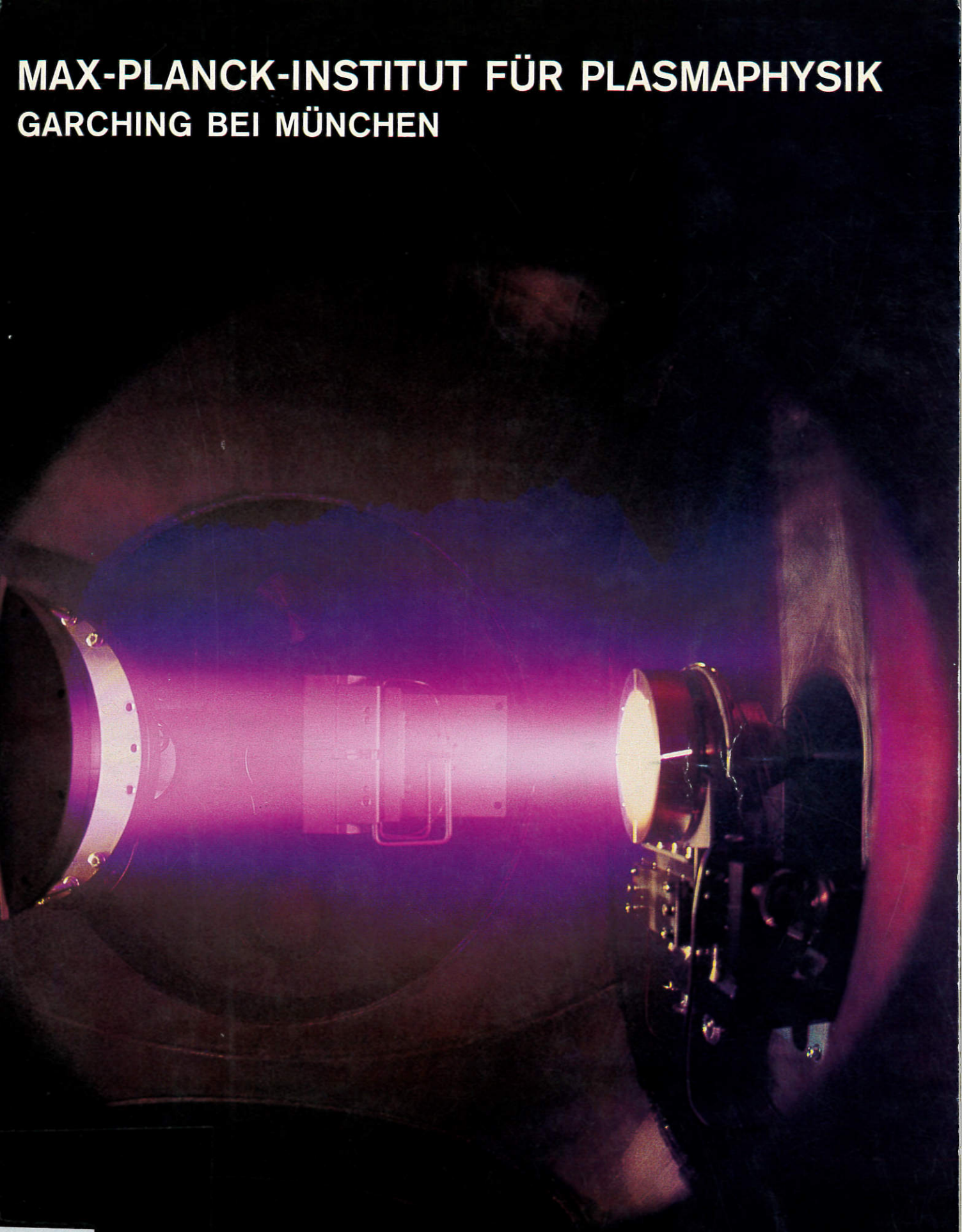
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN



JAHRESBERICHT 1978

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
- Bibliothek -
764

Zum Titelbild

Ein aussichtsreiches Heizverfahren für Plasmen in großen Fusionsanlagen ist die Neutralinjektion. Dazu werden Wasserstoffionen auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt, neutralisiert und ins Plasma eingeschossen. Das Photo zeigt einen solchen Wasserstoffstrahl, der von links aus dem Neutralisator nach rechts zur 8 cm großen Einschußöffnung des Stellarators W VII A läuft. In der Abbildung befindet sich an dieser Stelle ein Meßkalorimeter zum Testen des Strahls. Das ausgestrahlte rosa-violette Licht wird durch die Anregung des Hintergrundgases erzeugt.
(Foto: D. Beirer, IPP)

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

Jahresbericht 1978

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
22. Okt. 2012
Bibliothek

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 35761

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Vorwort	3
Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts	4
Bereich Hoch-Beta-Plasmen	5
1. Hoch-Beta-Konfigurationen vom HBS-Typ	5
2. Belt-Pinch	10
3. Laserdiagnostik	11
4. Arbeitsgruppe Zündexperiment	13
Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren	20
1. Stellarator W VII-A	20
2. WEGA	30
Bereich Tokamak	35
1. Pojekt ASDEX	35
2. Projekt PULSATOR	42
3. JET	49
Bereich Theorie	50
1. Makroskopische Theorie	50
2. Transportphänomene und mikroskopische Theorie	55
3. Entwicklung numerischer Methoden	57
4. Bibliothek, Dokumentation	59
Bereich Oberflächenphysik	60
Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung	60
Bereich Informatik	67
1. Betrieb der Rechenanlage	67
2. AMOS-Entwicklung	68
3. Projekt Datenerfassung	69
4. EDV für das Rechnungswesen	70
Bereich Beschleunigung	71
1. Elektronenring-Beschleuniger	71
2. Pellet-Beschleunigung	74
3. Schwerioneninduzierte Fusion	77
Bereich Technologie	78
1. Neutralinjektion	79
2. Pellet-Plasma-Quelle	81
3. Programm „Magnete für die Fusion“	86
4. Systemstudien	88

	Seite
Zentrale Technische Einrichtungen	92
1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik	92
2. Fachabteilung Elektronik	92
3. Fachabteilung Material- und Vakuumtechnik	94
4. Fachabteilung Chemie und Galvanik	94
5. Zentrale Konstruktion	94
6. Zentrale Arbeitsvorbereitung	94
7. Zentrale Mechanische Werkstätten	95
8. Zentrale Läger	95
9. Gerätepool	96
10. Energieversorgung und Betriebstechnik	96
Organisationsstruktur des IPP	97
Kaufmännische Geschäftsführung, Verwaltung, Allgemeine Dienste	100
Sicherheit	104
Öffentlichkeitsarbeit	104
Veröffentlichungen und Konferenzberichte	105
Diplomarbeiten/Dissertationen/Habilitationsschriften	112
Laborberichte	113
Autorenverzeichnis	115
Projekte des IPP an Hochschulen	118
1. Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart	118
2. Institut für Festkörperphysik, Lehrstuhl E 20, der Technischen Universität München	131
IMPRESSUM und Lageplan des IPP	133

Vorwort

Die Energiegewinnung durch Kernfusion nutzt die bei der Verschmelzung leichter Atomkerne frei werdende Energie aus. Die Anwendung dieser Reaktion in einem Fusionsreaktor erfordert den Einschluß eines Plasmas mit ausreichend hoher Dichte für eine hinreichend lange Zeit bei Temperaturen im Plasma von mehr als 100 Millionen Grad Kelvin. Die Forschungsarbeiten im Max-Planck-Institut für Plasmaphysik konzentrieren sich auf den toroidalen magnetischen Einschluß solcher Plasmen.

Im vergangenen Jahr gelang es am Tokamak „Pulsator", bei den Hochdichteentladungen den Plasmastrom weiter zu steigern sowie erstmals den von der Theorie vorausgesagten Effekt der Verunreinigungsanhäufung im Plasmazentrum nachzuweisen.

Der Parameterbereich des Stellarators „W VII A" konnte so weit ausgedehnt werden, daß nunmehr ein genügend dichtes Plasma zur Verfügung steht, um die vorbereitete Injektion von hochenergetischen Neutralteilchen einsetzen zu können.

Die vom IPP gemeinsam mit der CEA Grenoble und dem ERM Brüssel durchgeführten Heizexperimente an der „WEGA"-Tokamakkonfiguration wurden zunächst abgeschlossen und nach einem etwa halbjährigen Umbau in der Stellaratorkonfiguration wieder aufgenommen.

Zum Verständnis des Plasmaverhaltens in den großen Einschlußexperimenten trugen sowohl die theoretischen Arbeiten als auch der Einsatz neuer und weiterentwickelter Diagnostikverfahren in wesentlichem Maße bei. Wertvolle Beiträge, insbesondere auf dem Gebiet der Laserdiagnostik, leistet hier das Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart.

Die Analyse der Wandoberfläche in Tokamaks und Fragen des Materialtransports vom Plasma zur Wand standen verstärkt im Vordergrund der Arbeiten des Projekts-„Plasma-Wand-Wechselwirkung". Auf diesem Gebiet besteht auch eine enge Zusammenarbeit mit mehreren Instituten der Technischen Universität München.

Die Arbeiten zur Nachfüllung von Plasmamaschinen mit Hilfe von Pellets aus gefrorenem Wasserstoff wurden verstärkt und führten zur Gründung eines eigenen Projekts „Pelletbeschleunigung", das mit der Aufgabe betraut wurde, die verschiedenen Methoden der Pelletbeschleunigung zu testen und für den Einsatz an den großen Einschlußexperimenten zu entwickeln.

Die Aufbauarbeiten an „ASDEX" werden mit Vorrang vorangetrieben, wobei die Inbetriebnahme noch vor Ende 1979 erwartet wird.

Bei den Vorbereitungen für das langfristige Institutsprogramm untersuchte eine Studiengruppe gemeinsam mit Mitarbeitern der italienischen Assoziation CNEN die Möglichkeiten für den Bau eines „Hoch-Magnetfeld-Zündexperiments" und legte dazu im September einen ersten Bericht vor. Besonderes Interesse fanden diese Überlegungen bei den amerikanischen Kollegen, die sich auch an der weiteren Ausarbeitung eines Projektvorschlags beteiligen.

Das gemeinsame europäische Projekt JET trat in die Phase der konkreten Verwirklichung ein. Der Rat der Europäischen Gemeinschaften beschloß, zum 1. Juni 1978 ein „Gemeinsames Unternehmen" für die Dauer von 12 Jahren zu gründen, dem die an der Fusionsforschung beteiligten Assoziationen als Mitglieder angehören.

Einen wichtigen Beitrag zur Fusionsreaktortechnologie hat das Kernforschungszentrum Karlsruhe in Zusammenarbeit mit dem IPP durch den Bau einer supraleitenden Spule im Rahmen der "Large Coil Task" in Oak Ridge übernommen.

Die wissenschaftlichen Bereiche des Instituts

Bereich Hoch-Beta-Plasmen
Direktor: Dr. M. Kaufmann

Projekt INTEREX
- Lower-Hybrid-Drift-Instabilitäten

Projekt Belt-Pinch
- MHD-stabile Gleichgewichte bei nicht kreisförmigen Plasmaquerschnitten

Laserdiagnostik
- Entwicklung für Plasmaexperimente

Zündexperiment
- Voruntersuchungen zur Planung und zum Bau eines Hochmagnetfeld-Tokamaks

Bereich Tokamak
Direktor: Dr. G. von Gierke

Projekt PULSATOR
- Gleichgewicht und Stabilitätsverhalten eines Tokamak-Plasmas
- Abbruchinstabilität
- Stabilisierung durch schwache helikale Felder
- Magnetische Limiter
- Hochdichte Tokamak-Plasmen

Projekt ASDEX
- Tokamak-Experiment mit magnetischem Limiter und axialsymmetrischem Divertor bei Ionentemperaturen im keV-Bereich (im Aufbau)

JET
- Mitarbeit am gemeinsamen europäischen Tokamak

Bereich Informatik
Direktor: Prof. Dr. F. Hertweck

Betrieb der Rechenanlagen IBM 360/91 und AMDAHL 470V/6

Entwicklung des Betriebssystems AMOS

Projekt Datenerfassung
- Entwicklung von Datenerfassungssystemen für die Experimente des IPP

Bereich Beschleunigung
Direktor: Prof. Dr. A. Schlüter

Kollektiver Ionenbeschleuniger mit Elektronenringen
- Herstellung und Kompression von Ringen aus relativistischen Elektronen
- Beschleunigung von Elektronenringen in einem statischen divergenten Magnetfeld
- Beladung von Elektronenringen mit schweren Ionen

Pellet-Beschleunigung
- Erzeugung und Beschleunigung von Deuterium-Pellets zur kalten Nachfüllung von Plasmamaschinen

Schwerioneninduzierte Fusion
- Strahltransporttheorie

Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren
Direktor: Dr. G. Grieger

Projekt WENDELSTEIN VII-A
- Toroidaler Plasmaeinschluß im $\ell=2$, m=5 Stellarator
- Plasmaerzeugung und -aufheizung durch Ohmsche Heizung und Neutralinjektion
- Plasmastabilität und Einfluß von Verunreinigungen

Projekt WEGA
- Betrieb des Stellarators WEGA in Grenoble
- Plasmaheizung durch HF

Bereich Theorie
Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch

Theoretische Grundlagen der Plasmaphysik
- Toroidale Plasmagleichgewichte
- Diffusion
- Makro- und Mikroinstabilitäten
- Plasmaturbulenz
- Mehrflüssigkeitscodes

Bereich Oberflächenphysik
Direktor: Prof. Dr. D. Pfirsch (kommissarisch)

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung
- Wechselwirkung von Ionen mit Metalloberflächen
- Oberflächenuntersuchungen in Plasmaapparaturen (QWAASS)

Bereich Technologie
Direktor: Dipl.-Ing. K.-H. Schmitter

Projekt Plasma-Pellet-Quelle
- Entwicklung von Pellet-Quellen
- Füllung von magnetischen Einschlußexperimenten mit lasererzeugten Plasmen
- kalte Nachfüllung von Fusionsapparaturen durch Pelletinjektion

Projekt Systemstudien
- Computermodelle für Fusionsreaktorsysteme
- Vergleich zwischen Reaktorkonzepten

Projekt Neutralinjektion
- Entwicklung und Bau der Injektionssysteme für W VII-A und ASDEX
- Durchführung der Injektionsexperimente

Magnete für die Fusion
- Entwicklung supraleitender Magnete in Zusammenarbeit mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

Bereich Hoch-Beta-Plasmen

(Dr. Michael Kaufmann)

Im Bereich Hoch-Beta-Plasmen wurden einerseits experimentelle Arbeiten zur Untersuchung von Hoch-Beta-Plasmen vorbereitet bzw. durchgeführt, andererseits wurde in einer Arbeitsgruppe das Konzept eines „Zündexperimentes" untersucht. Besonders bei dieser letztgenannten Aktivität wurde in hohem Maße mit Mitarbeitern anderer Bereiche zusammengearbeitet.
Die Arbeiten auf dem Gebiet des Hoch-Beta-Stellarators waren darauf konzentriert, das lineare Experiment „INTEREX" in Betrieb zu nehmen. Trotz der Schwächung durch Mitarbeit in der Arbeitsgruppe Zündexperiment konnte das Experiment im Berichtsjahr in Betrieb genommen werden. Auf theoretischem Gebiet sind Arbeiten über nichtaxialsymmetrische Konfigurationen mit interessanten Ergebnissen fortgeführt bzw. begonnen worden.

Das Belt-Pinch IIa Programm wurde mit der ursprünglichen großen Spule zu Ende geführt. Abgestützt durch Transportrechnungen konnte erstmals für vergleichbare Untersuchungen zum magnetischen Einschluß gezeigt werden, daß alle Energieverluste durch klassische, d. h. verstandene Prozesse zu erklären sind. Durch die Verkürzung des Gefäßes und der Spule sollte in einer Modifikation des Experimentes die schnelle Kompression verstärkt und damit die Temperatur erhöht werden. Die erwartete Verlängerung der Energieeinschlußzeit konnte nach der Inbetriebnahme zunächst nicht gefunden werden. Mögliche Ursachen und ihre Beseitigung konnten noch nicht ausreichend untersucht werden, da die Projektgruppe durch die Aktivitäten für das Zündexperimentkonzept erheblich geschwächt war.

Bei den diagnostischen Arbeiten ist die Vorbereitung der CO_2-Streuung an INTEREX in Zusammenarbeit mit dem IPF Stuttgart hervorzuheben. Dieses Verfahren zur Untersuchung von Dichtefluktuationen ist einsatzbereit.
Die Untersuchung des physikalischen Hintergrundes, der technischen Realisierbarkeit und des Aufwandes eines Experimentes, bei dem der gezündete Zustand erreicht wird, bei dem also die α-Teilchenheizung die Verluste deckt, war die Aufgabe einer besonderen Arbeitsgruppe. Es konnte ein guter Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten eines solchen Experimentes erarbeitet und kritische Fragen der Realisierbarkeit untersucht werden. Wesentliche kritische Fragen der technischen Realisierbarkeit bedürfen jedoch noch weiterer Untersuchungen in der Design-Phase, um das Risiko dieses interessanten Experimentes in eine sinnvolle Relation zu dem hohen Aufwand zu bringen.

1. Hoch-Beta-Konfigurationen vom HBS-Typ

(W. Köppendörfer, R. Chodura, H.-U. Fahrbach, F. Herrnegger, E. Holzhauer, W. Lotz, M. Münich, J. Neuhauser, H. Röhr, W. Schneider, G. Schramm, J. Sommer, R. Wunderlich)*

Durch die Bildung der Tokamak-Zündexperiment-Projektgruppe wurde die Projektgruppe HBS II so eingeschränkt, daß der Aufbau des geplanten toroidalen, wand-stabilisierten Hoch-Beta-Stellarators kaum noch möglich ist. Der Rest dieser Projektgruppe befaßt sich mit Problemen schlanker Hoch-Beta-Plasmen, deren Bedeutung bei der Planung von HBS II erkannt worden war, die aber auch für ähnliche Konfigurationen wichtig sind.

- Das Experiment HBS-INTEREX dient zunächst der Untersuchung der von Driftwellen getriebenen anomalen Diffusion. Die Beobachtung der Driftwellen durch CO_2-Laserlichtstreuung erfolgt in Zusammenarbeit mit der Universität Stuttgart.

- Die numerische Berechnung von MHD-Gleichgewichten und deren Stabilität durch verschiedene 2D- und 3D-Codes (Garching, NYU, Lausanne) soll die Frage stabiler, stromloser Hoch- und Mittel-Beta-Plasmen klären helfen.

- Eine Übersicht über Bananen und Superbananen soll durch numerische Berechnung von Teilchendriftbahnen in Magnetfeldern in der Guiding-Center-Näherung erhalten werden.

*) Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

1.1 HBS-INTEREX, ein lineares Theta-Pinch-Experiment

Das lineare Theta-Pinch-Experiment INTEREX (Spulendurchmesser = 0.19 m, Spulenlänge = 8.75 m) wurde im Oktober 1977 mit elektrischen Tests, anschließend mit axialen Vorentladungen und zuletzt mit Theta-Pinch-Entladungen in Betrieb genommen. Das Ziel der Experimente war, ein in Parametern und Stabilität für die Untersuchung von LH-Driftwellen geeignetes Plasma zu erzeugen. Dabei wurden bisher folgende Ergebnisse erzielt:

- Zündung und Vorionisierung bis herunter zu 2 mTorr Fülldruck sind möglich.
- Die Messung des Diamagnetismus und Schmierkameraaufnahmen deuten in Nähe der Spulenmitte auf ein stationäres, stabiles Plasma mit geringem Kompressionsverhältnis.
- Vorläufige Auswertung von CO_2-Interferogrammen und diamagnetischen Signalen ergeben bei 3 mTorr D_2-Füllung $n_e = 10^{15}$ cm^{-3} auf der Achse und $T_e + T_i \approx 1$ keV für $\beta \approx 0.8$.
- Die Koppelung von Kompressions- und Crowbarschwingung begrenzt den oberen Fülldruck auf etwa 10 mTorr, da bei höheren Drucken Wandberührung erfolgt.
- Zusammen mit der Prüfung der optischen Qualität von Fenstern und des Störpegels des verwendeten Detektors wurde qualitativ die Existenz von Dichtefluktuationen durch Ablenkung eines CO_2-Laserstrahls nach dem Schlierenverfahren festgestellt.

Die Abb. 1 zeigt den zeitlichen Magnetfeldverlauf und den des vom Plasma verdrängten Flusses.

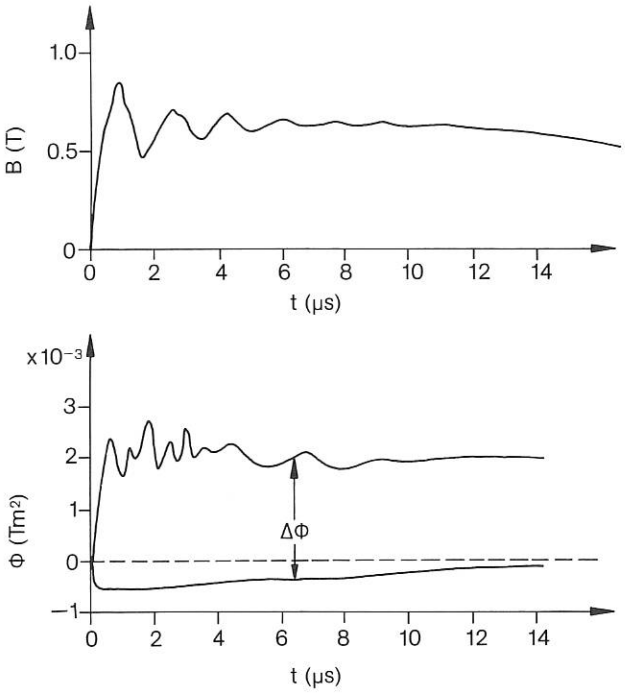


Abb. 1 Magnetfeldverlauf B(t) und vom Plasma verdrängter Fluß.

1.2 Beiträge zur Theorie nichtaxialsymmetrischer Gleichgewichte

1.2.1 Stabilität helikalsymmetrischer Konfigurationen

In Zusammenarbeit mit dem CRPP Lausanne wird das ideale MHD-Stabilitätsprogramm „ERATO" für allgemeine, helikalsymmetrische Konfigurationen erweitert. Diese numerische Modenanalyse geht vom Energieprinzip aus. Die Störungen werden durch einen Satz von Basisfunktionen repräsentiert (Ritz-Galerkin-Verfahren). Für die Diskretisierung werden finite Hybridelemente benutzt[1]; dieses Verfahren vermeidet die numerische Pollution des Spektrums.

Mit diesem Programm sollte die Stabilität von helikalsymmetrischen numerischen Gleichgewichten mit ausreichender Genauigkeit untersucht werden können. Die benötigten helikalen Gleichgewichte, insbesondere auch solche mit stark nichtkreisförmigem Plasmaquerschnitt, können numerisch mit ausreichender Genauigkeit aus dem Code von B. Marder[2]) gewonnen werden. Einige typische Fälle liegen bereits vor.

Die helikale Modenanalyse ist eine konsequente Fortführung früherer Untersuchungen zur Stabilität des linearen $\ell = 1$-Stellarators mit quadratischem Querschnitt (s. Jahresbericht 1975). Der seinerzeit entwickelte Anfangswertcode[3]) wird nun auch auf $\ell = 2$-Stellaratoren mit rechteckiger Berandung angewandt, sodaß eine weitere Vergleichsmöglichkeit für die helikale Modenanalyse und die 3D-Codes besteht.

1.2.2 3D-Codes

1.2.2.1 Ein Eulerscher 3D-Code zur Berechnung von MHD-Gleichgewichten und deren Stabilität

Der Code, der im vorangegangenen Jahresbericht bereits beschrieben worden ist, wurde in der Wahlmöglichkeit der Konvergenzmethode erweitert, an bekannten Gleichgewichten und Stabilitätseigenschaften getestet und zur Berechnung von helikalen Gleichgewichten und deren Stabilitätsverhalten angewandt.

Die Minimierung der Plasmaenergie $W = \int (B^2/2 + p/(\gamma-1))d^3x$ erfolgt nach drei Verfahren:

- „Magnetohydrofriction" (MHF), kontinuierlicher Energieentzug durch Arbeit gegen eine fiktive Reibungskraft. Dieses Verfahren erlaubt auch die Bestim-

[1]) R. Gruber, J. Comput. Phys. **26,** 379 (1978)
[2]) B. Marder, Phys. Fluids **19,** 1395 (1976)
[3]) F. Herrnegger, W. Schneider, Nucl. Fusion **16,** 925 (1976)

mung des niedrigsten Eigenwerts eines Gleichgewichts.

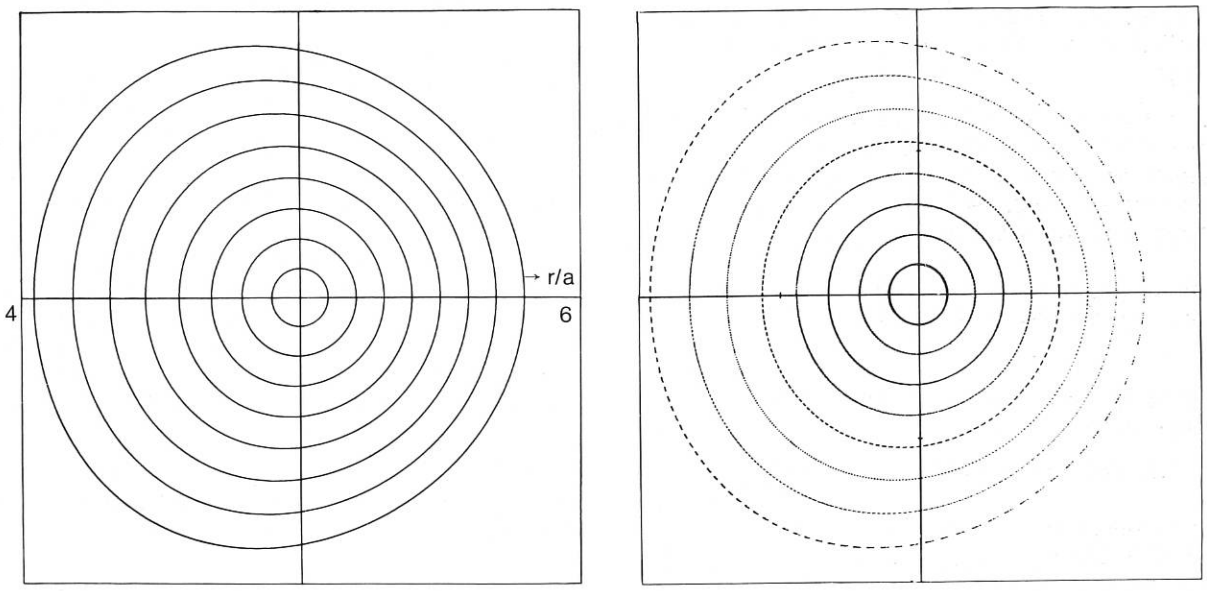
- Gradientenmethode, diskontinuierliche Verschiebung des Plasmas längs des festgehaltenen Energiegradienten bis zum Minimum der Energie. Neue Richtungsbestimmung usw.
- Methode der konjugierten Gradienten. Suche des Energieminimums in der Ebene der bisherigen Verschiebung und des neuen Gradienten.

Die Methode der konjugierten Gradienten war in Bezug auf Energieabnahme den anderen deutlich überlegen, nicht jedoch in der Abnahme des Kraftresiduums. Durch Ausnützung der Symmetrie bestimmter Stellaratorkonfigurationen konnte der Code weiter verbessert werden, sowohl hinsichtlich geringeren Speicherbedarfs, als auch verminderter Rechenzeit.

Zur Prüfung des Codes bzgl. der Genauigkeit berechneter Gleichgewichte wurde ein bekanntes MHD-Gleichgewicht, nämlich ein axialsymmetrisches Solovev-Gleichgewicht als Anfangsbedingung für die Iteration gewählt. Der Code verschiebt dann das Plasma und ändert das Magnetfeld tatsächlich nur geringfügig, abnehmend mit dem Quadrat der Maschenweite des Gitters (Abb. 2).

Ein weiterer Test betraf die Bestimmung des niedrigsten Eigenwerts eines Gleichgewichts aus dem Zeitverhalten der am schwächsten gedämpften oder der instabilsten Mode im MHF Modell. Dazu wurde versucht, das bekannte Stabilitätsverhalten eines geraden, stromdurchflossenen Zylinders mit konstanter Stromdichte zu reproduzieren. Es zeigte sich, daß die Eigenwerte positiver (d. h. weniger instabil) herauskamen und das Resonanzmaximum zu kürzeren Wellenlängen verschoben war. Bei Verfeinerung des Gitters konvergierten die Eigenwerte jedoch wieder quadratisch gegen den wahren Wert (Abb. 3).

Neben den helikal-toroidalen $\ell = 1, 2$ Hoch-β-Gleichgewichten, die im vorangegangenen Jahresbericht beschrieben worden sind, wurde versucht, auch Stellaratorlösungen vom Typ W VII ($\ell = 2$, Aspektverhältnis $A = 20$, 5 Perioden) mit β im Promillebereich zu berechnen. Abb. 4 zeigt das Flußflächenbild eines derartigen Gleichgewichts. Ohne Überlagerung eines



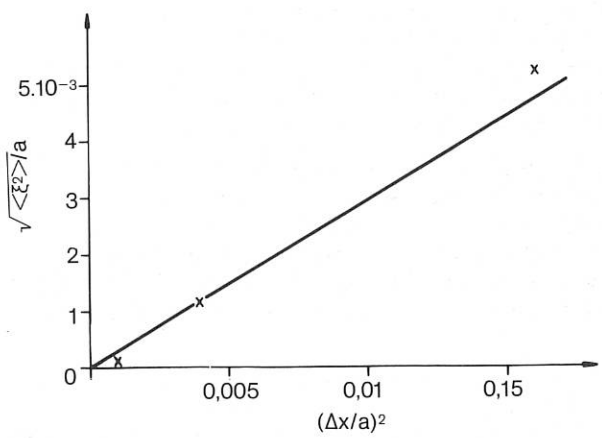


Abb. 2
Vergleich eines analytischen axisymmetrischen toroidalen Solovev-Gleichgewichts mit dem Ergebnis des Codes für verschiedene Maschenweiten Δx. Der Code verschiebt die Gleichgewichtslage im Mittel um $\sqrt{\langle\xi^2\rangle}$.

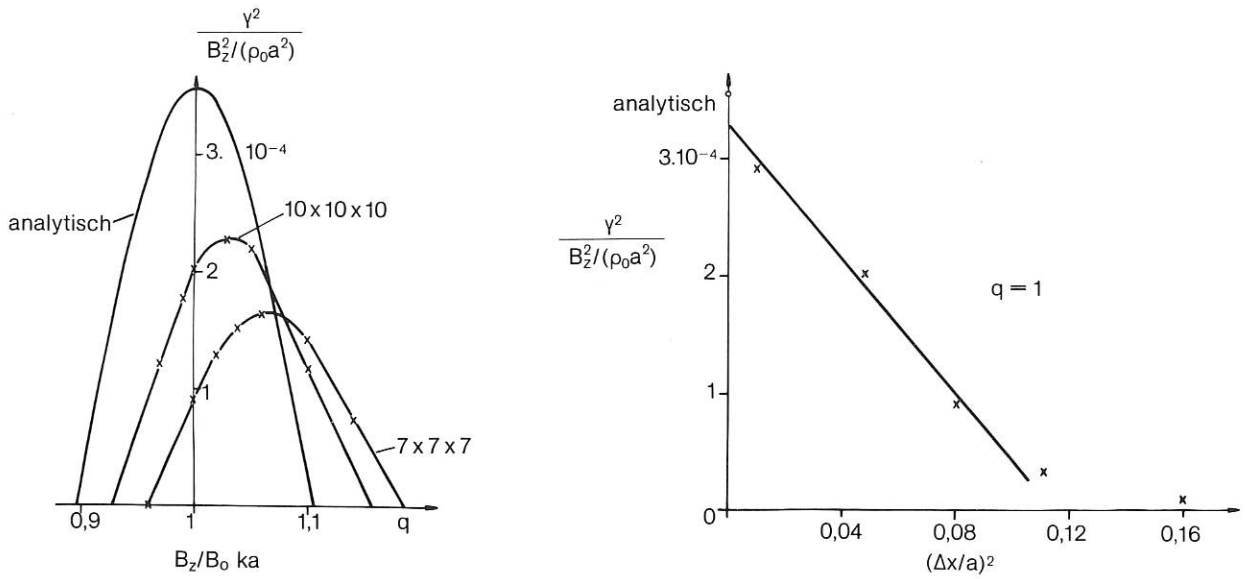


Abb. 3 Dispersionskurven der instabilen m = 1-Mode in einem geraden Zylinder für verschiedene Gitter.

Vertikalfeldes ist die magnetische Achse nach außen verschoben und bildet eine toroidale Helix. Die Abhängigkeit dieser Verschiebung von β nach der Theorie und aus der numerischen Berechnung zeigt Abb. 5. Mit Hilfe eines Vertikalfeldes kann die magnetische Achse ins Zentrum zurückverschoben werden.

Die bisher berechneten helikalsymmetrischen $\ell = 1$, 2,3-Kombinationen erwiesen sich bei $\beta \approx 0{,}1$ als instabil.

Stabilitätsuntersuchungen an geraden $\ell = 2$ und $\ell =$ 3-Stellaratorgleichgewichten zeigten bei $\beta = 1/2$ instabiles Verhalten für $m = 1$, $n = 0$ Moden.

An einem geraden Analogon zum Wega-Stellarator ($\ell = 2$, $A = 4$, 5 Perioden) wurde das Stabilitätsverhalten der resonanten Moden $m = 2$, $n = 1$ für verschiedene Rotationstransformationen und Gitter studiert. Anstatt einer einzigen Magnetfeldperiode, wie bei Gleichgewichts- und $n = 0$-Stabilitätsrechnungen mußte dann der volle Torus simuliert werden.
Alle Stabilitätsuntersuchungen zeigen den stabilisierenden Einfluß grober Gitter und daher die Notwendigkeit zeitaufwendiger Rechnungen in feinen Gittern.

1.2.2.2 Anwendungen des NYU-Codes auf Hoch-Beta-Stellaratoren

Testläufe und Anwendungen des 3D-Gleichgewichts-Codes von Betancourt und Garabedian[1]) wurden im Rahmen eines Gastaufenthalts von Dr. Herrnegger an der NYU fortgesetzt. Im Gegensatz zum obigen, Eulerschen 3D-Code werden im NYU-Code die Flußflächen als Koordinatenflächen benutzt und es existiert ein Vakuum zwischen Plasma und einer beliebig vorgebbaren Wand. Die Erhaltung der magnetischen Flüsse und der Masse ist hier bei der Minimierung der Plasmaenergie (nach der Methode des „steepest descend") streng erfüllt.

Es wurde eine Klasse von Gleichgewichtslösungen mit endlicher $\ell = 3$-Verformung der magnetischen Flächen in Achsennähe gefunden. Zur Erklärung wurden von Garabedian ähnliche analytische Lösungen der Grad-Shafranov-Gleichung mit einer nicht-analytischen rechten Seite für Screw-Pinch-artige Konfigurationen angegeben. Die Amplitude der Dreiecks-Verformung in Achsennähe hängt von der longitudinalen Stromdichte ab und nimmt mit wachsender helikaler Periodizitätszahl des Feldes und mit fallendem β ab.

Eine numerische Konvergenzuntersuchung für die genäherten Eigenwerte der externen $m = 1$, $k = 0$-Fourier-Mode in einer geraden $\ell = 1$, 3-Konfiguration ($\Delta_1 = 0{,}5$, Δ_{33} variabel) zeigte einen stabilisierenden Einfluß des $\ell = 3$-Feldes, der bei sehr feinem Gitter jedoch wieder verlorenzugehen scheint.

Aus einer ähnlichen Konvergenzstudie für die $m = 2$, $k = 0$-Fourier-Mode ($\ell = 1$, 3-Felder) konnte kein stabilisierender Effekt des $\ell = 3$-Feldes gefunden werden. Alle $\ell = 1$, 2-Konfigurationen waren viel instabiler als der reine $\ell = 1$-Stellarator.

Des weiteren wurde das toroidale ISAR T1-B Experiment ($\ell = 0, 1, 2$; s. Abb. 6) simuliert. Der für $\Delta_x \to 0$ extrapolierte Wert von Δ_2 stimmt gut mit dem experimentellen Wert überein.

1.2.3 Teilchendriftbahnen in allgemeinen toroidalen Feldern

Zur Bewertung der Diffusion und des Einschlusses hochenergetischer Teilchen in toroidalen Konfigurationen ist die Kenntnis von Teilchendriftbahnen nötig. Zur Beschleunigung der numerischen Berechnung von Teilchenbahnen in der Guiding-Center-Näherung wurde die zweite adiabatische Invariante $J = \oint \vec{v}_{\parallel} d\vec{s}$

[1]) F. Bauer, O. Betancourt, P. Garabedian, A Computational Method in Plasma Physics, Springer-Verlag New York, Heidelberg, Berlin 1978

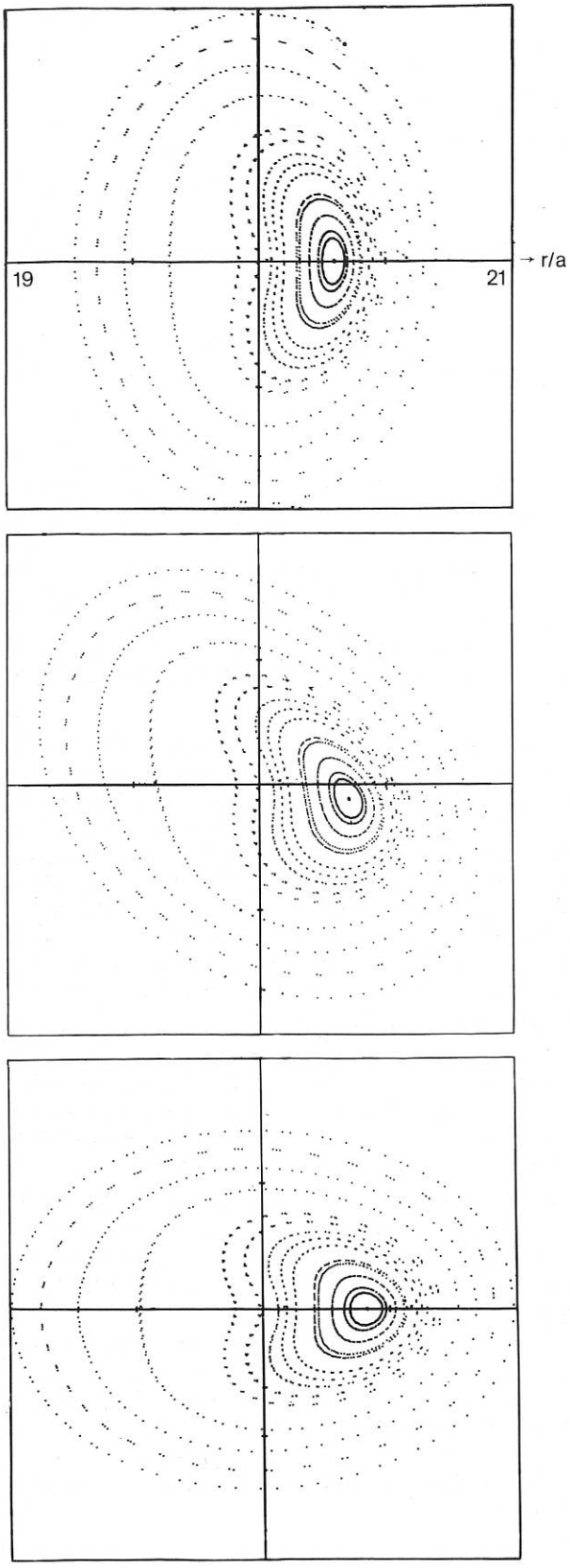


Abb. 4 Flußflächen eines toroidalen ℓ = 2-Stellarators mit 5 Perioden, Aspektverhältnis A = 20 und Rotationstransformation ι = 0,13 für β = 0,002

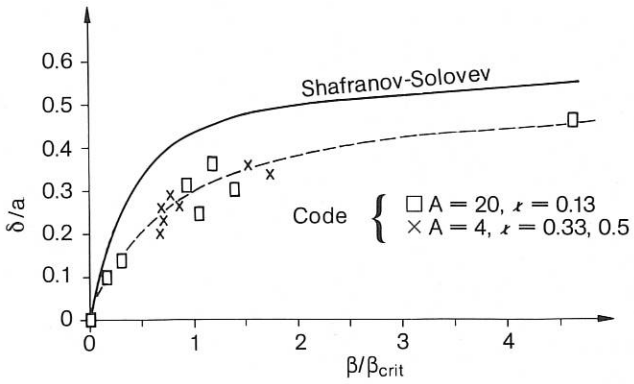


Abb. 5 Radiale Verschiebung δ der magnetischen Achse eines ℓ = 2-Stellarators mit 5 Perioden für verschiedene β, A, ι und Maschenweiten. $\beta_{crit} = 2\,\iota^2/A$

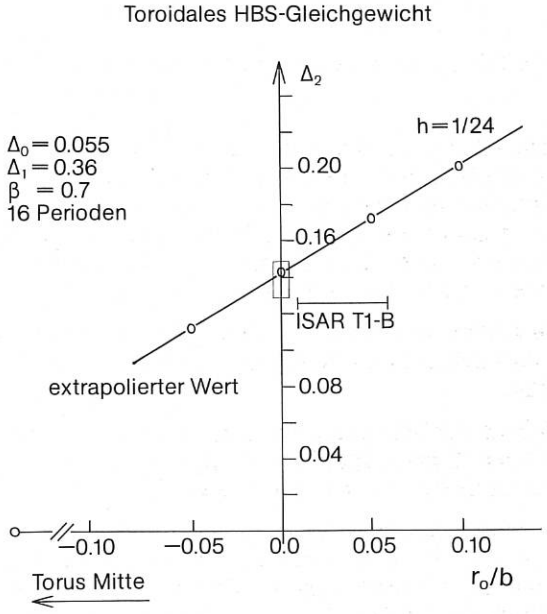


Abb. 6 Vergleich der theoretisch berechneten Gleichgewichtslage der Plasmasäule an ISAR T1-B mit dem experimentellen Wert

zu Hilfe genommen. Die in nichtaxialsymmetrischen Konfigurationen auftretenden Superbananen werden aus den Schnittlinien der numerisch berechneten J = const und B = const Flächen erhalten.

Auf diese Weise kann man eine Übersicht über die auftretenden Bananen und Superbananen gewinnen.

In Hoch-Beta-Stellaratorfeldern wurden damit vergleichsweise komplizierte Bahntypen gefunden. Zur Prüfung des Verfahrens wurden deshalb für ein $\ell = 1$, $\ell = 2$ toroidales Vakuumfeld mit der beschriebenen Methode gefundene Bahnen mit solchen nach der Guiding Center Methode berechneten verglichen. Es ergab sich Übereinstimmung. Zuletzt wurde mit der Berechnung von Teilchenbahnen in toroidalen Gleichgewichtsfeldern begonnen, die mit dem oben beschriebenen Code von Chodura und Schlüter selbstkonsistent berechnet worden waren.

1.2.4 Arbeiten zur Plasma-Wand-Wechselwirkung

Ein einfaches Rechenmodell, das die Beladung von Quarzwänden mit Wasserstoffisotopen beschreibt[1]), wurde auf Tokamakentladungen angewendet. Vergleiche mit Experimenten gaben den Anlaß, das Modell insofern zu erweitern, daß Prozesse an der Toruswand und am Limiter getrennt behandelt werden[2]).

2. Belt-Pinch

(R. Wilhelm, G. Becker*, O. Gruber)*

2.1 Transportuntersuchungen am Belt-Pinch II a (lange Spule)

Die in Belt-Pinchen durch Stoßwellenheizung erzeugten toroidalen Hoch-Beta-Plasmen können wertvolle Informationen bezüglich MHD-Stabilität und Transport für künftige Hoch-Beta-Tokamaks liefern.

Zum besseren Verständnis der bisher erhaltenen Ergebnisse wurden mittels einer verbesserten Version des Garchinger Hoch-Beta-Transport-Codes weitere Simulationsrechnungen durchgeführt. Das neue Programm gestattet es, den Transport mit künstlich erhöhten klassischen Koeffizienten zu simulieren. Die Anisotropie des elektrischen Widerstands wurde nunmehr berücksichtigt. Zusätzlich zur totalen Energiebilanz können jetzt die lokalen Energieflüsse untersucht werden. Die zur Bestimmung der radialen Plasmaströmung (v_r) gelöste Differentialgleichung wurde aus allgemeineren Beziehungen nochmals hergeleitet. Sie stellt einen Spezialfall eines zweidimensionalen Systems von Differentialgleichungen für v_r, v_Θ und v_z dar. Eine Kopplung der v-Komponenten entsteht nur über das radiale Magnetfeld und axiale Ableitungen, die in eindimensionaler Geometrie verschwinden.

Einen Vergleich zwischen gemessener und gerechneter totaler Plasmaenergie mit klassischer sowie mit 10- und 100fach überhöhter Ionenwärmeleitung zeigt Abb. 7. Auch aus dem Zeitverlauf der gemessenen und gerechneten Elektronentemperatur auf der magnetischen Achse folgt, daß nur der Bereich 1- bis 10mal $(\varkappa^i_\perp)_{cl}$ mit den Messungen vereinbar ist. Eine weitere Eingrenzung wird dadurch verhindert, daß sowohl die Plasmaenergie als auch die Elektronentemperatur durch Verunreinigungsstrahlung bestimmt werden. Entsprechende Computerexperimente mit erhöhtem elektrischen Widerstand senkrecht zum Magnetfeld ($\eta_\perp$) und folglich mit erhöhter Diffusion haben ergeben, daß eine Diffusion mit über 5 mal $(\eta_\perp)_{cl}$ ausgeschlossen werden kann. Im Belt-Pinch IIa müssen demnach Teilcheneinschluß und $\eta_\perp$ annähernd klassisch sein.

In Abb. 8 ist die radial aufgelöste Leistungsbilanz bei 40 µs dargestellt. Offensichtlich ist die globale Bilanz durch die Summe der Verluste durch Ionisations-,

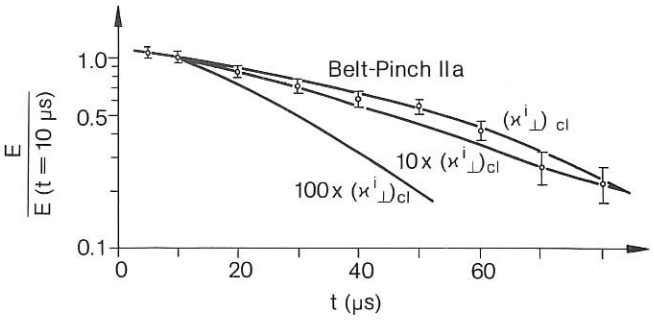


Abb. 7 Zeitliche Entwicklung der gemessenen und berechneten gesamten Plasmaenergie mit klassischer sowie mit 10- und 100fach überhöhter Wärmeleitung der Ionen.

Rekombinations- und Linienstrahlung von Sauerstoff und Kohlenstoff (P_r) bestimmt. Die Verluste durch neutrales Deuterium infolge von Ionisation, Linienstrahlung und Wärmetransport (P_n) werden ungefähr durch die Heizleistung P_h (Kompressions- und ohmsche Heizung) kompensiert. Man kann sehen, daß die stärksten Verluste durch Verunreinigung nahe am Plasmazentrum (Steigung des P_r-Profils) auftreten, was charakteristisch für die gegenwärtigen Temperaturprofile der Elektronen ist. P_h zeigt die gleiche radiale Verteilung wie P_r, weil der größte Beitrag zu P_h von der Kompressionsheizung herrührt, die mit steigendem P_r anwächst. Die starke Kompression im Zentrum ist von einer Expansion und Kühlung in der Außenregion begleitet, was darauf hinweist, daß die Massenströmung annähernd unter Flußerhaltung abläuft. Abb. 8 zeigt ferner, daß die wesentlichen Verluste durch Neutrale in der kalten Außenregion des Plasmas angreifen. Die Vorzeichenwechsel von P_e (Wärmetransport durch Elektronen) und P_i (Wärmetransport durch Ionen) sind eine Folge der Überlagerung von Wärmeleitung und Konvektion. Obwohl die Wärmeflüsse in der globalen Bilanz überhaupt keine Rolle spielen, sind sie doch lokal wichtig.

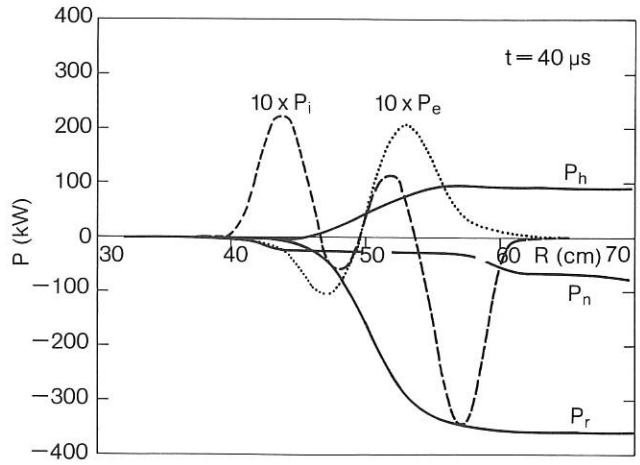


Abb. 8 Berechnete lokale Leistungsbilanz. P bezeichnet Integrale über Leistungsdichten zwischen der inneren Gefäßwand und dem Radius R sowie über 1 cm Höhe. Die Werte bei 70 cm entsprechen 1 cm Höhe der gesamten Entladung.

---

[1]) W. Köppendörfer, J. Nucl. Material **76** & **77**, 418 (1978)

[2]) W. Köppendörfer, Bull. Am. Phys. Soc., **23**, 802 (1978)

*) Zur Zeit Arbeitsgruppe Zündexperiment

Es wurde bereits früher darauf hingewiesen, daß die Unterprogramme für Sauerstoff und Kohlenstoff die tatsächlichen Verluste durch Verunreinigungen unterschätzen. Neuere Subroutinen mit wesentlich mehr Resonanzlinien sowie verläßlicheren Oszillatorenstärken und effektiven Gaunt-Faktoren haben inzwischen auch zu einer quantitativen Übereinstimmung mit den gemessenen Energieverlusten geführt.

Es wurde demonstriert, daß der Teilchen- und Energieeinschluß in Belt-Pinch IIa durch das Viel-Flüssigkeitsmodell mit klassischen Koeffizienten beschrieben werden kann. Die Transporttheorie im Pfirsch-Schlüter-Gebiet, die nicht-kreisförmigen Querschnitt und Hoch-Beta-Effekte berücksichtigt, führt im Falle von Belt-Pinch IIa praktisch auf die klassischen Koeffizienten, wie sie im Code verwendet wurden. Man kann feststellen, daß diese Theorie durch die Transportuntersuchungen am Belt-Pinch IIa erstmals experimentell bestätigt wurde.

2.2 Belt-Pinch IIa mit verkürzter Spule

Nach Abschluß der Experimente mit extrem nichtkreisförmigen Gleichgewichten wurde im Berichtsjahr das Spulensystem auf halbe Höhe (130 cm) umgebaut, um auf diese Weise mäßig elongierte Gleichgewichte (Halbachsenverhältnis $b/a \lesssim 5$) mit erhöhten poloidalen Beta-Werten $\beta_p \gtrsim A$ (Aspektverhältnis) untersuchen zu können. Durch diesen Umbau ergab sich zusätzlich eine Verstärkung der Stoßwellenheizung, die nahezu eine Verdoppelung der erreichbaren Plasmatemperaturen erwarten ließ. Die aus numerischen Rechnungen folgende Verlängerung der Energieabfallzeit sollte nun verläßlichere Aussagen über MHD-Stabilität und Transport ermöglichen. Das besondere Augenmerk richtet sich dabei auf die bei großen β_p erwarteten Ballooning-Moden. Ein verbessertes Poloidalfeldsystem erlaubt es, den q-Wert am Plasmarand (q_b) in weiteren Grenzen als bisher zu variieren. Außerdem können die im vorigen Abschnitt beschriebenen Strahlungsroutinen bei höheren Elektronentemperaturen überprüft werden.

Nach Inbetriebnahme der Anlage im Sommer des Berichtsjahres und Erreichen eines toroidalen Gleichgewichts wurden gegen Ende des Jahres Plasmen mit $b/a = 5$, $\beta_p \gtrsim A$, β (Plasmaachse) $= 0{,}8$ und einer Plasmatemperatur von $T_e + T_i \approx 150$ eV (bisher 90 eV) untersucht. Wesentlich höhere Temperaturen können zur Zeit nicht erreicht werden, da die Vorionisierung bei kleineren Fülldrucken als 2 mTorr nicht möglich ist. In einer ersten Serie von Entladungen mit einem niedrigen $q_b \approx 3{,}5$ wurde trotz der höheren Temperaturen eine deutliche Verringerung der Energieabfallzeit $\tau_{1/e}$ gegenüber den in Abschnitt 2.1 beschriebenen Experimenten gefunden. Durch Zusetzen von Sauerstoffverunreinigungen ergab sich, daß die Verluste nicht durch Strahlung allein erklärt werden können. Die mit Ashby-Interferometrie gemessenen Elektronendichteprofile zeigen, daß der Großteil des eingefüllten Gases ionisiert ist und daß Neutralgasverluste nur einen geringen Einfluß auf die Energiebilanz haben. Die Frage, ob bei den niedrigen q-Werten MHD-Moden auftreten, die zu einem erhöhten Transport führen, ist Gegenstand der geplanten Untersuchungen.

Eine weitere Serie von Entladungen mit einem erhöhten $q_b = 5{,}5$ – wie in den Experimenten mit der langen Spule – wurde ebenfalls untersucht. Für diese Entladungen weisen interne Sondenmessungen der Magnetfelder (s. Abb. 9) auf ein Achsen-q über eins hin. Der genaue q-Wert wird erst nach der Berechnung der toroidalen Gleichgewichte mit Hilfe der außerhalb des Entladungsgefäßes gemessenen Axialfelder vorliegen. Die Energieabfallzeit verdoppelte sich nahezu gegenüber der ersten Entladungsserie und kann bei den gemessenen Verunreinigungsgraden von 1% Sauerstoff und 1% Kohlenstoff durch Strahlungsverluste erklärt werden. Eine weitere Verlängerung von $\tau_{1/e}$ kann erwartet werden, wenn auch im halbierten Gefäß die Verunreinigungsgrade der im Abschnitt 2.1 beschriebenen Plasmen (0,4% Sauerstoff und 0,6% Kohlenstoff) erreicht werden.

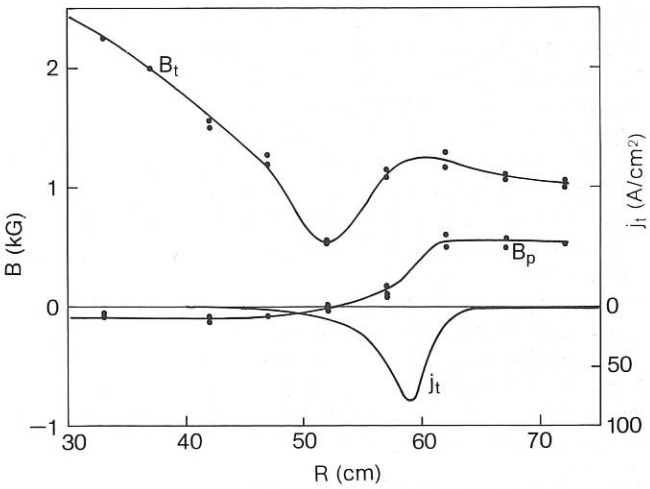


Abb. 9 Gemessene radiale Profile des toroidalen Feldes (B_t), des poloidalen Feldes (B_p) und der toroidalen Stromdichte (j_t) in der Torusmittelebene zum Zeitpunkt t = 11 μs ($q_b = 5{,}5$; A = 4,6).

3. Laserdiagnostik

(H. Röhr, A. Eberhagen, H. U. Fahrbach, E. Holzhauer, H. Langer, C. Mahn**, K.-H. Steuer***, W.-G. Wrobel)*

Im Rahmen der Diagnostikgruppe wurden im wesentlichen die Arbeiten des Vorjahres fortgesetzt.

3.1 Raman-Eichung

Der Raman-Streuquerschnitt von SF_6, der für die Kalibrierung von Thomson-Streuexperimenten mit hohem Falschlichtuntergrund wichtig ist, wurde mit einem

*) Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart
**) Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren
***) Bereich Tokamak

gepulsten Rubinlaser gemessen und mit dem früher mit einem Dauerstrich-Argonlaser bestimmten, verglichen. Innerhalb der Meßgenauigkeit ergab sich Übereinstimmung beider Werte, so daß sie nunmehr einer Kalibrierung zugrunde gelegt werden können.

3.2 CO_2-Interferometrie

Zur Bestimmung des Elektronendichteprofils im Experiment Interex wurde ein 10.6 µm Michelson Interferometer aufgebaut, das mit einem widerstandsentkoppelten TEA-CO_2-Laser beleuchtet wird. Ovale Stutzen mit BaF_2-Fenstern machen den ganzen Plasmaradius der Messung zugänglich. Das elongierte und aufgeweitete Strahlenbündel des Lasers erfaßt etwa 50 mm des Plasmaradius. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einem definiert verfahrbaren Wagen, so daß mit 2 sich überlappenden Interferogrammen der ganze Gefäßradius erfaßt werden kann. Zur Registrierung der Interferogramme dient das gleiche Verfahren, das schon an ISAR III angewendet wurde (Graphitdetektor)[1]. Bei einer Zentraldichte von $n_e = 1.5 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} ergibt sich eine Verschiebung um einen Streifen.

3.3 CO_2-Streudiagnostik an INTEREX

Für das CO_2-Laser-Streuexperiment, das in Zusammenarbeit mit dem IPF Stuttgart an Interex durchgeführt wird, ist der Aufbau des Lasers und des Nachweissystems abgeschlossen. Der Störpegel elektromagnetischer Einstreuungen in das Meßsystem konnte durch Abschirmmaßnahmen so reduziert werden, daß erste Meßergebnisse in Kürze vorliegen werden.

3.4 CO_2-Streudiagnostik an W VII-A

Für das Projekt W VII-A wird ein CO_2-Laser-Streuexperiment vorbereitet, das sich von dem für Interex insofern unterscheidet, als die Frequenzen der erwarteten überhöhten Fluktuationen wesentlich niedriger liegen (zwischen 10 und 500 kHz). In einem Vorexperiment mit einem He-Ne-Laserinterferometer wurde geklärt, ob die Bewegung der Maschine W VIIa eine Streumessung in diesem Frequenzbereich überhaupt ermöglicht. Nach dem positiven Resultat dieser Messung wurde ein einfacher luftgekühlter, längsgepumpter CO_2-Laser gebaut, der während ca. 20 ms im single mode etwa 10 Watt liefern kann. Ein 1:1-Modell des Strahlenganges an W VII-A wird im Labor gerade fertiggestellt, um eine Streumessung zu simulieren. Am Experiment W VII-A selbst wurde die Konstruktion und Montage der für ein Streuexperiment erforderlichen Komponenten in die Wege geleitet.

[1]) A. Därr, G. Decker, H. Röhr, Z. Phys. **248,** 121 (1971)

3.5 Lyman-Alpha-Diagnostik

Die Entwicklung leistungsstarker Lyman-Alpha-Quellen für die Neutralteilchen-Diagnostik führte zu ersten Resultaten.

3.5.1 Frequenzverdreifachung

Bei der Erzeugung der 3. Harmonischen der Strahlung eines frequenzverdoppelten Farbstofflasers in einer Edelgaszelle konnten L_α-Leistungen im Watt-Bereich erzielt werden. Voraussetzung dafür war die Entwicklung eines Oszillator-Verstärker-Systems mit hohen Laserleistungen (etwa 30 MW) bei nahezu beugungsbegrenzter Divergenz (0.2 mrad bei 4 mm Strahldurchmesser).

Parallel zu diesem Experiment wurden die optisch nichtlinearen Prozesse theoretisch genauer untersucht. Für die Frequenzverdreifachung konnte der Einfluß der Multimode-Struktur des Lasers bei großen Linienbreiten und den damit verbundenen statistischen Intensitätsfluktuationen erstmals berechnet werden. Der Frequenzverdopplerkristall wurde für reale Strahldivergenzen und Linienprofile numerisch optimiert.

In Zusammenarbeit mit dem MPI f. Extraterrestrische Physik wurde eine quantitative Analyse nichtresonanter und resonanter atomarer Systeme zur Erzeugung intensiver L_α-Strahlung durchgeführt. Nach den Ergebnissen dieser Rechnungen sollte schmalbandige L_α-Strahlung bis zu mehreren kW Leistung mit dem vorhandenen Farbstofflaser zu erzeugen sein.

3.5.2 Lα-Laser

Für den Zentralbereich von Tokamaks zeigen Abschätzungen, daß Lyman-Alpha-Leistungen bis zu einem Megawatt erforderlich sind, um das Fluoreszenzstreusignal über das Rauschen der Hintergrundstrahlung des Plasmas anzuheben. Der elektronenstrahlgepumpte Argon Exzimerlaser ist der aussichtsreichste Kandidat für die Erzeugung derartig hoher Leistungen. Vorexperimente (vgl. Jahresbericht 1977) zeigten, daß das Febetron 706 zu schwach ist, um in Argon Lasertätigkeit zu erzielen. Aus diesem Grunde wurde die etwa einen Faktor 10 leistungsstärkere Elektronenkanone Pulserad 110 A (1,3 MV, 20 kA, 20 ns Pulsdauer) gekauft. Nach Lieferung im September 78 wurde sie in dem vorbereiteten Halleneinbau aufgestellt, angeschlossen und auf ihre Funktion geprüft. Mit der im IPP angefertigten Laserdiode und dem inzwischen installierten Gashandhabungssystem sowie der Bleiabschirmung gegen Röntgenstrahlen ist die Anlage betriebsbereit.

Zur Anregung der Lyman-Alpha-Resonanz muß der Argon Exzimerlaser auf 1216 Å abgestimmt werden. Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Abstimmethoden ergab, daß die Verwendung eines Reflexionsfilters als Laserspiegel besonders aussichtsreich ist. Im Rahmen eines Entwicklungsauftrages wurde ein derartiges Filter hergestellt, das in einem von uns gebauten Reflektometer vermessen wurde. Der Reflexionskoeffizient als Funktion der Wellenlänge zeigte, daß das Maximum der Reflexion bei zu

kleiner Wellenlänge lag. Durch andere Wahl der Schichtdicken sollte es sich jedoch verschieben lassen. Weitere Probebeschichtungen folgen.

3.5.3 Vakuum-UV-Messungen an Pulsator

Zur Bestimmung der Hintergrundstrahlung eines Tokamaks wurde am Pulsator das Emissionsspektrum in dem Wellenlängenbereich um Lyman-Alpha untersucht, der von dem später im Beobachtungsstrahlengang befindlichen Interferenzfilter erfaßt wird. Die eventuell störenden Verunreinigungslinien C III und N V, die in dem registrierten Wellenlängenbereich liegen, sind schwach im Vergleich zu L_α. Die Intensität bei L_α entspricht derjenigen, die den bisherigen Abschätzungen zugrundegelegt wurde.

3.6 Quasistationäre Streuung

Auf dem Gebiet der quasistationären Streudiagnostik, die gemeinsam mit dem IPF Stuttgart zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs von Elektronendichte und -temperatur an langlebigen Plasmen entwickelt wird, stand die Suche nach einem geeigneten Laser im Mittelpunkt. Favorit ist der YAG-Laser, der im CW-Betrieb mittlere Leistungen bis zu 1 kW bei 1,06 μ emittiert. Die von der Firma LASAG/Thun durchgeführte Studie zeigte, daß in einem stationär gepumpten YAG-Laser mit periodischem Q-Switch die für ein Streuexperiment erforderlichen Pulsleistungen von 500 kW (Rep. Rate 3 kHz) nur in einer sehr aufwendigen Oszillator-Verstärkeranordnung mit insgesamt 7 Laserköpfen erreichbar sind. Dies rührt daher, daß stationäres Pumpen eine zu geringe Inversion ermöglicht. Aussichtsreicher scheint der Weg über einen mit 100 Hz gepulsten YAG-Laser zu sein. Verhandlungen in dieser Richtung haben begonnen.

Der zweite Teil der Aktivität betraf die Messung der Hintergrundstrahlung eines Tokamaks (Pulsator) bei 1,06 μ. Als Detektor wurde eine Avalanchediode in Verbindung mit einem Interferenzfilter verwendet, wie sie später auch zu Streumessungen eingesetzt werden sollen. Die Absoluteichung der Anordnung zeigte, daß die Strahlung in der Umgebung von 1,06 μ etwa eine Größenordnung über dem Bremskontinuum eines reinen Wasserstoffplasmas gleicher Dichte und Temperatur liegt. Bei der Abschätzung der für ein Streuexperiment erforderlichen Laserleistung wurde bisher ein Überhöhungsfaktor von 100 zugrundegelegt.

Die Schwankungen des Signals, die mit einer Anstiegszeit von 150 ns gemessen wurden, können im wesentlichen durch Schrotrauschen erklärt werden. Das Rauschen des Dunkelstroms der Avalanchediode ist im Vergleich dazu ausreichend gering, so daß die Diode mit ca. 20% Quantenausbeute sich als Detektor für Streumessungen bei 1.06 μ besser eignet als ein infrarotempfindlicher Multiplier ($Q \approx 2\%$), dessen Empfindlichkeit außerdem stark von Störmagnetfeldern abhängt.

3.7 Elektronen-Zyklotronstrahlungs-Diagnostik

In den letzten Jahren hat sich die Messung der 2. Harmonischen der Elektronen-Zyklotronstrahlung als eine sehr brauchbare Methode zur Bestimmung der Elektronentemperatur von Tokamak-Plasmen erwiesen. Ihre Emission ist bei diesen Plasmen in der Regel optisch dick, d. h. ihre außerhalb des Plasmas in Richtung des großen Torus-Radius R beobachtete Intensität ist direkt proportional zur Elektronentemperatur. Wegen des 1/R-Abfalls des Tokamak-Magnetfeldes B (R) legt die registrierte Frequenz f auch den Emissionsort der beobachteten Zyklotronstrahlung fest: $f = f(R) = 2e \cdot B(R)/m_e$. Zur Messung dieser Elektronen-Zyklotronstrahlung wird ein neuartiger, breitbandiger Monochromator für den Millimeter- und Submillimeterbereich mit hoher spektraler und zeitlicher Auflösung und einer Scan-Repetierbarkeit im Milli- und Submillisekundenbereich entwickelt.

4. Arbeitsgruppe Zündexperiment

(M. Kaufmann, G. Becker, R. Behrisch, U. Broßmann,****, W. Dänner**, W. Engelhardt***, J. Gruber, W.-D. Haubenberger****, O. Jandl***, F. Karger***, A. Knobloch**, H. Kotzlowski***, H. Krause, H.-J. Kutsch****, K. Lackner***, F. Mast, H. Preis***, W. Sandmann****, U. Seidel, M. Söll**, E. Speth**, B. Streibl, H. Weichselgartner****, R. Wilhelm, R. Wunderlich)*

Eine Arbeitsgruppe des IPP untersuchte gemeinsam mit Gruppen im CNEN-Institut Frascati und im MIT Cambridge die Ziele, den physikalischen Hintergrund, die technische Realisierbarkeit und den Aufwand eines Experimentes, bei dem die Heizung des Plasmas durch die α-Teilchen übernommen wird, d. h. bei dem das Plasma gezündet ist. Diesen Überlegungen lag die Vorstellung zugrunde, daß durch Verwendung hoher Magnetfelder die Physik des Reaktors und des gezündeten Zustands in einer Maschine untersucht werden kann, die wesentlich kleiner ist als der mit anderen technischen Anforderungen belastete Fusionsreaktor. Es war klar, daß durch die Verwendung hoher Magnetfelder, wie am Alcator (MIT) und am Frascati Tokamak besondere technische Schwierigkeiten entstehen, die es zu untersuchen galt.

Die Untersuchung wurde zunächst auf zwei Szenarien konzentriert:

- durch rein ohmsche Heizung und ohne Zusatzheizung soll der gezündete Zustand erreicht werden
- das Plasma wird durch Neutralteilcheninjektoren mit 100 keV in einer 1. Stufe geheizt und anschließend durch eine adiabatische Kompression in den gezündeten Zustand gebracht.

---

*) Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung
**) Bereich Technologie
***) Bereich Tokamak
****) Zentrale Technische Einrichtungen

Parallel zu der Untersuchung einzelner kritischer Komponenten wurden begleitend Skalierungsüberlegungen der physikalischen und technischen Randbedingungen angestellt und die Parameter optimiert. Es zeigte sich sehr bald, daß der Weg, alleine durch den Plasmastrom aufzuheizen, nur mit extrem optimistischen Annahmen auf physikalischer und technischer Seite beschreitbar sein sollte. Eine genauere Untersuchung des Hauptfeldmagneten für dieses Konzept wird zur Zeit vom Institut in Frascati fertiggestellt. Eine Lösung für die extremen Anforderungen an das Gefäß konnte nicht gefunden werden.

Die Verwendung von 100 keV-Neutralinjektoren als primäre Heizquelle führt wegen der begrenzten Penetration zu einem relativ hohen Kompressionsverhältnis von $\kappa = 2.2$. Hieraus resultiert ein hoher Aufwand für das toroidale und poloidale Magnetfeldsystem. In einer zweiten Stufe wurden deshalb die Überlegungen auf ein Szenario konzentriert, bei dem höhere Anforderungen an die Neutralinjektoren (160 keV) mit einem kleineren Kompressionsverhältnis kombiniert werden ($\kappa = 1{,}5$).

Neben der Neutralinjektion wurde natürlich auch Wellenheizung erwogen. Obwohl hier durchaus ein deutlich kleineres Experiment möglich wäre, muß eine Entscheidung wohl so lange zurückgestellt werden, bis positive experimentelle Ergebnisse im Megawatt-Bereich vorliegen.

Erste Ergebnisse der Untersuchung wurden in einem Zwischenbericht zusammengestellt [1]), während im folgenden Teil kurz der Stand der konzeptionellen Überlegungen berichtet wird. Die Neutralinjektion wird an anderer Stelle dieses Berichts behandelt (siehe Projekt „Neutralinjektionsheizung").

4.1 Ziel des Zündexperiments

In diesem Experiment soll primär die Physik des gezündeten Zustands untersucht werden. Das heißt:

- Abbremsung der α-Teilchen
- Dynamik des instabilen gezündeten Zustands auf der Skala einiger Energie-Einschlußzeiten.

Der zweite Punkt soll das entscheidende Untersuchungsziel sein.

Die experimentelle Untersuchung des gezündeten Zustands schließt die Erprobung von geeigneten Maßnahmen zur Kontrolle des gezündeten Zustands ein (Globalkontrolle, Profilkontrolle). Für die Beurteilung der Wichtigkeit dieser Frage ist zu beachten, daß im gezündeten Zustand im Vergleich zur gegenwärtigen Tokamakgeneration die Zeitskalen für Änderung der Plasmaenergie durch Heizung und für die Umordnung von Strom und Magnetfeld durch Diffusion wesentlich weiter voneinander abweichen. Dieses kann weitreichende Folgen für die Entwicklung der Profile haben (z.B. anderes nichtlineares Verhalten von Instabilitäten) und muß experimentell untersucht werden, bevor wesentlich größere Maschinen gebaut werden können.

Insgesamt sind die physikalisch relevanten Parameter dieses Experiments (Dichte mal Plasmaradius $n \cdot a$, β, freie Weglänge bezogen auf Plasmaradius λ_i/a) dem Reaktor sehr ähnlich, so daß ganz allgemein die Physik des Reaktors (Transport, Stabilität, Randschicht) untersucht werden kann.

4.2 Optimierungsbetrachtungen

Die allgemein beobachtete Verbesserung des Einschlußverhaltens mit zunehmender Plasmadichte lieferte die wesentliche Grundlage für die Überlegungen zu einem kompakten Zündexperiment. Wie in [1]) näher erläutert, läßt sich demnach die Zündbedingung (α-Teilchenheizung deckt voll die Energieverluste) bei zwar hohen Magnetfeldern, aber in kleiner Geometrie und bei geringer gespeicherter Magnetfeldenergie erfüllen. Bei der Dimensionierung eines derartigen Experimentes setzt schließlich die zunehmende mechanische Belastung zusammen mit den gegebenen Materialeigenschaften eine untere Grenze in Richtung zum „kleinen" Zündexperiment. Die nähere Betrachtung zeigt nun, daß neben der typischen mechanischen Spannung σ in der Spule weitere physikalische und zum Teil technische Größen die Magnetfeldenergie und in guter Näherung damit auch den Aufwand des Experimentes entscheidend beeinflussen. Als hier wohl wesentliche Parameter sind zu nennen:

- der erreichbare Plasma-Spulenabstand im inneren Torusbereich Δ, bzw. bezogen auf den Plasmaradius: $\delta = \Delta/a$,
- ein eventueller Sicherheitsfaktor F_T, um den die α-Heizung die ja nur extrapolierten Verluste übersteigen soll,
- das noch hinreichend stabil einzuschließende Plasma-Beta, bzw. die nach der Theorie wohl relevantere Größe $\beta \cdot A$ (A = Aspektverhältnis) und schließlich
- eine eventuelle vorzusehende Plasmakompression um den Faktor k im großen Radius. Nach [1]) ließe sich mit dieser adiabatischen Kompression das Problem der anfänglichen Plasmaheizung bis hin zur Fusionstemperatur entscheidend erleichtern. Insbesondere ist es möglich, bereits entwickelte oder in Entwicklung befindliche Neutralinjektoren einzusetzen, die mit positiver Ionentechnologie auskommen.

Stellt man nun die zunächst durch Volumen und B^2 gegebene Magnetfeldenergie in Abhängigkeit dieser genannten Größen dar, so folgt das Ergebnis:

$$(W_{magn/MJ})_{Zündung} \approx (8 \div 10 \cdot 10^9) \cdot (1+\delta)^{-5} \cdot \frac{1}{(\sigma/MPa)^2} \cdot F_T^{3/2} \cdot \frac{1}{(\beta\% \cdot A)^3} \cdot k^{-2.1}$$

(gültig im Bereich $2{,}5 < A < 3{,}5$)

Diese etwas vereinfachte Formel zeigt klar den z. T. erheblichen Einfluß der einzelnen Parameter. Bei der Festlegung des vorgeschlagenen Datensatzes wurden

[1]) Compact Ignition Experiment, An Internal Status Report jointly prepared by the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching and the Divisione Fusione of CNEN, Frascati (1978)

nun entsprechend der obigen Relation in den entscheidenden Punkten zwar extreme aber noch realistische Werte vorgegeben. Die nachfolgende Tabelle gibt einen Überblick über die so erhaltenen und den jetzigen konzeptionellen Überlegungen zugrunde liegenden Parameter des Experiments.

Tabelle

Datensatz für Zündexperiment mit Kompressionsverhältnis k=1,5

	vor Kompression	nach Kompression
R (m)	1.89	1.26
a (m)	0.57	0.47
A	3.3	2.7
Δ (m) (= Plasma-Spulenabstand)	0.33*)	0.09
B (tesla)	6.48	9.72
I (MA)	$\lesssim 2$	$\lesssim 3.5$
q (= Strom-q)	$\gtrsim 2.6$	$\gtrsim 2.4$
q_{rot} ($= 1/\iota$)	~3.5	3.5
$\langle\beta\%\rangle$	$\lesssim 1.9$	$\lesssim 3.2$
β_{pol}	$\lesssim 1.2$ (~A/3)	$\lesssim 1.35$ (~A/2)
$\langle T\rangle$ (keV)	~6	~10
$\langle n\rangle$ (m^{-3})	$\sim 1.5 \cdot 10^{20}$	$\sim 3.4 \cdot 10^{20}$
τ_E (ms)	~250	$\gtrsim 400$
$W_{pl.}$ (MJ)	$\lesssim 5.5$	$\lesssim 9.5$

*) Notwendiger Abstand zur Reduktion des Feld-ripples auf $\lesssim 8\%$ am Plasmarand bzw. $<1\%$ auf der Achse (vor der Kompression).

4.3 Coderechnungen zur Physik

Nach Festlegung der Parameter wurden Transportrechnungen mit dem WHIST-Code [1]) durchgeführt, um über die einfachen Skalierungsbetrachtungen hinaus die Zündbedingungen und insbesondere auch die notwendige Neutralheizung in der Umgebung dieses Datensatzes besser zu erfassen. Der verwendete Transport-Code berücksichtigt neben den klassischen Verlusten folgende weitere Prozesse: Strahlung, Ware-Pinch, Refuelling, bzw. Gas puffing, anomale Verluste mit einem Diffusionskoeffizienten, der an Alcator-Ergebnisse angepaßt ist, α-Heizung, ohmsche Heizung, Neutralinjektion mit variablem Einschußwinkel, Strahlenergie und Strahlquerschnitt. Diese Rechnungen bestätigen zunächst, daß die Opazität (na) bzw. die Größe ($B^2 \cdot a \cdot \beta$) ein sehr gutes Kriterium für die Zündung darstellt. Weiterhin zeigte sich, daß eine Heizleistung von $\lesssim 16$ MW bei einer Pulslänge von 0,7 bis 1 sec und einer noch realistischen mittleren Energie von etwa 120 keV (= 60% mit 160 keV, je 20% mit 80 bzw. 53 keV) für die Plasmaheizung ausreichend sein sollte.

Bei einem Einschußwinkel von ca. 20° (bezogen auf die Senkrechte zur Plasmaoberfläche) ergab sich eine im zentralen Plasma homogene und zum Rand abfallende Energiedeposition. Der notwendige Einschußwinkel wurde in Verbindung mit Gefäß- und Spulenkonzept und den sich daraus ergebenden ripple-Werten mit Hilfe des LISTER-Codes [2]) untersucht. Danach folgt für 20° Co-Injektion ein Strahlverlust von unter 5%, während der entsprechende Counter-Strahl zu Verlusten bis 20% führt. Da mit flacherem Winkel der Aufwand des Experiments erheblich zunimmt, und zugleich eine höhere Strahlenergie notwendig wird, soll zunächst von reiner Co-Injektion ausgegangen werden.

Gleichzeitig ergibt Co-Injektion aufgrund der Teilchenbahnen eine Verlagerung der Energiedeposition nach innen, die einer effektiven Verbesserung der Penetration gleichkommt.

In Zusammenarbeit mit der Abteilung Theorie (Dr. Kerner) wurden Untersuchungen zur Festlegung der sich aus der Forderung von Stabilität gegenüber allen idealen MHD-Moden ergebenden Grenzen an das bei Zündexperimenten zulässige Gesamt-β begonnen (siehe Bericht „Theorie").

4.4 Toroidalfeld (TF)-Magnet

Der TF-Magnet soll auf der Achse des komprimierten Plasmas (R = 126 cm) über 5 sec ein konstantes Magnetfeld von 9,7 T erzeugen. Seine wesentlichen geometrischen Abmessungen sind durch die Plasmaparameter sowie die umgebenden Poloidalfeldspulen bestimmt (Abb. 10) und führen zu einer gespeicherten Magnetfeldenergie von 920 MJ.

Der TF-Magnet ist nach jetzigen konzeptionellen Vorstellungen aus 16 normalleitenden Einzelspulen aufgebaut. Jeweils zwei Spulen sind über Gehäuse zu einem Montage-Modul zusammengefaßt. Zur adiabatischen Aufnahme der Erregerverluste muß der TF-

[1]) W.A. Houlberg and R.W. Conn, "Fluid Simulation of Large Tokamaks Using a Variable Spatial Mesh, Variable Time Step Implicit Procedure", Proc. Topical Meeting on "Improved Methods of Analysis of Nuclear Systems", 1977, also W.A. Houlberg, Ph. D. Thesis, University of Wisconsin, 1977

[2]) G. G. Lister, D. E. Post and R. J. Goldston, Proc. Third Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Varenna, 1976, p. 303

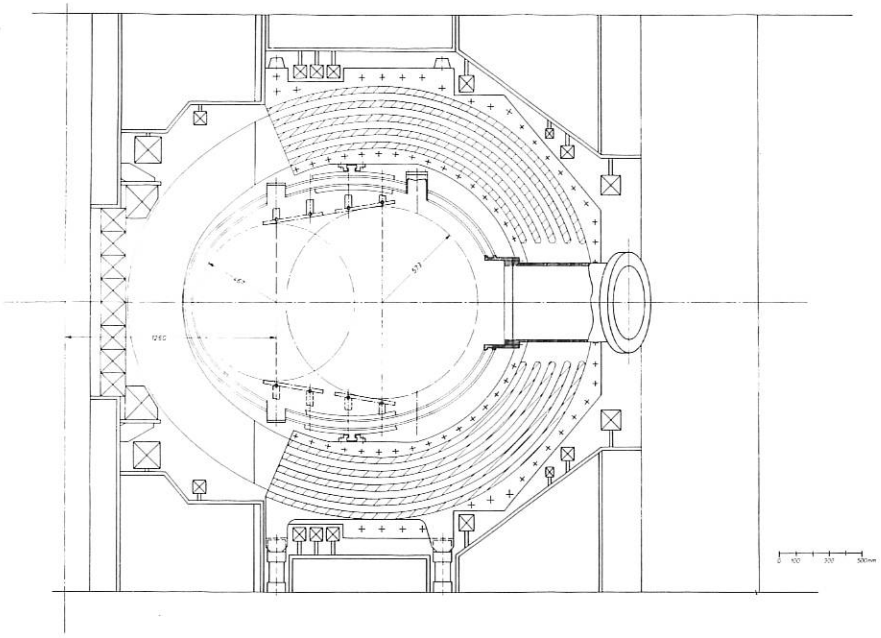


Abb. 10 Gesamtanordnung

Magnet in den Pulspausen auf Stickstofftemperatur abgekühlt werden. Stickstoffkühlung und Neutronenabschirmung verlangen selbsttragenden Gesamtaufbau.

Zur Reduzierung der mechanischen Belastung wurden die Einzelspulen entsprechend der vorgegebenen Geometrie aus zwei verschiedenen „Constant-Tension"-Profilen zusammengesetzt. Die Verbindung eines D-Profils im Außenbereich mit einem C-Profil im zur Rotationsachse hin liegenden Innenbereich über eine waagerechte Tangente führt an der Übergangsstelle zu rein zentripetal gerichteten resultierenden Kräften. Diese können durch seitliches Verkeilen der Spulen aufgenommen werden.
Die dabei entstehenden toroidalen Umfangskräfte (TUK) können im Außenbereich des Magneten über Reibung gleichzeitig zur Abstützung der Kippmomente herangezogen werden. Im Bereich der 8 großen Neutraleinschuß- und Pumpstutzen baut sich jedoch diese TUK aufgrund der großen Durchbrüche durch die Stützstruktur des Magneten (lichte Öffnung 40x70cm^2) nicht auf. Eine hohe Gesamtsteifigkeit gegen seitliche Verbiegung des Gehäuse-Spulen-Verbandes zweier benachbarter Spulen der Modultrennebenen ist deshalb in diesem Bereich zur Begrenzung der Kippbewegung entscheidend.

Das Konzept der Einzelspulen ist derzeit noch offen. Bitterartige Scheibenspulenkonzepte werden am MIT, in Frascati und in einer Industriestudie (MBB) untersucht. Am IPP lag bisher der Schwerpunkt auf bandgewickelten Doppelpancake-Spulen. Die technischen Probleme dieser Spulen sollen deshalb hier noch kurz skizziert werden.

Die maximale mechanische und thermische Beanspruchung des Magneten tritt im Spulenhals auf. Die mechanische Belastung kann vom Leiterkupfer (Cu) allein nicht getragen werden. Für das Bandspulenkonzept bietet sich eine Armierung durch kaltverformte austenitische Stahlbänder (SS) an. Eine kraftschlüssige Verbindung zwischen Stahl und Kupfer muß dabei nicht vorausgesetzt werden. Zur vollen Ausnützung des Stahls können für das Kupfer plastische Relativ-Dehnungen bis zu 2‰, bei 10^4 Lastwechseln zugelassen werden. Ein ausführliches Versuchsprogramm zur genauen Untersuchung der mechanischen Belastbarkeit des Verbundes wird derzeit in Angriff genommen.

Die jetzige Auslegung der Bandspulen ermöglicht bei einer zulässigen Isolationstemperatur von ca. 380° K ein Armierungsverhältnis von SS/Cu = 1. Dabei muß jedoch die Wärmekapazität des Stahls einbezogen und die Stromdichte über den gesamten Spulenhalsquerschnitt annähernd konstant gehalten werden. Durch geeignete Abstufung der Leiterdicken, vier Stufen über die Spulendicke sind ausreichend, läßt sich sowohl konstante Stromdichte als auch Wärmekontakt durch Druck zwischen Stahl und Kupfer erreichen.

Isolation und Spulenkühlung wurden bisher nur am Rande untersucht. Die hohe radiologische Belastung der Lagen-, Pancake- und Gehäuseisolation von 5 bis 10×10^9Rad erfordert langwierige Vorversuche zur Auswahl des jeweiligen Isolationskonzepts.

Die adiabatische Plasmakompression verlangt eine kleine Zeitkonstante der TF-Spule in Bezug auf das Eindringen des Vertikalfeldes (τ_V). Sollte sich für die Bandspulen eine zulässige Beeinträchtigung des Vertikalfeldindexes ergeben, so kann τ_V wesentlich reduziert werden durch geeignete Schlitzung der Kupfer-Bänder, verbunden mit einer Wirbelstromisolation gegen die umgebenden Stahlbänder.

4.5 Poloidalfeldsystem

Die Untersuchungen waren auf die Realisierungsmöglichkeit des gesamten OH- und Vertikalfeldes hinsichtlich sowohl der Spulenkonfiguration als auch der entsprechenden Energieversorgungseinrichtungen konzentriert. Das plasmaphysikalische Konzept des Experimentes führte hierbei zu einigen Besonderheiten:

- Zur adiabatischen Kompression muß die Vertikalfeldamplitude in einer kurzen Zeit (im folgenden werden 50 ms angenommen) um einen Betrag erhöht werden, der einer Energieänderung von mehr als 50 MJ und damit einer Leistung von mehr als 2 GVA entspricht.
- Das Vertikalfeld trägt einen wesentlichen Teil zum benötigten Gesamtflußhub von ca. 15 Vs bei. Wegen der im allgemeinen unterschiedlichen Anforderungen an den zeitlichen Verlauf von Fluß und Vertikalfeld (siehe Abb. 11) führt dies zu einer engen funktionalen Verkoppelung zwischen OH- und Vertikalfeld. Dies hat insbesondere Konsequenzen bei der zeitlichen Führung der Energieversorgung,

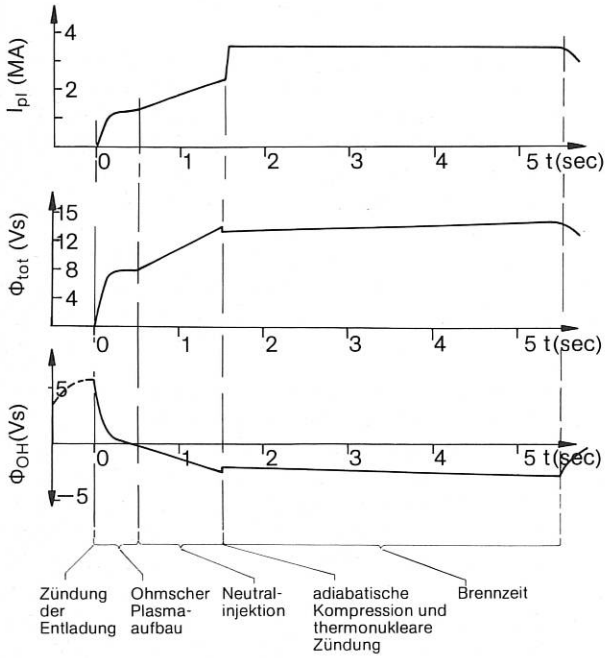


Abb. 11 Zündexperiment – prinzipieller Verlauf von Plasmastrom (I_{pl}), magnetischem Flußbedarf (Φ_{tot}) und Fluß der OH-Feldspulen (Φ_{OH}).

Ausgehend von den plasmaphysikalischen Parametern und deren gewünschter zeitlicher Entwicklung wurde unter bestimmten vereinfachenden Annahmen sowohl eine Spulenkonfiguration berechnet als auch ein prinzipielles Konzept für die Erzeugung der entsprechenden Spulenströme entwickelt.

Die gesamte Spulenkonfiguration besteht aus drei unabhängig steuerbaren Spulensystemen: den Vertikalfeldspulen, einem „idealen" OH-Spulensystem und einem „leaky"-OH-Spulensystem. Die Aufteilung des OH-Feldes wurde notwendig, weil der gesamte vom OH-Feld aufzubringende Fluß aus Belastungsgründen nicht allein durch die innere Öffnung des Experimentes geführt werden kann.

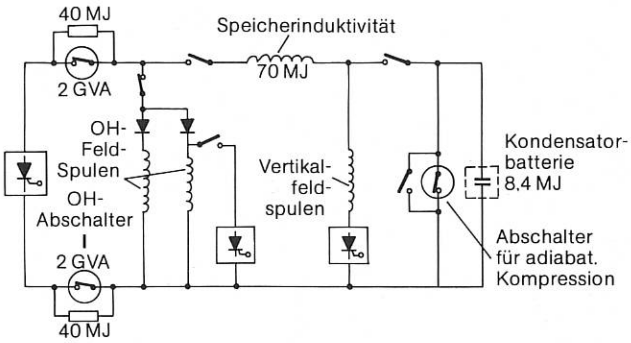


Abb. 12 Zündexperiment – prinzipieller Schaltkreis zur Stromversorgung und Steuerung der Poloidalfeldspulen.

Die in diesen Feldspulen auftretenden Kräfte und Erwärmungen sind beherrschbar. Die Existenz von Gleichgewichten in der gefundenen Feldkonfiguration konnte rechnerisch nachgewiesen werden.

Das Energieversorgungssystem wird wesentlich von den Forderungen bestimmt, die durch die Parameter der adiabatischen Kompression gestellt werden. Für deren Energie- bzw. Leistungsversorgung wurde ein induktiver Speicher mit kapazitivem Transferglied näher untersucht (Abb. 12). Diese Lösung ermöglicht einerseits die Anwendung von bekannten technischen Komponenten in einem Bereich, in dem ihre zuverlässige Funktion gesichert erscheint und führt andererseits auch zu einem relativ begrenzten Aufwand. Zur Charakterisierung dieser Lösung seien folgende Daten angeführt:

induktiv gespeicherte Energie:	70 MJ
Abschaltleistung:	1,0 GVA
Speicherfähigkeit der Transferkondensatorbatterie:	8,4 MJ

Folgende Problemkreise, die möglicherweise noch erheblichen Einfluß auf das augenblickliche Konzept für das Poloidalfeldsystem nehmen werden, konnten im Rahmen der bis jetzt angestellten Untersuchungen noch nicht berücksichtigt werden:

- Transiente Diffusionsvorgänge bei Poloidalfeldänderungen,
- Regelungsprobleme (insbesondere beim Erreichen des gezündeten Zustands)
- die sich hieraus ergebenden Implikationen auf die Energieversorgung und deren Steuerung.

4.6 Vakuumgefäß

In Optimierungsbetrachtungen konnte gezeigt werden, daß die Dicke des Vakuumgefäßes im Hals den

gesamten Aufwand maßgeblich bestimmt. Es wurde darum für den Abstand Plasma – TF-Spule ein relativ knapper Wert in den konzeptionellen Untersuchungen angestrebt. Das Auftreten extrem großer elektromagnetischer und thermischer Belastungen, der nichtkreisförmige Querschnitt sowie die Auslegung für Tritiumbetrieb stellen weitere hohe Anforderungen an das Gefäß dar, dessen Realisierbarkeit untersucht wurde.

Das Vakuumgefäß besteht im bisher erarbeiteten Konzept aus 16 keilförmigen Schalenelementen, die durch 16 zylindrische Balgelemente miteinander verbunden sind. Die doppelwandigen Schalenelemente aus Inconel 625 sind einzeln gegen die TF-Spulengehäuse abgestützt und bilden zusammen mit der TF-Spulenstützstruktur den tragenden Teil des Vakuumgefäßes. Sie nehmen, neben den Öffnungen für verschiedene Diagnostiken, die 8 großen Hauptöffnungen auf, die als Pump-, Neutralinjektions- und als Montage-Öffnungen dienen.

Die doppelwandigen Balgelemente aus Inconel 625 dienen der Erhöhung des elektrischen Widerstandes des Gefäßes in toroidaler Richtung. Eine selbsttragende Ausführung dieser Gefäßanordnung ist wegen des kleinen Abstandes Plasmarand – TF-Spule nicht möglich.

Die doppelwandige Ausführung der Balgelemente ist aus Sicherheitsgründen (Tritiumbetrieb) notwendig und ermöglicht über einen separaten He-Kreislauf die Spülung der Balgzwischenräume. Tritium, das während des Ausheizens durch die 1. Balgwand diffundiert, kann damit separiert werden. Die doppelwandige Ausführung der Balg- und Schalenelemente ermöglicht die Heizung und Kühlung der Gefäßwand und dient außerdem als Tritiumschutz bei einer Beschädigung der 1. vakuumdichten Wand.

Bei D-T-Entladungen ist mit einer hohen thermischen Belastung der 1. Wand zu rechnen (90 W cm^{-2}), die bei einem Abriß des Plasmastromes auf >1 kW cm^{-2} steigen kann. Aus diesem Grund sind die Balgelemente über den ganzen poloidalen Umfang mit Schutzschilden abgedeckt, die außerdem noch poloidale Limiter tragen (Abb. 13). Die Schalenelemente sind im Bereich des komprimierten Plasmas ebenfalls durch Schutzschilde abgedeckt, um die Entstehung steiler Temperaturgradienten senkrecht zur Gefäßoberfläche mit daraus resultierenden kritischen mechanischen Spannungen zu verhindern.„Beam dumps" schützen die den Neutralinjektoren gegenüberliegenden Wandteile.

Die Schutzschilde, poloidalen Limiter, „beam dumps" und der Hauptlimiter müssen bei den hohen thermischen Belastungen voraussichtlich nach wenigen hundert voll gezündeten D-T-Entladungen durch „remote-handling"-Operationen ausgewechselt werden.

Der für das Vakuumgefäß kritische Belastungsfall während einer harten Plasma-Disruption wird mittels FE-Rechnungen untersucht. Erste Rechnungen ergeben sehr große mechanische Spannungen und Deformationen. Da die Spannungswerte bis nahe an

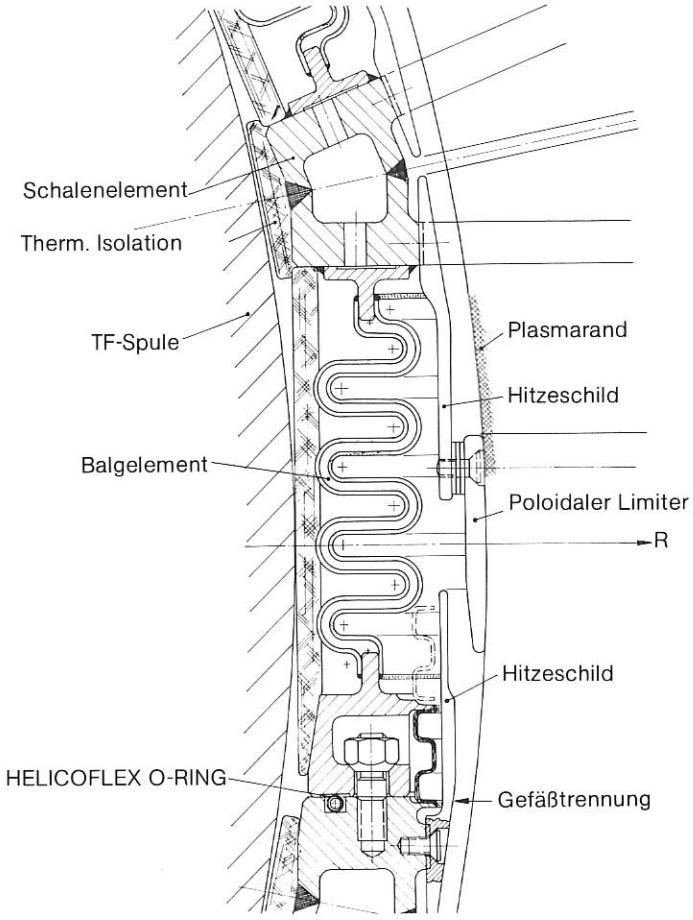


Abb. 13 Balgelement

die kritischen Werte heranreichen, sind weitere Realisierungsuntersuchungen für das Gefäß mit einer genauen Ermittlung der Belastungen an einem Modell erforderlich. Auch die Abstimmung der Konzepte für das Vakuumgefäß und die TF-Spulen im Bereich der 8 Hauptöffnungen erfordert weitere Untersuchungen.

4.7 Tritium-System und Torus-Vakuumsystem

Eine wichtige Experimentierphase des Zündexperimentes wird der Betrieb mit Tritium als Brennstoff sein. Für etwa 4000 Entladungen mit Tritium werden insgesamt 3×10^5 Ci Tritium notwendig sein. Die entscheidende Voraussetzung dafür ist eine Umgangs- und Experimentiergenehmigung, die einen ausführlichen Sicherheitsbericht – fußend auf einem ausgearbeiteten Design – erfordert.

Ferner gilt es, das Tritium in hoher Reinheit zu beschaffen, möglichst von einem Lieferanten, der in der Lage ist, den Abbrand wieder zurückzunehmen, entweder um ihn aufzuarbeiten oder sicher zu vermüllen. Wenn es nicht gelingt, die Versorgung mit Tritium in vollem Umfang sicherzustellen, und wenn insbesondere keine Lösung der Entsorgung gefunden werden kann, verbleibt noch die Möglichkeit, das Tritium am Ort wiederaufzuarbeiten (z. B. Gaschromatographie, Trennung mit Kryopumpen).

Im bisher ausgearbeiteten Konzept des Tritium-Systems wird das angelieferte Tritium entweder fest als UT_3 oder gasförmig in Urangettern zwischengelagert, analysiert, wenn nötig gereinigt und über ein schnelles Einlaßsystem in Dosen von 60 bis 100 Ci in den Torus transportiert. Das Vorrats-, Reinigungs- und Einlaßsystem wird in Gloveboxen mit kontrollierter Schutzgasatmosphäre in einem abgeschlossenen T-handling-Raum untergebracht.

An jedem der insgesamt drei zur Verfügung stehenden Pumpstutzen des Experimentes sitzen zwei redundante Kryosorptionspumpen mit einer Sorptionskapazität von je 38 Bar Liter, welche die Hauptmenge des Abbrandes aufnehmen. Die nachgeschalteten Turbopumpsätze mit mechanischen Vorpumpen bekommen nur noch einen Bruchteil des Tritiums ab. Deshalb können nach außen dichte Turbopumpen, eventuell mit geänderter Schmierung/Kühlung und weitgehend „normale" Vorpumpen, deren Öl fernbedient gewechselt werden kann, eingesetzt werden. Die Abgase dieser Pumpsätze gehen gegebenfalls über ZrAl-Getter in eine T-Absorptionsanlage bzw. beim reinen Abpumpen direkt (nach T-Messung) in den Kamin.

In den Schußpausen gibt die Kryopumpe beim Regenerieren – eventuell fraktioniert – den Abbrand, der neben T_2 auch viele tritierte Verbindungen wie DT, HT, THO usw. enthält, wieder ab. Wenngleich in der Designphase Isotopen-Trennverfahren betrachtet werden sollen, ist derzeit davon auszugehen, daß der Abbrand in Tanks gesammelt und an den T-Lieferanten zurückgegeben wird. Da der Pumpensatz möglichst nahe am Torus angebracht werden soll, müssen die Leitungen doppelwandig angelegt und die Speichertanks in einem kontrollierten Raum untergebracht werden.

Durch mehrere unabhängige T-Reinigungsanlagen, bestehend aus Oxydationsstufe (T_2 THO) und Molekularsieben (Absorption von THO), wird sichergestellt, daß eventuell freiwerdendes Tritium in Gloveboxen oder Räumen mit hohem T-Inventar (T-handling-Raum, Tankraum) sicher gebunden wird.

Ein aufwendiges T-Monitorsystem (Ionisationskammern und/oder Proportionalzähler) überwacht sowohl Komponenten als auch Räume und Experimentierhalle.

Zum Abpumpen von doppelwandigen Leitungen, Balg-Zwischenräumen und sonstigem ist ein zusätzliches, weniger aufwendiges Pumpsystem nötig.

4.8 Aktivierung und Abschirmung

Für das Zündexperiment wurden zahlreiche Rechnungen mit dem eindimensionalen Strahlentransportcode ANISN durchgeführt*. Diese Rechnungen ergaben lokale Neutronen- und Gammaspektren während und nach einer Entladung, die lokale Strahlenenergie-Deposition in der Struktur des Zündexperiments und Aussagen über Aktivierung sowie deren zeitliches Abklingen.

2D-Rechnungen in toroidaler Geometrie wurden für das Zündexperiment von E. Pedretti (CNEN Casaccia) mit dem Code DOT 3.5 durchgeführt. Mit diesen Rechnungen wurde außen am Torus die biologische Dosisleistung durch die aktivierte Struktur ermittelt. Ebenfalls 2D-DOT-3.5-Rechnungen wurden mit H. Brockmann (KFA Jülich) abgesprochen und vorbereitet.

Diese Rechnungen und der Vergleich mit TFTR und JET-Ergebnissen zeigen, daß die Aktivierung der plasmanahen Schichten der Struktur bereits nach wenigen vollen D-T-Entladungen (oder nach ca. 10^4 Deuteriumentladungen) so stark ist, daß das Betreten des Vakuumgefäßes nicht mehr möglich ist. Nach 10^3 voll gezündeten D-T-Entladungen ist der Aufenthalt außerhalb der Hauptfeldspulen nur noch für einige Minuten pro Jahr zulässig; dabei dominiert der Strahlungsanteil, der von plasmanahen Schichten der Struktur durch Neutralinjektions- und Pumplöcher nach außen dringt. Damit sind praktisch alle Arbeiten in und an der aktivierten Maschine auf remote handling angewiesen.

Um an den Torus angeflanschte Apparate nach Möglichkeit vor Strahlung zu schützen, und um das Betreten der Experimentierhalle bereits einen Tag nach D-T-Entladungen zeitlich unbegrenzt zu ermöglichen, wird der Torus durch eine eng anliegende Abschirmung aus ca. 70 cm dickem Spezialbeton umgeben, dem Abschirmhaus. Neutralteilcheninjektoren und Pumpen, die große Öffnungen in dieser Abschirmung erfordern, müssen ihrerseits selbst abgeschirmt werden, da sie wegen des Neutronenflusses durch diese Öffnungen aktiviert werden. Zur Zeit gibt es noch keine quantitative Aussage über das Ausmaß der Aktivierung dieser Geräte; es muß jedoch erwartet werden, daß Arbeiten im Inneren der Neutralteilcheninjektoren ebenfalls weitgehend auf remote handling angewiesen sein werden.

Als maximale biologische Strahlendosis für das Gebiet außerhalb des Experimentiergebäudes wird ein Wert von 3 mrem/a (ohne den Beitrag durch Tritium und flüchtige aktivierte Substanzen) angestrebt, der damit den Grenzwert der Strahlenschutzverordnung von 30 mrem/a wesentlich unterschreitet. Die Dosis wird überwiegend durch die prompte (während der Entladung auftretende) Strahlung bestimmt. Um diese Zielvorgabe zu erreichen, müssen die Wände der Experimentierhalle aus 2–3 m dickem Normalbeton erstellt werden. Detaillierte Rechnungen dazu stehen noch aus.

Vor der Endlagerung der Maschine wird eine Abkühlzeit von mehreren Jahrzehnten ins Auge gefaßt. Während dieser Zeit kann das langlebigste γ-strahlende Aktivitätsprodukt Co^{60} mit einer Halbwertszeit von 5,3a weitgehend zerfallen. Abgesehen von der Tritium-Kontamination des Vakuumgefäßes (hier nicht betrachtet) sollte die Zerlegung und der Transport der Anlage dann keine besonderen Probleme mehr aufweisen.

*) W. Dänner, Bereich Technologie

Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren

(Dr. Günter Grieger)

Auch im Jahre 1978 wurde der Stellarator W VII-A überwiegend mit Ohmscher Heizung als einziger Plasmaheizquelle betrieben. Eine Verbesserung im OH-Kreis erlaubte es aber, die Ringspannung von 5 auf 10 V zu steigern und so die zur Verfügung stehende Heizleistung zu erhöhen. Dadurch gelang es, den zugänglichen Parameterbereich auf höhere Plasmadichten auszudehnen; eine wesentliche Voraussetzung für die für 1979 vorgesehene Injektion hochenergetischer Neutralteilchen. Die erforderlichen Werte von über 10^{14} cm^{-3} wurden erreicht. Sie liegen bis zu einem Faktor 3 höher als in vergleichbaren Tokamaks, da die dort die Dichte begrenzende Abbruchinstabilität durch die helikalen Felder verhindert werden kann. Aber auch bei der höheren Dichte ergab sich wieder eine Begrenzung, da dann selbst die geringen vorhandenen Verunreinigungen durch die hohe Elektronendichte aus den Randschichten so viel abstrahlen, daß sie diese empfindlich kühlen und den Stromkanal einengen. Die erreichbare Dichte ist damit stark heizungslimitiert.

Die aus den Entladungen bestimmten Transportkoeffizienten lassen sich am besten durch den Driftparameter, d. h. durch das Verhältnis der Elektronentransportgeschwindigkeit (Plasmastrom) zu ihrer thermischen Geschwindigkeit beschreiben. Es ist deshalb von steigendem Interesse, das eigentliche Potential des Stellarators, den OH-stromfreien Betrieb zu untersuchen. Dies setzt andersartige und hinreichend starke Heizquellen voraus. Wegen des geringen Plasmaradius ist der W VII-A selbst für diese Untersuchungen ungeeignet. Es wurden deshalb die Vorarbeiten für ein neues Entladerohr wiederaufgenommen, und bei der Ermittlung der Konfiguration wird das Schwergewicht auch auf die Reduzierung der Ausgleichsströme gelegt.

In der WEGA-Apparatur wurde das Studium der Lower-Hybrid-Heizung in Tokamakkonfiguration zunächst abgeschlossen und das Stellaratorrohr eingebaut. Verbesserte Auswertung früherer Experimente führte zu dem Ergebnis, daß unter den Bedingungen der WEGA 15% der LH-Heizleistung in die Ionen und 30% in die Elektronen gehen. Verbesserte Diagnostik im Stellaratorbetrieb ergab, daß die mit der LH-Heizung verbundene Dichteerhöhung über den ganzen Plamaquerschnitt gleichzeitig auftritt und nicht vom Plasmarand ausgeht.

1. Stellarator W VII-A

(G. Grieger, H. Wobig, H. Renner, J. Sapper, B. Cannici, G. Cattanei, A. Cavallo, D. Dorst, A. Elsner, H. Hacker, J. How, H. Jäckel, R. Jaenicke, P. Javel, J. Junker, M. Kick, F. Leuterer, C. Mahn, S. Marlier, G. Müller, W. Ohlendorf, F. Rau, H. Ringler, J. Saffert, P. Smeulders, M. Tutter, A. Weller, E. Würsching, M. Zippe)

1.1 Technik

Die Arbeiten an den technischen Systemen des Experiments W VII-A lassen sich in zwei wesentliche Abschnitte einteilen: einerseits der durchgehende Betrieb der Anlage an je drei Tagen pro Woche von Januar bis August 1978 mit insgesamt 7500 nutzbaren Pulsen und andererseits der nachfolgende Umbau für eine weitere Betriebsperiode mit Neutralteilcheninjektion und erweiterter Hochstromversorgung.

Während der Betriebsphase wurde neben den routinemäßig anfallenden Arbeiten besonderes Augenmerk auf die weitere Optimierung der Steuerungs- und Überwachungseinrichtungen gelegt. Die Auswertung von Störfallanalysen für die Versorgungs- und Schutzeinrichtungen ergab die jeweils notwendigen Änderungen. Die Meßergebnisse der an einigen Hauptfeldspulen und Helixbandagen eingebauten Verformungsmeßeinrichtungen wurden für etwa 8000 Pulse ausgewertet. Lediglich an einer hoch beanspruchten Helixbandage ist die Tendenz einer bleibenden Veränderung erkennbar, liegt jedoch auch hier nur bei einem Bruchteil von Werten, die möglicherweise betriebs-

einschränkend sein könnten. Alle wichtigen Experimentkomponenten wurden nach der Betriebsphase einer Revision unterzogen.

Seit Mitte August 1978 war das Experiment zum Umbau auf Neutralinjektion und zum Einbau der erweiterten Hochstromversorgungs- und Schaltanlage stillgelegt.

Neutralinjektoren werden an zunächst drei Stutzenebenen angebaut. Die Steuerbühne des Experiments mußte zur Aufnahme der Injektionssteuerung und erweiterter Diagnostikeinrichtungen auf etwa das Eineinhalbfache des bisherigen Raumes erweitert werden. Die Montage der Hochstromversorgung im Gebäude L 7 A konnte bis Jahresende abgeschlossen werden. Ihre Inbetriebnahme im Januar 1979 wird es ermöglichen, die Spulensysteme des Experiments wahlweise aus einer der Energiezentralen EZ 1 bis 3 zu versorgen und damit auch einen Parallelbetrieb mehrerer großer Verbraucher im Institut erlauben. Die Umschaltung des Kreuzschienenverteilers erfolgt durch leicht lösbare Elemente, welche für einen Stoßkurzschlußstrom von 275 kA, 8 ms ausgelegt und geprüft sind.

Im Berichtsjahr wurde die verspätet vom Hersteller angelieferte OH-Spule 1 einem erfolgreichen Abnahmetest unterzogen. Das Experiment kann bei den derzeit erforderlichen Parametern jedoch noch weiterhin mit der im IPP gebauten Ersatzspule betrieben werden, so daß der arbeitsaufwendige Einbau der Originalspule zurückgestellt werden kann. Weiterhin wurde das Experiment mit einem Horizontalfeldsystem – lokal an einer Umfangsstelle angeordnet – versehen. Damit sollen Störfelder aus Restunsymmetrien des OH- und Vertikalfeldes, sowie von Wirbelströmen im Gerüst unterdrückt werden. Dies ist zur Lageoptimierung der Plasmasäule in vertikaler Richtung erforderlich. Eine dynamisch schnelle Stromversorgung dieses Spulensystems wurde beschafft und ist betriebsbereit (1000 A, +50 . . . −30 V, Durchsteuerzeit ≈ 10 ms). Das OH-Schaltsystem des Experiments kann wahlweise mit dem Braunschweig-Schaltersystem oder dem Hughes-Schalter betrieben werden. Im Berichtszeitraum war jedoch der Hughes-Schalter nicht einsatzfähig, weil sich seine Reparatur im Herstellerwerk infolge mehrerer Pannen verzögerte. Er soll im Januar 1979 wieder in Betrieb genommen werden.

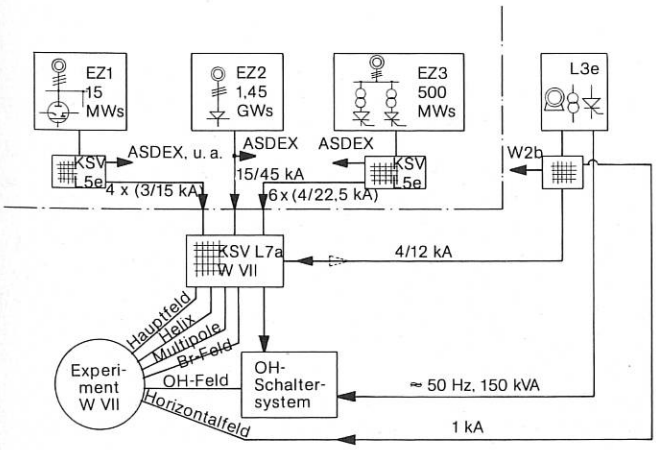


Abb. 1 Energieversorgung W VII-A

1.2 Neutralteilcheninjektion in W VII-A

In Zusammenarbeit mit dem Projekt Neutralteilcheninjektion wurde ab August 1978 mit dem Anbau von drei Injektoren begonnen. Ein viertes System (30 kV, 30 A) soll Ende 1979 benutzt werden, wenn die Experimente des beginnenden Jahres mit drei Injektoren (1 MW) eine Erhöhung der Injektionsleistung nützlich erscheinen lassen. Bei technischen Tests eines Injektors im August 1978 konnte über 100 ms bereits eine Leistung von ca. 200 kW am Innenkalorimeter nachgewiesen werden. Wegen der Empfindlichkeit des Targetplasmas im Hochdichtebereich $\bar{n} > 10^{14} cm^{-3}$ muß die Verunreinigungskonzentration im Plasma und Neutralstrahl reduziert werden. Experimente, die die Innenwand des W VII-A partiell mit Ti als Gettermaterial aktivieren, sind vorbereitet.

1.3 Diagnostikentwicklung

Nach einer ständigen Weiterentwicklung und Verbesserung der Standarddiagnostik war das Bemühen, in Hinsicht auf die Neutralteilcheninjektionsexperimente mit der Inbetriebnahme neuer Verfahren zusätzliche Information zu gewinnen.

1.3.1 Bestimmung von kT_i aus Dopplerbreiten

Der hochauflösende „SPEX Doppelmonochromator" zur Dopplerbreitenmessung an Verunreinigungslinien ist einsatzbereit. Die Ionentemperaturen, vor allem in den Randschichten, sollen mit diesen Messungen abgesichert werden.

1.3.2 Neutralteilchenenergieanalyse

Wegen der geringen Teilchenflüsse in He wird H_2 als Thermometergas verwendet. Einpulsen geringer Mengen von H_2 am Beobachtungsort führt zu meßbaren Flüssen, ohne die Entladung wesentlich zu verändern.

Der Einsatz des 10-Kanalanalysators wird simultan massenspezifische Energieanalysen des Targetplasmas und der slowing down-Teilchen erlauben. Lokale Messungen der Spektren aktiv mit Hilfe des Neutralteilcheninjektors sind durch ausgeprägte Linien gestört, die vermutlich auf Strahlverunreinigungen zurückzuführen sind.

1.3.3 Poloidalfeldmessung mit Li-Strahl

Die signifikante Erhöhung der Stromdichte des Li-Strahls verbessert das Signal/Rausch-Verhältnis der Meßanordnung. Nach erfolgreichem Einsatz der Meßanordnung am Pulsator ist ein System, angepaßt an die Verhältnisse am W VII-A, in Entwicklung.

1.3.4 Streuung von CO_2-Laserstrahlung

Die Wellenlänge des CO_2-Lasers (10.6μ) ist vergleichbar der Debyelänge im W VII-A Plasma. Extreme Vorwärtsstreuung ($\alpha \approx 10$) enthält somit Information über kollektive Plasmafluktuationen, die möglicherweise Ursache „anomaler" Verluste sein können.

Der CO_2-Laser soll das Plasma auf einen vertikalen Torusdurchmesser durchstrahlen; der Strahldurchmesser wird bei ca. 1 cm liegen. Es werden dabei nur Fluktuationen in der Poloidalebene (φ = const) „gesehen" werden können, auch wird es weder räumliche Auflösung noch solche nach poloidal oder radial gerichteten Fluktuationen geben.

Die gestreute Leistung (10^{-14} – 10^{-10} Watt) gelangt gemeinsam mit einem Teil der eingestrahlten Leistung (einige mWatt) auf einen gekühlten Halbleiterdetektor, dessen Ausgangssignal dann einer Frequenzanalyse unterzogen werden muß, um schließlich die Dichtefluktuation $\tilde{n}$ (k, ω) zu liefern. Die angestrebten Meßgrenzen (Plasmadichte $n_o \approx 5 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$) sind mit

0.2 mm $\leqq \lambda$-Fluktuation $\leqq$ 2 mm, mit $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.1$,
10 kHz $\leqq$ f-Fluktuation $\leqq$ 500 kHz, mit $\Delta f/f \approx 0.05$;

innerhalb dieses k, ω-Bereiches $\tilde{n}/n_o \geqq 10^{-4}$.

1.3.5 Streuung mit Millimeterwellen

Ziel des Experiments ist, einen Einblick in die kurzwelligen und hochfrequenten Dichtefluktuationen zu bekommen, welche zu anomalen Transportvorgängen im Plasma führen. Mit zwei im Torus in einer radialen Ebene schwenkbaren Hörnern kann ungefähr die äußere Hälfte des Plasmas erfaßt werden. Die Frequenz, 156 GHz, λ_o = 2 mm, wurde so gewählt, daß sie einerseits genügend oberhalb der Plasmafrequenz liegt, andererseits aber auch solche Streuwinkel erlaubt, die eine gewisse Raumauflösung zulassen. Das Streuvolumen ist durch die Horncharakteristiken, den Abstand zum Plasma und den Streuwinkel bestimmt und ist in unserem Fall ca. 2,5 x 2,5 x 4 cm³. Mit Streuwinkeln zwischen 10° und 40° können damit Wellenlängen zwischen 3 mm und 12 mm erfaßt werden. Als Strahlungsquelle wird ein „Extended Interaction Oscillator" mit einer Leistung bis zu 15 W benutzt. Damit wird ein Signal/Rausch-Verhältnis des Streuspektrums von ca. 30 dB bei einer Dichtefluktuation von $\langle \tilde{n}_e^2 \rangle \approx 10^{21}$ [cm^{-3}]^2 erwartet. Es sollte also möglich sein, noch weit geringere Fluktuationsamplituden zu messen. Im Frühjahr sollen zunächst Driftwellenfluktuationen untersucht werden, die im Frequenzbereich 10–500 kHz erwartet werden. Die Auslegung der Mikrowellenkomponenten erlaubt es aber auch, bei entsprechend angepaßter weiterverarbeitender Elektronik nach Vorgängen bis zu 1 GHz zu suchen, also auch im Bereich der Ionenzyklotronfrequenz und der unteren hybriden Frequenz.

1.3.6 Elektronenzyklotron-Strahlungsdiagnostik

Das Michelson-Interferometer arbeitet, die Aufnahme eines Emissionsspektrums in 10 msec erfolgt einmal pro Schuß. Die Frequenzauflösung ist derzeit 1,7 GHz entsprechend einer Raumauflösung von 2,6 cm. Am Fourier-Transformationsprogramm wird gearbeitet; zu Beginn der neuen Experimentierzeit wird die Raumauflösung 1,3 cm betragen (etwa gleich der Raumauflösung der Laser-Streudiagnostik).

Die Superheterodyn-Empfänger zur Aufnahme des Spektrums der 1. und 2. Harmonischen arbeiten, sind jedoch nur bei einem Hauptfeld von 2,5 T verwendbar. Wegen ihrer mangelnden Empfindlichkeit sind Elektronentemperaturen von mehr als 400 eV erforderlich. Pro Schuß werden mehrere Profile aufgenommen, die Zeitauflösung ist 10 msec, die Raumauflösung ca. 1 cm. Hornantennen an der inneren und äußeren Toruswand ermöglichen Absorptionsmessungen (optische Dicke).

1.3.7 Datenerfassung

Im Augenblick ist eine Datenaufnahme und -auswertung durch die PDP 11/45 möglich für

a) dynamische, statische Parameter
- Energiebilanz P_{OH}, W, τ_E
- Plasmadichte n_e
- kT_{eo} (Röntgenfiltermethode)
- Bolometer, Energiefluß

b) Laserstreuung kT_e (r), n_e (r)
c) Röntgenspektren
d) Modenanalyse der weichen Röntgenstrahlung.

1.4 Ergebnisse

1.4.1 Parameterbereich

In der gesamten Meßzeit von Januar bis August 1978 wurde das Experiment W VII-A ausschließlich mit Ohmscher Heizung als alleiniger Heizmethode betrieben. Technische Verbesserungen auf der Primärseite des OH-Trafos ermöglichen es, den Regelbereich der Ringspannung auf 10 V auszudehnen, so daß bei einem maximalen Plasmastrom von 40 kA eine OH-Leistung von 400 kW zur Verfügung stand. Dies ermöglichte es, Entladungen bis zu einer Dichte von 1.2×10^{14} cm^{-3} (T_e (o) = 200 eV) über mehr als 100 ms aufrecht zu erhalten. Die im Januar und Februar durchgeführten Wasserstoffentladungen wurden zugunsten von Heliumentladungen aufgegeben, da in den Wasserstoffentladungen ein Kreislauf Wasserstoff + Sauerstoff $\rightleftarrows$ Wasser auf den Gefäßwänden besonders bei hoher Dichte zu schlechter Reproduzierbarkeit und erhöhter Sauerstoffstrahlung führte. Das Recycling in den Heliumentladungen war nahezu 1, so daß während der Entladung keine Gaszufuhr notwendig war – im Gegensatz zu den Wasserstoffentladungen.

Ein weiterer Grund zur Wahl von Helium als Füllgas war das Bestreben, mit der Erhöhung von Z_{eff} auf $Z_{eff} \geqq 2$ die spezifische OH-Leistung zu erhöhen. Der in den Heliumentladungen untersuchte Parameterbereich ist im folgenden zusammengestellt.

$B_o = 2.5 - 3.5$ T,
$\iota_o = 0.055 - 0.23$
Plasmastrom I = 9–40 kA
T_e (o) = 200–700 eV
T_i (o) = 100–350 eV
n_e (o) = $2 \times 10^{13} - 1.2 \times 10^{14}$ cm^{-3}
Einschlußzeit τ_E (diamagnetische Spule) = 3–15 ms
$1/(\iota_p (a) + \iota_o) = q (a) = 5 - 2$, $Z_{eff} \approx 2$–4 (Helium)

Die Ausdehnung des Parameterbereichs gegenüber den Wasserstoffentladungen bestand im wesentlichen in der Verdoppelung der Dichte. Um den Einfluß der Verunreinigungsstrahlung auf das Plasmaverhalten zu untersuchen, wurden „Mischentladungen" aus Helium und etwa 1% Neon untersucht. Ebenso wurde durch Zugabe von Krypton eine Volumenstrahlung erzeugt, während Sauerstoff und Neon bei höheren Dichten aus den Randgebieten Energie abstrahlen.

Der „reine" Tokamakbetrieb war bisher im W VII-A nicht möglich da das horizontale Streufeld von $B_h \approx$ 10 G, welches offenbar durch Wirbelströme im Gerüst erzeugt wird und die Plasmasäule vertikal versetzt, noch nicht kompensiert werden konnte.

1.4.2 Beziehung zu Tokamakentladungen

Im Vergleich zu Tokamakexperimenten besitzt W VII-A ein extrem hohes Aspektverhältnis A $\approx$ 20 und ein sehr niedriges Verhältnis B [T]/R [m] $\approx$ 1.2–1.5. Das hohe Aspektverhältnis führt dazu, daß bereits bei Plasmaströmen von 35 kA ($\iota_o = 0.14$) q(a) $\leqq 2$ erreicht wird. Das Verhältnis B/R bestimmt bei gegebener Temperatur die maximale OH-Leistungsdichte im Plasmazentrum. Die Sägezahnschwingungen im Plasmazentrum ($q \leqq 1$) limitieren die Stromdichte auf $j_{max} = 2/\mu_o \cdot B/R \cdot (1-\iota_o)$. Im Verhältnis B/R ist W VII-A mit ISX und JET vergleichbar. In der von Murakami gegebenen Darstellung n_{max} vs. B/R liegt W VII-A „links" von allen Tokamakexperimenten.

Wegen der geringen toroidalen Asymmetrie des nach außen ansteigenden q(r)-Profils, der Sägezahnoszillationen und der MHD-Aktivität ist W VII-A eher mit Tokamakentladungen vergleichbar als mit ohmsch geheizten Stellaratoren wie CLEO, L-2, URAGAN und HELIOTRON D.

1.4.3 Einfluß des Stellaratorfeldes

Im Zusammenhang mit den Sägezahnoszillationen innerhalb des q = 1-Gebietes hat das externe helikale Feld eine negative Auswirkung auf die Heizleistung und den Plasmaeinschluß. Da innerhalb der q = 1-Fläche die Sägezahnoszillationen zu einem hohen Transport und zur Abflachung der Profile führen, wird die Stromdichte hierdurch auf $j_{max} \leqq 2/\mu_o \cdot B/R \cdot (1-\iota_o)$ limitiert.

Die Vergrößerung des q = 1-Gebietes durch das externe Feld ($1/q = \iota_p (r) \rightarrow \iota_p (r) + \iota_o$) verringert die für den Plasmaeinschluß zur Verfügung stehende Randzone $a - r_{q=1}$ (a = Plasmaradius). Um einen Einfluß des Stellaratorfeldes auf den Plasmaeinschluß zu untersuchen, muß dieser Profileffekt aus der Energiebilanz eliminiert werden.

Auf das Gleichgewicht der Plasmasäule übt das Stellaratorfeld eine stark zentrierende Wirkung aus, dies zeigt sich bereits bei so kleinen Werten wie $\iota_o = 0.02$, bei dem die oben erwähnte Vertikalverschiebung durch das Streufeld auf 4 cm reduziert werden kann. Bei $\iota_o = 0.23$ ist die zentrierende Wirkung so groß, daß Entladungen ohne Vertikalfeld möglich sind. Diese zentrierende Wirkung trägt eventuelle auch zur Stabilisierung der Abbruchinstabilität bei $\iota_o \geqq 0.14$ bei: Ein plötzlicher Energieverlust oder eine Reduktion des Plasmastroms führen nicht – wie in nicht stabilisierten Entladungen – zu einer Versetzung der Plasmasäule, erhöhtem Limiterkontakt und damit zu einer Verstärkung des Verlustprozesses.

Ebenso ist ein Einfluß des externen Feldes auf die stromgetriebenen Kink- und Tearingmoden zu erwarten. Bei gleichem $\iota (a) = \iota_p (a) + \iota_o$ (etwa $\iota (a) \approx 0.5$) verschiebt eine Erhöhung von ι_o den Stromanteil $\iota_p (a)$ zu kleineren Werten. Damit wird auch das Energiereservoir für die m = 2, n = 1-Mode reduziert. Es ist zu erwarten, daß das externe Feld einen Einfluß auf die Stabilitätszonen der MHD-Moden, ihre Amplitude, auf die Kopplung verschiedener Moden und damit auch auf die Vorgeschichte der Abbruchinstabilität hat.

1.4.4 Zusammenfassung

Die wesentlichen Ergebnisse der Experimentierphase sind:

Auftreten einer Dichtegrenze: Oberhalb einer bestimmten Dichte nimmt die Temperatur des Plasmas stark ab, bei vorgegebenem Strom läßt sich eine Entladung nicht mehr aufrechterhalten. Abbruchinstabilität tritt aber nicht auf.

Die Einschlußzeit der Energie nimmt in diesem Gebiet ebenfalls mit steigender Dichte stark ab, dies bedeutet eine erhebliche Abweichung von der na^2-Skalierung.

Die Dichtegrenze steigt mit steigendem Plasmastrom und verlagert sich mit Zunahme der Strahlungsverluste ins Gebiet niedriger Dichte. Die Maximaldichte ist dem Produkt von I $(1-\iota_o)$ proportional. 1–2% Neon haben bereits auf die Dichtegrenze einen erheblichen Einfluß.

Die höchste Dichte konnte unter den Bedingungen B = 35 kG, I = 35 kA, $\iota_o = 0.14$ erreicht werden. Kleinere Werte von ι_o führen unter diesen Bedingungen in zunehmendem Maße zur Abbruchinstabilität, bei höheren Werten von ι_o reicht die Ringspannung zu Aufrechterhaltung der Entladung nicht aus.

Im Gebiet niedriger Dichte nimmt die Einschlußzeit mit steigender Dichte zu und mit steigendem Plasmastrom ab. Der Einschluß folgt der Driftparameterskalierung.

Bolometermessungen zeigen, daß 50–80% der OH-Leistung abgestrahlt werden. Unter Berücksichtigung der lokalen Strahlungsleistung wurde der Wärmeleitungskoeffizient der Elektronen ermittelt. X_e (r) liegt

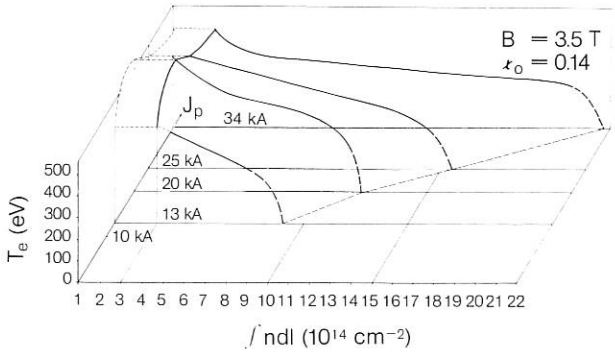


Abb. 2 Elektronentemperatur $T_e(o)$ als Funktion der Liniendichte $\int$ ndl für verschiedene Plasmaströme

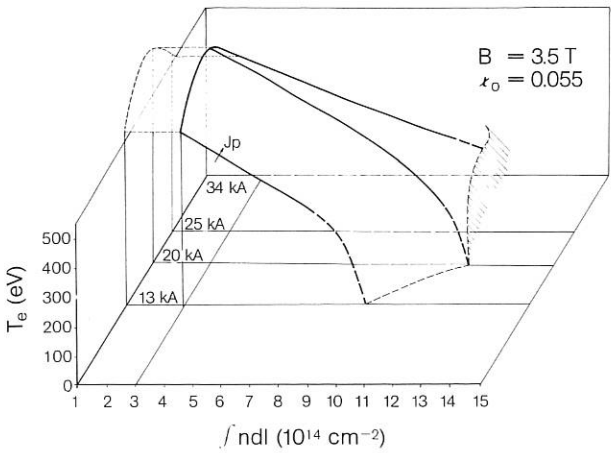


Abb. 3 Elektronentemperatur $T_e(o)$ im Quasitokamakbetrieb

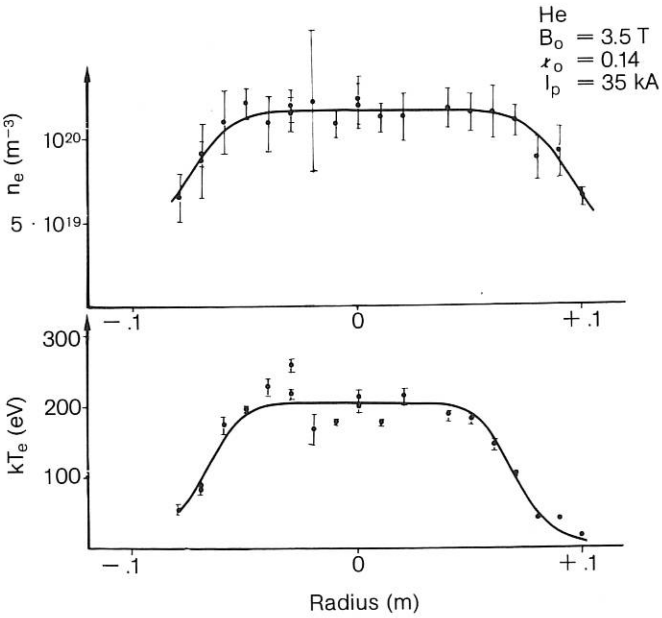


Abb. 4 Dichte- und Temperaturprofil im Hochdichtebereich

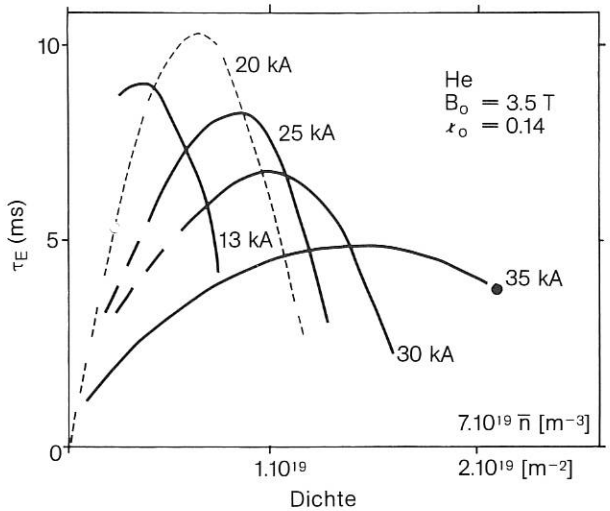


Abb. 5 Energieeinschlußzeit τ_E als Funktion der Liniendichte und des Plasmastroms.

im Bereich von $3 \cdot 10^3 - 10^5$ cm²/s, der Transportkoeffizient steigt zum Rand stark an. Analog zur Einschlußzeit steigt X_e mit dem Plasmastrom und nimmt mit n_e ab. Im Bereich hoher Dichte scheinen Abweichungen vorhanden zu sein. Eine explizite Abhängigkeit von B ist nicht erkennbar.

Die aus der Emission von HeI ermittelte Teilcheneinschlußzeit τ_p (a) ist ungefähr um den Faktor 1–2 größer als die Energieeinschlußzeit und folgt bezüglich der Dichteabhängigkeit der Energieeinschlußzeit: Oberhalb einer kritischen Dichte nimmt die Teilcheneinschlußzeit mit steigender Dichte wieder ab. Der lokale Diffusionskoeffizient D (r) liegt zwischen $5 \cdot 10^2 - 10^4$ cm²/s und steigt wie X_e (r) zum Rand der Plasmasäule an. Die Werte von D (r) sind um den Faktor 10 geringer als X_e aber um den Faktor 100 größer als die neoklassischen Werte von D (r). Der Teilcheneinschluß verbessert sich mit steigendem Magnetfeld.

Die Temperaturprofile werden von den Sägezahnschwingungen im Plasmazentrum dominiert. Der abgeflachte Bereich kann sich bis zu mehr als 50% des Plasmaradius ausdehnen. Die Profile verbreitern sich mit steigendem Plasmastrom während die zentrale Temperatur vom Strom nahezu unabhängig ist. Im Bereich niedriger Dichte, d. h. solange die Energiebilanz der Elektronen noch nicht durch Strahlungsverluste und Ionenheizung dominiert ist, folgt die Zentraltemperatur der Skalierung

$$T_e \sim \sqrt{Z_{eff}\, B_o\, (1-\varkappa_o)\; 4/3\, (1-\varkappa_p\, (a)/(1-\varkappa_o))},$$

während die mittlere Elektronentemperatur $\overline{T_e}$ mit $\sqrt{Z_{eff}}$ ansteigt. Zugabe von Neon führt zu einer Abkühlung in den Außenbereichen und zum Schrumpfen des Stromkanals. Plasmadichte und Temperatur werden noch außerhalb des durch den Limiter definierten Plasmarandes gemessen (Langmuir-Sonde): T_e = 5–10 eV bei r = 15 cm (Limiterradius r = 13 cm).

Die Dichteprofile sind im allgemeinen breiter als die Temperaturprofile. Mit zunehmender Plasmadichte

schirmt sich das Plasma gegen das einströmende Neutralgas ab, so daß sich die Produktionsrate $n_e n_o \langle\sigma v\rangle_{ion}$ mit ihrem Maximum auf die Randgebiete verlagert.
Verläßliche Werte über die Ionentemperatur gibt es lediglich für den zentralen Wert T_i (o). Mit steigender Dichte nähert sich dieser Wert der Elektronentemperatur, bei weiterer Steigerung fällt T_i zusammen mit T_e ab. Unter der Annahme ähnlicher Profile, d. h. T_i (r) ~ T_e (r) läßt sich die Energiebilanz der Ionen mit neoklassischer Wärmeleitung verstehen. Eine Erhöhung des Magnetfeldes (B = 2.5 T → 3.5 T) verbessert den Ionenenergieeinschluß.

In bezug auf die Instabilitäten des Plasmas wurde besonders die m = 2, n = 1-Mode untersucht. Mit steigender Plasmadichte nimmt die Amplitude δB/B zu und die Frequenz ab, das Produkt $C = f_2\,\delta B/B$ ist nahezu konstant. Mit steigendem ι_o nimmt das Produkt $f_2 \cdot \delta B/B$ ab, für $\iota_o = 0.23$ wird keine m = 2, n = 1-Mode mehr beobachtet. Röntgenmessungen zeigen bei steigender Dichte eine Kopplung der m = 2, m = 1-Mode mit der m = 1, n = 1-Mode, Disruption tritt nicht auf. Ankopplung der m = 2-Mode an den Limiter wird bei hoher Dichte beobachtet.

Die Strahlungsverluste stammen hauptsächlich von OV und OVI-Linien, wobei die 630 Å-Linie den größten Anteil hat. Die Strahlung kommt im wesentlichen aus dem Randbereich zwischen 8 und 11 cm. Die Konzentration der Ionisierungsstufen O^{5+} und O^{4+} beträgt etwa 1%. Im Gegensatz zu den Wasserstoffentladungen 1977 werden in der Intensität der OV- und OVI-Linien keine starken poloidalen Asymmetrien beobachtet. Dagegen zeigt die Intensität von HeII-Linien poloidale Asymmetrien und toroidale Inhomogenitäten. Volumenstrahlung aus dem Plasmazentrum wird im Bereich 60–80 Å beobachtet (Photoplatte), die Natur dieser Strahlung ist noch unbekannt.

Die im Berichtszeitraum im Vergleich zu 1977 typisch höhere Dichte bewirkt eine Reduktion der am Limiter registrierten Wärme auf 10–20% der im Plasma deponierten Energie. Die aus den Limitercharakteristiken folgende Temperatur T_{el} = 10–20 eV liegt zwischen

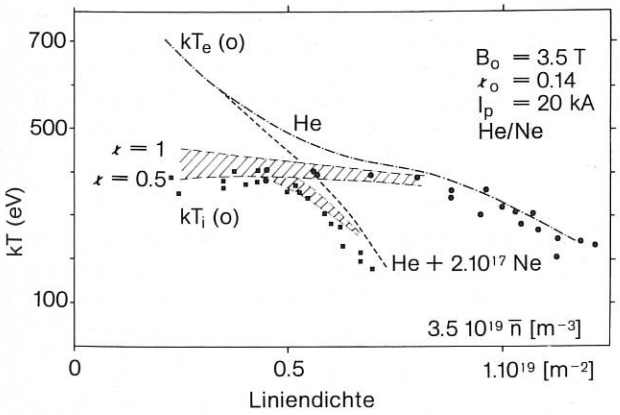


Abb. 6 Ionen- und Elektronentemperatur als Funktion der Dichte (Plasmastrom konstant)

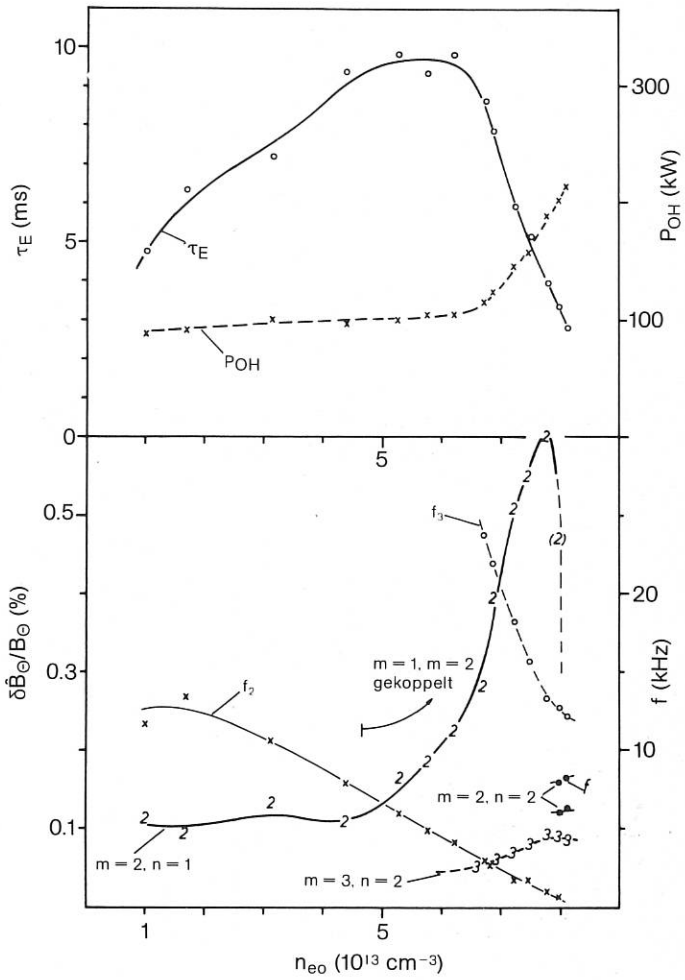


Abb. 7 Energieeinschlußzeit und OH-Leistung als Funktion der Dichte (oberes Bild). Relative Amplituden der MHD-Moden m,n = 2,1 und m,n = 3,2 (unteres Bild). Parameter wie in Abb. 6

den „Lasertemperaturen" am Rand und den weiter außen aus Sondenmessungen erhaltenen Werten. Side-on-Beobachtung des Plasmaleuchtens in der Limiterebene zeigt eine Modulation mit der Frequenz der m = 2-Mode im Betrag von einigen % des Signals.

1.5 Diskussion der Ergebnisse

1.5.1 Plasmaverhalten bei hoher Dichte

Vom ISX-Tokamak (Oak Ridge) wurde auf der IAEA-Tagung ein ähnliches Plasmaverhalten im Hochdichtebereich berichtet wie hier vom W VII-A. Die Behauptung ist, daß dort die Strahlungsverluste nur geringfügig zur Energiebilanz beitragen, und daß für den Abfall der Einschlußzeit und der Temperatur im Hochdichtebereich zunehmende Heizung der Ionen und klassische Wärmeleitung verantwortlich seien. Im W VII-A dagegen spielen die Strahlungsverluste eine wesentlich stärkere Rolle. Das zeigte sich bereits in den Wasserstoffentladungen zu Anfang des Jahres, in denen die Dichtegrenze durch die im Laufe von

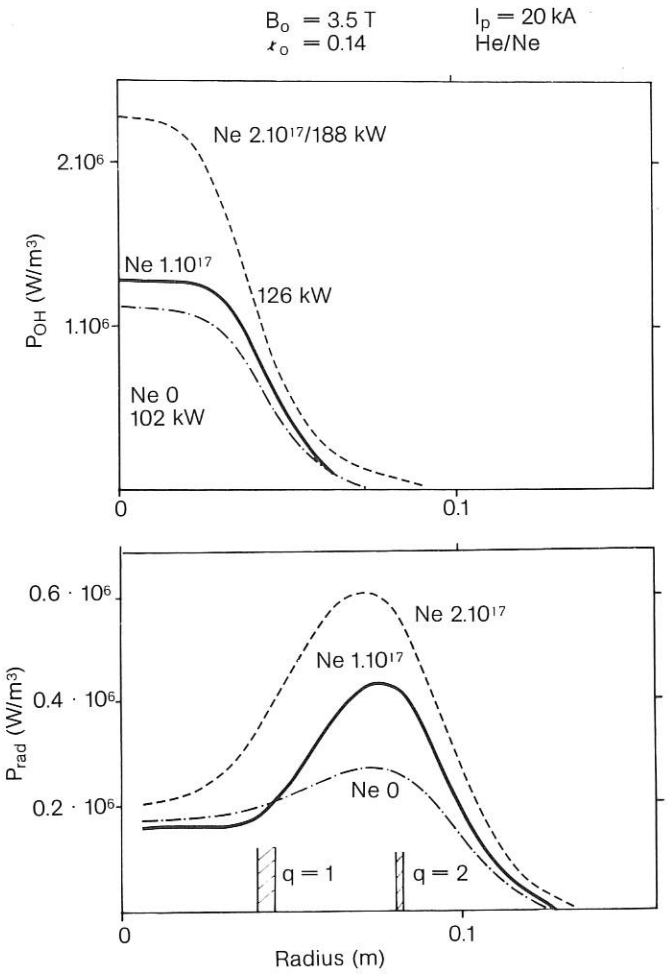


Abb. 8 Radiale Profile der OH-Leistung (oberes Bild) und der Strahlungsverlustleistung (unteres Bild) für die 20 kA-Entladung (ι_o = 0,14) unter Zugabe von Neon.

vier Wochen erfolgte Reduktion der Sauerstoffverunreinigungen stetig nach oben verschoben werden konnte. Die Zugabe von 1–2% Neon zu der Heliumentladung führt besonders in den Randgebieten zu einer starken Abkühlung. Die vom Bolometer gemessene Strahlung steigt mit der Plasmadichte an, eine Zugabe von Neon bewirkt ein Anwachsen der Strahlungsverluste im Randbereich. All diese Effekte deuten auf die zunehmende Strahlung als Ursache für das Plasmaverhalten bei hoher Dichte. Im Widerspruch dazu steht aber, daß das Verhältnis von Strahlungsverlustleistung zur Ohmschen Heizleistung sich nur wenig ändert. In der am ausführlichsten untersuchten 20 kA-Entladung (ι_o = 0.14, B = 35 kG) steigt das Verhältnis P_{rad}/P_{OH} nur von 50 auf 70% an, obgleich sich die Dichte dabei von $\int ndl = 2 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} auf $11 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} ändert.

Berücksichtigt man in der Energieeinschlußzeit τ_e der Elektronen die Strahlung, d. h. $\tau_e = \int n_e T_e r dr/(P_{OH} - P_{rad})$, dann steigt diese Größe anfangs mit n_e an, um dann aber doch im oberen Dichtebereich wieder abzufallen.

Dasselbe geschieht mit dem Wärmeleitungskoeffizienten $X_e = {}_o\int^r (P_{OH} - P_{rad}) r dr/(rn\, \partial T_e/\partial r)$: im unteren Dichtebereich ist $X_e \sim 1/n$, im oberen Bereich steigt X_e mit n wieder an.

Demnach kann die Strahlung nicht die alleinige Ursache für das anomale Verhalten von τ_e und X_e sein. Mögliche Erklärungen sind:

- Die Strahlungsverluste wurden bisher nur in einer Ebene gemessen, azimutale Inhomogenitäten könnten in τ_e und X_e zu wesentlich anderen Werten führen.
- Der im stoßdominierten Bereich mit der Dichte steigende Wärmeleitungsverlust der Ionen führt auch zu einer erhöhten Abkühlung der Elektronen (ISX-Modell).
- Die Wärmeleitung der Elektronen weicht von der 1/n-Skalierung ab.

Azimutale Inhomogenitäten wurden spektroskopisch in der Sauerstoffemission bestätigt, systematische Angaben bzw. Abhängigkeiten liegen aber nicht vor. Die Heizleistung P_{ei} in die Ionen kann wegen der Unsicherheit im Ionentemperaturprofil nur grob abgeschätzt werden. Mit T_i (r) $\sim T_e$ (r) erhält man in der erwähnten 20 kA-Entladung im niederen Dichtebereich eine Heizleistung $P_{ei} \leqq 10$ kW, welche im oberen Dichtebereich auf 20–40 KW ansteigen kann (P_{OH} = 190 kW, $P_{rad} \approx 140$ kW). Unter Berücksichtigung des anomalen Massentransports der Ionen ($D \approx 10^3$ cm²/s) läßt sich etwa 50% dieser Heizleistung durch Diffusion wieder abführen.

Bei hoher Dichte ($\int ndl = 11 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}) befinden sich die Ionen bereits im stoßdominierten Pfirsch-Schlütergebiet, der klassische Wärmeleitungsverlust skaliert dort mit n^2, was die starke n-Abhängigkeit von τ_e und T_e plausibel macht.

Für die dritte Möglichkeit gibt es lediglich theoretische Argumente. In einer Theorie über stromgetriebene Driftinstabilitäten von S. Inoue und K. Itoh wird für den stoßdominierten Bereich ein Ansteigen der turbulenten Wärmeleitung mit n vorausgesagt, während für das Plateaugebiet einer Skalierung mit 1/n folgt. Vom Experiment gibt es bisher mangels Fluktuationsmessungen keine Anhaltspunkte für Plasmaturbulenz im Driftwellenbereich, stromgetriebene Driftwellen sind aber nach Rechnungen von R. Deutsch im W VII-A zu erwarten. Interessant ist an der oben erwähnten Theorie, daß sie für den Massentransport eine ähnliche Skalierung wie für X_e voraussagt. Da in die Massenbilanz die Strahlungsverluste und die Ionenheizung nicht direkt sondern nur über den Umweg der Elektronentemperatur eingehen, läßt sich die Abnahme der Teilcheneinschlußzeit bei hohen Dichten durch Strahlungsverluste und Ionenwärmeleitung nicht erklären.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Energiebilanz der Elektronen ein Gleichgewicht zwischen Wärmeleitung, Strahlungsverlusten, OH-Leistung und Ionenheizleistung ist, welches bereits durch kleine Änderungen, wie Erhöhung der Verunreinigungskonzentration oder Übergang in den stoßdominierten Bereich empfind-

lich gestört werden kann. Offene Fragen, die zur Aufklärung dieses Sachverhalts breiter untersucht werden müssen, sind

- Inhomogenitäten der Strahlungsverluste;
- Mechanismus und Abhängigkeiten der Wärmeleitung der Elektronen;
- Ionentemperaturprofil und Ionenenergiebilanz.

1.5.2 Energieeinschluß der Elektronen

Im Niedrigdichtebereich folgt die gesamte Energieeinschlußzeit τ_E und die Einschlußzeit der Elektronen der Skalierung $\tau \sim n$. Eine Stromabhängigkeit wurde in einer Serie von Entladungen mit konstantem Heliumfülldruck im Bereich von I = 13–40 kA untersucht. Plasmadichte und Temperatur ändern sich dabei nur geringfügig. Die Einschlußzeit nimmt dabei mit zunehmendem Strom stark ab. Der Grund dafür kann entweder die Expansion der q = 1-Fläche oder eine dem Strom proportionale Wärmeleitung X_e sein. Aufschluß über die I- und B-Abhängigkeit geben zwei Entladungen bei B = 3.5 T, I = 20 kA und B = 2.5 T, I = 14 kA. (ι(r)-Profil gleich, Dichte gleich, $\int ndl = 4.4 \times 10^{14}$ cm^{-2}). Durch Zugabe von Krypton wurde in beiden Entladungen die gleiche Temperatur $T_e = 360$ eV erzwungen. Die 3.5 T-Entladung zeigt einen deutlich schlechteren Energieeinschluß als die 2.5 T-Entladung. Mit der Hypothese $X_e \sim I$ reduziert sich der Unterschied auf 10%, das liegt weit im Rahmen der Aussagegenauigkeit. Eine explizite B-Abhängigkeit von X_e ist dann nicht mehr vorhanden. Falls man keine Abhängigkeit vom Plasmastrom postuliert, bleibt als Erklärung nur eine Verschlechterung des Einschlusses mit steigendem Magnetfeld übrig.

Nach einer Arbeit von G. E. Guest et al. [GA-A14831] sollte die Elektronenwärmeleitung $X_e \sim I(r)/r^2\, 1/(n\sqrt{T_e})$ sein. (I(r) ist der Strom innerhalb eines Zylinders mit Radius r). Die hier postulierte Radiusabhängigkeit konnte nicht bestätigt werden, die parametrische Abhängigkeit von n, T_e und I ist im Niedrigdichtebereich nahezu erfüllt. Mit der obigen Form von X_e folgt die Einschlußzeit der Driftparameterskalierung, zusammen mit der Berücksichtigung der Sägezahnoszillationen innerhalb q = 1 folgt für T_e (o) die Skalierung $T_e(o) \sim \sqrt{Z_{eff}\, B_o\, (1-\iota_o)\, (1-r^2_{q=1})}$.

Die Analyse der Wasserstoffentladungen 1977 bestätigt diese Voraussagen im Rahmen der Genauigkeit von Theorie und Messung. Die Unabhängigkeit von T_e (o) vom Strom und der Anstieg mit B konnte in Heliumentladungen bestätigt werden. Dem Experiment nach ergab sich sogar ein stärkerer Anstieg als mit $\sqrt{B}$, was sich aber mit einem reduzierten Einfluß von Strahlung und Ionenheizung bei hohem B (d. h. 3.5 T gegenüber 2.5 T) erklären läßt.

Eine explizite Abhängigkeit der Wärmeleitung vom externen ι_o konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Relevant sollte hier das effektive Poloidalfeld (d. h. $\iota = \iota_p + \iota_o$) sein. Da aber dieser Parameter nur um den Faktor 2 – und dies nicht in systematischer Weise – geändert wurde, ist hier eine Aussage nur schwer möglich. Eine eventuelle Abhängigkeit wird ja

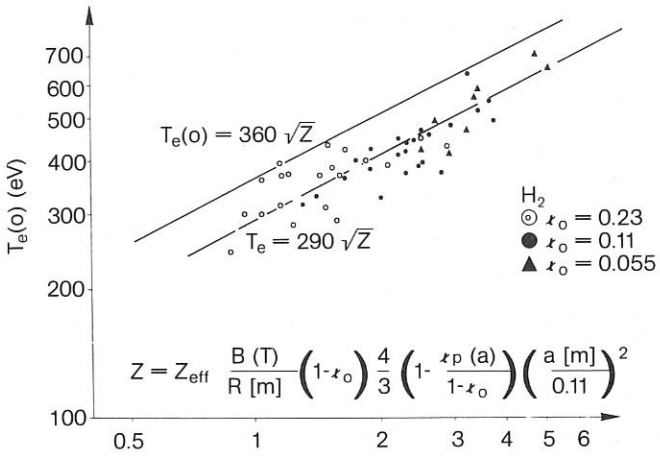


Abb. 9 Skalierung der maximalen Elektronentemperatur in W VII-A

durch den Einfluß von ι_o auf die zentrale Stromdichte und der Verschiebung der q = 1-Fläche überdeckt.

1.5.3 Einschluß der Ionen

Die Messungen der Ionentemperaturprofile zeigen den bisher unverstandenen Effekt, daß die aus der Steigung des Energiespektrums der Neutralteilchen ermittelte Temperatur T_i (r) bis zum Rand nahezu konstant ist. Reflexion von schnellen Teilchen auf der Wand, die diesen Effekt vorspiegeln könnten, ist als Erklärung kaum möglich, da am Plasmarand der Neutralteilchenfluß in den Energieanalysator unter die Meßgrenze absinkt. Da die Beobachtung senkrecht zum Magnetfeld erfolgt und die Temperatur aus der Verteilung der 1–2 keV-Teilchen ermittelt wird, sollte gerade in diesem Bereich – wenn überhaupt – die Existenz von Bananen und Superbananen zu einer Verzerrung der Verteilungsfunktion und zu einer scheinbar höheren Temperatur führen. Im ATC (Dezemberheft 1978, Nuclear Fusion) wurde dieser Effekt zur Interpretation der T_i-Messungen benutzt.

Zur Energiebilanz der Ionen wurde die Approximation T_i (r) $\sim T_e$ (r) benutzt. Dann lassen sich die Zentralwerte recht gut im Rahmen der neoklassischen Ionenwärmeleitung von Hazeltine, Hinton erklären, die Abweichung kann allerdings bis zum Faktor 3 betragen. Eine Erhöhung vom B führt bei sonst gleichen Bedingungen zu einer Erhöhung von T_i (o). Im Rahmen der Variation von 2.5 T auf 3.5 T läßt sich diese Erhöhung durch die $1/B^2$-Abhängigkeit der neoklassischen Wärmeleitung verstehen.

1.5.4 Teilcheneinschluß

Anders als in Wasserstoffentladungen gibt es in Heliumentladungen keine azimutalen Unsymmetrien durch den Gaseinlaß während der Entladung, welcher die Teilchenproduktion im wesentlichen auf die Gaseinlaßebene konzentriert. Inhomogenitäten entstehen aber noch durch diagnostische Einbauten und vor allem durch den Limiter. Der Einfluß des Recyclings

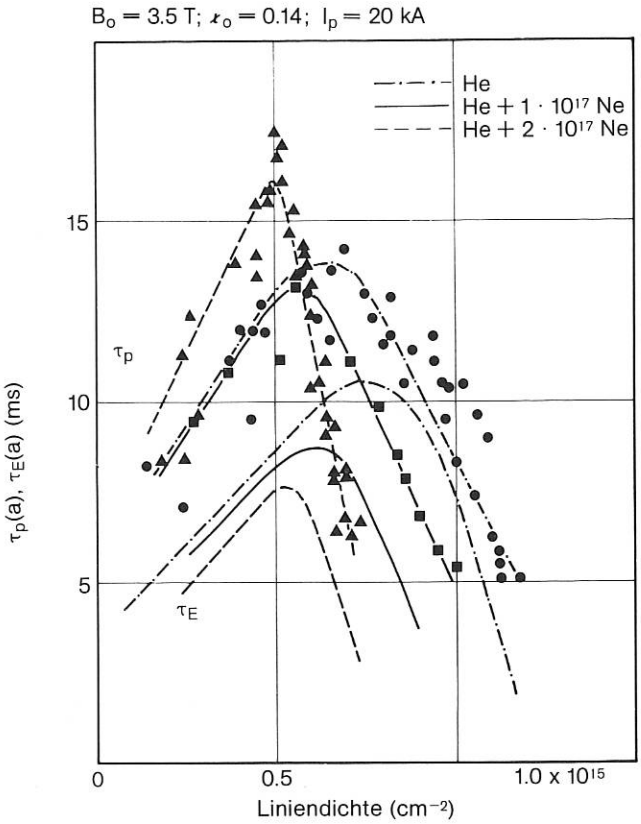


Abb. 10 Teilchen- und Energieeinschlußzeit der 20 kA-Entladung als Funktion der Dichte bei Zugabe von Neon

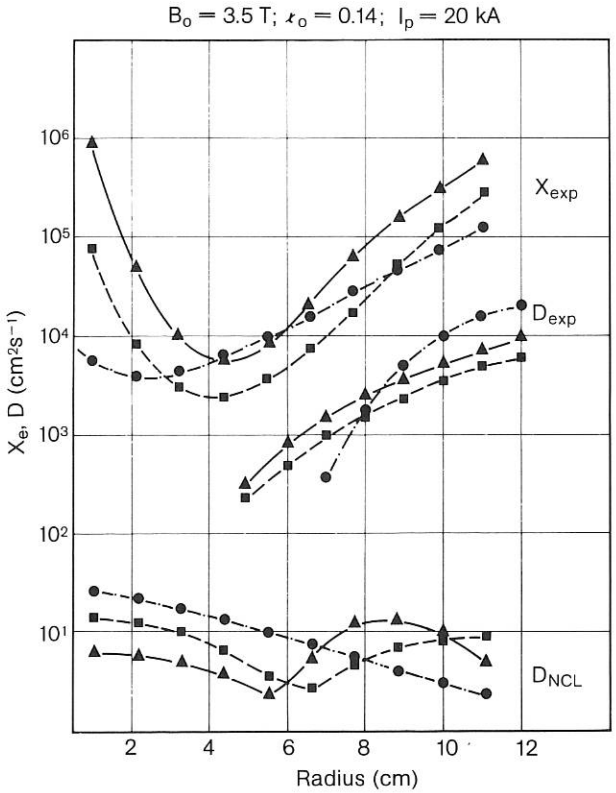


Abb. 11 Radiale Abhängigkeit der Elektronenwärmeleitung $\varkappa_e$ und des Teilchendiffusionskoeffizienten D für verschiedene Plasmadichten.
● $\int ndl = 2 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}
■ $\int ndl = 8 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}
▲ $\int ndl = 11 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}

am Limiter wurde mit einer azimutalen Abfallänge von 30 cm berücksichtigt, die vorher in einer Gaseinlaßebene bestimmt wurde.

Der Diffusionskoeffizient $D(r) = {}_0\int^r \langle n_o \rangle n_e \langle \sigma v \rangle dr / (dn/dr)$ folgt bezüglich n_e einer ähnlichen Abhängigkeit wie der Wärmeleitunskoeffizient. Temperatur und Stromabhängigkeiten sind noch nicht bekannt. Die oben erwähnte kryptondotierte Entladung zeigt einen Anstieg des Teilcheneinschlusses mit dem Magnetfeld (τ_p (a) steigt von 6.8 ms auf 10.7 ms, B von 2.5 T auf 3.5 T). Die Gesamtenergieeinschlußzeit τ_E nimmt dagegen von 5.8 auf 3.6 ms ab.

Da die Teilchenproduktion in den Randgebieten erfolgt, die OH-Leistung aber im Plasmazentrum deponiert wird, führt dies zu breiteren n-Profilen im Vergleich zu den Temperaturprofilen. Die Abfallängen für Teilchen sind deswegen kleiner als für die Energie. Dies mag erklären, daß die Einschlußzeiten nur bis zum Faktor 3 differieren, die lokalen Transportkoeffizienten aber um einen Faktor 10 differieren.

Mit einem Wert, der um den Faktor 100 über den neoklassischen Werten liegt, läßt sich der Massentransport nicht mehr durch Stoßprozesse verstehen. Messungen der Parameterabhängigkeiten sowie die Untersuchung von Plasmafluktuationen können dazu beitragen, den Mechanismus aufzuhellen.

1.5.5 Verhalten von Verunreinigungen

Wegen des starken Einflusses auf die Energiebilanz ist die Untersuchung des Verhaltens der Verunreinigungen im Plasma unumgänglich. Erschwert wird die Bestimmung der lokalen Konzentration der Sauerstoffionen aus der Abstrahlung durch den Umstand, daß außerhalb eines Radius r = 8 cm die Messungen der Elektronentemperatur und -dichte wegen der Reproduzierbarkeit der Entladung keine genaue Bestimmung der Profile erlauben. Sondenmessungen nach ist in der Limitergegend noch eine Temperatur von 10 bis 20 eV zu erwarten. Die Sauerstoffstufen O^{4+} und O^{5+} konzentrieren sich auf das Gebiet zwischen 8 und 10 cm, die radiale Position und die radiale Breite differieren von dem Coronamodell, über die Diffusion der Verunreinigungen lassen sich noch keine quantitativen Angaben machen.

Poloidale Asymmetrien in der Intensität der O^{4+}- und O^{5+}-Strahlung wurden in den Heliumentladungen nicht in dem Maße beobachtet wie in den Wasserstoffentladungen 1977. Dagegen zeigt die Emission von HeII (4686Å) eine deutliche Oben-Unten-Asymmetrie (Verhältnis der Intensitäten etwa 1:3). Die Ursache solcher Asymmetrien ist offenbar die poloidale und azimutale Inhomogenität des neutralen Hintergrunds von Helium und Sauerstoff, die sich in abnehmendem Maße in

die höheren Ionisierungsstufen fortsetzt. Rätselhaft dagegen bleibt, warum die Inhomogenitäten in der Ionendichte auf der magnetischen Fläche nicht durch die Bewegung parallel zum Magnetfeld abgebaut werden.

Obwohl der dominierende Teil der Verluste aus den Randgebieten auf Sauerstofflinien und bei Neonzugabe auf Neonlinien zurückgeführt werden kann, bleibt die Natur der aus dem Plasmazentrum stammenden Strahlung noch unbekannt. Dieser Anteil trägt zur Energiebilanz nur geringfügig bei, was aber nur an dem Parameterbereich liegen mag. Im Bereich von 20–160 Å sollten im vorliegenden Temperaturbereich auch Linien von O^{6+} auftreten, diese konnten bisher aber nicht beobachtet werden. Dagegen wurde im 60- bis 80-Å-Bereich ein Quasikontinuum beobachtet, das unter den möglichen Schwermetallen mit Sicherheit nicht dem Molybdän zugeordnet werden kann, da entsprechend langwellige starke Linien des Molybdäns nicht auftreten. Beobachtet werden dagegen langwellige Linien von Eisen, Chrom und Nickel, über ein Kontinuum dieser Metalle im 60- bis 80-Å-Bereich ist aber in der Literatur nichts bekannt.

1.5.6 Stabilitätsverhalten und Disruption

Plasmainstabilitäten wurden bisher nur in zwei Frequenzbereichen untersucht: Im Bereich bis zu 30 kHz mit Hilfe der Röntgendioden, B_Θ-Spulen und der Schwankungen der Limiterpotentiale sowie im Bereich der Ionenzyklotronharmonischen im Bereich von 10 bis 500 MHz mit Hilfe einer HF-Sonde und Antennen am Plasmarand. Die Ausstrahlung, wie sie im Wasserstoff- und Heliumplasma gefunden wurde, zeigte ein mit PLT und TFR vergleichbares Verhalten. Nach einer theoretischen Untersuchung von G. Cattanei kann die Ionenzyklotronwelle durch Runaway-Elektronen erzeugt werden, diese Ansicht wird gestützt durch die gleichzeitige Beobachtung der HF-Emission und der Emission von harter Röntgenstrahlung moduliert durch die Sägezahnoszillation.

Die Messung und Analyse der MHD-Aktivitäten konzentrieren sich besonders auf das Verhalten der m=2, n = 1-tearing-Mode, da diese einerseits am ausgeprägtesten auftritt und andererseits in Tokamakentladungen im Zusammenhang mit der Abbruchinstabilität zu stehen scheint. Für die Tatsache, daß für $\iota_0 = 0.23$ keine m = 2-Mode mehr beobachtbar ist, fehlt bisher eine quantitative Erklärung. Linearer Stabilitätsrechnung nach sollte diese Mode auch bei $\iota_0 = 0.23$ noch auftreten, die elliptische Form des Gleichgewichts, d.h. der Einfluß der m=2-Deformation des Gleichgewichts auf diese Schwingung wurde dabei nicht berücksichtigt. Die Abnahme der Frequenz der m=2-Mode mit steigender Plasmadichte (I=const.) läßt sich wegen der Abkühlung des Plasmas auf der q = 2-Fläche verstehen, die Frequenz ω ist nahezu gleich der lokalen Driftfrequenz der Elektronen auf der q=2-Fläche. Die Abkühlung in den Randbereichen führt zu einer Aufsteilung des Stromprofils und damit zu einer größeren Anwachsrate der m=2-tearing-Mode. Von daher ist das Anwachsen der Amplitude $\delta B/B_{m=2}$ mit steigender Dichte verständlich. Die beobachtete Korrelation zwischen dem Anwachsen der Amplitude bei steigender Dichte und der Abnahme der Einschlußzeit im Hochdichtebereich kann daher seinen Grund in der durch die Abkühlung verursachten Profildeformation haben.

Die Neonzugabe verschiebt die Verschlechterung des Einschlusses sowie das Anwachsen der m = 2-Mode ins Gebiet kleinerer Dichte. Für einen ursächlichen Zusammenhang zwischen geringen Konzentrationen von Verunreinigungen und der tearing-Mode fehlt aber die theoretische Basis. Es sprechen damit viele Gesichtspunkte dafür, daß sowohl Verschlechterung des Einschlusses als auch Anwachsen der m=2-Mode bei Zugabe von Verunreinigungen und Erhöhung der Dichte Folge der dadurch verschobenen Energiebilanz mit den damit verbundenen Profiländerungen sind und nicht – wie auch denkbar – die Verschlechterung des Einschlusses die Folge der anwachsenden m=2-Mode. Die Kopplung der m = 2, n = 1-Mode mit der internen m = 1, n = 1-Mode – wie sie auf den Röntgendioden beobachtet wird – führt zu keiner Abbruchinstabilität. Die m = 3, n = 2-Mode wächst mit steigender Dichte ebenfalls in ihrer Amplitude an, eine Kopplung der m = 2, n = 1-Mode an die m = 3, n = 2-Mode, wie sie von D. Biskamp (Innsbruck-Tagung) zur Erklärung der Disruption vorgeschlagen wurde, konnte nicht beobachtet werden. Da mit den B_Θ-Spulen nur zeitabhängige Signale registriert werden, ist nicht auszuschließen, daß eine Kopplung zwischen stationären Moden stattfindet. Hinweise für ein derartiges stationäres Verhalten gibt es bei dem Durchgang q(a) = 2 in der Wasserstoffentladungen 1977. Man beobachtet einen erhöhten Plasmaverlust ohne ein Anwachsen der instationären MHD-Aktivität.

Bemerkenswert ist auch die beobachtete Ankopplung der m=2-Mode an den Limiter (locking): Mit steigender Dichte geht die Schwingung mehr in eine nichtsinusförmige Struktur über, wobei die Oszillation sporadisch für mehrere Schwingungsperioden unterbrochen wird. Die umlaufenden Inseln der tearing-Mode werden gewissermaßen für einen Moment festgehalten. Die Analyse der Phasenbeziehungen der Röntgensignale und der B_Θ-Spulen läßt den Schluß zu, daß die Rotation der zwei m=2-Inseln dann gestoppt wird, wenn der X-Punkt zwischen den Inseln den Limiter berüht.

Die Abbruchinstabilität tritt in zunehmendem Maße bei Reduktion der externen ι_0 auf. Die maximal erreichbare Dichte, die unterhalb von $\iota_0 = 0.14$ durch die Disruption bestimmt ist, verschiebt sich bei $\iota_0 = 0.055$ auf den Wert $\bar{n} = 4 \times 10^{12}\,cm^{-3}$, dies ist um den Faktor 2 geringer als die Maximaldichte bei $\iota_0 = 0.14$. Die zeitliche Vorgeschichte des Abbruchs ist bisher nicht untersucht worden. In dieser Analyse zusammen mit der Beeinflussung durch das externe Feld besteht für die Zukunft eine Möglichkeit, Aufschluß über den Mechanismus der Disruption zu bekommen.

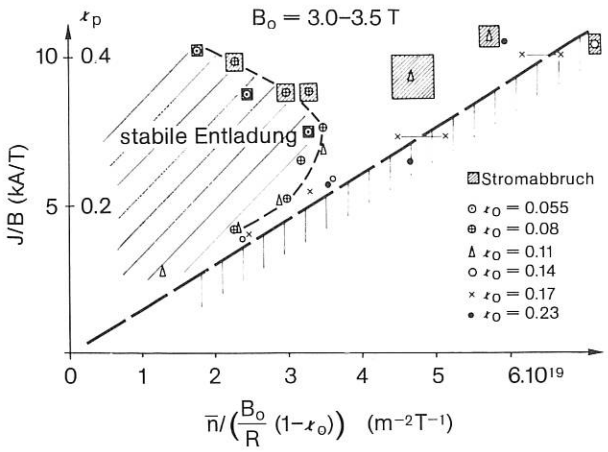


Abb. 12 Dichtegrenze im W VII-A für verschiedene Werte von ι_o

1.5.7 Schlußbemerkung

Die Experimente im W VII-A zeigen, wie stark das ganze Plasmaverhalten durch den ohmschen Heizstrom bestimmt wird, sein einziger Vorteil besteht offenbar in der Funktion als Energielieferant. Die weiteren Auswirkungen sind:

- Die Form der Temperatur- und Dichteprofile wird in zunehmendem Maße durch die stromgetriebenen m=1-Moden und die Sägezahnoszillationen bestimmt.
- Der Energieeinschluß folgt einer Skalierung, deren bestimmende Größe der Driftparameter ist

$$(\xi = \langle \frac{j}{env_{th,e}} \rangle).$$

- Außerhalb der q=1-Fläche wird das Stabilitätsverhalten durch die stromgetriebenen m=2, n=1- und m=3, n=2-Moden dominiert.
- Die Abbruchinstabilität hat ihr Energiereservoir im OH-Strom.

Das Stellaratorfeld hat sich als vielseitiges Instrument zur Beeinflussung und besseren Untersuchung dieser für den Tokamak wichtigen Fragen erwiesen, Aufschluß über das Plasmaverhalten im Stellaratorfeld allein (nichtaxialsymmetrisches Gleichgewicht, Transport, helikal gefangene Teilchen) brachten die Experimente wegen der geschilderten Nebenwirkungen des OH-Stromes bisher nicht.

1.6 Theorie

Zusammen mit R. Deutsch (Universität Innsbruck) wurde das Verhalten stromgetriebener Driftinstabilitäten für die Plasmaparameter des W VII-A untersucht. Es zeigt sich, daß vor allem in den Plasmarandbereichen die stoßdominierte Driftmode auftreten kann. Die nichtlokale Theorie der Driftinstabilität wurde von S. Inoue und K. Itoh (Gäste der Universität Tokio) untersucht. Unter dem Einfluß der Coulombstöße vergrößert sich die Anwachsrate der stromgetriebenen Driftwelle, so daß besonders bei hoher Dichte ein verstärkter Einfluß auf den Plasmaeinschluß zu erwarten ist.

Für festgehaltenes Toroidalfeld wurden helikale Felder mit unterschiedlichen ℓ - und m-Zahlen in W VII-B-Dimension betrachtet. Diesen Stellarator-Vakuumkonfigurationen wurden die Felder toroidaler Multipole (Dipol, Quadrupol, Oktopol) numerisch überlagert. Das Gütemaß Q einer Konfiguration sei definiert als $Q = \frac{\Sigma|q-\bar{q}|^2}{\bar{q}^2} \frac{R_A^2}{\Phi_T}$, wobei R_A der mittlere Radius der magnetischen Achse, $\bar{q} = \oint dl/B$ und Φ_T der Toroidalfluß der betrachteten Fläche sind; $q = \oint dl/B$ wird längs einer Feldperiode als Funktion des Poloidalwinkels dargestellt; Die Summe $\Sigma|q-\bar{q}|^2$ erstreckt sich über einen poloidalen Umlauf.

Im Rahmen der bisherigen Punktstudien wird für den ℓ=2-Stellarator bei Überlagerung bestimmter Quadrupole eine Verbesserung von Q um einen Faktor ≈ 2 auf Kosten eines verringerten Querschnitts der nutzbaren magnetischen Flächen gefunden.

2. WEGA

(J.-G. Wegrowe, M. Blaumoser (zeitweise), G. W. Pacher, H. D. Pacher, F. Söldner (IPP Garching); G. F. Tonon, J. Blanc, P. Blanc, P. Brouquet, M. Egan, C. Gomerzano, W. Hess, G. Ichtchenko, B. Jessup, P. Lallia, M. Lipa, R. Magne, T.-K. Nguyen, M. Petitjean, G. Schenk (CEA Grenoble); M. Durvaux (ERM Bruxelles), B. Gregory (I.N.R.S. Energy, Quebec); zeitweise: M. Moresco (Universität Padua), W. R. Rutgers (FOM-Jutphaas))

2.1 Einleitung

Das dem Studium der HF-Plasmaheizung gewidmete WEGA-Experiment in Grenoble wurde im Jahre 1978 in Zusammenarbeit mit dem französischen Commissariat à l'Energie Atomique weitergeführt.

Die Heizung bei der unteren Hybrid-Frequnz („Lower-Hybrid Frequency", im folgenden mit LH abgekürzt) wurde in der Tokamakkonfiguration weiter untersucht, bis das zu Ende des Jahres 1977 in Grenoble angelieferte Stellaratorgefäß mit helikalen Windungen einbaubereit stand (März). Nach einer Umbau- und Montagezeit von insgesamt 3 Monaten wurden die Inbetriebnahmetests Anfang Juli positiv abgeschlossen.

Nach dem Neuaufbau der Diagnostikeinrichtungen war die Apparatur Anfang September bereit zum Betrieb mit Plasma. Der Beginn des Experimentierbetriebs wurde jedoch bis Mitte November wegen eines Isolierungsfehlers zwischen Torus und Helix verschoben.

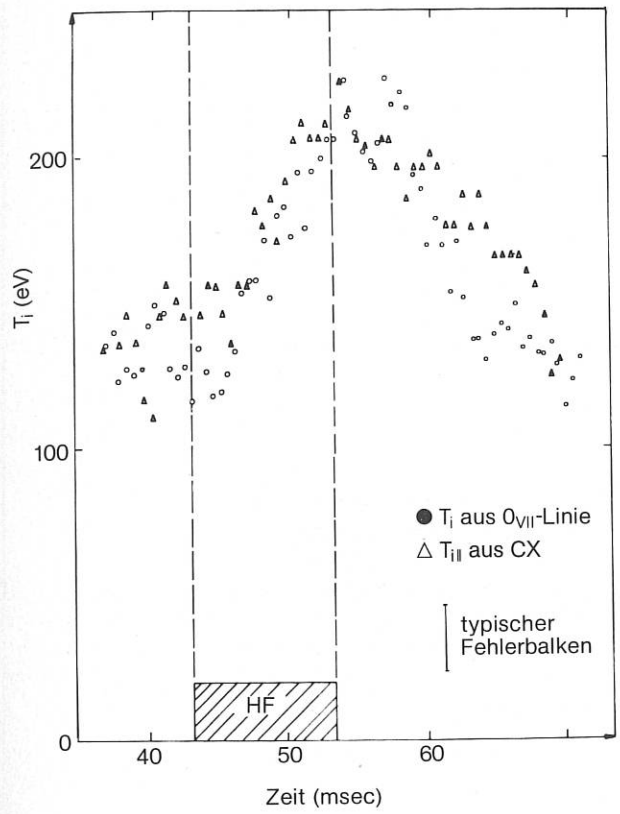


Abb. 13 Messung der Ionentemperatur mittels Neutralteilchenanalyse (CX) parallel zum Magnetfeld und mittels Dopplerverbreiterung einer OVII Linie ($P_{HF} \sim 125$ kW)

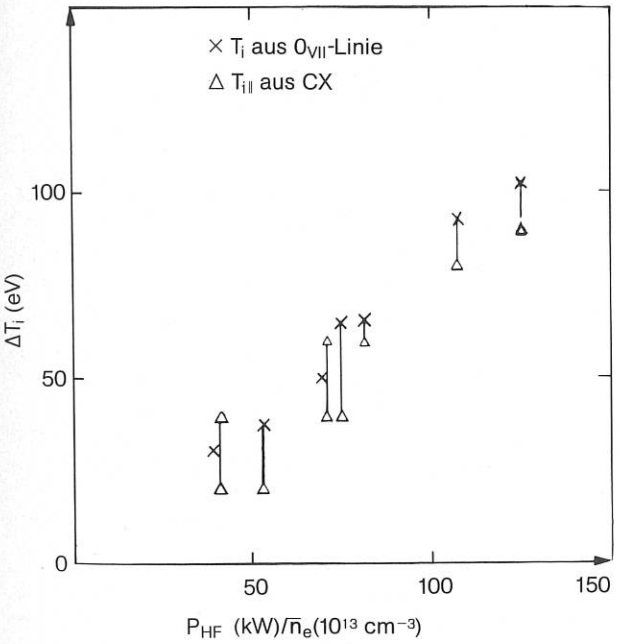


Abb. 14 Ionentemperaturerhöhung als Funktion der HF-Leistung in Wega (normiert auf die mittlere Elektronenliniendichte zu Anfang der HF-Impulse)

2.2 Experimentelle Ergebnisse

2.2.1 LH-Heizung im Tokamak

Die Analyse der Meßergebnisse der LH-Heizung in der Tokamakgeometrie führte insbesondere zur ersten Energiebilanz der Entladungen mit HF-Heizung. Die wesentlichen Ergebnisse sind:

Die den Ionen von der HF zugeführte Zusatzenergie wird thermalisiert. Abb. 13 zeigt als Illustration eine gleichzeitige Messung von T_i in der Nähe des Plasmazentrums mittels Neutralteilchenanalyse parallel zum Magnetfeld und mittels Dopplerverbreiterung einer OVII-Linie. Dies bestätigt die früheren Neutralanalysen senkrecht zum Magnetfeld.

Die besten Heizergebnisse werden erzielt, wenn sich die Resonanzfläche bzw. die Modenkonversionsschicht in der Nähe der Plasmamitte befindet. Unter diesen Bedingungen wird die Temperaturerhöhung der Ionen proportional der eingekoppelten Leistung:
ΔT_i [eV] $\approx P_{HF}$ [kW] / $\bar{n}_e$ [10^{13} cm^{-3}]
Diese Beziehung (siehe Abb. 14) wird auch im japanischen Experiment JFT-2[1]) bestätigt.

Abb. 15 zeigt eine lokale Leistungsbilanz der Ionen. Die den Ionen zusätzlich zu der Elektronen-Ionen Austauschleistung zugeführte Leistung ($\bar{\omega}_{Verlust} - \bar{\omega}_{ei} - 3/2 \cdot dn_i\, T_i/dt$) wird über das Volumen integriert (Z_{eff}-Profil wird dabei flach angenommen).
Durch dieses Verfahren wird der Wirkungsgrad der HF-Leistungsübertragung an die Ionen abgeschätzt:
$\rho_i = P_{HFi}/P_{HF} = 0.12$ bis 0.16.
Diese Zahl ist mit der entsprechenden bei Neutralteilcheninjektion vergleichbar. In Abb. 15 werden außerdem die Energiedichte und die neoklassischen Verluste – auf den Anfangswert normiert – dargestellt. q=1 wird nach der halben Pulsdauer erreicht, wie das Auftreten der Sägezähne bei den Röntgensignalen zeigt.

Das im letzten Jahr noch unklare Verhalten der Elektronen während der Aufheizung wurde näher untersucht:
Abb. 16 zeigt die Leistungsbilanz der Elektronen. Während des HF-Impulses steigt die Ringspannung an. Ein Teil dieses Effektes ist induktiver Natur. Genaue Messungen des T_e-Profils und seiner Zeitänderungen erlauben es, den induktiven Anteil der Ringspannung und damit den Verlauf der Ohmschen Heizung abzuschätzen. Es ergibt sich ein leichter Anstieg ($\approx 50\%$) der gesamten Ohmschen Leistung. Dieser Anstieg wird einerseits durch die Zuspitzung der Elektronentemperaturprofile und andererseits durch den mittels Röntgenstrahlen beobachteten, leichten Anstieg von Z_{eff} erklärt. Wie aus Abb. 16 abzuleiten ist, muß also eine direkte Kopplung der HF-Leistung an die Elektronen angenommen werden.

---

[1]) JFT-2 Group "Plasma Heating near the Lower Hybrid Frequency in the JFT-2 Tokamak", in Proc. of the 7th Int. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978, IAEA-CN-37 – A4-2

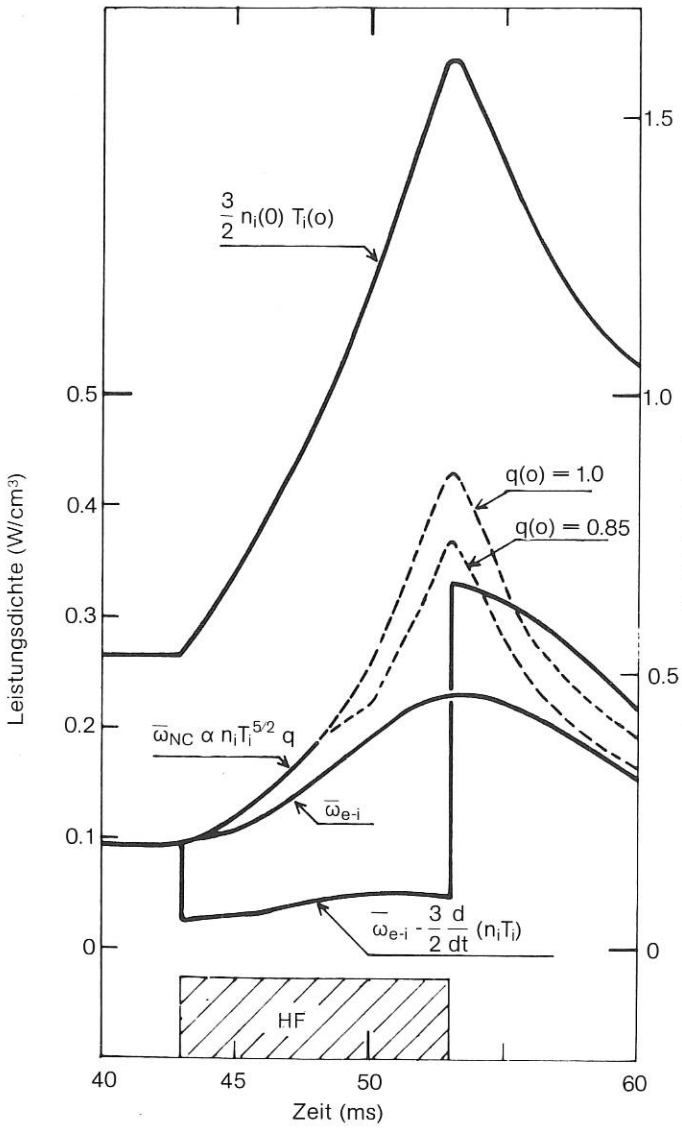


Abb. 15 Lokale Leistungsbilanz der Ionen ($P_{HF} \approx 125$ kW)

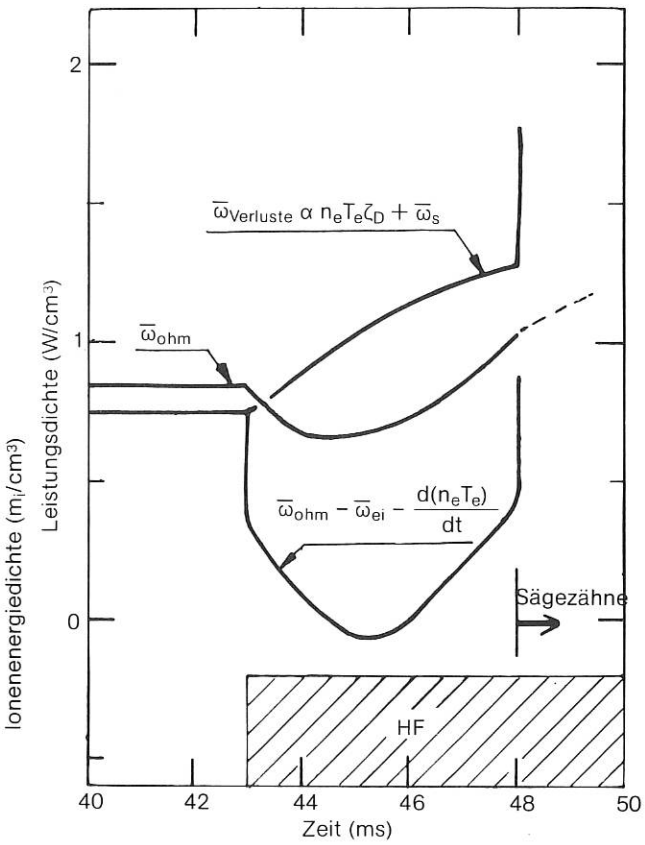


Abb. 16 Lokale Leistungsbilanz der Elektronen ($P_{HF} \approx$ 125 kW)

Vor dem Auftreten der Sägezähne beträgt die über das Volumen integrierte, an die Elektronen übertragene Leistung 30 bis 50 kW, also $\rho_e = P_{HFe}/P_{HF} = 0.24$ bis 0.40. Jedoch ist diese direkte Einkopplung der HF-Leistung an die Elektronen noch nicht verstanden, da die Abschätzung des für parallele Elektronen-Landau-Dämpfung verfügbaren Anteils des eingestrahlten Leistungsspektrum ($N_\parallel > 5$) zu gering ist.

Der gesamte gemessene Wirkungsgrad
$\rho_g = \rho_i + \rho_e = 0.4$ bis 0.6
entspricht jedoch dem Anteil des Wellenspektrums, dessen Fortpflanzung bis zum Plasmainneren theoretisch erwartet wird (in anderen Worten, der die „accessibility"-Bedingung erfüllt).

Eine erhebliche Verbesserung dieses Wirkungsgrades läßt sich also noch erhoffen durch Optimierung des eingestrahlten Wellenspektrums (Grill-Struktur; 180°-Phasenverschiebung zwischen Hohlleitern). Über die noch ungeklärte Dichteerhöhung (10^{13} cm^{-3}/s · kW bei WEGA[1]); 10^{12} cm^{-3}/s · kW bei JFT-2[2]) mit dem 3-fachen Plasmavolumen) könnte auch die Konzentration des Wellenspektrums im nützlichen Bereich einen positiven Einfluß durch Verminderung der in der Plasmarandzone zirkulierenden HF-Energie haben.

2.2.2 Stellaratorergebnisse

Abb. 17 zeigt die diagnostische Ausrüstung bei Stellarator WEGA. Insbesondere wird auf die Inbetriebnahme folgender Meßverfahren hingewiesen: Messung der radialen und azimutalen Verteilung von H_α

[1]) G. Tonon et al., "Lower Hybrid Frequency Heating in Toroidal Devices with Emphasis on Wega Results", Laborbericht IPP 2/234, 1977

[2]) T. Nagashima and F. Fujisawa, "Lower Hybrid Heating Experiments in JFT-2 Tokamak", Joint Varenna – Grenoble int. Symposium on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, Vol. 1, 1978

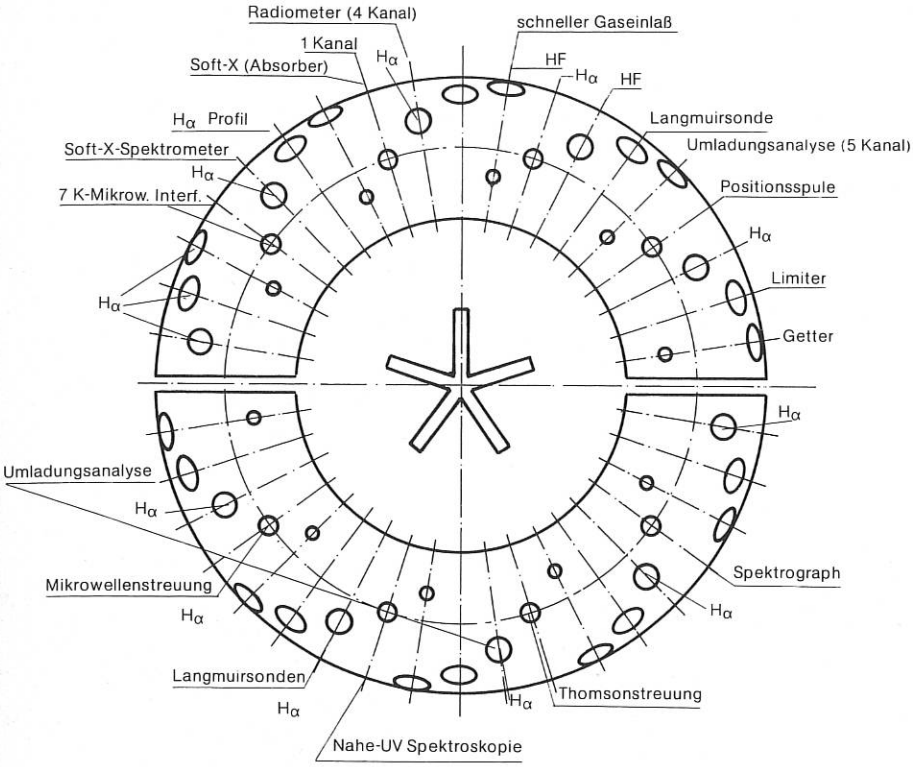


Abb. 17 Diagnostische Ausrüstung des Wega-Stellarators

bzw. D_α, 7-Kanalmikrowelleninterferometer, Mikrowellenstreuung* und 4-Kanalsynchrotron-Radiometer**.

Maschinenparameter

STELLARATOR $\ell = 2$, $m = 5$
$R = 72$ cm
$b = 19$ cm (Wand)
$a = 15$ cm (Limiter)
$B_0 = 1{,}4$ T

Betriebsparameter

$\iota_0 = 0{,}11$ (Stellaratorfeld)
$n_{eo} \approx 2 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}
$I_p = 30$ kA (ι_I (a) $\approx 0{,}11$)
$I_p = 0$ (HF-Plasma)

HF-Parameter

„Oscar"-Sender: 500 MHz, 200 kW, 15 ms
Einkopplung mittels zweier Schleifen
(Ähnliche Antennengeometrie wie beim WEGA-TOKAMAK)

Zwei Eigenschaften, die den WEGA-Stellarator von anderen Stellaratoren unterscheiden, sind das kleine Aspektverhältnis und die Theta-Brücken (Verbindung der helikalen Leiter entlang der Trennspalte, anstatt über die Trennspalte des Torus)[1]).

Die Maschine wurde sowohl bei reduziertem Plasmastrom (damit das gesamte $\iota = \iota_0 + \iota_I$ vergleichbar mit dem üblichen Tokamakwert bleibt) als auch stromlos mit von der HF-Leistung produziertem Plasma betrieben.

Die ersten Beobachtungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:
Die Einschlußeigenschaften des Stellarators WEGA sind vergleichbar mit denen des Tokamaks (T_{eo}, T_{io}, n_e – bei gleichem q (a)).

Bei LH-Heizung des Ohmsch geheizten Targetplasmas werden folgende Effekte beobachtet:

- $\Delta n_e / P_{HF} \Delta t$ ist vergleichbar mit dem Tokamakfall (siehe Abb. 18)
- Die Zuspitzung des Dichteprofils ist vergleichbar
- Der Ringspannungsanstieg ist vergleichbar
- Eine Elektronentemperaturerhöhung wird beobachtet
- Die Ionentemperaturerhöhung wurde bisher noch nicht unter günstigen Bedingungen für effektive Heizung gemessen
- Die D_α-Intensität steigt unmittelbar nach Beginn der HF stark an, wobei der Anstieg in der Nähe der HF-Antennen stärker ist als an einem Beobachtungspunkt fern der Antennen.

*) Zusammenarbeit mit M. Moresco, Padua

**) Apparatur von W. R. Rutgers, Jutphaas, der als Gast im Grenobler Labor die Messungen durchführt.

1) R. Fritsch, M. Lipa, W. Ohlendorf, G. W. Pacher, H. D. Pacher, J.-G. Wegrowe „Technological Aspects of the Wega Stellarator", SOFT, Garmisch, 1976

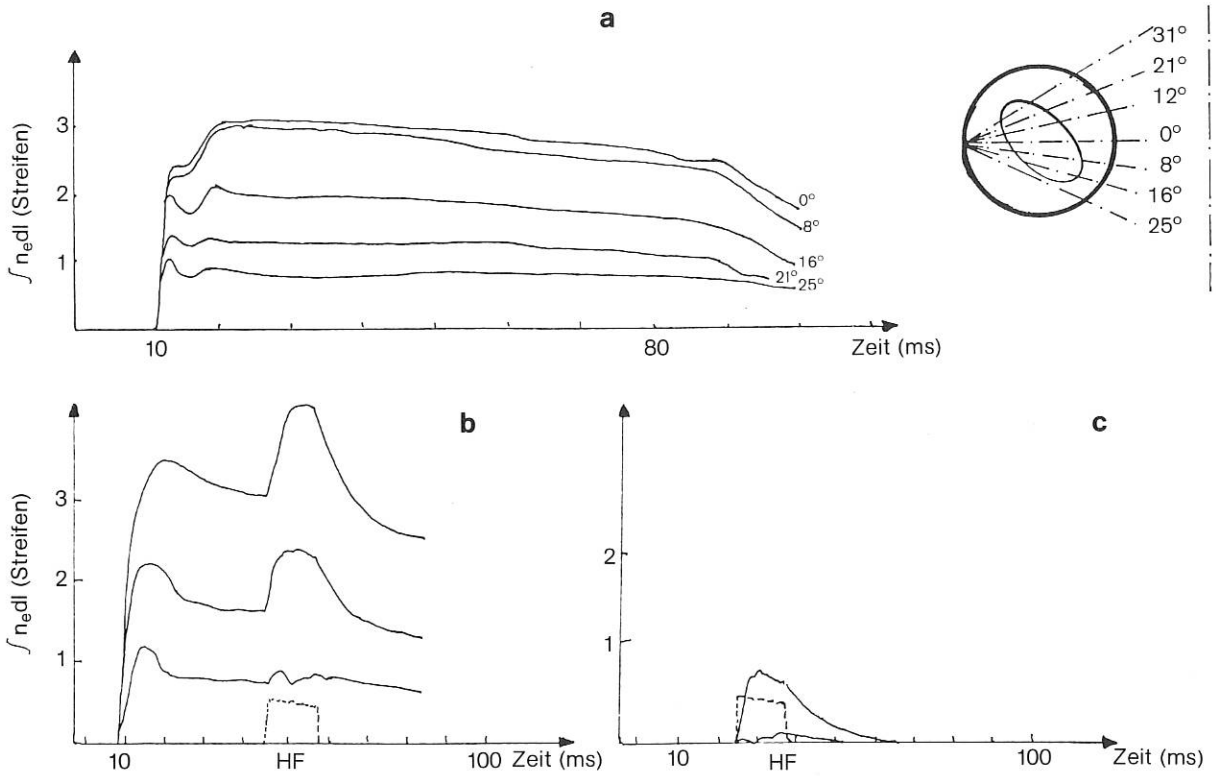


Abb. 18 Zeitverlauf der Elektronendichte im Wega-Stellarator
a) Entladung mit Plasmastrom ($I_p = 30$ kA)
b) Entladung mit Plasmastrom ($I_p = 30$ kA) und HF ($P_{HF} = 70$ kW)
c) Stromlose Entladung: HF-Plasma ($P_{HF} \approx 70$ kW)
Der Dichteverlauf entlang verschiedener Strahlen des 7-Kanal-Mikrowelleninterferometers wird dargestellt.

Beim **HF produzierten Plasma** (bisher $P_{HF} \leqq 70$ kW)
- wird eine Dichte entsprechend $\omega_{HF} \sim \omega_{pi}$ produziert (s. Abb. 18)
- bleibt die Elektronentemperatur wahrscheinlich unter 100 eV.

2.3 Weitere Aktivitäten

Nach einer kurzen Experimentierphase in der Stellaratorkonfiguration ist eine weitere Tokamakperiode vorgesehen mit dem Hauptziel, die Energiekopplung mit einem 4 Hohlleitergrill bei einem höheren Leistungspegel an einem dichten Plasma zu studieren. Die hierzu notwendigen Einrichtungen, insbesondere:

- 800 MHz, 400 kW Sender
- Klystronversorgung 60 kV, 60 A
- spezielles Vakuumgefäß mit großen Stutzen
- schnelle Versorgung für Rückkopplungsstabilisierung der Plasmaposition
- spezifische HF-Diagnostikeinrichtungen

befinden sich in Vorbereitung.

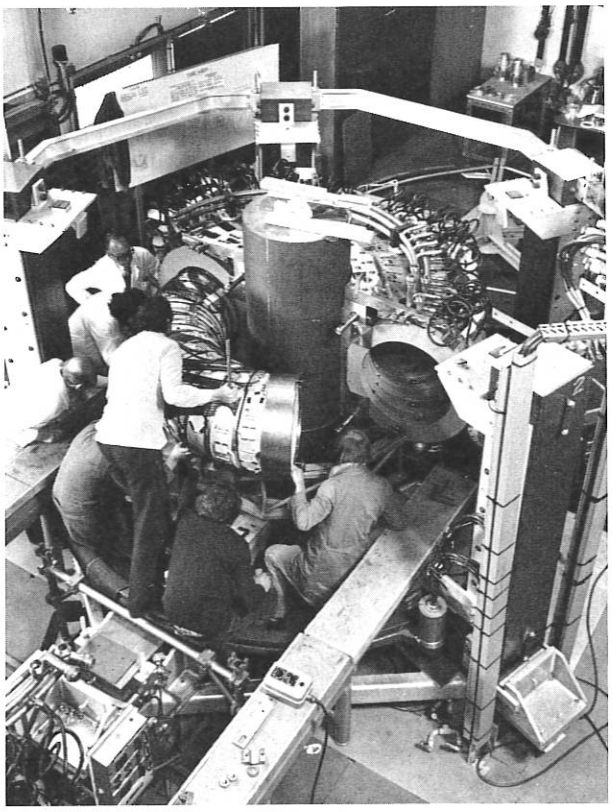


Abb. 19 Einführung einer Hälfte des Stellaratorgefäßes in den Spulensatz. (Der Kern und die vertikalen Teile von 4 der 5 Joche des Eisentransformators sind zu sehen – bedeckt mit Holz, im Vordergrund: die Marmorschiene des Luftkissentransportsystems der beweglichen Hälfte.) (PhotoArttechnique – Grenoble)

Bereich Tokamak

(Direktor: Dr. Gerhart von Gierke)

Auf dem Tokamak-Gebiet wurden die Aufbauarbeiten an ASDEX mit Priorität fortgesetzt. Das Experiment ASDEX soll dazu dienen, das Problem der Plasmaverunreinigungen und ihrer Beeinflussung durch einen Divertor zu untersuchen. Alle größeren Komponenten der Anlage sind nunmehr angeliefert, so daß mit einer Inbetriebnahme um die Jahreswende 79/80 gerechnet werden kann.

An Pulsator konnten weitere für das Verständnis der Tokamakentladungen wichtige Ergebnisse erzielt werden: So konnte erstmals die Anhäufung von Verunreinigungen in der Plasmamitte nachgewiesen werden. Außerdem gelang es, stabile Hochdichte-Entladungen mit einem q am Rande von 2.1 zu erzeugen. Der Einschluß von run-away-Elektronen wurde in Zusammenhang mit der vom Limiter ausgehenden modulierten harten Röntgenstrahlung theoretisch untersucht. Weitere Fortschritte ergaben sich auch bei der Entwicklung der Lithium-Strahl-Diagnostik.

Das europäische Gemeinschaftsprojekt JET trat in die Phase der konkreten Verwirklichung ein. Der Rat der europäischen Gemeinschaften beschloß, zum 1. Juni 1978 ein „gemeinsames Unternehmen" für die Dauer von 12 Jahren zu gründen, dem die an der Fusionsforschung beteiligten Assoziationen als Mitglieder angehören. Zum Jahresende waren vier Mitarbeiter des IPP für eine Mitarbeit an JET nach Culham beurlaubt.

1. Projekt ASDEX

(M. Keilhacker)

Der Schwerpunkt der ASDEX-Arbeiten lag auch im vergangenen Jahr beim Aufbau des Experiments (Abschnitt 1.1). Leider führte die mehrfach verschobene Lieferung der Multipolspulen zu einer Verzögerung der Fertigstellung. Trotzdem ist es erfreulich – und dies ist dem großen Einsatz aller Beteiligten bei BBC und im Projekt zu danken –, daß die Spulen doch noch in den letzten Wochen des Jahres geliefert werden konnten. Damit sind nun alle größeren Komponenten im Hause und es sollte – wie der neu überarbeitete Terminplan zeigt – möglich sein, die Montage von ASDEX im Jahr 1979 abzuschließen und das Experiment um die Jahreswende 1979/80 in Betrieb zu nehmen.

Ein Novum des vergangenen Jahres war es, daß erstmals Physiker, die bis dahin mit der Konstruktions- und Fertigungsbetreuung bestimmter Komponenten beschäftigt waren, auf die Diagnostikentwicklung überwechseln konnten. Dies kam vor allem der Divertor- und Randschichtdiagnostik zugute, auf die deshalb etwas näher eingegangen wird (Abschnitt 1.2.2).

Die für ASDEX vorgesehene Standarddiagnostik wurde im Jahresbericht 1977 relativ ausführlich behandelt, so daß sich der diesjährige Bericht auf einige Ergänzungen beschränken kann (Abschnitt 1.2.1). Nach dem derzeitigen Stand der Arbeiten sollten die wichtigsten Diagnostikmethoden (elektro-magnetische Messungen, 2 mm-Mehrkanal-Interferometrie, Thomson-Streuung, passive Neutralteilchenanalyse u. a.) bei Beginn des Experimentierbetriebs zur Verfügung stehen.

Große Bedeutung für das ASDEX-Programm kommt den Arbeiten zur Zusatzheizung und Teilchennachfüllung zu, die in anderen Projekten durchgeführt werden. Über diese Aktivitäten wird hier nur ergänzend berichtet (Abschnitt 1.3).

Die theoretischen Arbeiten (Abschnitt 1.4) hatten zwei Schwerpunkte: Die Entwicklung eines einfachen, stationären Plasmamodells, das zunächst dazu benutzt wurde, die Leistungsfähigkeit verschiedener Nachfüllmethoden zu vergleichen und die Untersuchung von Möglichkeiten, mit Hilfe resonanter helikaler Felder die Verunreinigungen im Plasma zu beeinflussen.

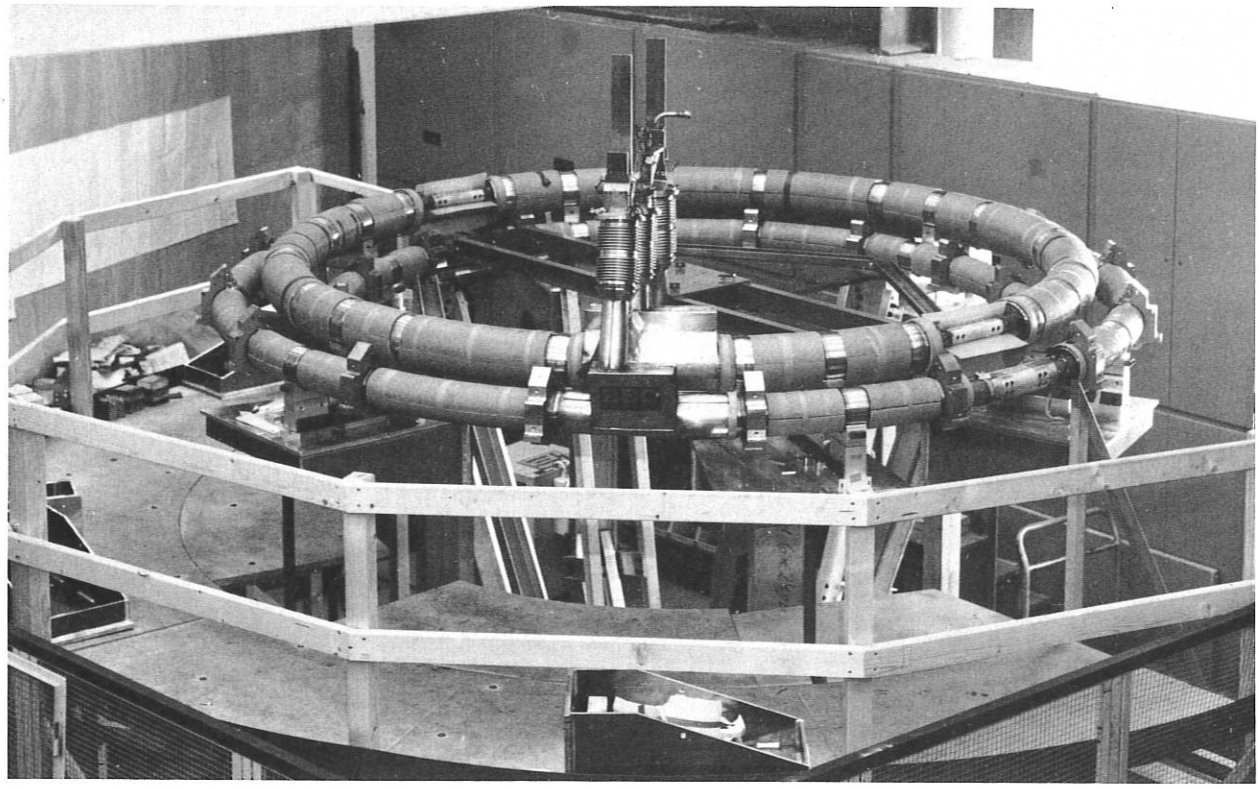


Abb. 1 Drei der sechs Multipolspulen sind auf dem Montagegerüst zu einem Spulentriplet zusammengestellt. In der Mitte sind die Stromanschlüsse, rechts vorne und links hinten die Kontaktbrücken zum Teilen der Spulen zu erkennen.

1.1 Aufbau des Experiments

(F. Wesner, E. Broser †, R. Griek, G. Haas, G. Herppich, H. Hohenöcker, O. Jandl, M. Kornherr, Th. v. Larcher, H. Niedermeyer, M. Pillsticker, W. Poschenrieder, H. Preis, H. Rapp, F. Schneider, F. Wagner, H. Wedler)

Die Montage der **inneren Poloidalfeldspulen** wurde im Februar (OH-Spulen) bzw. Oktober 1978 (Vertikalfeld-, Multipolkompensations- und Radialfeldspulen) abgeschlossen. An die Fertigstellung der Spulensysteme schloß sich jeweils eine umfangreiche Testphase (insgesamt etwa 2600 Strompulse) an /68, 69/:

- Betrieb der OH-Spulen ohne Stromabschaltung zur Messung der Bewegung und Verformung der Spulen durch Magnetkräfte und Temperaturänderungen.
- Betrieb der OH-Spulen mit Stromabschaltung zum Test der Schaltkreiselemente, zur Einstellung der Kreisparameter und zur Messung der Auswirkung der schnellen Feldänderung auf den Spulenverband.
- Gemeinsamer Betrieb von OH- und Hauptfeldspulen zur Messung ihrer Relativbewegungen, der Wirkung der Kippkräfte auf Hauptfeldspulen und Gerüst und der Kraftwirkung auf OH-Stromzuführungen und Windungsüberstiege.
- Ab November 1978 Betrieb aller inneren Poloidalfeldsysteme separat, gemeinsam und zusammen mit dem Hauptfeld.

Bei allen Tests wurden die Bewegungen bestimmter Spulenteile aufgezeichnet. Zum Schutz der Spulensysteme wurden folgende Größen überwacht: Wasserdurchfluß in allen Kühlkreisen, Spulen- und Kühlwassertemperatur, Bewegung der Spulen, Strom- und Spannungsamplitude sowie Symmetrie des Spannungsabfalls.

Die Messungen haben gezeigt, daß alle Spulen mit den vollen Betriebsparametern gefahren werden können. Elastische Verformungen, Bewegungen und deren Unsymmetrie liegen in zulässigen Grenzen.

Die Lieferung der **Multipolspulen** (vgl. Abb. 1 und 2) verzögerte sich infolge technischer Schwierigkeiten bei der Herstellung und Verarbeitung von Gußteilen aus Beryllium-Kupfer, die an mechanisch stark beanspruchten Stellen eingesetzt sind, um etwa ein Jahr auf Ende 1978. Alle für die weiteren Arbeitsgänge benötigten Montage- und Testeinrichtungen wurden rechtzeitig vor der Lieferung fertiggestellt.

Vorversuche an Probekontakten zur Klärung des thermischen Verhaltens sowie mehrere für kritische Zonen mit Hilfe von Finite-Element-Volumenmodellen durchgeführte Festigkeitsrechnungen erbrachten wichtige Erkenntnisse für die Betriebsbedingungen der Spulen.

Nach der Montage der Befestigungsspanten für die Multipolspulen und der Vormontage der durch die Divertorräume verlaufenden Diagnostikleitungen wurde das **Vakuumgefäß** gereinigt und anschließend ein Clean-Zelt aufgebaut. Unter besonderen Reinheitsbedingungen wurden dann alle Teile, die vor den Multipolspulen installiert werden können, eingebaut,

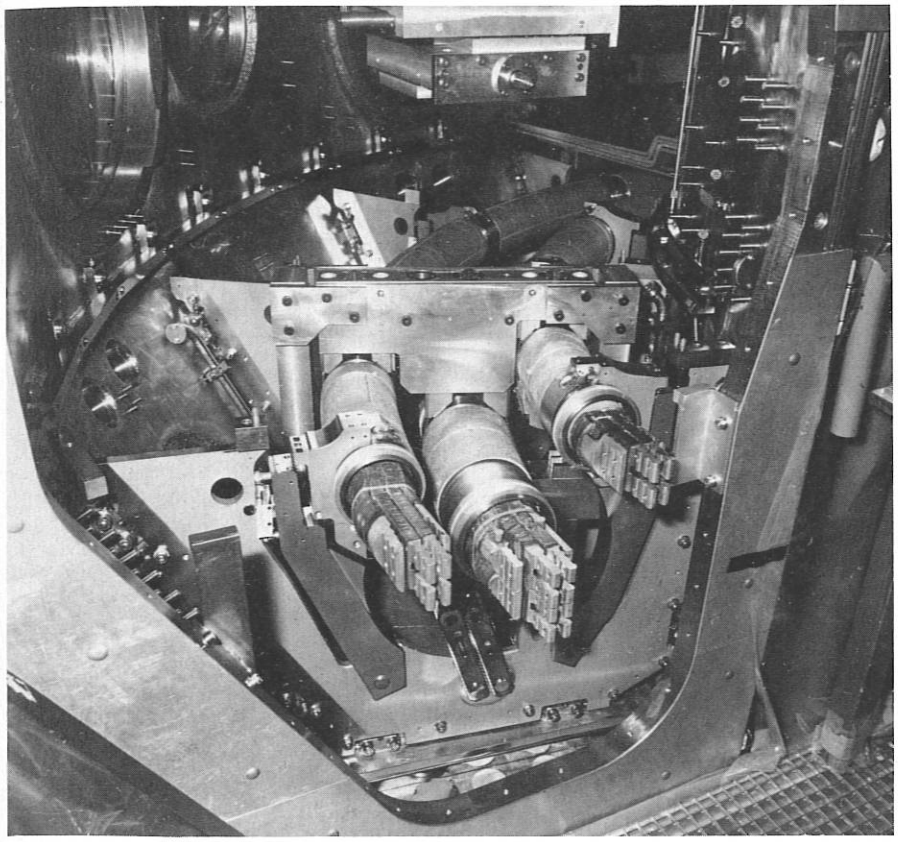


Abb. 2 Blick ins Vakuumgefäß mit dem unteren Multipoltriplet. Vorne sind die Kontakte zu erkennen, mit denen die mehrwindigen Halbspulen nach dem „Schließen" des Gefäßes verbunden werden.

die Divertor-Kühleinsätze eingepaßt und der Einbau der Multipolspulen vorbereitet.

Die für den Fall eines Plasmastromabrisses berechnete Stromverteilung im Gefäß wurde benutzt, um nochmals Verformungsrechnungen mit Finite-Element-Programmen durchzuführen /61/.

Für das **Divertorsystem** – bestehend aus Titanverdampfern, Divertorkammereinsätzen und Stickstoff-Kühl- und Heizsystem – wurde im Jahr 1978 das Stickstoff-Kühl- und Heizsystem geliefert, montiert und getestet. Für die Tests wurden die Divertorkammereinsätze durch einen Simulator vergleichbarer Masse ersetzt. Damit konnte der störungsfreie automatische Betrieb der Kühl- und Heizprogramme demonstriert werden.

Die Divertorkammereinsätze wurden bis Jahresende alle ausgeliefert und im Vakuumgefäß eingepaßt. Einer der Einsätze wurde in einer Modelldivertorkammer vakuum- und kältetechnisch getestet, um Aussagen über das allgemeine Betriebsverhalten des Pumpsystems sowie über erreichbare Saugleistung, Pumpkapazität und maximales Verhältnis H/Ti in der aufgedampften Schicht zu erhalten. Die Ergebnisse zeigen, daß ohne Einbuße an Saugleistung bei Flüssig-N_2-Temperatur 0.8 H-Atome pro Ti-Atom und bei 60–70°C 0.5 H/Ti gepumpt werden können. Dem entspricht für das vorgesehene Divertorpumpsystem bei 0.4 g verdampftem Titan pro Entladung eine Pumpkapazität von 4×10^{21} bzw. 2.5×10^{21} H-Atomen.

Die Montage der elektrischen Anlagen für die **Energieversorgung** der ASDEX-Spulen wurde großenteils abgeschlossen. Im Rahmen der Spulentests wurden an diesen Anlagen thermische Belastungsprüfungen durchgeführt.
Die Einrichtungen für die 50-Hz-Wechselstromreinigung wurden montiert und getestet. Um die Wirbelstromverluste und die Anpassung zu prüfen, wurden Impedanz-Messungen des teilmontierten OH-Transformators durchgeführt.
Es wurde gezeigt, daß die Gleichspannungswelligkeit des Diodenstromrichters von EZ2 mit Hilfe einer Kondensatorbatterie unter Ausnutzung der Leitungsinduktivität herabgesetzt werden kann. Damit ist es möglich, die induzierten Oberwellenströme in den Gehäusen der Hauptfeldspulen und die damit verbundenen Geräusche und Schwingungsbeanspruchungen deutlich zu reduzieren.

Das **Feedback-System** wurde erweitert, um neben der Plasmalage auch den Plasmastrom und den Gaseinlaß programmieren und regeln zu können /67/. Die zur Lagebestimmung des Plasma vorgesehenen Flußmeßschleifen wurden gefertigt und im Vakuumgefäß eingepaßt. Für die Regelelektronik wurde die Fertigungsplanung abgeschlossen.
Verschiedene Feedback-Methoden zur Dämpfung der Modenaktivitäten im Plasma wurden diskutiert. Ihre Realisierung wurde aber wegen des großen technischen Aufwands zunächst zurückgestellt.

Die **Zentrale Steuerung** ASDEX wurde fertig installiert, an den Ablaufprogrammen wird noch gearbeitet. Die

abschließenden Tests sollen im Frühjahr 1979 erfolgen. Die Untersystemsteuerungen der einzelnen Komponenten sind größtenteils fertiggestellt oder in der Fertigung. Sie werden Zug um Zug in die Gesamtsteuerung einbezogen.

Der **Meß- und Steuerraum** ist fertig installiert und steht zum Einbau aller Steuer- und Diagnostikgeräte bereit. Die Verlegung der Meßleitungen zum Experiment wurde im Konzept festgelegt und wird vorbereitet.

Die **Experimentüberwachung** wurde schrittweise für die verschiedenen Spulentests aufgebaut und erprobt. Dies betrifft u. a. Systeme zur Überwachung des Kühlwasserdurchflusses, der Kühlwasser- und Spulentemperatur sowie der Spannungssymmetrie. Wasserdurchfluß und Spannungssymmetrie werden von neu entwickelten Geräten, Bewegungen und Temperaturen von einem Datenerfassungssystem mit Prozeß-Rechner der Firma Neff überwacht. Alle Systeme melden Grenzwertüberschreitungen automatisch an die Steuerung zur Einleitung von Gegenmaßnahmen. Für die vom Neff-System erfaßten Bewegungs- und Temperaturvorgänge wurde die Möglichkeit geschaffen, mit Hilfe des ASDEX-Datenerfassungsrechners nachträglich Vorgänge zu plotten, die durch Grenzwertüberschreitung zur Abschaltung geführt haben.

Der durch **Plasmastromabriß** ausgelöste elektromagnetische Diffusionsvorgang in den Wänden des Vakuumgefäßes wurde numerisch analysiert. Außerdem wurden die beim Stromabriß in den axialsymmetrischen Spulensystemen induzierten Spannungen und Ströme unter Berücksichtigung des Vakuumgefäßes für die verschiedenen Betriebsarten des Experiments berechnet /66/.

1.2 Vorbereitung der Diagnostik

1.2.1 Plasmadiagnostik

(O. Klüber, W. Engelhardt, G. Fußmann, O. Gehre, E. Glock*, F. Karger*, M. Kornherr, G. Lisitano*, H. M. Mayer*, K. McCormick*, D. Meisel*, H. Murrmann, H. Rapp, F. Schneider, S. Sesnic*, F. Wagner)*

Die für ASDEX vorbereitete Plasmadiagnostik wurde im Jahresbericht 1977 ausführlich beschrieben. Hier sollen deshalb nur einige kurze Bemerkungen über den Stand der Arbeiten und zu einigen neuen Aktivitäten gemacht werden.
Wie im Jahresbericht 1977 näher erläutert, ist die Plasmadiagnostik entsprechend dem vorgeschlagenen experimentellen Programm in eine Grundausstattung und zwei Ausbaustufen gegliedert und wird in dieser Reihenfolge vorbereitet. Aufgrund der 1978 durchgeführten Arbeiten kann bei Beginn des Experimentierbetriebs (Ende 1979) mit dem Einsatz der Grundausstattung (Plasmastrom, Ringspannung, lokale Werte des poloidalen Flusses und Feldes außerhalb des Plasmas, Linienintegral der Elektronendichte, Emission von H_α und charakteristischen Verunreinigungslinien, harte Röntgenstrahlung vom Limiter) sowie des 2 mm-Mehrkanal-Interferometers, der Thomson-Streuung und der passiven Neutralteilchendiagnostik gerechnet werden. Während der Einfahrphase, d. h. im ersten Halbjahr 1980, können dann sukzessive weitere Systeme, wie HCN-Laser-Interferometer, raumaufgelöste Spektroskopie, Bolometer und Pulshöhenanalyse der weichen und harten Röntgenstrahlung in Betrieb genommen werden.

An neuen Aktivitäten seien ergänzend erwähnt:

- In Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Berlin wurde eine Vakuum-UV-Lichtquelle an DESY durch Vergleich mit der Synchrotronstrahlung relativ geeicht. Der Bereich erstreckt sich vom Sichtbaren bis 1000 Å und soll bis 400 Å erweitert werden.
- Aufgrund einer Vereinbarung mit der Ruhr-Universität Bochum wurde mit der Entwicklung eines Kristallspektrometers begonnen. Das in Bochum (Lehrstuhl Prof. Kunze) erarbeitete Konzept sieht Verwendung verschiedener gekrümmter Kristalle vor, wodurch der Spektralbereich von 0.5 bis 8 keV erfaßt werden kann. Zeitliche Auflösung ist vorgesehen. Anwendungen: Doppler-Temperaturen, Trennung der Röntgenlinien nach Ionisationsstufen u. a..
- Ein im Institut für Plasmaforschung in Stuttgart entwickelter Mehrfachpuls-Rubinlaser soll Anfang 1979 an PULSATOR erprobt werden. Der Laser liefert 20 äquidistante Pulse, die sich auf knapp 1 ms verteilen und kann somit zur Messung schneller Änderungen der Elektronentemperatur (innere und äußere Disruption eingesetzt werden.
- Die Poloidalfeldmessungen an PULSATOR wurden mit einer erheblich verbesserten Lithium-Quelle fortgesetzt. Das Meßsignal konnte um eine Größenordnung gesteigert werden. Dadurch erscheint die Anwendung an ASDEX aussichtsreich und soll mit Priorität vorbereitet werden.

1.2.2 Divertor- und Randschichtdiagnostik

(H. Niedermeyer, B. Gottardi, R. Griek, G. Haas, R. Müller, H. Murmann, G. Siller, K.-H. Steuer, F. Wagner)

Die im Jahr 1977 begonnenen Arbeiten zur Divertor- und Randschichtdiagnostik wurden 1978 fortgesetzt. Als Ergebnis einer längeren Diskussion zwischen Mitarbeitern der Projekte ASDEX und PWW wurde Mitte des Jahres ein Diagnostikplan aufgestellt, der entsprechend den personellen und zeitlichen Möglichkeiten weitestgehend realisiert werden soll.

Mehrere der geplanten Diagnostiken machen es erforderlich, ohne Belüftung des Gefäßes Sonden oder Proben in die Plasmarandschicht zu bringen. Dafür wurde ein universell verwendbarer Manipulator konzipiert und ausgeschrieben.

*) Projekt PULSATOR

Langmuir-Sonden

Zur Messung der Elektronendichte und -temperatur in der Plasmarandschicht und im Divertor sollen u. a. Langmuir-Sonden verwendet werden. Der Anwendungsbereich dieser Sonden wird bei ASDEX hauptsächlich durch deren thermische Belastung eingeschränkt sein. Zum Zweck der technischen Optimierung vor der Inbetriebnahme von ASDEX wurden deshalb eine Sondenmaschine und entsprechende Elektronik für einen Einsatz der Sonden an PULSATOR vorbereitet.

Divertor-Mikrowellen-Interferometrie

Das Linienintegral der Elektronendichte quer zur Abschälschicht soll gleichzeitig an vier Stellen im Divertorbereich mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer gemessen werden. Wegen der zu erwartenden niedrigen Dichte (einige 10^{12} cm^{-3}) und geringen Schichtdicke (wenige cm) müssen Phasenverschiebungen von weniger als $1/100$ Streifenbreite nachweisbar sein. Eine gute Konstanz des Abstands der Hörner sowie eine gute elektronische Stabilität des Interferometers und ein hohes Signal/Rauschverhältnis sind erforderlich. Die Konstruktion der Hörnerbefestigung wurde fertiggestellt und erste Laborversuche mit dem Interferometer durchgeführt.

Thomsonstreuung in der Randschicht

Alle Bauteile für einen Vorversuch mit einem Modul der neuartigen Spektraloptik wurden bis Jahresende geliefert. Falls sich die erhoffte besonders hohe Lichtstärke im Labor nachweisen läßt, soll die Optik versuchsweise an PULSATOR eingesetzt werden.
Zur Datenerfassung werden die gleichen Geräte wie für die Standard-Thomsonstreuung verwendet.

Ionisationsmanometer

Die Entwicklung und Erprobung des Manometers, mit dem während der Entladung mit 1 ms Zeitauflösung die Neutralgasdichte im Divertor sowie der Teilchenstrom zu den Prallplatten gemessen werden soll, wurden fortgesetzt. Ein technisch verbesserter Prototyp des Manometers, der in Magnetfeldern bis zu 3 T und im Druckbereich von 10^{-6} bis 10^{-3} mbar verwendbar ist, wurde erprobt. Es wurde begonnen, die für die Auswertung notwendigen Röhrenkonstanten zu messen. Das System der Meßelektronik und der digitalen Datenerfassung wurde konzipiert.

Prallplattensonden

Um die Elektronendichte und -temperatur vor den Prallplatten gleichzeitig an vielen Stellen messen zu können, werden in die Prallplatten isolierte Elektroden eingesetzt, die als Langmuir-Sonden verwendet werden sollen. Das Ziel dieser Messung ist es, Ort und Breite der Abschälschicht zu messen, um eine Übersicht über das Verhalten der Abschälschicht einschließlich eventuell auftretender Fluktuationen zu gewinnen. Ein Konzept für die Konstruktion wurde erarbeitet.

Bolometer, Bolometer-Lochkamera

Die Arbeiten mit dem Ziel, ein robustes, ausheizbares, geeichtes Bolometer mit linearer Ansprech-Charakteristik zu entwickeln, wurden fortgesetzt. Sie resultierten in einer Spezifikation, nach der bei der Firma HAIDENHAIN 5 Prototypen bestellt wurden. Die Konstruktion der Bolometer-Meßköpfe wurde abgeschlossen.

Da die thermische Zeitkonstante der Bolometer mit der Entladungsdauer vergleichbar ist, muß der Strahlungsfluß durch eine mathematische Auswertung des Signals bestimmt werden. Zur Vorbereitung dieser Auswertung wurden Rechnungen und Labormessungen unternommen.

Laborversuche zur Erprobung geeigneter Eichverfahren für die Bolometer wurden fortgesetzt und teilweise abgeschlossen.

Die Anforderungen an die Bolometerelektronik wurden erarbeitet und der prinzipielle Aufbau der Elektronik spezifiziert.

Die Bolometer-Lochkamera soll radial ortsaufgelöste Energieflußmessungen möglich machen. Mit den Arbeiten am Entwurf für eine solche Kamera wurde begonnen. Auf einem halbkreisförmigen Ring hinter einer Schlitzblende werden mehr als 10 der neu entwickelten Bolometer derart angeordnet, daß sie die Strahlungsintensität entlang verschiedener Sehnen durch den Plasmaquerschnitt messen.

Thermographie-System

Die Arbeiten am Thermographie-System, mit dem der Energiestrom zu den Prallplatten, zum Limiter und anderen Gefäßeinbauten mit hoher Orts- und Zeitauflösung gemessen werden soll, wurden fortgesetzt. Eine Spezifikation dieses Systems auf der Basis der Infrarot-Scanning-Kamera „AGA THV 680" wurde erstellt.

Um die nach der Entladung numerisch auszuwertende große Datenmenge speichern zu können, wurde eine digital arbeitende Aufzeichnungs- und Wiedergabeeinheit für Infrarotbilder und andere Experimentierdaten konzipiert und in die Ausschreibung aufgenommen. Die numerische Bildauswertung übernimmt ein PDP 11/34-Rechner.

Thermoelemente

Ergänzend zum Thermographie-System dienen Thermoelemente an den Prallplatten, am Limiter und am Schutzlimiter der gleichzeitigen Messung des Energiestroms an zahlreichen Stellen. Hauptzweck dieses Systems ist die integrale Messung der an den Prallplatten und den Limitern deponierten Energie. Wegen der großen Zahl von Meßstellen ist ein elektronischer Meßstellenumschalter erforderlich. Ein Labormuster davon wurde entwickelt. Mit der Konstruktion der notwendigen Gefäßeinbauten wurde begonnen.

Neutralteilchenanalyse

Unter gewissen Einschränkungen kann die Energieanalyse von Umladungsneutralen auch zur Divertor- und Randschichtdiagnostik verwendet werden. Mit den vorgesehenen Anordnungen können Neutralteilchen aus folgenden Bereichen untersucht werden: Divertorbereich vor den äußeren Prallplatten, gesamter Divertorbereich (durch Öffnungen in den Prallplatten), Staupunktgebiet, Randzone der Plasmasäule.

Die erforderlichen mechanischen Konstruktionen wurden abgeschlossen, die vorgesehenen Analysatoren sind vorhanden, mit dem Aufbau der Elektronik zu den Analysatoren und zur Datenerfassung wurde begonnen.

Laser-Fluoreszenzspektroskopie

Mit dem im IPP Jülich entwickelten und vorbereiteten Verfahren der Laser-Fluoreszenzspektroskopie kann die Dichte zahlreicher Atome und einfach geladener Ionen, z. B. von Eisen und Molybdän, gemessen werden. Das Verfahren soll an ASDEX zur Verunreinigungsdiagnostik im Bereich der Limiter- und der Prallplattenoberfläche angewandt werden. Ein konstruktiver Entwurf der Meßanordnung wurde ausgearbeitet.

Die oberflächenphysikalischen Meßmethoden, die ebenfalls zur Untersuchung der Vorgänge in der Plasmarandschicht und im Divertor eingesetzt werden sollen, werden im Bericht des Projekts Plasma-Wand-Wechselwirkung aufgeführt.

1.2.3 Datenerfassung

(N. Ruhs, H. Hohenöcker, PDE-Gruppe)

Nach Fertigstellung des Meß- und Steuerraumes wurde der Datenerfassungsrechner PDP 11/70 in einer geschirmten Kabine installiert. Das im Aufbau befindliche serielle CAMAC-System, die Bildschirm-Terminals und die Unterrechner werden über im Haus gebaute optische Koppler angeschlossen.

Zusätzlich zu dem vorhandenen parallelen CAMAC-System, das Schwierigkeiten mit der optischen Entkopplung und der Anzahl der anschließbaren Crates macht, ist ein serielles CAMAC-System vorgesehen, von dem die ersten Komponenten Ende des Jahres von der Fa. Kinetic Systems geliefert wurden. Für etwa die Hälfte der an ASDEX vorgesehenen Diagnostiken wurden die zu verwendenden CAMAC Module getestet und die Bestückung im einzelnen festgelegt. Es werden fast ausschließlich Geräte der Fa. LeCroy verwendet, die seit Ende 1977 für unsere Experimente besonders geeignete Module auf den Markt bringt.

Nach eingehenden Vergleichen wurden für den Datenerfassungsrechner Bildschirmgeräte Tektronix 4025 gewählt und bestellt.

Die Ankopplung von Unterrechnern an das Datenerfassungssystem wurde erstmals Anfang 1978 bei den Spulentests erfolgreich erprobt. Der Hauptrechner (PDP 11/70) übernimmt für alle Diagnostiken die Archivierung und Auswertung der Daten, in diesem Fall den zeitlichen Verlauf von max. 128 mechanischen und thermischen Größen. Der über eine serielle 19k-Baud Datenleitung angeschlossene Unterrechner für die Experimentüberwachung (PDP 11/20) mißt diese Größen und veranlaßt bei einer Grenzwertüberschreitung nach spätestens 5 ms eine Notabschaltung des Experiments.

Der Datenerfassungsrechner von PULSATOR (PDP 11/45) wurde über eine 1 MBaud Leitung angeschlossen und steht als Hilfsrechner für den Auswertebetrieb zur Verfügung. Er wird im kommenden Jahr über einen Bypass-Schalter an das serielle CAMAC-System von ASDEX angeschlossen und steht dann bei Ausfall des Hauptrechners (PDP 11/70) auch für einen Datenerfassungs-Notbetrieb zur Verfügung.

Da ein Teil der Diagnostiker z. Zt. noch an PULSATOR tätig ist, konnten einige Auswerteprogramme im PULSATOR-Datenerfassungssystem erprobt werden. Es sind dies Programme für die Neutralteilchendiagnostik, die Thomson-Streuung und für elektrische und magnetische Messungen. Programme für die weiche Röntgenstrahlung sind in der Abteilung Theorie und bei PDE in Arbeit.

Erprobt wurde auch das System für die automatische Datenauswertung nach jedem Schuß. Die entsprechend vorbereiteten Auswerteprogramme erkennen selbst, ob sie von einem Diagnostiker oder von der Auswertesteuerung gestartet wurden und lesen dann die zur Ausführung nötigen Eingabewerte von im System stehenden Tabellen statt von einem Bildschirmgerät ein. Außerdem laufen sie im Automatikbetrieb mit einer höheren Priorität, so daß die Ausführung dieser Programme zwischen zwei Schüssen gewährleistet werden kann.

1.3 Zusatzheizung und Teilchennachfüllung

Die für das ASDEX-Programm äußerst wichtigen Arbeiten zur Zusatzheizung (Neutralinjektion) und Teilchennachfüllung (Einschuß von Pellets) werden in den Projekten „Neutralinjektion" bzw. „Pelletbeschleunigung" durchgeführt und sind in den Beiträgen dieser Projekte (S. 79 bzw. S. 74) im einzelnen beschrieben.

Hier sei nur erwähnt, daß für die 1. Ausbaustufe der Neutralinjektion (etwa 2 MW im Plasma absorbierte Leistung) im Juni 1978 in Fontenay-aux-Roses acht Ionenquellen (40 kV, 24 A, 0.2 s, 4 Quellen pro Beam-Line) bestellt wurden. Erste Tests an einer Prototyp-Quelle im Dezember verliefen erfolgreich. In der Zwischenzeit wurden im Projekt Neutralinjektion die wichtigsten Komponenten für das Strahlführungssystem konzipiert. Die Neutralinjektion soll Ende 1980 an ASDEX einsatzbereit sein.

Darüber hinaus ist eine 2. Ausbaustufe mit einer Leistung von etwa 8 MW in Diskussion (wobei gleichzeitig die Leistung pro Quelle und die Pulslänge wesentlich erhöht werden sollen). Die Aufstockung der Injektionsleistung auf 8 MW ist notwendig, um die Divertoruntersuchungen an einem reaktorrelevanten Plasma durchführen zu können. Weiter sollen die β-Grenzen von Tokamakplasmen und eventuell Fragen der Aufrechterhaltung des Plasmastromes mittels Neutralinjektion (Ohkawa-Strom) untersucht werden. Zu diesen Problemkreisen wurden verschiedene Überlegungen und Abschätzungen durchgeführt.

Neben der kalten Nachfüllung mittels Pellets ist für ASDEX der Einschuß beschleunigter Cluster (mit 100–1000 Atomen pro Cluster) vorgesehen, der im IKVT des Kernforschungszentrums Karlsruhe vorbereitet wird. Im Berichtszeitraum wurden die im IKVT konstruierten und gebauten Komponenten, nämlich das in einen Kryostaten eingebaute Clustererzeugungssystem, ein Ionisator (Bayard-Alpert-Typ) und das

Elektrodensystem für das Beschleunigungsrohr, in den von der Industrie gelieferten 1 MV-Beschleuniger eingebaut und getestet. Der gegenüber der ursprünglichen Planung wesentlich erhöhte Strahlstrom (100 A äquivalenter Teilchenstrom) verursachte verschiedene Schwierigkeiten, die durch Umbauten behoben werden sollen. Das System soll ab 1980 zum Einsatz an ASDEX bereitstehen.

1.4 Theoretische Arbeiten

1.4.1 Vergleichende theoretische Untersuchung verschiedener Nachfüllmethoden

(G. Haas, M. Keilhacker, K. Lackner)

Das im Jahresbericht 1977 erwähnte stationäre Plasmamodell zur Untersuchung verschiedener Nachfüllmethoden (Kaltgaseinlaß, Pelletinjektion, Clusterinjektion) wurde in mehreren Schritten weiterentwickelt und auf ASDEX angewandt /56, 57, 58/: Verschiedene Modelle für die Teilchendiffusion, Einbeziehung des Ware-Pinch-Effekts, Energiebilanzgleichung für die Randschicht, Berücksichtigung der Sekundärelektronenemission der Prallplatten. Das Modell liefert die Plasmadichte, die mit bestimmten, technisch realisierbaren Teilchenflüssen aufrechterhalten werden kann und berechnet die Zahl der bei der Nachfüllung erzeugten Verunreinigungen (Zerstäubung durch Umladungsneutrale und nichtabsorbierte Teilchen). Weiterhin kann z. B. untersucht werden, inwieweit es eine Kombination mehrerer Nachfüllmethoden erlaubt, die mittlere Plasmadichte unabhängig von der für die Abschirmung von Verunreinigungen maßgebende Liniendichte der Abschälschicht zu variieren.

Die wichtigsten Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen sind:

- Mit Kaltgas allein können nur sehr kleine Plasmadichten ($n_e(0) < 10^{13}\,cm^{-3}$) aufrechterhalten werden. Erhöht man den Kaltgasfluß, so werden die Divertorpumpen überladen.
- Bei Pelletinjektion genügen bereits Pelletgeschwindigkeiten von 500–1000 m/s, um – je nach Ablationsmodell – Plasmadichten von $5 \times 10^{13} - 10^{14}\,cm^{-3}$ aufrechtzuerhalten, doch müssen – abhängig von der Pelletgröße – 100 bis einige 100 Pellets pro Sekunde eingeschossen werden (vgl. Abb. 3).
- Sehr günstig ist die Kombination zweier Nachfüllmethoden, von denen die eine die Teilchen tief im Plasma (z. B. Clusterinjektion), die andere am Plasmarand (z. B. Kaltgas) deponiert, da dann gleichzeitig eine „dicke" Randschicht und eine hohe Plasmadichte im Zentrum erzielt werden können.
- Sekundärelektronenemission der Prallplatten erniedrigt das Schichtpotential und erhöht damit den Wärmefluß zu den Prallplatten. Dies führt zu einer erwünschten Absenkung der Randschichttemperatur.

1.4.2 Beeinflussung der Verunreinigungen durch resonante helikale Felder

(W. Feneberg)

Es wurde untersucht, inwieweit sich die Verunreinigungen im Plasma durch eine Randschicht mit verminderter Teilcheneinschlußzeit reduzieren lassen. Ist die Randschicht dick genug, um alle von der Wand kommenden Verunreinigungen zu ionisieren, so erhält man das einfache Ergebnis, daß die Verunreinigungskonzentration im Plasmazentrum $n_{tot}(0)$ nur vom Diffusionskoeffizienten D_e und der mittleren Elektronendichte $\bar{n}_e$ der Randschicht abhängt /50/

$$n_{tot}(0) \sim (D_e \bar{n}_e)^{-1}.$$

Berücksichtigt man noch den Zusammenhang zwischen $\bar{n}_e$ und D_e, so erhält man $n_{tot}(0) \sim D_e^{-1/2}$. Zur Reduktion der Verunreinigungen im Plasmazentrum um eine Größenordnung benötigt man also eine Erhöhung des Randdiffusionskoeffizienten um zwei Größenordnungen. Mit Hilfe äußerer helikaler Windungen läßt sich durch Ergodisierung der Magnetfeldlinien am Rand eine solche Erhöhung von D_e erreichen.

Im Zusammenhang mit dem für TEXTOR (KFA Jülich) ins Auge gefaßten helikalen Divertor wurde versucht, resonante helikale Windungen zu finden, mit denen sich möglichst große Inseln auf der q=3 Fläche erzeugen lassen. Die Inselgröße wird im Torus dadurch begrenzt, daß die Kopplung des Feldes einer resonanten helikalen Windung mit der Krümmung des Hauptfeldes auch auf den benachbarten magnetischen Flächen zu Inseln führt, die sich gegenseitig überlappen können. Analytische und numerische Rechnungen zu verschiedenen Systemen helikaler Windungen haben gezeigt, daß der maximale Inseldurchmesser auf der q=3 Fläche durch den Abstand Δ zwischen der q=3 und der q=4 Fläche bestimmt ist. Er beträgt (mit $\Delta^2 \approx a \cdot I_p/2cB$) für TEXTOR etwa 7 cm. Die Verwirklichung eines helikalen Divertors dürfte daher technisch nur in einem Fusionsreaktor möglich sein, wo $\Delta \approx 10^2$ cm beträgt.

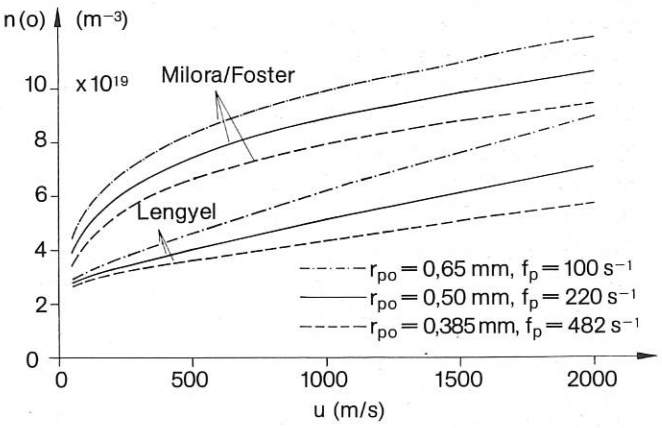


Abb. 3 Teilchennachfüllung mittels Pellets unterschiedlicher Größe. Die Einschußfrequenz f_p ist für jeden der drei Pelletradien r_{po} so gewählt, daß die Teilchenflüsse gleich sind ($5{,}3 \times 10^{21}$ H/sec, entsprechend der zu erwartenden Pumpkapazität). Dargestellt ist die Achsendichte n(0) als Funktion der Pelletgeschwindigkeit u für zwei verschiedene Ablationsmodelle (Milora/Foster und Lengyel). Angenommen ist eine doppelt-parabolische Temperaturverteilung im Plasmakern (mit T(0) = 2000 eV) und eine Temperatur von 50 eV in der Randschicht.

2. Projekt PULSATOR

(S. Sesnic, W. Engelhardt, G. Fußmann, E. Glock, S. v. Goeler**, N. Gottardi**, F. Karger, M. Kick***, O. Klüber*, G. Lisitano, H.-M. Mayer, K. McCormick, D. Meisel, H. Murmann*, N. Ruhs*, F. Wagner*, H.-P. Zehrfeld)*

Das Berichtsjahr 1978 war an Pulsator durch eine Anzahl zukunftsweisender Experimente gekennzeichnet. Trotz des immer fühlbarer werdenden Mangels an technischem Personal und den dadurch bedingten Ausfallzeiten des Experiments konnten folgende wichtige Erfolge erzielt werden:

- Mit Gaseinlaß wurde bei einer Zentraldichte von 10^{14} cm^{-3} ein q am Rande von 2.1 erreicht.
- Der von der neoklassischen Theorie vorausgesagte Effekt der Verunreinigungsanhäufung in der Plasmamitte wurde erstmals an Pulsator nachgewiesen.
- Eine Modulation des Plasmastromes (55 kA) von 36% wurde erzielt, ohne daß das Plasma instabil wurde.
- Die Lithium-Strahl-Quelle konnte in der Stromdichte um einen Faktor 30 und in der Energie um das 4-fache gesteigert und damit die Genauigkeit der Poloidalfeldmessung wesentlich verbessert werden.
- Rechnungen erbrachten wichtige Erkenntnisse über den Einschluß von Runaway-Elektronen sowie über mögliche Bahnen für den eventuellen Einschuß geladener Teilchen ins Plasma.

2.1 Hochdichte-Regime

2.1.1 Entladungen mit niedrigem q(a)

Bereits 1974 war es möglich, am Pulsator stabile Entladungen mit q(a) = 2.1 zu erzeugen, allerdings bei niedrigen Dichten. Im Hochdichteregime lag der typische q(a)-Wert bei 3,5 . . . . 4,5.

Im Berichtsjahr gelang es nun, bei Zentraldichten von etwa 10^{14} cm^{-3} den q(a)-Wert bis 2,1 herabzudrücken (B = 28 kG, I_{pl} = 104 kA). Zur Verbesserung der Reproduzierbarkeit und Reduzierung der runaway-Elektronen-Anzahl wurde der Strom auf 88 kA (q(a) = 2,5) zurückgenommen. Das lieferte stabile thermische Entladungen mit den Werten $\hat{n}_e = 1.1 \times 10^{14}$ cm^{-3}, T_e = 650 eV, T_i = 370 eV, $\beta_p = 0{,}66$, τ_E = 8 ms und Z_{eff} = 2,3.

Dabei ist τ_E/n_e im Bereich q = 2,5 . . . 4 praktisch unabhängig von q. Es konnte festgestellt werden, daß die innere Disruption die Energiebilanz im Zentrum der Entladung viel stärker beeinflußt als bei größeren q(a): Der Radius der q = 1-Fläche liegt bei 3.8 cm. Die Sägezahnmodulation der Elektronentemperatur liegt bei 20%, die der Elektronendichte bei 2.5%. Anders als bei größeren q ist die Sägezahnmodulation auch in der Ringspannung, dem Positionssignal und dem Neutralteilchenfluß zu erkennen.

Als Folge des erhöhten Transports sind die Temperatur- und Dichteprofile in der Mitte flach und am Rand entsprechend steiler. Damit erklärt sich, daß die Erhöhung des Stromes keine Verringerung der Gesamtverluste zur Folge hat.

2.1.2 Anhäufung von Verunreinigungen

Die Untersuchung der Verunreinigungsdiffusion bei niedrigen Dichten ergab, daß die totale Konzentration der Verunreinigungen wegen der hohen anomalen Diffusion unabhängig vom Plasmaradius sein sollte (s. Jahresbericht IPP 1977). Im Hochdichteregime von Pulsator wird dagegen sehr wahrscheinlich der anomale Diffusionskoeffizient reduziert ($\tau_E \sim n_e$), während gleichzeitig die neoklassischen Koeffizienten proportional zur Dichte anwachsen. Damit erscheint es nicht ausgeschlossen, daß in diesem Dichtebereich die von der neoklassischen Theorie vorhergesagte Anhäufung von Verunreinigungen im Zentrum der Entladung experimentell beobachet werden kann. In der Tat zeigen Messungen der weichen Röntgenstrahlung, wie sie durch Verunreinigungen erzeugt wird, gegen Ende von Entladungen hoher Dichte ein starkes Anwachsen der Emission aus dem Plasmazentrum, während in den Randbereichen die Strahlung abnimmt (Abb. 4). Dieses Phänomen kann nicht durch eine Konzentrierung der Elektronentemperatur erklärt werden, da die Thomsonstreuung eher ein Abflachen der Temperaturprofile zeigt (Abb. 5). Nach Entabelung der Intensitätsprofile und unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Röntgendiodensignale erhält man eine Verteilung der Targetdichte $n_T(r)$ bei 90 msec bezogen

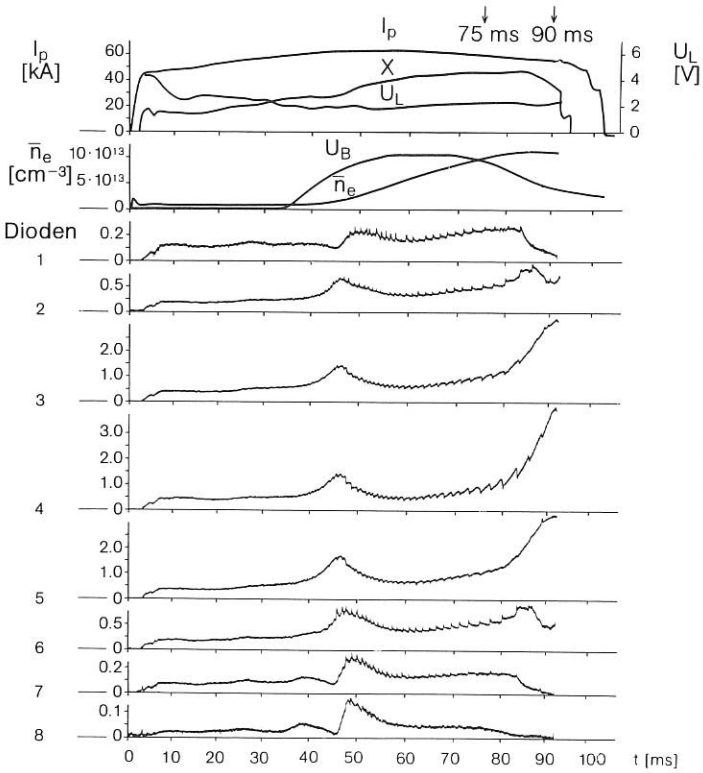


Abb. 4 Oszillogramme von Plasmastrom I_p, Ringspannung U_L, Positionssignal X, Liniendichte $\bar{n}_e$, Wasserstoff-Fluß U_B und Diodensignale (4 = Mitte)

*) Projekt ASDEX
**) Gastforscher
***) Projekt W VII A

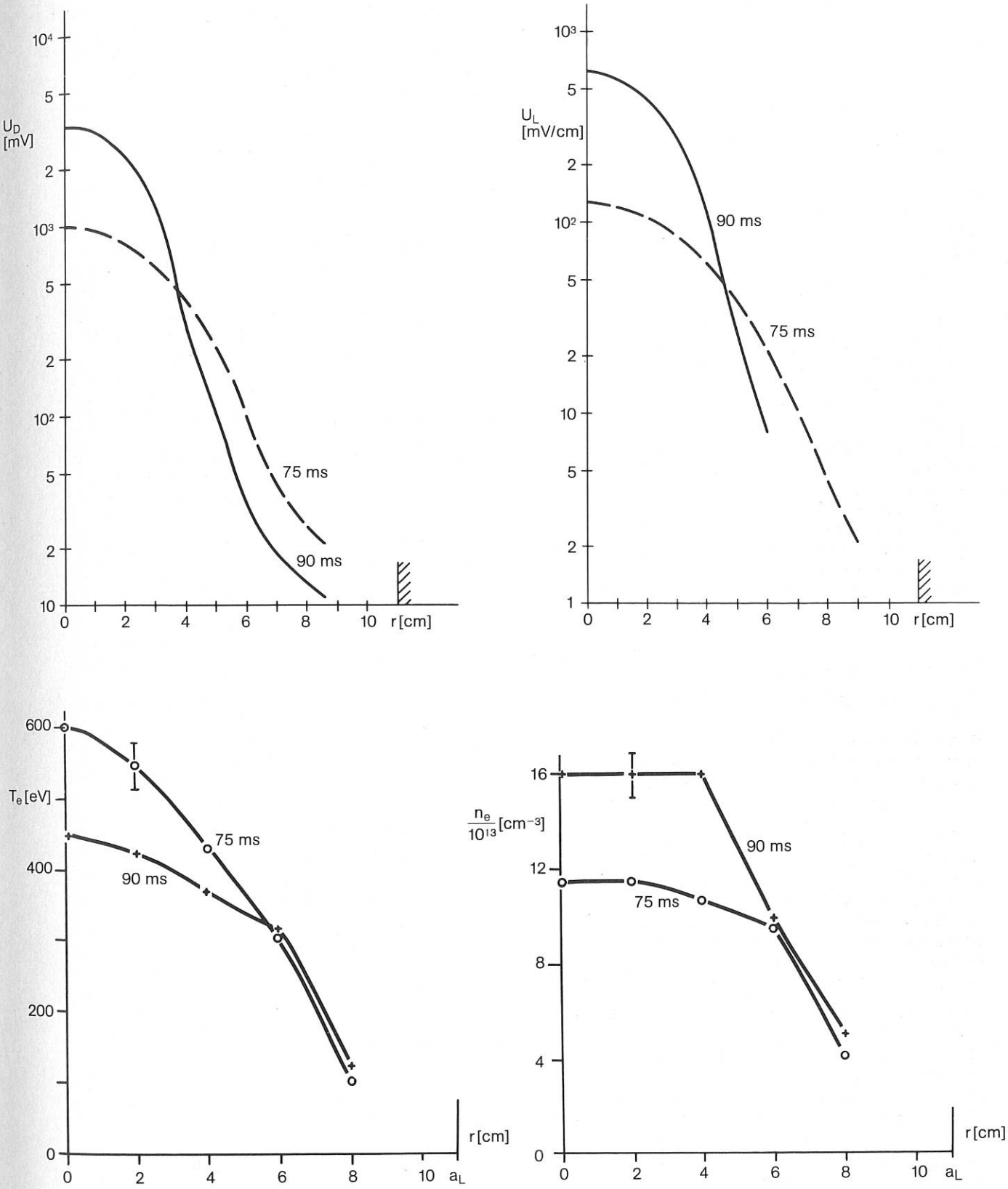


Abb. 5 Radiale Profile bei 75 und 90 ms:
a) Gemessenes Diodensignal U_D
b) Entabeltes Diodensignal U_L
c) Elektronentemperatur T_e
d) Elektronendichte n_e

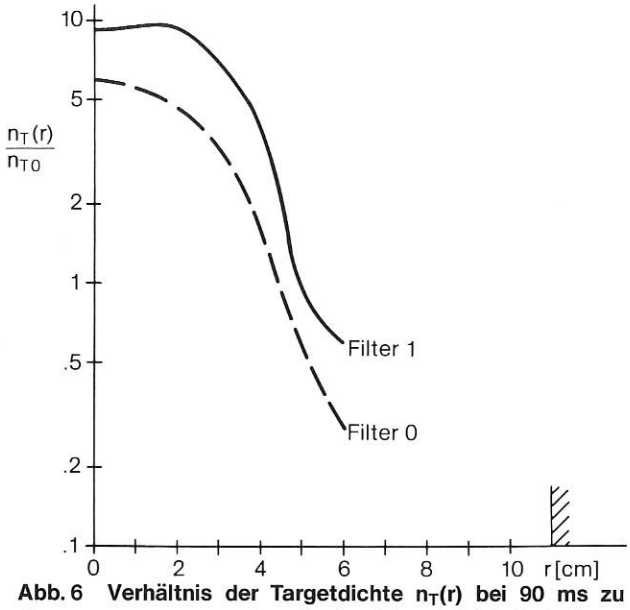


Abb. 6 Verhältnis der Targetdichte $n_T(r)$ bei 90 ms zu einer angenommenen konstanten Targetdichte bei 75 ms (Parameter: Be-Filterdicke)

auf deren Verteilung n_T bei 75 msec gemäß Abb. 6. Die „Filter 0"-Kurve wurde aus einer Messung gewonnen, bei der die Röntgenintensität durch eine 25 μ-Be-Folie geschwächt wurde, so daß die Signale durch Eisenlinien bei etwa 1.1 keV dominiert waren. Die „Filter 1"-Kurve geht auf eine Messung mit einer 50 μ-Be-Folie zurück, bei der die Eisenlinien absorbiert werden und die Strahlung durch das Rekombinationskontinuum dominiert wird. Beide Messungen zeigen befriedigende Übereinstimmung und weisen auf eine Anhäufung der Dichte der schweren Verunreinigungen um mindestens einen Faktor 3 im Zentrum und eine Verdünnung um einen Faktor 2–3 im Außenbereich bei 6 cm hin.

Dieser Anhäufungseffekt spielt sich innerhalb 6–10 msec ab, wobei nicht klar ist, weshalb er plötzlich auftritt, obwohl sich Dichte und Temperatur zu diesem Zeitpunkt kaum ändern. Eine Erklärung könnte darin bestehen, daß das Plasma wegen einer Veränderung der Randbedingungen ein neues Diffusionsgleichgewicht aufsucht. Experimentell wird diese Vermutung dadurch gestützt, daß eine nur um wenige Prozent erhöhte Zufuhr von Wasserstoff den Akkumulationseffekt verhindert. Dies trifft sogar zu, wenn Krypton statt Wasserstoff gegen Ende der Entladung ins Entladungsgefäß eingelassen wird. Krypton dringt nicht bis ins Plasmazentrum vor, womit gezeigt wird, daß das beobachtete Anwachsen der Röntgenemission tatsächlich auf eine Umorientierung der Verunreinigungen im Innern des Plasmas zurückgeht und nicht auf ein plötzliches Einströmen von Verunreinigungen von außen.

Die Anhäufung der Verunreinigungen im Zentrum hat negative Folgen für die Stabilität des Plasmas, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird. Aus vorläufigen Messungen geht hervor, daß die geschilderte Anhäufung schon bei mittleren Elektronendichten von 4×10^{13} cm^{-3} (8×10^{13} cm^{-3} Zentraldichte) auftreten kann, wenn die Gaszufuhr nicht schnell genug erfolgt.

2.1.3 Stabilität des Hochdichteregimes

2.1.3.1 Dichtelimit

Die Experimente im Hochdichteregime von Pulsator haben eine scharfe Grenze für die erreichbare Dichte gezeigt. Sie liegt bei 1.2×10^{14} cm^{-3} integraler Liniendichte. Zur Auffindung der Ursache dieser Dichtegrenze bzw. der Disruption, die die Dichte begrenzt, wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt, die jedoch noch nicht abgeschlossen sind.

Eine Erklärung ist, daß ein bestimmter Gradient des Stromprofils an der Stelle $q=2$ nicht überschritten werden darf, andernfalls führt das zu starke Anwachsen der $m=2$, $n=1$-tearing-mode zur Disruption. Folgende Ergebnisse sind damit verträglich:

a) Bei der Verunreinigungsanhäufung wurde gezeigt, daß diese zu einer Abflachung des Stromdichteprofils in der Mitte der Entladung führt. Da der Gesamtstrom konstant bleibt, muß der Gradient des Stromprofils im Außenbereich ansteigen. Entladungen, die den Verunreinigungsanhäufungseffekt aufweisen, zeigen eine schnell anwachsende $m=2$-Mode und werden nach kurzer Zeit instabil.

b) Die Sägezahnaktivität bei normalen Entladungen führt zu einer periodischen Abflachung des Stromdichteprofils. Hier findet man ebenfalls (vor allem gegen Ende der Entladung bei niedrigem q(a)), daß die $m=2$-Mode unmittelbar nach der internen Disruption (Abflachung!) anwächst. Bei 75% der Entladungen setzt deshalb die Disruption im ersten Viertel des ansteigenden Sägezahnes ein.

c) Bei Entladungen mit niedrigem q(a) mit ihrem flachen Stromprofil (vgl. 2.1.1) sind die erreichbaren Dichten niedriger als bei Entladungen mit $q(a)=3{,}5$.

Dabei ist zu beachten, daß eine Abflachung des Stromprofils mit daraus resultierender Aufsteilung an der $q=2$-Fläche nicht notwendig eine Disruption zur Folge hat. Vielmehr muß offenbar das Stromprofil schon marginal instabil sein, was durch Kühlung in den Randzonen außerhalb der $q=2$-Fläche aufgrund von Verunreinigungen geschehen kann. Die Randkühlung ist bei hoher Dichte verstärkt und könnte die scharfe Dichtegrenze erklären. T_e-Profil-Messungen zu verschiedenen Zeiten unmittelbar vor der Disruption zeigen sowohl bei hoher Dichte und einströmendem H_2 als auch bei niedriger Dichte und einströmendem Ne als künstlicher Verunreinigung die Tendenz zu dem gleichen zugespitzten Profil.

2.1.3.2 NF-Modulation des Plasmastromes

Um die Randzonen zu heizen, wurde Ende 1978 begonnen, dem normalen Plasmastrompuls eine Wechselstromkomponente im NF-Bereich zu überlagern.

Dazu wurde primärseitig auf den OH-Trafo ein Schwingkreis geschaltet, der zu dem normalen Plasmastrom eine gedämpfte Schwingung ($f=300 \ldots 800$ Hz) addiert. Bei einer maximalen Amplitude von 19 kA waren Anzeichen einer Temperaturerhöhung in den Randzonen bisher nur bei sehr geringer Dichte fest-

stellbar. Daß aber kleine Profiländerungen stattfinden, wird durch das Verschwinden der Sägezähne angedeutet.

Viel drastischer dürfte jedoch der direkte Einfluß auf das Stromprofil sein. Die Wechselstromkomponente dringt aufgrund des Skineffekts je nach Frequenz verschieden tief in das Plasma ein. Die Lage des Maximums des Störstromprofils ist durch die Frequenz und das Leitfähigkeitsprofil gegeben. In Abb. 7 sind für realistische Pulsatorprofile, 36% Modulation (20 kA_{sp} bei 55 kA Plasmastrom) und 400 Hz die Enveloppen der Stromprofile für die positive und negative Halbwelle berechnet. Die Modulationsstärke ist durch Anwachsen von m=2-Moden und darauffolgende Disruption begrenzt; bei niedriger Frequenz (300 Hz) läßt sich eine höhere Modulation erreichen als bei höherer Frequenz (800 Hz).

Das überraschende und noch nicht geklärte Ergebnis dieser sehr vorläufigen Untersuchung ist, daß sehr drastische Veränderungen im Stromprofil (Abb. 7) noch nicht zum Abbruch führen, während theoretisch viel kleinere Änderungen für den Abbruch verantwortlich gemacht werden. Auf alle Fälle hat man mit der NF-Überlagerung des Plasmastromes ein Instrument in der Hand, mit dem man ähnlich wie mit resonanten helikalen Feldern lokal das Plasma und das Stromprofil beeinflussen kann.

2.1.3.3 Untersuchung der m=1, n=1-Oszillation

1978 konnten erstmals nicht nur die Sägezahn-Oszillation, sondern auch die interne m=1, n=1-Mode in der Interferometerdichte identifiziert werden. Sie verursacht eine Modulation des Dichtesignals von ca. 2%.

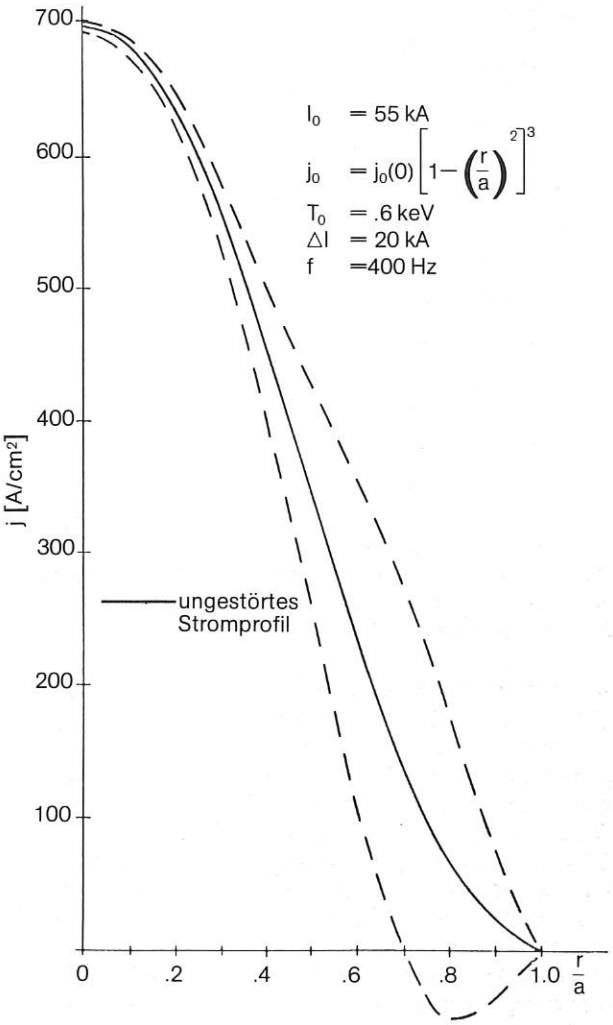


Abb. 7 Berechnete Stromprofile mit NF-Modulation

2.2 Resonante helikale Felder

2.2.1 Heizversuch mit m=2, n=1-Windung

Die Bildung von Inseln auf rationalen Flächen durch von außen angelegte resonante helikale Felder erfolgt resistiv. Deshalb war schon 1974 bei der Auffindung der lokalen Beeinflußbarkeit des Tokamakplasmas mittels helikaler Resonanz im Pulsator die Möglichkeit einer gezielten Heizung vorausgesagt worden. 1978 wurde diese Möglichkeit von Bonedal und Canobbio (IAEA Konferenz Innsbruck 1978) theoretisch untersucht mit dem Ergebnis, daß vor allem die m=1, n=1-Mode bei dieser Heizung im NF-Bereich effektiv sein sollte.

In Pulsator wäre jedoch nur die m=2, n=1-Windung geeignet, einen derartigen Heizmechanismus nachzuprüfen, da nur diese innerhalb der Cu-Schale liegt. Probeweise wurde deshalb im Frequenzbereich 300 . . . 900 Hz nach einem Heizeffekt gesucht. Es konnte jedoch keine Temperaturerhöhung nachgewiesen werden, da die Experimentiermöglichkeiten bei Pulsator stark eingeschränkt sind: Bei niedrigen Frequenzen ist der helikale Strom durch das Einsetzen der Disruption begrenzt. Bei hohen Frequenzen (> 1 kHz) wird die Effektivität durch die Spiegelströme in der Cu-Schale stark herabgesetzt und der helikale Strom ist durch die maximal anlegbare Spannung an den helikalen Windungen limitert.

Deshalb kann erst eine Apparatur ohne Cu-Schale mit m=1, n=1-Windungen Aufschluß über die Wirksamkeit dieser Heizmethode geben.

2.2.2 Experimente mit m=1, n=1-Windung

Zur Untersuchung eines eventuellen resonanten Einflusses auf die q=1-Fläche wurde Pulsator 1977 mit einer äußeren m=1, n=1-Windung versehen. Da die Innenseite wegen des Transformatorkerns nicht zugänglich ist, kann die helikale Windung nur etwa ¾ des kleinen Umfangs bedecken (Abb. 8). Rechnungen mit Feldlinienverfolgungsprogramm zeigen, daß eine genügend große Insel auf der q=1-Fläche mit den zur Verfügung stehenden Strömen in der helikalen Windung erzeugt werden kann (Abb. 9).

Aufgrund der Toroidizität und der nicht idealen Struktur der Helix werden jedoch in beträchtlichem Maße harmonische Inseln auf anderen rationalen Flächen (vor allem q=2, Abb. 9) gebildet. Im Experiment wird

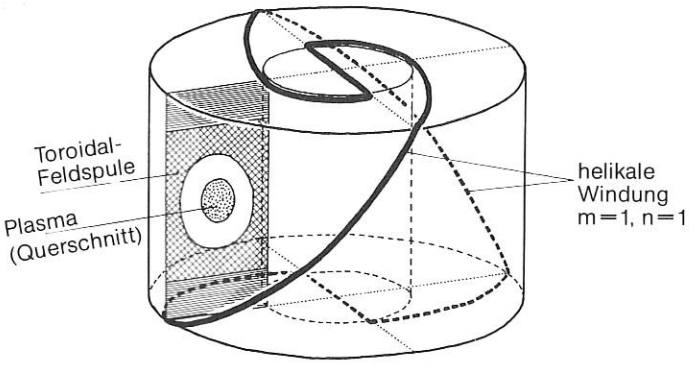


Abb. 8 Schematische Ansicht der angenäherten m = 1, n = 1-Windung an Pulsator

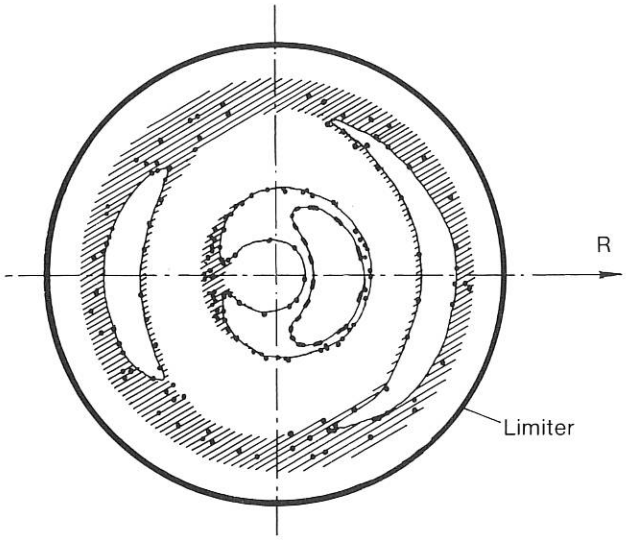


Abb. 9 Berechnete Inseln auf der q = 1- und q = 2-Fläche bei Anlegen des m = 1, n = 1-Feldes

man deshalb Effekte auf der q=1- und q=2-Fläche erwarten. Um genügend Zeit für das Eindringen zu gewährleisten, wurde das helikale Feld 50 ms vor dem Beginn der Entladung gezündet und für die gesamte Entladungsdauer praktisch konstant gehalten.

Der Effekt der Inseln auf der q=2-Fläche war ähnlich dem mit m=2, n=1-Feldern erhaltenen: Bei kleinen helikalen Strömen (ab etwa 3 kA in der m=1-Windung bei einem Plasmastrom von 70 kA) beobachtet man eine Reduzierung der Amplituden der m=2-Mode, während hohe helikale Ströme (> 10 kA) eine Disruption zur Folge haben.

Ein Effekt, der von der q=1-Insel herrühren könnte, ließ sich nur bei niedriger Dichte ($\sim 3 \times 10^{13}$ cm^{-3}) beobachten. Die regelmäßigen internen Disruptions, die ohne helikales Feld in den weichen Röntgenstrahlen sichtbar sind, werden bei Anlegen des helikalen Feldes unterdrückt und durch unregelmäßige höherfrequente Fluktuationen ersetzt. Möglicherweise verhindert in diesem Fall der erhöhte Transport über die stationäre Insel die Ausbildung von internen Disruptions. Der Resonanzcharakter dieser Phänomene wird dadurch bewiesen, daß sie bei Umpolung des toroidalen Magnetfeldes nicht auftreten. Es ist noch nicht klar, warum bei hohen Dichten keine Effekte auf der q=1-Fläche beobachtet werden können. Allerdings ist durch das Einsetzen der Disruption bei hinreichender Größe der q=2-Insel der Strom in der Helix sehr begrenzt. Die Tatsache, daß man diese Grenze durch Betrieb der m=2, n=1-Windung mit um 90° gedrehten q=2-Inseln etwas weiter hinausschieben kann, beweist, daß die Grenze durch die Erzeugung von harmonischen Inseln gegeben ist.

Man wird somit erst bei Benutzung einer idealen m=1, n=1-Wicklung das volle helikale m=1, n=1-Feld ausfahren können, um einen Effekt festzustellen.

2.3 Runaway-Elektronen

In der am Pulsatorlimiter freigesetzten harten Röntgenstrahlung treten charakteristische Modulationen auf. Es wurden Strahlungsbursts (äußere Abbrüche), Sägezahnmodulationen (innere Abbrüche) und Oszillationen (m=2-Mode) festgestellt. Zur Deutung dieser Beobachtungen, die im einzelnen noch nicht abgeschlossen ist, wurde die Bewegung von Runaway-Elektronen im Tokamak einer genaueren theoretischen Untersuchung unterzogen.

2.3.1 Bewegung im Impulsraum

Es wurde der rudimentäre Einfluß der Coulombstöße auf den Beschleunigungsvorgang untersucht. Es zeigt sich, daß in Abhängigkeit vom Runawayparameter $\alpha = 4\pi e^3 n_e \ln\Lambda / m_o c^2 E$ und der effektiven Ladungszahl Z_{eff}, die kritische Energie für Runaway-Verhalten durch $T_k \gtrsim \alpha \sqrt{Z_{eff} + Z}\, m_o c^2/2$ gegeben ist ($\alpha \ll 1$). Für den Mittelwert des Verhältnisses der Impulskomponenten parallel und senkrecht zum magnetischen Feld ergibt sich $\langle p_\perp/p_\parallel \rangle = [2\alpha(Z_{eff}+1)\, m_o c/p]^{1/2} \ll 1$. Für die Entladungen im Pulsator mit niedriger Dichte ($n_e = 3 \times 10^{13}$ cm^{-3}, $Z_{eff} = 5$) erhält man die folgenden Werte: $\alpha = 0{,}05$, $T_k = 34$ keV und $\langle p_\perp/p_\parallel \rangle = 0{,}24$ (für 5 MeV-Teilchen). Falls $\alpha \gtrsim 1$, sind relativistische Effekte wesentlich. Unter diesen Umständen findet keine Runawayproduktion mehr statt und hochenergetische Elektronen werden rethermalisiert. Bei den Hochdichteentladungen im Pulsator werden diese Verhältnisse zwar noch nicht erreicht ($\alpha \approx 0{,}25$), doch ergeben sich schon erhebliche Abweichungen (30–50%) in der Endenergie von der stoßfreien Beschleunigung.

2.3.2 Zeitabhängigkeit der Driftflächen

Die Kenntnis der zeitabhängigen Bewegung der Teilchen im Torus ist von größter Wichtigkeit, da vom Experiment her gewöhnlich nur über den Entstehungsort der Runaways eine Aussage gemacht werden kann. Um die Bahn der Teilchen nach 10^5–10^7 toroidalen Umläufen berechnen zu können, wurde, ausgehend von der relativistischen Guiding-Center-Gleichung, eine adiabatische Invariante abgeleitet. Die Rechnungen berücksichtigen auch die Toruskrümmung sowie Strom- und Druckverteilung im Plasma. Für spitze Stromverteilungen existieren Driftflächenseparatrices im Innern des Plasmas, die eine maximale Einschlußenergie der Teilchen bedingen ($\approx$ 32 MeV in Pulsator).

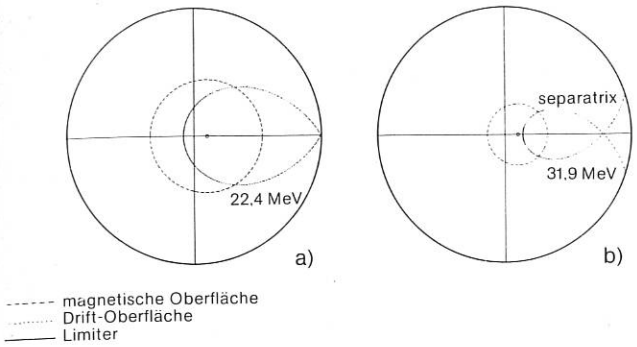


Abb. 10 Driftflächen von runaway-Elektronen in Pulsator

Runaway-Driftflächen für 22,4 MeV- und 31,9 MeV-Elektronen sind in den Abb. 10a und 10b für ein parabolisches Druckprofil und ein stark zugespitztes Stromprofil dargestellt. Die Ursprungsorte der Teilchen liegen auf den ebenfalls eingezeichneten magnetischen Flächen.

2.3.3 Einfluß helikaler Felder auf die Driftflächen

Die in den Experimenten zu beobachtende MHD-Modenaktivität führt zu einer komplizierten Topologie der magnetischen Flächen. Es bilden sich sowohl magnetische Inseln wie auch ergodisierte magnetische Bereiche aus. Der Frage, inwieweit diese Erscheinungen den radialen Transport der Runaway-Elektronen beeinflussen, wurde mit Hilfe von Code-Rechnungen nachgegangen. Hierbei wurden die helikalen Störfelder durch eine partielle m=1-Helix außerhalb des Torus (Abb. 8) simuliert. Ein typisches Ergebnis ist in Abb. 11a dargestellt. Die Abbildung zeigt die Durchstoßpunkte von 11 magnetischen Feldlinien (Startpunkte durch Pfeile markiert) durch eine Querschnittsebene des Plasmas, wobei jede Feldlinie über 200 Torusumläufe verfolgt wurde. Die magnetischen Inseln auf den q=1, 2, 3-Flächen treten deutlich in Erscheinung, während im Bereich $1 < q < 2$ eine stochastische Streuung (Ergodisierung) der Punkte zu beobachten ist. Runawaybahnen für 1 MeV-Teilchen, die für diese Magnetfeldkonfiguration berechnet wurden, zeigen ebenfalls Inselstrukturen (Abb. 11b, 10 Anfangspunkte, 100 Umläufe). Im übrigen ist jedoch bei den Bahnkurven die Ergodisierung weitgehend unterdrückt, was in einer stark reduzierten radialen Streuung der Punkte zum Ausdruck kommt. Bei stärkeren Störfeldern oder wesentlich kleineren bzw. höheren Teilchenenergien sind jedoch auch bei den Bahnkurven Ergodisierungserscheinungen zu beobachten. Ähnliche Effekte können bei den Feldlinien durch Überlagerung eines zusätzlichen Vertikalfeldes hervorgerufen werden.

2.4 Lithium-Strahl-Diagnostik

Durch Messung der Drehung der Polarisationsrichtung der π-Komponente der Zeeman-aufgespaltenen, stoßinduzierten Lithium-Resonanzlinie wird das poloidale Magnetfeld lokal bestimmt. Die Entwicklung einer neuen Lithium-Ionen-Quelle war Anfang des Jahres soweit abgeschlossen, daß sie im Einschußsystem des neutralen Lithium-Strahles an Pulsator eingesetzt werden konnte. Diese Quelle liefert in einem Abstand von 130 cm, was dem Abstand von der Torus-Seele bei Pulsator entspricht, eine Neutralteilchenintensität äquivalent ca. 300 μA/cm² mit einer Halbwertsbreite von 8 mm bei einer Strahlenenergie von 25 keV (die 1977 benutzte Quelle lieferte im Vergleich dazu Intensitäten von ca. 10 μA/cm² mit einer Halbwertsbreite von 2 cm bei einer Energie von 6 keV).

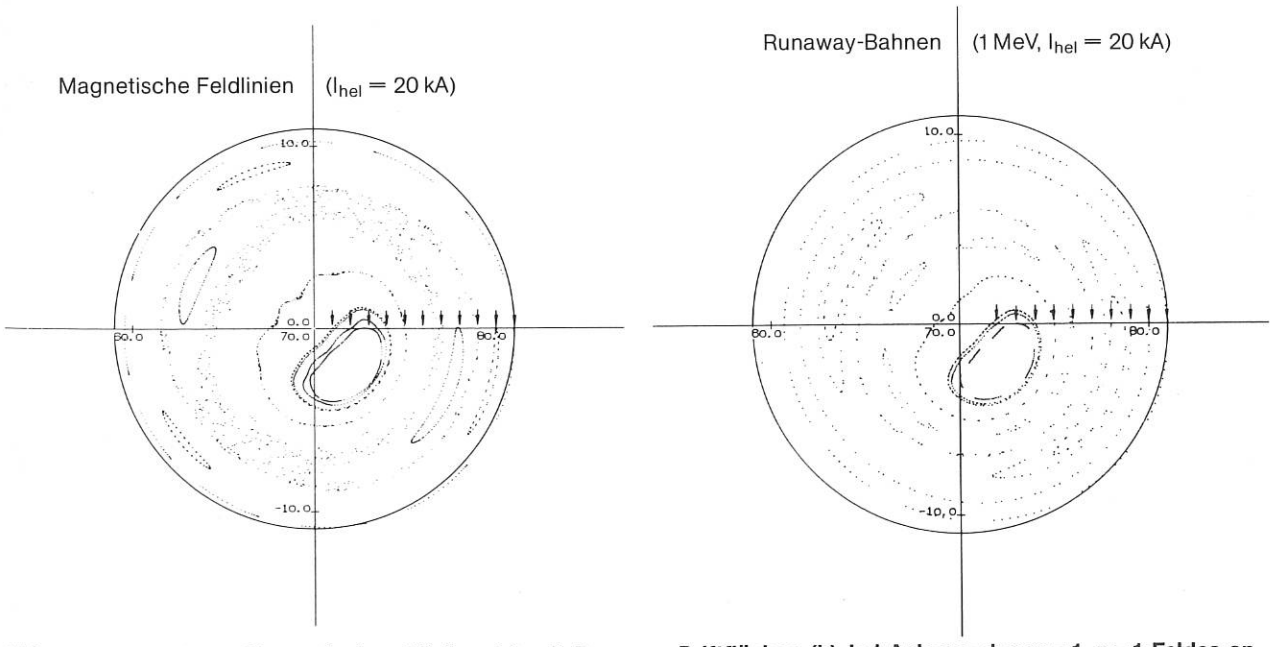


Abb. 11: Vergleich von Magnetischen Flächen (a) mit Runaway-Driftflächen (b) bei Anlegen des m = 1, n = 1-Feldes an Pulsator

Zusammen mit Verbesserungen im optischen Detektionssystem konnte damit die Größe des direkten Meßsignals, der Photonenzahl, um eine Größenordnung gesteigert werden, wodurch sich sowohl die Meßfehler bei der Bestimmung des Drehwinkels des Magnetfeldes B_p/B_T als auch die zeitliche Auflösung verbessern ließen.

Abbildung 12 zeigt den experimentell bestimmten Drehwinkel des Magnetfeldes B_p/B_T als Funktion des Radius für den Zeitpunkt t = 60 msec nach Beginn der Entladung. Es wurde eine Integrationszeit von 3 msec gewählt. Die B_p/B_T-Kurven in Abb. 12 werden unter Annahme neoklassischer Leitfähigkeit für die oben angegebenen Z_{eff}-Verteilungen berechnet. Dabei wurde ein Bestfit an die gemessenen T_e-Profile zugrunde gelegt. Die Rechnung für Z_{eff} = const. stimmt am besten mit den Meßwerten überein, jedoch lassen sich im Rahmen der noch vorhandenen Meßfehler andere Z_{eff}-Verteilungen nicht eindeutig ausschließen. Die größeren Unsicherheiten ergeben sich jedoch dabei aus den Meßfehlern der T_e-Profile, deren genaue Kenntnis aber Voraussetzung für eine detaillierte Aussage über die Verteilung von Z_{eff} ist.

Die ebenfalls in Abb. 12 gezeigte Verteilung von q in Abhängigkeit vom Radius wurde aus der hier nicht gezeigten, an die Meßpunkte angepaßten B_p/B_T-Kurve berechnet.

Die Lithium-Ionen-Quelle wurde bezüglich höherer Intensitäten und größerer Strahlenenergien weiterentwickelt, um einerseits die Meßgenauigkeit zu verbessern und andererseits das Eindringen des Li-Strahls in Plasmen höherer Dichten zu ermöglichen. Derzeit sind bei 60 keV-Strahlenenergie Intensitäten von mehr als 2 mA/cm² bei Halbwertsbreiten von ca. 6 mm erreicht worden. Eine Anlage, die Energien von 120 keV erlaubt, ist im Bau.

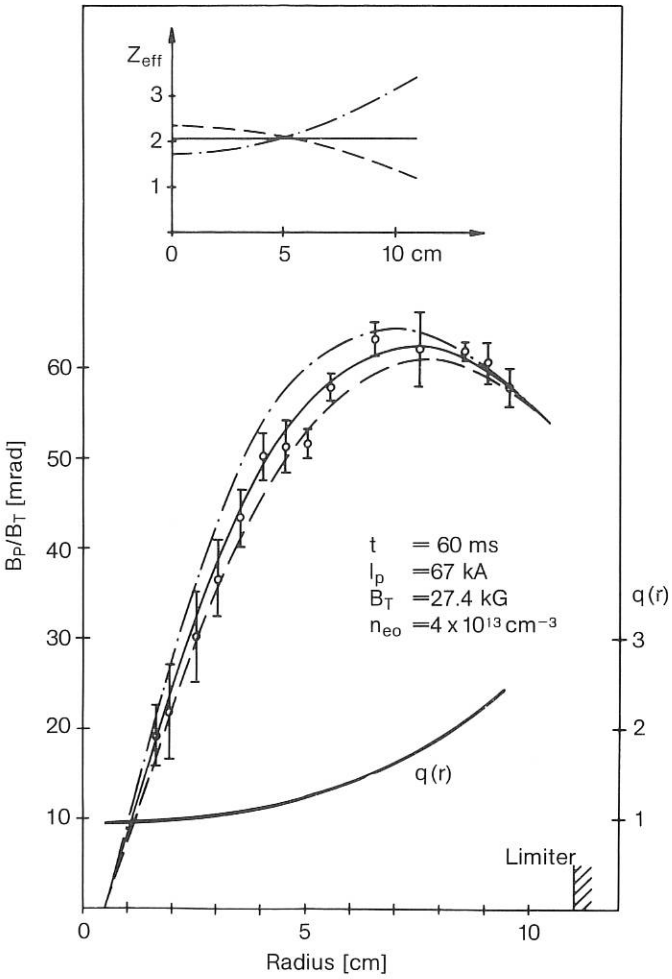


Abb. 12 Vergleich von gemessener und berechneter Poloidalfeldverteilung

2.5 Limiter

2.5.1 Harte Röntgenstrahlung

Ziel der Untersuchung ist die Zuordnung der modulierten Bremsstrahlung (s. 2.3 Runaway-Elektronen) zu einzelnen Stellen des Limiterumfangs. In Vorversuchen konnten während einzelner Schüsse über wenige cm am Limiterumfang Intensitätsunterschiede von mehreren Größenordnungen gefunden werden. Diese Messung ist auf ein enges Härte- und Intensitätsgebiet beschränkt. Bei zu großer Energie (vor allem am Ende der Entladung bei der Disruption) tritt in der gesamten Umgebung diffuse Streustrahlung auf, die eine Lokalisierung der Quelle nicht zuläßt. Die Zeitauflösung ist begrenzt durch die kleine Impulsfolge am Szintillator, muß aber mindestens die Modenfrequenz erkennen lassen. Dies wurde bei einem Kanal durch analoge Faltung der Signale mit einem einstellbaren Intervall (Impulskonvolver) erreicht. Die Impulskonvolver für die übrigen Kanäle sind im Bau.

2.5.2 Oberflächenuntersuchung

Bei einem nach ca. 5000 Entladungen ausgebauten Limiter wurden in ca. 10^4 Mikroskopeinstellungen die Molybdänsegmente untersucht. Durch Vergleich mit der Wirkung von Elektronenstrahlschweißung konnte zwischen Schmelzstellen, verursacht durch Runaway-Elektronen und Spuren hervorgerufen von unipolaren Bögen unterschieden werden.

2.6 Elektronik

Neben der Unterstützung des laufenden Meßbetriebes und der Betreuung verschiedener Diagnostiken an Pulsator wurde das 1,2 Mbyte-Memory-System fertiggestellt. Es hat sich seit seiner Inbetriebnahme bereits bei verschiedensten Untersuchungen von Plasmaoszillationen und Abbrüchen bestens bewährt. Für die Triggerbank, die Experiment-Uhr, die Thomson-Streuung und die Lithiumstrahldiagnostik wurden ebenfalls neue Schaltungen entworfen und gefertigt.

3. JET – Joint European Torus

(G. Duesing[1]), D. Eckhartt[2]), B. J. Green[3]), G. Mannhart[4]), R. Pöhlchen[5]), B. Streibl[6]), D. Zimmermann[7]))

Am 31. 5. 1978 wurde die Satzung des „JET – Joint Undertaking" samt Rahmenplan für den zukünftigen Finanz- und Personalbedarf vom zuständigen EG-Ministerrat angenommen. Dadurch waren die formalen Grundlagen für die Erstellung des JET-Projektes geschaffen, das nunmehr seinen eigenen juristischen Status als „Joint Undertaking" besitzt, was – insbesondere – den personellen Aufbau des Teams ermöglicht. Um den spezifischen Anforderungen der nunmehr beginnenden Aufbauphase besser gerecht zu werden, wurde das Team reorganisiert und eine Umverteilung der vorgegebenen Aufgabenstellungen durchgeführt. Zugleich wurde eine Straffung der bisherigen Zeitpläne eingeleitet, mit dem erklärten Ziel, das Experiment bis Ende 1982 in Betrieb zu nehmen. Dies wird bei einigen Komponenten dazu führen, daß die Prototyp-Phase mitsamt Tests umgestaltet bzw. übersprungen werden muß. Im Hinblick auf die erfolgreiche Demonstration der Zusatzheizung eines Plasmas durch energiereiche Neutralatome (PLT in Princeton) wird eine Erhöhung der Neutralstrahl-Heizleistung bereits für die erste Experimentierphase ins Auge gefaßt, was durch ein zeitliches Vorziehen der erweiterten Betriebsart („extended performance") ermöglicht werden könnte.

Die baulichen Maßnahmen wurden eingeleitet und nach internationaler Ausschreibung ein schottisches Architekturbüro für Industriebauten zur Planung und technischen Aufsicht der zu errichtenden Gebäude verpflichtet. In Absprache mit dem Culham-Laboratorium wurde die Bauplanung begonnen und den lokalen Behörden zur Genehmigung eingereicht. Zwei Typen von Gebäuden sind vorgesehen: Ein Komplex für Büroräume, Labors, Werkstätten und die Rechenanlage sowie die JET-spezifische Laborhalle zur Aufnahme des Experiments unter Berücksichtigung der späteren radioaktiven Betriebsphase. Für die Erstellung des Büro- und Werkstattkomplexes sind zwei Jahre vorgesehen. In der Zwischenzeit wird ein Teil des Teams in Behelfsbauten untergebracht, Laborräume müssen von Culham gemietet werden.

Das Genehmigungsverfahren für den Umgang mit Tritium und radioaktiv verseuchten Maschinen- und Gebäudeteilen wird vom Gastgeberlabor Culham unter Hinzuziehung von Experten aus der britischen Atomenergiebehörde betrieben. Der Umgang mit Tritiummengen bis zu 3 Gramm erscheint ohne weiteres möglich, größere Vorräte können in dem nur wenige Kilometer entfernten Harwell bereitgehalten werden.

Eine bedeutsame Entscheidung für die elektrische Energieversorgung des Experiments wurde getroffen: Man wählte das Angebot einer britischen Firma für zwei Schwungradgeneratoren mit je 400 MW max. Leistung und 2.6 GJ abzugebender Energie. Es handelt sich dabei um „Langsamläufer" in vertikaler Aufstellung, wie sie für Speicherkraftwerke gebaut werden. Dabei wurde vereinbart, die Konstruktionsprinzipien einiger besonders kritisch beanspruchter Generatorbauteile unter aktiver Teilnahme von JET-Ingenieuren nochmals eingehend zu überprüfen.

Mit der Konsolidierung des Projekts waren die Voraussetzungen geschaffen, um die Arbeiten an den Prototypen der bereits an die Industrie vergebenen Komponenten des Experiments zu intensivieren – soweit es der immer noch unzureichende Personalstand des JET-Teams zuließ. Gegen Ende des Berichtsjahres wurde der Prototyp eines der 32 starren Sektoren des Vakuumgefäßes fertiggestellt. An diesem Prototyp sollten die Fertigungsverfahren der komplizierten Schweißkonstruktionen und der mögliche Verzug beim Spannungsfreiglühen untersucht werden. Ebenso wurde der Prototyp der Kompensatoren für das Vakuumgefäß gebaut, bestehend aus zwei übereinanderliegenden dünnwandigen „Federkörpern", die mit gemeinsamen Endflanschen verschweißt sind. Beide Prototypen werden nun zu einer Versuchsanlage zusammengeklammert, an der die Strömungsverhältnisse für den Gasdurchfluß beim Ausheizen untersucht werden.

Mit dem Bau eines Prototyp-Oktanten des Vakuumgefäßes bestehend aus drei plus zwei halben starren Sektoren und vier Kompensatoren, wird begonnen. Nach der Festlegung neuer Einblickstutzen (in vertikaler Richtung) sind einige konstruktive Änderungen erforderlich geworden.

Eine Analyse der mechanischen Spannungen, die im Vakuumgefäß als Folge einer „disruptiven Plasma-Instabilität" auftreten können, wurde durchgeführt.

Der Prototyp der Hauptfeldspulen wurde fertiggestellt, wobei es sich herausstellte, daß der zeitliche Aufwand wegen der komplizierten Konstruktionen größer ist als ursprünglich angenommen. Die Serienproduktion der Hauptfeldspulen wurde freigegeben.

Fertigungsaufträge für den überwiegenden Teil der Ringspulen des poloidalen Feldsystems wurden vergeben. Dieses poloidale Spulensystem enthält die „inneren" Spulen des OH-Transformators sowie die „äußeren" Spulen zur Aufrechterhaltung der Lage- und Formstabilität des stromführenden Plasmaringes.

Die mechanische Stützstruktur wird in mehreren Teilen gebaut. Die äußeren Schalen werden in getrennten Aufträgen hergestellt und anschließend mechanisch so bearbeitet, daß sie zusammenmontiert werden können. Für den inneren Stützzylinder liegen Fertigungsangebote aus der Industrie vor.

An der Definition des zentralen Steuerungs- und Datenerfassungssystems („Codas") wurde weitergearbeitet. Hier sollen u. a. die Daten zur Charakterisierung des Betriebszustandes der Maschine zusammengefaßt und verarbeitet werden. Bei den zur Spezifikation dieser Daten erforderlichen Arbeiten macht sich der bisher unzureichende Personalstand des Teams besonders unangenehm bemerkbar.

---

[1]) Plasma Systems Division, ab 1. 9. 78; [2]) Plasma Systems Division, bis 31. 10. 78; [3]) Directorate of the Scientific and Technical Department; [4]) Site and Buildings Division; [5]) Magnet Systems Division; [6]) Plasma Systems Division, bis 15. 7. 78; [7]) Control and Data Acquisition Systems Division, bis 30. 4. 78.

Bereich Theorie

(Prof. Dr. Dieter Pfirsch)

Die Frage des erzielbaren β-Wertes spielt für Fusionsreaktoren eine entscheidende Rolle. Im Hinblick darauf und auf gegenwärtige Experimente nehmen analytische und numerische Gleichgewichts- und Stabilitätsrechnungen für toroidale Konfigurationen im Rahmen der idealen und nichtidealen Magnetohydrodynamik einen großen Raum bei den theoretischen Untersuchungen ein. Das Erreichen von Zündbedingungen und auch wieder eines genügend hohen β-Wertes hängen von den Transportvorgängen ab. Dazu und zur Auswertung und Planung von Experimenten werden mikroskopische Stabilitäts- und Turbulenzuntersuchungen durchgeführt und gemischt makroskopische-mikroskopische Transportcodes erstellt. Das Aufheizen eines Plasmas stellt ein drittes grundlegendes Problem dar, dem Arbeiten zur Teilcheninjektionsheizung und zur Wellenheizung gewidmet sind, die eine direkte Anwendung auf jetzt mögliche Experimente beinhalten. Für die umfangreichen und komplizierten numerischen Rechnungen bildet die Entwicklung und Verbesserung numerischer Verfahren und Techniken eine wesentliche Hilfe.

1. Makroskopische Theorie

(D. Biskamp, I. L. Caldas, C. Copenhaver**, D. Correa Restrepo, T. Hellsten***, W. Kerner, D. Lortz, J. Nührenberg, E. Rebhan****, A. Salat, G. Spies, H. Tasso, H. Welter)*

1.1 Beta-Begrenzung im FCT

Unter „FCT" versteht man eine Familie von axialsymmetrischen Gleichgewichten mit gegebenem Rand, gegebener Rotationstransformation $\iota(\psi)$ als Funktion des Querflusses und Druckprofilen $p(\psi) = \beta\, p_o(\psi)$ mit festem $p_o(\psi)$ und variablem β. Es wurde gezeigt, daß es einen kritischen Wert β_c gibt, bei dessen Überschreiten der Druck nicht mehr monoton nach außen abfällt. (G. Spies)

1.2 Rückkopplungsstabilisierung von MHD-Moden

Die Anwachsraten von globalen MHD-Moden kann man durch leitende Wände in Plasmanähe reduzieren. Bei Stabilisierung der auf diese Weise schon „gebremsten" Instabilitäten durch ein Rückkopplungssystem treten Kräfte durch die Wechselwirkung der „bremsenden" Spiegelströme in den Wänden mit den Rückkoppelungsfeldern auf. Es wurde gezeigt, daß diese Kräfte nicht destabilisierend sein können, falls die Anwachsrate unter die Skinzeit der Wände reduziert ist. Dieses Ergebnis vereinfacht gegebenenfalls Analysen der Rückkoppelungsstabilisierung wesentlich und verallgemeinert frühere Ergebnisse der Autoren. (A. Salat, E. Rebhan)

1.3 Zentrierte elliptische 3-D-MHD Gleichgewichte

In dieser Arbeit wird gezeigt, daß es MHD Gleichgewichte gibt, die bis zur dritten Ordnung im Abstand von der magnetischen Achse rein elliptische Flußflächen haben, die bzgl. der magnetischen Achse zentriert sind. Für Gleichgewichte dieses Typs ist die konventionelle Abschätzung des β-Wertes nicht gültig. Insbesondere wurden dreidimensional toroidale Gleichgewichte ohne Längsstrom konstruiert, die bei mittleren Aspektverhältnissen ($A \sim 20$) mittlere β-Werte ($\beta \sim 20\%$) haben. (D. Lortz, J. Nührenberg)

1.4 Analytische Untersuchungen zu Gleichgewicht und Stabilität dreidimensionaler MHD Konfigurationen

a) Parameterstudien mit Hilfe der Entwicklung eines MHD Gleichgewichts um seine magnetische Achse lieferten u. a. folgende Ergebnisse für dreidimensionale toroidale Konfigurationen ohne Ohm'schen Heizstrom: Die Grenzen für die kritischen β-Werte bzgl. eines not-

*) Universidade de Sao Paulo, Instituto de Fisica, CX. Postal 20516, Sao Paulo, Sp. Brasil.

**) University of Tennessee, USA

***) Königliche Technische Hochschule, S-10044 Stockholm, Schweden

****) Universität Düsseldorf

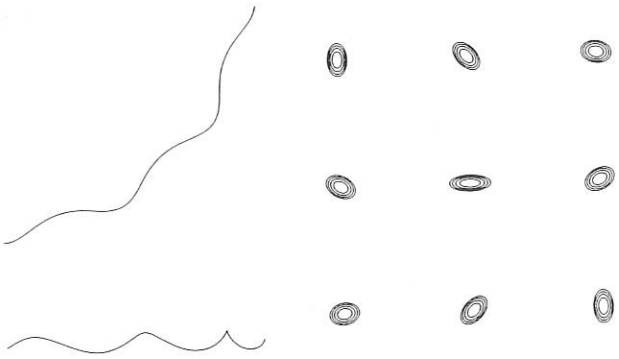
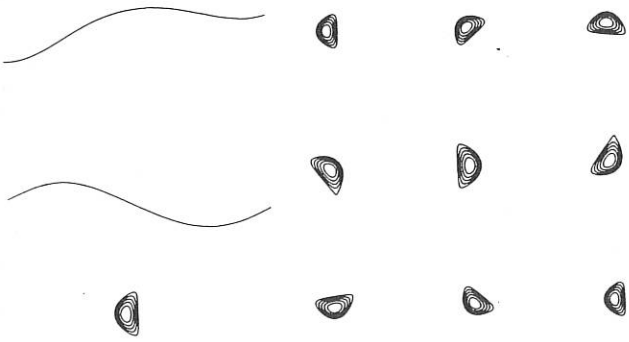


Abb. 1 Der linke Teil der Figur zeigt drei Perioden der magnetischen Achse, von oben (parallel zur Torusachse) und von der Seite (in der Torusebene) gesehen. Der rechte Teil zeigt Flußflächen im Abstand $L_p/8$ über eine Periode. Gezeichnet sind die Schnitte der Flußflächen mit der Ebene senkrecht zur magnetischen Achse. Der Drehwinkel ist gegeben durch die Rotation dieser Schnitte bezüglich des Schnittes der Torusebene mit der Ebene senkrecht zur magnetischen Achse. Die Maßstäbe für die Flußflächen und magnetische Achse sind gleich.

wendigen und eines hinreichenden Stabilitätskriteriums konnten auf 20% bzw. 5% angehoben werden. Die Konfiguration, die diese Werte erreicht, hat 20 Perioden und kann als spezielles toroidales Gleichgewicht in der Nähe eines helikalen Gleichgewichts beschrieben werden.

b) Hoch-β Stellarator Gleichgewichte (d. h. Gleichgewichte ohne Längsstrom) wurden auch mit Hilfe einer asymptotischen Entwicklung um das unidirektionale Feld untersucht. Die wesentliche Eigenschaft dieser neuen Entwicklung besteht darin, daß verschiedene Längenskalen für die Periodizitätslänge L_p, über die die Rotationstransformation von der Ordnung 1 ist, und die Längenskala L der stabilisierenden Korrugation benutzt werden: $L \ll L_p$. Die Felder erster Ordnung wurden aus zwei gekoppelten elliptischen Gleichungen bestimmt, die mit nicht-periodischen Randbedingungen im Gebiet der Länge L zu lösen sind. (D. Lortz, J. Nührenberg)



$\beta_n = 0{,}19$

Abb. 2 Darstellungsart wie in Abb. 1. Gezeichnet ist eine von 20 Perioden der magnetischen Achse.

1.5 Ballooning Stabilitätsgrenzen im kreisförmigen Tokamak

a) Die Auswertung der Modellgleichung von Connor, Hastie, und Taylor ergab, daß die marginalen Kurven im s, α Diagram

$$\left(s = \frac{r}{q}\frac{dq}{dr},\ \alpha = -\frac{2\,Rq^2}{B^2}\frac{dp}{dr}\right)$$

in dessen Ursprung hineinlaufen und daß dieses Verhalten analytisch bestimmbar ist.

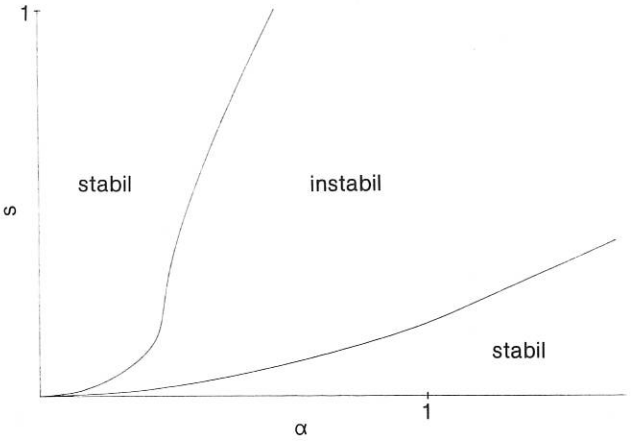


Abb. 3 Neutralitätskurven der Modellgleichung für Ballooning Instabilitäten im kreisförmigen Tokamak, Verscherung als Funktion des Druckgradienten.

b) Die unter a) entwickelte analytische Methode kann auch auf tatsächliche axialsymmetrische kreisförmige Tokamakgleichgewichte angewandt werden und liefert Stabilitätsgrenzen für $\beta_p = 1 - (\dot{I}\dot{\Phi}/\dot{J}\dot{X})$ (ausgewertet auf der Seele) in Abhängigkeit von der Verscherung $S = 2\pi^2 R^3\, \dot{q}/q$ (ebenfalls ausgewertet auf der Seele). Für positive β_p und $5 < S < 40$ werden die Grenzen des instabilen Bandes ungefähr (mit weniger als 10% Abweichung) durch $\beta_p \approx .45\sqrt{S}$, $\beta_p = \sqrt{S}$ beschrieben. (D. Lortz, J. Nührenberg)

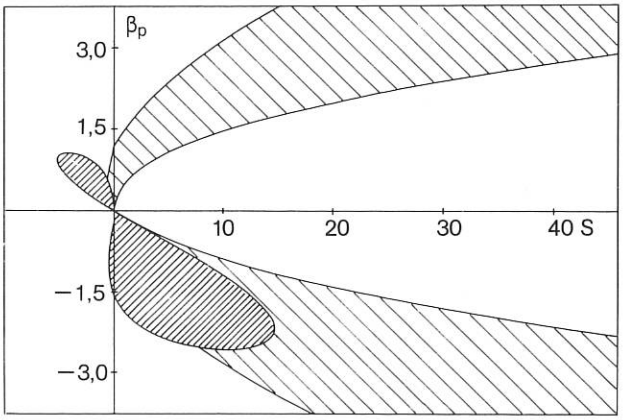


Abb. 4 Marginale Stabilitätskurven β_p als Funktion von S. Jedes Kurvenpaar, das ein grob schraffiertes Gebiet berandet, umschlingt ein fein schraffiertes Gebiet. Die fein schraffierten Gebiete sind instabil bzgl. des Mercier'schen Kriteriums. Die Vereinigung beider Gebiete ist Ballooning instabil.

1.6 2-D-MHD Stabilitäts-Code

Für die numerische Stabilitätsuntersuchung von axialsymmetrischen Tokamakgleichgewichten im Rahmen der idealen MHD wurde die Zusammenarbeit mit Lausanne – Gruber, Troyon (CRPP), Kerner und Schneider (IPP) – fortgesetzt. Mit dem Lausanne Code werden die Normalschwingungen eines Systems aus einem Variationsproblem berechnet. Die linearisierten Störungen werden mit finiten Elementen dargestellt (Galerkin Verfahren). Die Berechnung von Anwachsraten und Eigenvektoren gibt wertvolle Aufschlüsse für das Verständnis der Stabilität, der möglichen Stabilisierungsverfahren und des Spektrums. Dem Code wurde die Auswertung des Ballooning Mode Kriteriums beigefügt. Eine Erweiterung dieser Methode auf helikal-symmetrische Gleichgewichte wird durchgeführt und befindet sich im Teststadium. Dazu wurde der Code so neuorganisiert, daß mit demselben Programm axial- und helikal-symmetrische Fälle gerechnet werden können. Die Gleichgewichte können analytisch vorgegeben oder numerisch bestimmt werden und sind Input Daten. Mit diesem Code können Konfigurationen untersucht werden, die die Experimente gut beschreiben. (W. Kerner, W. Schneider*)

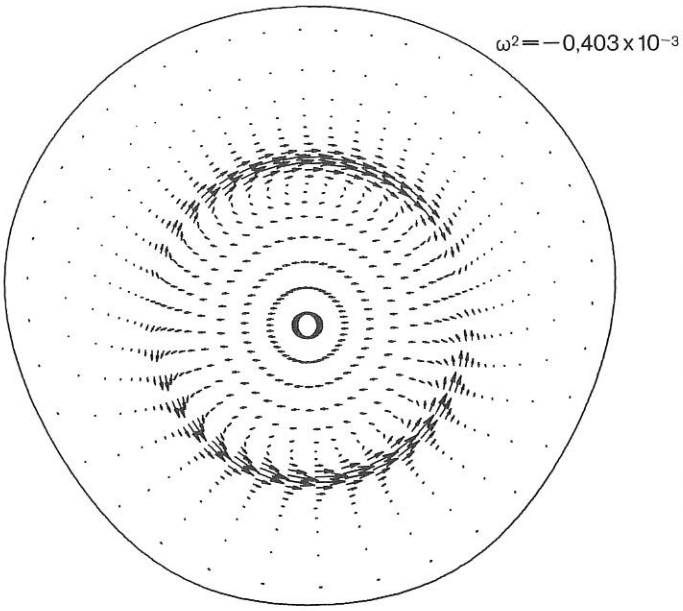


Abb. 5 Vektor Plot der Eigenfunktion in einer Ebene = const. = 0; Aspektverhältnis ε^{-1} = 8,43; β_p = 0,95; 90 = 0,8, n = 1.

1.7 Numerische Stabilitätsuntersuchungen

Zusammen mit Herrn Lackner wurde das Stabilitätsverhalten von Tokamakgleichgewichten in Abhängigkeit von Stromprofil, Aspektverhältnis und Plasmaquerschnitt untersucht. Eine Familie von Hochbeta-Gleichgewichten mit flachem Stromprofil nahe der magnetischen Achse und mit verschwindendem toroidalen Strom am Plasmarand wurde berechnet. Darunter sind Konfigurationen mit β_T von 12%, die bei festgehaltenem Rand stabil sind gegenüber Störungen mit einer toroidalen Wellenzahl n = 1, 2 und 3. Dies ist eine Bestätigung von früheren Rechnungen von Syks, Wesson und Cox. Im Gegensatz dazu sind **alle** diese Gleichgewichte bei freiem Rand und ohne Wandstabilisierung instabil gegenüber äußeren Kinks. Die Beta-Optimierung für das geplante Zündexperiment wird weiter durchgeführt. Die bisherigen Rechnungen ergaben für einen kreisförmigen Plasmaquerschnitt eine Betagrenze für Stabilität gegenüber allen Moden von ca. 2%. Erheblich höhere Betawerte ($\beta_t \sim$ 5–8%) sind nur möglich mit elongiertem Querschnitt (D-Form), mit Wand- bzw. Feedback-Stabilisierung oder bei Tolerierung von bestimmten internen Instabilitäten. (W. Kerner)

1.8 Numerische Untersuchung der internen Kink-Moden

Es wurden weiterhin „internal kink modes" in Tokamaks mit parabolischen Stromprofilen unter Verwendung einer speziellen, numerisch sehr genauen Gleichgewichtslösung von Lortz und Nührenberg untersucht. Diese Moden und die Stabilitätsgrenze bei sehr kleinen Eigenwerten konnten genau berechnet werden. Das wichtigste Resultat besteht in dem Nachweis der β_p Stabilisierung ($\beta_p < \beta_p$ kritisch) bzw. Destabilisierung ($\beta_p > 1$). Es wurde eine sehr genaue Übereinstimmung mit den analytischen Resultaten von Bussac et. al. gefunden. (W. Kerner)

1.9 Nichtlineares Verhalten der Drift tearing Instabilität

Im Rahmen der im Vorjahr hergeleiteten und im linearen Grenzfall ausführlich behandelten 2 Flüssigkeitsgleichungen zur Beschreibung von Drift tearing Moden wurde eine nichtlineare Theorie dieser Moden entwickelt. Es wird gezeigt, daß der diamagnetische Strom und die Ionen Gyroviskosität in der Umgebung der resonanten Fläche, die die Frequenz der linearen Moden bestimmen, schon bei einer Amplitude, die einer magnetischen Inselbreite von der Ordnung der resistiven Schichtdicke entspricht, unterdrückt werden, und zwar auf Grund einer lokalen Plateaubildung in Dichte und Temperaturprofil. Anwachsraten für endliche Inselbreite und Sättigungsamplituden hängen nur ab vom Stromprofil, d. h. der freien magnetischen Energie, und vom Leitfähigkeitsprofil, d. h. vom Elektronenenergietransport, während die Frequenz der Mode durch Plasmarotation bestimmt ist. Die Aussagen dieser Theorie werden durch numerische Lö-

*) Bereich Hoch-Beta-Plasmen

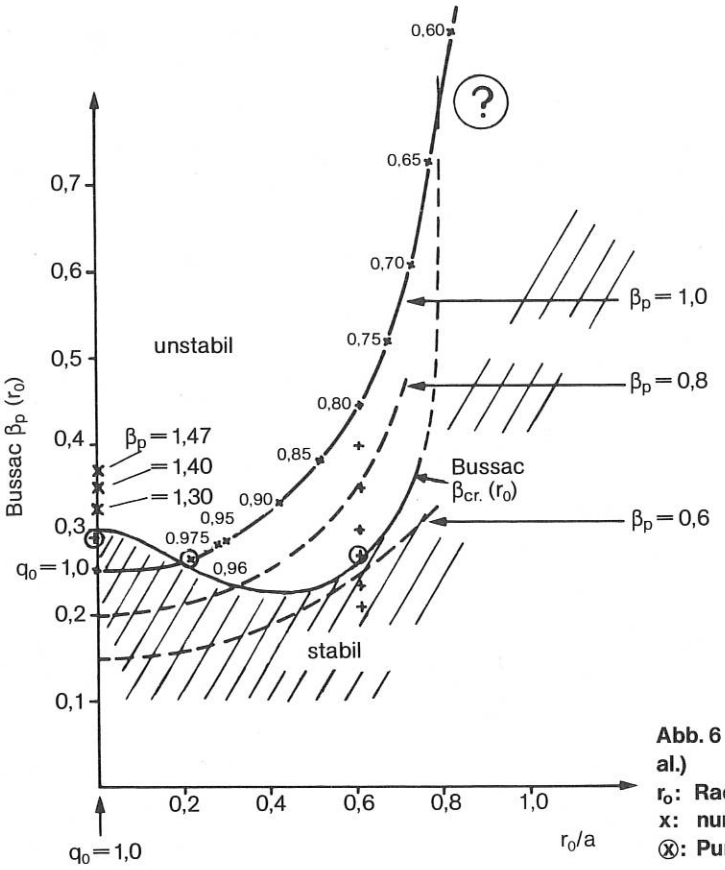


Abb. 6 Vergleich mit analytischen Resultaten (Bussac et al.)
r_0: Radius der q = 1.0 Fläche
x: numerisch ausgewertete Fälle (mit %-Werten)
⊗: Punkte mit marginaler Stabilität

sung der Grundgleichungen bestätigt. Ein Nebenergebnis dieser Theorie ist, daß die Schwelle für Tearinginstabilität bei Anfangsstörungen, die Inselbreiten größer als die resistive Schichtdichte entsprechen, durch $\Delta' \equiv (\psi'_+ - \psi'_-)/\psi = 0$ gegeben ist, unabhängig von Effekten wie Schallwellen und radiale Gleichgewichtsströmung, die die Schwelle für lineare Tearing Instabilitäten beeinflussen. (D. Biskamp)

1.10 Theorie der Abbruchinstabilität in Tokamaks.

Das im Vorjahr entwickelte 3dimensionale numerische Programm zur Untersuchung der Wechselwirkung von Moden verschiedener Helizität wurde besonders auf die Kopplung der (m, n) = (2, 1) Mode mit der (3, 2) Mode angewandt. Wie zuerst von Waddell et. al. untersucht ist diese Kopplung zur Beschreibung der großen Abbruchinstabilität sehr interessant, da beide Moden in einem steilen Stromprofil instabil werden und wegen ihres kleinen Abstands zu stärkerer Kopplung führen. Die Kopplung erzeugt ausgedehnte ergodische Gebiete, wie durch numerische Integration der Feldliniengleichungen gezeigt wird, die zu raschem Elektronenenergietransport führen. Obwohl die Anwachsrate der (3, 2) Mode durch deren Kopplung mit der (2, 1) Mode beträchtlich vergrößert wird, führt dieser Prozeß nicht direkt zu einer starken Änderung des Stromkanals, die den negativen Voltage spike erklären könnte. Diese Schwierigkeit wird behoben, wenn man eine anomale Elektronenviskosität μ_e berücksichtigt, ein Effekt, der sich aufgrund der lokal stark schwankenden Stromdichte (große Verscherung der Elektronengeschwindigkeit) anbietet. Verschiedene Mechanismen, die zu einer Erhöhung von μ_e gegenüber dem kleinen klassischen Wert $\rho_e^2 \nu_e$ führen, wurden in der Literatur diskutiert. Die numerisch gefundenen Größen und Halbwertzeiten des negativen Voltage spikes hängen nicht stark vom Wert von μ_e ab, etwa wie $\mu_e^{1/3}$. (D. Biskamp, H. Welter)

1.11 Anwendung des Zweiflüssigkeitstheorie-Energieprinzips auf Tokamaks mit großen Aspektverhältnissen

In dieser Arbeit wurden aus einem umfassenden „Energieausdruck" die MHD-, resistiven und universellen Instabilitäten abgeleitet. Dieser Formalismus erlaubt die Behandlung von 3-D „Tearing Moden" von Plasmen mit beliebigem Querschnitt. Ein exakter Nachweis der dissipativen Driftinstabilität mit magnetischen Korrekturen ist auch gegeben. Der Zusammenhang mit neuen Ergebnissen über Driftinstabilitäten wurde geschildert. (I. L. Caldas*, H. Tasso)

*) Universidade de Sao Paulo, Instituto de Fisica, CX. Postal 20516, Sao Paulo, Sp. Brasil

1.12 Stabilität von Plasmen, die vom Strahlungsdruck gehalten werden

Ein einfaches Modell für den Lichtdruck und dessen Wechselwirkung mit dem Plasma erlaubt den Beweis der Instabilität von beliebig inhomogenen Plasmen. Dies wird durch das selbstkonsistente elektromagnetische Feld verursacht. Es ist in einem gewissen Sinne eine Verallgemeinerung der Brillouion Streuungsintensität. (H. Tasso, P. Mulser*)

1.13 Stabilität von dissipativen Plasmen in Gravitations- und elektromagnetischen Feldern

Ein Energieprinzip für die Stabilität eines Zweitflüssigkeitsplasmas in einem Gravitationsfeld und einem Vakuum-Magnetfeld wurde abgeleitet. Viskosität, Gyroviskosität, elektrischer Widerstand, Kompressibilität und Hall-Effekt wurden berücksichtigt. (H. Tasso, I. L. Caldas**)

1.14 Poisson's Theorem und Integrale der Korteweg-de Vries-Gleichung

Es werden Kettenbeziehungen zwischen den Konstanten der Bewegung der Korteweg-, de Vries-Gleichung mit Hilfe des Poisson-Theorems hergeleitet. Für den Fall, daß die Dichte Polynomform hat, liefert dies eine bekannte Rekursionsformel, die allerdings viel umständlicher abgeleitet worden ist. (H. Tasso)

1.15 Ballooning-Moden in 3-D-MHD-Gleichgewichten

Unter Berücksichtigung der im idealen Fall erhaltenen Ergebnisse wird nun die Möglichkeit untersucht, auch im resistiven Fall ein Kriterium für die Stabilität eines allgemeinen, 3-D-Gleichgewichts zu erhalten. (D. Correa-Restrepo)

1.16 Kontinuierliches MHD Spektrum in symmetrischen rotierenden Plasmen

Das kontinuierliche Spektrum wurde untersucht für axialsymmetrische Gleichgewichte, in denen das Plasma toroidal rotiert in einem rein poloidalen Magnetfeld. Das Strömungskontinuum ist durch einen einfachen algebraischen Ausdruck gegeben, während die Alfvén- und Cusp-Kontinua (welche durch die Coriolis-Kraft gekoppelt sind) durch die Eigenwerte eines selbst-adjungierten gewöhnlichen Differentialoperators vierter Ordnung längs der Magnetfeldlinien bestimmt sind. Es wurde gezeigt, daß diese Kontinua stabil sind, solange die Entropie längs der Feldlinien nicht zunimmt mit zunehmendem Abstand von der Rotationsachse. Andernfalls kann das Cusp-Kontinuum instabil sein. (T. Hellsten***), G. Spies)

1.17 Notwendiges MHD-Stabilitätskriterium für axialsymmetrische starr rotierende Plasmen

Für axialsymmetrische isentrope Gleichgewichte mit rein poloidalem Magnetfeld, in denen das Plasma in toroidaler Richtung starr rotiert, wurde ein notwendiges Stabilitätskriterium hergeleitet. Bei Verletzung des Kriteriums gibt es unendlich viele instabile Eigenmoden, deren Eigenfunktionen auf magnetischen Feldlinien lokalisiert sind, und deren Eigenwerte sich bei der Rotationsfrequenz häufen. (G. Spies, T. Hellsten***)

1.18 Resistive Drift-Instabilitäten

Für einen diffusen linearen Pinch eines inkompressiblen Plasmas mit Widerstand wird eine Dispersionsrelation DR hergeleitet, die Drift-Tearing- und Drift-Austausch-Moden beschreibt. Für den Grenzfall des kraftfreien Plasmas erhält man die bekannte Drift-Tearing-DR und für den Grenzfall verschwindender Drift die klassische Widerstands-DR. Die Instabilität auf Grund eines Elektronen-Temperaturgradienten ist enthalten. (C. Copenhaver****)

1.19 Äußeres Δ' für resistive MHD-Instabilität

Für kompressible resistive MHD wird eine Impulsgleichung abgeleitet, die innerhalb der singulären Schicht die klassische resistive DR und außerhalb die Hain-Lüst-Gleichung liefert. Durch asymptotischen Anschluß der beiden Gebiete erlaubt die Impulsgleichung die Berechnung des äußeren Δ', das man braucht, um die resistive MHD-Instabilität zu bestimmen. Das Verfahren wurde auf Tokamaks verallgemeinert. (C. Copenhaver****)

1.20 Analytische Studien der idealen MHD-Stabilität in Tokamaks

Für ein axialsymmetrisches Gleichgewicht wurden eine neue Form des Energiefunktionals und entsprechende Euler-Gleichungen hergeleitet, die für analytische Studien der idealen MHD-Stabilität in Tokamaks nützlich sind. Die Euler-Gleichungen sind ein unendliches System von gekoppelten Gleichungen der verschiedenen m-Moden. Betrachtet man nur m, m −1 und m +1-Moden, dann kommt man für den marginalen Fall $\omega^2 = 0$ auf bekannte Energiefunktionale. (C. Copenhaver****)

---

*) Projektgruppe für Laserforschung

**) Universidade de Sao Paulo, Instituto de Fisica, CX. Postal 20516, Sao Paulo, Sp. Brasil

***) Königliche Technische Hochschule, S-10044 Stockholm, Schweden

****) University of Tennessee, USA

2. Transportphänomene und mikroskopische Theorie

(R. Croci, H. Derfler, D. Düchs, P. Graeff, H. R. Griem, A. McKenney**, A. Salat, F. Sardei, S. Uchikawa***, H.K. Wimmel)*

2.1 Dichte-Fluktuationen in der Nähe der Harmonischen der Ionenzyklotronfrequenz

Im TFR sind neulich Dichte-Fluktuationen durch Mikrowellen-Scattering gemessen worden, die Frequenzen liegen in den Bereichen $\omega \cong 1{,}4\,\Omega_i$ und $\omega \cong 2\,\Omega_i$, wobei Ω_i die Ionenzyklotronfrequenz ist. (Ähnliche Beobachtungen sind auch im W VII-A gemacht worden; siehe Jahresbericht 1976.) Die Ergebnisse wurden als „current driven" elektrostatische Instabilitäten erklärt. Die von uns durchgeführte analytische und numerische Auswertung der Dispersionsbeziehung für elektrostatische Wellen zeigen jedoch, daß nur die Wellen mit $\omega \cong 1{,}4\,\Omega_i$ „current driven" sein können. An einer Erklärung für die Entstehung der Wellen mit $\omega \cong n\Omega_i$ (n=2,3,4) wird z.Zt. gearbeitet. (R. Croci, G. Cattanei)

2.2 Energieabhängige Plasmadiffusion bei gestörter Magnetfeldsymmetrie

Die Diffusion von Plasma quer zum Magnetfeld hängt von der Energie der Teilchen ab, besonders bei gestörter Magnetfeldsymmetrie („ripple diffusion"). Bei normalen, d. h. zum Rand hin abfallenden, „Temperatur"-Profilen, führt dies zu einer Verminderung der schnellen Teilchen, die für Fusionsreaktionen in Frage kommen und somit die, z. B. für ein Zündexperiment entscheidende Heizleistung bestimmen. Bei einem „Ignitor" mit hoher Dichte ($\approx 10^{15}$ cm^{-3}) und hohem Magnetfeld (B $\approx$ 150 kG) ergaben Rechnungen mit einer kinetischen Gleichung vom Fokker-Planck-Typ eine Reduktion der Fusionsreaktionsrate bis zu etwa 30%.
Bei niedrigeren Feldern und Dichten können derartige Verluste bedeutend höher ausfallen. (D. Düchs)

2.3 Kinetisches Modell für eine Plasmarandschicht

Am Plasmarand sind wegen des elektrischen Potentialsprungs, wegen Rückstreuung und anderer Wandeffekte stärkere Abweichungen von den Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungen der Plasmateilchen zu erwarten. Für den Fall eines zur Wand parallelen Magnetfeldes wird gegenwärtig ein Modell erarbeitet, das (in stufenweiser Entwicklung) die Verteilungsfunktionen f_e für Elektronen, f_i für (wasserstoffartige) Ionen, f_v für Verunreinigungsionen, und f_0 für Neutrale liefert. Dazu müssen Systeme von Fokker-Planck-Gleichungen in (mindestens) einer Orts- und zwei Geschwindigkeits-Koordinaten numerisch gelöst werden. (G. Becker****, D. Düchs, R. Meyer-Spasche)

2.4 Unsymmetrische Zufuhr von Neutralgas im Tokamak

Der Zustrom von Neutralgas oder der Einschluß von festen Perlen („pellets") in ein Tokamakplasma erfolgt gewöhnlich unsymmetrisch sowohl in toroidaler als auch in poloidaler Richtung. Der Einfluß solcher Unsymmetrien auf das Plasma und die Neutralteilchendiagnostik wird mit einem mehrdimensionalen Programm für die Neutralteilchenausbreitung untersucht. (D. Düchs)

2.5 Diffusion von Verunreinigungen

Erst vor kurzem leiteten Hirshman und Sigmar (Review in Nuclear Fusion in Vorbereitung) die Formeln für neoklassischen Transport von Verunreinigungen einigermaßen vollständig her. Diese Theorie, zusammen mit den neuesten Ionisierungs- und Rekombinations-Ratenkoeffizienten, wird zunächst an C und O numerisch ausgewertet. Ein System, das alle Fe-Ionisierungsstufen berücksichtigt, ist vorgesehen. Besonderer Wert wird auf die Untersuchung des Einflusses der Randbedingungen gelegt. (D. Düchs, H. R. Griem*, S. Uchikawa***)

2.6 Nachfüllung durch Einschuß von Wasserstoffperlen

Die Probleme des Nachfüllens von Brennstoff und des Absaugens von Schadstoffen bei Fusionsplasmen

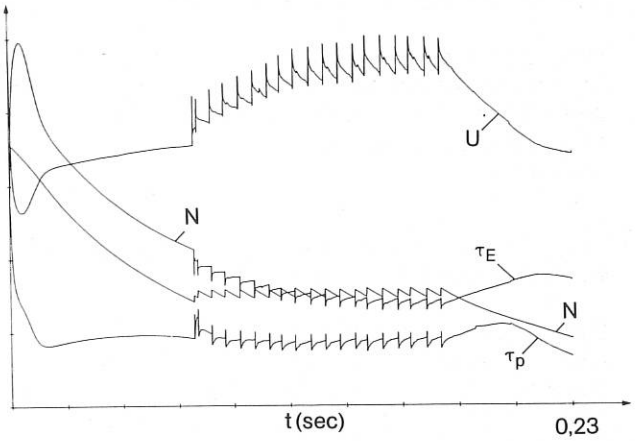


Abb. 7 Die Abb. zeigt für Asdex-Daten integrale Größen wie Gesamtteilchenzahl N, Umfangsspannung U, Teilcheneinschlußzeit τ_p und Energieeinschlußzeit τ_E als Funktionen der Zeit. Die Pellets (5,75 · 10^{19} Atome) werden mit einer Geschwindigkeit von v = 1000 m/s mit einer solchen Frequenz eingeschossen, daß N nicht unter einen vorgegebenen Wert fällt. Es ist hier die (pessimistische) Annahme gemacht, daß die Ablationswolke aus neutralen Atomen besteht.

*) University of Maryland, USA

**) Plasma Physics Lab. James Forrestal Hall Campus, Princeton, USA

***) Energy Research Lab., Hitachi, Ltd., Japan

****) Bereich Hoch-Beta-Plasmen

sind noch ungelöst. Für gegenwärtige Divertorexperimente (z. B. ASDEX, PDX) erscheint die Nachfüllung durch Einschuß von gefrorenen Wasserstoffperlen („pellets") aussichtsreich. Die Quell- und Senkterme für Teilchen und Energie nach verschiedenen Ablationstheorien wurden (konsistent und mit Berücksichtigung der Bewegung) in einem Plasmatransport-Code eingebaut. Man erhält Hinweise auf die Beeinflussung des Plasmas und die Wirksamkeit der Nachfüllung in Abhängigkeit von Perlengröße, Einschußgeschwindigkeit und Zielplasma. Große Unterschiede für erforderliche Einschußfrequenz und -geschwindigkeit ergeben sich z. B. aus verschiedenen Annahmen über den Ionisierungsgrad in der Ablationswolke. (D. Düchs, L. Lengyel*, L. Ling**)

2.7 Einfluß von Verunreinigungen in Zündexperimenten

Da am IPP jetzt auch Einschuß von schnellen Neutralteilchen zur Plasmaheizung verwendet werden soll, wurde der Princetoner Transportcode „Baldur" installiert. Er enthält eine Reihe von Unterprogrammen zur selbstkonsistenten Berechnung der im Plasma absorbierten Teilchen und Energie. „Baldur" wird zur Zeit angewandt für Datensätze von geplanten Experimenten zum Studium von Fusions-α-Teilchen (Ignitor, Zündexperiment, etc.). Es zeigt sich, daß bei hoher Einschußleistung und bei den Versuchen, die Dichte durch Gaszufuhr zu erhöhen, Zerstäubung von Wandmaterial und damit Strahlungsverluste eine Zündung des Plasmas schwerlich erreichen lassen (D. Düchs, A. McKenney)

2.8 Skalierungsgesetz für anomale Diffusion gefangener Ionen in Tokamaks mit magnetischer Verscherung

Das von Kadomtsev und Pogutse vorgeschlagene System nichtlinearer zweidimensionaler Flüssigkeitsgleichungen zur Beschreibung der dissipativen trapped-ion-Instabilität enthält nicht den Einfluß der magnetischen Verscherung. Die Verscherung kann jedoch näherungsweise berücksichtigt werden, indem die radiale Abmessung des benutzten Slab-Modells dem Abstand geeignet gewählter benachbarter moderational surfaces (mit $K_{\parallel} = 0$) angeglichen wird. Das so gewonnene neue Anfangs-Randwert-Problem kann einerseits numerisch gelöst werden. Andererseits erlaubt die Struktur der Gleichungen, durch Ähnlichkeitsanalyse eine analytische Beziehung zwischen den anomalen Diffusionskoeffizienten mit und ohne Verscherung herzuleiten. Durch Benutzung früherer Ergebnisse, wonach die anomale Diffusion ohne Verscherung Bohm-artig skaliert, erhält man dann für die anomale Diffusion mit Verscherung folgende Skalierung

$$D \sim \frac{T^6 \delta_o^8 r_q^2}{n^2 B^3 (1-\delta_o)^3 r^3 r_n^3}, \qquad (1)$$

mit T=Temperatur, n=Dichte, B=Magnetfeld, r=kleiner Radius, δ_o = Bruchteil gefangener Teilchen, $r_n = n/(dn/dr)$, $r_q = q/(dq/dr)$, $q = 1/(2\pi\iota)$ = „Sicherheitsfaktor". Die Proportionalitätskonstante in Gl. (1) ist so bemessen, daß D im PLT-Heizexperiment die Größe der neoklassischen Ionenwärmeleitung hat, wenn man $Z_{eff} = 1$ voraussetzt. (F. Sardei, H. K. Wimmel)

2.9 Numerisches Verfahren zur Lösung der Kadomtsev-Pogutse-Flüssigkeits-Gleichungen

Bei der numerischen Lösung der Kadomtsev-Pogutse-Flüssigkeits-Gleichungen für gefange Teilchen treten im nichtlinearen Bereich feine räumliche Strukturen der Teilchendichten auf, die auch mit einem sehr engmaschigen Gitter nicht aufgelöst werden können. Diese kurzwelligen Moden relativ großer Amplitude haben mit numerischem Rauschen nichts zu tun; vielmehr entstehen sie durch nichtlineare Wellen-Wellen-Wechselwirkung, mit Förderung durch die Tatsache, daß bei der trapped-ion-Instabiltät die Anwachsrate mit der azimuthalen Wellenzahl zunimmt. Derartige nach dem mathematischen terminus technicus sogenannte „schlecht gestellte" mathematische Probleme treten in praktisch wichtigen Modellen der mathematischen Physik häufig auf und werden durch Einführung geeigneter Dämpfungs- oder spektraler Abschneidemechanismen lösbar gemacht. Die entsprechenden Zusatzterme müssen mit der zu beschreibenden Physik verträglich sein. Im Falle der trapped-ion-Instabilität sind Strukturen mit Wellenlängen unterhalb der „Bananen"-Dicken der gefangenen Ionen im Rahmen des Modells nicht sinnvoll. Deshalb wurde eine Reihe entsprechender Dämpfungsmechanismen numerisch untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß ein scharfes spektrales Abschneiden der kurzwelligen Moden eine zusätzliche, künstliche Instabilität zur Folge hat und daher unbrauchbar ist. Andererseits ergab sich, daß sowohl ein unscharfes spektrales Abschneiden der jeweiligen Teilchendichten als auch die Dämpfung durch zusätzliche Diffusionsterme die Eigenschaften haben, entweder die kurzen Wellen nicht genügend zu dämpfen oder die Dichteverteilungen in unzulässiger Weise zu verändern. Eine physikalisch und bezüglich der numerischen Konvergenz befriedigende Lösung wurde schließlich durch unscharfes spektrales Abschneiden der jeweiligen zeitlichen Inkremente der Teilchendichten unter Verwendung einer Gauß'schen Gewichtsfunktion gefunden. Der Abschneide-Operator wurde numerisch in zweiter Ordnung approximiert. Dadurch wird eine hohe Genauigkeit des gesamten numerischen Lösungsschemas erzielt. (F. Sardei, H. K. Wimmel)

2.10 Zur Stabilität von Guiding-Center-Plasmen

In stoßfreien Fusionsplasmen könnten kinetische Effekte und Druckanisotropie an Bedeutung für die Plasmastabilität gegenüber heutigen Plasmen zunehmen. Die Guiding-Center-Theorie berücksichtigt Druckanisotropie und teilweise kinetische Effekte

*) Bereich Technologie

**) Bereich Informatik

(entlang der Magnetfeldlinien) und ist von relativ einfacher Struktur. Mit Hilfe dieser Theorie soll für lokalisierte Moden im Torus das Mercier'sche Stabilitätskriterium verallgemeinert werden. Von den dabei auftretenden Problemen ist bisher ein Teil (Lösung der kinetischen Gleichung für freie und gefangene Teilchen; Einführung Hamada-ähnlicher Koordinaten; Methode, aus den Bewegungsgleichungen ein Stabilitätskriterium abzuleiten) gelöst worden. (A. Salat)

2.11 Streuung elektromagnetischer Wellen

Für die Diagnostik der Hochfrequenzheizung und der damit zusammenhängenden Transportprozesse wurde ein System zur Kleinwinkelstreuung von gepulstem CO_2-Laser-Licht E_{inc} $(\vec{x},t)$ an Dichteschwankungen n $(\vec{x},t)$ im Plasma entwickelt, wobei zum Homodynempfang der dopplerverschobenen Streustrahlung ein Teil des einfallenden Laserlichtes als Lokaloscillatorstrahl benutzt wird. Diese Entwicklung wurde durch Streuexperimente an extern angeregten Ionenschallwellen erfolgreich abgeschlossen. Um volle Übereinstimmung von Theorie und Experiment zu erhalten, war es notwendig, die skalare Behandlung des optischen Systems durch eine vektorielle zu ersetzen. Demnach ist der Photostrom im Dedektor proportional zum Poynting-Fluß, dessen Zwischenfrequenzkomponente durch ein vektorielles Analog der Kichhoff'schen Beugungsintegrals in ein einfaches Volumenintegral verwandelt werden konnte:

$$d^2i/dt^2 = \text{const.} \int d\vec{x}\, n\, \vec{E}_{inc} \cdot \vec{E}_{LO}$$

Hierin steht $\vec{E}_{LO}$ $(\vec{x},t)$ für das, nach dem Reziprozitätsprinzip vom Detektor fiktiv emittierte Feld des Lokaloscillatorstrahles. Das polarisationsempfindliche Vektorprodukt der beiden Felder bestimmt das instrumentelle Linienprofil der in der Bragg-Richtung empfangenen Streustrahlung, d. h. das Auflösungsvermögen des Systems. Dieses Resultat dient gegenwärtig zur Dimensionierung einer Streudiagnostik von Mikrowellen an Dichteschwankungen im Stellarator W VII-A. (H. Derfler)

2.12 Zur Separation der skalaren Wellengleichung

Man geht davon aus, daß sich die Wellengleichung nur in einem dreifach orthogonalen System krummliniger Koordinatenflächen separieren läßt. Als Bedingung dafür, daß sich eine vorgegebene Flächenschar U_1 (x,y,z) = const zu einer dreifach orthogonalen Schar erweitern läßt, findet man, daß der Darboux'sche Drehvektor $\vec{D}$ bezogen auf die Hauptkrümmungsrichtungen $\vec{T}_i$ (das sind die rechtsseitigen Eigenvektoren der Dyade $\nabla\vec{n}$) bei Fortschreiten längs der Flächennormale $\vec{N} = \nabla U_1/|\nabla U_1|$ in der Tangentialebene gelegen sein muß: $\vec{D} \cdot \vec{N} = 0$. Dadurch werden alle Schraubenflächen, u.a. alle magnetischen Flächen mit parallelem Stromfluß $\vec{j} \cdot \vec{B} \neq 0$ ausgeschlossen. Für rotationssymmetrische Systeme $U_1 = \text{tg}\,\Phi = y/x$ führen die Integrabilitätsbedingungen $\vec{T}_i \cdot \nabla \times \vec{T}_i = 0$ und die Orthogonalität der Hauptkrümmungsrichtungen $\vec{T}_2 \cdot \vec{T}_3 = \text{const} \cdot \nabla U_2 \cdot \nabla U_3 = 0$ zwangsläufig auf die Cauchy-Riemann'schen Differentialgleichungen, d. h. $w = U_2 + iU_3$ ist eine Funktion der komplexen Variablen $z + ir$. Daraus ergibt sich in bekannter Weise, daß sich die skalare Wellengleichung nur in einfach zusammenhängenden Gebieten separieren läßt. (H. Derfler)

2.13 Zur Lösung der Wellengleichung in toroidaler Geometrie

Trotz der oben genannten Schwierigkeiten läßt sich die toroidale Green's Funktion der Wellengleichung nach einem Verfahren von Riemann in expliziter Form angeben. Die Randbedingungen ergeben dann eine eindimensionale Integralgleichung deren Lösungen die toroidalen Eigenschwingungen, u.a. bei der Ionenzyklotronheizung liefert. Wegen der bereits genannten Einschränkung $\vec{j} \cdot \vec{B} = 0$, die bestenfalls für einen stromlosen Stellarator gilt, wurde jedoch auf eine numerische Auswertung dieser Integralgleichung verzichtet. Um realistische Werte für die Parameter der Hochfrequenzheizung zu erhalten, arbeiten wir jetzt an einer numerischen Lösung der Fokker-Planck-Gleichung, wobei der Diffusionstensor

$$D_{ij} = \text{const} \int d\vec{k} \langle \tilde{E}^2 \rangle_{\omega,k} K_i k_j / k^2$$

durch das Spektrum des lokalen Hochfrequenzfeldes $\langle \tilde{E}^2 \rangle_{\omega,k}$ in selbst-konsistenter Form ermittelt wird. Wir hoffen, dieses Verfahren später in den Düchs'schen Transport-Code integrieren zu können. (H. Derfler)

2.14 Nichtlineare Transporterscheinungen

Eine Analyse der Grundlagen der statistischen Mechanik zeigt Unstimmigkeiten. Neuere Begründungen der Abzählmethode etwa (Tohman) scheinen dabei keine logischen Verbesserungen gegenüber den alten Verfahren zu bringen (wird veröffentlicht). Eine Klarstellung scheint zugleich gewisse Möglichkeiten zu liefern, um Transporteigenschaften fern vom thermodynamischen Gleichgewicht zu diskutieren. (P. Gräff)

3. Entwicklung numerischer Methoden

(D. Düchs, O. Eder, K. Graf Finck von Finckenstein, R. Meyer-Spasche, U. Schwenn, N. L. Tsintsadze**)*

3.1 Verfahren zur Bestimmung der Dichteverteilung eines Plasmas aus interferometrischen Messungen

Die Dichteverteilung eines Plasmas im Tokamak aus interferometrischen Messungen wurde unter Vernachlässigung der Forderung, daß die Kurven gleicher Dichte exakt kreisförmig sind, durch passende Wahl von Parametern durch einen analytischen Verlauf wiedergegeben.

---

*) TH Darmstadt

**) Akademie der Wissenschaften der Georgischen SSR, Institut für Physik, Tbilissi 77, UdSSR

Das Verfahren wird noch bezüglich des Anwendungsbereichs getestet. Ein Laborbericht darüber ist in Vorbereitung. (O. Eder)

3.2 Numerische Methoden zur Berechnung von Gleichgewichten

In Zusammenarbeit mit Prof. H. B. Keller (Caltech) wurde ein neues numerisches Verfahren zur Berechnung von Gleichgewichten „hinter Verzweigungspunkten" untersucht und benutzt, um das Verhalten von Flüssigkeit zwischen rotierenden Zylindern zu studieren. Diese Arbeit wurde während eines Gastaufenthaltes in der Abteilung für Angewandte Mathematik am California Institute of Technology (USA) ausgeführt. (R. Meyer-Spasche)

3.3 Zur Röntgen-Diagnostik (Pulshöhen-Analyse)

Der Kontinuumsanteil der Röntgen-Emissivität F heißer Plasmen hängt im Gleichgewichtsfall von der Quantenenergie $h\nu$ in folgender Weise ab:

$$F = S \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \text{GAUNT}$$

Es wird ein Programm entwickelt, welches aus den Röntgen-Spektren, Blenden- und Filterparametern usw. die Größen A und T_e in Abhängigkeit vom Ort berechnet.

Dabei wird vorausgesetzt, daß sämtliche Größen nur über den Abstand r von der Plasma-Mitte vom Ort abhängen. Das Programm soll bei ASDEX verwendet werden; da das ASDEX-Plasma möglicherweise frei ist von Verunreinigungen, wird der GAUNT-FAKTOR berücksichtigt. (F. Pohl)

3.4 Numerische Berechnung von 3-D-MHD-Gleichgewichten

Das neue 3-D-Programm zur Untersuchung von Gleichgewicht und Stabilität dreidimensionaler MHD-Konfigurationen wird derzeit intensiven Tests unterzogen.

Dabei wurden zunächst screw-pinch ähnliche, gerade Anordnungen untersucht. Das neue Iterationsverfahren zur Bestimmung von Zuständen minimaler Energie erwies sich als sehr leistungsfähig. Hierzu wird das volle dreidimensionale Problem durch ein System geringerer Dimension ersetzt, dessen exakte Lösung gerade einen Iterationsschritt definiert. Die Erweiterung auf nichtkreisförmige „Stellarator"-Konfigurationen wurde durch Einbeziehen der Randfläche in die Variation ermöglicht. Die Untersuchung von geraden $\ell = 3$ Anordnungen ergab bisher keinen Hinweis auf die Existenz stabiler Gleichgewichte solcher Art. Diesbezügliche Konvergenzstudien sind noch im Gange, dazu können derzeit Gitter mit maximal 16 x 64 x 32 Punkten verwendet werden. Tests in denen analytische axisymmetrische Gleichgewichte (Solov'ev) als Anfangsbedingungen verwendet werden, sollen Aufschluß über Genauigkeit des numerischen Verfahrens und Stabilitätsaussagen liefern, die den Vergleich mit anderen Stabilitätsprogrammen (Kerner) ermöglichen. (A. Schlüter*, U. Schwenn)

3.5 Systeme nichtlinearer Diffusionsgleichungen

Es ist gelungen, einen Konvergenzbeweis zu führen für ein „möglichst zentriertes" Differenzenschema zur numerischen Lösung von Systemen nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen 2. Ordnung. Die Bedingungen an die (nichtlinearen) „Diffusionskoeffizienten" sind nicht sehr einschränkend. Aussagen über Konvergenz gelten natürlich immer nur in der Grenze $\Delta t \to 0$, $\Delta x \to 0$. Experimentelle Untersuchungen zeigen noch nicht ausreichend klar, was die Konvergenzkriterien zur Auswahl von endlichen Δt und Δx für die numerische Stabilität und die Genauigkeit der Lösung beitragen können. (D. Düchs, K. Graf Finck v. Finckenstein**, L. Ling***)

3.6 Nichtlineare partielle Differentialgleichung 3. Ordnung

Bei der Berechnung nichtlinearer Ausbreitung von elektronenakustischen Wellen im Plasma tritt eine Gleichung der Form

$$\frac{\partial B^2}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{B}\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - B\right)$$

auf. Numerische Lösunsverfahren, wie sie gewöhnlich für Gleichungen 2. Ordnung angewandt werden, führten bisher nicht zum Erfolg. (D. Düchs, D. D. Tshakaia, N. L. Tsintsadze****)

3.7 Berechnung von Vakuumfeldern für geringe Sekundärströme

Mit Hilfe einfacher Feldfunktionenfolgen, die beliebige singularitätenfreie Vakuumfelder in torusförmigen Gebiten darzustellen erlauben[1]), wurde ein numerisches Verfahren zur Optimierung von nettostromfreien Niedrig-β-Konfigurationen entwickelt. Für Linearkombinationen einer vorgebbaren Auswahl der genannten Feldfunktionen werden dabei magnetische Flächen ermittelt und diesen ein geeignet konstruiertes Gütemaß zugeordnet, das die MHD-Stabilität, die Kleinheit der Sekundärströme und sonstige Bewertungskriterien berücksichtigt. Durch Optimieren des Gütemaßes konnte gezeigt werden, daß es in der Tat möglich ist, durch gewisse Linearkombinationen hauptsächlich von $\ell=1$, $\ell=2$ und $\ell=3$ Feldanteilen eine deutliche Verbesserung gegenüber einfachen $\ell=2$ Feldern zu erzielen. (A. Schlüter, W. Dommaschk*)

---

*) Bereich Beschleunigung

**) TH Darmstadt

***) Bereich Informatik

****) Akademie der Wissenschaften der Georgischen SR, Tiflis

[1]) Lab. Ber. IPP 0/38 (1978)

4. Bibliothek, Dokumentation

4.1 Bibliothek

(L. Johannsen)

Bestand der Hauptbibliothek und der zehn Handbibliotheken (ohne PLF) am 4.12.1978:

28 476 Monographien, Konferenzberichte, Loseblattsammlungen
34 542 Reports, Dissertationen, Patentschriften
1 532 Microfiches
115 Mikrofilme
13 609 Zeitschriftenbände
552 Laufende Zeitschriftenabonnements

Davon Neuzugänge im Berichtsjahr:

2 909 Monographien, Zeitschriften usw.
2 385 Relev. Reports, Dissertationen, Patentschriften

Die Bibliothek erstellte und verteilte Informationsdienste, veranlaßte Übersetzungen, bearbeitete Veröffentlichungen, versandte IPP-Berichte und Sonderdrucke. Für die PLF tätigte sie die Literaturbeschaffung und alle obigen Arbeiten ebenso.

4.2 Dokumentation

(D. Düchs, M. Müller-Verweyen)

Im Rahmen der Dokumentation des IPP wurden

4851 Arbeiten aus der Plasmaphysik
3017 Arbeiten aus der Oberflächen- und Vakuumphysik
2895 Arbeiten aus der Technologie

klassifiziert, die die ZAD in Monatsheften herausgibt. Es wurden 85 Literaturrecherchen im Institut erstellt.

Bereich Oberflächenphysik

(Prof. Dr. D. Pfirsch – kommissarisch)

Die Untersuchungen des Zustandes der Wandoberflächen in Tokamaks und die Anwendung von Aufsammelsonden zur Diagnostizierung des Materialtransportes in Plasmamaschinen und zur Sondierung der Plasmarandschicht hat im Berichtsjahr weiter an Umfang zugenommen. Anhand von Proben, die dem Liner von TFR 400 entnommen wurden, wurde die räumliche Verteilung der Niederschläge auf der Wand studiert. Messungen mit der QWAASS-Anlage an TFR 600 erbrachten weitere Ergebnisse über die Menge deponierter Metallatome im Limiterschatten. Auch zum Aufsammeln von Deuterium wurden interessante Ergebnisse erzielt.

Die Messungen von Zerstäubungsausbeuten wurden weitergeführt. Bei der Zerstäubung durch leichte Ionen in der Gegend der Schwellenergie schälen sich Gesetzmäßigkeiten heraus, die Möglichkeiten zur Interpolation zwischen den Meßdaten bieten. Auch bei der Desorption durch Ionenbeschuß erkennt man gewisse Regelmäßigkeiten. Zu den Problemkreisen Rückstreuung und Aufsammeln der Plasmateilchen an bzw. in der Wand und zu den Fragen des Isotopenaustausches wurden weitere Messungen gemacht. Erstmals wurden im größeren Umfang Daten gemessen zur ioneninduzierten Sekundärelektronenemission.

Messungen an Adsorptionssystemen mittels Ionenrückstreuung und Weiterentwicklung der Ionenmikroanalyse wurden fortgesetzt. Einsatz der optischen Spektroskopie für Untersuchungen bei Ionenbeschuß wurde neu ins Programm aufgenommen. Die Zusammenarbeit mit dem SFB 128 wurde ebenso weitergeführt wie die Zusammenarbeit mit der TU München auf dem Gebiet der Desorption durch Photonen und auf dem der Zerstäubung.

Projekt Plasma-Wand-Wechselwirkung

*(H. Vernickel, P. Bauer***, R. Behrisch, U. Beitat*, R. Bhattacharya*, R. Blewer*, R. Blume**, J. Bohdansky, J. Brunnhuber**, W. Eckstein, J. Ehrenberg**, W. Englert**, K. Ertl***, J. Giber*, W. Heiland, W. O. Hofer, H. Liebl, R. MacDonald*, A. P. Martinelli, N. Müller***, O. S. Oen*, W. Poschenrieder, G. Ritter**, J. Roth, B. M. U. Scherzer, R. Schulz**, H. v. Seefeld**, Ph. Staib, G. Staudenmaier, E. Taglauer, F. Thum**, G. Venus, H. Verbeek, A. Zartner**)*

1. Messungen an Plasmamaschinen

Untersuchungen am Liner von TFR 400. Die räumliche Verteilung von Limitermaterialien (Mo, W, C, B_4C), Verunreinigungen (O) und Deuterium auf der inneren Wand von TFR 400 wurde gemessen (Abb. 1). Alle Limitermaterialien sind in Schichtdicken zwischen 1000 und 10000 Å auf dem Liner deponiert. Diese Schicht ist mit einem hohen Anteil Sauerstoff durchsetzt ($n_O/n_{Metall} \approx 1$). Außerdem enthält die Depositionsschicht etwa 1 at % Deuterium. Starke lokale Unterschiede können z. T. durch die Position der Limiter und durch den Magnetfeldripple erklärt werden /117/ (Behrisch, Blewer, Kukral, Scherzer, Schmidl, Staib, Staudenmaier).

Die **QWAASS-Maschine** ist nach zahlreichen Verbesserungen an TFR 600 angeschlossen worden[1]). Die Aufsammelsonden haben nun eine Länge von 50 mm und wurden mit ihrer Fläche senkrecht zu B_T eingeführt, bis ihre Vorderkante an der Plasmagrenze liegt. Die Anordnung erlaubt, mit einer Exponierung die radiale Abhängigkeit der Anzahl deponierter Atome festzustellen /152/. Profile für Ni, Co, Fe (Bestandteil von Inconel, woraus die gesamte Vakuumkammer besteht) und für D (Füllgas) wurden gemessen. Die D-Menge

*) Gast
**) Stipendiat
***) SFB 128

[1]) TFR-600 in Fontenay-aux-Roses. Wir danken unseren französischen Kollegen für die Möglichkeit, dort Messungen durchführen zu können.

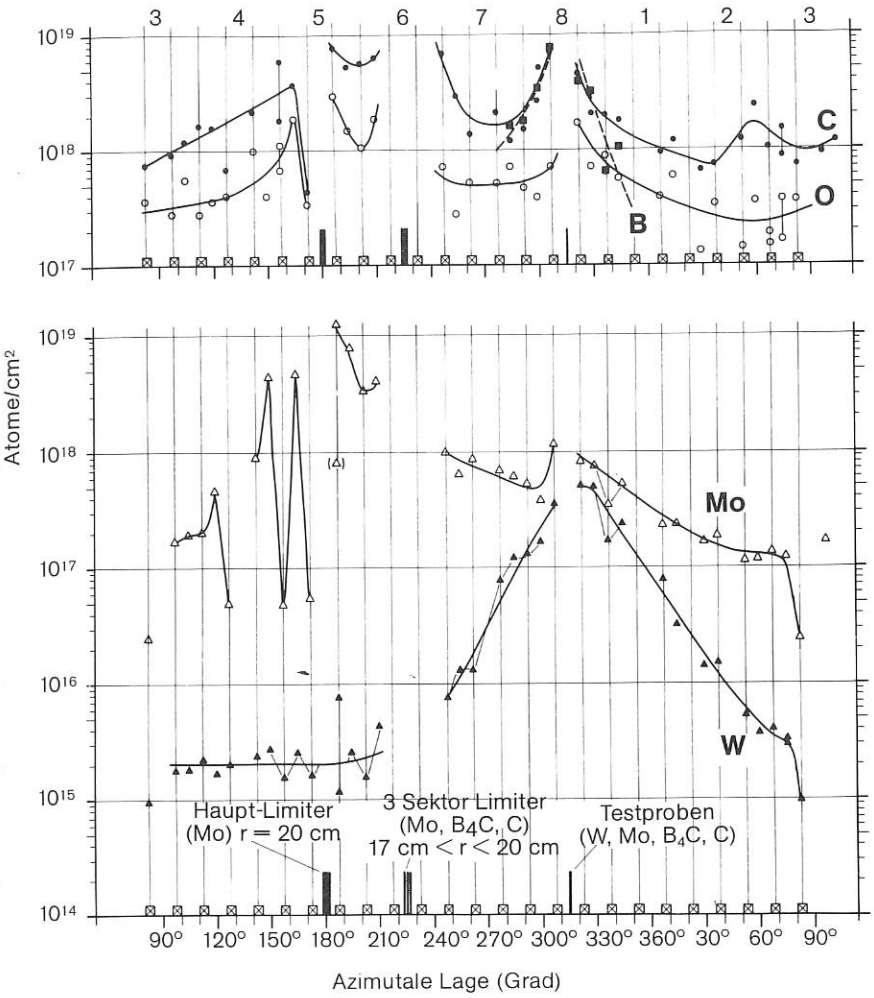


Abb. 1 Räumliche Verteilung der entlang dem äußeren Umfang von TFR 400 auf der Wand deponierten verschiedenen Elemente, einschließlich Deuterium. Am Kopf der Figur sind die Sektorzahlen von TFR angegeben, auf der Abszisse ist u.a. die Lage der Toroidalfeldspulen gekennzeichnet.

wächst im Gegensatz zu Metallen nicht proportional zur Anzahl der Entladungen (Abb. 2). Da die Sättigungsmenge eine Funktion der Energie der D-Atome ist, sollte man im Prinzip letztere aus ersterer abschätzen können. Allerdings sind die Sättigungswerte noch nicht erreicht worden und Rückschlüsse auf eine mittlere Ionentemperatur können nur aus der Anfangssteigung und der Kurvenform gewonnen werden. Aus der Anfangssteigung wird das Produkt $N_D\ T_D$ abgeschätzt. Werden Temperaturen T_D im Bereich 3 bis 50 eV angenommen, liegt die entsprechende Dichte N_D zwischen 8×10^{10} und 2×10^{10} Atome cm^{-3} /151/ (Staib, Staudenmaier, Venus).

Zur besseren Deutung dieser Aufsammelmessungen wurden Untersuchungen an der Hochstromionenquelle und dem MeV-Beschleuniger durchgeführt. Für eine Reihe diskreter Energien im Bereich von 50 eV bis 1 keV wurden Aufsammelkurven für D in C und Si gemessen. Anfangssteigungen und Sättigungsmenge sind Funktionen der Energie und werden wie bei höheren Energien durch Reflexionskoeffizienten bzw. Sättigungskonzentration und Reichweite bestimmt. Da die Ionen, die aus dem Plasma zur Wand gelangen, nicht monoenergetisch sind, wurden auch die Aufsammelkurven für Energieverteilungen, die einer Maxwellverteilung nahekommen, gemessen. Vergleichs-

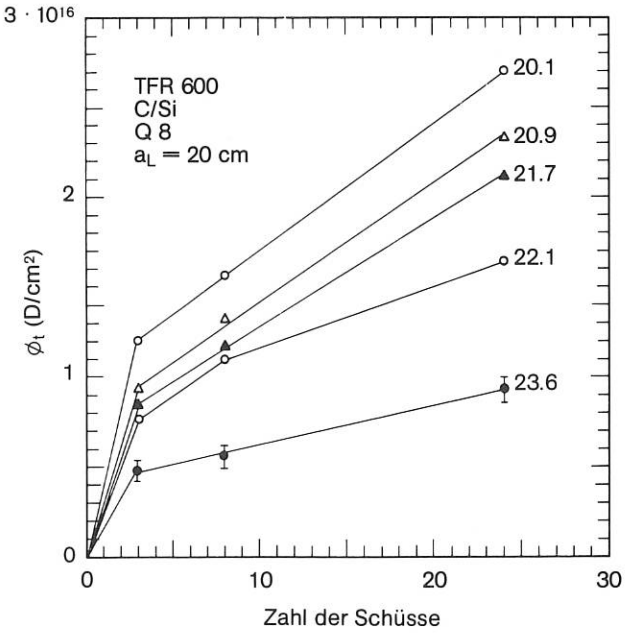


Abb. 2 Aufgesammelte Deuteriummenge als Funktion der Schußzahl (Abszisse) und des Abstandes von der Plasmamitte (Parameter). Die Aufsammelsonde ist ein mit Kohlenstoff bedampftes Siliziumplättchen.

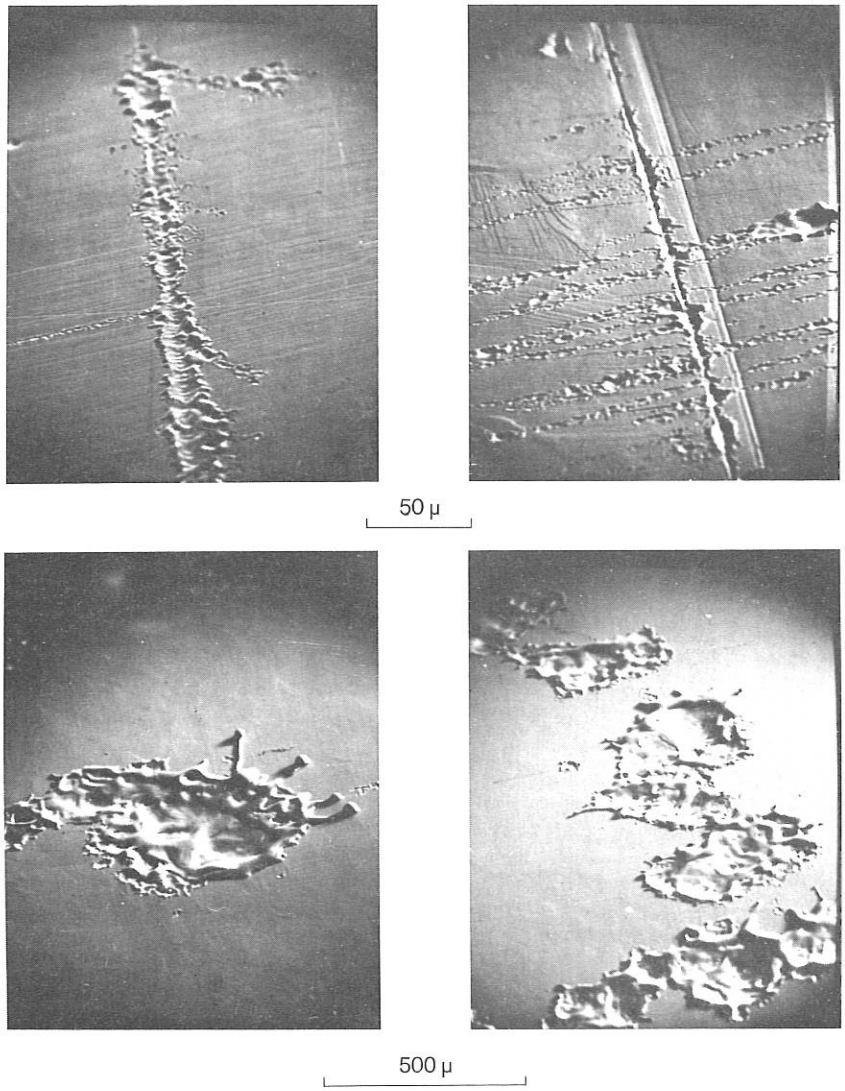


Abb. 3 Details einer in TFR 600 exponierten polierten Probe
(a) Bogenspuren, z. T. gezündet entlang mechanischen Kratzern, die senkrecht zu B_{tor} verlaufen.
(b) Einzelne größere Flecken auf der Seite der Probe, die den Runaway-Elektronen ausgesetzt war.

rechnungen wurden mit dem Programm TRIM* gemacht (Behrisch, Bohdansky, Eckstein, Roth, Staib, Staudenmaier).

Zahlreiche Untersuchungen von Proben wurden mit Hilfe der **Anlage Kora** durchgeführt. Die Stärke dieser Anlage liegt darin, ortsaufgelöste Analysen durchführen zu können und ist deshalb eine wichtige Ergänzung zu Messungen von QWAASS. So können mikroskopische Veränderungen der Probenflächengestalt und -zusammensetzung nachgewiesen werden. Ein Beispiel liefern die Erosionsbilder eines unipolaren Bogens auf einer Inconel-Probe im TFR 600 (Abb. 3), (Kukral, Staib, Staudenmaier).

Für **ASDEX** werden in Zusammenarbeit mit dem ASDEX-Team folgende Diagnostiken zur Wand- und Plasmarandschichtanalyse vorbereitet: Eine neue QWAASS-Apparatur, ein Wasserstoff-Aufsammel- und Desorptionsexperiment, Langzeitexposition div. Proben über Schleusen, ein Massenspektrometer (Quadrupol) zur raschen Gasanalyse und ein in die Divertorkammer (oder Randschicht) einzubringendes Massenspektrometer in Anlehnung an das Omegatron-Prinzip. Die Vorbereitung dieser Meßmethoden schreitet planmäßig voran (Behrisch, Breit, Liebl, Martinelli, Poschenrieder, Roth, Scherzer, Staib, Staudenmaier, Venus).

Untersuchungen zeigten, daß die für ASDEX geplante **Gefäßreinigung** durch Glimmentladungen wesentlich weniger Aufwand bei den dazu benötigten Elektroden erfordert als ursprünglich angenommen wurde. Glimmreinigungen wurden mit gutem Erfolg an PULSATOR nach einem Lufteinbruch mit teilweiser Ölkontamination des Gefäßes durchgeführt. Bei dieser Gelegenheit wurden auch die effektiven Sauggeschwindigkeiten und charakteristische Leitwerte des PULSATOR-Vakuumsystems ermittelt. Die durch einen Liner-Defekt entstandene Leckrate zum Mantelvakuum wurde zu 1,5 l/s (für Luft) bestimmt und stellt damit eine nicht vernachlässigbare Kontaminationsquelle dar (Poschenrieder).

*) Wir danken Herrn Dr. J. Biersack, HMI Berlin, der uns das Programm zur Verfügung stellte.

2. Messungen atomarer Daten für die PWW, Untersuchungen der Einzeleffekte

Die Zerstäubungsmessungen[1]) mit leichten Ionen wurden auf Be, Al, Si, Ta, V, W und verschiedene Karbide ausgedehnt /124/. Wichtigstes Ergebnis war das systematische Verhalten aller Meßdaten für die verschiedenen Ionen-Target Kombinationen. Danach ist die Energieabhängigkeit aller Ausbeuten ähnlich, wenn man diese als Funktion des Energieparameters Teilchenenergie/Schwellenergie ausdrückt. Bei Anpassung der maximalen Ausbeuten für die verschiedenen Ionen-Target-Kombinationen fallen alle Meßpunkte auf eine universelle Kurve. Diese kann durch einen analytischen Ausdruck beschrieben werden, der die Berechnung von unbekannten Zerstäubungsausbeuten erlaubt. Durch Einbau eines Neutralisators konnte erstmals auch die Zerstäubungsausbeute an Isolatoren gemessen werden. Werte an Al_2O_3, BeO und SiO_2 liegen vor. Die Energieabhängigkeit der Zerstäubung ist ähnlich der gefundenen Abhängigkeit an Leitern, jedoch ist noch nicht völlig geklärt, ob die dort gefundenen Gesetzmäßigkeiten auch bei Isolatoren vollständig gelten (Bohdansky, Hechtl[2]), Martinelli, Roth, Ottenberger).

Durch Einbau von Auffängern, die mit Rutherford-Rückstreuung am MV-Beschleuniger analysiert wurden, wurde die Winkelverteilung des zerstäubten Materials an Ni und W gemessen. Diese Verteilung wurde sowohl bei senkrechtem wie schrägem Einschuß bestimmt, Abb. 4. Daten, die insbesondere bei schrägem Einschuß gewonnen wurden, bestätigen die Deutung für die extreme Erhöhung der Zerstäubungsausbeute bei diesen Beschußbedingungen, worüber bereits im Jahresbericht 1977 berichtet wurde (Bay, Bohdansky, Hofer, Roth).

In Zusammenarbeit mit U. Littmark[3]) wurde die theoretische Behandlung des Einflusses der Oberflächenstruktur auf die Zerstäubung mit der Berechnung der räumlichen Emissionsverteilung abgeschlossen. Es zeigt sich, daß Oberflächenstrukturen gravierende Auswirkungen auch auf die differentielle Ausbeute $ds/d\Omega$ ausüben /142/; experimentelle $ds/d\Omega$ Bestimmungen müssen daher in jedem Fall von Oberflächenabbildungen begleitet sein. Die oben erwähnten experimentellen Daten zur Winkelverteilung sind wichtige Eingabewerte für diese Rechnungen (Hofer, Littmark).

In Zusammenarbeit mit den Gruppen Hochstromionenquelle und PHARAO wurden im Experiment DESPERADO **Zerstäubungsmessungen an Oxiden und Karbiden** aufgenommen. Auf Grund besserer Vakuumbedingungen ($p < 10^{-10}$ mb) ist es möglich, die durch den Ionenbeschuß geänderte Stöchiometrie direkt an der Oberfläche zu messen. Wir finden gut reproduzierbare Abhängigkeiten der Gleichgewichtszusammensetzung von Masse und Energie der Beschußionen, die auf einen starken Einfluß der Schwellenergie für die Zerstäubung auf diese Prozesse hindeuten (Abb. 5) /154/ (Heiland, Taglauer).

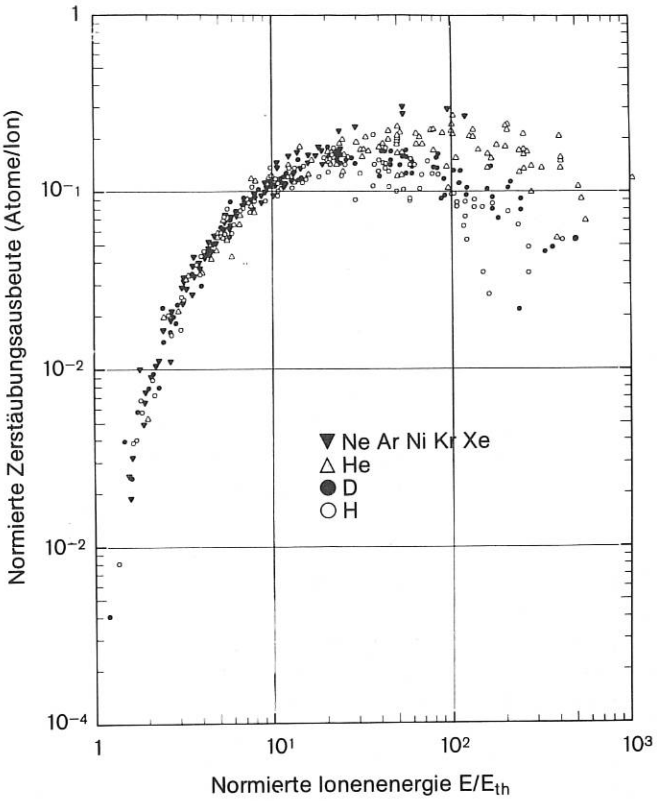


Abb. 4 Normierte Zerstäubungsausbeuten verschiedener Materialien mit $9 \leqq M \leqq 200$ als Funktion der reduzierten Energie.

Untersuchungen zur **Desorption durch Ionenbeschuß** wurden in drei Apparaturen durchgeführt. Mit der Apparatur SORBAS wurde vor allem die Desorption

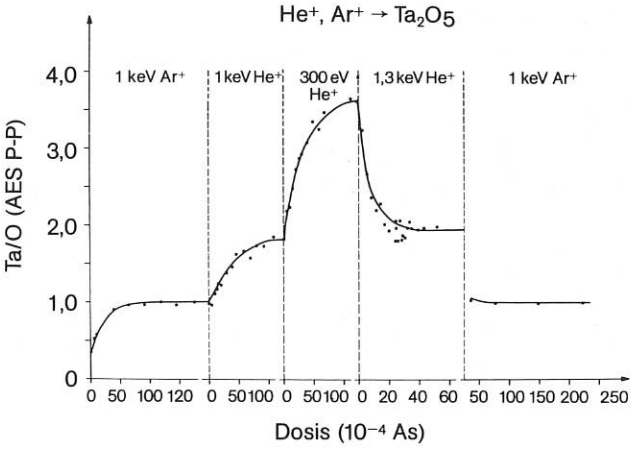


Abb. 5 Entwicklung des Ta/O Augersignal-Verhältnisses, beim Beschuß von Tantal-Oxid mit Ar^+ und He^+ verschiedener Energie.

[1]) z. T. im Auftrag von JET

[2]) TU München

[3]) Universität Kopenhagen

mit H^+ und H_2^+ Ionen gemessen, und zwar für Adsorbatschichten von O und S auf Ni. Die Meßergebnisse liegen etwa in dem nach numerischen Rechnungen (MARLOWE) erwarteten Bereich. Um eventuelle Einflüsse des molekularen Ions abschätzen zu können, wurden einige Messungen zur Streuung von H_2^+ und H^+ an reinen Oberflächen durchgeführt. Wir finden in der Tat charakteristische Unterschiede in den Rückstreuspektren, die jedoch auf die Desorptionsmessungen wenig Einfluß haben sollten. In der Apparatur JUSO wurden Desorptionsmessungen bei gleichzeitiger Messung der Photonenausbeuten durchgeführt. Die Ergebnisse stimmen mit den bisherigen Messungen überein /143/. Weitere Desorptionsmessungen wurden in der neuen UHV-Apparatur DESPERADO vorgenommen. Hier untersuchten wir den Einfluß der Bindungsenergie von O und CO an verschiedenen Metalloberflächen auf den Desorptionsquerschnitt. Die Meßwerte folgen in etwa dem theoretisch erwarteten Verhalten $\delta \sim 1/E_b$/18,43/ (Beitat, Heiland, MacDonald, Taglauer).

Die Messungen zur **Rückstreuung,** die vor allem an Edelstahl und Niob durchgeführt wurden, wurden ausgedehnt auf die Untersuchung der Rückstreuung von H, D und He-Ionen im keV-Energie-Bereich an C, Ti, Mo und W. Diese Materialien werden für Wände, Limiter und Divertorplatten gebraucht oder sind dafür in Betracht gezogen worden. Zum besseren Verständnis der Streuvorgänge wurden auch einige Messungen an Ni und Au, die sich gut reinigen lassen, gemacht /126/. Über den großen Bereich von Targetmaterialien ($6 \leqq Z_2 \leqq 79$) gilt näherungsweise ein Skalierungsgesetz für den Reflexionskoeffizienten. Innerhalb der Fehlergrenzen wurde Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Computer-Stimulation gefunden. Diese beruhen auf dem schon lange im IPP benutzten Programm MARLOWE und auch auf dem wesentlich schnelleren im Hahn-Meitner-Institut, Berlin, entwickelten Programm TRIM, das kürzlich auch am IPP installiert wurde. Das Skalierungsgesetz, das durch die Experimente und die Computersimulation gestützt wird, erlaubt es nun, die Reflexionskoeffizienten für alle Materialien im Energiebereich von 50 eV bis 20 keV für senkrechten Einfall innerhalb eines Faktors 2 vorauszusagen. Dabei ist die Simulation ohne großen Rechenaufwand bei niederen Primärenergien (< 2 keV) günstig. Andererseits sind die Fehler der Experimente bei höheren Energien am kleinsten. Die Form der Spektren (gemessen bei dem Streuwinkel von $\Theta = 135°$) hängt in charakteristischer Weise vom Targetmaterial ab, wie in der Abb. 6 gezeigt wird. Die aus der Simulation gewonnenen Spektrumsformen stimmen weniger gut mit den gemessenen Spektren überein. Das liegt wahrscheinlich daran, daß die Kenntnis der inelastischen Energieverluste für Energien < 5 keV unsicher ist. Bei Ti kommt es durch den Beschuß mit Wasserstoffionen zu Hydridbildung. Dadurch wird der Reflexionskoeffizient erniedrigt und die Spektrumsform verändert. Ähnliche Effekte wurden an WO_3 beobachtet. Die bisherigen Messungen wurden mit einem festen Streuwinkel ($\Theta = 135°$) und senkrechtem Einfall gemacht. Daraus läßt sich der

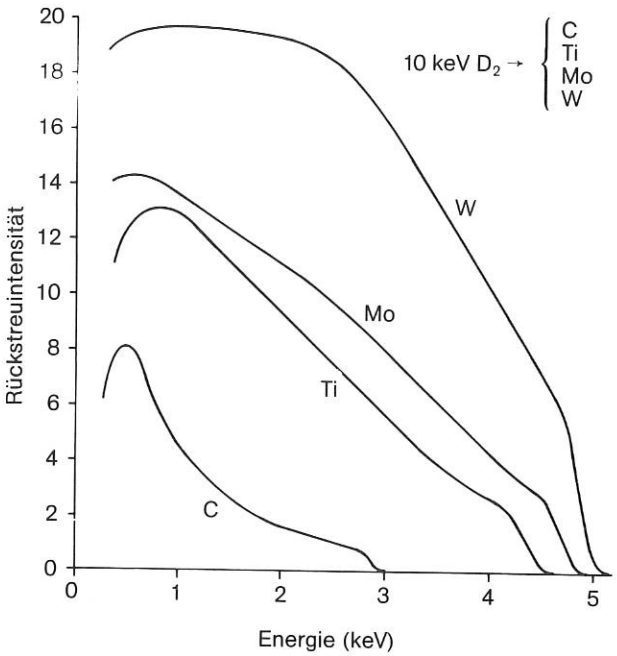


Abb. 6 Energiespektrum des an verschiedenen Materialien rückgestreuten Wasserstoffs

Reflexionskoeffizient gewinnen, wenn man eine cos-Verteilung der reflektierten Teilchen annimmt. Inzwischen wurde eine neue Anordnung erprobt, mit der Winkelverteilungen gemessen werden können. Erste Messungen an Gold zeigen, daß die Annahme der cos-Verteilung richtig ist (Bhattacharya, Eckstein, Oen, Verbeek).

Die **Aufsammelmessungen** von Deuterium in 316 SS bei −120°C wurden auf den Energiebereich von 1–14 keV ausgedehnt (Abb. 7). Dabei zeigt sich, daß Deu-

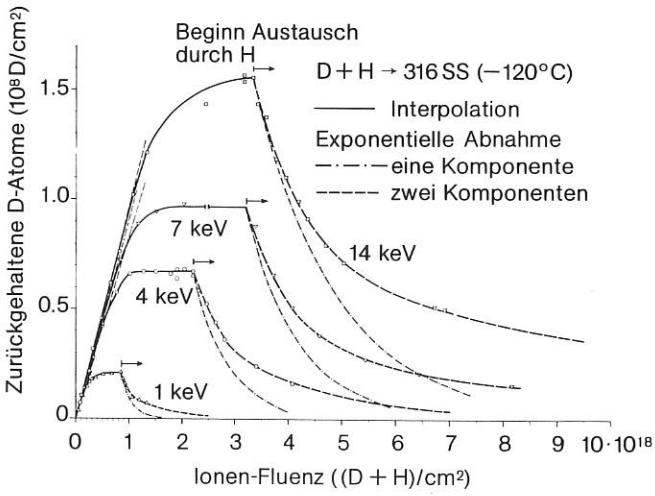


Abb. 7 Aufsammeln und nachfolgender Isotopenaustausch an Edelstahl, der bei 150°K mit Deuterium verschiedener Energie implantiert wurde. Die dünne gestrichelte Linie im linearen Anstieg entspricht 100% Aufsammeln nach Abzug der kinematischen Reflexion. Die Unterbrechung im Sättigungsbereich der 7 keV-Kurve entspricht einer zusätzlichen Fluenz von 2 x 10^{18} D/cm².

terium bis zu einer Sättigungskonzentration von $n_D/n_{Metallatome} \approx 1$ innerhalb der Reichweitenverteilung der Ionen zu 100% aufgesammelt wird. Dabei ist der kinematisch zurückgestreute Anteil abgezogen, der gut mit den theoretischen Werten von Robinson und Oen und den gemessenen Werten von Eckstein und Verbeek übereinstimmt. Über die Sättigungskonzentration hinausgehender Wasserstoff wird vollständig reemittiert. Dabei ist es gleichgültig, um welches Isotop (H, D) es sich handelt. Ein Proton verdrängt aus einer mit Deuterium gesättigten Schicht ein Deuteron und umgekehrt. Insgesamt folgt der Austauschprozeß zwischen H und D jedoch **nicht** einer einfachen Mischungsregel. Er kann vielmehr durch zwei Austauschquerschnitte beschrieben werden, die sich um eine Größenordnung unterscheiden. Etwa je 50% der Sättigungsmenge werden mit hohem und niedrigem Querschnitt ausgetauscht /120/. Ähnliche Messungen des Aufsammelns und des Austausches von Wasserstoff und Helium bei verschiedenen Temperaturen wurden an Mo begonnen (Blewer, Behrisch, Scherzer, Schulz).

Das **Aufsammeln** von 5 keV Deuterium in **BeO-Filmen** wurde im Temperaturbereich von −130 bis 200°C gemessen. Es wird im gesamten Temperaturbereich vollständiges Aufsammeln bis zu einer Sättigungsmenge beobachtet, die mit steigender Temperatur abnimmt. Dabei verteilt sich das Deuterium gleichmäßig über die gesamte Schichtdicke mit Sättigungskonzentrationen von $0{,}25 \leqq n_D/n_{BeO} \leqq 0{,}34$. Bei hoher Temperatur werden die BeO-Filme durch den Beschuß stark zerstört (Exfoliation). (Behrisch, Blewer, Borders*, Langley**, Roth, Scherzer, Schulz)

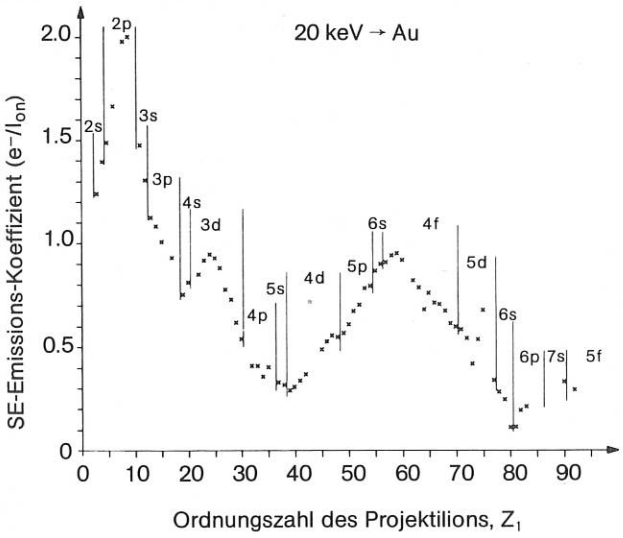


Abb. 8 Abhängigkeit des Elektronenemissions-Koeffizienten von der Elektronenschalenstruktur des Projektil-Ions. Die Messung wurde für 20 keV-Ionen an reinen Au-Oberflächen durchgeführt.

*) Sandia Lab., Albuquerque, USA

**) ORNL, USA

Die Untersuchungen zur **ioneninduzierten Sekundärelektronenemission** haben im Berichtszeitraum eine Reihe neuer Ergebnisse gebracht, die weiteren Aufschluß liefern sowohl über den zugrundeliegenden Emissionsmechanismus selbst als auch über Stoßkaskaden im allgemeinen. Hierbei erwies sich die Kombination eines Ionen-Elektronenkonverters mit einer Zerstäubungsquelle und Sekundärionenmassenfilter (als universelle Ionenquelle) als besonders vorteilhaft, weil der Emissionsprozeß durch Ionen nahezu aller chemischen Elemente sowie vieler Verbindungen untersucht werden kann, und weil im Ergebnis nicht nur der mittlere Emissionskoeffizient, sondern die gesamte statistische Verteilung der Elektronenemission vorliegt. Im einzelnen wurde an Goldoberflächen gefunden, daß die Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten von der Schalenstruktur der Ionen um ein Vielfaches stärker ist als bisher (an verunreinigten Oberflächen) gefunden (Abb. 8), daß die Schalenstruktur sich auch im Emissionskoeffizienten von Molekül- und Clusterionen manifestiert und daß selbst für dichteste Stoßkaskaden sich keine erhöhte (thermionische) Elektronenemission zeigt; der Emissionskoeffizient wird allein durch Anzahl und Geschwindigkeit der Atome des (Molekül)Projektilions bestimmt. Dieser Befund spricht klar gegen plasmaartige Anregungszustände in Stoßkaskaden (Hofer, Thum).

3. Längerfristige Entwicklungen und Grundlagenuntersuchungen

Bei der **Untersuchung von Adsorptionsschichten durch Ionenrückstreuung** wurden vor allem Probleme der Neutralisation und der Oberflächenstruktur behandelt. Die Messungen zur Neutralisation von Edelgasionen (100 eV bis 2000 eV) an Pb-Schichten wurden durch einen Vergleich mit der Streuung an einem Pb-Dampfstrahl ergänzt. Dabei zeigt sich, daß auch die Neutralisation am Festkörper weitgehend als eine Atom-Atom-Wechselwirkung verstanden werden kann /163/. Die Messungen an CO- und O-Adsorptionsschichten an Metallen (Ni, W) wurden fortgeführt. Zum Teil ergaben sich interessante Ergebnisse zur Struktur dieser Schichten /129/ (Englert, Heiland, Taglauer, Zartner).

Der **Nachweis von Teilchen durch Photonen** kann auf gestreute, desorbierte oder zerstäubte Teilchen angewendet werden, da diese vielfach in angeregten Zuständen auftreten. Zu Vergleichen mit Ionenstreuung wurde untersucht, inwieweit diese angeregten Teilchen zur Messung, z. B. der Rückstreuung oder von Desorptionsquerschnitten geeignet sind /143/ (Heiland, MacDonald, Taglauer).

Die Kenntnis des **Energieverlustes** ist wesentlich für die Computersimulation. Im Rahmen einer Doktorarbeit wurde der Energieverlust von H, D und He-Ionen an dünnen ein- und polykristallinen Goldfolien gemessen. Dabei zeigten sich erhebliche Abweichungen von der theoretisch geforderten Proportionalität

zur Geschwindigkeit der Teilchen (Blume, Eckstein, Verbeek).

Während eines sechswöchigen Gastaufenthalts Herrn Hofers an der Universität Kopenhagen wurde auf transporttheoretischem Wege eine Beziehung abgeleitet, die sog. **Kaskadenmischvorgänge in Festkörpern** zu berechnen gestattet. Die sukzessive Verschmierung eines vorgegebenen Profils (Phasengrenze, Diffusionsgradient, u. ä.) während energiereicher Teilchenbestrahlung kann damit bestimmt werden. Speziell wurde die Veränderung eines vorgegebenen Tracer-Profils durch Zerstäubungsätzung (sputter depth profiling) untersucht (Hofer, Littmark*).

Die Überlegungen und Berechnungen zur methodischen und instrumentellen Fortentwicklung der **Ionenstrahlmikroanalyse** wurden weitergeführt. Sie führten u. a. zu einem neuartigen Konzept einer thermischen Oberflächenquelle von sehr kleiner virtueller Ausdehnung (≈ 10 μm), welche als Primärstrahlquelle von positiven Alkali- oder negativen Halogenionen geeignet ist. Ferner wurde eine neuartige elektrostatische Emissionslinse berechnet, welche sich sowohl zur direkten Abbildung von Oberflächen mittels Sekundärionen als auch zur Abbildung nach dem Rasterprinzip besonders gut eignet (Liebl).

Die Spinpolarisationsmessungen[1]) bei der Beugung langsamer Elektronen an der Gold (110)-Oberfläche wurden beendet. Auffällige Strukturen in der Spinpolarisation konnten in einem Fall einer Oberflächenbarrierenresonanz zugeschrieben werden /144/. Die Energiespektren der feldemittierten Elektronen aus dem System EuS auf W zeigen verschiedenes Verhalten für dünne (≈ 50 Å) und dicke Schichten (≈ 500 Å), was auf verschiedene Emissionsprozesse schließen läßt (Bauer, Eckstein, Ertl, Müller).

*) Universität Kopenhagen

[1]) SFB 128

Bereich Informatik

(Prof. Dr. Friedrich Hertweck)

Im Bereich Informatik werden folgende Aktivitäten zusammengefaßt: der Betrieb der Rechenanlagen IBM 360/91 und AMDAHL 470 V/6, die Entwicklung des Betriebssystems AMOS und das Projekt „Datenerfassung".

Im Jahre 1978 wurden die (gekoppelten) Anlagen 8124 Std. betrieben. Die verbrauchten CPU-Zeiten waren 5279 Std. auf dem IBM- und 4638 Std. auf dem AMDAHL-Rechner, wovon das IPP einen Anteil von 35% bzw. 59% hatte.

Nachdem mit Ablauf des Jahres 1977 die Anfangsschwierigkeiten nach Installation des AMDAHL-Rechners überwunden waren und ein zufriedenstellender Betrieb des Verbundsystems erreicht werden konnte, wurden 1978, neben der Einführung des OS/MVT Release 21.8, im wesentlichen nur Betriebssystemarbeiten durchgeführt, die wegen Änderung der Peripherie notwendig wurden (Erweiterung der Plattenspeicher, Magnetbandgeräte, Datenfernleitungen).

Die AMOS/2-Entwicklung wurde fortgesetzt, wobei insbesondere ein Report Editor System RESY, ein Context Editor ACE und ein Compiler für eine erweiterte PL360-Sprache fertiggestellt wurden. Die Software für Datenübertragung zwischen zwei Interdata-Rechnern nach den X.25-Protokollen wurde fertiggestellt und demonstriert.

Das GALE-System wurde am Experiment WVII erfolgreich mit einer größeren Anzahl von Terminals eingesetzt. Ferner können die Datenerfassungsrechner wahlweise als RJE-Station oder als CMS-Terminal an die zentrale Rechenanlage angeschlossen werden.

1. Betrieb der Rechenanlage

(K. H. Goihl, M. G. Croci-Pacco, R. Pocock, R. Alexander bis Mitte d. J.)

1.1 Betriebsstatistik

Während des Jahres 1978 war die Rechenanlage in der Regel mit vier Schichten ausgelastet. Die globale Betriebsstatistik ist aus folgender Tabelle zu entnehmen:

	IBM 360/91	AMDAHL 470 V/6
Betriebszeit	7890:13	8123:47
CPU-Zeit (Stapel)	5279:19	4637:37
Anteil IPP	34.6%	58.8%
Anzahl der Jobs	180588	261876

1.2 Betrieb der gekoppelten Anlagen IBM 360/91 und AMDAHL 470 V/6

Nachdem mit Ablauf des Jahres 1977 ein zufriedenstellender Betrieb des gekoppelten Systems erreicht werden konnte, konzentrierten sich die Arbeiten im vergangenen Jahr hauptsächlich auf Arbeiten im Zusammenhang mit Peripherie-Erweiterungen und allgemein die Verbesserung des Betriebs. Insbesondere wurde das (wohl nun endgültig letzte) Release 21.8 des OS-MVT auf der AMDAHL (als virtuelles System) implementiert. Die entsprechenden Arbeiten für die 360/91 wurden zurückgestellt, da diese Anlage bald ersetzt werden soll. Um den gestiegenen Anforderungen der Benutzer nachzukommen, wurden weitere Plattenspeicher installiert, die Magnetbandperipherie erweitert sowie einige weitere RJE-Stationen angeschlossen (Wählleitungen Culham, Kaiserslautern, Lausanne, Standleitungen Mainz und Bereich Theorie des IPP). Letztere können durch einen in Zusammenarbeit mit dem MPI für Physik und Astrophysik entwickelten, vom Terminal her durch Signale bedienbaren Schalter wahlweise an jede der beiden Maschinen angeschaltet werden.

1.3 Betriebssysteme VM/370, AMOS und OS/MVT

Am VM/370 wurden nur die durch die Hardwareerweiterungen notwendig gewordenen Änderungen (Definition neuer E/A-Geräte) durchgeführt. Die Planungen für die Installation des Release 5 wurden aufgenommen.

Das laufende AMOS-System wurde um folgende Kommandos erweitert: SPOOL und FSPOOL, um Dateien an andere virtuelle Maschinen zu übergeben (für Datenschutz notwendig), JOBS-Kommando zeigt auch Inhalt der Plotter-Warteschlangen an, Operator-Kommando DISPLAY PLOT zur Überprüfung des Ablaufs, sowie einige weitere Dateien-Konversion betreffende Änderungen. Der dem AMOS zur Verfügung stehende Plattenplatz wurde den Anforderungen der Benutzer entsprechend um 25% auf 500 Mio Bytes erweitert.

Um neuere periphere Geräte durch das MVT bedienen zu können, wurde Release 21.8 des OS/MVT auf der AMDAHL (als virtuelle Maschine unter VM/370) installiert. Es wurden zwei Stränge mit je vier 300 MByte Plattenspeichern und eine Bandsteuereinheit mit vier Bandgeräten für hohe Schreibdichte (6250 BPI) angeschlossen.

1.4 Benutzerunterstützung

Das IPP-Programmier-Handbuch wurde überarbeitet und die Bits & Bytes, das monatliche Bulletin der Rechenanlage, durch regelmäßige tutorial-ähnliche Berichte erweitert.

Es wurden neue Versionen des REDUCE-Systems, von SPSS und MANDAS installiert, die IMSL-Bibliothek erweitert und einige katalogisierte Prozeduren zur besseren Unterstützung der FORTRAN-Programmentwicklung am AMOS-Terminal (vgl. Bericht IPP R/29) eingerichtet.

Im übrigen wurden wieder einige Programmier-Kurse durchgeführt: FORTRAN, Job Control Language, PL 360, Magnetband-Benutzung, Dienstprogramme.

1.5 Ausbau-Planung

Im abgelaufenen Jahr wurde mit der Planung des Ersatzes der IBM 360/91 begonnen. Diese Anlage ist jetzt 10 Jahre in Betrieb. Neben allmählich zunehmenden Hardware-Problemen führt die zunehmende Inkompatibilität mit moderneren Betriebssystemen und Hardware zu Schwierigkeiten (die Anlage hat keine virtuelle Arbeitsspeicher-Technologie, es sind keine Blockmultiplex-Kanäle anschließbar, usw.). Obwohl für gleitkomma-intensive Programme die Leistung der Anlage über der der AMDAHL liegt, wandern Benutzer wegen des zu kleinen Arbeitsspeichers von 2 MByte (davon stehen nur 1.5 MByte dem Benutzer zur Verfügung) zunehmend auf die AMDAHL ab.

Die Planung sieht vor, die 360/91 durch eine mit der AMDAHL kompatible Anlage zu ersetzen und die beiden Anlagen durch zwei CCAs (Channel-Channel-Adapter) gekoppelt zu betreiben. Ferner soll alle Peripherie grundsätzlich von beiden CPUs zugänglich sein, so daß jede der Anlagen die andere bei Ausfall ersetzen kann. Die Auswahl eines Nachfolgemodells konnte bis Jahresende noch nicht abgeschlossen werden.

2. AMOS-Entwicklung

(F. Hertweck, A. Döderlein, H. Fisser, I. Precht, K. H. Goihl, R. Pocock, A. Hackl, J. Maier*)*

Die Arbeiten am AMOS/2 wurden fortgeführt. Der Entwurf für ein verallgemeinertes Dateien-Management wurde fertiggestellt und mit der Implementierung begonnen. Teile des Katalogmanagements wurden fertiggestellt.

Eine der häufigsten Ursachen für Systemzusammenbrüche beim Betrieb der beiden gekoppelten Rechner war die Rückwirkung der Rechner aufeinander über die Kanalverbindung (insbesondere durch Fehler der 360/91 brachen oft die Betriebssysteme der AMDAHL zusammen). Um die Kanalkoppelung zuverlässiger zu machen, wurde eine neue Version der diesbezüglichen Software in Angriff genommen und nahezu abgeschlossen. Sie arbeitet nach ähnlichen Prinzipien wie das HDLC-Verfahren und wird eine deutlich bessere Zuverlässigkeit aufweisen, wie anfängliche Tests zeigen.

Um die Dokumentation der Programmentwicklung besser in den Griff zu bekommen, wurde ein „Report Editor System", RESY, entwickelt, welches einfacher zu bedienen ist als das bisher benutzte ROFF. Es kann für das Schreiben von Reports aller Art eingesetzt werden (vgl. Report IPP R/28).

Als Hilfsmittel für die Entwicklung von System-Programmen wurde PL360X, eine neue Version des PL360, entwickelt und stand Ende des Jahres für Testzwecke zur Verfügung. Es wurden vor allem Sprachelemente zur besseren Daten- und Programm-Strukturierung eingeführt.

Eine erste Version des AMOS Context Editors ACE konnte Ende des Jahres den Benutzern zum Testen übergeben werden. (Der volle Einsatz ist für Anfang 1979 geplant.)

Die Arbeiten an der Entwicklung von Rechnerverbund-Software wurden weitergeführt. Zwischen zwei Interdata 7/16-Rechnern können mit HDLC-Hardware und X.25-Protokollen Daten übertragen werden (z. B. gleichzeitiger Dateien-Transfer und Terminal-Dialog). Ein Entwurf für ein virtuelles Terminal Protokoll wurde fertiggestellt und die Übertragung der X.25-Software in die AMDAHL 470 in Angriff genommen. Alle diese Arbeiten werden durch den PL70-Cross Compiler und weitere Software auf der AMDAHL 470 unterstützt. (Die beiden Interdata-Rechner sind an die AMDAHL durch Datenfernübertragungsleitungen angeschlossen.)

---

*) abgeordnet vom MPI für Physik und Astrophysik

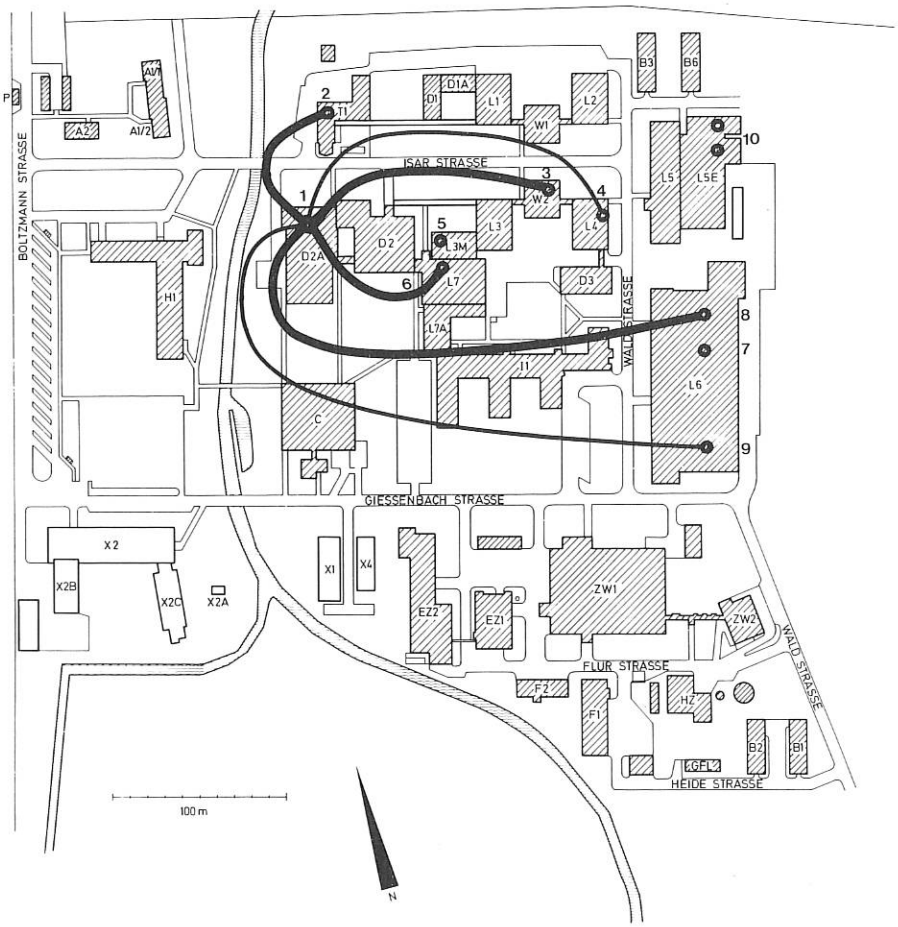
3. Projekt Datenerfassung

(F. Hofmeister, H. Kroiss, R. Lathe, Ch. Tichmann, J. Steuerwald, D. Zimmermann)

3.1 Rechneranschluß an das Rechenzentrum über RJE und CMS/EDDAR-System

Mit Ablauf des Jahres 1978 arbeitet PDE seit 5 Jahren an der Erstellung von Datenerfassungssystemen für große und kleine Experimente der Plasmaphysik. Einschließlich der für das Jahr 1979 schon geplanten neuen Anlagen sind etwa 10 Rechner – alle von der Serie PDP11 – vorhanden.

Im Berichtsjahr wurden für die Experimente mit größerem Bedarf an Auswertungsrechnungen am Rechenzentrum (RZ), oder wenn die Benutzung von RZ-Peripherie-Geräten wünschenswert war, RJE-Anschlüsse der PDP11-Rechner mit RSX11-M-Betriebssystemen ans RZ erstellt. Damit besteht jetzt die Möglichkeit, Datensätze über Anschlußleitungen ans RZ zu übertragen, dort bearbeiten und Ausdrucke machen zu lassen bzw. auch nach Rückübertragung zum Experimentrechner hier mit den komprimierten Daten zu arbeiten. Eine andere Anschlußart ans RZ ist über ein neu entwickeltes Leitungsanschluß-Programm in der PDP11 möglich. Damit kann vom PDP11-Terminal aus ein interaktiver Dialog mit dem RZ (CMS-System) geführt werden. Ein Rechneranschluß mit direkter Kommunikation zwischen Programmen wäre effektiver, konnte aber leider bis jetzt nicht realisiert werden. Die Rechner-Anschlüsse ans RZ waren eine Voraussetzung für eine bequeme Benutzung des „EDDAR"-Systems (für Experiment Data Documentation and Retrieval). Dieses System befindet sich in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium. Der erste Teil zur Übernahme von Experimentdaten aus dem RJE-Anschluß und Speicherung der Daten in OS-Files ist fertig. Die Programme sind in Benutzeranleitungen dokumentiert und werden bei W VII im Teststadium verwendet. Die Auswertung von Experiment-Daten durch große Programme im RZ und Darstellung der Ergebnisse über RZ-Peripherie oder am Experiment wird dadurch für den Benutzer wesentlich einfacher.



1) AMDAHL (Rechenzentrum)
2) PDP11/45, 11/20 (PDE)
3) PDP11/34 – W3/1. Stock (PWW)
4) PDP11/34 „EDAS"-Nachfolge (PWW)
5) PDP11/20 (PPQ/WIIb)
6) PDP11/45 (W7)
7) PDP11/45 (PULSATOR)
8) PDP11/70 etc. (ASDEX)
9) PDP11/34 (OPT. DIAGNOSTIK)
10) PDP11/34, PDP11/40 (PLF)

RJE-Verbindungen 1978
RJE-Verbindungen 1979

Abb. 1 PDP11-Rechner und RJE-Verbindungen zum Rechenzentrum

3.2 GALE-Einsatz bei W VII / Andere Datenerfassungs-Systeme / Neue Treiberprogramme

Das Standardsystem für Datenerfassung unter RSX11-M „GALE", das bereits 1977 am W VII-Experiment getestet wurde, hat sich beim W VII-Experiment jetzt auch mit größeren Datenmengen und vielen angeschlossenen Auswerte-Terminals bewährt.
Fast alle Datenerfassungen sind inzwischen darauf umgestellt worden, was natürlich auch das Schreiben, Testen und Implementieren von neuen Steuerprogrammen (Treiberprogramme) für die jeweiligen Datenquellen erforderte. Die übrigen Experimente mit Datenerfassungs-Systemen wurden mit neuen Treibern und Wartungsarbeiten unterstützt und teilweise wurden auch Auswerteprogramme von PDE erstellt oder überarbeitet. Für den Aufbau im nächsten Jahr wurden zwei neue Anlagen geplant. Es handelt sich um ein Mehrbenutzer-System in der Abt. Oberflächenphysik und um ein System für optische Diagnostik-Aufgaben. Eine dritte Anlage wird mit Beratung durch PDE am „ASTERIX III" (PLF) eingesetzt werden.

3.3 Geräte-Entwicklung / Testprogramme / Cross-Assembler für Mikroprozessor

Neben neuer käuflicher Hardware wurden auch neuentwickelte schnellere Analog-Digital-Wandler eingeführt. Es handelt sich um ADCs mit 10 bit Auflösung und 1.25 μs Konversionszeit pro Kanal. Die Datenausgangssteuerung zum angeschlossenen Speicher-Modul und der CAMAC-Steuerungsteil sind mit der entsprechenden Steuerungskarte der früher entwikkelten langsameren ADCs („ADM") identisch, so daß diese Geräte mit vergleichsweise wenig Entwicklungsaufwand hergestellt werden konnten und softwaremäßig kompatibel sind.

Ein neues Testprogramm für unseren Standard-ADC „ADM" gibt rechnergesteuert die zu digitalisierenden Analogspannungen vor, so daß die Geräte „über alles" rechnergeführt getestet werden können. Weitere Testprogramme allgemeiner Art sind so geschrieben worden, daß sie mit den beiden verwendeten CAMAC-Controller-Typen ICP11 und 1533a arbeiten.

Für die Mikroprozessoren-Reihe 99xx (TEXAS) wurde ein Cross-assembler entworfen, der es mit dem Komfort der PDP11-Rechnerperipherie erlaubt, 99xx-Programme zu schreiben.

3.4 Mitarbeit bei JET / Serielles CAMAC-System

Für JET wurde eine Studie angefertigt über das serielle CAMAC-System und dessen Anwendung in „CODAS", dem Steuerungs- und Datenerfassungs-System für JET. Das serielle CAMAC-System, dessen Einsatz auch für ASDEX geplant ist, bietet gegenüber der bisher verwendeten parallelen Lösung erhöhte Störsicherheit, einfache Überbrückung großer Entfernungen und Anschlußmöglichkeit für eine größere Zahl von CAMAC-Rahmen. Ende des Jahres wurde es mit den ersten Komponenten in Betrieb genommen.

3.5 Weitere Aufgaben für ASDEX

Andere neue Aufgaben bei ASDEX, die sich bei der Planung für ASDEX ergeben haben, sind die softwaremäßige Eingliederung von kleineren Rechnern (Unter-Rechner) ins Datenerfassungssystem des Experimentrechners (PDP11/70) und Arbeiten, die sich aus der Größe des ASDEX-Systems neu ergeben. Erste Benchmarktests haben einen Überblick über den Zeitbedarf der Datenerfassungsphase gebracht und Besprechungen mit ASDEX haben die Aufgaben, die bei diesem sehr großen System zu erwarten sind, schon etwas konkretisiert, d. h. für viele Diagnostiken liegen jetzt Pläne vor, mit welchen Geräten die Daten erfaßt werden sollen und mit welchen Datenflüssen zu rechnen ist. Auch in bezug auf Auswerteprogramme für ASDEX-Diagnostiken wurden Konzepte und Lösungsvorschläge erarbeitet.

3.6 Mittelfristig wichtige Entwicklungsarbeiten

Angesichts der Vielfalt der zu erledigenden dringenden Arbeiten konnte nur wenig an mittelfristig wichtigen Aufgaben getan werden. Hier sind zu nennen zum einen Weiterentwicklung am „EDDAR"-System, das es in Zukunft erleichtern soll, aus den großen Datenmengen der Experiment-Ergebnisse durch gezielte Vergleiche und Zuordnungen einen Überblick über die ihnen zugrundeliegende Physik zu gewinnen. Zum anderen wurde PASCAL als mögliche höhere Sprache für Echtzeit-Anwendungen untersucht. Die im HMI Berlin entwickelte CAMAC-Testsprache „MUMTI" wurde im IPP implementiert und zur Entwicklung von Testsoftware für serielle CAMAC-Geräte benützt. Mit solchen Interpretern können vielleicht in Zukunft ein kleineres Datenerfassungs-System oder eine Steuerung betrieben werden. Die Entwicklung geht hier in Richtung Dezentralisierung und benutzerfreundlichen Dialog-Betrieb.

4. EDV für das Rechnungswesen

(D. Seewald)

Im Berichtsjahr wurden neben der laufenden Programmpflege folgende Erweiterungen des EDV-Systems durchgeführt:

- Die Schnittstellen zwischen Fertigungsabrechnung, Betriebsabrechnung, Laserabrechnung, Haushaltsüberwachung und F&E-Plan wurden neu definiert; die Programme angepaßt.
- Neu erstellte Programme ermöglichen es, Fertigungsaufträge aus dem Investitionshaushalt in den Betriebshaushalt überzuführen und umgekehrt. Zugehörige Buchungen in der Finanzbuchhaltung werden vom Programm erstellt.
- Die Anlagenverwaltung wurde erweitert, sodaß die geringwertigen Wirtschaftsgüter (unter DM 800,–) getrennt von den übrigen verarbeitet und archiviert werden.

Bereich Beschleunigung

(Prof. Dr. Arnulf Schlüter)

Der frühere Bereich Relativistische Plasmen wurde mit Wirkung vom 1. 8. 1978 in Bereich Beschleunigung umbenannt, da die Aufgabe der Beschleunigung von Pellets aus gefrorenem Wasserstoff zur Nachfüllung in Plasmamaschinen dem Bereich übertragen wurde. Drei Mitarbeiter aus dem Bereich Technologie traten gleichzeitig in den Bereich ein.

Die kalte Nachfüllung durch Pellets soll schon bei der gegenwärtigen Generation von Einschlußexperimenten eingesetzt werden, da das Verfahren der Zuführung von kaltem Neutralgas, das zur Zeit benutzt wird, mit wachsender Größe der Maschinen unzulänglich wird. Der erste systematische Einsatz ist bei der Anlage ASDEX vorgesehen, bei der die Untersuchung der Divertor-Wirkung die Beherrschung der Nachfüllung voraussetzt. Auf diese Verwendung sind daher zunächst die neu aufgenommenen Arbeiten gerichtet, sie werden aber auch für den künftigen Betrieb von JET wichtig sein.

Die Arbeiten zur kollektiven Ionenbeschleunigung durch Ringe aus relativistischen Elektronen wurden auch im Berichtsjahr an der Anordnung Pustarex fortgesetzt. In Pustarex ist eine schnell gepulste Ringkompression verbunden mit einer statischen Beschleunigung durch ein divergentes Magnetfeld. Durch diese Kombination sollen sowohl die Voraussetzungen für eine höhere Wiederholfrequenz wie auch für eine höhere Ionisierung der schweren Ionen geschaffen werden. Acht schnell gepulste Spulen komprimieren und transportieren den Ring in einen „Wartesaal", in dem der Ring mit Ionen beladen wird. Die letzten zwei gepulsten Spulen schieben den Ring von hier zum Spillpunkt, dem Beginn der statischen Beschleunigungsstrecke. Die Stabilität der Ringe muß während dieses Prozesses gesichert werden. Vor allem die Verminderung der negative-mass-Instabilität erfordert eine minimale Kopplungsimpedanz des Ringes zu seiner Umgebung und damit azimutal gut leitende Wände in der Ringnachbarschaft. Wegen der resistiven Instabilität ist der Widerstand dieser Wände Beschränkungen unterworfen. Die Hauptarbeit des vergangenen Jahres lief deshalb darauf hinaus, Wände zu finden, die den verschiedenen Bedingungen genügen. Dies gelang zu einem erheblichen Teil, geleitet durch umfangreiche theoretische und numerische Untersuchungen. Bei allerdings noch kleinen Teilchenzahlen konnten Ringe beschleunigt werden. Künftige Verbesserung der Ringstabilität wird durch Erhöhung der inneren Landaudämpfung erwartet, für die eine modifizierte Elektronenquelle entwickelt wurde.

Die Arbeiten zur schwerioneninduzierten Fusion wurden durch Untersuchungen fortgeführt, die zum Teil gemeinsam mit dem Lawrence Berkeley Laboratory und der University of Maryland durchgeführt wurden.

1. Elektronenring-Beschleuniger

(C. Andelfinger, W. Dommaschk, W. Herrmann, I. Hofmann, D. Jacobi, P. Merkel, H.-B. Schilling, U. Schumacher, M. Ulrich)

1.1 Pustarex

1.1.1 Experimenteller Aufbau

Im Januar wurden die gepulsten Spulen 1–6 eingebaut und eingeschossen. Im Mai wurden die letzten gepulsten Spulen 7 und 8, die für den Einfang des Ringes in den Wartesaal und für den Transport zur Beschleunigungsstrecke nötig sind, installiert. In der zweiten Hälfte des Jahres wurden Korrekturspulen für das statische Feld gefertigt, die Anfang des kommenden Jahres eingebaut werden sollen. Mit Hilfe dieser Spulen wird dann eine weiche Beschleunigung von Ringen möglich sein.

Das Vakuumgefäß aus glasfaserverstärktem Epoxi wurde mit Kühlschlangen umwickelt. Das Gefäß kann so bis auf ca. 80° aufgeheizt und bis annähernd zum Gefrierpunkt gekühlt werden. Auf diese Weise wird erreicht, daß nach dem Belüften des Gefäßes schnell

wieder gutes Vakuum erreicht wird. Das Endvakuum bei gekühltem Gefäß ist zur Zeit $7 \cdot 10^{-8}$ Torr.

Eine Ti-Verdampferpumpe ist bestellt und ein vergrößerter Pumpstutzen in Arbeit, so daß im nächsten Jahr Drucke unter 10^{-8} Torr erwartet werden.

1.1.2 Experimente in Pustarex

Die Versuche dieses Jahres hatten das Ziel, den im statischen Feld geformten Ring ohne Instabilitäten und Verluste bis in den Wartesaal zu transportieren. Es war klar, daß es sich hier um ein Problem der Randbedingungen an den Ring, d.h. der den Ring umgebenden Wände handeln würde. Da die anfangs verwendeten Wände nicht vollen Erfolg hatten, wurde auch ein Versuch ohne leitende Seitenwände durchgeführt.

a) Ringe im „freien Raum"
Schon während der Ringbildung entwickelt sich eine starke negative-mass-Instabilität, die zu erheblicher Energieabstrahlung führt. Diese ermöglicht, ohne externe Inflektion, den Einfang eines Großteils (ca. $8 \cdot 10^{12}$ Elektronen) aller eingeschossenen Elektronen auf einem mittleren Gleichgewichtsradius von etwa 10 cm (der Radius für die Einschußenergie ist R = 19 cm) mit einer großen Streuung der Elektronen um diesen Radius /167, 173/. Diese fetten Ringe konnten ohne weitere Instabilität und Verluste bis in den Bereich der gepulsten Spule 6 verschoben werden. Beim Transport in den Wartesaal allerdings gab es infolge eines Prespills große Teilchenverluste. Dieser Prespill konnte auch durch einen äußeren squirrel cage in diesem Bereich – vermutlich wegen der großen radialen und axialen Ausdehnung des Ringes – nicht beseitigt werden. Obendrein führte der Ring in diesem Bereich radiale Torkelschwingungen aus, die vermutlich zum Verlust der Ionen führten, die den Ring hätten fokussieren können. Das scheint der Grund dafür, daß auch eine höhere Ionenbeladung keine Verringerung des Prespills brachte. Im Gegenteil: die Erhöhung der Ionenzahl führte zu vermehrten Verlusten. Ob die radialen Schwingungen nur durch die Ionen verursacht wurden oder durch eine Störung hervorgerufen und durch die Ionen verstärkt wurden, konnte nicht geklärt werden. Im Verlauf des Experimentes hat sich allerdings die Meinung verstärkt, daß Störungen die Ursache der radialen Schwingungen sind.

b) Ringtransport mit leitenden Seitenwänden
Versuche im vorangegangenen Jahr hatten zu Wänden geführt, bei denen eine squirrel-cage-Struktur azimutal mit resistiven Drähten umwickelt war. Eine solche Anordnung versprach Flexibilität in der Oberflächenleitfähigkeit. Sie hatte den Nachteil, daß sie wegen der resistiven run-away-Instabilität[1]) nicht in der Beschleunigungsstruktur verwendet werden konnte. Es mußte daher untersucht werden, ob azimutale Leitfähigkeit bis in die Beschleunigungsstrecke hinein nötig war.

Die Untersuchungen führten zu folgendem Ergebnis /167, 173/: Sobald der Ring während der Kompression in ein Gebiet mit Seitenwänden ohne azimutale Leitfähigkeit (hohe Impedanz) kam, entwickelte sich eine negative-mass-Instabilität, die zu um so geringeren Teilchenverlusten führte, je später im Kompressionsverlauf der Impedanzsprung stattfand. In den meisten Fällen entwickelte sich aber schon weit vor dem Ende der Kompression (Ende der dritten Kompressionsstufe) eine niederfrequente radiale Torkelbewegung, als deren Ursache die resistive-wall-Instabilität angenommen wurde, die zu fast vollständigem Verlust des Ringes führte. Nach Beseitigung der resistiven Drähte ab dem Ende der 3. Kompressionsstufe konnten Ringe mit Teilchenzahlen $N_e < 2 \cdot 10^{12}$ ohne Prespill bis in den Wartesaal transportiert werden. Eine mit der Ionenzahl wachsende radiale Instabilität während der 6. Kompressionsstufe und im Wartesaal konnte nicht beseitigt werden.

Als nach Einbau einer Graphitkathode in der Elektronenröhre mit verringerter Strahlemittanz und durch frühes Zünden der gepulsten Spulen die Teilchenzahl im Kompressionsbereich auf über $3 \cdot 10^{12}$ gesteigert werden konnte, trat die resistive Instabiltät schon während der 2. Kompressionsstufe auf. Die Beseitigung der azimutalen Leitfähigkeit schon in diesem Bereich hätte zu großen Verlusten durch die negative-mass-Instabilität geführt.

Die resistiven Drähte wurden daher ab der 2. Kompressionsstufe durch schmale, gut leitende Kupferbänder ersetzt, die azimutal dreimal geschlitzt waren. Die Schlitze waren kapazitiv überbrückt, wobei die Kapazität so gewählt war, daß der Kreis für die hohen Frequenzen der negative-mass-Instabilität kurzgeschlossen, für die gepulsten Felder aber offen war. Auf diese Weise konnte die resistive und die negative-mass-Instabilität bis zum Spillpunkt hin vermieden werden.

Nicht beseitigt werden konnten die radialen Torkelschwingungen am Ende der Kompression im Bereich des Wartesaals. Aus Sondenmessungen konnte festgestellt werden, daß der Ring um eine Achse torkelt, die nicht mit der Achse der squirrel-cage-Wand übereinstimmt. Wenn der squirrel cage so verschoben wurde, daß seine Achse im Bereich der Spule 6 mit der Torkelachse übereinstimmte, traten die Schwingungen schon während der 5. Kompressionsstufe auf, waren aber während der 6. Stufe nicht beseitigt.

Ursachen dieser Torkelschwingungen scheinen Feldstörungen zu sein. Im Bereich der Spule 6 und des Wartesaals rühren diese Störungen vermutlich von Asymmetrien der äußeren Felder her. Im Bereich der Spule 5 dagegen sind vermutlich die Ringeigenfelder durch die Versetzung des squirrel cage gegen die Feldachse gestört.

Zur Zeit werden die Feldstörungen, die von den gepulsten Spulen herrühren könnten, beseitigt. Das sta-

[1]) W. Herrmann, Particle Accelerators, 7, 19 (1975)

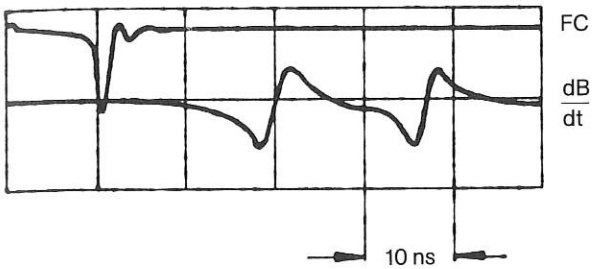


Abb. 1 Der obere Strahl zeigt den Strom beim Auflaufen des Ringes auf den Faraday-cup. Die volle Halbwertsbreite des Signals ist 1,4 ns. Der untere Strahl gibt das B des Ringeigenfeldes bei zwei Sonden im Abstand von 5 cm (Zeitverzögerung der zweiten Sonde: 15 ns). Aus Zeitabstand und Signalform ergibt sich eine Ringgeschwindigkeit von 2–3 · 10^9 cm/s und damit eine axiale Ringbreite von ca. 3,5 cm.

tische Feld wird noch einmal nach Störungen der 1. Harmonischen untersucht.

Bei kleinen Teilchenzahlen (unter 1 · 10^{12}) waren die Instabilitäten in einigen Versuchen ohne Belang. In diesen Fällen war es dann möglich, Ringe zu beschleunigen. Abb. 1 zeigt auf dem oberen Strahl das Auflaufsignal vom Ring auf den FC in der Beschleunigungsstrecke, auf dem unteren Strahl die addierten und verzögerten Signale von zwei Achsensonden, 5 und 10 cm vor dem FC. Die Sondensignale ergeben eine Ringgeschwindigkeit von 2–3 · 10^9 cm/s und das FC-Signal damit eine axiale Ringausdehnung von ca. 3cm.

Bei den kleinen Teilchenzahlen im Ring ist squirrel-cage-Fokussierung unbedeutend, nur Ionenfokussierung kommt in Frage. Ionen allerdings konnten wegen der kleinen Haltekraft und dem verhältnismäßig großen radialen Magnetfeld ($B_r \approx 9$ Gauß) nicht im Ring mitbeschleunigt werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Es konnten Wände in der Ringnachbarschaft gefunden werden, die den Bedingungen des Felddurchdringens, der negative-mass- und der resistive-wall-Instabilität genügen. Ringe mit mehr als 3 · 10^{12} Elektronen konnten nahezu verlustfrei bis kurz vor den Wartesaal transportiert werden. Feldstörungen, die im Bereich kleiner Feldindizes besonders kritisch sind, führten hier zu radialen Torkelschwingungen mit Teilchenverlusten. An der Beseitigung dieser Störungen wird gearbeitet. Bei kleinen Teilchenzahlen konnten Ringe mit Ionenfokussierung über den Spillpunkt gebracht und beschleunigt werden.

1.2 Entwicklung einer Elektronenquelle mit instantaner Energiebreite

Ein Teil der kollektiven Instabilitäten, die die Haltefeldstärke der Elektronenringe erheblich herabsetzen können, läßt sich durch Landaudämpfung der Elektronen mit instantaner endlicher Energiebreite unterdrücken. Bei der Erzeugung der Elektronenstrahlen mit vorgebbarer endlicher Energiebreite mit Hilfe der bisher verwendeten pyramidenförmigen oder streifenförmigen dünnen Polyäthylenfolien wird neben der Verbreiterung der Elektronen-Energieverteilung auch die Strahlemittanz in unerwünschter Weise vergrößert. Bei den Untersuchungen mit dem zweiten Elektronenstrahl-Generator (Febetron 705, 2 MeV) wird die vorgebbare Energiebreite des Elektronenstrahls bereits in der Elektronenquelle erzeugt, indem die verschiedenen Kathodenflächen über Widerstände mit der Hochspannungselektrode verbunden werden. Die Anordnung der Kathodenflächen erlaubt es, die Elektronen nach Durchlaufen des Strahlführungssystems näherungsweise auf den ihrer jeweiligen Energie zugehörigen Sollkreis ins Magnetfeld einzuschießen (s. 1.3).

Mit einer aus nur zwei Kathodenelementen bestehenden vereinfachten Anordnung konnte mit verschiedenen Nachweismethoden (Strommessung mit Rogowskigürteln und Faraday-cups, Messung der Spannungsdifferenz, Energiemessung mit magnetischem Spektrometer) gezeigt werden, daß der Energieunterschied der Elektronen aus verschiedenen Kathodenflächen proportional dem Widerstand mit etwa 0,4 keV/Ohm zunimmt. Es konnten Energieunterschiede bis zu 80 keV erreicht werden, was etwa – wie maximal vorgesehen – 4% Energieverbreiterung für den Elektronenstrahl bedeutet. Die Ströme in beiden Kathodenelementen betrugen jeweils etwa 400 bis 500 A.

Wesentliche Untersuchungen galten der Unterdrükkung unerwünschter Elektronenemission von den die Kathodenelemente umgebenden den Potentialverlauf formenden Platten. Bei den Experimenten mit verschiedenen Metallflächen und unterschiedlichen Beschichtungen zeigen Aluminiumoberflächen bis zu Feldstärken von etwa 0,8 MV/cm keine parasitäre Elektronenemission mehr, wenn sie mit einer dünnen Kaptonbeschichtung versehen sind.

Nach Ersatz der bisher verwendeten Kathoden-Elemente aus nebeneinandergesetzten Nadelspitzen durch Graphit-Kathodenplättchen gibt es Anzeichen dafür, daß die Strahlemittanz verbessert ist. Die Messungen der Strahlemittanz sowohl als auch die numerischen Rechnungen der Elektronenbahnen, mit deren Hilfe die Form der den Potentialverlauf bestimmenden Metalloberflächen optimiert wird, sind jedoch noch nicht abgeschlossen.

1.3 Theoretische Arbeiten zum Elektronenring-Beschleuniger

Die die Experimente begleitenden theoretischen Untersuchungen befaßten sich mit der Teilchendynamik in verschiedenen Komponenten des Experimentes und mit Überlegungen zur Unterdrückung kollektiver Instabilitäten.

1.3.1 Entwurf für ein Elektronen-Einschußsystem mit energieabhängigem Einschußradius

Es wurde ein Strahlführungssystem konzipiert, bei dem der Elektronenstrahl vor dem Eintritt in die auf den

Einschußwaist fokussierende Magnetlinse zwei gegensinnig ablenkende Sektormagnete durchläuft. Bei instantanen oder zeitabhängigen Abweichungen der Energie der Elektronen vom Mittelwert verschiebt dieses System ihren Einschußort senkrecht zur Strahlrichtung, angepaßt an den entsprechenden Sollkreisradius der Teilchen. Kohärente und inkohärente Betatronschwingungen des eingeschossenen Elektronenringes könnten damit auf ein Minimum reduziert, d. h. die Ringqualität könnte verbessert werden. Dieses System eignet sich insbesondere bei Verwendung von Elektronenquellen mit vergrößertem Energiespread (zur Bekämpfung kollektiver Ring-Instabilitäten), z. B. für die von U. Schumacher vorgeschlagene und erprobte Quelle mit geteilter Kathode.

1.3.2 Numerische Untersuchung zur Abbildung einer geteilten Kathode auf den Einschußwaist

Für die Elektronenquelle mit geteilter Kathode (vgl. 1) wurde untersucht, inwieweit bei einfachen Magnetlinsen-Injektorsystemen bisheriger Bauart eine Abbildung der zwei Kathodenhälften auf den Querschnitt des Einschußwaists möglich ist. Die Rechnung zeigte, daß die von den beiden Kathodenhälften ausgehenden Elektronengruppen unterschiedlicher Energie im Querschnitt des Einschußwaists räumlich soweit getrennt werden, daß trotz des künstlich erhöhten instantanen Energiespreads für alle Elektronen die geforderte Relation zwischen Energie und Einschußradius annähernd gewahrt werden kann.

1.3.3 Berechnung von Enveloppenschwingungen des in den Kompressor eingeschossenen Elektronenstrahls

Zur Untersuchung kollektiver Schwingungen des Elektronenringes bei ungenauer Anpassung des eingeschossenen Elektronenstrahls an das Kompressor-Feld wurden die Enveloppen-Differentialgleichungen von Kapchinsky und Wladimirsky gelöst und Maximalamplituden als Folge abweichender Werte des Strahlstromes, des Strahldurchmessers, der Strahlemittanz, der Strahlkonvergenz usw. vom betreffenden Sollwert bestimmt.

1.3.4 Die Kopplungsimpedanz eines Elektronenringes innerhalb oder außerhalb eines koaxialen squirrel cage

Zur Ringfokussierung haben sich koaxiale leitende Zylinder, die zur Unterdrückung azimutaler defokussierender Spiegelströme axial geschlitzt sind (squirrel cage), bewährt. Die notwendige Vermeidung der negative-mass-Instabilität erfordert leitende Strukturen in Ringnähe mit kleiner Kopplungsimpedanz $|Z_n|$ (n = Modenzahl der Störung). Daher ist die Kenntnis der Kopplungsimpedanz von squirrel-cage-Konfigurationen wichtig. Zunächst wurde in einer Modellrechnung der squirrel cage durch einen Zylinder mit anisotroper Leitfähigkeit (große Leitfähigkeit in axialer, kleine in azimutaler Richtung) approximiert. Das überraschende Ergebnis war, daß $|Z_n|$ in diesem Fall größer oder nur unwesentlich kleiner als die Kopplungsimpedanz des Ringes im freien Raum ist. Der Grund dafür ist, daß im elektromagnetischen Feld TEM-Moden auftreten, die sich längs des squirrel cage ausbreiten und zur Erhöhung des Realteils der Kopplungsimpedanz führen. Diese Approximation des squirrel cage durch einen anisotrop leitenden Zylinder ist insbesondere für hohe Modenzahlen zu pessimistisch. Ebensowenig läßt sich in diesem Modell die Abhängigkeit der Kopplungsimpedanz von der Schlitzbreite untersuchen. Daher wurde begonnen, die Kopplungsimpedanz eines Elektronenringes innerhalb oder außerhalb eines squirrel cage ohne jede Näherung zu berechnen.

1.3.5 Transversale Stabilität

Es wurden mittels eines numerischen Programms Gleichgewichte von beladenen Elektronenringen untersucht, bei denen die Ionenbeladung ($f = Z \cdot N_i/N_e$) Werte bis $f = 0.3$ erreicht. Diese „starke" Beladung entspricht den Verhältnissen im Dubnaer Experiment und hat auf Grund der räumlich inhomogenen Ionenansammlung zur Folge, daß Einzelteilchenschwingungen von Elektronen und Ionen im elektrischen und magnetischen Eigenfeld des Rings einen stark anharmonischen Charakter annehmen. Die daraus resultierende Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz von der Schwingungsamplitude führt zu verstärkter Landaudämpfung für Dipolinstabilitäten. Während die „resistive-wall"-Instabilität bei $f = 0.3$ in allen praktisch vorkommenden Fällen stabilisiert wird, ist ein entsprechender Schluß für die Elektronen-Ionen-Instabilität noch nicht gelungen. Die Untersuchungen sollen weitergeführt werden, um Aufschluß über die experimentell beobachtete aber theoretisch noch unerklärte Stabilität der Ringe im Dubnaer Experiment zu erhalten.

2. Pellet-Beschleunigung

(C. Andelfinger, K. Büchl, R. Lang)

Das Projekt Pellet-Beschleunigung befaßt sich zunächst mit der Entwicklung von Geräten für die kalte Nachfüllung von ASDEX mittels D_2-Pellets. Die hierfür gestellten Forderungen sind:

Pelletgröße	$V = 0{,}5$–$1\ mm^3$
Pelletgeschwindigkeit	$v \geqq 200$ m/s und
Pelletfrequenz	$f_p \approx 100$ Hz

Es werden hierfür 3 Richtungen verfolgt:

- Zentrifuge
- Leichtgaskanone
- Wirbelstrombeschleuniger

2.1 Das Zentrifugen-Experiment

Dieses Experiment wurde Ende 1977 konzipiert und im Berichtsjahr im Bereich Technologie aufgebaut. Es werden mit ihm zwei Ziele verfolgt:

1. Bestimmung der maximalen Stoßgeschwindigkeit, bei der die Deuterium-Pellets nicht zerstört werden;
2. Beschleunigung von Deuterium-Pellets.

Zu beiden Aufgaben sind erste Versuche ausgeführt worden.

Den experimentellen Aufbau zeigt Abb. 2. Die Zentrifuge ist eine von der Firma Leybold-Heraeus umgebaute Turbomolekularpumpe. Sie arbeitet gleichzeitig als Zentrifuge und Pumpe. Die Beschleunigungsscheibe mit geradem Arm hat einen Durchmesser von 24 cm. Die Drehzahl kann von 100–500 Hz variiert werden. Die Pelletquelle ist eine im IPP entwickelte und gebaute Schneidequelle. Die freifallenden Pellets werden vom Beschleunigungsarm erfaßt und in der horizontalen Ebene beschleunigt. Die Stoßgeschwindigkeit des Arms auf das Pellet kann in einem Bereich von 5–370 m/s gewählt werden.

Für die unter 1. genannte Aufgabenstellung wurde eine zweifache Schattenfotografie erstellt. Sie ermöglicht die Bestimmung der Stoßgeschwindigkeit (bei bekannter Drehzahl) und zeigt das Pellet nach der Wechselwirkung mit dem Beschleunigungsarm.

Es konnte nachgewiesen werden, daß Deuteriumpellets mit einer Temperatur von ca. 7°K Stöße bis zu 54 m/s mit großer Wahrscheinlichkeit überstehen.

Diese Festigkeitsuntersuchungen wurden zunächst eingestellt, und es wurde nach dem Umzug des Experiments vom Bereich Technologie in den Bereich Beschleunigung mit der Bearbeitung der zweiten Aufgabe begonnen.

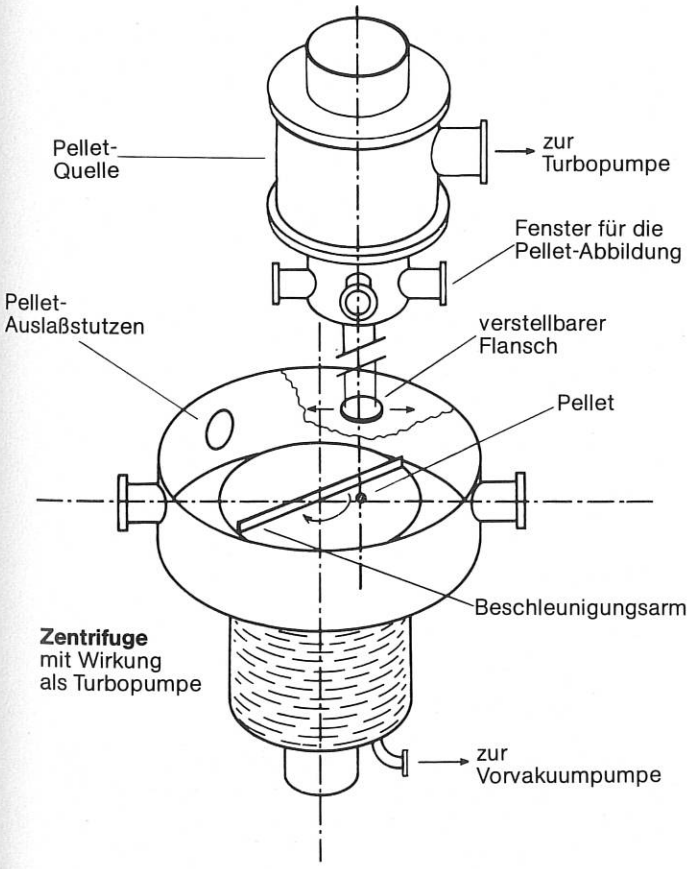


Abb. 2 Zentrifuge mit Wirkung als Turbopumpe

Die Pellets werden von einer warmen Scheibe beschleunigt. Somit besteht die Möglichkeit, daß sie längs ihres Weges auf der Scheibe verdampfen. Bei den großen Zwangskräften, denen das Pellet bei der Beschleunigung ausgesetzt ist, läßt sich auch eine Zerstörung durch Reibung nicht ausschließen. Um festzustellen, ob und wo Partikel die Scheibe verlassen, wurde mit sogenannten Folienexperimenten begonnen. Dabei ist die Beschleunigungsscheibe mit einer Metallfolie umgeben. Von der Scheibe austretende Partikel sollten Vertiefungen oder Löcher in der Folie erzeugen.

Es wurden deutliche Einschlagspuren an einer Stelle gefunden, die einem Beschleunigungswinkel (Drehwinkel der Scheibe zwischen Pellet-Einspeisung und Austritt) entsprechen, der um etwa 15% kleiner ist als der, den eine Rechnung ohne Berücksichtigung der Reibung und der teilelastischen Wechselwirkung beim ersten Stoß, ergibt.

Die Streuung der Pellets beim Verlassen der Scheibe hängt von verschiedenen Ursachen ab. Unter den gegebenen Umständen betrug der Streuwinkel ca. 10 Grad.

2.2 Pelletbeschleunigung mittels Leichtgaskanone

Arbeiten hierzu wurden bisher im Bereich Technologie durchgeführt.* Dabei handelt es sich um eine Einzelschußkanone. Ein ähnliches System wurde in Oak Ridge erfolgreich beim ISX-Tokamak angewandt[1]). Zur Zeit werden Betrachtungen darüber angestellt, wie diese Verfahren für einen Mehrfach-Schußapparat verwendet werden können, um beispielsweise 10 Pellets in 100 ms abzuschießen.

2.3 Wirbelstrombeschleuniger

Nach den Messungen von Bolshutkin u. a.[2]) ist die Festigkeit von festem Deuterium erheblich geringer als die der Metalle. Dadurch ist der Beschleunigung von Deuteriumpellets eine relativ niedrige Grenze ($\approx 5 \cdot 10^5\,ms^{-2}$) gesetzt. Diese Begrenzung kann man vermeiden, wenn man einem Vorschlag von P. H. Miller[3]) folgt und die Pellets mit Hilfe eines Trägers beschleunigt, wobei die Festigkeit des Trägers die maximal mögliche Beschleunigung bestimmt. Die Beschleunigung des Trägers kann mit einer konventionellen Methode erfolgen. Eine Methode, die Einfachheit im Aufbau mit guter Triggerbarkeit und der Möglichkeit, diese Methode im Hochvakuum anzuwenden, vereinigt, ist die Wirbelstrombeschleunigung. Sie beruht darauf, daß in einer auf der Stirnfläche einer Spule liegenden metallischen Scheibe beim Einschalten des Stromes in der Spule ein Wirbelstrom induziert

[1]) ORNL/TM-6598 u. 6496

[2]) D. N. Bolshutkin, Yu. E. Stetsenko u. Z. N. Linnik Sov. Phys.-Solid State 9, 1968, 1952-5

[3]) 19. APS-Meeting Plasmaphysics, Atlanta, Nov. 7–11, 1977

*) siehe Jahresbericht 1978 des Bereichs Technologie

wird. Durch die Kraft, die Spulenstrom und Wirbelstrom aufeinander ausüben, wird die Scheibe von der Spule weg beschleunigt. Dieses Verfahren wird im Institut für Luft- und Raumfahrttechnik der TU München für die Simulation von Meteoriten angewandt[1]).

Gemeinsam mit der Arbeitsgruppe an der TU München sollten folgende Fragen geklärt werden:

a) Welche Trägergeschwindigkeiten lassen sich mit erträglichem Aufwand erreichen?
b) Wie ist der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit des Trägers?
c) Wie verhält sich der Träger bei der Beschleunigung?
d) Wie kann der Träger abgebremst werden?
e) Wie groß ist die Lebensdauer der Beschleunigungsspule?

Hiervon wurden a) bis c) abgeschlossen.

Mit einem Computercode, der für die Berechnung der Beschleunigung von Elektronenringen in Magnetfeldspulen entwickelt wurde, wurde die Beschleunigung von Aluminiumscheiben berechnet. Dabei zeigte sich, daß flache Spiralspulen die größten Geschwindigkeiten liefern sollten, wie dann durch Experimente an der TUM bestätigt wurde.

Nach der Rechnung sollten Geschwindigkeiten bis 1000 m/s mit den vorhandenen Kondensatorbatterien möglich sein. Im Experiment zeigte sich, daß die Träger (Scheiben) bei der Beschleunigung schon bei Endgeschwindigkeiten von wenigen 100 m/s so stark deformiert wurden, daß sie für die Beschleunigung von Pellets nicht geeignet sind, da sie erwarten lassen, daß bei der Trennung von Pellet und Träger die Pellets zusätzlich einen Impuls senkrecht zur ursprünglichen Beschleunigung erhalten.

Die Deformation der Scheiben entsteht dadurch, daß die Kraft auf den Träger vom Radius abhängt. Benutzt man Ringe statt Scheiben, so kann man die Ringradien so optimieren, daß bei vorgegebener Ringbreite und Beschleunigungsspule nur eine kleine Deformation auftritt. Mit so optimierten Aluminiumringen konnten Trägergeschwindigkeiten von mehr als 1000 m/s erzielt werden. Die Belastung der Spulen

[1]) Report TUM RT-KB 78/2

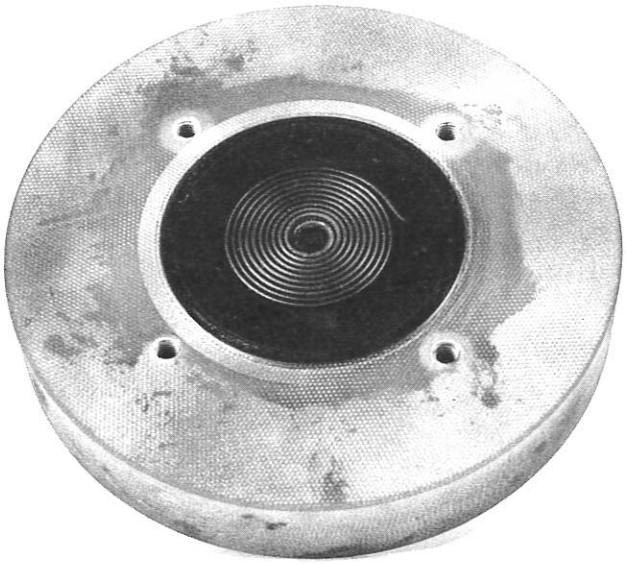


Abb. 3 Eingegossene Beschleunigerspule; Spulendurchmesser 36 mm

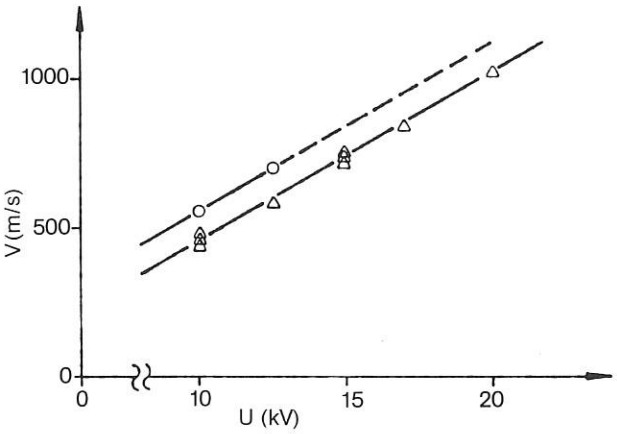
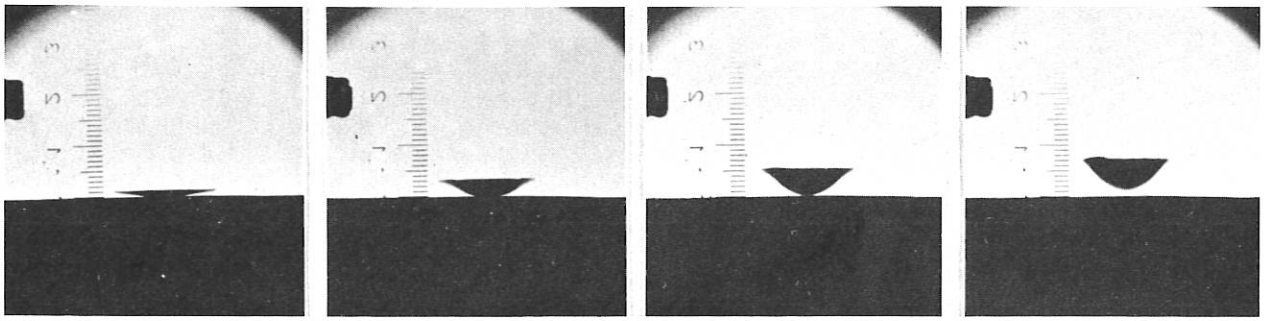


Abb. 5 Trägergeschwindigkeit als Funktion der Kondensatorspannung
△ – Al-Ring (30 ∅; 20 ∅; 0,5 mm) C = 8 μF
○ – Al-Ring (30 ∅; 20 ∅; 1,0 mm), C = 16 μF



5 μs 10 μs 15 μs 20 μs

Abb. 4 Deformation des Trägers während der Beschleunigung; Al-Scheibe (20 mm ∅; 0,5 mm), $V_{end} \approx 300$ m/s

durch die magnetischen Kräfte war jedoch so hoch, daß bereits nach wenigen Schuß Zerstörungen an den Spulen auftraten.

Hier ist noch ein technisches Problem zu lösen. Die Trägergeschwindigkeit wurde funkenkinematographisch gemessen. Die Übereinstimmung von Rechnung und Experiment ist qualitativ gut, wenn auch die Verzögerungsphasen im Experiment wesentlich deutlicher ausgeprägt sind. Aus diesen Verzögerungsphasen ergibt sich die Möglichkeit, Pellets und Träger zu trennen, wie in Simulationsexperimenten mit Glaskugeln bestätigt werden konnte.

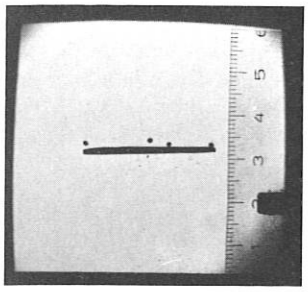


Abb. 6 Simulation der Pelletbeschleunigung mit Glaskugeln. Trennung von Glaskugeln und Träger nach 120 μs. Flugrichtung von unten nach oben, V ≈ 400 m/s

Für die Trennung von Glaspellets und Träger durch mechanische oder magnetische Abbremsung des Trägers kann bisher besonders für Geschwindigkeiten über 300 m/s noch keine zufriedenstellende Lösung angegeben werden. Neben der Abbremsung des Trägers sind auch die Lebensdauer der Spulen und der Betrieb im Vakuum noch nicht befriedigend gelöste Probleme. Ungeklärt ist noch die Synchronisation der D_2-Pelletquelle mit ASDEX. Diese Frage kann erst nach dem Eintreffen der Pelletquelle im Frühjahr 1979 angegangen werden.

Der Hauptnachteil des Wirbelstrombeschleunigers liegt in der geringen Repititionsrate, die nur durch erheblichen Aufwand, z. B. durch Vervielfachung des Systems verbessert werden kann.

3. Schwerioneninduzierte Fusion

(I. Hofmann)

Der Bereich verfolgte die Entwicklung auf diesem neuen Gebiet, das die Erzeugung intensiver Schwerionenstrahlen (im Bereich einiger kA und GeV) in geeigneten Beschleunigeranlagen und deren Anwendung für die Pelletfusion zum Ziel hat.

Zur Beobachtung auf diesem Gebiet wurde ein Mitarbeiter an das Lawrence Berkeley Laboratory, USA, abgeordnet. In Zusammenarbeit mit der dortigen Theoriegruppe wurde durch Modenanalyse der Vlasovgleichung der Einfluß transversaler Instabilitäten auf den Transport intensiver Strahlen durch ein langes periodisches Fokussierungssystem untersucht /174/. Es zeigte sich, daß die periodische Fokussierung bei bestimmten Resonanzbedingungen parametrisch Eigenmoden des Strahls anregen kann. Neben diesen resonanten Instabilitäten gibt es auch solche, die von der Wahl der Geschwindigkeitsverteilung abhängen. Es konnten Parameterbereiche stabilen Transports gefunden werden, die mit der vom Pellet geforderten hohen Strahlleistung (ca. 10^{14} Watt) verträglich sind. Zugleich ergab sich, daß diese Untersuchungen auf Verteilungsfunktionen ausgedehnt werden müssen, die wirklichen Strahlen thermischen Ursprungs möglichst nahe kommen (Laborbericht LBL-HI-FAN-35). Diese Frage wurde zunächst für ein System kontinuierlicher Fokussierung (langes Solenoid) unter bestimmten Näherungen untersucht. Die Lösung der hierfür abgeleiteten Dispersionsrelation zeigte, daß eine Profilverbreiterung der ursprünglich betrachteten mikrokanonischen Verteilung (δ-Funktion der Energie) zu erheblicher Verringerung der Anwachsraten führt. Die Ausdehnung dieser Arbeit auf periodische Fokussierung ist im Gang.

Eine Mitarbeit an einem Programm zur experimentellen Überprüfung der Strahltransporttheorie fand im Rahman einer Einladung an die University of Maryland (Gruppe M. Reiser) statt /175/.

Bereich Technologie

(Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter)

Bei den im Vorjahr durchgeführten Stellaratorexperimenten mit lasererzeugten Plasmen erwies sich die Ionisierung der Pelletmasse als zu gering. Der Versuch, eine möglichst vollständige Ionisierung des Deuteriumpellets zunächst außerhalb des Stellarators zu erreichen, war erfolgreich. Durch Optimierung der Laserparameter konnte eine Verbesserung um den Faktor 5-10 erreicht werden.

An der kalten Nachfüllung mit Pellets zeigte sich jetzt auch ASDEX sehr interessiert, so daß die Bearbeitung des Gebiets, wie bereits seit Jahren beabsichtigt, verstärkt werden konnte. Zu erwähnen sind die Analyse der wichtigsten Methoden zur Pelletbeschleunigung, die Entwicklung einer Leichtgaskanone, ein Zentrifugenexperiment zur Untersuchung der Pelletfestigkeit und zur zentrifugalen Beschleunigung von Deuteriumpellets sowie die theoretische Behandlung der Pellet-Plasma-Wechselwirkung. Das Gebiet der kalten Nachfüllung wurde am 1. 8. 1978 vom Bereich Beschleunigung übernommen.

Im Projekt Neutralinjektion wurden die wissenschaftlichen und technischen Vorbereitungen der Injektionsexperimente an W VII A und ASDEX fortgesetzt. Sie umfaßten für W VII A Rechnungen zur Ermittlung des Verhältnisses zwischen injizierter Neutralleistung und im Plasma absorbierter Leistung, Tests der Teilsysteme wie Ionenquellen, schnelle Pumpsysteme und Hochspannungsanlage und einen ersten Versuchsbetrieb mit einem Injektor an W VII A zum Studium kooperativer Effekte. Die Ergebnisse waren positiv. Erst die im Juni gefällte Entscheidung für Periplasmatronquellen erlaubte, das Strahlführungssystem für die Injektion in ASDEX im Detail zu konstruieren. Ein Schwerpunkt dieser Arbeiten war die Vorbereitung zur Entscheidung über das Schnelle Pumpsystem, die Anfang 1979 fallen soll. Zur Definition einer zweiten Ausbaustufe der Neutralinjektion an ASDEX wurden die wichtigsten Injektions- und Plasmaparameter abgeschätzt und Verfahren für die Beschaffung der Ionenquellen geprüft. Weitere Arbeiten galten der Zusatzheizung durch Neutralinjektion im Rahmen der Studie für ein Zündexperiment.

Im Vordergrund der IPP/KfK-Zusammenarbeit standen wiederum Vorbereitungen für die Bereitstellung der EURATOM-Spule für das Projekt „Large Coil Task" im ORNL. Erste Überlegungen zur Weiterführung des Programms zu höheren Feldern und Impulsmagneten wurden angestellt.

Im Projekt Systemstudien wurden die Arbeiten an den Komponenten des Kraftwerksmodells SISYFUS-T sowie dessen Zusammenbau weitergeführt und mit dem Energiebilanzmodell die Einflüsse von Plasmaverunreinigungen, Totzeit, mittlerem β und Kraftwerksleistung auf die Reaktorauslegung untersucht. Aus einer Reihe von Einzeluntersuchungen, wie die über maximal zulässige SL-Magnetfelder oder Parameterstudien mit dem Rechenmodell für die erste Wand, folgten Erkenntnisse für die Dimensionierung von Reaktoren. Aktivierungsabschätzungen und Spulenoptimierungsrechnungen waren der Beitrag des Projektes zur Planung eines Zündexperiments. Die Arbeiten zur Tritiumtechnologie, die experimentell in den Zentralen Technischen Einrichtungen durchgeführt werden, gingen weiter. Mit der Erteilung einer Umgangsgenehmigung für Tritium bis zu 100 Ci wurden die experimentellen Möglichkeiten entscheidend verbessert.

1. Neutralinjektion

(E. Speth, J. Bäumler, J. E. Faulkner, J.-H. Feist, K. Freudenberger, J. Kolos, R.-C. Kunze, H. Lohnert, W. Melkus**, W. Ott, A. Stäbler, O. Vollmer, G. Wulff)*

1.1 W VII-A Heizung

1.1.1 Rechnungen zur Strahl-Plasma-Wechelwirkung

Neben dem Dei-Cas-Code wurde an der Rechenmaschine der Lister-Code implementiert. Beide Codes basieren auf Monte-Carlo-Rechnungen. Der Lister-Code ist jedoch wesentlich schneller und erlaubt zusätzlich, die endliche Breite des Neutralstrahls und die Reionisation der Umladungsneutralen zu berücksichtigen.

Die beiden Programme ergeben ähnliche Werte für den Gesamtwirkungsgrad (im Plasma absorbierte Leistung/injizierte Neutralleistung), wie Abb. 1 demonstriert. Im Detail sind aber Unterschiede vorhanden, die noch geklärt werden müssen.

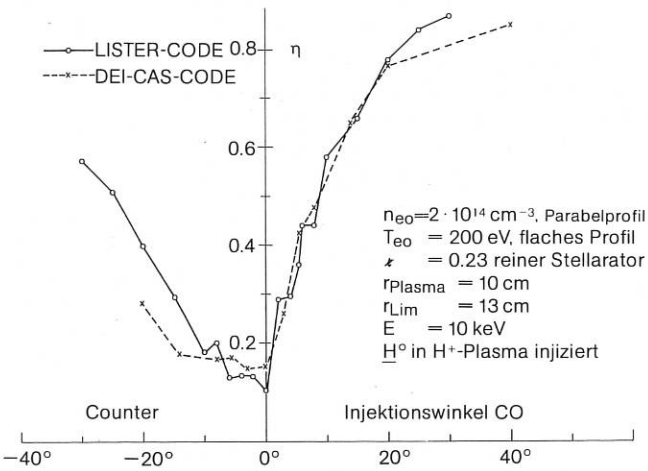


Abb. 1 Heizungswirkungsgrad als Funktion des Injektionswinkels für W VII A Stellarator. Vergleich der beiden Programme.

Systematische Variationen verschiedener Parameter wie z. B. der Rotationstransformation, die mit dem Dei-Cas-Code aus Gründen der Rechenzeit nicht gemacht werden konnten, sind in Arbeit. Die wichtige Aufgabe der Kopplung dieser Rechnungen, die ja auch die Energiedepositionsprofile liefern, an einen Plasma-Transportcode, soll im nächsten Jahr durchgeführt werden.

1.1.2 Arbeiten am Teststand

Einige Schwierigkeiten gab es bei dem Betrieb der **Ionenquellen** am Teststand in der Hochspannungshalle. Gegen Anfang dieses Jahres wurde festgestellt, daß im Falle eines Überschlages ein Dekonditionieren der Extraktionsgitter auftreten kann, wenn der Überschlag von der Schaltröhre zwar abgeschaltet, aber durch die stationär anliegende Decelspannung weiter gespeist wird. Um dies zu vermeiden, muß auch die Decelspannung mit einer Röhre schnell zu- und wieder abgeschaltet werden. Die Entwicklung einer solchen zusätzlichen Schaltröhre ist z. Zt. noch nicht abgeschlossen. Als Provisorium wurde ein schneller Crowbar installiert, der den Fortgang des Tests in der Hochspannungshalle und die ersten Injektionsversuche an W VII A erlaubte.

Neben der Kalorimetrie sind magnetische Ablenksysteme die wichtigste Strahldiagnostik. Damit erhält man Aufschluß über die Speziesverteilung im Strahl, über den Neutralisationsgrad und den Gehalt an Verunreinigungen.

Die gemessenen Anteile von H^+, H_2^+ und H_3^+ verhalten sich wie 60:20:20. Der erwünschte molekülreiche Strahl ließ sich noch nicht erreichen.

Der gemessene Neutralisationsgrad von 65% bei 30 kV Extraktionsspannung liegt etwas niedriger als theoretisch erwartet, was einerseits durch nicht ganz ausreichende Targetdicke im Neutralisator und zum anderen durch Reionisationsverluste im Ablenksystem verursacht sein könnte. Der am Teststand gemessene Wert konnte auch bei den Tests am W VII A reproduziert werden.

An Verunreinigungen im Ionenstrahl wurde im wesentlichen Wasser im Bereich von 1–3% (Massen 16, 17, 18, 19), aber auch Kohlenwasserstoffe (Massen 12, 14, 15, 16) gefunden. Der Anteil der Verunreinigungen im neutralisierten Strahl ist jedoch unbekannt, weil die relevanten Querschnitte nicht bekannt sind. Sowohl die Herabsetzung des Verunreinigungsgrades wie auch die Erhöhung des niederenergetischen Anteils im Strahl sind wahrscheinlich notwendige Voraussetzung für eine erfolgreiche Injektion in den W VII A. Untersuchungen und Experimente zu beiden Themenkreisen sind im Gange.

Als neue Diagnostik wird am Teststand durch die Herren Marlier und Ringler vom W VII A-Team die Messung der H_α-Emission durchgeführt. Das Ziel ist die optische Bestimmung des Strahlprofils, welches mit dieser Meßmethode zeitaufgelöst erhalten werden kann.

Bis zum Jahresende wurde eine Ionenquelle abgenommen. Bei 27 kV, 33 A, 70 msec Pulsdauer, war die über 200 Schuß gemittelte Leistung (Neutrale und Ionen) in einem Kalorimeter mit 8 cm ∅ in 150 cm Entfernung 500 kW. Sie liegt damit deutlich über dem geforderten Minimum von 360 kW, die angestrebten 600 kW konnten allerdings nicht erreicht werden. Die Abnahme der 2. Ionenquelle steht unmittelbar bevor.

1.1.3 Arbeiten an W VII A

Die Hochspannungsanlage wurde von der Firma Siemens fristgerecht installiert und konnte im Juli für erste Tests in Betrieb genommen werden. Sobald der neue Generator zur Verfügung stand, wurde sie angeschlossen, so daß die für die Abnahme notwendigen Prüfungen und Messungen begonnen werden konnten. Es zeigte sich, daß die Anlage die wichtig-

*) Gastforscher
**) ZTE

sten Spezifikationen nicht nur erfüllt, sondern übertrifft. Insbesondere die dynamischen Spannungsvariationen bei Zu- und Abschalten der Last, die mit ≦ 5% spezifiziert worden waren, liegen zwischen 2 und 3%.

Am W VII A wurden hauptsächlich elektrische und mechanische Montagearbeiten und der technische Test eines Injektionssystems durchgeführt.

Der Aufbau der elektrischen Versorgungen für 3 Injektoren ist weitgehend abgeschlossen, ihre Steuerung ist vom Keller aus möglich. Der Steuerstand auf der Bühne wird installiert. Die 1. Strahlführungskammer wurde termingerecht im April und die 4. und letzte im Oktober geliefert. Alle Strahlführungskammern erfüllten die geforderten Spezifikationen. Das schnelle Pumpsystem (Titan-Getterpumpen) wurde im Zeitraum Juli bis Oktober ausgetestet. Die dabei gemessenen Werte des Saugvermögens liegen deutlich über den erwarteten, da die realen Oberflächen größer sind als die angenommenen. Die Zuverlässigkeit des Systems ist gut. Die Gerüste für 3 Injektoren und die Verbindungseinheiten zum Torus wurden zusammen mit dem Umbau des W VII A Vakuumsystems montiert.

In den Monaten Juli/August wurde bereits 1 Injektor provisorisch am W VII A aufgebaut und nach ersten Tests mit dem Torus verbunden. Ziel der Untersuchungen war, ein einzelnes Injektionssystem vollständig zu testen und mögliche gegenseitige Beeinflussungen zwischen W VII A und Neutralinjektion vor der Umbauphase an W VII zu studieren. Die Ergebnisse waren positiv. Anfängliche gegenseitige Störungen konnten weitgehend behoben werden. Alle untersuchten Kreise (Hochspannung, Vakuumsteuerung, Timer usw.) arbeiteten einwandfrei. Der Anschluß an den Torus ergab keine Verschlechterung des W VII A Vakuums. Eine Reihe von Schüssen wurde bei geringer Plasmadichte injiziert. Die erreichten Leistungen lagen, bei nicht optimaler Quelle, bei ca. 200 kW. Im Rahmen dieser ersten Messungen wurden keine Transmissionsverluste in der beamline beobachtet. Plasmaphysikalische Auswirkungen der Injektion konnten und sollten dabei noch nicht untersucht werden.

1.2 Injektion in ASDEX

1.2.1 Ionenquellen

Im Juni 1978 wurde entschieden, den Entwicklungsvertrag für die ASDEX-Quellen nach Fontenay-aux-Roses zu vergeben. Ziel dieses Vertrages ist, das in Fontenay entwickelte runde Periplasmatron den für die Injektion an ASDEX gegebenen Randbedingungen anzupassen. Es ist geplant, in der 1. Ausbaustufe insgesamt 8 Quellen (4 je Beam Line) einzusetzen. Die angestrebten Leistungswerte einer Quelle sind:

Extraktionsspannung	40 kV
extrahierter Strom	24 A
Strahlqualität	700 kW (Ionen + Neutrale) in einer Öffnung von 26 cm ∅ in 320 cm Abstand

Die von Fontenay garantierte Leistung liegt 20% tiefer. Inzwischen wird eine der ASDEX-Quelle ähnliche Ionenquelle in Fontenay erprobt. Mit einem ersten ASDEX-Prototyp werden Anfang 1979 Versuche beginnen.

1.2.2 Beam-lines

Die Entscheidung für die Verwendung von 4 Ionenquellen pro Injektor legte wesentliche Randbedingungen für das endgültige Design der Strahlführungssysteme fest und erlaubte es, zu detaillierten Konzepten der einzelnen Komponenten überzugehen. Die Raumansprüche der Injektoren einerseits und der verschiedenen Diagnostiken andererseits führten zu einem Verzicht auf das ursprünglich vorgesehene Schwenken der Injektoren.

Schwerpunkte der Arbeiten an den Strahlführungskammern waren die Vorbereitungen zur Entscheidung über das schnelle Pumpsystem, und die Konstruktion des Anschluß-Sektors (bestehend aus Schieber, Balg und Rohrstück) zwischen Kammer und ASDEX-Gefäß. Die Notwendigkeit, diesen Anschluß-Sektor möglichst kurz zu halten, um einen hohen Leitwert und niedrigere Reionisation zu erreichen, wurde durch experimentelle Ergebnisse an den Injektoren von PLT und DITE unterstrichen. Deshalb wurden mit der Industrie Verhandlungen über die Fertigung eines Sonderschiebers durchgeführt, der an die geometrischen Gegebenheiten an ASDEX optimal angepaßt ist.

Als schnelle Pumpsysteme kommen in Frage: Titanverdampferpumpen, Volumengetterpumpen der Firma SAES sowie Kryopumpen. Mit Titanverdampfern werden Erfahrungen an den W VII A-Injektoren gesammelt. Zur Beurteilung der Eignung von Volumengetterpanels wurden Testmessungen an einem Panel begonnen. Die Ergebnisse hierbei lassen sich kurz so charakterisieren: Die Panels besitzen in etwa angegebenes Saugvermögen und Kapazität. Dagegen bereiten die mechanische Festigkeit und das Auftreten von Temperaturgradienten noch Schwierigkeiten. Prinzipiell ist das Verhalten gegenüber Verunreinigungen problematisch und erfordert besondere Vorkehrungen. Um die Einsatzmöglichkeit von Kryopumpen untersuchen zu lassen, wurden Studienaufträge mit Leybold Heraeus und L'Air Liquide abgeschlossen, in denen die Spezifikationen des gesamten Kryosystems und die Unterlagen für eine eventuelle Ausschreibung erarbeitet werden sollen. Die Entscheidung über das schnelle Pumpsystem soll Anfang 1979 fallen.

Weitere Komponenten der Strahlführungssysteme, an denen im letzten Jahr gearbeitet wurde, sind: Ablenkmagnet und Ionensumpf, Kalorimeter in der Kammer und im ASDEX-Gefäß, Strahlblenden und deren thermische Belastung sowie die Abstützung der gesamten Kammer.

1.3 ASDEX 2. Ausbaustufe

Für einen möglichen Ausbau der Neutralinjektion an ASDEX wurden zur Definition der wichtigsten Injek-

tionsparameter, wie kinetische Energie, Leistung und Pulslänge, anhand einfacher Skalierungsgesetze die erreichbaren Dichten, Einschlußzeiten und β-Werte abgeschätzt. Die theoretische β-Grenze für ASDEX liegt bei etwa 3%. Zur experimentellen Untersuchung dieser Grenze bei vollem Hauptfeld sind etwa 8 MW Injektionsleistung notwendig. Die erreichbare mittlere Dichte beträgt dann 10^{14} cm^{-3} und die Energieeinschlußzeit nach der empirischen Skalierung etwa 120 ms. Bei reduziertem Hauptfeld von 1,8 Tesla könnte die β-Grenze mit 4–5 MW überschritten werden, die erreichbare mittlere Dichte wäre dann 7×10^{13} cm^{-3} und die Einschlußzeit etwa 85 ms.

Eine Untersuchung der Depositionsprofile hat gezeigt, daß bei Tangentialinjektion mit einer Energie von 40 keV/Nukleon selbst bei den höchsten Dichten das Maximum der deponierten Leistung im Zentrum liegt. Dies bedeutet, daß man entweder mit 40 keV Wasserstoff oder 80 keV Deuterium injizieren kann. Während das niedrigere Leistungsniveau von 4–5 MW noch mit Wasserstoff erreichbar scheint, muß zur Erzielung von höheren Leistungen auf Deuterium übergegangen werden.

1.4 Arbeiten zur Zündexperimentstudie

Im Hinblick auf die mögliche Anwendung von Neutralinjektion als Zusatzheizung für ein Zündexperiment wurde eine Reihe von Untersuchungen durchgeführt, die Fragen wie Optimierung der Einschußenergie, Wahl der Injektionsgeometrie, Abschätzung von technischem Aufwand und möglichen Kosten zum Gegenstand hatten. Hierbei zeigte sich, daß die Injektionsheizung auf keine unüberwindlichen Probleme stößt, solange der überwiegende Teil der Aufheizung durch Kompression erfolgt und die Neutralinjektion nur eine schwache Vorheizung darstellt. Beispielsweise ist für ein Kompressionsverhältnis von 2,2 das vorkomprimierte Plasma noch mit einer Deuteriumenergie von 100 keV aufheizbar, was dem heutigen Stand der Ionenquellentechnologie entspricht. Eine wesentlich schwierigere Situation ergibt sich für die Neutralinjektion bei dem im 2. Durchgang aufgestellten modifizierten Konzept mit dem wesentlich reduzierten Kompressionsverhältnis. Durch die Reduktion von 2,2 auf 1,5 liegt die Plasmadichte im vorkomprimierten Zustand wesentlich höher und dementsprechend sind höhere Einschußenergien zwischen 160 und 200 keV Deuterium notwendig. Diese Energien stehen z. Zt. noch nicht zur Verfügung und werden als die Grenze dessen angesehen, was auf der Basis von positiven Ionen erreichbar scheint. Eine weitere Schwierigkeit bei dem neuen Parametersatz ergibt sich dadurch, daß durch das kleinere Kompressionsverhältnis die Größe der Maschine geschrumpft ist und sich damit auch die Zugänglichkeit wesentlich verschlechtert hat. Untersuchungen zum technischen Konzept der Injektion sowie Überlegungen zur alternativ möglichen Heliuminjektion werden das Projekt im kommenden Jahr beschäftigen.

2. Pellet-Plasma-Quelle

(M. Salvat, W. Amenda, H. Baumhacker, I. Bozsik, H. Brinkschulte, K. Büchl, Ch. Grein, M. Hashmi, R. S. Lang, L. Lengyel, W. Riedmüller, S. Sudo)

2.1 Lasererzeugte Plasmen

Bei den Untersuchungen von lasererzeugten Plasmen im Stellarator W II b hatte es sich u. a. gezeigt, daß die Energie des Plasmas sehr schnell verloren geht. Es scheint, daß das Plasma infolge von Wechselwirkung mit dem kalten nichtionisierten Teil des Pellets abkühlt. Daher ist die Voraussetzung für ein besseres Verhalten des Plasmas im Stellaratorfeld die – möglichst – vollständige Ionisierung der Pelletmasse durch den Laserstrahl.

Dieser Aufgabe galten die wesentlichsten Arbeiten innerhalb des Jahres 1978. Außerdem wurden zahlreiche technische Verbesserungen am Nd-Lasersystem, an der Pelletquelle und an den Diagnostikeinrichtungen durchgeführt. In einer Analyse wurde der Einfluß der Rekombination in der Anfangsphase der Plasmaexpansion berechnet. In einem Begleitexperiment wurde festgestellt, daß die Ausbreitung eines lasererzeugten Plasmas im Magnetfeld wesentlich durch die relative Richtung vom Magnetfeld zu der des Laserstrahls beeinflußt wird. Zur Unterstützung dazu wurden die theoretischen Studien der Abbremsung eines Laserplasmas in einem Magnetfeld fortgesetzt.

2.1.1 Ionisierung des Pellets

Die Untersuchungen zur Erzielung einer möglichst vollständigen Ionisierung des Deuteriumpellets wurden nicht im Stellarator, sondern in einem dafür besser geeigneten Vakuumgefäß durchgeführt. Eine Anzahl von Flanschen, die alle auf die Mitte des Gefäßes gerichtet sind, erlaubt eine bequeme Diagnostik des Pellets und des Plasmas:

- Messung der Größe und der Bahn des Pellets mit 2 Kameras.
- Bestimmung der vom Pellet absorbierten Laserenergie aus der Messung der einfallenden, transmittierten, reflektierten und gestreuten Strahlung. Letzteres mit Hilfe einer im Vakuumgefäß befindlichen Ulbricht'schen Kugel gewonnen.
- Berechnung der Anzahl und Energie der Ionen und der räumlichen Verteilung des expandierenden Plasmas aus den Signalen von 12 Faradaysonden, die aus verschiedenen Richtungen auf den Ort der Plasmaerzeugung (= Mitte des Gefäßes) gerichtet sind.
- Bestimmung der Anzahl der Elektronen mit Hilfe von holographischer Interferometrie.
- Beobachtung des Pellets, bzw. Plasmas, mit Schattenphotographie.
- Zeitaufgelöste Massenspektroskopie.

Aus früheren Untersuchungen und aus der Literatur war bekannt, daß (bei größeren Pellets, die z. B. mehr

als 10^{18} Teilchen enthalten) für eine effektive Umwandlung von Laserenergie in Plasmaenergie das Laserlicht dem Pellet in 2 zeitlich aufeinanderfolgenden Pulsen zugeführt werden muß. Der erste Puls mit relativ kleiner Energie baut die Dichte des Pellets (ohne viel Plasma zu erzeugen) ab, während der folgende Hauptpuls die Materie ionisiert. Wir haben dazu systematische Untersuchungen (die es bisher nicht gab) durchgeführt. Als für den Ionisierungsgrad des Pellets wichtige Laserparameter wurden die Vorpulsenergie, der Pulsabstand, der Durchmesser des Laserstrahls am Ort des Pellets und die Hauptpulsenergie gefunden. Diese – nicht voneinander unabhängigen – Parameter wurden variiert, um optimale Bedingungen zu bestimmen. Die Pellets waren bei allen Experimenten mit 1 . . . 2×10^{18} D-Atomen ungefähr gleich groß.

2.1.1.1 Vorpuls

Mit einem zweiten Nd-Lasersystem konnte ein Vorpuls mit einer maximalen Energie von 8 J auf das Pellet gebracht werden. Abhängig von der Richtung des Vorpulses relativ zum Hauptpuls ist eine Intensität von 0.3 . . . 2×10^{10} W/cm² erforderlich, um das Pellet so aufzuweichen, daß der nachfolgende Hauptpuls für die Ionisierung günstige Anfangsbedingungen vorfindet. Dabei erreicht die Materiewolke nach 200 ns einen Durchmesser von 1–2 mm, nach 500 ns von 2–3 mm. Abb. 2 zeigt in 10 aufeinanderfolgenden Schattenfotos die Entwicklung des Pellets, wie es vom Vorpuls (1–5) und später vom Hauptpuls (6–10) getroffen wird.

2.1.1.2 Pulsabstand

Der zeitliche Abstand der beiden Nd-Laserpulse konnte bis auf Werte von ca. 800 ns beliebig eingestellt werden. Die Plasmaproduktion erreicht dabei für Werte zwischen 150 ns und 500 ns ihr Maximum, abhängig von Laserstrahldurchmesser, Laserenergie und Symmetrie der Bestrahlung.

2.1.1.3 Laserstrahldurchmesser

In Abb. 3 ist für Werte von 1.5, 3 und 5 mm die Elektronenzahl in Abhängigkeit vom Zeitabstand zwischen Vor- und Hauptpuls dargestellt. Mit dem Durchmesser wurde die Vorpulsenergie jeweils so erhöht, daß die Intensität mit 4×10^9 W/cm² gleich blieb. Die Hauptpulsenergie war bei allen Experimenten 40 J. Bei 3 mm Strahldurchmesser hat die Plasmaproduktion bei Pulsabständen zwischen 300 und 500 ns ein breites Maximum.

2.1.1.4 Laserenergie

Bei den optimalen Werten für Vorpulsenergie, Pulsabstand und Laserstrahldurchmesser am Ort des Pellets hängt die Plasmaproduktion von der Energie des Hauptpulses ab, wie in Abb. 4 dargestellt. Die Kurve von N_i (aus Sondenmessungen) folgt in etwa der von N_e (interferometrisch bestimmt). Der Unter-

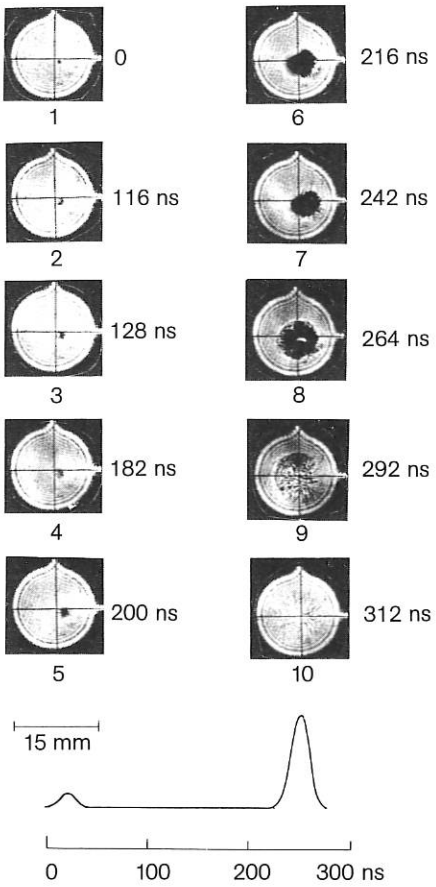


Abb. 2 Schattenfotos des Pellets, bzw. der Wolke aus neutralen und geladenen Teilchen, nachdem das Pellet bestrahlt wurde. Laserenergie in 2 Pulsen: 2 J (Vorpuls) + 40 J (Hauptpuls); Pulsabstand: 220 ns; Pulslängen: jeweils 25 ns; Durchmesser des Laserstrahls am Ort des Pellets: 3 mm; Pellet: Deuteriumzylinder mit 300 μm Durchmesser und 500 μm Höhe. Die Aufnahmen wurden zu verschiedenen Zeiten, bezogen auf den Beginn des Vorpulses, aufgenommen.

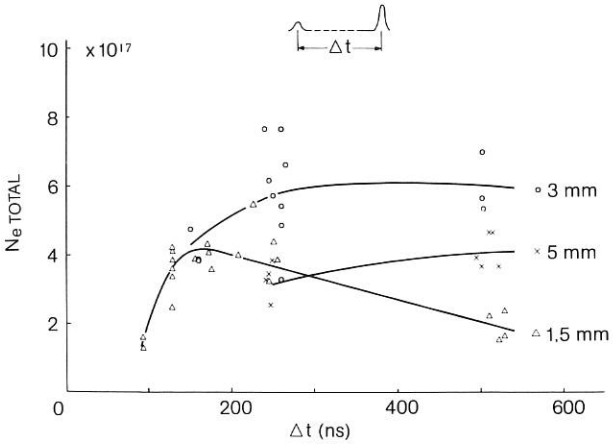


Abb. 3 Gesamtzahl der Elektronen in Abhängigkeit vom zeitlichen Abstand, mit der die Laserenergie zugeführt wird, für 3 verschiedene Strahldurchmesser.
Intensität für Vorpuls: 4×10^9 W/cm; Energie des Hauptpulses: 40 J in 25 ns; Pelletgröße: entsprechend 1 . . . 2×10^{18} Deuteriumatomen.

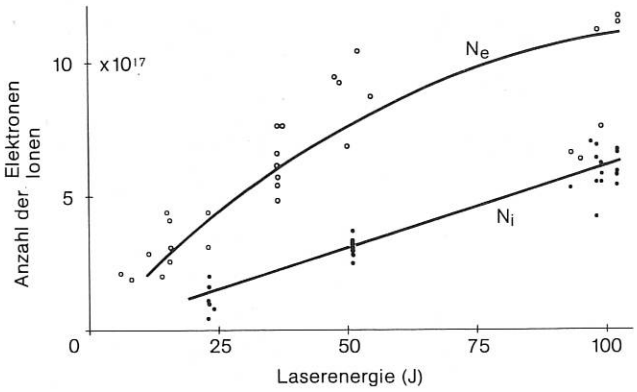


Abb. 4 Gesamtzahl der Elektronen (N_e) bzw. Ionen (N_i) in Abhängigkeit von der Energie des Hauptpulses. Intensität des Vorpulses: 4×10^9 W/cm^2; Pulslänge des Hauptpulses: 25 ns; Strahldurchmesser: 3 mm; Pelletgröße: entsprechend 1 . . . 2×10^{18} Deuteriumatomen.

schied von einem Faktor 1.5 . . . 2 in den Absolutwerten von N_i und N_e kann damit erklärt werden, daß ein Teil des Plasmas bereits rekombiniert ist, wenn es die Sonden in 20 cm Abstand vom Pelletort (= Ort der Interferometrie) erreicht hat. Numerische Rechnungen dazu unterstützen diese Annahme.

2.1.1.5 Bestrahlung des Pellets von 2 Seiten

Bei Bestrahlung des Pellets von 2 Seiten erhöht sich die Symmetrie der Plasmawolke. Während sich bei einseitiger Bestrahlung das Plasma zum größten Teil entgegen der Strahlrichtung ausbreitet, ist die Expansion bei zweiseitiger Bestrahlung wesentlich homogener. Die Plasmaproduktion ist bei gegebener Laserenergie unabhängig davon, ob die Energie in einem Strahl oder in zwei Strahlen zugeführt wird.

Unter optimalen Bedingungen für die Vorpulsintensität (0.3 . . . 2×10^{10} W/cm^2), den zeitlichen Abstand zwischen Vor- und Hauptpuls (300 . . . 500 ns) und den Laserstrahldurchmesser am Ort des Pellets (3 mm) konnten mit der maximal zur Verfügung stehenden Nd-Laserenergie von 100 J mehr als 10^{18} Ladungsträgerpaare erzeugt werden, entsprechend 80% ± 20% der im Pellet vorhandenen Deuteriumatome. Dies bedeutet gegenüber unseren früheren Experimenten eine Verbesserung um einen Faktor 5 . . . 10. Von der Laserenergie wird etwa ⅔ absorbiert und davon die Hälfte als kinetische Energie der Ionen gemessen. Die andere Hälfte wird sich möglicherweise in den neutralen Teilchen befinden.

2.1.2 Rekombination eines Laserplasmas

Die Rekombination von lasererzeugten Plasmen wurde analytisch und numerisch untersucht. Für die Ionisations- bzw. Rekombinationskoeffizienten wurden Formeln angewandt, die mit den tabellarischen Werten von Bates et al. gut übereinstimmen. Es zeigt sich, daß zu Beginn der Expansion die Ionisation eingefroren bleibt. Es ist sogar möglich, daß ein räumlich homogenes, zunächst unvollkommen ionisiertes Plasma durch Stöße vollständig ionisiert wird.

Die Dauer des Plateaus für das Einfrieren des Ionisierungsgrades ist eine Funktion der Anfangsdichte und -temperatur des Plasmas. Ist z. B. in einem Plasma mit einer Anfangstemperatur von 10^6 K und einer Dichte von 10^{24} m^{-3} der Ionisationsgrad 0.9, steigt dieser rasch auf 1 und friert bei diesem Wert für ca. 10^{-6} s ein. Um einen hohen Ionisierungsgrad des Plasmas möglichst lange aufrechtzuerhalten, wäre es günstig, das Plasma kurze Zeit nach Beginn der Expansion (wenn die Dichte etwas abgefallen ist) nachzuheizen.

2.1.3 Laserplasma im Magnetfeld (Begleitexperiment)

Ein an einem Faden aufgehängtes Polyäthylenkügelchen von 200 μ Durchmesser wurde mit einem Nd-Laser (10 J in 50 ns) bei magnetischen Feldstärken bis zu 0.8 T bestrahlt. Das Verhalten des Plasmas wurde interferometrisch (bei 10.6 μm) und mit Hilfe von diamagnetischen und mehreren elektrischen Sonden untersucht. Dabei zeigen sich markante Unterschiede, abhängig davon, ob die Richtungen von Feld und Laserstrahl übereinstimmen oder senkrecht zueinander sind.

Es zeigte sich, daß zwei Plasmawolken gebildet werden, die unterschiedlich schnell, nämlich mit einigen 10^7 cm/s, bzw. einigen 10^6 cm/s expandieren. Dabei ist die Zahl der Elektronen in beiden Wolken etwa gleich groß. Die „langsame" Wolke wird – unabhängig von der relativen Richtung von Feld und Laserstrahl – nach 200 ns in der Richtung senkrecht zum Feld abgebremst, scheint eine schalenförmige Gestalt anzunehmen und verdünnt sich dann in Richtung der Feldlinien.

Abb. 5 zeigt die mit dem Rechner ausgewerteten Interferogramme eines in einem Magnetfeld expandierten Laserplasmas mit der Richtung des Laserstrahls senkrecht bzw. parallel zu der des Magnetfeldes.

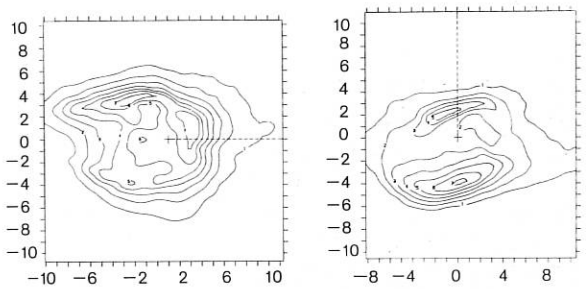


Abb. 5 Räumliche Verteilung der Niveaulinien der Elektronendichte von lasererzeugten Plasmen im homogenen Magnetfeld für 2 Fälle: Richtung von Laserstrahl (gekennzeichnet durch gestrichelte Linie) und Magnetfeld parallel (linkes Bild) bzw. senkrecht zueinander (rechtes Bild).
Pellet: Polyäthylenkügelchen mit 200 μm Durchmesser; Lage durch + gekennzeichnet; magnetisches Feld: 0.8 T; Nd-Laserenergie: 10 J in 50 ns; Interferogramme aufgenommen 340 ns nach Bestrahlung. Einheit der Koordinaten: mm. Gesamtzahl der erzeugten Elektronen: 4×10^{16} (links) bzw. 3×10^{16} (rechts).

2.1.4 Abbremsung eines Laserplasmas im Magnetfeld

Zur numerischen Simulation der Expansion eines lasererzeugten Plasmas und seiner Abbremsung in linearen Magnetfeldern wurde ein vorerst eindimensionaler (radialer) MHD-Code entwickelt. Zu Beginn wird die Plasmaenergie die magnetische Feldenergie bei weitem übertreffen ($\beta \gg 1$) und die Plasmawolke expandiert ähnlich wie im feldfreien Vakuum. Mit Annäherung an die $\beta \approx 1$ Phase gewinnt das Magnetfeld zunehmend Einfluß auf die Plasmawolke und wird ihre Bewegung senkrecht zum Feld abbremsen und ihre Oberfläche sogar zum Stillstand bringen. Das Innere der Wolke ist jedoch relativ feldfrei, so daß das von dort nachströmende Plasma die Oberfläche einholt, eine Stoßfront aufbaut und nach innen zurückläuft.

Der entwickelte Code verfolgt diese Abbremsphase an einem unendlich langen Plasmazylinder, Bewegungen parallel zum Feld werden vernachlässigt. Die Abbildung 6 zeigt eine typische Konfiguration kurze Zeit

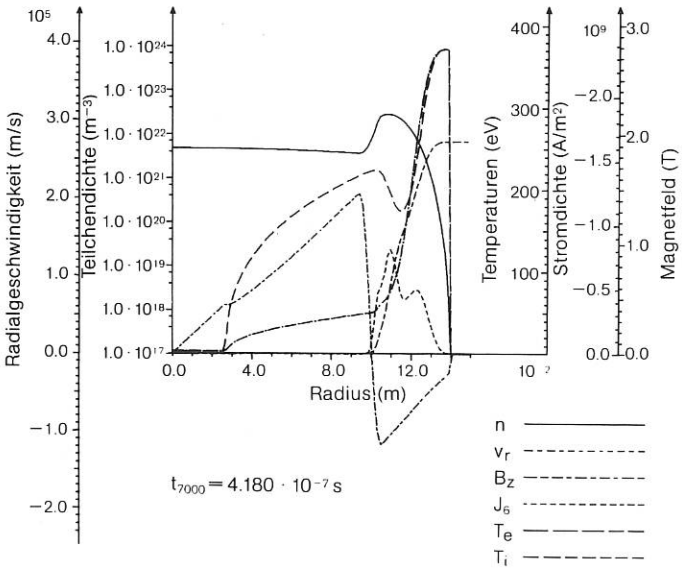


Abb. 6 Verteilung von Magnetfeld und Plasmagrößen gegen Ende der Abbremsphase eines lasererzeugten Plasmas in einem linearen Magnetfeld.
Anfangsbedingungen: Radius der Plasmawolke r_o = 1 cm; parabolisches Profil der Dichte mit $n_o = 3 \times 10^{24}$ m^{-3} in der Mitte; $T_e = T_i$ = 200 eV; B_z = 0.8 T. Radius des Gefäßes: 15 cm.

nach der Abbremsphase. Die Oberfläche der Plasmawolke kommt nach 0.3 µs zum Stillstand bei einem Radius von 14 cm. Die Eindringtiefe des Magnetfeldes ist 4 cm. Die Abbildung 6 zeigt, wie die entstehende Stoßwelle ins Zentrum der Plasmawolke zurückläuft.

2.2 Brennstoffzufuhr mittels Pelletinjektion

Das Aufrechterhalten einer bestimmten mittleren Plasmadichte in Tokamakentladungen verlangt geeignete Nachfüllmethoden, insbesondere wenn die Teilchen, die vom Divertor abgepumpt werden, ersetzt werden müssen. Eine der am meisten Erfolg versprechenden Nachfüllmethoden ist der Einschuß von Pellets aus Wasserstoffisotopen in das heiße Plasma. Die notwendige Einschußgeschwindigkeit wird durch die Schnelligkeit des Ablationsvorganges in heißen Plasmen gegeben. Deswegen wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

2.2.1 Berechnungen zur Pellet-Plasma-Wechselwirkung

Die Ablationsraten werden aufgrund von Modellberechnungen als Funktion der Plasmadichte, der Plasmatemperatur und der momentanen Pelletgröße bestimmt. Die lokalen Plasmaparameter werden aber durch die Anwesenheit von kalten, ablatierenden Pellets stark verändert: das Pellet „sieht" ein Plasma mit wesentlich anderen Zustandsgrößen als sie das ungestörte Plasma besaß. Um die Wechselwirkung von Pellets mit Tokamakplasmen zu untersuchen, wurden, in Zusammenarbeit mit dem Bereich Theorie, Berechnungen ausgeführt, in denen der Ablationsvorgang mit Hilfe von in einen Transportcode eingebauten Ablationsmodellen berechnet wurde. Von besonderem Interesse war in diesen Berechnungen die Frage der Lebenszeit und der Eindringtiefe der Pellets unter Plasmabedingungen, die für ASDEX vorgesehen sind, und die Frage der Auswirkung der ablatierten kalten Teilchen auf den Einschluß des Plasmas, insbesondere im Hinblick auf die starke Störung, die vom Pellet dem Plasma lokal aufgeprägt wird. Die Ergebnisse dieser Berechnungen zeigen, daß bei niedriger Pelletgeschwindigkeit (einige 100 m/s) das Pellet in der Randschicht ablatiert wird. Dies führt zu hohen Teilchenverlusten und dadurch zu hohen Einschußfrequenzen (mehrere 100 Hz). Um technisch leichter realisierbare Pelletfrequenzen zu bekommen, scheinen Pelletgeschwindigkeiten über 1000 m/s erforderlich zu sein.

2.2.2 Analyse von möglichen Pelletbeschleunigungsmethoden

Als mögliche Methoden für Pelletbeschleunigung wurden die folgenden Verfahren in Betracht gezogen: Beschleunigung durch gasdynamischen Druck, gasdynamische Reibung, elektrostatische Felder, Zentrifugalkraft und Rückstoß infolge von Laserbestrahlung. Außerdem wurde die Injektion von flüssigem Wasserstoff unter hohem Druck als eine weitere Alternative betrachtet. Die Analyse zeigte, daß die einfachste und technisch am leichtesten realisierbare Einschleusmethode für Einzelpellets (oder für eine begrenzte Anzahl von Pellets) bis zu Geschwindigkeiten in den 10^3 m/s Bereich die Beschleunigung durch Anwendung von gasdynamischem Druck (Gasgewehr) ist. Im Falle der Notwendigkeit, eine größere Anzahl von Pellets mit einer bestimmten Frequenz ins Plasma einzuführen, dürften die zentrifugale sowie die elektrostatische Beschleunigungsmethode in Frage kommen, wobei der Erfolg der elektrostatischen Beschleunigung von der elektrischen Beladbarkeit der Pellets abhängt – ein Problem, das bis heute noch nicht ausreichend untersucht wurde.

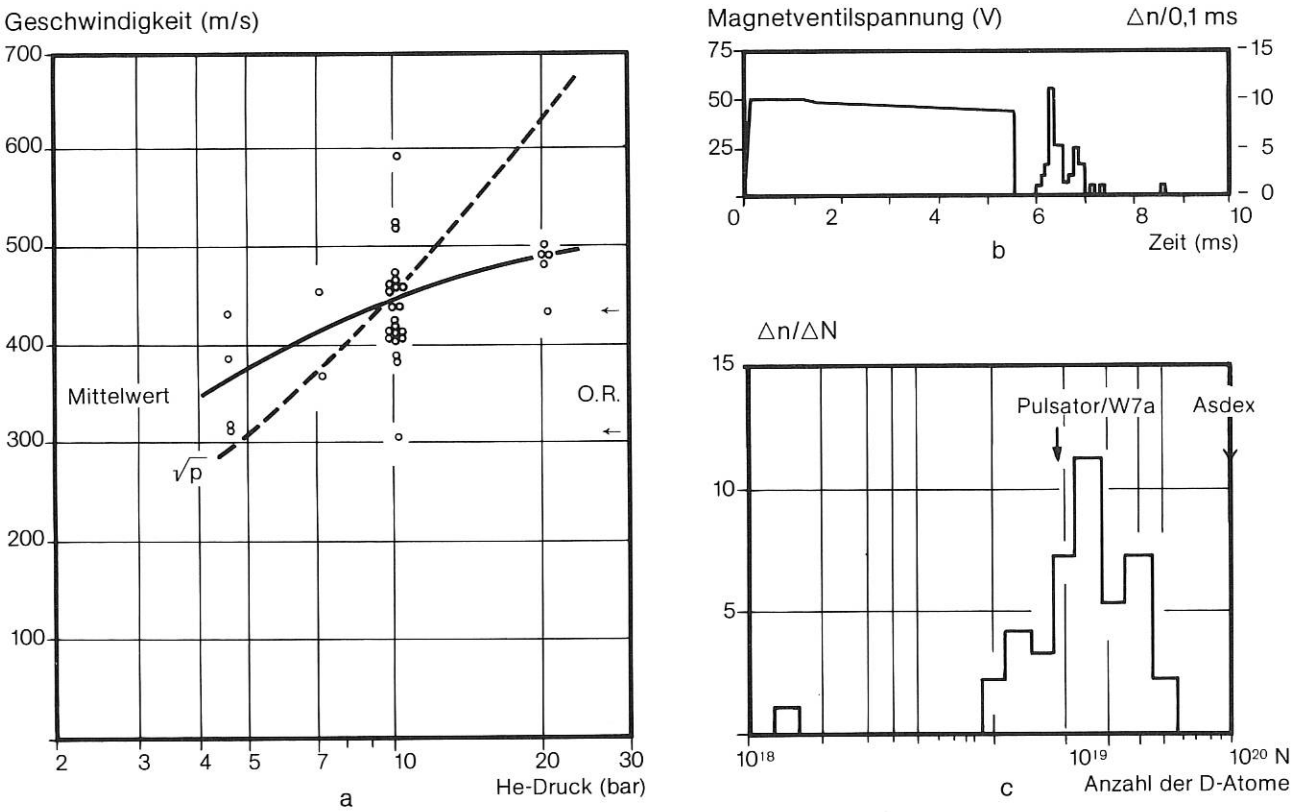


Abb. 7 a) Gemessene Geschwindigkeit als Funktion des Treibergasdruckes; b) zeitliche Streuung der Pellets; c) Streuung der Größe der Pellets

2.2.3 Studie über Nachfüllmethode mittels Pellets

In Zusammenarbeit mit Wissenschaftlern vom Risø National Laboratory wird derzeit eine umfassende Studie erstellt, in der die im Bereich der Pelletnachfüllung geleisteten theoretischen und experimentellen Arbeiten ausgewertet werden und die Anwendbarkeit der Methode analysiert wird. Mit besonderer Aufmerksamkeit werden in dieser Studie die Fragen der Pelletablation, Pellet-Plasma-Wechselwirkung und der Pelletbeschleunigung behandelt. Die ersten Ergebnisse deuten darauf hin, daß, um eine zuverlässige Skalierung bis auf Reaktorplasmabedingungen zu ermöglichen, die vorhandenen Ablationsmodelle verbessert und experimentell verifiziert werden müssen.

2.2.4 Entwicklung einer Leichtgaskanone zur Pelletbeschleunigung

Zu einer Pelletquelle, die von der Industrie für die Laserpelletexperimente gebaut worden war, wurde ein Zusatzgerät entwickelt, mit dessen Hilfe es möglich ist, Deuteriumpellets nach dem Prinzip der Leichtgaskanone zu beschleunigen. Dabei wird ein Stück des in fester Form durch eine Düse extrudierten Deuteriums von einem drehbaren Bauteil erfaßt und in den Lauf einer Gaskanone gebracht. Bei einer Lauflänge von 0,3 m und Helium bei einem Druck von

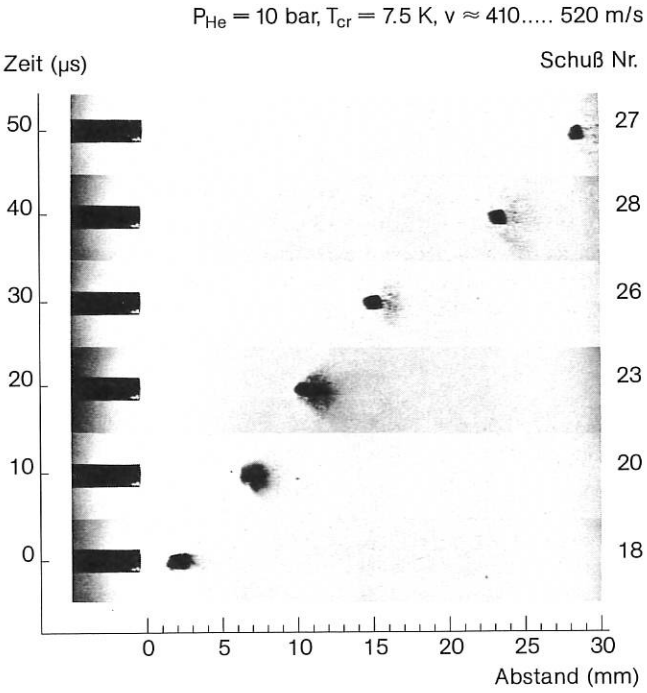


Abb. 8 D_2-Pellets nach Verlassen des Laufes zu 6 verschiedenen Zeiten (verschiedene Schüsse)

10 bar und Zimmertemperatur als Treibgas konnten Pelletgeschwindigkeiten bis zu 600 m/s erzielt werden. Erste funkenkinematographische Aufnahmen zeigen, daß das Pellet den Lauf unzerstört verläßt. Es wurde beobachtet, daß bereits vor dem Abschuß des Pellets dessen Durchmesser mit zunehmender Wartezeit zwischen Extrusion des Wasserstoffs und Abschuß des Pellets kleiner als der Laufdurchmesser wird. Hierauf dürfte vermutlich die Streuung in der gemessenen Größe und Geschwindigkeit der Pellets zurückzuführen sein. Eine wesentliche Verbesserung dieser Streuung ist durch eine effektivere Kühlung des drehbaren Gewehrschlosses zu erwarten. Die zeitliche Verzögerung zwischen Ventilansteuerung und Ausstoß des Pellets aus der Laufmündung lag bei 6,2–6,8 msec.

2.2.5 Aufbau und Test einer Apparatur (Zentrifuge) zur Untersuchung der dynamischen Belastbarkeit und zentrifugalen Beschleunigung von Deuteriumpellets.

Gleichzeitig zur Analyse der möglichen Beschleunigungsmethoden wurde eine Apparatur konzipiert und aufgebaut, die zum Test der dynamischen Belastbarkeit von Pellets aus Wasserstoffisotopen und zur zentrifugalen Beschleunigung solcher Pellets benutzt werden kann. Die Apparatur besteht aus einer Pelletquelle und einer Zentrifuge (eine Aluminiumscheibe von 12 cm Durchmesser mit einer geraden, diagonalen Schaufel, getrieben von einer umgebauten Turbomolekularpumpe mit einer Rotationsfrequenz bis 500 Hz), montiert in einem Vakuumkessel. Die freifallenden Pellets werden von der rotierenden Schaufel getroffen, dynamisch belastet und nach außen geschleudert. Der Vorgang der Pelletbelastung wird optisch beobachtet: gesucht werden die Belastbarkeitsgrenzen. Angaben über die Pelletbelastbarkeit sind im Hinblick auf verschiedene, aussichtsreiche Beschleunigungsmethoden von großem Interesse. Dieses Experiment wurde im Laufe des Jahres zum Bereich Beschleunigung transferiert. Mitteilungen über die ersten Ergebnisse dieses Experiments sind deswegen im Bericht des Bereiches Beschleunigung zu finden.

3. Programm „Magnete für die Fusion"

3.1 Arbeiten im IPP

(A. Knobloch)

Im Berichtsjahr wurden gemeinsam mit dem KfK vor allem die Arbeiten für das Projekt LCT (Large Coil Task) gefördert im Hinblick auf die Vorbereitung von Konstruktion und Bau der EURATOM-Spule, welche 1982 im ORNL unter simulierten Tokamakbedingungen geprüft werden soll. Darüberhinaus wurden erste Überlegungen zur Weiterführung des Programms angestellt, die in die Definition des Fusionstechnologieprogramms einfließen sollen. Die beiden wesentlichen Punkte sind hierbei eine Nutzung der Testeinrichtung im ORNL für die anschließende Prüfung einer Spule für ein Maximalfeld > 8 T sowie ein möglicher Anlauf von Aktivitäten zu fusionsrelevanten Impulsmagneten.

3.2 Arbeiten im Kernforschungszentrum Karlsruhe

(P. Komarek, F. Arendt, H. Borrmann, C. Dustmann, J. Erb, U. Jeske, H. Katheder, G. Krafft, H. Krauth, J. Lange, W. Maurer, G. Nöther, G. Ries, C. Schmidt, E. Seibt, A. Ulbricht, H. Zehlein)

3.2.1 Das Experiment „TESPE"

Abb. 9 zeigt den Gesamtaufbau. Der Torus besteht aus sechs supraleitenden Einzelspulen in einem gemeinsamen Vakuumgefäß. Der Torusradius beträgt $R_0 = 0{,}5$ m, die D-förmigen Spulen besitzen eine horizontale Bohrung der Wicklung von 0,49 m. Das Maximalfeld beträgt $B_{max} \simeq 7{,}5$ T bei einem Leiterstrom von 7 kA. Die gesamte gespeicherte Energie beträgt ~10 MJ. Die einzelnen Spulen sind kühltechnisch unabhängig und einzeln austauschbar. Das Experiment soll als möglichst flexibles Experimentiergerät für die Fusionsmagnet-Entwicklung im KfK dienen.
Hauptaufgaben sind:

- Untersuchung des Verhaltens eines supraleitenden Torus im Normalbetrieb und bei Störfällen.
- Test fortgeschrittener Leiter im toroidalen Magnetfeld,

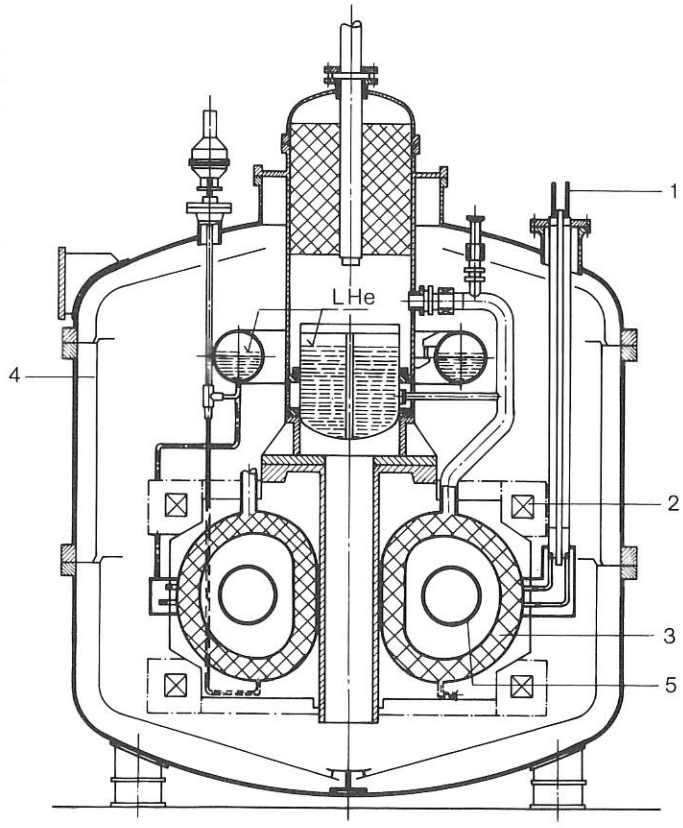


Abb. 9 Gesamtaufbau des TESPE-Experimentes (1.. Stromzuführung 9 kA, 2.. Poloidalfeldspulen, 3.. Torusspulen, 4.. LN_2Schild)

- Entwicklung und Erprobung von Diagnostik im Hinblick auf optimale Ausstattung der LCT-Spule.

Die Untersuchung des Verhaltens unter Wechselfeldbelastung wird durch Einbau von Poloidalfeldspulen erfolgen.

Die Arbeiten im Berichtszeitraum umfaßten Konstruktionsarbeiten sowie teilweise die Fertigung und den Aufbau der Versuchseinrichtung.

Der Leiter wird zur Zeit auf der fertiggestellten Wickeleinrichtung verarbeitet. Das Wickelverfahren ist soweit erprobt, daß mit der Herstellung der Doppelpancakes der ersten Spule begonnen werden kann.

3.2.2 Das Projekt „Large Coil Task"

Im Berichtszeitraum wurde durch den Beitritt von Japan und der Schweiz (neben den beiden anderen Partnern USA und EURATOM) zu dem Abkommen die vollständige Ausstattung des Torus mit 6 Spulen gesichert. Die USA werden die Testanordnung (im ORNL) bereitstellen und 3 Spulen beitragen; die übrigen Partner werden sich mit je 1 Spule beteiligen.

Nach dem gegenwärtigen Zeitplan ist eine Inbetriebnahme des vollständigen Torus für Mitte 1982 vorgesehen.

Ein Entwicklungsvertrag für den erforderlichen Leiter wurde Mitte des Jahres an die Industrie vergeben (siehe auch Jahresbericht 1977).

Der Test des Leiters mit den erforderlichen Parametern (11 kA bei 8 T) unter realistischen Bedingungen stellt ein schwerwiegendes Problem dar und erfordert wegen der minimal erlaubten Biegeradien des Leiters (40 cm) relativ große, aufwendige Testanordnungen. Herzstück der Testeinrichtung für den LCT-Leiter ist die Wendelstein VII Prototypspule (Leihgabe des IPP), in die eine kurzgeschlossene Windung des zu testenden Leiters konzentrisch eingebracht ist. Die W VII-Spule dient dabei durch die transformatorische Ankopplung an die Testwicklung (durch Reduktion des Felds um wenige Prozent) sowohl zur Induzierung des Meßstroms als auch zur Erzeugung des Hintergrundfeldes.

Es wurden Entwürfe zur Spulenkonstruktion erstellt. Auf der Basis einer vorläufigen Spezifikation wurden 3 Vorentwurfsstudien mit einer Laufzeit von 4 Monaten an die Industrie vergeben (BBC/Zürich-Mannheim, IRD/Newcastle upon Tyne, SIEMENS/Erlangen). Die Ergebnisse dieser Studien wurden im Rahmen einer gemeinsamen Veranstaltung, zu der auch Vertreter aller EURATOM-assoziierten Labors eingeladen waren, von den bearbeitenden Firmen präsentiert und diskutiert. Sie wurden anschließend in Form von Abschlußberichten dokumentiert.

Auf der Basis dieser Vorstudien wurden weiterführende Konstruktionsüberlegungen durchgeführt und eine endgültige technische Spezifikation für Detailkonstruktion und Fertigung bei der Industrie erstellt.

Eine Ausschreibung an die europäische Industrie bezüglich der Spulenendkonstruktion, Vorversuche und

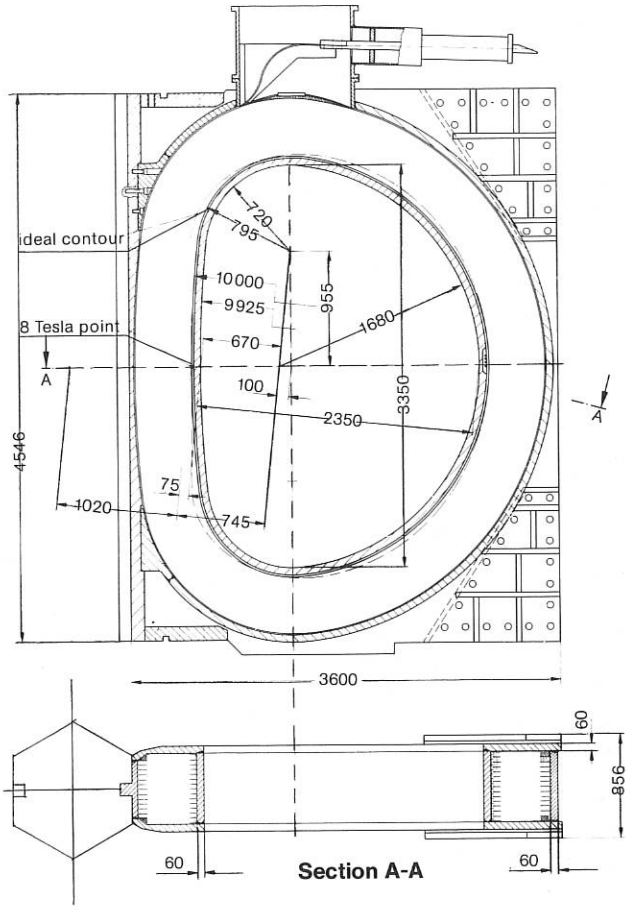


Abb. 10 Seitenansicht und Schnitt durch das LCT-Spulengehäuse

Fertigung der Spule ist erfolgt. Die Vergabe ist für Frühjahr 1979 vorgesehen.

Zur Durchführung von Auslegungsrechnungen für magnetische Lastfälle wurde ein einfaches Windungsmodell aus 240 Quaderelementen erstellt und als 10. Substruktur in das Gehäusemodell eingebaut.

Erste Rechnungen zur Untersuchung des Einflusses der Abstützung der Wicklung auf deren mechanische Beanspruchung haben begonnen. Ein zweidimensionales Rechenmodell zum Studium des Abbaus des Quenchdrucks über dem Wicklungsquerschnitt wurde vorbereitet.

KfK-Veröffentlichungen 1978:

Seibt, E.: "Investigations of a steel reinforced NbTi-superconducting flat cable for toroidal magnets"; IEEE-Transactions on Magnetics, im Druck (Appl. Superconductivity Conf., Pittsburgh)

Dustmann, C. H., Friesinger, G., Jentzsch, K.: "Design of the TESPE coils"; Proc. 10. SOFT, Padua

Komarek, P., Krauth, H.: „Der ‚Large Coil Task', ein internationaler Beitrag zur Entwicklung supraleitender Magnete für die Fusion"; Kerntechnik 20 (1978), S. 274–81

Nick, W., Krauth, H., Ries, G.: "Cryogenic stability of composite conductors taking into account transient heat transfer"; IEEE-Trans. on Magn., im Druck (Appl. Superconductivity Conf., Pittsburgh)

Krauth, H.: "Conceptual design of the EURATOM test coil for the LCT"; Proc. 10. SOFT, Padua

4. Systemstudien

(J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner, H. Herold[1]), G. Müller, M. Söll, P. Ulbricht, H. Weichselgartner[2]), G. Emmert[3]), Ch. Rüffler[4]), M. Korzen[5])

4.1 Die mathematische Modellierung eines Fusionskraftwerkes

Die Arbeiten an den Komponenten des Kraftwerksmodells SISYFUS-T (Simulationsmodell zur systematischen Untersuchung von Fusionskraftwerken-Tokamak) und dessen Aufbau wurden weitergeführt.

Das Plasmamodell NUDIPLAS wurde so erweitert, daß eine zeitliche Variation von Plasmaposition und -radius berücksichtigt werden kann. Dazu wurde die Theorie von Grad und Hogan über Transport in zeitabhängigen Gleichgewichten auf den Fall Aspektverhältnis $A \gg 1$ angewandt. Die Theorie führt zu modifizierten Transportgleichungen, mit denen Effekte wie Kompression, freie Plasmaexpansion, bewegliche Limiter etc. behandelt werden können. Die Gleichungen wurden so formuliert, daß sie direkt auch zum Ausbau der vorhandenen 1D-Modelle (WHIST 1 und 2) benutzt werden können.

Für die Plasmarandschicht bei Divertorbetrieb wurde ein analytisches Modell entwickelt, das zu einer Relation zwischen den Flüssen und Dichten an der Separatrix führt.

Bei der Modellierung des Verhaltens der 1. Wand durch das Programm FWLTB /186/ spielen die zeitlichen Variationen von mechanischen Spannungen und Dehnungen auf zwei verschiedenen Zeitskalen eine Rolle. Die kurze Zeitskala („Mikrozeitskala") wird durch die Plasmabrenndauer bestimmt, während die Langzeiteffekte auf einer Makrozeitskala ablaufen. Auf dieser treten merkliche Parametervariationen dann auf, wenn sich wesentliche irreversible Dehnungen durch thermisches Kriechen und durch strahlungsinduziertes Schwellen und Kriechen aufgebaut haben. Das Modell wurde durch Verbesserungen der Mittelungsprozeduren auf der Mikrozeitskala und der zeitlichen Auflösung auf der Makrozeitskala weiterentwickelt.

Das Programmsystem zur Berechnung der stationären Magnetfelder wurde erweitert: Jetzt können Toroidalfeldspulen berechnet werden, die aus verschiedenen Segmenten zusammengesetzt sind, in denen die Zugkraft jeweils konstant ist (d. h. keine Biegemomente auftreten), aber beim Übergang auf das nächste Segment springt /Proj. Systemstudien, interner Bericht Nr. 19/. Durch die Implementierung des Magnetfeldprogrammes MAFCO-W (University of Wisconsin) ist nun die Berechnung der Felder innerhalb nichtebener Spulen und ihres Wicklungsbereiches möglich. Das Programm besitzt eine Elementbibliothek (Balken, Bögen, Helices), so daß auch komplizierte Strukturen gut modelliert werden können.

Für das Pulsspulensystem von Tokamaks wurde das Programm PCOILS aufgestellt /IPP 4/174/, das die Selbst- und Kopplungsinduktivitäten zwischen Plasma, Transformator, Vertikalfeld, magnetischen Limiterspulen und Gefäß näherungsweise analytisch berechnet. Eingabefunktionen sind die Zeitverläufe des Plasmastromes, der Plasmaparameter (Widerstand, β, großer und kleiner Radius) und der Lage des Stagnationspunktes.

Außerdem wurden folgende Modelle in teilweise noch ziemlich einfacher Form aufgebaut: Divertor, Vakuumsystem, Tritium-Produktionssystem, Brennstoffversorgungssystem, Wärmetransport (mit Energiespeicherung durch Li-Blanket) und Energieumwandlung. Die Modellierung von Neutralinjektionsanlagen wurde mit Hilfe des Projektes „Neutralinjektion" im Dezember begonnen.

Die erwähnten Komponentenmodelle wurden dem Energiebilanzteil SISYFUS-TE des Kraftwerksmodells hinzugefügt oder dienen als „Hintergrundsmodelle" für einfachere in SISYFUS-TE verwendete Varianten. Der Aufbau des Materialbilanzteils SISYFUS-TM wurde begonnen. Er basiert auf der Dimensionierung der Gesamtanlage und ihrer Komponenten mit Hilfe von SISYFUS-TE und wird den Aufwand an Material und Zeit für Bau, Normalbetrieb, Wartung und Reparaturen des Kraftwerkes ergeben. SISYFUS-TM liefert die Ausgangsdaten für den Kostenteil SISYFUS-TC, dessen Struktur dem verbindlichen amerikanischen Kostenrechnungsschema (DOE/Battelle) entspricht.

Mit SISYFUS-TE wurden die Einflüsse von Plasmaverunreinigungen durch Wandmaterial, Totzeit, mittlerem β und Kraftwerksleistung auf die Reaktorauslegung untersucht. (Die Abb. 11 zeigt eine typische graphische Rechenmaschinenausgabe dieses Programmes.) Als Kenngröße wurde der kleine Plasmaradius r_{p1} verwendet, der für eine bestimmte Nettoleistung notwendig ist. Unter den gemachten Annahmen (konstantes Aspektverhältnis, „trapped-particle"-Transport, Divertor-Randbedingungen, flache, radiale Verunreinigungsprofile) ergab sich:

- Der kleine Plasmaradius ist in allen realistischen Fällen ziemlich groß (mindestens 3–4 m bei $\beta_T \approx 5\%$) und würde für $\beta_T \approx 2\%$ (entspricht $\beta_{pol} \approx 1$) auf bis zu 9 m ansteigen /176/.
- Kleine Plasmaradien von 1,5–1,8 m (wie von Oak Ridge für Reaktorplasmen berechnet) sind nur unter sehr optmistischen Annahmen ($\beta_T \approx 15\%$ bei $A \approx 4$, keine Verunreinigungen, anomale Auswärtsdiffusion der α-Teilchen, Elongation = 1,6) und auch dann nur bei Kraftwerksleistungen unter 1000 MW_{el} möglich /178/.
- Der Rückflußkoeffizient γ (= Verunreinigungsfluß ins Plasma/Brennstoffteilchenfluß an der Separatrix aus

[1]) Bis Ende Januar 1978 im Projekt Systemstudien.

[2]) Im Rahmen eines Auftrages an die Zentralen Technischen Einrichtungen des IPP.

[3]) University of Wisconsin; im Rahmen eines zweimonatigen Gastaufenthaltes im Projekt Systemstudien.

[4]) Im Rahmen einer Diplomarbeit im Projekt Systemstudien.

[5]) Im Rahmen einer zehnwöchigen Praktikantentätigkeit im Projekt Systemstudien.

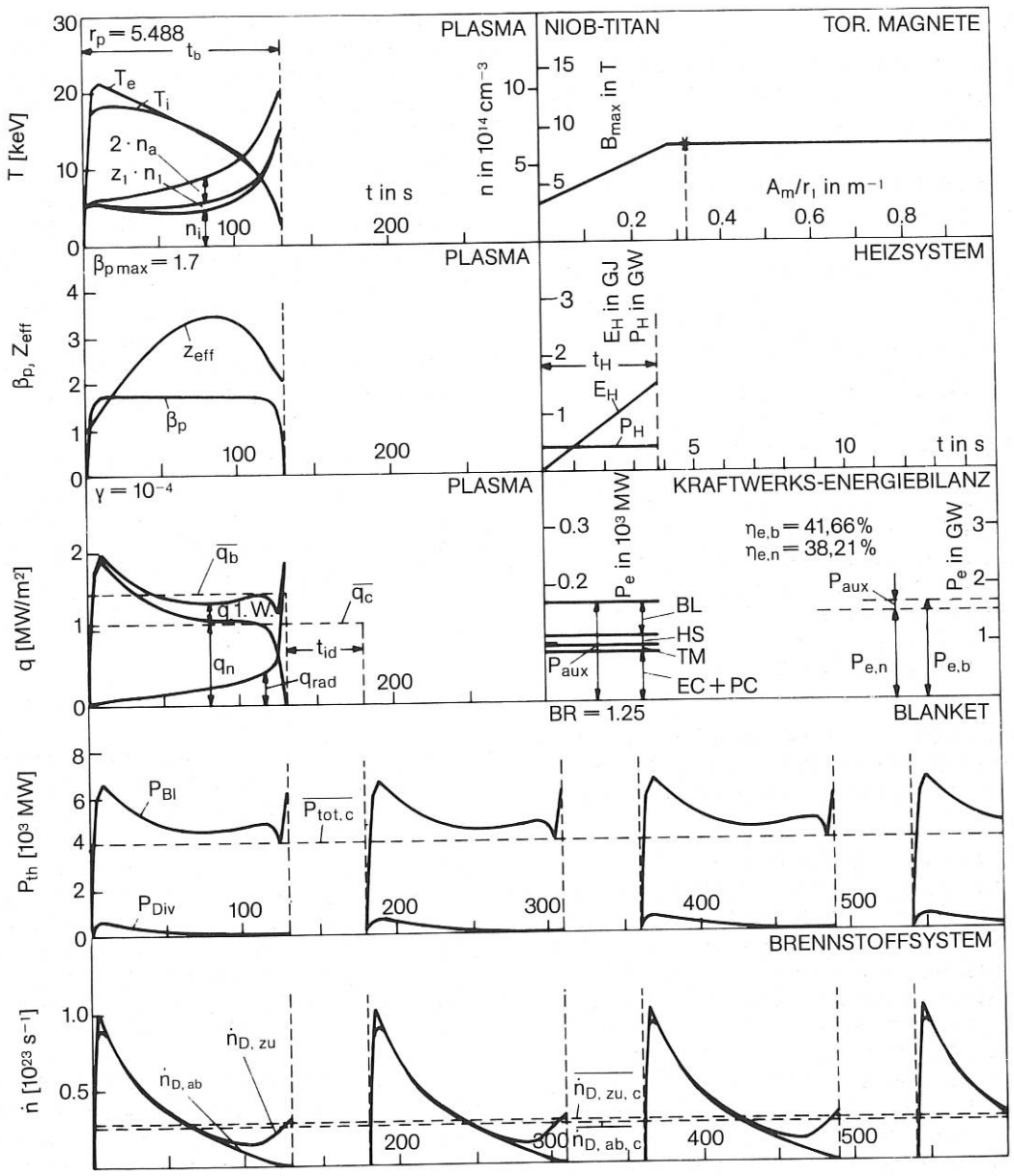


Abb. 11 Auslegungsdaten für ein 1500 MW_e-Tokamak-Fusionskraftwerk (Kontroll-Diagramm des Rechenprogramms SISYFUS-TE)

A = Aspektverhältnis; B = magnet. Induktion; E = Energie; n = Dichte; $\dot{n}$ = Teilchenstrom; P = Leistung; q = Wandbelastung; r = Radius; T = Temperatur; t = Zeit; z = Ladungszahl; γ = Verunreinigungskoeffizient; η = Wirkungsgrad; BL = Blanketkühlmittelpumpen; EC = Energiewandlung; HS = Heiz-System; PC = gepulste Spulen; TM = Toroidale Magnete; BR = Brutrate.

Indices: a = α-Teilchen; ab = abgeführt; aux = Hilfsanlagen; b = Brennvorgang; brutto (bei elektr. Leistung); Bl = Blanket; c = Zyklus; D = Deuterium; Div = Divertor; e = Elektronen; H = Heizung; i = Ionen; id = Leerlauf; m = magnetisch; n = Neutronen; rad = Strahlung; th = thermisch; tot = gesamt; zu = zugeführt.
1 = Verunreinigungen; Abstand Spulenmitte – Hauptachse (bei Radius); 1. W. = 1. Wand.

dem Plasma) hat einen relativ geringen Einfluß auf den notwendigen Plasmaradius für $2 \cdot 10^{-3} < \gamma < 10^{-2}$: r_{pl} steigt mit γ über diesen Bereich nur um 10–15% an. Der Koeffizient γ ist ein Maß für die Kombination aus Zerstäuberausbeute und Divertorwirkungsgraden (eine Stahlwand ohne Divertor ergibt $\gamma \approx 10^{-2}$) /176/.

- Die Unsicherheit bezüglich der Akkumulation von α-Teilchen hat nur einen geringen Einfluß auf den notwendigen Plasmaradius, wenn $\gamma > 2 \cdot 10^{-3}$ ist. Erst γ-Werte im Bereich $0–4 \cdot 10^{-4}$ ergeben mit bis zu 25% eine wesentliche Reduktion von r_{pl} /176/.
- Der Einfluß von β_T auf den notwendigen Plasmaradius nimmt mit zunehmendem β_T ab. Wegen der

angenommenen Konstanz des Aspektverhältnisses A bedeutet das auch einen relativ geringen Einfluß der noch vorhandenen Unsicherheit bezüglich des Zusammenhanges zwischen A und dem stabilitätsbegrenzten β_{pol} /176/.

- Die Variation der Kraftwerksnettoleistung und der Totzeit zwischen den Brennpulsen in den Bereichen 500–2000 MW_{el} bzw. 50–150 s ändert die vorstehend angeführten Tendenzen und Aussagen nicht /176/.

Im Zusammenhang mit den Plasmamodellen wurden Skalierungs- und Optimierungsüberlegungen angestellt, die zu folgenden Resultaten führten:

- Für eine große Klasse von Plasmen reduziert sich die Skalierung der mittleren Fusionsleistungsdichte p_f mit r_{pl}, A, B_T, β_T, γ, Z (= Ladungszahl des Wandmaterials) und Totzeit auf die Variation der Brenndauer τ_b mit diesen Parametern der Plasmamodelle. Es zeigte sich, daß τ_b mit allen Parametern monoton variiert, so daß die Extremwerte von τ_b immer an den Grenzen der Parameterwertebereiche angenommen werden. Diese Eigenschaft ist für die Optimierungen sehr wichtig. Am stärksten ist die Variation von τ_b mit r_{pl}, B_T und A /177/.
- Im allgemeinen sind die oben verwendeten Parameter nicht unabhängig voneinander, sondern unterliegen Nebenbedingungen von solcher Art, daß die Leistungsdichte p_f oder die Wandbelastung q_w nur noch von einem frei wählbaren Parameter (z. B von A) abhängen. Die Optimierung von p_f oder q_w liefert optimale A-Werte, die ziemlich stark von der Art abhängen, in der β_T mit A skaliert. Abhängig von der Form dieses Zusammenhanges liegt A_{opt} zwischen 2 und 4.
- Die Brenndauer τ_b hängt von der Art der Nachfüllungsregelung ab; die Fälle β_T = const und n = const führen zu Brenndauern, die bei unseren Beispielen bis zum Faktor 2 voneinander verschieden sind. Aussagen zur Brenndauer sind deshalb nur sinnvoll, wenn auch die Art der Nachfüllung festgelegt wird /177/.

Die den A_{opt} zugeordneten β_T-Werte liegen immer unter 10%. Diese Tatsache zeigt erneut, daß β_T allein kein gutes Maß für die Fusionsleistungsdichte darstellt.

Mit dem Plasmacode WHIST 1 wurde eine parametrische Untersuchung zu den PLT-Heizexperimenten (IAEA-Konferenz Innsbruck) durchgeführt, um festzustellen, ob die offenen Parameter so gewählt werden können, daß die Resultate durch ein Reaktorplasmamodell der üblichen Art (multiregime-Driftwellentransport) reproduziert werden.

Es ergab sich, daß die Achsenwerte der Temperaturen und die Profilformen nicht gleichzeitig reproduziert werden können. Bei Übereinstimmung der Achsenwerte ergeben sich zu breite berechnete Profile; stimmen dagegen die Profilformen überein, so werden die berechneten Achsentemperaturen etwa um den Faktor 2 zu hoch.

Parameterstudien mit dem Rechenmodell FWLTB (1. Wand) bezogen sich auf zylindrische Wandelemente aus dem Reaktorstahl 1.4970 (Außenradius 30 cm, Innendruck 10 bar, kühlungsseitige Wandtemperatur 500°C), die der gepulsten Belastung durch Neutronen, Wärme und Strahlung aus dem Plasma ausgesetzt sind. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Bei Berücksichtigung der strahlungsinduzierten Prozesse des Kriechens und Schwellens bauen sich in der Stahlwand irreversible Dehnungen und damit Spannungen auf. Der Verlauf der Spannungen auf einer Makrozeitskala (pro Zeitschritt 10^2 bis einige 10^3 Brennpulse) zeigt eine typische Struktur, die vom Wechselspiel zwischen Schwellen, Kriechen und der Ortsabhängigkeit dieser Effekte bestimmt wird (siehe Abb. 12). Die Spannungserhöhungen $\Delta\sigma$ (in Abb. 12 für die „heiße" Wandoberfläche dargestellt) entstehen folgendermaßen:

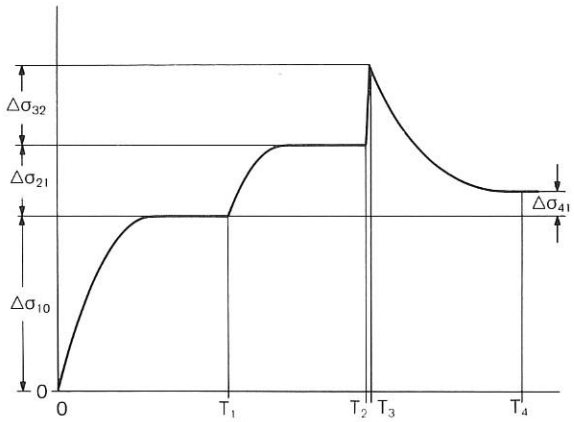


Abb. 12 Schematischer Verlauf der irreversiblen Spannungen, die sich durch strahlungsinduziertes Kriechen und Schwellen in einer Stahlwand aufbauen.

$\Delta\sigma_{10}$ durch strahlungsinduziertes Kriechen, wobei das Plateau durch die Spannungsabhängigkeit der Kriechrate entsteht; $\Delta\sigma_{21}$ durch Schwellen, das nach der bei $t = T_1$ erreichten Inkubationsdosis einsetzt und ebenfalls durch Kriechen zu einem Plateau führt, wenn die Schwelldehnung angenähert linear mit der Dosis ansteigt; $\Delta\sigma_{32}$ entsteht dadurch, daß die Dosis für beschleunigtes Kriechen an den beiden Oberflächen zu verschiedenen Zeitpunkten erreicht wird; $\Delta\sigma_{41}$ wird wieder durch das Wechselspiel von Kriechen und Schwellen bestimmt. Dem Endpunkt $t = T_4$ der Rechnung entspricht eine integrierte Neutronenwandbelastung von etwa 1,6 MWa/m².

- In einer Parameterstudie wurden der Einfluß des Innendrucks, des Temperaturniveaus, der Totzeit zwischen den Brennpulsen und der Wanddicke untersucht /187/. Als dominierende Spannungserhöhung ergab sich $\Delta\sigma_{10}$, die 80–90% des gesamten Anstiegs ausmacht. Als dominierender Parameter für $\Delta\sigma_{10}$ und damit für die gesamte Erhöhung ergab sich die Wanddicke. Die Wanddicke hatte sich schon bei früheren Untersuchungen auch als der dominierende Parameter für die Lebensdauer bei Materialermüdung ergeben.

Mit dem Programmsystem für die stationären Magnetfelder wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt:

- Spannungen und Deformationen in D-förmigen Spulenwicklungen und vor allem ihre Reaktion auf Störungen oder Unvollkommenheiten beim Bau hängen stark vom Grad der Biegemomentfreiheit ab, der durch die Wahl der Spulenform erreicht wird. Diese darf deshalb nicht ein einfaches „Princeton-D" sein, sondern muß reale Eigenschaften wie Segmentierung und endliche radiale Wicklungsdimensionen berücksichtigen /195/.
- Das maximale Magnetfeld B_{max}, das am Leiter einer supraleitenden D-Spule auftreten darf, kann durch einen linearen Zusammenhang zwischen B_{max} und einem dimensionslosen Parameter x dargestellt werden /196/. Dabei wurde kryogene Stabilisierung des Supraleiters angenommen und die Kriterien für die Sicherheitsentladung und der mechanische Aufbau der Wicklung in Rechnung gestellt. Der Parameter x enthält die geometrischen Daten der Spulenkontur und der Wicklung, die Anzahl der Spulen und die maximal zulässige Dehnung des Leitermaterials. Der Proportionalitätsfaktor enthält die Material- und Kühldaten.

4.2 Beiträge zur Planung eines Zündexperimentes

Der Plasmacode WHIST 2 diente der Studiengruppe vor allem für Untersuchungen zur Neutralinjektion (notwendige Energien/Nukleon und Leistungen) und zur Brenndynamik nach Einsetzen der α-Heizung.

Mit den Programmsystemen INDRA und AKTIV wurden eindimensionale Rechnungen durchgeführt. Sie dienten zur Abschätzung der Aktivierung von Gefäß, Spule und Stützkonstruktion sowie der nuklearen Heizraten in der gesamten Anordnung (Höchstwert in der Spule: ca. 24 W/cm^3) bei DT- und DD-Experimenten.

Für die beiden Spulenkonzepte wurden optimierte Formen zunächst in einer Membran-Näherung und dann auch für Spulen endlicher Dicke berechnet / Proj. Systemstudien, Interner Bericht Nr. 19 /. Für diese beiden optimierten Spulenformen wurden die Berechnung der Kraftdichteverteilungen in der Wicklung für jeweils drei Lastfälle, die Elementeinteilungen, Interpolationen und Lastverteilungen (als Eingabe für die Finite-Element-Rechnungen und für die Vergabe des Studienauftrages), sowie die Berechnung der Spuleninduktivitäten, der induktiven und resistiven Spannungen und der Leistungen durchgeführt.

4.3 Tritiumtechnologie

Nach der Genehmigung des Umgangs mit 100 Ci Tritium wurde dieses in verschiedenen Lieferformen beschafft.

Zur Befüllung des Permeationsgefäßes mit Lithium und Tritium wurde ein verschweißbares „Ventil" entwickelt und in mehreren Tests erfolgreich erprobt. Mehrere Dauerversuche zum Korrosionsverhalten von Nimonic 75 in flüssigem Lithium bei 650 und 850°C wurden durchgeführt. Bisher konnte bei jeweils 100-stündiger Exposition bei 650°C ein geringer Angriff beobachtet werden.

Die Experimente zur Adsorption von Wasserstoffisotopen an Ti-Gettern wurden fortgeführt. Es hat sich in deren Verlauf klar herausgestellt, daß die schon früher beobachteten Isotopen-Trenneffekte nur an Ti-Wirbelschichten auftreten, jedoch nicht an massivem Titan.

Zentrale Technische Einrichtungen

(Dr. Helmut Muntenbruch)

Die Beanspruchung der Zentralen Technischen Einrichtungen (ZTE) wuchs auch 1978. Wiederum wurden doppelt so viele Aufträge angekündigt, wie sie die Kapazität der ZTE zugelassen hätte. So mußten noch mehr Arbeiten mit Hilfe von Fremdfirmen ausgeführt werden, und die Dienste der ZTE mußten in wiederum gesteigertem Maße kontrollierend, steuernd und weisend eingreifen. Die Erfahrungen des Vorjahres konnten aber soweit genutzt werden, daß Verzögerungen und Pannen im wesentlichen vermieden werden konnten.

Eine weitere – geringfügige – Personalerhöhung um 2% konnte bei der angespannten Auftragslage nicht vermieden werden. Wider Erwarten konnten sogar noch einige Reserven mobilisiert werden und durch weitere Rationalisierung Lohnerhöhungen und Materialkostensteigerungen aufgefangen werden, so daß auch 1978 der einheitliche Stundensatz von DM 45,– pro Auftragsstunde beibehalten werden konnte.

Das Investitionsvolumen der ZTE für Ersatzinvestitionen änderte sich gegenüber dem Vorjahr mit ca. DM 500 000,– ebenfalls kaum. Hervorzuheben ist der konsequente Übergang zu digital anzeigenden Werkzeugmaschinen, die nicht nur höhere Genauigkeiten zu erreichen gestatten, sondern auch den Mitarbeitern den Übergang zum Einsatz computergesteuerter Maschinen erleichtern sollen.

Das Organisationsschema der ZTE (siehe nächste Seite) zeigt nur geringfügige Änderungen gegenüber dem Vorjahr und gibt einen Überblick über die vielfältigen Arbeitsgebiete der ZTE.

Typische Dienstleistungen der ZTE im Jahr 1978 sind im Folgenden – nach Sachgebieten zusammengefaßt – kurz dargestellt.

1. Fachabteilung Elektro- und Hochspannungstechnik

(M. Kottmair)

Annähernd gleiche Anteile der verfügbaren Arbeitskapazität nahmen Bearbeitung von Aufträgen der Projekte und Arbeiten für die Erweiterung der Energieversorgung in Anspruch. Für Geräte der Starkstromtechnik und für elektrische Steuer- und Regeleinrichtungen wurden Fertigungsunterlagen erstellt sowie die Projektierung verschiedener Stromversorgungssysteme ausgeführt. Für den neuen Kreuzschienenverteiler in L5E, der zur Herstellung der Verbindungen zwischen Thyristoranlagen und Experimenten dient, wurden die elektrische Verriegelung und der Anschluß an die Steuerung der Thyristoranlagen entworfen, von der Elektrowerkstatt gefertigt und in Betrieb gesetzt.

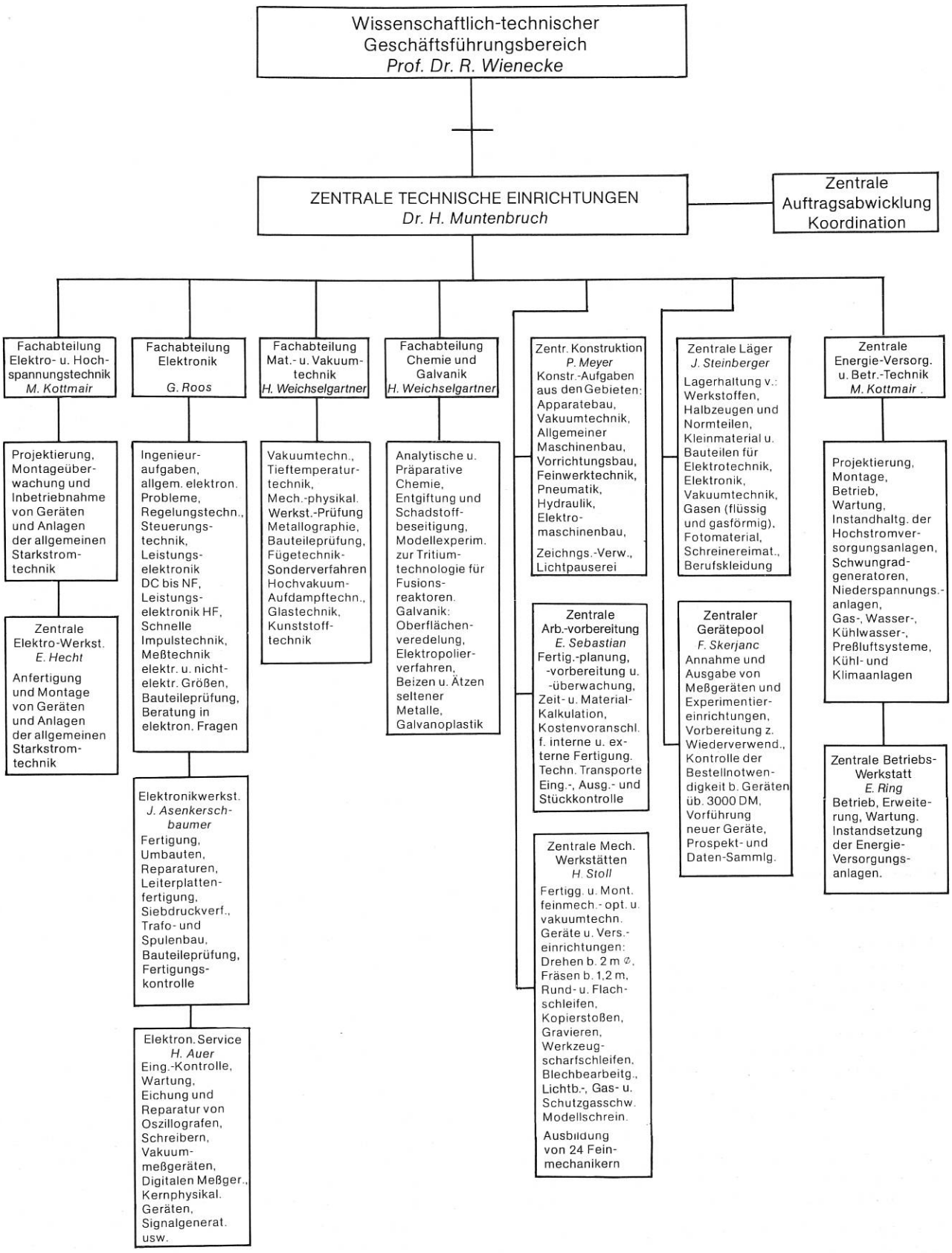
Die Zentrale Elektrowerkstatt *(E. Hecht)* fertigte im Rahmen von 225 Aufträgen u. a. folgende Anlagen und Geräte:

- Versorgungsgeräte und -anlagen für Hoch- und Niederspannung,
- Meß-, Impuls- und Energieleitungen (Fertigung und Montage),
- Spulen, Transformatoren, Drosseln (Fertigung und Montage),
- Kondensatorbatterien einschließlich der Steuerungssysteme und der Ladeanlagen.

2. Fachabteilung Elektronik

(G. Roos, W. Melkus)

In diesem Jahr dominierten (neben vielen kleineren Aufträgen) die Weiterentwicklung, Fertigung und Prüfung von zwei größeren Anlagen für die Ausstattung der Experimente ASDEX und Neutralinjektion. So wurden für den störungsfreien Betrieb und zum Schutz der vier Neutralinjektoren am Stellarator-Experiment Wendelstein vier elektronische Hochspannungs-Leistungsschalter gefertigt und geprüft. Diese enthalten als Regelstrecken spezielle gittergesteuerte Vakuumröhren. Damit kann man einerseits Regelaufgaben lösen (z. B. Spannungs- und Stromstabilisierungen), andererseits bei Störungen im Neutralinjektor


Wissenschaftlich-technischer Geschäftsführungsbereich
Prof. Dr. R. Wienecke
ZENTRALE TECHNISCHE EINRICHTUNGEN
Dr. H. Muntenbruch
Zentrale Auftragsabwicklung Koordination
Fachabteilung Elektro- u. Hochspannungstechnik
M. Kottmair
Projektierung, Montageüberwachung und Inbetriebnahme von Geräten und Anlagen der allgemeinen Starkstromtechnik
Zentrale Elektro-Werkst.
E. Hecht
Anfertigung und Montage von Geräten und Anlagen der allgemeinen Starkstromtechnik
Fachabteilung Elektronik
G. Roos
Ingenieuraufgaben, allgem. elektron. Probleme, Regelungstechn., Steuerungstechnik, Leistungselektronik DC bis NF, Leistungselektronik HF, Schnelle Impulstechnik, Meßtechnik elektr. u. nichtelektr. Größen, Bauteileprüfung, Beratung in elektron. Fragen
Elektronikwerkst.
J. Asenkerschbaumer
Fertigung, Umbauten, Reparaturen, Leiterplattenfertigung, Siebdruckverf., Trafo- und Spulenbau, Bauteileprüfung, Fertigungskontrolle
Elektron. Service
H. Auer
Eing.-Kontrolle, Wartung, Eichung und Reparatur von Oszillografen, Schreibern, Vakuummeßgeräten, Digitalen Meßger., Kernphysikal. Geräten, Signalgenerat. usw.
Fachabteilung Mat.- u. Vakuumtechnik
H. Weichselgartner
Vakuumtechn., Tieftemperaturtechnik, Mech.-physikal. Werkst.-Prüfung Metallographie, Bauteileprüfung, Fügetechnik-Sonderverfahren Hochvakuum-Aufdampftechn., Glastechnik, Kunststofftechnik
Fachabteilung Chemie und Galvanik
H. Weichselgartner
Analytische u. Präparative Chemie, Entgiftung und Schadstoffbeseitigung, Modellexperim. zur Tritiumtechnologie für Fusionsreaktoren. Galvanik: Oberflächenveredelung, Elektropolierverfahren, Beizen u. Ätzen seltener Metalle, Galvanoplastik
Zentr. Konstruktion
P. Meyer
Konstr.-Aufgaben aus den Gebieten: Apparatebau, Vakuumtechnik, Allgemeiner Maschinenbau, Vorrichtungsbau, Feinwerktechnik, Pneumatik, Hydraulik, Elektromaschinenbau,
Zeichngs.-Verw., Lichtpauserei
Zentrale Arb.-vorbereitung
E. Sebastian
Fertig.-planung, -vorbereitung u. -überwachung, Zeit- u. Material-Kalkulation, Kostenvoranschl. f. interne u. externe Fertigung. Techn. Transporte Eing.-, Ausg.- und Stückkontrolle
Zentrale Mech. Werkstätten
H. Stoll
Fertigg. u. Mont. feinmech.- opt. u. vakuumtechn. Geräte u. Vers.-einrichtungen: Drehen b. 2 m Ø, Fräsen b. 1,2 m, Rund- u. Flachschleifen, Kopierstoßen, Gravieren, Werkzeugscharfschleifen, Blechbearbeitg., Lichtb.-, Gas- u. Schutzgasschw. Modellschrein.
Ausbildung von 24 Feinmechanikern
Zentrale Läger
J. Steinberger
Lagerhaltung v.: Werkstoffen, Halbzeugen und Normteilen, Kleinmaterial u. Bauteilen für Elektrotechnik, Elektronik, Vakuumtechnik, Gasen (flüssig und gasförmig), Fotomaterial, Schreinereimat., Berufskleidung
Zentraler Gerätepool
F. Skerjanc
Annahme und Ausgabe von Meßgeräten und Experimentiereinrichtungen, Vorbereitung z. Wiederverwend., Kontrolle der Bestellnotwendigkeit b. Geräten üb. 3000 DM, Vorführung neuer Geräte, Prospekt- und Daten-Sammlg.
Zentrale Energie-Versorg. u. Betr.-Technik
M. Kottmair
Projektierung, Montage, Betrieb, Wartung, Instandhaltg. der Hochstromversorgungsanlagen, Schwungradgeneratoren, Niederspannungs.-anlagen, Gas-, Wasser-, Kühlwasser-, Preßluftsysteme, Kühl- und Klimaanlagen
Zentrale Betriebs-Werkstatt
E. Ring
Betrieb, Erweiterung, Wartung. Instandsetzung der Energie-Versorgungsanlagen.

(z. B. bei Überschlägen) die Hochspannung schnell abschalten, bevor die Ströme gefährliche Werte annehmen können. Die Nenndaten sind jeweils 30 kV und 35 A. Derzeit werden die Anlagen zusammen mit den Injektoren am Ort des Experimentes aufgestellt und in Betrieb genommen.

Die zweite große Aufgabe betraf den Radialfeldsteller für ASDEX. Dies ist ein Gleichstromverstärker für 120 V Ausgangsspannung, der 4 kA liefern kann; er kann auch als „Senke" gewisse Energien aufnehmen, die z. B. von magnetischen Verkopplungen im Experiment stammen können. Der Radialfeldsteller ist das Stellglied eines Servosystems. Die mit dem als Prototyp aufgebauten Baustein gemachten Erfahrungen wurden der Weiterentwicklung zugrunde gelegt, das ganze Gerät elektrisch und konstruktiv überarbeitet. Die einzelnen Baugruppen wurden inzwischen angefertigt, so daß kurz nach dem Jahreswechsel mit dem Einbau in die vorgesehenen Schränke sowie mit der Verkabelung begonnen werden kann.

Die Zentrale Elektronikwerkstatt *(J. Asenkerschbaumer)* war nicht nur an der Fertigung der obengenannten Großgeräte beteiligt, sondern im Rahmen von 438 Aufträgen auch mit der Herstellung einer Vielzahl unterschiedlicher Platinen betraut und dem Bau von vielen Digital- und Analog-Geräten.

Der Zentrale Elektronikservice *(H. Auer)* führte 930 Reparaturen an Standardgeräten durch und ca. 300 Wareneingangsprüfungen.

3. Fachabteilung Material- und Vakuumtechnik

(H. Weichselgartner, W. D. Haubenberger)

Im Berichtsjahr konnten mehr als 750 Aufträge der Projekte ohne große Verzögerungen abgewickelt werden. Zu erwähnen sind vor allem:

- Materialuntersuchungen, Schweiß- und Lötversuche. Untersuchung der Zeitstandfestigkeit von Nimonic-Proben in flüssigem Lithium, Ultraschallprüfungen;
- Konstruktion und Herstellung von Metall/Keramik-Verbindungen (für Stromdurchführungen und Mikrówellenfenster);
- Entwurf, Bau und Einsatz eines Lastwechsel-Prüfstandes für Halterungen von ASDEX-Spulen;
- Konstruktion einer Gasreinigungsanlage für die W VII-Torus-Belüftung;
- Herstellung von Metallspiegeln, Interferenzfiltern, Vergütungsschichten, Bolometern etc. für Laser-Experimente und den Stellarator Wendelstein VII;
- Mitwirkung bei der Ausarbeitung eines Projektvorschlages im IPP für ein α-Teilchen-Heizexperiment;
- Fertigung von Laser-Elektroden aus Kunststoff mit neuem, zeitsparendem Verfahren;
- Glasarbeiten größeren Umfanges am Experiment Plasterix und vielfältige Quarz-Arbeiten;
- Anfertigung einer großen Zahl von Faraday-Sonden unterschiedlicher Ausführung für Flugzeit- und Ionenzahl-Messungen.

4. Fachabteilung Chemie und Galvanik

(H. Weichselgartner)

Von den fast 1000 bearbeiteten Aufträgen sind besonders erwähnenswert:

- Experimentelle Beiträge zur Tritium-Technologie (siehe Systemstudien);
- Präparative Arbeiten für den Jodlaser. Zur Ermittlung der Brauchbarkeit von Bis(4-diäthylaminodithiobenzil)-Ni als sättigbarer Absorber wurden ca. 80 Lösungsmittel sowie Farbstofflösungen spektroskopisch untersucht;
- Reinigung, Portionierung und Abfüllung von Alkalimetallen (Cs, Na, K und Rb) für Molekülstrahlexperimente;
- Überprüfung, Analyse und Sortierung von insgesamt 4,64 Tonnen Altchemikalien, Übergabe an die GSB zur Weiterbehandlung;
- Analytische Überwachung von Kühlwässern und galvanischen Bädern; Untersuchung von Rückständen, Belägen und Niederschlägen in Experimentiereinrichtungen;
- Herstellung einer Neutronenzonenplatte zur Fokussierung ultrakalter Neutronen. Dabei konnte erstmals gezeigt werden, daß dünne Ni-Schichten bis herunter zu 50 Å galvanisch reproduzierbar hergestellt werden können. Die Platte weist 50 zentrisch angeordnete Einzelstufen mit jeweils 600 bis 700 Å auf, die auf eine konkave Glasplatte mit einer Profilgenauigkeit von 2 nm galvanisch in Einzelschritten aufgebracht wurden;
- Mitarbeit bei der Konzipierung des Tritium-Systems für ein α-Teilchen-Heiz-Experiment des IPP.

5. Zentrale Konstruktion

(P. Meyer, U. Broßmann, W. Sandmann)

Den größten Teil der ca. 55 000 Konstruktionsstunden, die 1978 den Projekten zur Verfügung gestellt werden konnten, beanspruchte das Projekt ASDEX für Gefäßeinbauten, Vertikalfeldspulen und Diagnostikeinrichtungen. In deutlich geringerem Umfang entfielen Konstruktionsaufgaben auf die Projekte W VII-A, INTEREX, Plasma-Wand-Wechselwirkung sowie Neutralinjektion. Etwa ein Drittel der geleisteten Konstruktionsarbeit wurde mit Hilfe von Werkverträgen erbracht.

6. Zentrale Arbeitsvorbereitung

(E. Sebastian)

Wie bereits in den letzten Jahren nahm auch 1978 die Gesamtzahl der kalkulierten Auftragsstunden deutlich zu (um 23%), während die Zahl der bearbeiteten Aufträge um 15% abnahm. Insgesamt wurden 128 000 Stunden kalkuliert, wovon auf die Zentralen Mechanischen Werkstätten 91 000 Stunden entfielen, auf die Fertigung in den Örtlichen Werkstätten 800 Stunden. Die restlichen 36 200 Stunden wurden für externe Fertigung kalkuliert. Mit einem Anteil von 60% an der gesamten Arbeitszeit der AV war ASDEX der größte Auftraggeber.

Auch in diesem Jahr stiegen die von der AV gesteuerten Montagearbeiten um 60% auf ca. 34 000 Arbeitsstunden an. Außerdem wurden für die Montagearbeiten noch Werkverträge im Auftragswert von ca. DM 450 000,– von der AV betreut.

Außer den üblichen Vorbereitungen und Überwachungen von Aufträgen wurden für DM 750 000,– Auftragswert Kostenvoranschläge und Vorausschätzungen erarbeitet.

Die Zwischen- und Endkontrollen der im IPP gefertigten Teile wurden ebenso durchgeführt wie die in verstärktem Umfang notwendigen Eingangskontrollen der von Fremdfirmen gelieferten Teile.

7. Zentrale Mechanische Werkstätten

(H. Stoll)

Die Zahl der Produktionsstunden der Zentralen Mechanischen Werkstätten änderte sich gegenüber 1977 praktisch nicht und betrug wieder ca. 95 000. Auch der Personalstand blieb praktisch konstant (105 Mitarbeiter am Jahresende).

Die Beschäftigungslage in der Schlosserei *(G. Lampart)* war 1978 trotz Personalerhöhung auf das äußerste angespannt. Von den anfallenden Arbeiten waren wieder 65% außerhalb der Werkstätte abzuleisten. Der Hauptanteil davon betraf das Projekt ASDEX, der Rest vor allem die Experimente W VII, INTEREX und Neutralinjektion.

Die ASDEX-Gerüst-Montagegruppe führte bis Ende April den Einbau und das Ausrichten der OH-Spulen, Schließen und Befestigung der Spulenhälften durch. Daran anschließend erfolgte die Montage der MC-, V- und Radialfeldspulen, deren Anschluß an die Energie- und Kühlsysteme, so daß bis Jahresende die Tests durchgeführt werden konnten.

Besonders zu erwähnen ist die Fertigung von schwierigen Stromzuführungen aus Cu-Profilen 60 x 60, 130 x 25 und 73 x 22 mm². Die dabei vorkommenden komplizierten Biegungen konnten nur durch den Eigenbau einer hydraulischen Biegevorrichtung gelöst werden.

In der Mechanik *(J. Müller)* war die Kapazität der Werkzeugmaschinen mit ca. 70% für das Projekt ASDEX und ca. 20% für die Neutralteilcheninjektion ausgelastet. Die restlichen 10% entfielen auf die Bereiche PLF, Oberflächenphysik und Hoch-Beta-Plasmen. Der überwiegende Teil der Arbeiten bestand aus der Fertigung schwieriger Bauelemente mit hohen Präzisionsanforderungen.

Die Aufträge der Feinmechanik *(R. Singer)* kamen etwa zu je einem Drittel vom Projekt ASDEX, von der Oberflächenphysik und den übrigen Bereichen. Dabei war die Fertigung von Einzelteilen vorwiegend, und erst zum Jahresende zeichnete sich ein Trend zu umfangreicheren Diagnostikeinrichtungen ab.
Breiten Raum nahm hier auch die Lehrlingsausbildung ein, zeitweise waren bis zu sechs Auszubildende des dritten und vierten Lehrjahres zu unterweisen.
Parallel dazu wurde darüber hinaus verstärkt die Ausbildung und Betreuung von Ingenieurschul-Praktikanten der Fachrichtungen Feinwerktechnik, Maschinenbau und Technische Physik aufgenommen.

In der Lehrwerkstatt *(G. Knoll)* fand am 11. Januar die Aufnahmeprüfung der Lehrstellenbewerber statt. Von insgesamt 22 Bewerbern wurden 7 ausgewählt, welche am 1. September ihre Ausbildung zum Feinmechaniker begannen.
Am 16. Februar haben sechs Auszubildende mit überdurchschnittlich guten Ergebnissen die Abschlußprüfung für Feinmechaniker vor der Industrie- und Handelskammer abgelegt. Von diesen sechs jungen Facharbeitern konnte nur einer in ein zeitlich unbefristetes Arbeitsverhältnis übernommen werden.
Am 6. März wurde die lt. Berufsbildungsgesetz vorgeschriebene Zwischenprüfung des zweiten Ausbildungsjahres durchgeführt.

Die Schreinerei *(W. Kaehs)* hat die zur Verfügung stehenden jährlichen Arbeitsstunden relativ gleichmäßig verteilt für die experimentellen Bereiche eingesetzt.

Gefertigt wurden u. a. Modelle von Multipolanschlüssen und Multipolhaltern, ein Adaptermodell, Lichtschächte und Meßraumeinrichtungen, Teile für optische Systeme aus Leichtmetall, Experimentiertische in besonders schwerer und großer Ausführung, Splitterschutz- und Lärmschutz-Plexigehäuse und Ergänzung für das ASDEX-Modell. Der Anteil der Metall- und Kunststoffbearbeitung nahm 25% der Gesamtkapazität ein.

Die Ausstattung der Zentralen Mechanischen Werkstätten wurde durch (planmäßigen) Ersatz alter Werkzeugmaschinen durch moderne, leistungsfähigere an neue Fertigungsaufgaben angepaßt.
Herauszuheben sind die Aufstellung von drei Universal-Fräs- und Bohrmaschinen mit Digitalanzeigen (auch als Vorbereitung für den Einsatz von NC-Maschinen) und von zwei leistungsfähigen Leit- und Zugspindel-Drehmaschinen.

8. Zentrale Läger

(J. Steinberger)

Die Zentralen Läger lieferten im Berichtsjahr Materialien und Bauteile im Wert von über 2,9 Mio. DM aus. Dabei wurden

- vom Materiallager vor allem die zentralen und örtlichen Werkstätten mit Halbzeugen, Normteilen usw. beliefert,
- vom Elektro-, Elektronik- und Vakuumlager vor allem die Projekte mit Bauteilen und Geräten aus einem Sortiment von mehr als 4000 verschiedenen Artikeln,
- vom Gaselager die Projekte mit technischen, reinsten und flüssigen Gasen sowie exotischen Gasmischungen,
- vom Filmlager die Projekte mit Spezialfilmen (ca. 100 000 Aufnahmen),
- vom Holzlager alle Bereiche des Institutes mit Holz der verschiedensten Abmessungen, Sorten und Qualitäten,
- vom Mantellager die Mitarbeiter des IPP mit der notwendigen Arbeitsbekleidung.

9. Zentraler Gerätepool

(F. Skerjanc)

In diesem Jahr gingen im Gerätepool Geräte, Apparaturen und Materialien im Einkaufswert von beinahe 4 Mio. DM ein. Die Eingänge verdoppelten sich damit nahezu. Darunter waren funktionsfähige, reparaturbedürftige, aber auch schrottreife Geräte sowie Kleinmaterial. Aus den Beständen wurden

– ausgegeben an Projekte im IPP: Geräte im Einkaufswert von	DM 578 000,–	(– 37%)
– ausgegeben an Projekte im IPP: Bauteile im Wert von	DM 123 337,–	(– 27%)
– verliehen an fremde Institute: Geräte im Einkaufswert von	DM 1 010 838,–	(– 16%)
– verkauft an Auswärtige: Verkaufswert von	DM 87 981,–	(+198%)
Gesamt:	DM 1 800 156,–	(– 22%)

Ein wachsender Anteil der Aktivitäten des Gerätepools war auf die Erfassung der Bestände des IPP an wertvollen Geräten konzentriert. Dabei gehen der Ermittlung und Katalogisierung der für den Wiederbenutzer relevanten technisch-physikalischen Daten entsprechende Analysen ihrer Relevanz voraus, die einen erheblichen Arbeitsaufwand erfordern.

10. Energieversorgung und Betriebstechnik

(M. Kottmair, E. Ring)

Neben der Erledigung von Routinearbeiten wurde die Erweiterung der Energieversorgung fortgeführt:

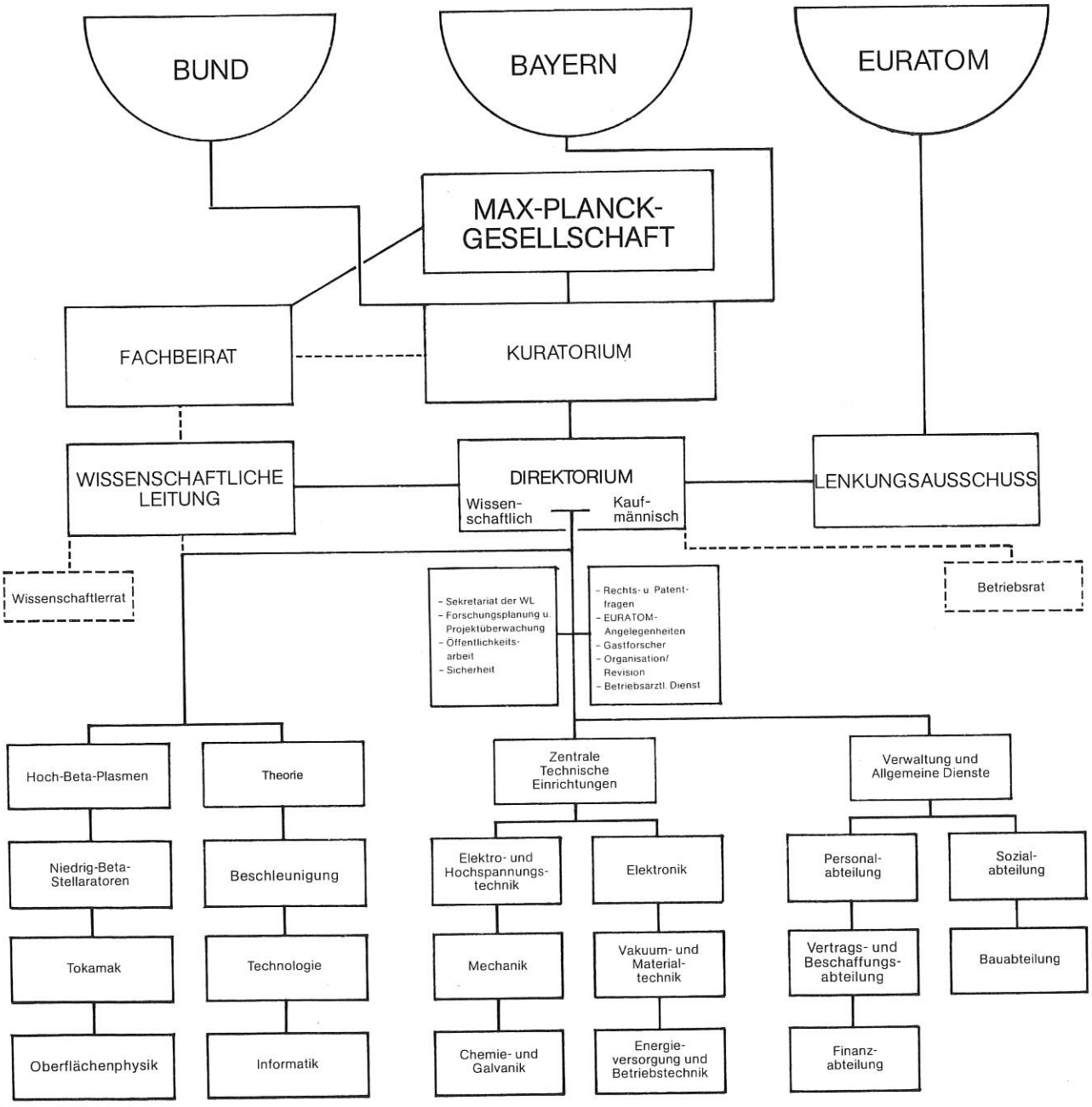
- Die 500 MJ-Umformeranlage wurde nach Fertigstellung in Betrieb genommen. Die Abnahmemessungen konnten termingerecht Mitte August abgeschlossen werden.
- Auch die Thyristoranlagen in L5E konnten nach dem Umbau der Einspeisung des Anlagenteiles ASDEX von EZ2 nach EZ3 gemäß Terminplan fertiggestellt und nach Abschluß der Inbetriebnahmearbeiten für den Betrieb freigegeben werden.
- Der stetig wachsende allgemeine Bedarf an elektrischer Energie erfordert auch die Erweiterung der Notstromanlagen. Ein neues Notstromaggregat mit 600 kVA Nennleistung wurde projektiert und ausgeschrieben. Die Lieferung ist für Ende März 1979 vereinbart, so daß das Aggregat Mitte nächsten Jahres einsatzbereit sein wird.

Von den Arbeitsgruppen der Betriebstechnik wurden für die oben genannten Arbeiten und viele andere Aufträge (insgesamt 258) mehr als 30 000 Arbeitsstunden geleistet, teilweise vor und nach der üblichen Arbeitszeit und auch für Kontroll- und Reparaturarbeiten nachts und an Feiertagen.

Organisationsstruktur
des
IPP

Der organisatorische Aufbau des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik

Das am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründete Institut für Plasmaphysik wird 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 forgendermaßen 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 Mitglieder des Direktoriums, überprüft die ihr satzungsgemäß zu erstattenden Berichte und wirkt im Kuratorium mit.

Finanzierungsträger des Instituts sind:
- die Bundesrepublik, die 1978 53% der Ausgaben finanzierte,
- der Freistaat Bayern, der sich mit 6% beteiligte,
- die Europäischen Gemeinschaften (EURATOM) mit 25%.

Die restlichen 16% 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 1978:

Professor Dr. Reimar Lüst,
als Präsident der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V.;

Ministerialdirigent Dr. Wolf-J. Schmidt-Küster,
als vom Bundesministerium für Forschung und Technologie entsandter Vertreter;

Ministerialdirigent Hugo Eick-Kerssenbrock,
als vom Bundesminister der Finanzen entsandter Vertreter;

Ministerialdirektor Dr. Albert Reuter,
Bayerisches Staatsministerium für Unterricht und Kultus, als vom Freistaat Bayern entsandter Vertreter;

Dr. Klaus Dohrn, (bis 30. 6. 1978),
Schatzmeister der Max-Planck-Gesellschaft;

Bundesminister a. D. Professor Dr. Hans Leussink;

Generaldirektor a. D. Dr. Alexander Hocker;

Dipl.-Volksw. Wolfgang Oehme (ab 1. 7. 1978),
Vorstandsvorsitzender der Esso AG, als Senator der Max-Planck-Gesellschaft.

Zur Beratung des Instituts in allen wissenschaftlichen Fragen wurde ein **Fachbeirat** gebildet, der dem Präsidenten der Max-Planck-Gesellschaft jährlich einen Bericht über die wissenschaftliche Arbeit des Instituts erstattet und diesen zugleich dem Kuratorium und der Wissenschaftlichen Leitung des Instituts zuleitet.
Mitglieder des Fachbeirats waren im Jahr 1978:

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. Xaver Eder,
Bayerische Akademie der Wissenschaften, Institut für Tieftemperaturforschung, Garching;

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. François 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 1978 an:

Professor Dr. Rudolf Wienecke,
als Vorsitzender und Wissenschaftlicher Direktor;

Dr. Gerhart von Gierke,
als stellvertretender Vorsitzender;

Dr. Günter Grieger;
Professor Dr. Friedrich Hertweck;
Dr. Michael Kaufmann (ab 1. 4. 1978);
Professor Dr. Dieter Pfirsch;
Professor Dr. Arnulf Schlüter;
Dipl.-Ing. Karl-Heinz Schmitter;
Dr. Siegbert Witkowski (beurlaubt zur PLF)
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. Harmut Zwicker,
auswärtiges Wissenschaftliches Mitglied.

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 folgende Mitglieder an:

für den wissenschaftlich-technischen Geschäftsführungsbereich:

Professor Dr. Rudolf Wienecke (Vorsitzender),
Dr. Gerhart von Gierke,
Professor Dr. Arnulf Schlüter;

für den kaufmännisch-administrativen Geschäftsführungsbereich:

Dr. jur. Ernst-Joachim Meusel.

Wissenschaftlich-technische Aufgaben bei der Vorbereitung von Entscheidungen des Direktoriums und der Wissenschaftlichen Leitung sowie bei den laufenden Angelegenheiten der beiden Gremien wurden wahrgenommen von:

Dr. G. Zankl
(Sekretär der Wissenschaftlichen Leitung),
Dr. G. Duesing,
Dr. K. Tichmann
(Forschungsplanung und Projektabwicklung),
Dr. U. Schumacher
(Wissenschaftliches Programm),
Dr. M. Troppmann
(Zusammenarbeit mit externen Einrichtungen).

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,
Dr. Ernst-Joachim Meusel,
Professor Dr. Arnulf Schlüter,
Professor Dr. Rudolf Wienecke.

Der aus gewählten Vertretern der wissenschaftlichen Mitarbeiter bestehende **Wissenschaftlerrat** berät die Wissenschaftliche Leitung in allen Angelegenheiten ihres Entscheidungsbereiches, insbesondere in Fragen des wissenschaftlichen Programms, bei Struktur- und Personalfragen.

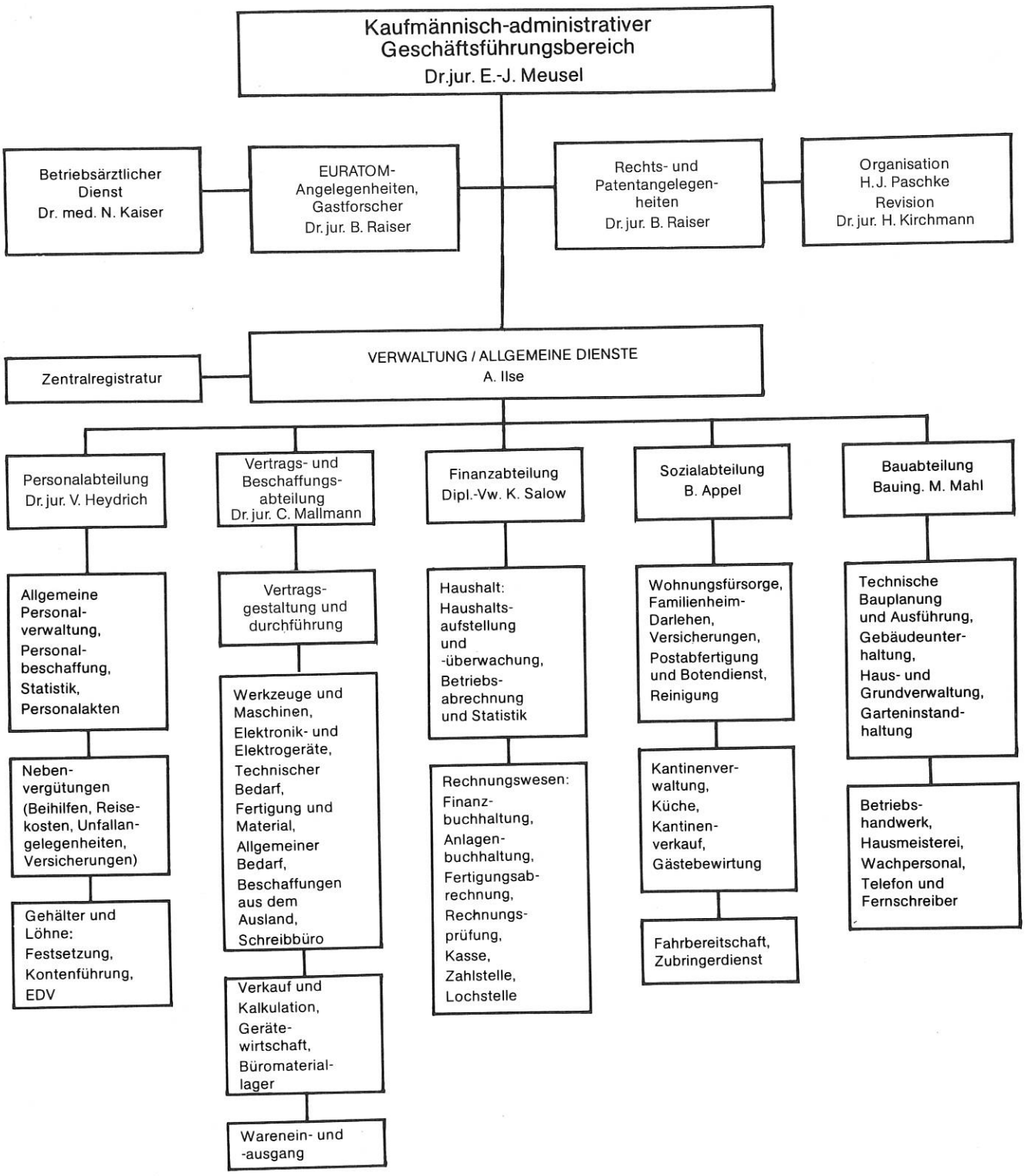
Seit der Neuwahl am 1. 6. 1978 setzt sich der Wissenschaftlerrat wie folgt zusammen:

Dr. Gerd Fußmann (Vorsitzender),
Dr. Wolfgang Schneider (stellvertr. Vorsitzender),
Dr. Ricardo Croci,
Dr. Wolfgang Dänner,
Dr. Peter Merkel,
Dr. Gerhard Müller,
Dr. Joachim Roth,
Dr. Joachim Steuerwald,
Dr. Heinrich Weichselgartner
und
Dr. Reinhard Volk
(als Gast für die an die Projektgruppe für Laserforschung abgeordneten Wissenschaftler).

Seit der Neuwahl am 18. 4. 1978 setzt sich der **Betriebsrat** wie folgt zusammen:

Heinz Fendl (hauptamtlich als Vorsitzender),
Fritz Lehnert (hauptamtl. als stellv. Vorsitzender),
Dr. Heinrich Wulff (hauptamtlich)
Anton Albrecht,
Heinz Flohr,
Manfred Hunger,
Michael Karpfinger,
Ute Paschold,
Georg Pollner,
Dr. Walter Poschenrieder,
Ursula Rang,
Rudolf Rößer,
Hans Stresau,
Gerhard Wulff,
Irene Zellner.

Kaufmännische Geschäftsführung, Verwaltung, Allgemeine Dienste



Rechtsangelegenheiten

(Dr. jur. Christoph Mallmann, ab 1. 10. 1978 Dr. jur. Bernhard Raiser)

Die Schwerpunkte der Arbeit lagen in der Betreuung der Organe sowie in der Klärung von Rechtsfragen institutsrechtlicher und allgemeiner Art. Alle Vertragsangelegenheiten wurden ab 1. 7. 1978 von der neu gebildeten Vertrags- und Beschaffungsabteilung bearbeitet.

Patentangelegenheiten

(Dr. jur. Christoph Mallmann, ab 1. 10. 1978 Dr. jur. Bernhard Raiser; Dr.-Ing. Manfred Hüls)

Die Patentstelle verwaltet die gewerblichen Schutzrechte des IPP und sorgt für ihre Verwertung. Bis zum Jahresende 1978 wurden insgesamt 118 Schutzrechte und Schutzrechtsanmeldungen betreut, die sich wie folgt aufgliedern:

erteilte deutsche Patente	16
erteilte ausländische Patente	53
eingetragene Gebrauchs- und Geschmacksmuster (Deutschland: 4, Ausland: 3, international: 1)	8
laufende deutsche Anmeldungen	16
laufende ausländische Anmeldungen	25

Die Verwertung der Schutzrechte erfolgt in Zusammenarbeit mit der zur Max-Planck-Gesellschaft gehörenden Firma „Garching Instrumente, Gesellschaft zur industriellen Nutzung von Forschungsergebnissen m. b. H.".

Organisation und Revision

(Hans-Joachim Paschke, Dr. Hubert Kirchmann)

Mit dem 1. 7. 1977 wurde der Leiter der Organisation zum Datenschutzbeauftragten bestellt. In dieser Funktion überwachte er die Erfüllung und Einhaltung der durch das Datenschutzgesetz normierten Auflagen und Gebote.

Ein Schwerpunkt der Tätigkeit der Revision lag in der Prüfung der vom IPP betriebenen Rechenanlage. In Steuerfragen wurde sie zur Beratung herangezogen.

Betriebsärztlicher Dienst

(Dr. med. Nils Kaiser)

Im Betriebsärztlichen Dienst, der auch die Mitarbeiter der übrigen Institute auf dem Forschungsgelände betreut, wurde in 6976 Fällen ärztliche Hilfe geleistet; enthalten sind darin 56 Einstellungsuntersuchungen, 861 Behandlungen, 143 Sonderuntersuchungen, 891 Vorsorgemaßnahmen und 636 arbeitsschutzrechtlich vorgeschriebene Untersuchungen. Ferner wurden 13860 Laborleistungen einschließlich Kontrollen erbracht.

Verwaltung/Allgemeine Dienste

(Leitung: Adolf Ilse)

Der Bereich „Verwaltung" umfaßt die Personalabteilung, die Vertrags- und Beschaffungsabteilung sowie die Finanzabteilung. Zu den „Allgemeinen Diensten" gehören die Sozial- und die Bauabteilung.

Aufgrund des Vertrages zur Gründung der Projektgruppe für Laserforschung der Max-Planck-Gesellschaft e. V. werden auch die Verwaltungsgeschäfte der Projektgruppe von der Verwaltung des IPP wahrgenommen.

Personalabteilung

(Dr. jur. Volker Heydrich)

Die Löhne und Gehälter wurden tariflich mit Wirkung vom 1. 3. 1978 um 4,5% erhöht. In den unteren Gehaltsstufen wurde der Jahresurlaub um 1 bis 2 Tage verlängert.

Vom 1. 1. 1978 bis 31. 12. 1978 hat sich die Anzahl der Beschäftigten von 1064 um 2 auf 1062 verringert, so daß die Gesamtzahl der Beschäftigten nahezu konstant geblieben ist.

Jahr	Planstellen-Ist	außerhalb des Stellenplans	Gesamt
1977	910	154	1064
1978	908	154	1062

Im Laufe des Jahres 1978 wurden 4 Mitarbeiter des IPP für eine mehrjährige Mitarbeit am europäischen Großprojekt der Fusionsforschung „JET" nach Culham beurlaubt.

Zum deutsch-französischen Projekt WEGA beim Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) waren 1978 7 Mitarbeiter abgeordnet.

Der Personalstand zu den Jahresenden 1977 und 1978 stellt sich wie folgt dar:

	Stand 31. 12. 1977	Einstellung	Abgang 1978	Stand 31. 12. 1978	Austritts-fluktuation 1978
Wissenschaftler*)	220	40	29	231	13,2%
Technisches Personal	527	22	20	529	3,8%
Direktion und Verwaltung	83	7	7	83	8,4%
Allgemeine Dienste und Betriebsrat	172	4	17	159	9,9%
	1002	73	73	1002	7,3%
Auszubildende und Praktikanten	29	23	17	35	58,6%
Doktoranden und Diplomanden	21	5	10	16	47,6%
Zeithilfen	12	41	44	9	366,7%
	62	69	71	60	114,5%
Gesamt-Personal	1064	142	144	1062	13,5%

*) mit Gastwissenschaftlern

Finanzabteilung

(Dipl.-Volkswirt Karl Salow)

	MDM
Das Haushaltsvolumen des Instituts wurde vom Kuratorium für das Jahr 1978 festgestellt auf	98,7
Für die Tarifsteigerungen wurden Personalmehrmittel erforderlich in Höhe von	1,8
Die durchlaufenden Mittel im gemeinsamen Assoziationsprogramm mit dem Kernforschungszentrum Karlsruhe erhöhten sich durch zusätzliche Zahlungen von EURATOM um	1,4
Somit belief sich das endgültige Haushaltsvolumen auf	101,9

Die Ausgaben im Berichtsjahr setzten sich, verglichen mit den Vorjahren, wie folgt zusammen.

	1976 MDM	1977 MDM	1978[1] MDM
Personalausgaben	41,9	44,9	46,9
Sachausgaben	18,3	18,7	19,9
Beteiligung JET-Projekt	–,–	–,–	1,2
Durchlaufende Mittel für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	–,–	2,8	3,8
Betriebsausgaben	60,2	66,4	71,8
Laufende Investitionen	8,6	8,8	12,8
Investitionen nach Plan	21,8	19,7	11,0
Investitionen insgesamt	30,4	28,5	23,8
Gesamtausgaben	90,6	94,9	95,6

Die Finanzierung wurde wie folgt vorgenommen:

Eigene Erträge	14,6	14,6	15,0
EURATOM-Zuschüsse für IPP	20,1	20,9	20,2
für fremde Forschungs- und Entwicklungsarbeiten	–,–	2,8	3,8
Zuschuß des Bundes	50,3	50,9	50,9
Zuschuß des Freistaates Bayern	5,6	5,7	5,7
Finanzierung ingesamt	90,6	94,9	95,6

Die nicht benötigten Mittel wurden von den Zuwendungsgebern nicht angefordert.

[1]) vorläufiges Abrechnungsergebnis

Vertrags- und Beschaffungsabteilung

(Dr. jur. Christoph Mallmann)

Die stetig steigende Zahl der vom Institut abgeschlossenen Verträge machte eine zentrale Bearbeitung dieser Angelegenheit erforderlich. Die bisherige Einkaufsabteilung (Leitung: Richard Stempel) wurde deshalb ab 1. 7. 1978 zu einer Vertrags- und Beschaffungsabteilung erweitert. Ihr obliegt der Abschluß und die Betreuung von Beschaffungs-, Werk-, Leih-, Wartungs-, Miet-, Verkaufs- und Zusammenarbeitsverträgen.

Das Auftragsvolumen betrug im Berichtsjahr rund 27 MDM. Die Anzahl der erteilten Aufträge verringerte sich von etwa 12000 im Jahre 1977 auf ungefähr 9500. Wie im Vorjahr lag der Schwerpunkt der Beschaffungen bei Geräten und Apparaturen für die Meß- und Regeltechnik, für diagnostische Einrichtungen und elektronische Bauelemente.

Sozialabteilung

(Berthold Appel)

Im Berichtsjahr wurden vom Institut 9 Eigenheime durch Familienheimdarlehen gefördert.

Durch die Neuordnung des regionalen Omnibusverkehrs wurde das Institut besser in das öffentliche Verkehrsnetz einbezogen. Nunmehr ist das Forschungsgelände seit dem 29. 5. 1978 durch eine öffentliche Omnibuslinie mit dem U-Bahn- und S-Bahnnetz der Stadt München verbunden. Gleichwohl muß das Institut auch weiterhin einen Buszubringerdienst unterhalten, damit die in den umliegenden Landkreisen wohnenden Mitarbeiter das Forschungsgelände erreichen können.

Die Fahrbereitschaft des Instituts verfügt über 16 Fahrzeuge (Pkw, Lkw, Omnibusse) und hat im Berichtsjahr 8684 Fahraufträge ausgeführt.

Die Kantine hat im Jahre 1978 196000 Essenportionen ausgegeben. Die für die Bediensteten der Technischen Universität München und die übrigen Einrichtungen des Freistaates Bayern provisorisch eingerichtete Nebenstelle der Kantine wurde mit Eröffnung der Mensa Anfang Mai wieder aufgelöst.

Bauabteilung

(Bauingenieur Martin Mahl)

Das Bauwerk für die Hochspannungsversorgung für Neutralteilcheneinschuß einschließlich der Kabelkanäle und der Außenanlagen ist fertiggestellt.

Für das Projekt ASDEX wurde ein klimatisierter Meß- und Steuerraum ausgebaut.

Das Obergeschoß des Torgebäudes wurde für die Bedürfnisse des Projektes Datenerfassung umgebaut.

Zum Forschungsgelände wurde eine zweite Zufahrtsstraße angelegt. Dadurch kann das IPP nunmehr aus zwei Richtungen erreicht werden; dies ist insbesondere in Notfällen von Bedeutung. Die neue Institutseinfahrt mit Hauptpforte zu dieser Straße konnte noch nicht errichtet werden, weil die Verhandlungen mit dem Freistaat Bayern über das dazu notwendige Grundstück noch nicht abgeschlossen sind.

Sicherheit

(Dipl.-Phys. Dr.Ing. Manfred Hüls)

Im Berichtsjahr bestand wie bisher eine einheitliche Sicherheitsorganisation für das IPP und die Projektgruppe für Laserforschung der Max-Planck-Gesellschaft. Die nachfolgenden Zahlen basieren deshalb auf der Summe der Mitarbeiter beider Einrichtungen:

1978 erhöhte sich die Gesamtunfallzahl von 171 im Jahre 1977 um 4 auf 175. Darin enthalten ist die mit 24 gegenüber dem Vorjahr mit 23 nur unwesentlich größere Zahl derjenigen Unfälle, die aufgrund einer mehr als dreitägigen Arbeitsunfähigkeit dem Sozialversicherungsträger angezeigt werden mußten. Die Zahl der meldepflichtigen Wegeunfälle sank auf 4 (1976: 4, 1977: 10).

Die genannten Zahlen führen für das Jahr 1978 zu einer gegenüber dem Vorjahr unveränderten Gesamtunfallquote von 15%, jedoch zu einer leicht erhöhten Quote meldepflichtiger Wege- und Arbeitsunfälle von zusammen 2,1% (1976: 2,2%, 1977: 2,0%) bzw. von 1,7% für die Betriebsunfälle allein (1976: 1,8% und 1977: 1,1%). Mit dieser seit Bestehen des IPP drittniedrigsten Gesamt- und zweitniedrigsten Betriebsunfallquote gehört das Institut im Vergleich zu der Zahl meldepflichtiger, den gewerblichen Berufsgenossenschaften insgesamt angezeigter Arbeitsunfälle, die im Vorjahr 76 pro 1000 Versicherte = 7,6% betrug, auch 1978 zu den Betrieben mit den geringsten Unfallzahlen.

Im Berichtszeitraum wurden wiederum Mitarbeiter der verschiedenen Bereiche mit Stabdosimetern und Filmplaketten auf die erhaltene Strahlendosis überwacht. 1978 ergaben sich bei 1506 in der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung, Neuherberg, durchgeführten Plakettenauswertungen keine personenschädigenden Dosisüberschreitungen. Die höchsten ermittelten Werte für die Personen-Monatsdosis lagen bei 14% des auf einen Monat umgerechneten höchstzulässigen Vierteljahreswertes.

Der durch die meldepflichtigen Unfälle verursachte Arbeitszeitausfall erhöhte sich 1978 mit ingesamt 544 Fehltagen gegenüber 1977 (333 Arbeitsausfalltage) um 63%. Damit ergibt sich ein mittlerer spezifischer Arbeitszeitverlust von 22,7 Arbeitsausfalltagen je Unfall, der u. a. wegen zweier Unfälle mit je mehr als 60tägiger Arbeitsunfähigkeit wesentlich größer ist als der des Vorjahres mit 14,5 Ausfalltagen pro Unfall.

Der seit dem Inkrafttreten des Arbeitssicherheitsgesetzes vom 1. 12. 1974 bestehende Arbeitsschutzausschuß hat zur Zeit 47 Mitglieder, darunter 19 der für die verschiedenen Bereiche eingesetzten Sicherheitsbeauftragten, 16 Strahlenschutz- und 8 Laserschutzbeauftragte. Die Freiwillige Betriebsfeuerwehr hatte am 31. 12. 1978 22 Mitglieder.

Öffentlichkeitsarbeit

(Dipl.-Phys. Dr. phil. Brigitte Röthlein)

„Eine steigende Bedeutung gewinnt die fortlaufende Unterrichtung der Öffentlichkeit über den Fortschritt der Forschung und über deren Unentbehrlichkeit für unsere geistige und wirtschaftliche Existenz. Heute müssen wir uns täglich darum bemühen, die Öffentlichkeit ‚wissenschaftsbewußt' zu machen, wenn wir die geistigen Auseinandersetzungen unserer Zeit bestehen und die wirtschaftliche Entwicklung heute und in der Zukunft fördern wollen." Diese bereits 1966 von Adolf Butenandt aufgestellte Forderung gilt heute noch mehr als damals. Die Öffentlichkeitsarbeit des Instituts war dehalb auch im Jahr 1978 darauf ausgerichtet, eine möglichst breite Öffentlichkeit über die Arbeit und Zielsetzung der hiesigen Fusionsforschung zu informieren. Als Mittel hierzu dienten Ausstellungen, Pressemitteilungen, Besucherbetreuung, Kontakte mit Journalisten sowie eine Reihe von Publikationen.
Im einzelnen wurden die folgenden Aktionen durchgeführt:

- Im Februar/März beteiligte sich das Institut an der Ausstellung „Bayern in Moskau" mit einem Modell des ASDEX-Tokamaks und mit der IPP-Tonbildschau.
- Auf der Innovationsschau für Forschung und Technologie der Hannover-Messe im April stellte das IPP im Rahmen der Arbeitsgemeinschaft der Großforschungseinrichtungen einen Transientenrekorder und eine Glaspumpe sowie Informationstafeln aus.
- Ende September wurde das ASDEX-Modell nach Heilbronn verliehen, wo es auf einer Robert-Mayer-Gedächtnisausstellung zum 100. Todestag des Forschers die Weiterentwicklung der Physik auf dem Energiesektor verdeutlichen sollte.
- Anfang des Jahres erschien die von der Max-Planck-Gesellschaft herausgegebene Broschüre „Berichte und Mitteilungen", welche in populärer Form die physikalischen Grundzüge der Plasmaphysik und die Experimentieranlagen im IPP beschreibt.
- Neben einigen Pressemitteilungen über aktuelle Arbeiten dienten eine Vielzahl von Darstellungen, Beschreibungen und Erklärungen dazu, den Journalisten die Berichterstattung über unser Institut in den Massenmedien zu erleichtern.
- Dieses Ziel verfolgte auch die Betreuung von Journalisten, Funk- und Fernsehteams sowie die Mitarbeit an Berichten und Filmen. Insbesondere ist hier ein Film über die Fusionsforschung zu erwähnen, den Rüdiger Proske im Auftrag des BMFT soeben fertiggestellt hat.
- Wie in den vergangenen Jahren besichtigten auch 1978 viele Einzelpersonen und Gruppen das Institut. Insgesamt wurden 1550 Besucher betreut. Von besonderer Bedeutung war der Besuch des stellvertretenden Ministerpräsidenten der Volksrepublik China am 11. Oktober.
- Der internen Information dienten wie gewohnt die Hauszeitschrift „Impulse", die „Monatlichen Mitteilungen" sowie die regelmäßige Presseauswertung.

Veröffentlichungen, Konferenzberichte, Autorenverzeichnis

Veröffentlichungen und Konferenzberichte

Bereich Hoch-Beta-Plasmen

1 *Andreani, R.*, Anzidei, L.*, Becker, G., Behrisch, R., Engelhardt, W., Karger, F., Kaufmann, M., Knobloch, A., Kotzlowski, H., Krause, H., Lackner, K., Lovisetto, L.*, Malavasi, G. B.*, Mast, F., Seidel, U., Sestero, A.*, Speth, E., Weichselgartner, H., Wilhelm, R.*
Compact Ignition Experiment, An Internal Status Report jointly prepared by the Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, and the Divisione Fusione of CNEN, Frascati (1978)

2 *Barnes, D. C.*, Brackbill, J. U.*, Dagazian, R. Y.*, Freidberg, J. P.*, Schneider, W., Grad, H.*, Grossmann, W.*, Stevens, D. C.*, Turkel, E.*, Wollmann, S.*, Hall, L. S.**
New Results in High Beta MHD Theory, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/L-3-1

3 *Becker, G., Gruber, O., Krause, H., Mast, F., Wilhelm, R.*
Transporteigenschaften von Belt-Pinch Plasmen, Verhandl. DPG (VI), **13,** 614 (1978)

4 *Becker, G., Gruber, O., Krause, H., Mast, F., Wilhelm, R.*
Classical Transport in Belt-Pinch IIa, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/U-2

5 *Becker, G., Gruber, O., Krause, H., Mast, F., Wilhelm, R.*
Stability of High-Beta Equilibria and Transport in Belt-Pinch IIa, Nucl. Fus. **18,** 1653 (1978)

6 *Chodura, R., Kaufmann, M., Schlüter, A.*
Numerische Berechnung von allgemeinen MHD-Gleichgewichten und deren Stabilität, Verhandl. DPG (VI), **13,** 612 (1978)

7 *Chodura, R., Lotz, W., Neuhauser, J.*
Application of a 3 D – Computer Code to Low and High Beta Stellarators, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 834 (1978)

8 *Chodura, R., Schlüter, A.*
An Eulerian 3 D – Code for MHD Equilibrium and Stability, Proc. 8th Conf. on Numerical Simulation of Plasmas, Monterey, Cal. 1978, PD-14

9 *Chodura, R., Schlüter, A., Kaufmann, M., Lotz, W.*
A Threedimensional MHD Code, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/L-2

* Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik, Garching

10 *Diegelmann, M., Wrobel, W.-G., Hohla, K.*
Time-Resolved Spectroscopy of the Ar_2* Excimer Emission, Appl. Phys. Lett. **33,** 525 (1978)

11 *Diegelmann, M., Hohla, K., Wrobel, W.-G.*
Development of a Lyman-Alpha-Excimer Laser, Proc. 4th Europhysics Sect. Conf. Atomic & Molecular Physics of Ionized Gases, Essen 1978, C 57

12 *Dum, C. T., Chodura, R.*
Nonlinear Transition from Two Stream to Ion Sound Instability, URSI XIX General Assembly, Helsinki 1978

13 *Eberhagen, A.*
Studies on the Applicability of Slit Metal Vessels in Fast Theta-Pinch Discharges, Appl. Phys. **15,** 271 (1978)

14 *Gruber, O., Mast, F., Wilhelm, R.*
Very Fast Power Crowbar System for the Vertical Field of the New Garching Belt-Pinch, Proc. 10th SOFT, Padova 1978, D 12

15 *Herrnegger, F., Betancourt, O.*, Garabedian, P.*
Stabilizing Effects of L = 2, 3 Helical Fields on High-Beta Stellarator, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/L-3-2

16 *Betancourt, O.*, Garabedian, P.*, Herrnegger, F.*
Influence of D-Shaped Plasma Cross Sections on m = 1 and m = 2 Modes, Proc. Contr. Fusion Theory Conf., Gatlinburg 1978, A 23

17 *Betancourt, O.*, Garabedian, P.*, Herrnegger, F.*
Error Estimates for Nonlinear 3-D Computations in Magnetohydrodynamics, Proc. 8th Conf. on Numer. Simulation of Plasmas, Monterey, Cal. 1978, OC-1

18 *Köppendörfer, W.*
A Simple Model Describing Plasma Wall Interaction and its Influence on Plasma Discharge Conditions, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 802 (1978)

19 *Köppendörfer, W.*
The Interaction of Plasma with Quartz Surfaces in Pinch Discharges, J. Nucl. Mater. **76/77,** 418 (1978)

20 *Langer, H., Wrobel, W.-G.*
Frequenzverdreifachung mit Multi-Mode-Lasern, Verhandl. DPG (VI), **13,** 648 (1978)

21 *Söldner, F.*
Investition of Shock Compression in Toroidal Geometry in the High Voltage Belt Pinch, Phys. of Fluids **21,** 1036 (1978)

Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren

22 *Blanc, P., Brouquet, P., Uhre, N.,*
Soft X-Ray Spectrometry at High Count Rates, EUR-CEA-FC 962 (1978) Grenoble

23 *Cavallo, A. und W VII-A Team***
Messungen von Elektronenzyklotronstrahlung am Stellarator W VII-A, Verhandl. DPG (VI), **13,** 628 (1978)

24 *Gormezano, C., Blanc, P., Durvaux, M., Hess, W., Ichtchenko, G., Lallia, P., Magne, R., Nguyen, T. K., Pacher, G. W., Pacher, H. D., Söldner, F., Tonon, G., Wegrowe, J.-G.*
Heating of Ions by Lower Hybrid in the WEGA Tokamak, Proc. 3rd Topical Conf. Radio Frequency Plasma Heating, Pasadena, Cal. 1978, A 3-1

25 *Hacker, H. und W VII-A Team***
VUV-Messungen am W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), **13,** 625 (1978)

26 *Ichtchenko, G., Moresco, M., Zilli, E., Zymanski, M.*
Diffusion Coherente de Microondes dans WEGA pour la Détection des Ondes Hybrides, 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978. EUR-CEA-FC 976 (1978) Grenoble

27 *Jäckel, H. und W. VII-A Team***
Plasmadiagnostik mit Halbleiter-Bolometern, Verhandl. DPG (VI), **13,** 627 (1978)

28 *Jäckel, H. und W VII-A Team***
Bolometric Measurements in the W VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc., **23,** 833 (1978)

29 *Jaenicke, R. und W VII-A Team***
Messung magnetischer Fluktuationen im Plasma des Stellarators W VII-A, Verhandl. DPG (VI), **13,** 626 (1978)

30 *Jaenicke, R. und W VII-A Team***
Investigation of the m = 2 Mode at q-Values Around 2, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-H3

31 *Javel, P.*
On the Use of Duality and Complex Vectorial Space for the Orthonormal Decomposition of the Electromagnetic Field in Anisotropic Media, Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble 1978, **2,** 401

32 *Junker, J. und W VII-A Team**, Vollmer, O.*
Neutralteilchen-Energieanalyse am Stellarator W VII-A, Verhandl. DPG (VI), **13,** 625 (1978)

33 *Lallia, P., Blanc, P., Durvaux, M., Gormezano, C., Hess, W., Ichtchenko, G., Magne, R., Nguyen, T. K., Pacher, G. W., Pacher, H. D., Söldner, F., Tonon, G., Wegrowe, J.-G.*
On the Effectiveness of Lower Hybrid Resonance Heating in the WEGA Tokomak, Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble 1978, **2,** 265

34 *Müller, G. und W VII-A Team***
Plasmaaufbau im W VII-A durch HF geringer Leistung, Verhandl. DPG (VI), **13,** 627 (1978)

35 *Pacher, G. W., Blanc, P., Durvaux, M., Gormezano, C., Hess, W., Ichtchenko, G., Lallia, P., Magne, R., Nguyen, T. K., Pacher, H. D., Söldner, F., Tonon, G., Wegrowe, J.-G.*
Ionenheizung durch Lower-Hybrid-Wellen in WEGA, Verhandl. DPG (VI), **13,** 613 (1978)

36 *Pacher, H., Blanc, P., Durvaux, M., Gormezano, C., Hess, W., Ichtchenko, G., Lallia, P., Magne, R., Nguyen, T.-K., Pacher, G., Söldner, F., Wegrowe, J.-G.*
Lower Hybrid Heating in the WEGA Tokomak, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-A-4-3

37 *Rau, F. und W VII-A Team**, J. Kißlinger*
Fluktuationsmessungen am Limiter des W VII-A Stellarators, Verhandl. DPG (VI), **13,** 627 (1978)

38 *Renner, H.*
Stellaratorexperimente mit Ohmscher Heizung, Verhandl. DPG (VI), **13,** 614 (1978)

39 *Renner, H. und W VII-A Team***
Energy and Particle Confinement in the Ohmically Heated W VII-A Stellarator, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-H2

40 *Renner, H. und W VII-A Team***
Energy Confinement in the W VII-A Ohmically Heated Stellarator at High Densities, Bull. Am. Phys. Soc., **23,** 833 (1978)

41 *Ringler, H. und W VII-A Team***
Probleme bei der Messung der Teilcheneinschlußzeit am W VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), **13,** 625 (1978)

42 *Ringler, H. und W VII-A Team***
Comparison of Particle and Energy Confinement in the W VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 833 (1978)

43 *Schenk, G., Pacher, G., Pacher, H.,*
M. V. A. Amplifier for Plasma Position Control by Vertical Magnetic Field, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, I-14

44 *Söldner, F., Blanc, P., Durvaux, M., Gormezano, C., Hess, W., Ichtchenko, G., Lallia, P., Magne, R., Nguyen, T. K., Pacher, H. D., Pacher, G. W., Tonon, G., Wegrowe, J.-G.*
Einfluß der Lower-Hybrid-Resonanzheizung auf die Elektronen, Verhandl. DPG (VI), **13,** 610 (1978)

45 *Weller, A. und W VII A-Team***
Disruptionen und MHD-Moden im Wendelstein VII-A Stellarator, Verhandl. DPG (VI), **13,** 626 (1978)

46 *Weller, A. und W VII-A Team***
MHD Modes in the W VII-A Stellarator, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 834 (1978)

47 *Wobig, H.*
Convective Motion of Impurity Ions on Rational Magnetic Surfaces (Part B), Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-K6

48 *Würsching, E. und W VII-A Team***
Elektronendichtemessung und Elektronendichtesteuerung am W VII-A, Verhandl. DPG (VI), **13,** 628 (1978)

** Cannici, B., Cattanei, G., Cavallo, A., Dorst, D., Elsner, A., Grieger, G., Hacker, H., How, J., Jäckel, H., Jaenicke, R., Javel, P., Junker, J., Kick, M., Leuterer, F., Mahn, C., Marlier, St., Müller, G., Ohlendorf, W., Rau, F., Renner, H., Ringler, H., Saffert, J., Sapper, J., Smeulders, P., Tutter, M., Weller, A., Würsching, E., Wobig, H.

Bereich Tokamak

ASDEX und PULSATOR

49 *Engelhardt, W.*
Anomale Diffusion von Verunreinigungen im Tokamak Pulsator, Verhandl. DPG (VI), **13,** 608 (1978)

50 *Engelhardt, W., Feneberg, W.*
Influence of an Ergodic Magnetic Limiter on the Impurity Content in a Tokamak, J. Nucl. Mater. **76/77,** 518 (1978)

51 *Engelhardt, W., Klüber, O., Meisel, D., Murmann, H., Sesnic, S., Fußmann, G., Glock, E., Gottardi, N., Karger, F., Lisitano, G., Mayer, H.-M., Wagner, F.*
Accumulation of Impurities and Stability Behaviour in the High Density Regime of Pulsator, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-A-5

52 *Fußmann, G.*
Elektronen Runaway Untersuchungen an Pulsator, Verhandl. DPG (VI), **13,** 609 (1978)

53 *Fußmann, G.*
On the Motion of Runaway Electrons in Momentum Space, Nucl. Fusion to be published

54 *Fußmann, G., Engelhardt, W., Feneberg, W., Gernhardt, J., Glock, E., Karger, F., Sesnic, S., Zehrfeld, H. P.*
Investigation of Modulated Runaway Losses and Effects of a Helical Dipole Field in Pulsator, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. Innsbruck, 1978, IAEA-CN-37-T-4

55 *Gottardi, N.*
Evaluation of Electron Density Profiles in Plasma from Integrated Measurements in some Critical Situations, J. Appl. Phys. to be published

56 *Haas, G., Keilhacker, M., Lackner, K.*
Comparison of Different Refuelling Methods with Respect to Plasma Contamination, J. Nucl. Mater. **76/77** 279 (1978)

57 *Haas, G., Keilhacker, M., Lackner, K.*
Comparison of Different Refuelling Methods for Divertor Tokamaks, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37-N-6

58 *Haas, G., Keilhacker, M., Lackner, K.*
Comparative Numerical Study of Different Refuelling Methods for Divertor Tokamaks, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 865 (1978)

59 *Keilhacker, M.*
Physics of Divertors and the Scrape-off Layer, Proc. Workshop Magnetic Divertors in Controlled Fusion Devices, Culham 1978

60 *Keilhacker, M.*
ASDEX-Tokamak: Present State of Construction and Planned Experimental Program, IAEA Technical Committee Meeting on Engineering of Large Tokamak Experiments, Paris 1978, Nucl. Fusion to be published

61 *Kotzlowski, H.*
Stress Analysis of the Vacuum Vessel of ASDEX, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, H 22

62 *Lackner, H.*
Temperature Stabilization in a Tokomak Reactor by Control of the Plasma Position, Proc. Annual Controlled Fusion Theory Conference, Gatlinburg 1978, OC1

63 *Lackner, K., Wilhelm, R.*
Physics Considerations for Compact Ignition Devices, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 909 (1978)

64 *McCormick, K., Kick, M.*
Measurement of the Current Distribution in Tokamak Plasmas Using Neutral Lithium Beam Spectroscopy, Proc. 2nd Topical Conf. High Temperature Plasma Diagnostics, Santa Fé 1978, 94

65 *Lisitano, G.*
Model of Internal Current Disruptions in Tokamak Discharges, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 873 (1978)

66 *Preis, H.*
Calculation of Voltages and Currents Induced in the Vacuum Vessel of ASDEX by Plasma Disruption, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, I 10

67 *Schneider, F.*
Novel Method of Determining the Plasma Position and its Application to the ASDEX Feedback System, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, I 13

68 *Wedler, H., Gernhardt, J., Klement, G., v. Mark, E.*
Test and Performance of the 30 kA Ohmic Heating System for ASDEX, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, A 4

69 *Wesner, F. et al.*
Status of the ASDEX Tokamak, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, A 3

70 *Zehrfeld, H.-P.*
Relativistic Runaway Electron Drift Orbits in Tokamaks, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 772 (1978)

JET

71 *Eckhartt, D.*
Das Europäische Kernfusionsprojekt JET, DPG (VI), **13,** 363 (1978)

72 *Eckhartt, D.*
Das JET Projekt – ein europäisches Großexperiment zur Kernfusion in Culham, England, Atomwirtschaft und Atomtechnik **23,** 10, 458 (1978)

73 *Streibl, B. et al.*
Mechanical Reliability of the JET Vacuum Vessel in Case of a Disruptive Instability, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, H 8

74 *Zimmermann, D. et al.*
System Design of CODAS, the Control and Data-Acquisition System for JET, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, E 2

Bereich Theorie

75 *Biskamp, D.*
Drift-tearing Modes in a Tokamak Plasma, Nucl. Fusion **18,** 1059 (1978)

76 *Biskamp, D.*
Nonlinear Quenching of Diamagnetic Effects in Tearing Modes, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 872 (1978

77 *Biskamp, D., Welter, H.*
Numerical Investigation of Disruptive Processes in Tokamaklike Plasmas, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 872 (1978)

78 *Caldas, I. L., Tasso, H.*
Stability of Large Aspect Ratio Tokamaks in the Two-fluid Dissipative Theory, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/K6

79 *Caldas, I. L., Tasso, H.*
Application of the Two-fluid Energy Principle to Large Aspect Ratio Tokamaks, Plasma Physics **20,** 1299 (1978)

80 *Chance, M. S.*, Greene, J. M.*, Grimm, R. C.*, Johnson, J. L.*, Manickam, J.*, Kerner, W., Berger, D.*, Bernard, L. C.*, Gruber, R.*, Troyon, F.**
Comparative Numerical Studies of Ideal Magnetohydrodynamic Instabilities, J. Comp. Physics **28,** No. 1, 1-13 (1978)

81 *Copenhaver, C.*
Magnetohydrodynamic Stability of Tokamak Plasmas Using Ideal Equation of Motion with Toroidal Corrections, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 871 (1978)

82 *Correa-Restrepo, D.*
Ballooning Modes in Three-Dimensional Equilibria with Shear, Z. f. Naturforschung **33a,** 789-791 (1978)

83 *Derfler, H., Watterson, R. L., Peratt, A. L.*
Pulsed CO_2 Laser Scattering from Ion-Acoustic Waves, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 889 (1978)

84 *Düchs, D.*
Asymmetric Particle Sources in Tokamak Plasmas, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 908 (1978)

85 *Düchs, D. F., Haas, G., Keilhacker, M., Lengyel, L. L., Lackner, K., Chang, C. T.**
Comparison of Different Refueling Methods for Divertor Tokamaks, Numerical Modelling of Pellet-Plasma-Interaction, and Injection Speed of a Refueling Pellet, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/N6

86 *Düchs, D. F., Rehker, S., Oxenius, J.*
Non-LTE Line Transfer with Diffusion of Exited Atoms II, Z. f. Naturforschung **33a,** 124-129 (1978)

87 *Düchs, D. F.*
Computer Predictions for Future Tokamaks, Tokamak Reactors for Breakeven, Erice 1976, 73, Ed. Dr. H. Knoepfel, Pergamon Press 1978

88 *Düchs, D. F., Behrisch, R.*
Numerical Studies of Impurity Phenomena, Tokamak Reactors for Breakeven, Erice 1976, 75, Ed. Dr. H. Knoepfel, Pergamon Press 1978

89 *Düchs, D. F.*
Computer Studies, Tokamak Reactors for Breakeven, Erice 1976, 77, Ed. Dr. H. Knoepfel, Pergamon Press 1978

90 *Gruber, R.*, Schreiber, R.*, Troyon, F.*, Kerner, W., Lackner, K., Sykes, A.*, Wesson, J. A.**
Dependence of Ideal MHD Beta Limits on Current Density and Pressure Profiles, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/K2

91 *Kerner, W.*
MHD Stability for a Class of Tokamak Equilibria with Fixed Boundaries, Z. f. Naturforschung **33a,** 792-798 (1978)

92 *Lengyel, L. L., Düchs, D. F.*
Refueling by Means of Pellets: Ablation Rate and Injection Velocity Considerations, 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, C 14

93 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Field Line Integration for MHD Equilibria Near a Closed Magnetic Field Line, Nucl. Fusion **18,** 807 (1978)

94 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Stable MHD Equilibria, Theoretical and Computational Plasma Physics IAEA-SMR-32/4 (1978)

95 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Ballooning Stability Boundaries for the Large-aspect-ratio Tokamak, Physics Letters **68A,** 49 (1978)

96 *Lortz, D., Nührenberg, J.*
Analytical Investigations of Equilibrium and Stability in Three-dimensional MHD Configurations, Proc. 7th Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Innsbruck 1978, IAEA-CN-37/H5

97 *Nelson, D. B.*, Spies, G. O., Hedrick, C. L.**
Necessary Stability Criterion for Plasma Equilibria with Tensor Pressure, Phys. Fluids **21,** 1724 (1978)

98 *Pfirsch, D.*
MHD Equilibrium and Stability, Tokamak Reactors for Breakeven, Erice 1976, 125, Ed. Dr. H. Knoepfel, Pergamon Press 1978

99 *Pfirsch, D.*
Collisional Transport, Tokamak Reactors for Breakeven, Erice 1976, 151, Ed. Dr. H. Knoepfel, Pergamon Press 1978

100 *Pfirsch, D.*
Equilibrium Relations in the Presence of Arbitrary Plasma Diffusion in Axisymmetric Configurations, Theoretical and Computational Plasma Physics IAEA-SMR-31/22 (1978)

101 *Pfirsch, D.*
Collisional Transport, Theoretical and Computational Plasma Physics IAEA-SMR-31/21 (1978)

102 *Rebhan, E., Salat, A.*
Feedback Stabilization of Axisymmetric MHD Instabilities in Tokamaks, Nucl. Fusion **18,** 1431 (1978)

103 *Rebhan, E., Salat, A.*
Shape Optimization of Surface-Current-Model Tokamaks with Elongated Cross-Sections, Nucl. Fusion **18,** 1639 (1978)

104 *Saison, R., Wimmel, H. K., Sardei, F.*
2-D Fluid Calculations of Anomalous Trapped Ion Transport in Tokamaks, Plasma Physics **20,** 1 (1978)

105 *Schlüter, A., Schwenn, U.*
An Improved Iteration Method for Computing Three-dimensional Magnetohydrodynamically Stable Equilibria, Proc. 8th Conf. Numerical Simulation of Plasmas, Monterey 1978

106 *Spies, G. O.*
Magnetohydrodynamic Spectrum of Instabilities due to Plasma Rotation, Phys. Fluids **21,** 580 (1978)

107 *Spies, G. O.*
Asymptotic Theory of Diffuse High-Beta Magnetohydrostatic Equilibria in Three Dimensions, Nucl. Fusion **18,** 1671 (1978)

108 *Tasso, H.*
Dissipative MHD Stability, Theoretical and Computational Plasma Physics IAEA SMR-32/5 (1978)

109 *Tasso, H., Caldas, I. L.*
Stability of a Dissipative Gravitating Two-fluid Plasma at Rest, Astrophysical Journal **226,** 1115-1119 (1978)

110 *Tasso, H.*
Energy Principle for Dissipative Two-fluid Plasmas, Z. f. Naturforschung **33a,** 257 (1978)

111 *Tasso, H., Mulser, P.*
Stability of Plasmas Held by Radiation Pressure, Z. f. Naturforschung **33a,** 855 (1978)

112 *Tasso, H.*
Poisson's Theorem and Integrals of KdV Equation, Lett. Nuovo Cimento **23,** 5, 192 (1978)

Bereich Oberflächenphysik

113 *Altstetter, C. J., Behrisch, R., Scherzer, B. M. U.,*
Trapping of Deuterium Implanted into Stainless Steel at Low Temperatures, J. Vac. Sci. Technol. **15,** 706 (1978)

114 *Bay, H. L., Bohdansky, J., Hechtl, E.*
Zerstäubungsausbeuten von Nickel bei niedrigen Beschußenergien, Verhandl. DPG (VI) **13,** 596 (1978)

115 *Behrisch, R.*
Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Nucl. Fusion **18,** 1315 (1978)

116 *Behrisch, R.*
Das Plasma-Wand-Problem in der Fusionsforschung, Jahrestagung ÖPG, Innsbruck 1978, H 12

117 *Behrisch, R., Blewer, R., Kukral, H., Scherzer, B. M. U., Schmidl, H., Staib, P., Staudemaier, G., Group de TFR**
Spatial Distribution of Limiter Material and Impurities on the First Wall of TFR 400, J. Nucl. Mat. **76/77,** 437 (1978)

118 *Behrisch, R., Maderlechner, G., Scherzer, B. M. U., Robinson, M. T.**
Sputtering Calculations for Low Energy Light Ions, Proc. Symp. Atomic and Surface Physics, Tirol 1978, 33 (Lindinger, Howarka, Egger ed., Innsbruck 1978)

119 *Blewer, R., Behrisch, R., Scherzer, B. M. U.*
Aufsammeln und Reemission von Deuterium in Edelstahl, Verhandl. DPG (VI) **13,** 598, 1978

120 *Blewer, R., Behrisch, R., Scherzer, B. M. U., Schulz, R.*
Trapping and Replacement of 1–14 keV Hydrogen and Deuterium in 316 Stainless Steel, J. Nucl. Mat. **76/77,** 305 (1978)

121 *Bohdansky, J.*
Important Surface Processes for the Plasma Wall Interaction in Fusion Experiments, Proc. 4th ESCAMPIG, Essen 1978, 19

122 *Bohdansky, J.*
Sputtering an Important Source for Plasma Contaminations in Future Tokamak Devices, Int. Conf. Plasma Sci., Monterey, Cal. 1978, Conf. Record Abstr. 1978, 89

123 *Bohdansky, J., Bay, H. L., Ottenberger, W.*
Zerstäubungsausbeuten für H, D und ^{4}He-Ionen als Funktion des Beschußwinkels, Verhandl. DPG (VI) **13,** 597 (1978)

124 *Bohdansky, J., Bay, H. L., Ottenberger, W.*
Sputtering Yields of Graphite and Carbides and Their Potential Use as First Wall Materials, J. Nucl. Mat. **76/77,** 163 (1978)

125 *Eckstein, W., Verbeek, H.*
Die Ladungsverteilung von zurückgestreuten H, D und He-Atomen, Verhandl. DPG (VI) **13,** 578 (1978)

126 *Eckstein, W., Verbeek, H.*
Reflection of H, D, and He from C, Ti, Ni, Mo, W and Au, J. of Nucl. Mat. **76/77,** 365 (1978)

127 *Englert, W., Heiland, W., Taglauer, E.*
Untersuchung der Adsorption von CO und O auf Ni (111) mit Ionenstreuung, Verhandl. DPG (VI) **13,** 592 (1978)

128 *Hechtl, E., Bay, H. L., Bohdansky, J.*
Low Energy Selfsputtering Yields of Nickel, Appl. Phys. **16,** 147 (1978)

129 *Heiland, W., Englert, W., Taglauer, E.*
A Study of the Sorption of CO on W and Ni Single-Crystal Surfaces by Ion Scattering, J. Vac. Sci. Tech. **15,** 419 (1978)

130 *Heiland, W., Taglauer, E.*
Scattering of Ion Beams from Surfaces, Inst. Phys. Conf. Ser. **38,** 287 (1978)

131 *Heiland, W., Taglauer, E.*
Surface Studies by Low Energy Ions, Proc. Symp. Atomic and Surface Physics, Tirol 1978, 9 (Lindinger et. al. ed. Innsbruck 1978)

132 *Hofer, W. O., Bay, H. L., Martin, J. P.*
Sputter-Erosion and Impurity Emission from Titanium and Vanadium at Low-Energy Ion Bombardment, J. Nucl. Mat. **76/77,** 156 (1978)

133 *Hofer, W. O., Littmark, U.**
Einfluß von Oberflächenstrukturen auf die Festkörperzerstäubung durch Ionenbeschuß, Verhandl. DPG (VI) **13,** 596 (1978)

134 *Hofer, W., O., Martin, J. P.,*
On the Influence of Reactive Gases on Sputtering and Secondary Ion Emission Oxidation of Titanium and Vanadium During Energetic Particle Irradiation, Appl. Phys. **16,** 271 (1978)

135 *Hou, M.*, Eckstein, W., Verbeek, H.*
Small Angle Backscattering of Hydrogen, Deuterium, Helium, and Neon from Single and Polycrystalline Nickel, Rad. Effects **39,** 107 (1978)

136 *Langeley, R. A.*, Blewer, R. S., Roth, J.*
Behaviour of Implanted D and He in Pyrolytic Graphite, J. Nucl. Materials **76/77,** 313 (1978)

137 *Leung, S. Y.*, Tolk, N. H.*, Heiland, W., Tully, J. C.*, Kraus, J. S.*, Hill, P.**
Optical Radiation from Low Energy Hydrogen Atomic and Molecular Ion-surface Collisions, Phys. Rev. **A18,** 447 (1978)

138 *Liebl, H.*
Ion Optics for Surface Analysis, Inst. Phys. Conf. Ser. **38,** 266 (1978)

139 *Liebl, H.*
Progress in Secondary Ion Mass Spectrometry Instrumentation, Adv. Mass Spectrometry **7A,** 807 (1978) (N. R. Daly ed., Heyden & Son Ltd., London)

140 *Liebl, H.*
Limits of Lateral Resolution in Ion Probe Microanalysis, Adv. Mass Spectrometry **7A,** 751 (1978) (N. R. Daly ed. Heyden & Son Ltd. London)

141 *Liebl, H.*
Mass Spectrometry of Solids – with Special Emphasis on Probe Sampling, Microchimica Acta **1978 I,** 241 (1978)

142 *Littmark, U.*, Hofer, W. O.*
On the Influence of Surface Structures on Sputtering Angular Distribution and Yield from Facetted Surfaces, J. Materials Sci. **13,** 2577 (1978)

143 *MacDonald, R. J., Heiland, W., Taglauer, E.*
A Comparison of Surface Analysis Using Ion Scattering, Ion Produced Photons, and Secondary Ion Emission, Appl. Phys. Lett. **33,** 576, (1978)

144 *Müller, N., Wolf, D.*, Feder, R.**
Electron Spin Polarization in LEED from Au (110), Inst. Phys. Conf. Ser. **41,** 281 (1978)

145 *Oen, O. S., Robinson, M. T.**
Computer Simulation of the Reflection of Hydrogen and the Sputtering of Hydrogen from Metal Hydrides, J. Nucl. Mat. **76/77,** 370 (1978)

146 *Oen, O. S.*
Computer Simulation of the Reflection of Hydrogen and Tritium From Solid Surfaces, Proc. Symp. Atomic and Surface Physics, Tirol 1978, 39 (Lindinger & Howarka, Egger ed., Innsbruck)

147 *Revesz, P.*, Wittmer, M.*, Roth, J., Mayer, J. W.**
Epitaxial Regrowth of Ar Implanted Amorphous Silicon, J. Appl. Phys. **49,** 5199 (1978)

148 *Scherzer, B. M. U., Bay, H. L., Behrisch, R., Børgesen, Roth, J.*
Depth Profiling of Helium in Ni and Nb, Comparison of Different Methods, Nucl. Instr. Meth. **157,** 75 (1978)

149 *Staib, P., Staudenmaier, G.*
Surface Effects and Impurity Production in Tokamak Machines, J. Nucl. Mat. **76/77,** 78 (1978)

150 *Staib, P., Staudenmaier, G.*
Kombinierte Mikroanalysen mit Hilfe von Raster-Auger, Raster-SIMS und Röntgenanalysen, ÖPG Jahrestagung, Innsbruck 1978, H 15

151 *Staib, P., Staudenmaier, G., TFR Group**
Radial and Angular Distribution of the Deuterium Flux in the Limiter Shadow Region of TFR 600, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 802 (1978)

152 *Staib, P., Staudenmaier, G., Venus, G., TFR-Group**
Impurity Fluxes in the Scrape Off Layer of TFR 400 and TFR 600, J. Nucl. Mat. **76/77,** 445 (1978)

153 *Switkowski, Z. W.*, Overlay, J. C.*, Shin-Chiu Wu*, Barnes, C. A.*, Roth, J.*
Depth Profiling of Implanted Neon with Resonant Nuclear Reactions, Proc. 2nd Australian Conf. Nucl. Techniques of Analysis, Lucus Heights, N. S. W. 1978, 58

154 *Taglauer, E., Heiland, W.*
Mass and Energy Dependence of the Equilibrium Surface Composition of Sputtered Tantalum Oxide, Appl. Phys. Lett. **33,** 950 (1978)

155 *Taglauer, E., Heiland, W.*
Ion Impact Desorption Cross Sections of Hydrogen and Oxygen from Metals by Light Ion Bombardment, J. Nucl. Mat. **76/77,** 328 (1978)

156 *Tolk, N. H.*, Tully, J. C.*, Kraus, J. S.*, Heiland, W., Neff, S. H.**
Elliptic Polarization of Balmer Radiation from Low Energy Grazing Incidence Collisions of Hydrogen Ions on Surfaces, Phys. Rev. Letters **41,** 643 (1978)

157 *Verbeek, H., Eckstein, W.*
Charge States of Light Particles Emerging from Metal Surfaces, Proc. Symp. Atomic and Surface Physics, Tirol 1978, 43 (Lindinger, Howarka, Egger ed., Innsbruck 1978)

158 *Vernickel, H., Bohdansky, J.*
A General Formula for Impurity Radiation Loss of Fusion Plasmas in Corona Equilibrium, Nucl. Fusion **18,** 1467 (1978)

159 *Vernickel, H., Bohdansky, J.*
Eine einfache Näherungsformel für die Verunreinigungsstrahlung im Koronagleichgewicht, Verhandl. DPG (VI) **13,** 609 (1978)

160 *Wittmer, M.*. Roth, J.*, Mayer, J. W.**
The Influence of Noble Gas Atoms on the Epitaxial Growth of Implanted and Sputtered Amorphous Silicon, Proc. Thin Film Phenomena-Interfaces and Interaction, Atlanta, Georgia 1978, 107

161 *Wittmer, M.*, Roth, J., Revesz, P.*, Mayer, J. W.**
Epitaxial Regrowth of Ne and Kr Implanted Amorphous Silicon, J. Appl. Phys. **49,** 5207 (1978)

162 *Zartner, A., Heiland, W., Taglauer, E.*
Untersuchungen zur Oszillation der Ionenausbeute bei der Streuung von He^+ und Pb, Verhandl. DPG (VI) **13,** 578 (1978)

163 *Zartner, A., Taglauer, E., Heiland, W.*
Oscillatory Ion Yields of He^+ Scattered from Atomic and Solid Pb Targets, Phys. Rev. Lett. **40,** 1259 (1978)

Bereich Informatik

164 *Hertweck, F., Raubold, E.*, Vogt, H.**
X25 Based Process-Process Communication, Computer Networks, **2,** No. 4/5, 250-270 (1978)

165 *Lathe, R.*
Experiences with RSX-11M ACP's, Proc. Digital Equipment Computer Users Soc., Kopenhagen 1978, **5,** No. 1, 83

Bereich Beschleunigung

166 *Andelfinger, C., Herrmann, W., Jacobi, D., Schilling, H.-B., Ulrich, M.*
Study of the Compression Phase of the Pustarex ERA, Proc. 3rd Int. Conf. Coll. Meth. of Acceleration, Laguna Beach, Cal./USA 1978

167 *Andelfinger, C., Herrmann, W., Jacobi, D., Schilling, H.-B., Schumacher, U., Ulrich, M.*
„Pustarex", the Electron Ring Accelerator Experiment at Garching, Proc. 6th All-Union Accelerator Conf., Dubna/UdSSR 1978

168 *Chattopadhyay, S.*, Hofmann, I., Laslett, L. J.*, Smith, L.**
Stability of K-V Distributions in Long Periodic Transport Systems, Proc. Inert. Conf. Fusion, San Diego/USA 1978

169 *Dommaschk, W., Hofmann, I.*
Numerical Study of Nonlinear Effects in the Electron-Ion Instability in a Particle Ring, Part. Accel. (1978) (in Druck)

170 *Hofmann, I.*
Coherent Oscillations of a Ring of Relativistic Particles, Part. Accel. **8,** 151 (1978)

171 *Hofmann, I.*
Crossing of Resonance in a Relativistic Electron Ring with Discrete and Continuous Eigenvalue Spectrum, Nucl. Instr. and Meth. **151,** 317 (1978)

172 *Merkel, P.*
On the Longitudinal Instability of a Relativistic Electron Ring in the Presence of a Squirrel Cage, Proc. 3rd Int. Conf. Coll. Meth. of Acceleration, Laguna Beach, Cal./USA 1978

173 *Reiser, M.*, Brennan, M. A.*, Herrmannsfeldt, W.*, Hofmann, I., Namkung, W.**
Design Features of an Electron Model Experiment to Study the Stability of Beam Transport in Heavy Ion Fusion Systems, Bull. Am. Phys. Soc. **23,** 770 (1978)

174 *Schumacher, U.*
Lichtstreudiagnostik am Elektronenringbeschleuniger, Verhandl. DPG (VI), **13,** 510 (1978)

175 *Schumacher, U.*
Optical Diagnostics of Electron Rings, Proc. 3rd Int. Conf. Coll. Meth. of Acceleration, Laguna Beach, Cal./USA 1978

Bereich Technologie

176 *Borraß, K., Bünde, R., Dänner, W.*
First Results with the SISYFUS Code: The Influence of Plasma Impurities on the Performance of Tokamak Power Plants, Proc. Technology of Contr. Nucl. Fus. Conf., Santa Fé 1978

177 *Borraß, K.*
Scaling of the Mean Fusion Power Density in Wall Contaminated Tokamak Reactors with Finite Burn Time, Proc. Technology of Contr. Nucl. Fus. Conf., Santa Fé 1978

178 *Borraß, K., Bünde, R., Dänner, W.*
SISYFUS – A **SI**mulation Model for **SY**stematic Analyses of **FUS**ion Power Plants, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, B-10

179 *Borraß, K.*
Ohm's Law in Turbulent Plasmas and Beta Limitations by Anomalous Diffusion, Proc. Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design, Madison, Wisconsin 1977, IAEA-TC-145/28 (1978)

180 *Bünde, R.*
The Energy Reserves of D-T Fusion, Atomkernenergie (ATKE) **31,** 1, 28-37 (1978)

181 *Bünde, R.*
Fusionstechnologie – Bericht von der Reaktortagung des Deutschen Atomforums in Hannover 1978, Atomwirtschaft **7/8,** 370 (1978)

182 *Bünde, R.*
Die Empfindlichkeit der bei Tokamak-Reaktoren notwendigen Werte für ß und zeitintegrale Wandbelastung, Reaktortagung 1978, Hannover, 1005

183 *Bünde, R., Dänner, W., Herold, H., Raeder, J., Söll, M.*
Studie E1-2: „Nukleare Primärenergieträger" – Teil II: „Energie durch Kernfusion", durchgeführt im Rahmen des Programms Angewandte Systemanalyse (ASA) der Arbeitsgemeinschaft der Großforschungseinrichtungen (AGF), ASA-ZE/09/78, Köln (1978)

184 *Conn, R. W.*, Frank, R. G.*, Hancox, R.*, Kulcinski, G. L.*, Schmitter, K. H., Stacey, W. M.**
Conferences and Symposia. Fusion Reactor Design II. Report on the Second IAEA Technical Committee Meeting and Workshop. Madison, Wisconsin, USA Nucl. Fusion **18,** 7, 985-1004 (1978)

185 *Dänner, W.*
Die erste Wand im Fusionsreaktor – Ein Rechenmodell zur Ermittlung ihrer Lebensdauer, Reaktortagung 1978, Hannover, 1001

186 *Dänner, W.*
FWLTB – A Mathematical Model to Calculate the Lifetime of the Fusion Reactor First Wall, Proc. Technology of Contr. Nucl. Fus. Conf., Santa Fé 1978

187 *Dänner, W., Raeder, J.*
FWLTB – A Mathematical Model to Calculate the Lifetime of the Fusion Reactor First Wall, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, H-11

188 *Lengyel, L. L.*
Pellet Ablation in Hot Plasmas and the Problem of Magnetic Shielding, Physics of Fluids **21,** 11, 1945-1955 (1978)

189 *Puri, S.*
Ion-Cyclotron-Harmonic Heating Using the Lower-Hybrid Wave, Proc. 3rd Topical Conf. Radio Frequency Plasma Heating, Pasadena, Cal. 1978, E 3

190 *Puri, S.*
Transmission Line Approximation for the RF Coupling Loops, Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble 1978, **2,** 461

191 *Puri, S.*
Linear Amplification and Absorption of the Lower-Hybrid Wave, Proc. Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble 1978, **2,** 467

192 *Söll, M.*
Quality of the Simulation of Torus Conditions with Different Three Coil Arrangements, Appl. Phys. **15,** 93-98, (1978)

193 *Söll, M.*
Changing of the Critical Current Density of Nb_3Sn, J. Nucl. Mater. **72,** 122-128 (1978)

194 *Söll, M.*
Influence of Radiation Damage on the Maximum Attainable Magnetic Field for Toroidal Fusion Magnet Systems, J. Nucl. Mater. **72,** 168-176 (1978)

195 *Söll, M., Gorenflo, H., Jandl, O.*
Three-dimensional Finite Element Calculations for Toroidal Field Coils Including the Central Support Cylinder, Proc. 10th Symp. Fusion Technology, Padua 1978, F-8

196 *Söll, M.*
Maximum Attainable Toroidal Magnetic Fields for Tokamaks, Proc. Applied Superconductivity Conference, Pittsburgh, PA, 1978

Diplomarbeiten

197 *Breinlinger, H.*
Überlegungen zum Entwurf eines Dokumentationssystems für Versuchsdaten, Technische Universität München (1978)

198 *Buchner, R.*
Entwurf und Implementierung sich selbst beschreibender Dateien, Technische Universität München (1978)

199 *Eichhorn, S.*
Entwurf der Job-Steuersprache XCL, Technische Universität München (1978)

200 *Englert, W.*
Untersuchung der CO-Adsorption auf Ni (111) mit niederenergetischer Ionenrücksteuerung. Technische Universität München (1978)

201 *Heinrich, F.*
Ein Text-Editor-System zur Herstellung von Berichten, Technische Universität München (1978)

202 *Heinzel, St.*
Entwurf und Implementierung der E/A-Routinen für IBM/360 FORTRAN, Technische Universität München (1978)

203 *Lehmann, P.*
Ein Transferprotokoll und eine Transferstation für die Kommunikation in Rechnerverbundsystemen, Technische Universität München (1978)

204 *Obermeier, H. W.*
Speicher- und Datenorganisation für eine relationale Datenbank, Technische Universität München (1978)

205 *Philipp, U.*
Interaktive Bestandsverwaltung für eine relationale Datenbank, Technische Universität München (1978)

206 *Rüffler, Ch.*
Parameterstudien über die Kühlmittel-Temperaturschwankungen bei pulsierend arbeitenden Fusionskraftwerken sowie Möglichkeiten zur Überbrückung der Totzeit durch thermische Energiespeicherung, Technische Universität München (1978)

Dissertationen

207 *Schwenn, U.*
Implizite Lösungsverfahren für Systeme von nichtlinearen, zeitabhängigen, mehrdimensionalen partiellen Differentialgleichungen, Technische Universität München (1977)

208 *von Seefeld, H.*
Zerstäubung von Tantaloxyd mit leichten Ionen, Technische Universität München (1978)

209 *Thum, F.*
Sekundärelektronenemission durch Ionenbeschuß von Goldoberflächen, Technische Universität München (1978)

Habilitationsschriften

210 *Heiland, W.*
Die Wechselwirkung langsamer Ionen mit Festkörperoberflächen, Technische Universität München (1978)

Laborberichte

IPP 1/167	*Langer, H., Röhr, H., Wrobel, W.-G.*, Frequenzverdreifachung mit Multimode-Lasern (1978)
IPP 1/169	*Becker, G.*, On Transport and Plasma Flow in Axisymmetric High-Beta Configurations (1978)
IPP 2/236	*Rau, F., Kißlinger, J.*, Limiter Calorimetry at the W VII-A Stellarator (1978)
IPP 2/237	*Rehker, S.*, Heating Efficiencies with and without Impurities for Neutral Injection in the W VII-A Stellarator (1978)
IPP 2/239	*Mahn, C., Welge, V.*, Besetzungsdichten und Teilcheneinschluß für Niedrig-Beta-Wasserstoff-Plasmen (1978)
IPP 2/240	*Smeulders, P.*, Second Order Abel Inversion with Allowance for the Spatial Resolution (1978)
IPP 2/241	*Wobig, H.*, The Maximum Electron Temperature in the W VII-A Stellarator and Comparison with Tokamak Discharges (1978)
IPP 2/242	*Deutsch, R., Wobig, H.*, Resonance Effect of Collisional Drift Waves (1978)
IPP 2/243	*Deutsch, R., Wobig, H.*, Current Driven Drift Instabilities in the W VII-A Stellarator (1978)
IPP 2/244	*Cavallo, A., Tutter, M.*, Electron Cyclotron Measurements on W VII-A (1978)
IPP III/40	*Mc Cormick, K.*, Cross-Sections and Rate Coefficients for the Interaction of a Monoenergetic Neutral Lithium Beam with a Maxwellian Plasma (1978)
IPP III/41	*Groening, D. E., Gottardi, N., Rossetti, E.*, Unmodulated Interferometer (1978)
IPP III/42	*Keilhacker, M.*, Physics of Divertors and the Scrape-off Layer (1978)
IPP III/43 IPP 4/167	*Jandl, O., Gorenflo, H.*, Calculation of the Nodal Forces in the 20-node Isoparametric Three-dimensional Solid Element by the SHAPE Computer Program (1978)
IPP III/44	*Lisitano, G.*, Feedback Mechanism for the Precursors of Major Disruptions (1978)
IPP III/45	*Lisitano, G.*, Systematics of Current Disruptions of High Density in the Pulsator Tokamak (1978)
IPP III/46	*Gottardi, N.*, Observation of Internal Modes in the Electron Density in the Pulsator Tokamak (1978)
IPP III/47	*The ASDEX Group*, Divertor Tokamak ASDEX (1978)
IPP III/48 IPP 1/168	*Steuer, K.-H., Wrobel, W.-G.*, Vorschlag zur Neutralteilchendichtemessung in Tokamaks durch Resonanzfluoreszenz mit einem Lyman-Alpha Exzimerlaser (1978)
IPP 6/165	*Lortz, D., Nührenberg, J.*, Field Line Integration for MHD Equilibria Near a Closed Magnetic Field Line (1978)
IPP 6/166	*Spies, G. O.*, Asymptotic Theory of Diffuse High Beta Magnetohydrostatic Equilibria in Three Dimensions (1978)
IPP 6/167 PLF 6	*Tasso, H., Mulser, P.*, Stability of Plasmas, Held by Radition Pressure (1978)
IPP 6/168	*Rebhan, E., Salat, A.*, Feedback Stabilization of Axisymmetric MHD Instabilities in Tokamaks (1978)
IPP 6/169 IPP 2/238	*Croci, R., Cattanei, G.*, Fast-wave Heating of the W VII-A Plasma Near the Second Harmonic of the Ion Cyclotron Frequency (1978)
IPP 6/170	*Rebhan, E., Salat, A.*, Shape Optimization of Sharp Boundary Model Tokamaks with Elongated Cross Sections (1978)
IPP 6/171	*Copenhaver, C.*, Linear Theory of Drift-Tearing and Interchange Modes in a Screw Pinch (1978)
IPP 6/172	*Caldas, I. L., Tasso, H.*, Application of the Two-fluid Energy Principle to Large Aspect Ratio Tokamaks (1978)
IPP 6/173	*Pohl, F.*, ABEL Equation for Asymmetric Emission (1978)

IPP 6/174	*Biskamp, D.*, Nonlinear Quenching of Diamagnetic and Gyroviscous Effects in Tearing Modes (1978)
IPP 6/175	*Copenhaver, C.*, Hain-Lüst Equation with Toroidal Corrections (1978)
IPP 6/176	*Schwenn, U.*, Implizite Lösungsverfahren für Systeme von nichtlinearen, zeitabhängigen, mehrdimensionalen partiellen Differentialgleichungen (1978)
IPP 6/177	*Biskamp, D., Welter, H.*, Theory of Major Disruptions in Current Carrying Plasmas (1978)
IPP 6/178	*Biskamp, D.*, Nonlinear Threshold for Tearing Mode Growth (1978)
IPP 6/179	*Copenhaver, C.*, External Delta Prime for Calculating Resistive Instabilities in Tokamaks (1978)
Cal. Inst. of Technology, Interner Bericht	*Meyer-Spasche, R., Keller, H. B.*, Numerical Study of Taylor-Vortex Flows between Rotating Cylinders (1978),
IPP 9/24	*Risch, M.*, Tiefenverteilung und Blisterbildung in Metallen bei Beschuß mit leichten Ionen (1978)
IPP 9/25	*von Seefeld, H.*, Zerstäubung von Tantaloxyd mit leichten Ionen (1978)
78-05	*Littmark, U.*, Hofer, W.*, On the Influence of Surface Structures on Sputtering. Angular Distribution and Yield from Facetted Surfaces, Fysik Laboratorium II, Universität Kopenhagen
78-32	*Hofer, W. O., Littmark, U.**, A theoretical Treatment of Cascade Mixing in Depth Profiling by Sputtering, Fysik Laboratorium II, Universität Kopenhagen
IPP R/27	*Lathe, R., Müller, E.*, GALE System Programmer's Handbook (1978)
IPP R/28	*Hertweck, F. R., Schneider, U. J.*, RESY – A Report Editor System (1978)
IPP R/29	*Hertweck, F.*, Development of FORTRAN Programs Using an AMOS Terminal (1978)
IPP R/30	*Steuerwald, J.*, Beiträge der Informatik zur Auswertung von Versuchsdaten (1978)
IPP 0/38	*Dommaschk, W.*, Einfache Feldfunktionenreihen zur Nachbildung beliebiger singularitätenfreier Vakuumfelder in torusförmigen Gebieten in Reduce- und Fortran-Darstellung (1978)
IPP 4/162	*Borraß, K.*, Ohm's Law in Turbulent Plasmas and Beta Limitations by Anomalous Diffusion (1978)
IPP 4/169	*Puri, S.*, Lower-Hybrid Wave Absorption in the Presence of Simultaneous Density and Magnetic Field Gradients (1978)
IPP 4/171	*Lengyel, L. L., Riedmüller, W.*, Estimates on the Acceleration of Pellets by Gasdynamic and Electrostatic Means (1978)
IPP 4/172	*Vollmer, O., Elsner, A., Junker, O.*, Aktive Neutralteilchendiagnostik am W VII (1978)
IPP 4/173	*Puri, S., Tataronis, J. A.*, (Courant Institute, N. Y. University), Kinetic Theory of Alfvén Wave Propagation (1978)

Interne Berichte – Systemstudien

Dänner, W., Sicherheits- und Umweltaspekte bei Fusionskraftwerken, Bericht Nr. 16 (1978)

Dänner, W., Physical and mechanical properties of the German type 1.4970 stainless steel, Bericht Nr. 17 (1978)

Söll, M., Bending-free shapes for toroidal magnet systems, Bericht Nr. 19 (1978)

* Kein Mitarbeiter des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik, Garching

Autorenverzeichnis 1978

Allgeyer, R., IPP III/47
Altstetter, C. J., 113
Andelfinger, C., 167, 173

Bay, H. L., 114, 123, 124, 128, 132, 148
Becker, G., 1, 3, 4, 5, IPP 1/169
Behrisch, R., 1, 88, 113, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 148
Biskamp, D., 75, 76, 77, IPP 6/174, IPP 6/177, IPP 6/178
Blanc, P., 22, 24, 33, 35, 36, 44
Blewer, R., 117, 119, 120, 136
Bohdansky, J., 114, 121, 122, 123, 124, 128, 158, 159
Børgesen, P., 148
Borraß, K., 176, 177, 178, 179, IPP 4/162
Breinlinger, H., 197
Broser, E. †, IPP III/47
Brouquet, P., 22
Buchner, R., 198
Bünde, R., 176, 178, 180, 181, 182, 183

Caldas, I. L., 78, 79, 109, IPP 6/172
Cannici, B., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Cattanei, G., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 6/169, IPP 2/238
Cavallo, A., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 2/244
Chodura, R., 6, 7, 8, 9, 12
Copenhaver, C., 81, IPP 6/171, IPP 6/175, IPP 6/179
Correa-Restrepo, D., 82
Croci, R., IPP 6/169, IPP 2/238

Dänner, W., 176, 178, 183, 185, 186, 187, Interner Ber. Nr. 16, Interner Ber. Nr. 17
Derfler, H., 83
Deutsch, R., IPP 2/242, IPP 2/243
Diegelmann, M., 10, 11
Dommaschk, W., 172, IPP 0/38
Dorst, D., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Düchs, D. F., 84, 85, 86, 87, 88, 89, 92
Dum, C. T., 12
Durvaux, M., 24, 33, 35, 36, 44

Eberhagen, A., 13
Eckhartt, D., 71, 72
Eckstein, W., 125, 126, 135, 157
Eichhorn, S., 199
Elsner, A., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 4/172
Engelhardt, W., 1, 49, 50, 51, 54
Englert, W., 127, 129, 200

Feneberg, W., 50, 54
Finkelmeyer, H., IPP III/47
Franzspeck, J., IPP III/47
Fußmann, G., 51, 52, 53, 54

Gernhardt, J., 54, 68, IPP III/47
Glock, E., 51, 54
Gorenflo, H., 195, IPP III/43, IPP 4/167
Gormezano, C., 24, 33, 35, 36, 44
Gottardi, N., 51, 55, IPP III/41, IPP III/46
Gresser, F., IPP III/47
Grieger, G., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Griek, R., IPP III/47
Groening, D. E., IPP III/41
Gruber, O., 3, 4, 5, 14

Haas, G., 56, 57, 60, 85, IPP III/47
Hacker, H., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Hartz, F., IPP III/47
Hechtl, E., 114, 128
Heiland, W., 127, 129, 130, 131, 137, 143, 154, 155, 156, 162, 163, 210
Heinrich, F., 201
Heinzel, St., 202
Herold, H., 183
Herppich, G., IPP III/47
Herrmann, W., 167, 173
Herrnegger, F., 15, 16, 17
Hertweck, F., 164, IPP R/28, IPP R/29
Hess, W., 24, 33, 35, 36, 44
Hofer, W. O., 132, 133, 134, 142, 78-05 (Labor-Ber.), 78-32 (Labor-Ber.)
Hofmann, I., 170, 171, 172, 174, 175
Hohla, K., 10, 11
How, J., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48

Ichtchenko, G., 24, 26, 33, 35, 36, 44

Jäckel, H. J., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Jacobi, D., 167, 173
Jaenicke, R., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Jandl, O., 195, IPP III/43, IPP 4/167, IPP III/47
Javel, P., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Junker, J., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 4/172

Karger, F., 1, 51, 54
Kaufmann, M., 1, 6, 9
Keilhacker, M., 56, 57, 58, 59, 60, 69, 85, IPP III/42, IPP III/47
Keller, H.B., Interner Ber. Cal. Inst. of Technology
Kerner, W., 80, 90, 91
Kick, M., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, 64
Kißlinger, J., 37, IPP 2/236
Klement, G., 68, IPP III/47
Klüber, O., 51
Knobloch, A. F., 1
Köppendörfer, W., 18, 19
Kornherr, M., IPP III/47
Kotzlowski, H., 1, 61, IPP III/47
Krause, H., 1, 3, 4, 5
Krüger, P., IPP III/47
Kukral, H., 117

Lackner, K., 1, 56, 57, 60, 62, 63, 85, 90
Lallia, P., 24, 33, 35, 36, 44
Langer, H., 20, IPP 1/167
Larcher v., Th., IPP III/47
Lathe, R., 165, IPP R/27
Lehmann, P., 203
Lengyel, L. L., 85, 92, 188, IPP 4/171
Leuterer, F., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Liebl, H., 138, 139, 140, 141
Lisitano, G., 51, 65, IPP III/44, IPP III/45
Lortz, D., 93, 94, 95, 96, IPP 6/165
Lotz, W., 7, 9

Mac Donald, R. J., 143
Maderlechner, G., 118
Magne, R., 24, 33, 35, 36, 44
Mahn, C., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 2/239
Mark v., E., 68, IPP III/47
Marlier, S. F., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Martin, J. P., 132, 134
Mast, F., 1, 3, 4, 5, 14
Mayer, H. M., 51
McCormick, K., 64, IPP III/40
Meisel, D., 51
Merkel, P., 169
Meyer-Spasche, R., Interner Ber. Cal. Inst. of Technology
Moresco, M., 26
Müller, E., IPP R/27
Müller, G., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Müller, N., 144
Mulser, P., 111, IPP 6/167, PLF 6
Murmann, H., 51

Neuhauser, J., 7
Nguyen, T. K., 24, 33, 35, 36, 44
Niedermeyer, H., IPP III/47
Nührenberg, J., 93, 94, 95, 96, IPP 6/165

Obermeier, H. W., 204
Oen, O. S., 145, 146
Ohlendorf, W., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Ottenberger, W., 123, 124
Oxenius, J., 86

Pacher, G. W., 24, 33, 35, 36, 43, 44
Pacher, H. D., 24, 33, 35, 36, 43, 44
Peratt, A. L., 83
Pfirsch, D., 98, 99, 100, 101
Philipp, U., 205
Pillsticker, M., IPP III/47
Pohl, F., IPP 6/173
Preis, H., 66, IPP III/47
Puri, S., 189, 190, 191, IPP 4/169, IPP 4/173

Raeder, J., 183, 187
Rapp, H., IPP III/47
Rau, F., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 2/236
Rebhan, E., 102, 103, IPP 6/168, IPP 6/170
Rehker, S., 86, IPP 2/237
Renner, H., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Riedmüller, W., IPP 4/171
Ringler, H., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Risch, M., 9/24
Röhr, H., IPP 1/167
Rossetti, E., IPP III/41
Roth, J., 136, 147, 148, 153, 160, 161
Rüffler, Ch., 206

Saffert, J., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Saison, R., 104
Salat, A., 102, 103, IPP 6/168, IPP 6/170
Sapper, J., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Sardei, F., 104
Seefeld v., H., 208, IPP 9/25
Seidel, U., 1
Sesnic, S., 51, 54
Smeulders, P., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 2/240
Söldner, F., 21, 24, 33, 35, 36, 44
Söll, M., 183, 192, 193, 194, 195, 196, Interner Ber. Nr. 19
Speth, E., 1
Spies, G. O., 97, 106, 107, IPP 6/166
Schenk, G., 43

Scherzer, B. M. U., 113, 117, 118, 119, 120, 148
Schilling, H.-B., 167, 173
Schlüter, A., 6, 8, 9, 105
Schmidl, H., 117
Schmitter, K. H., 184
Schneider, F., 67, IPP III/47
Schneider, U. J., IPP R/28
Schneider, W., 2
Schulz, R., 120
Schumacher, U., 166, 168, 173
Schwenn, U., 105, 207, IPP 6/176
Staib, P., 117, 149, 150, 151, 152
Staudenmaier, G., 117, 149, 150, 151, 152
Steuer, K.-H., IPP III/48
Steuerwald, J., IPP R/30
Streibl, B., 73

Taglauer, E., 127, 129, 130, 131, 143, 154, 155, 162, 163
Tasso, H., 78, 79, 108, 109, 110, 111, 112, IPP 6/167, PLF 6, IPP 6/172
Thum, F., 209
Tonon, G., 24, 33, 35, 44
Tutter, M., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48, IPP 2/244

Uhre, N., 22
Ulrich, M., 167, 173

Venus, G., 152
Verbeek, H., 125, 126, 135, 157
Vernickel, H., 158, 159
Vollmer, O., IPP 4/172

Wagner, F., 51, IPP III/47
Watterson, R. L., 83
Wedler, H., 68, IPP III/47
Wegrowe, J.-G., 24, 33, 35, 36, 44
Weichselgartner, H., 1
Welge, V., IPP 2/239
Weller, A., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48
Welter, H., 77, IPP 6/177
Werner, F., IPP III/47
Wesner, F., 69, IPP III/47
Wilhelm, R., 1, 3, 4, 5, 14, 63
Wimmel, H. K., 104
Wobig, H., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 47, 48, IPP 2/241, IPP 2/242, IPP 2/243
Wrobel, W.-G., 10, 11, 20, IPP 1/167, IPP III/48, IPP 1/168
Würsching, E., 23, 25, 27, 28, 29, 30, 32, 34, 37, 39, 40, 41, 42, 45, 46, 48

Zartner, A., 162, 163
Zehrfeld, H. P., 54, 70
Zilli, E., 26
Zimmermann, D., 74
Zymanski, M., 26

Projekte des IPP an Hochschulen

Institut für Plasmaforschung (IPF) der Universität Stuttgart

(Prof. Dr. Hartmut Zwicker)

Die Arbeiten im IPF wurden im Berichtsjahr auf der Grundlage der Programmvereinbarungen mit dem IPP weitergeführt. Die laufenden Kontakte mit den Mitgliedern des Garchinger Programmausschusses haben sich dabei erneut bewährt.

Im Berichtsjahr wurden im Bereich Wellenheizung u. a. die ersten Absorptionsmessungen plasmamagnetischer Wellen am Theta-Pinch PLASMAUS 3 durchgeführt, wobei sich zeigte, daß die starke Dämpfung wesentlich durch Viskositätseffekte bedingt ist.

Am Hochspannungs-Belt-Pinch HECTOR wurden neben technischen Verbesserungen erste System-Testmessungen erfolgreich durchgeführt und Diagnostikvorbereitungen abgeschlossen.

Im Bereich Laseranwendungen konnte der Einsatz der gepulsten Streudiagnostik mit Überlagerungsempfang am IPP-Experiment INTEREX begonnen werden. Die für die periodisch gepulste Streudiagnostik noch kritische Empfängerfrage konnte weitgehend positiv geklärt werden. Auf dem Gebiet der FIR-Laser wurden die in Fontenay-aux-Roses gewonnenen Erfahrungen in einen modenreinen D_2O-Laser umgesetzt. Die Entwicklung zur B-Messung durch Faraday-Drehung konnte an TFR erfolgreich vorgetestet werden.

Im Bereich Plasmafokus wurden neben den Vorbereitungen für das 500-kJ-Experiment u. a. die Optimierungsuntersuchungen am DPF 78 weitergeführt, wobei die Erwartungswerte für die Neutronenausbeute aus der üblichen Skalierung teilweise übertroffen wurden.

1. Wellen und Plasmaheizung

(E. Räuchle, U. Erz, G. Janzen, F. Moser, P. G. Schüller, E. Schneider)

Die theoretischen und experimentellen Arbeiten betrafen vorwiegend die Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen, da diese Wellen zur Aufheizung von Plasmen geeignet sind.

1.1 Untersuchung plasmamagnetischer Wellen im Experiment PLASMAUS 3

Die Absorption magnetoakustischer Wellen wurde in einem zylindrischen Plasma unter Hoch-Beta-Bedingungen im Experiment PLASMAUS 3 (Theta-Pinch) untersucht, dessen apparative Daten im Jahresbericht 1977 angegeben sind.

Das Ausgangsplasma, das herab bis zu Fülldrucken von 2 mTorr H_2 erzeugt werden konnte, wurde durch Interferometrie im Infraroten (CO_2/10,6 µm) und Sichtbaren (He–Ne/0,63 µm) sowie mit diamagnetischen Sonden und Magnetfeld-Sonden diagnostiziert. Die radialen Profile der Dichte n_e, des axialen Magnetfeldes B_{oz} sowie des hieraus für eine Temperatur von 100 eV berechneten Beta-Profils zum Zeitpunkt der Wellenanregung sind in Abb. 1 wiedergegeben.

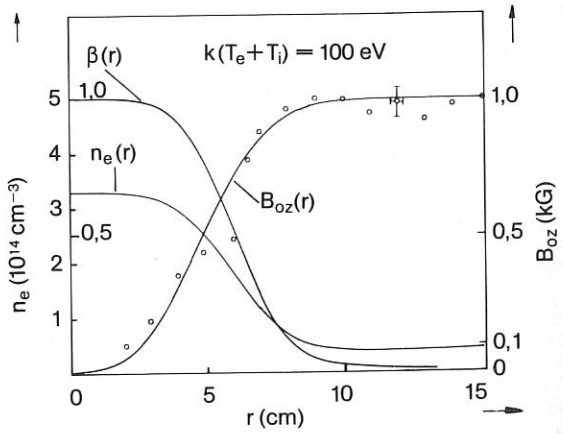


Abb. 1 Die radialen Profile von Magnetfeld, Elektronendichte und Beta.

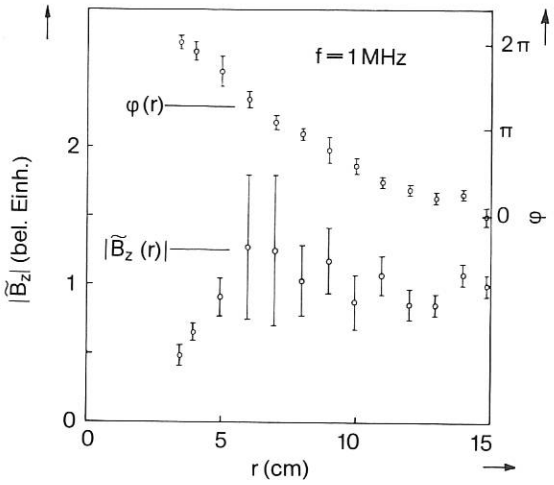


Abb. 2 Mit Magnetsonden gemessener radialer Verlauf von Wellenamplitude und -Phase.

Die Anregung der sich radial ausbreitenden Welle ($m = 0$, $k = 0$) erfolgt im Frequenzbereich $f \approx 1$ MHz über ein getrenntes Spulensystem.
Erreicht wurde eine Modulation des Hauptfeldes von 15% sowie eine Dichtemodulation im magnetfeldfreien Plasmakern von 30%.

In Abb. 2 ist der mit Magnetfeldsonden gemessene radiale Verlauf der Wellenamplitude $|\tilde{B}_z|$ und der Phase φ für die Hauptfrequenz von $f = 1$ MHz dargestellt. An der fortschreitenden Phase läßt sich eine radiale Ausbreitung der Welle erkennen, deren Dispersions- und Absorptionseigenschaften gemessen werden können.

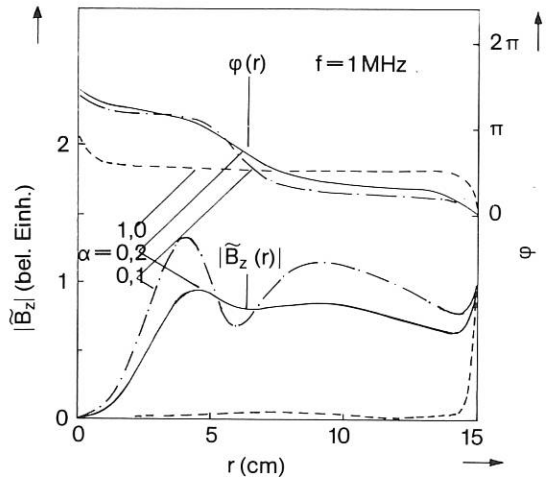


Abb. 3 Berechnete radiale Profile von Amplitude und Phase für verschiedene Werte des Parameters $\alpha = \nu_{eff}/\nu_{klass}$

Aus diesen Messungen läßt sich abschätzen, daß der Wellenpuls einen Energiedichtestrom von ca. 10^3 W/cm² auf den Plasmakern überträgt. Dies ergibt eine Leistung von ca. 10 MW, die einer Energiezufuhr von ca. 5 eV pro µsec und pro Teilchen entspricht.

Die theoretische Behandlung wurde durch numerische Integration der linearisierten MHD-Gleichungen unter Berücksichtigung viskoser Effekte mit Verwendung der im Experiment vorliegenden Parameter durchgeführt.

Abb. 3 zeigt die berechneten radialen Profile von Amplitude und Phase der axialen Wellenfeldkomponente für verschiedene Werte der klassischen Koeffizienten der Ionenviskosität. Ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, daß dieser Koeffizient zwischen dem 0,1- und 0,2-fachen Wert des klassischen Koeffizienten gewählt werden muß. Dieser verringerte Wert läßt sich mit der durch die Geometrie beschränkten freien Weglänge verstehen.

1.2 Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen in inhomogenen Plasmen

Die theoretischen Untersuchungen von Wellenvorgängen konzentrieren sich auf Bedingungen wie sie im Hoch-Beta-Plasma des Theta-Pinches (PLASMAUS 3) vorliegen. Hier ist die Viskosität von entscheidendem Einfluß auf die Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen. Die numerischen Untersuchungen der radialen Kompressionsschwingungen ($m = 0$, $k = 0$) einer axial homogenen Plasmasäule wurden für verschiedene radiale Profile der Ausgangsdichte und des Magnetfeldes unter Berücksichtigung der elektrischen Leitfähigkeit und der Viskosität des Plasmas weitergeführt. Es wurden sowohl die Kompressionseigenschwingungen der Plasmasäule als auch die von außen erzwungenen Radialschwingungen behandelt.

Für verschiedene radiale Profile ergeben sich verschiedene radiale Wellenstrukturen. Indirekt wirkt sich damit das Gleichgewichtsprofil auf die viskose Dämpfung der Welle aus, da letztere durch das radiale Geschwindigkeitsprofil bestimmt wird.

Im Falle der erzwungenen Radialschwingungen ergeben sich infolge der Dissipation nur schwach ausgeprägte Resonanzen an den Stellen der Eigenfrequenzen der frei schwingenden Plasmasäule. Dieses Ergebnis ist von spezieller Bedeutung für die Wellenheizung von Plasmen.

Eine analytische Diskussion des zugrundeliegenden Differentialgleichungssystems zeigt, daß bei Berücksichtigung viskoser und resistiver Mechanismen im Gegensatz zur idealen Theorie keine singulären Stellen in den MHD-Gleichungen mehr auftreten.

In Fortführung der Untersuchung wurde das gekoppelte Differentialgleichungssystem für den Fall $m = 0$, $k = 0$ aufgestellt und seine numerische Lösung in Angriff genommen.

1.3 Einkopplung und Ausbreitung plasmamagnetischer Wellen im Experiment PLASMAUS 4

Das Experiment PLASMAUS 4 dient zur Untersuchung plasmamagnetischer Wellen im Ionenzyklotron-Frequenzbereich. Der Aufbau der linearen Anordnung (Gesamtlänge 4 m, homogener Magnetfeldbereich 2,5 m, Gefäßdurchmesser 200 mm) wurde fortgeführt. Die einzelnen Komponenten des Experiments sind weitgehend fertiggestellt und erprobt: Vakuum, Hauptmagnetfeld (0,5 T, stationär), Hilfsmagnetfeld (gepulst), Kondensatorbatterie und Schalter für die Hauptentladung (120 kJ, 18 kV, 9 kA, 1 ms), Mikrowelle für die Vorionisierung (2,4 GHz, 5 kW, gepulst). Bei stationärer Elektronenzyklotronresonanzbedingung wurden erste Ausgangsplasmen erzeugt.

Um die Einflüsse verschiedener Ionenkomponenten zu erfassen, wurde die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Plasmen mit verschiedenen Ionensorten theoretisch untersucht. Die Berechnung der Dispersion und der Polarisation wurde für voll- und teilionisierte Plasmen beliebiger Dichte und Zusammensetzung durchgeführt.

Im Grenzfall sehr hoher Plasmadichte treten bei Ausbreitungsrichtungen, die nicht parallel zum angelegten Magnetfeld sind, die Ionen-Ionen-Hybridwellen auf. Cutoffs, Resonanzen und Absorption dieser Wellen wurden untersucht.

1.4 Plasmasimulation

Die Anwendung des entwickelten zweidimensionalen Codes zur Plasmateilchensimulation führt zu unerträglich langen Rechenzeiten (~1 Std.) an der CDC-6600-Anlage, so daß Anwendungen hierzu zurückgestellt werden mußten.
Um eine Verkürzung der Rechenzeiten zu erreichen, wurde zur Simulation zunächst eindimensionaler plasmakinetischer Effekte ein neuer Code entwickelt. Dieser Code beruht auf der numerischen Lösung der Vlasov-Gleichung in einem Phasenraumgitter. Dabei wird die Vlasov-Gleichung zunächst aufgespalten in den frei strömenden Anteil und den Beschleunigungsanteil und danach die beiden Differentialgleichungen über die Galerkin-Finite-Element- bzw. Least-Square-Finite-Element-Technik integriert. Dieses Lösungsverfahren zeigt gegenüber der PIC-Methode einen um mehrere Größenordnungen kleineren numerischen Rauschpegel. Damit ist es möglich, mit wesentlich kleineren Teilchenzahlen bzw. Zahlen von Gitterpunkten im Plasmaraum zu arbeiten.

Anwendung fand dieser Code beim Studium des zeitlichen Verhaltens monochromatischer elektrostatischer Wellen. Als Anfangsbedingung wurde ein Plasma mit eingeprägter Welle und Maxwell-Verteilung gewählt.

In Abb. 4 ist der zeitliche Verlauf der gesamten elektrostatischen Energie dargestellt. Nach einer anfänglichen Landaudämpfung (bis $\omega_{pe} \cdot t \approx 25$) erfolgt ein den Elektronenschwingungen überlagerter zeitlicher Vorgang (bounce frequency). Ursache für diese Modulationen sind die in der Welle gefangenen Elektronen. In der Geschwindigkeitsverteilung bildet sich dabei ein zweites Maximum aus (bump on tail).

2. HECTOR (Hochspannungs-Belt-Pinch)

(H. Zwicker, V. Erckmann, W. Konle, G. Müller, K. Schwörer, M. Thumm)

Das Experiment HECTOR (**H**ighly **E**longated **C**ross-Section **TOR**us) dient dem Studium von Gleichgewicht und Stabilität sowie von Transportphänomenen in stark elongierten toroidalen Hoch-β-Plasmen. Das axialsymmetrische Plasma wird im Gegensatz zum ohmsch geheizten Tokamak durch Stoßwellen geheizt. Dies hat zur Folge, daß das Verhältnis von Ionen-

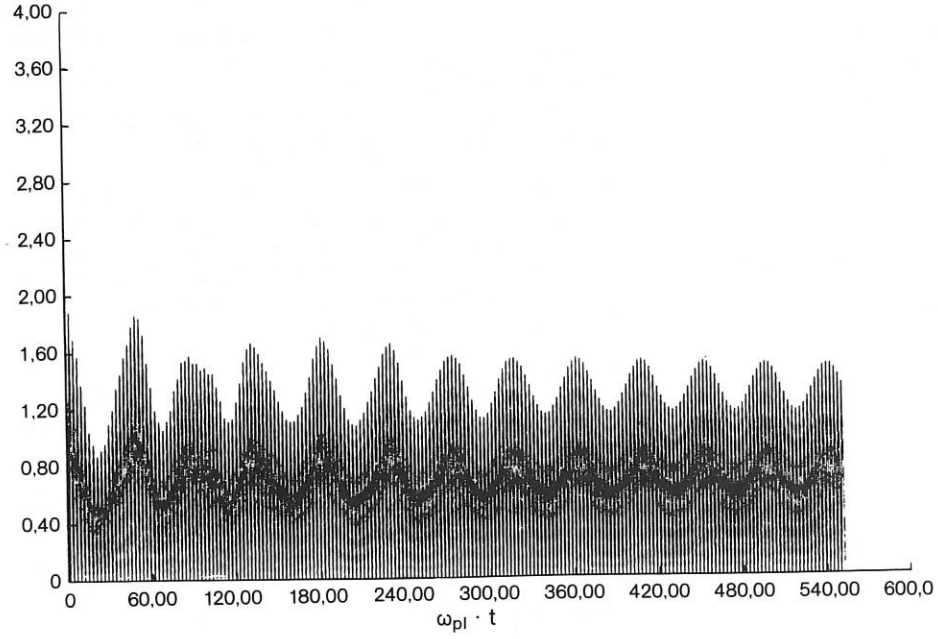


Abb. 4 Zeitlicher Verlauf der elektrostatischen Energie

Gyroradius zu Plasmaradius nicht wie im Tokamak vernachlässigt werden kann, sondern von der Größenordnung 0,1 bis 1 ist und damit wesentlich die Stabilität und den Transport infolge von Teilchendriften beeinflußt. Wegen zu geringer Heizleistungen bei Standard-Tokamaks kann aber der β-Bereich oberhalb 10% z. Z. nur durch Stoßwellen-Heizung erreicht werden. Experimente vom Belt-Pinch Typ sind somit für gewisse Fragestellungen „Modell"-Experimente für ein stark elongiertes Hoch-βTokamak. Bisherige Belt-Pinch Experimente zeigen MHD-Stabilität im 100 μs-Zeitmaßstab und erlauben die Untersuchung der Transportphänomene in einem Hoch-β-Plasma senkrecht zum Magnetfeld. Die Resultate von BP IIa am IPP ergaben für Temperaturen unterhalb 100 eV neoklassischen Transport. Die in HECTOR erreichbaren Temperaturen zwischen 100 eV und 1 keV gestatten, die Gültigkeit des neoklassischen Modells bei hohen Temperaturen und hohem β, d. h. bei schwachen Magnetfeldern zu überprüfen. Von besonderem Interesse für Fusions-Plasmen ist hierbei die Wärmeleitung der Elektronen, zumal sie bereits bei kleinem β im Tokamak anomal erhöht ist.

2.1 Aufbau des Experiments und Testmessungen

Die Arbeiten an der elektrischen Installation konnten im Berichtsjahr abgeschlossen werden. Die gesamte Experimentsteuerung und -triggerung wurde in Betrieb genommen und vermessen. Die Prototypen der neuentwickelten Beschaltungseinheiten zur Triggerung der Crowbarfunkenstrecken wurden installiert und erfolgreich getestet. Sie liefern 160 kV-Triggerimpulse (Jitter < 5 ns) mit einer Steilheit von 30 kV/ns, die zur Simultantriggerung zweier Funkenkanäle ausreicht. Diese Maßnahme verbessert die Stromübernahme der Crowbarfunkenstrecken.

Um die Arbeitsmöglichkeiten der benachbarten Experimente nicht zu beeinträchtigen, erwies es sich als notwendig, die gesamte experimentelle Anordnung (Volumen: 700 m^3) elektromagnetisch abzuschirmen und zwecks Verringerung der Luftfeuchtigkeit einen getakteten Kühlkreislauf für das in den Blumleinleitungen zur Isolation verwendete Wasser zu entwickeln und zu installieren.

2.2 Plasma-Diagnostik

Für die Diagnostik an HECTOR wurden zunächst folgende Verfahren vorbereitet:

a) Elektrische und magnetische Messungen

Bestimmung des toroidalen und poloidalen Magnetfeldes simultan an verschiedenen Stellen des Spulensystems, Messung des Magnetfeldes im Plasma während der Kompression durch interne Magnetfeldsonden. Bestimmung von Plasmastrom, Spulenströmen und des magnetischen Flusses. Zur Spannungsmessung wurden breitbandige (0–50 MHz) Spannungsteiler mit hohem Teilerverhältnis ($1:10^4$) entwickelt.

b) Bildwandleraufnahmen

Schmierbildaufnahmen der radialen und axialen Plasmabewegung.

c) Interferometrie bei 10,6 μm

Messung des axial integrierten radialen Elektronendichteprofils. Ein gepulster Niederdruck-Single-mode CO_2-Laser dient dabei als Strahlungsquelle.

d) Laserlichtstreuung

90°-Thomsonstreuung mit Rubinlaserlicht und Mehrkanal-Beobachtungsoptik zur Messung des radialen Elektronendichte- und -Temperaturprofils in der Torusmittelebene. Es steht ein 10 J, 500 MW Rubinlaser zur Verfügung.

e) Optische Spektroskopie

Beobachtung von Wasserstofflinien und Verunreinigungslinien (C, O) im Sichtbaren bis ins UV ($\lambda > 120$ nm) zur Abschätzung der Ionentemperatur und zur Bestimmung der Strahlungsverluste durch Verunreinigungen.

Es wurde ein neues, mit den für IR- und UV-Diagnostik notwendigen Öffnungen ausgestattetes Vakuumgefäß aus Glas vorbereitet. Die Dichtungsflansche wurden aus Glaskeramik gefertigt.

2.3 Theoretische Untersuchungen

Zur Optimierung des elektrischen Kreises und der magnetischen Struktur zum Einschluß des Plasmas wurden folgende numerische Rechnungen durchgeführt.

a) Simulation der radialen Plasmakompression und der anschließenden Einstellung des radialen Gleichgewichts durch einen 1d-Code. Der Code beschreibt das Plasma vereinfacht mit einem modifizierten Schneepflugmodell und enthält sämtliche Details der elektrischen Kreise. Diese Rechnungen geben Hinweise, unter welchen Bedingungen das radiale Gleichgewicht durch Stoßwellenkompression ohne starke Oszillationen erreicht werden kann.

In Abb. 5 ist das zeitliche Verhalten von Strom und Spannung im Spulensystem sowie der radialen Plasmabewegung bei zwei verschiedenen Windungszahlen der äußeren Poloidalfeldwicklung dargestellt.

b) Mit dem am IPP entwickelten 2d-Gleichgewichtscode (G. Becker, K. Lackner) wurden mögliche Stromverteilungen in den Stützfeldspulen bei stark elongierten Plasmaquerschnitten untersucht. Dabei zeigt es sich, daß mit den zunächst vorhandenen zylindrischen Spulen allein kein Gleichgewicht für diffuses Plasmastromprofil erreichbar ist. Es müssen deshalb zusätzliche Poloidalfeldwicklungen an den Enden des Spulensystems vorgesehen werden.

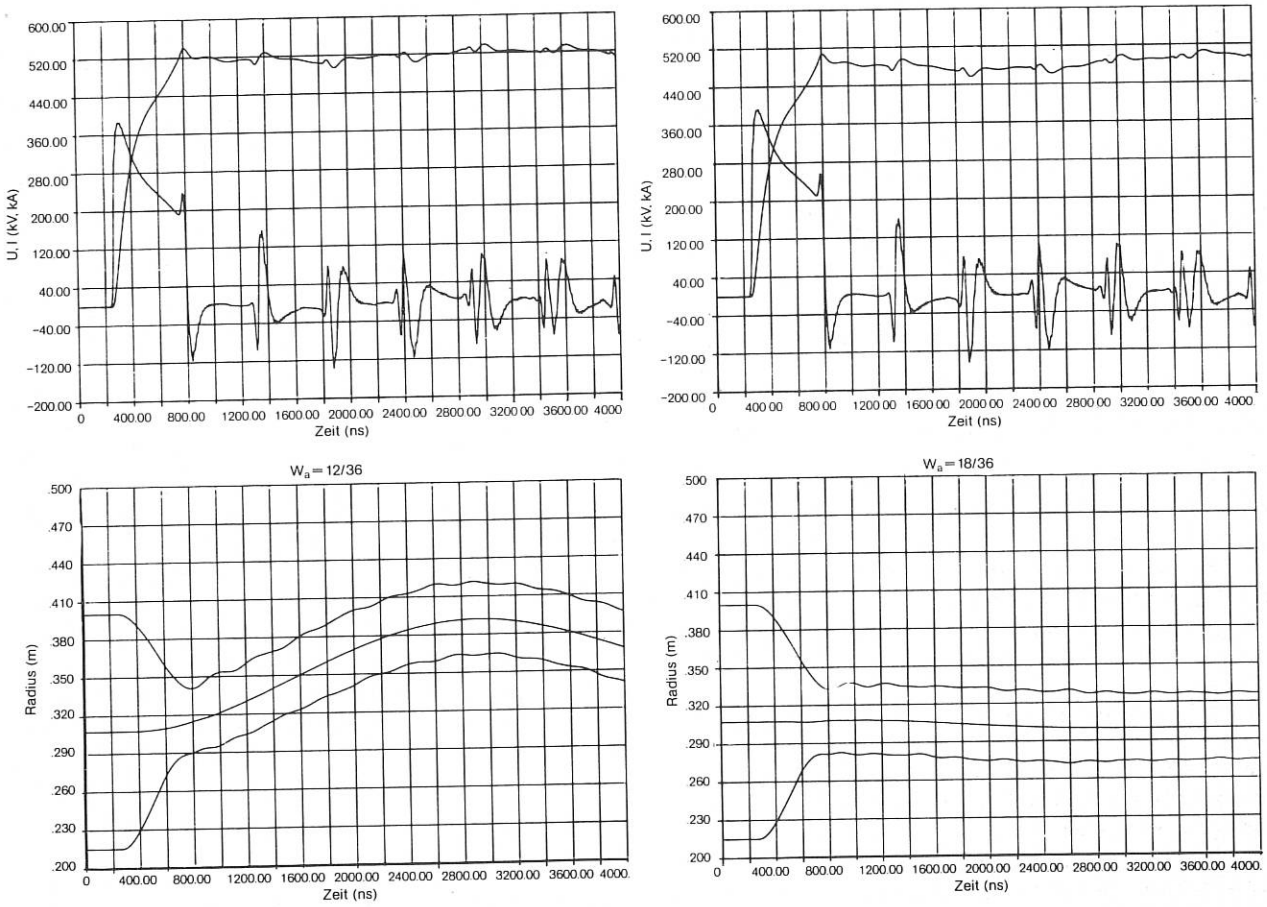


Abb. 5 Zeitlicher Verlauf von Strom und Spannung im Spulensystem (oben) sowie der radialen Plasmabewegung (unten) bei zwei verschiedenen Windungszahlen w_a der äußeren Poloidalfeldwicklung

3. Laseranwendungen

(H. Salzmann, R. Behn, B. Bitzenberger, Chen-Hsi-Chang, G. Dodel, H. Hailer, K. Hirsch, E. Holzhauer, W. Kasparek, W. Kunz, J. H. Massig**, K. Mayerhoffer, D. Schaffroth, U. Scherer)*

Die Arbeiten dieser Abteilung konzentrieren sich vorwiegend auf die Entwicklung diagnostischer Verfahren im Zusammenhang mit künftigen Kernfusionsexperimenten.

3.1 Streudiagnostik zeitlich veränderlicher Plasmaparameter mit periodisch gepulsten Nd^{3+}: YAG-Lasern

Nachdem das Prinzip der periodisch gepulsten Streudiagnostik mit einem frequenzverdoppelten Nd^{3+}: YAG-Laser erfolgreich demonstriert werden konnte (vgl. Jahresbericht 1977), gelang es im vergangenen Jahr, diese Streumessungen bei 1,06 µm unter Verwendung neuartiger Detektoren durchzuführen.

Mit einer speziell beschalteten Si-Avalanche-Photodiode war es möglich, spektral aufgelöste Elektronenstreuspektren bei 1,06 µm von einem Bogenplasma bei Streuparametern $1 \geqq \alpha \geqq 0{,}5$ aufzunehmen[1]). Abb. 6 zeigt ein Streuspektrum bei $\alpha \sim 1$. Die eingezeich-

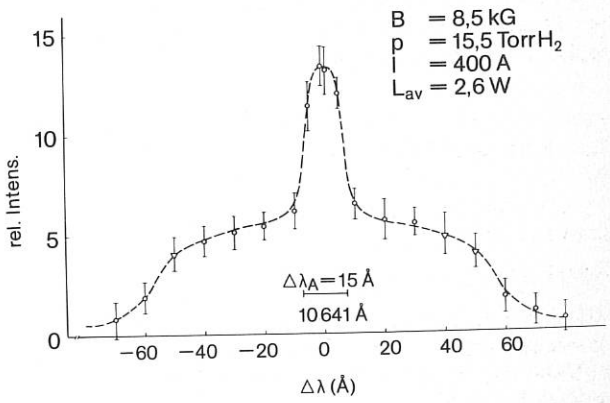


Abb. 6 Streuspektrum eines Wasserstoffbogenplasmas bei $\alpha \sim 1$; Detektor: Avalanche-Photodiode

*) Gastforscher von der Nordwest-Universität, Sian, China
**) Seit 1. 12. 1978 am DFVLR-Institut Lampoldshausen

[1]) Döbele, H. F., Hirsch, K., Holzhauer, E., Reischl, R. Phys. Lett. **66A** 31 (1978)

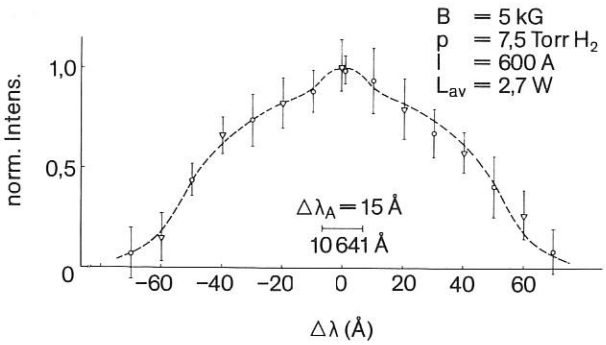


Abb. 7 Streuspektrum eines Wasserstoffbogenplasmas bei $\alpha \sim 0{,}5$; Detektor: Avalanche-Photodiode

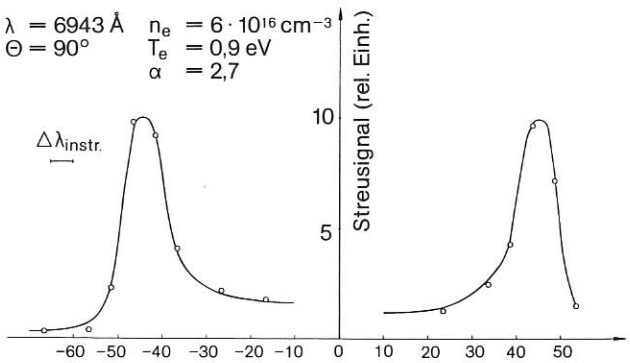


Abb. 8 Streuspektrum, aufgenommen am stationären 200 A Kohlebogen. Das Streusignal ist auf die Laserleistung normiert.

neten Mittelwerte und Standardabweichungen ergaben sich dabei aus jeweils 4 unabhängigen Messungen (Meßzeit ~ 20 ns, SNR ~ 6). Eine spektrale Auflösung der Ionenlinie war mit dieser Anordnung noch nicht möglich. Abb. 7, die ein Spektrum für $\alpha \sim 0.5$ wiedergibt, zeigt, daß der relativ hohe Falschlichtpegel durch die elektronische Signalnachverarbeitung erfolgreich kompensiert wird. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die Vorhersagen über NEP der Diode und des Nachverstärkungssystems und stimmen mit Berechnungen des Signal-Rauschverhältnisses überein.

Ferner wurden in Zusammenarbeit mit dem IPP an PULSATOR Messungen der Plasmastrahlung mit der bei den Streuexperimenten verwendeten Si-Avalanche-Photodiode durchgeführt. Diese Messungen, die auf Grund des sehr kleinen zur Verfügung stehenden Beobachtungsraumwinkels ($< 10^{-4}$ sr) noch nicht spektral eingeengt durchgeführt wurden, ergaben, daß das Rauschen der Plasmastrahlung in einem für die periodisch gepulste Streudiagnostik repräsentativen Spektralkanal das Diodenrauschen um fast eine Größenordnung übertrifft. Die Diode kann also unter derartigen Bedingungen bei 1,06 μm als „idealer" Detektor hoher Quantenausbeute ($\eta \approx 30\%$) arbeiten.

Ausführliche Testmessungen sind mit dem Photomultiplier VPM 159 durchgeführt worden. In den letzten Tagen gelang es, erste Streuspektren am Bogenplasma aufzunehmen. Eine abschließende Beurteilung und Gegenüberstellung der beiden Detektortypen für die Streudiagnostik bei 1.06 μm bedarf jedoch noch weiterführender Untersuchungen.

3.1.1 Spikender Rubin-Laser für zeitaufgelöste Streudiagnostik

Zur Erprobung der zeitaufgelösten Streudiagnostik bei 0.694 μm steht ein Rubinlaser zur Verfügung, der innerhalb einer Gesamt-Emissionsdauer von 600 μs eine Folge äquidistanter Einzelpulse abstrahlt.

Durch Gütemodulation mit einer Pockelszelle erhält man bei einer Wiederholfrequenz von 50 kHz ca. 30 Pulse mit einer Halbwertsbreite von 200–300 ns und einer Spitzenleistung von 2 MW.

Mit diesem Laser wurden Streuspektren an einem stationären 200 A-Kohlebogen aufgenommen. Die Ergebnisse stimmen gut mit dem nach der Theorie zu erwartenden Verlauf überein (Abb. 8). Für eine Elektronendichte um 5×10^{16} cm^{-3} wird das dem Streusignal überlagerte Rauschen überwiegend von der Plasmastrahlung hervorgerufen. Mit Hilfe einer Torschaltung und nachfolgender Integration (mit einem Boxcar-Averager) kann das SNR durch Aufsummieren über mehrere Pulse verbessert werden.

Bei ausreichendem SNR bietet die Unterteilung der gesamten Meßzeit von 600 μs in mehrere Intervalle die Möglichkeit der zeitaufgelösten Diagnostik. Um dies zu demonstrieren, wird der Bogenstrom für einige 100 μs auf einen vorgegebenen Wert abgesenkt. Messungen an dem so zeitlich veränderlichen Plasma stehen unmittelbar bevor.

3.2 Gepulste Streudiagnostik bei 10.6 μ mit Überlagerungsempfang

Ziel der Arbeiten war es, das an einem Bogenplasma erfolgreich erprobte Verfahren zur Laserstreuung mit optischem Überlagerungsempfang soweit zu ergänzen, daß es auch an anderen Experimenten eingesetzt werden kann. Dafür wurden zunächst zwei Lasersysteme konstruiert und aufgebaut.

1. Ein gepulster Niederdrucklaser ($P_{max} = 100$ W, Dauer ca. 100 μs) für Brechungsindexverfahren (Strahlablenkung, Interferometrie, Faradaydrehung) an gepulsten Plasmen. Erste vorläufige Messungen wurden an Plasmaus III und Interex durchgeführt.

2. Ein TEA-Hybridlaser ($P_{max} = 250$ kW, Dauer ca. 1 μs) zur Streuung von überthermischen Fluktuationen an Interex.

Da der Einsatz von Ultraschallwellen in Neutralgas zur Justierung von Streuexperimenten bei großen Plasmamaschinen wegen der nötigen Belüftung auf Schwierigkeiten stößt, wurde ein neues Justierverfahren entwickelt, bei welchem die nichtlineare Absorption der 10.6 μ-Strahlung in SF_6 bei Fülldrucken von weniger als 1 Torr ausgenutzt wird. Die räumliche Auflösung dieses Verfahrens wurde in einer Streukammer ge-

messen. Sie stimmt mit den parallel durchgeführten Rechnungen überein.

Die Eigenschaften des Überlagerungsempfängers in Plasmastreuexperimenten wurden unter Anwendung des Antennentheorems für kohärente Empfangssysteme analysiert. Die Ergebnisse erlauben in Form von Diagrammen und Formeln die Auslegung von Streuexperimenten.

Die Anwendung der Strahlablenkung auf die Messung stark überthermischer Fluktuationen, wie sie für Interex vorgesehen ist, wurde untersucht. Die Rechnungen wurden durch Modellversuche an Ultraschallwellen in Luft bestätigt.

3.3 Stationäre Streuung bei 10.6 μ mit Überlagerungsempfang

An einem Wasserstoffbogen wurden die Spektren der thermischen Dichtefluktuationen gemessen. Die Ergebnisse entsprechen den bekannten Plasmadaten. Die im Experiment auftretenden Signal-Rauschverhältnisse bestätigen die theoretischen Werte[1]).

3.4 Diagnostik im Fernen Infrarot

3.4.1 Polarimetrie

Die Bestimmung der Poloidalfeldverteilung über den Faraday-Effekt hängt wesentlich davon ab, wie präzise die zu erwartenden kleinen Drehwinkel (< 5°) gemessen werden können. Nach vorbereitenden Laborexperimenten konnte das am IPF entwickelte, magnetooptische Ferritmodulationsverfahren erstmalig unter Maschinenbedingungen getestet werden: Am TFR in Fontenay-aux-Roses wurde in Zusammenarbeit mit der Equipe TFR ein Kanal des HCN-Laser-Vielkanal-Interferometers für polarimetrische Messungen verwendet[2]). Abb. 9a (untere Spur) zeigt den zeitlichen Verlauf des Drehwinkels während eines Schusses (Lock-in-Integrationszeit 10 ms, Modulationsfrequenz 10,3 kHz). Die obere Spur zeigt den toroidalen Strom.

Da der toroidale Strom während der Entladung nahezu konstant bleibt und daher angenommen werden kann, daß sich die Poloidalfeldverteilung nur wesentlich ändert, sollte das gemessene Signal der Entwicklung des Linienintegrals der Elektronendichte folgen: Abb. 9b zeigt den zeitlichen Verlauf des Linienintegrals der Elektronendichte im Nachbarkanal.

Die gemessene Faraday-Drehung rührte eindeutig, wie anhand verschiedener Tests geklärt werden konnte, von den Poloidalfeldkomponenten her; die Größe der gemessenen Drehwinkel stimmt mit den aus Abschätzungen erwarteten Werten überein.

Die durchgeführten Experimente zeigen in Verbindung mit den Modellrechnungen, daß eine Vielkanalmessung zur Bestimmung der Poloidalfeldverteilung realisierbar ist.

Der Nachteil der Intensitätsabhängigkeit des verwendeten Modulationsverfahrens läßt sich dadurch vermeiden, daß die Drehwinkelmessung nicht als Amplitudenmessung, sondern als Phasenmessung erfolgt. Die vorgeschlagene und in einem Laborversuch erprobte Methode[3]) basiert auf der Überlagerung einer linkszirkular polarisierten Welle mit einer rechtszirkular polarisierten, verschiedenen Frequenz, und bietet die Möglichkeit der Erweiterung der Meßanordnung zu einem Polari-Interferometer.

3.4.2 Entwicklung optisch gepumpter FIR-Laser

Der Gastaufenthalt von Herrn Dodel in Fontenay-aux-Roses endete im März bei folgendem Stand der Arbeit an einem „zick-zack" gepumpten 66 μm D_2O-Laser[4]): Bei voller Resonatorlänge von 266 cm wurde ein Laserpuls von 40 mJ in 2.5 μs erzielt, was einem externen Quantenwirkungsgrad von ~ 2.5% entspricht. Die spektrale Breite betrug ~ 350 MHz, hervorgerufen durch das gleichzeitige Auftreten mehrerer Axial-

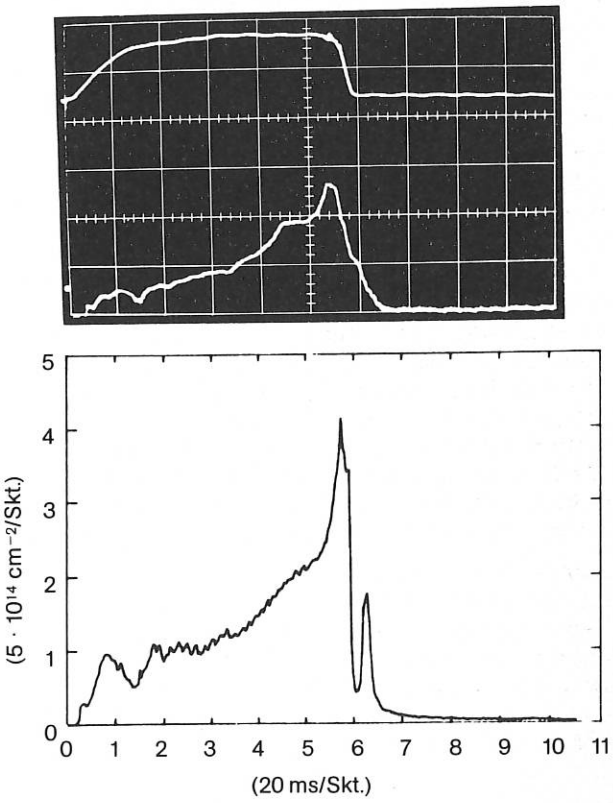


Abb. 9
a) obere Spur: toroidaler Strom; untere Spur: Dem Faraday-Drehwinkel proportionales Lock-in-Signal, erhalten mit dem GaAs-Detektor (Zeitablenkung 20 ms/Skt.)
b) Linienintegral der Elektronendichte, gemessen im Nachbarkanal

[1]) Holzhauer, E., Massig, J. H., Plasma Phys. **20,** 867 (1978)
[2]) Kunz, W., Equipe TFR, Nucl. Fusion **18,** (1978) 1729
[3]) Dodel, G., Kunz, W., Infrared Phys. **18,** (1978) 773
[4]) Dodel, G., Magyar, G., Veron, D., Infrared Phys. **18,** 529 (1978)

moden. Durch Resonatorverkürzung auf 1 m Länge verringerte sich die Zahl der Longitudinalmoden auf ≦ 2 mit einer spektralen Breite einer Mode von ≦ 75 MHz. Reproduzierbarer Monomodebetrieb ließ sich wegen fehlender Längenstabilisierung und -abstimmbarkeit nicht erzielen. Des weiteren zeigte die „zickzack"-Pumpgeometrie zwar einerseits interessante Aspekte hinsichtlich des „Superstrahlungs"-Verhaltens und einer möglichen Verstärkerkonzeption auf, lieferte aber andererseits wegen der nötigen seitlichen Reflektoren keine befriedigende räumliche Strahlqualität.

Auf der Grundlage dieser Erfahrungen wurde nun ein axial gepumpter, längenstabilisierter und abstimmbarer Kurzoszillator gebaut. Die Erprobung lieferte folgende Ergebnisse:

Bei 45 cm Oszillatorlänge und geeigneter Resonatorabstimmung läßt sich reproduzierbar axialer Monomodebetrieb mit einer spektralen Breite ≦ 75 MHz erreichen (Abb. 10). Die räumliche Intensitätsverteilung des Strahls weicht nicht stark von der eines Gauss'schen Strahls ab. Bei einem optimalen Druck von 5 Torr beträgt die Pulsenergie 7 mJ, entsprechend einem externen Quantenwirkungsgrad von 2%. Die Pulsdauer liegt je nach D_2O-Druck zwischen ~ 200 ns bei 10 Torr und ~ 3 μs bei 2 Torr.

Im Dezember wurde ein von der University of Essex bezogener He-gekühlter Ge : Ga-Detektor in Betrieb genommen. Daneben bestehen in der Detektorfrage Kontakte mit dem Institut für Physikalische Elektronik der TU Wien, das einen Ge : Ga-Kristall für Tests zur Verfügung gestellt hat.

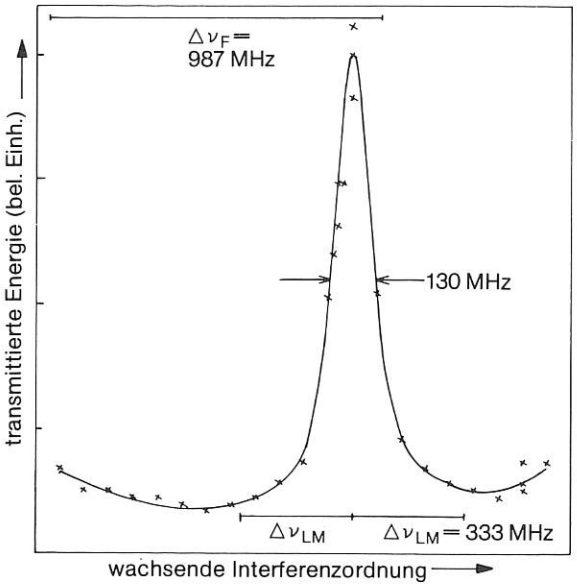


Abb. 10 Fabry-Perot-Spektrum des 66 μm-D_2O-Lasers bei Abstimmung auf axialen Monomodebetrieb. $\Delta\nu_F$ = freier Spektralbereich, $\Delta\nu_{LM}$ = Abstand der Axialmoden; Finesse des Fabry-Perot ≈ 7. Mit erhöhter Auflösung ($\Delta\nu_F$ = 500 MHz) ergibt sich eine spektrale Breite von ≦ 75 MHz

3.5 Gepulste Laser hoher Repetitionsrate

3.5.1 UV-Laser

Ende des Jahres wurde mit den Arbeiten zu einem vom BMFT geförderten 3-Jahres-Projekt „Excimerlaser hoher Repetitionsrate" begonnen. Hierzu wird eine Hochspannungs-Impulsaufladung entwickelt. Bis jetzt konnten mit einer mit Thyristoren arbeitenden Version folgende Daten erreicht werden: 1 Joule/Puls, Ladespannung = 20 kV, maximale Repetitionsrate = 3 kHz.

Ferner wurden Schaltungen realisiert, um Wasserstoff-Thyratrons (sowohl Tetroden als auch Trioden) zur Verringerung der Induktivität und Erhöhung der Schaltleistung parallel zu betreiben. Fünf parallel geschaltete Thyratrons (EEV 6587) als Kurzschließer am Bandleiter-Entladungskreis eines N_2-Lasers erbrachten die erwartete Reduzierung der Induktivität und damit der Schaltzeit.

3.5.2 Metalldampf-Laser

Da Metalldampflaser hohe mittlere Leistung bei Repetitionsraten bis ca. 20 kHz abgeben, sind sie als Laser für die periodisch gepulste Streuung geeignet. Der bisherige Entwicklungsstand der kommerziellen Laser läßt einen sofortigen Einsatz an Tokamakplasmen jedoch nicht zu.

Ein Kupferhalogenid-Laser mit Doppelimpulsanregung wurde ergänzend zum Literaturstudium realisiert.

3.5.3 Elektrooptisch geschalteter, cw gepumpter Nd^{3+} : YAG-Laser

Für einen periodisch gütegeschalteten, cw gepumpten Nd^{3+} : YAG-Laser für die Streudiagnostik ist die Anwendung eines elektrooptischen Schalters wünschenswert. Hierfür sprechen mehrere Gründe: 1) Mit einem elektrooptischen Schalter läßt sich die Resonatorgüte stärker modulieren als mit einem üblicherweise verwendeten akustooptischen. 2) Die Schaltzeit ist kürzer als beim akustooptischen Schalter. 3) Es besteht die Möglichkeit, Resonatorkonfigurationen zu verwenden, bei denen nur linear polarisierte Strahlung emittiert wird, wie sie für die Streudiagnostik erforderlich ist. Hierbei besteht ferner die Hoffnung, daß die mittlere Leistung der erzeugten Strahlung größer ist als die halbe Intensität eines entsprechenden unpolarisierten (akustooptisch geschalteten) Lasers.

Die Schwierigkeit bei der Realisierung eines elektrooptisch geschalteten Nd^{3+} : YAG-Lasers besteht in der starken Depolarisation der Strahlung beim Durchgang durch einen cw gepumpten YAG-Stab.

Abb. 11 zeigt die bisher untersuchte Resonatorkonfiguration und Ergebnisse der Ratengleichungen für diesen Fall in Abhängigkeit vom Reflexionsgrad r des Auskoppelspiegels. Man erkennt, daß die mittlere Leistung ein Maximum (bei einer Repetitionsrate von ca. 12 kHz) ausweist, bei dem 92% der insgesamt emittierten Strahlungsleistung in einem linear polarisierten Strahl enthalten sind.

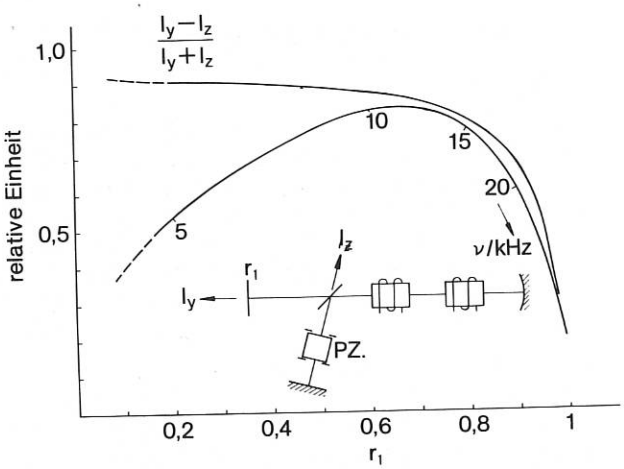


Abb. 11 Berechnete mittlere Leistung L und Polarisationsgrad ($I_y - I_z$) : ($I_y + I_z$) eines elektrooptisch, periodisch geschalteten Nd^{3+} : YAG-Lasers in Abhängigkeit vom Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels

Nach einer Reihe von technischen Vorarbeiten (z. B. Kompensation der thermischen Linseneffekte der YAG-Stäbe) und Testmessungen im cw-Betrieb kann jetzt mit der experimentellen Untersuchung des elektrooptisch geschalteten Lasers begonnen werden.

4. Plasmafokus

(G. Decker, H. Herold, A. Imam, H. J. Kaeppeler, W. Maysenhölder, B. Nahrath, T. Oppenländer, G. Proß*, B. Rückle, A. Sauerbrunn, P. Schilling, H. Schmidt, M. Shakhatre, M. Trunk**)*

Schwerpunkt der Arbeiten ist die Entwicklung des Plasmafokus als intensive, kurzgepulste Neutronenquelle durch Erforschung der zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen. Folgende Wege wurden beschritten:

- Aufbau und Betrieb von Hochspannungs-Fokusanlagen zur Optimierung der Betriebsspannung.
- Untersuchungen der Elektronendichte und Elektronentemperatur und der Schichtstruktur im Fokusplasma und die Korrelation dieser Größen zu den Fokus-Phänomenen, wie Neutronenemission, Teilchenbeschleunigung und Stabilitätsverhalten.

Als Anwendungsmöglichkeit des Fokusplasmas werden die Wechselwirkung mit Laserstrahlung bei der Plasmafrequenz und die Radiographie mit Neutronen untersucht.

4.1 Hochspannungsexperimente

Das Konzept hoher optimaler Spannungen zur besseren Anpassung der Kondensatorbatterie an den Verbraucher – den Plasmafokus – wurde im neu aufgebauten Hochspannungs-Fokus DPF 78 realisiert. Der DPF 78 ist ein 1/10 Vorexperiment zu dem geplanten großen 500 kJ Fokusexperiment DPF 500. Die Betriebserfahrungen an DPF 78 (80–100 kV, 2stufige Marx-Schaltung) mit mehr als 10 000 Entladungen zeigten: Die Anlage arbeitet nach der Lösung des Rückspannungsproblems betriebssicher und die neuentwickelten Komponenten (Funkenstrecken, Kollektor, Marx-Generator) haben sich bewährt. Die Nennwerte der Anlage konnten auch im Dauerbetrieb überschritten werden (100 kV statt 80 kV). Im Fokusbetrieb wurden mit 1,25 MA die Maximalströme des analytischen Modells (siehe Jahresbericht 1977) erreicht. Optimierungsuntersuchungen zur Neutronenausbeute wurden durchgeführt. Dabei wurden die Elektrodengeometrie, der Arbeitsdruck und die Ladespannung weitgehend variiert. Die Neutronenausbeute übertrifft bei reduzierter Energie die Erwartungswerte aus der üblichen Energieskalierung. Im Bereich der vollen Energie von 78 kJ tritt jedoch eine Sättigung der Neutronenausbeute ein. Diese Erscheinung wird auch andernorts beobachtet und wird noch nicht verstanden. Die technische Planung und Konstruktion von DPF 500 wurde unter Verwendung der Erfahrungen an DPF 78 durchgeführt und ist nahezu abgeschlossen. Mit dem Bau des Neutronenlabors für die Anlage DPF 500 soll im Januar 1979 begonnen werden.

4.2 Elektronenaufheizung und Elektronendichte

Die experimentellen Untersuchungen der Röntgenemission aus dem Fokusplasma mit Kanalplatten und Plastikszintillatoren zur orts- und zeitaufgelösten Bestimmung der Elektronentemperatur wurden fortgesetzt.

Durch Erhöhung der Nachweisempfindlichkeit konnte mit den Kanalplatten eine späte Phase im Fokusgeschehen aufgefunden und untersucht werden. Für mehrere 100 nsec zeigen die Röntgenbilder anschließend an die Instabilitätsphase großvolumige Plasmawolken, deren Dichte zu etwa $10^{17} cm^{-3}$ ermittelt wurde. Die Elektronentemperaturen sind im Vergleich zur Instabilitätsphase deutlich reduziert und liegen auf der Achse im Bereich von 450 eV. Während der späten Phase wird der Hauptteil der Neutronen emittiert. Legt man die gefundenen Plasmadaten zugrunde, so kann die gemessene Neutronenproduktion ($5 \cdot 10^9$ Neutronen/Entladung) bei weitem nicht mit einem thermonuklearen Modell erklärt werden, auch dann nicht, wenn die Temperatur der Ionen dreimal höher als die der Elektronen wäre. Dies führt zu dem Schluß, daß der Hauptteil der Neutronen bei unserer Mather-Typ Fokusanlage (NESSI) nicht thermonuklearen Ursprungs ist und sehr wahrscheinlich durch beschleunigte Ionen verursacht wird.

Es wurde versucht, die Elektronendichte durch eine weitere Methode, nämlich durch IR-Laserdiagnostik, zu messen. Untersuchungen mit einem CO_2-Laser ergaben, daß in einem langen Zeitintervall (150 ns vor bis 600 ns nach der maximalen Kompression) Laser-

*) Ab März 1978: Universität Düsseldorf

**) Ab Juli 1978: MPA Stuttgart

absorption stattfindet. Das Absorptionsgebiet ist räumlich sehr ausgedehnt (Durchmesser ≈ 60 mm). Das Absorptionsverhalten kann durch inverse Bremsstrahlung in einem kalten (1–10 eV) und relativ dichten (≈ 10^{17} cm^{-3}) Plasma erklärt werden. Die Ergebnisse aus Röntgen- und Absorptionsmessungen weisen auf räumlich getrennte Zonen mit verschiedener Temperatur, möglicherweise auf Hohlzylinderprofile der Temperatur und Dichte hin.

Zur genaueren Messung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der Elektronendichte im Plasmafokus wurde ein 10fach-Stickstofflaser aufgebaut. Es handelt sich hierbei um zehn einzelne, in frei wählbaren Zeitabständen triggerbare Laserkanäle mit einer Ausgangsenergie von 150 µJ und einem Jitter von 2 ns pro Kanal (Emissionsdauer ca. 1 ns). Dieser 10fach-Laser soll in einem Interferometrie-Aufbau eingesetzt werden.

4.3 Struktur der Stromschicht

Die Untersuchung der stromführenden Schicht ist von Interesse:
a) Zur Bestimmung der Stromverluste im Beschleunigerteil des Fokus, da die Neutronenausbeute mit der 4. Potenz des Pinchstroms skaliert.
b) Zur Klärung der Frage, ob überwiegend resistive oder induktive Prozesse die Neutronenproduktionsmechanismen einleiten.

Die Struktur der Stromschicht wurde an zwei Fokustypen näher untersucht: An NESSI (Mathertyp, 45 kJ, 20 kV) zeigte sich, daß die Breite und Struktur der Stromschicht stark vom Isolatormaterial (Pyrex, Quarz, Berylliumoxid oder Aluminiumoxid) abhängen, wogegen die Neutronenausbeute von der Breite der Schicht (und der damit verbundenen unterschiedlichen Stromdichte zwischen 30 kA/cm^2 und 60 kA/cm^2 bei gleichem Schichtstrom) nahezu unabhängig ist.

Anläßlich eines Gastaufenthalts (H. Schmidt) wurde an der Fokusanlage im Lebedev-Institut in Moskau (Filippov-Typ, 25 kJ, 24 kV) die Schicht-Struktur unter konstanten Versuchsbedingungen an verschiedenen radialen Positionen ebenfalls mit Magnetsonden vermessen. Charakteristisch für das Ergebnis war eine Doppelstruktur, wobei auch geschlossene Stromschleifen im Plasma beobachtet wurden. Die Stromschicht war typisch 2–3 cm breit (bei einem Fülldruck von 0,5 Torr D_2). Vergleichende Betrachtungen der Stromschichtstruktur an Mather- und Filippovfokusanlagen, auch im Vergleich zu 2 D MHD-Rechnungen, sind im Gange.

4.4 Laser – Plasmafokus Wechselwirkungsexperiment

Der Aufbau des Fluorwasserstoff-Lasersystems wurde abgeschlossen.

Das Verstärkerverhalten konnte durch Verringerung der Superstrahlung mit Hilfe von Argon-Zugabe verbessert werden. Der Argon-Zusatz erhöht die Stoßverbreiterung der Linien, ohne die Entladung und die Energiespeicherfähigkeit des Mediums wesentlich zu beeinflussen.

Als Targetplasma soll der Fokus in DPF 78 bei reduzierter Energie verwendet werden. Neben den Standardmeßmethoden an den elektrischen Betriebsgrößen, an harten Röntgenstrahlen und an Neutronen werden folgende Verfahren angewandt und entwickelt: Holographisch interferometrische Dichtemessungen an zwei Punkten mit einem Stickstofflaser ($\lambda = 337$ nm, $t \approx 1$ ns), eine Mehrfachröntgenkamera in der Kanalplattentechnik zur ortsaufgelösten Untersuchung der Röntgenemission.

Einige vorläufige Ergebnisse von Messungen am Targetplasma (ohne Laser) sind:
Am gewählten Arbeitspunkt für den Fokus (60 kV, 28 kJ) folgt die Neutronenausbeute der Stromausbeute $Y_N \sim I^4_{pinch}$. Sie kann damit als optimiert angesehen werden. Die Elektronendichten liegen mit einigen 10^{19} cm^{-3} im gleichen Bereich wie bei Fokusanlagen ähnlicher Energie aber niedrigerer Spannung.

Vorläufige Messungen ergaben eine starke Korrelation zwischen der Anisotropie der Neutronenausbeute, dem Auftreten intensiver, harter Röntgenstrahlung und hohen Amplituden des $\dot{B}$-Signals von Magnetsonden (Amplituden des Instabilitäts-Signals).

4.5 Neutrographie

Zur Erzeugung von Neutronenbildern wurde eine Kombination von Plastikszintillator-Stäbchen, Planardiode (zur Abtrennung der γ-Strahlung) und Bildverstärker mit Polaroid-Kamera verwandt. Erste „Neutronenbilder" konnten mit räumlich getrennten Einzelstäbchen gewonnen werden. Versuche mit gebündelten Stäbchen, die zur Erhöhung der Lichtausbeute mit Aluminiumreflektoren umgeben sind, werden durchgeführt.

4.6 Theoretische Arbeiten

Die Arbeiten zum Einfluß von Runaway-Elektronen auf das Dispersionsverhalten eines Fokusplasmas wurden weitergeführt.

Die bisherigen Skalierungsmodelle für den Plasmafokus können die Sättigungserscheinungen der Neutronenproduktion (siehe 4.1) nicht erklären. Es wird deshalb versucht, unser analytisches Modell, das nur die Rundown-Phase der Fokusentladung erfaßt (siehe Jahresbericht 1977), auch auf die Kompressionsphase auszudehnen. Es wurde eine analytische Lösung für die Stromgleichung in der Kompressionsphase gefunden. Mit Hilfe der Lösung wird nun eine neue Skalierungstheorie entwickelt.

Veröffentlichungen des Instituts für Plasmaforschung der Universität Stuttgart

H. F. Döbele, K. Hirsch, E. Holzhauer, R. Reischl
Plasma Scattering Experiments with a Periodic Nd : YAG Laser at 1.06 μm and a Si-Avalanche Detector, Phys. Lett. **66A,** 31 (1978)

H. F. Döbele, K. Hirsch, M. von Hellermann
On Scattering Diagnostics with Periodically Pulsed Lasers to follow the Continuous Evolution of Time Dependent Plasma Parameters, Plasma Phys. **20**, 241 (1978)

J. H. Massig
Light Scattering from Thermal Density Fluctuations using a CW-CO_2-Laser and Heterodyne Detection, Phys. Lett. **66A**, 207 (1978)

E. Holzhauer, J. H. Massig
An Analysis of Optical Mixing in Plasma Scattering Experiments, Plasma Phys. **20**, 867 (1978)

W. Kunz, G. Dodel
On the Measurement of Poloidal Field Distributions in Tokamaks by Far-Infrared Polarimetry, Plasma Phys. **20**, 171 (1978)

W. Kunz, Equipe TFR
First Measurement of Poloidal-Field-Induced Faraday Rotation in a Tokamak Plasma, Nucl. Fusion **18**, 1729 (1978)

W. Kunz, G. Dodel
Theoretical Considerations and Preparatory Experiments for Poloidal Field Measurements in Tokamaks by Far-Infrared Polarimetry, Infrared Phys. **18,** 769 (1978)

G. Dodel, W. Kunz
A Far-Infrared "Polari-Interferometer" for Simultaneous Electron Density and Magnetic Field Measurements in Plasmas, Infrared Phys. **18,** 773 (1978)

G. Dodel, G. Magyar
Oscillator and Superradiant 66 μ Emission from a "zig-zag" Pumped High-Energy D_2O-Laser, Appl. Phys. Lett. **32**, 44 (1978)

G. Dodel, G. Magyar, D. Veron
Oscillator and Superradiance Characteristics of a "zig-zag" Pumped 66 μm D_2O-Laser, Infrared Phys. **18**, 529 (1978)

H. Schmidt, B. Rückle
Beam Deviation Method as a Diagnostic Tool for the Plasma Focus, Appl. Optics **17**, 1275 (1978)

Konferenzberichte

7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978

E. Holzhauer, G. Janzen, F. Moser, G. Müller, E. Räuchle, E. Schneider, P. G. Schüller
Magnetoacustic Oscillations in High-Beta Plasmas as a Contribution to Plasma Heating, IAEA-CN-37-Q-3

G. Decker, H. Herold, H. J. Kaeppeler, W. Kies, W. Maysenhölder, B. Nahrath, T. Oppenländer, G. Proß, B. Rückle, A. Sauerbrunn, P. Schilling, H. Schmidt, M. Shakhatre, M. Trunk
Neutron Yield Parameters in Plasma Focus Devices, IAEA-CN-37-U-3-2

2nd Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Santa Fé, USA, 1978

H. F. Döbele, K. Hirsch, E. Holzhauer, R. Reischl
Scattering with Periodically Pulsed YAG-Lasers for Time-resolved T_e- and n_e-Measurements, Session C 6

E. Holzhauer, J. H. Massig
Forward Scattering at 10.6 μ using Heterodyne Detection to measure Ion Temperature, Session C 7

3rd International Conference on Submillimetre Wave and Their Application, University of Surrey, Guilford, England, 1978

W. Kunz, G. Dodel
Theoretical Considerations and Preparatory Experiments for Poloidal Field Measurements in Tokamaks by Far-Infrared Polarimetry, SB 3.3

G. Dodel, G. Magyar, D. Veron
Oscillator and Superradiance Characteristics of a "zig-zag" Pumped 66 μm D_2O-Laser, TG 2.2

G. Dodel, W. Kunz
A proposed FIR Polari-Interferometer for Simultaneous Electron Density and Magnetic Field Measurements in Plasmas, Poster Session

W. Kunz, TFR Group
First Measurement of Poloidal Field Induced Faraday Rotation in a Tokamak Plasma, Poster Session

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, München, 1978

P. Schilling
Kleinsignal- und Sättigungsverstärker von HF-Laser-Einzellinien, Verhandl. DPG (VI), **13**, 499 (1978)

F. Moser, E. Räuchle
Magnetohydrodynamische Eigenschwingungen einer radial inhomogenen, zylindrischen Hoch-β-Plasmasäule, Verhandl. DPG (VI) **13**, 612 (1978)

H. J. Massig
Messung kollektiver Streuspektren mit stationärem CO_2-Laser und optischem Überlagerungsempfang, Verhandl. DPG (VI) **13**, 629 (1978)

G. Decker, H. J. Kaeppeler, G. Pross, M. Shakhatre, A. Sauerbrunn, M. Trunk
Wie läßt sich die Effizienz von Plasmafokusanlagen steigern? Verhandl. DPG (VI) **13**, 630 (1978)

W. Kies, Y. H. Chen, L. Flemming, G. Pross
Der Einfluß von Variationen der Beschleunigergeometrie auf das Betriebsverhalten von Plasmafokusanlagen, Verhandl. DPG (VI) **13,** 631 (1978)

W. Maysenhölder, H. Schmidt
Einfluß des Isolatormaterials auf Neutronenausbeute, Strom- und Dichteschicht des Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) **13**, 631 (1978)

C. Gourlan, H. Krögler, Ch. Maisonnier, T. Oppenländer, J. P. Rager
Messung der Magnetfeld- und Stromdichteverteilung am Frascati 1-MJ-Plasmafokus, Verhandl. DPG (VI) **13**, 632 (1978)

G. Dodel, G. Magyar, D. Veron
Oszillator- und Superstrahlungseigenschaften eines gepulsten, CO_2-Laser-gepumpten 66-μm-D_2O-Lasers, Verhandl. DPG (VI) **13,** 659 (1978)

3. DFG-Kolloquium im Schwerpunkt „Fusionsorientierte Plasmaphysik", Garching, 1978

H. Zwicker
500-kJ-Fokus-Projekt

H. Herold
Untersuchungen zur Neutronenemission am Plasmafokus im IPF

K. Hirsch
Streuung mit periodisch gepulstem YAG-Laser

W. Kunz
Poloidalfeldmessung an Tokamaks durch Faradayeffekt

J. H. Massig
CO_2-Laserstreuung mit Überlagerungsempfang

Dissertationen

B. Nahrath
Untersuchungen zur Dynamik des Fokusplasmas durch Messungen der weichen Röntgenstrahlung, Universität Stuttgart, 1978

H. Hailer
Messung des Ionenprofils durch stationäre CO_2-Lichtstreuung an einem Wasserstoffplasma, Universität Stuttgart, 1978

J. H. Massig
Lichtstreuung an einem Bogenplasma mit stationärem CO_2-Laser und optischem Überlagerungsempfang, Universität Stuttgart, 1978

Diplomarbeiten

W. Maysenhölder
Einfluß des Isolatormaterials auf Neutronenausbeute, Strom- und Dichteschicht des Plasmafokus

Laborberichte

B. Nahrath
Untersuchungen zur Dynamik des Fokusplasmas durch Messungen der weichen Röntgenstrahlung, Bericht IPF-78-1

K. Hirsch, E. Holzhauer, R. Reischl, H. F. Döbele
Plasma Scattering Experiments with a Periodic Nd: YAG Laser at 1.06 μm and a Si-Avalanche Detector, Preprint IPF-78-2

H. Schmidt, B. Rückle
Beam Deviation Method as a Diagnostic Tool for the Plasma Focus, Bericht IPF-78-3

J. H. Massig
Light Scattering from Thermal Density Fluctuations using a CW-CO_2-Laser and Heterodyne Detection, Preprint IPF-78-4

H. Hailer
Messung des Ionenprofils durch stationäre CO_2-Lichtstreuung an einem Wasserstoffplasma, Bericht IPF-78-5

E. Räuchle
Nichtaxialsymmetrische Alfvén-Wellen in zylindrischen, radial inhomogenen Plasmen, Bericht IPF-78-6

G. Janzen
Wellenausbreitung in einem temperierten Plasma mit n Ionensorten, Bericht IPF-78-7

J. H. Massig
Lichtstreuung an einem Bogenplasma mit stationärem CO_2-Laser und optischem Überlagerungsempfang, Bericht IPF-78-8

T. Oppenländer
Measurement of Magnetic Field and Current Density Distribution in the Frascati 1 MJ Plasma Focus Device, Report 78.6 Associazione Euratom-CNEN, Sulla Fusione Centro Di Frascati

Institut für Festkörperphysik, Lehrstuhl E20, der Technischen Universität München

(Prof. Dr. Dietrich Menzel)

Die Messungen zur photonenstimulierten Desorption mit weicher Röntgenstrahlung wurden fortgesetzt. Der Vergleich von PSD- und ESD-Ergebnissen der Adsorptionssysteme H, O und CO auf W (100) führt zu Schlüssen über die Beiträge verschiedener Primäranregungsprozesse. Die Desorptionswahrscheinlichkeiten hängen von dem jeweiligen Oberflächenzustand ab.

Photonenstimulierte Desorption von Adsorptionsschichten auf Metalloberflächen bei hohen Photonen-Energien

(F. Franchy, F. Frenkel, D. Menzel)

Die im Vorjahr begonnenen PSD-Untersuchungen mit 1500 eV-Photonen an den Adsorptionssystemen O, H und CO auf W (100) wurden fortgeführt und mit ESD (30–3000 V) verglichen. Dabei ergab sich folgendes Verhalten:

– H/W (100): Es konnte keinerlei Ionendesorption durch weiche Röntgenstrahlung nachgewiesen werden. Die Desorptionswahrscheinlichkeit ist kleiner als 2×10^{-9} H^+-Ionen/Photon. Für ESD (30–3000 eV) ergab sich das aus der Literatur bekannte Verhalten.
Die Neutralteilchen-Desorptionswahrscheinlichkeit von einer gesättigten Adsorptionsschicht beträgt etwa 4×10^{-3} H_2-Moleküle/Photon.

– O/W (100): Die Photodesorption von O^+-Ionen zeigt qualitativ die gleichen bedeckungsabhängigen Charakteristika wie ESD (40–150 eV). Die Energieverteilungen der O^+-Ionen sind bei PSD und ESD gleich, was es wahrscheinlich macht, daß es sich in beiden Fällen um die gleichen Quellenzustände handelt. Bei voller Bedeckung beträgt die PSD-Wahrscheinlichkeit etwa 1×10^{-6} O^+-Ionen/Photon.

Die Neutralteilchen-Desorptionswahrscheinlichkeiten von einer gesättigten Adsorptionsschicht wurden zu etwa 3×10^{-3} Atome/Photon und 1×10^{-5} O_2-Moleküle/Photon gemessen; diese Werte sind jedoch wahrscheinlich sehr ungenau.

– Molekulares CO/W (100): Zwischen PSD und ESD ergaben sich erhebliche Unterschiede. Während bei ESD (EP $<$ 530 eV) vor allem CO^+-Ionen neben wenig O^+-Ionen desorbieren, ist das Verhältnis bei PSD umgekehrt. Die Energieverteilung der O^+-Ionen ist bei ESD und PSD verschieden. Mit zunehmender Primärenergie der Elektronen (3000 eV $>$ Ep $>$ 530 eV) nimmt das CO^+:O^+-Verhältnis ab; dies macht es wahrscheinlich, daß bei hohen Elektronenenergien ein zusätzlicher Desorptions-Mechanismus wirksam wird.

Die PSD-Wahrscheinlichkeiten betragen etwa 6×10^{-8} CO^+-Ionen/Photon und 4×10^{-7} O^+-Ionen/Photon.

Von einer gesättigten Schicht bei 120 K beträgt die Neutralteilchen-Desorptionswahrscheinlichkeit etwa 1×10^{-2} CO-Moleküle/Photon.

Die PSD von O_2 und H_2 auf W (100) kann durch ESD der bei Photonenbeschuß der Oberfläche emittierten Photo- und Sekundärelektronen erklärt werden.

Die PSD von molekular adsorbiertem CO/W (100) läßt den Schluß zu, daß die direkte Rumpfionisation durch Photonen einen wichtigen Primärschritt bei der Desorption darstellt. Die Desorption der O^+-Ionen erfolgt durch anschließende Augerzerfälle, die zur doppelten Valenzionisation führen.

Die PSD-Ergebnisse zeigen, daß energiereiche Photonen (1487 eV) durchaus direkt oder indirekt (durch Photo- und Sekundärelektronen) die Desorption von geladenen oder neutralen Teilchen bewirken können. Die gefundenen Desorptionswahrscheinlichkeiten haben etwa die gleiche Größenordnung wie die entsprechenden durch Elektronenstoß bewirkten Prozesse.

Veröffentlichungen und Konferenzberichte

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, München, 1978

Franchy, R., Menzel, D.
Photodesorption in VUV und durch weiche Röntgenstrahlung, Verhandl. DPG, 1978, 559-590

Diplomarbeit

Frenkel, F.
Photodesorption von W (100), TU MÜnchen, 1978

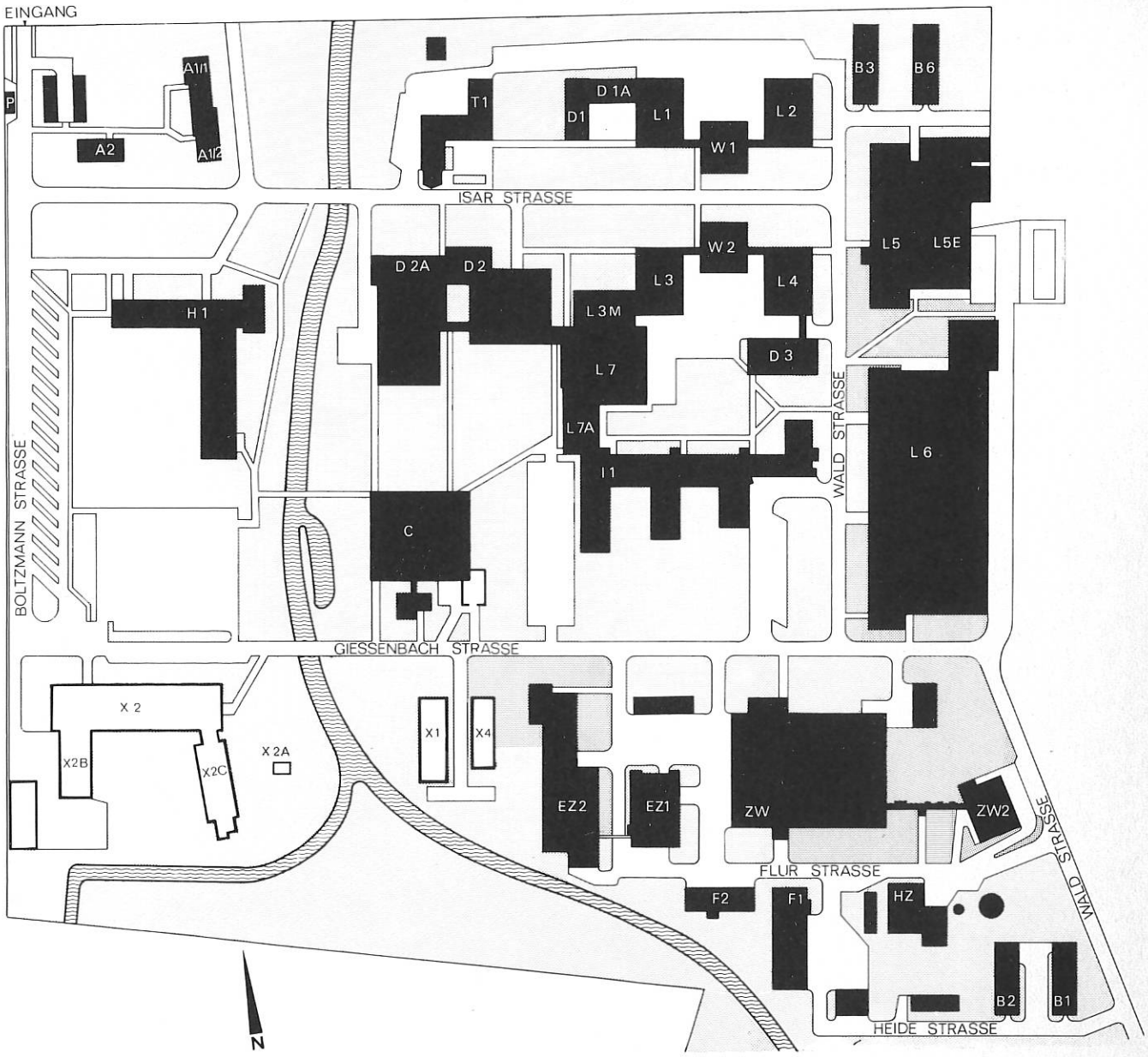
Dissertation

Franchy, R.
Vergleich zwischen photonenstimulierter Desorption mit weicher Röntgenstrahlung und elektronenstimulierte Desorption von Adsorptionsschichten auf Wolfram, TU München, 1978

JAHRESBERICHT 1978

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (IPP) · 8046 Garching bei München
Telefon (089) 32 99-1, Telex 05 215 808

Redaktion und Gestaltung: Dr. Brigitte Röthlein und Dr. Gerhard Zankl
Gesamtherstellung: R. Koehler-Druck GmbH & Co KG, München
© 1978 Copyright by IPP GARCHING
Printed in Germany



D1, D1A, L1, W1	Bereich Beschleunigung
W2, L4, D3	Bereich Oberflächenphysik
L3, L3M, L7, L7A	Bereich Niedrig-Beta-Stellaratoren
D2, D2A	Bereich Theorie
D2A, D2, T1	Bereich Informatik
L6	Bereich Tokamak
L6, L2	Bereich Hoch-Beta-Plasmen
I1	Bereich Technologie
ZW1, ZW2	Zentralwerkstatt-Zentrallager
EZ1, EZ2	Energiezentralen
B3, B6	Gerätepool

H1	Geschäftsführung, Verwaltung, Allgemeine Dienste
B1, B2	Hausverwaltung
C	Kantine
P	Pforte
F1, F2	Fahrbereitschaft
HZ	Heizzentrale
A	Dienstwohnungen, Gästewohnungen
L5, L5E	Projektgruppe Laserforschung
X1–X4	Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik (Institut für Extraterrestrische Physik)

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