung der Triggerbank führt nun den einzelnen Diagnostiken galvanisch getrennte Signale zu.

Für die Meßgenauigkeit spielt die Temperaturkompensation von Verstärkern eine wichtige Rolle. Bei allen diskret oder integriert aufgebauten Verstärkern läßt sich die störende Offsetspannung allerdings nur für eine bestimmte Temperatur kompensieren; eine Temperaturveränderung von 1 Grad C bewirkt eine Ausgangsfehlspannung von 2 mV. Es wurde ein Modul entwickelt, das die Ausgangsfehlspannung über den ganzen Temperaturbereich auf Null regelt.

Mit der Diagnostik der Thomson-Streuung können absolute Werte der Elektronentemperatur und Dichte des Plasmas ermittelt werden. Die Eigenparameter der Diagnostik, wie Laserleistung, Transmission der Beobachtungsfenster, Versorgungsspannung der Multiplier, Verstärkungsfaktoren usw. sowie das Eigenleuchten des Plasmas müssen dazu genau bekannt sein. Es wurde ein komplexes Meßsystem entwickelt, das bei jedem Schuß die Ermittlung der Plasmatdaten und der Eigenparameter der Diagnostik ermöglicht. Alle Meß-Signale werden über CAMAC Module (ADC, DVM) mit dem Computer erfaßt.

4. Theoretische Arbeiten

(K. Lackner, R. Chodura, O. Gruber, J. Neuhauser, W. Schneider, R. Wunderlich, Arbeitsgruppe Tokamakphysik; G. Becker, U. Daybelge, Arbeitsgruppe ASDEX)

4.1 Transport in Divertortokamak

Für das Verständnis und die modellmäßige Beschreibung der Transportvorgänge in einem Tokamak ist eine Aufteilung des Plasmagebietes in drei Zonen zweckmäßig. Im Falle eines Poloidaldivertors (Abb.45) vereinfachen die Symmetrieeigenschaften die theoretische Analyse, während die topologische Trennung zwischen dem Gebiet des unmittelbaren Plasmawandkontaktes und dem Hauptplasma die Diagnostik erleichtert. Eine analoge Aufteilung ist jedoch auch bei Tokamaks mit Limitern oder Divertoren anderer Geometrie sinnvoll.

Die Zone I, das Hauptplasma, erfaßt dabei das Gebiet geschlossener Flußflächen, auf denen Ausgleichseffekte entlang Feldlinien eine weitgehende Homogenisierung der Plasmamaparameter bewirken und damit in erster Näherung eine quasi-eindimensionale Beschreibung der Transportvorgänge quer zu den

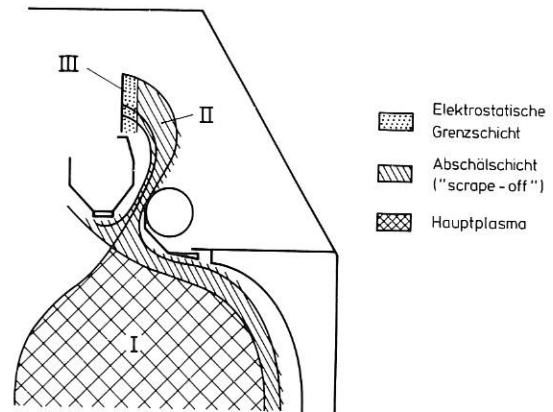


Abb. 45: Schema der verschiedenen Bereiche in der Randschicht eines Divertor-Plasmas

Flußflächen rechtfertigen. Zone II schließt sich unmittelbar an das Hauptplasma an, umfaßt jedoch Flußflächen, deren Feldlinien materielle Wände schneiden. Dieser Wandkontakt stellt für Energie und geladene Teilchen Senken dar, so daß die Profile durch den Wettbewerb von Transporteffekten quer und längs der Feldlinien bestimmt werden, und selbst in einfachen Konfigurationen - poloidaler Divertor und toroidaler Limiter - eine mindestens zweidimensionale Analyse erfordern. Zone III schließlich beinhaltet das Gebiet des Auftreffens der Feldlinien auf die Wand, in dem die gegenüber den Ionen wesentlich höhere Beweglichkeit der Elektronen zur Ausbildung eines elektrostatischen Potentialgefälles führt.

Die Vorgänge in diesen drei Gebieten sind physikalisch untereinander stark verkoppelt. Die elektrostatische Randschicht (Zone III) begrenzt die bei gegebenen Dichten und Temperaturen möglichen Teilchen- und Energieflüsse zur Wand und bestimmt durch Festlegung des Potentialgefälles die Anprallenergie und damit die Zerstäubung der Prallplatten durch Wasserstoff- und Verunreinigungionen. In der Abschältschicht (Zone II) strömt das über die Begrenzung des Hauptplasmas - in Abb. 45 die Separatrix - diffundierte Plasma zu den Prallplatten und stellt gleichzeitig die wärmeleitende Verbindung her. Abhängig von Teilchenquellen und Energiesenken entlang dieses Weges bestimmt diese Zone somit die Randdichten und -temperaturen des Hauptplasmas bei gegebenen Plasma- und Energieflüssen über die Separatrix. In dieser Zone wird auch der größte Teil der von den Wänden oder den Prallplatten kommenden Verunreinigungen ionisiert, und Strömung und Diffusion in diesem Gebiet entscheiden damit über deren in das Hauptplasma (Zone I) eindringenden Anteil.

Für ein Gesamtverständnis sind verschiedene physikalische Modelle für alle drei Zonen nötig, wobei ihre Ankoppelung durch die Kontinuität der Teilchen- und Energiedichten und deren Flüsse über die Grenzflächen erfolgen sollte.

Bei der Verbindung der Vorgänge in der Abschältschicht mit 1D-Simulationsrechnungen für das Hauptplasma hat es sich dabei als zweckmäßig erwiesen, zunächst auch auf den die Prallplatten schneidenden Flußflächen nur den Quertransport explizit zu behandeln und die Energie- und Teil-

chenflüsse in den Divertor durch Volumensenken auf diesen Flächen zu simulieren. Aufgabe der verbesserten, im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Randschichtmodelle wird es sein, diese zunächst aus einfachen Abschätzungen oder empirisch gewonnenen "effektiven" Verlusttermen zu berechnen.

4.1.1 1D-Tokamak-Simulation mit realistischen Randschicht-Modellen

Die 1D-Tokamak-Simulations-Rechnungen mit dem in Princeton entwickelten BALDUR-Code *) wurden fortgesetzt, wobei nach Beendigung der ZEPHYR-Studie im letzten Berichtsjahr die Schwerpunkte auf der Simulation von ASDEX-Ergebnissen und der Extrapolation auf JET und JET-ähnlichen Experimenten lagen.

Bereits im Rahmen der ZEPHYR-Studie (s. Jahresbericht 1980) war gezeigt worden, daß eine realistische Beschreibung, insbesondere des Verunreinigungs-haushaltes im Plasma, eine selbstkonsistente Beschreibung der Plasma-Wand-Wechselwirkung erfordert. Bezüglich der Weiterentwicklung des Transport-Codes wurde deshalb besonderer Wert auf die Verfeinerung der Randschicht-Modelle für Limiter- bzw. Divertor-Tokamaks gelegt. Zusammen mit dem Test der Modellannahmen an ASDEX und anderen laufenden Experimenten soll damit die Zuverlässigkeit der Extrapolation auf das geplante ASDEX-Upgrade und auf zukünftige Großexperimente wie JET, NET und INTOR erheblich verbessert werden.

Die folgenden Randschicht-Modelle sind im Berichtsjahr entwickelt und angewandt worden:

- Analytisches Abschältschicht-Modell

Mit Hilfe eines analytischen Modells für die Abschältschicht werden zeitabhängige Randbedingungen am Limiter-Radius für die numerische Simulation des heißen Plasmas innerhalb der Separatrix definiert**) Eine erste Version, angewandt nur auf Eisenverunreinigungen, war bereits für ZEPHYR und erste JET-Rechnungen benutzt worden. Inzwischen wurde das Modell verfeinert (z.B. durch Verunreinigungssionisation, Limiter-Zerstäubung etc.) und auf alle Teilchen- und Energieflüsse angewandt (zwei Wasserstoff-Isotope, Eisen als Verunreinigung, Ionen- und Elektronen-Energie). Das Modell ist anwendbar, solange Quellen in der Abschältschicht nicht dominierend sind. Bei hoher Abschältschicht-Dichte wird das Modell daher ungenau.

- Numerische Behandlung der Randschicht

Im Berichtsjahr wurde mit Unterstützung von C. Singer, PPPL, eine verbesserte Version von BALDUR in Betrieb genommen, welche eine numerische Behandlung der Abschältschicht in radialer Richtung einschließlich der Verluste parallel zum Magnetfeld erlaubt. Aus dieser Grundversion wurden zwei verbesserte Randschicht-Varianten entwickelt:

Erstens wurde das bestehende Modell entscheidend verbessert durch den Einbau des Wasserstoff-Recyclings und der Ionenzerstäubung von Limiter- bzw. Prallplatten-Material. Es zeigt sich, daß die Vernachlässigung dieser Volumenquellen häufig sogar qualitativ falsche Ergebnisse liefert (z.B. viel zu saubere Plasmen). Durch einige freie Parameter, wie Strömungsgeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld,

Rückströmen von Verunreinigungen aus der Divertorkammer etc. können unterschiedliche Rand-Konfigurationen (Limiter, "offener" oder "geschlossener" Divertor) simuliert werden. Die Größe dieser Parameter muß aus getrennten Modell-Betrachtungen wie dem hydrodynamischen Strömungsmodell (s. nächster Abschnitt) hergeleitet werden. Abbildung 46 zeigt die mittlere Verunreinigungskonzentration und den Prozentsatz der Strahlungsverluste am Plasmarand als Funktion des Rückströmens von Verunreinigungen aus der Divertorkammer. Offensichtlich ist ein sehr guter Divertor nötig, wenn die Strahlung am Rand des Hauptplasmas wesentlich reduziert werden soll. Eine quantitative theoretische Vorhersage der Divertorwirkung ist aufwendig und bisher noch nicht verfügbar.

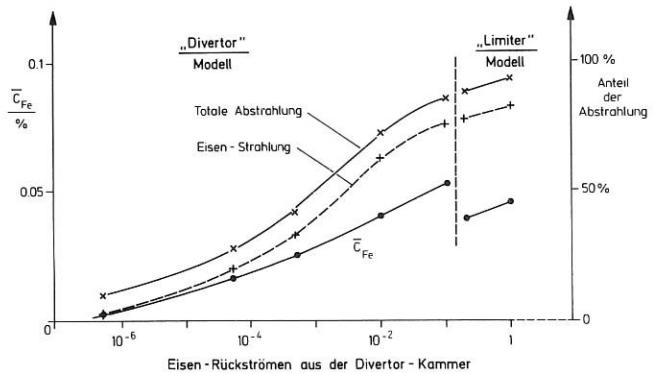


Abb. 46: Mittlere Eisenkonzentration im Plasma und Anteil der Strahlung an der gesamten Verlustleistung als Funktion des Eisen-Rückströms aus der Divertorkammer. Es ist angenommen, daß die nicht abgestrahlte Energie konvektiv auf die Prallplatten übertragen wird. Strahlung oder erhöhtes Recycling in der Divertorkammer selbst sind noch nicht berücksichtigt

Zweitens wurden mit einem leicht verschiedenen Modell der Abschältschicht ohmisch geheizte Entladungen an ASDEX mit eingeschaltetem und gettergepumptem Divertor simuliert. Da unter diesen Bedingungen Verunreinigungseffekte vernachlässigbar sind, wurde hierbei auf eine selbst-konsistente Beschreibung ihres Haushaltes verzichtet, die Behandlung der Energieverluste in der Randschicht jedoch durch getrennte Mitnahme von Elektronenwärmeleitung und Konvektion entlang der Magnetfeldlinien in den Divertor verbessert /1, IPP III/75/. Dabei wurde die Wärmestromdichte durch $q_{\parallel}(r) \sim T_e(r)^{7/2}$ beschrieben, was aus einer analytischen Integration der Wärme-

leitungsgleichung $\nabla_{\parallel} \vec{B}$ für Elektronen unter der Annahme einer starken Energiesenke (Strahlung oder Neutralgasrecycling) in der Divertorkammer folgt. Die konvektiven Teilchen- und Energieverluste $\nabla_{\parallel} \vec{B}$ werden durch eine Unterschallströmung $v_{\parallel}(r)$ erfaßt ($n v_{\parallel}$ bzw. $n v_{\parallel} (3/2kT_e + 3/2kT_i)$). Die beste Übereinstimmung mit dem Experiment wird mit $v_{\parallel}(r) = 1/7 \left(\frac{kT_e + kT_i}{m_e} \right)^{1/2}$ und mit einem Rückström-faktor $\rho = 0.2$ erhalten (ρ = Rückfluß von Wasserstoffatomen aus dem Divertor/Fluß von Ionen in den Divertor). Die gemessenen n_e - und T_e -Profile im Scrape-off Plasma entsprechen anomal hohen Transportkoeffizienten $\nabla_{\parallel} \vec{B}$ für Diffusion von Teilchen und Elektronentemperatur von $1.6 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ bzw. $3.2 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

*) BALDUR: A One-Dim. Tokamak Transport Code, D. Post et al., TFTR Phys. Group Rep. No. 33, Princeton, USA, 1981.

**) K. Borrass, Report 4/191, Garching, 1980

Sie haben etwa die Größe der Koeffizienten innerhalb der Separatrix, was den Schluß zuläßt, daß anscheinend keine abrupten Änderungen in den Transportgesetzen beim Übergang vom dichten Plasma zum Scrape-off Plasma auftreten. Ferner wurde gefunden, daß das Recycling von Wasserstoff vornehmlich über die Divertorkammern und durch Rückstreuung von Umladungsneutralen an den Toruswänden stattfindet. Im untersuchten Regime sind die charakteristischen Zeiten für den Ausgleich von T_e und T_i in der Randschicht kurz gegen die Abströmzeit der Teilchen in den Divertor, so daß sich dort $T_e \approx T_i$ einstellen kann.

4.1.2 Transport entlang Feldlinien in der Randschicht

Ein Modell der Randschicht erfordert eine zweidimensionale Beschreibung, bei der - im Flüssigkeitsbild - quer zu den Flußflächen Wärmeleitung und Teilchendiffusion, längs der Feldlinien jedoch zusätzlich gasdynamische Strömung berücksichtigt werden müssen. Gerade Messungen an ASDEX, die in der Divertorkammer beträchtliche Energieverluste aus dem Plasma sowie einen um fast zwei Größenordnungen gegenüber der Hauptkammer erhöhten Neutralgasdruck ergaben, haben die Wichtigkeit von Inhomogenitäten entlang der Feldlinien nachgewiesen und simple Vorstellungen über die Strömungsverhältnisse - wie Machzahl gleich eins - widerlegt. Als Hilfsmittel bei der Interpretation derartiger Messungen, als Ergänzung zu den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Transportcodes, die nur Diffusionsprozesse quer zu den Flußflächen explizit berücksichtigen, und als Vorstufe eines zweidimensionalen Modells wurde ein 1D-Flüssigkeitscode zur Berechnung der Vorgänge entlang der Feldlinien entwickelt, in dem die Querdiffusion von Teilchen und Energie durch Volumenquellen und -senken simuliert wird. In der im Berichtsjahr erstellten Version wird die Gasdynamik einer Flüssigkeit einschließlich nichtlinearer Wärmeleitung behandelt, wobei im Gebiet der Divertorkammer zusätzliche Teilchenquellen die Ionisation von an den Prallplatten gebildeten Neutralteilchen beschreiben. In den in Abb. 47 gezeigten Ergebnissen wird dieser Effekt durch einen Koeffizienten R_{DIV} quantifiziert, der die in der Divertorkammer stattfindenden Ionisationsprozesse im Verhältnis zu den auf die Prallplatten auftreffenden Ionen angibt. Sein Wert wurde bisher parametrisch variiert, soll aber später aus gemessenen Neutralgasdichten oder über ein 2D-Neutralgasmodell errechnet werden. Randbedingungen in diesem Flüssigkeitsmodell sind Symmetriebedingungen in der Mittelebene der Entladungskammer und die aus dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Modell der elektrostatischen Randschicht folgenden Beziehungen zwischen Dichten und Flüssen von Teilchen und Energie an den Prallplatten. Die stationären Strömungsprofile werden als asymptotische Lösungen des zeitabhängigen Problems berechnet, wodurch auch die Frage ihrer dynamischen Zugänglichkeit beantwortet wird.

Abbildung 47 zeigt die sich nach diesem Modell im Divertorhals einstellende Machzahl der Strömung als Funktion des Recyclingkoeffizienten R_{DIV} . Wegen der nichtlinearen Natur der Wärmeleitung ($\kappa \sim T^{5/2}$) hängt ihr Einfluß, der in dimensionsloser Formulierung durch einen Koeffizienten K_0 (einer inversen Peclet-Zahl) gewogen wird, vom Verhältnis der Ener-

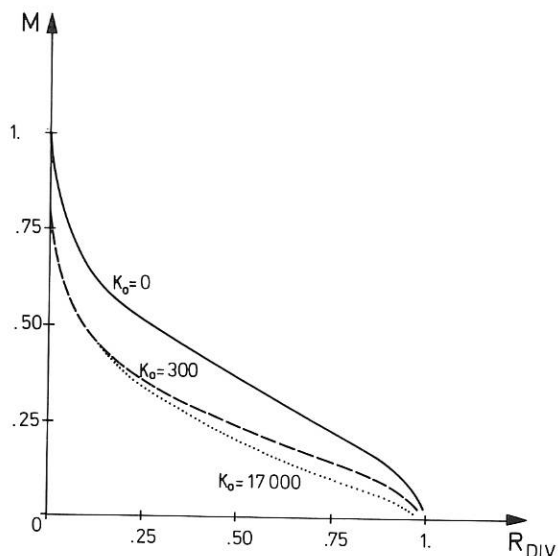


Abb. 47: Machzahl M als Funktion des Recyclingkoeffizienten R_{DIV} für verschiedene Regime der Wärmeleitung

gie- zu den Teilchenflüssen in der Randschicht ab. Die gezeigten drei Fälle ($\kappa_0 = 0, 300, 17000$) entsprechen dabei, neben dem Grenzfall verschwindender Wärmeleitung, ASDEX-Verhältnissen bei einem über die Separatrix transportierten Teilchenenergiefluß von 100 bzw. 500 kW. Die Koeffizienten wurden dabei aufgrund der Elektronenwärmeleitung berechnet, doch folgt aus ihrer Skalierung, daß bei zusatzgeheizten Experimenten die Ionenwärmeleitung bereits so wichtig wie bei ohmisch geheizten Entladungen die Elektronenwärmeleitung sein sollte. Da sich gleichzeitig die Kopplung zwischen Elektronen- und Ionentemperatur mit zunehmender Heizleistung stark verändern sollte, wurde mit der Erweiterung des Codes auf ein Zweiflüssigkeitsmodell begonnen.

4.1.3 Elektrostatische Plasma-Wand-Wechselwirkung

Im unmittelbaren Übergangsbereich zwischen einem Plasma und einer materiellen Wand bildet sich ein elektrisches Raumladungspotential aus, das Ionen auf die Wand hin beschleunigt und Elektronen teilweise reflektiert. In dem magnetfeldfreien Fall ist dieses Problem mit analytischen Methoden in der Literatur ausführlich diskutiert worden; die dort angegebenen Lösungen behalten auch im Falle eines annähernd senkrechten Einfalls von Magnetfeldlinien auf die Wand ihre Gültigkeit. Auf einen toroidalen Limiter oder auf die Prallplatten eines poloidalen Divertors treffen die Feldlinien jedoch unter sehr flachen Winkeln auf, wodurch beträchtliche Änderungen sowohl in der Potentialverteilung als auch in den Bahnen und Auftreffwinkeln der Teilchen zu erwarten sind.

Zur Untersuchung dieser Verhältnisse wurde ein eindimensionales, elektrostatisches numerisches Teilchenmodell entwickelt, das es gestattet, Potentialverteilung und Teilchen-Verteilungsfunktionen selbstkonsistent zu berechnen. Die Ergebnisse zeigen, daß die Ionen bereits im Inneren des Plasmas beschleunigt werden und bei Eintritt in die Potentialschicht bereits Schallgeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld erreicht haben müssen, damit sich

eine stationäre, monotone Potentialschicht ausgebildet (Verallgemeinerung des sog. "Bohm-Kriteriums"). Die eigentliche Potentialschicht zeigt zwei Bereiche: zunächst einen quasi-neutralen Bereich mit relativ kleinem elektrischem Feld, aber relativ großer Dicke von der Ordnung des Ionen-Gyroradius (magnetische Vorschicht). An diesen Bereich schließt sich die eigentliche Debye-Schicht von der Dicke nur einiger Debye-Längen an, in der das elektrische Feld relativ groß ist und die Ionenladung überwiegt. Der Potentialabfall in der magnetischen Vorschicht nimmt mit wachsendem Winkel ψ des Magnetfeldes gegen die Wandnormale zu. Der Potentialabfall über die gesamte Potentialschicht ist aber fast unabhängig von diesem Winkel und auch von der Stärke des Magnetfeldes. Abbildung 48 zeigt die mittleren Teilchengeschwindigkeiten V_{xi} bzw. V_{xe} von Ionen und Elektronen senkrecht zur Wand. Im Bereich der magnetischen Vorschicht ist die Strömung zwar beschleunigt aber quasineutral, d.h. $V_{xi} \approx V_{xe}$. Erst an der eigentlichen Debye-Schicht unmittelbar vor der Wand wird $V_{xi} \neq V_{xe}$ und das elektrische Raumladungsfeld relativ groß. Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis einer quasineutralen Flüssigkeitsnäherung. Die weitere Auswertung des Modells hinsichtlich Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen und Zerstäubungsraten an der Wand wird vorbereitet.

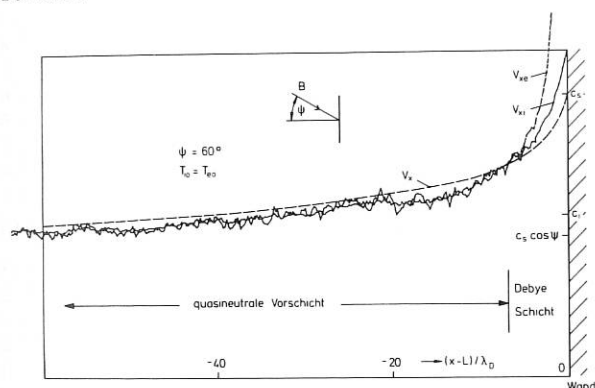


Abb. 48: Komponenten V_{xi} und V_{xe} der mittleren Geschwindigkeiten von Ionen und Elektronen senkrecht zur Wand

Für den Grenzbereich fast parallelen Einfalls konnte der Potentialfall in der magnetischen Vorschicht auch aus einem analytischen Modell gewonnen werden /55/. Letzteres wurde im Berichtsjahr auch zum Ausgangspunkt für Untersuchungen der Stabilität der elektrostatistischen Randschicht genommen.

4.1.4 Transportunsymmetrien in poloidalen Divertoren

Messungen an poloidalen Divertoren wie ASDEX, PDX und T-12 zeigen, daß der Plasmatransport in der Randschicht in Bezug auf die beiden Vertikal- und Horizontalachsen unsymmetrisch ist. In der Arbeitsweise mit zwei Staupunkten sind die gemittelten Werte der Teilchen und Energieflüsse, welche auf die äußeren Divertorplatten treffen, um 4-5mal größer als die entsprechenden Flüsse auf die inneren Divertorplatten. Außerdem gibt es auch bei vertikal gut zentrierten Entladungen eine leichte Tendenz für erhöhten Transport zu einem der beiden Divertoren (ca. 20 %). Selbst in der Arbeitsweise mit nur einem Staupunkt verbleibt eine leichte Tendenz,

eine der beiden Divertorplatten mehr zu belasten, obwohl die verbindende Flußfläche auf der anderen Seite nicht mehr unterbrochen ist.

Zur theoretischen Untersuchung dieser Ergebnisse wurde eine driftkinetische Gleichung für die Plasmaionen angewandt, um im Rahmen der neoklassischen Theorie die Bedeutung der Anordnung der Prallplatten zu studieren, wenn an ihrem Ort entsprechende Randbedingungen erzwungen werden. Die Ergebnisse zeigen, daß die "Innen-Außen" Unsymmetrie zu einem großen Teil (60 %) durch das Flächenverhältnis der Flußflächensegmente zwischen den inneren und äußeren Platten zu erklären ist. Die dann noch verbleibende Differenz kann durch die Shafranov-Verschiebung der Flußflächen erklärt werden.

Dasselbe Modell führt die kleinere "Oben-Unten" Unsymmetrie auf die horizontale Verschiebung der Driftflächen und auf die ortsabhängigen Diffusionsvorgänge zurück. Die gute Annäherung an die experimentell gefundenen Unsymmetrien läßt vermuten, daß auch der beobachtete anomale Transport in Divertortokamaks durch ein ähnliches, globales Randwertproblem beschrieben wird.

4.2 Modell für den Energietransport durch Sägezahn-schwingungen

In dem zur Interpretation von ASDEX-Messungen benützten BALDUR Transportcode wird der Effekt der inneren Disruptionen auf Dichte- und Temperaturprofile durch empirisch erhöhte Diffusion im Gebiet $q \leq 1$ beschrieben. Ein derartiges, zeitgemitteltes Modell ist jedoch nicht mehr zu rechenfertigen, wenn sich die Periode der Sägezahn-schwingungen der globalen Energieeinschlußzeit nähert. Außerdem existieren relativ klare physikalische Vorstellungen über die innere Disruption, deren Vorhersagen über die damit verbundene Transporterhöhung mit experimentellen Beobachtungen verglichen werden können.

Daher wurde ein Rechenmodell für die internen Disruptionen in Verbindung mit einem einfachen 1D-Transportcode für die zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionentemperatur (Wärmeleitung, Elektronen-Ionen-Energieübertrag, ohmsche Heizung, Zusatzheizung) und des poloidalen Magnetfeldes entwickelt. Für die Beschreibung der Sägezahn-schwingungen wird das Kadomtsev-Modell benützt, nach dem die $m = 1$ resistive Tearing Mode das Anwachsen einer magnetischen Insel in der Nähe der $q = 1$ Fläche bedingt, bis die halbe Inselgröße gleich dem Radius r_s der $q = 1$ Fläche wird. Zu diesem Zeitpunkt hat der q -Wert auf der magnetischen Achse, q_0 , einen Wert zwischen 0,9 und 1 erreicht, der in unserem Modell vorgegeben wird; der poloidale magnetische Fluß wird innerhalb eines Radius $r_0 \approx \sqrt{2} r$ so umverteilt, daß Flächen mit gegebenem helikalem Fluß $\psi = \int^r B_p dr - r^2/(2R) \cdot B_t$ erhalten bleiben*). Gleichzeitig werden die Dichte- und die Temperaturprofile innerhalb r_0 unter Teilchen und Energieerhaltung radial homogen gemacht.

Der Vergleich der Rechnungen mit dem Temperatur-Sägezahn der ohmsch und Zusatzgeheizten ASDEX-Entladungen bestätigte die gemachten Modellannahmen, wobei der kritische q_0 -Wert mit zunehmender Liniendichte von 0,92 auf 0,97 ansteigt. Die Elektronenwärmeleitung in den ohmschen Entladungen

*) B.Kadomtsev, Sov.J.Plasma Phys. 1 (1965) 389

wird durch $\chi_e \sim (n T q)^{-1}$ in Übereinstimmung mit den BALDUR-Simulationsrechnungen gefunden, während eine Alcator-Intor-Skalierung $\chi_e \sim 1/n_e$ einen vom Experiment abweichenden zeitlichen Verlauf des Sägezahns ergibt. Interessanterweise liegen die unter der Annahme eines radial konstanten elektrischen Feldes berechneten q_0 -Werte, die zusammen mit der Umfangsspannung und der Achsentemperatur zur Bestimmung von Z_{eff} benützt werden können, für alle untersuchten Fälle zwischen 0.5 und 0.7, während die wahren q_0 -Werte > 0.9 sind. Der Einfluß der Sägezähne auf die innere Induktivität wurde hingegen als vernachlässigbar gefunden.

5. Technik

(H. Rapp, R. Allgeyer, H. Finkelmeyer, J. Franzspeck, J. Gernhardt, F. Gresser, F. Hartz, G. Herppich, G. Klement, P. Krüger, E. v. Mark, F. Schneider, S. Schraub, H. Wedler¹)

5.1 Allgemeines

Die Verfügbarkeit der Anlage konnte weiter erhöht werden. Hierzu trugen zahlreiche steuerungstechnische Verbesserungen und insbesondere der Verzicht auf den OH-Abschalter bei. Dies wurde möglich, weil die benötigte Ringspannung für die Plasmazündung nur ca. 10 V beträgt, welche der für die Transformatorerregung verwendete Stromrichter liefert. Einschließlich der notwendigen Inspektionen und technischen Testläufe kann ASDEX nunmehr von zwei Personen innerhalb einer Stunde für den täglichen Experimentierbetrieb vorbereitet werden.

Die Wiederaufnahme der Untersuchungen mit mechanischem Limiter verschärfte die Anforderungen an die Vakuumbedingungen. Dies hatte größere Anstrengungen für die Lecksuche und Leckbeseitigung zur Folge.

5.2 Umbauten

Von Januar bis Mitte April und in den Monaten August und September waren zwei Umbauperioden, die hauptsächlich durch den Anbau der ersten bzw. zweiten Beschleunigungskammer für die Neutralinjektion bedingt waren. In der ersten Periode wurden außerdem alle Öffnungen zwischen Divertorkammer und Hauptkammer - mit Ausnahme der Divertorschlitze selbst - abgedichtet, um die Frage des Recycling aus dem Divertorraum ins Plasma genauer beantworten zu können. Dies gelang trotz erheblicher Schwierigkeiten an den Isolationsstrecken befriedigend und ohne Beeinträchtigung der Betriebssicherheit. Im gleichen Zeitraum wurden die beweglichen Prallplatten, welche von Runaway-Elektronen beschädigt waren, durch feststehende Platten aus Titan ersetzt. Während der Sommerpause wurde der untere Divertor durch einen toroidalen mechanischen Limiter aus Edelstahl abgedeckt. Dies ermöglicht es, mittels vertikaler Plasmasverschiebung die Experimentierbedingungen zwischen Divertorentladung und Limiterentladung kontinuierlich zu ändern.

¹ bis 15.10.1981

5.3 Stromabbrüche

Entladungen mit mechanischem Limiter und solche mit niedrigem Fülldruck sind besonders anfällig gegen Stromabbrüche. Obwohl das Feedbacksystem den Abfall des Plasmastromes auf unkritische Werte verlangsamt, häufen sich bei Stromabbrüchen in Niedrigdichte-Entladungen Defekte an Meßeinrichtungen infolge Spannungsüberschlag. Hingegen konnten Überspannungen an den Spulen bisher nicht beobachtet werden. Zur Klärung der Ursachen für die Störspannungen wurden deshalb Untersuchungen der Potentialverteilung zwischen den isolierten Vakuumgefäßhälften und Meßerde aufgenommen.

5.4 Feedbacksystem

Die Regeleinrichtungen für Plasmastrom, Plasmalage und Elektronendichte haben den Experimentierbetrieb durch hohe Flexibilität bei der Wahl der Plasma-parameter und genaue Reproduzierbarkeit der Entladungen sehr erleichtert. Schwierigkeiten gab es nur noch bei Entladungen hoher Dichte wegen parasitärer Ströme zu den Magnetsonden und Flußmeßschleifen für die Lagebestimmung und bei Entladungen langer Dauer (> 10 s) wegen der Drift der Integratoren. Diese Schwierigkeiten konnten durch elektrostatische Schirmung bzw. durch Verwendung einer empfindlicheren Spulenanordnung für die Magnetfeldmessung beseitigt werden.

Da die Regler den Plasmastrom auch nach Einsetzen eines harten Stromabbruchs zu erhalten suchten, waren sich wiederholende Stromabbrüche mit entsprechenden Rüttelschwingungen am Tokamaksystem die Folge. Dies vermeidet nunmehr ein Steuerprogramm, welches den Plasmastrom automatisch in ca. 100 ms abschaltet, sobald der einem Stromabbruch vorausgehende negative Spannungsimpuls auftritt.

Mit Hilfe eines neuen Prozeßrechnerprogramms und einer Synchronisierereinrichtung zwischen Vertikal-feldstromrichter und OH-Transformatorstromrichter ist es gelungen, ein magnetisch begrenztes Plasma auch während der ersten Millisekunden ohne Limiterberührung und somit sauberer zu erzeugen. Gleichzeitig werden mit diesem Programm Unsymmetrien der Stromrichter weitgehend ausgeglichen. Feedback-geregelte Entladungen können nunmehr programmgesteuert ohne Feedback reproduziert werden, was bei der Untersuchung bestimmter Einwirkungen auf das Plasma (z.B. bei Neutralinjektion) notwendig oder hilfreich ist, wenn die übrigen Parameter rückwirkungsfrei erhalten bleiben sollen.

5.5 Vorbereitungen für die Langpulsheizung

Die vorgesehene Zusatzheizung mit Hochfrequenz und Neutralinjektion von zusammen 6 MW bei 10 s Pulsdauer erfordert einen Umbau der Divertorkammer und eine Anpassung der Diagnostikeinrichtungen. Die konstruktiven Arbeiten und Versuche hierfür wurden begonnen. Es ist geplant, die Abdeckungen der mittleren Multipolspulen und die Prallplatten durch wassergekühlte Schutzschilde aus Kupfer mit einer Belegung aus Graphitplatten zu ersetzen.

6. Zusatzheizung und Teilchennachfüllung

Die für das ASDEX-Programm äußerst wichtigen Arbeiten zur Zusatzheizung und Teilchennachfüllung werden in der Planungs- und Aufbauphase praktisch ausschließlich in den entsprechenden IPP-Arbeitsgruppen durchgeführt, während ihre Anwendung an ASDEX dann in enger Zusammenarbeit zwischen dem ASDEX-Team und der jeweiligen Arbeitsgruppe erfolgt. Während Neutralinjektion mit einer Leistung von 2.5 MW und einer Pulslänge von 0.2 s sowie eine Gaskanone zum Einschub einzelner D₂-Pellets im Berichtsjahr bereits an ASDEX eingesetzt wurden, befinden sich weitere Heizmethoden (Lower Hybrid-Heizung mit 2.4 MW/1.5 s, Inbetriebnahme 1982/83; Ionenzyklotronheizung mit 3 MW/10 s, 1983/84; Neutralinjektion 3 MW/10 s, 1985/86) und eine Zentrifuge zur kontinuierlichen Teilchennachfüllung (1983) noch in Vorbereitung. Ehe in den folgenden Abschnitten über diese Aktivitäten im einzelnen berichtet wird, werden zunächst kurz die physikalischen Überlegungen zusammengefaßt, die im Berichtsjahr zur Planung und Vorbereitung einer Langpulsheizung (Pulslänge etwa 10 s) mit etwa 6 MW für ASDEX geführt haben.

6.1 Notwendigkeit eines Ausbaus der Zusatzheizung

Um das technische Potential von ASDEX (Divertor, kreis- oder nichtkreisförmige Plasmaquerschnitte, 10 s-Entladungen) nutzen und in ein international attraktives Programm umsetzen zu können, wurde ein Ausbau der Zusatzheizung diskutiert. Für die Festlegung der gewünschten Gesamtheizleistung, ihre Aufspaltung auf verschiedene Heizmethoden und die Pulslänge wurde dabei von der Zielsetzung von ASDEX ausgegangen.

Erstes Ziel ist dabei die Untersuchung der Physik des poloidalen Divertors einschließlich der damit verbundenen Aspekte der Plasma-Wand-Wechselwirkung. Ein wesentlicher Ähnlichkeitsparameter ist dabei die Energieflußdichte durch die Plasmaoberfläche, wo die für JET und INTOR/NET vorgesehenen Heizleistungen von 45 bzw. 75 MW auf ASDEX-Dimensionen umgerechnet ca. 6 MW entsprechen.

Die verschiedenen für einen Reaktor diskutierten Heizmethoden unterscheiden sich wesentlich in der Energiedeposition im Orts- und Geschwindigkeitsraum und lassen damit eine unterschiedliche Verunreinigungsproduktion erwarten. Diese Effekte können gerade durch Vergleich in einer Maschine - um so mehr, wenn diese zur Untersuchung und Kontrolle von Verunreinigungen speziell ausgerüstet ist - optimal untersucht werden. Lange Heizpulse erscheinen für solche Experimente nötig, da verschiedene Wandeffekte nur langsam ins Gleichgewicht kommen. So zeigen metallische Oberflächen eine von ihrem Oxydationszustand stark abhängige Zerstäubungsabsorbierbarkeit; ein stationärer Zustand stellt sich dann erst nach einer bestimmten Fluenz der bombardierenden Wasserstoffatome ein.

Ein zweites Ziel von ASDEX ist die Untersuchung der β -Grenzen von Plasmen mit kreisförmigen bzw. nichtkreisförmigen Querschnitten. Das Vordringen zu reaktorrelevanten β -Werten (speziell hier β_{pol}) ist aber auch für Divertoruntersuchungen wesentlich, da Innen-Außen-Unsymmetrien, wie sie in Liniendichten und Energieflüssen der Randschicht beobachtet wer-

den, stark vom Wert von β_{pol}/A (A : Aspektverhältnis) abhängen sollten. Die mit einer bestimmten Heizleistung erreichbaren β -Werte hängen linear von der erzielten Energieeinschlußzeit ab und sind daher nur unsicher vorherzusagen. Energieeinschlußzeiten, wie sie in guten, ohmisch geheizten ASDEX-Entladungen beobachtet wurden (ca. 60 msec), würden bei 2.2 T Hauptfeld und 6 MW Heizleistung ein Erreichen der theoretisch erwarteten Grenzwerte ($\langle \beta_{pol} \rangle = 0.09 A$ für kreisförmige Querschnitte) erlauben, wobei ein Absinken der Einschlußzeit in gewissen Grenzen durch Reduktion des Hauptfeldes kompensiert werden könnte. Erwartete β -Grenzen hängen stark von den Plasmaströmprofilen ab, wodurch sich beträchtliche Unterschiede in den Ergebnissen zwischen kurzen Heizpulsen - bei denen die Plasmaströmverteilung durch das Ausgangsprofil bestimmt ist - und Pulsen von der Dauer mehrerer Sekunden ergeben sollten. Im letzten Fall gelangen Strom- und Temperaturprofil in ein resistives Gleichgewicht.

Die Verfügbarkeit verschiedener Heizmethoden an einer Maschine wird außerdem die Untersuchung ihrer mehr grundlegenden physikalischen Effekte ermöglichen. Eine Voraussetzung ist dabei für jede Heizmethode eine ausreichend große Heizleistung, um selbst in der Elektronenenergiebilanz die ohmische Heizung dominieren zu können. Erschwert wird die Interpretation in vielen Fällen durch die gleichzeitige Zunahme der Verunreinigungen. Hier sollten die durch den Divertor gegebenen Möglichkeiten zu deren Kontrolle diese Untersuchungen vereinfachen. Besonders geeignet erscheint ASDEX dabei zur Untersuchung des Stromtreibens durch Neutralinjektion (bzw. Hochfrequenzheizung bei der LH-Frequenz), da aufgrund des Divertors die beiden ausschlaggebenden Parameter Dichte und Z_{eff} besser als in anderen Experimenten kontrolliert werden können. Auch hier ist zur eindeutigen Interpretation die Erreichung stationärer Stromprofile wünschenswert, was bei den erhofften Elektronentemperaturen Pulsdauern von ~ 2 sec erfordern würde.

Speziell die sich aus Fragen der Plasma-Wand-Wechselwirkung ergebenden Forderungen an die Pulsdauern sind relativ unsicher. Der allgemeine Konsensus über benötigte Zeiten kann deshalb am besten mit "so lange wie möglich" beschrieben werden. Für die Pulsdauer werden deshalb Werte angestrebt, die mit der möglichen Pulsdauer der Hauptfeldspulen und dem verfügbaren OH-Fluß konsistent sind.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde beschlossen, die bereits installierte (2.5 MW/0.2 s Neutralinjektion) bzw. im Aufbau befindliche (2.4 MW/1.5 s LHRH) Zusatzheizung

- durch Bereitstellung von 3 MW ICRH-Heizung mit einer Pulslänge von 10 sec
- und durch Ausbau der Neutralinjektion auf ein ebenfalls 10 sec Pulse erlaubendes System mit etwa 3 MW Leistung

zu erweitern. Gleichzeitig soll die Hochspannungsversorgung des Institutes so modifiziert werden, daß jeweils zwei der dann bereitstehenden Heizmethoden (NI, LHRH, ICRH) parallel mit voller Leistung eingesetzt werden können.

6.2 Neutralinjektion

(J. Bäumler, D. Cooper, J.-H. Feist, J. Kolos, R.-C. Kunze, G.G. Lister, H. Lohnert, W. Melkus⁺, E. Speth, S. Succi, A. Stäbler, O. Vollmer, G. Wulff, Z. Yü; Arbeitsgruppe Neutralinjektion)

6.2.1 Neutralinjektion mit 2.5 MW/0.2 s

Im Laufe des Berichtsjahres wurden an ASDEX zwei Injektoren installiert und in Betrieb genommen. Ab Juni 1981 konnten mit einem Injektor (NW) Injektionsexperimente durchgeführt werden, wobei die in den Torus injizierte Leistung ca. 1.25 MW betrug. Der zweite Injektor (SO) wurde Ende 1981 fertiggestellt und erste Injektionsexperimente haben Anfang 1982 begonnen. Damit stehen an ASDEX 2.5 MW Neutralleistung für Pulsweiten von 200 ms zur Verfügung.

Ionenquellen

Die ASDEX Ionenquellen wurden aufgrund eines im Juni 1978 zwischen dem IPP und CEA-FAR abgeschlossenen Vertrages in FAR entwickelt, gebaut und konditioniert. Bis Juli 1981 waren alle 9 Ionenquellen einschließlich Zubehör und vertraglich festgelegten Ersatzteilen geliefert und durch das IPP abgenommen. Schon während der Konditionierungs- und Abnahmemessungen in FAR hatte sich gezeigt, daß die Ionenquellen eine hohe Zuverlässigkeit erreichten und die vertraglich festgelegten Mindestparameter übertrafen. Dies bestätigte sich auch, als die Quellen im Laufe des Berichtsjahres an den ASDEX-Injektoren in Betrieb genommen wurden. Bisher arbeiten alle 8 an den beiden Injektoren eingesetzten Quellen zufriedenstellend und ohne Ausfälle. Damit ist der Vertrag mit CEA-FAR bis auf eventuelle Garantiereparaturen abgewickelt.

Montage und Inbetriebnahme der Injektoren

Im Januar 1981 wurde der Experimentierbetrieb an ASDEX für ca. 2 Monate unterbrochen und mit der Installation des NW-Injektionssystems begonnen. Nach der Montage der sog. Schieber-Balgeinheit und dem Einbau des Toruskalorimeters wurde die komplett vormontierte Strahlführungskammer aus der Hochspannungshalle des I-Gebäudes zum ASDEX transportiert und mit dem ASDEX-Gefäß verbunden. Anschließend konnten die vier Ionenquellen angebaut und deren Versorgungsanschlüsse montiert werden (Abb. 49). Gleichzeitig wurden die von der Firma Siemens installierten Bogenversorgungen abgenommen, die Hochspannungskreise fertiggestellt und die umfangreiche Steuerung des Injektionssystems und seiner Komponenten getestet.

Im März 1981 konnten die ersten Betriebsversuche mit den 4 Ionenquellen begonnen werden. Es zeigte sich, daß die Plasmaquellen an den von der Firma Siemens nach Spezifikationen des IPP gebauten Bogenversorgungen problemlos betrieben werden können. Nach der Inbetriebnahme der HV-Röhren (2 x BBC-CQK 200-4) für den Schaltbetrieb gelang es ohne Schwierigkeiten, Ionenstrahlen zu extrahieren.

Wesentlich für die zügige Inbetriebnahme der Ionenquellen war, daß alle Komponenten des Injektionssy-

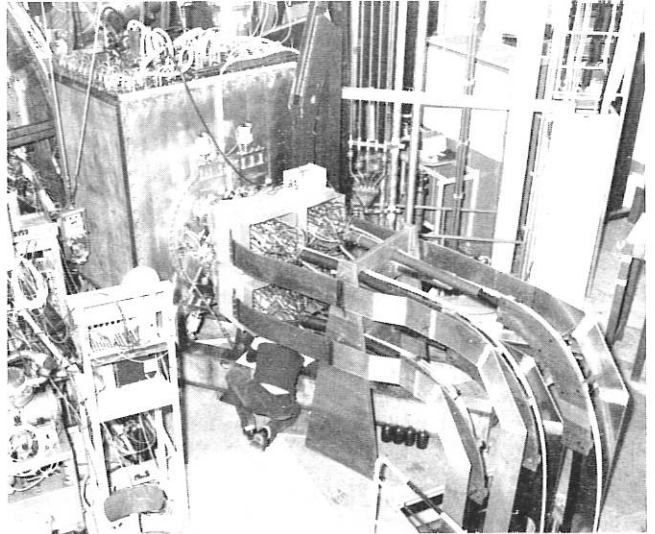


Abb. 49: Nordwest-Injektor an ASDEX

stems, wie Pumpsysteme, Timer etc., zuverlässig arbeiteten. Insbesondere bewährte sich die Konzeption der Hochspannungskreise: Durch spezielle im IPP entwickelte Transformatoren in den Hochspannungszuführungen zu den Ionenquellen werden schnelle Stromanstiege als Folge von Hochspannungsdurchschlägen im Extraktionssystem gedämpft. So wurden keine Wechselwirkungen zwischen den Quellen beobachtet und alle elektrischen Systeme arbeiteten ungestört.

Erste mit ASDEX-Entladungen synchronisierte Schüsse zeigten eine starke Wechselwirkung zwischen der Plasmaquelle und dem ASDEX-Streufeld. Offensichtlich wird das Cusp-Feld der Plasmaquelle durch ein kleines axiales Störfeld verschoben, das trotz der magnetischen Abschirmung vorhanden ist. Diese Schwierigkeit konnte durch Korrektur des Cusp-Feldes provisorisch umgangen werden. So war es Ende Mai möglich, mit Injektionsexperimenten zu beginnen. Während der Experimentierperiode bis Ende Juli wurde in etwa 100 Entladungen injiziert, wobei die mittlere injizierte Neutralleistung bei 1.25 MW lag.

Parallel zu den Arbeiten am NW-Injektor lief ab Mai die Installation und die Inbetriebnahme des SO-Injektors. Im Dezember 1981 konnten dann auch die 4 Ionenquellen dieses Injektors betrieben werden. Seit Mitte Januar 1982 laufen Injektionsexperimente mit beiden Injektoren, d.h. mit 8 Ionenquellen. Zur Vorbereitung der Datenaufnahme wurde im NI-Kontrollraum ein Terminal und ein Camac-Crate installiert, das über Fiberoptik-Kabel mit dem ASDEX-Rechner verbunden ist. So sollte die Übernahme von Neutralinjektionsdaten bis zum Frühjahr 1982 möglich sein.

Seit November 1982 wird ein Kleinrechner (MINC-11) benutzt, um die Thermoelementsignale der Strahlführungskalorimeter auszuwerten und abzuspeichern. Damit sind bei der Konditionierung der Ionenquellen nach jedem Schuß Leistung, Divergenz und Position

⁺ ZTE

der Ionenstrahlen bekannt. Der Kleinrechner arbeitet trotz der "rauen" Umgebung der Neutralinjektion zuverlässig.

Bestimmung der injizierten Neutralleistung

Zur Messung der Strahleigenschaften enthält jedes Injektionssystem zwei Kalorimeter. Ein V-förmiges, wassergekühltes Kalorimeter befindet sich innerhalb der Strahlführungskammer (SFK-Kalorimeter). Mit ihm läßt sich die Strahlleistung bestimmen, indem man Fluß und Temperaturanstieg des Kühlwassers mißt. Information über die Strahldivergenzen liefert ein Satz von 28 über die Kalorimeterplatten verteilten Thermoelementen. Ein zweites Kalorimeter (Toruskalorimeter) läßt sich innerhalb des ASDEX-Gefäßes vor den NI-Stützen schwenken. Dieses Kalorimeter besteht aus 9 strahlungsgekühlten Molybdänsegmenten mit Thermoelementen, die eine Messung der in den Torus eintretenden Neutralleistung erlauben.

Messungen der Strahlleistung am NW-Injektor liefern eine maximale Leistung von 2.5 MW (Ionen + Neutralteilchen) auf dem SFK-Kalorimeter. Das entspricht ca. 70 % der Extraktionsleistung (Beschleunigungsspannung x extrahierter Strom). Lenkt man die nicht neutralisierten Ionen durch den eingebauten Magnet aus dem Strahl, reduziert sich die Leistung auf ca. 1.5 MW, entsprechend einem Neutralisationsgrad der Strahlen von ca. 60 %. Leistungsmessungen mit dem Toruskalorimeter ohne ASDEX-Magnetfeld zeigen, daß die geometrischen Verluste im Stützen kleiner als 5 % sind. Mit eingeschaltetem Toroidalfeld erreichen noch ca. 88 % der Neutralleistung, d.h. ca. 1.3 MW den Torus und zwar unabhängig von der Pulslänge (100 ms bzw. 200 ms).

6.2.2 Vorbereitungen zur Injektion mit langen Pulsen

Aus der in Abschn. 6.1 skizzierten Zielsetzung für den Ausbau der Neutralinjektion ergab sich die Aufgabe zu untersuchen, wie das vorhandene System modifiziert werden kann, um die geforderten Parameter

Strahlenergie	: 55 keV
Neutralleistung:	3.0 MW
Pulslänge	: 10 sec

zu erreichen. Die wesentliche Randbedingung war dabei, soviel wie möglich von der vorhandenen Installation zu verwenden. Die Ausdehnung der Pulslänge von 0.2 auf 10 sec ist dabei die wesentlichste Veränderung gegenüber dem jetzigen System und erfordert Überlegungen zum Pumpsystem, zu den strahlabsorbierenden Sumpfen, zur Ionenquelle mit Extraktionssystem und zur Beamline.

Pumpsystem

Für lange Pulse bieten sich zunächst Kryopumpen und Volumen-Getter-Pumpen an. Die Verwendung derartiger Pumpen würde allerdings beträchtliche Neuinvestitionen erfordern (2-3 MDM). Vorversuche haben gezeigt, daß die vorhandenen Titan-Getter-Pumpen die langen Gaspulse ebenfalls bewältigen können. Nach 2000 - 3000 vollen Gaspulsen muß der Titanvorrat erneuert werden, was ca. alle 14 Tage erforderlich wird. Da bisher gute Erfahrungen mit diesem Pumpsystem vorliegen, soll es trotz dieses Nachteils verwendet werden.

Strahlabsorbierende Sumpfe

Ein sehr kritisches Problem ist die Leistungsdeposition ($10 - 20 \text{ kW/cm}^2$ senkrecht zum Strahl) für lange Pulse auf materiellen Sumpfen. Mit aktiver Kühlung, d.h. turbulentem Wasserfluß hinter dünnen Kupferflächen, gelingt es, bis zu 2 kW/cm^2 für lange Pulse abzuführen. Damit die Leistungsdichte im Strahl auf diesen Wert reduziert wird, muß man die beschossene Fläche entweder schnell aus dem Strahlbereich bewegen oder zur Strahlrichtung neigen. Die erste Methode wird in einem von der KFA Jülich konzipierten "rotierenden Target" angewendet, bei dem sich eine 35 cm \varnothing Trommel mit 50 Hz dreht. Der Aufbau dieses Targets ist sehr kompakt, die eigentliche Verifikation des Prinzips und der Test der Zuverlässigkeit werden voraussichtlich im Jahr 1982 erfolgen.

Für die zweite Methode sind derzeit entweder Hypervaportrons (geplant für JET, bisher ungetestet) oder von McDonnell Douglas (USA) hergestellte Panels (getestet im Lawrence Berkeley Laboratory) möglich. Welches dieser drei Systeme verwendet wird, hängt von weiteren Tests, von Geometrieuntersuchungen in der vorhandenen Beamline und von einer Kostenanalyse ab.

Ionenquelle und Extraktion

Die wesentlichste, den mechanischen und elektrischen Aufbau bestimmende Komponente ist die Ionenquelle mit der strahlformenden Extraktion. Unter der Randbedingung, möglichst viel von den vorhandenen Installationen zu verwenden, stellte sich nach vergleichenden Analysen mehrerer Möglichkeiten eine Modifikation der vorhandenen Quellen als die günstigste Lösung heraus. Der große Vorteil dieses Vorgehens wäre, daß die gesamte erprobte elektrische Hoch- und Niederspannungsversorgung übernommen werden könnte.

Eine vorhandene Plasmaquelle wurde durch zusätzliche Kühlung so modifiziert, daß am Teststand 10-Sekunden-Pulse gefahren werden konnten. Ein wassergekühltes Extraktionssystem wurde so konstruiert, daß es in den vorhandenen Isolator eingebaut werden kann. Das angestrebte Prinzip der Wasserkühlung ist ähnlich einem von der KFA Jülich entwickelten Aufbau. Dabei werden die Extraktionslöcher durch umlaufende Kanäle gekühlt. Über die Art und Weise der Fertigung wird derzeit mit der ZTE und verschiedenen Industriefirmen verhandelt. Zur Bestätigung des Designs sind Modellversuche geplant. Für die langen Pulse muß eine Ionenoptik gewählt werden, die möglichst wenig Teilchen beschleunigt, die nicht im verwendbaren Strahl sind. Auf der anderen Seite sollen die Extraktionsöffnungen so groß wie möglich sein, um die Transmission durch das Gittersystem zu optimieren. Zu diesem Aspekt werden - im Rahmen eines bestehenden Vertrages mit FAR - theoretische und experimentelle Untersuchungen durchgeführt.

Beamline

Bei der Beamline soll die gesamte Vakuum-Box erhalten bleiben. Der Abstand zwischen Quellen und Torus wird vergrößert werden müssen (max. 70 cm), um einen längeren Neutralisator und mehr Platz für effektives Pumpen zu schaffen. Der vorhandene Magnet muß in einen 180° -Reflexionsmagnet umgewandelt

werden, um die Leistungsdichte auf den Ionensümpfen zu reduzieren. Mögliche geometrische Anordnungen der Sümpfe und Kalorimeter werden zur Zeit untersucht. Für die Ionen im Ablenkmagneten und die re-ionisierten Teilchen wurden Bahnrechnungen durchgeführt, die keine prinzipiellen Probleme aufzeigten, aber noch detaillierter durchgeführt werden müssen.

6.2.3 Numerische Rechnungen

Eine Reihe von Produktionsläufen mit dem Code FREYA wurde durchgeführt, um die Leistungsdepositionsprofile für die Neutralinjektionsexperimente zu erhalten. Dabei stellte sich heraus, daß die Verluste von schnellen Ionen durch Umladung am Hintergrund-Neutralgas ein nicht vernachlässigbarer Effekt sind. Typisch sind etwa 25 % der injizierten Neutralleistung hiervon betroffen. Die Verluste gehen allerdings auf 10 - 15 % zurück, wenn man die Re-ionisation dieser schnellen Neutralen im Plasma mit berücksichtigt. Der Code wurde deshalb durch ein statistisch zuverlässigeres Modell für diese Prozesse verbessert.

Weitere Modifikationen an FREYA betrafen die Effekte der Energiediffusion der schnellen Ionen und den Beitrag der zirkulierenden Ionen zum Gesamt-Beta (global und lokal).

Zur Vorbereitung der Injektion mit langen Pulsen (siehe 6.2.2) wurde eine vergleichende Parameterstudie durchgeführt, bei der Extraktionsspannung und Spezies-Verteilung des Injektors variiert und ihr Einfluß auf das Depositionsprofil untersucht wurde. Anlaß hierzu war die Frage, ob bei einem Vergleich zwischen Periplasmatron (FAR) und Bucketquelle (Jülich) im Hinblick auf das Depositionsprofil im Plasma der höhere Anteil an molekularen Ionen im Strahl des Periplasmatrons durch eine Erhöhung der Extraktionsspannung ausgeglichen werden kann. Es zeigte sich, daß in der Tat durch eine Erhöhung der Spannung von 50 auf 55 kV das Depositionsprofil mit dem Periplasmatron innerhalb der statistischen Grenzen identisch ist mit dem der Bucketquelle für 50 kV.

Weiterhin wurde ein Programm geschrieben, das den "Halo"-Effekt des Neutralstrahls - eine durch den CX-Einfang des Neutralstrahls erzeugte Population von Neutralatomen mit Plasmatemperatur - berücksichtigt. Erste Ergebnisse zeigen eine zentrale Neutralatomdichte von ca. $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ bei 2.5 MW, was sehr gut mit einfacheren Abschätzungen übereinstimmt. Der Einbau der "Halo"-Neutralatomdichte in FREYA ist in Vorbereitung.

6.3 Lower Hybrid-Heizung

(D. Eckhardt, M. Brambilla, H. Brinkschulte, H. Derfler, F. Leuterer, M. München, K.-H. Schmitt¹, F. v. Woyna², M. Zouhar, Y.-P. Chen³; Arbeitsgruppe LHH)

Die Arbeitsgruppe LHH bereitet ein Hochfrequenz-Heizexperiment vor bei einer Frequenz (1.3 GHz), die der "unteren Hybriden" (LH) des ASDEX-Plasmas entspricht /22/. Die HF-Senderanlage wird 2.4 MW während 1.5 sec liefern. Das erste (von insgesamt 9) Hochleistungs-Klystrons wurde von der Industrie angefertigt und steht zum Betrieb eines HF-Teststandes bereit. Zur Ankopplung der LH-Leistung wird eine besondere Antenne ("Grill") benötigt, die (ganz oder teilweise) durch die Industrie gebaut werden soll. Eine entsprechende Ausschreibung ist durchgeführt, wobei Material und Oberflächenbeschaffenheit der Grillwände so spezifiziert sind, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten parasitärer Entladungen ("Multipactors") nach dem gegenwärtigen Stand des Wissens auf ein Minimum reduziert ist¹.

6.3.1 Vorbereitung des LH-Heizexperimentes

HF-Anlage und Versorgung

Die Planung der HF-Anlage (1.3 GHz, 2.4 MW aus 8 Klystron-Verstärkern) wurde im Berichtsjahr weitgehend abgeschlossen. Die Abnahme des Klystron-Prototyps V108 SK beim Hersteller (VALVO, Hamburg) ergab die folgenden Nominaldaten:

Strahlspannung	58.4 kV
Strahlstrom	11.2 A
Ausgangsleistung	330 kW
Wirkungsgrad	50 %
Pulsdauer	1.5 sec (alle 5 Minuten).

Nach Fertigstellung des im IPP entwickelten und gebauten Betriebsschranks, der die für das Klystron notwendigen Hilfsstromversorgungen sowie alle langsamen und schnellen Schutzeinrichtungen enthält, erfolgte die Inbetriebnahme des Klystrons im IPP. Die für diesen Betrieb erforderliche Hochspannungsversorgung wurde durch Modifikation einer vorhandenen älteren Gleichrichteranlage mit Motor-Generator für schnellen Klystron-Hochlauf bereitgestellt. Hierfür wurde ein schnelles Hochspannungs-Schutzsystem in Form von redundanten Ignitron-Crowbars entwickelt, gebaut und erfolgreich getestet. Abbildung 50 zeigt das Klystron und den Betriebsschrank. Für die HF-Ansteuerung des Klystrons wurde ein 1.3 GHz, 50 W-Sender entwickelt und gebaut. Er besteht aus einem quartzstabilisierten Steuersender mit Vorverstärker, einer Gitter-Basis-Leistungsstufe und einer Amplitudenregleinrichtung. Für das Phasen- und Amplituden-Meßsystem im Grill-Koppler wurden verschiedene Phasenkomparatoren untersucht, wobei ein im IPP entwickelter Quadratur-Mischer in Strip-line-Technik in Erprobung ging.

Im Berichtsjahr wurden die von der Industrie gebauten Hochleistungs-Zirkulatoren und -Lasten sowie die Mikrowellen-Vakuumfenster geliefert und einem Kleinleistungstest bezüglich Anpassung und Dämpfung unterzogen.

¹ s. Beitrag in diesem Jahresbericht des Bereichs Technologie

¹ Projektleitung bis 1.8.1981

² ab 1.5.1981

³ Stipendiat aus der V.R.China

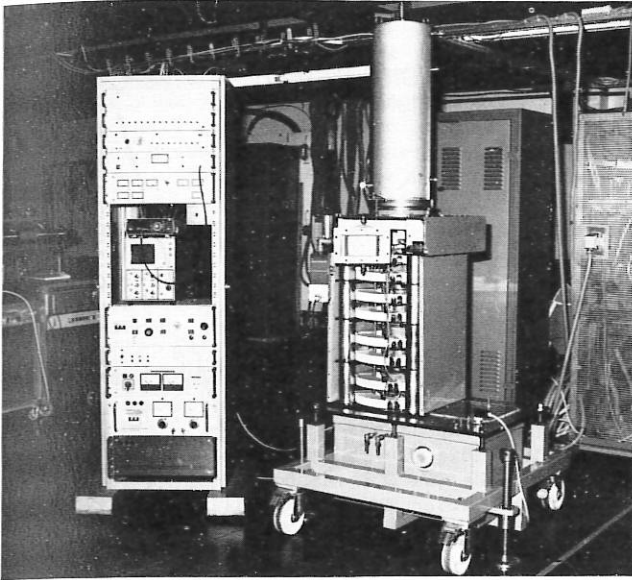


Abb. 50: Prototyp-Klystron und Betriebsschrank

Die Aufträge über das Kühlsystem sowie über die Modifikation der bestehenden Hochspannungsanlage zum schnellen Hochlauf der gesamten Senderanlage wurden an die Industrie vergeben.

Die Baumaßnahmen am Aufstellungsort der HF-Anlage neben dem Experiment ASDEX wurden weitgehend abgeschlossen und mit den Installationen begonnen.

Grill-Koppler

Die zur Einkopplung der LH-Leistung in das ASDEX-Plasma erforderliche Struktur besteht aus der eigentlichen Grill-Antenne, einer Vakuumschleuse, über die der Grill mit dem ASDEX-Gefäß verbunden wird, sowie einem Gestell zur Halterung dieser Teile.

Die direkt an das Plasma ankoppelnde Grill-Antenne besteht aus 8 eng nebeneinander liegenden Hohlleitern mit dem Querschnitt 16.5 cm x 3 cm, ihr Abstand ist 0.8 cm. Über einstufige $\lambda/4$ -Transformatoren wird an den Querschnitt der von den Klystrons kommenden Standardhohlleiter (16.5 cm x 8.25 cm) angepaßt. Je ein HF-durchlässiges Fenster trennt das im Grill herrschende Vakuum von der Schutzgas-Atmosphäre in den 8 Hohlleitern der Transmissionsleitung. Es ist vorgesehen, den Grill wahlweise mit einem zweiten HF-Fenster nahe dem Plasma zu betreiben. Von der ZTE wurde hierfür der Prototyp eines $\lambda/2$ -Fensters gebaut, dessen Reflexionsverlust kleiner als 25 db ist.

Die Grill-Antenne wird über eine Vakuumschleuse an das ASDEX-Vakuumgefäß angeflanscht, so daß sie ohne Belüften des Gefäßes ein- und ausgebaut werden kann. Die Schleuse besteht aus einer Kammer, die mit einer schwenkbaren Klappe zum ASDEX-Gefäß gedichtet werden kann und aus einem Federbalg, an dem der Grill montiert ist. Die Anordnung ist so konzipiert, daß der erforderliche Hub und damit auch die Länge des Grills und des Balges möglichst klein sind: die maximal erforderliche Längsbewegung beträgt ca. 25 cm.

Im Zusammenhang mit der eingangs erwähnten Ausschrei-

bung für den Bau des Grill-Kopplers wurden für das gesamte System Funktionszeichnungen und eine detaillierte technische Beschreibung erstellt, in der die erforderlichen Eigenschaften (Material, Oberflächenbeschaffenheit, Wärmebehandlung, Toleranzen, Permeabilität, Vakuumeigenschaften) spezifiziert sind.

HF-Teststand

Der im Aufbau befindliche HF-Teststand soll gestatten, alle im Grill verwendeten Bauteile unter Vakuum und unter Schutzgas bei hohen HF-Leistungen zu testen. Insbesondere sollen untersucht werden:

- Übertragungsverhalten einer Grill-Sektion unter UHV-Bedingungen und bei Drücken zwischen 10^{-5} und 10^{-4} mbar, wie sie im ASDEX während der Entladung herrschen
- Materialien für Hohlleiter, die es gestatten, möglichst hohe HF-Leistungsdichten zu transportieren
- Verfahren zur Konditionierung der Hohlleiterwände, damit nach möglichst kurzer Einfahrzeit hohe HF-Leistungen übertragen werden können
- konstruktive Lösungen für gute Kontakte zwischen zwei Hohlleitern
- Entwicklung von Diagnostiken für die Bestimmung von Unregelmäßigkeiten im Übertragungsverhalten von HF-Leistung (z.B. durch parasitäre Entladungen).

Der gegenwärtige Aufbau besteht aus einem Vakuumsystem mit 2 HF-Fenstern von Standardabmessungen, 2 Stufentrafos und 2 Hohlleitern reduzierter Höhe mit je 40 cm Länge. Es werden Golddrahtdichtungen verwendet, die ein Ausheizen bis 450° C gestatten.

Datenerfassung

Um das vom Grill abgestrahlte Leistungsspektrum zu ermitteln, ist die Kenntnis von Betrag und Phase der in jedem Hohlleiter vor- und rücklaufenden Wellen erforderlich. Die von Richtkopplern gemessenen Signale werden Quadraturmischern zugeführt, deren (insgesamt 32) Ausgangsspannungen (von der Ordnung ± 2 bis ± 100 mV) verstärkt, digitalisiert und gespeichert werden müssen. Die Datenmenge pro Schuß beträgt 32 K/12 Bit. Für zusätzliche Diagnostiken sind weitere 32 K vorgesehen.

Die Planung der Datenerfassung ist weitgehend abgeschlossen. Fast alle erforderlichen Komponenten wurden im Berichtsjahr geliefert.

6.3.2 Theoretische Arbeiten

6.3.2.1 Eine neue Version des Grill-Codes wurde geschrieben, der eine endliche Dichte nahe der Antenne berücksichtigt. Damit hängt der Wirkungsgrad der Kopplung von zwei Größen ab: der Dichte an den Hohlleiterenden (über das Verhältnis $n_{e(0)}/n_{\text{cutoff}}$, wobei $n_{\text{cutoff}} = 1.24 \times 10^{10} \times f^2 \text{ cm}^{-3}$, mit f in GHz), sowie dem Dichtegradienten an den Hohlleiterenden (über den dimensionslosen Parameter $C \times (dn_e/dx)_0/\omega n_{\text{cutoff}}$). Numerische Rechnungen wurden für den ASDEX-Ionenheizungsgrill durchgeführt. Dabei zeigte es sich, daß bei kleinen Dichtegradienten der Wert von

$n_e(o)/n_{\text{cutoff}}$ einen starken Einfluß auf den Reflexionskoeffizienten hat. Optimale Kopplung wird im Bereich $5 \lesssim n_e(o)/n_{\text{cutoff}} \lesssim 20$ gefunden.

Für steile Dichtegradienten hingegen hat der Dichtewert - wie erwartet - einen kleineren Effekt. Ein weiterer Bereich existiert, in dem die lineare Theorie eine ausgezeichnete Ankopplung voraussagt, so daß es leicht sein sollte, den Arbeitspunkt in diesen Bereich zu legen.

6.3.2.2 Zwei Versionen des "ray-tracing"-Programms zum Studium der Fortpflanzung von LH-Wellen in Tokamak-Geometrie sind nunmehr verfügbar. Das erste, detaillierte Programm löst die Fortpflanzungsgleichungen für ausgedehnte "pencil-rays" und integriert die Leistungstransportgleichung, wobei das vom Grill-Code berechnete Leistungsspektrum eingegeben wird. Das Programm besitzt einen detaillierten Output, der die graphische Darstellung von Strahlen und Wellenfronten in den poloidalen Querschnittsebenen erlaubt.

Das zweite Programm verfolgt nur den Strahl, der von der Mitte der Antenne ausgeht, es verwendet einfache Bedingungen für k_{\perp} und k_{\parallel} , um festzustellen, wo die Leistung - für den gegebenen Wert von N_{\parallel} an der Antenne - absorbiert wird. Diese Bedingungen sind den Resultaten des ersten Programms angepaßt und berücksichtigen Untersuchungen über stochastische Ionenheizung und Elektronen-Landau-Dämpfung in der quasilinearen Näherung. Beide wurden für eine einfachere Geometrie gewonnen. Mit dem Leistungsspektrum des Grills als Eingabe berechnet dieser Code die Leistung pro Kubikzentimeter, die in die Ionen und Elektronen bei jedem Radius des Plasmas deponiert wird. Das Programm kann leicht an einen beliebigen radialen Transportcode angekopelt werden, der die zeitliche Entwicklung einer Tokamak-Entladung beschreibt.

Als Beispiel für die Anwendung der "ray-tracing"-Programme sind in Abb. 51 die verschiedenen Arbeitsbereiche des LH-Heizexperiments an ASDEX dargestellt, wobei längs der Achsen die zentrale Elektrodendichte bzw. der Wert von N_{\parallel} an der Grillantenne aufgetragen ist. Die zentralen Temperaturen sind konstant gehalten und betragen in diesem Fall: $T_{e0} = 0.6 \text{ keV}$, $T_{i0} = 0.5 \text{ keV}$.

6.3.2.3 Es wurde das Auftreten von Stochastizität bei der Bewegung von Ionen unter dem Einfluß von LH-Wellen mit großer Amplitude untersucht, wobei diese Wellen ein breites Spektrum von Phasengeschwindigkeiten besitzen: Die Gyrationbewegung der Ionen im statischen Magnetfeld führt dazu, daß die aus dem HF-Feld entnommene Energie sich in zwei Freiheitsgrade aufteilt. Daher entwickelt sich ein suprathemischer anisotroper Schwanz in der Verteilungsfunktion der Ionen, der eine effektive Senkrecht-Temperatur proportional zur lokalen Energiedichte der Welle besitzt. Dies begünstigt die weitere Absorption von Wellen mit noch größerer senkrechter Phasengeschwindigkeit, die in einem thermischen Plasma nicht gedämpft würden.

In einem inhomogenen Magnetfeld kann sich auf diese Weise der Absorptionswirkungsgrad erhöhen. Die Heizzone tendiert, sich etwas nach außen zu verschieben, sobald die eingekoppelte Leistung erhöht wird. Die Dichteschwelle für das Einsetzen der Stochastizität

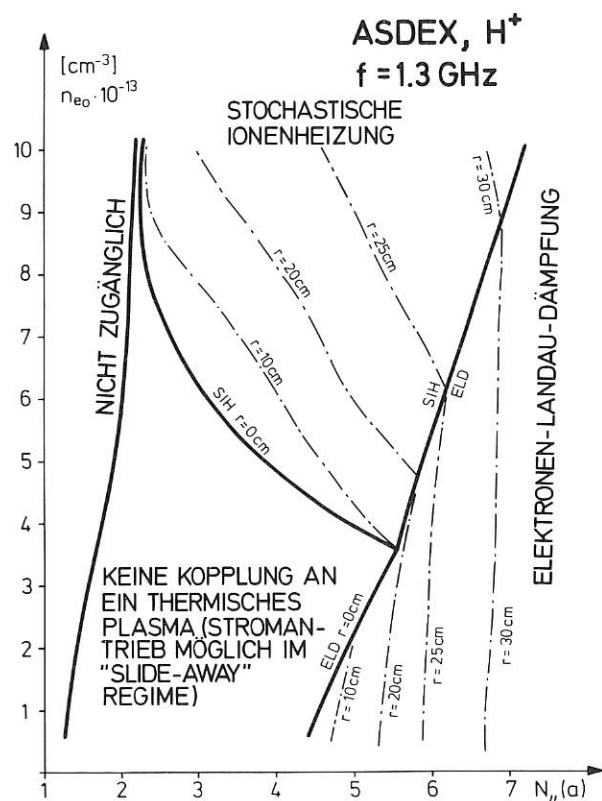


Abb. 51: Arbeitsbereiche für die Lower Hybrid-Heizung in ASDEX: Eine Welle mit dem Brechungsindex $N_{\parallel}(a)$ am Grill wird - je nach dem Wert der Plasmadichte - durch Ionenheizung oder Elektronen-Landau-Dämpfung absorbiert

ist jedoch im wesentlichen durch die übliche Bedingung bestimmt, daß eine lineare Wellentransformation nahe dem Plasmazentrum möglich sein sollte.

6.4 Ionenzyklotronheizung

(F. Wesner, F. Hofmeister, S. Puri, M. Söll, W. Wedler; Arbeitsgruppe ICRH)

Die Ionenzyklotronresonanz-Heizung (ICRH) hat sich in den letzten Jahren neben der Neutralinjektion zur erfolgreichsten Methode für die Zusatzheizung zur ohmsch vorgeheizten Plasmen entwickelt. Im Jahre 1981 wurde deshalb beschlossen, diese Methode auch an den Experimenten im IPP einzusetzen.

Um die experimentellen Möglichkeiten des Experiments ASDEX voll ausnutzen zu können, ist die Anwendung der ICRH mit 3 MW Leistung für 10 s Pulsdauer geplant (vgl. Abschnitt 6.1). Neben der Heizung bei der 2. Harmonischen der Wasserstoffzyklotronfrequenz (70 MHz entsprechend $B_T = 2,3 \text{ T}$) soll auch die Minoritätenheizung (H in D) bei 35 MHz möglich sein. Mit der letzteren Methode sind bisher die besten Ergebnisse erzielt worden; sie würde jedoch bei ASDEX aufwendige Abschirmmaßnahmen gegen Neutronenstrahlung oder aber Betriebsbeschränkungen bezüglich der jährlich zulässigen Zahl von Entladungen erfordern.

Für die Experimente W VII A und W VII AS ist die Anwendung von Hochfrequenzheizmethoden besonders

wichtig, weil damit der enge Parameterbereich, in dem mit Hilfe von Neutralinjektion ein stromloses Stellaratorplasma erreichbar ist, beträchtlich ausgedehnt werden kann und weil es möglich sein sollte, das Plasma mit Hilfe von Hochfrequenz bereits stromlos zu zünden und aufzubauen. Um Ionen und Elektronen unabhängig voneinander beeinflussen zu können, ist neben ICRH auch die Heizung bei der Elektronenzyklotronfrequenz (ECRH) vorgesehen. Die Frequenzen beider Methoden sind über das Magnetfeld verknüpft. Mit der technisch flexibleren ICRH muß man sich deshalb nach der ECRH richten, deren Frequenzen durch die amerikanische und u.U. russische Gyatron-Entwicklung auf 60 bzw. 86 GHz festgelegt sind. Dies entspricht für die Minoritätenheizung den Frequenzen 35 und 50 MHz, für die Heizung bei der 2. Harmonischen den Frequenzen 70 und 100 MHz. Die jeweils kleineren Frequenzen gelten für ein Magnetfeld von 2,3 T, die größeren für 3,2 T. Für W VII A sind ca. 500 kW, für den geplanten W VII AS-Stellarator 2-3 MW notwendig.

Die Planungsarbeiten für ASDEX-Upgrade schließen ICRH mit einer Leistung bis 15 MW bei Frequenzen um 120 MHz ein.

Die technische Realisierung der ICRH-Anordnungen für ASDEX und W VII ist nach dem gegenwärtigen Stand der Technik prinzipiell möglich. Die Erzeugung großer Leistungen über 100 MHz (für ASDEX-Upgrade) bedarf einer Entwicklungsarbeit für Leistungstetroden und im Senderbau.

Die Versorgung der Experimente ASDEX und W VII mit ICRH-Heizleistung kann am wirtschaftlichsten mit einem zentralen Sendersystem erfolgen. Die Gesamtanordnung, an deren Planung seit Mitte 1981 gearbeitet wird, besteht aus 2 identischen Sendern mit je 1.5 MW Ausgangsleistung und je zwei koaxialen 6"-Verbindungsleitungen zu den Experimenten mit entsprechenden Umschaltern, Anpassungsgliedern und Antennensystemen. Die beiden 1.5 MW-Sender sind umschaltbar auf die vier Frequenzbereiche 35, 50, 70 und 100 MHz, wobei in jedem dieser Bereiche eine Frequenzverstellung um $\pm 15\%$ möglich ist.

Die Verstärkerketten der Sender können wahlweise von einem gemeinsamen oder von getrennten Oszillatoren angeregt werden, so daß mit unterschiedlichen Frequenzen oder mit gleicher Frequenz und einstellbarer Phasendifferenz gearbeitet werden kann.

Die Arbeiten zur technischen Festlegung der Sender konnten Ende 1981 abgeschlossen werden. Das Sendersystem soll Anfang 1982 bestellt werden.

Die Abstrahlung der HF-Leistung ins Plasma erfolgt über Induktionsschleifen, die als kurzgeschlossenes Bandleiterstück das Plasma in poloidaler Richtung teilweise umschließen. Die Berechnung der Antennen kann nach dem derzeitigen Entwicklungsstand unter der Annahme eines stark vereinfachten Mechanismus für die Absorption der HF-Energie im Plasma und mit weiteren Vereinfachungen nach der Leitungstheorie erfolgen. Auf der Basis dieser Theorie *) sind entsprechende Rechenprogramme erarbeitet und für die speziellen geometrischen Anforderungen von

*) J. Adam: EUR-CEA-FC-1004, Mai 1979,
R.R.Weynants et al.: 2nd Joint Grenoble-Varenna
Int.Symp.on heating in tor.Plasmas, Como 1980

ASDEX weiterentwickelt worden. Optimierungsrechnungen erlaubten eine geometrische Festlegung der Antennen für W VII A und ASDEX. Für die W VII A-Antennen wurde 1981 mit der Konstruktion begonnen.

Neben dieser anwendungsorientierten Antennenberechnung auf der Basis bekannter Rechenverfahren wird an einer analytischen Theorie idealisierter endlicher Schleifenantennen gearbeitet, die auch die Einflüsse eines Faraday-Schirms, der Wand und des Plasmas einschließt.

Die ICRH-Antennen stellen eine komplexe Impedanz mit Güten von ca. 10 dar, deren kleiner Realteil hauptsächlich durch die Leistungsabstrahlung ins Plasma gegeben ist. Deshalb ist eine entsprechende Anpassung an den reellen Wellenwiderstand der Übertragungsleitung durch sog. Stub-Tuner notwendig. Sie bilden zusammen mit der Antennenzuleitung und der Antenne einen Resonanzkreis, in dem große Spannungsbeanspruchungen auftreten können. Unter Einbeziehung der ersten Ergebnisse der Antennenberechnungen wurde die Spannungsbelastung in diesem Kreis für W VII A und ASDEX berechnet. So konnten vorläufige Daten für die einzelnen Baugruppen festgelegt und mit der Planung der koaxialen HF-Komponenten begonnen werden. Dazu gehören neben den Stub-Tunern i.w. Vakuum-Durchführungen, Abstützung, Potentialtrennungen, Ersatzlasten, Leitungsstücke und Übergänge.

Für die Antennenentwicklung ist mit der Vorbereitung experimenteller Untersuchungen begonnen worden. Zur Unterstützung der Antennenberechnung soll einmal die Abhängigkeit der Feldausbreitung von der Antennengeometrie mit kleiner Leistung untersucht werden. Zum andern soll zur Untersuchung der Spannungsfestigkeit von Antennen- und Zuführungskonstruktionen ein Teststand aufgebaut werden, der die Prüfung mit hoher HF-Spannung unter Vakuum und im Magnetfeld erlaubt.

6.5 Pelletinjektion

(C.Andelfinger, W. Amenda, H. Birkmeier, K. Büchl, D. Jacobi, R. Lang, E. Oberlander, G. Pranzner, W. Sandmann, J. Schiedeck, H.B. Schilling; Arbeitsgruppe JDP)

Für die Pelletinjektion an ASDEX wurden

- die Gaskanonen verbessert und
- die Zentrifuge weiterentwickelt.

Pelletinjektion mittels Gaskanone

Bei den Gaskanonen wurden parallel zum Schußbetrieb Verbesserungen vorgenommen. Mit größeren und schnelleren Treibgasventilen konnte die maximale Pelletgeschwindigkeit von ca. 700 m/s auf 900 m/s gesteigert werden, ohne daß sich das kryotechnische Verhalten der Anordnung verschlechtert hat. An einer Kanone wurde der Pelletdurchmesser auf 1,8mm erweitert. Diese beiden Änderungen sollten ein Eindringen des Pellets bis zur Plasmaachse ermöglichen.

Auf dem Teststand wurde mit Erfolg eine neue Gaskanone erprobt, bei der Pellets mit 1,5 mm \varnothing x 1,5 mm bzw. durch Verschiebung des Schloßzylinders 1,5 mm \varnothing x 3 mm erzeugt werden können. Damit können bis zu 3×10^{20} Deuteronen pro Pellet eingeschossen werden.

Für die Herstellung von Neon dotierten D_2 -Pellets wurde eine Gasmischapparatur gebaut und entsprechende Mischungen in der Pelletquelle ausgefroren. Neon hat den Vorteil, daß sein Schmelzpunkt dem des Deuteriums am nächsten kommt. Die Bestimmung des Mischungsverhältnisses im gefrorenen Zustand steht noch aus.

Tabelle: Pelletdaten

Material:	Deuterium
Form:	Zylinder
Durchmesser:	1; 1,5 und 1,8 mm
Länge:	1; 1,5 und 3 mm
Atomzahl:	ca. $3 \times 10^{19} - 3 \times 10^{20}$
Geschwindigkeit:	250 - 900 m/s
Streuwinkel:	+ 0,3°
Treibgas:	H_2 (5 - 40 bar)

Pelletinjektion mittels Zentrifuge

Bei der Pelletinjektion mittels Zentrifuge ist die Einfütterung der Deuteriumpellets in den Beschleunigungskanal ein wichtiges Problem. In Abb. 52 sind die beiden Möglichkeiten, die direkte Einfütterung und die indirekte Einfütterung dargestellt.

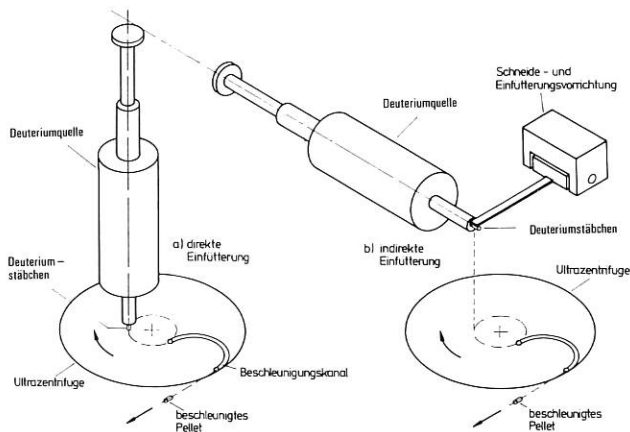


Abb. 52: Schema der möglichen Pelleteinfütterungen

Bei der direkten Einfütterung wird der Deuteriumstab während einer Rotordrehung um die Pelletlänge in den Aufnahmebereich des rotierenden Beschleunigungskanals eingeschoben, das Pellet durch die Rohröffnung geschnitten und aufgenommen. Bei der indirekten Einfütterung wird vom bereitgestellten Deuteriumstab durch einen elektromagnetischen Zerkacker ein Pellet abgeschnitten und mit einer Geschwindigkeit von 3 - 5 m/s vor die Öffnung des Beschleunigungskanals geschleudert.

Die Schwierigkeit bei der zuletzt genannten Methode ist das zeit- und ortsgenaue Treffen der Aufnahmeöffnung des Kanals. Es hat sich bei den Untersuchungen am elektromagnetischen Zerkacker herausgestellt, daß die notwendige Verbesserung der Winkelstreuung der geschnittenen Pellets und der Synchronisierung mit der Zentrifuge noch einen erheblichen Entwicklungsaufwand erfordern würde.

Im Berichtszeitraum wurde daher die Arbeit am elektromagnetischen Zerkacker vorerst abgebrochen und ein Doppelkryostat fertiggestellt, mit dem

eine direkte Einfütterung möglich ist. Mit diesem Kryostat wird die schnelle Bereitstellung eines Deuteriumstabes dadurch gelöst, daß ein durch langsame Extrusion im sogenannten Vorratskryostat vorgefertigter D_2 -Stab durch den Innenkolben eines Koaxialkolbens schnell ausgestoßen werden kann. Die Temperatur des Vorratskryostaten kann weitgehend unabhängig von der des Extrusionskryostaten gewählt werden. Somit besteht die Möglichkeit, in beschränktem Ausmaß die Festigkeit des Deuteriumstabes zu verändern, falls dies bei der Anwendung erforderlich sein sollte.

Den Aufbau des Doppelkryostaten zeigt Abb. 53. Beim Test dieser Apparatur konnten die 1 mm dicken und 10 cm langen Deuteriumstäbchen mit einer Geschwindigkeit bis zu 350 cm/s ausgestoßen werden. Dabei wurde der Transportkolben mit einem leichten Hammer vorgetrieben. Im Vergleich dazu wurden früher mit dem Verfahren der schnellen Extrusion nur Bereitstellungsgeschwindigkeiten bis zu 5 cm/s erreicht. Für die direkte kontinuierliche Einfütterung bei einer Rotorfrequenz von 500 Hz und einer Pelletlänge von 1 mm ist aber eine Vorschubgeschwindigkeit von 50 cm/s notwendig.

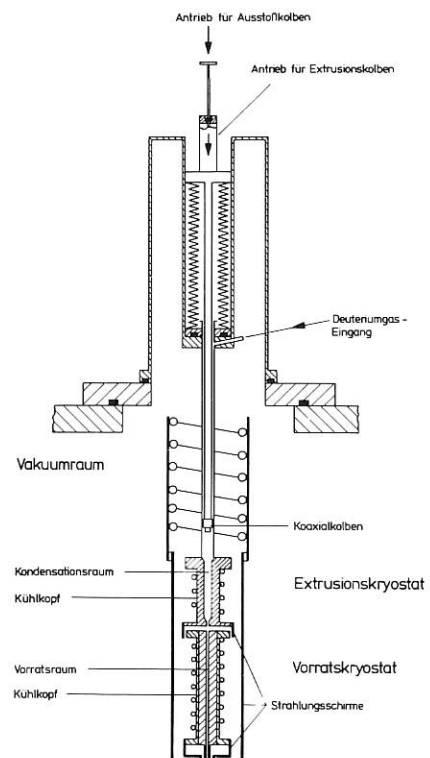


Abb. 53: Vorrichtung zur Erzeugung und schnellem Ausstoß von Deuteriumstäbchen

Nach den guten Ergebnissen mit dem neuen Bereitstellungsverfahren wurde der Doppelkryostat an die ASDEX-Zentrifuge adaptiert. Es ist vorgesehen, die Pellets direkt in diese Zentrifuge einzufüttern. Das Experiment befindet sich im Aufbau-stadium.

Projekt ASDEX-Upgrade
Dr. Walter Köppendörfer

Technisches Konzept: Gruppe ASDEX-Upgrade: M.Blaumoser, J.Gruber, O.Jandl, H.Kollotzek, H.Kotzlowski, W.Köppendörfer, M.Pillsticker, H.Preis, U.Seidel, R.Springmann, B.Streibl, H.Vernickel, F.Werner

Physikalische Grundlagen: Gruppe Tokamakphysik: R.Chodura, W.Feneberg, O.Gruber, K.Lackner, L.Lengyel, J.Neuhauser, W.Schneider, R.Wunderlich, H.-P.Zehrfeld

1. Einleitung

Zur Vorbereitung der physikalischen Grundlagen für NET ist es notwendig - nach den Erfolgen von ASDEX - den Poloidaldivertor weiter zu entwickeln. Durch außenliegende Spulen wird ein Divertor in NET/INTOR andere Eigenschaften als der von ASDEX haben. Parallel zu den Untersuchungen in JET, das ohne Divertor arbeitet, sollen diese Untersuchungen in einem Nachfolgeexperiment von ASDEX durchgeführt werden, vorerst ASDEX-Upgrade genannt, das im wesentlichen folgende Eigenschaften besitzen soll:

- einen poloidalen Divertor in für Reaktoren brauchbarer Geometrie;
- eine Plasmarandschicht mit durchtretendem Energiefluß, die Reaktorverhältnissen gleicht und Wandzerstäubung zu untersuchen gestattet;
- eine möglichst lange Plasmapulslänge.

Thermonukleare Reaktionen, die zu Aktivierung der umgebenden Materie führen könnten, wurden ausgeschlossen. Demnach mußte überwiegend Wasserstofffüllung und nur sehr begrenzt Deuteriumfüllung vorausgesetzt werden.

Auf der Grundlage bisheriger experimenteller und theoretischer Ergebnisse von Divertor Tokamakentladungen, insbesondere von ASDEX, wurden 1981 die physikalischen Bedingungen und die daraus folgenden technischen Anforderungen für ASDEX-Upgrade festgelegt. Dabei wurde zunächst ASDEX-Upgrade als Referenzsystem definiert, das alle Bedingungen bei minimalem technischem Aufwand hinreichend erfüllt. Dieses Tokamaksystem und seine Komponenten werden zur Zeit genauer berechnet und festgelegt. Die im Berichtzeitraum gewonnenen Ergebnisse werden im folgenden vorgestellt. Parallel dazu wurde die Möglichkeit untersucht, ASDEX so umzubauen, daß zumindest ein Teil der Forderungen und Ziele erfüllbar sein dürften. Die Untersuchung der Physik der Randschicht von Divertortokamaks unter reaktorähnlichen Bedingungen ergänzt die Experimente von JET und TFTR auf für INTOR und NET notwendige Weise.

2. Das physikalische Konzept von ASDEX-Upgrade

Durch das INTOR Konzept werden die Ziele definiert, die schließlich mit einem Divertortokamak erreicht werden müssen. ASDEX kann diese nur zum Teil untersuchen und abdecken. Die wichtigsten offenen Fragen, die durch Experimente einer Zwischenstufe beantwortet werden müssen sind folgende:

- Ist ein "offener Divertor", wie er durch entfernt liegende Multipolspulen erzeugt wird, ebenso wirksam wie der von ASDEX mit engem Divertorhals?
- Kann eine Plasmarandschicht aufgebaut werden, die den Energiefluß schneller Ladungsaustauschteilchen so drosselt, daß Zerstäubung von Wandmaterial auf das notwendig geringe Maß reduziert wird?
- Kann ein Energiefluß aus dem Plasma in oder durch die Plasmarandschicht von 0.3 MW/m^2 ohne Nachteile verarbeitet werden (Randschicht an den Prallplatten)?
- Ist der Aufbau eines Kaltgasmantels mit Energietransport durch Strahlung (Photosphäre) möglich?
- Läßt sich unter diesen Bedingungen Gasnachfüllung und Heliumpumpen bewerkstelligen?

Die Wirkung des ASDEX-Divertors hinsichtlich der Reduktion der Verunreinigungsquellen wurde bereits im Bericht der ASDEX-Projektgruppe geschildert. ASDEX selbst kann aber die oben aufgeführten Fragen vor allem aus zwei Gründen kaum beantworten: Der eine ist die für einen Reaktor ungeeignete Divertorgeometrie und der andere die Begrenzung der Dichte durch den Murakamimit. Eine für die Abschirmung energiereicher Ladungsneutraler hinreichend dichte Randschicht fordert, unter Berücksichtigung des Plasmakerns eine Liniendichte von $n_{eA} \approx 7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Berücksichtigt man zusätzlich die Murakamigrenze, ergibt sich, daß das toroidale Magnetfeld auf der Achse B_0 geteilt durch das Aspektverhältnis $A = R_0/a$ den Wert $B_0/A \approx 1.2$ erreichen muß. ASDEX selbst erreicht mit seinen Auslegungswerten $B_0/A = 0.7$.

Schließlich ist für ein Experiment, das die genannten Fragen beantworten soll, noch eine ausreichend zentrale Heizung des Plasmas nötig. Als geeignet wird dafür Ionenzyklotronheizung bei der 2. Harmonischen gewählt. Erste Rechnungen der Wellenausbreitung und Absorption versprechen Heizung des Zentrums. Schließlich muß die Entladungsdauer hinreichend lang sein, daß alle das Plasma bestimmende Vorgänge ins Gleichgewicht kommen. Dafür erscheinen 10 Sekunden ausreichend.

3. Ziele und resultierende Forderungen für ASDEX-Upgrade

Als Ziele von ASDEX-Upgrade wurden deshalb im einzelnen festgelegt:

- Erzeugung und Kontrolle eines Plasmas mit reaktorrelevantem Divertor
- Kontrolle eines Energieflusses bis 0.3 MW/m^2 zu Wand und Divertor
- Abschirmung von CX-Neutralen durch Plasmarandschicht
- Erzeugung einer "Photosphäre"
- Lange Entladungsdauer
- Vergleich von Divertor und Limiterbetrieb
- Kontrolle von Verunreinigungen
- Gasnachfüllung und Heliumpumpen.

Die Reaktorverträglichkeit des Poloidaldivertors und der Raum für Divertoreinbauten legen die Höhe der Hauptfeldspulen und Lage der Divertorspulen relativ zum Plasmastaupunkt fest.

Ausreichende Liniendichte für eine "abschirmende" Randschicht und Berücksichtigung der Murakamigrenze führten zu der wichtigen Auslegungsvorschrift $B_0(T)/A = 1 - 1.5 \text{ T}$, wobei B_0 das toroidale Magnetfeld auf der Achse und A das Aspektverhältnis sind. Mit der Wahl des kleinen Plasmaradius von $a = 0.5 \text{ m}$ läßt sich die mittlere Plasmadichte der des Reaktors angleichen.

Für einen Leistungsfluß von 0.3 MW/m^2 durch die Randschicht wird eine Heizleistung im Plasmakern von $P_H(\text{MW}) = 3.75 \cdot A$ benötigt. ASDEX-Upgrade unter diesen Bedingungen optimiert auf das kleinste Aspektverhältnis $A = 3.25$ mit stationär gekühlten, normalleitenden Hauptfeldspulen erhält damit die geometrische Größe von ASDEX bei einer magnetischen Induktion von $B_0 = 3.9 \text{ T}$. Die für den Leistungsfluß nötige Heizleistung wird damit $P_H = 12 \text{ MW}$. Ionenzyklotronheizung scheint dafür am geeignetsten wegen der notwendigen Heizung des Plasmazentrums. Die im IPP gegenwärtig verfügbare Generatorleistung reicht nicht aus, um das Referenzsystem ASDEX-Upgrade bei 3.9 T und den vorgesehenen 10 sec konstanter Magnetfelderregung zu betreiben. Durch einen zweistufigen Betrieb des Referenzsystems zunächst mit der derzeit vorhandenen Generatorleistung über ca. 7 sec bei $B_0 = 3.2 \text{ T}$ ($B_0/A \approx 1$) und später mit einem zusätzlichen Generator für die vollen Auslegungsdaten lassen sich die Investitionsmittel günstiger verteilen.

Im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten des Referenzsystems kurz beschrieben. Zu Beginn der ASDEX-Upgrade Definition wurde auch geprüft, was sich durch einen Ausbau von ASDEX erreichen läßt. Parallel zum normalleitenden Referenzsystem wird zusammen mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe ein supraleitendes ASDEX-Upgrade-Konzept untersucht. Die Ergebnisse dieser Überlegungen werden unten kurz angeführt.

4. Das ASDEX-Upgrade-Referenzsystem

4.1 Der TF-Magnet

Der für ASDEX-Upgrade vorgesehene axialsymmetrische Divertor verlangt einen hochbauenden Toroidaldivertor (TF)-Magnet, also D-förmige Spulen, wie sie bereits für ASDEX und JET gebaut wurden. Aufgrund der weitreichenden Erfahrungen mit diesem Spulentyp ist es selbst im stationären Betrieb möglich mit wassergekühlten Kupferspulen eine höhere Gesamtstromdichte im kritischen Innenschenkelbereich zu erzielen als mit supraleitenden Spulen.

Der normalleitende TF-Magnet für ASDEX-Upgrade ist bei unbegrenzter Pulszeit für ein Nennmagnetfeld von 3.9 T im Plasmazentrum konzipiert. Die Wahl von 16 Einzelspulen garantiert sowohl ausreichenden Zugang als auch eine Rippleamplitude am Plasmarand von weniger als 1% . Im Innenschenkelbereich kann eine Gesamtstromdichte von 20 MA/m^2 erreicht werden. Diese Stromdichte ist dabei bezogen auf die für den TF-Magnet insgesamt zur Verfügung stehende Ringfläche in der Torusebene zwischen OH-Trafo und Vakuumgefäß. Die Erreichung dieser für

den stationären Betrieb hohen Stromdichte setzt sowohl eine keilige Ausführung der Spuleninnenschkelquerschnitte voraus, als auch den Verzicht auf einen zentralen Abstützring zugunsten einer Gewölbeabstützung über die Flanken der Spuleninnenschkel. Aufgrund dieser Maßnahmen läßt sich ein Gesamt-Kupferfüllfaktor von 0.7 erreichen, so daß die mittlere Stromdichte im Leiterkupfer der Innenschkel maximal 28.6 MA/m^2 erreicht. Um diesen Wert an keinem Punkt des Spulenquerschnitts zu überschreiten, werden die Dicken der einzelnen Windungen so variiert, daß trotz der Spulenabschrägung alle Leiter denselben Querschnitt aufweisen. Die Abschrägung der Spulen wird noch über die Dicke des Innenschkels hinaus fortgeführt, um im parallelflankigen Spulenbereich eine größere Spulenbreite und damit kleinere ohmsche Verluste zu erzielen.

Kühlung: Die stationäre Bewältigung der hohen Kupferstromdichte stellt hohe Anforderungen an die Magnetkühlung. Ausgehend von 24 Windungen pro Spule, das entspricht einem Windungsstrom von 82.5 KA, sind dann drei parallele Kühlkanäle mit einem Durchmesser von 13,5 mm innerhalb eines Leiterquerschnittes erforderlich. Die Kühlkanäle werden seitlich herausgeführt. Ein Kühlkreislauf kann die Länge einer Windung nicht überschreiten, so daß insgesamt 72 parallele Kühlkreise pro Spule mit Frischwasser zu versorgen sind. Stationäre Erregung auf 3,9 T wird bei einer Wassergeschwindigkeit von 4,8 msec auf ca. 4 bar Druckabfall möglich.

Gewölbe-Abstützung: Durch den Gradienten des TF-Feldes entstehen die Zentripedalkräfte, die die Einzelmagnete in Richtung Toruszentrum drücken. Diese Zentripedalkräfte werden durch das im Spuleninnenschkelbereich (Abb. 12) zu schaffende Gewölbe (Abb. 13) abgestützt. Die dabei über die Spulenflanken zu übertragenden Kräfte erfordern eine hohe Präzision bei der Spulenfertigung. Geht man von systematischen Maßabweichungen aller 16 Einzelspu-

len aus, so ergeben analytische Abschätzungen Toleranzforderungen im zehntel Millimeter Bereich. Um größere Toleranzen zulassen zu können, sind deshalb Toleranzausgleichselemente zwischen den Magneten vorgesehen (Abb. 13). Gut bewährt haben sich bisher Stahlmembranen, die nach ihrer Positionierung mit Epoxydharz gefüllt werden. Diese Kissen können Toleranzen von einigen Millimetern ausgleichen und lassen sich bis zu Druckbelastungen von 200 MPa einsetzen. Zu erwarten sind jedoch nur ca. 70 MPa.

Kippstruktur: Die Kippstruktur dient zur Abstützung der Kippkräfte, die aus der Wechselwirkung mit den außenliegenden Poloidalfeldspulen entstehen. Es muß davon ausgegangen werden, daß das Experiment mit und ohne magnetischen Divertor betrieben wird. Dementsprechend ergeben sich wesentliche Unterschiede in der Verteilung der Kippkräfte, denen die Kippstruktur durch eine großflächige Krafteinleitung (Abb. 13) Rechnung trägt. Die Größe der Kippbelastung bezogen auf die Längeneinheit in Spulenumfangsrichtung entspricht etwa der von JET. Es wird deshalb analog zu JET von einer Außenschale zur Kippabstützung ausgegangen. Um eine einfache Montage der Magnete zu ermöglichen, ist eine Segmentierung der Schale entsprechend Abb. 13 vorgesehen. Die Teilung an den Spulenflanken ermöglicht vorgespannten Formschluß zwischen Spulen und Kippstruktur, ohne daß dazu Anpassungselemente erforderlich wären. Toleranzen im Zusammenhang mit der Kippstruktur werden ebenfalls von den Ausgleichselementen der Gewölbeabstützung aufgenommen.

Als Flanschverbindungselemente sind Bolzen vorgesehen, die nur den Raum oberhalb der Spulen beanspruchen, so daß kein Konflikt zwischen Flanschverbindung und Zugangsöffnung zwischen den Spulen entstehen kann. Die Bolzen müssen aufgrund der Flanschlage neben den Schubkräften der Außenschale

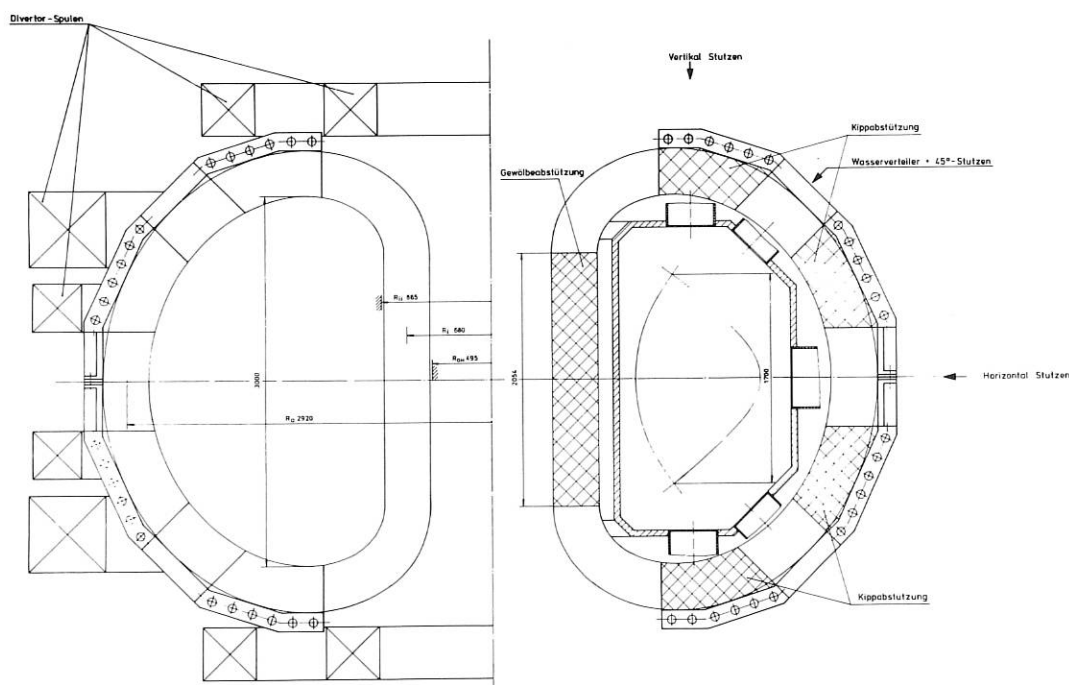


Abb. 12: Abstützung der TF-Spule

4.2 OH-Transformator

Im Gegensatz zu ASDEX soll bei ASDEX-Upgrade der OH-Transformator topologisch nicht mit den Toroidal­feldspulen verkettet sein. Dadurch vereinfacht sich die Herstellung der Spulen und es ergeben sich Vorteile in Bezug auf die Teilbarkeit der Anlage und die Störfallbeseitigung in den OH-Spulen.

Der magnetische Flußhubbedarf für die untersuchten ASDEX-Upgrade-Alternativen liegt zwischen 9 und 11 Vs. Der Flußhub wird im wesentlichen von der zentralen Spule, deren äußerer Durchmesser 49 cm beträgt, im Stromumkehrbetrieb erzeugt. Die langen Pulszeiten und die daraus resultierende thermische Belastung einerseits und die hohen magnetischen Kräfte andererseits führen auf einen unsymmetrischen Betrieb des OH-Systems, d.h. daß die positiven und negativen Spulenstrommaxima unterschiedlich sind.

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, daß der gewünschte Flußhub über die geforderte Pulszeit realisiert werden kann. Zur Absicherung der analytisch ermittelten Werte, auf denen diese Aussage basiert, werden in naher Zukunft FE-Rechnungen durchgeführt. Parallel dazu wird die konstruktive Gestaltung der Spulen in Angriff genommen.

4.3 Multipolspulen

Divertor- und Vertikalfeldspulen werden zu einem System zusammengefaßt. Plasma-Gleichgewichtsrechnungen haben gezeigt, daß die gewünschten Magnetfelder von wenigen Spulen, die in einem relativ gut zugänglichen Bereich angeordnet sind, erzeugt werden können.

Werden diese Spulen innerhalb der Toroidal­feldspulen angeordnet, so ist zwar der Energiebedarf gering, aber die Spulen müssen teilbar ausgeführt werden, mit nachteiligen Folgen für die Fertigung und die Betriebssicherheit.

Wählt man aus Gründen der Reaktorrelevanz außerhalb der TF-Spulen liegende Multipolspulen, dann steigen neben dem Aufwand für die Energieversorgung auch die zu installierenden Kupfermassen erheblich an. Die Divertorströme bei außenliegenden Spulen liegen unter den Randbedingungen von ASDEX-Upgrade je nach Anordnung 5 bis 10-fach über jenen bei innenliegenden Anordnung. Dazu kommen entsprechend erhöhte Verlustleistungen.

Die Wahl für das Referenzsystem waren deshalb schließlich außenliegende Divertorspulen aber zwischen TF-Magneten und Vakuumgefäß angeordnete Vertikalspulen.

4.4 Vakuumgefäß, Divertoreinbauten und Pumpen

Das Vakuumgefäßkonzept sieht acht Sektoren mit abwechselnd zwei verschiedenen Verbindungsstellen vor. Die eine beinhaltet einen Isolierschlitz mit isolierten Bolzen zur Übertragung der Scherkräfte. Ein eingeschweißter dünner Stahlbalg sorgt für Vakuumdichtheit. Die andere Verbindung besteht aus Stahlflanschen, gedichtet durch O-Ringe in Nuten. Diese Verbindung dient zur Montage und Demontage. Die zweite Öffnung der Poloidal­feldflußröhren im Stagnationslinienbereich ermöglicht nur sehr bedingt eine separate Divertorkammer. Die in jedem Fall nö-

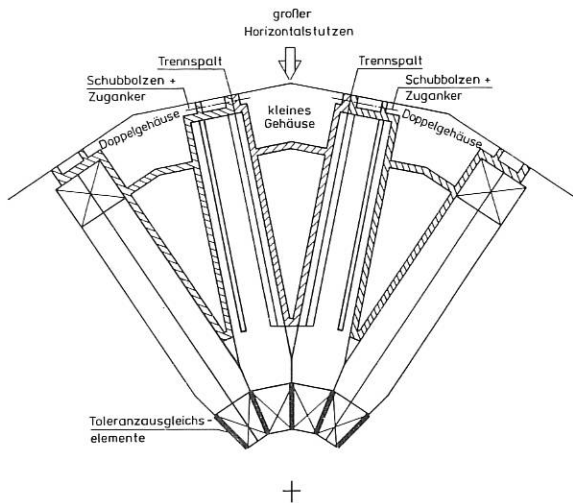


Abb. 13: Teilung der Kippstrukturen

le zusätzlich Spulenkräfte aufnehmen. Die Schale selbst sollte aus Steifigkeitsgründen eine Dicke von ca. 6 cm erhalten. Sie kann aus Gußstahl gefertigt werden. Die Kippstruktur trägt einschließlich Flanschverbindung um weniger als 20 cm über der Spule auf.

Eine weitere Teilung der Kipp­schale ist in der Torusebene vorgesehen. Diese Teilung bedingt, daß nur jede zweite Spulen­lücke für große, in der Torusebene liegende Horizontalstützen von ca. 90 cm Höhe und 60 cm Breite ausgenutzt werden kann. Die verbleibenden 8 Spulen­lücken werden durch die Verbindungsstellen der Kippstruktur belegt. Es können jedoch auch hier kreisförmige Stützen ober- und unterhalb der Torusebene von ca. 30 cm Durchmesser angebracht werden. Es müssen dann jedoch in der Torusebene liegende Schubbolzen vorgesehen werden, deren Längsachsen auf das Toruszentrum zeigen. Diese Bolzen benötigen zu ihrer Funktion zusätzlich eine Flanschverschraubung

Studienaufträge: Zur fertigungstechnischen Absicherung und Optimierung des TF-Magneten sind zwei Industriestudien vorgesehen. Eine Studie hat die Spule einschließlich Kühlwasserzuführungen, Stromanschlüssen und Gewölbeabstützung zum Thema. Diese Studie konnte zum Jahresende 1981 an BBC vergeben werden, wo sie von einem Team aus Mannheim und Zürich gemeinsam bearbeitet wird. Eine Zusammenarbeit des BBC-Teams mit einer Leiterfertigungs­firma ist vertraglich verankert. Die zweite Studie ist zur Untersuchung der Kippstruktur geplant. Sie befindet sich im Stadium der Vorbereitung.

tigen Prallplatten reduzieren durch ausreichende Schrägstellung die thermische Belastung auf $\approx 4 \text{ MW/m}^2$. Dieser noch tragbare Wert erfordert jedoch Kühlung, zumindest zwischen Entladungen. Graphit auf Kupferunterlage erscheint als Prallplattenmaterial günstig.

Durch Einbau von Trennblechen (Abb. 14) soll eine Divertorkammer näherungsweise erzeugt werden und die Schlitzbreite so optimiert werden, daß einerseits der Rückstrom aus der Divertorkammer reduziert andererseits aber die Trennbleche nicht übermäßig belastet werden. Auch die Trennbleche müssen mit hitzebeständigem Material belegt und gekühlt werden. Schließlich sind Getterpumpen in der Divertorkammer nötig, um den Recyclingfaktor auf 0.8 bis 0.9 abzusenken. Der Druck in der Divertorkammer wird nicht ausreichen für eine nennenswerte Wirkung externer Pumpen.

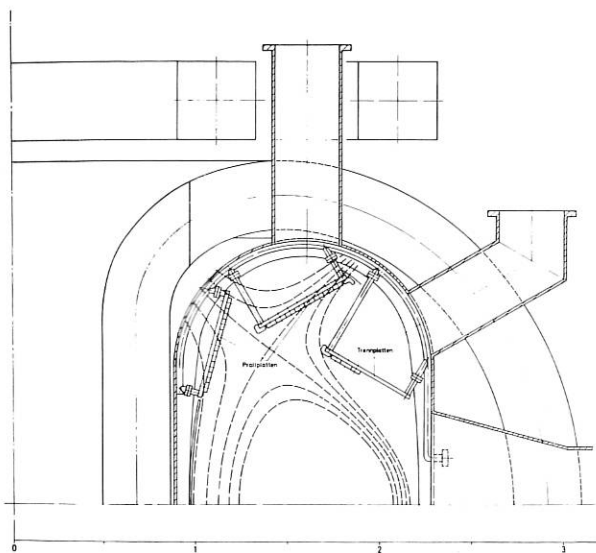


Abb. 14: Vakuumgefäß mit Prallplatten und Trennblechen im Divertorbereich

4.5 Energieversorgung und Betriebsarten

Die Energieversorgung des Instituts von 2 GJ Pulsenergie reicht nicht aus, um das Referenzsystem bei den vollen Auslegungsdaten zu betreiben. Deshalb wird ein Betrieb in zwei Stufen vorgeschlagen. Die erste Stufe sieht 7 sec Erregung bis zu $B_0 = 3.2 \text{ T}$ vor. Damit wird $B_0/A = 1.0$ erreicht. Nach Anschaffung eines weiteren Stoßstromgenerators von 1.5 GJ kann ASDEX-Upgrade bei $B_0 = 3.9 \text{ T}$ und $B_0/A = 1.2$ bis zu 10 Sekunden betrieben werden.

5. Alternative Konzepte

ASDEX-Umbau: Die Untersuchungen befaßten sich frühzeitig mit einem Umbau von ASDEX bzw. einen Neuaufbau eines Nachfolgeexperimentes unter weitgehender Wiederverwendung von Komponenten des ASDEX-Tokamak-Systems.

Wegen der vergrößerten Plasmageometrie und des Plasmastroms müssen das Vakuumgefäß und der OH-Transformator neu gebaut werden. Das Toroidalfeld wird von insgesamt 18 Spulen (16 ASDEX-Spulen + 2 Reservespulen) erzeugt, die sich über das Spulengehäuse gewölbeförmig gegen die magnetischen Kräfte abstützen. Um einen B_0/A -Wert von 1 zu erzielen, erfolgt der Betrieb der Spulen mit einem um 10 % über dem Auslegungswert liegenden Strom. Das Gerüst muß wegen der erhöhten TF-Spulenanzahl und der Verschiebung der Spulen nach außen ebenfalls erneuert werden.

Die Divertorspulen werden zweckmäßig aus Kostengründen innerhalb der TF-Spulen, aus Gründen der technischen Vereinfachung außerhalb des Vakuumgefäßes angeordnet. Trotzdem bringt diese Lösung wegen der knappen Platzverhältnisse und der teilbaren Spulenausführung Probleme mit sich.

Der Kostenvorteil, der durch die Weiterverwendung der Spulen entsteht, wird kompensiert durch einen erhöhten Aufwand auf der Energieversorgungsseite. Darüberhinaus müssen die Toroidalfeldspulen in einem Belastungsbereich betrieben werden, der, wie umfangreiche Finite-Element-Rechnungen zeigen, das notwendige Maß an Betriebssicherheit nicht erwarten läßt. Ferner erfordert diese Lösung eine Experimentierpause auf dem Tokamak-Gebiet des IPP von mindestens zwei Jahren. Diese Zeit wird für den Abbau von ASDEX, die Überholung der Spulen beim Hersteller und den Aufbau von ASDEX-Upgrade benötigt.

Supraleitendes ASDEX-Upgrade SL: Das Referenzsystem von ASDEX mit seinen hohen Anforderungen an die Energieversorgung gibt Anlaß zu prüfen, ob supraleitende Systeme nicht vorzuziehen wären. Dieser Frage wird zur Zeit zusammen mit Experten des Kernforschungszentrums Karlsruhe nachgegangen und ein supraleitendes ASDEX-Upgrade definiert. Erste Überlegungen führen zu einem Tokamak, der etwas größer als das Referenzsystem ist, dafür aber unbegrenzte Pulsdauer bietet. Dieses Konzept muß aber noch abgesichert werden hinsichtlich thermischer Isolation durch Vakuummantel und hinsichtlich der Abschirmung von Wechselfeldern was beides zu einer Vergrößerung des Systems führen kann.

6. Weiteres Vorgehen

Das Referenzsystem ist hinreichend definiert und abgesichert, um Antrag auf preferential support phase I zu stellen. Seine Komponenten werden zur Zeit genauer untersucht und mit Hilfe von FE-Codes berechnet.

Das supraleitende Konzept soll bis zum Antrag für preferential support phase II so ausgearbeitet sein, daß dann eine Entscheidung zwischen Referenzsystem und supraleitendem System getroffen werden kann.

Projekt JET-Mitarbeit
(Dr. Michael Kaufmann)

In dem Projekt JET-Mitarbeit sind die Aktivitäten des IPP für das Experiment JET zusammengefaßt.

Bereits 1978 war durch den Ministerrat der Europäischen Gemeinschaft beschlossen worden, das Tokamak-Experiment JET als Hauptexperiment des Europäischen Fusionsprogramms in Culham, U.K., zu bauen. Als Gemeinschaftsunternehmen ist JET dabei in verschiedener Form auf die Mitwirkung der Assoziationen angewiesen. Einmal soll das an JET arbeitende Stammpersonal von den Assoziationen gestellt werden. Über die Assoziation IPP waren im Jahr 1981 z.B. 19 Mitarbeiter zu JET beurlaubt (von IPP, KFK, HMI etc). Eine weitere wesentliche Beteiligung an JET wird durch den Entwurf, die Entwicklung und den Bau von Diagnostiken, aber auch Heiz- und Nachfülleinrichtungen erbracht. Zusammen mit einzelnen theoretischen Arbeiten stellt dieses zur Zeit den Schwerpunkt der Zuarbeit für JET dar. In der nächsten Stufe nach der Inbetriebnahme von JET sollen sich die Assoziationen unmittelbar am JET-Programm beteiligen.

Da dem Baubeschluß intensive Designarbeit vorangegangen war, konnte mit den Aufbauarbeiten von JET unmittelbar begonnen werden. Inzwischen konnten die Baumaßnahmen für JET bis auf einige Arbeiten an der heißen Zelle fast vollständig abgeschlossen werden. Der 150 T Kran wurde installiert. Der Prototyp und der erste Serienoktant des Vakuumgefäßes konnten erfolgreich getestet werden. Die Montage eines vollständigen Oktanten mit Vakuumgefäß und Spulen und den nötigen Installationen wurde begonnen. Die Toroidalfeldspulen sind vollständig geliefert und werden derzeit getestet. Schwierigkeiten mit den Poloidalfeldspulen konnten ausgeräumt werden, so daß die rechtzeitige Lieferung in 1982 sicher erscheint. Zur Zeit sieht die Planung eine Inbetriebnahme des Experiments für Juni 1983 vor; dieses würde nur eine relativ geringe Überschreitung des ursprünglichen Planungszieles bedeuten.

Erste Zusatzheizung (Neutralinjektion 5 MW) wird erst nach der Inbetriebnahme, frühestens 1984 zur Verfügung stehen.

Die Zuarbeit im IPP für JET ist in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Tokamak

Thema	Stand	Arbeitsgruppe
<u>A) Diagnostiken</u>		
1) Bolometer-Kameras	In der Herstellungsphase. Wichtige Diagnostik der JET-Liste A.	JDP
2) Soft-x-ray-Kameras	Vor Abschluß des Designs. Vertrag zum Bau der Diagnostik wird 1982 erwartet.	JDP
3) Bragg-Spektrometer	Vordesignphase. Diese Diagnostik ist von großem Interesse für die Verunreinigungsphysik.	JDP
4) Randschichtsondensystem	Design vor dem Abschluß. Industrieangebote werden eingeholt.	PWW
5) Oberflächenanalysestation	In der Designphase.	PWW
6) Lyman- α -Fluoreszenz	In der Vordesignphase. Wird JET bei erfolgreichen Tests an ASDEX angeboten.	JDP
7) Quasistationäre Streuung	Vordesign beendet. Von JET zur Zeit zugunsten eines CO ₂ -Systems zurückgestellt.	JDP
8) Pelletinjektion	Vordesignphase abgeschlossen. Designvertrag wird erwartet.	JDP
<u>B) Sonstige Arbeiten</u>		
1) ICRH	Entwicklung eines Codes zur Berechnung der Energiedeposition von ICRH.	LHRH + NI
2) Zerstäubung	Berechnung der Zerstäubungs- und Reflektionsrate für 80 KV Protonen. Vertrag ausgeführt.	PWW
3) Pumpensteuerung	Erstellung der computerisierten Logik für die Steuerung nach JET-Anforderungen.	PWW
4) Resistive MHD	Vertrag in Vorbereitung.	Theorie I
5) Ratengleichungen	Vertrag in Vorbereitung.	Tokamakphysik
6) Transportrechnungen	Vertrag in Vorbereitung.	Tokamakphysik
7) 2D-scrape-off-Modell	Vertrag in Diskussion.	Tokamakphysik

Für die Zukunft ist geplant, die Beteiligung am JET-Experimentalprogramm auf das Thema "Verunreinigungen" und "Verunreinigungskontrolle" zu konzentrieren. Der Schwerpunkt der Zuarbeit zu JET wird sich jetzt, neben der Fertigstellung der Diagnostik, auf die Vorbereitung der Experimente verschieben. Bei den Experimenten wird es notwendig sein, zusätzlich zum Stammpersonal Mitarbeiter des IPP auch für längere Zeiträume zu JET abzuordnen.

1. Beiträge der Gruppe JET-Diagnostik und Pelletinjektion

C.Andelfinger, P.Bogen¹⁾, F.Braun, E.Buchelt, K. Büchl, R.Dreyfus²⁾, H.U.Fahrbach, J.Fink, E. Harmeyer, K.Hirsch³⁾, D.Jacobi, H.Krause, E. Lackner, R.Lang, H.Langer⁴⁾, F.Mast, G.Prausner, H.Röhr, M.Salvat, H.Salzmann³⁾, W.Sandmann, H.B. Schilling, G.Schramm, U.Schumacher, J.Sommer, K.H. Steuer⁵⁾, A.Stimmelmayer, M.Ulrich, G.Weber, H. Weichselgartner, W.Wrobel⁶⁾

In der Arbeitsgruppe JET-Diagnostik und Pelletinjection werden für das Projekt JET-Mitarbeit folgende Aktivitäten betrieben:

- Bolometrie
- Diagnostik der weichen Röntgenstrahlen mit Di-oden-Lochkameras
- Diagnostik der weichen Röntgenstrahlen mit einem Breitband-Kristall-Spektrometer
- Quasistationäre Laser-Streuung
- Lyman- α -Resonanz Fluoreszenz
- Pelletinjection (Aktivitäten für ASDEX und W7IIA siehe dort)
- Tritiumtechnologie.

Übergreifende Probleme, wie Datenerfassung und radiologische Probleme werden für obengenannte Aktivitäten zentral bearbeitet.

1.1 Bolometerdiagnostik

Bei den heutigen großen Tokamaks wird ein signifikanter Teil der im Plasma deponierten Heizleistung durch elektromagnetische Strahlung wieder zur ersten Wand transportiert. Um Aussagen über den Energiehaushalt des Plasmas machen zu können, muß deshalb die totale Strahlungsemission des JET-Plasmas raum- und zeitaufgelöst bestimmt werden.

Die quantitative Messung der Strahlung erfolgt durch Bolometer. Diese Detektoren integrieren die einfallende Strahlungsleistung über den gesamten, für die Energieabgabe von JET bedeutsamen Wellenlängenbereich (zwischen 1 Å und 2000 Å während des DT-Betriebs). Eine genügend gute Ortsauflösung der Strahlungsemission auch über nichtkreisförmige Plasmaquerschnitte, wird durch die Verwendung von 34 Bolometern erreicht, die in einer vertikal- und in zwei horizontal "blickenden" Lochkameras (Abb. 1) angeordnet sind. Alle drei Bolometerkameras sind an demselben Oktanten des Vakuumgefäßes angeflanscht und messen die Strahlung aus demselben toroidalen Plasmasegment. Die von den Bolometern

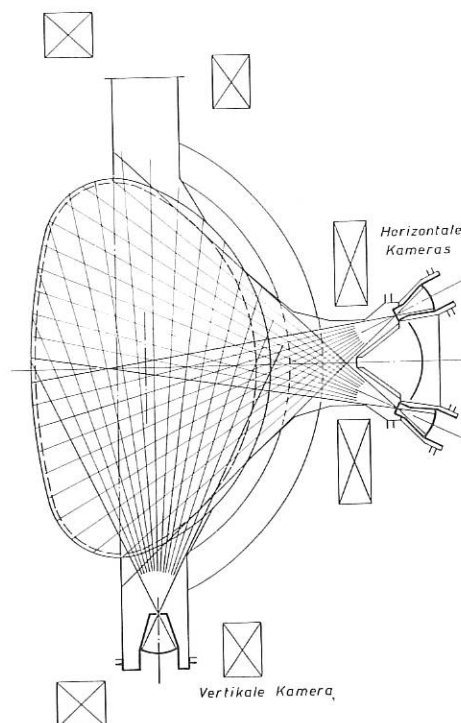


Abb. 1: Anordnung der Bolometer-Lochkameras am JET-Torus

registrierten Intensitäten werden numerisch mit Hilfe eines zweidimensionalen Entfaltungsprogramms in eine räumliche Verteilung der Strahlungsemission über den poloidalen Plasmaquerschnitt umgerechnet. Mögliche Variationen der Strahlungsemission entlang des toroidalen Plasmaumfangs werden mit 8 Einzelbolometern bestimmt, die, in toroidaler Richtung äquidistant angeordnet, das Plasma in vertikaler Richtung abwechselnd von oben oder unten beobachten.

Die Bolometer sind in Form eines Kompensationsdoppelbolometers aufgebaut. Jedes Bolometer besteht aus zwei identischen dicht übereinander angeordneten Folien, die jeweils aus einer 16 µm dicken Goldabsorberschicht, einer 7,5 µm dicken Kaptonfolie und einem 5 kΩ Goldwiderstand bestehen. Die obere Folie registriert die zu messende Plasmastrahlung und zusätzliche durch Neutronen, γ -Strahlung oder Wärmeleitung deponierte Leistung. Die untere Folie registriert nur Störleistung, da zwischen beiden Folien ein genügend dicker Filter aus Aluminium eingebaut ist. Diese Anordnung stellt eine Weiterentwicklung des bei ASDEX eingesetzten Bolometers dar und ermöglicht eine weitgehende Elimination von elektrischen und thermischen Störsignalen durch Differenzmessung mittels einer Brückenschaltung.

Durch die spezielle Ausführung der Folienhalterung (Abb. 2) und durch die Auswahl der Folienmaterialien ist es möglich, auch während der DT-Betriebsphase von JET bei sehr hohen γ - und Neutronenpegeln zu messen. Erste Messungen an ASDEX zeigen die Einsatzmöglichkeit der Diagnostik auch während einer Abbruchinstabilität des Plasmas.

Die elektrischen Ausgangssignale der Bolometer-

1) KFA Jülich
 2) KFA Jülich/IBM
 3) IPF Stuttgart
 4) jetzt Fa. Baasel
 5) Bereich 3
 6) jetzt Uranit GmbH

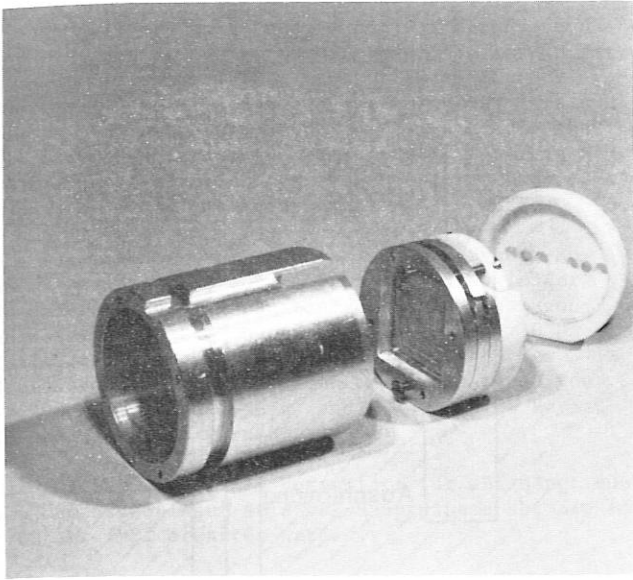


Abb. 2: Photo der Bolometerhalterung

brücken werden verstärkt und durch Analog-Frequenzwandler in Impulsfolgen umgewandelt und anschließend digital abgespeichert.

Die Bolometerkameras stellen vollgeschweißte Konstruktionen aus Inconel 600 dar, die mit einem "second containment" ausgestattet sind, um die Sicherheitsanforderungen für den Tritiumbetrieb zu erfüllen.

Die Detailkonstruktion ist weitgehend abgeschlossen, Prototypen für die Datenkanäle sind in Fertigung. Ein Vertrag zum Bau des Bolometers (Art. 14 Vertrag, Phase II) steht kurz vor dem Abschluß.

1.2 Diagnostik der weichen Röntgenstrahlen mit Dioden-Lochkameras

Diese Diagnostik soll die absolute Intensität der Röntgenemission im Bereich 100 eV bis 15 keV mit hoher Zeit- und Ortsauflösung messen. Die Daten sollen Auskunft geben über:

- Lage und Profil des Plasmas, Energiebilanz und Verunreinigungen
- Instabilitäten, MHD-Oszillationen und Lage der rationalen q -Flächen
- den groben Verlauf des Röntgenspektrums (Filtermethode) und damit die Elektronentemperatur.

Der Aufbau des Systems ist im Prinzip ähnlich wie bei der Bolometrie (Abb. 1). Eine Vielzahl von Detektoren, die in Lochkameras untergebracht sind, messen die Strahlung aus verschiedenen Bereichen des Plasmas. Wegen der Asymmetrie des Plasmas (D-Form) und der Feinstruktur (Moden, Inseln) werden 100 Detektoren, die in 1 Vertikal- und 1 Horizontal-kamera verteilt sind und eine Ortsauflösung von 5 cm haben, für notwendig gehalten. Die Zeitauflösung soll 10 μ s erreichen.

Für den Entwurf sind hauptsächlich 3 Bereiche der Kameras bearbeitet worden:

- Mechanischer Aufbau: der Entwurf dafür ist mitt-

lerweile weitgehend abgeschlossen

- Elektronik- und Datenerfassung: pro JET-Entladung von 10 sec Dauer würde bei den oben angegebenen Werten die enorme Datenmenge von 10^9 Worten anfallen, die zu speichern und zu handhaben einen ungeheuren Aufwand bedeuten würde. Es wurden zahlreiche Lösungsmöglichkeiten untersucht, um einen optimalen Kompromiß zu finden, der realisierbar und vom physikalischen Gesichtspunkt befriedigend ist. Dies bedeutet eine Beschränkung der hohen Bandbreite auf kurze Zeitabschnitte (< 100 msec).

Das Problem hierbei ist, daß der Zeitpunkt interessanter Ereignisse mit kurzen Zeitskalen, wie z.B. Abbruchinstabilitäten nur sehr bedingt vorhersehbar ist und somit die Trefferwahrscheinlichkeit äußerst gering wird. Nach Vergleich verschiedener Möglichkeiten wurde schließlich ein System genauer ausgearbeitet, daß ein flexibles Abtasten mit 4 Frequenzen zwischen 100 Hz und 250 KHz erlaubt und mit einem Halbleiterspeicher von etwa 3 M Worten auskommt. Die Abtaststrate soll sowohl vorprogrammierbar als auch durch Meßsignale der Röntgen- oder anderer Diagnostiken im Pre- und Post-Trigger-Modus umschaltbar sein. Zwischen den JET-Entladungen werden die Daten auf ein Magnetband überschrieben, einer Grobauswertung und Auswahl unterzogen und das Ergebnis an die zentrale Datenbank weitergeleitet.

- Das Hauptproblem liegt in der Wahl des Detektors. Er muß erfüllen:
 - Beständigkeit gegen Temperaturen von 150^o-200^oC während der Ausheizphase vom JET-Gefäß
 - Beständigkeit gegen die zu erwartende Neutronen- und Gamma-Strahlung in der DD-Phase von JET.

Bestrahlungstests von Detektoren mit einer Röntgenröhre, mit einer Kobalt- γ -Quelle und im Forschungsreaktor Neuherberg (FRN) sind im Gange. Hierbei wird einerseits der Dosis-schwellwert für Beschädigung des Detektors und andererseits die Größe der Störungen (Rauschen und Hintergrundsignal) während der Bestrahlung bestimmt; die an JET erwarteten Strahlungsflüsse können am FRN etwa simuliert werden. Erste Ergebnisse von Messungen an einem kleinen Satz von Ionen-implantierten-Si-Dioden, die von der TUM entwickelt wurden, zeigen, daß ihre Strahlungsfestigkeit nicht ganz ausreichend für die DD-Phase ist. Die Schwachstelle scheint eine Isolationsschicht zu sein, die auf den Detektionsprozeß kaum Einfluß hat. In Zusammenarbeit mit der TUM sollen Tests mit modifizierten Schichten durchgeführt werden. Parallel dazu wird versucht, geeignete Detektoren von anderen Herstellern zu finden. Mit JET ist vereinbart, zunächst ein Angebot mit den vorhandenen Detektoren zu erarbeiten und in einem separaten Vertrag ein Angebot für strahlungsresistentere Detektoren zu erstellen.

Für Detektortests wurde eine pulsare Röntgenquelle (Anstiegszeit ~ 10 μ s) gebaut. Damit ist eine Überprüfung der Schnelligkeit der Detektoren mit Röntgenstrahlung, nicht nur mit sichtbarem Licht wie bisher, möglich. Vier Anoden aus verschiedenen Materialien, die ohne Öffnung des Vakuums auswechselbar sind, liefern Röntgenspektren unterschiedlicher Intensität und Energie. Mit der

500 eV-Linie von Titan soll die Dicke der Totschicht des Detektors und damit der Abfall der Empfindlichkeit zu niedrigeren Photonenenergien bestimmt werden.

1.3 Diagnostik der weichen Röntgenstrahlung mit einem Breitband-Kristall-Spektrometer

Für die Untersuchung der Verunreinigungen an JET ist eine Diagnostik notwendig, die unmittelbar die Identifizierung der Verunreinigungen, ihre Konzentration und das Transportverhalten zu bestimmen ermöglicht. Da bei JET mit Plasmatemperaturen im Bereich einiger keV gerechnet wird, ist zu erwarten, daß die Photonenenergie der Strahlung vor allem in demselben Energiebereich liegt, der einem Wellenlängenintervall von etwa $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$ entspricht. Ein dafür geeignetes Diagnostikinstrument ist das Bragg-Kristall-Spektrometer. Vom IPP wurde ein Doppelkristall-Spektrometer für die Röntgenstrahl-Spektroskopie für JET vorgeschlagen und eine Design-Studie dazu begonnen.

Das Spektrometer soll zur Verunreinigungsmessung einen großen Spektralbereich möglichst mehrere Male während einer Entladung überstreichen. Es soll für die nicht-aktiven und aktiven Phasen von JET ausgelegt sein. Die Strahlung soll absolut gemessen werden, und eine räumliche Auflösung soll auch für die aktive Phase (D-T) möglich sein. Dies kann mit einem Doppelkristall-Spektrometer erfüllt werden, das einige günstige Eigenschaften besitzt. Wegen der im allgemeinen geringen Winkelakzeptanz der Kristalle kann das Spektrometer weit vom Plasma entfernt, zum Beispiel hinter der 3 m dicken Abschirmwand installiert werden. Die Parallelversetzung (Abb. 3) des Strahls durch die beiden Kristalle ermöglicht eine wirksame Abschirmung des Detektors gegen die hohen Neutronen- und γ -Flüsse. Wegen der von der Wellenlänge unabhängigen Lage des austretenden Strahls kann der Detektor während der Wellenlängenvariation am festen Ort bleiben. Die Wellenlänge wird über einen großen Spektralbereich geändert, indem - wie in Abb. 3 deutlich wird - die Kristalle verschoben und gleichzeitig entsprechend ihrem Braggwinkel gedreht werden, wobei es besonders auf die Parallelität beider Kristalle ankommt. Das inhärent geringe spektrale Auflösungsvermögen des Doppelkristall-Spektrometers kann durch einen geeigneten Kollimator oder einen weiteren (nicht parallelen) Kristall zu der für Linienprofilmessungen gewünschten Größe erhöht werden.

Neben dieser Version des Doppelkristall-Spektrometers, die ohne Vervielfachung keine räumliche Auflösung erlauben würde, wird eine andere Anordnung untersucht, die die kontinuierliche Raumaufklärung in JET ermöglicht. Hierzu muß die Doppelkristall-Anordnung so nahe an das Experiment gebracht werden, daß der zuerst getroffene Kristall bei Drehung um die Strahlachse (Verbindungsline der Zentren beider Kristalle) den Querschnitt des JET-Plasmas zu mehr als dessen Hälfte überstreichen kann, wodurch die Bragg-Bedingung für beide Kristalle streng eingehalten werden kann. Die Detektoren werden sich wieder hinter der Abschirmwand befinden.

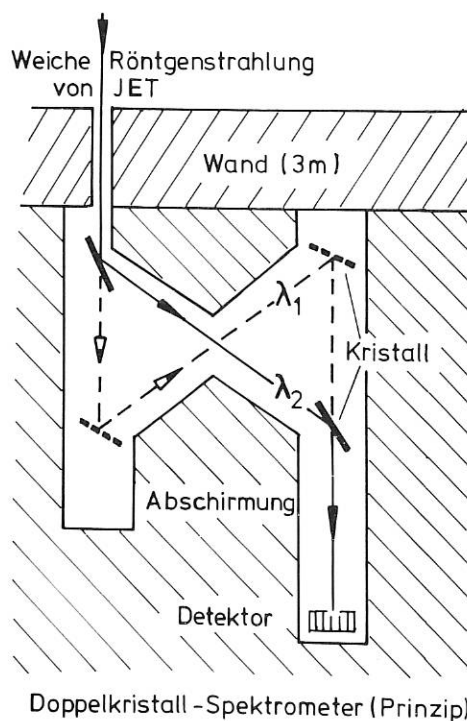


Abb. 3: Schematische Anordnung des Doppelkristall-Spektrometers

1.4 Quasistationäre Streuung

Der 100 Hz-Nd:YAG Laser und die Avalanche-Dioden wurden im Frühjahr 1981 geliefert, so daß das Streuexperiment in Zusammenarbeit mit IPF Stuttgart an ASDEX installiert und in Betrieb genommen werden konnte. Einzelheiten dazu: s. ASDEX.

Die Ausarbeitung dieser Diagnostik für JET wurde mit dem Bericht IPP III/66, IPF 81/3 abgeschlossen, da sich JET für eine Diagnostik mit CO₂-Laser entschieden hat.

1.5 Lyman- α -Diagnostik

Ein Weg, die Dichte und Temperatur des neutralen Wasserstoffs in einem Plasma zu messen, führt über die Resonanzfluoreszenz an Wasserstoffatomen im Grundzustand. Eine Lichtquelle dafür wurde in den letzten Jahren im IPP entwickelt. Sie arbeitet mit einem Farbstofflaser, der in einer Kryptonzelle frequenzverdreifacht wird, und somit abstimmbare, spektral schmalbandige Lyman- α -Strahlung emittiert. Die zweite Linie, Lyman- α -Strahlung auf dem Weg über den Argon-Excimer-Laser zu erzeugen, wurde zunächst eingestellt, da der Abstimmbereich des Lasers kleiner war als ursprünglich erwartet. Ein Experiment, die Strahlung des Argon-Excimers durch induzierten Raman-Effekt an Wasserstoff zu Lyman- α zu verschieben, steht noch aus.

Nach der Entwicklung einer ausreichend zuverlässigen Quelle für Lyman- α -Strahlung wurde in Zusammenarbeit zwischen dem IPP und der KFA Jülich ein Resonanzfluoreszenzexperiment zur Messung der Neutralgasdichte und -temperatur aufgebaut und an ASDEX in Betrieb genommen, das als Grundlage für einen Vorschlag für ein ähnliches Experiment an JET

dienen soll. Voraussetzung dafür war der Bau und der Test des Frequenzverdreifachungssystems in Verbindung mit einem 20 Hz Farbstofflaser (Lambda Physics), sowie des Beobachtungsteleskops in einem Laborexperiment. Dazu wurde auf dem Wege der thermischen Dissoziation ein Wasserstoffstrahl mit bekannter Konzentration der atomaren Komponente erzeugt, an dem die Fluoreszenz gemessen wurde.

Die Vorergebnisse ermutigten uns, das System an ASDEX zu installieren, um das Neutralgas in der Randschicht zu diagnostizieren. Erste Messungen an Reinigungsentladungen (Glimmentladung, 50 Hz-Entladung) waren erfolgreich. Bei Dichten der Größenordnung 10^{10} cm^{-3} konnten Temperaturen von $\approx 300 \text{ K}$ (Glimmentladung) und $\approx 4000 \text{ K}$ (50 Hz Entladung) gemessen werden.

Die Ausarbeitung eines Vorschlags für JET hängt nun von den Ergebnissen am ASDEX-Hauptplasma ab, die im Frühjahr 1982 erwartet werden.

1.6 Pelletinjektion für JET

Mittels Pelletinjektion kann

- momentan die Plasmadichte erhöht bzw. das Dichteprofil verändert werden und so z.B. ein günstiges Target-Plasma für Neutralinjektion geschaffen werden,
- bei Einschub von dotierten Pellets der Transport von Verunreinigungen untersucht werden,
- bei quasistationärer Nachfüllung ein Teilchenverlust kompensiert werden.

Modellrechnungen mit dem Milora-Forster-Code ergaben geeignete Pelletparameter für die Erwartungsdaten der JET-Plasmen. Abb. 4 zeigt ein Beispiel für die Teilchendeposition und das Dichte- und Temperaturprofil für eine JET-Entladung mit Neutralinjektion der ersten Ausbaustufe.

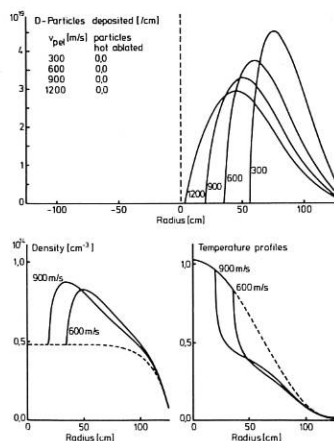


Abb. 4: Teilchendeposition, Dichte- und Temperaturprofil für die JET-Parameter. $T_{e0} = 2 \text{ keV}$, $N_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und Pelletradius $r_p = 2 \text{ mm}$

Aus diesen Modellrechnungen ergaben sich folgende wünschenswerte Pelletparameter:

Pelletgeschwindigkeit: 500 - 2000 m/s
 Pelletgröße: 10 - 40 mm³
 Pelletmasse/Plasmamasse: 12 - 50 %.

Diese Ziele können mit der Leichtgaskanone bis zu Geschwindigkeiten von 1000 m/s erreicht werden. Für die quasistationäre Nachfüllung soll eine Zentrifuge Verwendung finden, die auch Geschwindigkeiten bis 2000 m/s zuläßt.

Die Machbarkeit beider Verfahren wurde in einer Studie /IPP 1/193/, durchgeführt im Rahmen des JET-Vertrages JB1/9005, gezeigt. Für den Fall der Zentrifuge konnte allerdings noch nicht gezeigt werden, ob der Streuwinkel der Pellets klein genug ist.

1.6.1 Leichtgaskanone

Die Leichtgaskanone soll im Prinzip wie die Systeme bei ASDEX aufgebaut werden. Z.Zt. ist jedoch eine Version für drei verschiedene Pelletdurchmesser mit entsprechenden Läufen in der Entwicklung. Dies soll ermöglichen, wahlweise Pelletgrößen von 9,5, 21 und 38 mm³ zu verwenden (Abb. 5). Sollte sich der He-Kryostat (Leybold-Heraeus) als thermisch ausreichend stabil erweisen, könnten auch 3 Pellets während einer Entladung abgeschossen werden.

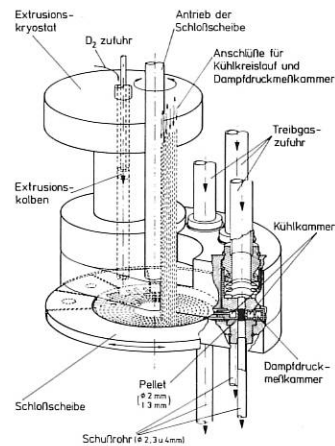


Abb. 5: Schema einer Leichtgaskanone für 3 verschiedene Pelletdurchmesser

Eines der Hauptprobleme ist die Beseitigung des Treibgases. Die Forderung ist, daß nur Treibgas in der Menge von 1 % der Pelletmasse in den Torus gelangen darf. Dies kann im ungünstigen Fall (4 mm \emptyset) erfüllt werden, wenn ein Mehrkammersystem als Verzögerungsleitung für den Druckausgleich dient. Eine passive Schnellschlußklappe vor der ersten Blende reduziert zusätzlich die Treibgasmenge um eine weitere Größenordnung. Dies ist auch von Vorteil in der DT-Phase, weil dann der Tritiumfluß zum System der Leichtgaskanone zeitlich begrenzt bleibt.

Im neuesten Experiment wurde versucht, Pellets durch ein gekrümmtes Führungsrohr zu schießen. Solche

Versuche wurden schon in Risø erfolgreich bei Pelletgeschwindigkeiten um 100 m/s durchgeführt. Hier wurden zunächst Geschwindigkeiten von 600 m/s angewandt. Diese Experimente sind im Anfangsstadium. Sollte sich herausstellen, daß der Geschwindigkeits- und Massenverlust klein ist, ergeben sich daraus mehr Freiheiten für die Positionierung des Systems an JET, da der Platz am Torus sehr knapp ist.

1.6.2 Pellet-Zentrifuge

Die Zieldaten für die Zentrifuge sind

- Pelletgeschwindigkeit	2000 m/s
- Pelletfrequenz	30 Hz
- Pelletgröße	10 - 40 mm ³

Für die mechanische Festigkeit des Rotors ist die spezielle Reißlänge σ / γ maßgebend. Am günstigsten erweist sich Kohle- oder Aramidfaser-Verbundmaterial mit Reißlängen von rund 120 km. Daher wird als Rotor ein optimierter Arm mit 450 mm Radius aus solchem Material vorgesehen. Bei ersten Schleuderversuchen mit Material aus der laufenden Fertigung wurde die notwendige Rotationsfrequenz nur zu 90 % erreicht. Sorgfältiger hergestelltes Material sollte die Tests gut überstehen (Dornier, MBB). Das Problem der Pelleteinfütterung wird bei der Entwicklung der ASDEX-Zentrifuge untersucht (s. ASDEX).

Für einen Teststand wurde der Vakuumkessel mit den notwendigen Vakuumeinrichtungen entworfen. Als Rotorantrieb soll nach Verbesserungen in den Vakuumeigenschaften der Antrieb einer Beckmann-Ultrazentrifuge Verwendung finden. Hierzu gehört das Fernhalten des Lageröls des Antriebs vom Hochvakuumraum. Ein Labyrinthsystem mit separater Turbomolekularpumpe (40 l/s) ergab in einem Simulationsversuch einen ausreichend niedrigen Partialdruck von kleiner $2 \cdot 10^{-12}$ mb.

Abb. 6 zeigt schematisch die Anordnung des Zentrifugen-Teststandes. Wegen der beschränkten Zugänglichkeit der Experimentierhalle von JET müssen alle Daten digitalisiert und über das JET-Codas-System erfaßt werden. Für die Pellet-Diagnostik (Geschwindigkeit, Streuwinkel und Form) wurde ein System entworfen, bei dem für die Pelletform Projektionen in zwei Richtungen von einer Halbleiter-Kamera aufgenommen und unter gewissen Symmetrieanahmen direkt

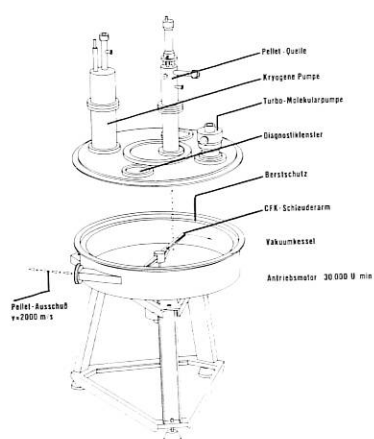


Abb. 6: Schema des Zentrifugenbeschleunigers

das Pelletvolumen errechnet werden soll. Das System ist für Pelletfrequenzen bis zu 30 Hz geeignet.

1.7 Tritiumtechnologie

1.7.1 Isotopentrennung

Aufgabe der Tritiumtechnologie in JET-Diagnostik und Pelletinjektion ist es, Tritiumkenntnisse für die Entwicklung der Diagnostiken und Pelletinjektion parat zu haben. In diesem Rahmen sind aber auch eigenständige Untersuchungen vorgesehen.

Die Arbeiten zur gaschromatographischen Trennung der Wasserstoffisotope wurden fortgeführt. In einer Vorstufe zur im Aufbau befindlichen Pilotanlage wurden alle Komponenten des Systems zusammengefaßt und erstmals im Dauer- und Kreislaufbetrieb getestet.

Das Trägergas wird mittels einer Membranpumpe im Kreislauf geführt (Durchsatz ca. 10 l He/Min); die Probenmischungen (H₂, HD und D₂) werden über ein Dosiervolumen von 200 ml direkt eingespült und in der Trennkolonne, (3,0 m Länge, 1962 mm² Querschnitt) die bei fl.-N₂-Temperatur arbeitet, in die einzelnen Komponenten aufgetrennt. Nach Registrierung durch ein erstes Detektorsystem können die getrennten Isotope wahlweise aufgesammelt werden, indem sie über automatische Ventile in einen Urangetter geleitet werden. Dieser Getter ist mit 250 g pyrophorem Uran gefüllt und wurde ebenfalls im Dauer- und Durchflußbetrieb getestet. Nach Verlassen des Getters passiert das Trägergas einen zweiten Detektor und wird über ein Puffervolumen erneut der Umwälzpumpe zugeführt.

Mit dieser Anordnung wurden bis zu 400 ml Wasserstoffisotope - vorerst noch ohne Tritium- getrennt.

Für die Pilotanlage, die innerhalb einer Handschuhbox (H x T x B = 2,5 x 1,2 x 2,0 m) installiert wird, sind 2 Trennsäulen und mehrere Urangetter vorgesehen. Zur Gasumwälzung wird eine T-dichte Doppelmembranpumpe eingesetzt.

In Abb. 7a ist das Chromatogramm des ersten Detektors (zwischen Trennsäule und Urangetter) aufgezeichnet. Nach Passieren des zweiten Peaks (HD) wurde das Uranbett dazwischengeschaltet und somit das Deuterium am Uran gegettert, demzufolge wurde es vom zweiten Detektor (hinter dem U-Bett) nicht mehr registriert (Abb. 7b).

1.7.2 Tritiumabsorptionssysteme

Zur Entfernung von Tritium aus Handschuhboxatmosphären wurde ein neues Verfahren entwickelt und im Labormaßstab - auch bereits mit Tritium - untersucht.

In herkömmlichen Anlagen wird Tritium an Cu- oder Edelmetallkontakten katalytisch zu tritiiertem Wasser oxidiert und dieses anschließend an Molekularsieben adsorbiert. Da bereits bei 0,1 %iger Beladung der Molekularsieve infolge des Wasserdampfpartialdrucks nennenswerte T-Aktivitäten über dem Molsieb resultieren, sind diese ausreichend groß zu dimensionieren. Diesen Nachteil im Dauerbetrieb zeigt das neue Verfahren nicht: das Tritium wird in nur einer Reaktionsstufe kata-

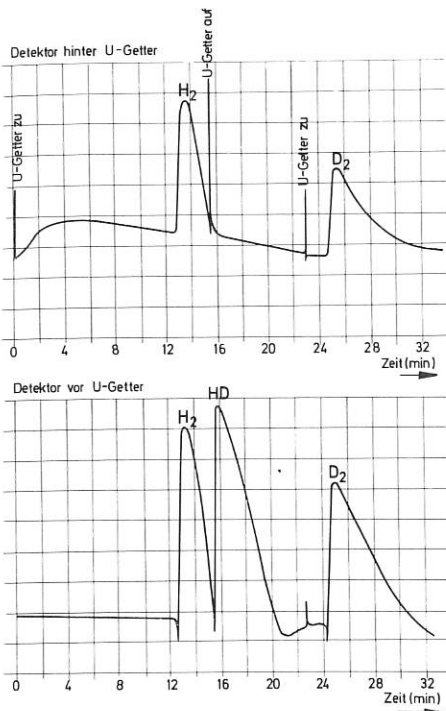


Abb. 7a: Chromatogramm vor dem Urangetter
Abb. 7b: Chromatogramm hinter dem Urangetter

lytisch direkt an ungesättigte organische Verbindungen angelagert und so irreversibel gebunden. Bisher wurden die Parameter des Verfahrens (Katalysatorauswahl, Konzentration, Trägermetall, Auswahl der ungesättigten Verbindungen) und vor allem die Verfahrenstechnik (Füllkörperreaktor, Gasaustausch, Aerosol-Abscheidung) optimiert mit dem Ziele möglichst rasch (bis Ende 1982) eine Pilotanlage zu erstellen.

In Abb. 8 sind erste Ergebnisse zweier Versuche, die mit Wasserstoff durchgeführt wurden, wiedergegeben: Je nach verwendetem Katalysator nimmt die Anfangskonzentration um bis zu drei Größenordnungen innerhalb von 30 - 35 Minuten ab; die mit N bezeichnete Kurve wurde mit einem Industriegerät, das nach dem herkömmlichen Verfahren arbeitet, aufgenommen.

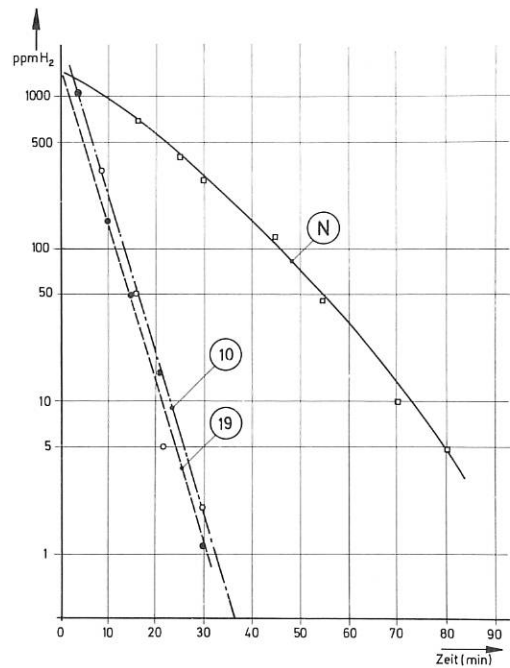


Abb. 8: Abnahme der Wasserstoffkonzentration im Gaskreislauf der Tritiumabsorptionsanlage

2. Beiträge der Gruppe Plasma-Wand-Wechselwirkung

R.Behrisch, W.Eckstein, W.Möller, G.Venus und Gruppe PWW

Von der Arbeitsgruppe "Plasma-Wand-Wechselwirkung" (PWV) wurden aufgrund zweier Phase-I-Verträge mit JET die Planungsarbeiten zur Plasmarandschicht-Diagnostik für Untersuchungen der Plasma-Wand-Wechselwirkung an JET fortgesetzt.

Ziel der Arbeiten ist es, Apparaturen zu entwerfen und zu bauen, mit denen es möglich sein wird, während der Betriebsphase von JET in dem Bereich zwischen dem durch den Limiter gegebenen Plasmarand und der ersten Wand verschiedenartige Sonden zu exponieren. Mit diesen Sonden sollen die Teilchenflüsse und -energien, die Plasmaparameter in der Randschicht und die Belastung des Wandmaterials durch die Wechselwirkung mit dem heißen Plasma gemessen werden. Die Sonden können entweder elektrische Signale liefern (z.B. Thermowiderstände, Langmuir-Sonden oder ExB-Sonden) oder aber die Teilchen aus der Plasmarandschicht aufsammeln. Für die Sonden letzteren Typs wird eine anschließende Analyse mit Hilfe oberflächenanalytischer Meßverfahren notwendig.

Für diese Aufgaben sollen zwei Systeme entwickelt werden:

- Mit dem unter Verantwortung des IPP entwickelten Plasmarandschicht-Sondensystems, das bereits bei der Inbetriebnahme von JET zur Verfügung stehen soll, können Messungen im oberen Teil des JET-Torus ausgeführt werden. Ausbau der Aufsammelsonden zur Analyse ist täglich bis wöchentlich möglich.
- Bei dem zweiten System können die Proben über ein schnelles Transportsystem (Fast Transfer Line),

welches von Culham entwickelt wird, in der Horizontalebene außen exponiert und zwischen zwei Entladungen direkt zur Oberflächenanalysestation gebracht werden. Das IPP ist für die Oberflächenanalysestation verantwortlich, mit der auch die Proben aus dem Plasma-Randschicht-Sondensystem analysiert werden sollen.

Für das Plasmarandschicht-Sondensystem wurde im IPP unter Absprache mit JET eine detaillierte Spezifikation erarbeitet, aufgrund derer nun mit der Industrie Verträge über die Detailkonstruktion und den Bau des Systems abgeschlossen werden sollen.

Im Plasmarandschicht-Sondensystem sollen die Sonden vertikal von oben in den JET-Torus eingeführt werden (s. Fig. 9). Bei Verwendung von Aufsammelproben sollen diese vollautomatisch aus einem Magazin mit 5 bis 6 Proben entnehmbar und dort auch wieder deponierbar sein. Das Magazin soll in einer abnehmbaren Vakuumkammer vom Torus entfernt werden, um die Proben entweder in der Oberflächen-Analysestation oder auch in externen Laboratorien zu untersuchen.

Für die Oberflächen-Analysestation wurden insbesondere die kritischen mechanischen Probleme des Sondenmanipulators untersucht und entsprechende Testanordnungen konstruiert (W.Möller, R.Behrisch).

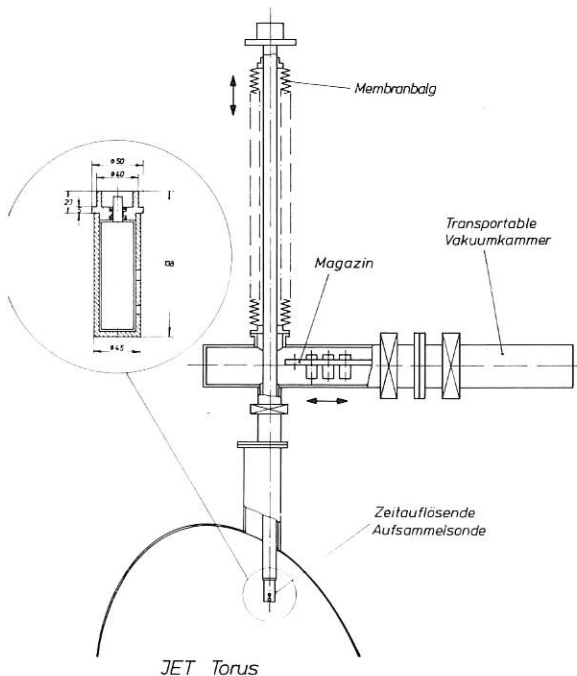


Abb. 9: Plasma-Randschicht-Sondensystem mit zeitauflösender Aufsammelsonde

2.1 Rechnungen zur Zerstäubung und Ionenrückstreuung

Bei Neutralteilcheninjektion in JET trifft ein Teil der Strahlröhre auf Wände der Strahlrohre. Für solche Beschußbedingungen gibt es noch fast keine Daten über Ionenrückstreuung und Zerstäubung.

So wurden im Rahmen eines JET-Vertrages Monte-Carlo-Rechnungen (TRIM) durchgeführt zur Bestimmung der Teilchen- und Energiereflexion als auch der Zerstäubung durch Wasserstoff. Ergebnisse für Energien zwischen 25 und 160 keV Einfallenergie und für verschiedene Einfallswinkel wurden angegeben (Abb. 10). Insbesondere für streifenden Einfall wurden auch detaillierte Angaben über Energie- und Winkelverteilung der reflektierten Teilchen bestimmt (W.Eckstein).

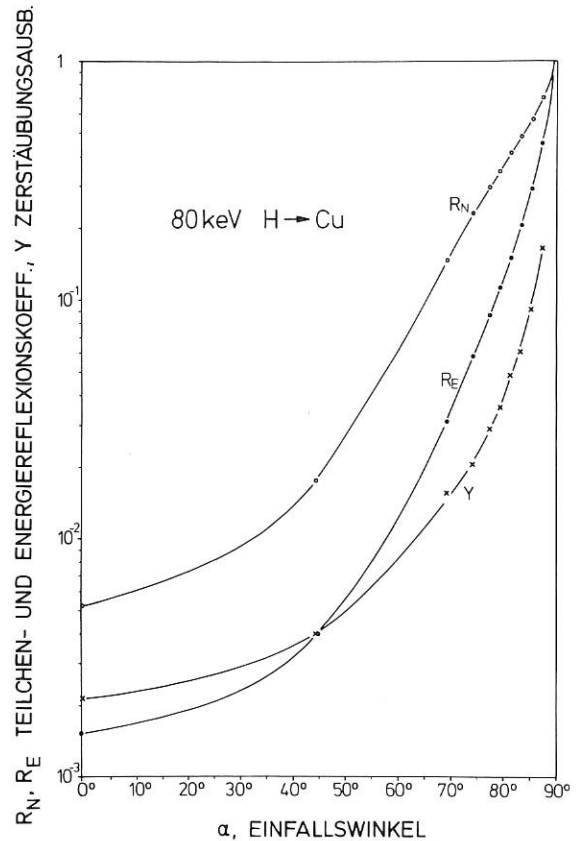


Abb. 10: Mit dem Monte-Carlo-Programm TRIM berechnete Werte für die Teilchen- und Energiereflexionskoeffizienten sowie die Zerstäubungsausbeute bei Beschuß von polykristallinem Kupfer mit 80 keV Wasserstoffionen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel

2.2 Steuerung der JET-Vakuumsysteme

Die Schaltlogik der Steuerung der "großen" JET-Vakuumsysteme (Torus-, Neutralinjektor-, Mantel- und Diagnostik-Vakuumsystem) wird in drei Ebenen organisiert. Die beiden höchsten Ebenen werden durch Computersteuerung realisiert. Die niedrigste Ebene ist als festverdrahtete Logik in den Unterbaugruppen der Vakuumsysteme organisiert. Letztere umfaßt alle "lebenswichtigen" Überwachungs- und Verriegelungsfunktionen, während Überwachungs- und Steuerungsfunktionen größerer logischer Verknüpfungstiefe in den beiden höheren Ebenen realisiert werden. Dieses Konzept garantiert minimale Wahrscheinlichkeit für folgenschwere Vakuumstörfälle und hohe Flexibilität der gewünschten Programmab-

läufe. Vom IPP wird im Rahmen der Vertragszusammenarbeit (JCI/9007) im wesentlichen die computerisierte Logik nach JET-Anforderungen erstellt werden (G.Venus).

3. Beiträge der Gruppe Tokamakphysik

3.1 1D-Simulationsrechnungen für JET

J.Neuhauser, R.Wunderlich

Im Rahmen eines von Dr.Stringer (JET) organisierten Vergleichs von 1D-Tokamak-Transport-Codes wurden JET-Simulationsrechnungen mit dem in Princeton entwickelten BALDUR-Code durchgeführt. Neben standardisierten Fällen mit eng spezifizierten Vorgaben zum direkten Vergleich der in Europa benutzten Transport-Codes wurden Normalfälle mit verschiedenem Verunreinigungs-Transport und mit selbstkonsistenter Beschreibung der Randzone gemacht. Dazu wurde das analytische Abschältschicht-Modell, das im Rahmen der ZEPHYR-Studie (s. Jahresbericht 1980) entwickelt worden war, weiter verfeinert. Als Alternative wurde eine numerische Beschreibung der Abschältschicht mit entsprechenden Quell- und Verlusttermen benutzt. Einzelheiten der Modelle sind unter dem Kapitel ASDEX-Theorie beschrieben.

Die Ergebnisse der JET-"Normalfälle" sind qualitativ die gleichen wie bei ZEPHYR: Die Zerstäubung von Wand- und Limiter-Material führt in wenigen hundert Millisekunden zur Ausbildung einer "Photosphäre" am Plasmarand, in der siebzig bis hundert Prozent der Verlustenergie abgestrahlt werden. Die daraus resultierende Strahlungskühlung des Randbereichs (typ. ≈ 20 eV) reduziert die Zerstäubungsrate und ermöglicht einen stationären Zustand, in dem sich Verunreinigungs-Produktion und Ausfluß zum absorbierenden Limiter die Waage halten. Die Rechnung zeigt weiterhin, daß die Elektronendichte in der Abschältschicht nicht wesentlich unter der des Hauptplasmas liegt und damit erheblich zur Isolierung des heißen Plasma-Kerns von der Wand beiträgt. Tatsächlich wird die Wandzerstäubung im Vergleich zur Limiter-Erosion vernachlässigbar. Abb. 11 a und b zeigt Dichte-, Temperatur- und Verlustleistungsprofile gegen Ende einer 5 Sekunden-Heizphase mit 30 MW Leistung (Neutralinjektion + "Magic Heating").

Ein zum Plasmazentrum gerichteter Masse-Strom ("Inwärts-Term"), für den es bei ASDEX und anderen Experimenten deutlich Hinweise gibt, könnte die Selbstregelung der Verunreinigungs-Produktion erheblich beeinträchtigen. Entsprechende Rechnungen ebenso wie Simulationen mit Pellet-Einschuß bei JET sind begonnen worden.

Abb. 11 a + b:

1D-Simulation eines elliptischen JET-Plasmas mit dem BALDUR-Code (Version BALDIO9R) einschließlich einer selbstkonsistenten, numerischen Behandlung der Abschältschicht ("JET-extended"-Parameter).

- Radiale Profile von Elektronen- und Ionen-Temperatur sowie von allen Dichten: Elektronen (n_e), Deuterium (n_D), Tritium (n_T), Eisen (n_{Fe}) und Neutralgas (n_0).
- Radiale Heiz- und Verlust-Leistungsprofile aufgliedert nach der Art des Transports (durch Elektronen, Ionen oder Strahlung) bzw. der Heizung (thermonukleare α -Heizung und externe Zusatzheizung).

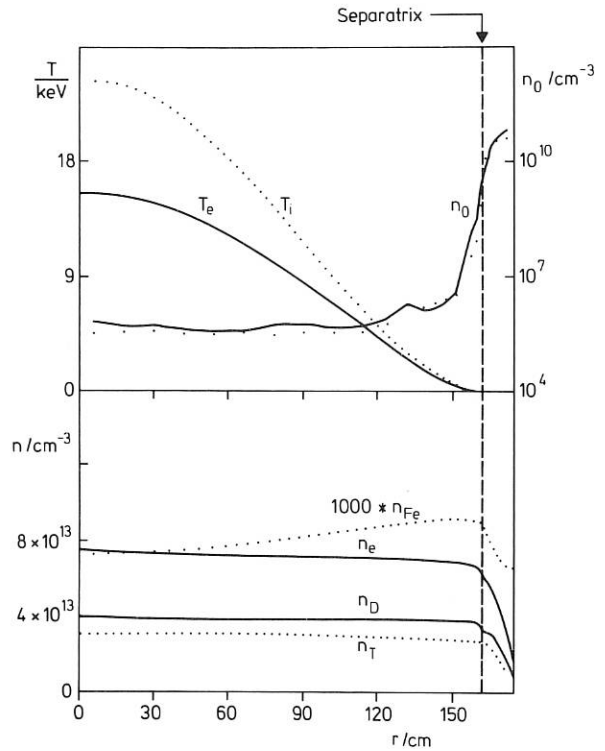


Abb. 11a

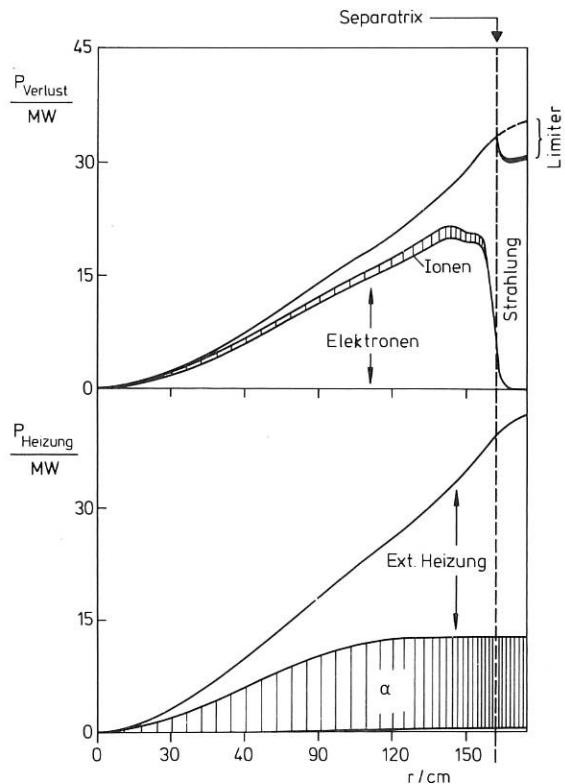


Abb. 11b

Projekt NET Mitarbeit
Projektbeauftragter: G. Grieger

NET / INTOR

(G. Grieger, R. Bünde, K. Borraß, D. Correa-Restrepo, W. Dänner, O. De Barbieri, D. Düchs, A. Knobloch, K. Lackner, A. McKenney, J. Raeder, W. Schneider, U. Seidel, M. Söll)

1. Allgemeines

Im Berichtszeitraum wurde die Konzeptentwurfsphase des Wiener INTOR-Workshops mit der Zusammenstellung des Abschlußberichtes der Phase I beendet. Aufgabe der Phase I war die Erstellung wenigstens eines vollständigen Konzeptes, das für alle Probleme Lösungswege skizziert und alle Komponenten in die richtige Umgebung stellt. Danach begann eine Zwischenphase (II A) zur Überprüfung kritischer offener Probleme.

Die Abb. 1 zeigt eine Schnittzeichnung des Entwurfs nach dem Stand zum Abschluß Phase I (Juli 1981). Es handelt sich um eine Tokamak-Anordnung mit einer

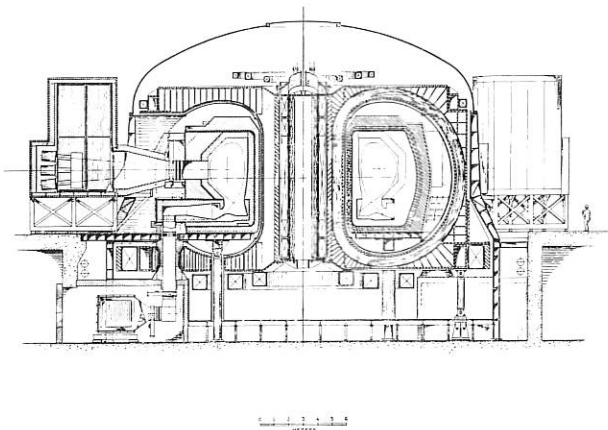


Abb. 1: INTOR-Referenzentwurf 1981 am Ende der Phase I

thermischen Leistung von 620 MW. Die Anzahl der Toroidal­feldspulen ist gleich der Anzahl der Segmente von Torus, Blanket und Abschirmung, um zusammen mit den außenliegenden Poloidal­feldspulen deren Auswechslung zu erleichtern. Dieses Konzept führte zu einem geometrisch sehr ausladenden Entwurf. Die Reduktion des damit verbundenen hohen Aufwandes ist ein Ziel der Phase II A.

Im Frühjahr 1981 wurde eine seit 1980 betriebene qualitative Erfassung INTOR-relevanter F+E-Aktivitäten beendet. Sie ist auf der Basis der in der Phase 0 durchgeführten F+E-Themensammlung aufgebaut und zeigt (siehe Abb. 2) den vorteilhaften Effekt einer möglichen internationalen Zusammenarbeit (F+E-Sachgebiete in Kategorie I sind solche, bei denen mehr als zwei Drittel der zugehörigen Untergebiete in Programmen der INTOR-Partner schon enthalten sind). Abgesehen vom positiven

Effekt der Zusammenarbeit sind aber auch die drastischen Lücken in den Einzelprogrammen zu erkennen sowie die Tatsache, daß auch die längerfristigen Planungen wichtige INTOR-Anforderungen noch nicht erfüllen.

Die Abb. 3 zeigt den - äußerst ehrgeizigen - Zeitplan, wie er sich am Ende der Phase I darstellte. Für die Phase II A wurde er um ein Jahr verschoben.

Eine für die Phase I aufgestellte Kostenschätzung (Frühjahr 1981), welche die inzwischen vorgenommenen kostenintensiven Änderungen zur Erzielung besserer Wertungseigenschaften und die Inflation berücksichtigt, ergab Baukosten, die etwas mehr als doppelt so hoch, wie die zu Ende 1979 geschätzten sind. In diesem Punkt bestand eine recht gute Übereinstimmung zwischen den INTOR-Partnern /Kno 3/.

RELATIVE VOLLSTÄNDIGKEIT DER BEI DEN INTOR PARTNERLÄNDERN GEPLANTEN F+E SACHGEBIETE (NACH ANGABEN AUS DEN NATIONALEN PROGRAMMEN, STAND FEBRUAR 1981)

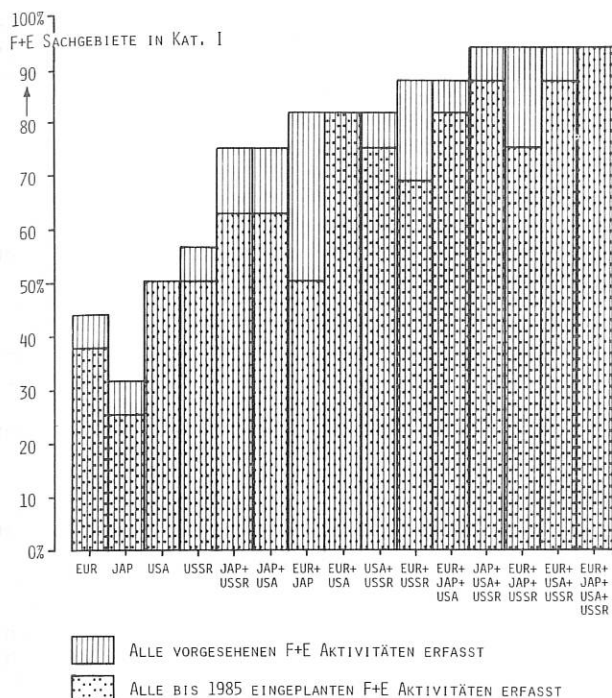


Abb. 2: Für INTOR erforderliche Forschung und Entwicklung

2. Physik

Die Physik von Anordnungen der INTOR/NET-Größenordnung basiert auf rechnerischen Extrapolationen. Die damit verbundenen Unsicherheiten wurden während der Berechnungen für die Phase I so deutlich, daß insbesondere nach Meinung der europäischen Physiker beim Wiener Workshop Alternativen zu einer Reihe von Entscheidungen untersucht werden sollen. Diese betrafen u. a. die HF-Plasmaheizung, den Limiter, die Plasmagröße, die Temperaturregelung im gezündeten Zustand und das Material für die 1. Wand. Die Behandlung dieser Fragen wurde parallel zur INTOR-Studie begonnen, im September 1981 wurden sie in das Programm der Phase IIA aufgenommen.

Neue Rechnungen zur Ripplediffusion haben zu erheblich kleineren Diffusionskoeffizienten geführt als frühere Untersuchungen. Deshalb ist eine Temperaturregelung durch Variation des Magnetfeldripples für INTOR wahrscheinlich nicht praktikabel. Zur endgültige Klärung dieser Frage wird versucht, die Modelle zu verbessern. Bisher wird das Magnetfeld durch $B = B_0 (1 - \epsilon \cos \theta - \delta(r, \theta) \cos N\varphi)$ modelliert. Dabei werden ϵ und θ als klein, N als groß angenommen; der Ripple wird durch eine einzige Fourier-Komponente beschrieben. Auf der Basis einer genaueren Beschreibung der räumlichen Rippleverteilung sollen Formeln für die Teilchen- und Energieflüsse aufgestellt werden. Bisher wurden die bestehenden Theorien zum Ripplettransport in Tokamaks näher untersucht. Er wird derzeit drei verschiedenen

Effekten (im Magnetfeld gefangene Teilchen, Ripple-Plateau- und Ripple-Bananen-Diffusion) zugeschrieben. Über die Gültigkeitsbereiche der daraus abgeleiteten Transportkoeffizienten besteht noch keine Einigkeit unter den verschiedenen Autoren. Ein weiteres Ziel der Arbeit besteht in der Klärung der Frage, ob mit den oben genannten drei Effekten schon alle Beiträge zum Ripplettransport erfaßt werden.

Da die Erreichung der Zündung - ausgehend von einer Ohmsch geheizten Entladung - ein komplexer Vorgang ist, bei dem mehrere Bedingungen gleichzeitig erfüllt werden müssen, wurden zu seiner Untersuchung mehrere Codes (Transport, Heizung, MHD-nichtideal) gekoppelt. Die Komplikationen werden vor allem durch die notwendige Dichte- und Stromerhöhung, durch die begrenzte Heizleistung sowie durch Zerstäubung und Skineffekt verursacht. Die noch vorläufigen Ergebnisse zeigen, daß zur Zündung einer INTOR-artigen Apparatur zumindest 10 s erforderlich sind, wobei die auftretenden Stromdichteprofile bestenfalls marginal MHD-stabil sind.

Als Alternative zum poloidalen Divertor in INTOR wurde ein "gepumpter" Limiter betrachtet. Dieser Limiter besteht aus zwei Teilen, die an der Außenwand ca. 60° oberhalb und unterhalb der Mittelebene verlaufen. Innerhalb dieses Winkelbereiches wird die 1. Wand um etwa 50 cm nach außen versetzt. Die

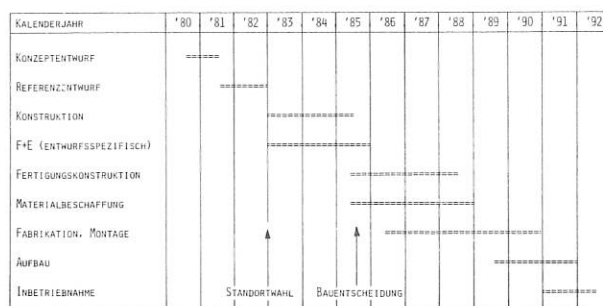


Abb. 3: Zeitplan für Konstruktion und Bau von INTOR

in diesem Raum nicht geschlossenen Flußflächen, wurden so aufgefächert, daß die Energie- und Teilchenflußdichten vermindert werden. Die technischen Aspekte werden in Zusammenarbeit mit Ispra untersucht.

Aluminium als Material der 1. Wand von INTOR zeigt einige Vorteile gegenüber Stahl. Da das Aluminium als Verunreinigung in das Plasma gelangt, muß es in den Transportrechnungen berücksichtigt werden. Die Daten für Ionisierung, Rekombination, Zerstäubung und Abstrahlung wurden deshalb zusammengestellt. Vorläufige Rechnungen zeigen zwar eine - gegenüber Eisen - erhöhte Konzentration an Verunreinigungen, jedoch eine etwas niedrige Abstrahlung.

Neben diesen Arbeiten hat das IPP einen wesentlichen Beitrag zur "Physics Design Basis" im Band "European Contribution to INTOR-Phase I" geliefert. Insgesamt besteht dieser Abschnitt aus 34 Beiträ-

gen, von denen 19 aus dem IPP stammen. Sie behandeln Themen aus den Gebieten "Einschluß und Zündung", "Disruptions", "Toroidalfeld-Ripple", "Poloidalfeldkonfiguration", "Plasmawand und Divertor", "Brennregelung", "Entladungsende" und "Totzeit". Als Beispiel sei hier eine Arbeit zur Poloidalfeldkonfiguration angeführt: Die Auslegung von INTOR mit einem axisymmetrischen "single-null"-Divertor und Poloidalfeldspulen außerhalb der Hauptfeldspulen erfordert ziemlich aufwendige Rechnungen zur Festlegung der optimalen Leiterorte und der benötigten Ströme. Unter Benützung des beim Entwurf von ASDEX entwickelten Paketes von Gleichgewichtsprogrammen wurden in einem ersten Durchgang - im wesentlichen empirisch - mit technischen Nebenbedingungen verträgliche Leiterorte gefunden und Leiterstromverteilungen errechnet, die bei niedrigem und hohem β_p (0.5 bzw. 2.6) die gewünschte Plasmakonfiguration mit einem festgelegten Ort des Staupunktes erzeugen. Gleichzeitig wurde auch eine annähernd streufeldfreie OH-Leiter-Konfiguration gefunden, so daß durch Überlagerung ein mit Flußbilanz und MHD-Gleichgewicht konsistentes Zeitszenario entwickelt werden konnte. Ein dabei wichtiger Effekt, nämlich die Zunahme des Plasmastromes bei schneller Aufheizung und eingefrorenen q -Profilen wurde durch Weiterentwicklung eines dazu früher für ZEPHYR entwickelten Codes studiert und im Poloidalfeldszenario berücksichtigt. Da sich abzeichnete, daß die notwendige Optimierung von INTOR zur wiederholten Auslegung von Poloidalfeldsystemen führen würde, wurde eine neue Version des Gleichgewichtsprogramms entwickelt, bei der, neben der punktförmigen Vorgabe der annähernd erwünschten Plasmaoberfläche, die gewünschte Lage des Staupunktes genau vorgegeben werden kann. Die Poloidalfeldstromverteilungen wurden so bestimmt, daß die Magnetfeldenergie oder die Leitermasse minimiert werden. Diese Version wurde angewandt, um die Auswirkungen der gegenwärtig vorgeschlagenen Reduktion der Hauptfeldspulengröße von INTOR zu studieren.

Eine bedeutende Verstärkung der europäischen Aktivität für einen "nächsten Schritt" wurde mit der Vergabe von NET/INTOR-Verträgen durch EURATOM erreicht. Im Bereich NET-Physik wurden die folgenden 7 Verträge, die vom IPP (Dr. Düchs) betreut wurden, abgeschlossen:

Plasmacodes	(IPP),
Verunreinigungen	(IPP, CNEN Bologna),
Randschicht	(Culham),
Neutralteilchen	(CNEN Bologna),
Plasma-Lagerkontrolle	(Univ. Neapel),
Magnetische Konfiguration	(Fontenay),
MHD-Stabilität	(Lausanne).

Im November 1981 wurden außerdem im IPP zwei "Workshops" zu den Fragen des Plasmaeinschlusses und der Entladungsabbruchs für Tokamak der INTOR-Größe abgehalten. Das Material dieser Arbeitssitzungen ist in /59/ und /140/ zusammengefaßt.

Als Grundlage für eine Diskussion der Anforderungen, die man in Europa seitens der Physik an die Tokamakforschung zur Vorbereitung der Konstruktion einer Apparatur der INTOR/NET-Größe stellen muß, wurde in Zusammenarbeit mit Dr. F. Engelmann eine Problemstellung erarbeitet und verschiedenen europäischen Gremien als Entwurf vorgelegt /IPP/4/.

3. Technik

Im Bereich der Technik wurde von der KFK während der Phase I für den europäischen Beitrag die Toroidalfeldspule entworfen (12,6 m x 9,6 m äußere Abmessungen, 11 T Maximalfeld) /KFK 1/. Der Entwurf beruht auf 3 Unterspulen, in denen die innere einen Nb₃Sn-Leiter benötigt, die beiden äußeren NbTi-Leiter. Der Spulenquerschnitt ist trapezförmig (Reduktion des maximalen Feldes), die Kühlung bei 4 K erfolgt durch forcierte He-Strömung (in Anlehnung an die europäische LCT-Spule). Erste konstruktive Überlegungen für Stromanschlüsse mit Leiterverbindungen wurden angestellt. Die Probleme für den Nb₃Sn-Leiter des Hochfeldteils wurden identifiziert: Hohe Querkraften, Lötbarkeit und Glühung, Leiterverbindungen.

Zur Modellierung und Auslegung der Unterspulen wurden Ein- und Ausgabe des Programmes HEDO erweitert. Eine Zusatzroutine erlaubt es, die Feldvariation durch Linearkombinationen von Feldanteilen einzelner Teilspulen zu berechnen. Diese Routine wurde mit HEDO verkoppelt. Das Programm SOLENO wurde zur Berechnung der Poloidalfelder in INTOR und der durch sie hervorgerufenen Kräfte auf die TF-Spulen benutzt. Eine erweiterte graphische Ausgabe gestattet die simultane Aufgabe von PF-Komponenten, Kräften und Kippmomenten auf dem Umfang der TF-Spulen. Bei der INTOR-Studie aufgetretene Diskrepanzen zwischen den Delegationen bezüglich der TF-Spulenbelastung durch die Poloidalfelder konnten geklärt und die Gültigkeit der SOLENO-Ergebnisse konnte bestätigt werden.

In Zusammenarbeit mit dem IRE der KFK wurde eine alternative Stützstruktur für das Toroidalfeldspulensystem von INTOR ausgelegt. Sie wird außen angebracht und muß wegen der hohen Belastung bei Störfällen so ausgelegt werden, daß 3 der 12 Zugänge zur Reaktorkammer nicht benutzt werden können. Die Materialermüdung in Spulengehäusen und Stützstruktur aufgrund des Pulsbetriebes von INTOR wurde untersucht. Mit herkömmlichem Stahl (316 LN) müßte im Referenzentwurf die Zahl der Pulse um etwa 50 % reduziert werden. Allerdings hängt die Größe des Kippmomentes, das durch die gepulsten Poloidalfelder auf die Toroidalfeldspulen ausgeübt wird und das einen Teil der gesamten Pulsbelastung dargestellt, empfindlich von der Anordnung der Poloidalfeldspulen ab /KFK 2, KFK 3/.

Um zu prüfen, ob zur Brennkontrolle in INTOR ein zeitabhängiger "Ripple" im toroidalen Magnetfeld herangezogen werden kann, wurden die dafür nötigen Stromvariationen in den Einzelspulen berechnet. Bei einer Rippleänderung von 1 % in 3 Sekunden treten an den Spulen bereits Spannungen bis zu 6 kV auf. Da wahrscheinlich größere Variationen zur Regelung nötig wären, dürfte diese Regelungsmethode ausscheiden.

Mit dem Programm SUPERCOIL (s. Bericht des Bereichs Technologie) wurde untersucht, wie empfindlich die Auslegung von INTOR auf Variationen der Parameter W_{int} (integrierte Wandbelastung), N_n (Neutronenwandbelastung) und Feinheit der Blanketsegmentierung reagiert. Die Reduktion von W_{int} hat nur einen geringen Einfluß auf die Größe des Spulensystems und die in ihm gespeicherte Energie. Die Ursachen sind die hohen Absolutwerte der Abschirmungs- und Spulendicke bei supraleitenden Systemen. Eine Reduktion von N_n erweist sich nur als sinnvoll, wenn gleich-

zeitig der "ignition margin" herabgesetzt wird. Eine feinere als N-fache Segmentierung ($N = \text{Spulenzahl}$) hat einen drastischen Effekt auf die Größe des Systems und auf die gespeicherte Energie, wenn N auf 16 erhöht wird (der Auslegungswert ist $N = 12$). Eine feinere als 2N-fache Segmentierung bringt keine weiteren Vorteile. Die Kombination von 2N-facher Segmentierung mit $W_{\text{int}} = 3,5 \text{ MWa/m}^2$ und $N_n = 4 \text{ MW/m}^2$ reduziert die gespeicherte magnetische Energie um 65 %.

Eines der wesentlichen Ziele von INTOR ist es, als Teststand für Strukturwerkstoffe zu dienen, die im nachfolgenden Demonstrationskraftwerk DEMO zum Einsatz kommen sollen. Für das Testprogramm in INTOR wurden einige qualitative Merkmale des DEMO diskutiert, die als Ausgangsbasis für künftige Rechnungen mit dem Wandmodell FWLTB dienen sollen.

Um FWLTB als Hilfsmittel einzuführen, wurde es auf INTOR angewandt, um die Lebensdauer der "outboard wall" festzustellen. Dabei zeigt sich, daß die - wegen der erwarteten hohen Erosionsraten gewählte - Wandstärke von 11,7 mm erhebliche Probleme bezüglich des Ermüdungsverhaltens verursacht.

Während der Phase I wurden im Rahmen der Mitarbeit in der europäischen INTOR-Delegation Beiträge zu den Kapiteln "mechanische Konfiguration", "magnetische und elektrische Systeme", "Heizung und Nachfüllung", "F+E-Planung" / 141 / 142 / und "Kosten/Zeit/Personalbedarf" / 143 / geliefert.

Für die Phase IIA werden die "kritischen Fragen" auf den Gebieten Magnetauslegung und elektromagnetische Wechselwirkungen sowie Kosten/Zeitplan für die europäische Delegation behandelt und mit den Arbeitsgruppen der europäischen "home base" koordiniert. Auf den erwähnten Sachgebieten wurden mit EURATOM-Mitteln vorrangig geförderte Studienverträge für folgende Aufgaben initiiert:
Entwurf des kompletten INTOR-Magnetsystems mit

NbTi-Supraleiter und Kühlung durch superflüdes Helium sowie mit Nb₃Sn-Supraleiter (überkritisch heliumgekühlt) für den Toroidalfeldmagneten und NbTi-Supraleiter für das Poloidalfeldsystem; alternative Supraleiterkonzepte; Optimierung der Poloidalfeldmagnetkonfiguration im Hinblick auf den erforderlichen Aufwand.

Unter Verwendung der für INTOR aufgestellten F+E-Übersichten wurden Beiträge für die Diskussion des europäischen Fusionsprogramms aufgestellt. Weiterhin wurde für Zwecke der deutschen Fusionstechnologie-Planung eine Übersicht über laufende Arbeiten in Gegenüberstellung zu den Erfordernissen eines INTOR-Programms gegeben.

Literatur

- /KfK 1/ Erb, J., Jeske, U., Zehlein, H., Intor toroidal field coil design studies. Komarek, P., Maurer, W., Seibt, E.W., (Hrsg.) Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30- April 3, 1981

IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981), S. 1699 - 1702
- /KfK 2/ Heinz, W., Jeske, U., Komarek, P., Krauth, H., Design constraints on magnet systems of future tokamaks based on experience of present superconducting magnet development, 3rd Technical Committee Meeting on Fusion Reactor Design and Technology, Tokyo, Japan, October 1981
- /KfK 3/ Jeske, U., The contribution to INTOR, with special emphasis on the TF magnet coil design, Vortr.: Argonne National Laboratory, Argonne, Ill., September, 1981
- /IPP 4/ Düchs, D., Engelmann, F., Tokamak physics for NET. (Vorlage für JET Council)

II. STELLARATOREN

Um ein Plasma in einem ringförmigen Magnetfeld einzuschließen, wird im IPP auch das Stellaratorprinzip entwickelt. Dabei soll das Plasma in einem von außen vorgegebenen Magnetfeld festgehalten werden. Im Rahmen der europäischen Programmstrategie ist die Stellaratorforschung in die Entwicklung alternativer toroidaler Systeme eingebettet.

Bezüglich seiner Reaktoreignung bietet der Stellarator potentiell Vorteile: die Möglichkeit eines kontinuierlichen Betriebs und einer einfachen Struktur, da auf den strominduzierenden Transformator und einen weiteren Spulensatz zur Erzeugung des Gleichgewichts verzichtet werden kann. Ergebnisse am Wendelstein VII-A haben gezeigt, daß ohne Plasmastrom die Einschlußeigenschaften besser werden. Außerdem treten in einem stromlosen Plasma keine der gefürchteten Stromabbrüche - sogenannte "disruptions" - auf. Allerdings erfordert das Stellaratorprinzip den Bau eines magnetischen Systems geringerer Symmetrie als beim Tokamak.

Unter Reaktoraspekten hat der Stellarator in seiner klassischen Ausführung auch eine Reihe von negativen Eigenschaften. Bisher wurden stets zwei Systeme von Magnetfeldspulen verwendet, die notwendigerweise miteinander "verkettet" werden mußten. Außerdem nützte er das Magnetfeld wenig aus - ein Punkt, von dem auch die Wirtschaftlichkeit eines Stellarator-Reaktors abhängen würde. Schließlich war nicht auszuschließen, daß die energiereichen Plasmateilchen, deren Einschluß für die Kernfusion wichtig ist, zu schnell aus dem Plasma entweichen würden. Theoretische Betrachtungen haben gezeigt, daß diese Probleme durch die Wahl anderer Feldkonfigurationen im Prinzip behoben werden können und solche verbesserten Felder in einem "Advanced Stellarator" durch modulare Spulensysteme erzeugt werden können.

Deshalb hat das IPP für die Entwicklung eines "Advanced Stellarators" mit der Planung von Wendelstein VII-AS und Wendelstein VII-X ein Zweistufenprogramm vorgeschlagen. Der Wendelstein VII-AS - als erster Prototyp eines Advanced Stellarators - soll als Nachfolger des Wendelstein VII-A Teile von dessen Struktur übernehmen. Unter Berücksichtigung dieser Forderungen konnten Magnetfeldanordnungen angegeben werden, die in Verbindung mit einer magnetischen Mulde (in der sich das Plasma halten soll) eine akzeptable Optimierung zeigen. Die Ziele des Wendelstein VII-AS liegen in der Verbesserung des Plasmaschlusses, des Plasmagleichgewichts, dem Studium der Verunreinigungen und der effektiven Heizmethoden.

Ein Großteil der theoretischen Arbeiten konzentriert sich auf das Teilchenverhalten in optimierten Konfigurationen und deren Stabilität. Die Ausdehnung der Untersuchungen auf nettostromfreie Gleichgewichte mit helikaler magnetischer Achse sind von entscheidender Bedeutung für die nächste Versuchsanlage (W VII-X), da sie einen Einschluß von Plasmen mit höherem Druck erwarten lassen.

An dem "klassischen" Stellarator Wendelstein VII-A konnte im Berichtsjahr die stromfreie Phase, die erstmals 1980 erreicht wurde, auf 50 Millisekunden ausgedehnt werden. Mit Hilfe von drei Neutralteilcheninjektoren wurden gleichzeitig Temperaturen von 10 Millionen Grad für die Ionen und 9 Millionen Grad für die Elektronen erreicht. In diesen Experimenten bestätigte sich auch, daß die Energieverluste des Plasmas durch Wärmeleitung im Wendelstein VII-A relativ klein sind und - im Gegensatz zu Tokamaks - durch die Wärmeleitfähigkeit der Ionen bestimmt werden.

Gezielte Messungen mit definierten Verunreinigungsbeigaben haben der Verdacht erhärtet, daß die während der Beobachtungsdauer steigende Verunreinigungskonzentration direkt durch mit dem Strahl eingeschossenen Sauerstoff bestimmt ist. Dies rührt daher, daß die geometrischen Verhältnisse beim W VII-A zu einer bevorzugten Absorption eingeschossener Sauerstoffatome in der Nähe des Plasmazentrums führen. Die Beobachtungszeit weit übersteigende Teilcheneinschlußzeiten wurden auch aus Messungen des Wasserstoffleuchtens gefunden.

In den kommenden Untersuchungen an nettostromfreien Plasmen soll bereits im W VII-A das Plasma ohne den Einsatz des Transformators erzeugt und geheizt werden. Statt dessen sollen hochfrequente Radiowellen mit erheblicher Leistung in das Plasma eingestrahlt werden. Vorexperimente mit 30 kW bei 900 MHz wurden bereits erfolgreich durchgeführt.

Im Berichtsjahr wurde vom europäisch-amerikanischen "Steering Committee on Stellarators" ein detaillierter Bericht erstellt, der den Stand der Stellaratorarbeiten zusammenfaßt, ihn kritisch behandelt und Richtlinien für die künftige Entwicklung der Stellaratorlinie herausarbeitet.

Projekt WENDELSTEIN VII-A

Projektbeauftragter: H. Renner

1. W VII-A

(G. Grieger, H. Renner, J. Sapper, H. Wobig, N. Amiranoff ¹⁾, D.V. Bartlett, C. Cattanei, D. Dorst, H. Hacker, H. Jäckel, R. Jaenicke, P. Javel, J. Junker, M. Kick, R. Lathe, C. Mahn, S. Marlier, K. McCormick ²⁾, G. Müller, W. Ohlendorf, F. Rau, H. Ringler, F. Sardei, P. Smeulders, M. Tutter, B. Ulrich ¹⁾, A. Weller, E. Würsching, M. Zippe und Arbeitsgruppe Neutralinjektion)

1.1 Einführung

Nach den aufsehenerregenden Ergebnissen von 1980 zum "stromlosen Betrieb" des Stellarators W VII-A konzentrierten sich die Untersuchungen schwerpunktmäßig auf Experimente im D₂-Plasma mit H₂-Neutralinjektionsheizung. Zusätzlich wurden Entladungen mit rein ohmscher Heizung und Hochfrequenzkopplung zur Vorionisierung im Stellarator durchgeführt. Dabei konnten wesentliche Fortschritte erzielt werden:

1.1.1 Neutralinjektion

- Nach Absenkung des Plasmastroms I_p , der zur Erzeugung des Targetplasmas notwendig ist, konnte die stromheizungsfreie Phase, $U_L = 0$, auf eine Zeitdauer $\Delta t \leq 50$ ms ausgedehnt werden. Während dieser Zeit wird das Plasma allein durch Neutralinjektion geheizt und durch das Stellaratorfeld eingeschlossen.
- Durch geeignete Prozeßführung der Stromabsenkung und der Helixstromregelung werden Parameterwerte der Rotationstransformation $\tau_0 < 0.5$ zugänglich. Damit ergibt sich die Möglichkeit, Experimente bei höherem Hauptfeld B_0 durchzuführen.
- Bei Heizung mit 3 Injektoren wurde mit $n_e = 1.4 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $T_{e0} = 0.8 \text{ keV}$, $T_{i0} = 0.96 \text{ keV}$ ein $\beta(0) \approx 1\%$ bei $B_0 = 3.5 \text{ T}$ erreicht.
- Das Einschlußverhalten für Energie und Teilchen erscheint gegenüber dem Betrieb mit Plasmastrom wesentlich verbessert. Die Elektronenwärmeleitung hat dabei in der Energiebilanz praktisch keine Bedeutung.
- Es gibt mehrere Anzeichen, daß der hohe Strahlungsverlust im Zentralbereich während

der Injektionsphase durch Verunreinigungen (vorwiegend Sauerstoff) im Strahl verursacht wird. Diese Verunreinigungen werden in der W VII-A Geometrie bevorzugt gegenüber H im Plasma absorbiert.

- Titan-Verdampfung in den Plasmaquellen der Injektoren reduziert den Verunreinigungsanteil auf 0.5% im Ionenstrahl. Dieses Verfahren kann somit zu einer entscheidenden Verbesserung der experimentellen Situation am W VII-A führen: Experimente mit geringeren Strahlungsverlusten erscheinen nun möglich. Eine wesentlich detailliertere Darstellung des Transportverhaltens im W VII-A sollte sich damit eröffnen. Zudem könnte die Heizung mit den 4 Injektoren ($P_N \geq 1 \text{ MW}$) erstmals den Plasmadruck in kritische Werte $\beta > 1\%$ erhöhen lassen.
- Pelletinjektion in ohmsch geheizte Entladungen verursachen starke Störungen im Einschlußverhalten mit dem Auftreten von MHD-Instabilitäten. Im stromlosen Fall bleibt der "ruhige" Plasmazustand unbeeinflusst. Damit zeichnet sich die Möglichkeit für eine wirksame Dichtesteuerung ab.

1.1.2 Ohmsche Heizung

Neben den Untersuchungen zum stromlosen Plasma wurde die Analyse der anomalen Elektronenwärmeleitung χ_e unter Einfluß des Heizstromes I_p weitergeführt. Dabei stand die Frage im Vordergrund, welchen Einfluß stromgetriebene Instabilitäten, z.B. Sägezähne und Tearing Moden auf die Elektronenwärmeverluste in ohmsch geheizten Plasmen haben:

- Für Entladungen ohne erkennbare Modenaktivität ergibt sich nach einer statistischen Auswertung experimenteller Daten die Skalierung für χ_e :

$$\chi_e \sim \frac{1}{n \times T^{0.7}} \quad \text{unabhängig vom}$$

Gesamtstrom I_p .

- Zusätzliche Effekte sind in Entladungen mit hohem Strom $I_p > 25 \text{ kA}$ und hoher Dichte $n_e > 5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ mit Inselbildung und dem Auftreten signifikanter Tearing Moden zu erkennen. Entsprechende Berücksichtigung erlaubt, in Verbindung mit der gefundenen Skalierung auch die Reduktion der globalen Energieeinschlußzeit τ_E bei hohem Plasmastrom und hoher Dichte zu beschreiben.

¹⁾ Gastforscher, ²⁾ von ASDEX

1.1.3 Hochfrequenzheizung

Das Verfahren, das Plasma mit ohmscher Heizung aufzubauen und nach Stromabsenkung mit nicht-ohmscher Heizung zu studieren, führt zu erheblichen Schwierigkeiten und engt den Parameterbereich stark ein. Für eine Weiterführung der Experimente in W VII-A haben daher Hochfrequenzmethoden zum stromlosen Plasmaaufbau besondere Bedeutung.

In den kommenden Jahren werden insbesondere Ionenzyklotronheizung, ICRH, und Elektronenzyklotronheizung, ECRH, bei W VII-A verwendet werden.

- Mit der Arbeitsgruppe Ionenzyklotronheizung wurden entsprechende Vorbereitungen zur Heizung mit mäßiger Leistung $P_{rf} \approx 500$ kW im Frequenzbereich 35 - 100 MHz im W VII-A gestartet. Der HF-Generator soll als zentrale Einrichtung des Instituts später gemeinsam für W VII und ASDEX bei einer Leistung von 3 MW genutzt werden. Der Plasmaaufbau mit der dazu notwendigen effektiven Elektronenheizung stellt dabei ein besonderes Problem dar. Daher sollen verschiedene Heizungsszenarios untersucht werden, um Plasmaaufbau und Heizung zu optimieren.
- ECRH hat sich in CLEO und HELIOTRON E bereits erfolgreich zum Plasmaaufbau verwenden lassen. Wegen der spezifischen Elektronenheizung erscheint dieses Verfahren dazu favorisiert. Im Berichtsjahr wurde die Zusammenarbeit mit dem IPF-Stuttgart zur ECRH-Heizung am W VII vereinbart. Vorerst ist der Einsatz eines Gytrons bei 28 GHz entsprechend 1 T Hauptfeld mit 200 kW geplant. Sobald Gytrons mit höherer Frequenz, 60 GHz bzw. 84 GHz, verfügbar werden, wird bei höheren Feldern die Kombination mit der Ionenzyklotronheizung und Neutralinjektion angestrebt.
- Vorionisierungsexperimente mit einem verfügbaren Sender: 900 MHz, 30 kW, wurden am W VII-A erfolgreich bei 3 T Feld durchgeführt. Dabei konnten Plasmen bis zu $n_e \leq 10^{13} \text{cm}^{-3}$ realisiert werden. Wenn auch die Elektronentemperatur niedrig ($T_e \approx 5$ eV) bleibt, sollte mit diesem Targetplasma das Risiko für eine effektive HF-Einkopplung für ICRH und ECRH gemindert werden.

1.2 W VII-A: Technischer Betrieb

Das Experiment W VII-A war im Jahre 1981 während etwa 10 Monaten in Betrieb. In den Monaten August und September wurden Revisionsarbeiten durchgeführt sowie Änderungen an Diagnostiken vorgenommen. In der Betriebszeit sind etwa 4400 Plasmaentladungen mit ohmscher Heizung gestartet worden, die überwiegend als Target-

plasmen für den Übergang in den ringspannungsfreien Betrieb mit Neutralinjektion dienten. Hinzu kamen 600 Pulse mit Hauptfeld und Helix für die Erzeugung von HF-Plasmen und rund 400 solcher Pulse für die Optimierung der Neutralteilcheninjektoren. Diese Experimente waren während der Monate Oktober, November und Dezember gestartet worden, als wegen des Generatordefekts keine Stromversorgung für den OH-Betrieb und die Helixregelung zur Verfügung stand.

Die Zuverlässigkeit des seit Oktober 1979 im OH-Schaltssystem eingesetzten Vakuumschalters hat sich während des Experimentierbetriebes auch im Jahre 1981 bestätigt.

Der bereits früher beobachtete Anstieg der Kontaktspannung an einem Helix-Überstieg hat sich erhöht. Bei einer Inspektion dieses Überstiegs wurde ein Anriß in der weich gelöteten Kontaktfläche festgestellt. Die Kontaktstelle wurde nachgelötet und in ihrer Ausführung - soweit möglich - verbessert. Die nach der Instandsetzung gemessenen Kontaktspannungen lagen unter denen, die bei Messungen unmittelbar nach Fertigstellung der Helix festgestellt worden waren. Die Helix darf über die derzeitigen Beanspruchungen hinaus nicht belastet werden.

Fortgesetzt wurden Untersuchungen zur Neutralinjektion bei einem günstigeren Einschubwinkel von etwa 30° unter Verwendung des W VII-A-Torus mit Helix und der W VII-Hauptfeldspulen. An einem Torus-Muster wurden unter realen Bedingungen die Arbeiten zum Anbringen eines Schrägeinschubstützens erfolgreich ausgeführt. Der Aufwand für diese Arbeiten erwies sich als gering. Weiterhin soll noch untersucht werden, ob zusätzliche 45° -Stützen für die HF-Einkopplung angebracht werden könnten.

2. Physikalische Arbeiten am W VII-A

2.1 Experimente mit Neutralinjektion im Übergang zum stromlosen Betrieb

Während der vorhergehenden Experimente mit Stromabsenkung (IAEA 1980 Brüssel) wurden eine Reihe von Problemen aufgezeigt, die den zugänglichen Parameterbereich stark einengen und eine Analyse der Transportvorgänge im stromlosen Fall erschweren:

- Auftreten von "Tearing Moden" und Sägezähnen in der stromtragenden Phase der Entladung: Energieverlust im Plasma
- nichtstationäre Plasmaparameter, insbesondere ein Dichteanstieg $\frac{dn}{dt}$ proportional der Injektionsleistung

- starker Anstieg der zentralen Strahlungsverluste:

$$P_{\text{rad}}(0) \sim n_{\text{eo}}^\alpha, \quad \alpha \geq 2$$

- Unsicherheit über die Leistungsdepositionsprofile: P_{be} Elektronenheizung, P_{bi} Ionenheizung, Reduktion der Orbit-Verluste durch radiale elektrische Felder. Anomales "slowing down" mit Beteiligung von strahlerzeugten HF-Feldern.

Eine zentrale Rolle spielt dabei das Verunreinigungsproblem. Experimente wurden deshalb hauptsächlich mit beschränkter Neutralinjektionsleistung durchgeführt, um den Strahlungsanstieg zu verlangsamen. Der Betrieb von 2 Injektoren erbringt gerade ausreichend Leistung $P_{\text{N}} = 500 - 600 \text{ kW}$, um die ohmsche Targetentladung bei Liniendichten $\int n_{\text{dl}} \geq 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ in den stromlosen Zustand zu entwickeln. Ein 3. Injektor wurde der stromlosen Phase zugeschaltet, um im direkten Vergleich zur Entladung mit 2 Injektoren den transienten Dichteverlauf, Strahlungsverlauf und Energieinhalt des Plasmas zu beeinflussen.

Die Frage nach den Quellen und Art der Verunreinigungen hatte besonderes Gewicht:

- Deposition durch den verunreinigten Strahl im Plasma: O und C als Niedrig-Z-Material.
- Hoch-Z-Verunreinigungen durch "Sputtering" in Wechselwirkung des Plasmas und des Neutralstrahls mit der Wand: Fe, Mo
- Verunreinigungsquellen am Rand des Plasmas und Anhäufung durch Transport.

Dazu wurden Experimente mit Neon-Dotation zur Simulation des Einflusses von Sauerstoff durchgeführt. Zu verschiedenen Entladungsphasen wurde Neon vom Rand als Kaltgaspuls (3×10^{17} Teilchen/Puls) und als ca. 5 % Verunreinigungsanteil im Neutralstrahl eingeführt.

In Zusammenarbeit mit KFA Jülich wurden Messungen zur Bestimmung der Molybdän-Konzentration durch Sputtering an den Kalorimeterblechen im Torus begonnen.

Kohlenstoffsonden im Randbereich des Plasmas sollen Aufschluß über die Verunreinigungsflüsse geben. Die quantitative Analyse der Proben nach Art und Menge wurde von der Arbeitsgruppe PWV ausgeführt.

2.1.1 Stromloses Plasma mit Neutralinjektion

Um katastrophale Energieverluste verbunden mit dem Auftreten von gefährlichen (2,1) und (3,2) "Tearing Moden" während der Injektionsphase bei einem Plasmastrom $I_{\text{p}} \geq 10 \text{ kA}$ zu vermeiden, ist eine Feinabstimmung der Neutralinjektionsleistung P_{N} , der Stromabstiegsrate $-dI_{\text{p}}/dt$ und des zeitlichen Verlaufs der externen Rotationstransformation τ_0 notwendig. Offenbar verändern die Verunreinigungsverteilung und die Leistungsdepositionsprofile die Stromdichteverteilung, so daß trotz hoher Rotationstransformation $\tau_0 > 0.23$ diese gefährlichen Moden destabilisiert werden. Die Technik des Nachfahrens der Rotationsstransformation mit der Bedingung $\tau_0 + \tau_{\text{p}} \geq 0.5$ über Helixstromregelung verhindert zwar Schwierigkeiten mit der (2,1) Mode bei Betrieb mit bis zu 2 Injektoren, bei höherer Injektionsleistung aber wurden entsprechende Effekte durch destabilisierte (3,2) Moden beobachtet. Erst bei Plasmaströmen I_{p} wesentlich kleiner als 10 kA kann die Entladung auch bei höherer Injektionsleistung stabil gehalten werden.

Da zur Erzeugung eines Targetplasmas mit einer Liniendichte $\int n_{\text{dl}} > 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ein Plasmastrom $I_{\text{p}} \geq 20 \text{ kA}$ notwendig ist, mußte versucht werden, durch hohe Stromabstiegsraten $-dI_{\text{p}}/dt$ die "stromlose" Phase schneller zu erreichen. Durch entsprechende Vorprogrammierung des Helixstroms wird der Übergang beschleunigt, ohne daß störende Effekte, wie invertierte Stromverteilungen, beobachtet wurden. Durch geeignete Dosierung der Gaszufuhr und Randkühlung in der kritischen Phase zur Kontrolle der (2,1) Mode gelingt es auch, Entladungen mit $\tau_0 < 0.5$ aufzubauen.

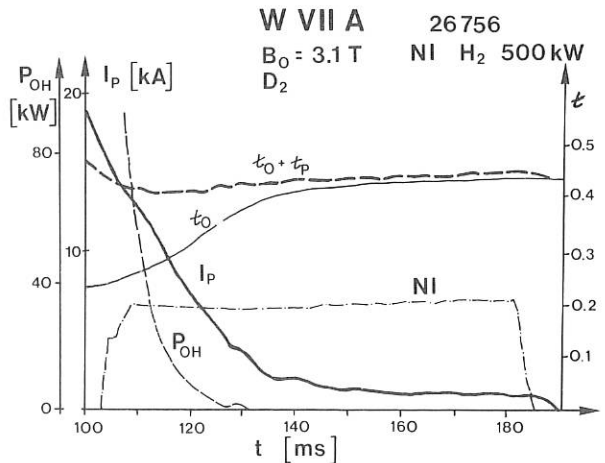


Abb. 1: "Standardentladung": zeitlicher Ablauf der wichtigsten äußeren Parameter beim Übergang zum Stellaratorbetrieb mit Ringspannung $U_{\text{L}} = 0$, 2 Injektoren, I_{p} = Plasmastrom, P_{OH} : ohmsche Heizleistung, τ_0 , $\tau_0 + \tau_{\text{p}}$: Rotationstransformation

Abb. 1 zeigt die Standardentladung, erzeugt in D₂-Plasma mit 2 Injektoren, P_N ~ 500 kW. Die Werte des Plasmastroms I_p, der Rotationstransformation t₀ + t_p, t₀ und die ohmsche Heizleistung sind dargestellt. Die Periode ohne ohmsche Heizung konnte wesentlich ausgedehnt werden. Der Reststrom von I_p ~ 1 kA fließt bei einer Ringspannung U_L ~ 0. Zur Unterdrückung ist eine negative Ringspannung notwendig. Die Ursache für diesen Strom ist noch nicht einsichtig. Abschätzungen zum Bootstrapstrom oder Ohkawastrom ergeben Werte um 500 A. Auffällig ist eine Abhängigkeit vom Energieinhalt oder Plasmadruck, wobei weder unterschiedliche n, T-Werte noch die Injektionsleistung wichtig scheinen.

2.1.2 Plasmaparameter der Standardentladung

Die Entwicklung der Plasmaparameter ist der Abb. 2 zu entnehmen. Neben der Liniendichte sind der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur T_{e0}, der Ionentemperatur T_{i0} und der Energieinhalt W wiedergegeben. In der späteren Phase der Neutralinjektion ist trotz des Dichteanstiegs

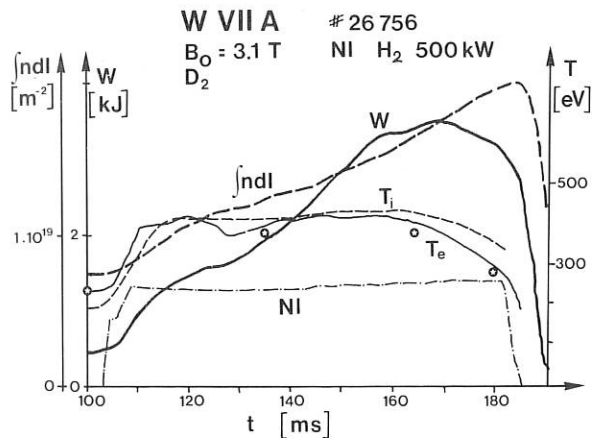


Abb. 2: Verlauf der Plasmaparameter während der Stromabsenkung (Abb. 1): $\int ndl$: Liniendichte, T_e: Elektronentemperatur, T_i: Ionentemperatur, W: Energieinhalt.

ein Rückgang des Energieinhalts zu erkennen. Aufgrund der ansteigenden Strahlungsverluste sinkt die Elektronentemperatur und wegen der Elektronen-Ionenkopplung wirkt sich das auch auf die Ionen aus. Abb. 3 gibt die Entwicklung der Dichte- und Elektronentemperaturprofile für diese Entladung. Der Zeitpunkt 100 ms charakterisiert die ohmsche Targetentladung. Die Zeitwerte 135 ms, 165 ms, 180 ms liegen in der "stromlosen" Phase der Entladung.

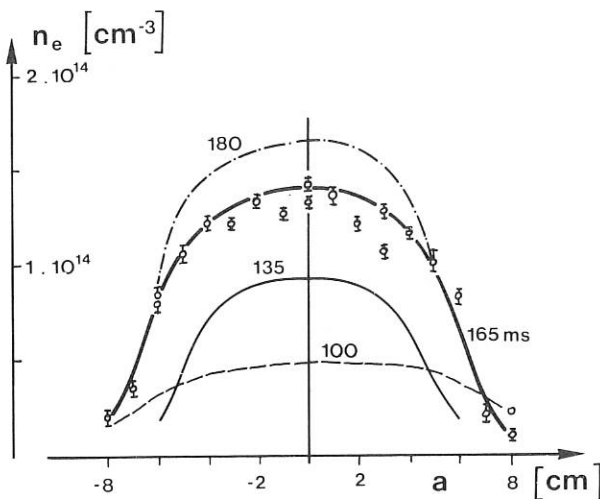
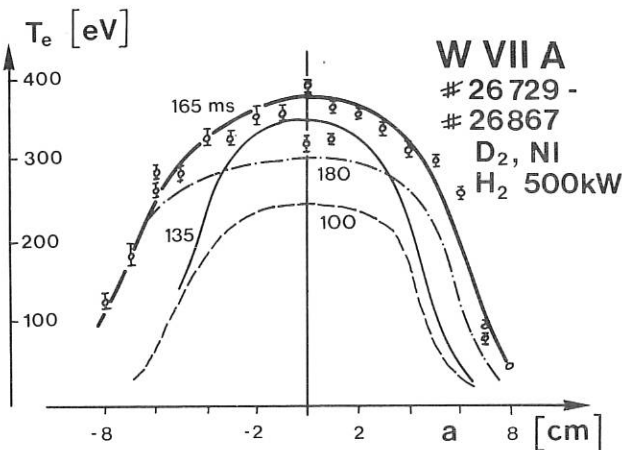


Abb. 3: Dichte- und Temperaturprofile zu verschiedenen Zeitpunkten für die "Standardentladung, Abb. 1.

2.1.3 Strahlungsverluste

Typisch für Entladungen mit Neutralinjektion und OH-Stromabsenkung von 20 kA auf ~ 0 kA ist ein ausgeprägter Anstieg sowohl der lokalen Strahlungsleistung im Zentrum als auch der Gesamtleistung während der Neutralinjektion (Abb. 4). Bei Heizung durch zwei Neutralinjektoren hängt der gemessene maximale Strahlungspegel davon ab, welche von den drei zur Verfügung stehenden Injektoren verwendet wurden, was auf einen unterschiedlichen Reinheitsgrad der einzelnen Injektoren hinweisen könnte.

Bei Heizung mit 3 Injektoren werden von Bolometrie und Röntgendiagnostik maximal ca. 3 Watt/cm³ gemessen (Abb. 5). Bestimmung der Transmission durch Berylliumfilter liefert eine grobe Aussage über die Energie der Strahlung. Entsprechende Messungen der Röntgendiagnostik liefern Werte um 500-600 eV für die Zentralstrahlung.

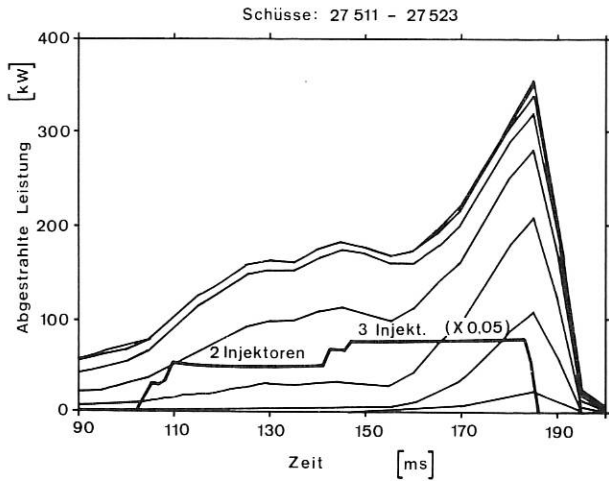


Abb. 4: Gesamte abgestrahlte Leistung bei Heizung mit 2 bzw. 3 Injektoren.

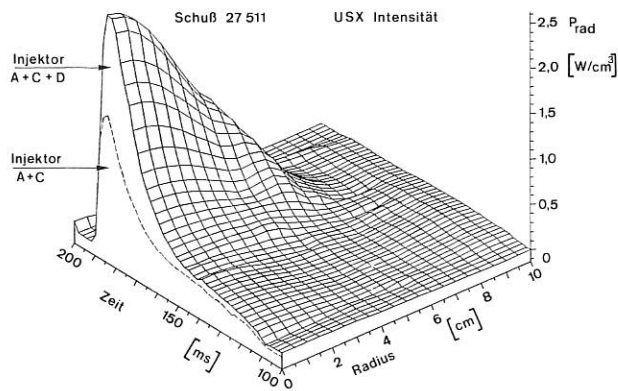


Abb. 5: Lokale Strahlungsleistung (Röntgendiagnostik) bei Heizung mit 2 bzw. 3 Injektoren.

Zur Untersuchung der Ursache für den beobachteten Strahlungsanstieg wurden den Entladungen Neon als Gaspuls oder, alternativ, in Form von energiereichen Neutralteilchen, durch entsprechende Dotierung der Plasmaquelle der Neutralinjektoren, beifügt.

Entladungen mit Neonzugabe in Form eines Gaspulses zeigten gegenüber nicht dotierten Vergleichsentladungen kein verändertes Strahlungsverhalten. Neonzugabe in Form von schnellen Neutralen verursachte jedoch einen zusätzlichen Anstieg der Strahlung gegen Ende der Neutralinjektionsphase (Abb. 6 a und 6 b).

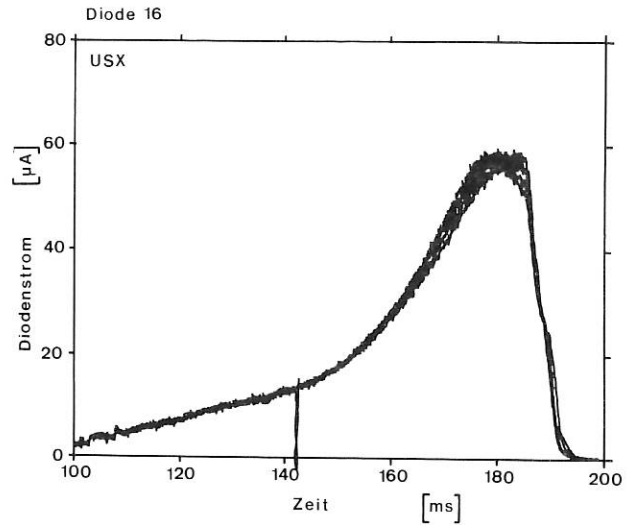


Abb. 6a

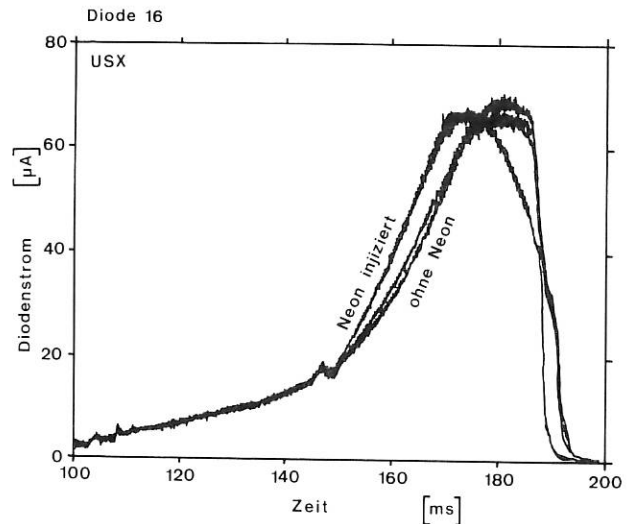


Abb. 6b

Abb. 6: Zeitlicher Verlauf des Energieflusses $\int \phi dl$ durch das Zentrum während der Injektionsphase

- a) mit und ohne Neon (Gaspuls)
- b) mit und ohne Neon (injiziert)

Die beobachteten Strahlungspegel sind unter Zu- grundeliegung von Corona-Gleichgewicht allein nicht zu erklären; verstärkend können hier wirken: erstens, die Verschiebung der Ionisationsgleichgewichte, speziell von Sauerstoff (und Neon), durch Umladungseffekte mit neutralem Wasserstoff, und zweitens, Anreicherung von Verunreinigungen im Zentrum durch eine große Teilcheneinschlußzeit $\tau_p \approx 100$ ms in der stromfreien Phase.

Eine Analyse der Standardentladung gibt eine konsistente Beschreibung des zeitlichen Strahlungsverhaltens auf der Basis von Sauerstoff als Verunreinigung. Wobei die von der Röntgendiagnostik gelieferten Z_{eff} -Werte einen Anstieg der Konzentration von Sauerstoff in der Spätphase der Entladung bis zu 5.4 % ergeben. Bei Berücksichtigung der Strahldeposition im Plasma reicht dafür ein Verunreinigungsanteil von 6 %. Zur Sicherung dieses Mechanismus haben die Ne-Experimente große Bedeutung. So stellen Abb. 7a und 7b den Energieinhalt W und die Strahlungsleistung für die Fälle mit Ne im Strahl und

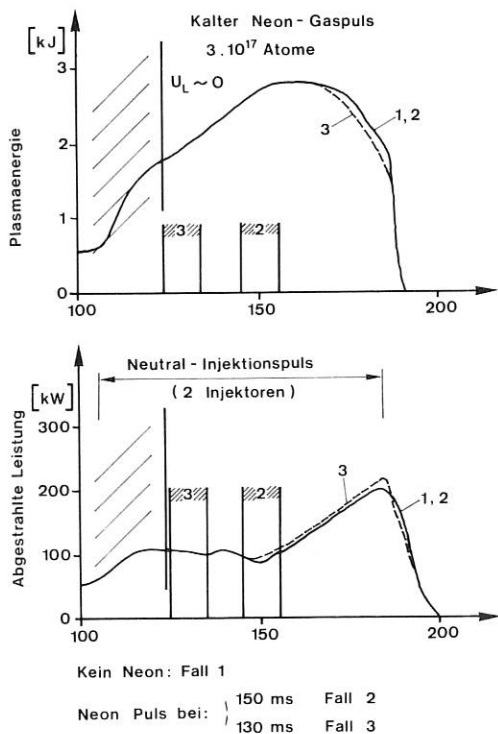
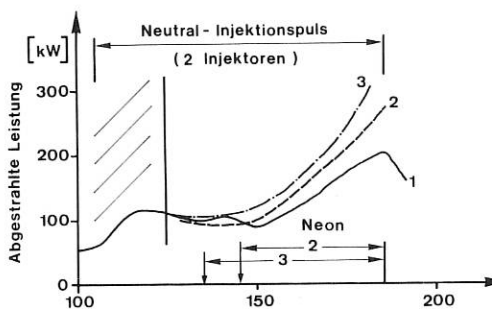
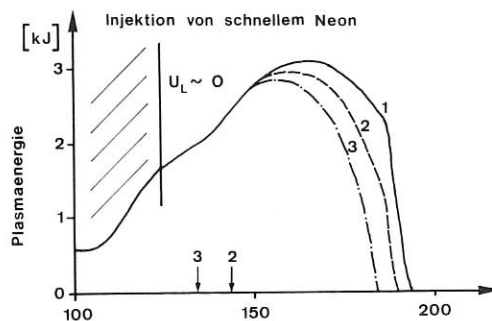


Abb. 7a: Verhalten von Energieinhalt und Strahlungsverlustleistung der "Standardentladung" bei Kaltgaszufuhr von Neon: 3×10^{17} Atome

Ne als Kaltgas vom Rand gegenüber. Während die Unwirksamkeit von Ne Kaltgas in $\Delta t < 100$ ms diesen sehr langsamen Transport zu bestätigen scheint, liefert die Strahlkontamination einen zusätzlichen starken Strahlungsanstieg. Unterdessen konnte mit der massenspektrometrischen Messung am Strahl gezeigt werden, daß die hohen Verunreinigungsanteile, die zur Erklärung notwendig sind, durchaus wahrscheinlich sind.



Kein Neon: Fall 1

Zugabe von 5 % Neon in die Ionenquelle des Injektors D nach $t = 145$ ms Fall 2
 $t = 135$ ms Fall 3

Abb. 7b: Verhalten von Energieinhalt und Strahlungsverlustleistung bei Benutzung eines mit 5 % Neon strahlverunreinigten Injektors

1.2.1.4 Einschlußverhalten

Eine zuverlässige Beschreibung des Einschlußverhaltens in der "stromlosen" Phase der Entladung ist schwierig. Im Gegensatz zur ohmschen Entladung scheinen Elektronenwärmeleitungsverluste klein gegen Strahlungsverluste und Ionenwärmeleitung. Abb. 8 zeigt als zusätzliches Problem, daß die

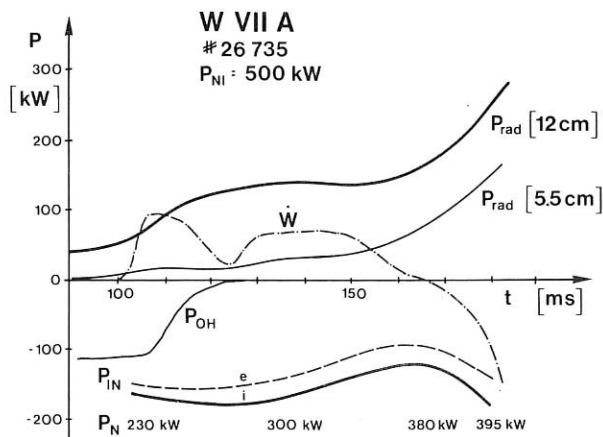


Abb. 8: Globale Leistungsbilanz für die "Standardentladung": P_{OH} ohmsche Heizleistung; $P_{rad} (5,5)$ Strahlungsleistung innerhalb 5,5 cm, $P_{rad} (12)$ innerhalb 12 cm. P_{IN} stellt Rechenwerte nach ODIN für die Heizleistung der Neutralinjektion dar: e : Heizung der Elektronen, i : der Ionen; P_N : absorbierte Strahlleistung.

Heizleistung nach den Rechnungen mit dem LISTER-Code sehr wohl zu niedrig angesetzt wird. In der Darstellung ist für die Standardentladung die Heizleistung P_{IN} nach den Rechnungen verglichen mit den Strahlungsverlusten und der zeitlichen Änderung des Energieinhalts. Auffällig ist der Rückgang der Heizleistung P_{IN} während der Zeit, wenn der Energieinhalt das Maximum erreicht: $t = 165 \text{ ms}$, $\dot{W} = 0$. Verantwortlich dafür sind Orbitverluste, die begünstigt durch die breiten Dichteprofile bis zu 50 % der Neutralleistung P_{NI} betragen. Zur Ergänzung sind die Werte der im Plasma absorbierten Strahlleistung angegeben. Die Summe aus Strahlleistung und zeitlicher Veränderung des Energieinhalts $P_{rad} + \dot{W}$ ermöglicht eine Abschätzung der Heizleistung. Danach wird bei Zu- und Abschalten von Injektoren, aus dem Sprungverhalten $P_{rad} + \dot{W}$ eine effektive Injektorheizleistung von $100 \pm 15 \text{ kW}$ gefunden. Daraus läßt sich grob eine globale Energieeinschlußzeit von $\tau_E \approx 20 \text{ ms}$ errechnen. Neben den hohen zentralen Strahlungsverlusten scheint Ionenwärmeleitung der dominierende Transportverlust, der quantitativ mit Vorhersagen der neoklassischen Rechnung übereinstimmt.

Eine Erhöhung der Heizeffektivität gegenüber den ODIN Rechnungen kann als Effekt radialer elektrischer Felder und eines anomalen slowing down mit Wirkung von Hochfrequenzfeldern auftreten. Entsprechende experimentelle Bestätigungen für solche Effekte sind jedoch noch nicht konsistent.

Abb. 9 zeigt am Beispiel der Standardentladung zum Zeitpunkt $\Delta t = 165 \text{ ms}$ mit $\dot{W} = 0$ eine Leistungsbilanz aufgrund experimenteller Ergebnisse. Die Bilanz der Elektronenwärme, wie auch der Ionenwärme ist beschrieben. Die Leistungsprofile für die Neutralinjektion folgen den ODIN Rechnungen, wobei auch der Fall eines Potentials von 1 kV über den Plasmaradius eingeschlossen ist. Für den Innenbereich $a \leq 5 \text{ cm}$ scheint eine befriedigende Darstellung der Bilanz ohne Annahme eines elektrischen Feldes mit $\phi \approx 0$ möglich. Dabei ist Elektronenwärmeleitung als sehr klein gegenüber der Ionenwärmeleitung vernachlässigt. Für die Gesamtbilanz $a \sim 10 \text{ cm}$ ergibt sich mit $\phi = 0$ ein klares Defizit. Die Berücksichtigung homogener elektrischer Felder mit $\phi = 1 \text{ kV}$ korrigiert diesen Mangel, jedoch fordert nun die hohe Leistungsdeposition im Zentralbereich einen erhöhten Transport zum Rand. Vielleicht ist eine inhomogene Feldverteilung ein geeigneter Zugang zur Lösung dieser Inkonsistenz.

W VII A

26755
NI 500 kW/380 kW
t 165 ms 3.2 kJ

ODIN

ϕ	0 kV	1 kV
P_{be}	0.16	0.31
P_{bi}	0.05	0.17
η	0.22	0.48
P_{tr}	0.24	0.24
P_{orb}	0.52	0.28

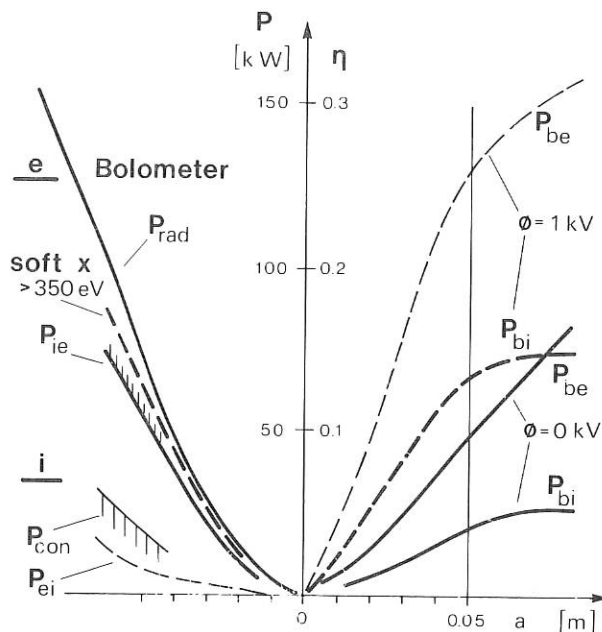


Abb. 9: Leistungsbilanz für Elektronen und Ionen für die Standardentladung zur Zeit $\Delta t = 165 \text{ ms}$ über den Plasmaquerschnitt. Linke Seite: Verlustleistung für Elektronen. P_{rad} : Strahlung; P_{ie} : Heizung durch Ionenkopplung, Verlustleistung für Ionen; P_{con} : Wärmeleitung; P_{ei} : Heizung der Elektronen. Rechte Seite: Leistungsdeposition nach ODIN-Rechnungen, P_{be} : Elektronenheizung, P_{bi} : Ionenheizung bei Berücksichtigung radialer elektrischer Felder mit $\phi = 0 \text{ kV}$ bzw. $\phi = 1 \text{ kV}$.

2.2. Elektronenenergie transport in Entladungen mit ohmscher Heizung

In Entladungen mit ohmscher Heizung wurde schon vor einigen Jahren gefunden, daß häufig sowohl die Teilchen- als auch die Energieeinschlußzeit zunächst mit der Elektronendichte ansteigen, dann aber wieder abfallen. Gleichzeitig wird bei hohen Dichten ein starker Anstieg der Amplitude von Poloidal-feldfluktuationen beobachtet, die durch Tearing Moden verursacht werden. Die Strahlungsverluste nehmen ebenfalls mit steigender Dichte zu. Sie spielen eine wichtige Rolle bei der Reduktion des Einschlusses, da sie auf dem Wege einer Randkühlung das Temperaturprofil ändern. Das wiederum hat eine Änderung des Stromdichteprofiles zur Folge, die zu einer Destabilisierung der Tearing Moden führt.

Bei der Untersuchung des Elektronenenergie transportes in ohmsch geheizten Entladungen wird deshalb zwischen einem Niedrigdichtebereich, gekennzeichnet durch geringe Tearing-Modenaktivität (typisch $n_{e0} \approx 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), und einem Hochdichtebereich mit starker Modenaktivität unterschieden.

2.2.1 Niedrigdichtebereich mit geringer Tearing-Modenaktivität

Bereits im Jahresbericht 1980 wurde gezeigt, daß im Niedrigdichtebereich der lokale Elektronenwärmeleitkoeffizient χ_e durch die beiden lokalen Größen $n_e(r)$ und $T_e(r)$ beschrieben werden kann. Für einen Plasmastrom von $I_{OH} = 20$ kA und ein toroidales Magnetfeld von $B_0 = 3,5$ T erhält man mit Hilfe einer Regressionsmethode

$$\chi_e = 3 \times 10^5 \frac{1}{n_e^{0,97} T_e^{0,68}} \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

mit T_e in eV und n_e in 10^{13} cm^{-3} .

Für die Abhängigkeit von den globalen Parametern I_{OH} und B_0 wurde $\chi_e \sim I_{OH}/B_0$ angegeben. Zur Untersuchung der Stromabhängigkeit wurden inzwischen weitere Messungen bei $B_0 \approx 3,5$ T \approx const und kleinen Plasmaströmen ausgeführt, da hier die stromgetriebenen Tearing Moden nur kleine Amplituden haben. Außerdem haben neuere Erkenntnisse bei der Interpretation der Tearing Modenaktivität dazu geführt, daß eine früher in diesem Zusammenhang benutzte 35 kA Entladung entgegen früheren Annahmen dem Hochdichtebereich zuzuordnen ist. Diese Entladung hatte aber die Skalierung $\chi_e \sim I_{OH}$ ganz wesentlich gestützt.

Für die weiteren Untersuchungen zur Abhängigkeit von I_{OH} wurde deswegen diese Entladung nicht mehr herangezogen. Da außerdem die Variationen im Magnetfeld gering waren, wurden nur Änderungen des Plasmastroms bei etwa konstantem Magnetfeld betrachtet. Mit Hilfe der Regressionsmethode erhält man so mit I_{OH} in kA

$$\chi_e = 4,11 \times 10^5 \frac{1}{n_e^{0,92} T_e^{0,74} I_{OH}^{0,03}} \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

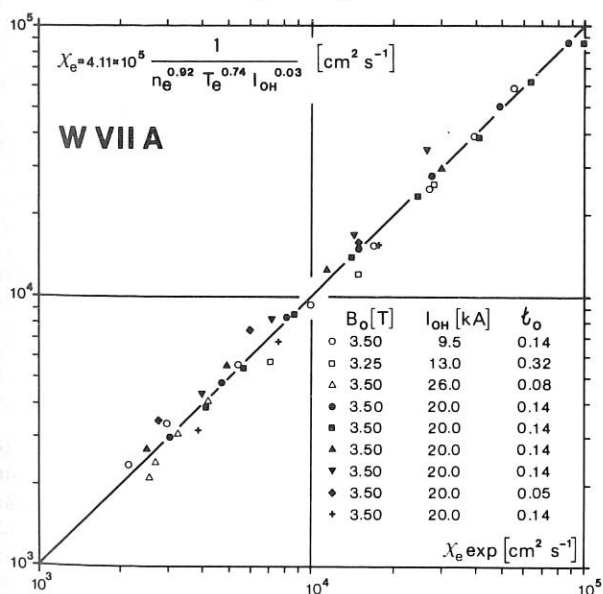


Abb. 10: Vergleich von experimentell bestimmten Werten der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e mit einer Approximation $\chi_e = e^{\nu_c} n_e^{\nu_n} T_e^{\nu_T} I_{OH}^{\nu_I}$. Die Exponenten werden mit Hilfe einer linearen Regressionsmethode bestimmt (n_e in 10^{13} cm^{-3} ; T_e in eV, I_{OH} in kA).

In Abb. 10 werden die gemessenen Werte von χ_e mit dieser Approximationsformel verglichen. Die Abhängigkeit von $n_e(r)$ und $T_e(r)$ ist nur geringfügig geändert. Da auch die bei niedrigen Plasmaströmen gefundenen Werte gut beschrieben werden, liegt eine Abhängigkeit des lokalen Transportkoeffizienten χ_e vom globalen Plasmastrom I_{OH} offensichtlich nicht vor.

2.2.2 Hochdichtebereich mit starker Tearing Modenaktivität

Wird das gleiche Verfahren zur Bestimmung von χ_e auf Entladungen im Hochdichtebereich angewendet, und wird die Existenz von Tearing Moden dabei nicht berücksichtigt, so erhält man Werte von χ_e , die um einen Faktor 2 bis 3 höher liegen als nach den oben angegebenen Formeln. Das gleiche gilt für Entladungen mit hohem Plasmastrom (z. B. die oben erwähnte 35 kA Entladung), die grundsätzlich starke Modenaktivität und eine kleine globale Energieeinschlußzeit haben.

Es wurde deshalb versucht, den Einfluß von Tearing Moden in geeigneter Weise zu berücksichtigen. Dazu wurden die bereits im Jahresbericht 1980 erwähnten Messungen von T_e - und n_e -Profilen bei Anwesenheit starker Tearing Moden fortgesetzt. Insgesamt wurden drei verschiedene Entladungstypen mit großen (2,1) bzw. (3,2) Moden (Inselbreite w /Plasmaradius $a \approx 0,2$) sorgfältig durchgemessen.

In allen Fällen wurden die nach der Tearing Moden Theorie zu erwartenden Plateaus in den T_e -Profilen gefunden (Abb. 11a). Ein Dichteplateau konnte nur im Fall einer stationären (2,1) Mode nachgewiesen werden, d. h. im Grenzfall sehr kleiner Rotationsfrequenz (Abb. 11b). Als Ergebnis dieser Messungen wurde ein Formalismus abgeleitet, der es erlaubt, bei bekannten Poloidalfeldfluktuationen und ungefähr bekannten T_e und n_e -Profilen Ort und Breite von Plateaus in den T_e -Profilen abzuschätzen.

Damit war die Grundlage geschaffen, um den Einfluß von Tearing Moden auf den globalen Energieeinschluß quantitativ zu untersuchen. Dazu wurde die Wärmeleitungsgleichung numerisch integriert, um daraus T_e -Profile zu berechnen. Es wurde der oben für den Niedrigdichtebereich angegebene Wärmeleitkoeffizient χ_e benutzt, der lediglich zur Berücksichtigung der MHD-Instabilitäten innerhalb der $q = 1$ Fläche und über die zu erwartenden T_e -Plateaus um rund einen Faktor 100 erhöht wurde. Damit lassen sich die gemessenen T_e -Profile gut reproduzieren, solange die Tearing Modenaktivität nicht zu stark ist.

Starke Modenaktivität ist dadurch gekennzeichnet, daß mehrere, nicht zu schwache Moden gleichzeitig instabil sind und daß die Summe der scheinbar ungestörten (inselfreien) Bereiche in radialer Richtung auf $\approx 30\%$ des Plasmaradius schrumpft. Hier muß χ_e auch außerhalb der Tearing Modeninseln um bis zu einem Faktor 3,5 erhöht werden, um die gemessenen T_e -Profile reproduzieren zu können (Abb. 11a). Man kann dieses Ergebnis so interpretieren, daß in diesem Fall die Tearing Moden den effektiven Wärmetransport senkrecht zu B_0 nicht nur innerhalb der magnetischen Inseln, sondern auch in deren Umgebung erhöhen. Eine mögliche Ursache dafür

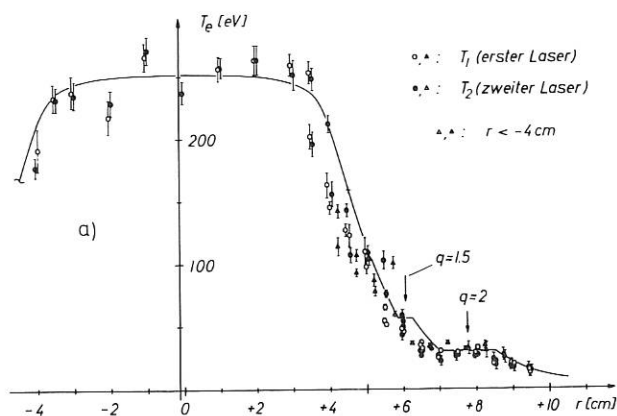


Abb. 11a: Temperaturmeßwerte zu einer Heliumentladung mit einer stationären (2,1) Mode und einer rotierenden (3,2) Mode. Besonders die (2,1) Mode führt zu einem ausgeprägten Temperaturplateau im Bereich der $q=2$ Fläche. Die ausgezogene Kurve stellt ein gerechnetes Temperaturprofil dar. Entladungsdaten: $B_0 = 3,5$ T; $\tau_0 = 0,14$; $I_D = 20$ kA, $f_{nd1} = 10,8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.

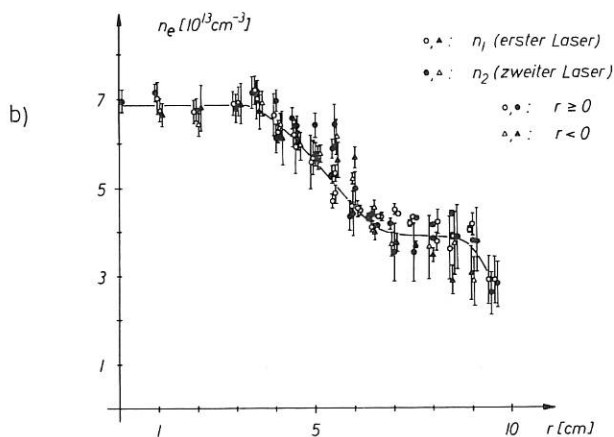


Abb. 11b: Dichteprofil zur gleichen Entladung. Die Kurve ist dem Verlauf der Meßpunkte angepaßt.

ist Feldlinienergodisierung, die als kollektives Phänomen bei Anwesenheit mehrerer starker Moden auftritt. Da auch andere Effekte im Moment nicht ausgeschlossen werden können, soll dieser Punkt noch weiter untersucht werden.

Nimmt man die Hypothese als richtig an, daß im Fall starker Modenaktivität Tearing Moden auch in der Umgebung der magnetischen Inseln den effektiven Wärmetransport senkrecht zu B_0 erhöhen, so folgt daraus, daß sich alle ohmsch geheizten Entladungen

im W VII-A mit einem einheitlichen Wärmeleitungs-koeffizienten χ_e beschreiben lassen. Die im Falle hoher Dichte und großer Plasmaströme beobachtete Verschlechterung der Energieeinschlußzeit kann damit durch bekannte stromgetriebene Instabilitäten, nämlich Sägezähne und Tearing Moden, erklärt werden.

2.3. HF-Plasma - Erzeugung bei 900 MHz

Zur Vorbereitung künftiger Experimente, durch leistungsstarke Neutralinjektion und Hochfrequenz stromfreie heiße Plasmen aufzubauen, wurde die Erzeugung eines Targetplasmas durch Einkopplung von HF-Leistungen bis zu 30 kW bei 200 MHz und in Pulsen bis zu 100 ms untersucht. Als Generator diente ein Industrie-Magnetron (EEV, BM 25 L), das mit der NI-Hochspannungsversorgung gespeist wurde. Die HF-Einkopplung ins Plasma erfolgte über drei unterschiedliche nacheinander eingebaute Strukturen, eine Einzelschleife, eine Doppelschleife ähnlich einer "Grillanordnung" und eine kapazitive Antenne, die mit einem "Double Stub Tuner" optimal abgestimmt wurden. Als Vorionisation diente ein kurzer NI-Puls an einer Torusstelle, die von der HF-Einkopplungsebene weit entfernt war. Das HF-Experiment wurde bei folgenden Parametern durchgeführt (die meisteingestellten Parameter sind unterstrichen):

B_0 : 1 ; 2 ; 2,5 und 3 T

τ_0 : 0,1 ; 0,14 ; 0,23

Gasart: H₂ ; D₂ ; Xe

Gasdruck: Restgasdruck 2×10^{-7} Torr
bis ca. 2×10^{-4} Torr

Antennenorientierung: meist $E_{HF} \parallel B_0$
mit Einzelschleife auch $\angle(E_{HF}, B)$: 15°, 45°, 40°, 180°

Mit und ohne NI-Target.

Die Ergebnisse dieses HF-Experimentes können wie folgt zusammengefaßt werden:

- 1) In allen benutzten Gasen konnten durch induktiv und kapazitiv eingekoppelte HF-Felder parallel und nichtparallel zu B_0 , nicht wesentlich abhängig von B_0 , τ_0 oder Gasdruck und im allgemeinen ohne die Vorionisation HF-Zündung und Plasmaaufbau erreicht und Liniendichten bis zu $1,8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ bei $T_e = 5$ eV gemessen werden. Die radialen Profile sind unbekannt, jedoch entspricht die Liniendichte bei angenommenem parabolischem Profil einer Spitzendichte von ca. $1,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.
- 2) Plasmaaufbauzeiten und Zündverzug hängen von der HF-Leistung ab. Hohe Gasdrucke, hohe HF-Leistungen und die Vorionisation verkürzen den Zündverzug auf $\ll 1$ ms und die Plasmaaufbauzeiten auf < 10 ms.

Je geringer Gasdruck und HF-Leistung ist, umso mehr wird die über die Pulszeit anwachsende harte Röntgenstrahlung (Runaways!) beobachtet und die Plasmaaufbauzeiten können bis zu 100 ms betragen. Bemerkenswert ist, daß die erreichten Enddichten nur wenig abhängen von Gasdruck, von der HF-Leistung (über einem gewissen Schwellwert) und ob NI-Vorionisation verwendet wird

oder nicht.

- 3) Die NI-Vorionisation dehnt den maximalen Gasdruck, oberhalb dem keine HF-Zündung mehr erfolgt, nur unwesentlich aus, reduziert den Zündverzögerung und begünstigt raschen Plasmaaufbau. Die NI-Vorionisation und ihre Pulslänge hat mit Ausnahme bei kapazitiver Einkopplung keinen Einfluß auf die erreichte maximale Plasmadichte.
- 4) Es scheint ein Dichte-Plafond von ca. $0,6$ bis $1,2 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ zu existieren (Ursache unbekannt!), der nur gelegentlich zu Beginn des Pulses und weder durch Erhöhung der HF-Leistung noch durch Variation der Koppelstruktur oder sonstiger Parameter reproduzierbar überwunden werden kann. Desweiteren wurde eine minimale HF-Leistung gemessen, unterhalb der kein Plasmaaufbau mehr erfolgt. Im Bereich der hier angewandten höheren HF-Leistungen ($10 - 30 \text{ kW}$) wurde keine wesentliche Dichteerhöhung mit wachsender Leistung gemessen.
- 5) Die relative HF-Leistungseinkopplung (P_{in}/P_{refl}) wächst mit der angebotenen Leistung P_{in} .

2.4 Neutralinjektion am W VII-A

(K. Freudenberger, W. Ott, G. Lister, F.P. Penningsfeld, F. Probst, E. Speth, R. Suess)

2.4.1 Betrieb der Injektion

2.4.1.1 Zuverlässigkeit

Die Hauptaktivität der Neutralinjektion am W VII-A war im vergangenen Jahr auf die Erhöhung der Zuverlässigkeit des Betriebs gerichtet. Häufige Überschläge an den Beschleunigungsstrukturen der Ionenquellen zwangen zu Änderungen an den Hochspannungsisolatoren und Gittern, die schließlich den gewünschten Erfolg brachten. Daneben mußten auch wesentliche Verbesserungen an der Spannungsversorgung der Ionenquellen vorgenommen werden /183/.

2.4.1.2 Strahlungsanstieg am W VII-A-Plasma während der Injektion

Das zweite Problem war die Frage nach der Ursache für den Strahlungsanstieg des W VII-A Plasmas während der Injektion. Auf Seiten der Injektion war denkbar, daß die Neutralstrahlen Verunreinigungen enthielten, zeigte doch die Analyse des Restgases in den Injektoren hauptsächlich Wasser und Methan als seine Bestandteile (siehe 2.4.1.3). Eine andere Möglichkeit war, daß die Injektionsleistung mit der Pulsdauer ansteigt.

Letzteres konnte durch zwei unabhängig voneinander durchgeführte Messungen widerlegt werden. Zum einen wurde unter Variation der Pulslängen die auf den Kalorimetern deponierte Energie des Neutralstrahls gemessen, wobei sich ein eindeutig linearer Zusammenhang zeigt, siehe Abb. 12. Durch Differentiation nach der Zeit kann daraus auf eine konstante Momen-

tanleistung der Injektoren geschlossen werden, wenn man von einem Einschalteteffekt bei $t < 5 \text{ ms}$ absieht. Zum anderen bestätigten zeitaufgelöste Messungen der Lichtemission von in den Torus geblasenem Helium, welches durch neutrale Strahl- atome angeregt wird, dieses Ergebnis /185/.

Nachdem theoretisch geklärt war, daß im Strahl mitbeschleunigter Sauerstoff sehr effizient im Plasmazentrum deponiert wird *) (siehe 2.4.2), wurde ein Simulationsexperiment vorbereitet. Es wurden einer Ionenquelle Fremdgase beigegeben, so daß dem Strahl Sauerstoff-ähnliche Ionen in wenigstens annähernd bekannter Menge beigegeben werden konnten. Eine Experimentserie mit Neondotierter Injektion zeigte denn auch deutlich die Gefährlichkeit schneller Verunreinigungen, die direkt im Innern des Plasmas deponiert werden.

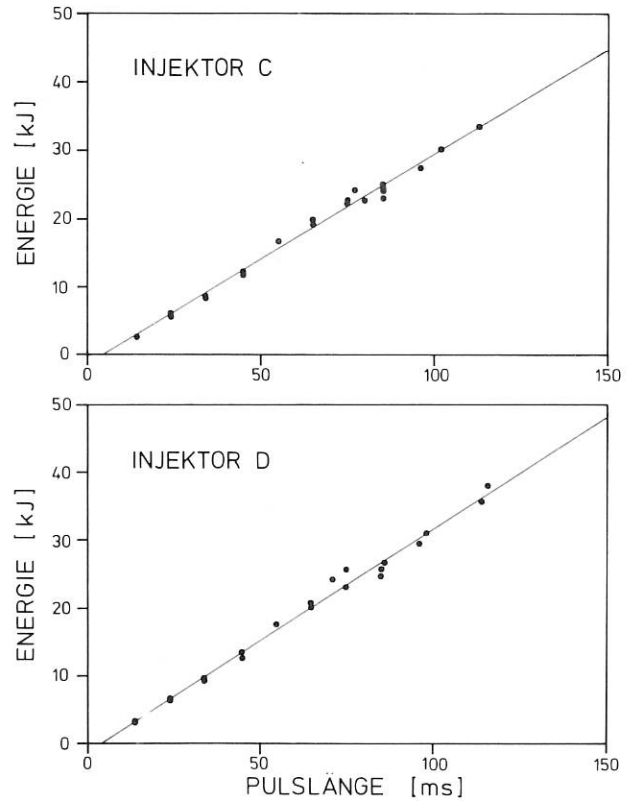


Abb. 12: Neutral-Strahl-Energie, deponiert auf dem Toruskalorimeter

*) G.Lister, W.Ott, E.Speth, to be published

2.4.1.3 Strahlanalyse mit einem magnetischen Massenspektrometer

Schließlich wurde ein Injektor von W VII-A abgeflanscht und mit einem schnellen Massenspektrometer die Zusammensetzung des Strahls gemessen. Das Ergebnis war: Etwa 4,5 % der beschleunigten Ionen waren Sauerstoff- oder Kohlenstoff-bezogen, also H_3O^+ , H_2O^+ , OH^+ , O^+ , CH_4^+ , CH_3^+ , C^+ . Versuche zur Reinigung des Strahls ergaben als erfolgreiche Methode die Titanverdampfung in der Ionenquelle, die den Sauerstoffpegel im Strahl um fast eine Größenordnung herabgesetzt hat. Bei weiteren Schüssen stiegen die Verunreinigungen aber wieder an, siehe Abb. 13. Es wird deshalb für den zukünftigen Betrieb nach jedem Strahlpuls ein kurzer Titanpuls vorgesehen.

Die erforderliche Umrüstung der Injektoren wurde begonnen, sodaß in Kürze mit der Injektion reinerer Strahlen die Frage nach den Ursachen des Strahlungsanstiegs an W VII-A besser beantwortet werden kann.

2.4.1.4 Datenerfassung

Für die Neutralinjektion wurde ein Datenerfassungssystem erstellt, welches die Signale aller Injektoren einschließlich ihrer Betriebsparameter erfaßt, protokolliert, und das eine Online-Auswertung vornimmt.

Dazu wurde die zweite PDP-11/45 an W VII mit einem bit-seriellen CAMAC-Branch mit optischer Signalübertragung versehen. Zur Zeit stehen je Injektor 4 schnelle, 4 langsame und 4 statische Kanäle zur Verfügung. Damit können einmal die wichtigsten Injektorparameter überwacht werden, zum anderen kann aus den Kalorimeter-Meßsignalen die durch das Plasma transmittierte Injektionsleistung für jeden Injektor berechnet werden.

Der derzeitige Testbetrieb zeigt, daß insbesondere die umfangreiche Protokollierung aller Schüsse wichtige Langzeiteffekte erfaßbar macht und damit zur Zuverlässigkeit der Injektion beitragen wird.

2.4.2 Numerische Rechnungen

Der Monte-Carlo Computer Code ODIN wurde parallel zu den Experimenten an W VII-A weiterhin benützt, um die Bedeutung der relevanten physikalischen Prozesse zu verstehen, die bei der Injektion von Neutralstrahlen hoher Energie auftreten. An dem Code wurden Änderungen vorgenommen, die die Rechenzeit verkürzten und den Zugriff vereinfachten. Außerdem wurden verschiedene Parameter von Interesse mit einbezogen, wie z. B. die Gesamtenergie, die zu jedem gewünschten Zeitpunkt in den zirkulierenden schnellen Ionen enthalten ist.

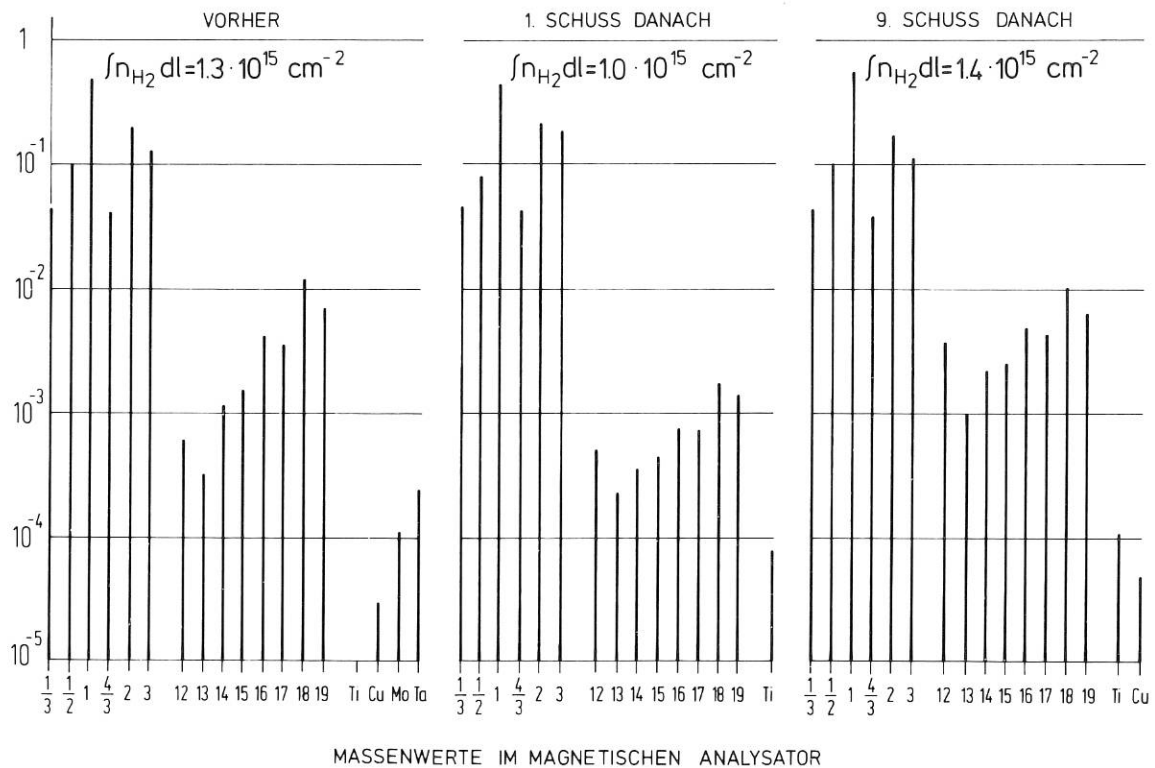


Abb. 13: Einfluss einer Titanverdampfung auf das Massenspektrum

Der Einfluß "radialer" elektrischer Felder auf den Einschluß der schnellen Ionen, wofür erste Ergebnisse schon im Jahr 1980 vorlagen, wurde weiter untersucht. Ein elektrischer Potentialabfall von ungefähr 1 kV über den Plasmaradius gibt für den vorhergesagten Wirkungsgrad der Heizung eine Verbesserung um ungefähr den Faktor 2. Dieses Ergebnis stimmt im wesentlichen überein mit Rechnungen von Boozer et al. (private Mitteilungen) am PPPL in Princeton, USA. Das erforderliche Potential ist von der gleichen Größenordnung, wie es an den Stellaratoren in der UdSSR beobachtet wurde (Moskau Konferenz, 1981). Interessanterweise bringen positive Plasmapotentiale ähnlich hohe Wirkungsgrade wie negative Potentiale.

ODIN wurde zusätzlich verändert, um die Depositionsprofile von Sauerstoff und anderer schwerer Atome zu berechnen, die in dem Neutralstrahl als Verunreinigungen enthalten sein können. Es wurde angenommen, daß neutrale Sauerstoffatome mit einer Energie von 25 keV in das Plasma eindringen und dort einfach ionisiert werden. Dann werden ihre Gyrationen verfolgt, wobei diese Ionen durch das Hintergrundplasma weiter gestrippt und thermalisiert werden. Es ergab sich, daß selbst bei Abwesenheit "radialer" elektrischer Felder ein viel höherer Anteil des Sauerstoffs thermalisiert wird, als es bei Wasserstoff der Fall ist. In den untersuchten Fällen hatten die Depositionsprofile ein zentrales Maximum, wobei bis zu 30 % des injizierten Sauerstoffs auf die inneren 15 % des Plasmavolumens konzentriert waren /4/. Das Vorkommen von Sauerstoff-Verunreinigungen in den Injektoren ist daher eine mögliche Erklärung für den schnellen Anstieg der Strahlung, der während der Neutralinjektionsphase an W VII-A beobachtet wird.

2.5 Pelletinjektion in W VII-A

(Arbeitsgruppe JET-Diagnostik und Pelletinjektion, K. Büchl)

Es wurden sowohl in ohmsche als auch in nettostromfreie Entladungen Pellets eingeschossen. Die Pellets wurden bei jedem Schuß fotografiert. Ihre Größe schwankt zwischen $1,0 \times 10^{19}$ und 3×10^{19} Deuterium Atome. Die Pelletgeschwindigkeit wurde zwischen 300 und 600 m/s variiert. Infolge des statistischen Streuwinkels von $0,8^\circ$ gingen nicht alle Pelletbahnen durch die Plasmaachse. Es war bisher nicht möglich, zwischen Pellets, die achsennahe und solchen, die nur achsenferne Gebiete durchqueren, im Experiment zu unterscheiden. Berechnungen der Ablation der Pellets im W VII-A Plasma (angenähert durch parabolische Profile) mit dem Neutralgas-Shielding-Modell ergaben, daß die Pellets nicht vollständig verdampft werden sollten, sondern ein Restpellet auf die Torusinnenseite treffen sollte. Das ist in Übereinstimmung mit Beobachtungen der H_α -Emission und der Röntgenstrahlungsemission mit einem XR-Dioden-Array in der Pelletebene.

In ohmschen Entladungen ändert sich der Energieinhalt des Plasmas während der Pelletinjektion. Bei Anfangsliniendichten von $> 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ sinkt die Plasmaenergie sprunghaft um 200-600 J ab, (Abb. 14) und wird anschließend durch ohmsche Heizung wieder auf den alten Wert gebracht. Aus der Thomsonstreuung (Abb. 15) ergibt sich eine Abnahme der Plasmaenergie in derselben Größe. Dabei berechnet sich die

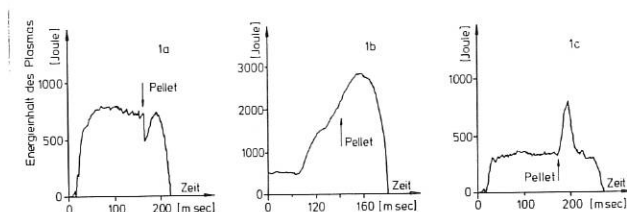


Abb. 14: Plasmaenergieinhalt, gemessen mit einer diamagnetischen Schleife
 1a) ohmsche Entladung mit $n_{d1} = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
 1b) "stromfreies" Plasma mit NI mit $n_{d1} = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$
 1c) ohmsche Entladung mit $n_{d1} = 1,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (Liniendichten zum Zeitpunkt der Pelletinjektion)

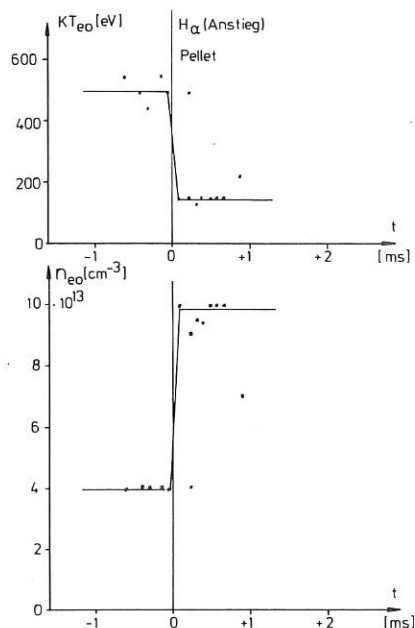


Abb. 15: Elektronendichte und -temperatur auf der Plasmaachse bei Pelletinjektion für ohmsche Entladungen

Pelletgröße zu $2,4 \times 10^{19}$ Atome unter Einschluß des Restpellets, welches von der Torusinnenseite zurück ins Plasma gelangt und aktiviert wird. Diese Werte hängen von der Reproduzierbarkeit der Entladung und der Pellets ab. Die zur Ionisation des Pellets benötigte Energie von ca. 60 Joule reicht nicht aus, um den Energieverlust zu erklären. In Bolometermessungen läßt sich anschließend an die Pelletinjektion ein Energieverlust von mehreren hundert Joule feststellen. Die Dichte- und Temperaturprofile ändern sich bei den Pelletinjektionen in ohmsche Entladungen wie man aus den Thomson-Streumessungen und ECE-Messungen sehen kann, nur wenig.

In nettostromfreien Entladungen zeigt die diamagnetische Spule keinen Energieverlust während der Pelletinjektion an (Abb. 14). Wenn man den Energieinhalt wieder aus Thomsonstreuung (Abb. 16) bestimmt, erhält man vernünftige Werte für die Pelletgröße (2×10^{19} Atome), jedoch berechnet sich im Gegensatz zur Messung mit der Spule ein Energieverlust, der wieder in der Größe von 200-600 J liegt. Ein Energieverlust des Plasmas in dieser Größenordnung folgt auch aus den Bolometermessungen. Bei der Ablation der Pellets sollten die schnellen Ionen der Neutralinjektion eine Rolle spielen, insbesondere da die Elektronentemperaturen auf der Achse nur wenig verschieden sind. Das ist vereinbar mit der H_{α} -Emission. In ohmschen Entladungen stimmt die Dauer der H_{α} -Emission überein mit der Zeit, die das Pellet zum Durchqueren des gesamten Plasmas benötigt. In nettostromfreien Entladungen ist der H_{α} -Impuls kürzer. Seine Zeitdauer entspricht der Zeit, in der das Pellet vom Plasmarand bis zur Achse fliegt. Weitere Messungen sind notwendig, um die bei der Pelletinjektion ablaufenden Vorgänge zu verstehen.

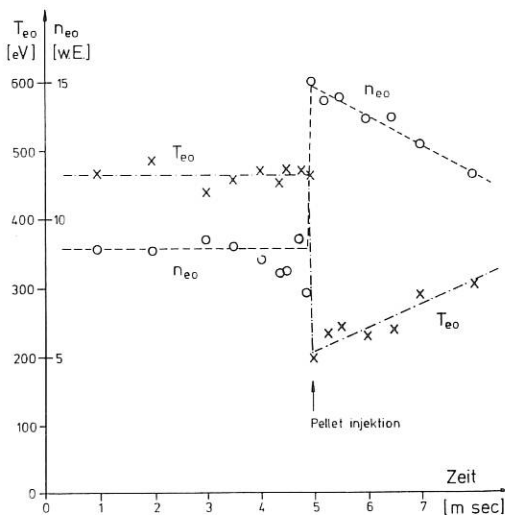


Abb. 16: Elektronendichte und -temperatur auf der Plasmaachse bei Pelletinjektion für "stromfreie" Entladungen.

2.6. Verunreinigungen

2.6.1. Messung der Verunreinigungsflüsse am Plasmarand von W VII-A

(Arbeitsgruppe PWW, J. Schou, B.M.U. Scherzer)

Die Verunreinigungsflüsse von O, Ti, Fe, Cr, Ni und Mo in Abstand von etwa 5 cm vom Plasmarand wurden durch Aufsammeln auf Kohlenstoffproben und anschließende Analyse mit Rutherfordrückstreuung gemessen. Es ergaben sich pro Entladung 3×10^{12} Ti-Atome/cm², 10^{11} Fe, Cr, Ni-Atome/cm² und 6×10^{10} Mo-Atome/cm². Der Wert für Sauerstoff von 2×10^{13} O-Atome/cm² pro Entladung kann nicht eindeutig auf die Deposition aus dem Plasma zurückgeführt werden, da die Proben vor der Analyse belüftet wurden. Mit Ausnahme von Ti liegen die Ver-

unreinigungsflüsse um mehr als eine Größenordnung unter vergleichbaren Werten an Tokamaks. Die radiale Verteilung der Flüsse hat ein Maximum bei einem Abstand von ~ 55 mm vom Plasmarand. Sie fällt gegen das Plasma hin steil und gegen die Wand langsam ab. Dabei wurden starke lokale Fluktuationen der deponierten Mengen beobachtet.

2.6.2 Messung der Dichte von Molybdänatomen vor den Kalorimeterblechen im W VII-A durch Laserfluoreszenz-Spektroskopie

(Zusammenarbeit mit der KFA Jülich)

Bei den Experimenten mit Neutralinjektion im W VII-A werden 4 Injektoren mit Energien von 28 keV bei Leistungen zwischen 250 - 350 kW je Injektor eingesetzt. Ohne Plasma wurden dabei Stromdichten von etwa 200 mA/cm² auf dem Molybdänkalorimeter erreicht. Bedingt durch die kleine Wechselwirkungslänge (20 cm) wird auch mit Plasma noch etwa 1/3 der Leistung auf dem Kalorimeterblech deponiert. Als Folge von Zerstäubung werden ohne Plasma Molybdänflüsse von 1×10^{15} /cm² für reine Wasserstoffstrahlen abgeschätzt, mit 1 % Sauerstoffverunreinigung im Strahl sind die erwarteten Flüsse um eine Größenordnung höher. Mit Plasma werden diese Werte zwar kleiner sein, können aber dennoch eine ernsthafte Quelle von Verunreinigungen für das Plasma darstellen. Um diese Größe quantitativ zu erfassen, wurde in Zusammenarbeit mit der KFA Jülich ein optisches System aufgebaut und am W VII-A installiert, das mit Hilfe der Laserfluoreszenz-Spektroskopie die Messung dieser Verunreinigungsflüsse erlaubt. Dabei wird eine Interkombinationslinie des Molybdäns bei 3002 Å angeregt und eine in der Wellenlänge verschobene Linie bei 4576 Å beobachtet.

Bisher wurden Messungen der Molybdänflüsse mit und ohne Magnetfeld durchgeführt. Erste Messungen mit Plasma haben deutlich meßbare Signale ergeben. Die Interpretation dieser Messungen und eine Absolutierung der Anordnung stehen noch aus.

3. Diagnostik am W VII-A

3.1 Spektroskopie 2 - 120 nm und 200 - 700 nm

In den Wellenlängenbereichen 40 - 120 nm und 300 - 600 nm wurde mittels eines schnell rotierenden Spiegels die Linienstrahlung von H, D, He, O, C und Ne raum- ($\Delta r = 0,5$ cm) und zeitaufgelöst ($\Delta t = 20$ ms) beobachtet. Zwei im Vorjahr bereits beobachtete Erscheinungen konnten eindeutig nachgewiesen werden:

- 1) Die Linienstrahlung niederer Ionisationsstufen (z. B. bis O^{5+} , C^{2+} , Ne^{6+}) ist bei NI durch asymmetrische Raumprofile während der beiden Phasen der Stromabsenkung und des stromfreien Plasmas gekennzeichnet. Dieses Abweichen vom idealen Fall symmetrischer Profile der Linienstrahlung, die aus elliptischen Schalen konstanter Ionendichte emittiert werden sollte, wird in abgeschwächtem Maße allein bei schnellem Anstieg der Elektronendichte (gaspuffing) beobachtet.
- 2) Trotz dieser Unsicherheiten bezüglich der räumlichen Verteilung des lokalen Strahlungsflusses, die eine Abel-Inversion der Rohprofile verbieten, konnte wiederum bei nahezu allen Entladungen mit

effektiver NI-Heizung absolut ein Rückgang der Randstrahlung bei ansteigender Elektronendichte in der Mitte der NI-Phase nachgewiesen werden.

Im EUV-Bereich zwischen 1,6 und 20 nm waren die Arbeiten bestimmt durch die Suche nach dem "Strahler", der für den starken Strahlungsanstieg ($E > 400$ eV oder $\lambda < 2,5$ nm) zum Ende der NI im stromlosen Betrieb verantwortlich ist. Mangels ausreichender Lichtflüsse der Linienstrahlung einerseits und des hohen Streulichtanteils (oft verstärkt durch Röntgenlicht) andererseits, war es nicht möglich mittels Channeltron Linien unter 20 nm mit hoher Zeitauflösung zu registrieren. Die photographisch aufgenommenen Spektren mit $t = 50$ ms zeigen für die NI-Phase mit $I_p \rightarrow 0$ einen zur Elektronendichte überproportionalen Anstieg der Lichtflüsse der OVIII-, OVII-, CVI-, CV-Linien sowie einiger Linien höherer Ionisationsstufen von Fe und Ni, wobei der auffallend starke Anstieg der Fe XVIII- (oder Ni XIX-)Linie bei ca. 9,39 nm hervorzuheben ist.

Bei He-Entladungen mit 35 kA Plasmastrom traten deutlich Resonanzlinien von MoXIII bis MoXV im Spektrum auf. Verbunden damit werden im Bereich 2 - 4 nm sehr schwache Liniengruppen den $n = 1$ -Übergängen von MoXIII bis MoXV zugeordnet. Anhand eines umfangreichen Spektrenmaterials aus Entladungen unterschiedlicher Art (Variation des Arbeitsgases, des Plasmastroms und der Dichte) und Herkunft (W VII-A ASDEX) konnte eine Vielzahl typischer Linien und Liniengruppe $2 \text{ nm} < \lambda < 40$ nm identifiziert werden. Ergebnis: Für die beobachteten Strahlungsverluste sind in der Reihenfolge ihrer Bedeutung folgende Fremdionen anzusetzen: O, Fe, Ni, C, Cr und für Ströme > 20 kA: Mo. Für Strahlungsverluste mit $E > 400$ eV sind dies O, Fe und Ni, wobei für die letzten beiden der Beweis durch die Beobachtung entsprechender kurzweiliger Linien noch aussteht.

Entladungen mit Neonzugabe durch Gaspuls oder in Form von schnellen Neutralen führten zu folgendem Ergebnis: Die von Linien niedriger Ionisationsstufen des Neons (Ne^{4+} bis Ne^{7+}) bestimmte Randstrahlung geht nach kurzzeitigem Anstieg wesentlich entgegen dem Dichteanstieg in der NI-Phase zurück und dies in beiden Fällen vergleichbar mit der O-Randstrahlung. Zeitverläufe von Ne IX- und NeX-Linien zeigen einen steilen Anstieg (überproportional zur Dichte) in der 2. Hälfte der NI-Phase. Im Falle der Injektion von Ne-Atomen sind dabei die Lichtflüsse mehr als dreimal so hoch wie beim Gaspulsexperiment.

3.2 Bestimmung der Verbreiterung und Verschiebung von Verunreinigungslinien durch Doppler-Effekt

1) Nach der von E. Hinnoy vorgeschlagenen Methode (Nuclear Fusion 17, 5 (1977)) wurden die in geradem Durchblick durchs Plasma gewonnenen Iontemperaturen bestimmten Radien zugeordnet. Ein Beispiel für diese Zuordnung ist in Abb. 17 gezeigt. Bei einer Stromabsenkung von 20 kA auf 8 kA wurden zwei Linien vermessen. Bei dieser Entladung gelang ein Vergleich zwischen der über Charge-Exchange und der aus der Linienbreite von CV ermittelten Iontemperatur. Die Übereinstimmung war zufriedenstellend.

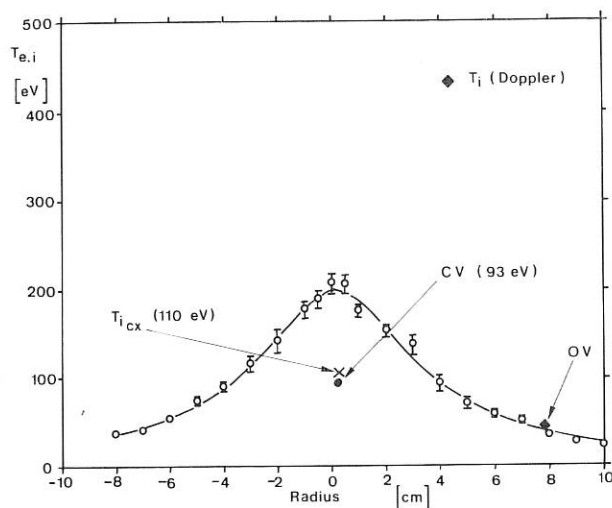


Abb. 17: Zuordnung der Doppler-Temperatur zu bestimmten Radien (nach E. Hinnoy)

2) Abb. 18 zeigt den typischen Zeitverlauf der Intensität von OV bei Neutral-Injektion und gleichzeitiger Stromabsenkung auf $I_p \approx 2$ kA.

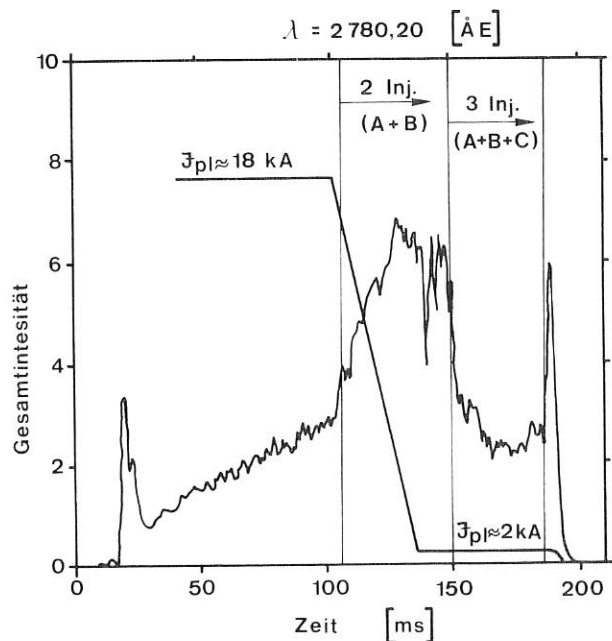


Abb. 18: Zeitlicher Verlauf der Intensität einer OV-Linie bei Neutral-Injektion und gleichzeitiger Stromabsenkung

Abb. 19 zeigt hierzu zu einem früheren Zeitpunkt ein Liniensprofil und Abb. 20 den zeitlichen Verlauf der Iontemperatur und der aus der Linienverschiebung ermittelten Geschwindigkeit.

3.3 Fluktuationmessungen durch Mikrowellenstreuung

Infolge Einbau einer Resonanzfluoreszenzdiagnostik in dieselbe Meßebeane mußte die Wellenleiteranordnung der Mikrowellenstreuendiagnostik umgebaut werden. In der vergangenen Experimentphase waren deshalb Transmissions- und Empfangshorn in fester Position und Streusignale konnten nur aus einem festen Plasmavolumen auf der Plasmaintenseite bei einer radialen Position 4 - 7 cm empfangen werden. Aussagen zum k-Spektrum der Plasmafluktuationen waren deshalb nicht möglich. Mit einem verbessertem Rechner-Auswerteprogramm wurden folgende Ergebnisse erzielt:

1) In reinen OH-Entladungen ändern sich Fluktuationsspektren zwar in der Amplitude und Breite, bleiben jedoch symmetrisch. Die über das Spektrum integrierte Gesamtfluktuationsamplitude wächst linear mit der Plasmadichte, solange der Plasmaeinschluß mit der Dichte anwächst und wächst zunehmend rascher mit der Dichte im Bereich des Zusammenbruches des Einschusses bei höchsten Dichten. Unter Vernachlässigung einer möglichen, aber - wie oben erwähnt - derzeit nicht messbaren Abhängigkeit vom k-Spektrum, ändern sich demnach die Plasmaverluste durch Fluktuationen im Niedrigdichtebereich nur wenig, wachsen jedoch im Hochdichtebereich ($n_e \gtrsim 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) stark mit der Dichte an.

2) Bei Entladungen mit Neutral-Injektion wird während der NI mit der jetzigen Streuanordnung nicht mehr wie bei der früheren Anordnung die Zunahme der Fluktuationen proportional zur Dichte beobachtet (vergleiche Bericht 1980), wofür es keine Erklärung gibt. Bei Übergang zu stromlosem Plasma wird keine Änderung des Fluktuationsspektrums beobachtet.

Ein verbessertes Auswerteverfahren von Streumessungen aus dem Jahre 1980 ergab einen linearen Abfall der maximal erreichten Plasmaenergie mit dem Fluktuationsparameter $(\tilde{n}/n_0)^{-2}$ ähnlich den Messungen mit CO₂-Laser-Streuung (siehe Bericht 1980). Ne-dotierte Plasmen zeigen zu Zeiten starker Plasmaenergieverluste durch erhöhte Abstrahlung verstärkte Plasmafluktuationen.

3.4 Fluktuationmessungen mittels Streuung von CO₂-Laser-Strahlung

Zu Beginn des Berichtsjahres ließ sich die Dichteabhängigkeit der Fluktuationen im OH-Plasma bestätigen. Im Falle des NI-Plasmas war das Zurückgehen der Fluktuationen nicht so deutlich ausgeprägt wie im Vorjahr, entsprechend der gegenüber damals etwas schlechteren Einkopplung der NI-Leistung. Im weiteren Verlauf ergaben sich dann Zweifel darüber, welche Wellenlänge der Fluktuationen registriert wird. Das bedingte eine Ergänzung des Aufbaus: als Lokaloszillator kann nun wahlweise der das Plasma passierende Strahl oder ein das Plasma umgehender Strahl genommen werden. Ergebnisse davon liegen noch nicht vor.

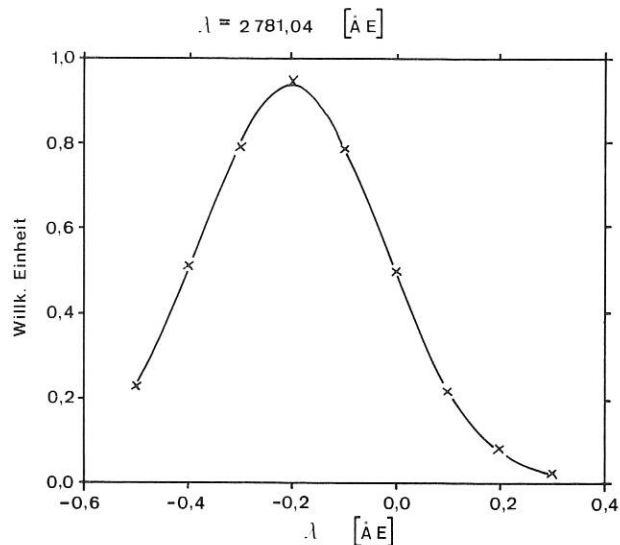


Abb. 19: Beispiel eines Linienprofils

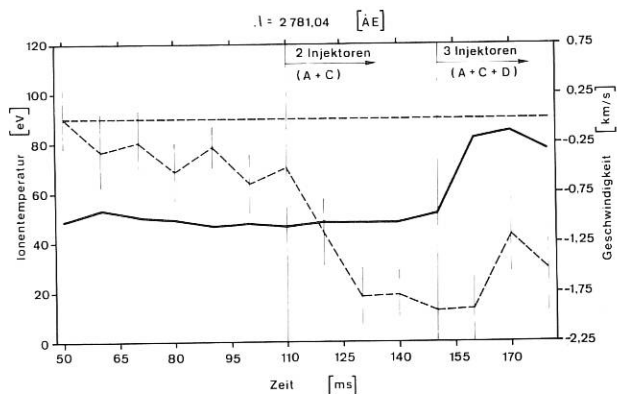


Abb. 20: Zeitlicher Verlauf der Ionentemperatur und der aus der Linienverschiebung ermittelten Massen-Geschwindigkeit.

Die Interpretation der so ermittelten Geschwindigkeit ist wegen der komplizierten Geometrie des Magnetfeldes nahezu unmöglich. Das Ergebnis sollte daher auch nur so zu bewerten sein, daß bei Einsatz der Injektion eine Plasmabewegung einsetzt. Da nur Komponenten in oder gegen die Beobachtungsrichtung gesehen werden können, kann die wirkliche Geschwindigkeit des Plasmas durchaus eine Größenordnung oder mehr höher sein als die gemessene.

3) Unter Verzicht auf einen Faktor 2 an Auflösungsvermögen und Linear-Dispersion wurde der Doppel-Monochromator auf 2 mechanisch geritzte Gitter umgerüstet. (Blaze bei 200 nm). Damit wird im UV bei 200 nm ein um den Faktor 200 bis 400 höherer Lichtfluß erreicht.

3.5 HCN-Interferometer

Zur Bestimmung der Elektronendichte mittels Interferometrie wurde ein HCN-Laser System in Betrieb genommen. Die im Vergleich zu dem bisher verwendeten Mikrowelleninterferometer ($\lambda_0 = 1,94 \text{ mm}$) wesentlich kürzere Wellenlänge von $\lambda_0 = 0,337$ ermöglicht Dichtemessungen bis zu einigen 10^{15} cm^{-3} ohne merkliche Beeinflussung des transmittierten Strahls durch Beugungseffekte im Plasma. Die untere Nachweisgrenze von ca. 10^{12} cm^{-3} wird hauptsächlich durch die mechanische Stabilität des Aufbaus und durch das Rauschen der verwendeten Pyroelektrischen Detektoren bestimmt. Die zeitliche Auflösung (Anstiegszeit der Dichte) beträgt $3,3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ msec}^{-1}$ bei einer Modulationsfrequenz von 10 kHz. Der Strahldurchmesser im Plasma, gemessen als $1/e$ Punkt der Intensität des Laserstrahls, ist 18 mm. Zur Messung wird 1 Kanal in vertikaler Durchstrahlungsrichtung benutzt.

Der Aufbau, bestehend aus HCN Laser, Modulator, Interferometer und Detektoren ist vom Fundament und von der W VII Apparatur mechanisch genügend entkoppelt, so daß die beim Experimentierbetrieb auftretenden Schwingungen nicht auf die Meßanordnung übertragen werden können. Durch Fixierung der einzelnen Komponenten wie Spiegel, Strahlteiler und Fokussierselemente auf einem eigenen Tragegerüst wird eine gute Stabilität erreicht, ohne daß Veränderungen der optischen Weglängen durch Temperatureffekte auftreten.

Ein Vergleich zwischen den Dichtesignalen, gemessen mit dem HCN-Laser und den an der gleichen Torusebene befindlichen Mikrowellen ergab sehr gute Übereinstimmung.

3.6 ECE-Diagnostik

Die Methode der Bestimmung von Elektronentemperaturprofilen bei toroidalen Plasmamaschinen durch ECE-Messungen setzt voraus, daß die von ihrem jeweiligen Emissionsort ausgehende Strahlung das Plasma geradlinig verläßt. Bei den W VII-A Experimenten im Sommer 1981 wurden so hohe Plasmadichten erreicht, daß die refraktive Strahlungskrümmung die gemessenen Profile merklich verzerrte. Um diesen Effekt systematisch untersuchen zu können, wurde ein Rechenprogramm aufgestellt, welches die dafür wichtigsten Parameter wie Dichteprofil, Elliptizität, Versetzung des Plasmas und Durchmesser des Beobachtungsfensters berücksichtigt. Die Konturen konstanten Magnetfeldbetrages in der Meßebeane wurden durch Gerade angenähert, und der interessierende Radialbereich in 25 Zonen unterteilt, die Emissionsfrequenz (2. Zyklotronharmonische) innerhalb jeder dieser Zonen gemittelt und die Strahlungsleistung aus den lokalen Werten von Elektronentemperatur, Dichte und daraus folgender optischer Dicke, berechnet. Abb. 21 zeigt als Beispiel für ein Magnetfeld von 3,1 Tesla und typischen W VII-A Dichte- und Temperaturprofilen mit Achsenwerten von $1,7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und 400 eV den Strahlengang vom Emissionsort (gestrichelt) zum rechts zu denken den Detektor für 2 der 25 Frequenzen. Abb. 22 zeigt die Abweichung des so berechneten meßbaren T_e -Profils vom wahren T_e -Profil und Abb. 23 eben diese Abweichung bei verschiedenen Radien (= Meßfrequenzen) in Abhängigkeit von der Achsendichte.

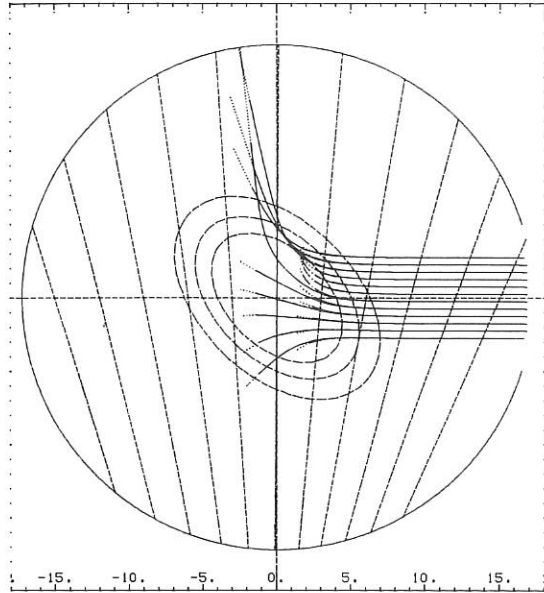


Abb. 21

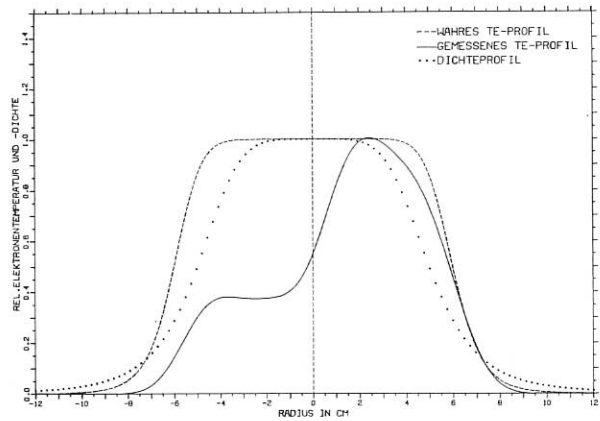


Abb. 22

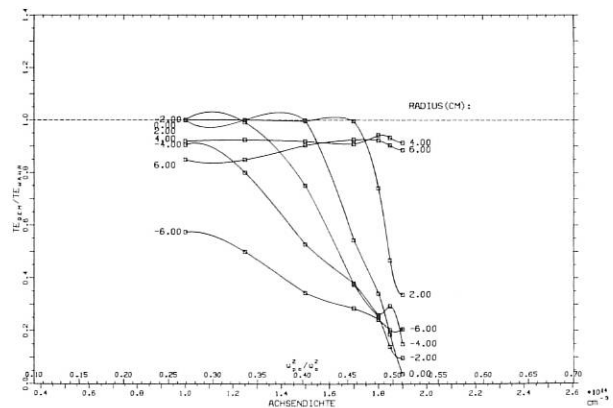


Abb. 23

3.7 Elektronen-Temperatur aus Röntgen-Filter-Methode

Der zeitliche Verlauf der zentralen Elektronen-Temperatur wird auch aus der Röntgen-Kontinuumstrahlung ermittelt. Das Verhältnis der durch zwei verschieden dicke (0,3 und 0,7 mm) Beryllium-Filter transmittierten Röntgen-Intensitäten (Energie γ 2 keV) gestattet eine absolute Angabe der Elektronen-Temperatur. (P. Smeulders, IPP 2/233 1979).

Abb. 24 zeigt die Erniedrigung der Elektronen-Temperatur infolge von vermehrten Strahlungsverlusten bei Neutralteilchen-Injektion mit einem mit Neon verunreinigten Wasserstoffstrahl. Die durchgezogenen Kurven sind mit der Röntgen-Filter-Methode gemessen. Die gestrichelten Kurven sind aus der Elektronenzyklotron-Strahlung mit Fabry-Perot-Filter gewonnen.

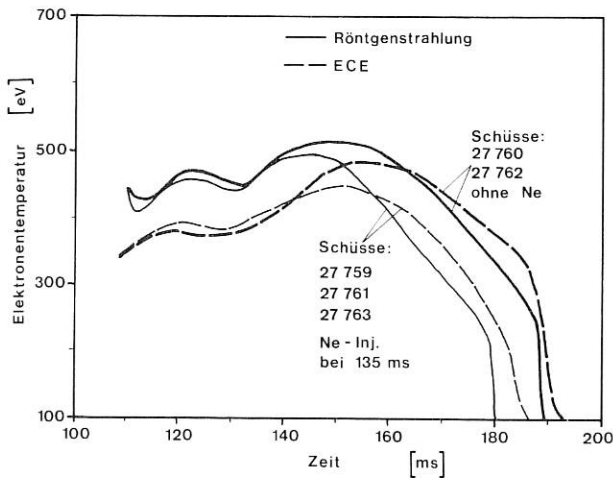


Abb. 24: Strahlungs-Kühlung ab ca. 150 ms. Verstärkung des Effekts durch injiziertes Ne (Vergleich der zentralen Elektronen-Temperatur aus Röntgen- und ECE-Messungen)

3.8 Ionentemperatur (aus Neutronenfluß-Messungen)

Während der Neutralteilchen-Injektion in ein Deuterium Plasma werden unter günstigen Bedingungen genügend Fusions-Neutronen produziert, deren Fluß mit einem He^3 - Zählrohr bestimmt wird. Hieraus wird der zeitliche Verlauf der zentralen Ionentemperatur mit Hilfe der bekannten Reaktionsraten gewonnen, wobei zusätzlich noch Information über Temperatur- und Dichte-Profile eingehen (C. Assi, H. Rapp, IPP III/70, 1981). Die erforderlichen Eichmessungen (Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors, Abschirmung bzw. Streuung der Neutronen durch die W VII-A Struktur) werden mit einer Pu-Be-Neutronenquelle durchgeführt. Das Ergebnis der Auswertung kann bei Serien-Entladungen im Anschluß an die jeweilige Plasma-Entladung zur Verfügung stehen.

Abb. 25 zeigt eine Ionentemperatur-Auswertung aus der Neutronenfluß- und Ladungsaustauschanalyse im Vergleich mit dem Verlauf der zentralen Elektronentemperatur nach der Röntgen-Filter-Methode für eine Standard-Entladung mit 2 Injektoren und stromfreier

Phase (ab etwa 130 - 140 ms). Die Ionen-Temperatur aus dem Neutronenfluß liegt für die meisten Entladungstypen um 5 - 10 % höher als die Elektronen-Temperaturen, und auch vergleichsweise etwas höher als die Ionen-Temperatur aus der Ladungsaustauschanalyse, was vielleicht auf überthermische Ionen schließen läßt; allerdings ist die Messung selbst auch mit einem Fehler von etwa 10 % behaftet. Der im Vergleich zur Elektronen-Temperatur langsame Abfall der Ionen-Temperatur am Ende der Entladungen in Abb. 25 kann durch den Anstieg der Strahlung erklärt werden, die primär den Elektronen Energie entzieht.

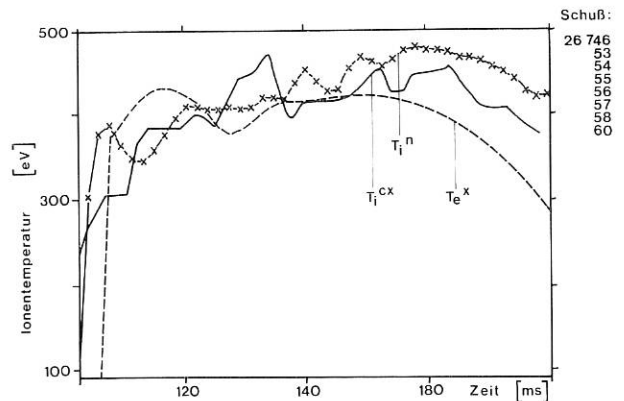


Abb. 25: Ionentemperatur aus Neutronenfluß-Messungen (T_i^n) im Vergleich mit T_i^{CX} aus Ladungsaustauschanalyse (T_i^{CX}) und mit der Röntgen-Elektronentemperatur (T_e^X). ($B = 3,1 T$, $20 \rightarrow 0 kA$, D_2 , Inj. C + D).

3.9 Ionentemperatur aus Neutralteilchen-Energieanalyse

Bei einer stromfreien Entladung wurde der Einfluß von Verunreinigungen auf die Plasmamparameter durch verschiedenartige Zugaben von Ne untersucht. Ein Ne-Kaltgaspuls wurde bei $t = 100, 125$ oder 145 ms in den Torus eingelassen. Der erste Zeitpunkt bei 100 ms liegt unmittelbar vor Einschaltung der Neutralinjektion während die beiden anderen Zeitpunkte innerhalb der Injektionszeit liegen. Dadurch, daß einer der beiden Injektoren während der Injektionszeit abgelöst wurde durch einen mit Ne kontaminierten Injektor, wurden ab dem Zeitpunkt 135 und 145 ms schnelle Ne-Teilchen in das Plasma injiziert. Für alle diese verschiedenen Fälle wurde mit Ne und zum Vergleich auch ohne Ne die Ionentemperatur aus dem Deuteriumspektrum ermittelt. Mit einer Genauigkeit von etwa 10 % läßt sich für die Ionentemperatur folgendes aussagen:

- Ne-Kaltgas bei 100 ms: Energieinhalt halbiert, $T_i(\max)$ geht zurück von 470 eV auf 400 eV (siehe Abb. 26)
- Ne-Kaltgas bei 125 ms: kein Einfluß auf Energieinhalt, T_i -Verlauf geringfügig verändert (6 %).
- Ne-Kaltgas bei 145 ms: kein Einfluß auf Energieinhalt, T_i -Verlauf unverändert.

Ne-Injektion bei 135 ms: Energieinhalt geht deutlich zurück für $t > 150$ ms, T_i fällt deutlich ab für $t > 150$ ms (siehe Abb. 27)

Ne-Injektion bei 145 ms: Energieinhalt fällt schneller ab für $t > 160$ ms, T_i fällt ab für $t > 160$ ms.

In Abb. 26 und 27 sind der Energieinhalt und die Ionentemperatur in ihrem Zeitverlauf jeweils ohne Ne (---) und mit Ne (—) dargestellt. Ne in Form von Kaltgas beeinflusst das Plasma nur, wenn es frühzeitig, d. h. mit oder vor Beginn der Injektion zugegeben wird. Während der Injektion "verweigert" sich das Plasma dem Ne. Schnelle injizierte Ne-Atome hingegen dringen auch während der Injektion in das Plasma ein. Als Folge der Elektronenkühlung wird auch die Ionentemperatur hierbei abgesenkt. Es fällt auf, daß eine deutliche Änderung der Temperatur etwa 15 ms nach Einschalten des Neon-kontaminierten Injektors auftritt.

3.10 Lithiumstrahl-Diagnostik

Der Aufbau der Diagnostik ist im Jahresbericht 1979 beschrieben. Im Jahr 1981 wurde die Lithiumquelle am W VII-A mit Spannungen bis zu 100 kV betrieben. Die Quelle lief störungsfrei. Beeinträchtigungen des Experimentierbetriebes von W VII-A traten nicht auf.

Für die Energien der ins Plasma injizierten neutralen Lithiumteilchen zwischen 40 und 100 keV wurde die Lichtintensität der stoßinduzierten Lithium-Resonanzlinie (2P-2S) für Helium- und Deuteriumplasmen gemessen. Dabei wurde die Elektronendichte während der Injektion des Lithiumstrahls variiert. Abb. 28 zeigt für ein Heliumplasma die Lichtintensität ($1 \text{ Skt} \approx 2 \times 10^{11}$ Photonen/(cm sec 4π sterad))

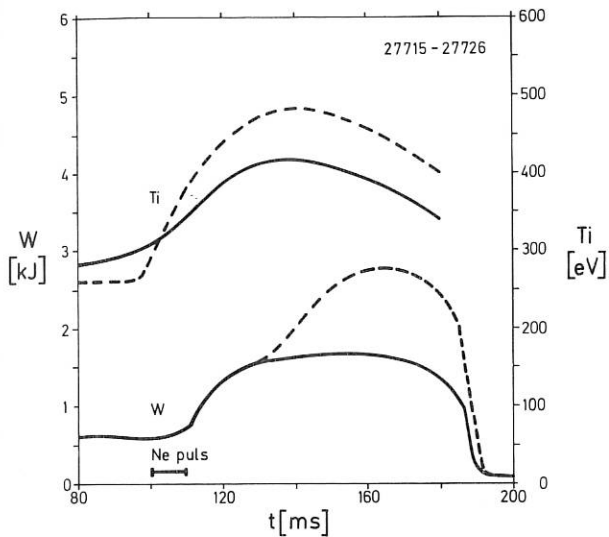


Abb. 26: Ionentemperatur und Plasmaenergie nach Zugabe von kaltem Neon-Gas in das D-Plasma vor Beginn der H-Injektion.

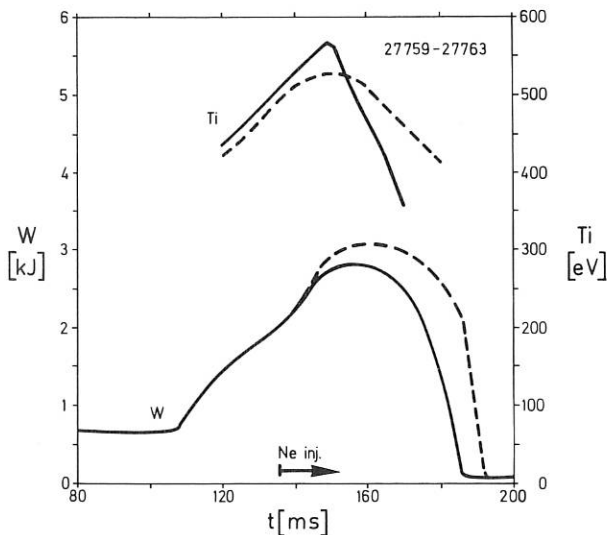


Abb. 27: Ionentemperatur und Plasmaenergie nach der Injektion schneller Neon-Atome in das D-Plasma während der H-Injektion.

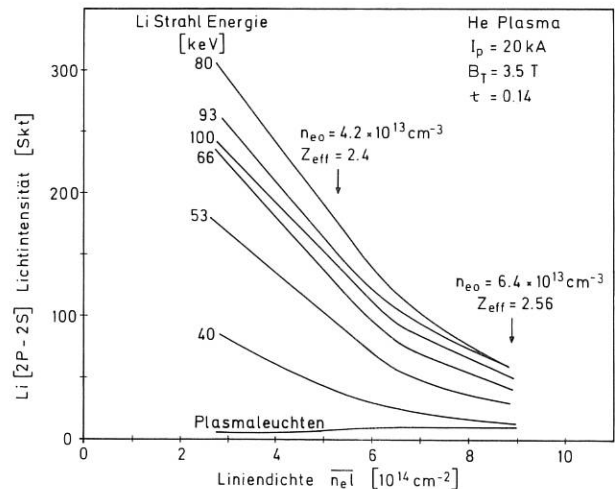


Abb. 28: Intensität der Lithium-Resonanzlinie (2P-2S) als Funktion der Liniendichte eines Heliumplasmas für verschiedene Energien des injizierten Lithiumstrahls.

Stellarator

als Funktion der Liniendichten mit der Lithium-Strahlenergie als Parameter. Für zwei Liniendichten sind die Spitzenwerte der Dichte- und Temperaturprofile der Elektronen angegeben. Zum Vergleich ist das Plasmaleuchten eingezeichnet. Bei dieser Messung wurde die Lithiumstrahlintensität (und damit die Lichtintensität) auf ca. 1/3 der maximal möglichen begrenzt, um eine längere Emissionszeit der Lithiumkathode zu gewährleisten. Die relativen

Intensitäten des Lithiumstrahls betragen, bezogen auf die Intensität bei 100 keV für 40 keV: ca. 0,14, für 53,5 keV: ca. 0,32, für 66,5 keV: ca. 0,67, für 80 keV: ca. 1,06, für 93,5 keV: ca. 1,06. Für Strahlenenergien oberhalb 66 keV sind die Lichtintensitäten auch für die höchsten Werte der Liniendichten mindestens um einen Faktor 4 größer als das Plasmaleuchten.

Projekt WENDELSTEIN VII-AS
 Projektbeauftragter: J. Sapper

Wendelstein VII-AS

(J. Sapper, H. Wobig, U. Broßmann⁺, J. Kießlinger,
 M. Maaßberg, S. Mukherjee[†], F. Rau, B. Sombach[†])

1. Einleitung

W VII-AS ist eine Modifikation des W VII-A Experimentes. Die Planungsarbeiten für dieses Nachfolgeexperiment wurden im Frühjahr 1981 aufgenommen. Das Konzept dieses Umbaus wird von verschiedenen Gesichtspunkten und Randbedingungen beeinflusst:

- 1) Der Umbau soll unter weitgehender Verwendung der Komponenten des W VII-A erfolgen. Diese Forderung hat vor allem geometrische Randbedingungen zur Folge.
- 2) Die Experimente in W VII-A haben die Erreichbarkeit und die interessanten Aspekte des nettostromfreien Betriebes aufgezeigt.
- 3) Theoretische Untersuchungen über die Ausgleichsoptimierung in Stellaratorfeldern.
- 4) Das Konzept des modularen Spulensystems. Es sollte ein Ersatz für das konventionelle Hauptfeld/Helix-System gefunden werden, welcher die Aussicht bietet, auch in einem Stellaratorreaktor angewandt zu werden.

Die Folgerungen aus dem W VII-A Experiment resultieren vor allem in der Notwendigkeit, den Plasmaradius zu vergrößern und einen verbesserten Zugang für Heizung und Diagnostik zu schaffen. Die Ausgleichstromoptimierung führt zu völlig neuen Magnetfeldkonfigurationen und damit zur Aufgabe des bisher in W VII-A verwendeten $\ell = 2$ - Feldes. Das Neue an dem modularen Spulensatz ist die Möglichkeit, auf diese Weise nahezu jede Überlagerung von $\ell = 1, 2, 3$ - Feldern zu erzeugen. Vorteilhaft ist auch die kraftmäßige Entkoppelung von Spulensystem und Vakuumgefäß.

Das W VII-AS Experiment kombiniert damit die aus dem W VII-A Experiment resultierenden notwendigen nächsten Schritte mit Fragestellungen, die sich vom Stellaratorreaktor ableiten.

2. Physikalischer Teil

2.1 Ziele des Experiments W VII-AS sind:

- Untersuchungen des Plasmaverhaltens in einer ausgleichstromoptimierten Magnetfeldkonfiguration.
- Untersuchung eines Plasmas ohne toroidalen Nettostrom.
- Verbesserung der Zugänglichkeit für leistungsstarke Heizmethoden (Neutralteilchenheizung und Hochfrequenzheizung).
- Die Vergrößerung des Plasmaradius auf das Doppelte gegenüber W VII-A. Dadurch wird eine bessere Abschirmung der Verunreinigungen und eine bessere Separatrix zwischen Plasma und Wand erwartet.
 von ZTE⁺

- Erzeugung des Stellaratorfeldes durch einen modularen Satz von poloidal geschlossenen nichtebenen Spulen. Dieses System ersetzt das konventionelle Helix/Hauptfeldsystem.

Die physikalischen Fragestellungen, die dabei im Vordergrund stehen, sind:

- Verhalten des Gleichgewichts und der MHD-Stabilität
- Plasmatransport im nettostromfreien Zustand
- Verhalten der Verunreinigungen
- Die Wirkungsweise und der Wirkungsgrad der Heizmethoden.

Angestrebt ist eine Plasmadichte von $\bar{n} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen von 1 - 2 keV. Das erreichbare Plasmabeta ($\beta = P/(B^2/2)$) bestimmt sich aus dem Energieverlust und der zur Verfügung stehenden Heizleistung, hier wird ein Wert von $\beta = 1\%$ angestrebt. Den Gleichgewichtsrechnungen nach erlaubt W VII-AS ein β von etwa 2%, die Grenze für MHD-Stabilität sollte aber bereits bei $\beta = 1\%$ liegen. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Heizleistung sollte es daher möglich sein, das Plasmaverhalten an dieser Grenze zu untersuchen.

Eine Steigerung des β -Wertes auf reaktorrelevante Werte von größer-gleich 5% erfordert von W VII-AS verschiedene Magnetfeldkonfigurationen und einen völligen Neubau eines Experimentes. Dieser Schritt ist daher im Experiment W VII-X vorgesehen.

2.2 Das Prinzip der Optimierung

Eine neue Komponente des W VII-AS Magnetfeldes ist die Überlagerung von $\ell = 1, 2, 3$ - Feldern zusammen mit einem M + S - Effekt. Diese Modifikation hat zur Folge, daß die zum Plasmagleichgewicht notwendigen Ausgleichsströme $J_{||}$ etwa um den Faktor 2 kleiner sind als in einem äquivalenten $\ell = 2$ Stellarator. Diese Reduktion der Ausgleichsströme führt zu einer Verminderung der Shafranov-Verschiebung der Plasmasäule und zu einer Verminderung der neoklassischen Diffusionsverluste im Pfirsch-Schlüter-Bereich und im Plateaugebiet (1), (2). Ausgangspunkt zur Bestimmung des Magnetfeldes W VII-AS waren die von A. Schlüter und W. Dommaschk optimierten Konfigurationen ASC 742 und WAD 500 (siehe Beitrag Stellaratorphysik) die in Form analytischer Funktionen vorliegen. Zur Verminderung der Magnetfeldspiegel wurden diese Konfigurationen etwas modifiziert und die felderzeugenden Spulen bestimmt. Eine weitere Modifikation war notwendig, um Zugang für tangential Neutralteilcheninjektion zu schaffen; zu diesem Zweck wurden Sonderspulen in den Spulenverband eingeführt. Die dadurch entstandene Störung erwies sich aber als tolerabel.

2.3 Parameter W VII-AS

Die Auswahl der optimierten Magnetfeldkonfiguration erfolgte unter den folgenden Bedingungen:

- Das Gerüst des W VII-A soll weiterhin benutzt werden.
- Ein Aspektverhältnis von 10 (d.h. Plasmaradius von $\bar{r} = 20$ cm) soll erreichbar sein.
- Magnetfeld und Rotationstransformation sollen mit W VII-A vergleichbar sein. (3 T und $\tau = 0.2 - 0.5$)
- Der Normalfall W VII-AS sollte durch einen einzigen modularen Spulensatz erzeugt werden.

Die Parameter der Magnetfeldkonfiguration sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Großer Radius	2 m
mittlerer Plasmaradius	0.2 m
Aspektverhältnis	10
mittleres Magnetfeld	3 T
Rotationstransformation	$\tau_o = 0.4$
Verscherung	$\tau'_o \approx 0$
Zahl der Feldperioden	$m = 5$
Feldschwankungen auf der magnetischen Achse	$\frac{\delta B}{B} = 3\%$
Maximale Feldschwankung	$\frac{\Delta B}{B} = 30\%$
Magnetische Mulde	$\frac{\Delta V}{V(o)} = -1.5\%$
Reduktionsfaktor der Pfirsch-Schlüter-Ströme	2
Gleichgewichtsbeta	$\beta = 1.5\%$ ($\beta_{max} = 4.5\%$)

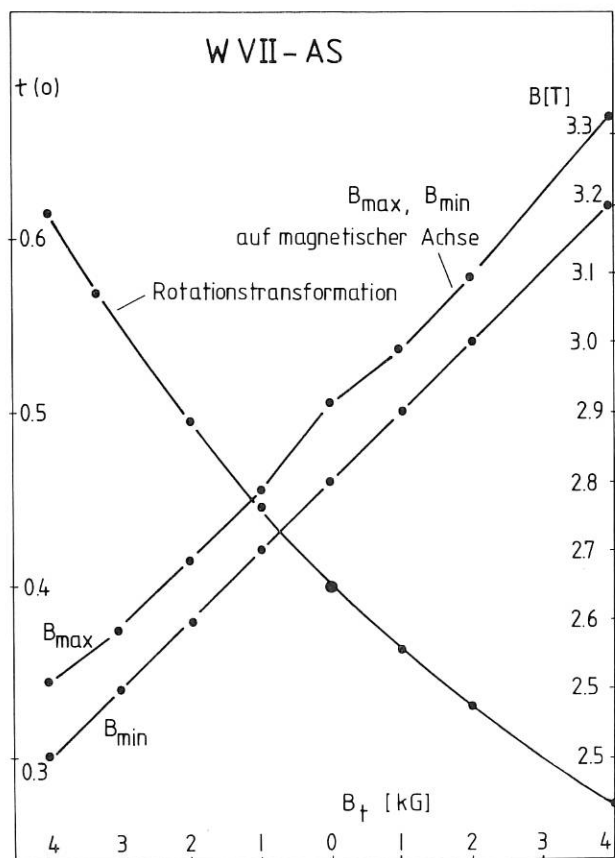


Abb. 1: Rotationstransformation und $|B|$ auf der magnetischen Achse als Funktion des überlagerten Toroidalfeldes.

Ein zusätzliches toroidales Feld von ± 0.75 T erlaubt es, die Rotationstransformation zwischen $\tau_o = 0.2$ und 0.6 zu variieren, wegen der Verkopplung zwischen Toroidal- und Poloidal- und Poloidal- und Toroidal- ist diese Variation nicht bei jedem Hauptfeld möglich (siehe Abb. 1). Eine weitere Variationsmöglichkeit ist die Verschiebung der magnetischen Flächen mit Hilfe eines Vertikalfeldes von ± 600 G. Das Vorzeichen der magnetischen Mulde kann durch Verschiebung mit dem Vertikalfeld umgedreht werden, was für das Experiment die Möglichkeit schafft, die Bedeutung einer magnetischen Mulde im Vakuumfeld zu untersuchen. Es ist vorgesehen, den Strom in den Injektions-sonderspulen zu verändern, wodurch die magnetischen Spiegel und damit die Zahl der gefangenen Teilchen variiert werden kann. W VII-AS besitzt mit diesen Variationsmöglichkeiten eine große Flexibilität, um das Plasmaverhalten in verschiedenen Richtungen zu beeinflussen.

2.4 Eigenschaften der W VII-AS Konfiguration

Das Magnetfeld des W VII-AS Spulensystems wurde mit Hilfe des Gourdon'schen Programmes berechnet und die Eigenschaften analysiert. Abb. 2 zeigt

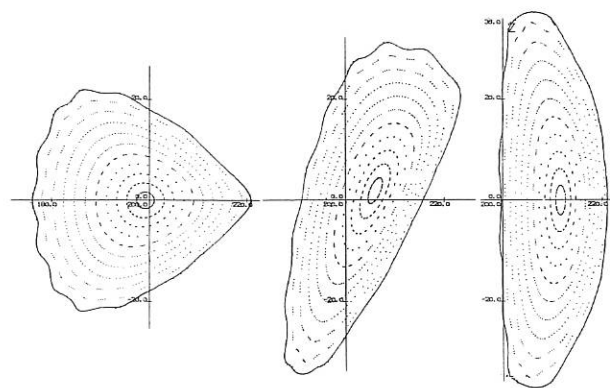


Abb. 2: Querschnitt durch die magnetischen Flächen an den Stellen $\varphi = 0$, $\varphi = 2\pi/20$, $\varphi = 2\pi/10$

die magnetischen Flächen an 3 toroidalen Winkeln innerhalb einer Periode. Das Verhältnis der Ausgleichströme zu den diamagnetischen Ströme $\frac{J_{II}}{J_I}$ ist für kleine β nur vom Vakuumfeld abhängig, die Stromlinien auf einer magnetischen Fläche und die Stromdichte sind in Abb. 4 dargestellt. Das maximale Stromverhältnis ist etwa um den Faktor 2 geringer als im äquivalenten $\ell = 2$ Stellarator (Abb. 5). Diese Eigenschaft führt bei endlichem β zu einer Reduktion der Shafranov-Verschiebung auf die Hälfte, was durch Rechnungen mit dem NYU-Code bestätigt wurde. (Siehe Abschnitt "Stellartorophysik"). Berechnungen der Teilchenbahnen zeigen, daß magnetische Flächen und Driftflächen von zirkulierenden Teilchen besser übereinstimmen, als in einem $\ell = 2$ Stellarator. Diese Eigenschaft führt zu einer Verminderung der klassischen Transportverluste im Pfirsch-Schlüter- und im Plateaubereich. Rechnungen mit dem Garching Monte-Carlo-Code zeigen, daß diese Diffusionsverluste um den Faktor 2 geringer sind als im konventionellen $\ell = 2$ Stellarator (siehe Abb. 6 und 7).

W VII-AS

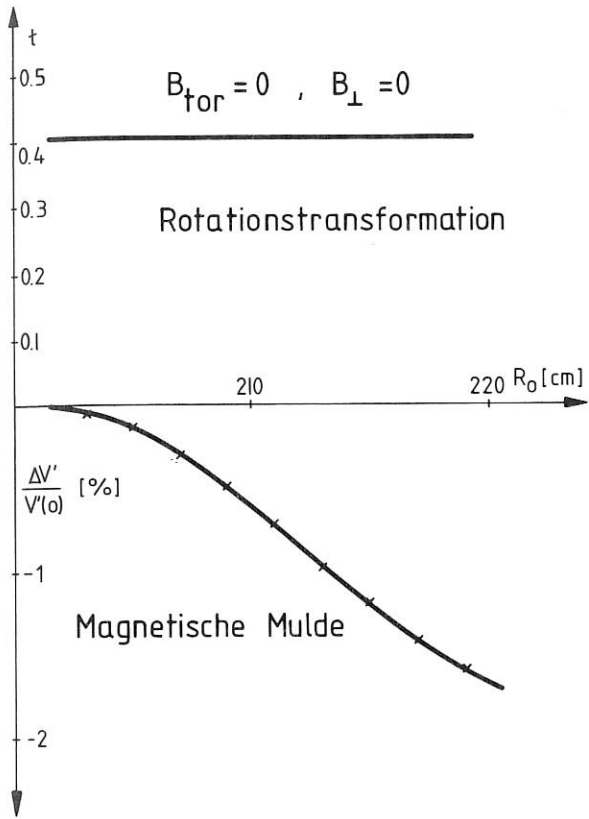


Abb. 3: Rotationstransformation und Magnetische Mulde $\Delta V'/V'(0)$ als Funktion des Radius.

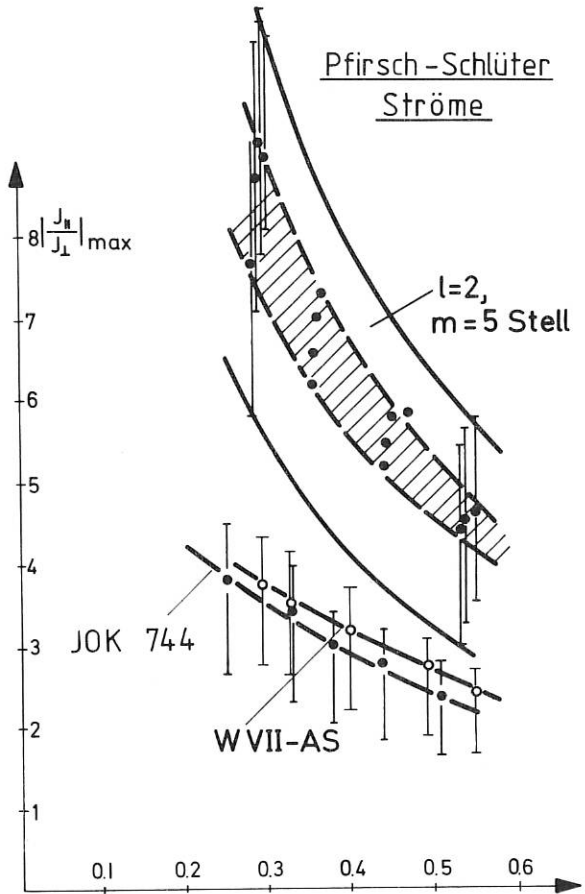


Abb. 5: $\left| \frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}} \right|_{\max}$ für 4 verschiedene Toroidalwinkel als Funktion von t .

Pfirsch - Schlüter - Ströme

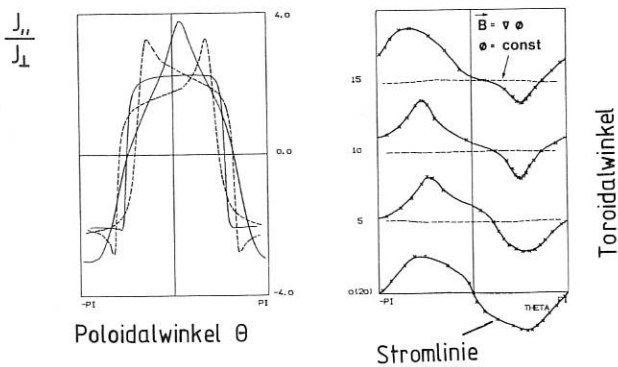


Abb. 4: Links: Verhältnis der Ausgleichsströme (Pfirsch-Schlüter-Ströme) zum diamagnetischen Strom J_{\parallel}/J_{\perp} an 4 verschiedenen Toroidalwinkeln. Rechts: Stromlinien und Orthogonaltrajektorien zu \vec{B} auf einer magnetischen Fläche.

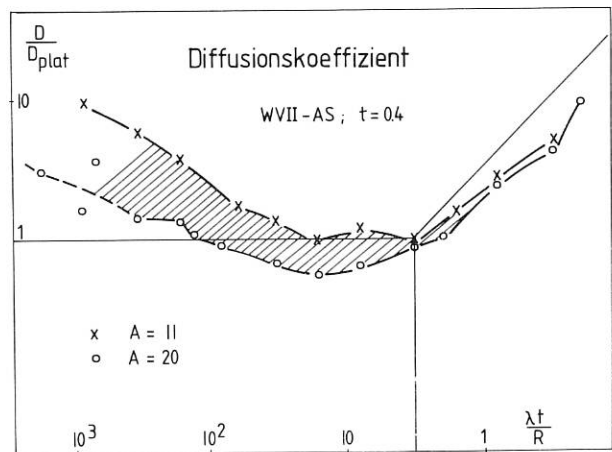


Abb. 6: Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit von der freien Weglänge.

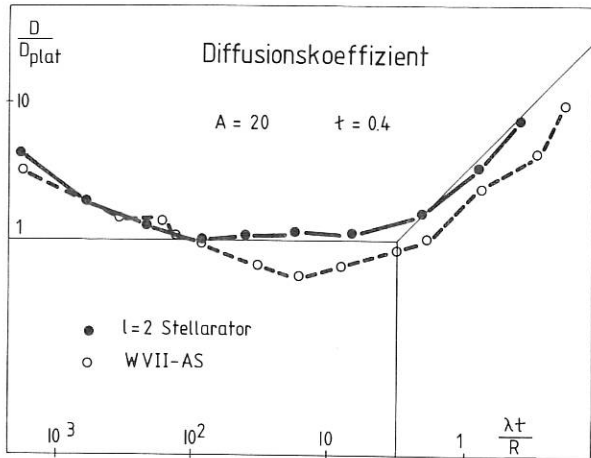


Abb. 7: Vergleich mit einem $l = 2$ -Stellarator bei gleichem t und gleichem Aspektverhältnis.

Im Gebiet langer freier Weglängen bestimmen die gefangenen Teilchen den Verlust, W VII-AS zeigt hier etwa gleiche Verluste wie der konventionelle Stellarator. Bei diesen Rechnungen wurden allerdings keine selbstkonsistenten elektrischen Felder berücksichtigt.

Die Diffusionsrechnungen berücksichtigen den Einfluß des Feldrippels der Sonderspulen; die Erhöhung der Diffusion durch diesen Rippel erweist sich als tolerabel.

2.5 Heizung im W VII-AS

Obleich das Schwergewicht des experimentellen Programmes auf der Untersuchung von stromfreien Plasmen liegen wird, ist ohmsche Heizung auch im W VII-AS vorgesehen, dazu wird der vorhandene Transformator benutzt. Ein Übergang zum stromfreien Betrieb analog zu W VII-A wird allerdings wegen der langen Zeitkonstanten nicht möglich sein. Die Parameter der nicht-ohmschen Heizverfahren sind die folgenden

Elektronen-Zyklotron-Heizung	60 GHz (86 GHz) $\Delta t = 1$ s $P = 600$ kW
Ionen-Zyklotron-Heizung	35 MHz und 70 MHz $\Delta t = 1$ s $P = 3$ MW
Neutralteilcheninjektion	$U = 40$ kV $\Delta t = 1$ s $P = 1.2$ MW

Die Hochfrequenzheizung wird bereits am W VII-A vorbereitet.

Besondere Vorkehrungen erfordert die Neutralteilcheninjektion (Abb. 8).

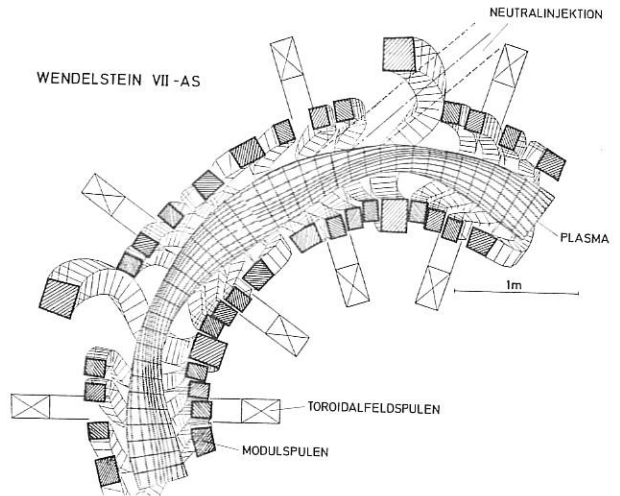


Abb. 8: Geometrie der Neutralteilcheninjektion (schematisch).

Die Einführung der Sonderspulen ermöglicht es, in W VII-AS tangential zu injizieren. Dadurch erhöht sich die Absorptionslänge erheblich gegenüber der in W VII-A. Weiterhin werden die schnellen Ionen als zirkulierende Teilchen erzeugt, "lost-orbit"-Verluste wie in W VII-A sollten daher wegfallen. Absorptionsrechnungen zeigen, daß bei einer Maximaldichte von $n = 10^{14} \text{cm}^{-3}$ der gesamte Injektionsstrahl im Plasma absorbiert wird (Abb. 9). Diese hohe Absorptionsrate eröffnet die Möglichkeit, bereits von einem Targetplasma mit niedriger Dichte (etwa $\bar{n} = 2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$) zu starten.

$$E_0 = 40 \text{ keV} ; \quad \varphi_0 = 2^\circ$$

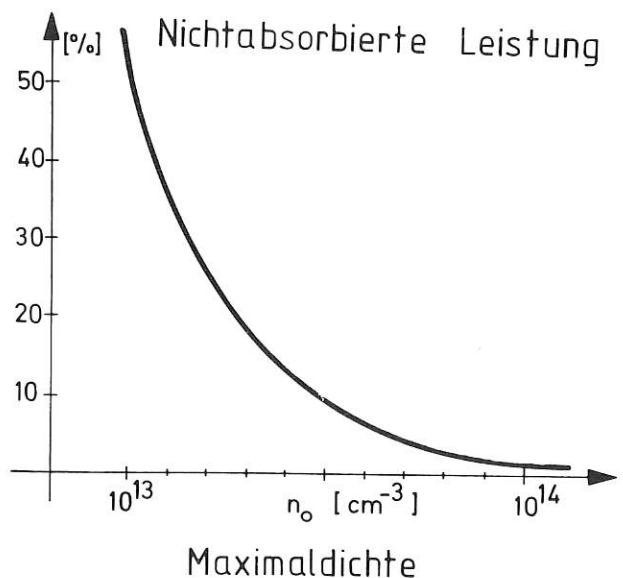


Abb. 9: Ergebnis der Absorptionsrechnungen für die Neutralteilcheninjektion. Die Kurve zeigt die nicht absorbierte Leistung als Funktion der Plasmadichte.

Das Ziel ist es, ein Targetplasma mit Hochfrequenz zu erzeugen und mit Neutralinjektion weiter aufzuheizen. In Gegensatz zu den jetzigen Verfahren im W VII-A kann damit für die gesamte Dauer der Entladung ein nettostromfreier Zustand erreicht werden.

2.6 Plasmaparameter

Die Plasmaparameter des W VII-AS werden unter der Annahme neoklassischer Verluste abgeschätzt. Aufgrund der Ergebnisse des W VII-A sind auch in W VII-AS Dichten bis zu $2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ zu erwarten. Die neoklassische Teilcheneinschlußzeit kann Werte bis zu $\tau_{\text{conf}} = 1 \text{ s}$ erreichen, aus diesem Grunde ist für die Pulszeit der Heizverfahren eine Minstdauer von 1 s notwendig.

Unter Zugrundelegung einer neoklassischen Ionenwärmeleitung sind im W VII-AS Temperaturen zwischen 1 keV und 2 keV zu erwarten, dabei liegt der Hauptteil des Plasmas im Plateauregime, lediglich im Zentrum ist ein Einfluß der gefangenen Teilchen zu erwarten. Eine Erhöhung des Feldrippels mit Hilfe der Sonderspulen erlaubt es aber, den Einfluß der gefangenen Teilchen zu verstärken, um damit eine bessere Untersuchung zu ermöglichen (Abb. 10).

Unter der obigen Annahme ist ein β -Wert von 1 bis 2 % erreichbar, dieser Wert ist zwar zu gering, um die Gleichgewichtsgrenze zu überschreiten; die in diesem Bereich aber meßbare Shafranov-Verschiebung ermöglicht es, die Wirkung der Ausgleichsoptimierung zu untersuchen. Im Vergleich zu W VII-A gibt es einige günstigere Voraussetzungen, um den Einfluß der Verunreinigungen zu reduzieren:

- 1) Durch den Tangentialeinschuß wird die spezifische Wandbelastung reduziert.
- 2) Der größere Wandabstand und der größere Plasmaradius sorgen für eine bessere Trennung zwischen Plasmakern und Wand.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß W VII-AS sowohl in seiner physikalischen Fragestellung als auch in den Plasmaparametern deutlich über W VII-A hinausgeht. Dazu kommen Verbesserungen in der Zugänglichkeit für Heizung und Diagnostik sowie in der Abschirmung der Verunreinigungen.

3. Technischer Teil

3.1 Allgemeine Gesichtspunkte

Die technisch neuartige Komponente des W VII-AS Experimentes ist das modulare Spulensystem. Die Berechnung des Spulensystems geht aus von einer Stromschicht auf einem vorgegebenen Torus, welche im Innern ein analytisch vorgegebenes Vakuumfeld erzeugt (3). Die Diskretisierung dieser Stromschicht führt dann zu endlich ausgedehnten Spulen, deren Feld wieder berechnet und mit dem Ausgangsfeld verglichen wird. Der Fehler aufgrund der Diskretisierung und der Einführung der Sonderspulen kann auf ein tolerables Maß reduziert werden.

Weitere Besonderheiten des Spulensystems sind die Kräfteverteilungen. Zu den radialen Kräften eines konventionellen Hauptfeldsystems treten sowohl toroidale als auch poloidale Kräfte auf die Spulen auf.

Erste Berechnungen zur Beanspruchung der neu zu entwickelnden Modulspulen ergaben, daß deren Materialbeanspruchung in den Grenzen bereits vorhandener Technologien liegen kann. Besonderes Augenmerk wurde deshalb der Analyse möglicher Herstellungstechniken der nicht mehr ebenen Spulen gewidmet (Abb. 11). Es ergab sich, daß beim Abgehen von ebenen Spulen durch die weitere Freigabe von Randbedingungen, wie kreisförmiger Wickelkörper oder gleiche Spulen untereinander, keine zusätzlichen technologischen Probleme erzeugt werden (abgesehen vom Herstellungsaufwand). Für die optimale Anpassung der Einzelspulen an die aus der Einschlußfeldoptimierung ermittelten Bedingungen wurden deshalb keine wesentlichen geometrischen Randbedingungen vorgeschrieben.

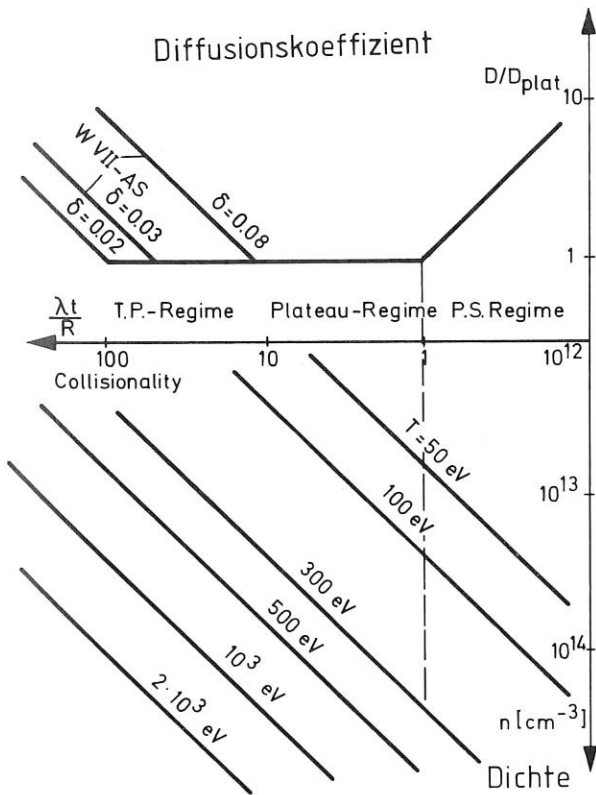


Abb. 10: Freie Weglänge $\lambda t/R$ als Funktion von Dichte und Temperatur.

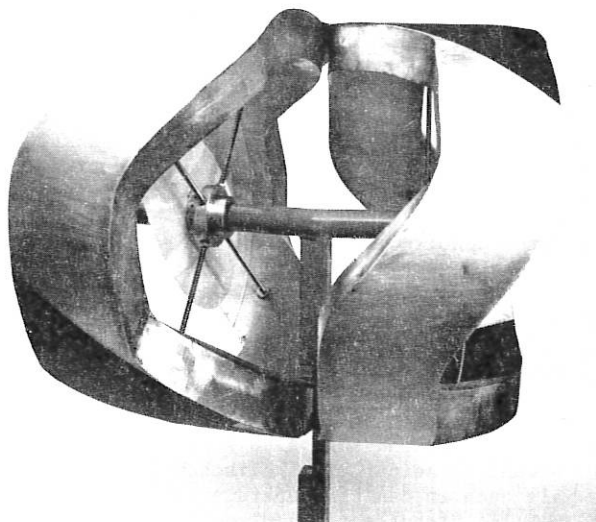


Abb. 11: Modell zweier Modulspulen, einfach moduliert, durch Dehnung um die Torus-Seele auseinander hervorgehend.

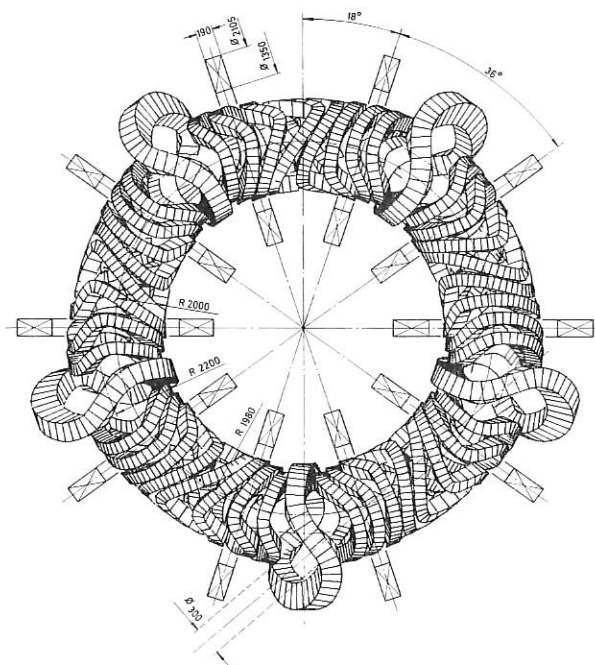


Abb. 12: Draufsicht und Schnitt der Spulen für die Einschlußfelder.

Das technische Konzept des Stellarators W VII-AS ist im Antrag auf "Preferential Support" vom Dezember 1981 beschrieben, welcher vom IPP bei der Europäischen Kommission zur Genehmigung eingereicht wurde. Die wichtigsten Daten des W VII-AS sind:

$$B_0 = 3 \text{ T}, m = 5, \tau_0 = 0,4$$

modularer Spulensatz, 45 Einzelspulen

$$R \approx 2,1 \text{ m}, \text{ Plasmaradius } a \approx 0,2 \text{ m}$$

dazu ein Toroidalfeldspulensystem, bestehend aus 10 modifizierten Hauptfeldspulen des W VII-A zur Erhöhung der experimentellen Flexibilität. Bei Zu- und Gegenschaltung dieser Spulen zum Modulsystem ergibt sich:

$$B_0 = 3,5 \text{ T} \rightarrow 3,0 \text{ T} \rightarrow 2,6 \text{ T}$$

$$\tau_0 = 0,2 \rightarrow 0,4 \rightarrow 0,5$$

Ferner werden das OH- und B_z -Feldsystem des Experimentes W VII-A unverändert benutzt (Abb. 12).

3.2 Die technischen Komponenten des Experimentes W VII-AS

3.2.1 Modulspulen

Abb. 13 zeigt die auf eine Spule wirkenden Gesamtkräfte im Eigenfeld des Modulsystems. Gegenüber einer ebenen Spule neu hinzugekommen sind die Kräfte F_φ und F_z in toroidaler und vertikaler Richtung. Diese entfallen allerdings bei der in der Symmetrieebene sitzenden, für tangentialen Einschub vergrößerten Spule No 5 und sind in den übrigen hierzu klappsymmetrisch angeordneten Spulen 1... 4 und 5... 9 so gerichtet, daß sie sich in Umfangsrichtung aufheben. Mit einer ge-

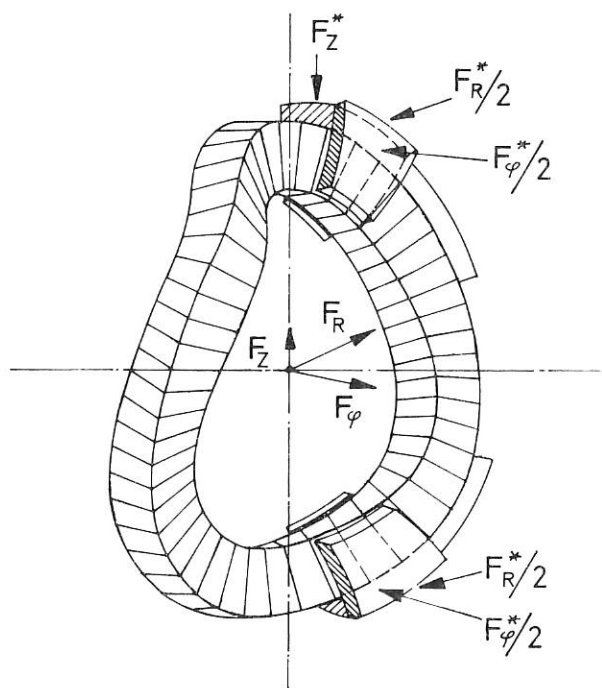


Abb. 13: Modulspule, prinzipielle Darstellung des Kräftegleichgewichts.

eigneten Stützstruktur lassen sich deshalb bezüglich der Umfangskräfte nach außen kraftfreie Moduleinheiten herstellen.

Mit dem Programmsystem STELLA (4) (Felder, Kräfte und mechanische Spannungen in toroidalen Anordnungen) wurden Materialbeanspruchungen des Spulen-Kupfers errechnet (Abb. 14). Eine erste technische Spezifikation wurde erstellt und ein Studienauftrag zur Machbarkeit der Spulen wurde an eine Industriefirma vergeben.

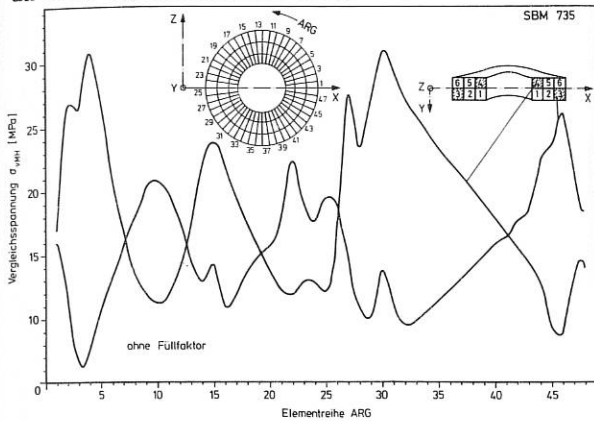


Abb. 14: Verlauf von mechanischen Spannungen in einer Modulspule.

3.2.2 Spulengehäuse, Struktur, Abstützkonzept

Die Modulspulen werden ein u-förmig umgreifendes Gehäuse erhalten, welches die Kräfte in die Struktur überträgt. Optimierungsrechnungen sind erforderlich, um zwischen den Spulen den größtmöglichen Platz für Stützen des Vakuumgefäßes

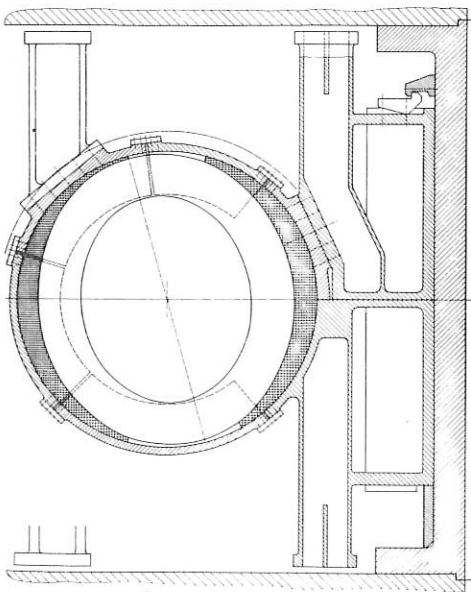


Abb. 15: Entwurfszeichnung der Abstützung für das Modulspulen-System.

zu ermitteln. Das Abstützkonzept wird sich an die bisherige Struktur des Experimentes W VII weitgehend anpassen: Die Radialkräfte (F_R in Abb. 13) werden durch das zentrale Stützrohr aufgenommen, die Umfangs- und Vertikalkräfte durch umlaufende ringförmige Verteilungen (Abb. 15).

3.2.3 Vakuumgefäß

Das von den Spulenkräften entkoppelte Vakuumgefäß muß zur Erzielung eines möglichst großen Abstandes des Plasmas zur Wand genau der inneren Mantelfläche der Modulspulen folgen. Diese ist im Querschnitt eine Ellipse, welche beim Umlauf um die Torus-Seele um $\pm 30^\circ$ zu ihrer senkrecht stehenden großen Achse schwankt (Abb. 16). Im Bereich der vergrößerten Spulen befinden sich Flansche und Erweiterungen zur Aufnahme der Tangentialstützen für Neutralteilchen-Injektion und bestimmter Diagnostik-Einrichtungen (Abb. 17 Schnitt $\varphi = 0$).

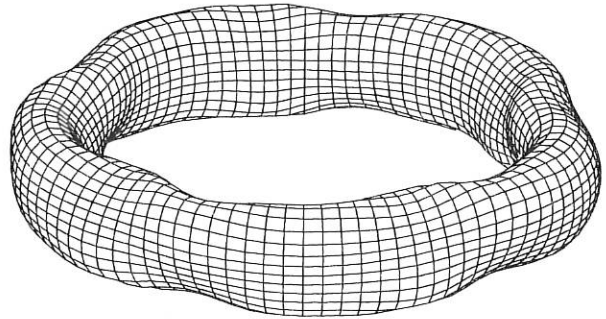


Abb. 16: Ideale Kontur des Torus, der inneren Hüllfläche der Spulen folgend.

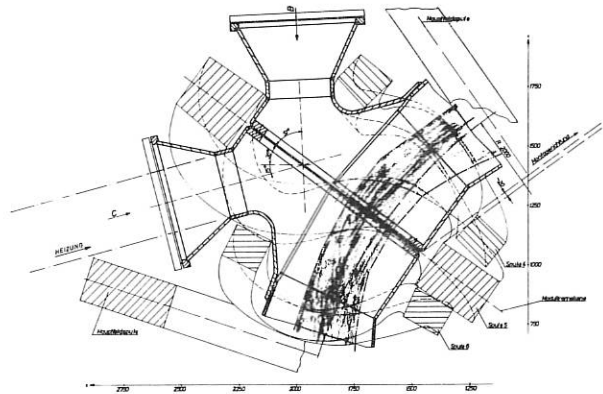


Abb. 17: Schnitt in der $z = 0$ -Ebene durch den Torus im Bereich der Sonderspulen. (Entwurfszeichnung)

3.3 Montage

Das Montage-Konzept geht von 5 vormontierten Einheiten aus: Diese bestehen jeweils wiederum aus zwei Teilen des Vakuumgefäßes, welche nach Auffädeln der Spulen zusammengesweißt werden (Abb. 18). Danach werden 3/5 der Gesamtanordnung am Stütz-Rohr montiert, die restlichen 2/5 werden ebenfalls verbunden und nachher radial eingefahren (Abb. 19). Derzeit werden günstige Fertigungsverfahren für das Gefäß untersucht sowie FE-Rechnungen zur Materialbeanspruchung vorbereitet.

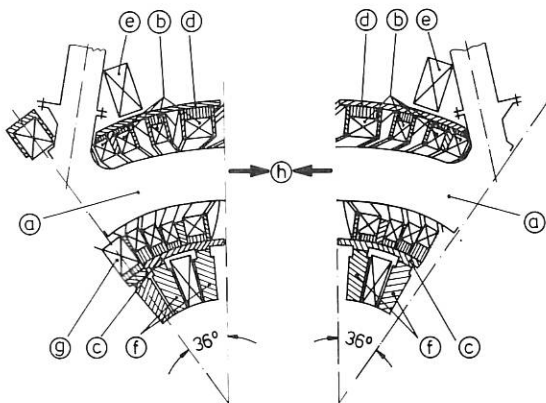


Abb. 18: Montage-Konzept der Modul-Einheiten.

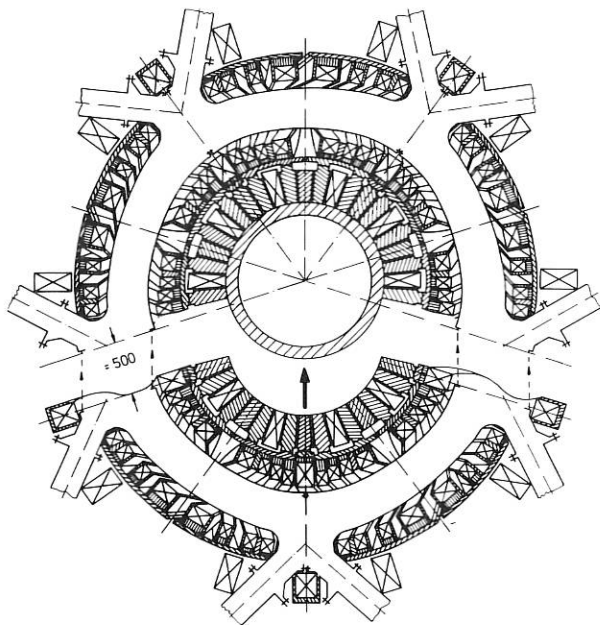


Abb. 19: Montage-Konzept des Einschlußfeldsystems mit Torus und Struktur.

3.4 Terminplanung

Unter Voraussetzung geschätzter Fertigungstermine für die "Schlüsselkomponenten"

- Modulspulen-Satz
- Vakuumgefäß
- und Struktur-Bauteile

kann der Umbau des bestehenden Experimentes W VII-A in das Nachfolge-Experiment W VII-AS im Jahr 1985 durchgeführt werden. In 1982 sollen ein Probestück im Maßstab 1:1 für den Torus und Prototypen der Modulspulen bestellt werden.

Referenzen

- (1) W. Lotz, J. Nührenberg, Proc. of the Annual Meeting on Theoretical Aspects of Contr. Thermonuclear Res., Austin, 1981, paper 3B41
- (2) R. Chodura, W. Dommaschk, F. Herrnegger, W. Lotz, J. Nührenberg, A. Schlüter, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. PS-9, Nr. 4, Dec. 1981
- (3) W. Dommaschk, Zeitschrift für Naturforschung 36 a, (1981), 251
- (4) H. Gorenflo, M. Söll, "STELLA - A Computer Program System for Calculating Magnetic Fields, Forces and Mechanical Stresses for Twisted Stellarator Coil Systems", Projekt Systemstudien, Int. Bericht Nr. 27.

4. Stellaratorphysik

(W. Dommaschk, F. Herrnegger, W. Lotz, P. Merkel, J. Nührenberg, A. Schlüter, U. Schwenn)

Die Arbeitsgruppe hat vor allem MHD-Gleichgewichte ohne toroidalen Nettostrom und mit reduzierten Sekundärströmen als Alternative zum klassischen $\ell = 2$ Stellarator und zu Konfigurationen mit großer Verscherung untersucht. Dabei lag der Schwerpunkt bei der Suche nach einer geeigneten Konfiguration für die Nachfolge des W VII-A im Rahmen des W VII-Experiments. Ergebnisse hierzu sind im ersten Abschnitt beschrieben, der sich mit dreidimensionalen Konfigurationen befaßt. Nettostromfreie MHD-Gleichgewichte mit helikaler Symmetrie sind das den toroidalen Stellaratoren nächstliegende Modellsystem. Ergebnisse hierzu finden sich im zweiten Abschnitt.

1. Dreidimensionale Konfigurationen

1.1 Vakuumpfeldkonfigurationen für geringe Parallelströme

Die Konfigurationsstudien wurden in zwei Richtungen weitergeführt; zum einen wurde der Einfluß des Maßes der Reduktion des Parallelstroms auf das erzielbare Aspektverhältnis, zum anderen die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Periodenzahl untersucht.

Ergebnisse zeigt Abb.1. Durch Vergleich mit früher gefundenen Konfigurationen /48/ erscheint plausibel, daß eine geringere Reduktion der Parallelstromdichte (bei festgehaltener magnetischer Mulde) es erlaubt, das Aspekterhältnis zu reduzieren, ohne daß dabei die Klasse der Konfigurationen (wesentliche $\ell = 1, 2, 3$ Komponenten) verlassen wird. Dagegen scheint die Erniedrigung der Periodenzahl (auf $N = 5$) zu einer anderen Klasse von Konfigurationen (wesentliche $\ell = 0, \pm 1, 2, 3$ Komponenten) mit ebener Seele zu führen. Bei mäßiger Parallelstromreduktion und $\tau > 1/2$ läßt sich hier das Aspekterhältnis auf etwa 15 (und weiter, sofern man mit τ nachgibt) erniedrigen. Ferner sind wegen des größeren Aspekterhältnisses der Feldperioden und der geringeren Bedeutung der $\ell = 3$ Komponenten die äußeren Leiter einfacher zu verwirklichen. Zusammengefaßt haben diese Aspekte die Wahl von W VII-AS aus dieser Klasse von Konfigurationen bestimmt, obwohl der Parameterbereich für das Gleichgewichts-Beta (/49/, s.a.u.) und das Stabilitäts-Beta /48/ noch nicht befriedigend erscheinen.

1.2 Randwertprobleme und Vakuumpfeldpotentiale

Die Randwertprobleme I (Berechnung eines erzeugenden Flächenstromes bei vorgegebenem Feld) und II (Berechnung eines Feldes aus Normalkomponente auf einer Fläche) /57/ wurden folgendermaßen erweitert: Beim RWP I kann 1. ein durch getrennte Hauptfeldspulen erzeugter Bruchteil des gesamten Hauptfeldes, 2. der toroidale Gesamtstrom vorgegeben werden. Daher kann jede Feldkonfiguration durch mehrere Spulensysteme (zur Erhöhung der Flexibilität, z.B. zur τ -Variation) und auch durch Torsatron-artige Leitersysteme erzeugt werden. Die Verläufe der Tangential- und Normalkräfte werden in Abhängigkeit von den obigen beiden freien Parametern dargestellt.

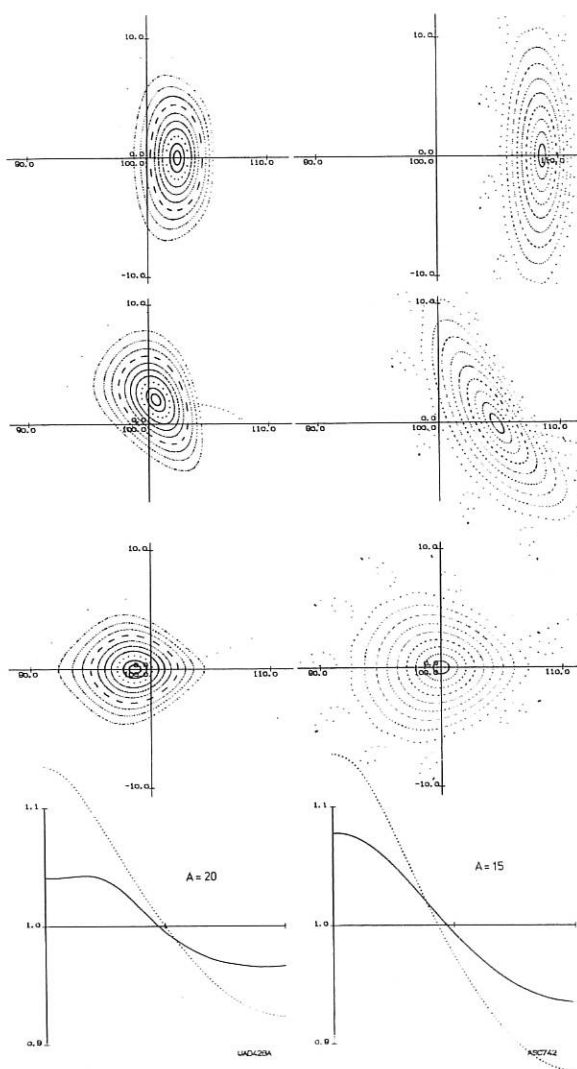


Abb.1 Magnetische Flächen von Vakuumpfeldern. Spalten 1 und 2 beschreiben zwei verschiedene Konfigurationen (1, WAD 428A: $N = 10$, $\tau_0 = 0.54$, $\tau_E = 0.80$, marginale magnetische Mulde; 2, ASC 742: $N = 5$, $\tau = 0.54$, kleine Verscherung, marginale Mulde). Die linken Enden der Abszissen in Reihe 4 entsprechen radial außen liegenden Teilen der Flächen. Die Ordinaten zeigen Q/Q_{axis} , $Q = \int d\ell/B$, für eine magnetische Fläche mit dem angegebenen Aspekterhältnis (durchgezogene Kurven). Vergleichskurven (punktiert) für die entsprechenden (gleiche Werte von τ , A) $\ell = 2$ Stellaratorfläche.

Beim RWP II kann die Normalkomponente zu einer Torusfläche eines anderweitig bekannten Feldes vorgegeben werden. Dies führt zur Zerlegung dieses Feldes nach Dommaschk-Feldern; die nachträgliche Lösung des RWP's I erlaubt es, verschiedene Leitersysteme, die das vorgegebene Feld erzeugen, zu untersuchen, z.B. den Übergang von helikalen zu modularen Leitern.

Die Tatsache, daß die mit einfachen Linienleitern, deren Windungsgesetz helikaler Symmetrie entspricht, erzeugten Stellaratorfelder bei vergleichbarem Verlauf von τ magnetische Flächen bis zu einem niedrigeren Aspekterhältnis als ent-

sprechende Dommaschk-Einzelfelder haben, führte zur Konstruktion eines neuen Satzes von Potentialen, die sich als "flächenfreundlicher" erweisen, endliche Linearkombination der "alten" Felder sind und sich von diesen durch den Gehalt an höheren Harmonischen $\ell + 1, \ell + 2, \dots$ in poloidaler Richtung unterscheiden. Diese Felder, die ebenfalls nach ℓ und N zerlegt sind und in "zirkular polarisierter" Form vorliegen, werden nach einem (abgebrochenen) analytischen Verfahren konstruiert, so daß sie helikale Symmetrie bestmöglich approximieren. Die Flächenfreundlichkeit der neuen Felder bleibt auch bei Kombination zur Konfigurationsuche erhalten. Ein vergleichendes Beispiel zeigt Abb.2, in der zwei Konfigurationen dargestellt sind, die der W VII-AS Klasse angehören und mit alten bzw. neuen Feldern erhalten wurden. Dabei wurde auch ein neues Optimierungsmaß verwandt (das die Zahl der gefangenen Teilchen allerdings noch nicht enthält), das die Abweichung von der Isodynamie-Eigenschaft $B = B(U, s)$ mißt ($B = |\vec{B}|, \vec{B} = \nabla U, s = \text{const}$ beschreibt eine magnetische Fläche); wäre $B = B(U, s)$, so lägen die Teilchendriften in den magnetischen Flächen.

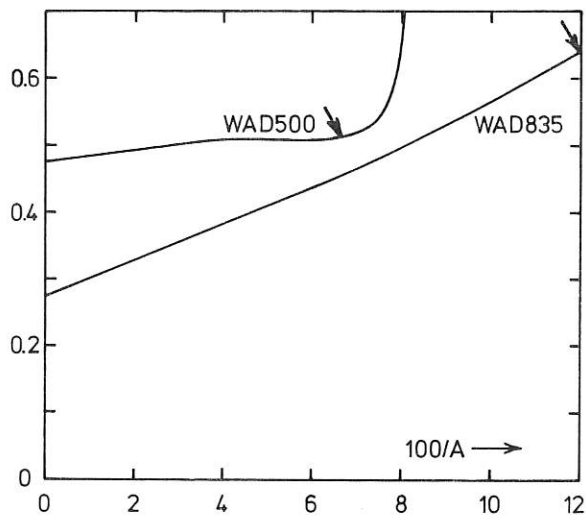


Abb.2 Vergleich der Isodynamie für zwei Konfigurationen (WAD 500 erzeugt mit "alten" Dommaschk-Feldern, WAD 835 erzeugt mit "neuen" Feldern) aus der Klasse der W VII-AS Konfigurationen (s.a.Abb.1, Spalte 2). In Abhängigkeit vom reziproken Aspektverhältnis ist ein relatives Maß angegeben, das für den $\ell = 2$ Stellarator Eins und für isodynamische Gleichgewichte Null ist.

1.3 Monte-Carlo Simulation des Transports

Es wurde ein Monte-Carlo Code entwickelt /49, 163/, der in gegebenen Feldern für eine monoenergetische Verteilung einen lokalen Diffusionskoeffizienten auf einer magnetischen Fläche durch numerische Lösung der guiding-center Driftgleichungen und Anwendung des Boozer'schen Streu-Operators¹ berechnet. Dabei wurde der stoßfreie Driftweg so klein im Verhältnis zum Plasmaradius gehalten, daß mit dem lokalen Diffusionskoeffizienten analytischer Theorien verglichen werden kann; dies entspricht allerdings nicht genau den Verhältnissen zukünftiger

Stellaratorexperimente, die wohl einen stoßfreien Verlustkegel haben werden. Die Ergebnisse lassen sich in der Form $D^*(\lambda^*)$ darstellen, wo $\lambda^* = \lambda/L_c$, λ mittlere freie Weglänge, $L_c = \pi R_T/\epsilon$ die halbe Verbindungslänge,

$$D^* = D/D_p$$

$$D_p = 1.27 \epsilon^{-2} r_i^2 v_i \quad (\lambda = L_c)$$

wobei D der berechnete Diffusionskoeffizient, D_p der Diffusionskoeffizient im Plateau, r_i der Gyroradius und v_i die Stoßfrequenz ist. Beispiele sind in Abb.3 dargestellt, die u.a. die Konfigurationen der Abb.1 enthält. Das für Stellaratoren analytisch vorhergesagte Verhalten $D \sim v^{-1}$ (also $\sim \lambda^*$) im stoßarmen Bereich, in dem die lokalisierten Teilchen dominieren, wurde bestätigt. Andererseits ist im stoßdominierten und im Plateau-Bereich

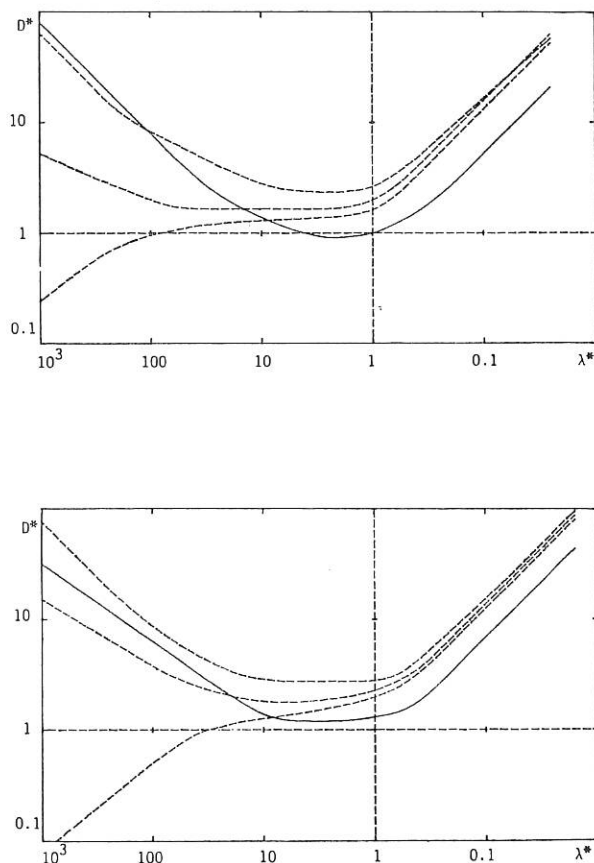


Abb.3 Kurven $D^*(\lambda^*)$ (Erklärung im Text) für mehrere Stellarator- und Tokamak-Fälle. Oberer Teil. Durchgezogene Kurve: WAD 428A (Spalte 1 von Abb.1) $A = 33, \epsilon = 0.61$; gestrichelte Kurven: Tokamak mit $A = 40, \ell = 2$ Stellarator ($N = 10$) mit $A = 40, \epsilon = 0.5$, Stellarator ($N = 10$) mit $A = 10, \epsilon = 0.5$. Unterer Teil. Durchgezogene Kurve: ASC 742 (Spalte 2 von Abb.1) $A = 20, \epsilon = 0.54$; gestrichelte Kurven: Tokamak mit $A = 20, \ell = 2$ Stellarator ($N = 5$) mit $A = 20, \epsilon = 0.5, \ell = 2$ Stellarator ($N = 5$) mit $A = 10, \epsilon = 0.51$.

¹A. Boozer, G. Kuo-Petravic, Monte-Carlo Evaluation of Transport Coefficients, Phys.Fluids 24 (1981) 851

das Transportverhalten verbessert, wie es der mit der Parallelstromreduktion verbesserten Bindung der zirkulierenden Teilchen an die magnetischen Flächen entspricht.

1.4 Endlich β -Rechnungen

Hauptsächlich wurde mit den beiden zur Verfügung stehenden Lagrange'schen 3D MHD Gleichgewichtscodes¹ /202/ gearbeitet, wobei beide mit der Randbedingung einer leitenden Wand am Plasmarand betrieben wurden. Während der NYU-Code hauptsächlich zur Berechnung von endlich- β toroidalen Stellaratoren verwandt wurde, standen beim IPP-Code TUBE weitere Tests und erste Stabilitätsanwendungen im Vordergrund. Zum vorläufigen wechselseitigen Test wurde ein gerades $\ell = 2$ Stellaratorgleichgewicht berechnet, für das die auf Gitterweite Null extrapolierten Werte der Gesamtenergie einen relativen Unterschied von 10^{-7} zeigten.

1.4.1 Ergebnisse für endlich- β Stellaratoren

Grundsätzlich wurden die Ergebnisse in Abhängigkeit von der Form des Randes und der vorgebbaren Profile erhalten. Für die Darstellung geometrisch komplizierter Ränder (z.B. der "letzten" magnetischen Fläche eines gegebenen Vakuumfeldes, s.u.) hat sich eine bestimmte Fourier-Entwicklung (s.Abb.6) der Zylinderkoordinaten des Randes gut bewährt. Das Profil der Rotationstransformation wird dann konsistent und dem aus den Δ 's folgenden τ eines Vakuumfeldes vorgegeben; dies führt in genügender Näherung zu stromfreien Gleichgewichten. Als Druckprofil wurden parabolische bis glockenförmige gewählt, so daß

$$\langle \beta \rangle = \left(\frac{1}{3} \div \frac{1}{2} \right) \beta_0 .$$

Bei endlichem β ist eine der wesentlichen Größen die Verschiebung Δ der magnetischen Achse gegen die äußere Wand, die als Maß für das kritische Gleichgewichts- β benutzt werden kann (z.B. $\Delta/a \lesssim 1/2$). Verlässliche Ergebnisse sind in der Regel nur über die Extrapolation auf Gitterweite Null zu erhalten. In Weiterführung früherer Ergebnisse /48/ wurde gezeigt:

1. Die der toroidalen Versetzung proportionale helikale Verformung der magnetischen Achse in $\ell = 2$ Stellaratoren bei endlichem β ist im Einklang mit analytischer Theorie². Demgegenüber ist die helikale Verformung in parallelstromreduzierten Gleichgewichten mit wesentlicher $\ell = 1$ Komponente (s.z.B. Abb.1a) praktisch β -unabhängig (s.Abb.4).
2. Einfache asymptotische Theorien (s.z.B.³) sagen eine deutliche Reduktion der toroidalen Verschiebung bei Vergrößerung der Verschärung eines $\ell = 2$ Stellarators (Verkleinerung des helikalen

Aspektverhältnisses) vorher. Diese Theorie wurde korrigiert und auf glockenförmige Druckprofile und Rotationsformationen der Form

$$\tau/\tau_0 = 1 + \tau_2(r/a)^2 + \tau_4(r/a)^4$$

verallgemeinert und mit 3D-Code Ergebnissen verglichen. Abb.5 zeigt, daß die asymptotische Theorie für endliche Werte von $\langle \beta \rangle A/\tau_0^2$ deutlich zu optimistisch ist.

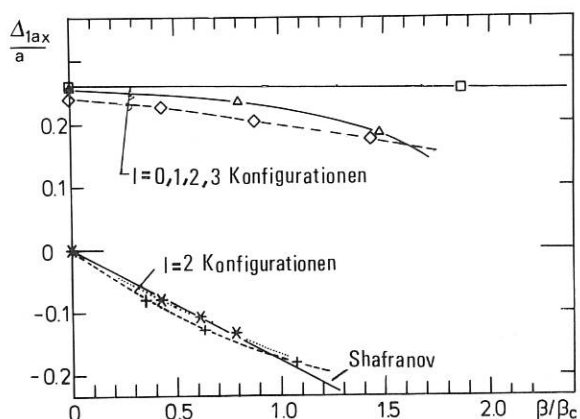


Abb.4 Helixartige $\ell = 1$ Verformung der magnetischen Achse als Funktion von β für mehrere Gleichgewichte. Für $\ell = 2$ Stellaratoren folgt die Abhängigkeit der analytischen Theorie. Für Gleichgewichte mit $\ell = 1$ Verformung des Randes ($\Delta_1 = 0.28$ in der Notation von Abb.6) ist die $\ell = 1$ Verformung der Achse nur schwach β -abhängig ($\square : \Delta_0 = 0, \Delta : \Delta_0 = 0.05, \diamond : \Delta_0 = -0.05$).

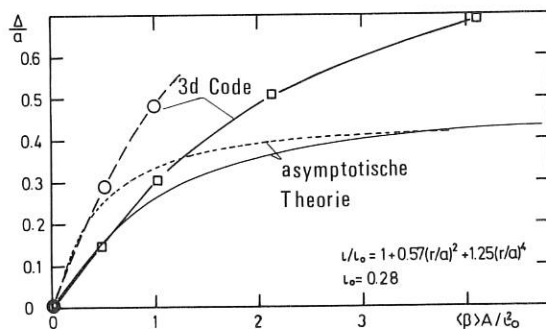


Abb.5 Toroidale Versetzung der magnetischen Achse in Abhängigkeit von β und Druckprofil für einen $\ell = 2$ Fall mit 10 Perioden und $A \approx 8$, der das angegebene Rotationstransformationsprofil hat. Gestrichelte Kurven für glockenförmiges, durchgezogene für parabolisches Druckprofil.

3. Für die in Abb.1 dargestellten Vakuumfeldkonfigurationen wurden die kritischen Gleichgewichts- β Werte aus der Bedingung ermittelt, daß die toroidale Verschiebung die Hälfte der kleineren Halbachse des Querschnitts nicht übersteige. Das Ergebnis /107/ ist $\langle \beta \rangle = 0.04$ bzw. $\langle \beta \rangle = 0.025$ und in Abb.6 dargestellt (hier handelt es sich um Werte, die bei endlichem Gitter, $21 \times 28 \times 20$, ermittelt wurden). Die Vergleichszahlen τ_0^2/A sind hier 0.015 bzw. 0.02.

¹F. Bauer, O. Betancourt, P. Garabedian, A Computational Method in Plasma Physics, Springer Verlag, New York, 1978

²V.D. Shafranov, E.I. Yurchenko, Influence of Ballooning Effects on Plasma Stability in Closed Systems, Nucl.Fusion 8 (1968) 329

³I.S. Danilkin, Maximum Equilibrium Plasma Pressure in a High-shear Stellarator, Sov.J.Plasma Phys.4 (1978) 576

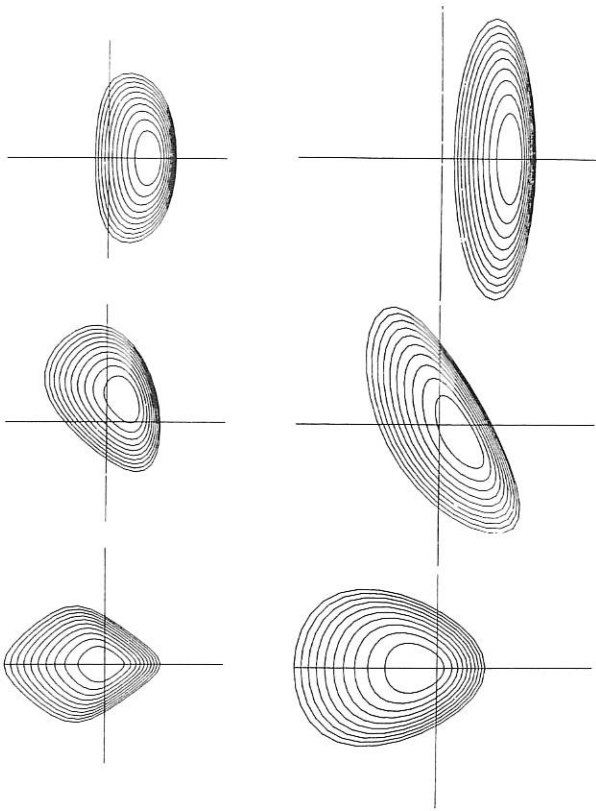


Abb.6 Endlich- β Ergebnisse für die Konfigurationen der Abb.1. Die Definition des Randes erfolgt mit

$$R/a = R_T/a + (1 - \Delta_0 \cos V) \cos U + \Delta_1 \cos V$$

$$- \sum_{\ell, m} \Delta_{\ell m} \cos[(\ell-1)U - mV]$$

$$z/a = (1 - \Delta_0 \cos V) \sin U + \delta_1 \sin V$$

$$+ \sum_{\ell, m} \Delta_{\ell m} \sin[(\ell-1)U - mV]$$

$$0 \leq U \leq 2\pi, 0 \leq V \leq 2\pi, V = N\Theta,$$

wo R_T großer Torusradius, a mittlerer Plasmaradius, R, Θ, z Zylinderkoordinaten, N Periodenzahl und U der poloidale Parameter sind.

Linke Spalte $\Delta_1 = \delta_1 = 0.39, \Delta_{20} = 0.11,$

$\Delta_{21} = 0.22, \Delta_{22} = -0.01, \Delta_{23} = 0.03,$

$\Delta_{30} = 0.02, \Delta_{32} = -0.06, \Delta_{40} = -0.02,$

$\Delta_{41} = 0.02, \Delta_{42} = -0.01, \Delta_{43} = 0.03;$

$\tau = 0.54 + 0.15(r/a)^2 + 0.1(r/a)^4.$

Rechte Spalte $\Delta_0 = -0.03, \Delta_1 = 0.60,$

$\Delta_{20} = 0.23, \Delta_{21} = 0.35, \Delta_{22} = 0.01,$

$\Delta_{23} = -0.02, \Delta_{30} = -0.02, \Delta_{31} = 0.05,$

$\Delta_{32} = -0.02, \Delta_{33} = -0.01;$

$\tau = 0.54 + 0.02(r/a)^2.$

Aspektverhältnis, Periodenzahl und $\langle \beta \rangle$ sind

20, 10, 0.04 bzw. 14, 5, 0.025.

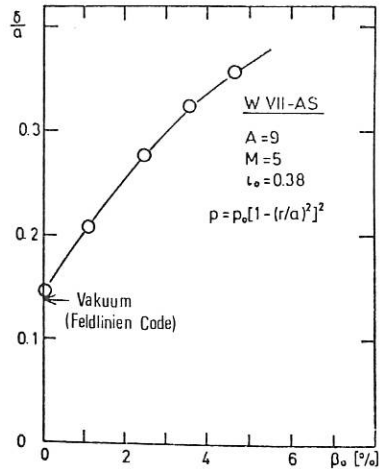


Abb.7 Toroidale Verschiebung der magnetischen Achse als Funktion von β_0 (auf der magnetischen Achse) in der W VII-AS Konfiguration, die mit den Randparametern (s. Abb.6) $\Delta_0 = -0.09, \Delta_1 = 0.3, \Delta_{20} = 0.35, \Delta_{21} = 0.29, \Delta_{22} = -0.02, \Delta_{23} = 0.04, \Delta_{30} = -0.06, \Delta_{31} = 0.03, \Delta_{32} = -0.03, \Delta_{41} = 0.01, \Delta_{42} = -0.01$ approximiert wurde; $\tau = \tau_0 = 0.38$; glockenförmiges Druckprofil.

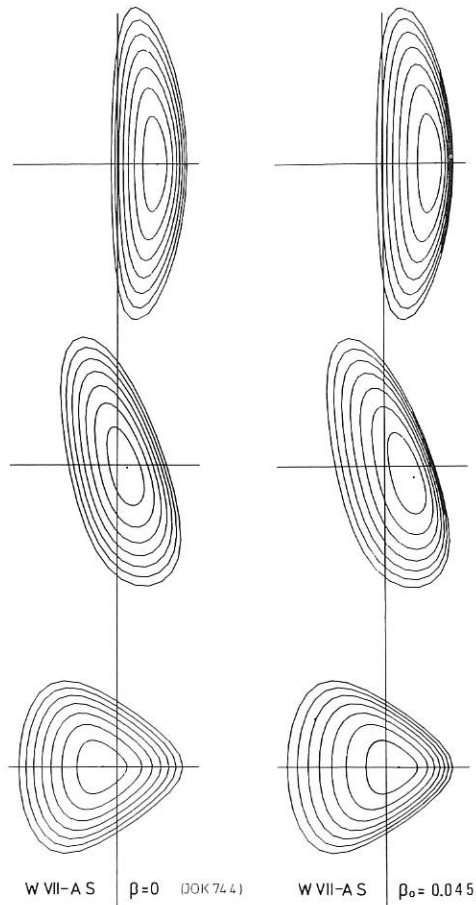


Abb.8 Simulation der W VII-AS Konfiguration, Parameter s. Abb.7. Hier $\beta_0 = 0$ (links) und $\beta_0 = 0.045$ (rechts). Zur Darstellung der auf Gitterweite Null extrapolierten Verschiebung $\delta/a = 0.35$ (s. Abb.7) mit einem endlichen Gitter wurde hier der geeignete höhere Wert von β_0 genommen.

4. Die W VII-AS Konfiguration (JOK 744) wurde detailliert untersucht und $\langle \beta \rangle_c = 0.015$ festgestellt, siehe Abb.7 und 8.

1.4.2 TUBE-Ergebnisse

Die Erweiterungen des Codes /202/ umfassen: verbesserte Gleichgewichtsdiagnostik, Verbesserung der Konvergenz der modifizierten Gradientenmethode (MGM) um einen erheblichen Faktor durch zusätzliche sogenannte "educated steps", die aus aufsummierten Gradientenschritten bestehen, sowie Einführung der modifizierten Chebyshev-Methode (MCH), die zunächst für den CS-Code entwickelt worden war /50/. Die Untersuchung der Konvergenz des Energiewertes mit verschwindender Gitterweite ergab im Einklang mit den in TUBE verwendeten Diskretisierungsregeln

$$W(\Delta) = W_0 + W_2 \Delta^2 + W_4 \Delta^4 + \dots$$

in den bisher untersuchten (linearen) Fällen. Die Stabilitätsergebnisse /202/ enthalten u.a.:

1. Die Energieabnahme im nichtlinearen Sättigungszustand einer $m = 1, n = 1$ "kink"-Mode eines Zylindergleichgewichts (betrachtet als topologischer Torus mit $l > 1$) skaliert mit der sechsten Potenz des reziproken Aspektverhältnisses (Abb.9).



Abb.9 Flußfläche aus dem Inneren eines Gleichgewichts mit Kreiszyklinderrand in der Sättigungsphase einer instabilen $m = 1, n = 1$ Mode.

2. Die Extrapolation des marginalen β_0 -Wertes auf verschwindende Gitterweite für eine $m = 1, n = 0$ Mode im geraden $l = 3$ Stellarator ergab $\beta_0 = 0.075$ (entsprechend $\langle \beta \rangle = 0.025$) in qualitativer Übereinstimmung mit dem von HERA (s.u.) gefundenen Ergebnis /100/, s.Abb.10.

1.4.3 Konstruktion von magnetischen Flächen

Um die Randbedingungen der nichtlinearen Codes passend zu beliebig vorgegebenen Magnetfeldern zu konstruieren, wurde ein Algorithmus entwickelt, der die "beste" zu einer einzelnen Magnetfeldlinie (von der eine genügende Anzahl von Punkten gegeben sei) gehörige magnetische Fläche durch eine Fourier-Darstellung einer vorgegebenen Ordnung findet. Die Magnetfeldlinie darf nicht schon nach wenigen Umläufen geschlossen (oder fast geschlossen) sein. Der entsprechende Code wurde auf der CRAY 1 implementiert. Er sollte auch für die Konstruktion von günstigen Koordinaten zur Berechnung von Teilchenbahnen geeignet sein¹.

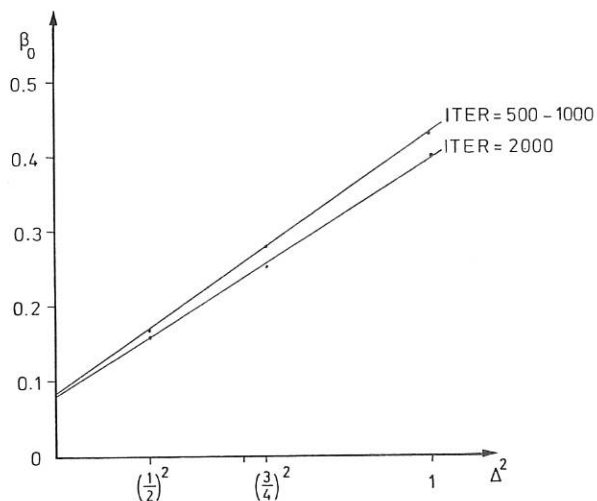


Abb.10 Extrapolation des bezüglich der $m = 1, n = 0$ Mode marginalen Wertes von β_0 eines geraden $l = 3$ Gleichgewichts auf Gitterweite Null.

1.5 Analytische Ergebnisse*

1.5.1 Asymptotische Theorie des Niedrig- β Stellarators bei endlichem Aspektverhältnis

Von der Tatsache ausgehend, daß die axialsymmetrischen Flußflächen F_0 nullter Ordnung in einer Entwicklung um das Torushauptfeld bei kleiner Rotationstransformation explizit angegeben werden können /158/, läßt sich eine asymptotische Entwicklung für Stellaratoren bei kleinem β und endlichem Aspektverhältnis konstruieren /160/, wobei

$$(1) \quad \vec{B}_{\text{Stellarator}} \sim O(\epsilon), \quad l \sim O(\epsilon^2), \quad \beta \sim O(\epsilon^4)$$

Die formal axialsymmetrische Gleichgewichtsgleichung wird als Lösbarkeitsbedingung vierter Ordnung erhalten:

$$(2) \quad \Delta^*(F_0 - \langle u_{1,\varphi} v_{1,\varphi} \rangle) + r^2 dp/dF_0 + f df/dF_0 = 0$$

wobei u_1, v_1 das Stellaratorfeld beschreibende Funktionen sind.

1.5.2 Ballooning Moden in Niedrig- β Stellaratoren

Mit der Skalierung (1) läßt sich das Ballooning Kriterium² mit Hilfe einer Zwei-Skalen-Methode³ als Differentialgleichung längs der Feldlinien des Hauptfeldes formulieren /159/ und zusammen mit der Gleichgewichtsgleichung (2) auswerten.

¹ A. Schlüter, unveröffentlicht

² D. Correa-Restrepo, Ballooning Modes in three-dimensional MHD Equilibria with Shear, Z.Naturforsch. 33a (1978) 789

³ D. Lortz, J. Nührenberg, Ballooning-Instability Boundaries for the Circular Tokamak, Nucl.Fusion 19 (1979) 1207

*zusammen mit D. Lortz, Bereich Theorie I

1.5.3 Isodynamische Stellaratoren

Es wurde die Existenz isodynamischer¹ (oder omniger²) Stellaratoren, für die die Teilchendrift in den magnetischen Flächen liegt, im Rahmen der sog. Achsenentwicklung für gerade Stellaratoren bewiesen /12/. Abb.11 zeigt eine Lösung, in der die Längenskalen für die Drehrate des elliptischen Querschnitts und für die Variation des Achsenverhältnisses und des Hauptfeldes entkoppelt sind.

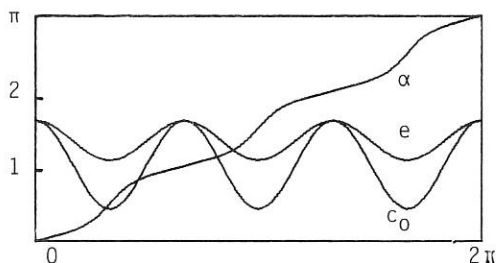


Abb.11 Drehwinkel α des elliptischen Querschnitts, Halbachsenverhältnis e und Feldstärke c_0 auf der magnetischen Achse über eine Feldperiode eines geraden isodynamischen Stellarators.

2. Helikal-symmetrische Konfigurationen

2.1 Grenze des Stabilitäts-Beta in helikalen Gleichgewichten*

Während man über die β -Grenzen MHD stabiler axial-symmetrischer Gleichgewichte mit Hilfe spektraler 2D Codes bereits einen guten Überblick gewonnen hat, fehlt die entsprechende Untersuchung für helikale Gleichgewichte. Mit HERA /13/ wurde nun die Stabilität einer Klasse helikaler Gleichgewichte (s.Abb. 12) untersucht /14/, die durch eine solche Wahl von $\ell = 1, 2, 3$ Komponenten charakterisiert sind, daß unterhalb $\langle \beta \rangle \sim 0.1$ Stabilisierung der lokalisierten ballooning Moden über den ganzen Querschnitt eintritt. Für interne und externe Moden mit kleinem m ($= 1, 2, 3, 2m$ ist die poloidale Knotenzahl) liefert HERA die gleiche Stabilitätsgrenze $\langle \beta \rangle \sim 0.1$, s.Abb.13. Für instabile Gleichgewichte konnte bei festem m zwischen dem Instabilitätsfenster der helikalen Wellenzahl und dem Plasmabereich, in dem das ballooning Kriterium verletzt ist, ein klarer Zusammenhang festgestellt werden, s.Abb.14.

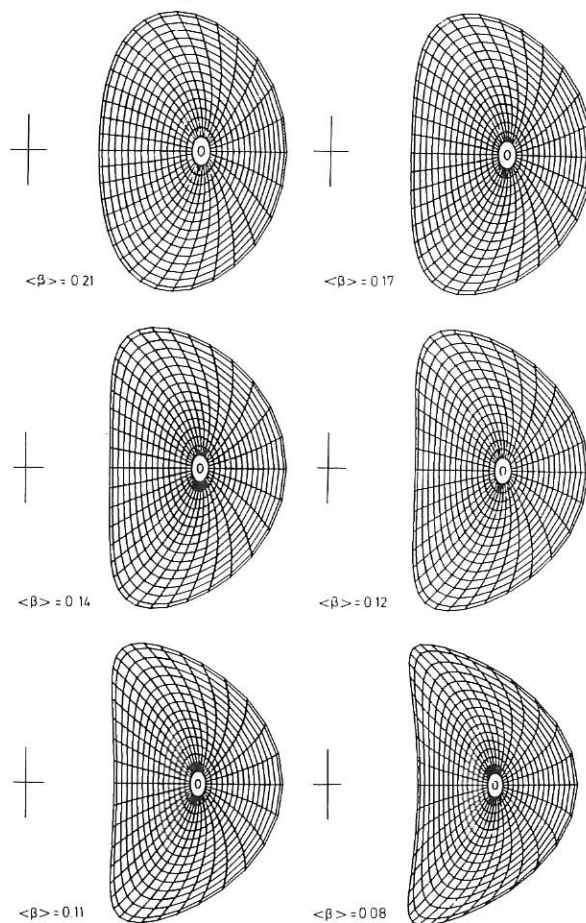


Abb.12 Flußflächenquerschnitt in der Ebene $z = \text{const}$ einer Folge helikaler Gleichgewichte mit abnehmenden Werten für $\langle \beta \rangle$, zunehmender Tiefe der magnetischen Mulde und zunehmender Verschönerung. Die MHD-Stabilitätsgrenze liegt bei $\langle \beta \rangle \sim 0.1$.

2.2 HERA-Erweiterung**

Der Code liegt jetzt in einer erweiterten und verbesserten Version vor. Die Vakuumbeiträge zur potentiellen Energie können auf zwei Weisen berechnet werden: entweder als Lösung einer Integralgleichung auf den Rändern des Vakuumgebietes (Greens-Funktionsmethode) oder durch Behandlung der Vakuumenergie ähnlich wie die der potentiellen Energie im Plasma, indem man das Vakuumfeld als verschönerungsfreies Pseudoplasma darstellt. Der Vergleich beider Methoden ergibt sehr gute Übereinstimmung.

Die Standardversion von HERA ermöglicht nur die Untersuchung von Moden mit kleinem $m \lesssim 10$, da schnelle poloidale Variationen der Eigenvektoren schlecht aufzulösen sind. Durch Abspalten eines schnell variierenden Phasenfaktors vom Verschiebungsvektor, kann der Stabilitätsoperator so formuliert werden, daß Moden bis zu $m \lesssim 1000$, abhängig vom radialen Verhalten der Eigenvektoren, untersucht werden können.

¹D. Palumbo, Some Considerations on Closed Configurations of Magnetohydrostatic Equilibrium, Il Nuovo Cimento, X53B (1968) 507

²L.S. Hall und B. McNamara, Three-dimensional Equilibrium of the Anisotropic Finite-pressure Guiding-Center Plasma: Theory of the Magnetic Plasma, Phys.Fluids 18 (1975) 552

*zusammen mit R. Gruber, F. Troyon, CRPP Lausanne, W. Kerner, W. Schneider, Bereich Ex.Pl.Phys.1

**zusammen mit R. Gruber, F. Troyon, CRPP, W. Schneider, Ex.Pl.Phys.1

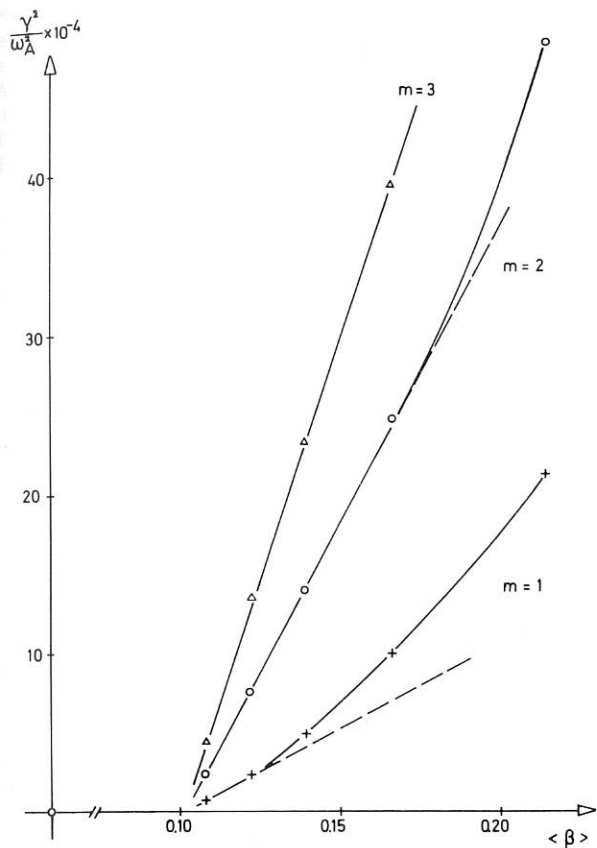


Abb.13 Eigenwerte γ^2/ω_A^2 für $m = 1, 2, 3$ externe Moden in Abhängigkeit von β für die Gleichgewichtsfolge aus Abb.12. Die Extrapolation zeigt $\langle\beta\rangle \sim 0.1$ als Stabilitätsgrenze.

denen die resonante magnetische Fläche mit der magnetischen Achse bzw. dem Plasmarand zusammenfällt. Die gestrichelten Linien markieren die Stelle, an der die resonante Fläche den Mercier-stabilen Bereich erreicht.

2.3 Untersuchung lokalisierter Ballooning Moden mit HERA

Die in 2.1 beschriebene Klasse von Gleichgewichten wurde mit der unter 2.2 beschriebenen Methode bzgl. der Anwachsraten von Moden mit $m \lesssim 300$ untersucht. Die Anwachsraten wachsen monoton mit m auf einen endlichen Grenzwert für $m \rightarrow \infty$, s.Abb.15. Nach vorläufigen Ergebnissen wird die in 2.1 beschriebene Stabilitätsgrenze $\langle\beta\rangle \sim 0.1$ nicht geändert.

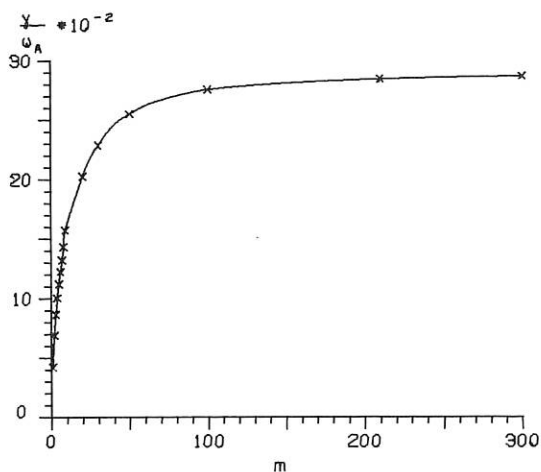


Abb.15 Anwachsrates γ/ω_A als Funktion von m ($2m$ poloidale Knotenzahl) für das Gleichgewicht mit $\langle\beta\rangle = 0.21$ aus Abb.12

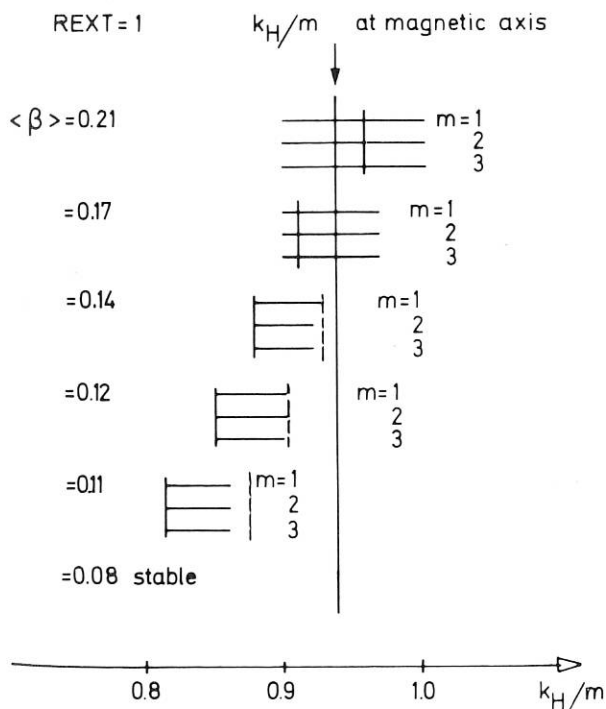


Abb.14 Das Instabilitätsfenster für $m = 1, 2, 3$ Moden als Funktion der mit m normierten helikalen Wellenzahl. Die vertikalen durchgezogenen Linien markieren die Stellen, an

Stellarator

Projekt WENDELSTEIN VII-X

Projektbeauftragter: H. Wobig

und

Projekt Stellaratorreaktorsystemstudien

Projektbeauftragter: J. Raeder

Konzept des W VII-X

(H. Wobig, J. Kißlinger, M. Maaßberg, F. Rau von der Gruppe W VII-AS; M. Söll, jetzt Gruppe ICRH, und J. Raeder, Gruppe NET)

Der Name W VII-X bezeichnet das Nachfolgeexperiment des W VII-AS. Dieses Experiment soll die Extrapolierbarkeit des Stellarators zum Reaktor aufzeigen. Insbesondere erstrecken sich die Anforderungen auf die folgenden Punkte

- 1) Nachweis über Erreichbarkeit eines genügend großen β -Wertes (etwa 5 %).
- 2) Nachweis über die Erreichbarkeit eines genügend langen Plasmaeinschusses. Der Einschluß muß mit der Zündbedingung verträglich sein.
- 3) Demonstration eines leistungstarken und effizienten Heizverfahrens.
- 4) Nachweis über die technologische Machbarkeit komplexer Spulensysteme.

Die Konzipierung des W VII-X unter Zugrundelegung der obigen Anforderungen erfordert umfangreiche Vorarbeiten, die in Zusammenarbeit mit den Gruppen "Stellaratorphysik" und "NET" erfolgen. Das Schwergewicht liegt daher zur Zeit auf der Erarbeitung von Methoden und Computer-Codes, um die gestellten Aufgaben in Angriff zu nehmen.

Von besonderer Wichtigkeit dabei sind die Methoden zur Berechnung des Gleichgewichts und der MHD-Stabilität (siehe Bericht "Stellaratorphysik"). Die Methoden zur Bestimmung und Analyse der Spulensysteme wurden bereits bei der Konzipierung des W VII-AS entwickelt. Die Basis dabei ist das in der Arbeitsgruppe "NET" entwickelte Programmsystem "Stella", dessen wichtigste Teile "EFFI" und "SAP" die Magnetfelder und Kraftdichten in den Spulen und weiterhin die mechanischen Spannungen und Dehnungen bestimmten. Die Anwendung des Programmes "Stella" auf einen $\ell = 2$ Stellarator mit modularen Spulen

in Reaktordimension ($R = 20$ m, Achsenlänge des elliptischen Spulenquerschnittes: 6 m und 4 m) zeigen eine starke Abhängigkeit der mechanischen Spannungen von der seitlichen d.h. toroidalen Abstützung (1).

Der Theorie nach wird von Magnetfeldkonfigurationen mit helikaler magnetischer Achse ein stabiles Plasmagleichgewicht mit $\beta > 5\%$ erwartet. Daher wurde bei den bisherigen W VII-X Studien von solchen Magnetfeldern ausgegangen. Die Untersuchung der Konfiguration WAD 428 (siehe Beitrag Stellaratorphysik) ergibt für W VII-X folgende Dimensionen: Aspektverhältnis 20, 10 Feldperioden, Rotationstransformation 0.66 - 0.78. Nimmt man einen großen Radius von $R = 4$ m an, dann ergibt sich ein Plasmaradius von 0.2 m.

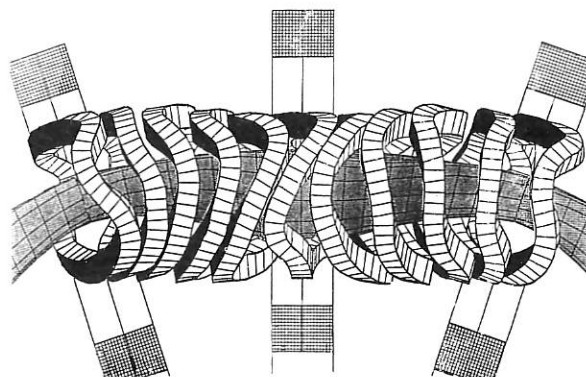


Abb. 1: Spulensatz zur Erzeugung der Konfiguration WAD 428. Die zusätzlichen Hauptfeldspulen dienen zur Variation von ϵ .

Stellarator

Modulspulen mit einem mittleren Radius von 40 cm erzeugen ein Magnetfeld von 2 T. Abb. 1 zeigt eine Ansicht des Spulensatzes. Die technischen Anforderungen an diesen Spulensatz gehen nicht über die des W VII-AS hinaus, bezüglich des Plasmaradius von 0,2 m und des geringen Magnetfeldes erscheint dieser Weg aber unbefriedigend.

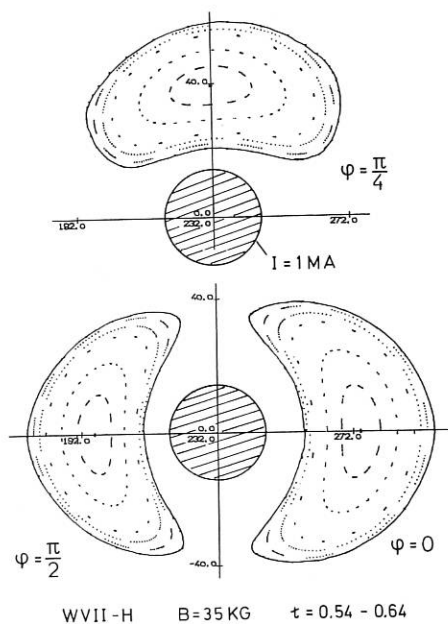


Abb. 2: Magnetische Flächen einer HELIAC-ähnlichen Konfiguration in W VII-Dimensionen.

Ein weiterer Ausgangspunkt für W VII-X ist die von S. Yoshikawa vorgeschlagene Konfiguration "HELIAC" (2). Die Skalierung auf W VII-Dimensionen zeigt folgendes Bild: Ein kreisförmiger Leiter mit 1 MA-Windungen ($R = 2.3$ m) und 40 Hauptfeldspulen des W VII erzeugen eine Magnetfeldkonfiguration mit $\bar{B} = 35$ kG, $\tau = 0.54 - 0.63$, mittlerer Plasmaradius $\bar{a} = 30$ cm. Die magnetischen Flächen winden sich mit 2 Perioden um den zentralen Leiter (Abb. 2).

Die Analyse dieser Konfigurationen zeigt keine Reduktion der Pfirsch-Schlüter-Ströme $\frac{J_{||}}{J_{\perp}}$ gegenüber dem $\ell = 2$ Stellarator aber eine leichte Optimierung der Bahnen von zirkulierenden Teilchen. Wegen des mittleren Aspektverhältnisses, von $A = 8$ ist ein Gleichgewichtsbeta von $\beta \approx 3\%$

zu erwarten. Die magnetischen Spiegel sind relativ groß, demzufolge zeigen die Diffusionsrechnungen mit dem Monte-Carlo-Code (3) einen wesentlich höheren Teilchenverlust als ein $\ell = 2$ Stellarator und W VII-AS (Abb. 3).

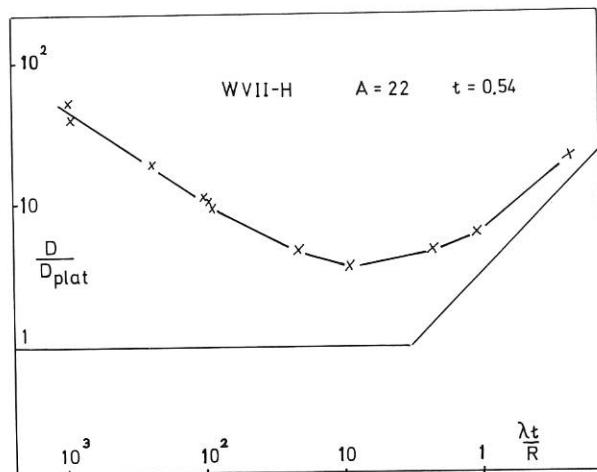


Abb. 3: Diffusionskoeffizient vs. λ_t/R für W VII-HELIAC (W VII-H).

Es ist vorgesehen, diesen Weg weiterzuverfolgen. Verbesserungsmöglichkeiten gibt es in folgender Hinsicht

- Reduktion der magnetischen Spiegel
- Erhöhung der Periodenzahl
- Modularisierung des Spulensystems

Plasmagleichgewicht und MHD-Instabilität werden in der Gruppe "Stellaratorphysik" untersucht werden.

- (1) Gorenflo, H., Söll, M., "STELLA" - A computerprogram system for calculating magnetic fields, forces, and mechanical stresses for twisted stellarator coil systems", Projekt Systemstudien, Interner Bericht Nr. 27.
- (2) Yoshikawa, Helical axis stellarator, FY 1981, Annual Report, PPPL Princeton.
- (3) W. Lotz, siehe Beitrag Stellaratorphysik.

DIE WISSENSCHAFTLICHEN BEREICHE DES INSTITUTS

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1

Direktor: Dr. M. Kaufmann

JET-Mitarbeit

- Entwicklung und Bau von Diagnostiken und Pelletinjektion für JET

ASDEX Upgrade

- Entwurf eines Nachfolgeexperimentes von ASDEX zur Erprobung des NET-Divertors

Tokamak-Physik

- Experimentnahe theoretische Arbeiten zur Interpretation und für Entwürfe von Tokamakexperimenten wie ASDEX, ASDEX Upgrade, JET und NET

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2 (Stellaratoren)

Direktor: Dr. G. Grieger

Wendelstein VII-A

- Toroidaler Plasmaeinschluß im Stellarator
- Erzeugung und Einschluß von nettostromfreien Plasmen
- Plasmaerzeugung und -aufheizung durch Ohmsche Heizung, Neutralinjektion und Hochfrequenz
- Plasmastabilität und Einfluß von Verunreinigungen

W VII-AS

- Entwurf und Bau eines Stellarators mit verbesserten Einschlußbedingungen
- Vorbereitende Untersuchungen zu dem Stellarator W VII-X

NET-Beiträge

Beiträge zu Stellaratorreaktorsystemstudien

Bereich Theorie 1

Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch

Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik

- Toroidale Plasmagleichgewichte
- Anomaler Transport
- Makro- und Mikroinstabilitäten
- Plasmaturbulenz
- Mehrflüssigkeitscodes

Bereich Plasma-Wand-Wechselwirkung

Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch (kommissarisch)

Plasma-Wand-Wechselwirkung

- Wechselwirkung von Ionen und Elektronen mit Festkörperoberflächen
- Messungen der Flüsse in der Plasmarandschicht bei Plasmaapparaturen

Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3 (ASDEX)

Direktor: Dr. G. von Gierke

ASDEX

- Tokamak-Experiment mit axialsymmetrischem Divertor bei Ionentemperaturen im keV-Bereich

Bereich Theorie 2

Direktor: Prof. Dr. A. Schlüter

Stellaratorphysik

- Numerische Verfahren zur Untersuchung von Gleichgewicht, Stabilität und Transport in dreidimensionalen toroidalen Konfigurationen

Schwerioneninduzierte Fusion

- Transport intensiver Ionenstrahlen

Bereich Informatik

Direktor: Prof. Dr. F. Hertweck

Betrieb der Rechenanlagen AMDAHL 470V/6, Siemens 7.880 und CRAY-1

Entwicklung des Betriebssystems AMOS

Entwicklung von Datenerfassungssystemen für die Experimente des IPP

Bereich Technologie

Direktor: Dipl.-Ing. K.-H. Schmitter

Neutralinjektion

- Entwicklung und Bau der Injektionssysteme für W VII-A und ASDEX
- Durchführung der Injektionsexperimente

Lower Hybrid Heizung

- Vorbereitung und Durchführung von LH-Heizexperimenten

Ionenzyklotron Resonanzheizung

- Vorbereitung und Durchführung von ICRH-Heizexperimenten

Magnete für die Fusion

- Entwicklung supraleitender Magnete in Zusammenarbeit mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

Beiträge zu INTOR-Studien

Spezielle Reaktoruntersuchungen

WEGA

- Lower Hybrid Heizung
- Stromtreiben im Plasma durch HF

Bereiche

Teil B: BEREICHE UND ARBEITSGRUPPEN

BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1

(Dr. Michael Kaufmann)

Die wissenschaftlichen Arbeiten im Bereich E1 wurden in 3 Arbeitsgruppen durchgeführt:

1. JET Diagnostik und Pelletbeschleunigung (JDP)

Leitung: Dr. C. Andelfinger

Stellvertretende Leitung: Dr. H. Röhr

Wissenschaftliche Mitarbeiter: K. Büchl, H.-U.

Fahrbach, E. Harmeyer, D. Jacobi, H. Krause,

R. Lang, F. Mast, M. Salvat, W. Sandmann, H.-B.

Schilling, G. Schramm, U. Schumacher, J. Sommer,

M. Ulrich, H. Weichselgartner

In dieser Gruppe ist der überwiegende Teil der Entwicklung von Diagnostiken und der Pelletinjektion für JET konzentriert. Daneben werden Pelletinjektion und in Einzelfällen Diagnostiken für W VII und ASDEX entwickelt und eingesetzt. Die Arbeiten dieser Gruppe sind unter den Projekten "JET-Mitarbeit", "ASDEX" und "W VIIA" beschrieben.

2. ASDEX Upgrade

Leitung: Dr. W. Köppendörfer

Stellvertretende Leitung: M. Blaumoser

Wissenschaftliche Mitarbeiter: J. Gruber, O. Jandl,

H. Kollotzek, M. Pillsticker, H. Preis, U. Seidel,

B. Streibl, H. Vernickel

In dieser Gruppe wird die Planung des Nachfolge-experiments zu ASDEX durchgeführt. Die Arbeiten sind unter dem Projekt "ASDEX Upgrade" beschrieben.

3. Tokamak-Physik

Leitung: Dr. K. Lackner

Stellvertretende Leitung: Dr. J. Neuhauser

Wissenschaftliche Mitarbeiter: R. Chodura, W. Fene-

berg, O. Gruber, L. Lengyel, W. Schneider, R. Wunderlich, H.-P. Zehrfeld

Hauptsächliche Aufgabe der Tokamakphysikgruppe ist es, die Experimente ASDEX, ASDEX Upgrade, JET und INTOR/NET bei der Planung bzw. der Interpretation durch Schaffung und Anwendung von theoretischen Modellen zu unterstützen. Soweit ihre Aktivitäten schwerpunktmäßig einem Projekt zugeordnet werden können, sind sie daher in den jeweiligen Abschnitten beschrieben. Das betrifft

- die Entwicklung von Modellen zur Beschreibung der Randschichtphysik und des Transportes durch die Sägezahnschwingungen an ASDEX. Die Modelle zur Beschreibung der Randschicht haben natürlich auch eine große Bedeutung für die Definition von ASDEX Upgrade.
- die Auslegung der Poloidalfeldsysteme von ASDEX Upgrade und INTOR/NET
- sowie Transportrechnungen zur Vorhersage der erreichbaren Parameter für JET.

Die im folgenden angeführten Beiträge sind für mehrere dieser Projekte von gleichmäßigem Interesse oder betreffen das allgemeine Verständnis der Tokamakphysik.

3.1 Allgemeine Einschlußskalierung bei ohmisch geheizten Experimenten

Numerische Simulationen mit dem 1D Baldur-Transport-Code der Temperatur- und Dichteprofile und der Energieeinschlußzeiten, die in Pulsator ($2 \cdot 10^{13} < \langle n_e \rangle < 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) und in den Hochdichtentladungen von Alcator C ($10^{14} < \langle n_e \rangle < 4.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) und FT gemessen wurden, ergaben eine einheitliche Skalierung für den Transport in ohmisch geheizten Tokamakentladungen. Die anomale Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e kann durch eine modifizierte Form des von Coppi und Mazzucato abgeleiteten Koeffizienten beschrieben werden

$$\chi_e \text{ [cm}^2\text{/s]} = 4.5 \cdot 10^{10} \frac{B_t \text{ a/R}}{n_e^{0.8} T_e q \sqrt{A_i}}$$

(B_t [G]; n_e [cm⁻³]; T_e [keV]; A_i relatives Ionen-gewicht). Dabei kann die $1/(T_e q)$ -Abhängigkeit im untersuchten Parameterbereich nicht von einem $1/T_e^{0.6}$ -Gesetz unterschieden werden, wenngleich neuere Ergebnisse von Alcator C bei $B_t = 100$ kG mehr auf die $1/(T_e q)$ -Abhängigkeit hinweisen. Die Teilchendiffusion kann durch die neoklassischen Terme und einen anomalen Beitrag von (0.1 - 0.3) ·

χ_e wiedergegeben werden. Eine zusätzliche anomale Einwärtsdrift dürfte notwendig sein, um die Dichteprofile in der Nähe des Plasmarands zu beschreiben. Der Transport durch die internen Sägezähne, die zur totalen Energiebilanz nur unwesentlich beitragen, wurde durch eine erhöhte Diffusion innerhalb der $q = 1$ Fläche beschrieben.

In diesem Modell kann die Sättigung der Energieein-schlußzeit mit zunehmender Dichte, wie sie beson-ders in Alcator C beobachtet wurde, ohne eine zusätzliche Erhöhung der neoklassischen Ionenwärme-leitfähigkeit erklärt werden. Eine Erklärung der Sättigung unter Benützung der Alcator-Intor-Skalie-rung $\chi_e \sim 1/n_e$ würde eine 5-fache Erhöhung des neo-klassischen Wertes erfordern. Diese Annahmen würden darüberhinaus die Messungen an Pulsator nicht er-klären können. Die Vorhersagen der gefundenen Skalierungsgesetze für Experimente mit starker ohmscher Heizung sind ungünstiger als solche mit dem Alcator-Intor-Modell. Andererseits ergäbe die gefundene Skalierung sehr günstige Aussagen für Experimente mit starker Zusatzheizung. Erste Simu-lationen von ASDEX-Entladungen mit Neutralinjektions-heizung deuten jedoch auf eine anomale Elektronen-wärmeleitung ohne die positive Temperaturabhängig-keit hin, die in der rein ohmsch geheizten Phase vorliegt.

3.2 Verunreinigungs- und Rekombinationsraten

Die Lösung des Systems von Diffusionsgleichungen für die Ionisationsstufen einer Verunreinigung im Tokamak ist sowohl zur Ableitung von Transport-modellen aus experimentell gefundenen Verteilungen als auch zur realistischen Berechnung der zu erwar-tenden Strahlungsverluste in 1D-Simulationscodes von zentraler Bedeutung. Bisher dazu vorhandene Al-gorithmen führten vor allem bei Materialien mit mittlerem und hohem Z zu einem Rechenaufwand, der ihre Anwendung in experimentbegleitenden Interpre-tationsrechnungen kostspielig und ihren Einbau in Vorhersagecodes praktisch unmöglich machte. Bei der Interpretation von Pulsator- und ASDEX-Ergebnissen war jedoch schon früher von Engelhardt und Behrin-ger ein Algorithmus angewandt worden, in dem Ionisa-tionsprozesse implizit, Rekombinationsvorgänge je-doch explizit (d.h. bei zeitabhängigen Rechnungen nur aus den Werten des vorangegangenen Zeitschrittes) berechnet wurden. Diese Methode ergab einen Rechen-aufwand, der nur linear mit der Anzahl der berück-sichtigten Ionisationsstufen steigt, jedoch nur dann rechnerisch stabil bleibt, wenn Ionisation überall die Rekombination überwiegt. Analytische Stabilitäts-abschätzungen und numerische Testrechnungen zeigten

aber, daß diese Methode unter Beibehaltung der günstigen Skalierung des Rechenaufwands zu einem unbedingt stabilen Algorithmus erweitert werden kann, wenn bei aufeinanderfolgenden Zeitschritten zwischen Ionisation und Rekombination als implizit bzw. explizit behandelten Vorgang alterniert wird. Dieser verbesserte Algorithmus wurde zuerst an einem Modellsystem numerisch getestet und darauf-hin in den an ASDEX eingesetzten Verunreinigungs-transportcode eingebaut.

Testrechnungen ergaben auch, daß selbst für Eisen der rein durch die Lösung des Systems von Diffu-sionsgleichungen nach dieser Methode bedingte Mehraufwand die Rechenzeit eines vollen 1D-Simula-tionsruns auf dem CRAY-1 Computer nur um Sekunden verlängern sollte. Daher wurde auch im Baldur Code mit einer Ergänzung des bisher ausschließlich verwendeten Corona-Modells durch eine Behandlung der Ratengleichungen mit diesem Algorithmus be-gonnen.

3.3 Pelletablationsstudien

Zur Anwendung des BALDUR-Simulationscodes auf Fälle mit gleichzeitigem Pelleteinschuß und Neutralin-jektion wurden die bereits vorhandenen Ablations-modelle durch eine Routine erweitert, die die durch nichtthermische Neutralinjektionsionen ver-ursachte Ablation bestimmen läßt. Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Routine ist die Super-onierbarkeit der Ablationsraten, die von Ionen-gruppen mit unterschiedlichen Energien verursacht werden. Die räumlichen Energie- bzw. Dichtevertei-lungen der Neutralinjektionsionen müssen vorge-gaben (bzw. vom Hauptprogramm übernommen) werden.

Eine durchgeführte zusammenfassende Analyse der experimentellen Ergebnisse, die auf dem Gebiet der Pelletinjektion und Pellet-Plasma-Wechselwirkung vorhanden sind - gestützt hauptsächlich auf die Ergebnisse, die in ORNL erzielt wurden - zeigt eine Anzahl von interessanten Anwendungsmöglich-keiten für Pellets, die noch nicht ausreichend erfaßt, bzw. untersucht worden sind. So könnten z.B. mittels Pellets die Stromverteilung und die MHD-Schwingungen beeinflusst bzw. gesteuert, Säge-zahnschwingungen gedämpft (oder - unter bestimmten Umständen - angeregt), Teilchentransport und Energietransport mit Hilfe von speziellen "Diagno-stikpellets" untersucht werden. Eine wirksame Kombination von Pelletinjektion mit Neutralinjek-tionsheizung dürfte zu einer effektiveren Energie-übertragung zwischen den nichtthermischen und thermischen Plasmakomponenten beitragen. Die Ver-wendung von Pellets für die o.g. Zwecke verlangt noch gleichzeitige Optimierung der Pelletgröße, Pelletfrequenz und Einschußgeschwindigkeit.

3.4 Modellvorstellungen zum ergodischen Limiter und Möglichkeiten zu seiner technischen Realisierung

Nachdem im vergangenen Jahr, in Zusammenarbeit mit der Kernforschungsanlage Jülich, Rechnungen zu den sich in der Randschicht einstellenden Dichten und Temperaturen durchgeführt worden waren [79], konzen-trierten sich weitere Überlegungen auf eine Ab-schätzung der Abschirmwirkung der Randschicht eines ergodischen Limiters gegenüber den Verunrei-nigungen, die von der Wand eindringen.

Dabei wurde angenommen, daß in der Randschicht, die durch stochastisch im Volumen hin und her wandernde Feldlinien gefüllt ist, die die Wand, bzw. den Limiter schneiden, eine Konvektion entlang der Feldlinien herrscht, die am Rand Schallgeschwindigkeit erreicht. Diese Konvektion des Hauptplasmas (Wasserstoff bzw. Deuterium) schwemmt die darin eingebetteten Verunreinigungen mit heraus. Dieser Effekt tritt allerdings nur dann ein, wenn die Konvektion die immer vorhandene anomal große Diffusion quer zu den Feldlinien überwiegt.

Abschätzungen mit einem derartigen einfachen Konvektionsmodell führen für realistische Störmagnetfelder und Randschichtdicken zu sehr günstigen Aussagen über die Abschirmwirkung einer ergodisierten Schicht. Zu einem ähnlichen Resultat kommt eine andere Theorie von Samain (Fontenay-aux-Roses), welche die stochastische Wanderung der Feldlinien durch einen quasilinearen Diffusionskoeffizienten beschreibt.

Bei der Suche nach einer technisch realisierbaren Lösung für Textor wurde von der Verwendung vollkommener helikaler Windungen abgegangen, weil dadurch die Zugänglichkeit zum Experiment sehr stark eingeschränkt wird. Statt dessen wurden einfachere Konfigurationen untersucht, die nur geringe Teile der Torusoberfläche bedecken. Die bis jetzt optimale Konfiguration, angepaßt an die Geometrie von Textor, besteht aus zwei Modulen mit helikalen Windungen $m = 4$, $n = 1$ ($m =$ meridionale, $n =$ azimutale Modenzahl). Die Breite eines Moduls beträgt dabei 56° vom Torusumfang; jeder Modul enthält 8 Leiter mit jeweils alternierendem Strom. Ein Strom von 11 kA pro Leiter genügt dabei zur Erzeugung eines Störmagnetfeldes von $\epsilon = \delta B_r / B_t = 2.5 \times 10^{-3}$. Dieser Wert sollte zur Erzeugung eines starken Abschirmeffekts ausreichen (der Plasmastrom in Textor besträgt 450 kA). Der ursprüngliche Vorschlag für Textor sah 4 solcher Module vor. Die Reduzierung auf 2 bedeutet sicher eine Vereinfachung.

3.5 Resistive Evolution von Tokamakgleichgewichten

Unter der Annahme instantaner Aufrechterhaltung toroidalen Gleichgewichts ($\nabla_p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$) bei Erfüllung des Induktionsgesetzes ($\partial \mathbf{B} / \partial t = -\text{rot} \mathbf{E}$) läßt sich anhand einer Analyse der Evolutionsgleichungen für die Flüsse zeigen, daß die Vorgabe der Druckverteilung $p(\Psi, t)$ als Funktion des Poloidalflusses Ψ und der Zeit t , sowie des q -Profils zu einer Anfangszeit genügen, um $\Psi(\mathbf{x}, t)$ und $q(\Psi, t)$ zu bestimmen, wobei als Transportgleichung nur das Ohmsche Gesetz parallel zum Magnetfeld herangezogen werden muß. Es wurde mit der Entwicklung eines entsprechenden MHD-Codes zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung von Tokamakgleichgewichten begonnen.

3.6 Gleichgewicht und Plasmaströmung bei helikaler Symmetrie

Im Zusammenhang mit der Fortsetzung der Untersuchung von Inselbildung und Inselstruktur wurde das Gleichgewicht eines "geraden Tokamaks" in einem äußeren helikalen Vakuumfeld betrachtet. Für das sich hierbei ergebende Teilproblem der Berechnung magnetischer Flächen und des Magnetfeldes helikaler, räumlich verteilter Ströme wurde ein effektives Verfahren entwickelt, mit dessen Hilfe das Problem

gleichgewichtskonsistenter Inselbildung iterativ behandelt werden kann.

Für eine Untersuchung des sich mit dem Einschluß von Teilchen stellende Problem des Einflusses von Plasmaströmung (z.B. von Plasmarotation) auf Einschlußverhalten und Gleichgewicht wurden für das einem Stellarator grossen Aspektverhältnisses nahekommende Modell helikaler Symmetrie stationäre Strömungsgleichgewichte betrachtet. Das zugehörige System idealer MHD-Gleichungen kann auf im wesentlichen nur eine partielle Differentialgleichung reduziert werden, die alle dissipationsfreien Strömungseffekte erfaßt und die in dem Strömungsteilbereich, in dem sie elliptisch ist, ebenfalls mit dem obengenannten Verfahren iterativ gelöst werden kann.

BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2 (Stellaratoren)
(Dr. Günter Grieger)

Der Bereich bearbeitet vor allem die Stellaratoraktivitäten des IPP und leistet einen Großteil der Beiträge zu dem Projekt NET-Mitarbeit. Der Bereich besteht aus den folgenden Arbeitsgruppen:

1. W VII-A
(H. Renner, G. Cattanei, D., A. Elsner, H. Hacker, H. Jäckel, R. Jaenicke, P. Javel, J. Junker, M. Kick, R. Lathe, C. Mahn, S. Marlier, G. Müller, W. Ohlendorf, H. Ringler, F. Sardei, M. Tutter, A. Weller, E. Würsching, M. Zippe)
2. W VII-AS
(J. Sapper, F. Rau, H. Wobig, M. Maaßberg)
3. NET
(J. Raeder, K. Borrass, R. Bünde, W. Dänner, G. Müller, J.-G. Wegrowe)

Die Beiträge dieser Gruppen sind im Teil A des Jahresberichtes bei den Projekten W VII-A, W VII-AS, W VII-X und Stellaratorreaktorsystemstudien, dem Projekt NET-Mitarbeit und im Teil B bei Systemstudien des Bereichs Technologie aufgeführt.

BEREICH EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (ASDEX)

(Dr. Gerhart von Gierke)

Der Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3 besteht aus der Arbeitsgruppe ASDEX, über deren Arbeiten wir im Kapitel "Projekt ASDEX" vollständig berichten. Zu dieser Arbeitsgruppe gehören folgende Mitarbeiter: M. Keilhacker, G. Becker, K. Behringer, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, E. Glock, G. Haas, G. Herppich, H. Hohenöcker, F. Karger, O. Klüber, M. Kornherr, G. Lisitano, H.-M. Mayer, K. McCormick, D. Meisel, R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, H. Rapp, N. Ruhs, F. Schneider, G. Siller, P. Smeulders, F. Söldner, K.-H. Steuer, F. Wagner, D. Zimmermann.

B E R E I C H T H E O R I E 1

(Prof. Dr. Dieter Pfirsch)

Die Arbeiten im Bereich Theorie I befassen sich mit den wesentlichen Problemkreisen bei magnetisch eingeschlossenen Plasmen, vor allem in Tokamaks und ähnlichen Experimenten, wobei im Laufe des Berichtsjahres, auch aufgrund der Strukturreform im IPP, leichte Verschiebungen in den Arbeitsrichtungen gegenüber den Vorjahren eintraten. So konzentrierten sich in der makroskopischen Theorie die Untersuchungen auf die Beschreibung von resistiven Prozessen, die nicht nur bei den verschiedenen Abbruchvorgängen eine zentrale Rolle spielen, sondern auch die quasi-stationäre MHD Aktivität bestimmen, die eine wesentliche Ursache von experimentell beobachteten β -Begrenzungen zu sein scheint. In der Transporttheorie rückten Untersuchungen zur anomalen Elektronenwärmeleitung weiter in den Vordergrund. Ein Arbeitsprogramm zur Beschreibung von niederfrequenten nichtlinearen mikroskopischen Vorgängen, insbesondere durch Teilchensimulation, wurde in Angriff genommen. Daneben gab es auch wieder eine Reihe von Arbeiten zum stoßdominierten Transport, die sich besonders mit der Beschreibung der Plasma-Wand-Wechselwirkung befaßten. Neben ihrer Bedeutung für die Aufheizung von Plasmen scheint die Einstrahlung von HF-Leistung die Möglichkeit eines stationären Stromtreibens in Tokamaks zu bieten. Untersuchungen zu diesem Thema wurden begonnen. Außerdem wurden wieder eine Anzahl von Arbeiten durchgeführt, die sich mit mathematischen und numerischen Problemen befaßten, die sich vor allem bei der Codeentwicklung ergaben.

1. RESISTIVE MHD THEORIE

(D. Biskamp, D. Correa-Restrepo, W. Kerner, R. Schmalz, H. Tasso, H. Welter)

1.1. Lineare Theorie1.1.1 Stabilitätskriterium für resistive MHD-Ballooning-Moden in allgemeiner Geometrie

Im Rahmen der resistiven MHD wurden Ballooning-Moden in allgemeiner dreidimensionaler Geometrie untersucht. Unter der Annahme kleinen elektrischen Widerstandes wurden Störungen betrachtet, die entlang einer Magnetfeldlinie lokalisiert sind. Es wurde ein Stabilitätskriterium in Form eines gekoppelten Systems zweier gewöhnlicher Differentialgleichungen zweiter Ordnung abgeleitet. Dieses Kriterium enthält verschiedene interessante Grenzfälle (ideale Ballooning Moden, Stabilitätskriterien in symmetrischen Systemen), ist aber im allgemeinen Fall schwierig auszuwerten. Unter der Annahme kleiner Anwachsrate läßt sich jedoch die Formulierung des Kriteriums vereinfachen, wenn die Methoden der Entwicklung von Differentialgleichungen, bei denen mehrere Skalenlängen eine Rolle spielen, herangezogen

werden. Auf diese Weise werden verschiedene explizite analytische Ergebnisse erhalten. Insbesondere findet man im Fall von Instabilität Ausdrücke für die Anwachsrate. Diese skalieren dann wie gebrochene Potenzen des Widerstandes. (D. Correa-Restrepo)

1.1.2 Numerische Auswertung des Energieprinzips für resistive Störungen

Die numerische Untersuchung des Energieprinzips für resistive Störungen von Tasso und Virtamo (siehe Jahresbericht 1980) wurde fortgesetzt und auf 2D Gleichgewichte ausgedehnt. Dazu wurde der Gar-chinger Gleichgewichtscode auf Zylindergeometrie erweitert. Der Übergang von numerisch berechneten Gleichgewichten zu geeigneten Flußkoordinaten ("Mapping") wird mit den ERATO-Algorithmen /102/ durchgeführt. Das ergibt die folgende Programm-Struktur: Gleichgewicht \rightarrow Mapping \rightarrow 2D Tearing Mode Stabilität

Für ein spezielles 2D Gleichgewicht (elliptischer Plasmaquerschnitt und konstanter Plasmastrom) gibt es analytische Ergebnisse bezüglich der Stabilität von externen Kinks, die als Sonderfall von resistiven

ven Moden angesehen werden können. Diese konnten mit dem numerischen Programm sehr genau für Elliptizität $e = b/a$ zwischen eins und fünf reproduziert werden.

Weitere Gleichgewichte mit D-förmigen und nierenförmigen Querschnitten und sowohl monotonen als auch dellenartigen Stromverteilungen wurden betrachtet. Dabei treten Moden mit zehn verschiedenen singulären q -Flächen auf, deren radiale und poloidale Modenkupplungen untersucht wurden.

Die Effizienz und leichte Handhabung dieses Codes erlaubt den Einbau in einen Transportcode. Erste Ergebnisse solcher Rechnungen für 1D Konfigurationen liegen bereits vor. (W. Kerner, H. Tasso)

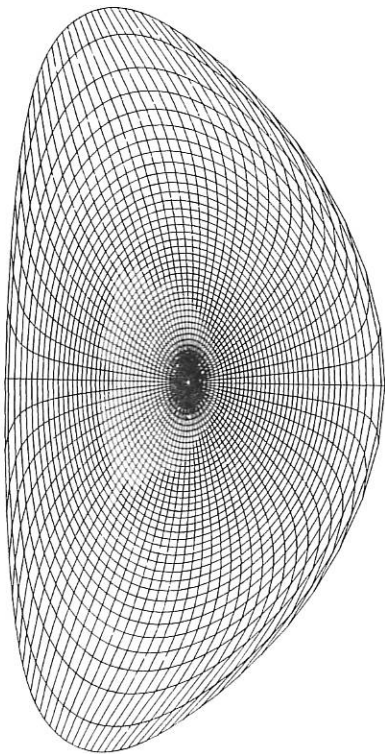


Abb. 1 Magnetische Flächen und poloidale Koordinaten eines 2-D Gleichgewichts mit $j_z \propto (1-r^2/a^2)^2$ und $q_s/q_0 \approx 6$.

1.1.3 Toruseffekte in hoch- β -Tokamaks

Die reduzierten Gleichungen für hoch- β -Plasmen in toroidaler Geometrie* wurden numerisch untersucht. Im ersten Schritt konnten aus Nichtgleichgewichts-Anfangskonfigurationen durch Relaxation, d.h. Energieentzug mittels künstlicher Viskosität, axial-symmetrische resistive Gleichgewichte gewonnen werden. Dazu wurden cartesische Koordinaten in einem quadratischen Gitter mit bis zu 128 x 128 Stützstellen benutzt. Ein Beispiel zeigt Abb. 3.

* R. Schmalz, Phys. Lett. 82 A, 14 (1981)

EIGVEC OM2=-2.247E-01

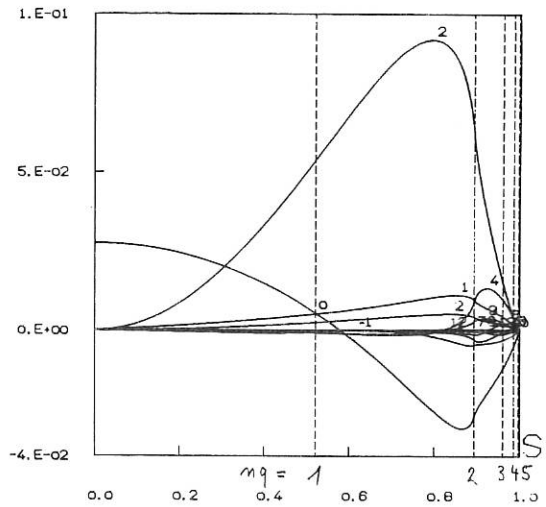


Abb. 2 Eigenfunktion einer instabilen Tearing Mode. Die Fourierkomponenten sind gegen die radialen Koordinaten $S = \sqrt{\Psi/\Psi_s}$ aufgetragen.

Zum Studium der Stabilität derartiger Gleichgewichte wurde ein Programm erstellt, das dreidimensionale Störungen in den nichtlinearen Bereich verfolgen kann. Die bisherigen Untersuchungen konzentrierten sich dabei auf die interne ($n=1, m=1$) - Mode. Qualitativ zeigt sich folgendes Verhalten: Erhöhung des Parameters β bei $\epsilon=0$ verschiebt bekanntlich die magnetische Achse des Gleichgewichts nach außen und wirkt damit zunächst stabilisierend. Dies wird jedoch - bei hohem β - durch den destabilisierenden Einfluß der dynamischen β - Terme überkompensiert, so daß insgesamt eine Destabilisierung eintritt. Erhöhung der Toruskrümmung andererseits hat eine ähnliche Verlagerung der Gleichgewichtskonfiguration nach außen zur Folge und wirkt, für sich genommen, stabilisierend. Die nun erstmals durchgeführte Kopplung beider Effekte signalisiert eine beträchtliche Stabilisierung, deren Ausmaß derzeit noch Gegenstand der Untersuchungen ist. Künftige Bemühungen werden sich daher auf die Verbesserung und Weiterentwicklung des Programms konzentrieren, insbesondere scheint die Einführung angepaßter Koordinaten für das Studium der höheren Moden notwendig.

Abb. 4 zeigt ein Beispiel für die Modenstruktur der ($n=1$)-Mode bei hohem β . (R. Schmalz)

1.2.2 MHD-Turbulenz-Spektrum bei einer Abbruchinstabilität

Das 3D Programm zur Untersuchung der Plasmadynamik während einer Abbruchinstabilität wurde auf eine Beschreibung durch Fourieranalyse in θ, ϕ umgestellt. Dies erlaubt eine wesentlich höhere Auflösung als ein reines Differenzenverfahren, da nur ein Teil des Fourierraumes berücksichtigt werden muß. Durch verschiedene Modifikationen konnten nichtlineare numerische Instabilitäten, die in Fourierprogrammen dieser Art leicht auftreten,

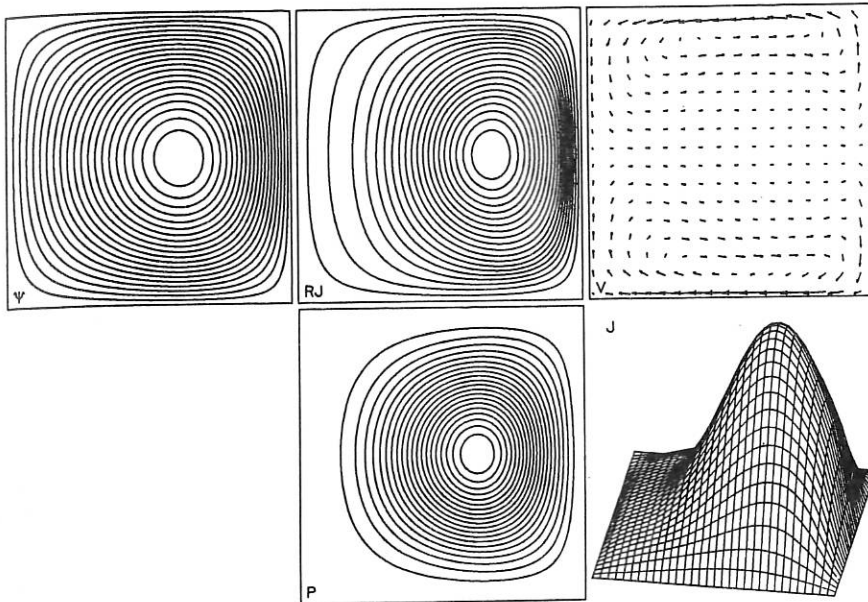


Abb. 3 Niveaulinien des magnetischen Flusses ψ , des toroidalen Stromes j_ϕ und des Druckes p ; Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes \underline{v}_1 und räumliche Veranschaulichung des Stromprofils für ein Gleichgewicht mit $\beta_p = 2$.

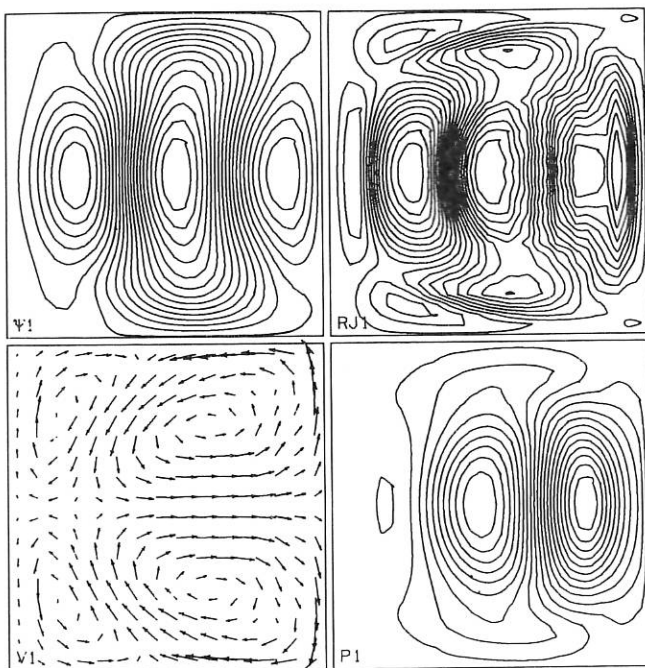


Abb. 4 Typische Struktur der $n=1$ Störungen $\psi^{(1)}$, $j_\phi^{(1)}$, $\underline{v}_1^{(1)}$ und $p^{(1)}$ eines instabilen hoch- β -Gleichgewichts

praktisch eliminiert werden, was eine Beschreibung der voll entwickelten MHD Turbulenz erlaubt. Obwohl die Dynamik fast zweidimensional ist ($v_\phi = 0$, $\delta B_\phi = 0$, $k_\phi \ll k_\perp$) beobachtet man doch wie im Fall dreidimensionaler Turbulenz eine Energiekaskade zu großem k ; d.h. immer kürzere Wellenlängen werden angeregt. Ein zusätzlicher, dissipativer Mechanismus bei großem k , z.B. der Effekt endlicher Ionenlarmorradien, erscheint notwendig für ein quasi-

stationäres Spektrum. Größen wie der effektive anomale Widerstand können aus dem Spektrum berechnet werden. (D. Biskamp, H. Welter)

1.2.3 Rechnungen zum Problem des magnetischen Reconnection

Grundlegend für das Verständnis von schnellen Plasmavorgängen wie z.B. Disruptions ist eine Theorie des magnetischen reconnection, die angibt, wie schnell bei gegebenem (kleinen) elektrischen Widerstand η magnetischer Fluß geändert und magnetische Energie umgewandelt werden kann. Um Widersprüche zu klären, die in der Literatur zum 2D reconnection Problem deutlich geworden sind, wurden die resistiven MHD Gleichungen numerisch gelöst. Da sich in allen numerisch untersuchten Fällen Kompressibilität als vernachlässigbar herausstellte, wurden die meisten Rechnungen in der ökonomischeren inkompressiblen Näherung durchgeführt.

Es wurden einerseits offene Systeme betrachtet mit Randbedingungen, die ein- bzw. ausströmendem Plasma entsprechen. Dabei stellt sich nach kurzer Einschwingzeit eine stationäre Magnetfeldkonfiguration und Plasmaströmung ein und damit auch eine konstante reconnection Rate M . Wie in Petschek's Modell vorausgesagt, bilden sich zwei Paare von sog. langsamen Stoßwellen aus. Für nicht zu kleine Werte von η bestimmen diese die Plasmadynamik. Mit kleiner werdendem η entsteht jedoch in der Nähe des X - Punkts eine Stromschicht, entlang welcher das Plasma durch den Druckgradienten beschleunigt wird, wobei die sich daran anschließenden Stoßwellen immer weniger Bedeutung haben. In diesem Regime gilt die Skalierung $M \propto \eta^{1/2}$ entsprechend dem Sweet-Parker reconnection Modell.

Andererseits wurde als Beispiel eines geschlossenen selbstkonsistenten Systems, in dem der reconnection Prozess unabhängig von der speziellen

Wahl der Randbedingungen abläuft, das Verschmelzen zweier Z-Pinche numerisch verfolgt, in Verallgemeinerung des früher untersuchten Verschmelzens zweier magnetischer Inseln. Wie in letzterem Fall ergibt sich auch hier, daß der reconnection Prozess in einer Stromschicht stattfindet und daß Petschek's Theorie nicht gilt. (D. Biskamp)

2. MIKROSKOPISCHE THEORIE UND TRANSPORT

(D. Biskamp, E. Canobbio, R. Croci, D. Düchs, P. Gräff, D. Pfirsch, F. Pohl, A. Salat, H. Wimmel)

2.1. Optimierte Guiding-Center-Drift Theorien

Es wurde eine zusammenfassende Übersicht über G.C. Drift-Theorien gegeben, die in dem Sinn optimiert sind, daß sie exakte Konstanten der Bewegung und exakte Erhaltungssätze enthalten, im Gegensatz zu konventionellen Theorien (siehe z.B. Northrop). Verschiedene Verallgemeinerungen in der Literatur behandelte optimierter Theorien wurden hergeleitet. So hatte Boozer G.C.-Gleichungen mit $\vec{E} = 0(\epsilon)$ angegeben, für die ein exakter Energie- und Liouville-Satz durch Einführung einer künstlichen parallelen Drift erreicht wird. Diese nur für stationäre Felder gültige Theorie wurde für zeitabhängige Felder verallgemeinert. Eine Theorie von Littlejohn mit $\vec{E}_\perp = 0(1)$ ohne künstliche Paralldrift, wurde so abgewandelt, daß sich, allerdings mit $\vec{E} = 0(\epsilon)$, eine optimierte G.C. Theorie ergibt, die ebenfalls einen exakten Energie- und Liouville-Satz enthält. Außerdem wurde das Problem der fehlenden Galilei-Invarianz der bekannten nichtrelativistischen G.C.-Theorien untersucht und ein Argument gegeben, warum exakte Galilei-Invarianz hier unerreichbar erscheint.

Wenn man drift-kinetische Gleichungen aus den optimierten Guiding Center Bewegungsgleichungen ohne Reihenentwicklung herleitet, führen die exakten Bewegungskonstanten zu entsprechenden Erhaltungssätzen für das drift-kinetische Plasma. Man erhält so optimierte drift-kinetische Gleichungen. Dabei ist auch der Fall interessant, daß die G.C. Gleichungen nur teilweise optimiert sind. Wenn z.B. kein exakter Liouville-Satz gilt, erhalten die resultierenden drift-kinetischen Gleichungen trotzdem Teilchenzahl und Energie. Der entsprechende Formalismus wurde allgemein hergeleitet. (H.K. Wimmel)

2.2. Anomaler Transport

2.2.1 Teilchensimulation von Driftwellenturbulenz und Elektronenwärmetransport

Die in Tokamakexperimenten beobachtete anomale Elektronenwärmeleitung wird im allgemeinen der Wirkung von Oszillationen im Bereich der Driftfrequenz zugerechnet. Die Literatur enthält eine große Zahl von Instabilitätstypen in diesem Frequenzbereich und auch eine Reihe von nichtlinearen Abschätzungen über den von bestimmten instabilen Moden verursachten Transport. Um aus der Vielzahl der möglichen Instabilitäten den dominanten Effekt herauszufinden, wurde ein größeres Arbeitsprogramm begonnen, dessen wichtigster Punkt mehrdimensionale Teilchensimulationen sind. Dabei sollen die Nachteile früherer Rechnungen, vor allem das Zusammenrücken der verschiedenen Raum- und Zeitskalen vermieden werden,

das dadurch entstand, das λ_D und ω explizit mitgenommen wurden. Durch implizite Feldberechnung scheint es möglich zu sein, diese Skalen zu eliminieren. Mit Ω_i und ρ_i als kürzeste aufzulösende Zeit und Länge und mit einfacher Slabgeometrie sollte man relevante, auf Tokamaks anwendbare Aussagen über Driftwellenturbulenz und den mit ihr verknüpften Transport erhalten können. (D. Biskamp, A. Salat)

2.2.2 Skalierungsgesetze für die Elektronenwärmeleitfähigkeit in W VII-A

Mit statistischen Methoden wurden die experimentellen Daten (13 Schüsse, je 4 - 8 Radian, zusammen 72 Datensätze) der Elektronenwärmeleitfähigkeit χ_e von tokamak-ähnlichen W7a - Plasmen analysiert. Als beste Approximation der Form

$$\chi_e \propto n(r)^{\nu_n} T(r)^{\nu_T} q(r)^{\nu_q} I^{\nu_I} B^{\nu_B}$$

ergab sich im wesentlichen die Coppi-Mazzucato Beziehung

$$\chi_e \propto B(nTq)^{-1}$$

mit einem mittleren Fehler von 28%. Die Genauigkeit der Exponenten kann z.B. durch das Anwachsen des Fehlers bei Änderung des Exponenten einer Größe σ um $\delta\sigma$ und gleichzeitiges Neuoptimieren der jeweils anderen Exponenten charakterisiert werden. Mit

$$\langle (\ln \chi_{eExp} - \ln \chi_{eSkal})^2 \rangle = S$$

gilt

$$S_{opt}^{neu} - S_{opt}^{alt} = R_\sigma (\delta\sigma)^2$$

wobei sich für die Größen R_σ folgende Tabelle ergab

σ	n	T	q	I	B
R_σ	0.13	0.22	0.012	0.05	0.006

S_{opt}^{alt} war 0.06, was dem Fehler von 28% entspricht.

Den Zahlenwerten der Größen R_σ entnimmt man, daß die T-Abhängigkeit am genauesten bekannt ist, gefolgt von der n-Abhängigkeit, während über die I-, q- und B-Abhängigkeiten praktisch keine Aussagen gemacht werden können. (D. Pfirsch, F. Pohl)

2.2.3 Anomaler Transport von Verunreinigungen

Für ein ohmisch geheiztes Plasma in W7a wurde die Entwicklung von Sauerstoffverunreinigungen mit Hilfe der (vollständigen) neoklassischen Transporttheorie berechnet. Aus Vergleichen mit spektroskopischen Messungen von drei aufeinanderfolgenden Ionisierungsstufen OIV, OV, OVI war es möglich festzustellen, daß

- a) der radiale Fluß von OV etwa sechsmal höher ist als der neoklassische;
- b) der Diffusionskoeffizient innerhalb der Fehlerbreiten durch die Formel

$$D_A = 10^{18} q^2 / (n_e \cdot T_e^2) \quad [\text{cm}^2\text{s}^{-1}]$$

beschrieben werden kann. Der Vergleich war nur in den äußeren Plasmazonen möglich, wo diese Ionisierungsstufen existieren. (D. Düchs, H. Hacker, S. Uchikawa¹)

¹ Energy Research Laboratory, Hitachi/Japan

2.2.4 Konstruktion von Ionen-Verteilungsfunktionen aus Flüssigkeitsgrößen

Die Randbedingungen für die Plasmabeschreibung in Transportcodes sind mitbestimmt durch Rückstreuung und Zerstäubung. Die Berechnung dieser Prozesse erfordert die Kenntnis der Energieverteilung der auf die Wand auftreffenden Teilchen. Die Annahme einer einfachen Maxwell'schen Verteilung (mit der aus den Flüssigkeitsgleichungen entnommenen Dichte und Temperatur) muß zu Widersprüchen in den Bilanzgleichungen führen. Es wurden Klassen von Verteilungsfunktionen gefunden, welche als Geschwindigkeitsmomente die (aus den Flüssigkeitsgleichungen) gegebenen Teilchen- und Energieflüsse, sowie Dichte und Temperatur liefern. Einfache Beispiele stellen "abgeschnittene" Maxwell-Verteilungen dar, z.B.:

$$f_{\text{ion}} = \begin{cases} f_{\text{Maxw}} & \text{für } v_x \geq v_u \quad (v \text{ wird wesentlich} \\ 0 & \text{für } v_x < v_u \quad \text{bestimmt durch} \\ & \text{die Flüsse)} \end{cases}$$

Bei Kenntnis der Verteilungsfunktionen der rückgestreuten oder zerstäubten Teilchen lassen sich mit den obigen Ansätzen durch Iteration die Randbedingungen konsistent berechnen. (O. De Barbieri, D. Düchs)

2.2.5 Randbedingungen für den Plasmastrom

In einigen Tokamak-Experimenten besteht eine starke Kopplung zwischen den Strömen im Plasma und in den äußeren Transformatorwicklungen. Als Randbedingung für das Magnetfeld in Transportcodes ist dann simultan ein System von (elektr.) Kreisgleichungen zu lösen. Vergleiche mit Messungen, auch im Falle von zusätzlicher Plasmaheizung mit LH-Wellen, deuten gute Übereinstimmung an. (D. Düchs, P.H. Sakanaka²)

2.2.6 Turbulente Transportvorgänge

Die $E \times B$ Drift, bei der das E-Feld als stochastisch anzusehen ist, führt zu einer Diffusion der geladenen Teilchen. Versucht man, die bisherige strenge Behandlung der turbulenten Diffusion (Jahresbericht 1980) direkt anzuwenden, so stört die Tatsache, daß es sich hierbei um eine inkompressible Strömung handelt. Daher entsteht die Frage, ob sich die bisherige Behandlung auch unter der Bedingung der Inkompressibilität durchführen läßt. Der eindimensionale Fall ist nicht von Interesse, da er praktisch auf die bekannte Brownsche Bewegung zurückführt. Der zweidimensionale Fall, der im Hinblick auf die Praxis von Bedeutung ist, läßt sich in der Tat durch Einführung einer Kontakttransformation streng behandeln. Ob die Methode auch auf drei Dimensionen ausgedehnt werden kann, ist noch offen. Anknüpfend an die bisherige Behandlung der turbulenten Diffusion schien eine Ausdehnung der Methoden auf den Durchgang von Wellen durch turbulente Medien (z.B. Streuung von Laserlicht in Plasmen) naheliegend zu sein. Während eine exakte Behandlung der vollen Wellengleichung nicht möglich erscheint, läßt sich die Eikonalnäherung in einer ähnlichen Weise exakt behandeln wie das Problem der turbulenten Diffusion. (P. Gräff, D. Pfirsch)

² Instituto de Física "Gleb Wataghin" Universidade Estadual de Campinas, 13.100 Campinas, Brasilien

2.2.7 Über die Beziehung zwischen Mischungswegtheorien und Direct-Interaction Theorien für starke Turbulenz

Gegenwärtige Theorien für die starke Turbulenz kann man in zwei Klassen unterteilen: "formale" Theorien wie etwa die Direct-Interaction-Approximation basierend auf Renormalisierungsverfahren und "physikalische" Mischungswegtheorien. Die Theorien der ersten Klasse werden selbstkonsistent aus den jeweiligen Grundgleichungen hergeleitet. Sie liefern derzeit die beste Beschreibung der Turbulenz, sind aber sehr kompliziert und im allgemeinen nur schwer anwendbar. Die Mischungswegtheorien besitzen nur eine anschauliche Herleitung, zeichnen sich aber durch große Einfachheit aus. Es wurde deshalb versucht, diese Theorien aus formalen Theorien zu erhalten. Dies gelang für eine große Klasse von Plasma- und Flüssigkeitssystemen. (R.N. Sudan³, D. Pfirsch)

2.3. HF-Heizung und Wellenausbreitung

2.3.1 Wellenausbreitung und Heizung bei eingefrorenen Elektronen

Wellenausbreitung in magnetisch eingeschlossenen Plasmen wird durch eine partielle Differentialgleichung von nur zweiter Ordnung quer zum Magnetfeld \vec{B} beschrieben, wenn a) die Elektronen im Magnetfeld eingefroren sind, $\nabla \times (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) = 0$, was $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ und Frequenzen weit unterhalb der unteren Hybridenfrequenz voraussetzt, und b) der Ionenruck einem Adiabategesetz $p_i = p_i(n_i)$ folgt. Die relevanten Ausdrücke für Absorption an den resonanten Flächen und den Sprung in den Feldamplituden werden allgemein hergeleitet. (E. Canobbio)

2.3.2 Ein Schema für magnetisches Pumpen bei minimaler Erzeugung von Wirbelströmen in der Vakuumgefäßwand

Es wurde gefunden, daß bei der Plasmaheizung durch magnetisches Pumpen die Erzeugung von Wirbelströmen im Liner drastisch reduziert werden kann, wenn das Hochfrequenzfeld eine verschwindende Parallelkomponente $k_{\parallel} = \vec{B} \cdot \vec{k} / B$ des Wellenvektors an der Plasmaoberfläche hat. Der Wirkungsgrad der Plasmaheizung ist wesentlich erhöht, auch wenn der Abstand zwischen HF-Spulen und Gefäßwand ziemlich klein ist. Allerdings ist die Bedingung $k_{\parallel} = 0$ nicht leicht zu erfüllen, wenn nicht die Verscherung hinreichend klein ist. (E. Canobbio)

2.3.3 Fokussierung von schnellen ICRF-Wellen in großen Maschinen

Für eine möglichst verlustfreie Plasmaheizung durch ICRF-Wellen erscheint es sehr vorteilhaft, diese Wellen im Kern der Plasmasäule zu fokussieren, um Oberflächeneffekte zu minimalisieren, besonders da die resonanten Flächen die Plasmaoberfläche durchdringen. Wenn der Plasmaradius a groß ist, so daß $a \gg v_A / \omega$ gilt, ist eine Fokussierung möglich, auch wenn die Absorption bei einem einzelnen Durchgang durch die resonante Fläche klein ist, wenn die Kaustik der Wellen vom "Bouncing Ball" Typ ist, was zum Beispiel durch einen elongierten Plasmaquerschnitt erreicht werden kann. (E. Canobbio)

³Laboratory of Plasma Studies, Cornell University

2.3.4 Untersuchungen zum Stromtreiben durch HF

Zwei verschiedene einfache Mechanismen zum HF-Stromtreiben wurden überprüft und kritisiert.

a) Landaudämpfung gemäß der 1D quasilinearen Fokker-Planck-Gleichung. Es wurde gezeigt, daß die so berechneten Werte von Stromdichte j und HF-Leistung P , die oft zu Vergleichen von Experimenten und bei Reaktorstudien herangezogen werden, qualitativ inkorrekt sind; denn sie stimmen nicht mit den richtigen 2D (im Geschwindigkeitsraum) Ergebnissen überein. Das Verhältnis j/P ist jedoch im wesentlichen richtig.

b) Stromtreiben durch rotierende Magnetfelder. Es wurde gezeigt, daß die bisher betrachtete HF-Feldkonfiguration nicht selbstkonsistent ist. Mit den vollständigen Feldern geschieht eine nennenswerte Stromerzeugung nicht nur unter anderen Bedingungen, sondern erfordert auch erheblich weniger HF-Leistung als kürzlich von Fisch und Watanabe abgeschätzt. (E. Canobbio, R. Croci)

2.3.5 Zur asymptotischen Lösung der linearisierten Vlasogleichung in inhomogenen Plasmen

Die Arbeit über eine asymptotische Methode zur Lösung der Vlasogleichung für elektrostatische Störungen in inhomogenen Plasmen (siehe Jahresbericht 1980) wurde mit der Herleitung und Diskussion des Restgliedes abgeschlossen. Das Verfahren kann leicht auf elektromagnetische Störungen verallgemeinert werden und gilt auch für eine allgemeinere Klasse von Integrodifferentialgleichungen. Einer der Vorteile der Methode gegenüber der üblichen WKB-Methode ist, daß man die Entwicklung einer bei $t = 0$ vorgegebenen Störung verfolgen kann. (R. Croci)

2.3.6 Untersuchung einer Modellgleichung für Alfvénwellen in nicht-axisymmetrischen Toren

In nicht-axisymmetrischer toroidaler Geometrie werden die MHD-Kontinua (einschließlich der Alfvénwellen) durch ein System linearer gewöhnlicher Differentialgleichungen mit quasiperiodischen Koeffizienten vom Typ (1), $\dot{x}(t) = A(\theta(t), \phi(t)) x$, beschrieben. A ist periodisch im poloidalen und toroidalen Winkel θ und ϕ und enthält die Frequenz ω der Mode als Eigenwertparameter. An Stelle von Gl. (1) wurde die Untersuchung einer skalaren quasiperiodischen Modellgleichung (2) fortgeführt: $\ddot{x}(t) + (\omega^2 + a(\theta(t), \phi(t))) x = 0$, wobei $a(\theta, \phi)$ durch eine Summe periodischer Delta-Funktionen dargestellt ist. Gleichung (2) ist eine quasiperiodische Verallgemeinerung der Hill'schen Gleichung. Folgende Ergebnisse wurden durch numerische Lösung erhalten: Die Lösungen zeigen im Phasenraum (x, \dot{x}) teils stochastisches teils geordnetes Verhalten. Sie divergieren in ω -Intervallen, die für kleine $|a|$ zentriert sind um $\omega_0 = (n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2)/2$; $n_1, n_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, mit $\omega_1 = \theta, \omega_2 = \phi$. Genau an den Grenzen zu diesen Instabilitätsgebieten gibt es Eigenwerte $\omega = \omega'_{m,n}$ und $\omega = \omega''_{m,n}$ mit Eigenlösungen $x'_{m,n}, x''_{m,n}$, die in den Torus passen, also periodisch in θ und ϕ sind. Die Existenz von Eigenmoden ist numerisch allerdings nur dann "gesichert", falls $q = \omega_2/\omega_1$ nicht zu nahe an einer rationalen Zahl M/N mit kleinen M, N liegt.

Für das ursprüngliche Gleichungssystem (1) folgt die Erwartung, daß es ebenfalls Eigenlösungen geben

sollte, wenn auch vielleicht nicht für jeden Wert des Sicherheitsfaktors q . (A. Salat)

3. MATHEMATISCHE UND NUMERISCHE ENTWICKLUNGEN

(D. Düchs, D. Lortz, R. Meyer-Spasche, F. Sardei, H. Tasso, H. Wimmel)

3.1. Eigenwertschranken für elliptische Operatoren

Für die Realteile der Spektralwerte von elliptischen Gleichungen $\Delta u + a \partial_x u + b \partial_y u = -\lambda u$ in G , $u|_{\partial G} = 0$ wurden untere Schranken hergeleitet. Diese Schranken, die nur vom Gebietsdurchmesser und der Maximumnorm der Koeffizienten a, b abhängen, sind optimal. Sie sind immer positiv, es kann also kein Punkt des Spektrums auf der imaginären Achse liegen. Dieses Ergebnis wurde benutzt, um einen "Stabilitätssatz" für ein Problem der resistiven MHD-Theorie zu beweisen (D. Lortz, R. Meyer-Spasche)

3.2. Asymptotisches Verhalten der Lösungen gewisser parabolischer Differentialgleichungen

Viele physikalische Gesetze beschreiben die Änderungen eines Flusses und werden durch parabolische Gleichungen der Form $\partial_t u = \partial_{x_j} (\eta \frac{\partial u}{\partial x_j} - v_j u)$,

$j \leq 3$ dargestellt. Es wurde unter ziemlich allgemeinen Bedingungen gefunden, daß die Lösungen bei homogenen Randbedingungen vom Dirichlet Typus nach Null abfallen, während die Lösungen bei homogenen Randbedingungen vom Neumann-Typus nach oben und unten beschränkt sind. (D. Lortz, R. Meyer-Spasche)

3.3. Explizite Liapunov-Funktionen für eine Klasse von dissipativen Systemen

Hinsichtlich der Stabilitätsuntersuchungen für reale Plasmen ergibt sich eine analoge Formulierung zur Stabilitätstheorie dissipativer mechanischer Systeme mit zirkulatorischen Kräften, deren Gleichung nichthermitesche Operatoren enthält. Für eine explizit erzeugbare Klasse solcher Systeme kann man Liapunov-Funktionen als hermitesche Formen angeben. Dies vereinfacht die numerischen Stabilitätsuntersuchungen beträchtlich. (H. Tasso)

3.4. Neue Identitäten der elementaren Vektoranalysis

Es wurden eine Reihe von Vektor-Identitäten hergeleitet, die in den Standard-Formelsammlungen und Textbüchern über Vektoranalysis nicht enthalten sind. Als neuer Gesichtspunkt hat sich dabei ergeben, daß die systematische Suche nach vektoranalytischen Vertauschungsrelationen geeignet ist, nicht geläufige Identitäten aufzuspüren. Einige dieser Identitäten erwiesen sich als sehr vorteilhaft bei algebraischen Umformungen in der MHD Theorie und bei Guiding-Center Theorien. Einige Anwendungsbeispiele, z.B. bei flußerhaltenden Geschwindigkeitsfeldern, wurden behandelt. (H. Wimmel)

3.5. Regularisierungsverfahren zur Lösung der Kadomtsev-Pogutse Gleichungen

Zu dem Regularisierungsverfahren, mit dem die 2D

Kadomtsev-Pogutse Gleichungen für den Transport von gefangenen Ionen numerisch befriedigend behandelt werden konnten (siehe Jahresbericht 1980), wurden noch einige abschließende Untersuchungen durchgeführt. Für den Standardfall $m_{\text{marg}} = 1$ ergab sich die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom Regularisierungsfaktor als vernachlässigbar, wenn dieser hinreichend klein gewählt wird. Dagegen beobachtete man mit abnehmender Größe dieses Faktors ein Aufsteilen des Dichteprofiles an den Rändern. Dies deutet darauf hin, daß das Dichteprofil hier unstetig wird, im Einklang mit einer exakten Lösung der Differentialgleichungen. Das Verhalten ähnelt dem Aufsteilen von numerisch berechneten Stoßwellenprofilen bei Verkleinerung der künstlichen Viskosität. Daher wurde ein früher entwickeltes Stoßwellenprogramm als Testfall für die Zuverlässigkeit des Regularisierungsverfahrens herangezogen. Die Ergebnisse bestätigen die allgemeine Anwendbarkeit dieses Verfahrens. (F. Sardei)

3.6. Programmgeneratoren

In Fortführung früherer Arbeiten [1] wurde der Programmgenerator DEQTRAN 2 entwickelt. Dieser Generator ist ein FORTRAN-Programm, in das ein System von partiellen nichtlinearen Differentialgleichungen mit Ableitungen 1. Ordnung in der Zeit und maximal 2. Ordnung im Ort als "Datensatz" eingegeben wird, und das ein vollständiges Rechenprogramm (wieder in FORTRAN) zur numerischen Lösung dieses Gleichungssystems herstellt.

Zur Lösung wird gegenwärtig ein implizites Differenzenverfahren verwendet, das Crank-Nicholson-Verfahren mit strikter Linearisierung der nichtlinearen Terme. Orts- und Zeitzentrierung der Differenzen ist wählbar. In die Linearisierung können alle Summen und Potenzprodukte, sowie Logarithmen einbezogen werden. Alle Differenzen erlauben ein nichtgleichförmiges und zeitlich veränderliches Ortsgitter.

Die Linearisierung führt schließlich zu großen linearen Gleichungssystemen für die unbekanntenen Funktionswerte über dem Ortsgitter. Der Generator ist soweit fertiggestellt, daß er ein Unterprogramm für die Koeffizientenmatrizen für diese linearen Gleichungssysteme produzieren kann.

[1] D. Düchs, W. Schneider, Proc. II. Europ. Conf. in Comput. Physics, Garching, 1976, IPP-6/147, E5.

(D. Düchs, A. McKenney)

3.7. Nichtgleichförmiges Gitter

Begrenzter Speicherplatz und Genauigkeitsforderungen bei der Beschreibung einer Funktion lassen häufig die Wahl eines nichtgleichförmigen Koordinatengitters als vorteilhaft erscheinen. Es gibt zahlreiche Kriterien für eine "optimale" Lage der Gitterpunkte. Wir untersuchen die Fälle a) mit beschränkter Kurvenkrümmung zwischen zwei Gitterpunkten, b) mit beschränkter 2. Ableitung einer Taylor-Entwicklung, c) mit über dem gesamten Gitter gleichmäßig verteilten Abschneidefehler für Differenzenquotienten.

Der Fall a) wird auch bei der Lösung partieller Differentialgleichungssysteme verwendet. Das Gitter bleibt dabei fest während eines Zeitschritts, muß aber die Funktion sowohl zur Zeit t_0 als auch zur Zeit $t = t_0 + \Delta t$ entsprechend dem Gitterkriterium wiedergeben. Dazu wird die Funktion linear auf t

extrapoliert und das Gitter im Falle zu grober Extrapolation durch Iteration bestimmt.

Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen so optimierten Gittern und variablem Zeitschritt werden am Beispiel eines stark gekoppelten (nichtlinearen) Systems von zwei partiellen Differentialgleichungen durchgeführt. (O. De Barbieri, D. Düchs, D. Graf Finck v. Finckenstein¹)

3.8. Zeitschritt-Optimierung

Bei der Lösung nichtlinearer partieller Differentialgleichungen vereinfacht man gewöhnlich die zugehörigen Differenzgleichungen in einer Weise, daß schließlich nur noch lineare (algebraische) Gleichungssysteme zu lösen sind, um in den gesuchten Funktionen von der Zeit t_0 zur Zeit $t = t_0 + \Delta t$ fortzuschreiten. Diese Vereinfachungen beschränken den Zeitschritt Δt .

Das bei uns vorwiegend angewandte Crank-Nicholson-Verfahren mit Linearisierung hat sich als der erste Schritt einer Newton'schen Nullstelleniteration erwiesen, so daß die Durchführung der Iteration kaum zusätzlichen Programmieraufwand erfordert.

Untersuchungen über den Quotienten $\Delta t^{(i)}/i$, wobei mit i die Anzahl der Iterationen bei gegebenem Zeitschritt $\Delta t^{(i)}$ ($i = 1$ für das oben erwähnte C-N-Verfahren) bezeichnet ist, ergaben (für das gewählte Beispiel eines stark nichtlinearen Systems von zwei partiellen Differentialgleichungen) eine bedeutende Verbesserung im Rechenaufwand bei gleichen Genauigkeitsanforderungen.

Die Konvergenz dieses Verfahrens läßt sich streng beweisen. (D. Düchs, K. Graf Finck v. Finckenstein, L. Ling)

4. BIBLIOTHEK, DOKUMENTATION

4.1. Bibliothek

(A. Hermenau)

Bestand der Hauptbibliothek und der neun Handbibliotheken am 31.12.1981:

35.415 Monographien, Konferenzberichte, Loseblattsammlungen

41.107 Reports, Dissertationen, Patentschriften

2.518 Microfiches

116 Mikrofilme

16.432 Zeitschriftenbände

556 Zeitschriftenabonnements

Neuzugänge im Berichtsjahr:

2.055 Monographien

2.390 Reports, Dissertationen, Patentschriften

428 Microfiches

1.106 Zeitschriftenbände

Neben der Beschaffung und Bearbeitung des angeführten Bestandes wurden Informationsdienste erstellt und verteilt. Außerdem werden in der Bibliothek alle IPP-Veröffentlichungen bearbeitet, IPP-Berichte und Sonderdrucke versandt und Übersetzungen in Auftrag gegeben.

Dieselben Arbeiten wurden für das Max-Planck-Institut für Quantenoptik durchgeführt.

¹ Kein Mitarbeiter des IPP.

4.2. Dokumentation

(H. Welter, M. Müller-Verweyen)

Im Rahmen der Dokumentation des IPP wurden
6126 Arbeiten aus der Plasmaphysik
2920 Arbeiten aus der Oberflächen- und Vakuums-
physik
3281 Arbeiten aus der Technologie
klassiziert, die die ZAD in Monatsheften heraus-
gibt. Es wurden 95 Literaturrecherchen im Institut
erstellt.

BEREICH THEORIE 2
(Prof. Dr. Arnulf Schlüter)

Der Bereich besteht aus zwei Arbeitsgruppen. Die eine führt in Fortsetzung des früheren Projekts "Theorie dreidimensionaler Systeme" Untersuchungen im Zusammenhang mit dem Stellaratorprogramm des Instituts durch. Über ihre Arbeiten wird daher zusammen mit den übrigen Arbeiten dieses Programmes berichtet (s. S. 97). Die Arbeitsgruppe "Transport intensiver Ionenstrahlen" befaßt sich unter der Leitung von Dr. I. Hofmann mit theoretischen Arbeiten zur Strahldynamik intensiver Ionenstrahlen im Rahmen des durch das BMFT geförderten Projekts "Untersuchungen zur Eignung von Schwerionenstrahlen für den Trägheitseinschluß". Ziel des auf den Zeitraum 1979 - 84 begrenzten Projekts ist die Beurteilung der Aussichten, Trägheitsfusion mittels Schwerionen zu erreichen.

Transport intensiver Ionenstrahlen

(I. Bozsik, I. Hofmann)

Die durchgeführten Untersuchungen waren auf kollektive Phänomene (Instabilitäten etc.) und die sich daraus für einen Fusionsbeschleuniger ergebenden Einschränkungen konzentriert. Ferner bestand eine Zusammenarbeit mit der KfK Karlsruhe und der University of Wisconsin im Zusammenhang mit der HIBALL-Schwerionenfusions-Reaktorstudie, für die Strahltransport und Endfokussierung gerechnet wurden.

1. Entwicklung eines 2 1/2-dimensionalen Simulationsprogrammes für Hochstrom-Strahldynamik

Es wurde ein nach dem particle-in-cell Prinzip arbeitendes Teilchensimulationsprogramm aufgebaut. Die Integration der Teilchenbahnen wird in den 3 Raumkoordinaten x, y, z durchgeführt, während die Poissongleichung zur Berechnung des selbstkonsistenten elektrischen Feldes in r-z-Geometrie gelöst wird (z in Strahlrichtung). Hierzu wird ein nach der Methode der zyklischen Reduktion arbeitender Poissonsolver verwandt. Als Eingabe sind verschiedene Verteilungsfunktionen im 6-dimensionalen Phasenraum möglich. Als Ausgabe können Projektionen der Phasenraumkoordinaten eines Teils (bis zu $8 \cdot 10^3$) der insgesamt gerechneten Teilchen (bis zu $260 \cdot 10^3$) erzeugt werden, nebst Berechnung von Momenten der Verteilungsfunktion.

Das r-z Simulationsprogramm ist besonders zugeschnitten auf Probleme der Strahldynamik, bei denen longitudinal-transversale Kopplung durch Raumladungskräfte eine wichtige Rolle spielt. Solche Probleme treten auf bei Beschleunigern für die Träg-

heitsfusion oder auch bei Spallationsneutronenquellen. Die in verschiedenen Beschleunigerlabors bereits existierenden Rechenprogramme sind für einen Teil dieser Fragen ungeeignet, da sie zu großen Einschränkungen in der Zahl der Simulationsteilchen unterliegen.

2. Anisotropie-Instabilität in Hochfrequenz-Linearbeschleunigern

Mittels plasmaphysikalischer Methoden (Vlasovgleichung, Simulation) wurde eine Theorie entwickelt, die die Verschlechterung der Strahlqualität in Linearbeschleunigern hoher Intensität auf eine Anisotropie-Instabilität zurückführt /112, 114/. Die aus dieser Theorie folgenden Kriterien wurden mit dem Beschleunigerdesign-Code von Los Alamos überprüft und bestätigt¹. Bei hohem Strahlstrom nehmen die im Hochfrequenzfeld in periodischer Folge gefangenen Ladungsbündel zunehmend kollektives Verhalten an. Sie können als nicht-neutrales Plasma bezeichnet werden, bei dem der durch äußere Felder gebildete Potentialtopf die Rolle eines neutralisierenden Hintergrunds übernimmt. Bedingt durch das Einfangen in der Hochfrequenzwelle, ist die "Temperatur" in Strahlrichtung i.a. erheblich größer als senkrecht dazu. Eine durch Raumladungskräfte getriebene Anisotropie-Instabilität kann zu unerwünschtem Temperaturtransfer (siehe Abb.1) und damit zu Strahlverlust führen, falls bestimmte Bedingungen erfüllt sind:

¹R.A. Jameson, "Equipartitioning in Linear Accelerators", Proc. of the Linear Accel. Conf., Santa Fé N.M. (1981)

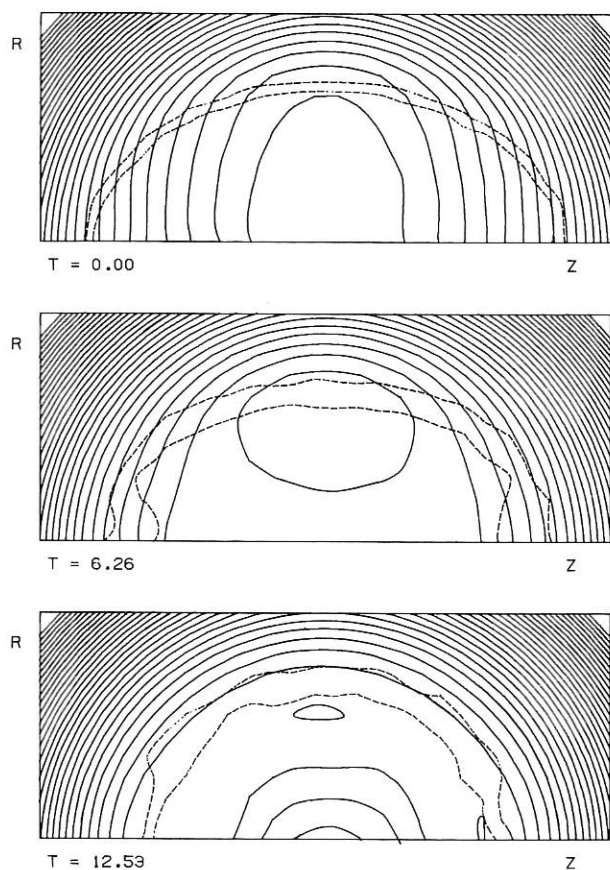


Abb.1 Simulation der Anisotropic-Instabilität in Ladungsbündeln in Hochfrequenzlinearbeschleunigern hoher Intensität. Gezeigt sind Äquipotentiallinien in r-z-Geometrie und Dichte-Höhenlinien (gestrichelt). Innerhalb weniger Plasmaperioden wird die bei $t = 0$ bestehende Anisotropie ($T_z/T_r = 8$) fast völlig abgebaut.

- (a) die Intensität muß hinreichend groß sein (Plasmafrequenz \gtrsim Einzelteilchen-Schwingungsfrequenz im äußeren Potential);
- (b) wegen der endlichen Geometrie ist eine Mindestanisotropie für Instabilität nötig ($T_z/T_r > \alpha \gg 1$, wobei α von dem Verhältnis der Emittanzen in den beiden Richtungen abhängt).

3. Longitudinale Strahlkompression

Um maximale Leistung an einem Fusionstarget zu erreichen, müssen die von einem Beschleuniger erzeugten Ionenstrahlen auf dem Weg zur Targetkammer in Längsrichtung komprimiert werden. Charakteristisch ist eine Verringerung der Pulslänge von ~ 200 nsec auf ~ 20 nsec, wobei die kurze Zeitdauer durch die Hydrodynamik des Pellets bestimmt ist. Die unkomprimierte Pulslänge ist durch die Extraktion des Strahls aus einem Speicherring gegeben.

Eine solche Kompression wird dadurch erreicht, daß mittels Induktionsmodulen (~ 500 keV/m) das Strahlende beschleunigt und der Strahlkopf abgebremst wird. Dabei ist gegen die starke Raumladungsab-

stoßung Arbeit zu leisten. Da die Raumladungskräfte nicht-linear sind und zudem wegen der longitudinal-transversalen Kopplung das Problem 3-dimensionaler Natur ist, wurden hierzu Untersuchungen mit dem r-z Simulationsprogramm durchgeführt. Wie in Abb.2 gezeigt ist, konnte der Nachweis erbracht werden, daß eine solche Kompression möglich ist. Insbesondere gelingt es, am Target einen steilen Anstieg des Stroms mit einem ausgedehnten Plateau zu erzielen, was für die Pelletkompression erforderlich ist.

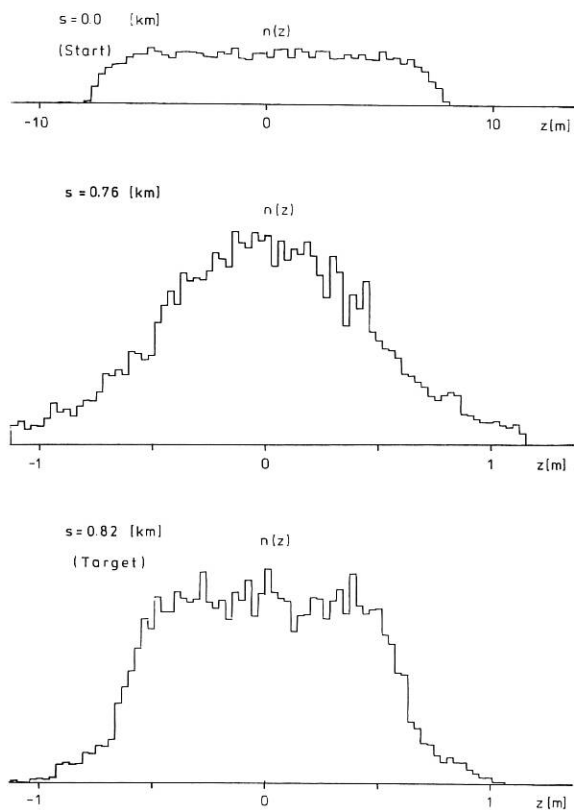


Abb.2 Simulation einer longitudinalen Strahlkompression für 10 GeV Bi^{+2} Ionen mit anfänglich 100 A Strahlstrom und 16 m Pulslänge (~ 160 nsec). Nach 820 m ist die effektive Pulslänge 1.4 m (~ 14 nsec).

BEREICH PLASMA-WAND-WECHSELWIRKUNG
(Prof.Dr.D.Pfirsch - kommissarisch)

Ein Schwerpunkt der Arbeiten der Arbeitsgruppe PWW lag auf den direkten Messungen an Plasmaexperimenten bzw. an den Vorarbeiten hierzu. Dabei handelt es sich um Sondenmessungen hauptsächlich an ASDEX, in geringerem Maße auch an W VII und um Konstruktionen für derartige Experimente an JET. Diese Arbeiten sind bei den entsprechenden Projekten näher ausgeführt. Über die weiteren Arbeiten zur Plasma-Wand-Wechselwirkung wird hier berichtet. Wie schon früher galt ein großer Teil dieser Arbeiten der näheren Untersuchung der an den Wänden von Plasmagefäßen auftretenden Prozesse durch Simulationsmessungen: Die Zerstäubungsmessungen wurden zu höheren Energien, d.h. bis zu den Einschußenergien bei der Neutralteilcheninjektion in Plasmamaschinen, ausgedehnt. Die Kohlenstofferosion wurde bis zu Temperaturen von 1600° C untersucht. Temperatureinflüsse wurden jetzt auch bei der Zerstäubung von Verbindungen gemessen. Die Ionenaufsamml- und Reemissionsuntersuchungen von Wasserstoff und Helium in Festkörpern wurden an Nickel und Kohlenstoff weitergeführt. Für Messungen rückgestreuter Neutralteilchen mit Energien bis herunter zu 20 eV wurde eine Testapparatur aufgebaut. Zum Verständnis von Multipactor-Entladungen, die in den Hohlleitern bei Hochfrequenzheizung mit hoher Leistung auftreten, wurde die Sekundärelektronenemission genauer untersucht. Weiterhin wurde die Entwicklung und Verbesserung verschiedener Meßmethoden vorangetrieben, insbesondere die Augerelektronenspektroskopie, die Ionenrückstreuung und die Sekundärionen- und Massenspektroskopie.

Die Zusammenarbeit mit verschiedenen deutschen Universitäten und Forschungsinstituten sowie die internationale Zusammenarbeit wurden fortgeführt. Von Mitarbeitern der Arbeitsgruppe wurden zwei Bücher herausgegeben, mehrere Mitarbeiter wurden zu Übersichtsartikeln eingeladen.

Arbeitsgruppe Plasma-Wand-Wechselwirkung

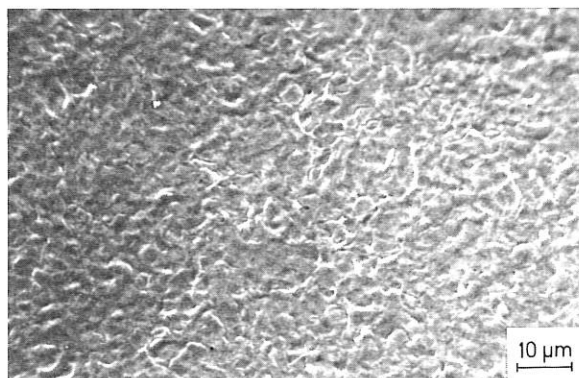
- | | | |
|--|----|---|
| (R. Behrisch, R. Becerra-Acevedo ¹ , B. Bentz ² , | 1 | Doktorand |
| J. Bohdanský, J. Brunnhuber ³ , Chen-Guoliang ⁴ , | 2 | Gast bis November 1981 |
| Chen-Cheng-Kai ⁴ , W. Eckstein, J. Ehrenberg ⁵ , | 3 | Post Doc, Doktorand bis Februar 1981 |
| G. Engelmann ¹ , W. Englert ¹ , K. Ertl, M. Hashmi, | 4 | Gast (China) für 2 Jahre |
| R.S. Langley ⁶ , H. Liebl, A.-P. Martinelli, | 5 | Post Doc, Doktorand bis November 1981 |
| W. Möller, W. Poschenrieder, J. Roth, | 6 | Gast (IAEA Wien) 1 Monat |
| B.M.U. Scherzer, P.J. Schneider ⁷ , J. Schou ⁸ , | 7 | Post Doc |
| R. Schulz ⁹ , P. Staib, G. Staudenmaier, E. Taglauer, | 8 | Gast (Risø Research Establishment) bis Juni 1981 |
| P. Varga ¹⁰ , G. Venus ¹¹ , H. Verbeek, B. Wampler ¹² | 9 | Post Doc bis September 1981 |
| | 10 | Gast (Humboldtstipendiat, Universität Wien ab April 1981) |
| | 11 | Ab März 1981 |
| | 12 | Gast (Sandia Lab., USA) für einen Monat |

1) EROSIONSMESSUNGEN

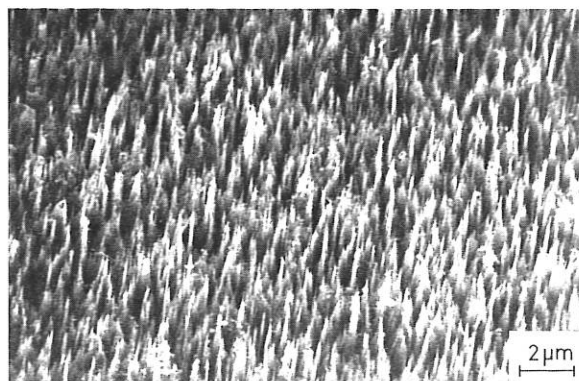
a) Zerstäubung bei hohen Energien

Bei Fusionsmaschinen mit Neutralteilchenheizung sind Teile der ersten Wand einem hochenergetischen Teilchenbeschuss (bis 150 keV) ausgesetzt. Bei Reaktorbedingungen tragen außerdem nichtgefangene α -Teilchen mit bis zu 3,5 MEV zur Wanderosion bei. Es wurden daher Zerstäubungsmessungen im Energiebereich bis 150 keV mit dem Beschleuniger PHARAO wieder aufgenommen. Für einen Teil dieser Messungen ist ein JET-Vertrag vorgesehen.

Untersucht wurden bisher die Materialien Cu, W, Mo, Ni, Au, Ta, und Ti. Beschussionen waren H, D und He bei 25, 50 und 100 keV. Nach senkrechtem Beschuss bei hoher Fluenz zeigt die Probenoberfläche bei nahezu allen Materialien eine ausgeprägte Struktur. Abbildung 1 zeigt die Oberflächenstruktur von Mo, die mit 100 keV D und 100 keV He beschossen wurde.



100 keV D \rightarrow Mo, $\alpha = 0$



100 keV He \rightarrow Mo, $\alpha = 0$

Abb. 1: Oberflächenstruktur von Mo nach Beschuss mit 100 keV D⁺ und 100 keV He-Ionen hoher Fluenz ($> 10^{21}$ Teilchen/cm²).

Ein Vergleich beider Strukturen zeigt, daß bei Beschuss mit He die Struktur ausgeprägter ist als bei Beschuss mit H oder D, was auch für andere Energien und Probenmaterialien gilt. Darüber hinaus kann

die Oberflächenstruktur durch die Stromdichte im Beschussstrahl (Targettemperatur) beeinflusst werden.

Die Zerstäubungsausbeuten wurden mit der Gewichtsverlustmethode gewonnen, während die Winkelverteilungen des abgetragenen Materials mit Auffängern bestimmt wurden. Die gemessenen Zerstäubungsausbeuten für Ni sind in Abb. 2 zusammen mit früher gemessenen Daten bei niedriger Energie aufgetragen. Die Daten für H bei senkrechtem Beschuss liegen recht gut auf der von uns entwickelten universellen Interpolationskurve, während sie für He etwas höher sind, was voraussichtlich auf die ausgeprägte Oberflächenstruktur zurückzuführen ist (Chen Guoliang, Bohdansky, Roth, Scherzer).

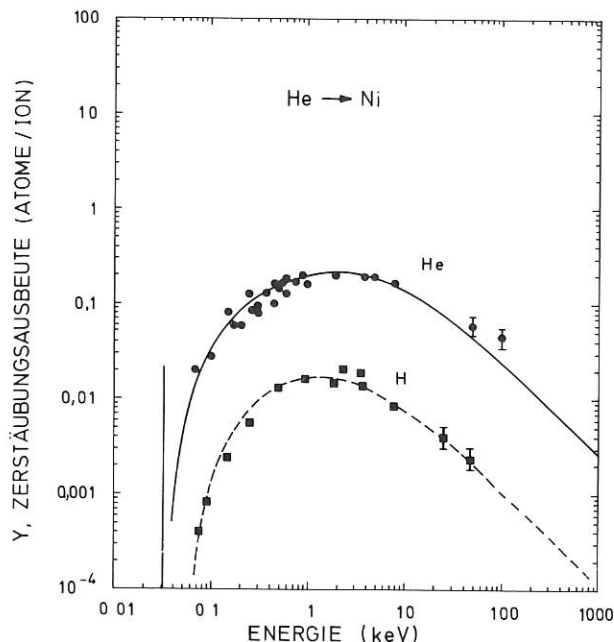


Abb. 2: Zerstäubungsausbeute für Ni bei senkrechtem Beschuss von H⁺- und D⁺-Ionen. Die ausgezogene Kurve gibt eine empirisch gefundene analytische Beschreibung der Zerstäubungsdaten wieder.

Für einige Materialien wurde auch die Abhängigkeit der Zerstäubung vom Einschusswinkel gemessen. Die Ergebnisse für polykristallines Cu sind in Abb. 3 zusammengefaßt. Die Zerstäubungsausbeuten steigen zwischen Einschusswinkel 0° und 78° etwa um den Faktor 3 an. Die Winkelabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute bei den hohen Energien zeigt im allgemeinen kein wesentlich anderes Verhalten als bei Ionenenergien von 8 keV. Dies gilt besonders für H- und D-Ionen (Bohdansky, Chen Guoliang, Roth, Scherzer).

Zerstäubungsausbeuten wurden auch mit dem Monte-Carlo-Programm TRIM berechnet. Für 40 keV H-Beschuss von amorphem Cu sind die Werte in Abb. 3 mit eingetragen. Sowohl die Absolutwerte bei senkrechtem Beschuss als auch die Winkelabhängigkeit zeigen für Cu eine schlechte Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Für andere Materialien, z.B. Mo, ist die Übereinstimmung wesentlich besser. Das TRIM-Programm wurde auf Zweikomponenten-Systeme

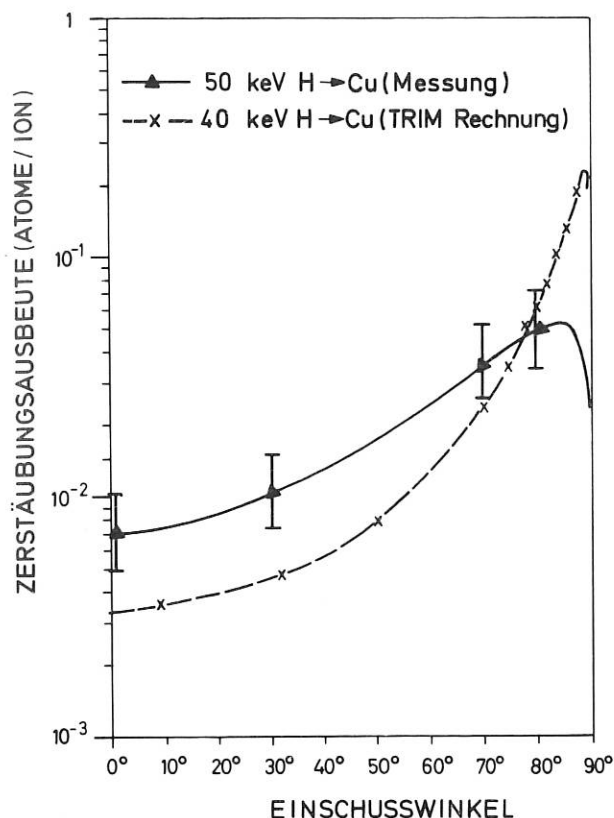


Abb. 3: Zerstäubungsausbeute für Cu in Abhängigkeit des Einschusswinkels. Die Werte wurden mit gerechneten Zerstäubungsdaten verglichen.

erweitert und erlaubt somit auch die Reflexion und die Zerstäubung von binären Verbindungen und dünnen Schichten auf einem Substrat zu berechnen (Eckstein).

b) Winkelverteilung von abgestäubtem Material

Die Winkelverteilung der abgetragenen Atome bei Beschuss mit Energien < 8 keV zeigt im allgemeinen in der Einschussenebene eine asymmetrische Struktur (s. Jahresbericht 1980). Bei Modellrechnungen zur Plasmarandschicht wird jedoch praktisch immer eine cos-Verteilung für die Emission der abgestäubten Teilchen angenommen. Anhand von Messungen bei verschiedenen Einschusswinkeln wurde untersucht, ob zumindest bei isotropem Teilcheneinfall diese Annahme richtig ist. In Abb. 4 ist die Verteilung angegeben, wie man sie durch entsprechende Überlagerung gemessener Verteilungen bei Beschuss von NbB₂ mit 400 eV-Deuteronen unter mehreren verschiedenen Einfallswinkeln erhält. Sowohl Nb wie B zeigen annähernd eine cos-Verteilung. Ähnliche Ergebnisse wurden auch bei anderen Ionenenergien und anderem Material gefunden. Gerechnete Verteilungen (TRIM) zeigen ein ähnliches Verhalten, wobei die Absolutwerte zwischen gerechneten und gemessenen Ausbeuten bis zu einem Faktor 2 abweichen können. Aus diesen Ergebnissen kann man schließen, daß Modellrechnungen zur Plasmarandschicht das Einströmen von Ver-

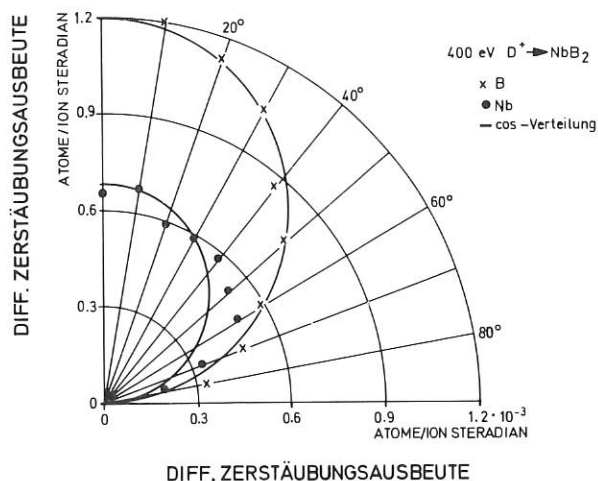


Abb. 4: Winkelverteilung von zerstäubtem NbB₂ bei isotropem Einfall von 400 eV Deuteriumionen.

unreinigungen infolge von Wandzerstäubung dann zutreffend beschreiben, wenn der einfallende Teilchenstrom eine nahezu isotrope Richtungsverteilung aufweist (Bohdansky, Roth, Eckstein, Chen Guoliang).

c) Hochtemperaturerosion von Kohlenstoff

Bei Beschuss von Kohlenstoff mit Wasserstoff- und Deuteriumionen können sich Kohlenwasserstoffmoleküle wie CH₄ und C₂H₂ bilden, die eine sehr geringe Bindungsenergie an den Festkörper haben und abdampfen. Da die Bildung der Moleküle und ihre Desorption temperaturabhängig sind, ist eine Temperaturabhängigkeit der Zerstäubung zu erwarten. Abbildung 5 zeigt die Zerstäubung von Kohlenstoff (PAPYEX) mit 2 keV H⁺, D⁺ und He⁺-Ionen. Die erhöhte Zerstäubung für Wasserstoff bei 600° C ist auf die Bildung von Methan zurückzuführen. Die Abhängigkeit der Temperatur, bei der das Maximum auftritt, von der Energie- und Stromdichte der einfallenden Ionen erlaubt Aussagen über die Mechanismen dieser "chemischen Zerstäubung". Oberhalb 1000° C wurde die Bildung von Azetylen erwartet. Die Messungen zeigen ab 900° C einen erneuten kontinuierlichen Anstieg der Zerstäubungsausbeute, bei dem jedoch die Restgaszusammensetzung keine verstärkte Azetylenkonzentration zeigte. Auch andere Kohlenwasserstoffe treten nicht verstärkt auf. Da dieser Anstieg schließlich auch bei dem chemisch inerten Helium gefunden wurde, kann eine Reaktion der Beschussionen mit Kohlenstoff ausgeschlossen werden. Eine reine Verdampfung wurde durch einen Blindversuch ohne Ionenbeschuss auch ausgeschlossen. Die zugrundeliegenden Mechanismen werden derzeit im einzelnen untersucht (Roth, Bohdansky).

d) Zerstäubung von Verbindungen

In Fortführung der Messungen zur bevorzugten Zerstäubung einer Komponente bei Oxiden, Karbiden und Boriden mit leichten niederenergetischen (0,3 - 5 keV) Ionen wurden Tiefenprofile der entmischten Schicht bei Ta₂O₅ und TaC gemessen (Abb. 6). Dabei

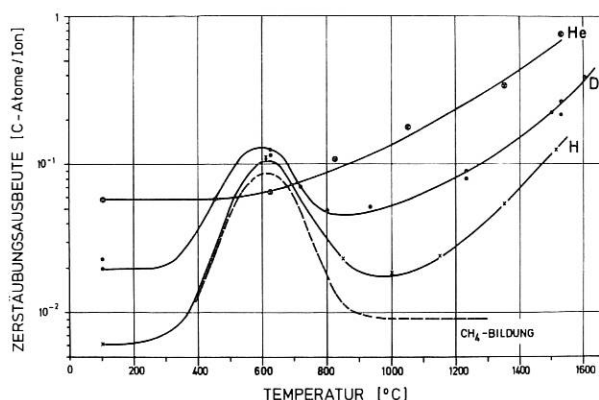


Abb. 5: Zerstäubungsausbeute von Kohlenstoff bei Beschuß mit 1 keV H⁺-, D⁺- und 3 keV He⁺-Ionen in Abhängigkeit von der Temperatur. Das Maximum bei 600° C für H⁺- und D⁺-Ionen entspricht der Bildung von CH₄ bis CD₄, das massenspektrometrisch im Restgas nachgewiesen wurde.

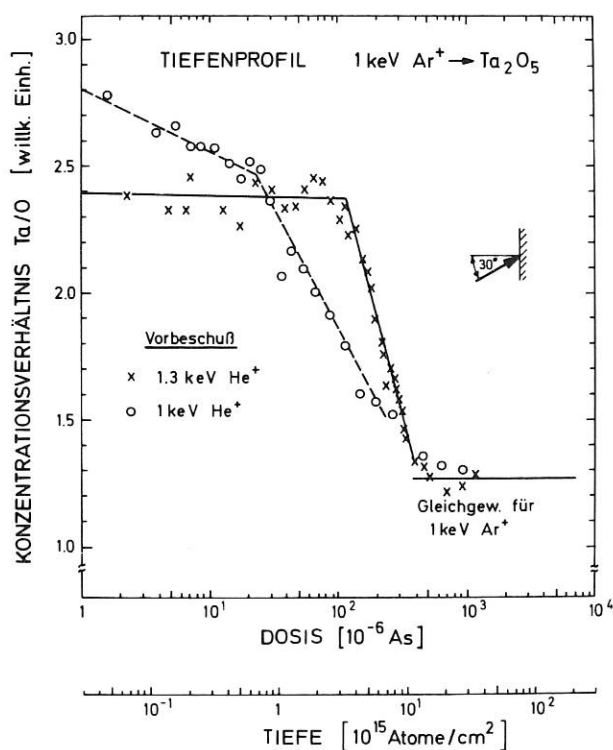


Abb. 6: Tiefenprofil einer Ta₂O₅-Probe nach Beschuß mit He⁺-Ionen verschiedener Energie (1,3 und 1 keV). Das Profil wurde durch Zerstäuben mit 1 keV Ar⁺- und Auger-Elektronen-Spektroskopie gewonnen. Es zeigt, wie die Tiefe der entmischten Schicht von der Energie der He⁺-Ionen abhängt.

wird von der Tatsache ausgegangen, daß - verglichen mit H- und He-Ionen - mit 1 keV Ar-Ionen keine oder eine nur sehr kleine bevorzugte Zerstäubung stattfindet. Die Analyse der Oberflächenzusammensetzung wird mittels Auger-Elektronenspektroskopie und

Ionenstreuung vorgenommen. Vergleiche der gemessenen Dicken der entmischten Schicht mit berechneten projizierten Reichweiten von He-Ionen in Ta bzw. Kohlenstoff, ergaben gute Übereinstimmung für Ionenenergien über 1 keV. Für niedrigere Energien liegen bis jetzt keine berechneten Reichweiten vor. Eine thermische Behandlung der durch He-Beschuß entmischten Schicht bewirkt eine mit der Temperatur zunehmende Reduzierung der Ta-Anreicherung an der Oberfläche. Durch Vergleichsmessungen mit Targets, welche kleiner als der Strahldurchmesser waren, konnte ein Oberflächendifusionsmechanismus ausgeschlossen werden. Aufgenommene Tiefenprofile zeigten, daß die Anreicherung in tieferen Schichten bis zu einigen hundert °C erhalten bleibt und erst bei Rotglut ausheilt (Abb. 7) (Varga, Taglauer).

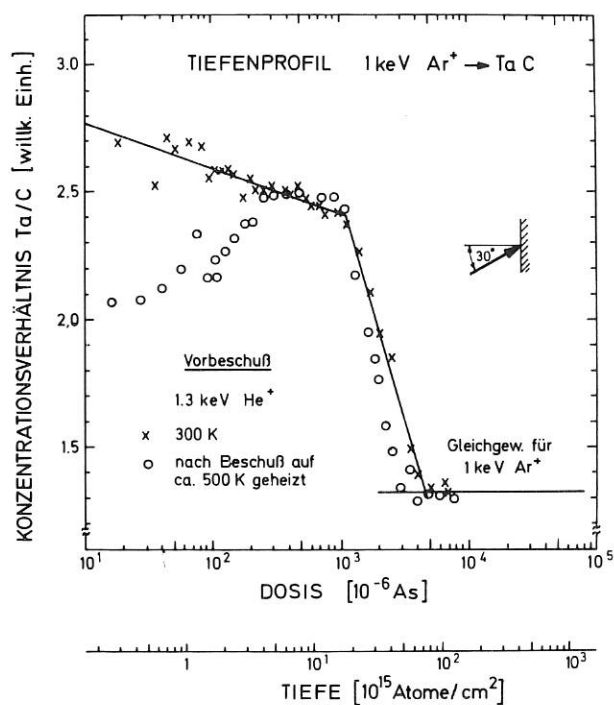


Abb. 7: Tiefenprofil einer TaC-Probe analog zu Abb. 6. Durch Heizen der Probe auf 500 K wird die Entmischung teilweise rückgängig gemacht und zwar von der Oberfläche her.

e) Desorption

Zur Untersuchung der Desorption von Adsorbatschichten unter dem Einfluß von Teilchenbeschuß wurden umfangreiche Rechnungen mit Hilfe des Programms MORLAY durchgeführt. Die Vergleichbarkeit dieser Rechnungen mit experimentellen Ergebnissen war bereits in früheren Arbeiten bestätigt worden. Studiert wurden die Adsorptionssysteme H, D, N, O auf Metallen, wie Ni, Mo, W bei Beschuß mit H, He und Ar im Energiebereich von 300 eV bis 5 keV. Die zugehörigen Desorptionsquerschnitte wurden berechnet und die Stoßmechanismen im einzelnen analysiert. Dabei stellt sich heraus, daß Stöße zwischen adsorbierten Atomen einen merklichen Beitrag zur Desorption liefern. Das führt schließlich da-

zu, daß die Energieverteilung der desorbierten Teilchen sich weiter zu hohen Energien hin erstreckt, als das bei zerstäubtem Metall der Fall ist (Abb. 8). Dies ist für das Eindringen von Verunreinigungen in ein Plasma von Bedeutung, da durch Desorption von der Wand freigesetzte Teilchen eine erhöhte Wahrscheinlichkeit haben können, die Randschicht des Plasmas zu durchdringen (Beitrag, Taglauer).

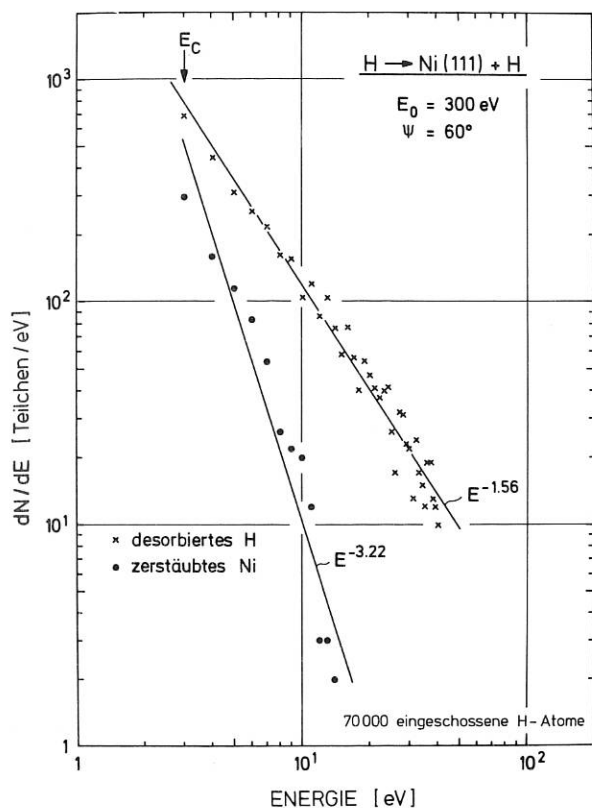


Abb. 8: Berechnete Energiespektren (Programm MORLAY) für die Zerstäubung von Ni und die Desorption einer H-Adsorptionsschicht. Die Verteilung der desorbierten H-Atome fällt schwächer mit der Energie ab, d.h. es ergibt sich ein größerer Anteil bei hohen Energien. Die ausgezogenen Linien geben eine optimierte Anpassung an die Rechenwerte. Teilchen mit Energien unterhalb E_C wurden nicht berücksichtigt.

2) EINSCHUSS VON WASSERSTOFF UND HELIUM IN FESTKÖRPER

a) Auf sammeln und Reemission bei Helium-Ionenbeschuß

Auf sammeln, Gasemission und thermische Desorption von He in pyrolytischem Graphit wurden bei einer Einschußenergie von 8 keV gemessen. Im Unterschied zu Metallen ist die Aufsammlerwahrscheinlichkeit in Graphit deutlich kleiner als eins. Sie hängt von der Strahlenschädenkonzentration in der Probe ab. Abbildung 9 zeigt Reemissionskurven, die durch Messung des He-Partialdrucks während der Implan-

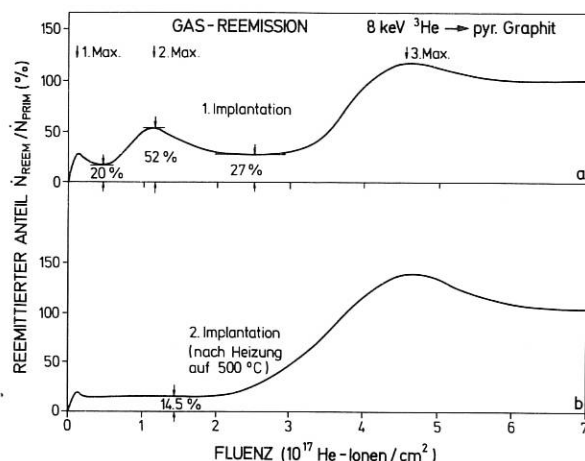


Abb. 9: Helium-Reemission während des Beschusses von pyrolytischem Graphit mit 8 keV ^3He -Ionen bei 300 K als Funktion der Fluenz. (a) Frische Probe, (b) bis zur Sättigung vorimplantierte Probe nach Desorption des vorimplantierten Heliums bei 500° C.

tion mit einem konstanten He^+ -Ionenstrahl aufgenommen wurden. Bei der Erstimplantation (obere Kurve) wurden in der Anlaufphase 3 Reemissionsmaxima beobachtet, von denen das erste auf einen Mangel an Aufsammlerplätzen in der frischen Probe zurückzuführen ist, bei den beiden folgenden Maxima werden bisher nicht beobachtete Strukturänderungen der implantierten Schicht vermutet. Der mittlere Reemissionskoeffizient bis zum Beginn des 3. Maximums beträgt 31 %. Nach dem 3. Maximum wird der Implantationsstrom zu 100 % reemittiert. In einer bereits vorimplantierten und durch thermische Desorption bis 500° C von aufgesammeltem He befreiten Probe sind die beiden ersten Emissionsmaxima verschwunden. Der Reemissionskoeffizient im Anlaufbereich liegt konstant bei 14 % und ist damit immer noch erheblich größer als der kinetische Reflexionskoeffizient ($\approx 1\%$). Die Messungen zeigen, daß He in Graphit nur an Strahlenschäden aufgesammelt wird, während es auf Zwischengitterplätzen bis zu Temperaturen $\approx -100^\circ\text{C}$ beweglich ist. Die Sättigungskonzentration der Aufsammlerplätze ist ähnlich wie in Metallen ($n_{\text{He}}/n_{\text{C}} = 0,4$), die Eingangsquerschnitte sind jedoch deutlich geringer (Ehrenberg, Möller, Scherzer).

b) Austausch von Deuterium und Helium

Austauschmessungen mit Deuterium-Ionen (4 - 25 keV) an -130°C kalten Mo-Proben, die mit 8 keV He bis zur Sättigung implantiert waren, ergaben nahezu gleiche Detrapping-Koeffizienten für den gesamten Energiebereich. Da die Reichweiten der He- und D-Ionen sich dabei zum Teil erheblich unterscheiden, muß angenommen werden, daß ein wesentlicher Teil des He durch Stöße und nicht durch Replacement zur Desorption gebracht wird.

Bei Raumtemperatur wird ein ähnlicher Detrapping-Koeffizient beobachtet. Im Gegensatz zu den Messungen bei tiefer Temperatur bleibt jedoch ein konstanter Restbetrag von He in der Probe, der von

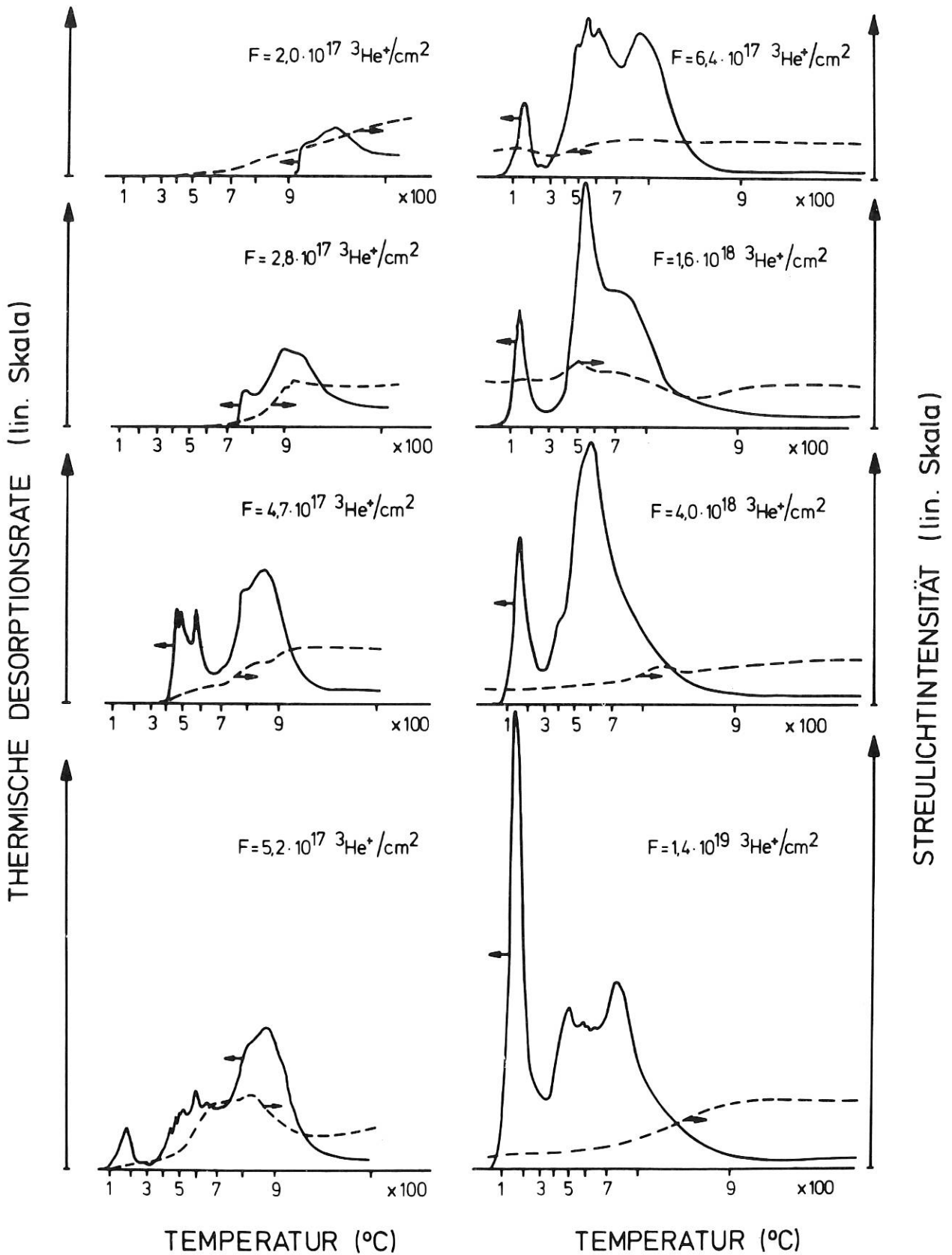


Abb. 10: Thermische Desorptionsspektren und Oberflächenveränderung (Streulichtintensität) nach Beschuß von Ni mit 40 keV ^3He für verschiedene Fluenzen .

der D-Energie abhängt und bei 25 keV seinen niedrigsten Wert hat (Möller, Schulz, Scherzer).

c) Thermische Desorption von implantiertem Helium in Nickel

Die Bindung (trapping) von Helium in Nickel nach Implantationen mit hohen Energien (40 keV) und großen Fluenzen ($> 10^{17}$ He⁺/cm²) wurde mit einer speziellen Apparatur am Beschleuniger PHARAO untersucht. Dabei wurde nach der Implantation die beschossene Nickelprobe nahezu isochron von 25° C auf ca. 1000° C erwärmt und die Heliumdesorptionsrate mit Hilfe eines Massenspektrometers als Funktion der Zeit (d.h. der Temperatur) gemessen. Gleichzeitig dazu wurde die thermische Veränderung der Oberflächenstruktur registriert, indem mit Hilfe eines Photoelementes die Veränderung der diffusen Reflexion eines auf den Beschußfleck gerichteten He-Ne-Lasers gemessen wurde.

Die Desorptionsspektren und Streulichtintensität nach Implantation bei Zimmertemperatur mit verschiedenen Fluenzen zeigt Abb. 10. Folgende wesentliche Veränderungen können festgestellt werden:

- Die Temperatur, bei der die Heliumdesorption einsetzt, sinkt mit steigender Fluenz bis zu einer Fluenz von $5,2 \times 10^{17}$ He⁺/cm².
- Ab dieser Fluenz, von der an man während des Beschusses Blisterbildung auf der Probenoberfläche erhält, zeigt sich ein zusätzliches Desorptionsmaximum bei etwa 150° C. Eine Verschiebung tritt nicht mehr auf, jedoch ändert sich die Struktur des Spektrums weiterhin.

Die Analyse dieses Desorptionsmaximums zeigt, daß Helium hier durch einen Ein-Sprung-Prozeß freigesetzt wird und kein diffusionsbestimmter Vorgang zugrundeliegt. Der Zusammenhang mit der Blisterbildung sowie die Veränderung mit zunehmender Fluenz gibt Hinweise darauf, daß Helium aus oberflächennahen Bindungsplätzen desorbiert wird.

Der Anteil des eingelagerten Heliums, der bei Temperaturen über 300° C desorbiert, wird sowohl durch das Öffnen von Helium-Blasen an der Probenoberfläche (Löcherbildung) wie auch durch Ein-Sprungbestimmte Prozesse freigesetzt. Hinweise auf eine diffusionsbestimmte Desorption können auch hier nicht gefunden werden (Ehrenberg).

3) IONEN-RÜCKSTREUUNG AN OBERFLÄCHEN

a) Reflexion leichter Ionen

Für die IAEA in Wien wurde eine Kompilation aller bekannten Daten über die Rückstreuung niederenergetischer Ionen von Festkörperoberflächen erstellt. Sie enthält sowohl experimentell als auch durch Computersimulation gewonnene Daten. Diese Zusammenfassung ist vorwiegend für Anwendung bei Plasmasimulationsrechnungen gedacht. Sie enthält Tabellen und graphische Darstellungen der Teilchenreflexion, Energiereflexion und das Verhältnis von Energie- zu Teilchenreflexion als Funktion der Einfallenergie bzw. des Einfallswinkels für die leichten Elemente Wasserstoff und Helium (Eckstein, Verbeek).

b) Ionisation niederenergetischer Neutralteilchen durch Rückstreuung an Oberflächen

Die Ionisierung langsamer Wasserstoffatome im Energiebereich unter 500 eV ist durch Ladungsaustausch und Elektronenstoß nur sehr ineffektiv möglich. Bei der Streuung an Oberflächen kann bei diesen niedrigen Energien jedoch ein beträchtlicher Anteil der rückgestreuten Wasserstoffteilchen ein Elektron aufnehmen und somit als negatives Wasserstoffion nachgewiesen werden. Wird diese Rückstreuung unter kleinen Streuwinkeln vorgenommen, so wird die Rückstreuwahrscheinlichkeit groß, die Energie der rückgestreuten Atome liegt nahe bei der Einschubenergie und die Energiebreite ist sehr schmal. Die negative Ionenausbeute bei der streifenden Streuung an einer Alkalioberfläche soll nun zu einem Nachweis langsamer neutraler Wasserstoffatome ausgebaut werden. Es wurde dafür untersucht, welcher Anteil bei Streuung an Ni, bzw. Cs-Oberflächen als negative bzw. positive Wasserstoffionen rückgestreut wird. Im Gegensatz zu Ni-Oberflächen zeigen Cs-Oberflächen einen wesentlich höheren negativen Anteil bei den rückgestreuten (Abb. 11). Es wurde gezeigt, daß der Ladungszustand der einfallenden Wasserstoffteilchen (D⁰ oder D⁺) keinen Einfluß auf den negativen oder positiven Ladungsanteil im rückgestreuten Strahl hat. Inzwischen wurden die Messungen auf Na-Oberflächen ausgedehnt (Schneider, Eckstein, Verbeek).

c) Ionenrückstreuanalyse (ISS)

Zur Weiterentwicklung der Ionenrückstreuung als analytischer Methode, insbesondere zur Untersuchung der Bedeutung von Abschattung und Neutralisation, wurden vergleichende Messungen mit Edelgas- und Alkali-Ionen durchgeführt. Die Messungen erfolgen an reinen und sauerstoffbedeckten Metalloberflächen und ermöglichen eine Bestätigung des Wechselwirkungspotentials zur Bestimmung des Streuquerschnitts. Die Ergebnisse zeigen außerdem, daß es notwendig ist, eine vom Verlauf der Trajektorien abhängige Neutralisation anzunehmen, um die Rückstreuenspektren zu erklären. Die mit einem neu entwickelten Manipulator möglichen Messungen bei variabler Temperatur (unterhalb und oberhalb Raumtemperatur) ergaben Unterschiede sowohl in der Intensität als auch in der Energieverteilung der Rückstreuenspektren, zu deren Deutung Maschinenrechnungen herangezogen werden (Englert, Engelmann, Beitat, Taglauer, Arbeiten im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 128).

d) Oberflächenanalyse durch ISS

In vereinzelten Fällen wurden spezielle Probleme der Oberflächenanalyse durch Ionenstreuung an uns herangetragen, so z.B. ASDEX-Flansche, Messungen an Katalysatoren (Prof. Knözinger, Universität München) oder Wasserstoffspeichern (Dr. Schlapbach, ETH Zürich) (Taglauer, Varga).

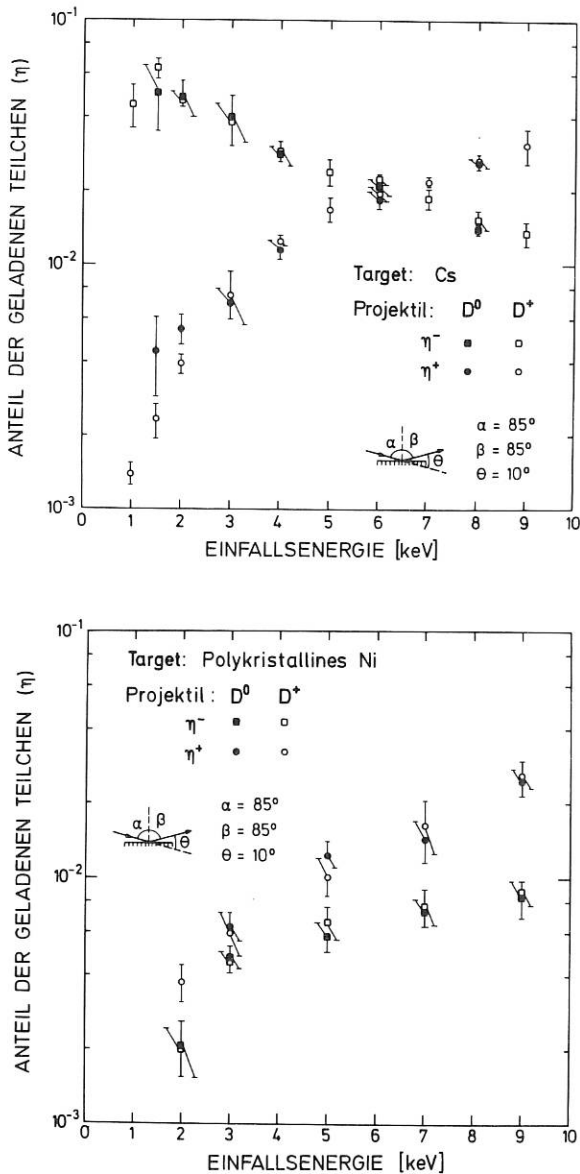


Abb. 11: Anteil der geladenen Teilchen im rückgestreuten Strahl als Funktion der Energie der rückgestreuten Teilchen beim Beschuss von Cs und Ni mit Deuterium-Ionen bzw. -atomen.

chenrauhigkeit der Probe und Einfallswinkel der Elektronen. Weiter zeigte sich, daß elektronenstimulierte Desorption, bzw. Konversion eine Änderung des Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten bewirken.

Abbildung 12 zeigt einen Vergleich von Messungen an einer Titanprobe, deren Oberfläche poliert war.

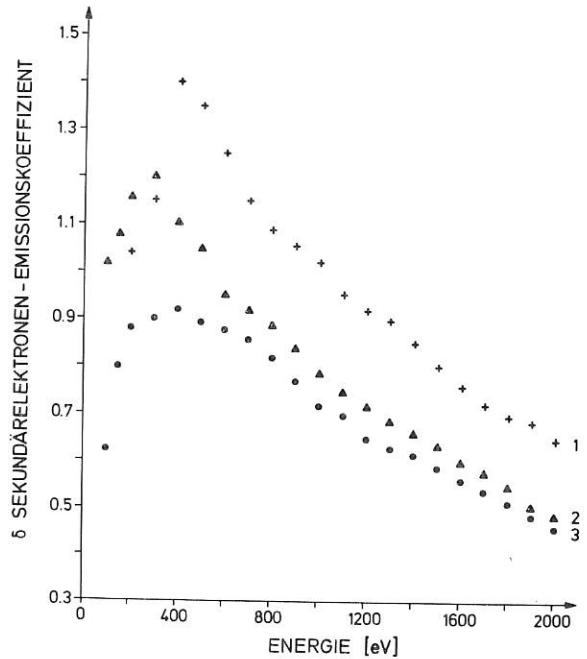


Abb.12 + Ausgangszustand nach dem Elektropolieren, ○ unmittelbar nach Beschuss mit Argon, Δ nach H₂-Exposure von 10⁻⁴ mbar x 180 sec.

Die Kurve 1 wurde aufgenommen, nachdem die Probe längere Zeit (Tage) der Luft ausgesetzt war. Kurve 3 gibt die Meßergebnisse unmittelbar nach Beschuss mit Argon wieder. Im Anschluß an diese Messungen wurde die Titanprobe 180 sec einer H₂-Atmosphäre von 10⁻⁴ mbar ausgesetzt (Kurve 2). Der Basisdruck während der einzelnen Messungen betrug 10⁻⁷ mbar. Dies entspricht den an ASDEX realisierbaren Bedingungen. Bei einem Restgasdruck von 10⁻⁷ mbar wird eine saubere Oberfläche jedoch innerhalb von Sekunden durch Chemisorption verunreinigt. Dies ist bei den in Abb. 12 dargestellten Meßergebnissen mit zu berücksichtigen (Brunnhuber, Staib).

4) SEKUNDÄRELEKTRONEN VON METALLOBERFLÄCHEN

Neuere Arbeiten an Lower-Hybrid-Heizexperimenten zeigen, daß das für die Halbleiter verwendete Material einen effektiven Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten < 1 besitzen muß, da sonst der Mikrowellen-Leistungstransport durch Multipaktor-Entladungen unterbunden wird.

Es wurde eine Meßapparatur zum Studium des Sekundäremissionsverhaltens aufgebaut. Erste Messungen an Titan-Proben ergaben eine empfindliche Abhängigkeit des Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten von Oberflächenzusammensetzung, Gasbedeckung, Oberflä-

5) ENTWICKLUNG VON MESSMETHODEN

a) Ein Wasserstoff-Neutralstrahl von 20 eV bis 1 keV

Zur Eichung von Neutralteilchendetektoren braucht man H⁰- und D⁰-Strahlen bekannter Energie und Intensität. Ein solcher wird folgendermaßen erzeugt: Aus einer Duoplasmatron-Ionenquelle wird ein negativer Ionenstrahl mit 1 keV erzeugt; dieser kann durch Abbremslinsen auf Energien bis 15 eV abgebremst werden. Dieser Strahl wird mit dem Strahl eines Nd-YAG-Lasers mit 50 W Dauerleistung ge-

kreuzt. Dabei werden einige Prozent der negativen Ionen neutralisiert. Der verbleibende negative Ionenstrahl wird abgelenkt und gemessen. Aus der Differenz des Strahlstroms ohne und mit Laser wird die Neutralstrahlstromstärke bestimmt.

Mit dem aufgebauten Neutralstrahl wurde die negative Sekundärteilchenausbeute für H^0 und D^0 im Energiebereich von 20 eV bis 1 keV bestimmt.

Die Werte für H^0 bei senkrechtem und 45° -Einfall an oxidiertem Cu zeigt Abb. 13. Die Werte für D^0 liegen auf derselben Kurve, wenn man sie für gleiche Geschwindigkeit aufträgt (Verbeek, Eckstein).

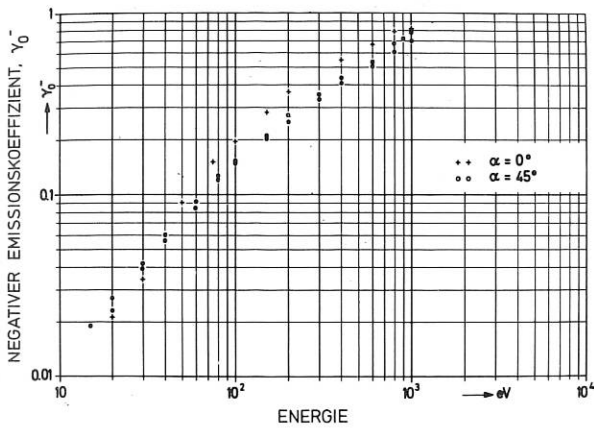


Abb. 13: Ausbeute negativer Teilchen als Funktion der Einfallenergie beim Beschuß von Cu mit Wasserstoff-Neutralteilchen.

b) Elektronenspektroskopische Untersuchungen von sorbierten Gasen auf W(110)

Für das Verständnis der Auger-Analysen von über QWAASS dem Plasma exponierten Proben wurde die elektronenspektroskopische Untersuchung verschiedener Sorptionszustände von CO, N₂, NO, O₂ und H₂ auf W(110) weitergeführt. Die Energieverteilung der Elektronen wurde mit niedrigen Stromdichten (10⁻⁸ A/cm²) und kleiner Beschußdosis (10⁻⁶ C/cm²) direkt gemessen. Elektroneninduzierte Änderungen der Adsorbatschicht konnten dadurch weitgehend vermieden werden. Die so gewonnenen Auger- und Energieverlustspektren ermöglichen bei CO, N₂, NO und O₂ eine eindeutige "Fingerprint"-Identifizierung verschiedener Sorptionszustände. Bei Elektronen-Energieverlustmessungen an auf W(110) sorbiertem Wasserstoff ergaben sich ebenfalls Unterschiede in den Spektren von dissoziiert oder molekular adsorbiertem Wasserstoff. Diese Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen. Zur Veranschaulichung der Änderung der Energieverluste mit der Belegung zeigt Abb. 14 einen Vergleich der Energieverlustspektren von sauberem Wolfram W(110), dissoziiertem β -CO, α -CO (auf eine β -CO-Schicht readsorbiertes molekulares CO) und molekularem CO (V-CO) (Brunnhuber, Staib).

c) Experiment KORA

Die Anlage KORA, die aus einem Rasterelektronenmikroskop kombiniert mit AES, SIMS und RMA besteht,

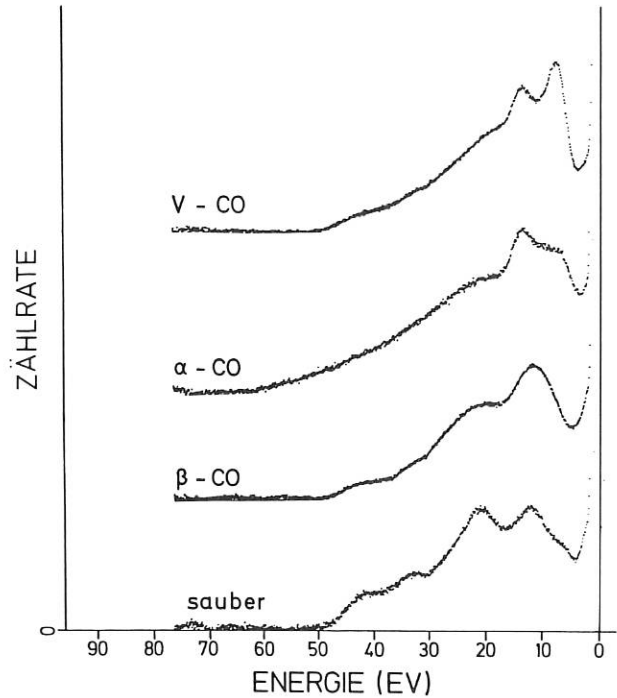


Abb.14: Vergleich der Elektronen-Energieverlustspektren von V-CO, α -CO, β -CO und sauberer W(110)-Oberfläche. Die Spektren wurden bei einer Primärenergie von 100 eV aufgenommen.

wurde mit einem verbesserten Energiespektrometer ausgerüstet. Die untersuchte Probenoberfläche kann bis zu 8 mm im Durchmesser erreichen; damit lassen sich auch Proben komplexer Geometrie analysieren. Es wurden u.a. Proben von TFR (TiC-Beschichtung), von ASDEX und von ASTERIX untersucht.

Insbesondere ist eine Reihe von Glasscheiben (ca. 25 Stück), die bei ASDEX als Schutz für die Sichtfenster bei den H α -Messungen benutzt wurden, bezüglich Deponierung aus dem Plasma untersucht worden. Diese Schutzgläser sind im Vakuumgefäß nahe an der inneren Gefäßwand angebracht und verhinderten, daß Metalle auf das hintere Sichtfenster deponiert werden. Diese Gläser sind auch zugleich Proben, die lange Zeit dem Plasma exponiert werden und so die Veränderung der Wandoberflächen wiedergeben. Sie sind räumlich innerhalb des ganzen Gefäßes verteilt. Mit Hilfe der Anlage KORA läßt sich die Oberfläche der Gläser sehr detailliert untersuchen, sowohl nach ihrer Gestalt als auch nach ihrer Zusammensetzung.

Tiefenanalysen mit AES und SIMS durch Zerstäubung zeigen, daß alle Proben mit verschiedenen Metallschichten belegt sind (Abb. 15). Die oberste Schicht besteht aus stark oxidiertem Titan (Spektrum A). Diese Metallschicht ist die "frischere" und entspricht den D- und DP-Betriebsperioden von ASDEX. Ihre Dicke beträgt 2 bis 3 nm im Hauptgefäß, erreicht 10 bis 20 nm in der Divertorkammer, und sie ist ziemlich gleichmäßig räumlich verteilt. Unter dieser Titanschicht befindet

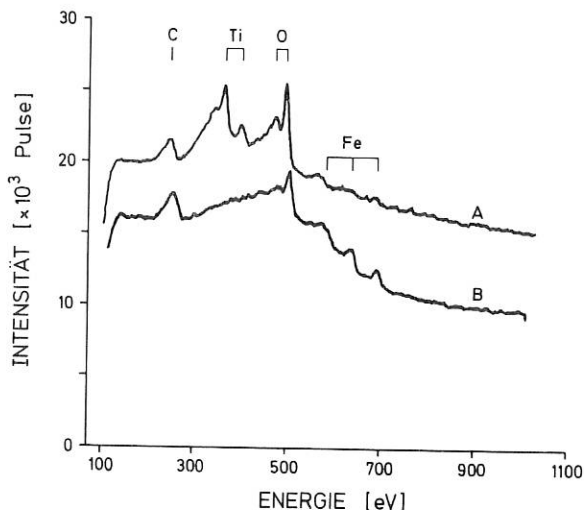


Abb. 15: Auger-Elektronen-Spektren der Schutzgläseroberfläche nach einer Exponierung von ca. 1100 Entladungen im ASDEX. Kurve A: Nach einer Reinigung der Kohlenstoffverschmutzung findet man eine 2 nm dicke Titan-Schicht stark oxidiert. Kurve B: Nach Zerstäubung mit Ar^+ wird die unterliegende Edelstahlschicht mit einer Dicke von 60 nm freigesetzt. Diese Schicht ist ebenfalls stark oxidiert.

sich eine Edelstahlschicht (Spektrum B), bestehend aus einer Mischung von Fe, Cr, Ni, ebenfalls stark oxidiert. Ihre Dicke hängt sehr von der toroidalen Lage ab und reicht von ca. 20 nm bis einige μm in der Nähe des Limiters. In der Divertorkammer ist keine Edelstahlschicht zu beobachten.

Zusätzlich wurden Edelstahl-Tropfen beobachtet, deren Größe von 5 bis 100 μm reicht. Sie sind in flüssigem Zustand auf die Glasplatte aufgeprallt. Besonders zahlreich sind sie in der Nähe des Limiters. Sie sind ebenfalls mit der Ti-Schicht bedeckt, sodaß sie aus der L-Entladungsperiode stammen.

Letztlich wurden sehr kleine, unregelmäßig geformte Partikelchen aus reinem Titan beobachtet. Ihre Abmessungen sind 1 μm , und sie sind überall in der Hauptplasmakammer zu finden (Staib, Staudenmaier, Glock, Kukral).

e) Ionenmikrostrahlsonden

Mit Hilfe der in der COALA-Apparatur installierten neuen Cäsium-Ionenquelle wurden repräsentative Festkörperproben analysiert im Hinblick auf Lateral- und Tiefenauflösung, Massenauflösung und Empfindlichkeit. Typische erzielte Werte sind: Lateralauflösung 2 μm , Tiefenauflösung 7,5 nm (für P in Ta_2O_5 in 100 nm Tiefe), Massenauflösung $M/\Delta M \sim 100$, Empfindlichkeit 10^5 cps/nA für ^{28}Si . Abbildung 16 zeigt ein experimentelles Tiefenprofil von D in Si (Liebl, Bentz).

Zwei weitere konstruktiv verbesserte Versionen der Quelle sind noch in Erprobung.

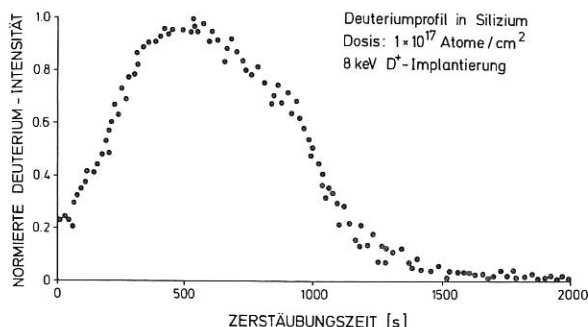


Abb. 16: Tiefenprofil von D in Si, Maximum bei 170 nm. (Abtragung von 6 keV Cs^+ -Ionen, Nachweis des D^- -Signals).

Theoretische Überlegungen zur Methodik der Ionenmikroanalyse unter Berücksichtigung der Neuentwicklungen der letzten Jahre auf den Gebieten der Ionenstrahlerzeugung, -führung und -fokussierung wurden weitergeführt (Liebl).

Nach mehrjähriger Pause wurde die Mikrostrahlsonde UMPA im Betriebsjahr nach mehreren technischen Verbesserungen und Erneuerungen (z.B. Vakuum, Lebensdauer des Heizfadens, elektronische Einheiten) wieder in Betrieb genommen.

Danach wurden mit der Apparatur Massenspektren und Tiefenprofile durch Rastertechnik von verschiedenen Materialien aufgenommen. Daraus können die mit der Anlage UMPA erreichbaren Massenaufösungen, die laterale Auflösung, die Tiefenauflösung und Empfindlichkeit ermittelt werden. Die Apparatur kann praktisch alle Isotope auflösen. Die Abb. 17 stellt sowohl die Auflösung von ^{69}Ga (60,4 %) und ^{71}Ga (39,6 %) als auch die Empfindlichkeit der positiven Ionen von Phosphor dar, bedingt durch deren sehr geringe Ausbeute. Die laterale Auflösung ist gegeben durch die Fokussierung des Strahls und beträgt einige μm . Die Tiefenauflösung ist durch die Reichweite der Primärionen bedingt (Hashmi).

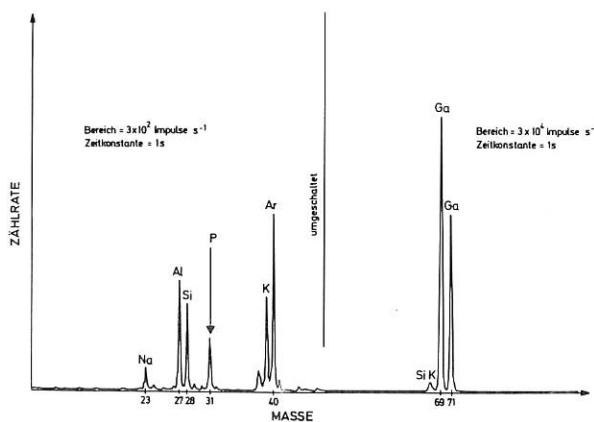


Abb. 17 : SIMS von GaP-Einkristall (Halbleiter).

Bereich INFORMATIK
(Prof. Dr. F. Hertweck)

Zum Bereich INFORMATIK gehören neben dem Rechenzentrum die Software-Entwicklungsgruppe und die Datenerfassungsgruppe.

Das "Rechenzentrum Garching" wird als gemeinsame Einrichtung vom IPP und den Max-Planck-Instituten für Physik, Astrophysik und extraterrestrische Physik betrieben. Als zentrales und leistungsfähigstes Rechenzentrum in der Max-Planck-Gesellschaft hat es sowohl die Bereitstellung hoher Rechenkapazitäten als auch die Verfügbarkeit zahlreicher maschinentechnischer und programmtechnischer Funktionen zu gewährleisten. Dies wird erreicht durch einen Hochleistungsrechner CRAY-1 und zwei Universal-Rechnersysteme SIEMENS 7.880 und AMDAHL 470 V/6, samt zahlreicher lokaler und verteilter Peripheriegeräte sowie einer vielfältigen Ausstattung an Systemprogrammen und systemnahen Programmpaketen.

1. Hardware

(F. Hertweck, J. Gaßmann, D. Antrack, M.-G. Croci-Pacco, A. Döderlein, H. Fisser, K.-H. Gohl, N. Gottardi, A. Hackl, S. Heinzl, J. Hellauer, J. Maier, R. Makowitz, I. Precht, H. Reuter, K. v. Sengbusch, J. Steuerwald)

1.1 Grundlegende Konfiguration (siehe Abb. 1)

Die Gesamtanlage wird in einer Dreieckskopplung mit den zwei gleichartigen Rechnern SIEMENS 7.880 und AMDAHL 470 V/6 mit interaktiven Aufgaben und dem CRAY-1 System als Batch-Rechner betrieben. Die wesentlichen Peripherie-Geräte sind den beiden Vorschaltrechnern über Doppelkanalanschlüsse oder Umschalteneinheiten zugeordnet, so daß bei Ausfall einer dieser Systeme die Betriebsfunktionen aufrecht erhalten werden.

1.2 Änderungen der Konfiguration

Im Laufe des Jahres 1981 wurden folgende Änderungen der Hardware durchgeführt. Das System SIEMENS 7.870 S wurde zu einem System SIEMENS 7.880 ausgebaut, um eine höhere Verarbeitungsgeschwindigkeit zu erreichen. Die Ein-/Ausgabekapazität des SIEMENS-Rechners wurde auf zwölf Kanäle erweitert, um zusätzliche Peripherie anschließen zu können.

Die vorhandenen acht IBM Magnetbandeinheiten mit unterschiedlicher Schreibdichte wurden gegen systemäquivalente MEMOREX- (Fujitsu-) Einheiten

mit hoher Schreibdichte (6.250 bpi) ausgetauscht.

Die Datenfernübertragungseinheit MEMOREX 1270 wurde durch ein programmierbares System SEL 3805 ersetzt, damit die Verwendung zukünftiger Übertragungsprotokolle ermöglicht wird.

Zwei Platteneinheiten mit 100 MByte und sechs Platteneinheiten mit je 200 MByte Kapazität wurden durch sechs Platteneinheiten mit je 300 MBytes ersetzt.

Eine Steuereinheit für Magnetplatten mit Doppelkanalanschluß wurde in Betrieb genommen.

Eine zweite Kanal-Kanal-Verbindung zwischen SIEMENS und AMDAHL wurde installiert, um den Kommunikationsaustausch zwischen Betriebssystemen auf den beiden Rechnern zu verbessern.

Die restlichen SIEMENS Terminals vom Typ 8152 wurden vollständig durch Terminals vom Typ IBM 3278 ersetzt.

Räumlich benachbarte asynchrone Terminals wurden über einen gemeinsamen Glasfaseranschluß an die zentrale Anlage angeschlossen.

Sämtliche Geräte für Ein-/Ausgabe von Lochkarten wurden außer Betrieb genommen.

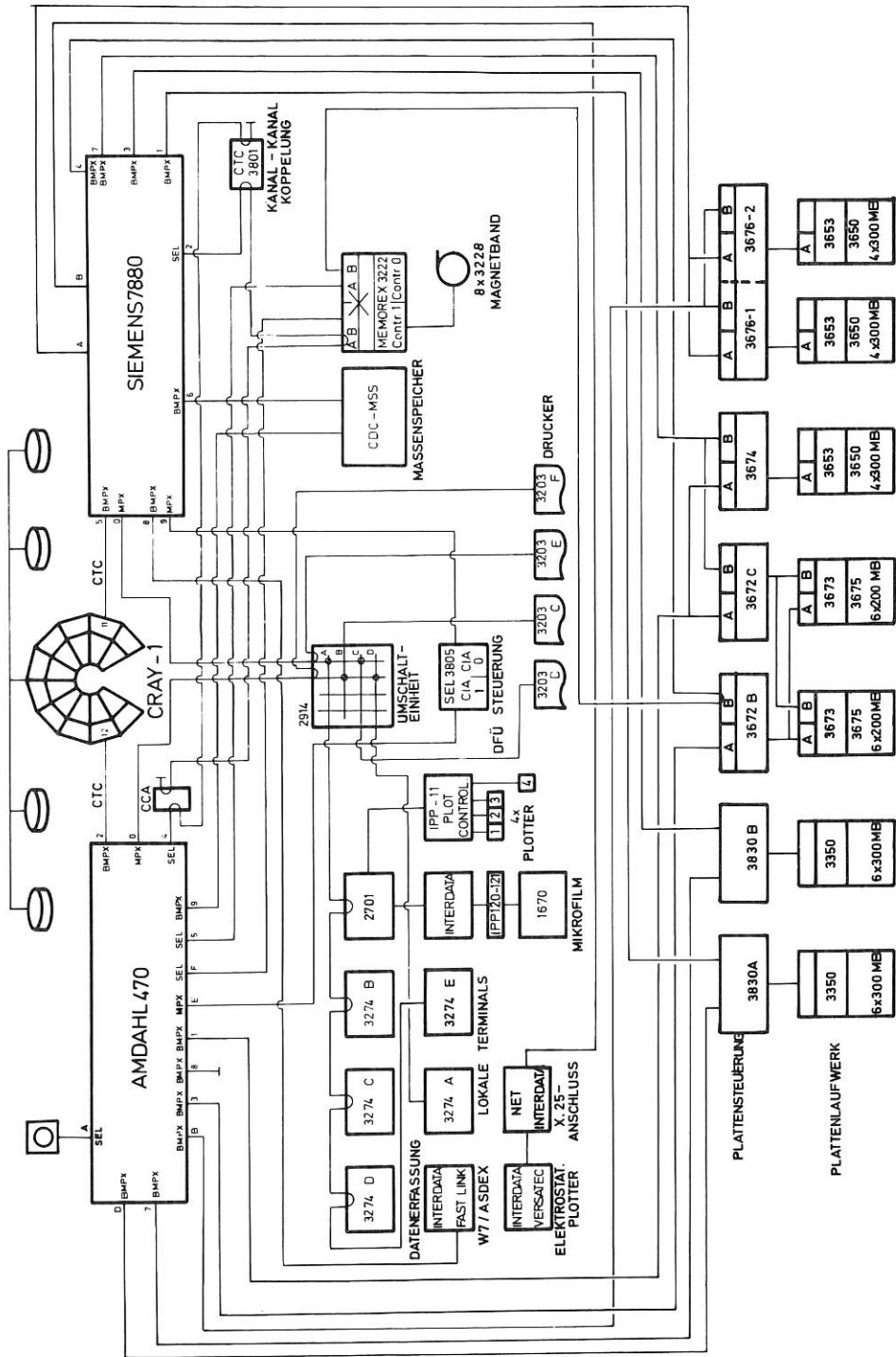


Abb. 1

Die beiden wartungsintensiven Drucker IBM 1403 wurden außer Betrieb genommen und ein Drucker IBM 3203 für Benutzer zugänglich aufgestellt.

Drei elektrostatische Drucker VERSATEC wurden für Druck- und Zeichnungsausgabe an einen Kanal der SIEMENS bzw. AMDAHL angeschlossen. Zwei dieser elektrostatischen Drucker werden lokal betrieben, der dritte ist über ein Glasfaserkabel entfernt angeschlossen.

Zwei 8-Farbenplotter wurden beschafft und für interaktiven Betrieb unter dem Betriebssystem CMS freigegeben.

Ein Mehrfarben-Trommelplotter wurde zur allgemeinen Verwendung vorbereitet.

Die Umschaltung des Mikrofilmgeräts für Ausgabe von Mikrofiche oder Ausgabe von 16 mm Film wurde installiert.

Auf dem Institutsgelände wurden AMOS/3-Stationen für Terminalverkehr und gleichzeitige Druck-/Plot-ausgabe ausgebaut und erweitert.

Die Steuerkonsole des AMDAHL-Rechners wurde umgebaut. Die Operateurkonsolen für CRAY/SIEMENS/AMDAHL wurden konzentriert und räumlich vom Maschinensaal getrennt.

Für das Experiment WVI1a wurde zur Online-Datenübertragung ein Direktanschluß zum Kanal des SIEMENS- bzw. AMDAHL-Rechners aufgebaut und routinemäßig in Betrieb genommen. Eine entsprechende Leitung wurde zum Experiment ASDEX verlegt und in Betrieb genommen.

2. Software

2.1 Betriebssysteme (siehe Abb. 2)

CRAY-1:

Auf dem CRAY-Rechner läuft das Herstellersystem COS in Version 1.10. Die beiden IBM-kompatiblen Rechner werden mit dem Basis-Betriebssystem VM/370 betrieben.

AMDAHL 470 V/6:

Auf dem AMDAHL-Rechner werden unter VM/370 folgende Betriebssysteme eingesetzt:

Das Batchsystem MVT zur seriellen Abarbeitung von Benutzerprogrammen. Die Arbeiten an diesem System sind eingestellt, da es in Kürze abgelöst wird.

Ein eigenentwickeltes Betriebssystem CRAY FE-1 hält die Verbindung zum CRAY-Rechner aufrecht, vor allem für lokale und entfernte Druck- und Plotausgabe.

Das neue Batch-Betriebssystem MVS läuft sowohl auf dem AMDAHL-Rechner (MVS-1) und dem SIEMENS-Rechner (MVS-2) mit gegenseitiger Kommunikation (shared spool).

Für eine begrenzte Anzahl von Terminals ist interaktives Arbeiten unter CMS auf dem AMDAHL-Rechner möglich.

SIEMENS 7.880:

Auf dem SIEMENS-Rechner ist das Terminalsystem AMOS/1 im Einsatz. Weitere interaktive Arbeiten sind auf dem SIEMENS-Rechner unter dem Betriebssystem CMS möglich.

Wie schon erwähnt, ist weiter das Batchsystem MVS-2 in Betrieb.

Ein zusätzliches Betriebssystem CRAY FE-2 stellt die Verbindung her zwischen dem CRAY-Rechner und den Benutzern von AMOS- oder CMS-Terminals. Dieses System CRAY FE-2 ermöglicht dem Operateur Eingriffe in das CRAY-Betriebssystem für Zustandsabfragen und Eingriffe in das Ablaufverhalten von Programmen.

2.2 Änderungen an den Betriebssystemen

VM: Das Systemprodukt VM/SP mit verbesserten Funktionen wurde installiert.

Das VM-Produkt VM/PE wurde probeweise eingesetzt, um eine bessere Abarbeitung der Programmläufe unter dem Batchsystem MVS zu testen.

Die Methode VMCF (=Virtual Machine Communication Facility) zur effektiven Kommunikation zwischen den einzelnen Betriebssystemen ist im Einsatz. Durch verbesserte Prioritätensteuerung konnte der Programmdurchsatz, insbesondere bei interaktiver Arbeitsweise, erhöht werden.

MVS: Dieses zukünftige Batchsystem wurde mit dem Anteil JES 2 für Datenfernübertragung den Installationsbedingungen angepaßt. Spezifische Systemroutinen wurden aus dem alten System MVT übernommen. Der IBM Fortran-77 Compiler wurde eingebaut und wegen Fehlern wieder aufgegeben.

Die Abrechnung über Rechenzeitverbrauch für sämtliche Betriebssysteme (inkl. des CRAY-Systems) wurden in dieses System übernommen.

AMOS: Die Möglichkeit zur interaktiven Fortran-Kompilation wurde implementiert. Online-Diagnoseprogramme zum Laufzeitverhalten wurden eingebaut.

Das Massenspeichersystem wurde für automatische Datenmigration angeschlossen.

Seit Mitte des Jahres werden keine Erweiterungen und Änderungen dieses ausgereiften Systems mehr durchgeführt.

CMS: Ein zentrales CMS-System zur Erstellung geräteunabhängiger Plotausgabe wurde eingerichtet. Die Kommunikationsmethode VMCF zwischen verschiedenen CMS-Systemen wurde in routinemäßigem Betrieb genommen.

3. Betrieb der Rechanlage

Während des Jahres ist die Benutzung des CRAY-1 Rechners für rechenintensive Programme weiter gestiegen. Neben der zunehmenden Nutzung durch das IPP haben einige Max-Planck-Institute diesen Rechner verstärkt benutzt, so daß das relative Verhältnis in etwa unverändert blieb.

Auf den IBM-kompatiblen Rechnern, insbesondere dem SIEMENS-Rechner, hat die interaktive Nutzung (Online-Datenerfassung und Diagnostikauswertung) einen größeren Anteil erreicht, während die reine Batchverarbeitung rückläufig war. Durch den Ausbau zum System SIEMENS 7.880 und der Erweiterung des Plattenspeichers wurde genügend Kapazität geschaffen, um weitere interaktive Belastung neben der Batchverarbeitung aufnehmen zu können.

Betriebs-Statistik der Batchsysteme

	CRAY-1	AMDAHL 470	SIEMENS 7.880
CPU-Zeit (total (IPP	6654 78 %	3948 10 %	1655 0 %
Progr.- (total läufe (IPP	129938 61 %	352891 36 %	

Die Angaben über das System 7.880 beziehen sich nur auf das Batchsystem MVS, da die interaktive Benutzung, welche die Hauptlast auf diesem Rechner ausmacht, bisher nur unvollständig rechnungsmäßig erfaßt wurde.

4. Datenerfassung

Es wurde eine schnelle Datenverbindung zwischen PDP-11 Rechnern und der SIEMENS 7.880 eingerichtet. Der Anschluß an den SIEMENS-Rechner wird über einen INTERDATA 8/16 Rechner mit IBM-Kanal-Interface erreicht. Sowohl die Software für die INTERDATA und die SIEMENS als auch die Hardware

für den Betrieb der Datenleitung wurden im IPP entwickelt. Eine der Leitungen (zum WVII) ist ein Koaxial-Kabel, die andere (zum ASDEX) eine Glasfaser-Verbindung. Die Übertragungsraten sind 1 bzw. 2 Mb/sec. Es wird ein einfaches Start/Stop Protokoll mit Parity verwendet.

Die Software auf dem SIEMENS-Rechner ist als virtuelle Maschine unter VM/370 implementiert, die die Schußdaten (etwa 150 KBytes/Schuß bei WVII und 1 MByte/Schuß beim ASDEX) vom PDP-11 Format in IBM-Format konvertiert und auf Platten ablegt. Dort stehen die Daten zahlreichen CMS-Benutzern zur Verfügung, die ihre diagnostischen Programme interaktiv ablaufen lassen.

Die Ankopplung der PDP-11 des WVII hat den Benutzern bedeutende Vorteile gebracht: die hohe Verarbeitungsleistung der SIEMENS 7.880 verbunden mit großem Arbeitsspeicher erlaubt den Benutzern zügiges Arbeiten schon wenige Sekunden nachdem die Schußdaten zur Verfügung stehen. Die sofortige Archivierung auf einem Plattenspeicher im Rechenzentrum gewährleistet eine hohe Datensicherheit und erlaubt auch die Auswertung von Schußserien im Batch- und während des Schuß-Betriebes. Für die interaktive Auswertung der Daten beim ASDEX müssen erst noch die Diagnostik-Programme von der PDP-11 auf die SIEMENS umgestellt werden.

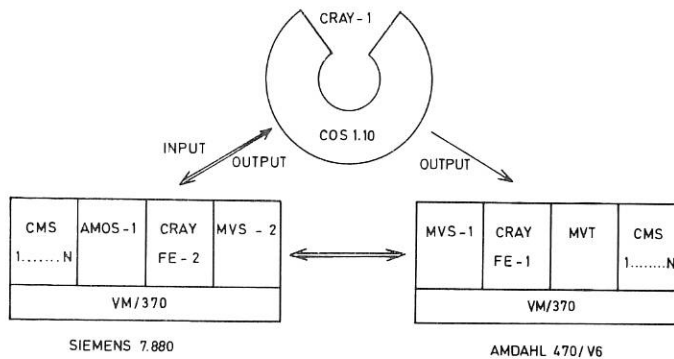


Abb. 2

BEREICH TECHNOLOGIE

(Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter)

Der weitaus größte Teil der Arbeiten des Bereiches bestand aus Beiträgen zu den Projekten W7A und ASDEX (Neutralinjektion und HF-Heizung), über die an anderer Stelle berichtet wird. Die hier behandelten Arbeiten von allgemeiner Bedeutung betreffen vorwiegend das Gebiet der Systemstudien. Außerdem sind Untersuchungen zur Gasdynamik in Neutralteilcheninjektoren und zum Phänomen der Multipactorentladungen bei der Lower Hybrid Heizung durchgeführt worden. Im letzten Teil des Berichtes werden die Arbeiten des IPP-KfK-Programmes "Magnetete für die Fusion" und des IPP-CEA-Experimentes WEGA behandelt.

1. NEUTRALINJEKTION

(E. Speth, J. Bäumler, R. Borde, D. Cooper, K. Ertl, J.-H. Feist, K. Freudenberger, J. Kolos, R.-C. Kunze, G. Lister¹⁾, H. Lohnert, W. Ott, F.-P. Penningsfeld, F. Probst, R. Süß, S. Succi, A. Stäbler, O. Vollmer, G. Wulff, Z. Yü²⁾).

Zur Gasdynamik in Neutralteilcheninjektoren

Ein wesentlicher Betriebsparameter in Neutralteilcheninjektoren ist die Neutralgasdichte-Verteilung in der beamline und im Torusstutzen, da diese Größe die Reionisationsverluste bestimmt. Diese Verluste bedeuten einerseits eine Reduktion des Wirkungsgrads, zum anderen stellen sie eine thermische Belastung für gewisse Teile der beamline im Bereich der magnetischen Streufelder der Einschlußapparatur dar. Im Extremfall kann der hierdurch verursachte Temperaturanstieg im Eintrittstutzen erhöhte Desorption und damit erhöhte Reionisationsverluste verursachen, sodaß dieser Effekt instabilitätsartig zur Vernichtung des gesamten Neutralstrahls führen kann ("beam blocking"). Eine sorgfältige Auslegung der Pumpen und des Strahlengangs durch entsprechende Rechnungen sind bei der Konzeption eines Injektors daher unerlässlich. Entsprechende Messungen der Gasdichte-Verteilung und der effektiven Pumpgeschwindigkeit während des Betriebes können dann darüber Aufschluß geben, wie realistisch

1) Gastforscher

2) Stipendiat aus der V.R. China

das Modell ist und welche Effekte möglicherweise die Neutralleistung und die Verluste wesentlich beeinflussen.

Derartige Messungen und Rechnungen wurden für die erste ASDEX-beamline (Nordwestinjektor) durchgeführt. In den ASDEX-beamlines werden als Hochgeschwindigkeitspumpen die im IPP entwickelten und gebauten Titanverdampferpumpen eingesetzt, die im Betrieb hohe Zuverlässigkeit erreichen (Abb. 1). Um Kapazität und Pumpgeschwindigkeit der Titanverdampferpumpen zu bestimmen, wurden Gasflüsse bekannter Stärke und Länge durch die Plasmaquellen in die Vakuumkammern gepulst. Die Druckverläufe wurden mit Ionisationsmanometern gemessen und die Pumpgeschwindigkeiten aus dem Druckabfall nach dem Ende der Gaspulse ermittelt. Da alle Leitwerte den Druckabfall am Ort der Messung verzögern, erhält man damit einen unteren Grenzwert für die installierte Pumpgeschwindigkeit. Die wesentlichen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- effektive Pumpgeschwindigkeit: $3.4 \cdot 10^5$ l/s
- Kapazität: 3600 Torr.l pro Verdampfungszyklus von 150 sec. Länge (bis zu einem Abfall der Pumpgeschwindigkeit um 25 %).
- die Kapazität steigt etwa linear mit der Menge des verdampften Titans (zumindest bis zu 3 Verdampfungszyklen).

- die Pumpgeschwindigkeit bleibt auch über 8 Sekunden konstant.



Abb. 1 Titanverdampferpumpe für die ASDEX-Neutralinjektoren

Es lassen sich also hohe Pumpgeschwindigkeit bei großer Kapazität realisieren. Insbesondere zeigen die Resultate die prinzipielle Eignung von Titanverdampferpumpen auch für Injektoren mit größeren Puls-längen.

Die Reionisationsverluste des Neutralstrahls werden wie schon erläutert durch die Gasverteilung in der Strahlführungskammer bestimmt. Diese Gasverteilung kann mit dem beamline-Programm "Optimus" berechnet werden. Um die berechnete Gasverteilung mit Messungen vergleichen zu können, wurden die Druckverläufe in der Strahlführungskammer an zwei verschiedenen Positionen (PR I und PR 2) und für unterschiedliche Pumpbedingungen bestimmt (Abb. 2). Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Druckverläufen, wenn man eine installierte Pumpleistung von $2.2 \cdot 10^5$ l/s pro große Pumpeinheit ansetzt. Basierend auf diesen Pumpleistungen wird mit dem Programm "Optimus" ein Reionisationsverlust für die Strecke zwischen Magnet und Torus von 4 % ausgerechnet. Gemessen wurden ca. 10 %. Der Unterschied deutet eventuell auf erhöhtes Ausgasen im Stutzen hin, der in der Rechnung nicht berücksichtigt wurde.

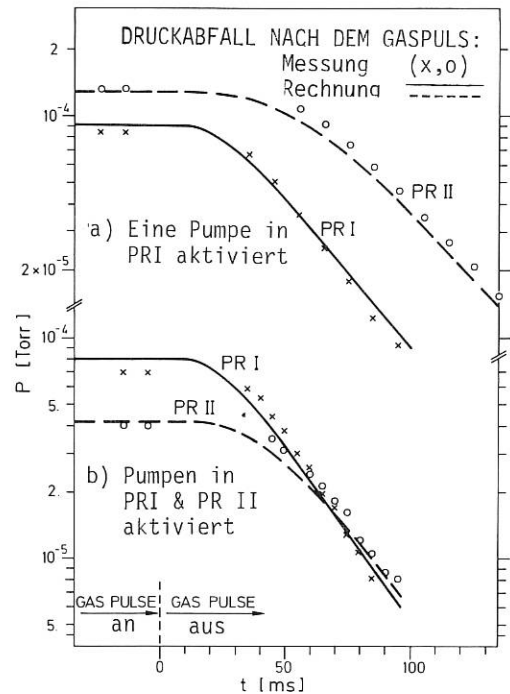


Abb. 2 Vergleich gemessener und berechneter Gasdrücke in der Strahlführungskammer

Das zweite interessante Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß die zeitabhängigen Druckverläufe nur dann richtig wiedergegeben werden können, wenn man im Rechenprogramm der molekularen Strömung eine gerichtete Strömung überlagert ("beaming"). Für das Gas, das aus dem Neutralisator durch die verschiedenen Aperturen des Systems strömt, muß eine Winkelverteilung nahe \cos angenommen werden, um befriedigende Übereinstimmung mit der Messung zu bekommen. Durch diesen Effekt wird die effektive Targetdicke für Reionisation erhöht um, wie die Rechnung zeigt, etwa 15 %, ein Effekt, der für die ASDEX-beamlines keine dramatischen Folgen hat.

2. LOWER HYBRID-HEIZUNG

(D. Eckhartt, M. Brambilla, H. Brinkschulte, H. Derfler, F. Leuterer, K.-H. Schmitter ¹⁾, M. Münich, F. v. Woyna ²⁾, M. Zouhar ³⁾, Y.-P. Chen ⁴⁾)

2.1 Multipactor-Entladungen durch Sekundärelektronen in Wellenleitern im Frequenzbereich der "unteren Hybriden" ¹⁾)

Das Auftreten von Sekundärelektronen (S.E. Emissionskoeffizient δ) kann in Hohlleitern zu einer lawinenhaften Vermehrung eines "Zufallselektrons" führen, wenn die Laufzeit t der Elektronen von Wand zu Wand ein ungerades Vielfaches der Hochfrequenz-Halbperiode beträgt. Wegen der multiplen Stöße der Elektronen mit den Wänden ist diese, im Röhrenbau seit langem bekannte Erscheinung unter dem Namen Multipactor bekannt. Drückt man die Startphase eines Sekundärelektrons durch die Energiezunahme eV pro Freiflug aus, so erhält man mit Rücksicht auf die bereits genannte Phasenbeziehung, $\omega \cdot t = (2m + 1)\pi$, den in Abb. 3

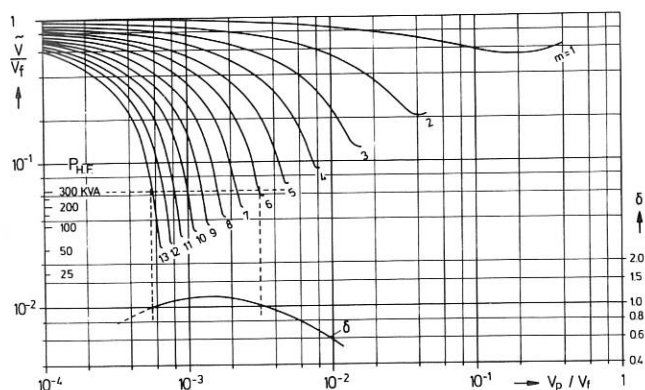


Abb. 3 Multiplicator-Startbedingung: Hochfrequenzspitzenspannung \tilde{V} als Funktion des Energiegewinns pro Freiflug, $e \cdot V_p$, in Einheiten von $e \cdot V_f$ (siehe Text). Darunter: Sekundärelektronenemissionskoeffizient δ von hydriertem Titan als Funktion der Primärelektronenenergie $e \cdot V_p$.

dargestellten Zusammenhang zwischen dem Spitzenwert der Hochfrequenzspannung \tilde{V} und der Primärelektronen-Energie, eV_p . Dabei haben wir die Energie in Einheiten der Referenzenergie, $eV_f = m_e (\omega \cdot b)^2 / 2$, aufgetragen, um eine universelle Darstellung dieser Multipactor-Startbedingung zu erhalten. Mit einer Hohlleiter-Breite von $b = 3$ cm und einer LH-Heizfrequenz von $\omega / 2\pi = 1.3$ GHz ergibt sich ein Wert, $V_f = 171$ kV, womit wir zur Illustration der Verhältnisse im ASDEX vertikal die errechnete Durchgangsleistung pro Hohlleiter und horizontal den Energiebereich $\delta > 1$ für hydriertes Titan ²⁾ eingetragen haben. Unter diesen Verhältnissen können also die Multipactor-Lawinen der Ordnung $m = 6$ bis 13 anlaufen.

Es läßt sich zwar zeigen, daß eine Begrenzung der Elektronenlawine durch eine raumladungsbedingte Änderung der Laufzeit t eintritt, aber diese Elektronen trommeln ihrerseits adsorbierendes Gas von den Wänden, das - wenn ionisiert - die Raumladung durch den Einfang positiver Ionen wieder reduziert. So kann schon bei Drücken $p = 10^{-5}$ mbar ein Hochfrequenzplasma aufgebaut werden, das bei Erreichen der kritischen Dichte ($\omega_p = \omega \rightarrow n = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) die einfallende Hochfrequenzwelle vollständig in den Generator reflektiert ^{16/}.

Aufgrund dieser Überlegungen sollte man die Hohlleiterwände aus einem Material fertigen, das ein $\delta < 1$ aufweist, um den Multipactor zu vermeiden. Bisherige Experimente mit Titan, für das in reinem Zustand $\delta < 1$ ist, haben diese Vermutung nicht bestätigt. Der Grund liegt wahrscheinlich darin, daß die im Tokamak vorhandenen Gase - vor allem Wasserstoff - die Struktur der Oberfläche durch Chemiesorption verändern. Entsprechend der Eindringtiefe der Primärelektronen genügt hierzu bereits eine Hydrierung bis zu ca. 30 Å unter die Oberfläche. Dabei gehen die Protonen auf die Zwischengitterplätze des Titanmetalls, während die Elektronen an das Leitungsband abgegeben werden, wo sie die Fermikante anheben und damit δ erhöhen.

Ein anderes Verfahren zur Unterdrückung der Sekundärelektronenemission beruht auf ihrer Rückabsorption in rauen bzw. mikrokristallin beschichteten Oberflächen. Dieses, im Jahre 1938 von H. Bruining ³⁾ vorgeschlagene Verfahren wird heute industriell zur Unterdrückung des Multipactors in Hochfrequenzröhren größter Leistung verwendet, muß aber für unsere Anwendung auf seine Tauglichkeit in der Arbeitsgasatmosphäre und in Gegenwart von Magnetfeldern untersucht werden. Ein Magnetfeld hat auf die Sekundärelektronenemission folgende Einflüsse:

- Wenn die Resonanzbedingung $n \cdot \omega_{ce} = \omega$ bei schrägem Magnetfeld ($B_0 \nabla E$) erfüllt ist, nimmt die transversale Energie der Elektronen erheblich zu. Damit vergrößert sich der Einfallswinkel der Elektronen, was eine deutliche Erhöhung von δ zur Folge hat.

1) Projektleitung bis 1.8.1981
 2) ab 1.5.1981
 3) ab 1.1.1981
 4) Stipendiat aus der VR China

1) Siehe auch Beitrag im Jahresbericht des Projekts ASDEX, Seite 6
 2) Durch Bombardement mit 1 keV Argon Ionen gereinigt, dann während 3 Minuten einer Wasserstoffatmosphäre von 10^{-4} mbar ausgesetzt. Vgl. hierzu den Beitrag von Herrn Brunnhuber, Seite 130.

3) H. Bruining, Philips Technische Rundschau 3, 80-81 (1938)

- Wenn das Magnetfeld parallel zur Oberfläche ist ($B_0 \perp E$), kann bei kleinen Magnetfeldern ($\omega_c \leq \omega$) ein "Single Surface Multipactor" auftreten¹⁾.
- Wenn der Larmor-Radius ρ_L der Sekundärelektronen kleiner wird als die mittlere Rauhtiefe R der Oberfläche, kann eine Erniedrigung von δ durch Rückabsorption der Sekundärelektronen nicht mehr stattfinden.

Während die ersten beiden Einflüsse mit Hilfe eines Zusatzmagnetfeldes vermieden werden können, bleibt für den letzten Punkt nur der Weg übrig, Oberflächen mit einer geeigneten Rauhtiefe zu erzeugen. Mit einer wahrscheinlichen Austrittsenergie der Sekundärelektronen von 5 eV ergibt dies im ASDEX bei $B = 20$ kG die Bedingung $R < \rho_L = 2.7 \mu\text{m}$. Letztere Bedingung zur Herstellung rauher Schichten kann z.B. durch Chemiedeposition aus der Gasphase, durch Aufdampfen oder durch Kathodenzerstäubung in einer Niederdruckentladung erreicht werden.

Dabei muß in allen Fällen eine kritische Depositionsratesrate überschritten werden, um dem diffusionsbedingten Wachstum der Kondensationskerne in großflächige Kristalle (der Epitaxe) zuvorkommen. Es scheint uns, daß diese Bedingung sogar im Falle von hydriertem Titan zu einer effektiven Reduktion von δ führen kann. Dies zeigen erste Erfolge bei WEGA in Grenoble, wo aufgrund unserer Anregung ein Versuch mit etwas rascher aufgedampftem Titan unternommen wurde. Zum Studium dieser Vorgänge haben wir einen zylindrischen TM₀₁₀-Resonator für 2.45 GHz gebaut, wobei die Dimensionen mit Hilfe der obengenannten Referenzspannung V_f so skaliert wurden, daß sich Verhältnisse wie in den Hohlleitern des ASDEX-Grills ergeben.

Der zylindrische Resonator besteht aus einem Ring mit HF-Einkopplung und Diagnostikstutzen sowie auswechselbaren Endplatten, so daß verschiedene Plattenmaterialien und Beschichtungen untersucht werden können. Abb. 4 zeigt das Verhalten des Resonators mit V2A-Platten (abgedreht und gereinigt, aber nicht ausgeheizt) als Funktion der eingespeisten Leistung. In einem begrenzten Leistungsbereich tritt eine Abweichung vom linearen Verhalten auf: die Transmission zeigt eine Sättigung, die Reflexion steigt fast bis zur Totalreflexion an, und der Druck im Resonator steigt durch die Wandbelastung an. Nach längerem Betrieb (einige Stunden) tritt eine Konditionierung ein: der nichtlineare Bereich verschwindet allmählich. Mit schwachen Störmagnetfeldern setzt der Effekt wieder in voller Stärke ein. Jedoch zeigt sich hier ebenfalls eine allmähliche Konditionierung. Dieses Verhalten wurde auch bei Titanplatten (abgedreht und sandgestrahlt) sowie bei V2A-Platten mit aufgesinterter Nickelschicht beobachtet. Im letzteren Fall war die Konditionierungsphase am kürzesten, und es wurde ohne Magnetfeld auch bei Drücken von 10^{-4} mbar keine Multipactor-getriggerte Entladung beobachtet. Mit einem Magnet-

feld $B_0 \parallel E$ wurden im Bereich $B_0 = 150 - 350$ Gauß wieder Multipactorlawinen beobachtet, die bei $p = 10^{-5}$ mbar nur kurzzeitig auftraten und bei $p = 10^{-4}$ mbar zur Plasmabildung im Resonator führten. Um die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit in den Griff zu bekommen, werden diese Messungen derzeit mit höheren Magnetfeldern und auch bei $B_0 \perp E$ -Polarisation weitergeführt.

Referenzen:

- /1/ G.W. Pacher et al.: Conditioning of grill couplers for lower hybrid heating in WEGA. 4th Topical Conference on RF Plasma Heating, Austin, Texas, 9. - 11.2.1981.

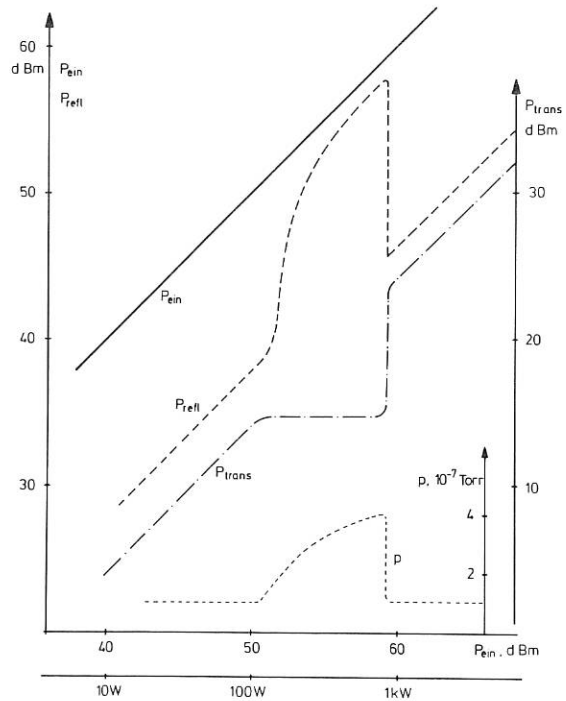


Abb. 4 Reflektierte und transmittierte Leistung, sowie Druckanstieg, in einem TM₀₁₀-Resonator als Funktion der eingespeisten Leistung. Die Abweichung vom linearen Verhalten wird von Multipactor-Entladungen hervorgerufen.

5. SYSTEMSTUDIEN

(J. Raeder, K. Borrass, R. Bünde, W. Dänner, G. Müller, M. Söll)

3.1 Die Auslegungsprogramme NORMCOIL u. SUPERCOIL
Für langgepulste Tokamaks mit normalleitenden Torusspulen wurde das Auslegungsprogramm NORMCOIL aufgestellt. Das Programm beschreibt das Plasma, den OH-Transformator und die Torusspulen einschließlich ihrer Kühlung. Vorgegeben werden nur Größen, welche die Auslegung festlegen (z.B. integrale Wandbelastung, Untergrenze für die

1) S.C. Brown in "Basic Data of Plasma Physics", John Wiley & Sons, New York, 1959, S. 214-221.

Wandbelastung, "ignition margin" und Nebenbedingungen (z.B. maximale Zugspannungen, Mindestabstände zwischen Spulen). Das Programm bestimmt dann unter Einhaltung der Nebenbedingungen das System mit den gewünschten Spezifikationen, durch das zusätzlich eine vorgebbare Zielfunktion (z.B. die gespeicherte magnetische Energie) optimiert wird. Mit NORMCOIL wurde untersucht, ob Tokamaks mit normalleitenden Torusspulen für die nächste Generation von Experimenten geeignet sind /16, 17, IPP 4/203/. Hauptgesichtspunkt ist die Risikominderung durch konventionelle Spulentechnologie. Von reinen Physik- bis hin zu Technologieexperimenten (Materialtests, Blanketttests) wurden Anordnungen unter folgenden Gesichtspunkten untersucht:

- Sind die Torusspulen mit heutiger Technologie herstellbar?
- Sind sie stationär kühlbar?
- Sind die Ohmschen Verluste tragbar?

Als Resultat ergab sich, daß die Spulen denen von JET ähneln und keine Probleme bei der Herstellung zu erkennen sind. Die Kühlung ist stationär möglich, die Energieversorgung kann durch das Netz erfolgen. Die Stromkosten sind klein im Verhältnis zu den Investitionskosten.

Die Anwendung von NORMCOIL auf Tokamak-Hybridreaktoren führte zu ähnlichen Schlußfolgerungen und ergab darüber hinaus, daß die im System zirkulierende Energie und die Neutronenwandbelastung ähnliche Werte annehmen wie für eine Spiegelmaschine mit suprалеitenden Spulen. Der Nachteil der resistiven Verluste wird durch die Zündung wettgemacht und durch die eventuell mögliche Demontierbarkeit der Spulen.

Für die Auslegung gezündeter Tokamaks mit suprалеitenden Torusspulen und normal- oder suprалеitenden Transformatorspulen wurde das Programm SUPERCOIL entwickelt. Seine allgemeine Struktur gleicht der von NORMCOIL. Die suprалеitenden Spulen können wahlweise aus NbTi oder Nb3Sn mit Kupfer oder Aluminium als Stabilisator aufgebaut werden. Die Kühlung kann durch flüssiges, superfluides oder überkritisches Helium erfolgen.

Die Programme NORMCOIL und SUPERCOIL wurden auf ASDEX-UPGRADE angewandt, um insbesondere die Frage des erreichbaren B_t^0/A -Verhältnisses ($B_t^0 =$ Feld auf der Achse, $A =$ Aspektverhältnis) zu untersuchen. Bei Berücksichtigung praktischer Nebenbedingungen (gespeicherte magnetische Energie, Systemgröße deutlich geringer als bei JET) findet man, daß B_t^0/A -Werte, die merklich über 1 liegen, nicht realisierbar sind. Systeme mit suprалеitenden Torusspulen speichern eine erheblich größere Energie als normalleitende Systeme.

3.2 Das Wandmodell FWLTB

Das Programm FWLTB wurde mit dem Ziel überarbeitet, durch verstärkte Modularisierung mehr Übersichtlichkeit und Flexibilität zu gewinnen.

Ein neues Unterprogramm erlaubt es, Parameter, die üblicherweise festgehalten werden, auch nach vorzugebenden Funktionen auf der Langzeitskala zu verändern. Damit wurde die Möglichkeit geschaffen, Änderungen der Betriebsparameter zu simulieren, oder Vorgänge wie Korrosion und Erosion zu berücksichtigen.

Alle Materialdaten für den deutschen Reaktorstahl DIN 1.4970, die FWLTB benötigt, wurden zu einem Datenpaket zusammengefaßt. Ein weiteres Paket wurde für den amerikanischen Stahl 316SS (20 % kaltverformt) zusammengestellt. Es umfaßt Daten, die unter Brüterbedingungen gemessen (wie beim Stahl 1.4970), wie auch Daten, die unter simulierten Fusionsreaktorbedingungen bestimmt worden sind. Aus dieser Sammlung wurden die fusionsrelevanten Daten extrahiert. Sie stehen nun als drittes Paket für FWLTB zur Verfügung.

Auf der Datenbasis des Stahls 1.4970 wurde mit FWLTB untersucht, wie lange die Erste Wand einer Neutronenbelastung von 10 MW/m^2 widerstehen kann. Als Resultat ergab sich eine Lebensdauer von etwa einem Jahr. Diese Zahl gilt dann, wenn die Wand aus kleinen, extrem dünnwandigen (etwa 0,4 mm Wandstärke) Röhrchen aufgebaut sind, die mit einem Medium unter geringem Druck gekühlt werden. Helium- und Flüssiglithiumkühlung verlangen jedoch Drücke von mehreren MPa.

Die unterschiedlichen Kompatibilitätsgrenzen der beiden Kühlmittel für das Material Stahl beschränken die zeitintegrale Wandbelastung auf etwa 6 MWa/m^2 bei Lithium und auf etwa 12 MWa/m^2 bei Helium. Für diese Bedingungen wurden Kriterien für die Gestaltung der Ersten Wand abgeleitet, die von der gewählten Wandbelastung abhängen. So ergab sich, daß Durchmesser und Wandstärke der Wandmoduln abnehmen müssen, wenn die Wandbelastung ansteigt. Dabei erlaubt die Lithiumkühlung einen größeren Spielraum bei der Konstruktion als die Heliumkühlung. Stellt man in Rechnung, daß Untergrenzen für die Wandabmessungen durch die Praxis festgelegt werden, so ergeben sich für Helium größere Standzeiten - wegen der höheren zeitintegralen Wandbelastbarkeit - jedoch geringere zulässige Wandbelastungen als für Lithium / 51/.

Da das Verhalten des Stahls 316SS (20 % kaltverformt) durch die Ausdehnung der Datenbasis sowohl für Brüterbedingungen als auch für simulierte Fusionsreaktorbedingungen beschrieben werden kann, wurden erstmals vergleichende Rechnungen durchgeführt / 52/. Für einen nicht optimierten Referenzfall ergab sich für den Stahl 1.4970 eine Standzeit von etwa zwei Jahren auf der Grundlage von Brüterdaten.

Auf der gleichen Basis erlaubt der Stahl 316SS eine Standzeit von sechs Jahren. Geht man jedoch von den Daten für simulierte Fusionsreaktorbedingungen aus, so reduziert sich die Standzeit für 316SS auf etwa ein Jahr. Dieser drastische Rückgang wird durch die erheblich verminderte Zeitstandfestigkeit verursacht.

3.3 ZEPHYR-Abschlußarbeiten

Im wesentlichen konzentrierte sich die Arbeit auf einen Vergleich der thermischen Parameter für das Bandspulen- und für das Bitterspulenkonzept /130, 29, IPP 1/192/. Als wichtiges Resultat ergab sich, daß die Ohmschen Verluste für das Bitterspulen-system etwa doppelt so groß sind wie für das Bandspulensystem.

3.4 Nettoenergiebilanz für Fusionskraftwerke

Eine detaillierte Untersuchung über die Nettoenergiebilanz für Tokamak-Fusionskraftwerke wurde zu einem vorläufigen Abschluß geführt /IPP 2/256/. Bei dieser Arbeit wurde ein Kraftwerk mit Druckwasserreaktor als Referenzsystem verwendet, in dem die fissions-spezifischen Komponenten durch fusions-spezifische ersetzt und die nicht reaktor-spezifischen Anlagenteile den veränderten Bedingungen angepaßt wurden. Um den Energieaufwand für das Fusionskraftwerk zu bestimmen, wurde eine Methode entwickelt mit dem Ziel, die Vorteile der energetischen Input-/Output-Methode mit denen der Prozeßkettenanalyse zu verbinden.

Ein Vergleich des nach dieser Methode ermittelten Energieaufwandes mit dem anderer Kraftwerkstypen ist in Abb. 5 gezeigt. Danach besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen dem Fusionskraftwerk

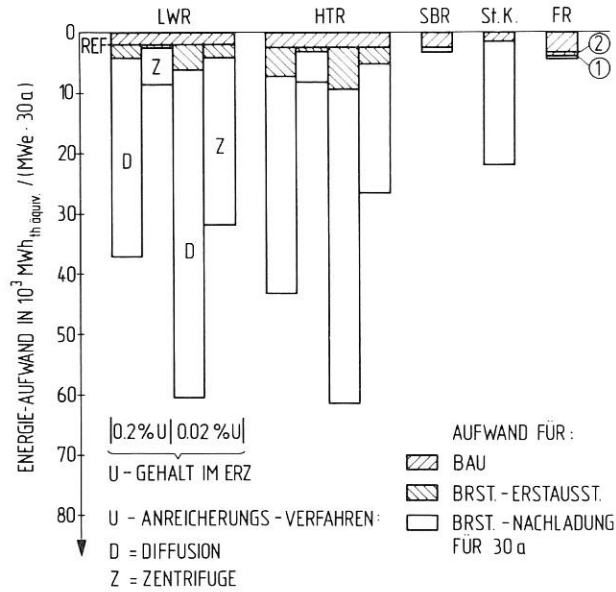


Abb. 5 Energieaufwand für Kraftwerke mit Leichtwasserreaktor, Hochtemperaturreaktor, Schnellem Brutreaktor, Steinkohlekessel, Fusionsreaktor

und den anderen Kraftwerkstypen (außer dem Brüter) darin, daß bei der Fusion der Energieaufwand für den Bau den größten Anteil am Gesamtaufwand hat, während bei den anderen Typen der Anteil für die Brennstoffversorgung am größten ist. Dies würde auch im Falle der U-Anreicherung durch Zentrifugen gelten, sofern man annimmt, daß zur Zeit der vollständigen Markteinführung der Zentrifuge nur noch Erze mit einem viel geringeren U-Gehalt zur Verfügung stehen werden als heute.

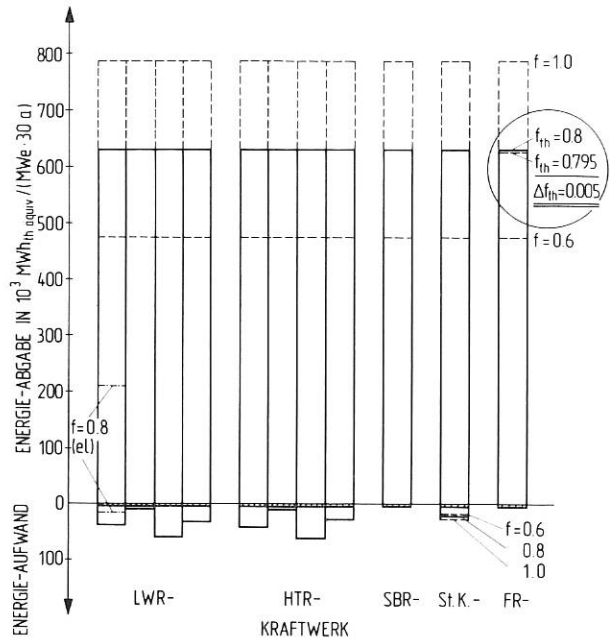


Abb. 6 Energieaufwand und -abgabe für verschiedene Kraftwerkstypen

In Abb. 6 sind der Energieaufwand (nach unten; gegenüber Bild 5 veränderter Maßstab) sowie die Energieabgabe über 30 a (nach oben) aufgetragen. Die elektrischen Energiebeträge sind jeweils mit dem Faktor 3 in äquivalente thermische Energie umgerechnet worden. Gemäß dem Ergebnis dieser Arbeit übersteigt die Energieabgabe auch bei der Fusion den Aufwand selbst dann noch erheblich, wenn der Aufwand für das Fusionskraftwerk um mehrere 100 Prozent zu klein berechnet sein sollte. Ein solcher Fehler wird jedoch als unwahrscheinlich angenommen, da für die fusions-spezifischen Komponenten nur ein Anteil von 25 % am Bauenergieaufwand ermittelt wurde und damit erst eine Verfünffachung dieses Betrages zu einer Verdopplung des genannten Bauenergieaufwandes führen würde.

3.5 Parametrische Untersuchung von Fusions-Fissions-Systemen

Für diese Untersuchung wurden die Fusions-Fissions-Systeme durch ihre Energieflußdiagramme modelliert. Die Systemkomponenten und das Gesamtsystem wurden durch Komponentenparameter bzw. Systemparameter charakterisiert. Wichtige Systemparameter sind die kritische Energieverstärkung durch das Plasma und die relative zirkulierende Energie. Die Empfindlichkeit aller Systemparameter wurde für den Thorium-Uran- und für den Uran-Plutonium-Prozeß untersucht. Zur Erzeugung des Fusionsplasmas wurden der Tokamak und die Spiegelmaschine angenommen. Insgesamt ergibt sich eine ziemlich geringe Empfindlichkeit der Systeme. Die Ursache dafür ist die hohe zusätzliche Energieverstärkung durch die Blankets, die das Brutmaterial enthalten. Die detaillierten Resultate sind in /IPP 4/199/ zusammengefaßt.

4. MAGNETE FÜR DIE FUSION

4.1 Arbeiten im IPP (A. K n o b l o c h)

Im Berichtsjahr wurden neben Abstimmung und Durchführung des Programms bei KfK auch die dortigen Beiträge zur INTOR-Studie (siehe den entsprechenden Teil dieses Jahresberichtes) gemeinsam diskutiert und abgesprochen.

Das kleine Torusexperiment TESPE stand Ende 1981 vor der Inbetriebnahme, die LCT-Spule befindet sich planmäßig in der industriellen Fertigung. TOSKA, die große Vortesteinrichtung im KfK zur Prüfung der LCT-Spule vor dem Versand in die USA, wird nach dem noch laufenden kryotechnischen Ausbau im Frühjahr 1982 fertiggestellt sein.

Die langwierigen Verhandlungen über die vorrangige EURATOM-Förderung des fortgeschriebenen Programmteils "LCT-Spule" haben Anfang Januar 1982 mit Zustimmung zur Förderung der Herstellung der Testspule in der endgültigen Form einen erfolgreichen Abschluß gefunden. 1981 wurde auch der Zusammenarbeitsvertrag IPP/KfK betreffend das Programm "Magnete für die Fusion" erneuert. Es ersetzt den ersten Vertrag aus dem Jahre 1975, läuft nunmehr unbefristet und sieht wie bisher die gemeinsame Programmdefinition und einen finanziellen Beitrag des IPP zu den fusionsorientierten Supraleitungsmagnet-Entwicklungen des KfK im Rahmen der EURATOM-Zuschußregeln vor.

4.2 Arbeiten im Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

(P. K o m a r e k, F. Arendt, H. Drolshammer, J. Erb, W. Geiger, H. Heep, T. Iwanicki, K.P. Jüngst, H. Katheder, G. Krafft, H. Krauth, W. Lehmann, W. Nick, G. Nöther, A. Nyilas, K. Rietzschel, C. Schmidt, A. Ulbricht, H. Zehlein)

4.2.1 Das Experiment "TESPE"

Die Arbeiten im Berichtszeitraum umfaßten den weiteren Aufbau des Experiments, mit Montage der D-Spulenwicklungen, Fertigstellung der Gehäuseeteile, Entwicklung der Gehäusedurchführungen, Abschluß der Kryoarbeiten für Betrieb mit Badkühlung, sowie Aufbau der Datenerfassungsanlage und Berechnungen /15 934/. Sämtliche Doppelscheibenwicklungen wurden für die Spulendmontage vorbereitet. Zu den bei der Endmontage der D-Spulen noch ausstehenden Schritten gehören die Montage der Durchführungen sowie das Zuschweißen des Gehäuses. Es wurden drei mehrtätige Testläufe des Kryosystems durchgeführt. Der Kryostat konnte beim dritten Kalttest in 30 h kaltgefahren und gefüllt werden. Bei den kryotechnischen Probeläufen hat sich die gesamte installierte Meß- und Regeltechnik für 25 Regelkreise des Kryostaten und die Meßdatenerfassungs- und Verarbeitungsanlage bewährt.

4.2.2 Das Projekt "Large Coil Task" (LCT)

Die Leiterfertigung für die von KfK bereitzustellende Spule befindet sich vor ihrem Abschluß.

Leitertests zur Ermittlung der Gesamtleiterdaten wurden durchgeführt (z.B. Messung des kritischen Stroms des Gesamtleiters in der W VII-Testanlage Mit der Fertigung der Spule bei der Industrie wurde begonnen, nachdem die endgültige Konstruktion durch entsprechende Werkstoffuntersuchungen und Komponententests (bei KfK und Industrie) abgesichert worden war. Zwei der sieben Doppelscheiben der Spulenwicklung sind gewickelt. Parallel hierzu läuft die Fertigung des austenitischen Stahlgehäuses. Begleitet werden diese Arbeiten durch zahlreiche Untersuchungen an Arbeitsproben bei KfK und durch Kontrollen von KfK bei den Herstellern. /V16 050, V16 215/. Zur Charakterisierung des Gesamtleiters hinsichtlich seiner mechanischen und elektrischen Eigenschaften, sowie für Qualitätskontrollmessungen an den einzelnen Fertigungslängen wurden zahlreiche Untersuchungen durchgeführt. Die Testeinrichtung zum elektrischen Integraltest des Leiters wurde fertiggestellt und damit für den LCT-Leiter bei 5 T ein kritischer Strom von 35 kA ermittelt, was mit dem theoretischen Wert im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmt /15 933, 16 505/.

Wichtigste vom KfK durchgeführte Qualitätskontrolle bei der Leiterfertigung ist die Prüfung der Leiterhülle auf Vakuumdichtigkeit. Ein Großteil der Lieferlängen sind bereits gefertigt, von KfK getestet und an die SpulenhHersteller ausgeliefert worden. Die grundlegenden Untersuchungen zum Wärmeübergang und zur Leiterstabilität wurden fortgesetzt /15 677, 15 680, 15 938/. Der Einfluß verschiedener Randbedingungen (Leiterlänge, Länge über die ein Pulsfeld einwirkt) auf die Wechselfeldverluste eines verseilten Leiters wurde in einer theoretischen Arbeit untersucht. Daraus wurden optimale Versuchsbedingungen für die geplante Messung der Wechselfeldverluste an kurzen Stücken des LCT-Leiters definiert.

Auf der Basis der durchgeführten Werkstoffuntersuchungen, Komponententests, sowie der theoretischen Analysen und Berechnungen wurde die Spulenkonstruktion in allen Details endgültig festgeschrieben (Abb.7) und mit der Fertigung von Wicklung und Gehäuse begonnen /15 109/.

Die Fertigung der Spule wird derzeit bei Siemens/Erlangen (Wicklung) und Krupp/Essen als Unterauftragnehmer (Gehäuse) durchgeführt. Wegen der Neuartigkeit der Aufgabenstellung und des geforderten Qualitätsstandards müssen zahlreiche Tests und Kontrollen von KfK durchgeführt werden. Beispielhaft sei hierfür genannt, die zerstörungsfreie Prüfung der Austenitschweißnähte und bruchmechanische (bei 4K) und metallurgische Untersuchungen an Arbeitsproben /V 16 044/.

Die Eignungstests der Spulenkonstruktion wurden fortgesetzt. Hierzu gehören u.a. auch Messungen zur Hochspannungsfestigkeit in Helium an potentialtrennenden Bauteilen für die Spule /15 851, 15 937/. Der Schwerpunkt lag jedoch bei der Vertiefung der Untersuchungen zur Schweißgutqualität der Gehäuseschweißungen bei Verwendung verschiedener (basisch umhüllter) Elektroden.

Um die Bruchmechanik bei der Spulenauslegung konsequent anwenden zu können, müssen möglichst genaue Aussagen über die auftretenden Schweißfehler im Bauteil gemacht werden können. In

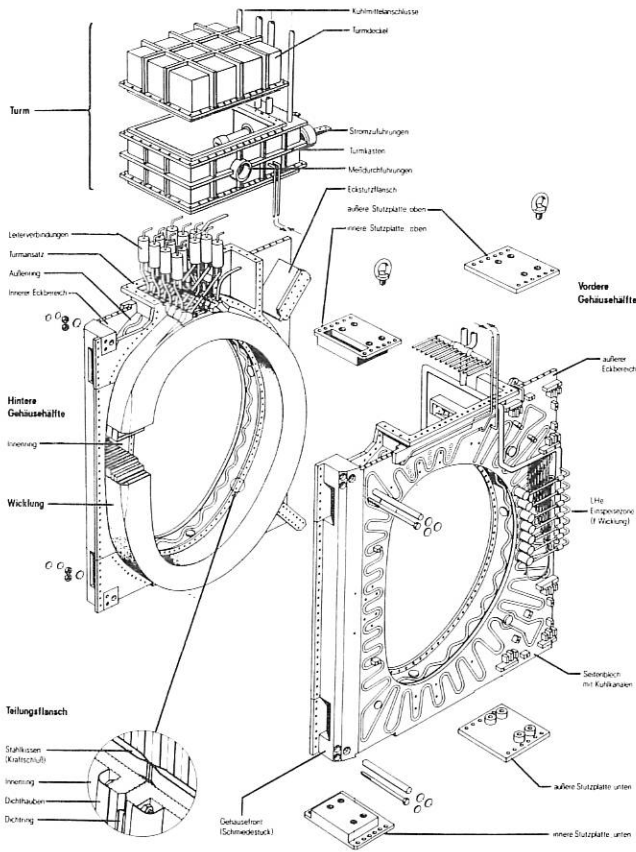


Abb. 7 Endgültiger Aufbau der LCT-Spule. Die Wicklung besteht aus 7 Doppelscheiben, die einzeln gewickelt und zu einem monolithischen Block vergossen werden (mechanische und dielektrische Integrität). Alle Helium-Einspeisungen sind am Innenring (Hochfeld), alle Helium-Austritte und Leiterverbindungen im Turmbereich (Niedrigfeld). Das Gehäuse besteht aus 2 spiegelbildlichen Hälften, die aus Einzelteilen zusammengeschweißt werden. Nach Einlegen der Wicklung und Verbolzung der Gehäusehälften wird die Wicklung durch Aufblasen der Stahlkissen mit Epoxydharz kraftschlüssig im Gehäuse fixiert. Das Gehäuse besitzt eine eigene Helium-Kühlung und wird zur Erhöhung der Betriebssicherheit (eventuelle Lecks) dicht geschweißt.

Zusammenarbeit mit der Bundesanstalt für Materialprüfung in Berlin konnte gezeigt werden, daß die Schweißnähte des LCT-Gehäuses mit Ultraschall prüfbar sind. Die Einbeziehung der Bruchmechanik in die Spulenauslegung ist deshalb von großer Bedeutung, da wegen des gepulsten Betriebs der Poloidalfeldspulen von Tokamaks in den Toroidal-feldspulen transiente dynamische Belastungen und damit Ermüdungserscheinungen auftreten.

Die Berechnungen zum thermischen und mechanischen Spulenverhalten werden fortgesetzt. Zur Behandlung des thermischen Verhaltens wurde das Finite-Differenzen-Programmsystem TRUMP im KfK implementiert und als erster Anwendungsfall das Abkühlen der Modellspule in Helitex nachgebildet. Mit der Übertragung auf die LCT-Spule wurde begonnen.

Nach Abschluß der Auslegungsrechnungen zur Entwurfs-optimierung /15 109, 15 118, 15930, 15 935/ konzentrierten sich die strukturmechanischen Arbeiten auf folgende drei Aufgabenstellungen:

- Studie der Spulenbeanspruchung im Einzelspulenabnahmetest in der Karlsruher Versuchsanlage TOSKA
- Vergleich eindimensionaler und dreidimensionaler Finite-Elemente-Modelle
- Untersuchung der Beanspruchung des Supraleiterkabels beim Umformen während des Wickelns.

Die experimentelle Erprobung der LCT-Spulen soll u.a. auch Hinweise zur Skalierung wichtiger Spulenparameter auf größere Spulen liefern /15930/. Zur Vorklärung der mechanischen Aspekte dieser Fragestellung wurde versucht, aus einem Vergleich der Ergebnisse aus den Auslegungsrechnungen mit dem dreidimensionalen Finite-Elemente-Modell mit Resultaten aus einer parametrischen Untersuchung eines eindimensionalen Balkenmodells für die LCT-Spule Modellierungsregeln zu gewinnen. Die vorliegenden Ergebnisse sprechen für die Notwendigkeit des hohen Auflösungsvermögens dreidimensionaler Modelle. Sie unterstreichen zugleich die große Bedeutung der noch ausstehenden experimentellen Ergebnisse für die Ergänzung und Bewertung des Vergleichs unterschiedlich feiner Modellierungen des Spulenquerschnitts /16 062/.

4.2.3 Arbeiten zur Spulentestanlage "TOSKA" (siehe Jahresbericht 1979)

Vor ihrer Verschiffung zur LCTF in Oak Ridge wird die fertige Spule einem Vortest in Karlsruhe unterworfen werden. Hierzu ist eine Testeinrichtung (Toroidal-Spulentest-Karlsruhe, TOSKA) im Aufbau. Diese Einrichtung ist so ausgelegt, daß sie auch über diesem Test hinaus längerfristig als Testeinrichtung großer Fusionsmagnetspulen dienen kann /V 16 615, 15 649/.

KfK-Veröffentlichungen 1981:

15 109 Krauth, H.; Behrens, C.P.; Foerster, S.; G.; Nyilas, A.; Zehlein, H.
The mechanical design of the Euratom test coil for the Large Coil Task.
Fusion Technology 1980. Proc. of the 11th Symp., Oxford, GB, September 15-19, 1980, Vol. 1.2.

Oxford (usw.): Pergamon Pr. 1981. Vol.1 S.539-44 EUR-7035-EN (1981).

15 118 Erb, J.; Zehlein, H.
Application of mathematical models to improve the mechanical behavior of a large superconducting toroidal field coil under magnetic body forces.

Haug, E.J.; Cea, J. (Hrsg.)
Optimization of Distributed Parameter Structures. Proc. of the NATO Advanced Study Institute, Iowa City, Iowa, May/June 1980. Alphen aan den Rijn: Sijthoff u. Noordhoff 1981 Vol. 2 S.1292-1341 (NATO Advanced Study Institutes Series. Series E: Applied Sciences. No 50).

- 15 649 Katheder, H.; Schappals, L.
Design and test of a 10kA gas-cooled current-lead for superconducting magnets.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 2071-74.
- 15 677 Hlasnik, I.; Ries, G.; Polak, M.; Krempasky, L.
An additional loss source in cabled multifilamentary superconductors.
Cryogenics, 20 (1980) S. 491-98.
- 15 680 Ries, G.
Stability in superconducting multistrand cables.
Cryogenics, 20 (1980) S. 513-19.
- 15 851 May, D.
Durchschlagsuntersuchungen an Helium bei tiefen Temperaturen.
KfK-3137 (April 1981)
Dissertation, Universität Karlsruhe 1981.
- 15 930 Erb, J.; Jeske, U.; Zehlein, H.
INTOR toroidal field coil design studies.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981.
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 1699-1702.
- 15 933 Jentzsch, K.; Krauth, H.; Nyilas, A.; Reiner, J.; Schmidt, C.
Tests on the conductor for the European LCT-coil.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981.
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 2222-25.
- 15 934 Juengst, K.P.; TESPE-Team
Status report of TESPE.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981.
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 1745-48.
- 15 935 Krauth, H.; Nyilas, A.; Ulbricht, A.; Zehlein, H.; Albrecht, C.; Laumann, W.; Salzburger, H.; Hurnicki, H.
Status of the European LCT-coil.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981.
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 1726-29.
- 15 937 May, D.; Krauth, H.
Influence of the electrode surface condition on the breakdown of liquid helium.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981.
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 2089-92.
- 15 938 Ries, G.; Takacs, S.
Coupling losses in finite length of superconducting cables and in long cables partially in magnetic field.
Komarek, P.; Maurer, W.; Seibt, E.W. (Hrsg.)
Proc. of the 7th Internat. Conf. on Magnet Technology, Karlsruhe, March 30 - April 3, 1981
IEEE Transactions on Magnetism, MAG-17 (1981) S. 2281-84
- 16 062 Dolensky, B.; Krauth, H.; Messemer, G.; Zehlein, H.
Modellrechnungen zum mechanischen Verhalten der LCT-Spule unter verschiedenen Versuchsbedingungen und ihre Übertragung auf größere Toroidal-Feldspulen.
Atomkernenergie-Kerntechnik, 38 (1981) S.142-43
- 16 505 Schmidt, C.
Flüssigheliumpumpe
DE-OS 30 03 024 (30.7.1981)
- V 16 044 Krauth, H.; Nyilas, A.
Use of heavy section austenitic welds for 4 K service.
Internat. Cryogenic Materials Conf., (ICMC), San Diego, Calif., August 10-14, 1981
- V 16 050 Young, J.L.; Heyne C.J.; Komarek, P.; Krauth, H.; Vecsey, G.; Marinucci, C.
The forced flow cooled coils for the IEA large coil task.
Internat. Cryogenic Materials Conf., (ICMC), San Diego, Calif., August 10-14, 1981.
- V 16 215 Krauth, H.; Nyilas, A.; Ulbricht, A.; Zehlein, H.; Albrecht, C.
Progress report on the European contribution to the IEA large coil task.
9th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, Chicago, Ill., October 26-29, 1981.
- V 16 615 Zehlein, H.; Dolensky, B.; Krauth, H.; Messemer, G.; Ulbricht, A.
Finite element analyses and instrumentation layout for the superconducting test facility TOSKA.
9th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, Chicago, Ill., October 26-29, 1981.

5. WEGA

G. Pacher, H. Pacher, F. Söldner, J.-G. Wegrowe (IPP)

P. Blanc, M. El Shaer, C. Gormezano, W. Hess, G. Ichtchenko, M. Lipa, R. Magne, G. Melin, T.K. Nguyen, P-O'Connor, G. Schenk, G.F. Tonon (CEA).

5.1 Überblick

Zu Ende des Berichtsjahres wurde das deutsch-französische Gemeinschaftsexperiment WEGA in Grenoble vertragsgemäß eingestellt. Die Zusammenarbeit zwischen dem IPP und dem CEN Grenoble wird fortgesetzt in einem gemeinsamen Heizexperiment bei der unteren Hybridfrequenz (Lower Hybrid) an ASDEX.

Das Projekt WEGA war im Jahr 1972 vom IPP und der französischen Atomenergiekommission (CEA) gegründet worden mit dem Ziel, die Hochfrequenzheizung toroidaler Plasmen zu untersuchen. Als Frequenzbereich wurde die untere Hybridfrequenz gewählt. Die Geschichte des Projekts ist durch drei Abschnitte gekennzeichnet. Zunächst wurde das Experiment als Tokamak aufgebaut und 1975 in Betrieb genommen. In der ersten Phase wurden die Lower Hybrid-Wellen (LH) über Antennen in das Plasma eingekoppelt. Die in dieser Konfiguration erzielten guten Ergebnisse /92/ trugen mit bei zu einem allgemein verstärkten Interesse an dieser Heizmethode. Nach dem Umbau des Experimentes zum Stellarator im Jahre 1978 wurden die Untersuchungen zur Lower Hybrid-Heizung fortgesetzt, wobei Tokamak- und Stellaratorentladungen verglichen wurden.

In der dritten Phase 1980-1981 schließlich wurde das Experiment wieder als Tokamak, mit einem neuen Gefäß, das die Verwendung von Hohlleitern zur Welleneinkopplung ermöglichte, betrieben. Das Studium dieser Hohlleiterstruktur (Grill) war ein Schwerpunkt des experimentellen Programms. Zur Weiterführung der Heizexperimente war eine neue HF-Anlage mit höherer Leistung aufgebaut worden ($P_{\text{nominal}} = 800 \text{ kW}$).

Nach Überwindung erheblicher technischer Schwierigkeiten mit parasitären HF-Entladungen im Grill konnten 1981 eine Reihe physikalischer Untersuchungen zur LH-Heizung durchgeführt werden. Dabei wurde effektive Heizung der Ionen bei hohen Dichten ($n_{e0} = 4 \div 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), Heizung der Elektronen bei mittleren Dichten und Stromtrieb bei niederen Dichten ($n_{e0} < 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) beobachtet.

5.2 Technischer Stand des Experiments

Die Komponenten des Tokamaksystems funktionierten routinemäßig nahe den Sollwerten. Die Horizontal- und Vertikalposition des Plasmas werden durch Feedback-Systeme kontrolliert. Die Plasmalage konnte damit während der HF-Zusatzheizung gut stabilisiert werden. Eine Feedback-Kontrolle der Plasmadichte mit Hilfe des Mikrowelleninterferometers ermöglichte eine Konstanzhaltung der Dichte während des HF-Pulses.

Alle vorgesehenen Diagnostiksysteme (mit Ausnahme der CO_2 -Interferometrie zur Messung von Dichtefluktuationen) waren einsatzbereit. Ergänzend wurde eine optische Diagnostik am Grill installiert, die es gestattete, die Lichtemission während HF-Durchschlägen in den Hohlleitern zu beobachten und ein Neutronenzähler eingesetzt, um energetische Ionen im Plasmazentrum nachzuweisen.

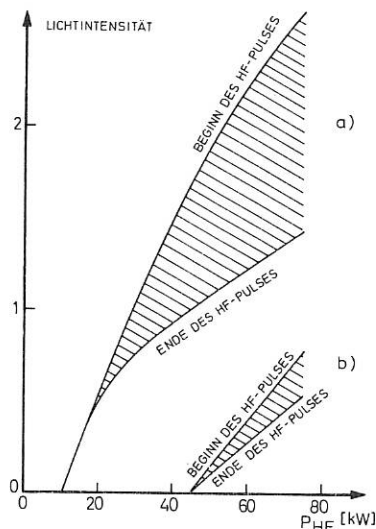


Abb. 8 Lichtemission im Hohlleiter und Transmissionsgrad in Funktion der HF-Leistung

- a) Beginn der Konditionierung
- b) nach 2 Stunden HF-Konditionierung

Neu in Betrieb genommen wurde auch ein Neutralstrahl in Verbindung mit aktiver Ladungsaustauschanalyse und spektroskopischer Messung der Lichtemission im Strahl.

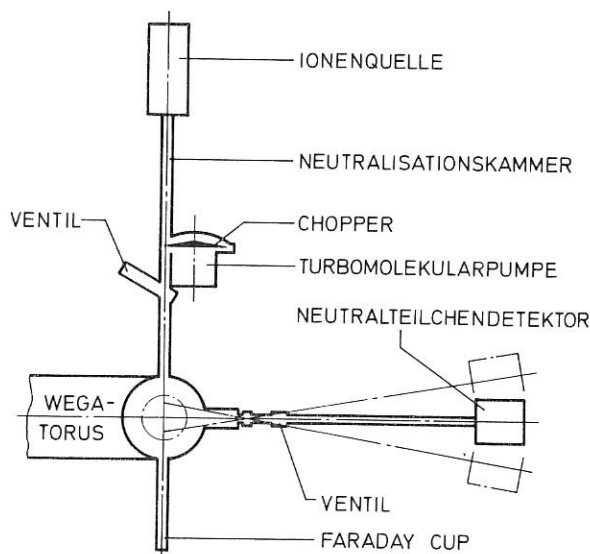
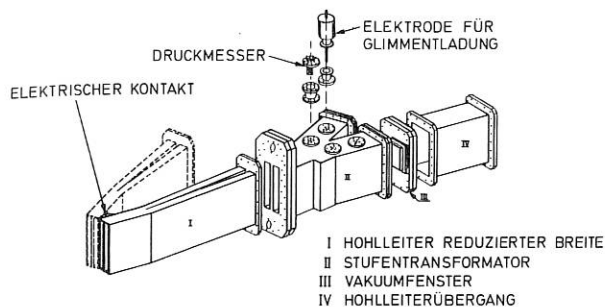


Abb. 9 Aufbau der Neutralstrahl Diagnostik



TITAN - GRILL

Abb. 10 Schema des Grills für $N_{II} = 7$.

Der Strahl ist mit 10 kHz moduliert. Die Datenerfassung wird in lock-in-Technik betrieben. Die wesentlichen Daten des Strahls: $U = 30$ kV, $I = 20$ mA, $\phi_0 = 28$ mm, $div = 1^\circ$. Die Messungen sollten eine lokale Bestimmung der Ionentemperatur und der Neutralteilchendichte gestatten und eine Lokalisierung der schnellen Ionen während der HF-Heizung ermöglichen.

Der Ausbau des Hochfrequenzsenders wurde abgeschlossen mit dem Anschluß je eines Klystrons an die vier Hohlleiter und dem Einbau neuer leistungsstarker Zirkulatoren. Die in den Grill transmittierte Leistung betrug bis zu $P_{max} = 500$ kW.

5.3 Experimentelle Ergebnisse

5.3.1 HF-Koppelstruktur

Als erhebliches technisches Problem der Lower Hybrid-Heizung erwies sich die Begrenzung der ein-koppelbaren Leistung durch HF-Durchschläge. Als Ursache dafür wurde resonante Sekundäremission von Elektronen an den Oberflächen der Hohlleiter festgestellt /93/. Dieser Prozeß wird als Multipactoreffekt bezeichnet. Zu seiner Vermeidung ist eine spezielle Technologie, insbesondere der Oberflächenbehandlung erforderlich. Die zunächst an WEGA verwendete Version des Kopplers war aus V2A gefertigt. Der Koeffizient der Sekundäremission von Edelstahl ist größer als 1 für Energien der auftreffenden Primärelektronen größer als 50 eV. Dies wird bereits bei einer elektrischen Feldstärke von 0.4 kV/cm erreicht. Bei Plasmaexperimenten mit dem V2A-Grill trat Multipactor ab HF-Leistungen von 20 kW pro Hohlleiter auf.

Ein neuer Grill wurde deshalb aus Titan gefertigt, das einen Sekundäremissionskoeffizient kleiner als 1 hat. Die verbleibenden Hohlleiterabschnitte zwischen Grill-Endstück und Hohlleiterfenster wurden mit einer Titanschicht (Dicke 200 Mikron) bedampft. Anfangs wurden auch in diesem neuen Koppler HF-Durchbrüche beobachtet. Durch Glimmentladungen (1A, 0.1 Torr) konnte der Grill jedoch so weit konditioniert werden, daß bis zu 100 kW pro Hohlleiter ins Plasma eingekoppelt werden konnten ohne Anzeichen von parasitären Entladungen. Auch bei Füllung des Gefäßes mit Neutralgas bis zu einem Druck von 10^{-3} Torr wurden bei

diesem Leistungspegel keine HF-Durchschläge mehr beobachtet.

Die Ergebnisse der Heizexperimente /89/ (siehe unten) führten zu der Entscheidung, einen neuen Grill einzusetzen, der ein Wellenspektrum mit Maximum bei niedrigerer Phasengeschwindigkeit erzeugen sollte. Die komplette Hohlleiterstruktur wurde, aus massivem Titan gefertigt. In Tabelle 1 sind die wichtigsten Daten der beiden Koppler gegenübergestellt.

Tabelle 1

	Grill 1	Grill 2
Zentraler Brechungsindex $\langle N_{II} \rangle$	3	7
Zahl der Hohlleiter	4	4
Höhe eines Hohlleiters cm	24.4	24.4
Breite eines Hohlleiters cm	3.5	2.0
Wandstärke zwischen 2 Hohlleitern cm	1.4	0.6
Länge der Hohlleiter bei reduziertem Querschnitt cm	190	72
Gesamtvolumen l	168	60
Gesamtfläche im Vakuum m^2	6	2.8

Tabelle 1:

Übersicht über die geometrischen Daten der beiden zuletzt an WEGA verwendeten Kopplerstrukturen.

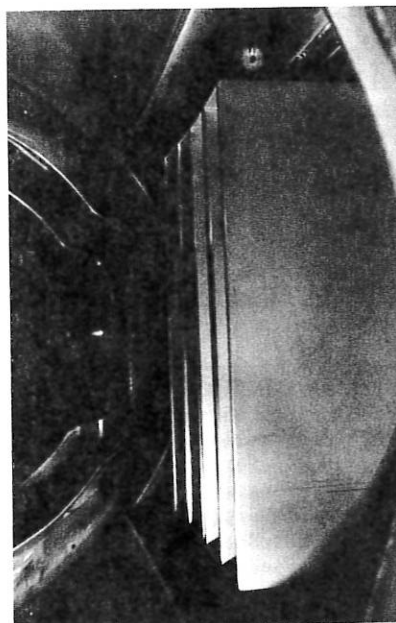


Abb. 11 Grill montiert im WEGA-Gefäß

Figur 10 zeigt ein Schema des neuen Grills mit hohem N_{II} . Von neuem auftretende HF-Durchschläge konnten auch mit den zuvor erfolgreichen Konditionierungsmethoden (Kombination von Glimmentladungen und HF-Pulsen) nicht vollkommen beseitigt werden. Zum Erfolg führte schließlich eine Bedampfung der gesamten im Vakuum befindlichen Oberfläche des Grills mit Titan mit hoher Bedampfungsrates $(0.25 \mu\text{g cm}^{-2}\text{s}^{-1})$. Danach konnten HF-Leistungen bis zu 80 kW pro Hohlleiter ins Plasma eingekoppelt werden ohne Behinderung durch Multipactor.

*(befolgend einen Vorschlag von Dr. H. Derfler)

5.3.2 Wellenankopplung

Die Einkopplung der vom Grill abgestrahlten HF-Wellen ins Plasma wird von den Plasmaparametern unmittelbar vor der Hohlleiterstruktur bestimmt. Die richtige radiale Positionierung des Grills ist deshalb wichtig für eine effiziente Übertragung der HF-Energie ins Plasma. Insbesondere wird der Transmissionsgrad vom Dichtegradienten vor der Grillöffnung bestimmt. Elektronendichte und -temperatur und Ionentemperatur werden in WEGA durch eine Reihe von Sonden und einem Mikrowellen-Interferometer in der Umgebung des Grills gemessen. Detaillierte Untersuchungen wurden in der Konfiguration eines Zwei-Weg-Grills gemacht /91, 252/.

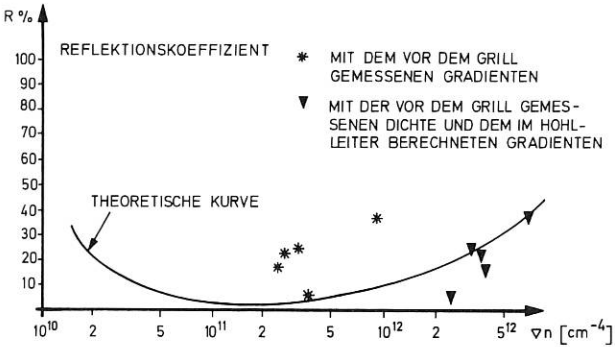


Abb. 12 Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten vom Dichtegradient: theoretische Kurve und experimentelle Messungen

Abbildung 12 zeigt die theoretische Kurve für die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten vom Dichtegradienten und einige experimentelle Punkte aus Dichtemessungen mittels Mikrowelleninterferometrie neben dem Grill. Trägt man die experimentellen Reflexionskoeffizienten als Funktion des gemessenen Dichtegradienten vor dem Koppler auf, so ergibt sich eine Diskrepanz mit den theoretischen Werten. In der Theorie wird jedoch ein linearer Dichtegradient vor der Antenne angenommen beginnend bei der cut-off-Dichte. Im Experiment ist jedoch bereits die Dichte an der Grillöffnung etwa zwei Größenordnung über der cut-off-Dichte ($n_{\text{eGrill}} = 5 \cdot 10^{11} \div 5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$; $n_{\text{cut-off}} (800 \text{ MHz}) = 8 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$) so daß der cut off Bereich noch im Innern der Hohlleiter liegt. Berech-

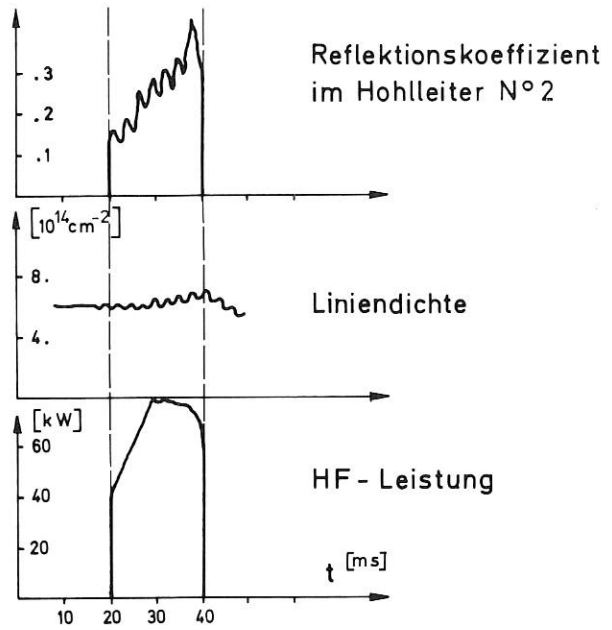


Abb. 13 Modulation des Reflexionskoeffizienten durch Dichteoszillationen

net man den Dichtegradienten im Innern, ausgehend von den gemessenen Dichten vor dem Grill und unter Annahme einer Abfalllänge, die durch Bohmdiffusion bestimmt ist, so erhält man eine bessere Übereinstimmung zwischen experimentell und theoretisch ermittelten Reflexkoeffizienten in Abhängigkeit von den Dichtegradienten /91/. Ein verbessertes theoretisches Modell für die Ankopplung der LH-Wellen ans Plasma sollte deshalb zwei verschiedene Dichtegradienten im Inneren und vor den Hohlleitern berücksichtigen. Die Abhängigkeit des Reflexionsgrades von der Dichte zeigt sich experimentell deutlich bei Entladungen, in denen die Dichte aufgrund der Feedback-Regelung oszillierte. Der Reflexionsgrad oszilliert in diesem Fall synchron mit der Dichte (Abb. 13).

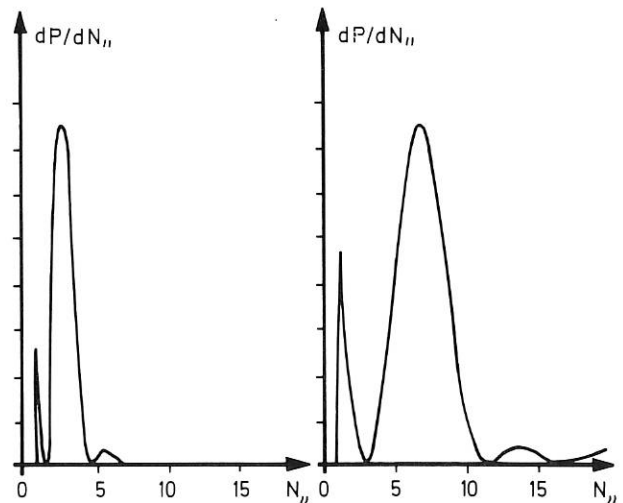


Abb. 14 Spektrum des Grills für $\langle N_{II} \rangle = 3$ und $\langle N_{II} \rangle = 7$.

Beide sind in Phase. Man befindet sich damit auf dem rechten Zweig der theoretischen Kurve, bei Dichten oberhalb des Minimums des Reflexionskoeffizienten. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit den modifizierten Meßpunkten in Abb. 12.

Elektronendichte und -temperaturprofil werden in der Umgebung der Grillposition während des HF-Pulses deutlich verändert. Die Elektronentemperatur zwischen Limiter und Wand erhöht sich und das Profil flacht sich im Bereich zwischen Limiter und Grill ab. Die Elektronendichte erhöht sich im Bereich zwischen Grill und Gefäßwand, während vor dem Grill eine Erniedrigung beobachtet wird. Die Modifikation der Dichte ist proportional zur HF-Leistung. Die Ursache dafür könnten ponderomotive Kräfte sein.

Die Existenz der vom Koppler abgestrahlten Pumpwelle im Plasmainneren wird durch Mikrowellenstreuung nachgewiesen. Durch die verwendete Wellenlänge von 2 mm und die Beobachtungsgeometrie (40° und 70°) ist die Messung im Zentralbereich des Plasmas allerdings auf den Spektralbereich der LH-Wellen mit niedrigen $N_{||}$ -Werten beschränkt ($N_{||} = 2.5$). Die Streuspektren zeigen häufig eine Reihe von Seitenbanden bei Harmonischen der Ionenzyklotronfrequenz $/115/$.

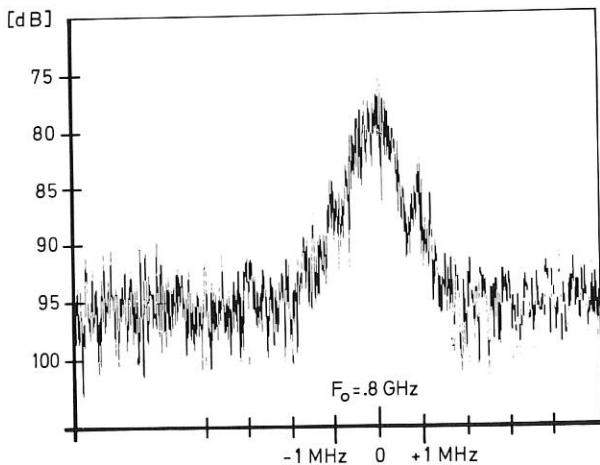


Abb. 15 Mikrowellen-Streuspektrum

5.3.3 Heizung

Die Heizung durch LH-Wellen wurde an WEGA für zwei verschiedene 4-Weg-Grills ($\langle N_{||} \rangle = 3$ und 7) bis zu ca. 300 kW eingekoppelter HF-Leistung an Wasserstoff- und Deuteriumplasmen im Dichtebereich $5 \cdot 10^{12}$ - $7 \cdot 10^{13}$ Achsendichte untersucht.

Mit dem zunächst verwendeten Grill ($\langle N_{||} \rangle = 3$) wurde nur eine mäßige Heizung der Ionen erzielt $/ 89 /$. Der Grill war so ausgelegt, daß bei hohen Dichten der Turningpoint für das Maximum des abgestrahlten Spektrums nahe dem Plasmazentrum liegen sollte. Nach der Theorie soll am Turningpoint eine Modenkonzersion der einlaufenden Lower-Hybridwelle in eine warme Plasmawelle auftreten. In der Nähe des Turning Point wird die Phasengeschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld so weit

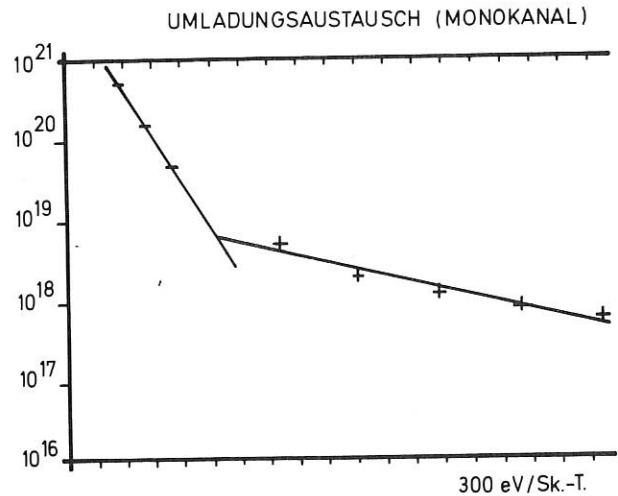


Abb. 16 Ionengeschwindigkeitsverteilung aus radialer Ladungsaustauschanalyse

verlangsamt, bis sie in die Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen gelangt und damit effektive Energieübertragung von der Welle an die Ionen stattfindet.

Experimentell wird bei Ladungsaustauschanalyse in radialer Beobachtungsrichtung während des HF-Pulses die Ausbildung eines überthermischen Schwanzes in der Ionenverteilungsfunktion beobachtet (Abb. 16). Diese kann sich aufgrund der Wechselwirkung zwischen der Welle und den Ionen in diesem Bereich des Phasenraums bilden. Der Schnittpunkt zwischen dem überthermischen und dem thermischen Teil der Ionenverteilung entspricht dann der niedrigsten senkrechten Phasengeschwindigkeit des Wellenspektrums. Der Schnittpunkt liegt bei etwa 2 keV. Daraus ergibt sich $N_{||} \approx 700$. Im untersuchten Fall mit D_2 , $n_{e0} = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ entspricht das einem $N_{||} = 6$; d.h. nur der Teil des Wellenspektrums mit $N_{||} > 6$ überträgt Energie an die Ionen. In diesem Spektralbereich aber befinden sich nur ca. 2% der gesamten HF-Leistung.

Einen Hinweis auf eine Erklärung dafür geben bereits früher publizierte Ergebnisse aus Simulationsrechnungen, nach denen sich die Welle am Turning Point nicht weiter verlangsamt, sondern mit der gleichen Phasengeschwindigkeit nach dem Turning Point weiter nach innen läuft* .

Aufgrund dieses Sachverhalts wurde ein neuer Grill konzipiert unter der Hypothese, daß sich $N_{||}$ nach Erreichen des Turning Point nicht weiter erhöht. Um die Wechselwirkung zwischen Welle Ionen zu niedrigeren Energien und damit weiter in den Bulk der Ionenverteilung zu verlagern, mußte deshalb das $N_{||}$ des abgestrahlten Spektrums erhöht werden. Als Kriterium wurde verwendet, daß die an die Ionen übertragene HF-Leistung berechnet nach der stochastischen Theorie von Karney und Fisch** etwa gleich der von den

* V.K. DECYK et al - 2^d Int. Symposium on Heating of Toroidal Plasmas - COMO - (1980)
 ** C.F. Karney, N.J. Fisch Phys. Fluids 22 (1979) 1817

Elektronen übertragenen Leistung sein sollte. Daraus ergab sich ein Spektrum mit einem Maximum bei $N_{11} = 7$.

In Heizexperimenten mit diesem neuen Grill wurde ein Schnittpunkt zwischen thermischen und überthermischem Anteil in der Ionenverteilungsfunktion bei 1.35 keV gefunden, was in etwa den Berechnungen entspricht. Der Wirkungsgrad der Ionenheizung liegt deutlich höher. Bei einer Achsendichte um $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ steigt die Ionen-temperatur (gemessen in tangentialer Beobachtung, ohne überthermischen Schwanz) von etwa 250eV auf 330eV innerhalb etwa 3 ms.

Die Neutronenemission steigt um ca. 2 Größenordnungen an. Die Energiedeposition im Zentrum beträgt $1-2 \text{ eV/kW}/10^{13} \text{ cm}^{-3}$ mittlerer Dichte.

Bei mittleren und hohen Dichten ($n_{e0} 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; $n_{e0} 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) wird Elektronenheizung mit Temperaturerhöhung von 300eV im Zentrum beobachtet.

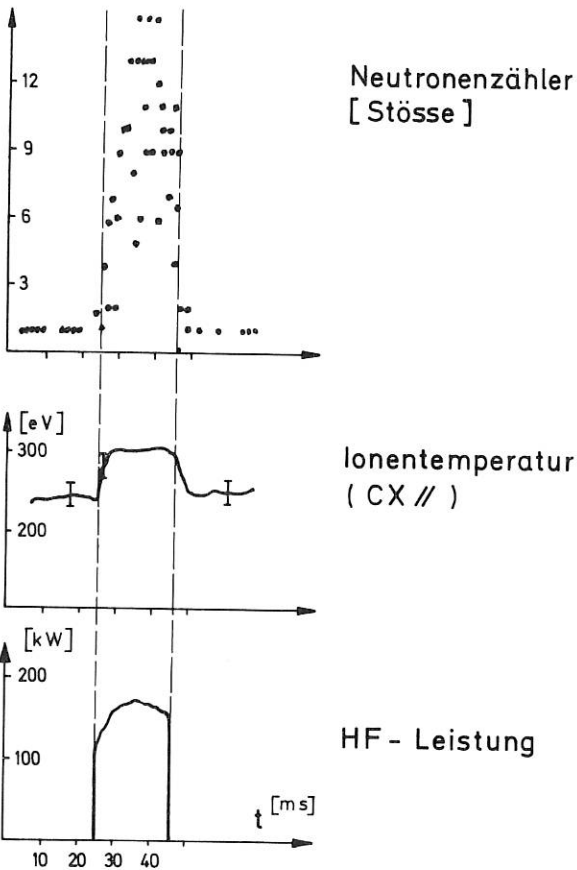


Abb. 17 Zeitlicher Verlauf von Ionentemperatur und Neutronenfluß bei Ionenheizung

Die detaillierten Auswertungen mit Rechnungen zur Energiebilanz sind zu Ende des Berichtszeitraums noch nicht abgeschlossen. Der Vergleich der bisher verfügbaren Ergebnisse mit beiden Grillversionen scheint jedoch bereits jetzt die Überle-

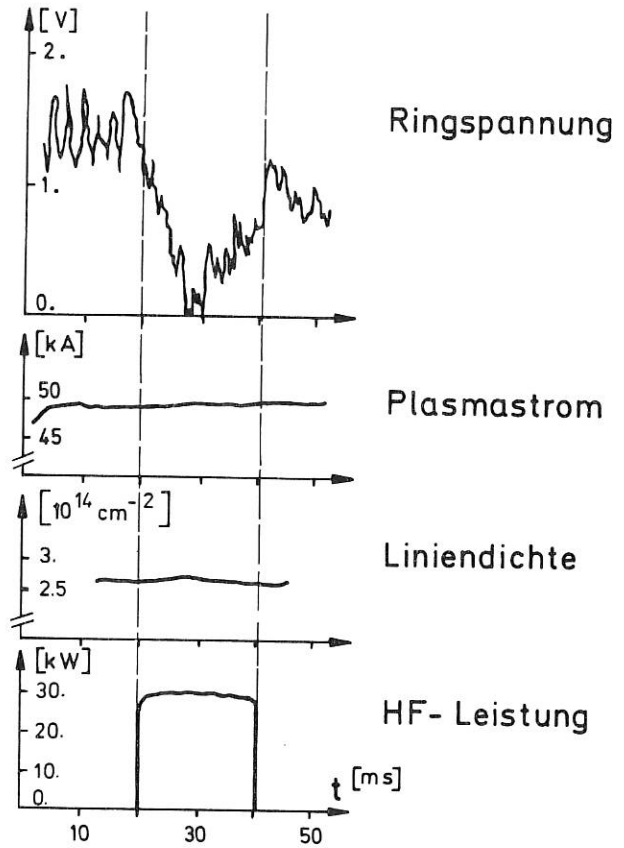


Abb. 18 Zeitlicher Verlauf von Strom und Ringspannung bei Stromtrieb durch HF

gungen zu bestätigen, die zur Neukonzeption des Kopplers führten. In diesem Fall ergäbe sich die Notwendigkeit, die Frage der Ausbreitung von LH-Wellen jenseits des Turning Point neu zu überdenken.

3.4 Stromtreiben

Mit beiden Grills wurde im Bereich niedriger Dichten ($n_{e0} < 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) in H- und D-Plasmen eine starke Verminderung der Ringspannung bis auf 0 beobachtet /90/ (Abb. 18).

Der Plasmastrom von 50 kA bleibt während der Dauer des HF-Pulses (20 ms) konstant. Die Rate für Stromtrieb durch die HF beträgt etwa 1 kA/1 kW bei $n_{e0} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und nimmt umgekehrt proportional zur Dichte ab. Der Stromtrieb beruht auf der Wechselwirkung zwischen Welle und den im Plasma vorhandenen suprathemischen Elektronen. Die Untersuchung der Abhängigkeit des Stromtriebs von der Phase der eingekoppelten Welle zeigte, daß der Wirkungsgrad am höchsten ist, wenn sich die Welle in der gleichen Richtung ausbreitet, in der die Elektronen laufen.

Bei niedrigem Plasmastrom ($I_{p1} \approx 30 \text{ kA}$) sank die Ringspannung zu leicht negativen Werten ab. Die Stromabfallzeit wurde in diesem Fall erheblich verlängert.

Zentrale Technische Einrichtungen

ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN (Dr. H. Muntenbruch)

Die Änderungen im Programm des Institutes, die 1981 notwendig wurden, haben auch die gesamte technische Infrastruktur vor Probleme gestellt. Wegen der auslaufenden Arbeiten für das ZEPHYR-Projekt und der erst seit Ende des Berichtjahres anfallenden Arbeiten für neue Projekte sanken die von der ZTE für die Projekte erbrachten Arbeitsstunden geringfügig um 4 % auf 250 000. Die freie Arbeitskapazität bei internen Arbeiten wurde zur Verbesserung von Institutseinrichtungen eingesetzt.

Das schon auf Grund der Preis- und Lohnerhöhungen zu erwartende Anwachsen des Stundensatzes spiegelt die oben geschilderte Situation ebenfalls wider. Der Stundensatz mußte auf 63,-- DM/h angehoben werden. Selbstverständlich wurden auch Maßnahmen ergriffen, die Infrastruktur den gewandelten Bedürfnissen anzupassen.

An der fachorientierten Gliederung des Bereiches ZTE hat sich nichts Wesentliches geändert (siehe das Organigramm auf der folgenden Seite). Auf die wichtigsten Dienstleistungen der ZTE wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

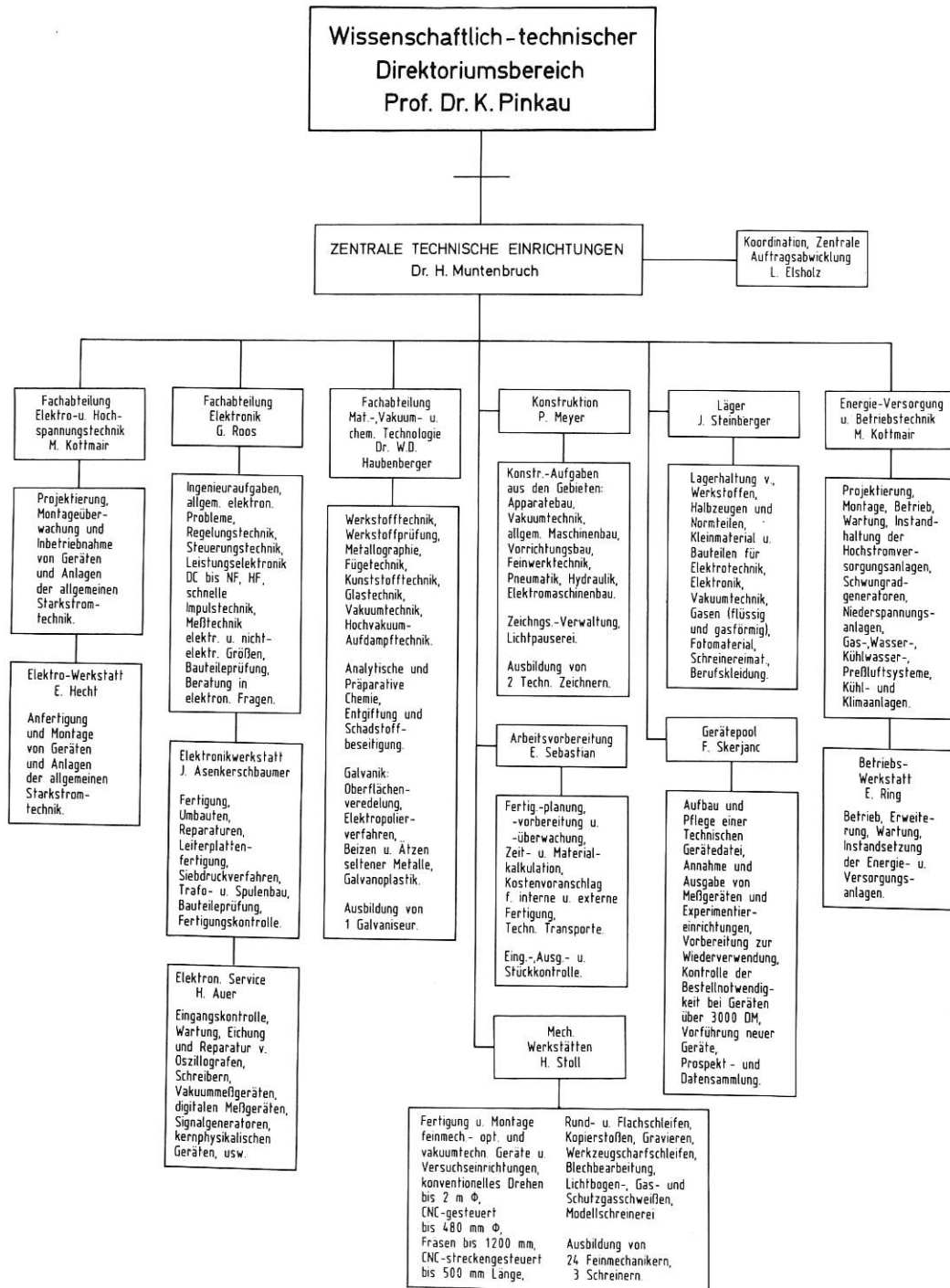
1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik (M. Kottmair, A. Hipper)

Eine größere Anzahl kleinerer Aufträge für Projekte wurde im Berichtsjahr ausgeführt. Einige umfangreiche Aufträge, z.B. freiprogrammierbare Steuerungen für ASDEX und für die Maschinensätze EZ2 und EZ3, liefen an und werden die Arbeitskapazität der Fachabteilung auch im kommenden Jahr noch stark beanspruchen.

Die Zentrale Elektrowerkstatt (E. Hecht) fertigte im Rahmen von 198 Aufträgen mit einem Arbeitsaufwand von 25 000 Arbeitsstunden u.a.

- Versorgungsgeräte und Anlagen für Hoch- und Niederspannung,
- Energie-, Steuer- und Meßleitungen,
- Spulen, Transformatoren und Drosseln.

Zentrale Technische Einrichtungen



Zentrale Technische Einrichtungen

2. Fachabteilung Elektronik (G. Roos, W. Melkus)

Von der Ingenieurgruppe wurden neben verschiedenen kleineren Aufträgen wieder einige größere Anlagen und entwicklungsintensive Geräte bearbeitet. Die 3 wichtigsten dieser Aufgaben wurden schon im Vorjahr begonnen (siehe Jahresbericht 1980, S. 129):

- Die Entwicklung der Tiefpaß-Filterverstärker wurde den inzwischen teilweise neu bzw. genauer definierten Anforderungen angepaßt und abgeschlossen. Die wichtigste Forderung an diese Geräte betrifft eine sehr kleine Phasendifferenz der Geräte untereinander in den beiden umschaltbaren Frequenzbereichen. Dann ist die Laufzeit der Signale in den einzelnen Kanälen gleich, und es entstehen keine Probleme bei der digitalen Verarbeitung im angeschlossenen Rechner. Meßergebnisse an den vorgefertigten Prototypen lassen erwarten, daß die Phasendifferenzen auf $\pm 1^\circ$ begrenzt werden können. Dieser Wert liegt so weit unter der zulässigen Grenze, daß Temperatur- und Langzeitverhalten zu keinen störenden Abweichungen führen werden. Auf Grund der positiven Ergebnisse konnte der Bau der Serie begonnen werden.
- Ein relativ hoher Anteil der verfügbaren Ingenieurkapazität wurde für die Entwicklung von Steuer- und Überwachungsanlagen für 8 Klystron-HF-Generatoren (für die Hochfrequenzheizung am ASDEX) aufgewendet. Hier müssen zahlreiche verschiedenartige Meßwerte und Betriebsparameter auf komplizierte Weise verknüpft werden, um einen sicheren Betriebsablauf zu gewährleisten. Schwierigkeiten bereitete vor allem die schnelle Verarbeitung von Signalen im mV-Bereich, während gleichzeitig Leistungsschalter usw. für einen entsprechend hohen Störpegel sorgen.

In enger Zusammenarbeit mit den Auftraggebern wurde für die erste gelieferte Röhre ein "Teststand" aufgebaut, der sowohl der Erprobung der HF-Komponenten, als auch der Erarbeitung des endgültigen Konzepts der Steuer- und Überwachungskreise diene. Dabei wurden, soweit möglich, die Komponenten der zu erstellenden Betriebsschranke eingesetzt. Die Arbeiten wurden soweit abgeschlossen, daß zum Jahresbeginn 1982 die Fertigung aufgenommen werden kann.

- Als letzter großer Auftrag sind die schnellen Hochspannungs-Schalt- und Regelanlagen zu erwähnen, die zum Betrieb und Schutz der Ionenquellen für die Neutralinjektion erforderlich sind. In diesem Jahr wurden 4 weitere Anlagen errichtet und bei ASDEX in Betrieb genommen. Vorläufig werden sie nur im Schaltbetrieb zum Schutz der Injektoren betrieben.

Von der Zentralen Elektronikwerkstatt (J. Asenkerschbaumer) wurden mit 12 Facharbeitern 264 Aufträge bearbeitet. Dabei wurden auf vielen Gebieten elektronischer Techniken 17 472 Arbeitsstunden geleistet. Der wesentliche Teil der Arbeit bestand aus der Anfertigung von Geräten für ASDEX und W VII. Durch die Anschaffung einer NC-gesteuerten Bohrmaschine für Leiterplatten wurde die Qualität und Lieferzeit der in immer größerer Zahl benötigten Platinen günstig beeinflusst.

Der Zentrale Elektronikservice (H. Auer) bearbeitete 1981 952 Aufträge. Diese teilen sich auf in 86 Wareneingangsprüfungen und 866 Reparaturen an elektronischen Geräten.

3. Fachabteilung Material-, Vakuum- und Chemische Technologien (W. D. Haubenberger)

In den Labors der Fachabteilung wurden 1981 insgesamt 1 015 Aufträge bearbeitet, von denen einige je den Großteil der Jahrestunden einzelner Bearbeiter beanspruchten. Darunter sind zu erwähnen:

- Entwicklung eines hochfesten Verbundleiters Kupfer-Austenit für Toroidalfeldspulen (ZEPHYR),
- Werkstoff- und Prüfprobleme bei Werkstoffen für Limiter und Schutzschild (ASDEX),
- Entwicklung von Metall-Keramik-Verbindungen in Rechteckform (HF-Heizung),
- Gasabgabemessungen an Kunststoffen, Schmierstoffen, Wärmekontaktstoffen usw. bei Raumtemperatur und erhöhten Temperaturen bis 150°C , um Aufschluß für die Eignung von Stoffen für die Verwendung im Vakuum zu bekommen,
- Festigkeitsprüfungen an Verbund- und Kohlefaserwerkstoffen bei Raumtemperatur sowie an Kunststoffen bei Raumtemperatur und 77 K,
- Messungen zum Wärmeübergang von Limiter-Pilzen auf die Trägerplatte im Vakuum,
- Untersuchung des elektrischen Widerstandes von gelöteten Verbundleiterproben,
- Festigkeits- und Leitfähigkeitsuntersuchungen an leitenden Klebstoffen,
- Untersuchungen zur Konstruktion eines Prüfstandes für Werkstoffprüfungen unter Neutralteilchenbeschuß,
- Konstruktion und Fertigung von Förderleitungen für die Flüssiggase Helium und Stickstoff,
- Lecksuche an Bauteilen sowie an den Großexperimenten im IPP,
- Isolierarbeiten, Isolationsprüfung sowie die Montage der Ablenkmagnete für das Projekt Neutralinjektion,
- Fertigung versch. Entladungsröhren (Glas-Metallverschmelzungen) für Laserexperimente,
- Neuanfertigung und Reparatur von Membranfederkörpern,
- Glüharbeiten an Metallen, z.B. Aushärten, Spannungsarmglühen etc.,
- Lötarbeiten mit unterschiedlichen Materialien,
- Reparatur und Pflege von Vakuumpumpen,
- Konstruktionsarbeit für eine Absauganlage in der Glastechnischen Werkstatt,
- Experimentelle Beiträge zur Tritium-Technologie,
- Galvanoplastische Herstellung und Verbindungen von Mikrowellenbauteilen; Photochemische Ätzverfahren zur Herstellung von Mikrobauteilen wie z.B. Bolometermasken,
- Präparative Arbeiten auf dem Gebiet der Edelmetallrückgewinnung; Reinigung von Interhalogenverbindungen und Perfluorisorpropyljodid für Jodlaser (MPQ),
- Klassieren, analysieren, deklarieren von 6.1 t Sondermüll vor der Weiterbehandlung bei der Gesellschaft zur Beseitigung von Sondermüll (im Rahmen von Umweltschutzmaßnahmen); Überwachung der Betriebswässer und Kontrolle der galvanischen Bäder.

4. Zentrale Konstruktion

(P. Meyer, U. Brossmann, S. Mukherjee, B. Sombach)

Nach Beendigung der Arbeiten für ZEPHYR wurden Konstrukteure frei, die in andere Aktivitäten des Instituts integriert wurden. Im einzelnen kann berichtet werden:

- ZEPHYR

Für das Hauptfeld wurde das Bitterspulenkonzept als alternative Linie zum Bandspulenkonzept weiter untersucht. Der im Jahresbericht 1980 vorgestellte konzeptionelle Entwurf wurde abgeschlossen und durch die notwendigen Berechnungen abgesichert. Mit Hilfe numerischer Programme, erstellt in der Arbeitsgruppe Systemstudien, wurde die Spulenerwärmung durch Erregerstrom, den davon beeinflussten Magnetwiderstand und die nukleare Energiedeposition ermittelt. Ein keilförmiges FE-Modell, das die Spulengeometrie beschreibt, dient zur Beanspruchungsanalyse. Die unterschiedlichen Steifigkeiten des Spulenhalses in x-, y- und z-Richtung wurden über die Elastizitätsmodulingaben und die Elementreihen gesteuert (quasianisotrope Betrachtung). Für eine Starttemperatur von 80 K ergeben sich maximale mechanische Beanspruchungen in Spulenumfangsrichtung von $\sigma_T \approx 380$ MPa und senkrecht zu den Spulenflanken von $\sigma_C \approx 155$ MPa. Für die Übertragung der Kippkraft im Spulenhals war die Schubspannung, abhängig vom Reibungskoeffizienten (Minimierung) maßgebend. Eine damit mögliche Entscheidung, welches Spulenkonzept für ZEPHYR zur Anwendung kommen sollte, wurde nicht mehr gefällt, und auf die geplante weitere Optimierung der Struktur wurde verzichtet.

- JET

Zwei Diagnostiksysteme wurden entwickelt, von denen die Bolometer-Diagnostik bereits im Konstruktions- und Detaillierstadium ist. Bei der Soft-X ray-Diagnostik wird noch an der Festlegung des endgültigen Konzeptes gearbeitet. Beide Diagnostiken benötigen Kameras, die sowohl horizontal als auch vertikal an JET-Stützen befestigt werden. Durch den direkten Anschluß ohne Schieber müssen die sehr harten Bedingungen für den Torus auch von den Diagnostik-Einbauten erfüllt werden.

Im Rahmen der Konstruktion einer Oberflächen-analysenstation wurden

Vorschläge ausgearbeitet für die Analysenstation selbst (Lage und Aufteilung der Analysenkammern, des Beschleunigers usw.), die Übernahme der Proben aus dem Transferrohr in das Magazin, Entwürfe erstellt für die Proben, den Greifermechanismus für die Probenaufnahme, das Probenmagazin und den Transport des Magazins, fertigungsreif ausgearbeitet ein Manipulator und ein Transportsystem für einen Versuch.

- ASDEX

Für die ASDEX-Diagnostik wurde konstruiert ein Detektor für langsame Neutralteilchen sowie ein Strahlchopper, der eine Impulsfrequenz von

etwa 2000 sec^{-1} zulässt, eine Lithiumionen-Kanone und Vakuumstrecke mit Schwenkvorrichtung, um den Plasmaquerschnitt abfahren zu können, ein Kristallspektrometer mit kardanisch in einer Vakuumkammer aufgehängtem Kristall. Einstellgenauigkeit radial $1/100^\circ$ und linear $1/100$ mm. Ferner wurde ein toroidaler Limiter konstruiert (incl. der dazugehörenden thermischen Überwachung durch Thermoelemente und Thermographie), der ohne Veränderung der vorhandenen Einbauten im Gefäß montiert und demontiert werden kann.

- Lower Hybrid Resonanz Heizung (LHRH)

Die Gesamtapparatur, bestehend aus Antenne (Titan oder austenitischer Stahl), Kammer mit Verschuß (austenitischer Stahl) und Gestell (Aluminium) wurde entworfen. Ein Einzel-Hohlleiterkanal (Aluminium) mit Anschlußflanschen wurde als Versuchsausführung in Metallklebetechnik erstellt.

- Plasma-Wand-Wechselwirkung (PWV)

Eine Vakuumschleuse zum Aufbereiten von Targets außerhalb des Hochvakuums mit dazugehörendem Ausheizofen wurde konstruiert.

- ASDEX Upgrade

Eine Reihe von Spulen- und Gefäßvarianten wurde untersucht und dokumentiert.

- W VII A

Verschiedene Diagnostikeinrichtungen wurden konstruiert, so z.B. ein Fabry-Perot-Interferometer (Abb. 1) mit auswechselbarer Gittereinheit und motorisch verstellbarer Spiegeleinheit. Stellungsanzeige der Spiegeleinheit über Meßuhr und Potentiometer. Spiegel kardanisch gelagert, drehbar und längsverschiebbar.

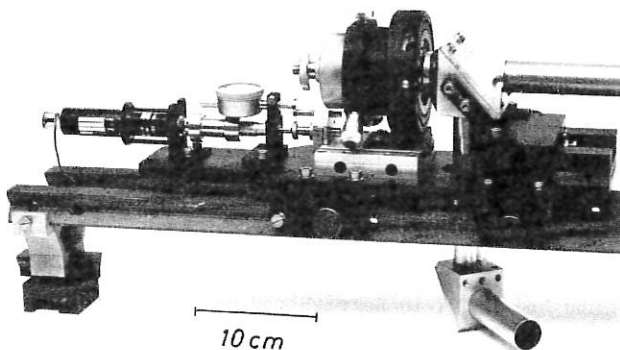
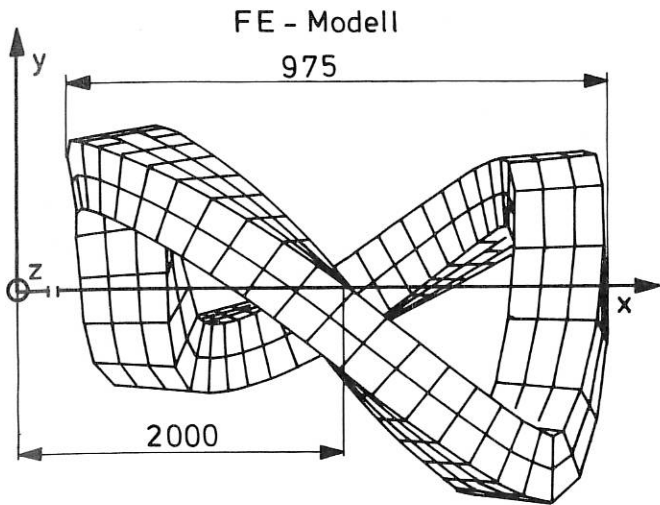


Abb. 1 Fabry-Perot-Interferometer

- W VII AS

Gegen Ende des Berichtszeitraumes begannen die Arbeiten am Stellarator W VII AS. Zu den Schwerpunkten (Beanspruchung der gewisteten Spulen, Spulenabstützung und Vakuumgefäß) wurden erste Aussagen und Entwürfe gemacht, die nun detailliert untersucht werden müssen. Die Spulenbeanspruchung wird mit Hilfe des Programmsystems STELLA, das von der Arbeitsgruppe Systemstudien installiert wurde, durchgeführt. Programmblöcke,



Spulenquerschnitt: 170 mm x 130 mm

Abb. 2 Modulspule Nr. 1, Draufsicht

die eine Optimierung der Spulenabstützung gestatten, werden derzeit entwickelt. Eine solche Optimierung ist notwendig, da bei weit in Magnetumfangsrichtung ausgelenkten Spulen im Bereich kleiner Krümmungsradien hohe, den aus Magnetkräften entstehenden Beanspruchungen überlagerte, Biegespannungen auftreten. Die Abstützstruktur, die als konzeptioneller Entwurf vorliegt, und die sich in das Gerüst des Wendelstein VII A einfügt, entlastet die Spulen in diesen Bereichen, so daß sich bei maximalem Feld Beanspruchungen von $\sigma_m \approx 80$ MPa ergeben. In Abb. 2 ist die Modulspule Nr. 1 und in Abb. 3 deren Magnetkräfteverlauf in x, y und z-Richtung dargestellt.

Der Magnetaufbau ist modular (72°-Modulen), was Trennflansche am Vakuumgefäß, vorzugsweise im Bereich der NI-Stützen erforderlich macht. Um einerseits die Beanspruchungen ertragen zu können und andererseits die Forderung nach geringem Eigengewicht und leichter Herstellbarkeit zu erfüllen, wird für das Vakuumgefäß derzeit eine tragende Skelettkonstruktion, die mit relativ dünnwandigen Blechen ausgekleidet ist, untersucht.

- Allgemeine Aufgaben

Etwa 2000 Arbeitsstunden wurden für graphische Darstellungen, Dias und dgl. aufgewendet. Seit 1. September 1981 werden in der Zentralen Konstruktion, erstmalig für das Institut, zwei Zeichnerlehrlinge ausgebildet.

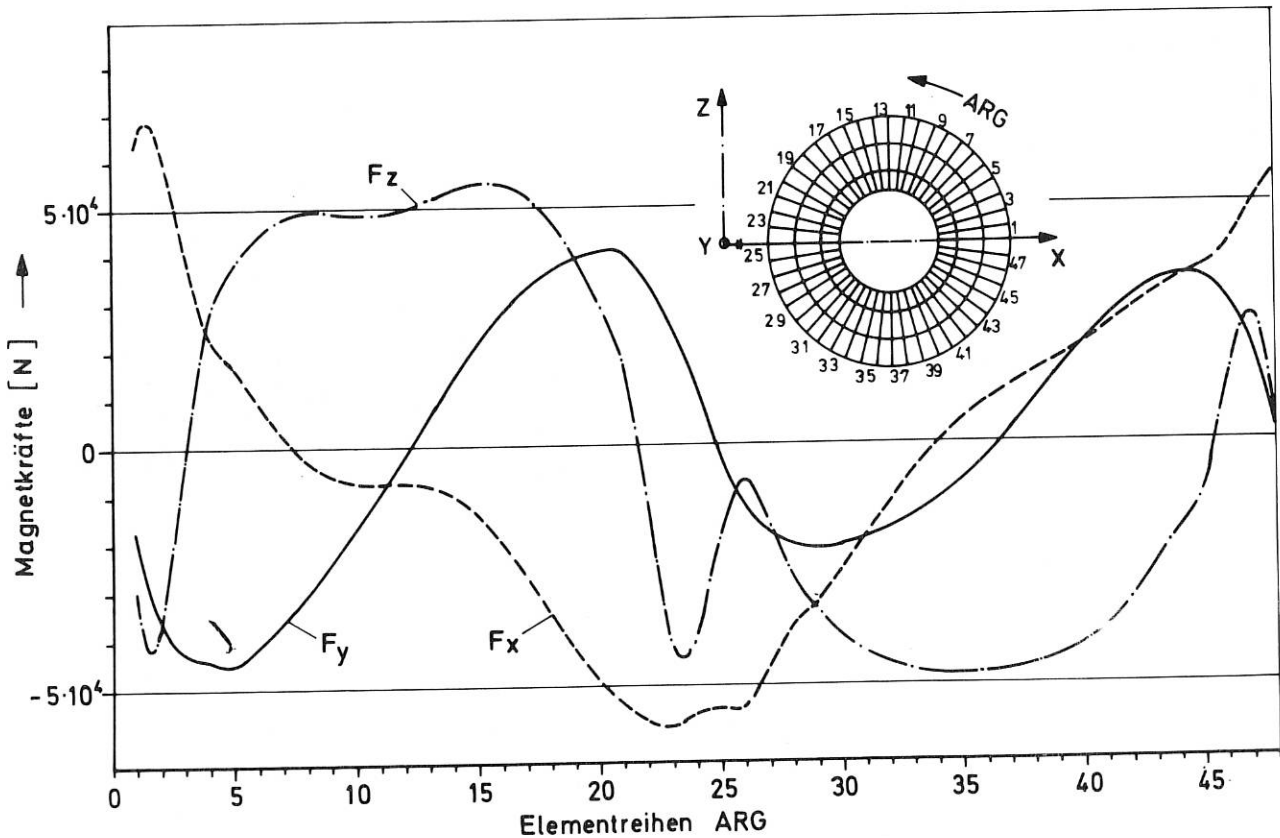


Abb. 3 Magnetkräfte der Modulspule Nr. 1

5. Zentrale Arbeitsvorbereitung
(E. Sebastian)

Im Berichtsjahr wurden für die Zentralen Werkstätten Fertigungsaufträge mit 80 000 Arbeitsstunden, für Fremdfertiger 1 300 Arbeitsstunden und für Örtl. Werkstätten des IPP 400 Arbeitsstunden vorbereitet. Der Rückgang der Auftragsvergabe an die Örtlichen Werkstätten führte weitgehend zu einer Entkoppelung des Systems der mechanischen Fertigung.

Die Abnahme der in der AV vorbereiteten Fertigungsstunden (um ca. 15 % gegenüber dem Vorjahr) wurde dazu genutzt, Planungs- und Fertigungssteuerungstafeln zur genaueren Istwerterfassung der ZW-Fertigungskapazitäten in der AV einzuführen. Schon ab Mitte 1981 konnten damit wesentlich bessere Vorhersagen über freie Fertigungskapazitäten der ZW gemacht werden.

Zur Kompensation des Rückgangs der Fertigungsaufträge und der damit geringeren Auslastung der ZW wurden Fertigungsaufträge für die ZW vorbereitet, die bei normaler Auslastung wegen ihrer großen Abmessungen nicht in der ZW gefertigt worden wären. Als Beispiel sei hier die Fertigung des Grundgestelltes für die tangentielle Röntgendiagnostik angeführt. Es besteht aus drei Profiltrahmen von je 1,5 m x 2,8 m und je einem Abrollbahnträger mit $R = 4,5$ m und $R = 2,5$ m. Konstruiert waren diese Teile für die Fertigung auf einer Drehmaschine von 10 m Durchmesser und einer Fräsmaschine von 2,5 m x 3 m Aufspannfläche. Die AV änderte die Konstruktion in Verbindung mit der Zentralen Konstruktion so ab, daß die Teile zu 97 % in der ZW gefertigt werden können. Die Hauptprobleme stellten dabei die Länge der Abrollbahnträger 2,5 m bzw. 2,8 m und der max. Bahnradius von 4,5 m sowie die geforderte Genauigkeit der Führungsbahnen ($\pm 0,02$ mm bzw. $\pm 0,05$ mm) und das zu bearbeitende Material auf den Führungsbahnen (Bronze hart und spröde) dar. Die AV erarbeitete die nötigen Hilfsmittel, Vorrichtungen und Programmdateien, um die Abrollbahnträger auf der vorhandenen streckengesteuerten Fräsmaschine FP3A (Aufspannfläche 430 x 700 mm) fertigen zu können. Für die Bearbeitung einer Teilstrecke von 420 mm (Δ ca. 5°) sind dabei 900 Verfahrensschritte nötig, und der Träger muß insgesamt 7 mal in Längsrichtung versetzt werden. Für die Endbearbeitung der Träger wurde, wegen der geforderten Genauigkeit von $\pm 0,02$ mm und $\pm 0,05$ mm (bezogen auf den Radius $R = 2,5$ m und $R = 4,5$ m), in Zusammenarbeit mit der Konstruktion eine Schleifvorrichtung konstruiert, die mit einem 4,5 m langen verstellbaren Schwenkarm ausgestattet ist, und die ebenfalls in der ZW gefertigt wurde. Durch die Fertigung im IPP reduzierten sich die Fertigungskosten von DM 332.000,-- (Angebotspreis) auf DM 282.000,-- (IPP Kosten incl. 3 % Fremdkosten).

Zu erwähnen sind außerdem umfangreiche Kostenschätzungen der AV für geplante Fertigungsaufträge im Gesamtwert von 1,37 Mio. DM.

6. Zentrale Mechanische Werkstätten
(H. Stoll)

In den Zentralen Mechanischen Werkstätten wurden 1981 von Facharbeitern ca. 80 000 Produktionsstunden Auszubildenden ca. 2 000 Produktionsstunden erbracht. Der Personalstand erhöhte sich von Jahresbeginn bis Jahresende bei 8 Zugängen und 2 Abgängen von 99 Mitarbeitern auf 105 Mitarbeiter. Davon sind 27 Auszubildende.

Die Schlosserei (G. Lampart) war in der ersten Jahreshälfte, bedingt durch ein hohes Aufkommen von Montagearbeiten und Sofort-Aufträgen für das Projekt ASDEX, überdurchschnittlich hoch ausgelastet. Bemerkenswert waren dabei die Anfertigung der Prallplatten, des Limiters V und des Limiter-T-Stückes einschließlich der Montage dieser Komponenten, weil sie in großer Abhängigkeit von den Öffnungszeiten des ASDEX-Gefäßes durchgeführt werden mußten.

Ein weiterer Fertigungsschwerpunkt waren die Trag- und Stützgerüste für Diagnostiken am ASDEX. Hervorzuheben ist dabei der Grundrahmen für die tangentielle Röntgendiagnostik, weil dessen Größe bis an die Grenzen der Fertigungsmöglichkeiten der Zentralwerkstätte ging und die Schweißer vor schwierigste Schweiß- und Richtprobleme stellte. Zur Fertigung von Einzelteilen für die Strahlführungskammern der Neutralinjektion und deren Montage waren ganzjährig zwei Schlosser abgestellt. Für das MPI für Extraterrestrische Physik erfolgte die Fertigung der mechanischen Struktur des AMPTE-Satelliten, deren Auslieferung fristgerecht erfolgte.

Durch die Beschaffung einer neuen Kurbeltafelschere konnte die Blechschnittleistung von 1530 x 2,5 mm auf 2040 x 3 mm angehoben werden. Eine weitere Leistungssteigerung brachte eine neue Metallkreissäge, auf der Profile bis 200 mm x 90 mm gesägt werden können.

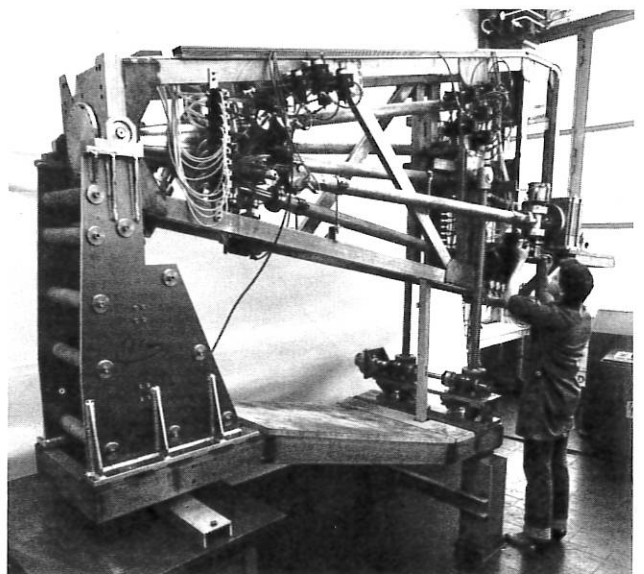


Abb. 4 Schwenkeinrichtung für Röntgendiagnostik an ASDEX (Endmontage und Justierung)

Zentrale Technische Einrichtungen

Auch die Mechanik (J. Müller) der Zentralen Mechanischen Werkstätten war im Jahr 1981 vorwiegend mit der Fertigung von Experimentiereinrichtungen für das Projekt ASDEX beschäftigt. Dabei handelt es sich in der Hauptsache um die Herstellung und Montage der Einzelteile für ein Kristall-Spektrometer mit bandgedichteter Streukammer (s. Abb. 5), einer Einrichtung für tangentielle Röntgendiagnostik und ein T-Stück für den Limiter. Weiterhin wurden unterschiedliche Stufentrafos für die HF-Heizung gefertigt, die sowohl bei ASDEX als auch am W VII eingesetzt werden sollen.

Für das MPI für Quantenoptik wurden viele unterschiedliche Bauelemente gefertigt, die für Lasersysteme erforderlich waren. Von Mitarbeitern der Mechanik wurden außerdem im Jahr 1981 insgesamt ca. 2 100 Montagestunden für die Projekte ASDEX, W VII und Plasmawandwechselwirkung erbracht. Wie schon in den vergangenen Jahren waren auch 1981 große Fräsarbeiten dominierend, während der Auftragseingang für kleinere Fräs- und Drehteile eine rückläufige Tendenz aufwies. Die geringere Auslastung speziell auf dem Drehsektor war Anlaß, zwei "Leinen" Leit- und Zugspindel-Drehmaschinen ersatzlos abzugeben.

Der anhaltende Trend zu großen Fräswerkstätten und die auf uns zukommenden komplizierten Aufgaben erfordern eine Modernisierung unseres Fräsmaschinenparks. Deshalb wurden im Laufe des Jahres 81 Investitionen in Höhe von ca. DM 640.000,-- getätigt für eine SHW-Universal-Fräsmaschine UF41 mit Positionier- und Streckensteuerung und einer Fräslänge von 1000 mm und eine bahngesteuerte "Deckel" Universal-Fräs- und Bohrmaschine FP41NC, mit der erstmals im Institut Werkstücke 3-dimensional computergesteuert gefertigt werden können.

In der Feinmechanik (R. Singer) verlagerte sich die Fertigung mit Ausnahme einzelner Diagnostiksysteme (wie Diodendeckflansch (s. Abb. 6) und Monitor schwenkbar), die auch zur Endmontage kamen, wieder stärker hin zur Einzelteilherstellung mit gleichzeitig starkem Rückgang der Dreharbeit und der starken Fixierung auf das Projekt "ASDEX". Am Auftragsaufkommen der Feinmechanik waren 1981 mit nahezu gleichen Anteilen 8 verschiedene Projekte beteiligt (ZEPHYR, JET, MPQ, ASDEX, HF-Heizung, PWV, W VII und Neutralinjektion). Besonders erwähnenswert ist die Anfertigung von Breitbanddetektoren (Bolometern) in unterschiedlichen Ausführungen und wechselnden Stückzahlen für ASDEX und JET. Diese ausgesprochen feinmechanische Arbeit war jedesmal terminlich sehr eng begrenzt.

Aus der Mechanik wurde eine Fräsmaschine vom Typ FP3L in die Feinmechanik übernommen, um auch in dieser Werkstätte Bearbeitungen bis 800 mm Länge vornehmen zu können und sie somit leistungsfähiger und unabhängiger zu machen.

Erstes herausragendes Ergebnis für die Lehrwerkstatt (C. Knoll) war am 14. Januar 1981 die Aufnahmeprüfung für 32 Bewerber für 6 Feinmechaniker-, 1 Schreiner- und 2 technische Zeichner-Lehrstellen.

Am 3. Februar 1981 legten 4 Auszubildende die Abschlußprüfung für Feinmechaniker vor der Industrie- und Handelskammer für München und Oberbayern mit Erfolg ab. Sie konnten in ein festes Arbeitsverhältnis übernommen werden.

Am 9. März 1981 wurde die lt. Berufsausbildungsge-

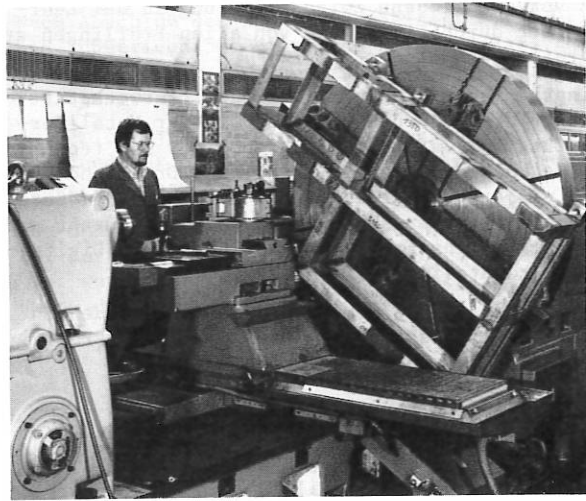
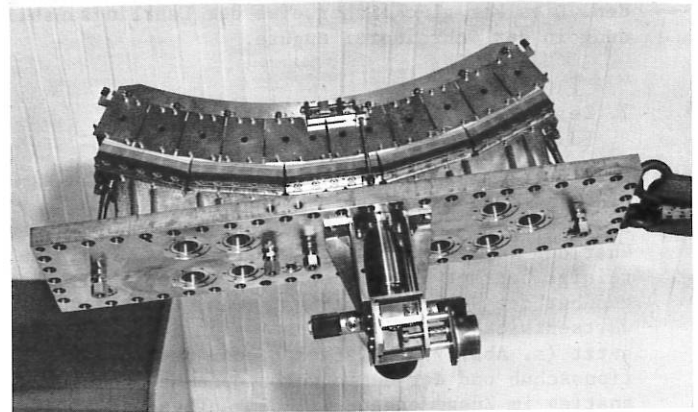
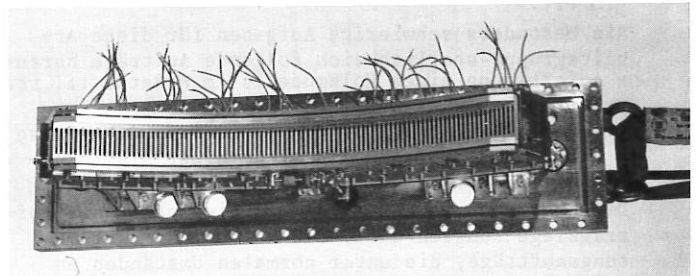


Abb. 5 Grundgestell für die bandgedichtete Streukammer des Kristall-Spektrometers (Planbearbeitung der Basisflächen auf der großen Drehmaschine)



oben: Innenansicht (Diagnostikeinbauten)
unten: Seiten- und Außenansicht

Abb. 6 Diodendeckflansch für die Messung weicher Röntgenstrahlung an ASDEX (Position WSW)

setz vorgeschriebene Zwischenprüfung in der Lehrwerkstatt durchgeführt und von allen Prüflingen erfolgreich bestanden.

Bedingt durch die ebenfalls in der Lehrwerkstatt durchzuführende Grundausbildung in der Metallverarbeitung für Galvaniseure, Schreiner und technische Zeichner, mußte die Anzahl der Dreh- und Fräsmaschinen erhöht werden. Dabei wurde eine größere gegen zwei kleinere Drehmaschinen ausgetauscht und im Dezember eine Fräsmaschine mit aktiver Digitalanzeige zusätzlich installiert.

Im Laufe des Jahres leisteten die Auszubildenden des 3. und 4. Ausbildungsjahres ca. 2 000 Produktivstunden (s.o.).

Die Arbeitsstunden der Schreinerei (W. Kaehs) teilten sich auf die einzelnen Bereiche relativ gleichmäßig auf. Der Anteil für die Metallbearbeitung betrug ca. 15 %, der für die Ausbildung etwa 5 %.

Um eine Vergrößerung der Montagefläche zu erreichen und einen Arbeitsplatz für den 3. Schreinerlehrling zu schaffen, wurde in der ersten Jahreshälfte die Schreinerei durch einen Umbau merklich vergrößert.

Als besonders schwierige Aufgaben für diese Arbeitsgruppe stellten sich folgende Aufträge heraus:

- Anfertigung eines Holzmodells im Maßstab 1:1 von der Spule 1 des künftigen W VII AS.
- Komplizierte Fräsarbeiten mit der Handoberfräse an einem 4 m langen Zirkel an einer Aluminium-Abrollbahn für die Röntgendiagnostik (ASDEX).

Die angespannte Finanzlage und die entspannte Auftragslage führten dazu, daß Umbau- und Einrichtungsaufträge, die unter normalen Umständen an Fremdfirmen vergeben wurden, intern ausgeführt wurden. Dies kam glücklicherweise der Lehrlingsausbildung in der Schreinerei zugute.

7. Zentrale Läger (J. Steinberger)

Die Zentralen Läger lieferten im Berichtsjahr Materialien und Bauteile im Wert von mehr als 2,4 Mio DM aus. Der Durchsatz hat sich damit gegenüber dem Vorjahr um etwa 4 % verringert. Preisbereinigt beträgt der Rückgang der Lagerentnahmen gegenüber dem Vorjahr damit ca. 10 %, und die Rückwärtsentwicklung seit 1979 hat sich damit fortgesetzt (s. Abb. 7). Es scheint, daß der Investitionsschub und der damit verbundene Lagerentnahmenanstieg im Zusammenhang mit dem Aufbau von ASDEX beendet ist und die Entnahme wieder den "normalen" Bedürfnissen entspricht.

Wie in den Vorjahren wurden beliefert

- vom Materiallager vor allem die zentralen und örtlichen Werkstätten mit Halbzeugen, Normteilen usw. Für Aufträge an die Zentralen Werkstätten wurden Materialien verschiedener Formen und Größen präzise zugeschnitten.
- vom Elektro- und Elektroniklager vor allem die Projekte mit Bauteilen und Geräten aus einem Sortiment von mehr als 4 000 verschiedenen Artikeln,
- vom Vakuumlager die Projekte mit Bauteilen und Meßgeräten,
- vom Gaselager die Projekte mit technischen, reinsten und flüssigen Gasen sowie exotischen Gasmischungen,

- vom Filmlager die Projekte mit Spezialfilmen und Papier,
- vom Holzlager alle Bereiche des Institutes mit Holz der verschiedensten Abmessungen, Sorten und Qualitäten,
- vom Mantellager die Mitarbeiter des IPP mit der notwendigen Arbeitskleidung.

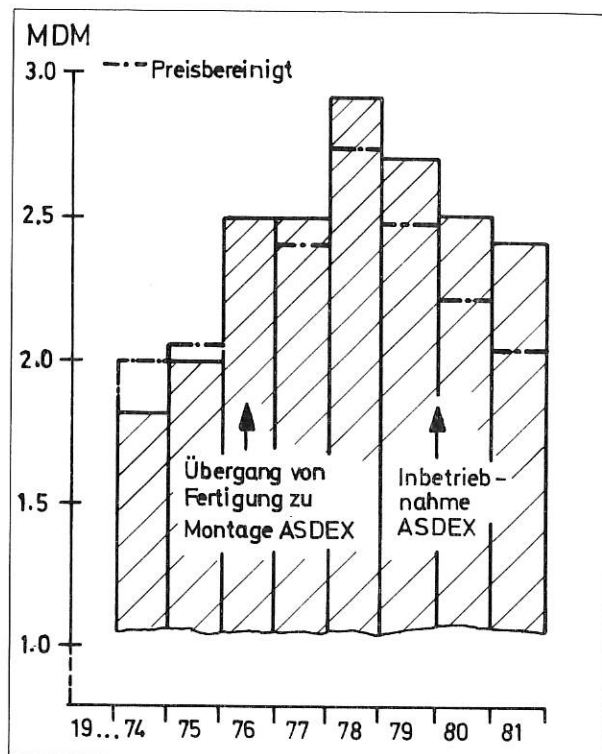


Abb. 7 Entwicklung der Lagerentnahmen von 1974 bis 1981
(Basierend auf den Indices des Statistischen Bundesamtes für Erzeugerpreise gewerblicher Produkte, sind bereinigte Werte mit angegeben. Preisindex 1976 = 100)

8. Zentraler Gerätepool (F. Skerjanc)

Im Berichtsjahr wurden Geräte und Bauteile mit einem Einkaufswert von 1.7 MDM der Wiederverwertung im IPP oder an Universitäten zu geführt. Dieser Wert entspricht etwa dem des Vorjahres. Allerdings hat sich der Bedarf im IPP dabei beinahe halbiert. Die Ursache dafür liegt vermutlich in der Beendigung einer ganzen Anzahl von Experimenten, deren Elemente direkt wieder in den Bereichen weiter benutzt werden konnten. Der Rückfluß von Geräten und Bauteilen in den Pool übertraf trotzdem noch die Entnahmen um ca. 0.4 MDM (Anschaffungswert).

Die Prospektsammlung des Pools wurde nicht nur von vielen IPP-Mitarbeitern genutzt, sondern sie war weiterhin auch beim Aufbau der Technischen Gerätedatei wichtiges Hilfsmittel.

9. Energieversorgung und Betriebstechnik
(M. Kottmair, E. Ring)

Für den Ausbau der Heizsysteme an ASDEX und die damit verbundene Steigerung des Leistungs- und Energiebedarfes wurden die dazu notwendigen Änderungen der Stromversorgung (EZ3 und Thyristoranlagen L5E) projektiert.

Anlässlich der Revision des 500 MJ-Umformers EZ3, die im August begann, wurde ein Schaden am Polrad des Generators festgestellt, der dessen Einsendung zur Instandsetzung ins Herstellerwerk erforderte.

Nach Abschluß der Reparaturarbeiten, der Montage und Inbetriebnahme stand der Maschinensatz Anfang Dezember wieder für den Experimentierbetrieb zur Verfügung.

Im Berichtsjahr wurden die Heizungsanlagen erweitert und für einen Umschaltbetrieb für Gas- oder Schwerölfeuerung eingerichtet.

Von den Gruppen der Betriebstechnik wurden für 232 Aufträge ca. 34 000 Arbeitsstunden geleistet. U.a. wurde die gesamte Elektro-Installation für den Umbau der Heizungsanlagen ausgeführt.

Organisationsstruktur des

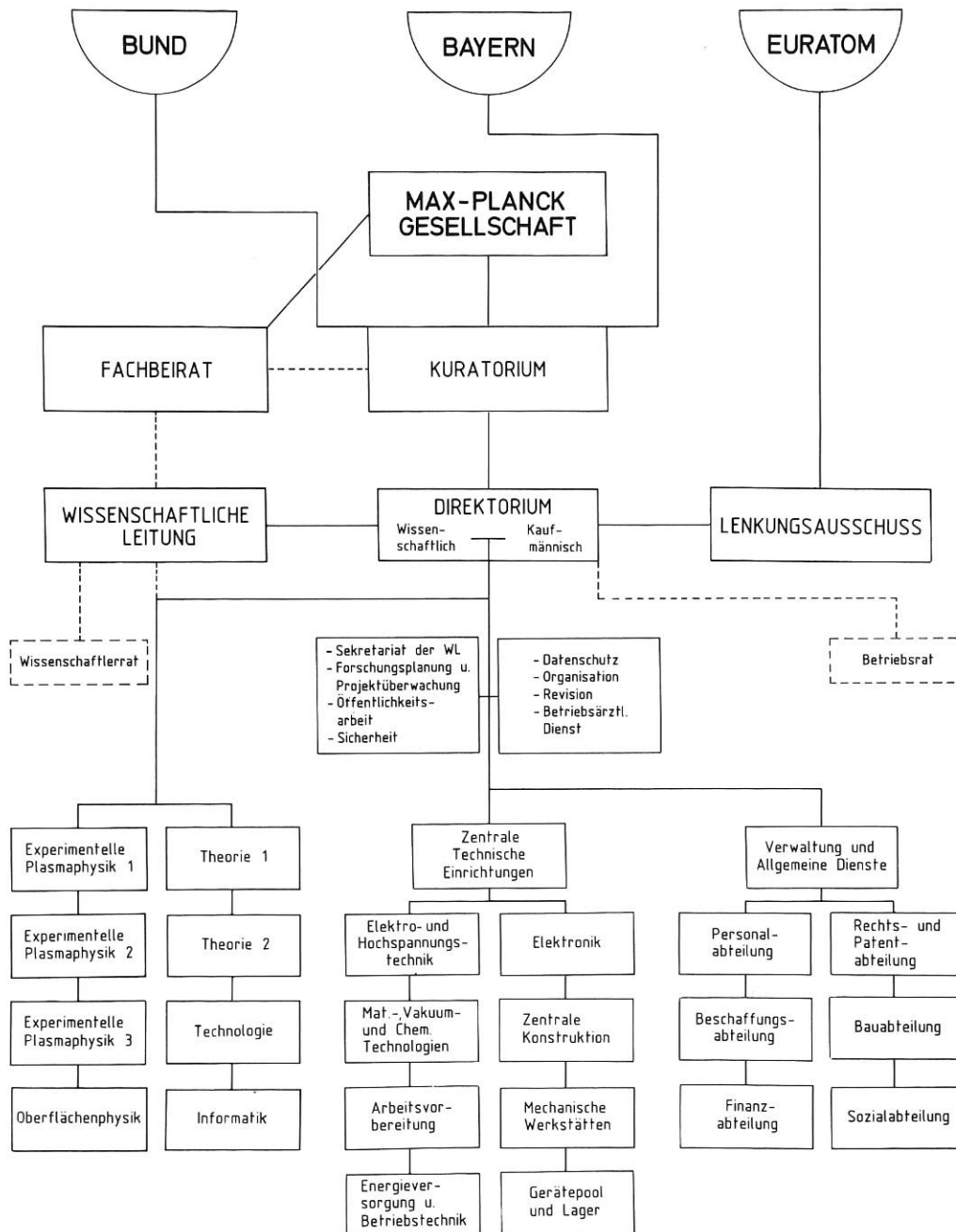


Organisation

DER ORGANISATORISCHE AUFBAU DES MAX-PLANCK-INSTITUTS FÜR PLASMAPHYSIK

Das am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründete Institut für Plasmaphysik wurde gemäß den Beschlüssen des Senats der Max-Planck-Gesellschaft und

der Gesellschafterversammlung des IPP ab 1. Januar 1971 als Max-Planck-Institut fortgeführt. Das Vermögen des Instituts für Plasmaphysik wurde auf die Max-Planck-Gesellschaft übertragen. Die vom Senat der Max-Planck-Gesellschaft für das Institut beschlossene Satzung trägt der bewährten Struktur und Handlungsfreiheit des Instituts in vollem Umfange Rechnung. Der organisatorische Aufbau des IPP stellt sich schematisch folgendermaßen dar:



Der organisatorische Aufbau des Instituts:

Die Max-Planck-Gesellschaft als Trägerorganisation erläßt die Institutssatzung, beruft die Wissenschaftlichen Mitglieder, die Mitglieder des Kuratoriums und des Fachbeirats, bestellt die Mitglieder des Direktoriums, überprüft die ihr satzungsgemäß zu erstattenden Berichte und wirkt im Kuratorium mit.

Finanzierungsträger des Instituts sind:

- die Bundesrepublik, die 1981 58,5 % der Ausgaben finanzierte,
- der Freistaat Bayern, der sich mit 6,5 % beteiligte,
- die Europäischen Gemeinschaften (EURATOM) mit 21,8 %.

Die restlichen 13,2 % wurden durch eigene Erträge erwirtschaftet.

Das Kuratorium hat eine unterstützende und allgemeine Aufsichts- und Entscheidungsfunktion. Es berät mit dem Direktorium und der Wissenschaftlichen Leitung das wissenschaftliche Programm und die daraus sich ergebenden Folgen für den Haushaltsplan. Nach Abschluß der Haushaltsverhandlungen mit den Finanzierungsträgern stellt das Kuratorium den Haushaltsplan fest und tritt insoweit an die Stelle des Senats der Max-Planck-Gesellschaft.

Mitglieder des Kuratoriums waren im Jahre 1981:

Professor Dr. Reimar Lüst, als Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e. V.;

Ministerialdirektor Dr. Wolf-J. Schmidt-Küster, als vom Bundesministerium für Forschung und Technologie entsandter Vertreter;

N. N., als vom Bundesminister der Finanzen entsandter Vertreter;

Ministerialdirektor Herbert Kießling, Bayerisches Staatsministerium für Unterricht und Kultus, als vom Freistaat Bayern entsandter Vertreter;

Bundesminister a. D. Professor Dr. Hans Leussink, als Senator der Max-Planck-Gesellschaft;

Professor Dr. Karl-Heinz Beckurts, Mitglied des Vorstands der Siemens AG;

Dipl.-Volksw. Wolfgang Oehme, Vorstandsvorsitzender der Esso AG;

und Generaldirektor a. D. Dr. Alexander Hocker, als Ehrenkurator.

Der Fachbeirat berät das Institut in allen wissenschaftlichen Fragen. Er erstattet dem Präsidenten der Max-Planck-Gesellschaft jährlich einen Bericht über die wissenschaftliche Arbeit des Instituts und leitet diesen zugleich dem Kuratorium und der Wissenschaftlichen Leitung des Instituts zu. Mitglieder des Fachbeirats waren im Jahr 1981:

Professor Dr. Roy W. Gould (Vorsitzender), California Institute of Technology, Pasadena, USA;

Professor Dr. Bo Lehnert (stellvertr. Vorsitzender), The Royal Institute of Technology, Division

of Plasma, Physics and Fusion Research, Stockholm, Schweden;

Professor Dr. Ludwig Biermann, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München;

Professor Dr. C. M. Braams, FOM-Instituut voor Plasmafysica, Jutphaas, Holland;

Professor Dr. Klaus Dransfeld, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart;

Professor Dr. Xaver Eder, Bayerische Akademie der Wissenschaften, Institut für Tieftemperatur-Forschung, Garching;

Dr. Rolf Gremmelmaier, Siemens AG, Zentrale Forschung und Entwicklung, Forschungslaboratorien, Erlangen;

Professor Dr. Dieter Kind, Präsident der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt Braunschweig, Institut für Hochspannungstechnik der Technischen Universität Braunschweig;

Professor Dr. Hans-Joachim Kunze, Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum;

Professor Dr.-Ing. Günther Lehner, Institut für Theorie der Elektrotechnik der Universität Stuttgart;

Professor Dr. Werner Schilling, Institut für Festkörperforschung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH;

Professor Dr. Francois Waelbroeck, Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH.

Die Wissenschaftliche Leitung des IPP, die aus den ständig im Institut tätigen Wissenschaftlichen Mitgliedern mit Leitungsfunktion besteht, stellt das Forschungsprogramm auf und beschließt den Zeit-, Personal- und Finanzrahmen der durchzuführenden Forschungsaufgaben, die Organisationsstruktur des wissenschaftlichen Bereiches, die Beauftragung von Wissenschaftlern mit Leitungsaufgaben und im Zusammenwirken mit dem Direktorium die Anstellung, Eingruppierung und Entlassung des wissenschaftlichen Personals. Ihr gehörten im Berichtsjahr 1981 an:

Professor Dr. Rudolf Wienecke, als Vorsitzender und Wissenschaftlicher Direktor (bis 31.03.1981);

Professor Dr. Klaus Pinkau, als Vorsitzender und Wissenschaftlicher Direktor (ab 01.04.1981);

Dr. Gerhart von Gierke, als stellvertretender Vorsitzender (bis 31.03.1981);

Professor Dr. Arnulf Schlüter, als stellvertretender Vorsitzender (ab 01.04.1981);

Dr. Günter Grieger;

Professor Dr. Friedrich Hertweck;

Dr. Michael Kaufmann;

Professor Dr. Dieter Pfirsch;

Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter;

Dr. Siegbert Witkowski (beurlaubt zum MPQ) und Dr. Marcel Salvat für die Assoziation EURATOM-IPP.

In Sitzungen der Wissenschaftlichen Leitung wirkten beratend mit:

Professor Dr. Ewald Fünfer, emeritiertes Wissenschaftliches Mitglied;

Professor Dr. James McCune, auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied;

Professor Dr. Hartmut Zwicker, auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied.

Organisation

Das Direktorium besorgt die laufenden Geschäfte, entscheidet über die Verwendung der Haushaltsmittel, überwacht und regelt den Ablauf der Forschungsarbeiten, beschließt im Einvernehmen mit der Wissenschaftlichen Leitung über die Anstellung, Eingruppierung und Entlassung des wissenschaftlichen Personals und vertritt das Institut nach innen und außen.

Ihm gehörten bis 31.03.1981 folgende Mitglieder an:

für den wissenschaftlich-technischen Geschäftsbereich:

Professor Dr. Rudolf Wienecke (Vorsitzender);
Dr. Gerhart von Gierke;
Professor Dr. Arnulf Schlüter;

für den kaufmännisch-administrativen Geschäftsbereich:

Dr. jur. Ernst-Joachim Meusel.

Ab 01.04.1981 setzte sich das Direktorium wie folgt zusammen:

für den wissenschaftlich-technischen Geschäftsbereich:

Professor Dr. Klaus Pinkau (Vorsitzender);
Dr. Günter Grieger;
Dr. Michael Kaufmann;

für den kaufmännisch-administrativen Geschäftsbereich:

Dr. jur. Ernst-Joachim Meusel.

Der nach dem Assoziationsvertrag mit EURATOM gebildete Lenkungsausschuß, dem Vertreter der Kommission und des IPP angehören, legt das gemeinsame Programm fest, leitet dessen Durchführung, überwacht die Arbeiten, beschließt über Aufbau und Zusammensetzung der Forschungsgruppe und entscheidet über Einzelausgaben ab 250 000,- DM.

Der Lenkungsausschuß setzt sich wie folgt zusammen:

seitens der Kommission:
Professor Dr. Donato Palumbo (Vorsitz),
Dr. Charles Maisonnier,
Karl Melchinger;

und seitens des Instituts:

Dr. Gerhart von Gierke (bis 31.03.1981),
Dr. Günter Grieger (ab 01.04.1981),
Dr. Michael Kaufmann (ab 01.04.1981),
Dr. Ernst-Joachim Meusel,
Professor Dr. Klaus Pinkau (ab 01.04.1981),
Professor Dr. Arnulf Schlüter (bis 31.03.1981),
Professor Dr. Rudolf Wienecke (bis 31.03.1981).

Der aus gewählten Vertretern der wissenschaftlichen Mitarbeiter bestehende Wissenschaftlererrat berät die Wissenschaftliche Leitung in allen Angelegenheiten ihres Entscheidungsbereiches, insbesondere in Fragen des wissenschaftlichen Programms, bei Struktur- und Personalfragen.

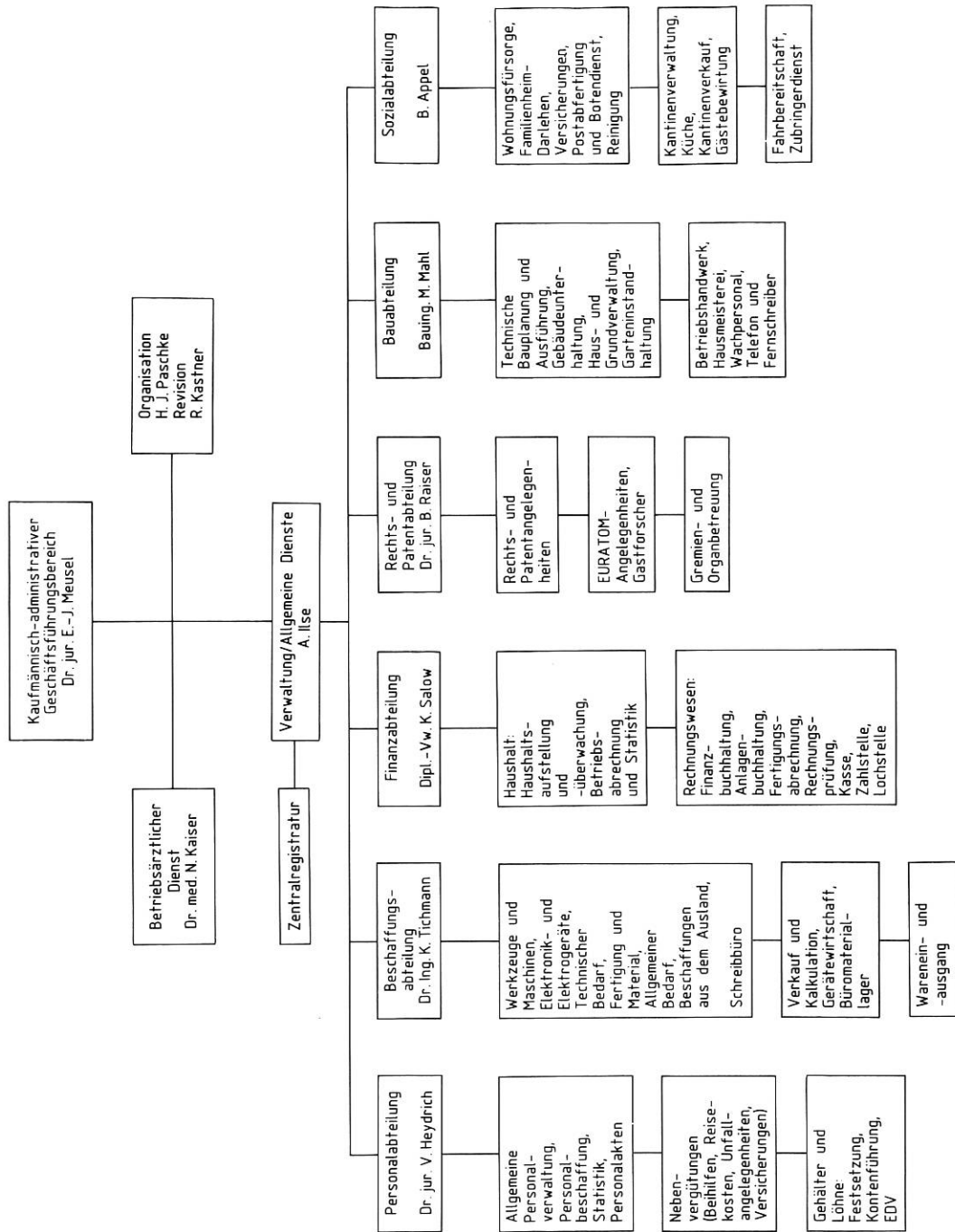
Der Wissenschaftlererrat setzte sich seit der Neuwahl am 22.05.1980 wie folgt zusammen:

Dr. Josef Junker (Vorsitzender),
Dr. Bernhard Scherzer (stellvertr. Vorsitzender),
Dr. Ricardo Croci,
Dr. Otto Gruber,
Dr. Wolf-Dieter Haubenberger,
Dr. Franz Herrnegger,
Dr. Albrecht Stäbler,
Dr. Friedrich Wagner.

Dem Betriebsrat gehörten seit der Neuwahl am 09.04.1981 folgende Mitglieder an:

Heinz Fendl (hauptamtlich als Vorsitzender),
Fritz Lehnert (hauptamtlich als stellvertr. Vorsitzender),
Dr. Heinrich Wulff (hauptamtlich),
Anton Albrecht,
Josef Dresler,
Dr. Herbert Hacker,
Manfred Hunger,
Michael Karpfinger,
Georg Pollner,
Dr. Walter Poschenrieder,
Engelbert Preck,
Ursula Rang,
Rudolf Rößer,
Hans Stresau,
Gerhard Wulff.

Kaufmännische
Geschäftsführung,
Verwaltung,
Allgemeine Dienste



ORGANISATION UND REVISION

(H.-J. Paschke; R. Kastner - bis 30.06.81 m.d.W.b.)

Der Leiter der Organisation überwachte in seiner Funktion als Datenschutzbeauftragter die Erfüllung und Einhaltung der Auflagen des Datenschutzgesetzes. Ferner betreute er die inzwischen abgeschlossene Installation des Rechnersystems IBM 4331. Das System dient der Entwicklung und Durchführung von EDV-Verwaltungsaufgaben und trägt insbesondere den Anforderungen des Datenschutzgesetzes Rechnung. Für die administrativen Programme, die bisher auf den vorwiegend technisch-wissenschaftlich genutzten Rechenanlagen unter OS-MVT/HASP betrieben wurden, werden die Betriebssysteme VM/370 mit CMS und OS-VS 1 eingesetzt. Die Direkteingabe und Dialogverarbeitung für die administrativen Programme über Datensichtstationen IBM 3278 wurde vorbereitet.

Bei der Revision lag der Schwerpunkt der Tätigkeit in der Prüfung der Verwendungsnachweise der vom

IPP geförderten Hochschulinstitute sowie in der Untersuchung der vertraglich vereinbarten Beteiligung des IPP an der Finanzierung des gemeinsam mit CEA Grenoble/ Frankreich durchgeführten Projektes WEGA. Daneben wurden Kassenprüfungen und eine Kontrolle des Cafeteriaverkaufs durchgeführt.

BETRIEBSÄRZTLICHER DIENST

(Dr. med. N. Kaiser)

Im Betriebsärztlichen Dienst, der auch andere Institute auf dem Forschungsgelände betreut, wurde in 6 702 Fällen ärztliche Hilfe geleistet; darin sind 72 Einstellungsuntersuchungen, 701 Behandlungen, 898 Sonderuntersuchungen, 769 Vorsorgemaßnahmen und 1 335 arbeitsschutzrechtlich vorgeschriebene Untersuchungen enthalten. Ferner wurden 11 477 Laborleistungen erbracht.

VERWALTUNG/ ALLGEMEINE DIENSTE

(Leitung: A. Ilse)

Der Bereich "Verwaltung" umfaßt die Personalabteilung, die Beschaffungsabteilung, die Finanzabteilung sowie die Rechts- und Patentabteilung. Zu den "Allgemeinen Diensten" gehören die Bau- und die Sozialabteilung.

PERSONALABTEILUNG

(Dr. jur. V. Heydrich)

Die Löhne und Gehälter wurden tariflich mit Wirkung vom 01.05.1981 um 4,3 % (1980 6,3 %, 1979 4 %) erhöht.

Vom 01.01.1981 bis zum 31.12.1981 hat sich die Anzahl der Beschäftigten von 1 049 auf 1 042 verringert.

Der Personalstand zu den Jahresenden 1980 und 1981 stellt sich wie folgt dar:

	Stand: 31.12.80	Stand: 31.12.81
Wissenschaftler *)	229	229
Techn. Personal	529	535
Direktorium und Verwaltung	86	83
Allg. Dienste und Betriebsrat	151	148
	995	995
Auszubildende und Praktikanten	37	37
Doktoranden und Diplomanden	9	5
Zeithilfen	8	5
Gesamt-Personal	1 049	1 042

*) mit Gastforschern

Die Austrittsfluktuation der Mitarbeiter auf Planstellen in der Zeit vom 01.01.1981 bis 31.12.1981 ist in der nachstehenden Übersicht dargestellt:

Austrittsfluktuation:			Zahlenstand 1980	Zahlenstand 1981
Gruppe 1 = wiss. Angestellte	C 4	- BAT Ia	2,4 % (2)	4,3 % (4)
Gruppe 2 = wiss. Angestellte	BAT Ib	- BAT IIa	2,5 % (3)	5,3 % (6)
Gruppe 3 = techn. Angestellte	BAT IIaT	- BAT Va	0,7 % (1)	2,9 % (4)
Gruppe 4 = techn. Angestellte	BAT Vb	- BAT VIb	4,3 % (8)	2,3 % (4)
Gruppe 5 = techn. Angestellte	BAT VII	- BAT X	0,0 % (0)	10,0 % (2)
Gruppe 6 = Verw. Angestellte	B 4	- BAT Vb	0,0 % (0)	2,1 % (1)
Gruppe 7 = Verw. Angestellte	BAT Vc	- BAT X	5,3 % (4)	13,0 % (12)
Gruppe 8 = Facharbeiter	MTB I	- MTB IV	3,1 % (6)	2,3 % (5)
Gruppe 9 = ungelernte Arbeiter	MTB V	- MTB VIII	5,1 % (2)	10,2 % (4)
Gesamtfluktuation (Planstellen)			2,9 % (26)	4,5 % (42)

Die Zahl der schwerbehinderten Beschäftigten ist seit dem 31.12.1980 von 68 auf 78 angestiegen. Die gesetzlich vorgeschriebene Quote von 6 % ist somit um 17 Mitarbeiter überschritten.

Zum europäischen Großprojekt der Fusionsforschung "JET" sind zum Jahresende 1981 7 Mitarbeiter des IPP für einen mehrjährigen Aufenthalt nach England abgeordnet.

Die zum deutsch-französischen Projekt WEGA in Grenoble abgeordneten Mitarbeiter sind, soweit

sie nicht gekündigt haben, mit Beendigung der Zusammenarbeit zum 31.12.1981 ins IPP zurückgekehrt.

Zum Jahresende 1981 waren im IPP mit Ausbildungsverträgen beschäftigt 29 Auszubildende für die Berufe Feinmechaniker, Tischler und Galvaniseur, 3 Auszubildende für den Beruf des Bürokaufmanns und 2 technische Zeichner.

Das Durchschnittsalter der wissenschaftlichen Mitarbeiter betrug im Jahr 1981 44,3 Jahre (1980 43,7 Jahre), siehe Abb.1.

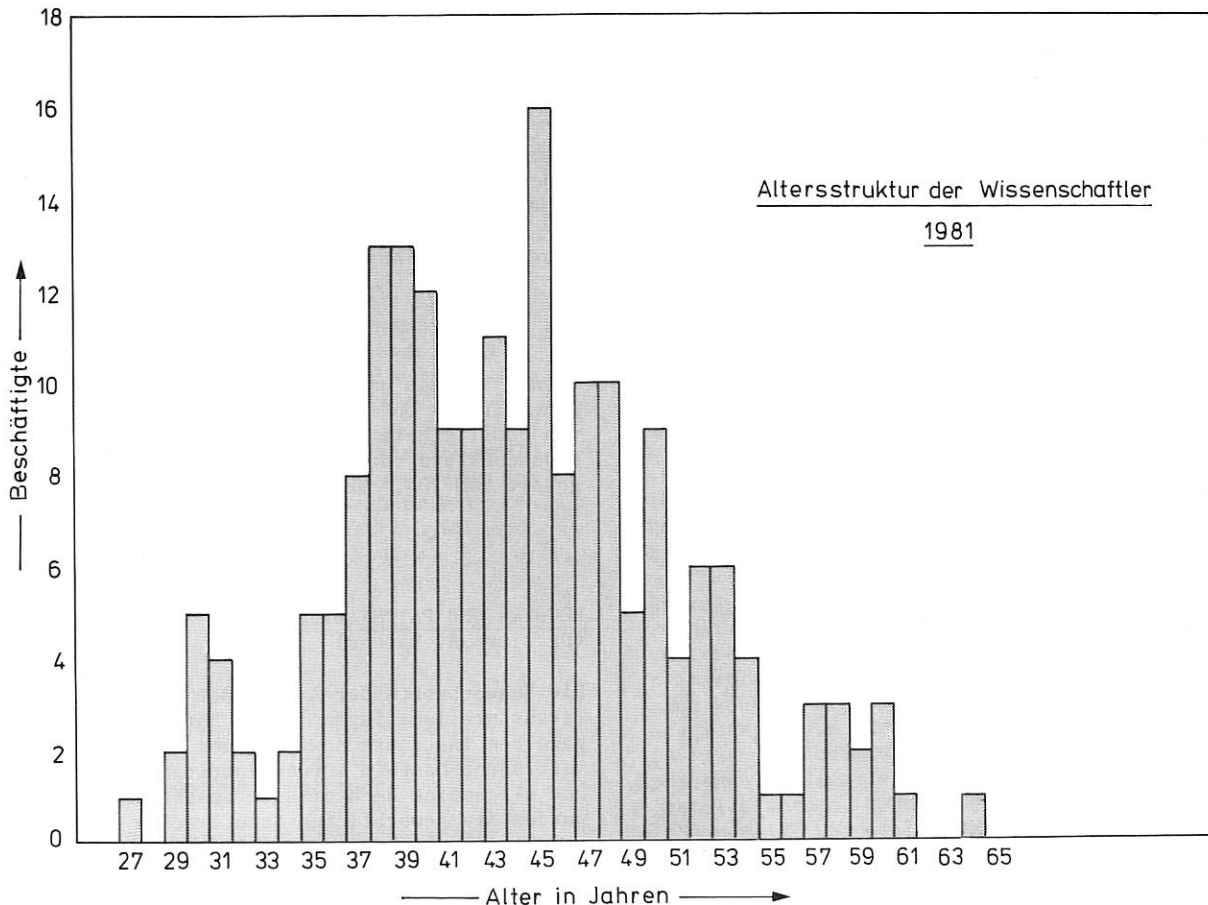


Abb. 1

BESCHAFFUNGSABTEILUNG

(Dr. rer. nat. K. Tichmann)

Im Jahr 1981 hat die Beschaffungsabteilung Aufträge im Wert von MDM 20,6 vergeben. Diesem Auftragsvolumen lagen ca. 6 500 Bestellungen bei ca. 2 000 Lieferanten zugrunde. Von diesen Zahlen entfielen MDM 10,9 auf 45 Aufträge über TDM 50 und MDM 6,2 auf 405 Aufträge zwischen TDM 5 und TDM 50. Im Verhältnis zu früheren Jahren hat somit der Anteil der Kleinbestellungen deutlich zugenommen, während die Zahl der Großbestellungen zurückgegangen ist. Die Ursache hierfür ist - neben der Verringerung des Gesamtetats - die Änderung der Bedarfsstruktur durch den Übergang des Experimentes ASDEX von der Aufbau- in die Betriebsphase. Als eine Folge dieser Entwicklung lag der zahlenmäßige Schwerpunkt der durchgeführten Beschaffungen bei Zubehör für Diagnostikeinrichtungen sowie bei elektronischen Bauelementen und Geräten für die Datenerfassung.

Die Ausgaben im Berichtsjahr setzten sich, verglichen mit den Vorjahren, wie folgt zusammen:

	1979 MDM	1980 MDM	1981 MDM
Personalausgaben	48,9	51,8	54,3
Sachausgaben	21,6	23,0	21,9
Beteiligung JET-Projekt	3,9	5,4	4,9
Durchlfd. Mittel für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	2,1	3,2	4,7
Betriebsausgaben	76,5	83,4	85,8
Lfd. Investitionen	12,9	10,0	9,9
Investitionen nach Plan	20,4	13,4	8,6
Investitionsausgaben	33,3	23,4	18,5
Gesamtausgaben	109,8	106,8	104,3

Die Finanzierung wurde wie folgt vorgenommen:

	1979 MDM	1980 MDM	1981 MDM
Eigene Erträge	13,5	14,4	13,4
EURATOM-Zuschüsse für IPP	24,4	22,8	21,8
für fremde Forschungs- u. Entwicklungsarbeiten	2,1	3,2	4,7
Zuschuß des Bundes	62,8	59,8	58,0
Zuschuß des Freistaates Bayern	7,0	6,6	6,4
Finanzierung insgesamt	109,8	106,8	104,3

Da die Erträge um MDM 0,3 unter der Veranschlagung blieben und aus der vorzeitigen Ablösung von Familienheimdarlehen am Jahresende sich ein Kassenbestand von MDM 0,3 bildete, wurden insgesamt MDM 104,3 ausgegeben.

RECHTS- UND PATENTABTEILUNG
(Dr. jur. B. Raiser)

Die Schwerpunkte der Arbeit der Rechts- und Patentabteilung lagen in der Betreuung der Organe des Instituts sowie in der Gestaltung von Verträgen. Daneben wurden institutsrechtliche und allgemeine Rechtsfragen bearbeitet. Ferner wurden die gewerblichen Schutzrechte des IPP verwaltet und für ihre Verwertung gesorgt. Bis zum Jahresende 1981 wurden insgesamt 102 Schutzrechte und Schutzrechtsanmeldungen betreut, die sich wie folgt aufgliedern:

FINANZABTEILUNG

(Dipl.-Volkswirt K. Salow)

Der Wirtschaftsplan 1981 -Stand: 26.08.1980- wurde am 30.10.1980 mit einem Gesamtvolumen von MDM 114,7 vom Kuratorium festgestellt.

Aufgrund der Beschlüsse des Bundeskabinetts zum Bundeshaushalt 1981 wurden beim IPP Einsparungen notwendig von MDM 11,1,

davon entfielen auf Betrieb MDM 3,0 Investitionen MDM 8,1; damit belief sich das Haushaltsvolumen auf MDM 103,6.

Gegenüber 1980 MDM 106,8, d.s. ./ 3 % nominal, oder ./ 8 % real.

Aufgrund dieser Einsparungen mußten die Ausgaben für die Designphase des Projektes ZEPHYR aus den Investitionsansätzen herausgenommen werden.

Im August 1981 wurden von den Zuwendungsgebern weitere ./ MDM 0,6 gekürzt.

Daneben gingen zweckgebundene zusätzliche EURATOM-Mittel für die Zusammenarbeit mit der Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH und dem Max-Planck-Institut für Quantenoptik ein, die weitergeleitet wurden, in Höhe von + MDM 1,9.

Somit belief sich das Haushaltsvolumen für 1981 auf MDM 104,9.

erteilte deutsche Patente	13
erteilte ausländische Patente	33
eingetragene Gebrauchs- und Geschmacks- muster	
Deutschland	3
Ausland	1
international	1
laufende deutsche Anmeldungen	5
laufende ausländische Anmeldungen	18
laufende europäische Anmeldungen	30
(benannte Staaten: 8 + 5 + 5)	3

Die Verwertung der Schutzrechte erfolgt in Zusammenarbeit mit der zur Max-Planck-Gesellschaft gehörenden Firma "Garching Instrumente, Gesellschaft zur industriellen Nutzung von Forschungsergebnissen mbH".

Zum Jahresende 1981 liefen 13 Lizenzverträge über Schutzrechte und technisches Know-how des IPP.

BAUABTEILUNG

(Bauingenieur M. Mahl)

Für die HF-Heizung an ASDEX wurde eine Stahlbühne mit einer Grundfläche von 70 qm errichtet.

Die Planung für die Hochspannungsversorgung für Neutralteilcheneinschuß wurde abgeschlossen und der Antrag zur Baugenehmigung beim Landratsamt gestellt.

Eine 10,00/25,00 m große Experimentierhalle wurde durch eine Trennwand geteilt und ausgebaut zu einem Tritiumlabor und einem Pelletlabor mit den dazugehörigen Schleusen und Steuerräumen. Im Keller wurde ein Lagerraum für Abfälle aus dem Tritiumbetrieb eingerichtet.

An der neuen Institutseinfahrt wurde ein Pfortengebäude errichtet. In diesem Zusammenhang mußte auch der Omnibusbahnhof umgebaut werden. Die Anlage wurde so gestaltet, daß nunmehr alle Busse außerhalb des umzäunten Geländes halten.

Die Umstellung der Heizung auf Erdgas/Schweröl mit einer Erhöhung der Kesselleistung wurde abgeschlossen. Das von diesem Kesselhaus mitversorgte Max-Planck-Institut für Astrophysik und die ESO beteiligten sich an den Kosten.

SOZIALABTEILUNG

(B. Appel)

Im Berichtsjahr wurden vom Institut 4 Eigenheime durch Familienheimdarlehen gefördert.

Im Rahmen einer gemeinsamen Fahrbereitschaft wird vom Institut für die auf dem Forschungsgelände ansässigen Einrichtungen ein Buszubringerdienst organisiert, damit die Mitarbeiter

aus den umliegenden Landkreisen, für die keine öffentlichen Verkehrsverbindungen gegeben sind, zur Arbeit befördert werden können.

Die IPP-Kantine hat im Jahr 1981 160 000 Essensportionen ausgegeben. Um die Wirtschaftlichkeit der Kantine zu erhöhen, wurde das Essensangebot auf 3 Menüs erweitert, wobei die Kantinengäste die Möglichkeit haben, die Essenskomponenten nach Wahl zusammenzustellen.

SICHERHEIT

(Dipl.-Phys Dr.-Ing. M. Hüls)

Im Berichtsjahr erniedrigte sich die Gesamtunfallzahl von 127 im Jahr 1980 weiter um 15 % auf 108. Darin enthalten ist die mit 13 gegenüber dem Vorjahr mit 23 wesentlich kleinere Zahl derjenigen Unfälle, die aufgrund einer mehr als dreitägigen Arbeitsunfähigkeit dem Sozialversicherungsträger angezeigt werden mußten. Die Zahl der meldepflichtigen Wegeunfälle betrug 2 (1979: 4, 1980: 6).

Die genannten Zahlen führen für das Jahr 1981 zu einer gegenüber dem Vorjahr um 14 % kleineren Gesamtunfallquote von 10,4 % und zu einer ebenfalls verringerten Quote meldepflichtiger Wege- und Arbeitsunfälle von zusammen 1,25 % (1979: 1,52 %, 1980: 2,21 %) bzw. von 1,06 % für die Betriebsunfälle allein (1979: 1,14 %, 1980: 1,63 %). Mit diesen seit Bestehen des IPP kleinsten absoluten Unfallzahlen bzw. geringsten Gesamt- wie niedrigsten Betriebsunfallquoten gehört das Institut im Vergleich zu der Zahl meldepflichtiger, den gewerblichen Berufsgenossenschaften insgesamt angezeigter Arbeitsunfälle, die im Vorjahr 84/1 000 Versicherter = 8,4 % betrug, auch 1981 zu den Betrieben mit den geringsten Unfallzahlen.

Aufgrund gesetzlicher Vorschriften sind mehr als 20 Anlagen und Experimente auf Produktion und Feststellung der Dosis radioaktiver und Röntgenbremsstrahlung zu überwachen. Im Berichtszeitraum konnten u. a. bei Einsatz von 2 580 Film dosimetern, die für die Personenüberwachung und für die Ortsdosimetrie benutzt wurden, keine personenschädigenden Dosisüberschreitungen festgestellt werden. Radioaktive Abwässer wurden 1981 vom IPP weiterhin nicht abgeleitet, über den Abluftkamin des Tritiumlabors wurden mit insgesamt 362,6 MBq (9,8 mCi) in 8,8 x 10⁶ m³ Luft nur etwa 11 % der erlaubten Aktivität abgegeben.

Der durch die meldepflichtigen Unfälle verursachte Arbeitszeitausfall erniedrigte sich 1981 mit insgesamt 131 Fehltagen gegenüber 1980 (430 Fehltag, 1979: 191 Arbeitsausfalltage) um mehr als das Dreifache. Mit dieser kleinsten, in einem Jahr durch Unfälle verursachten Ausfallzeit ergibt sich ein mittlerer spezifischer Arbeitszeitverlust, der mit 10,1 Arbeitsausfalltagen je Unfall wesentlich geringer ist als der der Vorjahre (1980: 18,7 Fehltag je Unfall).

Der Arbeitsschutzausschuß hat zur Zeit 52 Mitglieder, darunter 20 der für die verschiedenen Bereiche eingesetzten Sicherheitsbeauftragten, 19 Strahlenschutzbeauftragte und 8 Laserschutzbeauftragte. Die Freiwillige Betriebsfeuerwehr des IPP hatte am 31.12.1981 22 Mitglieder.

ÖFFENTLICHKEITSARBEIT

(Dr. rer. nat. habil. R. Breuer)

Im Berichtsjahr 1981 wurden im Rahmen der Öffentlichkeitsarbeit Pressemitteilungen erstellt, eine Hauszeitschrift und interne wissenschaftliche Mitteilungen herausgegeben, Broschüren über das IPP vorbereitet und Besucher betreut. Im einzelnen:

1. Pressemitteilungen und Medien

- 1/81 Führungswechsel in der Plasmaphysik (Prof. Klaus Pinkau neuer Wissenschaftlicher Direktor des IPP)
- 2/81 Kleine Energiemengen in kürzester Zeit meßbar (neuer Detektor für extrem schwache Strahlen entwickelt/ Ansprechzeit in Millionstel Sekunden)
- 3/81 Mit Eiskugeln ins heiße Plasma schießen (Neue Einschußanlage für Kernfusionsexperimente in Betrieb)
- 4/81 Workshop diskutiert Reinhaltung des Fusionsplasmas (Zukünftige Probleme der Kernfusion/ IAEA-Tagung in München)
- 5/81 Garching's Beitrag zum Europäischen Fusionsprojekt JET
- 6/81 Tag der offenen Tür auf dem Forschungsgelände Garching.

Im IPP wurde u. a. für einen Kinofilm der Bohemia-Film in einer deutsch/chinesischen Koproduktion "Notizen aus Deutschland - die Bundesrepublik heute aus der Sicht der Volksrepublik China" gedreht.

2. Besucher im IPP

Im Berichtszeitraum wurden von der Öffentlichkeitsarbeit ca. 2 500 Besucher in Einzel- und Gruppenführungen betreut, dazu ca. 7 000 Besucher am Tag der offenen Tür. Hervorzuheben sind folgende Besucher:

- 22.01.81 Prof. Robert Chabbal, Beigeordneter Generalsekretär für Wissenschafts- und Umweltfragen der NATO und Prof. Pestel, Minister für Wissenschaft und Kunst von Niedersachsen;
- 18.02.81 Prof. J. D. Scheweljev, Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Institute of Problems of Mechanics, Leningrad;
- 24.02.81 Mitglieder des Haushaltsausschusses des Bayerischen Landtages;
- 11.03.81 Deutsche Elektrotechnische Kommission;
- 06.05.81 Prof. J. R. Orellana, Rektor der Escuela Politecnica Nacional, Quito;
- 13.10.81 Wissenschaftsausschuß der Nordatlantischen Versammlung;
- 15.10.81 Mr. R. H. Bird, Deputy Secretary for Higher and Further Education and Science im British Dept. of Education and Science und Herr Dr. Däunert, Botschaft London;

Tag der offenen Tür: Am 21. November wurde im IPP ein Tag der offenen Tür veranstaltet, dem sich wieder fast alle Nachbarinstitute angeschlossen; etwa 7 000 Besucher kamen in das IPP. Zur Einführung wurde ein Kernfusionsfilm vorgeführt, außerdem wurde ein Film über den ASDEX-Aufbau und ein Kurzfilm über Plasmaentladungen in ASDEX gezeigt. In den Bereichen wurden zum Teil Demonstrationsexperimente vorgeführt. Die Werkstätten waren geöffnet und in Betrieb. Neben den Fusionsexperimenten ASDEX und Wendelstein VIIA fand eine Plakatausstellung "JET und zukünftige Experimente", wo u. a. auf Schwerpunkte des neuen IPP-Forschungsprogramms hingewiesen wurde, besonderes Interesse, ebenso das Rechenzentrum mit Terminalbenutzung.

3. Interne Publikationen

Von den internen wissenschaftlichen "Monatlichen Mitteilungen" erschienen 4 Ausgaben. Die Hauszeitschrift "Impulse" kam vier mal heraus (eine Doppelnummer). Eine interne Presseinformation wurde wöchentlich zur Verfügung gestellt.

Veröffentlichungen,
Konferenzberichte,
Autorenverzeichnis

VERÖFFENTLICHUNGEN UND KONFERENZBERICHTE

- 1 Becker, G.:
Simulation of the scrape-off region in ASDEX. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 63.
- 2 Behringer, K.:
Stationary, cylindrical arcs as radiation standards for the UV and VUV wavelength range. Proc. 15th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Minsk 1981, T20-b (invited paper).
- 3 Behringer, K., W. Engelhardt and G. Fussmann:
Particle transport phenomena in ASDEX. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 42.
- 4 Behringer, K., W. Engelhardt, G. Fussmann u. ASDEX-Team²):
Untersuchung des Verhaltens von Verunreinigungen im Divertor-Tokamak. Verhandl. DPG (VI) 16, 801 (1981).
- 5 Behringer, K., W. Engelhardt, G. Fussmann and E. R. Müller:
Detailed analysis of impurity radiation in ASDEX. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 887 (1981).
- 6 Behrisch, R.:
Sputtering by particle bombardment, I, Physical sputtering of single-elements solids, Topics in Appl. Phys. 47, Ed. R. Behrisch, 1981, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- 7 Behrisch, R. and B. M. U. Scherzer:
Which atomic processes dominate plasma wall interaction? Proc. 7th Conf. on Atomic Collisions in Solids (1977), Moscow State University Publ. House, 1981, 2, 327.
- 8 Bein, B. K.¹) and E. R. Müller:
Power deposition on limiter and divertor targets and its derivation from infrared surface temperature measurements. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 70.
- 9 Biskamp, D.:
Nonlinear theory of the $m = 1$ mode in hot tokamak plasmas. Phys. Rev. Lett. 46, 1522 (1981).
- 10 Biskamp, D.:
Plasma physics calculations. Proc. Int. Conf. on Vector and Parallel Processors in Computational Science, Chester/U.K. 1981.
- 11 Biskamp, D.:
Computations in plasma physics. Europhysics News 12, 4 (1981).
- 12 Bock, R.¹), D. Böhne¹), I. Hofmann, G. Kessler¹), G. L. Kulcinski, J. Meyer-ter-Vehn¹), I. Sviatovslasky¹) and W. F. Vogelsang¹):
HIBALL - A conceptual design study on commercial size heavy ion beam fusion electrical power plant. Proc. 3rd IAEA Technical Committee Meeting on Fusion Reactor Design, Tokyo 1981.
- 13 Bohdansky, J.:
Introduction to plasma physics for fusion reactors. Ispra Course, Ed. P. Casini, Ispra 1981.
- 14 Bohdansky, J.:
Impurity problems for FINTOR. EURATOM Report EUR 7322 EN 1981, Comm. EC, Eds. W. Izzo, G. Realini, 33.
- 15 Bohdansky, J.:
Plasma contamination due to plasma-wall-interaction. Physica Scripta 23, 119 (1981).
- 16 Borrass, K. and M. Söll:
Normal conducting steady-state toroidal magnet systems for large tokamaks. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981.
- 17 Borrass, K. and M. Söll:
Normal conducting steady-state toroidal magnet systems for ignited tokamaks. J. Fus. Energy II, No 1 (1981).
- 18 Bozsik, I. and I. Hofmann:
Space charge effects in focusing of intense ion beams. Nucl. Instr. Meth. 187, 305 (1981).
- 19 Bozsik, I. and I. Hofmann:
Final transport and focusing for the HIBALL heavy ion fusion conceptual reactors study. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 950 (1981).
- 20 Brambilla, M.:
The feasibility of igniting a thermonuclear plasma with lower hybrid heating. Proc. 2nd Grenoble-Varenna Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas (Como 1980), Comm. EC, 1981, 1, 285.
- 21 Brambilla, M.:
Nonlinear coupling of lower hybrid waves. Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fus. Res. (Brussels 1980), IAEA Vienna, 1981, 2, 483.

Veröffentlichungen

- 22 Brambilla, M., H.Brinkschulte, H.Derfler, D.Eckhardt, F.Leuterer, M.Münich, K.-H. Schmitter, F. v. Woyna and M.Zouhar: The lower hybrid heating experiment in ASDEX. IAEA Technical Committee Meeting on RF Heating, Princeton/USA 1981, I.5.
- 23 Brambilla, M. and A.Cardinali: Ray tracing of lower hybrid waves in toroidal plasmas. Proc. 2nd Grenoble-Varenna Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Como 1980, Comm. EC, 1981, 1, 405.
- 24 Breuer, R.A. and J.Ehlers¹⁾: Propagation of high-frequency electromagnetic waves through a magnetized plasma in curved space-time. II. Application of the asymptotic approximation. Proc. R. Soc. Lond. A 374, 65-86 (1981)
- 25 Breuer, R.A. and J.Ehlers¹⁾: Propagation of electromagnetic waves through magnetized plasmas in arbitrary gravitational fields. Astron.Astrophys. 96, 293-295 (1981)
- 26 Breuer, R.A., R.A.Matzner¹⁾, M.Rosenbaum¹⁾ and M.P.Ryan, Jr.¹⁾: Gravitational/electromagnetic conversion scattering on fixed charges in the Born approximation. Phys. Rev. D 23, No 2, 305-311 (1981).
- 27 Breuer, R.A. and E.Rudolph¹⁾: Radiation reaction and energy loss in the Post-Newtonian approximation of general relativity. General Relativity and Gravitation, 13, 777 (1981).
- 28 Brossmann, U.B.: Development of TF Coil support concepts by design methodology in case of a bitter-type magnet. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 2Q-06.
- 29 Brossmann, U.B., S.Mukherjee, M.Söll and Springmann: Thermal and mechanical stress analysis for a bitter-type toroidal field magnet for ZEPHYR, IEEE Transactions on Magnetics, MAG-17, No 5, 2117-2120 (1981).
- 30 Büchl, K., C.Andelfinger, H.Kollotzek, R.Lang and M.Ulrich: D₂-Pelletinjektion System. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 6S28.
- 31 Büchl, K., W.Riedmüller u. W VII-A Team: Injektion von Deuteriumpellets in den W VII-A Stellarator. Verhandl. DPG (VI) 16, 906 (1981).
- 32 Büchl, K., G.Vlases¹⁾ and ASDEX Team: Pellet Injection Experiments in ASDEX. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 888 (1981).
- 33 Bünde, R.: Net energy balance of tokamak fusion power plants. Proc. 3rd IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology, Tokyo/Japan 1981.
- 34 Campbell, D.J.: Application of maximum entropy spectral analysis to Fourier transform spectroscopy. Proc. 6th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Ed. K.J. Button, Miami Beach/USA 1981, IEEE CAT No 81, CH1645-1 MTT, W/5/11.
- 35 Campbell, D.J. and A.Eberhagen: ECE-measurements on ASDEX. Proc. 6th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Ed. K.J. Button, Miami Beach/USA 1981, III CAT No 81, CH1645-1 MTT, T/3/3.
- 36 Canobbio, E.: Low frequency heating revisited. Nucl. Fus. 21, 759 (1981).
- 37 Canobbio, E.: Heating in toroidal plasmas (Report on the 2nd Joint Grenoble-Varenna Int. Symp., Como/Italy 1980). Nucl. Fus. 21, 115 (1981).
- 38 Canobbio, E.: Magnetic pumping with high heating efficiency. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 898 (1981).
- 39 Canobbio, E.: Focusing the ECRF fast wave in large devices. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 943 (1981).
- 40 Canobbio, E.: Low-frequency heating revisited (invited paper). In: Heating in Toroidal Plasmas, Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int. Symp., Como 1980, Comm. EC, Brussels 1981, II, 641 EUR 7424 EN.
- 41 Canobbio, E. (Editor): Heating in Toroidal Plasmas, I & II. Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int. Symp., Como 1980, Comm. EC Directorate-General XII-Fusion Programme, Brussels 1981, EUR 7424 EN CEC.
- 42 Canosa Rodrigo, B.¹⁾, H.Jeziorowski¹⁾, H.Knözinger¹⁾, X.Zh.Wang¹⁾, and E.Taglauer: Elemental distribution in NiMo/Al₂O₃ catalysts as studied by ion scattering spectroscopy - influence of calcination time. Bull. Soc. Chim. Belg. 90, 12, 1339 (1981).
- 43 Cap, F., D.Lortz, W.Lotz and J.Nührenberg: Three-dimensional analytical force-free MHD equilibria. Z. Naturforsch. 36a, 144 (1981).
- 44 Cardinali, A. and M.Brambilla: Ray tracing in toroidal axisymmetric devices, part I: theoretical analyses. Report EUR-CEA-FC 1092, Grenoble 1981.
- 45 Chodura, R.: Electric potential and plasma flow in a plasma-wall boundary layer with oblique magnetic field. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 943 (1981).
- 46 Chodura, R.: Simulation einer Plasmarandschicht. Verhandl. DPG (VI) 16, 891 (1981).
- 47 Chodura, R.: Structure of plasma-wall sheath with oblique magnetic field. Proc. IAEA Technical

Veröffentlichungen

- Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, II.C6.
- 48 Chodura, R., W.Dommaschk, F.Herrnegger, W.Lotz, J.Nührenberg and A.Schlüter: Theoretical optimization of Stellarators. IEEE Transactions on Plasma Science, PS-9, 221 (1981).
- 49 Chodura, R., W.Dommaschk, F.Herrnegger, W.Lotz, J.Nührenberg and A.Schlüter: Theoretical optimization of stellarators. Proc. US-Japan theory workshop on 3D MHD studies for toroidal devices, Oak Ridge, Tenn./USA 1981.
- 50 Chodura, R. and A.Schlüter: A 3D code for MHD equilibrium and stability. J. Comp. Phys. 41, 68 (1981).
- 51 Dänner, W.: Results of strategic calculations for optimizing the first wall life in a tokamak fusion reactor. Proc. 6th Int. Conf. on Struct. Mechanics in React. Technology, Paris 1981, N 4/1.
- 52 Dänner, W.: A comparison of AISI type 316 and German type DIN 1.4970 stainless steel with regard to the first-wall lifetime. Proc. 2nd Topical Meeting on F.R. Materials, Seattle/USA 1981, 2 B-2.
- 53 Daybelge, U.: Magnetized sheath between a metal surface and a collisionless plasma. Verhandl. DPG (VI) 16, 910 (1981).
- 54 Daybelge, U.: Scrape-off layer asymmetries in poloidal divertors. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 66.
- 55 Daybelge, U. and B.Bein¹): Electric sheath between a metal surface and a magnetized plasma. Phys. of Fluids 24 (6), 1190-1194 (1981).
- 56 DeBarbieri, O. and D.Düchs: Construction of ion distribution functions from fluid quantities. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, II.C10.
- 57 Dommaschk, W.: Solution to stellarator boundary value problems with a new set of simple toroidal harmonic functions. Z. Naturforsch. 36a, 251 (1981).
- 58 Düchs, D.: Plasma transport calculations for fusion reactors. In: Introduction to Plasma Physics for Fusion Reactors, Ispra Course, Harwood Academic Publishers, Ispra 1981.
- 59 Düchs, D.: Summary of the NET/INTOR Workshop on Confinement of Tokamak Plasmas. Europ. Contributions to the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII-2/81/DV 70, A.
- 60 Düchs, D., W.Kerner and A.McKenney: Requirements for the duration of the start-up phase of igniting tokamaks. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 1004 (1981).
- 61 Düchs, D. and A.McKenney: INTOR transport calculations. Europ. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20 III.4.2, Appendix 1.
- 62 Düchs, D. and A.McKenney: Calculation of Shine-Through. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20 III.4.2, Appendix 2
- 63 Düchs, D. and A.McKenney: Optimization of Ignition. Europ. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU / XII 2/81/EDV 20 III.1.1, Appendix 2.
- 64 Düchs, D. and A.McKenney: Energy spectrum of neutral D and T atoms outflux through the surface of the INTOR plasma. Europ. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20 III.3., Appendix 9.
- 65 Düchs, D. and A.McKenney: Period of main density and current rise in INTOR. Europ. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20 III.4.1., Appendix 1.
- 66 Düchs, D. and D.Pfirsich: Confinement time scaling. Europ. Contributions to the 3rd INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20 III.1.1, Appendix 1
- 67 Dullni, E.¹), P.Bogen¹), E.Hintz¹), D.Rusbüldt¹), B.Schweer¹), K.-H.Steuer and S.Goto¹): Measurements of the density and mean velocity of titanium atoms in front of the ASDEX divertor plates by laser induced fluorescence. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M.Keilhacker, U.Daybelge, Garching 1981, 48.
- 68 Eberhagen, A.: Performance of mechanically made low-pass filters for MM-wavelengths. Proc. Joint Workshop on ECE and ECRH (Oxford 1980), Eds. A.C.Riviere, A.F.Costley, UKAEA Culham Lab. 1981, 171.
- 69 Eberhagen A. H.-U.Fahrbach: Radiation-induced transmission loss in optical materials at infrared wavelengths. Proc. Int. Conf. Radiation Effects in Insulators, Arco/Lago di Garda 1981, No 59.

- 70 Eckstein, W.:
Charge fractions of reflected particles. In: Inelastic Particle-Surface Collisions, Eds. E.Taglauer, W.Heiland, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1981, 17, 157-183.
- 71 Eckstein, W., V.A.Molchanov¹⁾ and H.Verbeek:
The charge of He backscattered from Ni. Proc. 7th Int. Conf. on Atomic Coll. in Solids (1977), Moscow State University Publ. House, 1981, 2, 104.
- 72 Ehrenberg, J., R.Behrisch u. B.M.U.Scherzer:
Ionenbeschuss von Nickel mit Helium, Gasemission und Oberflächenstruktur. Verhandl. DPG (VI) 16, 342 (1981).
- 73 Engelhard, H.A.¹⁾, W.Bäck¹⁾, D.Menzel¹⁾ and H.Liebl:
Novel charged particle analyzer for momentum determination in the multichanneling mode: I. Design aspects and electron/ion optical properties. Rev. Sci. Instr. 52, 835 (1981).
- 74 Engelhardt, W., K.Behringer, G.Fußmann u. ASDEX Team:
Teilchentransport im Tokamak ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 875 (1981).
- 75 Fahrbach, H.-U., W.Köppendörfer, M.Münich, J.Neuhauser, H.Röhr, G.Schramm, J.Sommer and E.Holzhauser¹⁾:
Measurement of lower hybrid drift fluctuations in the boundary layer of a high-beta plasma by collective CO₂ laser light scattering. Nucl. Fus. 21, 257 (1981).
- 76 Feist, J.-H.:
Gas density distribution results for NBSTF. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981.
- 77 Feist, J.-H. and A.Stäbler:
Effect of streaming gas in a neutral beam injector. Proc. 3rd Neutral Beam Workshop, Talingburg, Tenn./USA 1981.
- 78 Feneberg, W.:
Impurity control and unloading from large tokamaks using resonant helical windings. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U.Daybelge, Garching 1981, 121.
- 79 Feneberg, W. and G.H.Wolf¹⁾:
A helical magnetic limiter for boundary layer control in large tokamaks. Nucl. Fus. 21, 669 (1981).
- 80 Fisser, H.:
A Multiple data stream protocol designed for a channel to channel connection between two CPUs. Proc. SEAS Anniversary Meeting, Nice/France 1981.
- 81 Frank, G.¹⁾ and R.Meyer-Spasche:
Computation of transitions in Taylor vortex flows. ZAMP 32, 710-720 (1981).
- 82 Frischmuth, H., J.Perchermeier, A.Stimmelmayer and H.Weichselgartner:
Separation of the hydrogen isotopes by preparative gas chromatography. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, No 7E-09.
- 83 Fußmann, G.:
Long pulse suprathreshold discharges in the ASDEX tokamak. Phys. Rev. Lett. 47, 1004 (1981).
- 84 Fußmann, G., K.Behringer and W.Engelhardt:
Transport and radiation losses of impurity ions in the ASDEX tokamak. Trends in Physics. Proc. 5th General Conf. of the Europ. Phys. Soc., Istanbul 1981, 44-45.
- 85 Fußmann, G., D.J.Campbell, A.Eberhagen, W.Engelhardt, F.Karger, M.Keilhacker, O.Klüber, K.Lackner, S.Sesnic, F.Wagner and ASDEX Team²⁾:
Long pulse suprathreshold discharges in the ASDEX tokamak. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 44.
dto. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 888 (1981).
- 86 Fußmann, G., P.Smeulders u. ASDEX Team²⁾:
Untersuchung zum Verhalten von Runawayelektronen in einem Divertor-Tokamak. Verhandl. DPG (VI) 16, 903 (1981).
- 87 Gautier, P., R.Gruber¹⁾ and F.Troyon¹⁾:
Numerical study of the ideal MHD stability limits in oblate spheromaks. Nucl. Fus. 21, 1399 (1981),
- 88 Gohl, K.-H.:
Extension of a hierarchical storage management system by a mass storage system using VMCF. Proc. SEAS Anniversary Meeting, Nice/France 1981.
- 89 Gormezano, C.¹⁾, C.Cardinali¹⁾, W.Hess¹⁾, G.Ichtchenko¹⁾, R.Magne¹⁾, G.Melin¹⁾, G.W.Pacher, H.D.Pacher, F.Söldner, G.Tonon¹⁾ and J.G.Wegrowe:
Ion heating data using Lower Hybrid Heating in the WEGA tokamak. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 973 (1981).
- 90 Gormezano, C.¹⁾, C.Cardinali¹⁾, W.Hess¹⁾, G.Ichtchenko¹⁾, R.Magne¹⁾, G.Melin¹⁾, G.W.Pacher, H.D.Pacher, M.El Shaer¹⁾ and J.G.Wegrowe:
Interaction of LH-waves with suprathreshold electrons in the tokamak WEGA. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 974 (1981).
- 91 Gormezano, C.¹⁾, W.Hess¹⁾, G.Ichtchenko¹⁾, R.Magne¹⁾, G.Melin¹⁾, G.W.Pacher, H.D.Pacher, M.El Shaer¹⁾, F.Söldner, G.Tonon¹⁾ and J.G.Wegrowe:
Measurements of the scrape-off layer in WEGA in the presence of lower hybrid heating. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 974 (1981).

Veröffentlichungen

- 92 Gormezano, C.¹⁾, W.Hess¹⁾, G.Ichtchenko¹⁾, R.Magne¹⁾, T.K.Nguyen¹⁾, G.Tonon¹⁾, G.W.Pacher, H.D.Pacher, F.Söldner and J.G.Wegrowe:
Lower-hybrid-heating data on the WEGA experiment revisited, using ion-stochastic-heating and electron Landau damping theories. Nucl. Fus. 21, 9 (1981).
- 93 Gormezano, C.¹⁾, W.Hess¹⁾, G.Ichtchenko¹⁾, R.Magne¹⁾, G.Melin¹⁾, T.K.Nguyen¹⁾, G.W.Pacher, H.D.Pacher, F.Söldner, G.Tonon¹⁾ and J.G.Wegrowe:
Conditioning of grill couplers for lower hybrid heating in WEGA. Proc. Technical Meeting on R.F. heating of large fusion experiments, Princeton/USA 1981.
- 94 Gräff, P. and D.Pfirsch:
Turbulent diffusion - a rigorous treatment. Proc. 6th Int. Conf. on Mathematical Physics, Berlin 1981.
- 95 Grieger, G.:
INTOR Physics. Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Physics, Moscow 1981, II (invited papers).
- 96 Grieger, G.:
The role of INTOR in the fusion programm and INTOR test programme. Proc. IAEA Techn. Committee and Workshop: Fusion Reactor Design Technology, Tokyo/Japan 1981.
- 97 Gruber, O.:
Scaling of energy confinement in ohmically heated tokamaks. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 943 (1981).
- 98 Gruber, O.:
Data fitting by simulation calculations for Pulsator and Alcator C. JET-Workshop on Interpretation Codes, Ed. M.Brusati, Culham 1981, Report JTN-B (81) 175, 4.
- 99 Gruber, O.:
Scaling of plasma transport in ohmically heated tokamaks. Summary of the NET/INTOR Workshop on Confinement of Tokamak Plasmas, Ed. D.Düchs, Garching 1981.
- 100 Gruber, R.¹⁾, W.Kerner, P.Merkel, J. Nührenberg, W.Schneider and F.Troyon¹⁾:
Stability-beta limit of helical equilibria. Comp. Phys. Com. 24, 389 (1981).
- 101 Gruber, R.¹⁾, S.Semenzato¹⁾, F.Troyon¹⁾, T.Tsunematsu¹⁾, W.Kerner, P.Merkel and W.Schneider:
Hera and other extensions of ERATO. Comp. Phys. Com. 24, 363 (1981).
- 102 Gruber, R.¹⁾, F.Troyon¹⁾, D.Berger¹⁾, L.C.Bernard¹⁾, S.Rousset¹⁾, R.Schreiber¹⁾, W.Kerner, W.Schneider and K.V.Roberts¹⁾:
ERATO stability code. Comp. Phys. Com. 21, 323 (1981).
- 103 Gruber, R.¹⁾, F.Troyon¹⁾, S.Rousset¹⁾, W.Kerner and L.C.Bernard¹⁾:
Transformation of ERATO into a ζ W Code. Comp. Phys. Com. 22, 383 (1981).
- 104 Hacker, H., H.Jäckel, P.Smeulders, W VII Team³⁾ u. Neutralinjektions-Team⁴⁾:
Strahlungsverhalten im W VII-A Plasma. Verhandl. DPG (VI) 16, 904 (1981).
- 105 Haubenberger, W.D.:
Bitter-type magnet plate design with compound conductor of ultrahigh mechanical strength. Proc. 9th Symp. on Engineering Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981.
- 106 Heinzl, St.:
Virtual machine networks and their efficient communication in VM. Proc. SEAS Anniversary Meeting Nice/France 1981.
- 107 Herrnegger, F.:
Finite-beta stellarator equilibria with reduced toroidal displacement. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 1044 (1981).
- 108 Hertweck, F.R.:
W. Brauer (GI) Informatik Fachberichte 37 Terminalsysteme für wissenschaftliche Anwender - Schlußfolgerungen aus den Erfahrungen mit AMOS. Springer Verlag, Berlin 1980, 143-156.
- 109 Hertweck, F.R.:
System Communications: Conceptual Considerations. Proc. SEAS Spring Technical Meeting, Bari/Italien 1981.
- 110 Hertweck, F.R.:
Workstation/Implemented as a VM/370 Virtual Machine. Proc. Cray User Group Meeting (CUG), Schliersee 1981.
- 111 Hirsch, K.¹⁾, H.Salzmann¹⁾, H.Röhr u. K.-H.Steuer:
Thomsonstreuung mit einem Nd-Glaslaser und Avalanche-Detektoren an ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 931 (1981).
- 112 Hofmann, I.:
Emittance growth of ion beams with space charge. Nucl. Instr. Meth. 187, 281 (1981).
- 113 Hofmann, I.:
Limitation of bunch compression in the ring due to the envelope instability and higher order modes. Proc. Workshop on Use of the Spallation Neutron Source for Heavy Ion Fusion Beam Dynamics Studies, Ed. N.M. King, Rutherford Lab., Chilton/England 1981, 77.
- 114 Hofmann, I.:
Emittance growth of beams close to the space charge limit. IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 399 (1981).
- 115 Ichtchenko, G., M.Moresco, A.Vendramin and E.Zilli:
Detection of lower hybrid waves by coherent scattering of microwaves: preliminary results in WEGA. Int. Journal of Infrared and MM-waves 2, 4, 713 (1981).

Veröffentlichungen

- 116 INTOR - Europ. Contributions to the 5th Meeting of the INTOR Workshop. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81 EDV 10. field magnet concept for ZEPHYR. IEEE Trans. on Magnetics, MAG 17, No 5, 2113 (1981).
- 117 INTOR - Conclusions from the 5th Meeting of the INTOR Workshop. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 14. 131 Johnson, J.L.¹⁾, G.Grieger, D.J.Lees¹⁾, M.S.Rabinovich¹⁾, J.L.Shohet¹⁾ and K.Uo¹⁾: The stellarator programme. IEEE Trans. on Plasma Science, PS-9, No 4, 142 (1981).
- 118 INTOR - Europ. Contributions to the 6th Meeting of the INTOR Workshop. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20. 132 Johnson, J.L.¹⁾, G.Grieger, D.J.Lees¹⁾, M.S.Rabinovich¹⁾, J.L.Shohet¹⁾ and K.Uo¹⁾: The stellarator programme. Report PPPL-1832 uc-20a,b, Princeton, N.Y. (1981).
- 119 INTOR - Conclusions from the 6th Meeting of the INTOR Workshop. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 24. 133 Junker, J., O.Vollmer, W VII-A Team³⁾ u. Neutralinjektions-Team⁴⁾: Die Ionentemperatur im neutralteilchen-geheizten Stellarator W VII. Verhandl. DPG (VI) 16, 903 (1981).
- 120 INTOR - Phase One - Conceptual Design -, Preliminary Copy of Final Report, Vols. I, II, III. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 50. 134 Keilhacker, M.: Untersuchungen zur Verunreinigungs-kontrolle am Tokamak ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 875 (1981).
- 121 INTOR - Phase IIA - Conclusions from the 2nd Meeting of the INTOR Workshop. IAEA Vienna, 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 60. 135 Keilhacker, M. and ASDEX Team²⁾: Divertor experiments in ASDEX. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 23.
- 122 INTOR - Phase IIA - European Contributions to the 3rd Workshop Meeting. Brussels/Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 70. 136 Keilhacker, M. and U.Daybelge: Divertors and Impurity Control Report on the IAEA Technical Committee Meeting, Garching 1981, Nucl. Fus. 21, 1497 (1981).
- 123 INTOR - Phase IIA - Conclusions from the 3rd Workshop Meeting. Brussels/Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 80. 137 Kerner, W., P.Gautier, K.Lackner, W.Schneider, R.Gruber¹⁾ and F.Troyon¹⁾: Ideal magnetohydrodynamic stability of high-beta, high-current tokamak equilibria. Nucl. Fus. 21, 1383 (1981).
- 124 Jackson, D.P.¹⁾, W.Heiland¹⁾ and E.Taglauer: Multiple-scattering effects in ion-surface interactions at low energies. Phys. Rev. B 24, 4189 (1981). 138 Kerner, W. and H.Tasso: Tearing mode stability in 1D and 2D. Comp. Phys. Com. 24, 407 (1981).
- 125 Jäckel, H., W VII-A Team³⁾ and Neutral Injection Team⁴⁾: Wendelstein VII-A Stellarator. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 891 (1981). 139 Kißlinger, J., R.Chodura, F.Rau u. W VII-A Team³⁾: Über driftoptimierte Konfigurationen diskreter Ströme. Verhandl. DPG (VI) 16, 906 (1981).
- 126 Jackman, T.E.¹⁾, J.A.Davies¹⁾, W.Eckstein and J.A.Moore¹⁾: An experimental study of the 180° back-scattering yield enhancement. Nucl. Instr. & Meth. 000 NIM S 227 (1981). 140 Klüber, O.: Summary of the NET/INTOR Workshop on Disruption Characteristics and Control. INTOR - Europ. Contribution. IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII-2/81/EDV 70, B.2.
- 127 Jäger, W.¹⁾ and J.Roth: He trapping and bubble formation in Ni, stainless steel 316 and amorphous alloys. Nucl. Instr. Meth. 182/183, 975 (1981). 141 Knobloch, A.F.: INTOR R+D bar charts partial revision and evaluation. INTOR - Europ. contributions to the 5th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 10, chapter XII.
- 128 Jaenicke, R. u. W VII-A Team³⁾: Einfluß von magnetischen Inseln auf die Elektronentemperaturprofile im Stellarator W VII-A. Verhandl. DPG (VI) 16, 904 (1981). 142 Knobloch, A.F.: Evaluation of existing information on INTOR related R+D. INTOR - Europ. contributions to the 6th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20, chapter XVIII.
- 129 Jaenicke, R. and W VII-A Team³⁾: Temperature and density profiles in the presence of tearing modes in the W VII-A stellarator. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 892 (1981).
- 130 Jandl, O., M.Söll, E.Springmann and B.Streibl: Stress analysis of the tape-wound toroidal

Veröffentlichungen

- 143 Knobloch, A.F.:
INTOR capital cost estimate. INTOR - Europ. contributions to the 6th Meeting of the INTOR Workshop, IAEA Vienna 1981, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20, chapter XIX.
- 144 Knözinger, H.¹⁾ and E.Taglauer:
Ion scattering spectroscopy and Raman spectroscopy for catalyst characterization. Proc. Symp. on Chem. Physics of Catalysis, Am. Chem. Soc., Div. of Petromelum Chem. Inc., Atlanta 1981, 357.
- 145 Kunze, R.-C. and H.Lohnert:
Damping elements in the high voltage circuit of the ADSEX neutral injectors. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981.
- 148 Lackner, K. u. J.Neuhauser:
Einfluß einer Rand-Strahlungsschicht auf die Plasma-Wand-Wechselwirkung. Verhandl. DPG (VI) 16, 890 (1981).
- 149 Lackner, K. and J.Neuhauser:
Simulation code predictions concerning the existence of a radiating boundary layer. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, II.R2.
- 150 Lackner, K., W.Schneider and U.Seidel:
Poloidal field design for INTOR. INTOR - Europ. Contributions to the 3rd Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 20, III.2, annex 2.
- 151 Lackner, K., W.Schneider and Seidel:
Effect of toroidal coil size reduction on toroidal field system. INTOR - Europ. Contributions to the 3rd Workshop, IAEA Vienna, EUR FU BRU/XII 2/81/EDV 70, F.1.2.4.-1.
- 152 Langer, H.:
Resonante Lyman-Alpha-Erzeugung in Berylliumdampf. Verhandl. DPG (VI) 16, 406 (1981).
- 153 Liebl, H.:
Beam optics in secondary ion mass spectrometry. Nucl. Instr. & Meth. 187, 143 (1981).
- 154 Liebl, H.:
Comment on an analysis of some solution techniques for electrostatic coaxial lenses. Optik 58, No 6, 433 (1981).
- 155 Liebl, H.:
Optimum sample utilization in secondary ion mass spectrometry. Nucl. Instrum. & Meth. 191, 183 (1981).
- 156 Lisitano, G., A.Capitanio, M.Bergbauer, D.E.Groening, N.Ruhs, E.Rossetti u. ASDEX-Team²⁾:
Plasma-Dichte-Profil Messungen an ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 902 (1981).
- 157 Lister, G., W VII-A Team³⁾ and Neutral Injection Team⁴⁾:
Neutral beam deposition and fast ion confinement in W VII-A. Verhandl. DPG (VI) 16, 906 (1981).
- 158 Lortz, D. and J.Nührenberg:
Explicit asymptotic magnetic surfaces. Z. Naturforsch. 36a, 317 (1981).
- 159 Lortz, D. and J.Nührenberg:
Ballooning modes in low- β stellarators. Proc. Sherwood Meeting, Austin/Texas 1981, 3B47.
- 160 Lortz, D. and J.Nührenberg:
Stellarator equilibria at finite aspect ratio. Proc. Sherwood Meeting, Austin/Texas 1981, 3B46.
- 161 Lortz, D. and J.Nührenberg:
Omnigenous stellarators. Proc. Sherwood Meeting, Austin/Texas 1981, 3B48.
- 162 Lortz, D. and E.Rebhan:
Eigenvalue bounds for Hill's equation. Math. Meth. in the Appl. Sci. 2, 288 (1980).
- 163 Lotz, W. and J.Nührenberg:
Monte-Carlo simulation of ion transport in analytical tokamak and stellarator fields. Proc. Sherwood Meeting, Austin/Texas 1981, 3B41.
- 164 Loxton, C.M.¹⁾, R.J.MacDonald¹⁾ and E.Taglauer:
A comparison of measurements of the energy of atoms sputtered in excited states. Surf. Sci. 102, L76 (1981).
- 165 Maderlechner, H.¹⁾, R.Behrisch, B.M.U.Scherzer and M.T.Robinson¹⁾:
Sputtering yield calculations for light-ions near threshold energies. Proc. 7th Int. Conf. on Atomic Coll. in Solids (1977), Moscow State University Publ. House, 1981, 2, 39.
- 166 Mahn, C. and J.Meyer:
Mirror instabilities in the Wendelstein VII-A stellarator observed by CO₂-laser-light scattering. Phys. Rev. Lett. 46, 1206 (1981).
- 167 Mark, van E., H.Preis u. H.Wedler:
Untersuchungen an einem Druckluft-Leistungsschalter für das Kernfusions-experiment ASDEX (in Englisch und Deutsch). etz Archiv, 3, H.11, S.377-382 (1981).
- 168 Marlier, S.:
Stromfreier Plasmaeinfluß im Wendelstein VII-A. Naturwissenschaftl. Rundschau 34, 340 (1981).
- 169 Matschke, F.E.P.¹⁾, W.Eckstein and H.Verbeek:
Charge state of hydrogen backscattered from a gold single crystal. Proc. 7th Int. Conf.

- on Atomic Collisions in Solids (1977),
Moscow State University Publ. House, 1981,
2, 98.
- 170 Meservey, E.B.¹⁾, V.Arunasalam¹⁾,
C.Barnes¹⁾, K.Bol¹⁾, N.Bretz¹⁾, S.Cohen¹⁾,
P.Colestock¹⁾, D.Dimock¹⁾, H.F.Dylla¹⁾,
D.Eames¹⁾, P.Efthimion¹⁾, H.Eubank¹⁾,
R.Goldston¹⁾, L.Grisham¹⁾, E.Hinnov¹⁾,
J.Hosea¹⁾, J.Hovey¹⁾, H.Hsuan¹⁾, D.Hwang¹⁾,
F.Jobes¹⁾, R.Kaita¹⁾, G.M.McCracken¹⁾,
E.Mazzucato¹⁾, S.Medley¹⁾, D.Mueller¹⁾,
N.Sauthoff¹⁾, G.Schilling¹⁾, J.Schivell¹⁾,
L.Stewart¹⁾, J.Strachan¹⁾, W.Stodiek¹⁾,
S.Suckewer¹⁾, M.Ulrickson¹⁾, D.Voss¹⁾, S.von
Goeler¹⁾, G.Zankl, W.R.Wampler¹⁾ and C.W.Magee¹⁾:
The effect of plasma surface interactions on
PLT plasma parameters. J. of Nucl. Materials
93 & 94, 267-271 (1981).
- 171 Minardi, E.:
Thermodynamics of the magnetic equilibria of
a semicollisionless plasma. J. Plasma
Physics 25, 413 (1981).
- 172 Möller, W., Th.Pfeiffer¹⁾, M.Schluckebier¹⁾:
Carbon buildups by ion-induced polymeriza-
tion under 100-400 keV H, He and Li
bombardment. Nucl. Instr. & Meth. 182/183,
297 (1981).
- 173 Müller, E.R. and ASDEX Team²⁾:
Total radiation losses in ohmically heated
tokamak ASDEX. Proc. IAEA Technical
Committee Meeting on Divertors and Impurity
Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge,
Garching 1981, 41.
- 174 Müller, E.R., G.Becker, K.Behringer,
M.Keilhacker, H.Murmann, H.Niedermeyer,
G.Siller and ASDEX Team²⁾:
Plasma energy balance in the divertor region
of ASDEX. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 887
(1981).
- 175 Müller, E.R., H.Murmann, H.Niedermeyer,
Y.K.Hsieh u. ASDEX Team²⁾:
Analyse des Energieflusses im Tokamak ASDEX.
Verhandl. DPG (VI) 16, 902 (1981).
- 176 Murmann, H., O.Klüber and ASDEX Team²⁾:
Energy confinement in the tokamak devices
ASDEX and Pulsator. Bull. Am. Phys. Soc. 26,
888 (1981).
- 177 Muskalla, K.¹⁾, Th.Pfeiffer¹⁾ and W.Möller:
A comparison of optical and nuclear methods
for the measurement of the thickness of thin
metal foils. Thin Sol. Films 76, 259 (1981).
- 178 Neuhauser, J., G.Becker, K.Borrass,
K.Lackner and R.Wunderlich:
Influence of scrape-off layer characteris-
tics on radiation cooling at the edge of a
tokamak fusion plasma. Bull. Am. Phys. Soc.
26, 943 (1981).
- 179 Neuhauser, J., K.Lackner and R.Wunderlich:
Self-limitation of impurity production by
radiation cooling at the edge of a fusion
plasma. Proc. IAEA Technical Committee
Meeting on Divertors and Impurity Control,
Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching
1981, III.C2.
- 180 Niedermeyer, H. and ASDEX Team²⁾:
Divertor and scrape-off layer in ASDEX.
Proc. IAEA Technical Committee Meeting on
Divertors and Impurity Control, Eds.
M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981,
39.
- 181 Nührenberg, A.W.¹⁾, H.U.Bauder¹⁾, C.Mooser¹⁾
and R.Behrish:
Cathode erosion in vacuum arcs and unipolar
arcs. Beitr. aus der Plasmaphysik 21, 2, 128
(1981).
- 182 Ott, W.:
Chairman's summary. Proc. 3rd Neutral Beam
Workshop, Gatlingburg, Tenn./USA 1981.
- 183 Ott, W., Neutral Injection Team⁴⁾ and
W VII-A Team³⁾:
Neutral injectors for the W VII-A
stellarator reliability impurities. Proc.
3rd Neutral Beam Workshop, Gatlinburg,
Tenn./USA 1981.
- 184 Ott, W., F.P.Penningsfeld, D.Cooper,
K.Freudenberger, F.Probst, H.Ringler, E.Speth
and R.Süß:
Experience with the Wendelstein VII-A
injectors. Proc. 3rd Neutral Beam Workshop,
Gatlinburg, Tenn./USA, 1981.
- 185 Ott, W., F.P.Penningsfeld, D.Cooper,
K.Freudenberger, F.Probst, H.Ringler,
E.Speth and R.Süß:
Experience with the Wendelstein VII-A
neutral injectors. Proc. 9th Symp. on
Engineering Probl. of Fus. Res., Chicago/USA
1981, 4P-03.
- 186 Perchermeier, J., H.Frischmuth,
A.Stimmelmayer, H.Weichselgartner:
Separation of the hydrogen-isotopes by
preparative gaschromatography. 9th Symp. on
Engineering Probl. of Fus. Res., Chicago/USA
1981.
- 187 Pillsticker, M., H.Kollotzek, U.Seidel,
F.Werner
The ZEPHYR poloidal field coils. IEE Trans.
on Magnetics, MAG 17, No 5, 1915 (1981).
- 188 Pocock, R.:
Progress towards a standard job control
language. (Review Paper). Proc. SEAS
Anniversary Meeting, Nice/France 1981.
- 189 Poschenrieder, W. u. ASDEX Team²⁾:
Erfahrungen mit der Konditionierung von
ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 898 (1981).
- 190 Poschenrieder, W., G.Haas, F.Wagner and
ASDEX Team²⁾:
Particle fluxes and densities in plasma

Veröffentlichungen

- boundary and divertor of ASDEX. Bull. Am. Phys. Soc. 26, (1981).
- 191 Pritchett, P.L. and E.Canobbio:
Resonant absorption of Alfvén waves. Phys. Fluids 24, 2374 (1981).
- 192 Rapp, H. and F.Wesner:
Design and first results of the ASDEX tokamak. Proc. 2nd All-Union Conf. on Eng. Probl. of Fus. Res., Leningrad 1981, (invited paper).
- 193 Renner, H., W VII- Team³) and Neutral Injection Team⁴):
Recent results on Wendelstein VII-A stellarator. Proc. Annual Conf. on Plasma Physics, University of Swansea, The Institute of Physics, Plasma Physics Group, England 1981.
- 194 Ringler, H., W VII-A Team³) u. Neutral-injektions-Team⁴):
Kombination Ohmscher Heizung und Strahlungskühlung ("negative Heizung") zur Bestimmung der Elektronenwärmeleitfähigkeit im W VII-A Stellarator. Verhandl. DPG (VI) 16, 905 (1981).
- 195 Ringler, H., W VII-A Team³) and Neutral Injection Team⁴):
Electron heat transfer and particle confinement in the Wendelstein VII-A stellarator. Bull. Am. Phys. Soc. 26, 891 (1981).
- 196 Röhr, H.:
Rotational Raman scattering of hydrogen and deuterium for calibrating Thomson scattering devices. Physics Letters 81A, 451 (1981).
- 197 Röhr, H., K.-H.Steuer, K.Hirsch¹) and H.Salzmänn¹):
The first high repetition rate Thomson scattering experiments on a tokamak. Proc. 2nd Meeting of the American Physical Society, Div. of Plasma Physics, post deadline paper.
- 198 Roth, J. u. J.Bohdansky:
Winkelverteilung von reflektierten und zerstäubten Atomen bei Beschuß von Zweikomponentensystemen mit leichten Ionen. Verhandl. DPG (VI) 16, 909 (1981).
- 199 Roth, J. u. A.P.Martinelli:
Zeitaufgelöste Messungen der Wasserstoff-Flüsse in der Plasmarandschicht von ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 898 (1981).
- 200 Sakanaka, P.H. and D.Düchs:
Transport properties of plasma in TBR. Proc. 33rd Annual Meeting of Brazilian Soc. for the Progress in Science, Salvador/Bahia 1981.
- 201 Sardei, F. and H.K.Wimmel:
Improved formulas for trapped-ion anomalous transport in tokamaks without and with shear. Plasma Physics 23 (9), 793 (1981).
- 202 Schlüter, A. and U.Schwenn:
Equilibrium and stability studies with the 3D MHD Code TUBE. CPC 24, 263 (1981).
- 203 Schmalz, R.:
Reduced, three-dimensional, nonlinear equations for high- β plasmas including toroidal effects. Phys. Lett. 82A, 14-17 (1981).
- 204 Schmalz, R.:
High β and toroidal effects in three dimensions. Comp. Phys. Com. 24, 421-425 (1981).
- 205 Schmitter, K.-H.:
The tokamak - an imperfect frame of reference? 5th Course: Unconventional Approches to Fusion, Int. School of Fus. React. Technology, Erice/Italien 1981.
- 206 Schmitter, K.-H.:
Bericht über die Fachsitzung Fusion auf der Jahrestagung Kerntechnik. atomwirtschaft - atomtechnik, 89, 507 (1981).
- 207 Schneider, F.:
Plasma control techniques of the ASDEX feedback system. Proc. 9th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 2W-10.
- 208 Schneider, J. and H.Verbeek:
Hydrogen backscattering from TiN, TiC and TiB₂. J. Nucl. Mat. 97, 319 (1981).
- 209 Schneider, P.J. u. H.Verbeek:
Wasserstoff-Rückstreuung von TiB₂, TiC und TiN. Verhandl. DPG (VI) 16, 909 (1981).
- 210 Scheider, F. and F.Wesner:
Operational experiences with the ASDEX magnetic field coil system. IEEE Trans. on Magnetics MAG 17, No 5, 1691 (1981).
- 211 Schumacher, U.:
Relativistische Elektronenringe als intensive kontinuierliche VUV-Strahlungsquelle. Verhandl. DPG (VI) 16, 916 (1981).
- 212 Schumacher, U.:
Alphaeilchen-Diagnostik für Fusionsplasmen. Verhandl. DPG (VI) 16, 932 (1981).
- 213 Schumacher, U.:
High-intensity vacuum ultraviolet continuum emission from intense relativistic electron rings. Nucl. Instr. and Methods 185, 545 (1981).
- 214 Seefeld, H.V.¹), R.Behrisch, B.M.U.Scherzer, P.Staib and H.Schmidl:
Sputtering and stoichiometric changes by bombardment of Ta₂O₅ with keV light ions. Proc. 7th Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids (1977), Moscow State University Publ. House, 2, 327 (1981).

Veröffentlichungen

- 215 Smeulders, P., A.Weller, W VII-A Team³⁾ u. Neutralinjektions-Team⁴⁾: Instabilitätsverhalten des Wendelstein VII-A Plasmas während Neutralteilcheninjektion und Stromreduktion. Verhandl. DPG (VI) 16, 903 (1981).
- 216 Smeulders, P., W VII-A Team³⁾ and Neutral Injection Team⁴⁾: Evolution of radiation losses and importance of charge exchange between plasma impurities and injected beam neutrals in the W VII-A stellarator. Abstracts of 5th General Conf. "Trends in Physics" of the EPS, Istanbul 1981, 34.
- 217 Smeulders, P., W VII-A Team³⁾ and Neutral Injection Team⁴⁾: Importance of charge exchange between plasma impurities and injected beam neutral and evolution of radiation losses in the W VII-A stellarator. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 43.
- 218 Snowdown, J.¹⁾, W.Heiland¹⁾ and E.Taglauer: Molecule formation during sputtering by two-body associative ionization with diabatic curve crossing. Phys. Rev. Lett. 46, 4, 284 (1981).
- 219 Spies, G.O.: Sufficient criterion for magnetohydrodynamic stability and the low-shear limit. Plasma Physics 23, 243 (1981).
- 220 Stäbler, A., O.Vollmer, J.Bäumler, D.Cooper, W.Ertl, J.-H.Feist, K.Freudenberger, J.Kolos, R.-C.Kunze, H.Lohnert, W.Melkus, E.Speth and G.Wulff: Performance of the ASDEX neutral beam injector. Proc. 9th Symp. on Engin. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981.
- 221 Staib, P.: Edge plasma parameter measured by an ExB drift velocity analyser. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching 1981, I.C11, 46.
- 222 Staib, P. u. G.Staudenmaier: Flüsse und Temperaturen geladener Teilchen in der Randschicht von ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 899 (1981).
- 223 Staudenmaier, G.: Impurity transport in the boundary layer plasma of ASDEX. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Garching 1981, H6.
- 224 Staudenmaier, G., P.Staib u. S.Rossnagel¹⁾: Verunreinigungsflüsse und Transport im ASDEX-Randschichtplasma. Verhandl. DPG (VI) 16, 898 (1981).
- 225 Steuer, K.H.: Wie weit ist der Weg zum Fusionsreaktor. Verhandl. DPG (VI) 16, 557 (1981).
- 226 Strachan, J.D. and G.Zankl: Improvements to the PLT neutron calibration. Report PPPL-TM-353, Princeton University, Princeton/N.J. 1981.
- 227 Sudan, R.N. and D.Pfirsch: On the relation between "mixing length" and "direct interaction approximation" theories of turbulence. Report LPS 296, Cornell University, Ithaca/New York 1981.
- 228 Taglauer, E.: Surface modifications due to preferential sputtering. US-FRG-Austr. Workshop on Electron and Ion Beam Techniques for the Analysis of Surfaces, University of Newcastle/Australia 1981, 16.
- 229 Taglauer, E.: Der Einfluß der Oberflächenstruktur auf die Desorption von Adsorptionsschichten durch Ionenbeschuß. Verhandl. DPG (VI) 16, 909 (1981).
- 230 Taglauer, E., W.Heiland¹⁾ (Editors): Inelastic particle-surface collisions. Springer-Series in Chemical Physics, 17, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1981.
- 231 Taglauer, E. u. P.Varga¹⁾: Untersuchungen zur Tiefe der entmischten Schicht bei präferenzzieller Zerstäubung. Verhandl. DPG (VI) 16, 979 (1981).
- 232 Tutter, M., W VII-A Team³⁾ u. Neutralinjektions-Team⁴⁾: Elektronenzyklotron-Strahlung am W VII. Verhandl. DPG (VI) 16, 905 (1981).
- 233 Ulrich, B.T.: Josephson junctions, plasma physics and electron temperatures. Proc. 6th Int. Conf. on Noise in Physical Systems. Washington, D.C. 1981.
- 234 Vernickel, H.: Probleme der Limiter bei Tokamaks der nächsten Generation. Verhandl. DPG (VI) 16, 897 (1981).
- 235 Vlases, G.C.: Linear fusion reactor systems. Proc. 5th Int. School on Fusion reactor Systems: Alternate Concepts, Eds. B.Brunelli, G.Leotta, Erice 1981.
- 236 Wagner, F., K.Behringer, W.Engelhardt, O.Klüber, W.Poschenrieder u. ASDEX Team²⁾: Recycling von Wasserstoff in ASDEX. Verhandl. DPG (VI) 16, 902 (1981).

Veröffentlichungen

- 237 Wagner, F. and ASDEX Team²⁾:
Hydrogen recycling in divertor discharges of ASDEX. Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Divertors and Impurity Control, Eds. M. Keilhacker, U. Daybelge, Garching 1981, 40.
- 238 Wedler, H. and E.v. Mark:
4000 shots with the ASDEX ohmic heating breaker. Proc. 9th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 2V-10.
- 239 Weichselgartner, H.:
A new process to remove tritium from glove box atmospheres. Proc. 9th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 4W-02.
- 240 Wesner, F., H. Rapp and F. Schneider:
Operational experience with the ASDEX divertor tokamak. Proc. 9th Symp. on Eng. Probl. of Fus. Res., Chicago/USA 1981, 7A-03.
- 241 Wobig, H.:
Plasmaheizung durch Neutralteilcheninjektion in Wendelstein VII-A. Phys. Blätter 37, 3, 66 (1981).
- 242 Wobig, H.:
Alternative Linien mit magnetischem Einschluß. Jahrestagung Kerntechnik, Sonderheft Deutsches Atomforum e.V., Düsseldorf 1981, 1-10.
- 243 Wobig, H., J. Kiblinger u. W VII-A Team³⁾:
Der modulare Stellarator. Verhandl. DPG (VI) 16, 881 (1981).
- 244 Wrobel, W.-G.:
Ein einfaches Kriterium für die Abstimmbarkeit eines gepulsten Lasers. Verhandl. DPG (VI) 16, 409 (1981).
- 245 Wrobel, W.-G., K.H. Steuer u. H. Röhr:
Die Kinetik des Argon-Exzimer-Lasers. Verhandl. DPG (VI) 16, 405 (1981).
- 246 W VII-A Team³⁾, J. Kisslinger, R. Chodura u. F. Rau:
Über driftoptimierte Konfigurationen diskreter Ströme. Verhandl. DPG (VI), 16, 906 (1981).
- 247 W VII-A Team³⁾, Neutralinjektions-Team⁴⁾, J. How, F. Leuterer, C. Mahn u. G. Müller:
Mikrowellen- und CO₂-Laserstreuung am W VII-Stellarator für Fluktuationsmessungen. Verhandl. DPG (VI) 16, 905 (1981).
- 248 Zankl, G., R. Lewis¹⁾, W. Pettus¹⁾, J. Schmotzer¹⁾ and J.D. Strachan¹⁾:
Neutron flux measurements around the Princeton Large Tokamak. Nucl. Instr. and Methods 185, 321-329 (1981).
- 249 Zehrfeld, H.P., G. Fußmann and B.J. Green¹⁾:
Electric field effects on relativistic charged particle motion in tokamaks. Plasma Physics 23, No 5, 473-489 (1981).

DISSERTATIONEN

- 250 Brunnhuber, J.:
Zerstörungsfreie Energieverlust- und Auger-Elektronen-Spektroskopie von Adsorptionsschichten auf Wolfram-Einkristallflächen. Technische Universität München, 1981
- 251 Ehrenberg, J.:
Gasemission und Oberflächenveränderung bei Implantation von Helium in Nickel. Ludwig-Maximilians-Universität München, 1981
- 252 Shaer, M. El:
Plasma de bord dan un tokamak mesures et simulation numerique application au chauffage hybride du plasma de WEGA. Université de Grenoble, 1981

1) Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik

2) Behringer, K., Becker, G., Campbell, D., Eberhagen, A., Engelhardt, W., Fußmann, G., Gehre, O., v. Gierke, G., Glock, E., Haas, G., Karger, F., Keilhacker, M., Klüber, O., Kornherr, M., Lisitano, G., Mayer, H.M., McCormick, K., Meisel, D., Müller, R., Murmann, H., Niedermeyer, H., Poschenrieder, W., Rapp, H., Ruhs, N., Schneider, F., Siller, G., Steuer, K.-H., Wagner, F.

3) Amiranoff, N., Bartlett, D.V., Cattanei, G., Dorst, D., Elsner, A., Grieger, G., Hacker, H., Jäckel, H., Jaenicke, R., Javel, P., Junker, J., Kick, M., Lathe, R., Mahn, C., Marlier, S., Müller, G., Ohlendorf, W., Renner, H., Ringler, H., Smeulders, P., Tutter, M., Ulrich, B., Weller, A., Würsching, E., Zippe, M.

4) Cooper, D., Freudenberger, K., Lister, G., Ott, W., Penningsfeld, F.P., Speth, E.

LABORBERICHTE

- IPP 1/185 Langer, H.J., Erzeugung intensiver Lyman-Alpha (121,6nm)-Strahlung durch optisch nichtlineare Prozesse. (1981)
- IPP 1/186 Wrobel, W.-G., Der Argon-Exzimer-Laser. (1981)
- IPP 1/187 Amenda, W., Lang, R.S., Nachfüllung von Plasmamaschinen durch Pelletinjektion mittels Zentrifuge. (1981)
- IPP 1/188 Kerner, W., Tasso, H., Tearing Mode Stability for Arbitrary Current Distribution. (1981)
6/205
- IPP 1/189 Gottardi, N., Mast, F., Preis, H., Diffusion of the Vertical Field into the Tape-Wound Magnet. (1981)
- IPP 1/190 Kerner, W., Tasso, H., Tearing Mode Stability in 1D and 2D. (1981)
6/207
- IPP 1/191 Lengyel, L.L., Analysis of Radiating Plasma Boundary Layers. (1981)
- IPP 1/192 Breit, E., Broßmann, U., Gruber, J.E., Haubenberger, W.D., Jandl, O., Kamm, S., Mast, F., Mukherjee, S., Söll, M., Springmann, E., Streibl, B., Toroidal Field Magnets for ZEPHYR Tape and Bitter Concepts Conductor and Insulation Materials. (1981)
- IPP 1/193 Andelfinger, C., Büchl, K., Lang, R.S., Schilling, H.B., Ulrich, M., Pellet Injectors for JET. (1981)
- IPP 1/194 Chodura, R., Plasma-Wall Transition in an Oblique Magnetic Field. (1981)
- IPP 1/195 Lackner, K., Behringer, K., Engelhardt, W., Wunderlich, R., An Algorithm for the Description of Impurity Diffusion under Finite Reaction Rates. (1981)
- IPP 1/196 Harmeyer, E., Kollotzek, H., Pillsticker, M., Wanner, W., Werner, F., Technical Specification of a Tokamak Poloidal Field-Coil-System (ZEPHYR) with special consideration of the central (OH) coil within a magnetic field of extremely high value (27 T). (1981)
- IPP 1/252 Smeulders, P., A Fast Plasma Tomography Routine with Second Order Accuracy and Compensation for Spatial Resolution (1980)
- IPP 2/253 Javel, P., Infinitesimal Rotation: On the Converse Problem, (1981)
- IPP 2/254 Joint US-EURATOM Steering Committee on Stellarators, Stellarators - Status and Future Directions. (1981)
- IPP 2/255 Javel, P., On Linear Parametric Differential Systems and the Solution of the Second Order Differential Equation. (1981)
- IPP 2/256 Bünde, R., Net Energy Balance of Tokamak Fusion Power Plants. (1981)
- IPP III/64 Groening, D.E., Bolometer-Elektronik. (1981)
- IPP III/65 Gernhardt, J., An Equipment Protection and Safety System for the ASDEX Tokamak. (1981)
- IPP III/66 Röhr, H., Steuer, K.-H., Hirsch, K.¹⁾, Salzmann, H.¹⁾, Design Study for the JET Diagnostic System: Quasi-Continuous Laser Scattering, Part II. (1981)
- IPP III/68 Groening, D.E., Digitales Ratemeter. (1981)
- IPP III/69 Becker, G., Non-Maxwellian Ion Distributions in the Ionization Zone of the Tokamak Boundary. (1981)

Laborberichte

- IPP III/70 Assi, B.¹⁾, Rapp, H., A Neutron Flux Measurement System for ASDEX. (1981)
- IPP III/71 Wagner, F., Investigation of Limiter Recycling in the Divertor Tokamak ASDEX. (1981)
- IPP III/73 ASDEX-Team²⁾, Divertor Experiments in ASDEX. (1981)
- IPP III/74 Müller, E.R., Behringer, K., Niedermeyer, H., Total Radiation Losses and Energy Balance of the Ohmically Heated Divertor Tokamak ASDEX. (1981)
- IPP III/75 Becker, G., Singer, C.E., Simulation of Plasma Transport in the Scrape-off Region of ASDEX. (1981)
- IPP 6/204 Salat, A., Tataronis, J., Stochasticity and Order in a Linear Quasiperiodic Differential Equation. (1981)
- IPP 6/208 Salat, A., On the Existence of Eigenmodes of Linear Quasi-Periodic Differential Equations and its Relation
- IPP 6/209 Croci, R., On the Radiation of Electrons in a Non-Maxwellian Plasma. (1981)
- IPP 9/35 Schulz, R., Aufsammeln und gegenseitiger Austausch von Helium-3 und Deuterium in Molybdän. (1981)
- IPP 9/37 Bentz, B.L.¹⁾, Weiß, H., Liebl, H., Cs⁺ Ion Source for Secondary Ion Mass Spectrometry. (1981)
- IPP 9/38 Schou, J.¹⁾, Heavy Impurity Collection at the Plasma Edge of the Stellarator W VII-A. (1981)
- IPP-JET No. 4 Eckstein, W., Computer Simulation of Reflection of Hydrogen and Deuterium from Cu. (1981)
- IPP 0/47 Final Transport and Focusing for the HIBALL Heavy Ion Fusion Conceptual Reactor Study. (1981)
- IPP 4/196 Knobloch, A.F., Evaluation of Existing Information on INTOR Related Research and Development. (1981)
- IPP 4/197 Eckhardt, D., McKenney, A., Transport Code Predictions on the Performance of Lower Hybrid Heating in the ASDEX Tokamak. (1981)
- IPP 4/198 Borrass, K., Large Tokamaks with Steady-State, Normal Conducting Toroidal-Field Coils. (1981)
- IPP 4/199 Raeder, J., Parametric Analyses of Fusion-Fission Systems. (1981)
- IPP 4/200 Brambilla, M., Power Deposition Profiles During Lower Hybrid Heating. (1981)
- IPP 4/201 Schmitter, K.-H., The Tokamak - An Imperfect Frame of Reference? (1981)
- IPP 4/202 Leuterer, F., Choice of Parameters for the Lower Hybrid Heating Experiment for ASDEX. (1981)
- IPP 4/203 Borrass, K., Söll, M., Normal Conducting Steady-State Toroidal Magnet Systems for Ignited Tokamaks. (1981)
- IPP 4/204 Puri, S., Faraday Shielding of Radio Frequency. (1981)

Interne ZEPHYR-Berichte

- Nr. 1 Lackner, K., Wunderlich R., Transport Calculations with the Baldur Code. (1979)
- Nr. 2 Broßmann, U., Gruber J., Haubenberger, W.-D., Jandl, O., Söll, M., Streibl, O., Tape-Wound Toroidal (TF) Magnet for ZEPHYR. (1979)
- Nr. 3 Mast, K.F., Electric Model of the Vacuum Vessel of ZEPHYR. (1979)
- Nr. 4 Kotzłowski, H., Mast, H.-F., Preis, H., Stressing of the ZEPHYR Vacuum Vessel by Plasma Disruptions. (1979)
- Nr. 5 Brockmann, H.¹⁾, Krause, H., Ohlig, U.¹⁾, 1-D Radiation for the Fusion Ignition Experiment ZEPHYR. (1979)

Laborberichte

- Nr. 6 Andelfinger, C., Buchel, E., Buchelt, E., ZEPHYR Tritium Systems. (1980)
- 6a Fink, J., Sandmann, W., Stimmelmayer, A., Swansiger¹⁾, W., Wegmann, H.-G., Weichselgartner, H., ZEPHYR Tritium Systems. (1980)
- Nr. 7 Gruber, O., 1-D Calculations on Transport, Neutral Injection Heating and Ignition Control in ZEPHYR. (1980)
- Nr. 8 Borrass, K., Lackner, K., Minardi, E., Direct Energy Conversion and Control of Unstable Burn by Cyclic Major Radius Compression and Decompression. (1980)
- Borrass, K., Gruber, O., Lackner, K., Minardi, E., Neuhauser, J., Wilhelm, R., Wunderlich, R., Bromberg, L.,¹⁾ Cohn, D.R.¹⁾, Ignition and Burn Control in Tokamak Plasmas. (1980)
- Minardi, E., Static of Feedback Stabilization of the Burn in a Tokamak. (1980)
- Borrass, K., Burn Position Control by Variation of Vertical Field. (1980)
- Nr. 9 Albert, D.B., Winter, H., Adiabatic Equilibrium Calculations of Major Radius Compression in a Tokamak. (1980)
- Nr. 10 Neuhauser, J., Lower Hybrid Heating in ZEPHYR. (1980)
- Nr. 11 Andelfinger, C., Lackner, E., Schilling, H.B., Ulrich M., Weber G., Remote Handling in ZEPHYR. (1980)
- Nr. 12 Andelfinger, C., Mahl, M., ZEPHYR Gebäudekomplex (deutsch). (1980)
- Nr. 13 Seidel, U., ZEPHYR Poloidal Field System. (1980)
- Nr. 14 Krause, H., Delayed Photon Dose Rates in ZEPHYR Neutral Beam Injectors. (1980)
- Nr. 15 Summaries of the LBL Workshop in Berkeley, Calif., Feasibility Studies for Neutral Injection in ZEPHYR. (1980)
- Nr. 16 Gruber, O., Lackner, K., Lister, G., Computations on Neutral Beam Injection Heating Ripple Recommendations and Varying Compression Ratio in ZEPHYR. (1980)
- Nr. 17 Blaumoser, M., ZEPHYR Tokamak System (deutsch). (1980)
- Nr. 18 Jandl, O., Kollotzek, H., Pillsticker, M., Werner, F., Construction and Operation of the ZEPHYR Poloidal Field System. (1980)
- Nr. 19 Kotzlowski, H., Kutsch, H.-J., Mast, K.-F., Vernickel, H., Vacuum Vessel and Limiter for ZEPHYR. (1980)
- Nr. 20 Breit, E., Broßmann, U., Gruber, J.E., Haubenberger, W.D., Jandl, O., Kamm, S., Mast, F., Mukherjee, S., Söll, M., Springmann, E., Streibl, B., Toroidal Field Magnets for ZEPHYR Tape and Bitter Concepts Conductor and Insulation Materials. (1981)
- Nr. 21 Gruber, O., Köppendörfer, W., Neuhauser, J., A Reference Discharge Program for ZEPHYR. (1981)
- Nr. 22 Neuhauser, J., Preliminary Considerations on Ion Cyclotron Heating in ZEPHYR. (1981)
- Nr. 23 Neuhauser, J., Lackner, K., Wunderlich, R., Self-Limitation of Impurity Production by Radiation Cooling at the Edge of a Fusion Plasma. (1981)
- Nr. 24 Gautier, P., Kerner, W., Lackner, K., Schneider, W., Gruber, R., Troyon, F., Beta Limits Given by Ideal MHD Stability. (1981)
- Nr. 28 Fahrbach, H.-U., Röhr, H., Schumacher, U., Sommer, J., Methods and Problems of ZEPHYR Diagnostics. (1980)
- Nr. 29 Feist, H.J., Herrmann, W., Speth, E., Neutral Injection for ZEPHYR, (1981)
- Nr. 30 Kottmair, M., Blaumoser, M., IPP-ZEPHYR Energieversorgung. (1980)
- Nr. 31 Gottardi, N., Mast, F., Preis, H., Süß, R., Diffusion of the Vertical Field into the Tape-Wound Magnet. (1981)

Laborberichte

- Nr. 32 Andelfinger, C., Kaufmann, M., Köppendörfer, W., Lackner, K., Neuhauser, J., Wegmann, H., Investigation for the ZEPHYR Ignition Burn Experiment. (1980)
- Nr. 33 Andelfinger, C., Ulrich, M., Weber, G., Remotely Handled Vacuum Flange Connections, Fernbedienbare Vakuum-Flansch-Verbindungen. (1980)
- Nr. 34 Jardin, C., Albert, D.B., Schneider, W., Two-Dimensional Modeling of the ZEPHYR Experiment. (1981)
- Nr. 35 Gruber, J.E., Insulation Materials for High Field Magnets of the ZEPHYR Experiment. (1981)
- Nr. 36 Buchelt, E., Sandmann, W., Fast Gas Injection Valve. (1981)
- Nr. 37 Eder, O., Lackner, E., Pohl, E., Schilling, H.-B., Development of Automatic Facilities for ZEPHYR. (1981)
- Nr. 38 Elsner, A., Kinetik und Thermodynamik der Verdampfung von LN₂ bei der Abkühlung eines Magneten. (1980)

1) Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik

2) Behringer, K., Becker, G., Campbell, D., Eberhagen, A., Engelhardt, W., Fußmann, G., Gehre, O., v.Gierke, G., Glock, E., Haas, G., Karger, F., Keilhacker, M., Klüber, O., Kornherr, M., Lisitano, G., Mayer, H.M., McCormick, K., Meisel, D., Müller, R., Murmann, H., Niedermeyer, H., Poschenrieder, W., Rapp, H., Ruhs, N., Schneider, F., Siller, G., Steuer, K.-H., Wagner, F.

Autorenverzeichnis

AUTORENVERZEICHNIS 1981

- Albert, D.B., Intern.Ber.9,34
 Amenda, W., IPP 1/187
 Amiranoff, N., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Andelfinger, C., 30, IPP 1/193, Intern.Ber.6,11,12,
 32,33
 Arunasalam, V., 170
 Assi, B., III/70
- Bäck, W., 73
 Bäumlner, J., 220
 Barnes, C., 170
 Bartlett, D.V., 31, 104,125,128,129,133,139,157,
 183,193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Bauder, H.U., 181
 Becker, G., 1,4,32,74,85,86,135,136,156,173,174,
 175,176,180,189,190,236,237, IPP III/69, III/73,
 III/75
 Behringer, K., 2,3,4,5,74,84,85,86,135,156,173,174,
 175,176,180,189,190,236,237, IPP 1/195, III/73,
 III/74
 Behrisch, R., 6,7,72,164,181,214
 Bein, B.K., 8,55
 Bentz, B.L., IPP 9/37
 Bergbauer, M., 156
 Bernard, L.C., 102,103
 Berger, D., 102
 Biskamp, 9,10,11
 Blaumoser, M., Intern.Ber.17,30
 Bock, R., 12
 Bohdansky, J., 13,14,15,198
 Böhne, D., 12
 Bogen, P., 67
 Bol, K., 170
 Borrass, K., 16,17,178, IPP 4/198, 4/203,
 Intern.Ber.8
 Bozsik, I., 18,19, IPP 0/47
 Brambilla, M., 20,21,22,23,44, IPP 4/200
 Breit, E., IPP 1/192, Intern.Ber.20
 Bretz, N., 170
 Breuer, R.A., 24,25,26,27
 Brinkschulte, H., 22
 Brockmann, H., Intern.Ber.5
 Bromberg, L., Intern.Ber.8
 Brossmann, U.B., 28,29, IPP 1/192, Intern.Ber.2,20
 Brunnhuber, J., 250
 Büchl, K., 30,31,32, IPP 1/193
 Bünde, R., 33, IPP 2/256
 Buchel, E., Intern.Ber.6,36
 Buchelt, E., Intern.Ber.6,36
- Campbell, D.J., 4,32,34,35,74,85,135,139,156,173,
 174,175,176,180,189,190,236,237, IPP III/73
- Canobbio, E., 36,37,38,39,40,41,191
 Canosa Rodrigo, B., 42
 Cap, F., 43
 Capitanio, A., 156
 Cardinali, A., 23,44,89,90
 Cattanei, G., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Chodura, R., 45,46,47,48,49,50,246
 Cohen, S., 170
 Cohn, D.R., Intern.Ber.8
 Colestock, P., 170
 Cooper, D., 104,125,133,157,183,184,185,183,193,
 194,195,215,216,217,220,232,247
 Croci, R., IPP 6/209
- Dänner, W., 51,52
 Davis, J.A., 126
 Daybelge, U., 53,54,55,136, IPP III/73
 DeBarbieri, O., 56
 Derfler, H., 22
 Dimock, D., 170
 Dommaschk, W., 48,49,57
 Dorst, D., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Dücks, D., 56,58,59,60,61,62,63,64,65,66,200
 Dullni, E., 67
 Dylla, H.F., 170
- Eames, D., 170
 Eberhagen, A., 4,32,35,68,69,74,85,86,135,156,173,
 174,175,176,180,189,190,236,237, III/73
 Eckhardt, D., 22, IPP 4/197, 6/206
 Eckstein, W., 70,71,126,169, IPP-JET Rep.4
 Eder, O., 37
 Efthimion, P., 170
 Ehlers, J., 24,25
 Ehrenberg, J., 72,250
 Elsner, A., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247,
 Intern.Ber.38
 Engelhardt, H.A.,73
 Engelhardt, W., 3,4,5,32,74,84,85,86,135,156,173,
 174,175,176,180,190,236,237, IPP 1/195,III/73
 Ertl, W., 220
 Eubank, H., 170
- Fahrbach, H.-U., 69,75, Intern.Ber.28
 Feist, J.-H., 76,77,220, Intern.Ber.29
 Feneberg, W., 78,79
 Fink, J., Intern.Ber.6a
 Fisser, H., 80

Autorenverzeichnis

- Frank, G., 81
 Freudenberger, K., 104,125,133,157,183,184,185,
 193,194,195,215,216,217,220,232,247
 Frischmuth, H., 82,186
 Fußmann, G., 3,4,5,32,74,83,84,85,86,135,156,173,
 174,175,176,180,189,190,236,237,249,IPP III/73
- Gautier, P., 87,137,Intern.Ber.24
 Gehre, O., 4,32,74,85,86,135,136,156,173,174,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/73
 Gernhardt, J., IPP III/65
 Gierke, v.G., 4,32,74,85,88,135,156,173,174,175,
 176,180,189,190,236,237, IPP III/73
 Glock, E., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/73
 Goeler, v.S., 170
 Göhl, K.-H.,88
 Goldston, R., 170
 Gormezano, C., 89,90,91,92,93
 Goto, S., 67
 Gottardi, N., IPP 1/189, Intern.Ber.31
 Gräff, P., 94
 Green, B.J., 249
 Grieger, G., 31,95,96,104,125,128,129,131,132,133,
 139,157,183,193,194,195,215,216,217,232,243,
 246,247
 Grisham, L., 170
 Groening, D.E., 156, IPP III/64, III/68
 Gruber, J.E., IPP 1/192, InternBer.2,20,35
 Gruber, O., 97,98,99, Intern.Ber.7,8,16,21,
 Gruber, R., 87,100,101,102,103,137, Intern.Ber.24
- Haas, G., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/73
 Hacker, H., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Harmeyer, E., IPP 1/196
 Haubenberger, W.D., 105, IPP 1/192, Intern.Ber.2,20
 Heiland, W., 124,230
 Heinzl, St., 106
 Herrmann, W., 29
 Herrnegger, F., 48,49,107
 Hertweck, F.R., 108,109,110
 Hess, W., 89,90,91,92,93
 Hinnov, E., 170
 Hintz, E., 67
 Hirsch, K., 111,197
 Hofmann, I., 12,18,19,113,114, IPP 0/47
 Holzhauer, E., 75
 Hosea, J., 170
 Hovey, J., 170
 How, J., 247
 Hsuan, H., 170
 Hwang, D., 170
- Ichtchenko, G., 89,90,91,92,93,115
- Jackson, D.P., 124
 Jackmann, T.E., 126
 Jäckel, H., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Jäger, W., 127
 Jaenicke, R., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Jardin, C., 34
 Jandl, O., 130, IPP 1/192, Intern.Ber.2,18,20
 Javel, P., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247,IPP 2/253,2/255
- Jezirowski, H., 42
 Jobs, F., 170
 Johnson, J.L., 131,132
 Junker, J., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Kaita, R., 170
 Kamm, S., IPP 1/192, Intern.Ber.20
 Karger, F., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/73
 Kaufmann, M., Intern.Ber.32
 Keilhacker, M., 4,32,74,85,86,134,135,136,156,173,
 174,175,176,180,189,190,236,237, IPP III/73
 Kerner, W., 60,100,101,102,103,137,138, IPP 1/188-
 6/205, 1/190-6/207, Intern.Ber.24
 Kessler, G., 12
 Kick, M., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Kißlinger, J., 139,243,246
 Klüber, O., 4,32,74,85,86,135,156,140,173,174,175,
 176,180,190,236,237, IPP III/73
 Knobloch, A.F., 141,142,143, IPP 4/196
 Knözinger, H., 41, 144
 Köppendorfer, W., 75, Intern.Ber.21,32
 Kollotzek, H., 30,187, IPP 1/196, Intern.Ber.18
 Kolos, J., 220
 Kornherr, M., 4,32,85,86,135,156,173,174,175,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/73
 Kottmair, M., Intern.Ber.30
 Kotzowski, H., Intern.Ber.2,19
 Krause, H., Intern.Ber.5,14
 Kulcinski, G.L., 12
 Kunze, R.-C., 145,220
 Kutsch, H.-J., Intern.Ber.19
- Lackner, E., Intern.Ber.11
 Lackner, K., 85,137,148,149,150,151,178,179,
 IPP 1/195, Intern.Ber.1,8,16,23,24,32,37
 Lang, R., 30, IPP 1/187, 1/193
 Langer, H., 152, IPP 1/185
 Lathe, R., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Lees, D.J., 131,132
 Lengyel, L.L., IPP 1/191
 Leuterer, F., 22,247, IPP 4/202
 Lewis, R., 248
 Liebl, H., 73,153,154,155, IPP 9/37
 Lisitano, G., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
 176,180,189,190,236,237, IPP III/37
 Lister, G., 104,125,133,157,183,193,194,195,215,
 216,217,232,247, Inter.Ber.16
 Lohnert, H., 145,220
 Lortz, D., 43,158,159,160,161,162
 Lotz, W., 43,48,49,163
 Loxton, C.M., 164
- Maderlechner, H., 165
 Magne, R., 89,90,91,92,93
 Mahl, M., 12
 Mahn, C., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Mark, v. E., 167,238
 Marlier, S., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Martinelli, A.P., 199
 Mast, F., IPP 1/189,192,Intern.Ber.2,4,19,20,31
 Matschke, F.E.P., 169
 Matzner, R.A., 26

Autorenverzeichnis

- Mayer, H.M., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,180,189,190,236,237, IPP III/73
- Mazzucato, E., 170
- McCormick, K., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,180,189,190,236,237, IPP III/73
- McCracken, G.M., 170
- MacDonald, R.J., 164
- McKenney, A., 60,61,62,63,64,65, IPP 4/197, 6/206
- Medlev. S., 170
- Meisel, D., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
180,189,190,236,237, IPP III/73
- Melin, G., 89,90,91,93
- Melkus, W., 220
- Menzel, D., 73
- Merkel, P., 100,101
- Meservey, E.B., 170
- Meyer, J., 166
- Meyer-Spasche, R., 81
- Meyer-ter-Vehn, J., 12
- Minardi, E., 171, Intern.Ber.8
- Möller, W., 172,175
- Mochanov, V.A., 71
- Moore, J.A., 126
- Mooser, C., 181
- Moresco, M., 115
- Mueller, D., 170
- Müller, E.R., 4,8,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,180,189,190,236,237, IPP III/73, III/74
- Müller, G., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Münich, M., 22,75
- Mukherjee, S., 29, IPP 1/192, Intern.Ber.20
- Murmann, H., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,189,190,236,237, IPP III/73
- Muskalla, K., 177
- Neuhauser, J., 75,148,149,178,179, Intern.Ber.8,10,
21,22,23,32
- Nguyen, T.K., 92,93
- Niedermeyer, H., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,180,189,190,236,237, IPP III/73, III/74
- Nührenberg, A.W., 181
- Nührenberg, J., 43,48,49,100,158,160,161,163
- Ohlendorf, W., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Ohlig, U., Intern.Ber.5
- Ott, W., 104,125,133,157,182,183,184,185,193,194,
195,215,216,217,232,247
- Pacher, G.W., 89,90,91,92,93
- Pacher, H.D., 89,90,91,92,93
- Penningsfeld, F.P., 104,125,133,157,183,184,185,
193,194,195,215,216,217,232,247
- Perchermeier, J., 82,186
- Pettus, W., 248
- Pfeiffer, Th., 172,177
- Pfirsch, D., 66,94,227
- Pillsticker, M., 187, IPP 1/196, Intern.Ber.18
- Pocock, R., 188
- Pohl, F., Intern.Ber.37
- Poschenrieder, W., 4,32,74,85,86,135,136,156,173,
174,175,176,180,189,190,236,237, IPP III/73
- Preis, H., 167, IPP 1/189, Intern.Ber.2,31
- Pritchett, P.L., 191
- Probst, F., 184,185
- Puri, S., IPP 4/204
- Rapp, H., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
180,190,192,236,237,240, IPP III/70, III/73
- Rabinovich, M.S., 131,132
- Raeder, J., IPP 4/199
- Rebhan, E., 162
- Renner, H., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Riedmüller, W., 31
- Ringler, H., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
184,185,193,194,195,215,216,217,232,243,246,
247
- Roberts, K.V., 102
- Robinson, M.T., 165
- Röhr, H., 75,111,196,197,245, IPP III/66,
Intern.Ber.28
- Rosenbaum, M., 26
- Rossetti, E., 156
- Rossnagel, S., 224
- Roth, J., 127,198,199
- Rousset, S., 102,103
- Rudolph, E., 27
- Ruhs, N., 31,104,125,128,129,133,139,156,157,183,
193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Rusbüldt, D., 67
- Ryan, M.P., 26
- Sakanaka, P.H., 200
- Salat, A., IPP 6/204, 6/208
- Salzmann, H., 111,197, IPP III/66
- Sandmann, W., Intern.Ber.6a, 36
- Sardei, F., 201
- Sauthoff, N., 170
- Scherzer, B.M.U., 7,72,165,214
- Schillinger, G., 170, IPP 1/193, Intern.Ber.11,37
- Schivel, J., 170
- Schlüter, A., 48,49,50,202
- Schluckebier, M., 172
- Schmalz, R., 203,204
- Schmidl, H., 214
- Schmitter, K.-H., 22,205,206, IPP 4/201
- Schmotzer, J., 248
- Schneider, F., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,
176,180,190,207,210,236,237,240, IPP III/73
- Schneider, P.J., 20,208,209
- Schneider, W., 100,101,102,137,150,151,
Intern.Ber.24,34
- Schou, J., IPP 9/38
- Schramm, G., 75
- Schreiber, R., 102
- Schulz, R., IPP 9/35
- Schumacher, U., 211,212,213, Intern.Ber.28
- Schweer, B., 67
- Schwenn, U., 202
- Seefeld, H.V., 214
- Seidel, U., 150,151,187, Intern.Ber.13
- Semenzato, S., 101
- Sesnic, P., 85
- Shaer, M. El, 90,91,252
- Shohet, J.L., 131,132
- Siller, G., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
180,189,190,236,237, IPP III/73
- Smeulders, P., 31,86,104,125,128,129,133,139,157,
183,193,194,195,215,216,217,232,243,246,247,
IPP 2/252
- Snowdown, J., 218
- Söldner, F., 89,91,92,93
- Söll, M., 16,17,29,130, IPP 1/192, 4/203,
Intern.Ber.2,20
- Sommer, J., 75, Intern.Ber.28
- Speth, E., 104,125,133,157,183,184,185,193,194,195,
215,216,217,220,232,247, Intern.Ber.29

Autorenverzeichnis

- Spies, G.O., 219
 Springmann, E., 29,130, IPP 1/192, Intern.Ber.20
 Stäbler, A., 77,220
 Staib, P., 214,221,222
 Staudenmaier, G., 222,223,224
 Steuer, K.-H., 4,32,67,74,85,86,111,135,156,173,
 174,175,176,180,189,190,197,225,236,237,245,
 IPP III/66, III/73
 Stewart, L., 170
 Stimmelmayer, A., 82,186, Intern.Ber. 6a
 Stodiek, W., 170
 Strachan, J.D., 170,226,248
 Streibl, B., 130, IPP 1/192, Intern.Ber.2,20
 Suckewer, S., 170
 Sudan, R.N., 227
 Süß, R., 184,185, Intern.Ber.31
 Sviatovslasky, J., 12
 Swansiger, W., 6a
- Taglauer, E., 42,124,144,164,218,228,229,230,231
 Tasso, H., 138, IPP 1/188 - 6/205, IPP 1/190 - 6/207
 Tataronis, J., IPP 6/204
 Tonon, G., 89,91,92,93
 Troyon, F., 87,100,101,102,103,137, Intern.Ber.24
 Tsunematsu, T., 101
 Tutter, M., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
- Ulrich, B.T., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Ulrich, M., 30, IPP 1/193, Intern.Ber.11,33
 Ulrickson, M., 170
 Uo, K., 131,132
- Varga, P., 231
 Vendramin, A., 115
 Verbeek, H., 71,169,208,209
 Vernickel, H., 234, Intern.Ber.19
- Vlases, G.C., 32,235
 Vogelsang, W.F., 12
 Vollmer, O., 133,220
 Voss, D., 170
- Wagner, F., 4,32,74,85,86,135,156,173,174,175,176,
 180,189,190,236,237, IPP III/71, III/73
 Wampler, W.R., 170
 Wang, X.Zh., 42
 Wanner, W., IPP 1/196
 Weber, G., Intern.Ber.11,33
 Wedler, H., 167,238
 Wegmann, H.-G., Intern.Ber. 6a,32
 Wegrowe, J.-G., 89,90,91,92,93
 Weichselgartner, H.,82,186,239, Intern.Ber.6a
 Weiß, H., IPP 9/37
 Weller, A., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Werner, F., 187, IPP 1/196, Intern.Ber.18
 Wesner, F., 192,210,240
 Wilhelm, R., Intern.Ber.8
 Wimmel, H.K., 201
 Winter, H., Intern.Ber.9
 Wobig, H., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,241,242,243,246,247
 Wolf, G.H., 79
 Woyna, F.v., 22
 Wrobel, W.-G., 244,245, IPP 1/186
 Würsching, E., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,
 193,194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Wulff, G., 220
 Wunderlich, R., 178,179, IPP 1/195, Intern.Ber.1,
 8,23
- Zankl, G., 170,226,248
 Zehrfeld, H.P., 249
 Zilli, E., 115
 Zippe, M., 31,104,125,128,129,133,139,157,183,193,
 194,195,215,216,217,232,243,246,247
 Zouhar, M., 22

Projekte
des IPP an Hochschulen

INSTITUT FÜR PLASMAFORSCHUNG (IPF)
 DER UNIVERSITÄT STUTTGART
 (Prof. Dr. H. Zwicker, Prof. Dr. R. Wienecke)

Die Arbeiten des IPF wurden auf der Grundlage der Programmvereinbarungen mit dem IPP weitergeführt. Die bisherigen Projekte "Wellen- und Plasmaheizung" und "Hochspannungs-Belt-Pinch" liefen mit Ende des Berichtsjahres aus und wurden vereinbarungsgemäß ersetzt durch Aufnahme der Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH) als neuem Programmschwerpunkt.

Im Bereich Wellen- und Plasmaheizung wurden die Arbeiten zur Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen mit Untersuchungen bei verschiedener Stärke der radialen Plasmainhomogenität abgeschlossen. Amplitude und Phasenlage der radialen Welle konnten mit Hilfe der MHD-Theorie erklärt werden. Am Experiment Plasmaus 4 konnte die Plasmaerzeugung durch Mikrowellen (2.45 GHz, 6 kW) auf Magnetfelder bis 1 T ausgedehnt werden. Auch diese Untersuchungen liefen zum Jahresende zugunsten der ECRH-Aktivitäten aus. Mit der Methode der Plasmasimulation wurde u.a. die Bildung solitärer ionenakustischer Wellen und deren Wechselwirkung erfolgreich untersucht.

Im Projekt Hochspannungs-Belt-Pinch HECTOR wurden die Gleichgewichtsuntersuchungen für stark elongierte Plasmen beim Übergang zu kleineren Teilchendichten fortgesetzt, wobei befriedigende Übereinstimmung mit den Resultaten numerischer 2D-Rechnungen erzielt werden konnte. Bezüglich des Temperatur- und Einschlußverhaltens zeigte sich, daß die Energieeinschlußzeiten als Folge relativ großer Ionengyroradien wesentlich durch Ladungsaustauschverluste begrenzt sind. Die durch das Crowbarsystem bedingte hochfrequente Modulation des Hauptfeldes führte bei kleinen Dichten zu einer deutlichen Ionen-Zyklotron-Heizung des Plasmas, die den Energieinhalt des Plasmas wesentlich erhöhte. Die Untersuchungen liefen mit Ende des Berichtsjahres aus.

Im Bereich Laseranwendungen gelang es mit der periodisch gepulsten Thomson-Streudiagnostik erstmals, an ASDEX zeitaufgelöste Elektronentemperatur- und dichtemessungen über die gesamte Tokamak-Entladungsdauer durchzuführen. Neben der Weiterentwicklung optisch gepumpter FIR-Laser verschiedener Wellenlängen wurde die CO₂ Laser-Streuung mit Heterodyn-Empfang dazu verwendet, thermische Ionenspektren zu messen und den Einfluß von Verunreinigungen auf das Streuspektrum zu untersuchen.

Im Bereich Plasmafokus standen neben Detailuntersuchungen und Diagnostik-Vorbereitungen an den kleineren Anlagen die Inbetriebnahme des 500 kJ-Experiments "Poseidon" im Vordergrund. Der Arbeitsbereich wurde auf Energien von 280 kJ bei Strömen bis zu 3 MA ausgedehnt. Hier wurden erste Untersuchungen zur Skalierung der Neutronenausbeute und zum Mechanismus der Neutronenproduktion und Ionenbeschleunigung vorgenommen. In Zusammenarbeit mit der Heidelberger Gruppe wurden Lichtstreuemessungen vorbereitet und erste Streuexperimente durchgeführt.

In Absprache mit dem IPP wurde die Elektronen-Zyklotron-Resonanzheizung (ECRH) neu in das Arbeitsprogramm des Instituts aufgenommen. Dieses Gebiet ist, nach Auslaufen der bisherigen Projekte "Wellen und Plasmaheizung" und "Hochspannungs-Belt-Pinch", ein neuer, längerfristiger Arbeitsschwerpunkt des IPF in Zusammenarbeit mit dem IPP. Ein entsprechendes Arbeitsprogramm wurde in engem Kontakt mit dem IPP erarbeitet. Im IPF stehen ein aus Hochschulmitteln beschafftes 200 kW - 28 GHz-Gyrotron, sowie periphere Komponenten zur Verfügung. Mit der Entwicklung und dem Bau weiterer notwendiger Teile des Gesamtsystems wurde gegen Ende des Berichtsjahres im IPF begonnen. Vereinbarungsgemäß ist vorgesehen, die Anordnung nach entsprechenden Tests im IPF am Stellarator-Experiment W VII-A im IPP zum Einsatz zu bringen. Längerfristig wird der Übergang zu höheren Frequenzen angestrebt.

1. WELLEN UND
PLASMAHEIZUNG

(E. R ä u c h l e, U. Erz, G. Janzen, W. Konle,
F. Moser, P.G. Schüller, K. Weixelbaum)

Die theoretischen und experimentellen Arbeiten konzentrierten sich auf die Gebiete der Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen und die Behandlung kinetischer Effekte durch Plasmasimulation.

1.1 Plasmamagnetische Wellen unter Hoch- β -Bedingungen

Die hier durchgeführten Arbeiten befaßten sich mit der Untersuchung des Einflusses radial inhomogener Plasmamagnetischer Wellen unter Hoch- β -Bedingungen. Eine radiale Inhomogenität liegt in dem Ausgangs- plasma, das durch eine Theta-Pinch Entladung erzeugt wird, in Form des Magnetfeldes $B_{0z}(r)$ und der zugehörigen Dichte $n_0(r)$ vor. Je nach Wellenanregungszeitpunkt können verschiedene Ausgangsprofile dieser Parameter untersucht werden.

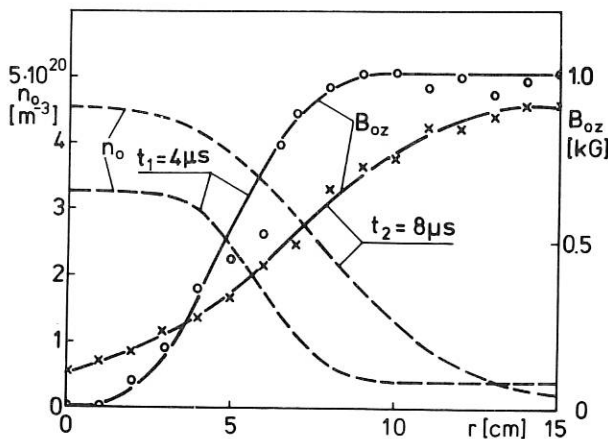


Abb. 1 Profile von Magnetfeld und Dichte für zwei verschiedene Zeiten nach dem Kurzschließen der Theta-Pinch Entladung.

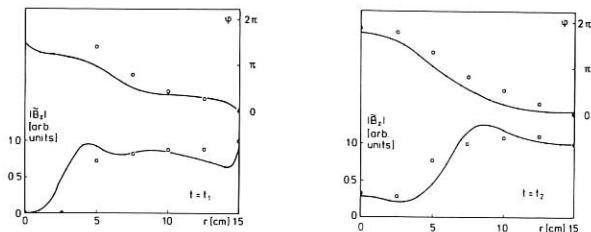


Abb. 2 Radiale Profile der Wellenamplitude (untere Kurven) und φ -phase der Fourierkomponente $f = 1$ MHz für die Parameter zur Zeit $t = t_1$ und $t = t_2$.

In Abb. 1 sind die gemessenen radialen Magnetfeldprofile zusammen mit den entsprechenden Dichteprofilen für zwei verschiedene Zeitpunkte der Wellenanregung nach dem Kurzschließen der Hauptentladung dargestellt. Die für beide Profile gemessenen und berechneten Werte der Wellenamplitude und φ -phase sind in Abb. 2 für die Fourierkomponente der Hauptfrequenz $f=1$ MHz wiedergegeben. In beiden Fällen wird unter den gegebenen Bedingungen eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen gefunden.

Die Untersuchungen zur Wellenausbreitung unter Hoch- β -Bedingungen wurden inzwischen abgeschlossen, um Arbeiten auf dem Gebiet der ECRH aufzunehmen.

1.2 Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen

Die theoretischen Untersuchungen plasmamagnetischer Wellen wurden für den Fall axial homogener Ausbreitung ($k_z=0$) auf das Echtzeitverhalten erweitert. Als Grundgleichungen werden die Gleichungen der Magnetohydrodynamik verwendet, wobei dissipative Effekte in viskosen und resistiven Termen berücksichtigt werden. Es wird dabei der Spannungstensor nach Braginskii unter Berücksichtigung finiter Larmorradien verwendet. Der Einfluß der Viskosität bei Temperaturen $\gtrsim 50$ eV, wie sie bei Theta-Pinchen vorliegen, ist im Vergleich zu dem Einfluß des spezifischen elektrischen Widerstandes für die Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen von dominierender Bedeutung. Bei der Anwendung dieser Gleichungen auf radial stark inhomogene Hoch- β -Plasmen, wie sie im Nachimplosionsplasma bei Theta-Pinchen vorliegen, werden starke Gradienten der Gleichgewichtsparameter (B_0, p_0, n_0) mit in Betracht gezogen.

Aus dem Wellenfeld läßt sich das Feld des Poynting-Vektors und daraus die raum-zeitliche Aufteilung der Energiedichte in Ohmsche Energiedichte und Energiedichte des elektromagnetischen Feldes bestimmen.

Bei rein harmonischer äußerer Erregung konvergiert die Echtzeitlösung gegen die Fourierlösung des Problems (eingeschwungener Zustand).

Die Experimente mit gepulster äußerer Erregung können bei passend gewählter effektiver Viskosität mit der vorliegenden Theorie gut erklärt werden.

1.3 Experiment Plasmaus 4

Das Experiment dient dazu, mit Hilfe von Mikrowellen Plasmen bei relativ hohen Magnetfeldern zu erzeugen. Die Arbeiten wurden erfolgreich weitergeführt und auf die Plasmaerzeugung bei Magnetfeldern von $B_0 = 10$ kG erweitert. Die Frequenz des Mikrowellengenerators liegt bei 2,45 GHz; damit gelingt durch Pulsen des Magnetfeldes eine Plasmaerzeugung bei Werten $B_0/B_{ECR} \approx 11$. Die erreichte Elektronendichte ist von der zur Verfügung stehenden Mikrowellenleistung und dem Antennen- bzw.

Plasmadurchmesser abhängig; im vorliegenden Fall (6 kW, 8 cm Durchmesser) ergeben sich Werte von $n_e \approx 1,6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ bzw. $n_e/n_c \approx 22$.

1.4 Plasmasimulation

Um kinetische Effekte zu erfassen, die bei der Ausbreitung von Wellen auftreten, wurden Plasmasimulationsrechnungen durchgeführt.

Lineare und nichtlineare Prozesse wurden untersucht, u.a. für Elektronenwellen, ionenakustische Wellen, Zweistrominstabilitäten und Einfang von Teilchen in Wellen.

Bei stromführenden Plasmen treten stromgetriebene Instabilitäten auf. Die Auswirkungen dieser Instabilitäten auf die Ionen wurden behandelt. In einem hinreichend starken äußeren elektrischen Feld werden zunächst die Elektronen beschleunigt. Erreicht die Driftgeschwindigkeit die thermische Geschwindigkeit treten starke turbulente Fluktuationen auf. In dieser Phase werden solitäre ionenakustische Wellen gebildet, die die räumliche Struktur der Elektronenwellen verändern (Abb. 3). In Abb. 4 ist in der Darstellung der Ionendichte die Wechselwirkung zweier Solitonen zu erkennen. Während der Ausbildung der Solitonen entstehen schnelle Ionen wie dies aus der Höhenliniendarstellung der Verteilungsfunktion im Phasenraum ersichtlich ist (Abb. 5).

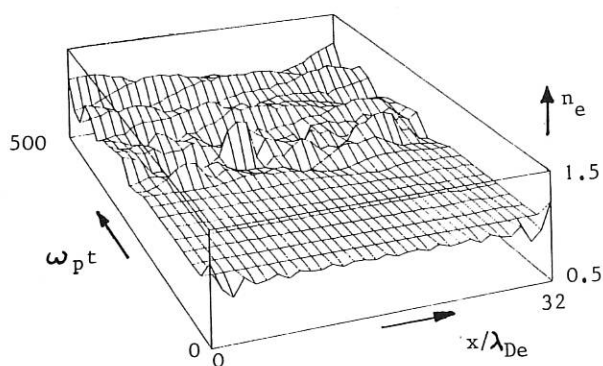


Abb. 3 Räumlicher und zeitlicher Verlauf der Elektronendichte.

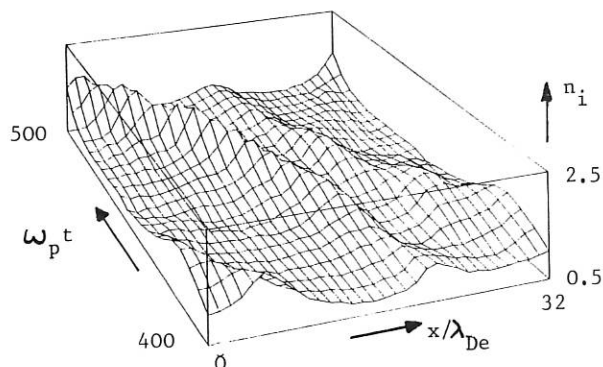


Abb. 4 Räumlicher und zeitlicher Verlauf der Ionendichte.

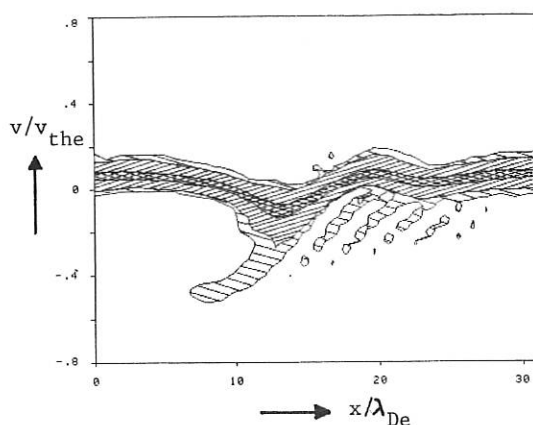


Abb. 5 Phasenraum der Ionen ($\omega_p t = 290$)

2. H E C T O R (HOCHSPANNUNGS-BELT-PINCH)

(R. W i l h e l m, V. Erckmann, A. Mayer, G. Müller, K. Schwörer, J. Singethan, M. Thumm)

Die im Rahmen des Belt-Pinch-Programms vorgesehenen Untersuchungen wurden im Berichtsjahr weitgehend zum Abschluß gebracht. Dabei konzentrierten sich die Arbeiten im wesentlichen auf die folgenden Untersuchungspunkte:

- Genauere Analyse von stark elongierten Hoch- β -Tokamak-Gleichgewichten bei Elektronendichten $\langle n_e \rangle \approx 10^{20} \text{m}^{-3}$
- Untersuchungen zu Plasmatemperatur und Einschuß (Elektronentemperaturverteilung, Ionentemperatur- bzw. Energieverteilung, Energieeinschuß der Ionen)
- Experimente zur Plasmaheizung mit schnellen, magneto-akustischen Wellen ($\vec{k} \perp \vec{B}$).

Über die zu diesen Punkten erzielten Resultate wird nachfolgend berichtet.

2.1 Hoch- β -Gleichgewicht und Stabilität

Umfangreiche Magnetfeldmessungen (radiale Profile von B_{tor} und B_{pol} mit zwei internen 7-fach Sonden, B_z auf dem Gefäßumfang mit externen Sonden) ermöglichten die Bestimmung der Flußflächenverteilung sowie der Strom- und Druckprofile im Plasma in der Torusmittelebene. Unter Verwendung des vorliegenden 2-D-Gleichgewichtscodes /1/ gelang es durch Variation der Plasmaform sowie durch Anpassung der Funktion $j_{\text{tor}}(\psi)$ an das gemessene Stromdichteprofil die Rechnung an die experimentell bestimmten Profile $p(\psi)$, $B_{\text{tor}}(\psi)$ und $B_z(z)$ anzupassen und so Aufschluß über die gesamte Flußflächenverteilung zu erhalten. Als Beispiel zeigt Abb. 6 die Flußflächenverteilung sowie die zugehörigen Stromdichte-, Druck- und B_{tor} -Profile in der Anfangsphase der Entladung ($t = 2.5 \mu\text{s}$) bei 100 mPa Fülldruck.

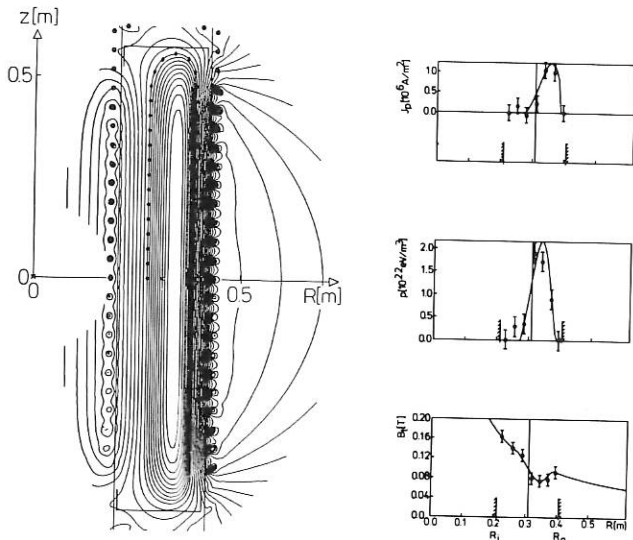


Abb. 6 Flußflächenverteilung und Vergleich der berechneten und gemessenen radialen Profile von j_{tor} , p und B_{tor} bei $t = 2.5 \mu s$ für $p_0 = 0.1 Pa$ (D_2).

Druck- und Stromdichteprofil weisen das typische Verhalten für hohes β_{pol} auf: das Druckmaximum bzw. die magnetische Achse ist deutlich nach außen versetzt. Die Stromdichteverteilung selbst wird optimal dargestellt durch eine lineare Abhängigkeit von der poloidalen Flußfunktion Ψ :

$$j_{tor}(\Psi) = C_{Op} \cdot r + C_{Of} / r + (C_{Ip} \cdot r + C_{If} / r) \cdot \Psi$$

($\Psi_{Rand} \equiv 0$, normierte Größen)

mit

$$C_{Op} = 1.9, C_{Of} = -1.35, C_{Ip} = 1.5 \text{ und } C_{If} = 1.05$$

und ihr Schwerpunkt ist gegenüber der magnetischen Achse nach außen verschoben. Dieses im Vergleich zu früheren Belt-Pinch-Gleichgewichtsrechnungen mit vorwiegend homogener Stromdichteverteilung /2/ realistischere Stromdichteprofil beschreibt die Meßergebnisse innerhalb der experimentellen Ungenauigkeiten gut. Die weiteren Plasmaparameter in diesem Beispiel sind:

$$\langle \beta \rangle \approx 20 \%, \beta_{pol} \approx 3.2, q(a) \approx 3.5, T_e(0) = 40 \text{ eV},$$

$$T_i(0) \approx 200 \text{ eV und } \langle n_e \rangle \approx 10^{-20} m^{-3}.$$

Zu späteren Zeiten der Entladung sind die Flußflächen etwas weniger elongiert und werden elliptischer.

Während der durch Verlustprozesse und Magnetfeldabfall beschränkten Einschlußzeit (30 - 40 μs) werden keine schnell anwachsenden MHD-Instabilitäten beobachtet. Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit dem jetzt mehrfach theoretisch vorausgesagten "2. Stabilitätsgebiet (in Bezug auf Ballooning-Moden)" im Bereich höherer β -Werte /3/. Dies wird aus dem in

Abb. 7 wiedergegebenen Stabilitätsdiagramm für Ballooning-Moden als Funktion des Verscherungsparameters S und des Druckgradientenparameters α für verschiedene Werte des den endlichen Ionengyroradius r_i enthaltenden Parameters Λ deutlich.

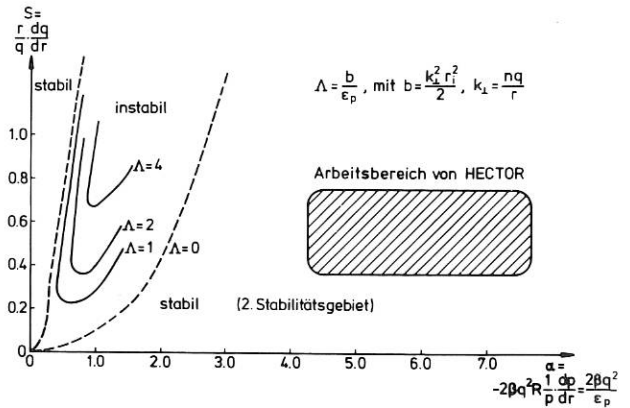


Abb. 7 Stabilitätsdiagramm für Ballooning-Moden als Funktion von S und α für verschiedene Werte von Λ /3/.

- /1/ G. Becker, K. Lackner, Nucl. Fusion 17, 903 (1977)
- /2/ G. Becker et al., Nucl. Fusion 18, 1653 (1978)
- /3/ W.M. Tang et al., Nucl. Fusion 21, 981 (1981)

2.2 Plasmatemperatur und Einschlußverhalten

Die bereits im vergangenen Berichtsjahr begonnenen Laserlicht-Streumessungen führten jetzt zur Bestimmung der radialen Elektronentemperaturprofile. Außerdem wurden auch noch indirekte Messungen von $T_e(r, t)$ über die spektroskopische Untersuchung des Zeitverhaltens von Verunreinigungslinien (CII, CIII, OII-OV) durchgeführt. Beide Meßverfahren lieferten sehr gut miteinander übereinstimmende Ergebnisse. Im Bereich kleiner Plasmadichten wurde die erwartete turbulente Elektronenheizung in den Profilflanken beobachtet /4/. Wie Abb. 8a erkennen läßt, wird die 0.5 μs nach Ende der Turbulenzheizung zu 130 eV bestimmte Elektronentemperatur aber sehr schnell abgebaut. Die spektroskopischen Messungen und ergänzenden Rechnungen zeigen, daß hierfür vorwiegend Wasserstoffnachionisation maßgebend ist, während die Strahlungskühlung über Verunreinigungen aufgrund der geringen Verunreinigungskonzentration (0.7 %) praktisch vernachlässigbar ist (1 eV Energieverlust pro Teilchen und μs). Bei antiparallelem Vorfeld (-10 mT) während der Stoßwellenkompression wird eine stärkere Turbulenzheizung beobachtet (Abb. 8b).

Die Ionentemperatur wurde zunächst aus der Druckbilanz und später dann direkt über die Dopplerverbreiterung der D_{α} (656,1 nm)-Linie sowie der He II (468,6 nm)-Linie bestimmt. Durch Einsatz eines lichtstarken Fabry-Perot-Spektrographen mit faseroptischem Ringzerleger gelang es, den Heliumzusatz trotz der geringen Plasmadichte auf nicht störende Werte von unter 2 % einzuschränken. Als Ergebnis zeigt Abb. 9 den zeitlichen Verlauf der spektrosko-

pisch bestimmten D und He II-Temperatur im Plasmazentrum (axiale Beobachtungsrichtung) im Vergleich mit den aus der Druckbilanz abgeleiteten Werten bei 200 mPa Fülldruck.

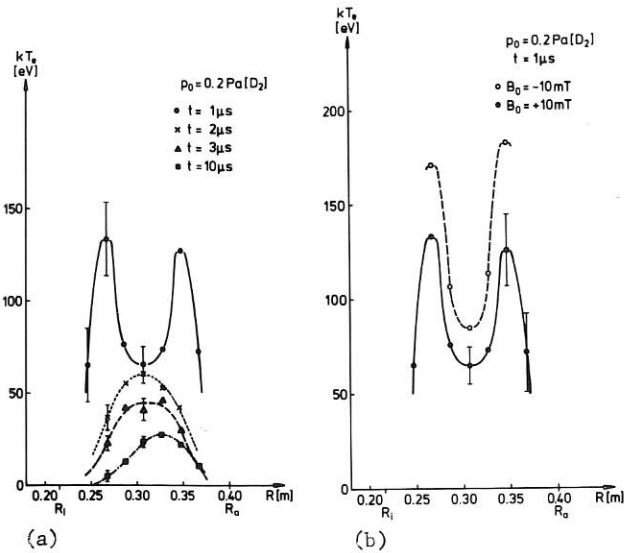


Abb. 8 Zeitliche Entwicklung des Radialprofils der Elektronentemperatur (a) und Vergleich der Turbulenzheizung bei parallelem und antiparallelem Vorfeld (b).

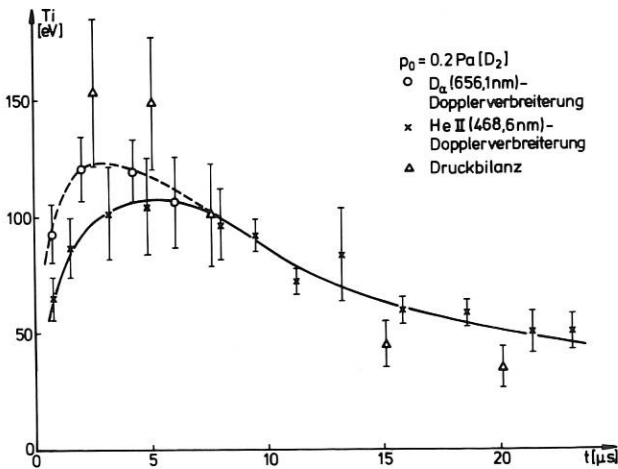


Abb. 9 Zeitlicher Verlauf der Ionentemperatur im Plasmazentrum bei 200 mPa Fülldruck.

Aus den Meßresultaten folgt, daß das zugesetzte Helium (aufgrund mangelhafter Ausgangsionisation) zunächst kalt bleibt und erst durch Nachionisation und Relaxation an die Deuteriumtemperatur angeglichen wird. In der Anfangsphase der Entladung kann allerdings die Ionentemperatur- bzw. Energieverteilung noch unmittelbar über die Deuteriumstrahlung

bestimmt werden. Die hier gewonnenen Linienspektren stimmen mit früheren Messungen (Ref. /4/, Abb. 7) überein, insbesondere werden auch gerichtete Energieanteile entsprechend der Kolbengeschwindigkeit (typisch 200 eV) beobachtet.

Der schnelle Temperaturabfall entspricht einer Energieeinschlußzeit von nur ca. 10 μ s, d.h. es liegt ein äußerst hoher Energieverlust über den Ionenkanal vor. Eine Erklärung dafür ist das in diesem Experiment äußerst kleine Verhältnis von Gradientenlänge zu Ionengyroradius ($a/r_i \approx 2$) und damit eine mögliche Energieauskopplung über Ladungsaustausch unmittelbar an das Außengebiet. Ähnliche Bedingungen können auch für die im Toroidalfeldspiegel gefangenen Teilchen in heißen Tokamakplasmen vorliegen. Für den in HECTOR beobachteten Energieverlust müßte eine Neutralteilchendichte von ca. 10^{19}m^{-3} , d.h. 10 % der Plasmadichte angenommen werden.

Gemäß der Relation:

$$(a/r_i)^2 \sim B^2 a^2 / T \sim n a^2 / \beta \gg 1$$

wären für eine wesentliche Verbesserung des Einschlusses im Dichtebereich 10^{20}m^{-3} und bei hohem β (≥ 20 %) erheblich größere Dimensionen als die Radialdimension des Plasmas von 0.1 m erforderlich.

Zur Zeit wird im Rahmen einer Diplomarbeit die Messung der Strahlungs- und Teilchenverluste mittels einer Bolometermeßanordnung vorbereitet.

/4/ F. Söldner, Phys. Fluids 21, 1036 (1978)

2.3 Magneto-akustische Wellenheizung

Die Belt-Pinch Spule stellt in der vorliegenden Konstruktion einen fehlgepaßten Abschluß für den Wellenwiderstand des Laufzeitspeichers dar. Die damit verbundenen Wellenreflexionen stellen einerseits ein erhebliches technisches Problem für den Crowbar dar, ermöglichen aber andererseits nach der schnellen magnetischen Kompression eine hochfrequente Modulation ($f = 1 \text{ MHz}$, $\tilde{B}/B = 0.1 - 0.2$) des einschließenden Magnetfeldes über ein Zeitintervall von ca. 5 μ s. Diese Modulation führt zur Anregung von schnellen magneto-akustischen Wellen ($k \perp B$), deren Ausbreitung vom Plasmarand ins Plasmazentrum mit internen Multisonden verfolgt wurde (Abb. 10).

Im Plasmazentrum sind bei den Niedrig-Dichte-Entladungen die Bedingungen für Ionen-Zyklotron-Heizung:

$$\omega \approx 2\omega_{ci} \text{ sowie } k_{\perp} r_i \approx 1$$

erfüllt. Diese Bedingungen bewirken eine starke Welle-Teilchen Resonanz und ergeben eine Absorption von ca. 100 MW Wellenleistung durch das Plasma.

Wie Abb. 11 erkennen läßt, konnte bei optimaler Modulation und angepaßter Plasmadichte eine deutliche Plasmaheizung erreicht werden. Im Dichtebereich $\langle n_e \rangle \approx 10^{20} \text{m}^{-3}$ wird nahezu eine Verdopplung der Plasmaenergie beobachtet.

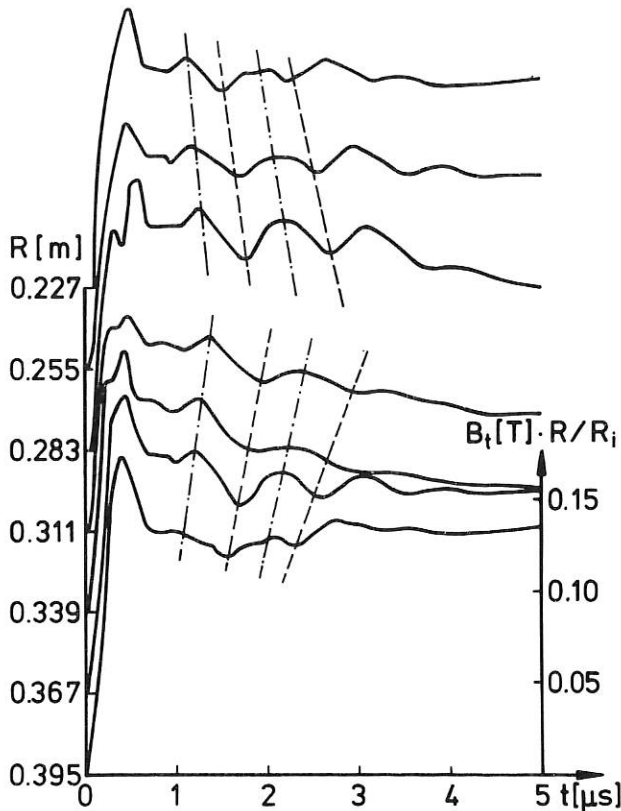


Abb. 10 Radiale Ausbreitung der B_{tor} -Modulation. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Flächen konstanter Phase.

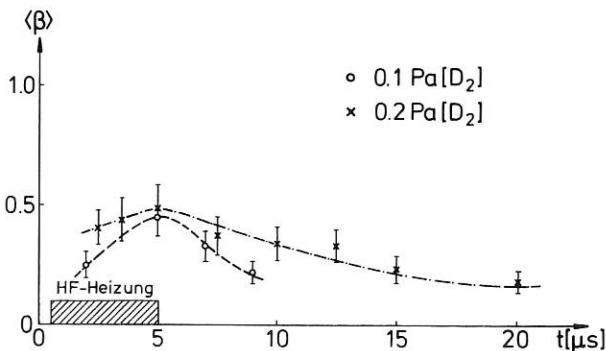


Abb. 11 Zeitlicher Verlauf von $\langle \beta \rangle$.

3. LASERANWENDUNG

(H. S a l z m a n n, B. Bitzenberger, G. Dodel, H. Hailer, J. Heppner, K. Hirsch, E. Holzhauser, W. Kasperek, K. Mayerhoffer, G. Merkle, G. Schulze, T. Vogel)

Die Arbeiten dieser Abteilung konzentrieren sich vorwiegend auf die Entwicklung diagnostischer Verfahren im Zusammenhang mit Kernfusionsexperimenten.

3.1 Streudiagnostik zeitlich veränderlicher Plasmaparameter (Periodisch gepulste Streuung an ASDEX)

Die von RCA gelieferten Avalanche-Photodioden ($7 \times 1 \text{ mm}^2$) mit integriertem Vorverstärker wurden auf einem Teststand vermessen. Hierbei wurde einer geeichten, gepulsten Lichtquelle (LED, Pulsdauer $t \approx 20 \text{ ns}$), die das Streulicht simulierte, eine ebenfalls geeichte Gleichlichtquelle zur Simulation der Plasmastrahlung überlagert. Mit dieser Anordnung konnte das Sättigungsverhalten der Dioden untersucht werden. Für die im ASDEX-Streuxperiment zu erwartenden Intensitäten wurden keine Abweichungen von der Linearität festgestellt.

Nach der Lieferung des 100 Hz Nd^{3+} :YAG-Lasers durch JK wurde zusammen mit H. Röhr und K.-H. Steuer vom IPP das 90° -Streuxperiment an ASDEX aufgebaut und in Betrieb genommen. (siehe auch Kap. ASDEX, S.30)

Der vertikal durch das ASDEX-Gefäß hindurchtretende Laserstrahl wurde in der Äquatorialebene auf einen Durchmesser von etwa 4 mm fokussiert. Ein Streuvolumen der Länge 28 mm wurde unter einem Beobachtungswinkel von $0,014 \text{ Sr}$ auf einen Filterpolychromator abgebildet.

Die spektrale Empfindlichkeit der 3 Kanäle dieses Filterpolychromators wurden mit Hilfe einer Wolframbandlampe und einem Jarrell Ash Gittermonochromator gemessen. Die 3 verwendeten Interferenzfilter zeigten eine genügend große Falschlichtunterdrückung für $1,064 \mu\text{m}$ Strahlung, so daß auf eine Verwendung von Kantenfiltern verzichtet werden kann.

Für thermische Plasmen ist die Elektronentemperatur eine eindeutige Funktion des Signalverhältnisses zweier Spektralkanäle. Der Temperaturmeßbereich liegt für die ausgewählten 3 Interferenzfilter zwischen $0,2 \text{ keV}$ und 5 keV .

Die Dichteerhöhung wurde mit Hilfe von Antistokes-Rotations-Ramanstreuung an H_2 mit 100 mb Wasserstoff im ASDEX-Gefäß durchgeführt ($\lambda_{AS} = 1002 \text{ nm}$, 100 mb H_2 entsprechen $n_e = 1,65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$).

Mit dieser experimentellen Anordnung wurden erste Messungen des zeitlichen Verlaufs von Elektronentemperatur und -Dichte während der gesamten Entladungsdauer erfolgreich durchgeführt.

Die Vielzahl der Meßdaten (Streusignale, Plasmarauschen, Monitorsignale) wurde während der ASDEX-Entladung in einen Zwischenspeicher eingelesen und zwischen den Entladungen vom ASDEX-Rechner abgefragt und ausgewertet.

Die Anwendbarkeit dieses Meßverfahrens auch bei extrem niedrigen Elektronendichten wird in Abb. 12 am Beispiel einer sogenannten "niederlichten Entladung langer Dauer" demonstriert.

Hier zeigt sich ein wesentlicher Vorteil des periodisch gepulsten Laserstreusystems. Obwohl die Einzelpuls-Messung starke statistische Schwankungen bei der niedrigen Dichte von $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ zeigen, kann die Meßgenauigkeit wesentlich dadurch gesteigert werden, daß über mehrere Laserpulse gemittelt wird.

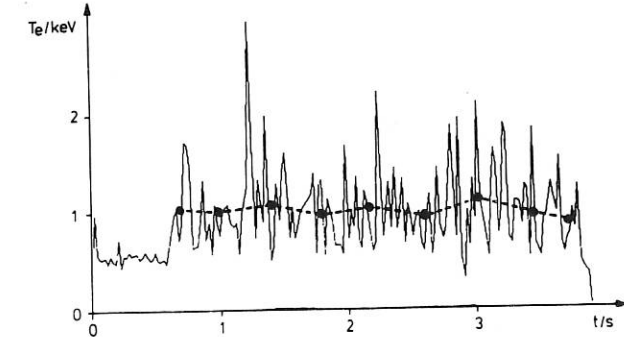
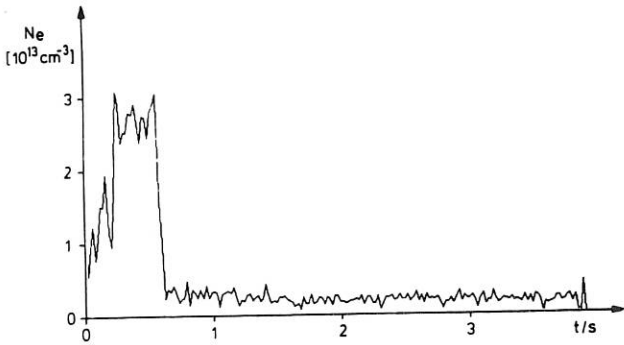


Abb. 12 Elektronendichte n_e und Elektronentemperatur T_e als Funktion der Zeit, sowie gemittelte (20 Pulse) Temperaturwerte.

Hiermit wurde an ASDEX zum ersten Mal eine periodisch gepulste Thomson-Streu-Diagnostik durchgeführt, die über die gesamte Tokamak-Entladung mit einer Zeitauflösung von 20 ms Elektronen-Temperatur und -Dichte liefert.

3.2 Laserdiagnostik bei 10,6 μm

3.2.1 Streuung mit Heterodynempfang

Zielsetzung dieser Untersuchung sind Messungen der Ionentemperatur, Bestimmung des Anteils von Verunreinigungen und Messung von Magnetfeldern.

Mit einem CO₂-Hybridlaser (Leistung = 300 kW, Pulslänge = 1 μs) und einem einkanaligen kohärenten Empfangssystem konnte das thermische Ionenspektrum des magnetfeldstabilisierten Bogens mit einer spektralen Auflösung von 20 MHz in einem Frequenzbereich von 25 bis 305 MHz gemessen werden. Zur Untersuchung der Änderung der Streuspektren durch leichte und schwere Verunreinigungen, wie sie in Fusionsplasmen erwartet werden (z.B. He, O, Fe, Mo) und der Bedeutung für die Meßbarkeit von Ionentemperatur und Verunreinigungsgehalt wurde der Bogen mit Wasserstoff und Zusätzen von leichten und schweren Gasen betrieben. Die Abb. 13a und 13b zeigen typische Spektren eines reinen Wasserstoffplasmas und eines Wasserstoff-Stickstoff-Mischplasmas. Die Form der gemessenen Spektren stimmt gut mit den berechneten Kurven überein. Die Ergebnisse liegen als IPF-Bericht vor.

Zur Erweiterung des Meßbereichs zu tieferen Frequen-

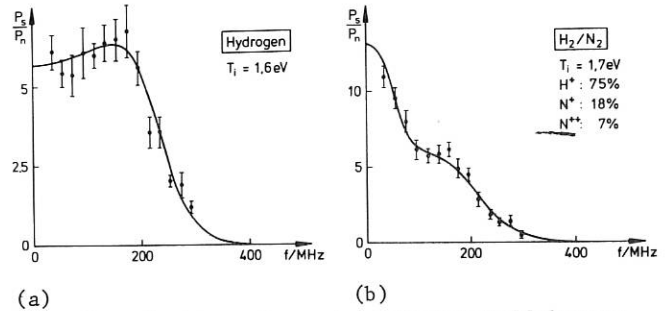


Abb. 13a Spektrum des reinen Wasserstoffplasmas.
Abb. 13b Spektrum des Wasserstoff-Stickstoff-Mischplasmas.

zen bis 10 MHz mußte der "gain-switch-peak" des CO₂-Laserpulses unterdrückt werden. Dies wurde erreicht durch Änderung der elektrischen Anregung des Lasers, Optimierung des Gasgemisches in Hoch- und Niederdruckteil und den Einbau einer linienselektiven Auskoppelplatte ("resonant reflector") in Verbindung mit einer piezoelektrischen Längsabstimmung.

Um die Vorteile des kohärenten Empfangs voll zu nutzen, nämlich ein gesamtes Spektrum in einem Schuß mit nur einem Detektor zu messen, wurde ein 10-Kanal-Spektralanalysator aufgebaut. Seine Ausgangssignale werden mit einer Sample and Hold-Schaltung gespeichert und ausgelesen. Die Frequenzantwort des gesamten Systems (Detektor und Signalverarbeitung) wurde mit einem elektro-optischen Modulator im Lokoszillatortstrahl gemessen. Dabei ist wichtig, daß der Modulator mit einer Breitbandrauschquelle angesteuert wird, um so die Signalstatistik der von thermischen Fluktuationen gestreuten Strahlung zu simulieren.

Damit steht jetzt ein Streusystem zur Verfügung, das thermische Fluktuationen von Plasmen im Frequenzbereich von 10 bis 420 MHz zu messen erlaubt.

3.2.2 Kohärente Empfangssysteme mit mehreren Detektoren

Mit Hilfe mehrerer Detektoren in einem kohärenten Empfangssystem soll die in der Streuwelle enthaltene Phaseninformation dazu verwendet werden, die Raumauflösung bei Vorwärtsstreuexperimenten zu verbessern. Der Fall extremer Vorwärtsstreuung und die Ausnutzung phasempfindlicher Meßverfahren mit mehreren Detektoren zur verbesserten Ortsauflösung wurde numerisch und experimentell (Modellversuch an Ultraschallwelle in Luft) untersucht. Diese Arbeiten wurden in Zusammenarbeit mit M. v. Hellermann (Universität Essen) durchgeführt.

3.3 Diagnostik mit lasergepumpten Ferninfrarotlasern

3.3.1 D₂O-Laser

Die mit dem 10 Joule multimode CO₂-Laser als Pumpquelle erzielten Ergebnisse wurden zur Veröffentlichung eingereicht /1/. Mit dem verwendeten 45 cm langen D₂O-Oszillator konnten bei 0,6 J Pumpenergie im FIR-Resonator FIR-Pulse von etwa 1 mJ bei Wellen-

längen von 66, 111 und 116 μm erreicht werden. Die Pulsdauern betragen 1,5 bis 3 μs . Durch Resonatorabstimmung ließ sich eine Axialmodenunterdrückung von etwa 10 bei der 66 μm -Linie bzw. 100 bei den 111- und 116 μm -Linien erreichen. Anhand von Modellrechnungen konnte gute Übereinstimmung zwischen den Fabry-Perot-Spektren der D₂O-Laseremission und den zeitaufgelösten Modebeatingmessungen festgestellt werden (vergl. Jahresbericht 1979).

/1/ G. Dodel and N.G. Douglas, IEEE J. Quantum Electron., eingereicht

3.3.2 Test von Ge:Ga-Detektoren als Heterodynempfänger im FIR

Die Messung zur Bestimmung der Eigenschaften der vom Institut für Experimentalphysik der Universität Innsbruck zur Verfügung gestellten Ge:Ga-Detektoren als Heterodynempfänger im FIR wurden weitergeführt. Empfindlichkeit und Zeitkonstante von Photoleitungsempfängern können im Prinzip aus dem Generations/Rekombinationsrauschen bestimmt werden. Eindeutige Resultate wurden im vorliegenden Fall nicht erreicht, da bei phasenempfindlicher Detektion sowohl Detektorrauschen als auch Widerstandsrauschen durch Impedanzmodulation in gleicher Weise zum Signal beitragen. Ein weiteres Verfahren besteht in der Messung der Strahlung eines schwarzen Körpers in einem Mischexperiment. Die geringen Stromempfindlichkeiten der untersuchten Proben ($< 40 \text{ mA/W}$) hätten jedoch unzumutbare lange Integrationszeiten zur Folge gehabt.

Deshalb wurde ein Mischexperiment mit 2 kontinuierlich lasergepumpten (klp) FIR-Lasern aufgebaut. Im Vergleich zu herkömmlichen klp FIR-Lasern zeichnet sich der verwendete 67 μm NH₃-Ramanlaser durch einen wesentlich höheren Frequenzabstimmbereich aus /2/, im vorliegenden Experiment bis zu 80 MHz. Für die Detektorprobe A wurde ein minimaler Konversionsverlust $P_{\text{signal}}/P_{\text{if}}$ von 32 dB ssb bei 5 mW Lokaloszillatorleistung gemessen. Aus dem Frequenzgang der Mischeffizienz ergibt sich eine Zeitkonstante des Detektors A von ca. 3 ns (Abb. 14 oben), in

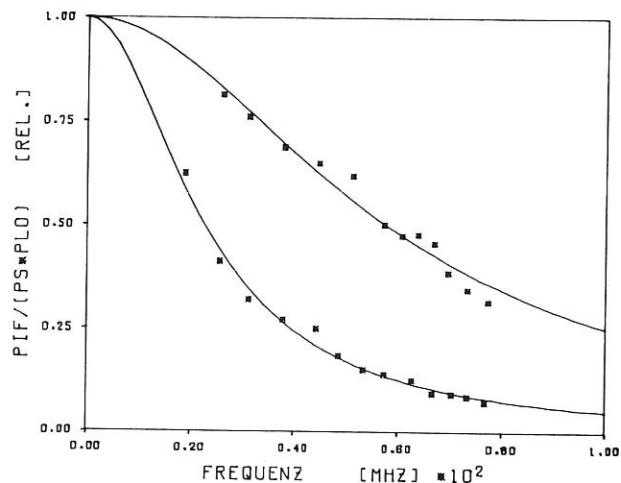


Abb. 14 Frequenzgang der Mischeffizienz von Ge:Ga-Photoleitern.

Obere Kurve: Probe A, 2.8 V Vorspannung.
Untere Kurve: Probe B, 0.05 V Vorspannung.

Übereinstimmung mit Ladungsträgerlebensdauern, bestimmt aus Anstiegszeiten kleiner Signale im Videobetrieb /3/. Die Detektorprobe B unterscheidet sich von A hauptsächlich durch eine größere Zeitkonstante von ca. 8 ns (Abb. 14 unten). Mit den vorliegenden experimentellen Daten können nunmehr zuverlässige Aussagen über den Betrieb von Photoleitungs-Mischempfängern im FIR Bereich von 0-100 MHz gemacht werden. Eine Ausdehnung dieses Bereiches bis zu 1 GHz ist zur Zeit in Arbeit.

/2/ G.D. Willenberg, U. Hübner, J. Heppner, Optics Commun. 33, 193 (1980)

/3/ F. Kohl, Dissertation, Universität Wien, 1978

3.3.3 FIR-Modulation

Zur Untersuchung von Detektoren und für die Plasmodiagnostik im FIR-Bereich werden Modulatoren mit kurzen Anstiegszeiten gebraucht. Die Erprobung geeigneter Modulatoren ist Gegenstand gegenwärtiger Untersuchungen. Erste Messungen wurden mit einem InSb-Kristall durchgeführt, der vom Institut für Experimentalphysik der Universität Innsbruck zur Verfügung gestellt wurde.

Die mit diesem Kristall erreichte Modulationsart ist eine Intensitätsmodulation aufgrund unterschiedlicher Absorptionen in Abhängigkeit von der Elektronendichte (cut-off). Die notwendige Elektronendichteänderung wird mit Strompulsen durch den Kristall bewirkt, die bei den bisherigen Experimenten von einem Thyristorpulser erzeugt wurden. Mit einem He-gekühlten Ge-Detektor (siehe 3.3.2) wurden Intensitätsänderungen von $\approx 50\%$ bei $\lambda = 119 \mu\text{m}$ gemessen. Die Anstiegszeiten betragen $\approx 1 \mu\text{s}$. Dabei befand sich der Modulatorkristall auf LN₂-Temperatur. Messungen bei LHe-Temperatur ergaben bisher keine wesentlich anderen Ergebnisse.

Die Abb. 15 zeigt den zeitlichen Verlauf der Ausgangsleistung eines CH₃OH-Lasers (oben), der von einem gepulsten CO₂-Niederdrucklaser gepumpt wurde. Der Intensitätseinbruch (hier im Leistungsmaximum) ist mit dem Strompuls durch den Modulator (unten) zeitlich korreliert.

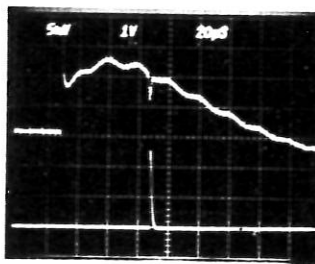


Abb. 15 FIR-Puls nach dem Modulator (oben) mit Intensitätseinbruch, der mit dem Modulatorstrom (unten) zeitlich korreliert ist.

Modulationsanstiegszeiten im ns-Bereich werden durch den Betrieb des Modulators an einem Pulser mit entsprechend kurzen Anstiegszeiten erwartet.

3.3.4 Transversalmoden in lasergepumpten FIR-Lasern

Für die geplanten Anwendungen der lasergepumpten FIR-Laser ist die Intensitätsverteilung des Ausgangsstrahls von entscheidender Bedeutung. Mit Hilfe einer pyroelektrischen TV-Kamera, zur Verfügung gestellt von der Fa. Heimann, Wiesbaden, kann die Transversalmodenstruktur von FIR-Lasern mit Energien von 5 - 10 μJ direkt beobachtet bzw. gespeichert werden. Der FIR-Oszillator wurde mit CO_2 -Laserpulsen (10 mJ, 200 μs) gepumpt. Es handelt sich um einen gefalteten konfokalen Resonator von 90 cm Länge mit einem 3 mm \varnothing Einkopelloch für die Pumpstrahlung in der Mitte des $R = 2$ m Hohlspiegels. Der FIR-Auskopplungsspiegel besteht aus einem gespannten Kupfernetz mit ca. 25 μm Maschenweite. Die verschiedenen Transversalmoden können durch Verkipfung der Laserspiegel eingestellt werden. In Abb. 16 sind einige auf diese Weise aufgenommene TEM-Moden gezeigt. Es ist zu beachten, daß die verwendete Resonatorkonfiguration, wegen des relativ hohen Verlustes am Einkopelloch (ca. 7 %), bei völlig symmetrischer Justierung höhere Transversalmoden bevorzugt. Durch Verkipfung der Laserspiegel wird die Laserstrahlachse vom Einkopelloch weggeschoben und damit starke TEM_{00} -Oszillation möglich (Abb. 16 d). Der gleiche Effekt erklärt auch die Unsymmetrien der abgebildeten Transversalmoden.

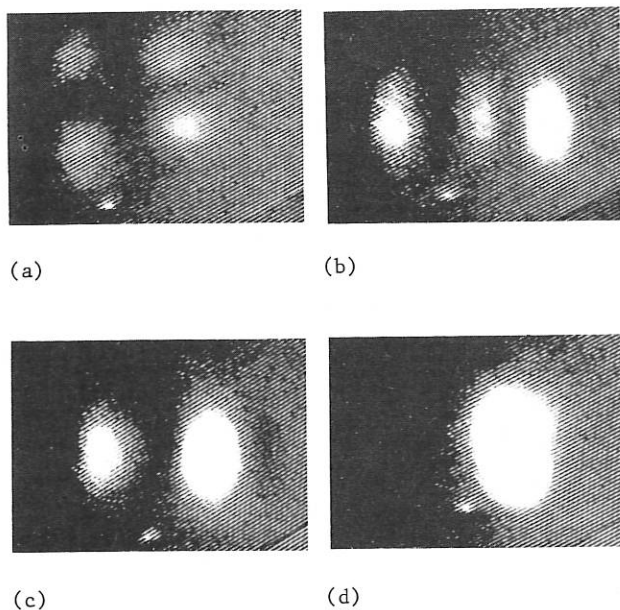


Abb. 16 Videoaufnahmen von Transversalmoden eines 119 μm CH_3OH -Lasers: (a) TEM_{11} , (b) TEM_{20} , (c) TEM_{10} , (d) TEM_{00} .

3.3.5 TEA- CO_2 -Doppelpuls-Laser

Zur Untersuchung kohärenter Anregungsmechanismen lasergepumpter FIR-Laser wurde ein CO_2 -Doppelpuls-Laser aufgebaut, der aus 2 separaten elektrischen Pumpkanälen und einem gemeinsamen Laserresonator besteht. Die Zündschaltung für die Schaltfunkenstrecken wurde speziell an die Schaltung der Pump-

kanäle angepaßt. Um eine wechselseitige Beeinflussung der Pumpentladung durch UV-Strahlung zu unterbinden, wurde ein ZnSe-Fenster in den Laserresonator eingefügt. Der Zeitabstand zwischen den Laserpulsen kann nunmehr kontinuierlich zwischen 0 und 10 μs auf ± 25 ns genau eingestellt werden. In ersten Experimenten wurde der Doppelpuls-Laser erfolgreich zum Pumpen eines FIR-Lasers eingesetzt.

3.3.6 Kontinuierlicher Wellenleiter- CO_2 -Laser

Als abstimmbare Pumplichtquelle von FIR-Lasern wie auch als frequenzverschiebbarer Lokalszillator für CO_2 -Laserstreuexperimente wird ein kontinuierlich hochfrequenzangeregter Wellenleiter- CO_2 -Laser entwickelt. Erste Experimente mit HF-Pumpleistung von einigen 100 W ergaben Ausgangsleistungen von mehr als 5 W bei 10,6 μm aus einem 3 mm Innen- \varnothing Quarzrundwellenleiter von 0.5 m Länge.

4. PLASMA FOKUS

(H. H e r o l d, L. Bertalot, E. Bühler, R. Deutsch, W. Grauf, A. Imam, U. Jäger, H.J. Kaeppler, F. Lepper, T. Oppenländer, M. Sadowski⁺, P. Schilling, H. Schmidt, R. Schmidt, H.J. Schwarz, K. Schwörer, M. Shakhatre)

An der neuen Plasmafokusanlage Poseidon wurden bei Betriebsdaten bis zu 280 kJ, 60 kV, 3 MA erste Untersuchungen zur Plasmadynamik, Neutronenproduktion, Ionenemission und zur Skalierung der Neutronenausbeute in Abhängigkeit von Ladespannung und Fülldruck vorgenommen und die Laserlichtstreuung erprobt.

Theoretische Arbeiten zum Ionenbeschleunigungsmechanismus und zur $m=0$ induzierten Turbulenz brachten wichtige, neue Ergebnisse.

4.1 Plasmafokusanlage Poseidon

Nach der erfolgreichen Durchführung von elektrotechnischen Tests wurde die Anlage gegen Ende des letzten Jahres in Betrieb genommen. Ein erster Elektrodensatz wurde optimiert und führte bei reduzierter Energie (125 kJ, 40 kV) zu hohen Neutronenausbeuten, allerdings bei ungewöhnlich hohen Fülldrücken (≈ 30 mbar, D_2). Für die Entladungen in diesem Energiebereich wurden sukzessiv Meßeinrichtungen aufgebaut, geeicht, eingesetzt und zum Teil an die elektronische Datenerfassung angeschlossen. Dazu gehören: Messungen von Strom, und Spannung, Neutronenausbeute, Röntgendosis und von Strahlungsimpulsen (Neutronen, Röntgenstrahlen) sowie Messungen mit Magnetsonden, mit Lochkameras für weiche Röntgenstrahlung und für Ionen, und mit einer Schlierenanordnung zur Untersuchung der Plasmadynamik.

Ein rechnergestütztes Meßdatenerfassungssystem (PDP 11/34 mit CAMAC-System) wurde erstmalig für

⁺) Institut für Kernforschung, Swierk, Polen

das Institut aufgebaut und an der Fokusanlage in Betrieb genommen. Das Datenerfassungsprogramm wurde unter Verwendung von FORTRAN-CAMAC Routinen des HMI Berlin neuentwickelt. Die Struktur der Konfigurations- und Datenfiles wurde vom GALE-System des IPP Garching übernommen. Die Anlage bedient derzeit 4 Diagnostiken und eine 16-Kanal-Zeitkorrelationsmessung.

Der Arbeitsbereich wurde mit einem neuen größeren Elektrodensatz (Anodendurchmesser 130 mm) auf Energien bis 280 kJ bei Strömen von maximal 3 MA ausgedehnt. Damit wurden erste wissenschaftliche Ergebnisse gewonnen. Bei den Messungen standen Skalierungsuntersuchungen zur Neutronenausbeute und Untersuchungen zum Neutronenproduktionsmechanismus im Vordergrund:

1) Die Neutronenausbeuten Y variieren in der bekannten Weise mit dem Fülldruck p_0 . Die Verläufe $Y(p_0)$ sind bei vorgegebener Batterieenergie W fast unabhängig von der Ladespannung. Die maximalen Neutronenausbeuten erreichen etwa die W^2 -Skalierung. Sättigungserscheinungen in der Neutronenausbeute deuten sich bei jedem Elektrodensatz bei bestimmten maximalen Speicherenergien an.

2) Die Untersuchung der Richtungsverteilung, der Energieverteilung und der Quellenstruktur von beschleunigten Ionen mit Teilchenspuredetektoren (Zellulosenitrat- und CR39-Filme) wurde begonnen. Solche Messungen an den kleinen Fokusanlagen hatten im vergangenen Jahr interessante Ergebnisse zum Mechanismus der Ionenbeschleunigung gebracht. Dank der hohen Fusionsausbeute ($Y \approx 2 \cdot 10^{11}$) können auch Reaktionsprotonen in die Auswertung einbezogen werden. Erste Lochkameraabilder mit Reaktionsprotonen bei $W = 125$ kJ ergaben ein eng begrenztes Quellgebiet mit Halbwertsbreiten $\Delta z \approx 20$ mm und $\Delta r \approx 6$ mm (Abb. 17). Die Störungen der Ionenbahnen durch das Fokusbagnetfeld können durch ein Rechenverfahren erfaßt und die Quellbilder korrigiert werden. Weiterhin wurde versucht, die Energieverteilung der Reaktionsprotonen durch Filter-

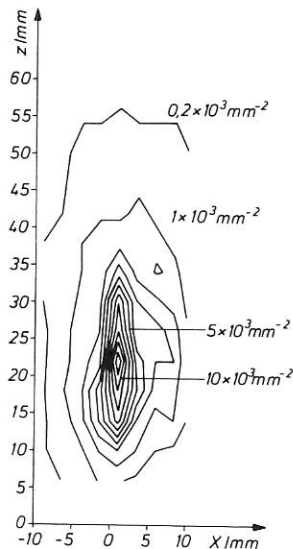


Abb. 17 Auswertung einer Lochkameraaufnahme der Reaktionsprotonen mit Protonenspuredichten.

absorption und durch Ausmessung der Kratergrößen auf dem Film zu bestimmen. Die Bestimmung der Linienbreite und der Linienverschiebung in verschiedenen Emissionsrichtungen könnte ähnlich wie die Neutronenspektroskopie Information über den Ablauf der Fusionsprozesse geben. Energieauflösungen $\Delta E = 100-200$ keV erscheinen möglich. Erste Messungen mit größerem ΔE ergaben Protonenlinien mit einem Maximum zwischen 2,8 und 3,5 MeV und mit Halbwertsbreiten zwischen 0,7 und 1 MeV. Untersuchungen an den beschleunigten Plasmaionen zeigten, daß bei den verwendeten Hohl Elektroden kleine ($\Delta r \approx 0,5$ mm) Ionenquellen mit $E_d \geq 2$ MeV im Gegensatz zu den früheren Messungen an DPF 78 sehr selten auftreten.

3) In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Heidelberg (Inst. f. Angewandte Physik) wurden die Laserstreumessungen vorbereitet und erste Streuexperimente am Fokusplasma durchgeführt. Es konnten k-Spektren gewonnen werden, deren Interpretation allerdings noch fraglich ist. Plasmagebiete mit stark überthermischen Spektren wurden noch nicht gefunden. Eine Verbesserung der mechanischen Stabilität der Streuanordnung erwies sich als notwendig und wird durchgeführt.

4) Die Plasmadynamik in der Kompressionsphase wurde schlierenoptisch untersucht: Die Plasmasäule ist 50 - 60 mm lang und wird mit einer mittleren Kompressionsgeschwindigkeit von $3 \cdot 10^5$ m/s auf einen minimalen Durchmesser von 7 bis 12 mm komprimiert und expandiert danach innerhalb von 50 bis 80 ns auf einen Durchmesser von 30 bis 40 mm. Die dann einsetzende Instabilitätsphase ($m=0$) dauert einige 10 ns an und fällt etwa mit der Emission von Röntgenstrahlung ($\lesssim 50$ ns) und Neutronen ($\lesssim 200$ ns) zusammen. Die in Abb. 18 gezeigten Schlierenaufnahmen stammen aus 3 Entladungen. Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf den Zeitpunkt der maximalen Kompression (minimaler Radius bei $t = 0$).

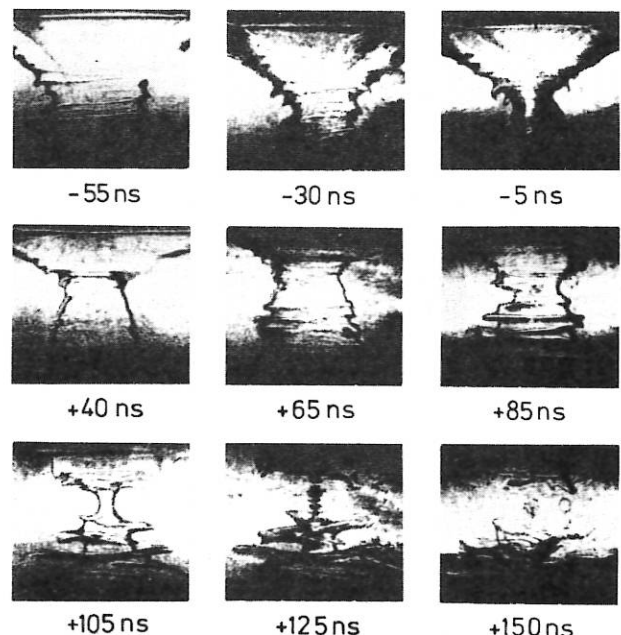


Abb. 18 Schlierenaufnahmen des Plasmafokus bei 6 mbar D_2 , 60 kV, 280 kJ, $Y \approx 2 \cdot 10^{11}$.

Die Untersuchungen der Korrelation zwischen Plasmasdynamik und Röntgen- und Neutronenemission werden fortgesetzt.

4.2 Messungen an den kleinen Fokusanlagen

An den kleinen Anlagen werden besondere Phänomene vertieft untersucht und Meßmethoden vorbereitet. Insbesondere interessiert die Auswirkung der Zünd- und Beschleunigungsvorgänge auf die Fokusereignisse.

4.2.1 Untersuchung der Laufphase

Mit plasmainternen Magnetsonden wurden am Mini-fokus (20 kV, 12 kJ) die elektromagnetischen Eigenschaften der Plasmaschicht im Beschleunigungsbereich untersucht. Symmetrische und reproduzierbare Entladungen mit hoher Neutronenausbeute ergaben sich erst nach dem Einbau von Stahlschneiden als Zündhilfe im Zündbereich des Elektrodensystems. Günstige Stromaufteilungen (ca. 80 % im Pinch) und unstrukturierte, symmetrische, relativ dünne ($\Delta z \approx 15$ mm) Stromschichten wurden bei Fülldrücken mit hoher Neutronenausbeute (≈ 3 mbar) festgestellt. Die Messungen werden im Kompressionsbereich fortgesetzt.

4.2.2 Elektronenenergieverteilung

Die Energieverteilung der in Anodenrichtung beschleunigten, relativistischen Elektronen wurde mit einem einfachen magnetischen Spektrometer gemessen. Das Spektrometer wurde meist am Ende der Hohlanode angebracht oder in die Anode eingeführt. Elektronen mit Energien von 60 keV bis zu 3 MeV wurden nachgewiesen. Die Intensitätsmaxima lagen meist bei 100 - 300 keV. Sowohl die Strahlintensitäten wie auch die Maximalenergien und auch das Auftreten und die Lage von diskreten Maxima in den Spektren schwankte beträchtlich von Entladung zu Entladung. Dies weist auf Beschleunigungsvorgänge durch nichtreproduzierbar verlaufende Instabilitäten und auf die Existenz von mehreren Beschleunigungszentren hin. Zusammenhänge zwischen Neutronen- und Elektronenemission wurden beobachtet.

4.3 Theoretische Arbeiten

4.3.1 Lower-Hybrid- und Elektron-Zyklotron-Driftinstabilitäten in der Kompressionsphase

Die 1980 begonnene Arbeit über die Driftinstabilitäten in der Kompressionsphase wurde im Berichtsjahr abgeschlossen. Die Dispersionsgleichung für die Mikroinstabilitäten im Plasmafokus wurde abgeleitet und für reelle Fokusparameter angewendet. Während der Kompressionsphase können sowohl die LHD- als auch die ECD-Instabilitäten auftreten. Ihre Einsatzbedingungen wurden bestimmt. Bei der Berechnung der Heizraten aus der quasilinearen Theorie zeigte sich, daß unter theoretisch voraus-sagbaren Bedingungen während der Kompressionsphase ungewöhnlich hohe Elektronentemperaturen (≈ 2 keV) auftreten können. Das Auftreten solcher Elektronentemperaturen wurde auch experimentell beobachtet.

4.3.2 Ionenbewegung und Ionenbeschleunigung im Plasmafokus

Zunächst wurden die Bahnen von schnellen Ionen im azimutalen Magnetfeld der Fokulentladung untersucht. Dabei wurden zylindrische und korrigierte Entladungen mit zeitlich konstantem Magnetfeld angenommen. Folgende Phänomene wurden festgestellt: 1) Ein Einfang von solchen Ionen, die geeignete Anfangsrichtung und Energie haben. 2) Eine statistische mittlere Ionendrift, parallel zum elektrischen Strom. 3) Ein Fokussierungseffekt der bei Magnetfeldinhomogenitäten zu starken Konzentrationsänderungen führt. 4) Der Einfang von Ionen in den Bäuchen der Konfiguration.

Weiterhin wurde die Bewegung schneller Ionen in den elektromagnetischen Feldern der Entladung unter Einbeziehung der Pinchdynamik untersucht. Die Bewegungsabläufe (Kompression, Expansion, $m=0$ Instabilität) wurden entsprechend den experimentellen Beobachtungen vorgegeben. Die Rechnungen zeigen, daß während der $m=0$ Einschnürung, bei Berücksichtigung der Raumladungsverhältnisse durch die Fokussierung der Elektronen auf die Achse, Ionen bis auf MeV-Energien beschleunigt werden können.

4.3.3 Entwicklung hochturbulenter Plasmazustände aus der $m=0$ -Instabilität

In einem gemeinsamen Forschungsvorhaben mit Neue Technologie, M.A.N. München wird das Problem der Entstehung hochturbulenter Plasmazustände in der späten Phase des Plasmafokus untersucht. Dabei wird der Computer-Code "REDUCE" zur Darstellung analytischer Lösungen mit eingesetzt. In den Fällen, wo REDUCE zu aufwendig wird, geht man auf numerische Verfahren über.

Ausgangspunkt ist die $m=0$ Instabilität nach der dichten Phase des Fokus. Hier liegt eine analytische Theorie der Pinch-Instabilitäten für den linearen Bereich vor. Der Übergang zum nicht-linearen Bereich wird durch eine Reihenentwicklung in Potenzen der Vorticity angegangen. Bis zur 4. Ordnung kann mit REDUCE gearbeitet werden. Dafür wurde eine analytische Form der Dispersionsgleichung erhalten, die für $\text{rot } \vec{v} = 0$ in diejenige von Wilhelm /1/ übergeht. Numerisch werden Näherungen bis zur 50. Ordnung erhalten.

Während der $m=0$ Instabilität steigt die Vorticity stark an, Wirbelbildung erfolgt allerdings erst nach Abklingen dieser Instabilität in der späten Phase. Dabei treten hohe Felder $B \sim Re$ und Dichten $n \sim Re^{1/2}$ ($Re = \text{Reynoldszahl}$) infolge sehr hoher Reynoldszahlen auf. Die Ionenbeschleunigung wurde ebenfalls berechnet. Es wurde nachgewiesen, daß es eine universelle Skalierungskonstante $K_0 = I_0^2 / g_0 R_0^2$ gibt, für die allerdings die Daten zu Beginn der $m=0$ Instabilität maßgebend sind.

Da K_0 zu Beginn der Kompression nicht notwendigerweise durch die Daten in der Laufphase angegeben werden kann, bahnt sich eine mögliche Erklärung für Sättigungseffekte bei Fokusanlagen an. /1/ H.E. Wilhelm, Beitr.a.d.Plasmaphys., 1, 25 (1963)

5. ELEKTRON - ZYKLOTRON -
RESONANZ - HEIZUNG
(E C R H)

(Experiment: R. W i l h e l m, V. Erckmann, J. Eischer, G. Janzen, G. Müller, C. Rieper, P.G. Schüller, H. Strohwal, M. Thumm.

Theorie: E. R ä u c h l e, U. Erz, W. Konle, F. Moser)

Im Berichtsjahr wurden erste, vorbereitende Arbeiten für das neu aufgenommene Arbeitsgebiet ECRH durchgeführt. Auf experimentellem und technischem Gebiet sind die anstehenden Konstruktionsarbeiten weitgehend abgeschlossen. Von auswärts zu beziehende Bauteile sind bestellt, zum Teil schon geliefert. Mit ersten Aufbauarbeiten zum Gyrotron-Generator und zum HF-Übertragungssystem wurde begonnen. Auf theoretischer Seite begannen die Vorarbeiten für die geplanten numerischen Untersuchungen zur Ausbreitung und Absorption der HF-Strahlung im Plasma. Über einige Punkte soll nachfolgend kurz berichtet werden.

5.1 Gyrotron-Generator

Der im Aufbau befindliche Generator enthält als wesentliche Komponenten das Gyrotron, das Magnet-system (bestehend aus 6 Einzelmagneten), sowie die zugehörigen Versorgungsgeräte (zusammen 70 kW Leistungsabgabe, geregelt auf eine Konstanz von 10^{-4}). Hinzu kommen als weitere Bauteile die Modulatoreinheit, das Kühlsystem sowie das Überwachungs- und Sicherheitssystem. Diese letztgenannten Einheiten sind zur Zeit in Entwicklung bzw. im Aufbau. Nach Abschluß der Aufbauarbeiten soll der fertige Generator etwa Mitte 1982 im IPF in Betrieb genommen werden. Zur Einstellung der optimalen Betriebsbedingungen ist vorgesehen, im 10 Hz-Betrieb mit 1 ms Pulslänge auf eine angepaßte Wasserlast zu arbeiten. Der dazu benötigte Kondensatorspeicher mit Ladeeinrichtung befindet sich gleichfalls im Aufbau. Neben dem Funktionstest des Generators ist zugleich an erste Hochleistungstests von Komponenten des HF-Übertragungssystems gedacht. Nach Abschluß dieser Voruntersuchungen kann die fertige Anlage etwa Anfang 1983 nach Garching in das IPP gebracht und an ein für den Langzeitimpuls geeignetes Versorgungssystem angeschlossen werden.

Das Gyrotron bzw. der Generator weist die folgenden Daten auf:

- Strahlspannung: 80 kV
- Strahlstrom: 8 A
- Pulslänge: 40 ms
- Pulsleistung: 200 kW⁺⁾
- Frequenz: 28 GHz.

+) Im Abnahmetest hat die Röhre 240 kW erreicht.

5.2 HF-Übertragungssystem

Das vorgesehene Gyrotron (VGA-8050 A der Firma Varian) emittiert vorwiegend im TE_{02} -Mode (Mode mit zirkularem E-Feld in einem überdimensionierten Rundhohlleiter). Für den Transport dieses speziellen,

gegen Geometrieänderungen höchst empfindlichen Modes wird ein geeignetes Hohlleitersystem vorbereitet. Mit der Entwicklung der verschiedenen dabei benötigten, besonders kritischen Bauteile (Krümmer, Balg-Verbindungen, Querschnittsübergänge, Modenfilter, Richtkoppler, Frequenzdiskriminator, Stehwellenmesser, u.v.a.) wurde begonnen. Die für derartige Entwicklungsarbeiten notwendigen Hohlleitermoden des Gyrotrons (TE_{02} , TE_{01}) konnten bereits im Niederleistungsbereich erzeugt werden.

Die HF-Einkopplung in den W VII-A-Torus soll in einem ersten Schritt durch unmittelbare Abstrahlung aus dem Rundhohlleiter erfolgen. Wegen der unübersichtlichen und für die Heizung möglicherweise nicht optimalen Strahlbedingungen (verschiedene Richtungen von Wellenvektor und Polarisationssebene relativ zum Plasma bzw. Magnetfeld) soll in einem zweiten Schritt mit definierter Polarisierung eingestrahlt werden. Für eine derartige Einstrahlung aus einem "array" aus üblichen Rechteckhohlleitern muß jedoch ein geeigneter Modentransformator entwickelt werden. Eine erste mögliche Version ist in Planung und soll demnächst untersucht werden.

5.3 ECRH-Experiment an W VII-A

Der geplante Einsatz des 28 GHz-Gyrotrons an W VII-A bei nur 1 Tesla Resonanzmagnetfeld ist in erster Linie als vorbereitendes Experiment für künftige ECRH-Anwendung bei höherer Frequenz und Leistung anzusehen. Neben der Einarbeitung in die Gyrotron-Technologie steht dabei vor allem die Entwicklung eines geeigneten HF-Übertragungs- und Einkoppelsystems im Vordergrund. Hierbei sind wiederum die speziellen Anforderungen des Stellarators, nämlich die Erzeugung (Zündung) und Aufheizung eines nettostromfreien Plasmas zu berücksichtigen.

Zum besseren Verständnis entsprechender Heizexperimente soll die HF-Ausbreitung und Absorption mit Hilfe HF-spezifischer Diagnostikverfahren untersucht werden.

Über die mehr vorbereitenden Experimente hinaus sind aber auch zu gewissem Umfang interessante Erkenntnisse zum Einschlußverhalten des HF-geheizten Stellaratorplasmas denkbar: aus ersten ECRH-Experimenten am HELIOTRON E - Stellarator (bei 28 GHz, 70 kW, 10 ms) kann möglicherweise auf einen klassischen Elektroneneinschluß geschlossen werden /1/. Übertragen auf das W VII-A Plasma sollte sich mit dem 40 ms-Puls die Endtemperatur von ca. 2 keV (bei klassischem Einschluß) erreichen lassen.

Damit wäre der Bereich großer freier Weglängen für Transportuntersuchungen zugänglich. Auf der anderen Seite ist nicht auszuschließen, daß die vergleichsweise starke HF-Einstrahlung wiederum zu einer Erhöhung der Verluste beiträgt; dies ist eine Frage, die für den künftigen ECRH-Einsatz nicht unwesentlich ist.

/1/ K. Uo et al., Proc. 10th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Vol. I, Contributed Paper E-1, Moskau, 1981.

5.4 Theoretische Untersuchungen zur ECRH

5.4.1 Strahlrechnungen

Zur Bestimmung des Leistungsdepositionsprofils sollen Strahlrechnungen durchgeführt werden, denen die speziellen Bedingungen des W VII-A zugrunde liegen. Solche Rechnungen tragen auch dazu bei, für zukünftige Experimente eine optimale Welleneinkopplung zu finden.

5.4.2 Plasmasimulation

Zur Klärung der Absorption der Wellen werden Plasmasimulationsrechnungen durchgeführt. Aus-

gehend von den Vlasovgleichungen wird die zeitliche und räumliche Entwicklung von Wellenvorgängen im Phasenraum berechnet (Die Auswirkung der ECRH auf die Ionen ist in der kinetischen Behandlung eingeschlossen). Hierzu werden die vorhandenen numerischen Codes für eine Geschwindigkeitskoordinate auf zwei Geschwindigkeitskoordinaten erweitert, außerdem wird ein äußeres Magnetfeld berücksichtigt. Da die hierbei auftretenden Anforderungen bezüglich Rechenzeit und Kernspeicher die im IPF vorhandenen Möglichkeiten übersteigen, sollen diese Plasmasimulationsrechnungen an den Rechenanlagen des IPP durchgeführt werden.

VERÖFFENTLICHUNGEN DES INSTITUTS FÜR PLASMAFORSCHUNG
DER UNIVERSITÄT STUTTGART

Dodel, G., N.G. Douglas:
Separation of the $5_5 - 5_3 / 5_4 - 5_2$ Doublet
in the ν_2 Band of D_2^{160} ,
J. Mol. Spectrosc. 87, 297 (1981)

Fahrbach, H.U., W. Köppendörfer, M. Münich,
J. Neuhauser, H. Röhr, G. Schramm, J. Sommer,
E. Holzhauer:
Measurement of Lower Hybrid Drift Fluctuations
in the Boundary Layer of a High-Beta Plasma
by Collective CO_2 Laser Light Scattering,
Nucl. Fusion 21, 257 (1981)

Heppner, J., D.N. Ghosh Roy:
FIR Gain Measurements in CW Laser Pumped
 CH_3OD ,
Int. Journ. Infr. and Mill. Waves 2, 479
(1981)

Herold, H., A. Mozer, M. Sadowski, H. Schmidt:
Design and Calibration of a Thomson Ion
Analyzer for Plasma Focus Studies,
Rev. Sci. Instrum. 52, 24 (1981)

Janzen, G.:
The Influence of Oxygen Impurities on Ion
Cyclotron- and Ion Hybrid Resonances in
Deuterium-Hydrogen-Plasmas,
Plasma Phys. 23, 629 (1981)

Janzen, G., E. Rächle:
Open Waveguide Plasma Source,
Phys. Lett. 83A, 15 (1981)

Kruppa, G., H. Suhr, G. Janzen, W. Staib:
Bestimmung der Elektronendichte in Hochfre-
quenzentladungen mehratomiger Gase,
Ber. Bunsengesellschaft Phys. Chem. 85, 1128
(1981)

Sadowski, M., H. Schmidt, H. Herold:
Time-Resolved Studies of Deuteron Beams
Emitted from a Plasma Focus,
Phys. Lett. 83A, 435 (1981)

Marx, R., U. Hübner, I. Abdul-Halim,
J. Heppner, Y.-C.Ni, G.-D. Willenberg,
C.O. Weiss:
Far-Infrared CW Raman and Laser Gain of
 $^{14}N H_3$,
IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 1123 (1981)

Rächle, E:
Instability as a Property of Plasma States,
Chaos and Order in Nature, ed. H. Haken,
Springer, Heidelberg, 1981,
Proc. of the Int. Symp. on Synergetics,
Schloß Elmau, 1981, p. 118

K O N F E R E N Z B E R I C H T E

10th European Conference on Controlled Fusion
and Plasma Physics, Moskau, 1981

23rd Annual Meeting of the Division of Plasma
Physics APS, New York, 1981

Bertalot, L., R. Deutsch, H. Herold, U. Jäger,
A. Mozer, M. Sadowski, H. Schmidt:
Ion Emission Characteristics of Plasma Focus
Devices,
Proc., Vol. I, Contributed Paper D-1

Röhr, H., K.-H. Steuer, K. Hirsch,
H. Salzmann:
The First Quasistationary Thomson Scattering
Experiments Throughout the Entire ASDEX
Discharge,
Post Deadline Paper

Moser, F., E. Rächle, P.G. Schüller:
Absorption of Magnetoacoustic Waves in
High- β -Plasmas,
Proc., Vol. I, Contributed Paper D-23

Conference on Millimeter and Far-Infrared
Spectroscopy, St. Andrews, 1981

Erckmann, V., G. Müller, K. Schwörer,
J. Singethan, M. Thumm, R. Wilhelm:
Confinement and Magnetoacoustic Heating of a
Low Density Belt-Pinch Plasma,
Proc., Vol. I, Contributed Paper L-10

Heppner, J., H. Hübner, R. Marx, C.O. Weiss,
G.D. Willenberg:
Raman and Laser Gain of CW Lasers pumped
FIR Laser Transition,
Proc., p. 16

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachausschuß Plasmaphysik, Hamburg, 1981

Erckmann, V., G. Müller, K. Schwörer, J. Singethan, M. Thumm, R. Wilhelm: Untersuchung von Hoch-Beta-Plasmen kleiner Dichten im Belt-Pinch-Experiment HECTOR, Verhandl. DPG (VI) 16, 882 (1981)

Erckmann, V., G. Müller, J. Singethan, M. Thumm, R. Wilhelm: Elektronenheizung und Elektronenenergieverlauf im Hoch-Beta-Tokamak HECTOR, Verhandl. DPG (VI) 16, 883 (1981)

Deutsch, R., H.J. Kaeppler: Driftinstabilitäten und Turbulenzheizung in der Kompressionsphase des Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) 16, 887 (1981)

Mozer, A., M. Sadowski, H. Herold, H. Schmidt: Energieanalyse von schnellen Deuteronen und Verunreinigungsionen am Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) 16, 888 (1981)

Sadowski, M., H. Schmidt, H. Herold: Time-Resolved Measurements of Deuteron Pulses Generated by a Plasma Focus, Verhandl. DPG (VI) 16, 888 (1981)

Jäger, U., L. Bertalot, R. Deutsch: Untersuchung der Ionenquellen am Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) 16, 888 (1981)

Moser, F., E. Räuchle, P.G. Schüller: Untersuchung magnetoakustischer Wellen in Hoch- β -Plasmen, Verhandl. DPG (VI) 16, 927 (1981)

Moser, F., E. Räuchle: Dissipative magnetoakustische Wellen in zylindrischen Hoch- β -Plasmen, Verhandl. DPG (VI) 16, 927 (1981)

Janzen, G., E. Räuchle: Erzeugung überdichteter Plasmen durch Mikrowellen, Verhandl. DPG (VI) 16, 928 (1981)

Erz, U., E. Räuchle, K. Weixelbaum: Plasmasimulation elektrostatischer Wellenphänomene unter Einschluß der Ionen, Verhandl. DPG (VI) 16, 928 (1981)

Hirsch, K., H. Salzmann, H. Röhr, K.-H. Steuer: Thomsonstreuung mit einem Nd-Glaslaser und Avalanche-Detektoren an ASDEX, Verhandl. DPG (VI) 16, 931 (1981)

Vogel, Th.: Hochauflösender Phasenmesser für die Plasmaidagnostik mit CO₂-Lasern, Verhandl. DPG (VI) 16, 931 (1981)

Kasperek, W.: Bestimmung mehrerer Ionensorten durch Streuexperimente mit Heterodyn-Empfang bei 10,6 μm , Verhandl. DPG (VI) 16, 932 (1981)

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachausschuß Quantenoptik, Münster, 1981

Dodel, G., J. Heppner, H. Hailer: CO₂-Laser gepumpter D₂O-Ferninfrarotlaser: Korrelation zwischen Pump- und FIR-Pulsform, Verhandl. DPG (VI) 16, 404 (1981)

Weiß, C.O., U. Hübner, R. Marx, J. Heppner: Kontinuierliche Raman- und Laserverstärkung in NH₃, Verhandl. DPG (VI) 16, 413 (1981)

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Fachausschuß Halbleiterphysik, Münster, 1981

Dodel, G., J. Heppner, E. Holzhauer, E. Gornik, F. Kohl: Sb- und Ga-dotierte Ge-Photoleiter als schnelle Heterodynempfänger im Fernen Infrarot, Verhandl. DPG (VI) 16, 243 (1981)

6. DFG-Kolloquium im Schwerpunkt "Fusionsorientierte Plasmaphysik" Jülich, 1981

Herold, H.: Neue Forschungsergebnisse am Plasmafokus

DISSERTATIONEN, DIPLOM- UND SEMESTERARBEITEN

Dissertationen

Erz, U.:
Numerische Simulation elektrostatischer
Wellen in Plasmen,
Universität Stuttgart (1981)

Heppner, J.:
Verstärkungseigenschaften kontinuierlich
lasergepumpter Ferninfrarot Lasergase,
Universität Hannover (1981)

Oppenländer, T.:
Experimentelle Untersuchung des Einflusses
hoher Spannungen auf einen Plasmafokus,
Universität Stuttgart (1981)

Rückle, B.:
Über den Zusammenhang zwischen Neutronen-
produktion und Instabilitäten am Plasma-
fokus,
Universität Stuttgart (1981)

Diplomarbeiten

Bühler, E.:
Untersuchungen an energiereichen Elektronen
des Plasmafokus

Singethan, J.:
Spektroskopische Untersuchungen von Verunrei-
nungen am Belt-Pinch HECTOR

Semesterarbeiten

Burckhardt, D.:
Untersuchungen an einem schnellen elektro-
magnetischen Gasventil

Geenen, M.:
Entwurf und Aufbau eines vierkanaligen
Zählers mit Zeitmess- und Steuerlogik zur
Messung der Neutronenausbeute am Plasma-
fokus DPF 500 nach der Silberaktivierungs-
methode

Grossbach, W.:
Optische und elektronische Überwachungs-
schaltung für Schaltfunkenstrecken

Haas, R.:
Rauschverhalten einer großflächigen Ava-
lanchediode in Verbindung mit einem Trans-
impedanzverstärker

Stickel, H.:
Optoelektronische Auskopplung von analogen
Meßsignalen an Plasmaexperimenten

L A B O R B E R I C H T E

- IPF-81-1 Rückle, B.: Über den Zusammenhang zwischen Neutronenproduktion und Instabilitäten am Plasmafokus, 1981
- IPF-81-2 Oppenländer, T.: Experimentelle Untersuchung des Einflusses hoher Spannungen auf einen Plasmafokus, 1981
- IPF-81-3 Hirsch, K., H. Salzmann, H. Röhr, K.-H. Steuer: JET Design Study 8.3 "Quasi-Continuous Laser Scattering" Part 2 Extension to Spatial Scan, 1981
- IPF-81-4 Vogel, Th.: Phasendemodulator mit hoher Zeit- und Winkelauflösung zur Messung der Faraday-Drehung mit einem Trägerfrequenz-Polarimeter, 1981
- IPF-81-5 Kasperek, W., E. Holzhauser: Measurement of Heavy Ion Components in a Hydrogen Plasma by CO₂-Laser Scattering with Coherent Detection, 1981
- IPF-81-6 Dodel, G., N.G. Douglas: Investigation of D₂O-Laser Emission at 50 μ m, 66 μ m, 83 μ m, 111 μ m and 116 μ m, 1981
- IPF-81-7 Moser, F., E. Räuchle, P.G. Schüller: Absorption of Magnetoacoustic Waves in High Beta Plasmas, 1981
- IPF-81-8 Erckmann, V., G. Müller, K. Schwörer, J. Singethan, M. Thumm, R. Wilhelm: Confinement and Magnetoacoustic Heating of a Low Density Belt-Pinch Plasma, 1981
- IPF-81-9 Bertalot, L., R. Deutsch, H. Herold, U. Jäger, A. Mozer, M. Sadowski, H. Schmidt: Ion Emission Characteristics of Plasma Focus Devices, 1981
- IPF-81-10 Erz, U.: Numerische Simulation elektrostatischer Wellen in Plasmen, 1981
- IPF-81-11 Deutsch, R., U. Jäger: Ion Motion in the Plasma Focus, 1981
- IPF-81-12 Singethan, J.: Spektroskopische Untersuchungen von Verunreinigungen am Belt-Pinch HECTOR, 1981
- IPF-81-13 Hirsch, K., H. Röhr, H. Salzmann, G. Schramm, K.-H. Steuer: First 50 pps Thomson Scattering Diagnostics in a Tokamak, 1981
- APR-1980 Janzen, G. et al.: Rotating Magnetic Field Investigations, Plasma Physics Research Group, Flinders University of South Australia, 1981
- PTB-Me-36 Heppner, J.: Verstärkungseigenschaften kontinuierlich lasergepumpter Ferninfrarot Lasergase, PTB Braunschweig, 1981

E I N G E L A D E N E V O R T R Ä G E

- Deutsch, R.: Driftinstabilitäten im Plasmafokus, Physikalisches Kolloquium der Techn. Universität Graz, Österreich, 1981
- Dodel, G.: CO₂-Laser-gepumpte FIR-Laser in der Plasmadiagnostik: Motivation und Stand der Entwicklung, Plasma Kolloquium der Universität Essen, 1981
- Heppner, J.: Fluorescence and Raman Gain of FIR Laser Transitions, Physics Seminar, Heriot-Watt University of Edinburgh, Scotland, 1981
- Herold, H.: Neuere Ergebnisse vom Plasmafokus, Physikalisches Kolloquium der Universität Düsseldorf, 1981
- Janzen, G.: Höchsthfrequenz-Leistungsröhren (Gyrotrons) und ihre Anwendung in der Plasmaphysik, Physik-Seminar der Universität Düsseldorf, 1981
- Kasperek, W.: Plasmadiagnostik und kollektive Lichtstreuung mit Infrarot-Lasern und optischem Übertragungsempfang, Seminar über Plasmaphysik der Techn. Universität München, 1981
- Salzmann, H.: Periodisch gepulste Laserstreuung an ASDEX, Plasma Kolloquium der Universität Essen, 1981

MASSENSEPARATOR-LABOR IM PHYSIKDEPARTMENT
 DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN
 (Dr. E. Hecht1)

Die Ermittlung von Zerstäubungsausbeuten für fusionsrelevante Ion-Target Kombinationen wurde fortgesetzt. Als Beschußionen wurden vor allem C^+ und O^+ verwendet; die untersuchten Materialien waren Graphit, Siliziumkarbid, rostfreier Stahl und Wolfram.

Zerstäubung von Festkörperoberflächen mit schweren Ionen

Im Jahre 1981 wurden die Zerstäubungs-Untersuchungen an Materialien, die für die erste Wand in Fusionsreaktoren in Frage kommen, fortgesetzt. Als Beschußionen wurden vor allem C^+ und O^+ verwendet, da diese die Hauptverunreinigungen in Fusionsplasmen darstellen. Bei der Zerstäubung mit Sauerstoff spielen chem. Effekte eine große Rolle. Um diese Effekte der chemisch veränderten Oberfläche auf die Zerstäubung zu ermitteln, wurden zum Vergleich auch Zerstäubungsausbeuten mit Neon bestimmt. Die Beschußenergien betragen zwischen 50 eV und 10 eV; die Auftreffwinkel waren normal zur Oberfläche. Die untersuchten Materialien waren Graphit, Siliziumkarbid, rostfreier Stahl und Wolfram.

Aus den Messungen ergaben sich folgende relevante Erkenntnisse /1/: a) Die Zerstäubungsausbeute von Kohlenstoff (Graphit) mit Kohlenstoff ist bei allen Energien kleiner als eins, d.h. Kohlenstoff wird auf der Oberfläche aufgesammelt (auch auf allen anderen möglichen Wandmaterialien) und somit abgepumpt (siehe Abb. 1). b) die Zerstäubung aller relevanten Materialien (außer Graphit) mit Sauerstoff ist im untersuchten Energiebereich nahezu konstant gleich eins, was auf die Bildung des flüchtigen Oxids CO schließen läßt (siehe Abb. 2).

Ferner wurde in einige Stahlproben Helium und in einigen Nickelproben Nickel implantiert. Die Beschußenergie betrug 30 keV, die Dosen lagen zwischen 1×10^{16} Ionen/cm² und 5×10^{16} Ionen/cm². Diese Proben wurden dann im IPP weiter untersucht.

Die Zerstäubungsapparatur am Massenseparator wurde für folgende Untersuchungen weiter ausge-

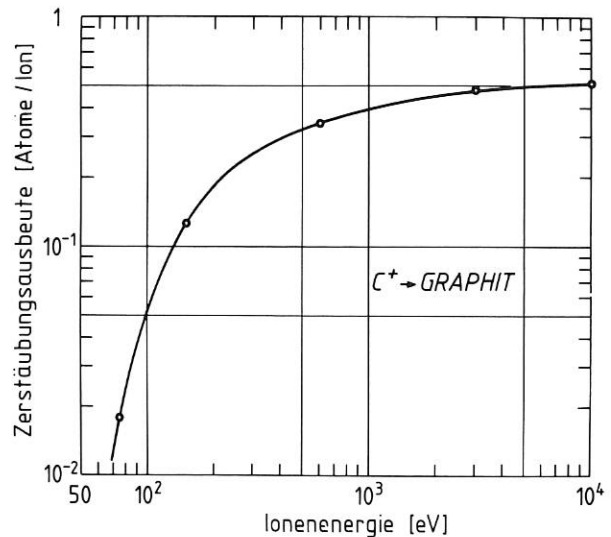


Abb. 1 Zerstäubungsausbeute von Graphit bei Beschuß mit Kohlenstoff-Ionen in Abhängigkeit der Beschußenergie.

baut: Für die Messung der Winkelabhängigkeit der Zerstäubung wurde ein entsprechender Auffänger in die Probenanordnung integriert. Zur Messung der Zerstäubungsausbeute als Funktion des Beschußwinkels wurde ein Probenrevolver gebaut. Durch Austausch mit dem gegenwärtigen Probenrevolver können auf diese Weise Zerstäubungsausbeuten ab einer Energie von 3 keV für nicht normalen Auftreffwinkel gemessen werden.

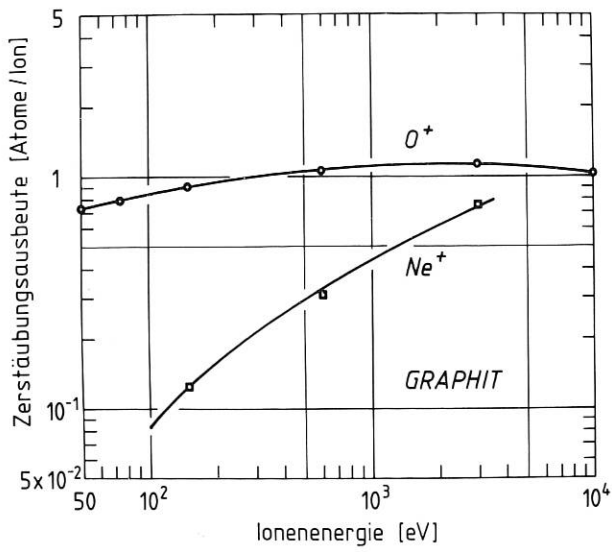


Abb. 2 Zerstäubungsausbeute von Graphit bei Beschuss mit Sauerstoff- und Neon-Ionen in Abhängigkeit der Beschussenergie.

Veröffentlichungen und Konferenzberichte

- /1/ E. Hecht1, J. Bohdanský and J. Roth
The sputtering yield of typical impurity ions for different fusion reactor materials. 2nd topical meeting on fusion reactor materials, Seattle, Washington, USA, Aug. 9-12, 1981 to be published in J. Nucl. Mater.
- /2/ E. Hecht1
A variable geometry retardation collector for low energy sputtering experiments. Nucl. Instr. and Meth. 186, 453 (1981)

LEHRSTUHL FÜR TECHNISCHE ELEKTROPHYSIK
DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN
(Prof. Dr. U. H. Bauder)

Die Erosionsausbeute weiterer fusionsrelevanter Materialien wie TiC und der für INTOR vorgesehenen Al-Legierung wurde in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Die Arbeiten zur Bestimmung der Zündbedingungen plasmainduzierter Lichtbögen und zur Energiebilanz des Kathodenkraters von Vakuumbögen wurden entsprechend der Planung weitergeführt.

Untersuchungen im Zusammenhang mit Unipolar-Lichtbögen

(U. H. Bauder, A. Nürnberg, J. Prock)

Trotz des großen Fortschritts, welcher durch die ASDEX-Versuche bei der Reinhaltung des Fusionsplasmas erzielt wurde, werden auch weiterhin Bogen-
spuren an exponierten Teilen von Maschinen mit magnetischem Einschluß des Plasmas gefunden, so daß die ursprüngliche Problemstellung erhalten blieb. Die beiden Wege zur Verminderung der durch unipolare Lichtbögen verursachten Metaldampf-Verunreinigungen bestehen darin, entweder zu versuchen, die Wand, d.h. die Kathode dieser Bögen so zu gestalten, daß die Zündbedingungen im Sinne einer erschwerter Zündung verändert werden oder/und ein Wandmaterial zu wählen, welches zu einem kleinen Z_{eff} im Plasma führt. Im Jahre 1981 wurde in beiden Stoßrichtungen weitergearbeitet: (a) Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung plasmainduzierter Lichtbögen auf Oberflächen, deren Beschaffenheit hinsichtlich Struktur, chemischer Beschaffenheit und Ladungszustand kontrolliert veränderbar ist und Arbeiten zur Theorie der Vakuumbögen-Kathode. (b) Materialuntersuchungen, insbesondere Erosionsmessungen bei unterschiedlicher Ausgangstemperatur des Kathodenmaterials.

a) Die Hohlkathodenentladung ist nun betriebsbereit. Mit Argon konnten bisher folgende Daten erzielt werden:

Restgasdruck $p = 6,6 \cdot 10^{-4}$ mbar
Bogenstrom $I_B = 30$ A (100 A kurzzeitig ohne Elektrodenschaden)
Magnetfeld $B = 0,04$ T (axiales Magnetfeld längs der Entladung)
Gasdurchsatz $Q = 0,33$ l. mbar / sec (bei $6,6 \cdot 10^{-4}$ mbar)

Das zur Potentialvorgabe der Sonde und damit zur Zündung von Metaldampf-Lichtbögen benötigte Spannungsimpulsgerät ist nahezu fertiggestellt.

Mit diesem sollen zwischen der Hohlkathodenentladung und einer Hilfselektrode Metaldampf-Lichtbögen bis 50 A bei angelegter Zündspannung von ca. 6 V bis 2000 V und einer Impulsdauer von 1 μ s bis 1 s gezündet und untersucht werden.

Bisher war es nicht gelungen, die Vorgänge der Kraterbildung auf der Kathode von Vakuumbögen auf theoretische Weise befriedigend zu erklären. Zwar können Erosionsraten gerechnet werden, doch scheint diese Größe unempfindlich gegen die Wahl des Kraterbildungsmodells zu sein. Die bereits gerechneten Kraterbildungszeiten sind falsch.

Um die Dynamik der Kathodenprozesse geeignet zu beschreiben, ist es notwendig, ein Modell zu erstellen, das sehr viel umfangreicher als die bereits bekannten ist, deren Scheitern darin begründet ist, daß nur jeweils Teilaspekte (z.B. nur Wärmeleitung, stationär gerechnet) des Gesamtproblems berücksichtigt werden.

Im Rahmen einer Diplomarbeit und als Beginn einer Doktorarbeit wurde nun zuerst versucht, mit möglichst wenig Vereinfachungen ein System von Gleichungen aufzustellen, das die maßgeblichen Vorgänge berücksichtigt. Dieser Ansatz ist zeitabhängig. Physikalisch liegt im wesentlichen ein Problem wandernder Phasengrenze (Schmelzen des Kathodenmaterials), verknüpft mit einem hydrodynamischen Problem (durch Druck bedingtes Ausschleudern von flüssigem Kathodenmaterial) vor. Nun können aber diese Prozesse nicht isoliert von der Entladung betrachtet werden (Energie wird vom Bogen zum Brennfleck geliefert), womit das System der Ausgangsgleichungen kompliziert wird.

Ein solches System gekoppelter nichtlinearer partieller Differentialgleichungen kann nicht mehr

analytisch gelöst werden. Darum schien es sinnvoll, auch um eine spätere vollständige Lösung überprüfen zu können, ein geeignetes Näherungsverfahren zu suchen und für diesen Fall zu modifizieren. In einer nullten Näherung - das System wurde entkoppelt und vereinfacht - wurde nun der zeitliche Ablauf der Kraterbildung halbanalytisch berechnet; das Ergebnis liegt größenordnungsmäßig im Bereich, der aus Experimenten erwartet werden kann, die zeitliche Charakteristik scheint vernünftig.

- b) **Erosionsmessungen.** Die im Rahmen dieses Forschungsvorhabens erstmals erkannte Abhängigkeit der Erosionsausbeute von der Ausgangstemperatur wurde weiter untersucht, dabei kamen fusionsrelevante Materialien, wie die für INTOR vorgesehene Al-Legierung und beschichtete Proben zur Untersuchung.

Die Erosion nimmt bei einigen der untersuchten Materialien mit einer Erhöhung der Anfangstemperatur sehr stark zu (Abb. 1),

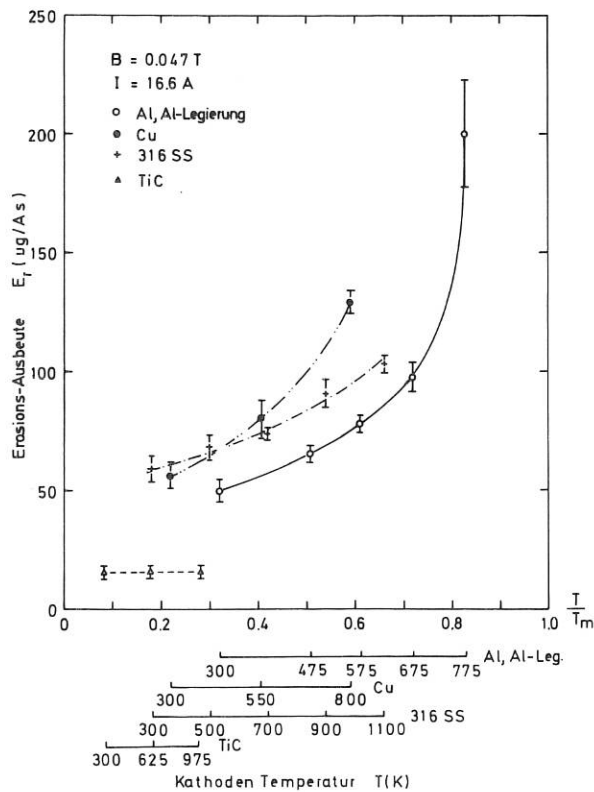


Abb. 1: Temperaturabhängigkeit der Erosionsausbeute der Kathode von Vakuumbögen. Bogenstrom 16.6 A, magnetische Induktion des Querfeldes 0.047 T, T_m = Schmelztemperatur des Kathodenmaterials. Die Erosionsausbeuten wurden nach jeweils 30-200 Einzelbogenzündungen bestimmt.

gleichzeitig verändert sich die Oberflächentopographie erheblich (Abb. 2, 3). Für die Wahl von Wandmaterialien, wie auch für die Vorbehandlung von Wänden sind derartige Messungen Voraussetzung.

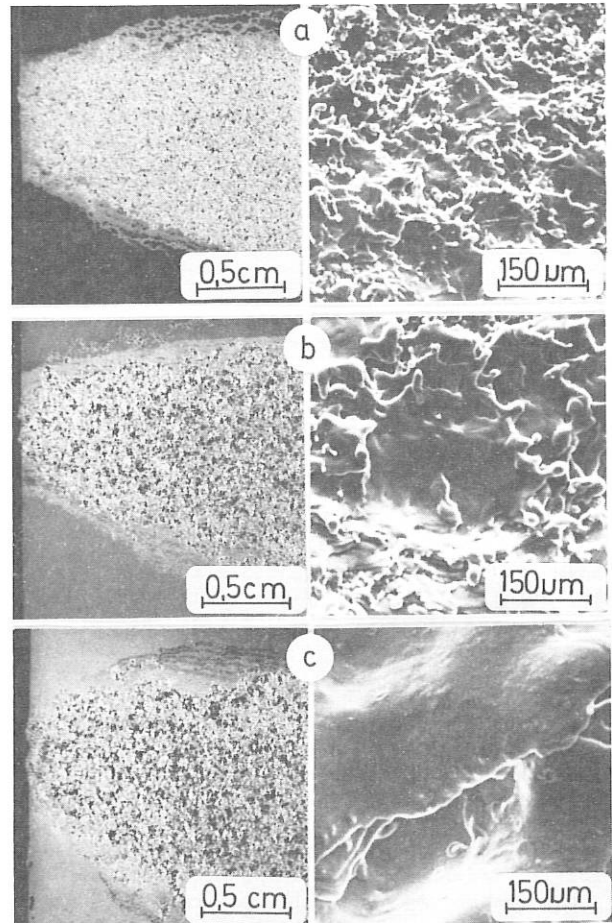


Abb. 2: Oberflächentopographie von Al + 3% Mg (INTOR) nachdem 30 Lichtbögen mit 16.6 A die Oberfläche im Quermagnetfeld ($\sim 0.05 \text{ T}$) überlaufen haben. Kathodentemperatur a) 300 K, b) 570 K, c) 770 K

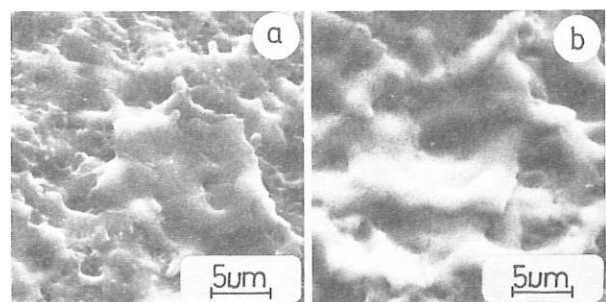


Abb. 3: Oberflächentopographie von TiC nachdem 30 Lichtbögen mit 16.6 A die Oberfläche im Quermagnetfeld ($\sim 0.05 \text{ T}$) überlaufen haben. Kathodentemperatur a) 300 K, b) 770 K

Konferenzberichte

A. Nürnberg

Temperaturabhängigkeit der Erosion an der Kathode von Vakuumlichtbögen. Verhandl. DPG (VI) 16, 878 (1981)

A. Nürnberg, D.Y. Fang, U.H. Bauder, R. Behrisch, R. Brossa

Temperature Dependence of the Erosion of Al and TiC by Vacuum Arcs in a Magnetic Field. Proc. 2th Int. Conf. on Fusion Reactor Materials, August 1980, Seattle, Wash., USA

Eingeladener Vortrag

U.H. Bauder

Diagnostik von Vakuum-Lichtbögen. Tsing-Hua Univ., Peking, VR China und Fudan Univ. Shanghai

Veröffentlichung

A. Nürnberg, U.H. Bauder, C. Mooser, R. Behrisch
Cathode Erosion in Vacuum Arcs and Unipolar Arcs. Beitr. Plasma Phys. 21, 127 (1981)

Diplomarbeit

J. Prock

Zur Energiebilanz der Kathode des Vakuumbogens. Dipl.Arbeit, T.U. München 1980

INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK DER UNIVERSITÄT FRANKFURT

(R. Becker und R. Juergens)

Der zum Nachweis von niederenergetischem neutralen Wasserstoff entwickelte Ionisierer /1/ ist im vergangenen Jahr in Betrieb genommen worden. Die dabei in Abhängigkeit von der Kollektorspannung gemessenen Kathodenströme bei einer Kathodentemperatur von 950°C und einem Restgasdruck von 6×10^{-8} mbar sind in Abb. 1 dargestellt. Dies entspricht einer Perveanz von $9.3 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$, die gut mit dem numerisch ermittelten Wert von $9.8 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$, übereinstimmt.

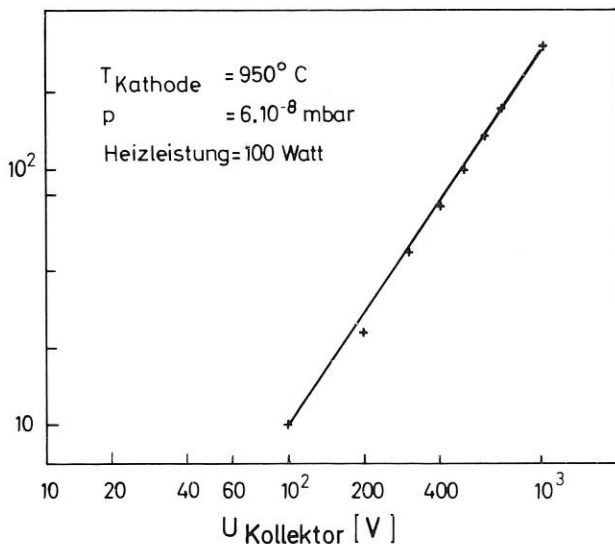


Abb. 1 Kathodenstrom in Abhängigkeit von der Kollektorspannung

Die im Ionisationsbereich ausgebildete Potentialmulde, die durch Raumladungskompensation mit den aus dem Restgas gebildeten Ionen zu einer Äquipotentialzone wird, konnte in einem separaten Experiment in Gießen /2/ indirekt über Wirkungsquerschnittsmessungen nachgewiesen werden. Die Messungen zeigten eine Erhöhung im Ionisationsbereich

um 10 - 20 % gegenüber den berechneten Produktionsraten mit Elektronenstoßquerschnitten, wenn das Hülsenpotential ca. 10 % über dem Ionisationspotential gelegt wird. Dies läßt die Ausbildung eines Strippingtargets im Ionisationsbereich durch Ioneneinschluß vermuten. Das Hülsenpotential, welches die Ausbildung eines Strippingtargets ermöglicht, liegt jedoch so hoch über dem numerisch ermittelten Ionisationspotential, daß eine durch Raumladungskompensation verursachte Anhebung des Potentials im Ionisationsbereich angenommen werden muß. Um den Wert des Potentials direkt und ohne Kalibrierung zu erhalten, wurde ein Nachweissystem entwickelt, das axial in Flugrichtung der Teilchen die Ionen extrahiert und durch ein Plattenkondensatorfeld diskriminiert.

Um eine Diskriminierung der gebildeten Ionen in Abhängigkeit von ihrem Geburtspotential durch Linsfelder zu vermeiden, wurden reine Plattenkondensatorfelder zur Extraktion gewählt. So ist die Kupferhülse mit einem Gitter abgeschlossen. In dieser Hülse ist ein Tantalröhrchen eingebracht, das zur Unterdrückung der Primärelektronen auf Kathodenpotential liegt. Das Extraktionssystem ist zusammen mit dem als Diskriminator wirkenden Doppelgitter in Abb. 2 schematisch dargestellt. Diese Extraktion wurde gewählt, um

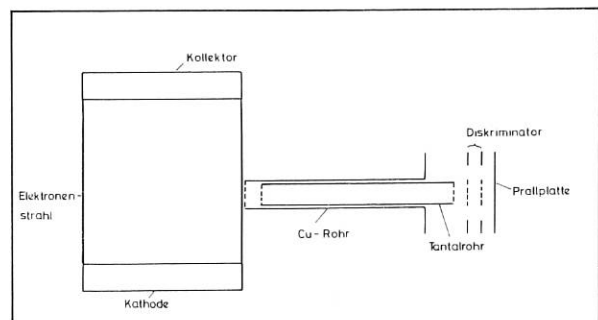


Abb. 2 Ionenextraktion und Energieanalyse

sicherzustellen, daß die nachgewiesenen Ionen ausschließlich aus dem Ionisationsbereich stammen. Bei der im letzten Jahresbericht dargestellten radialen Extraktion werden auch außerhalb der Ionisationszone gebildete Ionen nachgewiesen. Da hierdurch keine Angaben über die Energieschärfe der im Ionisationsraum gebildeten Ionen gemacht werden können, mußte diese Nachweismethode verbessert werden.

Für den Einsatz dieses Ionisierers als Diagnosehilfsmittel für Fusionsplasmen am IPP ist die genaue Kenntnis des Ionisationspotentials erforderlich. Um die durch Raumladungskompensation verursachte Anhebung des Potentials gegenüber dem numerisch ermittelten Wert zu untersuchen, wurde nach den Experimenten in Gießen in Angriff genommen, durch eine Modifikation des SLAC 166 Programmes /3/ die Raumladungskompensation numerisch zu simulieren. Eine Erweiterung des LAP 3D Programmes /4/ zur Berücksichtigung von Raumladung auch in den dreidimensionalen Anschlußrechnungen wurde im vergangenen Jahr durchgeführt, hat aber zu keinem nennenswerten Unterschied gegenüber der Laplace-Lösung im Außenraum des Elektronenstrahls geführt, die bisher berechnet wurde.

In Ab. 3 ist eine räumliche Darstellung des Extraktionsgebietes wiedergegeben. Das im LAP 3D Programm berechnete Gebiet umfaßt den Randbereich des Elektronenstrahls mit der aus dem SLAC 166 Programm übernommenen Raumladungsverteilung und den Pierceanschluß sowie die Extraktionshülse. In der Abbildung ist die Kathode als zylindrische Fläche zu erkennen.

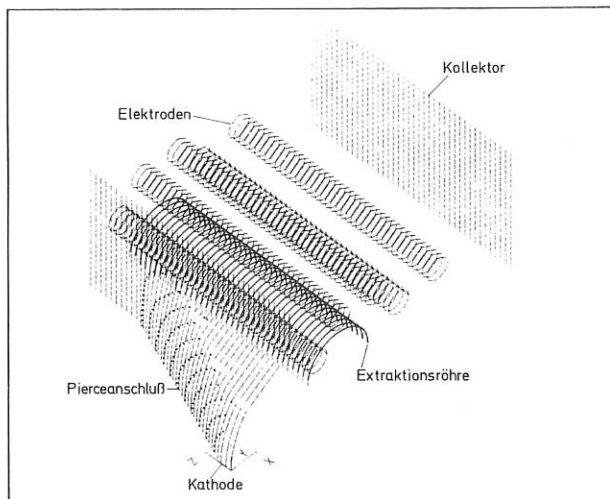


Abb. 3 Räumliche Darstellung des Extraktionsraumes

Abb. 4 zeigt die Äquipotentiallinien in der Symmetrieebene des Ionisierers, die parallel zur Flugrichtung der neutralen Wasserstoffatome liegt.

Die Messung der Energieschärfe der im Ionisationsraum gebildeten Ionen ist ein Maß für die Äquipotentialität dieses Bereiches. Nach Durchführung der Ionenenergieanalyse sollen dann die abschließenden Messungen, mit denen die Eignung dieses Ionisierers als Diagnostikhilfsmittel bei Fusionsexperimenten bewiesen werden soll, durchgeführt werden.

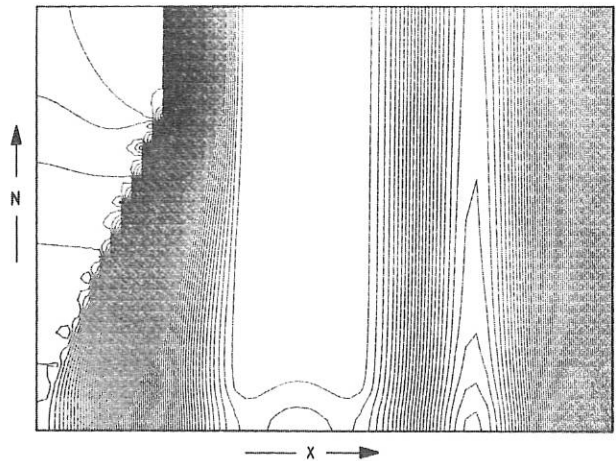


Abb. 4 Äquipotentiallinien in der Symmetrieebene

Literatur

- /1/ Jahresbericht 1980, Max-Planck-Institut f. Plasmaphysik, Garching
- /2/ Peschina, J., Hausinterne Mitteilung
- /3/ Herrmannsfeldt, W. B., SLAC 166 (1973)
- /4/ Juergens, R., Nuclear Instr. and Methods 187, 1981, S. 263-265.

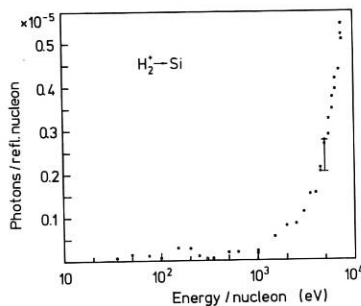
FACHBEREICH PHYSIK DER UNIVERSITÄT OSNABRÜCK

(Prof. Dr. W. Heiland)

Beim Beschuß von Festkörperoberflächen mit schnellen Teilchen entstehen reflektierte und zerstäubte Teilchen in angeregten Zuständen. Es wird untersucht, welche Möglichkeiten die Spektroskopie dieser Teilchen für die PWW-Diagnostik bietet.

Lichtemission beim Ionenbeschuß (LBI)
(B. Willerding, K. Snowdon, W. Heiland)

Nach dem Neuaufbau der Apparatur JUSO in Osnabrück wurden die Messungen zur "Lichtemission beim Ionenbeschuß" (LBI) wieder aufgenommen. Die ersten Resultate bestätigten nicht nur frühere Arbeiten. Durch die Ausdehnung des Bereichs der Primärenergien zu wesentlich niedrigeren Werten (50 eV) konnte erstmals ein Schwellenverhalten nachgewiesen werden, wie wir anlässlich der DPG-Tagung in Münster berichtet haben (Bild).



Photonenemission (H_{α}) beim Beschuß von Si mit H_2^+ (senkrechter Einfall) als Funktion der Teilchenenergie.

Diese Messungen wurden bei senkrechtem Einfall durchgeführt, um zu einer Abschätzung der absoluten Ausbeute Photonen/reflektiertes Teilchen (Ordinate der Abbildung) zu gelangen. Nur für senkrechten Einfall liegen Meßdaten und Berechnungen des Teilchenreflexionskoeffizienten vor (W. Eckstein und H. Verbeek, IPP-Bericht 9/32-1979), die zur Reduktion der Daten benötigt werden. Die Quantenempfindlichkeit des optischen Systems wurde in üblicher Weise mittels einer kalibrierten Standardlampe gemessen.

Zur Weiterführung der Reflexionsmessungen bei streifendem Einfall wurde die experimentelle Anordnung durch ein Flugzeit-System (TOF) erweitert, um jeweils auch Reflexionskoeffizienten messen zu können. Die Anordnung wird zur Zeit erprobt.

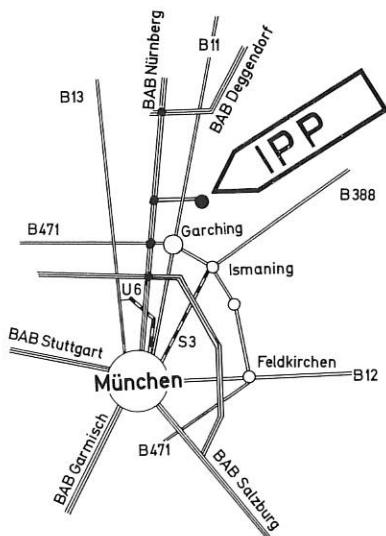
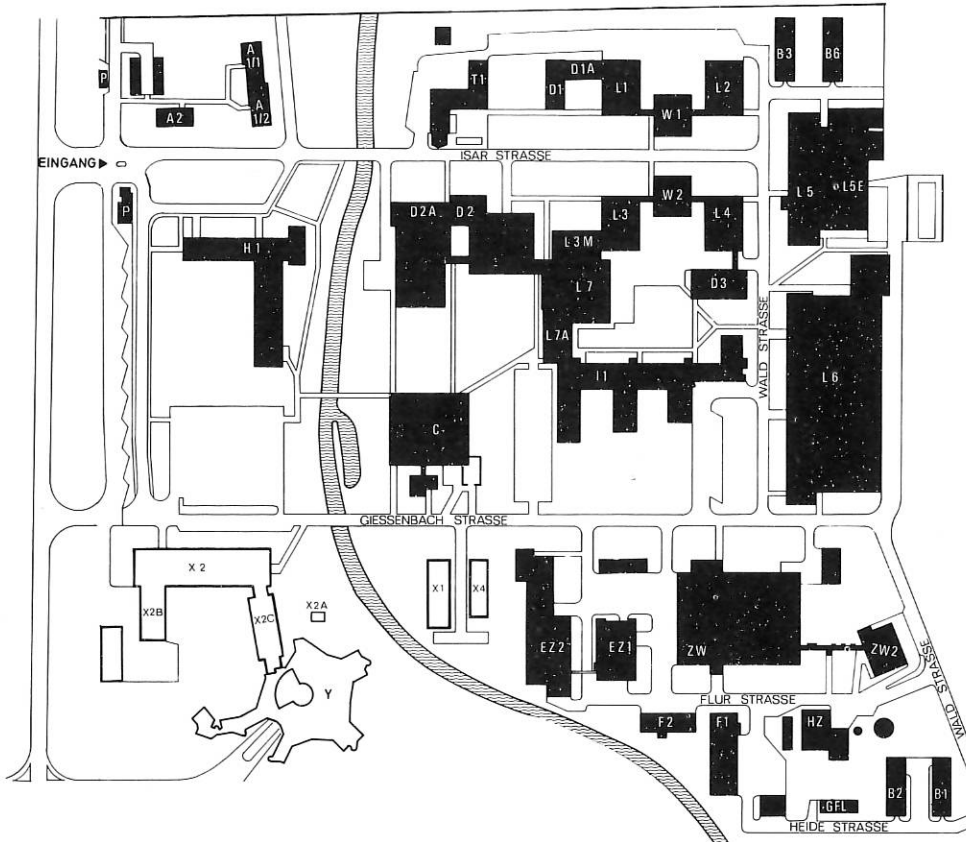
Ein weiterer Programmpunkt, die Tiefenanalyse implantierten Wasserstoffs, wurde ebenfalls in Angriff genommen. Hierzu wird eine im Fachbereich Physik vorhandene Riber-SIMS-Apparatur modifiziert. Erste Messungen sollten im Lauf des Jahres 1982 möglich werden.

Tagungsbeitrag:
B. Willerding, K. Snowdon, W. Heiland
DPG Mittlgn. 5 (1981) 987
Photoemission beim Beschuß von Silizium und Stahl mit Wasserstoffionen.

Vorträge:
Physikalisches Kolloquium an der Universität Freiburg am 28.01.81: W. Heiland;
Oberflächeneffekte beim Ladungsaustausch zwischen Ionen und Oberflächen
Oberseminar Universität München am 24.11.81: W. Heiland; Lichtemission beim Ionenbeschuß von Festkörperoberflächen.

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) 8046 Garching bei München
 Telefon (089) 3299-1, Telex 05 215808

Redaktion und Gestaltung: Dr. Reinhard Breuer und Dr. Winfried Herrmann
 Gesamtherstellung: Möglinger, Landshut
 1981 Copyright by IPP Garching
 Printed in Germany



- | | |
|------------------------------------|--|
| D1 | Bereich Theorie 2 |
| W2, L4, D3 | Bereich Plasma-Wand-Wechselwirkung |
| L3, L3M, L7, L7A | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 2
(Stellaratoren) |
| D2, D2A | Bereich Theorie 1 |
| D2, D2A | Bereich Informatik |
| L6 | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 3
(ASDEX) |
| T1, D1, D1A, L1,
W1, L2, L6, D3 | Bereich Experimentelle Plasmaphysik 1 |
| I1 | Bereich Technologie |
| ZW1, ZW2, I1, D2 | Zentrale Technische Einrichtungen |
| EZ, EZ2, L5E | Energiezentrale |
| B3, B6 | Gerätepool |
| H1 | Direktorium, Verwaltung, Allgemeine
Dienste |
| B1, B2 | Hausverwaltung |
| C | Kantine |
| P | Pforte |
| F1, F2 | Fahrbereitschaft |
| HZ | Heizzentrale |
| A | Dienstwohnungen, Gästewohnungen |
| L5, L5E, L1, L2 | Max-Planck-Institut für Quantenoptik |
| X1-X4, Y | Max-Planck-Institut für Physik und
Astrophysik
(Institut für Extraterrestrische Physik,
Institut für Astrophysik) |

Dieser IPP-Bericht ist für den Gebrauch innerhalb des Instituts angefertigt worden.

Der IPP-Bericht gibt die Ansicht der Autoren zur Zeit der Niederschrift und nicht notwendigerweise die des Instituts oder die endgültige Meinung der Autoren über den behandelten Gegenstand wieder.

Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, die EURATOM-Kommission und alle in deren Namen handelnden Personen:

1. übernehmen keine Gewähr dafür, daß die in diesem Bericht enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind oder daß die Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
2. übernehmen keine Haftung für die Schäden, die infolge der Verwendung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen oder der in diesem Bericht beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinions of the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik or the final opinion of the authors on the subject.

Neither the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, nor the EURATOM Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights; or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.

IPP