

J A H R E S B E R I C H T 1968

des

Institutes für Plasmaphysik GmbH  
München - Garching

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

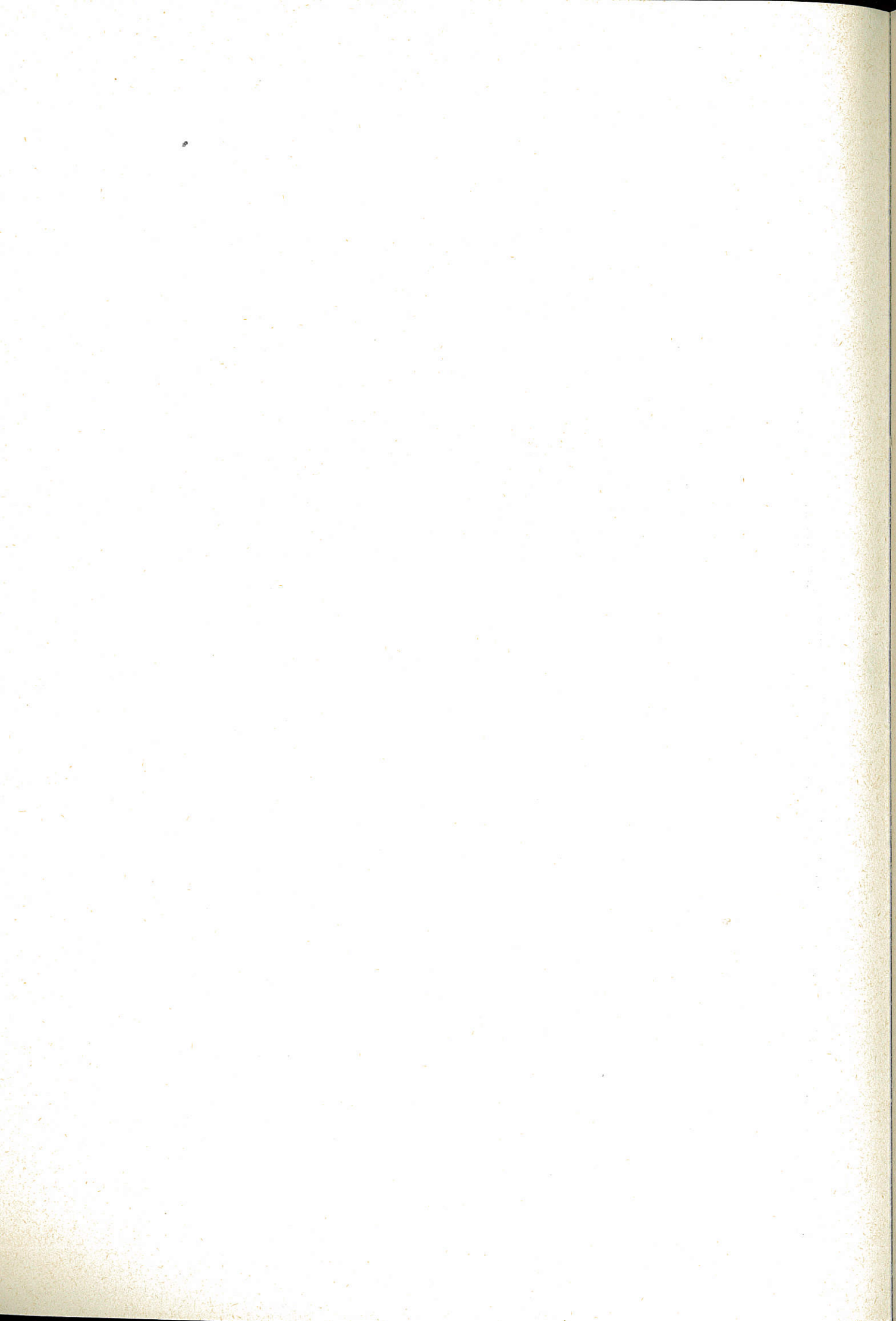
# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

## EINLEITUNG

Seite

## EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1 ( PROF. DR. FÜNFER )

Übersicht	1
<u>1. Linearer Theta-Pinch</u>	2
1.1 Vorionisierung	2
1.2 MJ-Theta-Pinch Experiment Isar I	3
1.2.1 - 1.2.3 Experimente mit der 1.5 m Spule	
1.2.1 Neutronen-Diagnostik	3
1.2.2 Spiegelinstabilitäten	4
1.2.3 "Bump"-Experiment	5
1.2.4 Erste Experimente mit der 5,4 m langen Spule	7
1.3 Theta-Pinch Isar II	7
1.4 Theta-Pinch Isar III	8
1.4.1 Vorwärtsstreuung von Laserlicht am Plasma	8
1.4.2 Ionenenergieanalyse mit einem 10-Kanal Spektrometer	8
1.5 Theta-Pinch Isar IV	8
<u>2. Stoßfreie Kompression und Turbulenzheizung eines Plasmas bei Ausgangsdichten zwischen <math>10^{12}</math> und <math>5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}</math></u>	12
2.1 UV-Strahlungsvorionisierung	12
2.2 Theta-Pinch Vorionisierung	12
2.3 Stoßfreie Stoßwellen	14
a) Nicht-stationäre Stoßwellen bei Dichten von $10^{12}$ bis $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	14
b) Quasi-stationäre Stoßwellen bei Dichten von $1 - 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	15
2.4 Numerische MHD-Rechnungen	16
<u>3. Toroidaler Theta-Pinch</u>	
3.1 Toroidaler Theta-Pinch mit nicht-helischem Hexapol	19
3.2 Toroidaler Theta-Pinch mit überlagertem helischen Hexapolfeld	19
<u>4. Theoretische Arbeiten</u>	20
4.1 Relaxation anistropen Plasmen	20
4.2 Dynamische Stabilisierung	20
4.3 Screw-Pinch	21
4.4 2-Dimensionales MHD-Programm ( r, z )	21
4.5 1-Dimensionales MHD-Programm	21
4.6 Numerische Rechnungen zur Instabilität eines gewellten $\theta$ -Pinches	22
4.7 Untersuchung der Kompression eines Plasmas mit anomaler Elektronen-Reibung	22
4.8 Quasilineare Theorie der Leitfähigkeit eines stoßfreien, schwach turbulenten Plasmas in einem elektrischen Feld	22
4.9 Überkritische Kompressionswelle	22
4.10 Transportkoeffizienten in einem anisotropen Plasma	23
<u>5. Spezielle Meßmethoden und Untersuchungen an heißen Plasmen</u>	23
5.1 Streuung von Laserlicht an Plasmen	23
5.2 Strahlenmessungen im Vakuum-UV	24
5.3 Messung von Dichte und Magnetfeld in einem Plasma mit Hilfe des Faraday-effektes	25



1. <u>Toroidale Einschließung - WENDELSTEIN</u>	26
1.1 Übersicht	26
1.2 W I Ia ( kreisförmiger Stellarator )	26
1.3 CO <sub>2</sub> - Laser	29
1.4 Numerische Rechnungen zum Magnetfeld des W I Ia ( gemeinsam mit Frau Croci, Abt. Theorie )	29
1.5 Untersuchungen am Ba-Plasma	31
1.6 W V ( Oktopol )	31
1.7 W VI ( supraleitender Quadrupol )	33
2. <u>Thermische Plasmen und Sondendiagnostik</u>	33
2.1.1 Q-Maschine "ALMA II"	33
2.1.2 Q-Maschine "ALMA III"	34
2.1.3 Q-Maschine "Barbara"	36
2.1.4 Cs-Diode "Elsa"	37
2.2.1 Plasmadiagnostik mit Bersteinwellen	39
2.2.2 Elektronenstrahl-Wechselwirkung	40
3. <u>Ionenzyklotronheizung</u>	41
4. <u>Mikrowellen-Diagnostik und Mikrowellen-Optik</u>	42
5. <u>Mikrowellen-Plasmakanone</u>	43
6. <u>Strahlplasma-Wechselwirkung</u>	45
6.1 WW II	45
6.2 Experiment Jojo	45
7. <u>Wandproblem</u>	45
7.1 Oberflächen	46
7.1.1 Ionenbeschuß von Festkörperoberflächen	46
7.1.2 Rückstreuungs-Experiment	46
7.1.1.2 Protonenbeschuß bis 20 keV	46
7.1.1.3 SORBAS	46
7.1.1.4 Feldemissionsuntersuchungen	47
7.1.1.5 Mikrostrahlsonde	47
7.2 POLARIS	47
7.3 Total- und Partialdruckmessungen	47
7.3.1 Ionisationsmanometer für Drücke im Bereich von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr.	47
7.3.2 Statisches Weitwinkelmassenspektrometer	48
7.4 WW-Plasma-Wand	48

1.	<u>Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte</u>	49
1.1	Wasserstoffbögen im Magnetfeld	
1.1.1	Der Einfluß eines starken axialen Magnetfeldes auf die Form eines Wasserstoffbogens	49
1.1.2	Theoretische Untersuchungen über Wasserstoff-Lichtbögen in achsenparallelen Magnetfeldern	51
1.1.3	Untersuchung der Stabilität eines Wasserstoff-Lichtbogens im überlagerten B-Feld	52
1.1.4	Messung der elektrischen magnetischen Felder in einem Wasserstoff-Lichtbogen mit axialem B-Feld	54
1.1.5	Temperatur- und Dichtebestimmung an Lichtbögen mit Hilfe von Laserstreuung	55
1.1.6	Toroidaler Bogen	58
1.2	Eieruhr	59
1.2.1	Lineare Eieruhr mit 3 m-Spule	59
1.2.2	Untersuchungen zum Druckaufbau im Heliumplasma	60
1.2.3	Die spektroskopische Temperaturbestimmung in der Eieruhr	61
1.2.4	Streuung von Laserlicht am Eieruhrplasma	61
1.2.5	Gekrümmte Eieruhr	62
2.	<u>Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung</u>	63
2.1	Herstellung kleiner Teilchen aus festem Wasserstoff	63
2.2	Eindimensionales gasdynamisches Modell	63
2.3	Beschuß von Folien aus festem Wasserstoff mit Laserstrahlung	66
2.4	Holographische Kurzzeit-Interferometrie	67
2.5	Entwicklung eines mode-locked Rubinlasers für Diagnostikzwecke	68
2.6	Verbesserung eines Fabry-Perot-Interferometers	69
2.7	Abschätzungen zur nichtlinearen Laser-Plasma-Wechselwirkung	69
3.	<u>Stoßwellenexperimente, Probleme nichtstationärer MHD-Energiekonversion und Plasmaeinschluß</u>	70
3.1	Stoßwellenexperimente	70
3.2	Theoretische Betrachtungen zur Reflexion von Stoßwellen an Magnetfeldern	74
3.3	Plasmabeschleunigung	74
4.	<u>Magnetoplasmadynamik</u>	75
4.1	MHD-Generator mit segmentierten Elektroden ( Faraday-Generator )	75
4.2	Untersuchung von Ionisations-Instabilitäten	77
4.3	Untersuchung der Potentialverteilung in einem simulierten MHD-Generator	78
4.4	Spektroskopische Untersuchungen an Edelgas-Alkali-MHD-Strömungen	79
4.5	Simulation der Stromkonzentration an den Elektroden eines MHD-Generators mit Hilfe von Halbleiter-Platten	79
4.6	Theoretische Untersuchungen an MHD-Strömungen	81
4.7	Entladungen in reinen Edelgasen	81
4.8	Thermodynamische Überlegungen zur MHD-Energie wandlung	83

	Seite
5. <u>Wellen in Plasmen</u>	83
5.1 Mitführung elektromagnetischer Wellen in bewegten Plasmen	83
5.2 Ausbreitung von Bernsteinwellen	85
5.3 Untersuchungen an einem Mikrowellen-Fabry-Perot-Resonator	87
5.4 Plasmaheizung mit stochastischen Feldern	87
5.5 Untersuchung einer Temperaturinstabilität in einer modifizierten Penning-Entladung ( PIG III )	88
5.6 Infrarot-Laser für die Plasmadiagnostik	90
5.7 Diagnostische Untersuchungen mit einem CO <sub>2</sub> -Laser	91
5.8 Submillimeter-Laser mit Hilfseinrichtungen	92
5.9 Optisches Banksystem	92
5.10 Medizinische Mikrowellenprobleme	93
5.10.1 Breitbandmessplatz	93
5.10.2 Messung der Blutgerinnung im GHz-Bereich mit dem 3 cm Mikrowellen-Interferometer	94
5.10.3 Beiträge zur Aufklärung der Wasserstruktur mit DK-Messungen im GHz-Bereich	94
5.10.4 Streuversuche mit 8 mm Wellenlänge	94

THEORIE ( PROF. DR. SCHLÜTER )

1. <u>Gleichgewicht</u>	95
1.1 Lineare und toroidale MHD-Gleichgewichte	95
1.2 Stationäres Gleichgewicht im Stellarator	95
1.3 Klassische Diffusion in allgemeiner toroidaler Geometrie	96
2. <u>Stabilität</u>	96
2.1 Stabilität von axialsymmetrischen MHD-Gleichgewichten ohne Stagnationspunkt	96
2.2 Niederfrequente Austausch-Instabilitäten	96
2.3 Drift-dissipative Instabilität	97
2.4 Krümmungsstabilisierung der Driftinstabilitäten	97
2.5 Absolute und konvektive Instabilität	97
2.6 Mikroinstabilitäten in endlichen Spiegelmaschinen	97
3. <u>Nichtlineare Wellen</u>	98
3.1 Nichtlineare Wechselwirkung longitudinaler Wellen	98
3.2 Kinetische Wechselwirkung von Plasmawellen	98
3.3 Exakte quasineutrale nichtlineare Plasmawellen	98
3.4 Totale Energie einer Mode	99
4. <u>Transportkoeffizienten, Heizung</u>	99
4.1 Erhöhte klassische Diffusion im Torus	99
4.2 Lineare Leitfähigkeit von Magnetoplasmen	100
4.3 Nichtlineare Leitfähigkeit	100
4.4 Ein stochastisches Modell der Elektronenzyklotronheizung	100

	Seite
5. <u>Plasmadynamik, Mehrkörperproblem</u>	101
5.1 Numerische Rechnungen zum Theta-Pinch	101
5.2 Temperaturprofil einer toroidalen Entladung	101
5.3 Numerisches Modell zur Stellaratordiffusion	101
5.4 Toroidaler Schneepflug	102
5.5 Numerische Modelle zum gravitativen Mehrkörperproblem	102
6. <u>Konvektionsströmungen</u>	102
6.1 Über die Stabilität einer zweidimensionalen Konvektionsströmung	102
6.2 Der Übergang von laminarer Konvektion zu thermischer Turbulenz in einer rotierenden Schicht	102
7. <u>Numerische Berechnungen</u>	103
7.1 Monte-Carlo-Methode	103
7.2 Rechnungen zur Injektion und Kompression eines Ringes relativistischer Elektronen	103
7.3 Numerische Untersuchung der Stabilität eines relativistischen Strahlgleichgewichtes	103
7.4 Flächendichte und Energieverteilung auftreffender Ionen bei Beschuß von Elektroden	104
8. <u>Numerische Mathematik, Rechenanlage</u>	104
8.1 Ein Dirichletproblem	104
8.2 Parabolisches Anfangs-Randwertproblem	104
8.3 Stabilität hyperbolischer Differenzenschemata	105
8.4 Differenzenschemata für parabolische Differentialgleichungen	105
8.5 Allgemein verwendbare Programme	106
8.6 Ausbildung der Programmierer	107
8.7 Rechenanlage	107

ABTEILUNG TECHNIK ( DIPL. - ING. K.H. SCHMITTER )

1. <u>Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut</u>	110
1.1 <u>500 kJ-Stoßstromanlage Isar II</u>	110
1.2 1.5/2.6 MJ-Stoßstromanlage Isar I	113
1.3 Turbulenzexperiment	113
1.4 500 kV-Projekt	113
1.5 Magnetfeldspule für Wasserstoff-Bogen-Experiment	116
1.6 Wassergekühlte Magnete für verschiedene Anwendungen	116
1.7 Der 15-GHz-Mikrowellensender für die Elektronengyroresonanzheizung	116
1.8 Festkörper-Impulslaser	118
2. <u>Technologische Forschungsarbeiten</u>	119
2.1 <u>Hochspannungstechnische Arbeiten</u>	119
2.1.2 Die Erosion an Elektroden in Hochstromentladungen unter hohem Druck	119
2.2 <u>Supraleitung</u>	124
2.2.1 Supraleitende Magnetfeldspulen	124
2.2.2 Stabilisierung von Supraleitern	126
2.2.3 Einfluß schnell veränderlicher magnetischer Fremdfelder auf das Verhalten harter Supraleiter und supraleitender Spulen	127

	Seite
2.3 Theorie der schnellen Energiespeicher	127
2.4 Kryotechnik	127
2.4.1 Thermische Vakuumpkontakte bei tiefen Temperaturen	127
2.4.2 Zustandsdiagramm des Systems Hg-In und mechanische Eigenschaften von Hg-In-Legierungen bei tiefen Temperaturen	127
2.5 Laser	132
2.5.1 Neodym-Flüssigkeitslaser	132
2.5.2 Funkenstreckentriggerung mit Laserlicht	135
3. <u>Standardgeräte- und Bauelementeentwicklung</u>	137
3.1 Hochspannungstechnik	137
3.1.1 Spezialkondensatoren	137
3.1.2 Ferritentkoppelte Schalter	137
3.1.3 Impulsgenerator großer Steilheit	138
3.1.4 500 kV-Stoßspannungsmeßwiderstand	138
3.1.5 Symmetrische hochbelastbare Abschwächglieder und Abschlußwiderstände	139
3.2 Elektronische Standardgeräte	139
3.2.1 Leistungsstabilisiertes Netzgerät EL 068 E	139
3.2.2 Elektronisch stabilisierte Gleichspannungsversorgungsgeräte	140
3.2.3 Universal-Bildwandler EL 154	140
3.3 Mach-Zehnder-Interferometer	140
4. <u>Sonstige technische Arbeiten</u>	142
4.1 Konstruktionsbüros	142
4.2 Chemie und Galvanik	142
4.3 Numerisches Rechnen und Analogtechnik	143
4.3.1 Magnetfeldprogramme	143
4.3.2 Analogtechnik und Netzwerkprogramme	143
4.4 Dokumentation	144
4.5 Service	144
5. <u>Zentralwerkstätten</u>	144
5.1 Mechanische Werkstätten und Schreinerei	144
5.2 Zentrale Elektrowerkstatt	148
5.3 Zentrale Elektronikwerkstatt	148
<u>RELATIVISTISCHE PLASMEN ( PROF. DR. SCHLÜTER )</u>	
Die Elektronenkanone	152
Der magnetische Kompressor	152
Die Strahlinjektion	153
Die Diagnostik	153
Theoretische Arbeiten	153
1. <u>Relativistische magnetohydrodynamische Gleichungen</u>	153
2. <u>Ringaufweitung</u>	153
3. <u>Die Ringmasse</u>	154
4. <u>Ringgleichgewicht</u>	154
<u>GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG</u>	
I. Organisatorischer Aufbau der Institut für Plasmaphysik GmbH	155
II. Entwicklung im Jahre 1968	156
<u>Veröffentlichungen</u>	165
<u>Laborberichte</u>	173



EINLEITUNG

Im Institut für Plasmaphysik werden mit den Methoden der Grundlagenforschung die physikalischen Voraussetzungen studiert, unter denen es in einem Gemisch von Isotopen des Wasserstoffs möglich ist, durch gesteuerte Kernverschmelzungsreaktionen Energie zu erzeugen. Die Hauptaufgabe besteht darin, ein Plasma, d.h. ein Gas aus elektrisch geladenen Teilchen über lange Zeit auf einer Temperatur von mehreren hundert Millionen Grad zu halten. Während die Erzeugung von Temperaturen in diesem Bereich keine grundsätzlichen Schwierigkeiten bereitet, gilt das Hauptinteresse der Frage, wie man das Plasma vor einer Berührung mit materiellen Wänden bewahren kann. In den Bemühungen der Theorie und bei der Planung und Durchführung von Experimenten wird daher versucht, die Kenntnis über den Plasmazustand der Materie zu erweitern, um gezielte Fragen über sein Verhalten stellen zu können. Gegenüber den vergleichsweise gut bekannten Aggregatzuständen - feste Körper, Flüssigkeiten, Gase - zeichnet sich der Plasmazustand der Materie durch sein komplexes Verhalten, insbesondere in der Gegenwart von Magnetfeldern, aus, die für Experimente in der Plasmaphysik stets wesentlich sind.

Neben den Problemen der fusionsorientierten Forschung wurde im Institut, allerdings in geringerem Umfang, die Möglichkeit untersucht, das Plasma als bewegten Teil von Generatoren zu benutzen. Ferner wurde im Berichtsjahr das Studium relativistischer Plasmen in das Forschungsprogramm mit dem Ziel aufgenommen, die gewonnenen Erkenntnisse zum Bau eines neuartigen Beschleunigers anzuwenden. Die auftretenden physikalischen Probleme, wie z.B. Stabilität eines Ringstromes relativistischer Elektronen im Magnetfeld, sind die der Plasmaphysik und fallen somit in den Arbeitsbereich des Instituts.

Das wissenschaftliche Programm des Instituts wird durch Beschlüsse der Wissenschaftlichen Leitung festgelegt, eines kollegialen Organs, dem die wissenschaftlichen Mitglieder des Instituts angehören. Die Herren Schlüter und Meusel sind Geschäftsführer der GmbH. Leitung und Verwaltung des Instituts folgen den Grundsätzen der Max-Planck-Gesellschaft. Im Berichtsjahr bestand zwischen dem Institut und EURATOM kein Assoziationsvertrag. Dennoch wurde die Verbindung zu den anderen EURATOM-Assoziationen über die Groupe de Liaison aufrechterhalten.

Die wissenschaftlichen Arbeiten des Instituts wurden in vier experimentellen Abteilungen und in den Abteilungen Theorie und Technik durchgeführt. Bei der Planung, dem Aufbau und der Durchführung größerer Experimente sind in der Regel Wissenschaftler mehrerer Abteilungen beteiligt. Da nicht klar ist, auf welchem Wege das Ziel der Einschließung eines heißen Plasmas für lange Zeit erreicht werden kann, werden verschiedene Möglichkeiten gleichzeitig untersucht, so daß sich in den einzelnen Abteilungen verschiedene Schwerpunkte ergeben.

Die Arbeiten der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1 (Prof. E. Fünfer) verfolgen seit Jahren das Ziel, durch schnelle magnetische Kompression ein Fusionsplasma ausreichender Temperatur und Dichte zu erzeugen. Da die Einschlußzeit in den bisher untersuchten linearen Anordnungen begrenzt ist durch Endverluste, ergibt sich eine Verlagerung der Schwierigkeiten auf Fragen des Einschließungsverhaltens. Als Vorstufe für Torusentladungen werden Experimente am modifizierten linearen  $\theta$ -Pinch durchgeführt, um Aussagen über das Stabilitätsverhalten des Plasmas in gekrümmten Geometrien zu gewinnen. Bei diesen Kompressionsexperimenten verlangt der schnelle zeitliche Verlauf der Entladung besondere Meßmethoden. Die Laserdiagnostik und die Analyse der durch Fusionsreaktionen erzeugten Neutronenstrahlung, also Methoden, die ohne direkten Eingriff in das Plasma detaillierte Angaben über seinen Zustand erbringen, wurden weiterentwickelt. Andere Untersuchungen befaßten sich mit dem Einfluß der Vorionisierung auf das eingefangene Feld, auf Instabilitäten usw. Die Experimente zur stoßfreien Stoßheizung wurden begonnen. Da die Eigenschaften der durch schnelle Kompression erzeugten Plasmen von der Dynamik des Kompressionsprozesses bestimmt werden, erfordert eine Interpretation der Messungen ein Verständnis des gesamten dynamischen Vorgangs, eine Aufgabe, die nur durch umfangreiche numerische Rechnungen gelöst werden konnte.

Das Forschungsprogramm der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2 (Leitung Dr. G. von Gierke) gliedert sich in drei Problemkreise. In der Gruppe WENDELSTEIN wurde das Einschlußverhalten sowohl in einer toroidalen Oktopolanordnung als auch in der komplizierten Magnetfeldgeometrie des neuen, mit helikalen Stabilisierungswindungen vom Typ  $\ell = 2$  ausgestatteten, versicherungsfreien Stellarators W IIA mittels eines dünnen und kalten Ba-Plasmas mit seinen relativ gut bekannten Eigenschaften untersucht. Spezielle Meßmethoden wurden entwickelt, um ohne Störung des Plasmas seine charakteristischen Eigenschaften messen zu können. Mit Hilfe eines gepulsten Elektronenstrahles ließen sich die sogenannten magnetischen Flächen mit hoher Genauigkeit bestimmen; Übereinstimmung mit numerischen Rechnungen wurde gefunden. Im Stellarator W IIA wurde in bestimmten Parameterbereichen eine lange Einschlußzeit des Plasmas festgestellt, überraschenderweise zeigten sich bei bestimmten Werten der Rotationstransformation  $\epsilon$  steile Minima im Verlauf  $n(\epsilon)$ , deren Ursachen noch nicht verstanden sind. Die Vorarbeiten zum Bau einer Apparatur, in der supraleitende, stromführende Ringe, umgeben von Plasma, durch magnetische Kräfte im Schweben gehalten werden sollen, wurden weitergeführt.

Eigenschaften des Plasmas in einem Magnetfeld und seine Wechselwirkung mit Strahlung verschiedener Frequenz bzw. mit Teilchenstrahlen bildeten einen zweiten Problemkreis. In den sogenannten Q-Maschinen wird ein Plasma durch Kontaktionisation von Alkali- und Erdalkaliatomen an heißen Schwermetallplatten erzeugt, durch diese axial begrenzt und seitlich in einem Magnetfeld gehalten. Im stationären Betrieb eignen sich diese Meßapparaturen vorzüglich zur Entwicklung von Dichtemeßmethoden und zur Bestimmung der Verlustraten sowie zur Untersuchung der sogenannten Driftwellen. Die Versuche zur Ionenzyklotronheizung des Plasmas wurden fortgeführt, spezielle Mikrowellenmeßmethoden entwickelt und die Physik einer leistungsstarken Plasmakanone studiert.

Eine weitere Arbeitsgruppe befaßt sich mit der Wechselwirkung eines Plasmas mit materiellen Wänden. Obgleich durch starke magnetische Kräfte in der Mitte des Entladungsgefäßes festgehalten, verliert das Plasma stets einen Teil seiner Ionen durch Diffusion quer zum Magnetfeld. Diese treffen mit relativ hoher Energie auf die Gefäßwände und bewirken Zerstäubungsprozesse, wobei die abgetragenen Teilchen als Verunreinigungen ins Plasma zurückgelangen können und eine Abkühlung verursachen. Ein Verständnis der Vorgänge auf Festkörperoberflächen ist für einen künftigen Fusionsreaktor unbedingt notwendig. Die Kenntnisse müssen im Zusammenspiel von theoretischer Analyse und Experimenten in relativ einfachen Situationen gewonnen werden. Daher werden Kupfer-Einkristalle mit Protonen verschiedener Energien beschossen und die rückgestreuten Teilchen untersucht. Die direkte Beobachtung von Oberflächen mit Hilfe der Feldemission wurde benutzt und die Hilfsmittel, insbesondere Messung von Partialdrucken durch Massenspektrometer und von Totaldrucken durch Ionisationsmanometer, wurden entwickelt.

In der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3 (Leitung Prof. R. Wienecke) wurden die Untersuchungen an Plasmen in elektrischen Lichtbögen mit überlagertem Magnetfeld fortgesetzt, um die Heizungs- und Verlustmechanismen zu klären. Dabei wurde auch das Gleichgewichts- und Stabilitätsverhalten einer Entladung, umgeben von einem Neutralgasmantel, in einem Halbtorus studiert. Entgegen der Erwartung driftete das heiße Plasma nicht zur äußeren Toruswand; es verformte sich lediglich der Querschnitt elliptisch. Hierdurch steigen die Ausichten, auch ausgehend von Lichtbögen zu ringförmig geschlossenen Anordnungen übergehen zu können. Der Absorptionsmechanismus und die Dynamik des durch Beschuß von Folien aus festem Wasserstoff mit Riesenimpulslasern erzeugten Plasmas konnten experimentell und theoretisch weitgehend verstanden werden. Die Messungen der räumlichen Verteilung von Stromdichte und elektrischem Potential in mit Alkalimetallen geimpften Edelgas-MHD-Generatoren wurden weitergeführt. Mit Vorionisation wurden Stromdichten von  $10\text{A}/\text{cm}^2$  erreicht. Stoßwellen und Methoden

der Plasmabeschleunigung wurden angewandt, um die Wechselwirkung schneller Plasmastrahlen mit zu ihrer Strömungsrichtung parallelen und senkrechten Magnetfeldern zu untersuchen. Dabei wurden reflektierte Stoßwellen erzeugt, die gegen die Strömung aus der Wechselwirkungszone herausliefen. In der Arbeitsgruppe, die sich mit der Ausbreitung von Mikrowellen in Plasmen beschäftigt, wurde den Mitführungseffekten von Mikrowellen in strömenden Plasmen besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Untersuchungen zur stochastischen Heizung eines Plasmas wurden aufgenommen.

In der Abteilung Relativistische Plasmen (Leitung Prof. A. Schlüter) wurde nach einem Beschluß der Wissenschaftlichen Leitung am 1. Oktober 1968 die Untersuchung der Grundlagen für die kollektive Ionenbeschleunigung aufgenommen. Bis zum Ende des Berichtsjahres wurden die Kerngrößen eines Elektronenring-Experiments festgelegt und die wesentlichen Teile der Versuchsanlage fertiggestellt.

Die Arbeiten in der Abteilung Theorie (Leitung Prof. A. Schlüter, ab 1. November 1968 kommissarisch Dr. D. Pfirsch) umfaßten wieder den gesamten Bereich von Untersuchungen zu den theoretischen Grundlagen der Plasmaphysik bis hin zu Untersuchungen, die unmittelbar mit der Interpretation von Messungen oder mit der Vorbereitung konkreter Experimente verbunden waren. Dem Verständnis dienten in besonderem Maße die Arbeiten über die mikroskopische Theorie und eine ganze Anzahl von Versuchen, die gewohnten linearen Theorien in den Bereich größerer Amplituden durch Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte auszudehnen. Die erhebliche Steigerung der Schwierigkeiten, die bei diesen Bemühungen unvermeidlich sind, beschränken sie auf Fälle, bei denen die geometrischen Verhältnisse besonders einfach sind. Daher mußte auch die lineare Theorie, insbesondere die der Stabilität, weiter ausgebaut werden. Hierbei konzentrierten sich die Arbeiten des Berichtsjahres auf die Instabilitäten, die mit Inhomogenitäten des Plasmas zusammenhängen und nicht durch eine makroskopische Theorie beschrieben werden können. In direktem Zusammenhang mit den experimentellen Untersuchungen zum toroidalen Einschluß und seiner Stabilität standen eine größere Zahl von theoretischen Arbeiten, bei denen zum Teil die Rückwirkung des Plasmas auf das Magnetfeld vernachlässigt wurde, zum Teil aber berücksichtigt werden konnte. Auch das Problem des langsamen Entweichens des Plasmas aus einem Magnetfeld durch die Wirkung dissipativer Effekte konnte genauer behandelt werden. Rechnungen zur Injektion und Kompression eines Rings relativistischer Elektronen und zur Stabilität des relativistischen Strahlgleichgewichts wurden begonnen. Arbeiten zur numerischen Analyse des dynamischen Verhaltens von Plasmen bei schneller magnetischer Kompression wurden fortgeführt. Die Gruppe für angewandte Mathematik untersuchte die Möglichkeiten numerische Methoden zur Behandlung physikalischer Probleme heranzuziehen. Insbesondere wurden neuartige Verfahren zur numerischen Behandlung des Viel-Körper-Problems entwickelt. Eine Intensivierung der Ausbildung von Programmierern wurde angestrebt.

In der Abteilung Technik (Leitung Dipl.-Ing. K.H. Schmitter) wurden neue Systeme und Komponenten für die hoch- $\beta$ -Experimente der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1 entwickelt, u.a. die sehr schnelle 500 kJ-Stoßbatterie für ISAR II. Auch an den Leitbelägen der 5.4 m-Thetapinch-Spule wurden die schon bekannten Deformationen erneut festgestellt. Nunmehr wurde mit der eingehenden Untersuchung dieses Phänomens begonnen. Außerdem wurde die Bearbeitung von Themen der technischen Grundlagenforschung für die Planung der Anlagen und für die Entwicklung der notwendigen Bauelemente intensiviert: Bemessungsgrundlagen für große Kompressionsexperimente, Elektrodenerosion in Funkenentladungen, Dynamik des Zünddurchschlags in Druckfunkenstrecken, Funkenstreckenzündung durch Laserlicht. Die Entwicklungsarbeiten zum anorganischen Flüssigkeitslaser wurden fortgesetzt. Die Untersuchungen auf dem Gebiet der Tieftemperatur- und Supraleitungstechnik dienten dazu, die technische Grundlage für den Einsatz großer supraleitender Magnetfeldanordnungen zu schaffen. Auf dem Gebiet der Kurzzeitelektronik wurden u.a. Bildwandlerkameras serienreif entwickelt. Neben diesen Entwicklungsarbeiten wurde der größte Anteil der Abteilungskapazität unmittelbar durch die physikalischen Abteilungen für Aufgaben der technischen Problemlösung, Verfahrensentwicklung, Anlagenplanung und Konstruktion beansprucht.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 1 ( PROF. DR. E. FUNFER )

Übersicht

Die Abteilung verfolgt seit Jahren das Ziel, hoch- $\beta$ -Plasmen im Hinblick auf ihre Verwendung bei einem Fusionsreaktor herzustellen und zu untersuchen. Dazu diente vorwiegend der lineare Theta-Pinch. Die wesentlichsten Ergebnisse sind:

- 1) Die Aufheizung des  $\Theta$  - Pinches durch schnelle magnetische Kompression (Stoßwellen und adiabatische Kompression) ist geeignet, ein Fusionsplasma ausreichender Temperatur und Dichte zu erzeugen.
- 2) Während der vorwiegend durch Endverluste bestimmten Einschlußzeit sind keine drastischen Instabilitäten zu beobachten.
- 3) Die für einen Fusionsreaktor erforderliche Einschlußzeit läßt sich wegen der großen Endverluste einer linearen Anordnung nur mit technisch unrealistischen Plasmalängen erreichen.

Daraus ergab sich der Beschluß, den Schwerpunkt in Zukunft auf toroidale hoch- $\beta$  Experimente zu legen. Es wurde ein Planungsausschuß aufgestellt, dessen Aufgabe darin bestand, die bekannten toroidalen Konfigurationen auf ihre Eignung für hoch- $\beta$  Experimente zu prüfen. Dazu gehören Fragen nach Gleichgewicht und Stabilität. Auch die Plasmamparameter und ihr Einfluß auf technische Ausführung und Größe derartiger Experimente sollen diskutiert werden. Das in Los Alamos geplante Großexperiment Scyllac war ebenfalls ein Anstoß zu diesen Überlegungen. Ein abschließender Bericht dieses Planungsausschusses wird im Frühjahr 1969 erwartet.

Zwei toroidale Experimente mittlerer Größe sind bereits in Angriff genommen worden. Das in früheren Berichten beschriebene Experiment SPINNE wurde in einen  $\ell = 3$  Stellarator umgebaut und hat schon einige Ergebnisse geliefert, die aber im jetzigen Zeitpunkt noch keine eindeutigen Aussagen über das Stabilitätsverhalten zulassen.

Eine Screw-Pinch Anlage wurde aus dem früheren schnellen Theta-Pinch ISAR IV entwickelt. Sie wird in nächster Zeit in Betrieb genommen.

Neben Stellarator und Screw-Pinch werden auch weiterhin M+S-Konfigurationen betrachtet. Zunächst wurde keine toroidale Anordnung untersucht. Als Vorstufe sollen Experimente am linearen Theta-Pinch ISAR I mit "Bump" Aussagen über die Stabilität ermöglichen. Ebenso ist beabsichtigt, die Größe der Querdiffusion zu bestimmen. Die Versuche wurden an einer 1.50 m langen Spule ausgeführt. Wegen der schwer zu bestimmenden Einflüsse der Enden werden diese Versuche an einer 5.4 m langen Spule fortgesetzt.

Die Aussagen über Stabilität sind für die angeführten Konfigurationen verschieden. Beim Screw-Pinch wird man mindestens in gewissen Bereichen die Kruskal-Schafranow-Bedingung verletzen und Instabilität erwarten müssen. Aber auch beim Stellarator und bei M+S, wo bisher die theoretischen Aussagen unvollständig oder widersprüchlich sind, muß man mit dem Auftreten von Instabilitäten rechnen. In diesen Fällen kämen dann zusätzlich Stabilisierungsmethoden in Frage, z.B. die dynamische Stabilisierung. Erste theoretische und experimentelle Arbeiten sind bereits begonnen worden und sollen speziell am Screw-Pinch angewandt werden.

Etwas am Rande der eigentlichen fusionsgerichteten Arbeiten werden in der Abteilung theoretische und experimentelle Probleme der stoßfreien Stoßwellen und Turbulenzheizung eines Plasmas untersucht. Wie weit diese Arbeiten auch später vielleicht einen nützlichen, zusätzlichen Heizmechanismus in einem Fusionsplasma liefern können, ist gegenwärtig nicht zu beurteilen.

## 1. Linearer Theta-Pinch

### 1.1 Vorionisierung

(A. Eberhagen, W. Köppendörfer, M. Münich, E. Unsöld)

Bei den Experimenten über die Vorionisierung von Deuterium für Hochenergie-Entladungen war der Ablauf des Plasmaaufbaues durch zwei aufeinanderfolgende Z-Pinchentladungen im wesentlichen aufgeklärt worden. Nach Durchführung eines Umzugs des Versuchsaufbaues ins neue D1A-Gebäude zu Anfang des Jahres 1968 wurden diese Untersuchungen durch Messungen des Plasmazerfalls in der anschließenden Afterglowphase fortgesetzt. Dabei wurde die zeitliche Abnahme der Elektronendichte mit 2,5 mm-Mikrowellen für verschiedene Fülldrucke ( $p_0 = 10$  mTorr, 20 mTorr, 50 mTorr) verfolgt. Die gewonnenen Ergebnisse stimmen gut mit einem Modell überein, das für die Plasmaverluste in der Afterglowphase entwickelt wurde. Hierin wird einmal die Volumenrekombination der Ladungsträger berücksichtigt, die besonders bei höheren Fülldrücken zunächst einen merklichen Beitrag liefert. Sie wird jedoch überlagert von der Rekombination an der Gefäßwand, wo dementsprechend eine hohe Neutralteilchendichte aufgebaut wird, so daß hier schließlich Ladungsträger und Neutralteilchen ineinanderdiffundieren. Dieser zweite Vorgang dominiert gegenüber der Volumenrekombination zu tieferen Ausgangsdichten hin immer stärker, sowohl weil die Bewegung der Ladungsträger zur Wand durch Stöße dann weniger behindert wird und schließlich dem hohen Wert der thermischen Geschwindigkeit entspricht, als auch weil es für die Ladungsträger aus dem Gefäßvolumen immer wahrscheinlicher wird, an der Wand noch einen Anlagerungsplatz für die anschließende Rekombination vorzufinden. Diese Plasmaverluste machen somit bei Fülldrücken  $p_0 \lesssim 10$  mTorr die Überlagerung eines axialen Magnetfeldes notwendig. Ein entsprechend durchgeführter Versuch bei  $p_0 = 10$  mTorr und  $B_{z0} \approx 1$  kG unterstützt die dargelegte Vorstellung, indem sich durch das überlagerte Magnetfeld die Zerfallszeit des Plasmas etwa um den Faktor 2 vergrößerte. Ähnliche Untersuchungen bei noch geringeren Ausgangsdrücken konnten wegen der bekannten Zündschwierigkeiten bei Z-Pinchentladungen (siehe Jahresbericht 1967) nicht durchgeführt werden. Da sich jedoch die Überlagerung eines axialen Magnetfeldes aus den genannten Gründen bei Fülldrücken  $p_0 \lesssim 10$  mTorr ohnehin als unumgänglich herausstellt, wird für diesen unteren Druckbereich die Elektronenzyklotronaufheizung zur Überwindung dieser Schwierigkeiten nahegelegt. Untersuchungen über diese Methode wurden in das Arbeitsprogramm aufgenommen, um die sich hierdurch bietenden Möglichkeiten einer für Hochenergie-Entladungen brauchbaren Vorionisierung abzustecken. Als HF-Generator dient ein Magnetronsender mit einer Leistung von max. 2,5 kW Dauerstrich bei einer Frequenz von 2,4 GHz.

Bei der Behandlung der Probleme, die mit der Vorionisierung von Deuterium für Hochenergie-Entladungen zusammenhängen, war mehrfach der Bedarf nach einer vielseitigeren Konzeption des entsprechenden Versuchsaufbaues aufgetreten. Nach dem Umzug ins D1A-Gebäude wurde deshalb auch der Aufbau eines neuen Experiments in Angriff genommen. Ein wesentlicher Gesichtspunkt für die Konstruktion dieser Anlage war es, daß an ihr die gleichen Vorentladungsverhältnisse einstellbar sein sollen, wie bei diversen Hochenergie-Experimenten innerhalb der Abteilung. Das soll gegebenenfalls ermöglichen, letztere von den entsprechenden Untersuchungen zu entlasten. Der Aufbau ist dementsprechend flexibel. So ist z.B. bei der Ausführung des Pumpsystems berücksichtigt worden, daß für die verschiedenen Vorionisierungsexperimente unter Umständen ein Wechsel zwischen Entladungsgefäßen verschiedener Dimension (Länge bis zu 600 cm, Durchmesser bis zu 20 cm) relativ einfach durchführbar sein soll. Für die Vorentladungen selbst stehen auch hier - wie es im letzten Jahresbericht beschrieben wurde - zwei getrennt triggerbare Marx-Generatoren (2 Stufen mit je  $0,4 \mu\text{F}$ , 80 kV, Stromimpuls 13 kA, Dauer  $2 \mu\text{sec}$ , bzw. 3 Stufen mit je  $0,4 \mu\text{F}$ , 120 kV, Stromimpuls 19 kA, Dauer  $1,2 \mu\text{sec}$ ) zur Verfügung.

Zusätzlich wurde jedoch noch eine kleine, schnelle Batterie (0,39 kJ, 0,6  $\mu$ F, 400 kHz) installiert, damit außer durch Z-Pinch-Entladungen auch Vorionisierungen durch  $\theta$ -Pinch-Entladungen und Kombinationen von beiden mit in das Untersuchungsprogramm aufgenommen werden können. Sodann ermöglicht es eine langsame Batterie (5 kJ,  $\pm$  5 kV, 8 kHz), die verschiedenen Vorentladungen auch bei Anwesenheit eines überlagerten, quasistationären Magnetfeldes zu untersuchen. Schließlich läßt sich durch eine 15 kJ Pinch-Batterie (40 kV,  $\tau/4 = 1,4 \mu$ sec,  $\dot{B} = 3 \times 10^{10}$  G/sec bei Spule: L = 40 cm,  $\varnothing = 10,5$  cm, passiver Crowbar) die Effektivität verschiedener Vorionisierungsmethoden auf die nachfolgende Hauptentladung feststellen. Da bei gleicher Dimension des Entladungsgefäßes auch das dB/dt dieses Theta-Pinches bis zu den ersten Kompressionsschwingungen angepaßt werden kann, ist es möglich, relevante Aussagen auch für einige Hochenergie-Experimente der Abteilung zu gewinnen und deren Anfangsphasen zu untersuchen. Der Aufbau dieser Anlage konnte im Herbst abgeschlossen werden. Erste Übersichtsmessungen wurden durchgeführt.

## 1.2 MJ-Theta-Pinch Experiment Isar I

(E. Fünfer, J. Junker, M. Kaufmann, J. Neuhauser,  
H. Röhr, U. Seidel, M. Ulrich)

Zu Anfang des Jahres wurde die 1,5 m lange Spule mit massiven Spulenteilen durch die Abteilung Technik wiederhergestellt, so daß der Experimentierbetrieb im März wieder aufgenommen werden konnte. An dieser Spule wurden dann Untersuchungen mit im wesentlichen zwei Zielen durchgeführt. Einmal sollte Auskunft über die Anisotropie der Verteilungsfunktion der Deuteronen durch Messungen an den Fusionsneutronen erhalten werden. Dabei wurden energieabhängige Absorber für den Neutronenfluß benutzt. Als zweites wurde die Ausbildung von Spiegelinstabilitäten - verursacht durch die hohe Anisotropie des Plasmas - beobachtet.

Vor dem Übergang auf eine längere Spule wurde ein kurzes "Bump"-Experiment eingeschaltet. Eine z-abhängige Verminderung des Magnetfeldes wurde durch eine Erweiterung des Spulenquerschnittes auf einer Länge von 30 cm erreicht. Dieses noch stark durch Einflüsse gestörte Experiment sollte zur Vorbereitung eines "Bump"-Experiments an einer längeren Spule dienen.

In den Monaten September bis November wurde dann anstelle der 1,5 m langen Spule eine solche mit einer Länge von 5,4 m ( $\varnothing = 20$  cm) von der Abteilung Technik montiert. In den letzten Monaten des Jahres konnten mit dieser Spule erste Versuche durchgeführt werden. Ziele dieser Arbeiten sind gerade die Untersuchungen, die an einer kurzen Spule wegen der starken Einflüsse gar nicht oder nur schlecht durchgeführt werden können. Das sind einmal Untersuchungen der Diffusion senkrecht zum Magnetfeld, zum anderen Stabilitätsuntersuchungen an Konfigurationen, die in ähnlicher Form Gleichgewichte für einen Torus ergeben sollten. Dabei bleibt trotz der vergrößerten Länge der Bereich der Stoßfreiheit für Ionen erreichbar.

Die Ergebnisse der einzelnen Experimentgruppen werden nachfolgend angegeben:

### 1.2.1. - 1.2.3 Experimente mit der 1.5 m Spule

#### 1.2.1 Neutronen-Diagnostik

Neutronenmessungen zur Bestimmung der Ionentemperatur wurden vorwiegend mit voller Batterieenergie (2,6 MJ) durchgeführt.

Neben den bisher verwendeten Neutronenfluß- und Kernspurplattenmessungen wurde eine "Absorptions-Methode" zur zeitaufgelösten Bestimmung der Neutronenlinienbreite entwickelt und erprobt, so daß im Prinzip die volle in der Neutronenstrahlung enthaltene Information ausgenutzt werden konnte.

Insbesondere war es möglich, side-on- und end-on-Temperatur getrennt zu messen und auf diese Weise den zeitlichen Verlauf der Anisotropie des Plasmas zu bestimmen.

So ergibt sich z.B. bei 2,6 MJ Batterieenergie und 10 - 12 mTorr  $D_2$  Fülldruck, daß die Temperatur parallel zum Magnetfeld,  $T_{\parallel}$ , etwa zum Zeitpunkt des Neutronenmaximums rasch ansteigt und annähernd gleich der senkrechten Temperatur  $T_{\perp}$  wird, die zu dieser Zeit ca. 3 keV beträgt. Diese rasche Isotropisierung, die sich nicht durch Stöße allein erklären läßt (Ion-Ion Stoßzeit nach Spitzer 8 - 15  $\mu$ sec), ist wahrscheinlich eine Folge der bei diesen Plasmametern in der Zeit von 1 - 5  $\mu$ sec über die ganze Spulenlänge auftretenden  $m = 0$  Instabilitäten (siehe Absatz 2).

Die gleichzeitige Messung der Anisotropie des Neutronenflusses, die prinzipiell ebenfalls die Temperaturanisotropie liefert, stimmt mit obigen Ergebnissen qualitativ überein. Wegen der Schwierigkeit, das Neutronenflußverhältnis absolut zu bestimmen und wegen der Unzuverlässigkeit der in der Literatur angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die DD-Reaktion ist jedoch gegenwärtig die Aufnahme der Neutronenspektren vorzuziehen.

### 1.2.2 Spiegelinstabilitäten

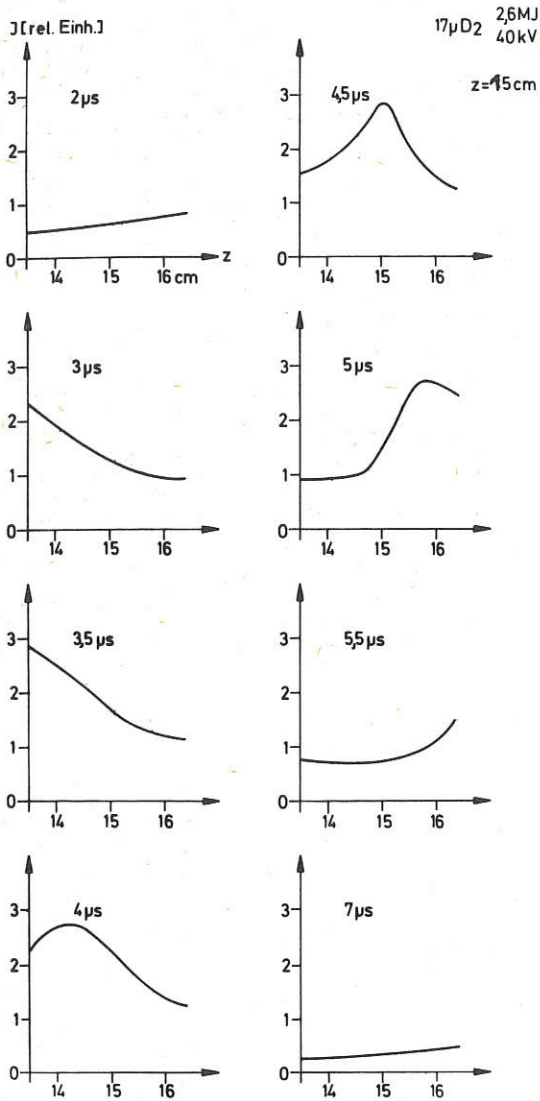
Die schnelle dynamische Kompression und die nachfolgende adiabatische Phase erzeugen im Theta-Pinch zunächst eine Temperatur der Ionen senkrecht zur Achse. Sind die Relaxationszeiten durch Stöße ausreichend groß, so wird der Grad der Anisotropie so hoch, daß die (vom  $\beta$ -Wert abhängige) Grenze für Spiegelinstabilitäten erreicht ist. Für Entladungen mit voller Energie (2,6 MJ) und bei ausreichend niedrigem Fülldruck ( $\leq 20$  mTorr  $D_2$ ) sollten die Voraussetzungen für Spiegelinstabilitäten in der adiabatischen Phase an Isar I gegeben sein.

Tatsächlich wurden in dem betreffenden Bereich mit ausreichend großen Stoßzeiten Instabilitäten der Plasmasäule vom Typ  $m = 0$  beobachtet, die als Spiegelinstabilitäten zu deuten waren. Bei Laserstreu- und Kontinuumsmessungen konnten lokale zeitlich begrenzte Erhöhungen der Dichte und des Plasmaquerschnitts beobachtet werden. Gleichzeitig wurde eine erhöhte lokale Neutronenproduktion und eine Magnetfelderhöhung zwischen Gefäß und Spule an der betreffenden Stelle registriert. Die Wellenlänge in Achsenrichtung dieser Störungen war vergleichbar mit dem Durchmesser der Plasmasäule. Sie bewegten sich mit der mittleren lokalen Ausflußgeschwindigkeit.

In Abb. 1 ist der Verlauf der Kontinuumsintensität in Achsenrichtung über eine Strecke von 3 cm für verschiedene Zeiten dargestellt. In der Zeit von 3 bis 5,5  $\mu$ sec ist das Durchlaufen einer Instabilität zu beobachten. Die Länge der Störung ist etwa 2 cm.

Der Einfluß der beobachteten Instabilitäten auf einen Abbau der Anisotropie wurde bereits bei der Neutronendiagnostik erwähnt.

### 1.2.3 "Bump"-Experiment



Innerhalb bestimmter Grenzen kann die Stabilität eines toroidalen M+S-Gleichgewichts schon an einem zylindrischen Plasma mit örtlich variablem Querschnitt untersucht werden. Dieses Plasma wurde im vorliegenden Fall in einer Theta-Pinch Spule erzeugt, die sinusförmig erweitert war. Das Stabilitätsverhalten einer solchen linearen Anordnung mit Enden sollte auf einen M+S-Torus mit großem Krümmungsradius übertragbar sein, solange man sich auf Störungen mit kurzer Wellenlänge beschränkt.

Die Experimente, die unter verschiedenen Anfangsbedingungen (Fülldruck 6 bis 40 mTorr, Batterieenergie 0,5 bis 2,6 MJ) und folglich mit unterschiedlichen Plasma parametern ( $T_i = 0,5 - 4 keV$ , freie Weglänge der Ionen  $\lambda = 1 cm \div 20 cm$ ) durchgeführt wurden, ergaben im allgemeinen im Gegensatz zum normalen Theta-Pinch eine Bewegung der Plasmasäule gegen die Gefäßwand. In weiteren Versuchen zeigte sich jedoch, daß die experimentellen Ergebnisse nicht in einfacher Weise als Instabilität im Sinne der theoretischen Untersuchungen von Haas u. Wesson gedeutet werden konnten. Es ließ sich nämlich durch ausreichende Symmetrisierung des Magnetfeldes erreichen, daß das Plasma während der Beobachtungszeit von 8  $\mu sec$  nicht die Wand berührte.

Abb. 1: Kontinuumsintensität als Funktion von  $z$  für verschiedene Zeiten

Anhand der Abb. 2 soll dies für ein Beispiel verdeutlicht werden. Das Magnetfeld im Außenraum war, bedingt durch Kollektur und Aufbau der Diagnostik, nicht symmetrisch. Durch Anbringen von leitenden Korrekturblechen konnte die Symmetrie verbessert werden. Die auf den Schmieraufnahmen der Entladung als Funktion der Länge eines bestimmten Bleches erkennbare Bewegung (vgl. Abb.2) macht deutlich, daß im allgemeinen ohne Korrekturmaßnahmen die Lage des Plasmas auf der Achse keine Gleichgewichtslage darstellte. Es wurde versucht, den Einfluß der Enden theoretisch zu berücksichtigen, indem in einer Modellrechnung auf der Grundlage der linearisierten Theorie die Enden festgehalten wurden. Es zeigte sich, daß dieser Einfluß nicht die Stabilität der Plasmasäule erklären konnte.

Mit der auf 5,4 m verlängerten Spule sollen Bump-Experimente durchgeführt werden, bei denen der Einfluß eine wesentlich geringere Rolle spielen wird.



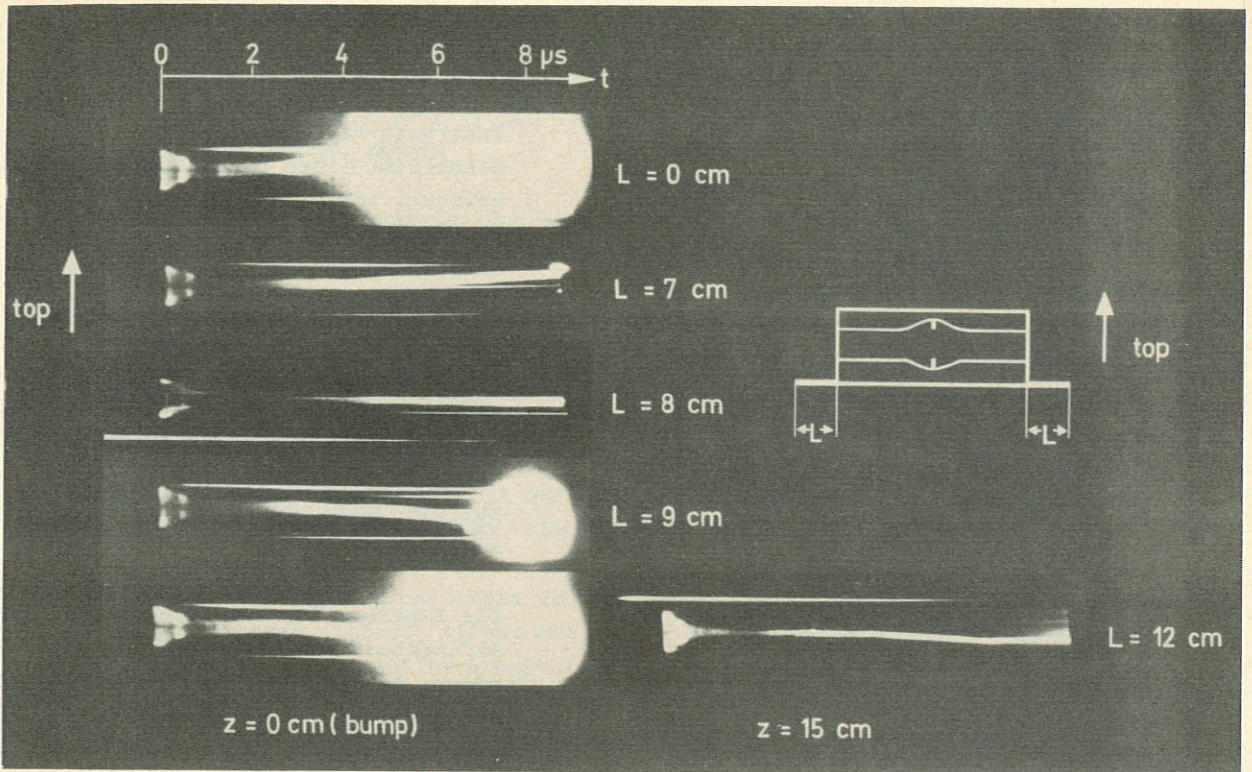


Abb. 2: Schmlieraufnahmen am Bump-Experiment (siehe Text)

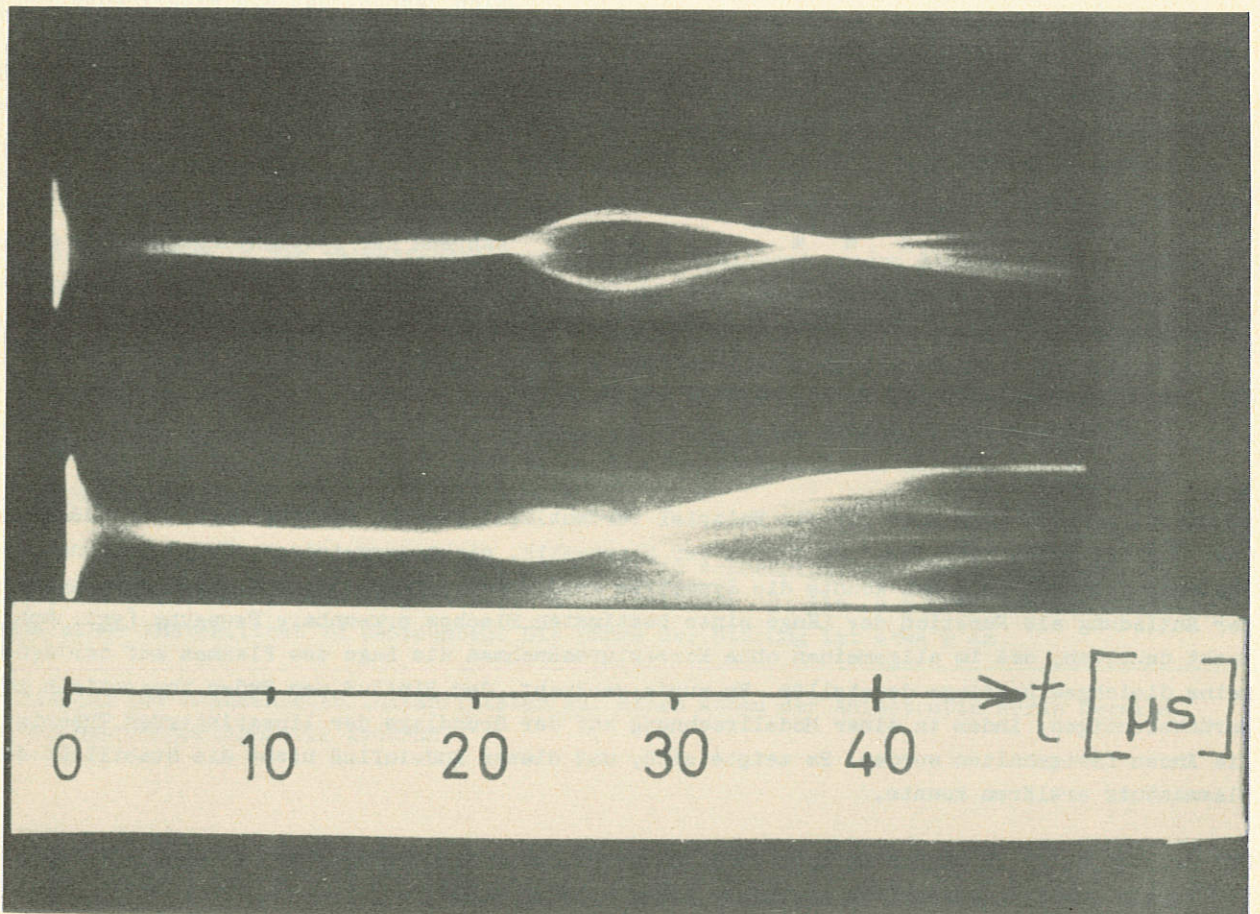


Abb. 3:  $m = 2$  Instabilität an der 5,4 m Theta-Pinch Spule;  $p_0 = 15$  mTorr;  $E = 0,5$  MJ

#### 1.2.4 Erste Experimente mit der 5,4 m langen Spule

Es bereitete Schwierigkeiten, die Vorionisierung in ähnlicher Weise wie beim kurzen Gefäß mit einem Z-Pinch durchzuführen, da ein etwa 10-faches Volumen vorzuionisieren war. Da die Spannung der Vorionisierungsbatterie nur unwesentlich erhöht werden konnte, mußte die Impulsdauer vergrößert werden. Dies wiederum hatte zur Folge, daß der Z-Pinch nach der ersten Kompression stark instabil wurde und so zu einer erhöhten Verunreinigung des Füllgases führte.

Die Hauptentladung zeigte neben dem eigentlichen Plasmazylinder einen solchen geringerer Dichte, dessen äußerer Rand etwa beim halben Gefäßdurchmesser lag. Ob die Ursache für die Ausbildung dieses - wie sich zeigte - diamagnetischen "Halos" in mangelhafter Vorionisierung zu suchen ist, konnte noch nicht geklärt werden.

Die vergrößerte Länge und verminderte Temperaturen ( $T_{\text{imax}} \approx 1,2 \text{ keV}$ ) führten durch stark verminderte Endverluste zu einer Vergrößerung der Lebensdauer des Pinch-Plasmas gegenüber dem 1,5 m Experiment. Es zeigte sich jedoch, daß die Lebensdauer, die etwa 20 bis 30  $\mu\text{sec}$  erreichte, nicht mehr durch Endverluste sondern durch Instabilitäten begrenzt wurde. Ihre Entstehung könnte durch eine Rotation des Plasmas verursacht werden. Die Form der Instabilitäten ist druckabhängig; im Bereich von 10 bis 20 mTorr Fülldruck entstehen  $m = 2$  Instabilitäten (vgl. Abb. 3). Zur Klärung dieser Instabilitäten wird die Rotation der Plasmasäule untersucht.

#### 1.3 Theta-Pinch Isar II

(W. Engelhardt, W. Köppendörfer, M. München, J. Sommer)

Im letzten Quartal des Jahres 1968 wurde die 500 kJoule Anlage Isar II in Betrieb genommen. Die Zeit der technischen Erprobung bis 25 kV Ladespannung wurde bereits für lineare  $\theta$ -Pinch Experimente benützt. Diese Untersuchungen dienten dem Ziel, das Plasma mit Hilfe der günstigsten Art der Vorionisierung effektiv und frei von Instabilitäten zu heizen. Dabei wurde das Augenmerk vor allem auf die Elektronentemperatur und auf die Strahlung aus dem Plasma in einem weiten Wellenlängenbereich  $10 \text{ \AA} < \lambda < 200 \text{ \AA}$  gerichtet. Gemessen wurde mit einer Schmierbildkamera, mit diamagnetischen Sonden, mit einem Grazing Incidence Spektrographen, mit Absorptionsfolien und mit Szintillationszählern zur Messung von Neutronen. Die Meßergebnisse aus einem Fülldruckbereich von 10 bis 40 mTorr werden zur Zeit ausgewertet.

Erste Ergebnisse lassen die Annahme zu, daß die Wirkung der Vorionisierung durch die Erweiterung des eine Mikrosekunde langen Stromimpulses auf einen Wellenzug von zwei bis drei Halbwellen wesentlich erhöht werden kann, ohne die Stabilität der Hauptentladung zu gefährden.

Für die Zukunft sind, sobald die obigen Untersuchungen abgeschlossen sind, lineare helische Kompressionsexperimente der Multiplizität  $\ell = 2$  geplant.

#### 1.4 Theta-Pinch Isar III

(G. Becker, G. Decker, H. Herold, H. Röhr)

##### 1.4.1 Vorwärtsstreuung von Laserlicht am Plasma

Die Vorwärtsstreuung ergab gegenüber der aus der Neutronenausbeute ermittelten Ionen-temperatur einen etwa nur halb so großen Wert, während die Elektronendichte im Rahmen der Meßgenauigkeit mit interferometrischen Messungen übereinstimmte. Ein radiales sowie axiales Dichte- und Temperaturprofil sowie ein kleiner Anteil nichtthermischer Fluktuationen, der jedoch in diesem Experiment nicht vom thermischen Anteil getrennt werden konnte, könnten für diese Diskrepanz verantwortlich sein.

##### 1.4.2 Ionenenergieanalyse mit einem 10-Kanal Spektrometer

Ein Zehnkanal-Energiespektrometer ( $E = 1-10$  keV, Kanalbreite 200 eV) wurde zu Messungen am Theta-Pinch-Plasma verwandt. Es gestattet den axialen Ionenfluß bei einer einzigen Entladung energetisch und zeitlich zu analysieren. Die Einwirkungen von Spulenfeld und Neutralgas außerhalb der Spule auf die Energieverteilung wurde untersucht. Es zeigte sich, daß die aus der Spule austretenden Ionen nicht direkt gemessen werden, sondern daß sie Umladungszyklen durchlaufen bevor sie in das Spektrometer eintreten. Durch solche Prozesse wird auch der Abfall der Flußverteilung bei kleineren Energien verursacht, der von Goldmann und Mitarbeitern als Mangel an langsamen Ionen gedeutet wurde. Betrachtet man den Zeitverlauf der gemessenen Ionenintensitäten in den einzelnen Kanälen während einer Theta-Pinch-Entladung, so findet man bis etwa  $1 \mu\text{sec}$  nach Entladungsbeginn sehr geringe Ionenemission in Achsenrichtung. Danach wird jedoch auf allen Kanälen ein schneller und starker Anstieg der axialen Verluste beobachtet. Dieser Zeitverlauf sowie die  $m$  und  $n_0$ -Abhängigkeit der Verluste kann nur durch eine anomal schnelle Relaxation in der Anfangsphase der Entladung erklärt werden. Anomale Relaxation war bereits bei der Interpretation der interferometrisch gewonnenen Ausflußkurven (H. Herold et. al. APS-Tagung Los Alamos, 1967) vermutet worden und wird nun bestätigt.

#### 1.5 Theta-Pinch Isar IV

(M. Daehler, O. Gruber, U. Schumacher, R. Wilhelm, H. Zwicker)

Ziel der Untersuchungen war es, die Energieaufnahme der Ionen bei extrem schneller Kompression quantitativ zu erfassen und mögliche Grenzen der Ionenheizung während der wesentlich durch den zeitlichen Magnetfeldanstieg bestimmten Stoßwellenphase zu ermitteln.

Zur Erzeugung starker Stoßwellen besaß die Anordnung einen sehr steilen Magnetfeldanstieg von  $\dot{B} = 10^{11}$  G/sec bei einem Maximalfeld von  $B_{\text{max}} = 113$  kG, die geteilte Kompressionsspule hatte eine Länge von 14 cm bei einem Durchmesser von 7 cm.

Frühere Untersuchungen im Druckbereich von 10 - 60 mTorr  $D_2$  bei festem Feldanstieg ( $\dot{B} = 10^{11}$  G/sec) hatten gezeigt, daß für Fülldrucke oberhalb von 20 mTorr die Ionenenergien während der adiabatischen Kompression die nach einfachen Modellen erwarteten Werte erreichen.

Für kleinere Fülldrucke blieb dagegen die Ionenaufheizung deutlich hinter den erwarteten Werten zurück (vgl. Abb. 4). Als wahrscheinliche Ursache hierfür ergab sich die während der Implosion gemessene starke Verbreiterung der stromführenden Schicht.

Um die Gründe für diese Verbreiterung zu erfassen, wurde die Schichtbreite für verschiedene Magnetfeldanstiege als Funktion des Ausgangsdruckes gemessen. Das Resultat zeigte, daß die Verbreiterung der stromführenden Schicht ungefähr dann einsetzt, wenn die mittlere Implosionsgeschwindigkeit die kritische Machzahl  $M_K \approx 2 - 3$  überschreitet. Dieser Befund legt es nahe, als Ursache für die starke Schichtverbreiterung Mechanismen anzunehmen, wie sie von anderen Autoren zur Deutung der sehr breiten Profile von Stoßwellen bei überkritischen Machzahlen herangezogen wurden. Da sich die möglichen Mechanismen (Elektronen- bzw. Ionenzweistrominstabilitäten, Überkippen der Ionenfront) durch den Grad der Aufheizung der Elektronen bzw. Ionen und die Stärke der Thermalisierung unterscheiden, wurde die Elektronentemperatur sowie die Ionenenergieverteilung senkrecht und parallel zum Magnetfeld während der Implosionsphase mit spektroskopischen Methoden gemessen.

Die Messungen zeigten für Bedingungen, bei denen eine starke Schichtverbreiterung auftrat, eine deutliche Anisotropie der Ionen-Energieverteilung. Die thermischen Energien in der Ebene senkrecht zum Feld waren mehr als doppelt so groß wie in der Richtung parallel zum Magnetfeld und etwa gleich der kinetischen Energie der Kompression. Sie lagen außerdem um etwa eine Größenordnung über der jeweiligen Elektronentemperatur. Abb. 5 gibt ein Beispiel für die örtliche Verteilung der thermischen und der kinetischen Ionenenergie, des Magnetfeldes und der Elektrodendichte für eine 20 mTorr Entladung mit breiter stromführender Schicht 120 nsec nach der Zündung.

Die Resultate lassen sich als Folge des Überkippens der Ionenschicht in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld, wie es von R.W. Kilb, ((Gen.El.Rep. 67 -C- 166 (1967) )) berechnet wurde, deuten, wobei die transversale, ungerichtete Energie  $k T_{\perp}$  bis zum Wert der kinetischen Energie  $E_{kin \perp}$  ansteigen kann. Da  $T_e \ll T_{\perp}$ , läßt sich die Thermalisierung dagegen vermutlich nicht als Folge von Ionen-Zweistrominstabilitäten interpretieren. Die geringen ungerichteten Energien parallel zum Feld können während der Beobachtungszeit durch Coulombstöße nicht zustandekommen. Sie sollten eine Folge von Spiegelininstabilitäten sein, die wegen der starken Anisotropie der Ionenenergien mit Anwuchszeiten von etwa 30 nsec auftreten können.

Nach Abschluß der Untersuchungen in linearer Geometrie wurde damit begonnen, die Anordnung für einen toroidalen Screw-Pinch umzubauen, an dem die Möglichkeit einer dynamischen Stabilisierung des Screw-Pinch-Gleichgewichtes durch ein zusätzliches hochfrequentes  $B_z$ -Feld erprobt werden soll. (Torus:  $R = 30$  cm;  $r = 6$  cm).

Zur Erzeugung des Stabilisierungsfeldes im Frequenzbereich von 1-3 MHz dienen vier 80 kV-Stoßbatterien hoher Kreisgüte ( $Q \approx 50 - 100$ ), die auf die vier Segmente der toroidalen Kompressionsspule geschaltet werden. Wegen der extremen Forderungen an die Schaltzeitstreuung wurde hierzu ein geeigneter Folienschalter entwickelt.

Es gelang, bei einer Gesamtschaltzeit  $t_s < 100$  nsec einen Streubereich  $\Delta t_s < 10$  nsec zu erreichen. Für Stoßströme von 150 - 200 kA liegt der Ohm'sche Widerstand unter  $0.5$  m $\Omega$  die Induktivität unter  $1$  nH.

Um auf längere Sicht den hochfrequenten Stabilisierungsstrom länger aufrechterhalten zu können, wurden Versuche begonnen, einen H.F.-Kreis über einen bis in die Sättigung betriebenen Ferrit-Trafo durch einen niederfrequenten Stoßkreis periodisch anzustoßen. Bisher konnte bei einer Frequenz von 4 MHz ein HF-Strom von 4 kA bei 50 kV über 20  $\mu$ sec aufrechterhalten werden.

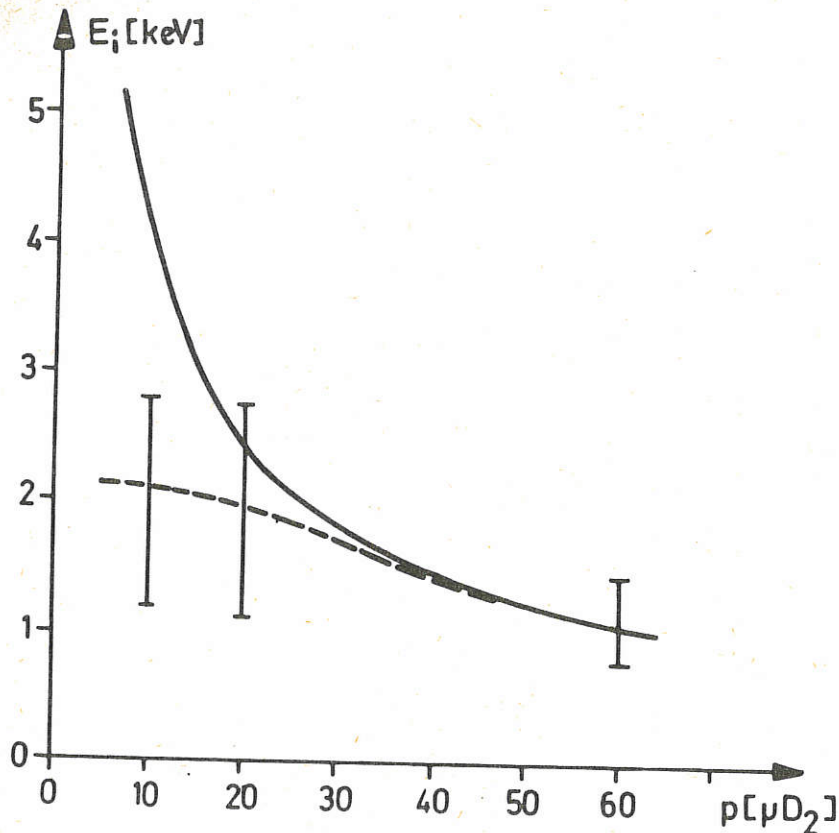


Abb. 4: Gemessene (gestrichelte Kurve) und berechnete (ausgezogene Kurve) Ionenenergie für verschiedene Fülldrücke während der adiabatischen Kompression

Zur Vorionisierung in toroidaler Geometrie wurden Untersuchungen begonnen, die eine Zündung bis herab zu Ausgangsdrücken von 5 mTorr ermöglichen.

Als Voruntersuchung zur dynamischen Stabilisierung wurden die von Andelfinger und Lehner (( IPP Rep. 1/77 (1968) )) durchgeführten Experimente an einem linearen Z-Pinch, dem ein hochfrequentes Feld  $B_z$  überlagert war, fortgesetzt.

(  $I_z = 12$  kA ;  $\tilde{B}_z = 0.6 - 1$  kG,  $kT_i = kT_e \approx 3$  eV;  $n_e \approx 3 \cdot 10^{16}$  cm $^{-3}$  ).

Um den stabilisierenden Einfluß des hochfrequenten  $B_z$  -Feldes vom Einfluß des stets eingefangenen  $B_z$  - Feldes zu trennen, wurden Vergleichsmessungen sowohl mit quasistationärem  $B_z$  -Feld als auch mit hochfrequenten Stabilisierungsfeldern durchgeführt. Als Diagnostik wurden Bildwandleraufnahmen, magnetische Sondenmessungen und Mach-Zehnder Interferogramme benutzt.

Die Messungen zeigten bei gleichem eingefangenen  $B_z$  - Feld eine deutliche Abhängigkeit des Stabilitätsverhaltens vom Verhältnis der Stabilisierungsfrequenz  $\nu_s$  zur Anwachsrate der Instabilitäten  $\nu_0$ .

Für  $\nu_s \gg \nu_0$  setzten die  $m = 1$  Instabilitäten stark verzögert ein und das gestörte Plasma erreichte die Gefäßwand mehrere  $\mu$ sec später als für  $\nu_s \lesssim \nu_0$ . Die Anwachsrate der Instabilitäten nahm dabei etwa um einen Faktor 2 ab.

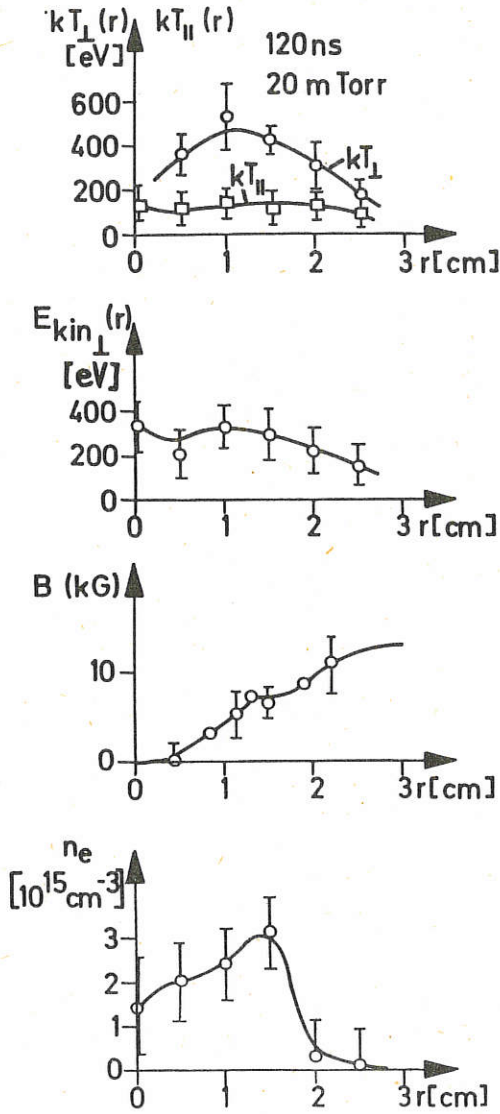


Abb. 5

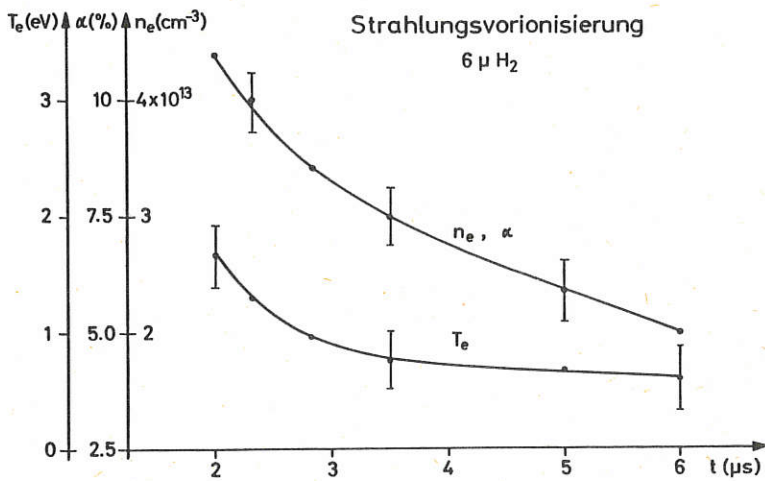


Abb. 6

2. Stoßfreie Kompression und Turbulenzheizung eines Plasmas bei Ausgangsdichten zwischen  $10^{12}$  und  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

(A. Gattinger, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, F. Pascorella, K.-H. Steuer, G. Vlases<sup>+</sup>)

Ziel dieser Arbeit, über die bereits im Jahresbericht 1967 berichtet wurde, ist die Untersuchung der Aufheizung eines Plasmas durch stoßfreie Stoßwellen, in denen die Thermalisierung der gerichteten Teilchenenergie nicht durch Coulombstöße, sondern durch kollektive Plasmaeffekte (Anregung instabiler Plasmawellen und nichtlineare Wechselwirkung dieser Wellen) erfolgt. Die zylindrischen Stoßwellen (Gefäßdurchmesser 14 cm) werden durch das rasch ansteigende Magnetfeld einer Theta-Pinch-Entladung erzeugt.

Im folgenden wird zunächst über Methoden zur Erzeugung eines geeigneten Ausgangsplasmas (durch intensive UV-Strahlung bzw. eine Theta-Pinch-Entladung) berichtet, dann über Messungen der Struktur und Aufheizung in stoßfreien Kompressionswellen und zuletzt über numerische Modell-Rechnungen zu diesen Stoßwellen.

2.1 UV- Strahlungsvorionisierung

Die Ionisierung von Wasserstoff (und Edelgasen) durch intensive UV-Strahlung einer stromstarken Z-Pinch-Entladung konnte durch Verbesserung der Z-Pinch-Geometrie und vor allem durch Verwendung von Xenon anstatt Wasserstoff als Leuchtsubstanz wesentlich erhöht werden. Der Ionisierungsgrad, den man in der Mitte eines 150 cm langen Gefäßes, an dessen beiden Enden sich die UV-Strahlung emittierenden Z-Pinche befinden (s. Abb. 8 des Jahresberichts 1967), erzielen kann, reicht bei 1 mTorr Fülldruck von 22 % in  $\text{H}_2$  bis 63 % in Xenon. Die Überlegenheit von Xenon als Leuchtsubstanz kann qualitativ begründet werden. <sup>1)</sup>

Die Eigenschaften des durch Strahlung erzeugten Plasmas wurden näher untersucht. Abb. 6 zeigt als Beispiel den zeitlichen Verlauf von Elektronentemperatur  $T_e$  und Dichte  $n_e$ , gemessen aus  $90^\circ$ -Laserstreuung, für ein Wasserstoffplasma bei 6 mTorr Fülldruck. Die Ionen werden durch Stöße mit den Elektronen aufgeheizt, und es stellt sich nach einigen  $\mu\text{s}$  eine mittlere Temperatur  $(T_e + T_i)/2$  ein. Durch Überlagerung eines achsenparallelen Magnetfeldes von etwa 100 G kann die Abfallzeit der Elektronendichte, die wesentlich auf ambipolarer Diffusion beruht, merklich verlängert werden, z.B. bei 3 mTorr  $\text{H}_2$  etwa um einen Faktor 3. Gleichzeitig wird dadurch der Wärmetransport zur Wand und damit der Temperaturabfall verringert. Es wurde ein Gleichungssystem aufgestellt, welches das raum-zeitliche Verhalten von  $n_e$ ,  $T_e$  und  $T_i$  nach Beendigung der ionisierenden Strahlung beschreibt und dessen Lösung sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verhalten liefert. <sup>2)</sup>

Eine Massenanalyse des ionisierten Wasserstoffs zeigt, daß er sich aus 80 - 90 %  $\text{H}_2^+$ , etwa 10 %  $\text{H}^+$  und etwas  $\text{H}_3^+$  zusammensetzt.

2.2 Theta-Pinch Vorionisierung

Bei Fülldrücken größer als 5 mTorr  $\text{H}_2$  konnte durch eine hochfrequente Theta-Pinch-Entladung (Stromamplitude 200 kA, Frequenz 800 kHz) ein gut reproduzierbares und homogenes Ausgangsplasma

<sup>+</sup>) Gast vom Aerospace Engineering Sciences Department, University of Colorado, USA

1) Veröffentlicht in Phys. Lett. 28 A, 616, 1969

2) Veröffentlicht in Z.Phys. 223, 385, 1969

mit einem Ionisierungsgrad von etwa 50 % erzeugt werden. Richtung, Amplitude und Homogenität des eingefangenen Magnetfeldes  $B_1$  hängen stark von Fülldruck und Ladespannung ab. Es lassen sich Bedingungen finden, unter denen die Homogenität von  $B_1$ , gemessen mit sechs über den Radius verteilten Sonden, besser als 10 % ist.

Abb. 7 zeigt den zeitlichen Verlauf von Dichte und Elektronentemperatur (aus  $90^\circ$  Laserstreuung), der Iontemperatur (aus der Doppler-Verbreiterung von  $H_\alpha$ ), und des Magnetfeldes am Radius 3.5 cm in einem vorionisierten Wasserstoffplasma. Das Ergebnis, daß  $T_i$  wesentlich höher als  $T_e$  ist, rührt daher, daß die Ionen durch die schnelle Kompression stärker aufgeheizt werden als die Elektronen und die Beobachtungszeit für einen Temperaturengleich nicht ausreicht. Weitere Ergebnisse über die Vorionisierung finden sich in (( 26 )) und 1).

Die Daten des Ausgangsplasmas konnten etwa in den folgenden Grenzen variiert werden:

$$n_{e1} = 2 - 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad T_{e1} = 3 - 8 \text{ eV}, \quad T_{i1} = 15 - 40 \text{ eV},$$

$$B_1 = \pm (200 - 1000 \text{ G}), \quad \beta_1 = 8 \pi n_1 k (T_{e1} + T_{i1}) / B_1^2 = 0.2 - 4.$$

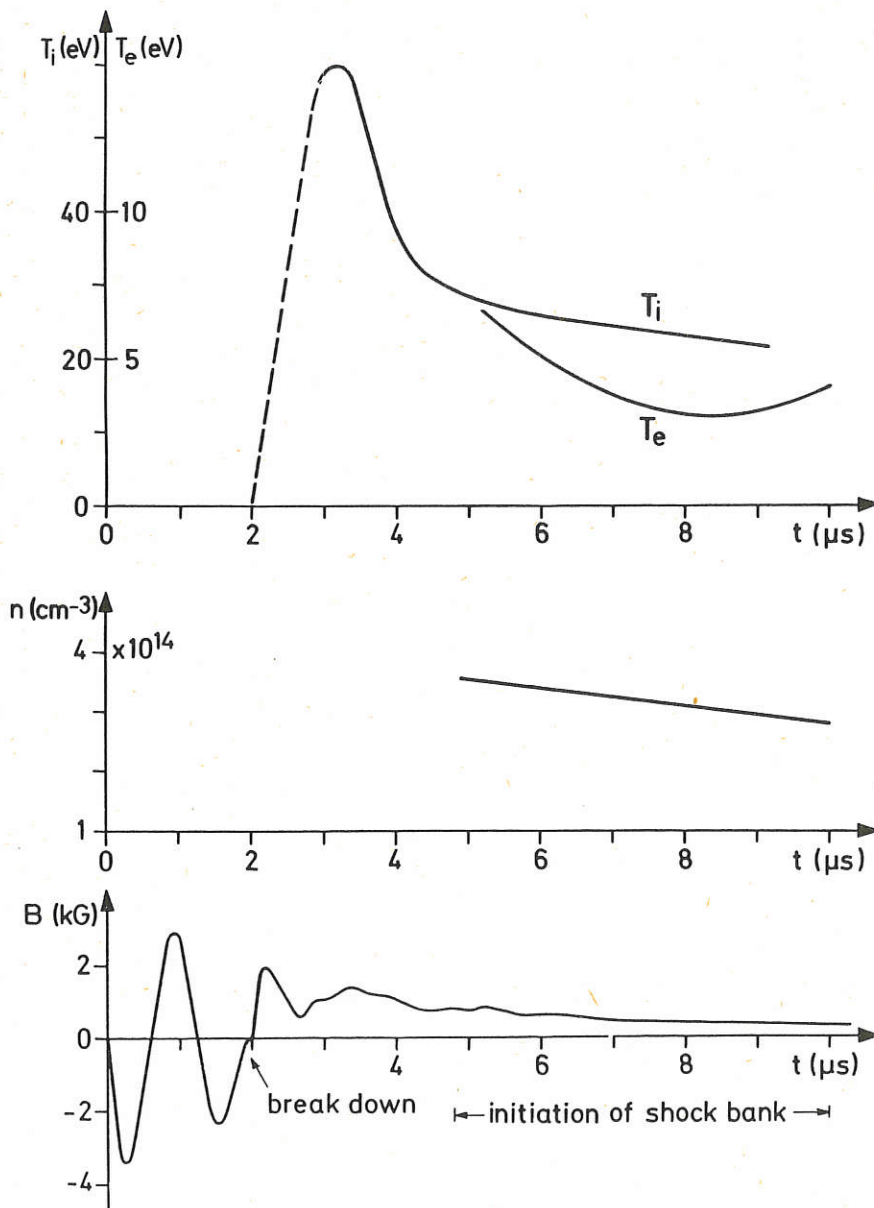


Abb. 7: Eigenschaften des Vorionisierungsplasmas

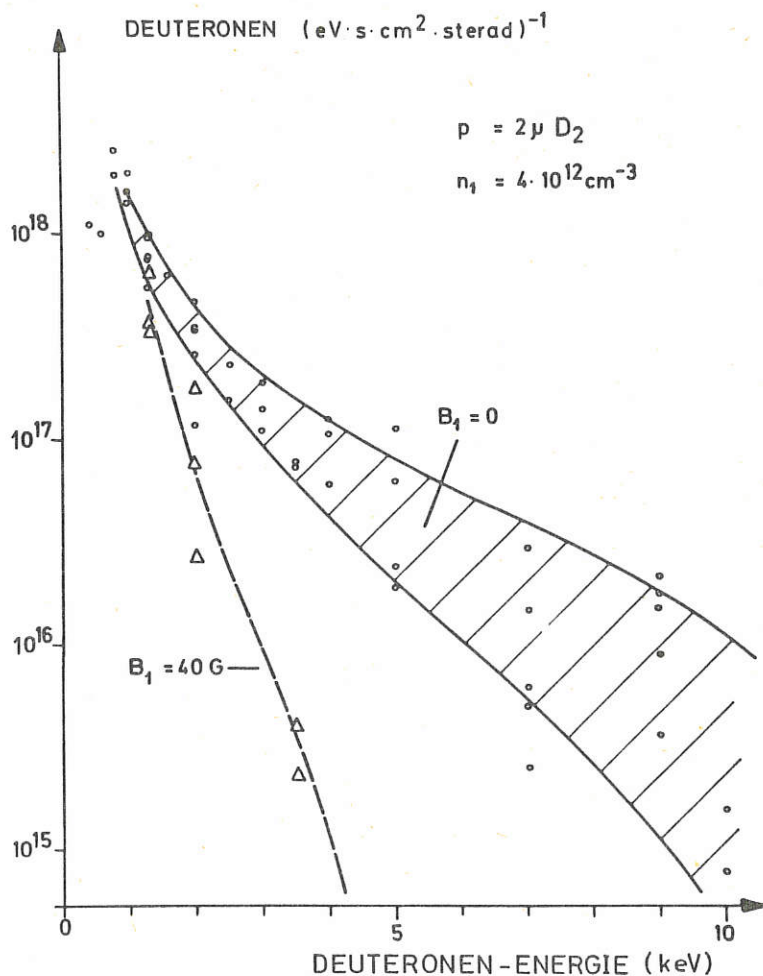


### 2.3 Stoßfreie Stoßwellen

a) Nicht-stationäre Stoßwellen bei Dichten von  $10^{12}$  bis  $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Bei Dichten zwischen  $10^{12}$  und  $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , wie sie durch die UV-Strahlungsvorionisierung erzeugt werden ( $T_{e1} \approx T_{i1} \approx 1 \text{ eV}$ ,  $\beta_1 \approx 10^{-2}$ ), beobachtet man nicht-stationäre Kompressionswellen mit Geschwindigkeiten  $u_1$  von  $5 \times 10^7$  bis  $1 \times 10^8 \text{ cm/s}$ . Für Machzahlen  $M_A$  zwischen 1.5 und 3 ( $M_A = u_1 / v_{A1}$ ,  $v_{A1}$  = Alfvengeschwindigkeit) beträgt die Breite der Front  $\Delta \approx 10 c / \omega_{p1}$  ( $\omega_{p1}$  = Elektronenplasmafrequenz) (( 33 )).

Eine Messung der Energieverteilung der in axialer Richtung aus der Theta-Pinch-Spule entweichenden Ionen zeigt eine starke Abhängigkeit der Ionenenergie von der Amplitude des überlagerten Magnetfeldes  $B_1$  und ergibt für  $B_1 = 0$  die höchsten Energien und zwar in der Größe von einigen keV (( 68 )) (siehe Abb. 8). Unter den Bedingungen, bei denen die Energieanalyse hohe Ionenenergien ergibt, können kurz nach der Kompression (etwa 300 ns nach Beginn der Entladung) Neutronen nachgewiesen werden.



ENERGIE-VERTEILUNG DER  
DEUTERONEN AUF DER PINCH-ACHSE

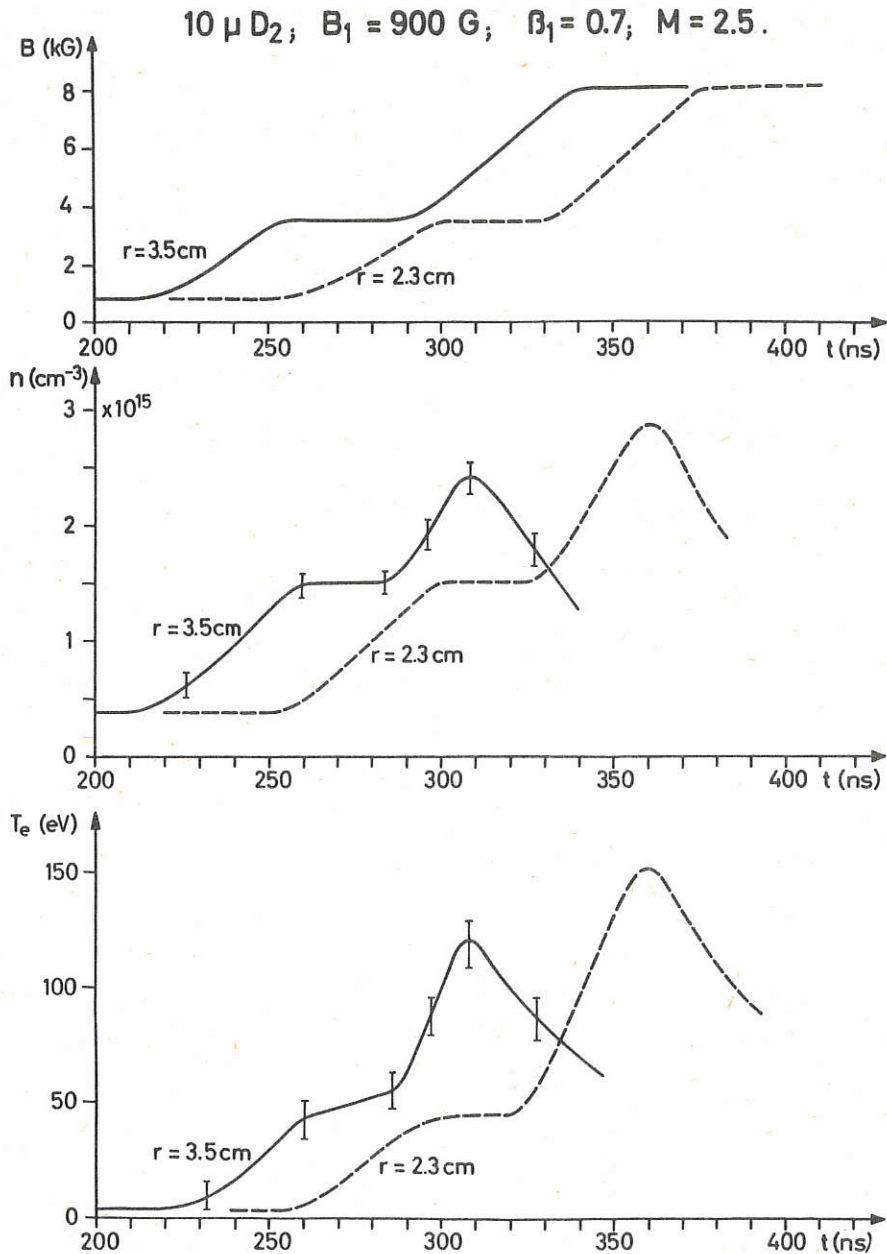


Abb. 9

b) Quasi - stationäre Stoßwellen bei Dichten von  $1 - 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

In dem durch die Theta-Pinch-Vorionisierung erzeugten Ausgangsplasma mit Dichten von einigen  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  und einem  $\beta_1 \approx 1$  beobachtet man stationäre Stoßwellen mit einer klaren Trennung zwischen Front und Kolben, die sich mit einer Geschwindigkeit von einigen  $10^7 \text{ cm/s}$  fortpflanzen (entsprechend Machzahlen  $M = u_1 / \sqrt{V_{A1}^2 + V_{S1}^2}$  zwischen 2 und 3,  $V_S$  = Schallgeschwindigkeit). Die mit magnetischen Sonden und aus  $90^\circ$ -Laserstreuung gemessene Breite der Stoßfront ist etwa  $0.6 c / \Omega_{p1}$  ( $\Omega_{p1}$  = Ionenplasmafrequenz).

Aus einer Messung der spektralen Verteilung des von Elektronen unter  $90^\circ$  gestreuten Lichtes (reine Thomsonstreuung) eines Rubin-Lasers (Leistung 600 MW, Pulsdauer 12 ns) wurde der räumliche Verlauf von Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur in diesen Stoßwellen bestimmt. Als Beispiel zeigen Abb. 9 und 10 entsprechende Profile von stoßfreien Stoßwellen, die sich mit  $M = 2.5 - 3$  in ein Deuteriumplasma mit einem parallelen bzw. antiparallelen  $B_1$  - Feld bewegen. Der Dichte- und Magnetfeldsprung in der Stoßfront beträgt 3 bis 4, die Elektronentemperatur steigt für paralleles  $B_1$  in der Front auf 45 eV und im Bereich des Kolbens weiter auf 120 eV an, für antiparalleles  $B_1$  auf 60 eV und 250 eV.

Ein Vergleich der gemessenen Elektronentemperatur mit der aus dem gemessenen Dichte- und Magnetfeldverlauf berechneten Aufheizung der Elektronen durch adiabatische Kompression und Ohm'sche Heizung (siehe Abb. 11) zeigt, daß nur etwa 20 % der beobachteten Elektronenheizung klassisch erklärt werden können und deutet auf einen starken stoßfreien Heizmechanismus hin. Die beobachtete Aufheizung und die gemessenen Frontdicken können durch eine einem turbulenten Widerstand entsprechende effektive Stoßfrequenz beschrieben werden, die um etwa 2 Größenordnungen größer als die Stoßfrequenz für Coulombstöße und etwa gleich der Ionenplasmafrequenz  $\omega_p$  ist.

Wie im Abschnitt 2.4 beschrieben wird, kann mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Gleichungen aus den bekannten Anfangsbedingungen und den gemessenen Größen der Stoßfront die Ionentemperatur hinter der Stoßfront berechnet werden. Für beobachtete Stoßwellen mit Machzahlen  $M < M_{krit} \approx 2 - 2.5$  läßt sich die so berechnete Ionentemperatur im wesentlichen durch adiabatische Aufheizung der Ionen erklären, während man für  $M > M_{krit}$  auf eine zusätzliche stoßfreie Aufheizung der Ionen schließen kann.

#### 2.4 Numerische MHD-Rechnungen

Die verallgemeinerten Rankine-Hugoniot-Gleichungen erlauben bei bekannter Machzahl die Berechnung der Plasmaparameter hinter der Front. Nachdem im Experiment der Dichtesprung stets höher war als der Magnetfeldsprung, wurden in die Erhaltungssätze eine Nachionisation in der Front eingebaut. Zur Lösung dieses erweiterten Gleichungssystems verwendet man am zweckmäßigsten neben den bekannten Anfangsgrößen des Plasmas und  $u_1$  noch  $B_2/B_1$ .

Auch Dissoziation in der Front kann in ähnlicher Weise in die Gleichungen eingebaut werden. Die mittlere Ionenmasse vor und hinter der Front muß dann mit einem Teilchenanalysator bestimmt werden. Die Freiheitsgrade für Ionen  $f_1$  und Elektronen  $f_e$  ( $f_e = 3$  gesetzt) können in den Erhaltungssätzen verschieden groß gewählt werden. Dann benötigt man aber noch eine zusätzliche Information oder Gleichung, da  $T_1$  und  $T_e$  nicht mehr als einfache Summe  $T = T_1 + T_e$  vorkommen. Benutzt man noch  $T_{e2}$  als bekannte Größe, können  $n_2/n_1$  und  $T_{12}$  berechnet werden. Eine gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und berechneten Dichtesprung erhält man für  $f_1 = 3$ . Das berechnete  $T_{12}$  entspricht bei niedrigen Machzahlen (unter der kritischen Machzahl  $M_{krit}$ ) lediglich einer adiabatischen Aufheizung (vgl. Abschnitt 2.3); damit kann für  $M < M_{krit}$  an Stelle des Meßwertes  $T_{e2}$  die Adiabatangleichung für die Ionen zur Vervollständigung der Rankine-Hugoniot-Gleichungen verwendet werden.

Zur Berechnung der Plasmaparameter in der Front selbst wird das stationäre MHD-Gleichungssystem für 2 Flüssigkeiten (Ionen und Elektronen) benutzt. Dieses ist ebenfalls in einfacher Weise durch Nachionisierung erweitert, indem für letztere ein gleichmäßiger Anstieg über der ganzen Frontbreite auf den aus obigen Erhaltungssätzen berechneten Wert angesetzt wird.

$10 \mu D_2$ ;  $B_1 = -750 \text{ G}$ ;  $\beta_1 = 0.8$ ;  $M = 2.9$ .

Abb. 10

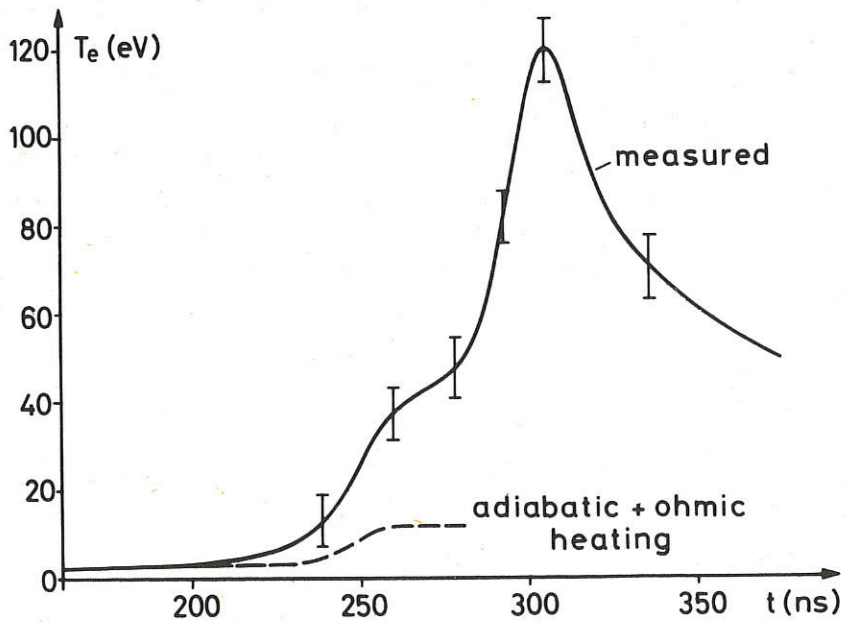
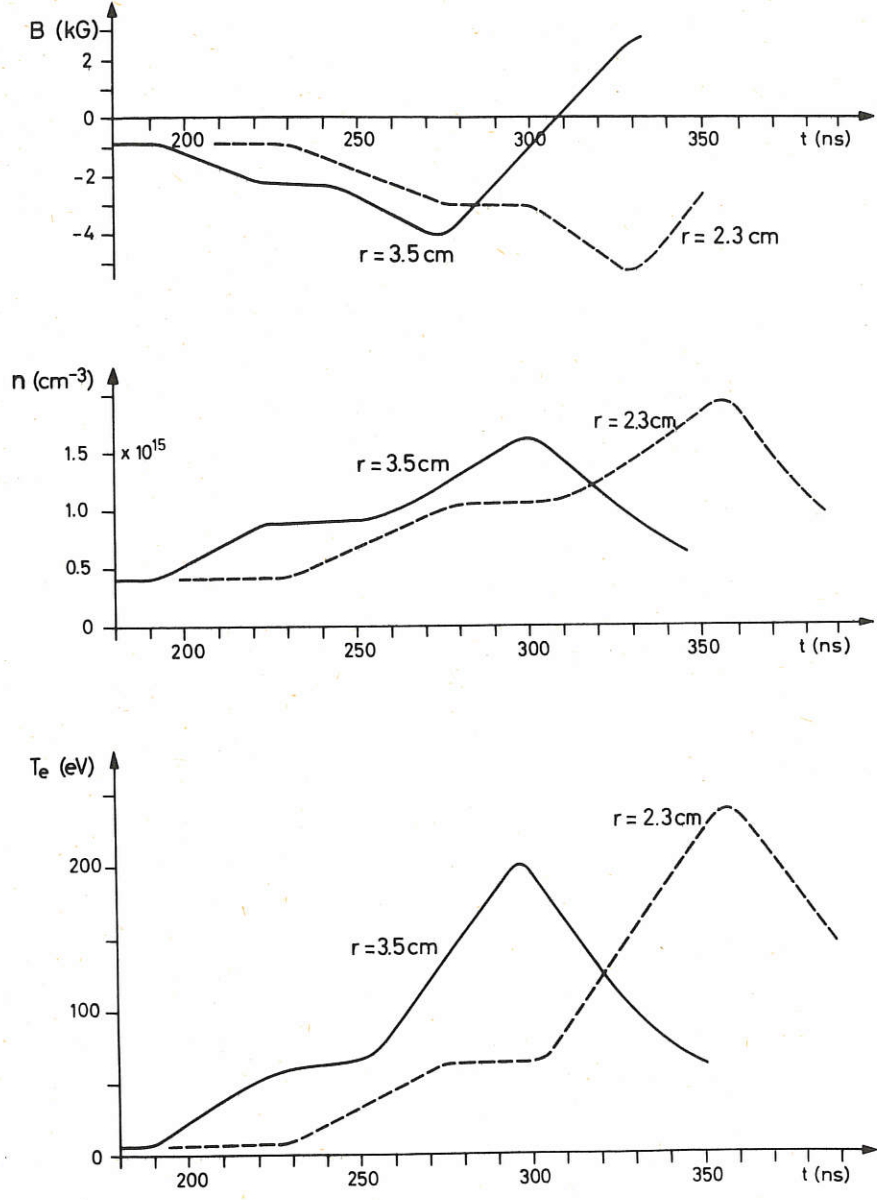


Abb. 11

Als Energiegleichung für die Ionen wird wieder eine adiabatische Aufheizung angenommen. Die Energiegleichung für die Elektronen besteht aus 2 Termen, nämlich adiabatischer und Ohm'scher Heizung; andere Effekte können vernachlässigt werden. Rechnungen mit der klassischen Stoßfrequenz  $\nu_{e1}$  ergeben viel zu schmale Frontbreiten, und lediglich etwa 20 % der Elektronenaufheizung können klassisch erklärt werden. In das Gleichungssystem wurde deshalb aufgrund theoretischer Vorstellungen noch eine effektive Stoßfrequenz  $\nu_{eff}$  eingefügt. Für  $\nu_{eff} \approx 0.5 \times \Omega_p$  (Ionenplasmafrequenz) stimmen die berechneten Werte von  $\Delta$  und  $T_{e2}$  mit den Meßwerten überein.

Der Nenner der Differentialgleichung für  $\frac{dn}{dx}$  lautet im MHD-Gleichungssystem in allen Fällen

$$m_1 u^2 - \gamma_e k T_e - \gamma_i k T_i, \quad \left( \gamma = \frac{f+2}{f} \right).$$

Im Gebiet vor der Front ist dieser Ausdruck stets  $> 0$ ; er kann aber im Laufe der Rechnung Null werden; das hängt von der Größe von  $u_1$  ab;  $\frac{dn}{dx}$  wird dann beliebig groß, während  $n$  selbst endlich bleibt. Das verwendete Gleichungssystem hat dann keine stationäre Lösung. Das Experiment zeigt, daß  $\nu_{eff}$  so groß ist, daß  $n$  eine monoton steigende Funktion wird. Für diese Stoßwellen liegt der Grenzfall  $u_{krit}$  gerade dann vor, wenn obiger Nenner erst hinter der Stoßfront Null wird:

$$m_1 u_2^2 = e k T_{e2} + i k T_{i2}.$$

Nimmt man diese Gleichung zu den eingangs beschriebenen Erhaltungssätzen dazu, kann man für ein bekanntes Ausgangsplasma

$$M_{krit} = \frac{u_{krit}}{\sqrt{v_{A1}^2 + v_{S1}^2}}$$

berechnen.

Für  $\beta \ll 1$  ist  $M_{krit} \approx 2,8$  und nimmt mit wachsendem  $\beta$  auf  $M_{krit} = 1$  ab.

### 3. Toroidaler Theta-Pinch

( R. Franzel, W. Lotz, D. Meisel )

Durch Überlagerung eines zu einem rein azimuthalen Hauptfeld orthogonalen Multipol-Feldes entsteht eine Anordnung, bei welcher der toroidale Plasmaschlauch nur von Feldlinien mit günstiger (konkaver) Krümmung umgeben ist, wodurch Stabilität (zumindest MHD) der Gleichgewichtskonfiguration gewährleistet ist. Die magnetischen Flußröhren sind dann jedoch nicht mehr toroidal geschlossen ("offene Anordnung"), weshalb entlang des toroidalen Plasmaschlauches kreisförmig geschlossene Cusp-Linien und die ihnen eigentümlichen Verlustmechanismen auftreten. Gegenüber anderen Cusp-Anordnungen, wie z.B. dem Spindel-Cusp, besteht der Vorteil, daß die Verluste ausschließlich durch Cusp-Linien erfolgen (statt zusätzlich durch Cusp-Spitzen) und daß außerdem durch Anwendung des toroidalen Theta-Pinches unmittelbar in die gewünschte Konfiguration komprimiert wird. Dadurch können Temperaturen, Dichten

und Werte von  $\beta$  erreicht werden, wie sie z.B. beim Spindel-Cusp nur durch größeren Aufwand (z.B. durch Einschub von Plasma) zu erzielen sind.

Im Jahre 1967 konnte gezeigt werden, daß die im toroidalen Theta-Pinch mit überlagertem Hexapol auftretenden Verluste durch Cusp-Verluste erklärt werden können, wobei die Cusp-Schlitz-Breite etwa ein Ionengyrationsradius beträgt.

### 3.1 Toroidaler Theta-Pinch mit nicht-helischem Hexapol

In der Zeit vom Juli bis September 1968 wurde eine Laserlicht-Streumessung durchgeführt. Es gelang, das auftretende Falschlicht soweit zu unterdrücken, daß eine gute Messung der Elektronendichte und Temperatur möglich wurde. Gemessen wurde an vier verschiedenen, benachbarten Orten im Torus (von der Torusseele 1 cm nach außen in positiver R-Richtung), um Dichte- und Temperaturprofile zu gewinnen. Die Fülldrucke waren 40, 30 und 20 mTorr Wasserstoff. Bei 20 mTorr wurde auch noch mit erhöhter Batteriespannung (12 kV Hauptentladung statt 8 kV) geschossen. Es konnten etwa 700 Schüsse ausgewertet werden.

Die Ergebnisse stimmen mit früheren Messungen an der SPINNE gut überein; die größten Dichten waren  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei 40 mTorr und  $1,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei 30 und 20 mTorr. Die Temperaturen erreichten 40 eV bei den 20 mTorr-Schüssen. Die Messungen haben gezeigt, wie ein Laserlicht-Streuexperiment an einem Torus durchzuführen ist, welche Schwierigkeiten (z.B. Falschlicht) speziell an einer solchen Anordnung auftreten, aber auch, welche Vorteile (einfache Gewinnung von Dichteprofilen über den Plasmaradius zum Beispiel) erwartet werden können.

### 3.2 Toroidaler Theta-Pinch mit überlagertem helischen Hexapolfeld

Geht man vom nicht-helischen zum helischen Multipolfeld über, so entsteht (im Vakuum) in der Nähe der Seele des Torus ein Gebiet mit ineinandergeschachtelten, geschlossenen Flußröhren, also eine "geschlossene Anordnung". Ist dieses Gebiet kleiner als der Plasmaquerschnitt, so wird sich das Plasma wie beim nicht-helischen Multipolfeld verhalten und entlang der Cusp-Linien verlorengehen. Ist dieses Gebiet jedoch größer als der Plasmaquerschnitt, so besteht die Hoffnung, daß weder Cusp-Verluste noch Torus-Drift zur Wand auftritt.

Im Jahre 1968 haben wir die Apparatur SPINNE auf helische Hexapolfelder umgebaut, und zwar haben wir zunächst mit kleiner Neigung der Hexapoldrähte begonnen, so daß diese die Seele  $4/3$ -mal umschließen bei einem Umlauf um die große Achse des Torus. Die technischen Daten der SPINNE wurden im übrigen nicht verändert: großer Radius 52 cm, Innendurchmesser des Vakuumgefäßes 6,0 cm, Innendurchmesser der Theta-Pinch-Spule 9,2 cm, Teilkreisdurchmesser bei helischen Windungen 7,5 cm, Maximum des Theta-Pinch-Feldes 10 bis 21 kG, Anstiegszeit (Viertelwelle)  $3,0 \mu\text{s}$ , für Hauptfeld und Hexapolfeld, Crowbarzeitkonstante  $30 \mu\text{s}$ , Energieinhalt der Kondensatorbatterien je bis zu 58 kJ. Plasmatemperatur, Dichte und Plasmaradius waren etwa die gleichen wie beim Experiment mit nicht-helischem Hexapol: 40 bis 100 eV und 1 bis  $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  im Maximum bei einem Plasmaradius zwischen 0,5 und 1 cm,  $\beta$ -Werte zwischen 0,3 und 1,0.

Die gemessenen Teilchenverluste waren im Mittel ( $34 \pm 10$ ) % kleiner bei Verwendung des helischen Hexapols gegenüber den früher gemessenen Werten mit nicht-helischem Hexapol, doch ließ sich kein eindeutiger Trend mit Änderung der Parameter erkennen. Innerhalb der Fehlergrenzen lassen sich diese Verluste deshalb mit mehreren Modellen beschreiben. Man kann die

Verluste innerhalb der Fehlergrenzen als Cusp-Verluste beschreiben mit einer Cusp-Schlitz-Breite von 0,54 Ionengyroradien, oder aber man kann die Verluste durch klassische Diffusion beschreiben mit einem Diffusionskoeffizienten, der 1,7 mal größer ist als der klassische Wert. Bohm-Diffusion ist nicht konsistent mit den gemessenen Verlusten, die bis zu einem Faktor 5 kleiner sind als nach der Bohm-Formel zu erwarten wären und nicht die erwartete Abhängigkeit von der Temperatur und dem Plasmaradius zeigen.

Die SPINNE wurde daraufhin umgebaut auf steilere helische Windungen, so daß diese  $8/3$ -mal die Seele umschließen bei einem Umlauf um die große Achse des Torus. Die Hoffnung war, auf diese Weise die Teilchenverluste weiter zu verkleinern, da das Gebiet mit geschlossenen magnetischen Oberflächen in der Nähe der Seele dabei seinen Durchmesser etwa verdoppeln sollte (im Vakuum, theoretisch) und damit eindeutig größer als der Plasmaquerschnitt werden sollte. Dabei ergab sich, daß der Strom in der Theta-Pinch-Spule eine nicht zu vernachlässigende Spannung in den helischen Windungen induzierte, die zu einseitig gerichteten Strömen in diesen Windungen führte. Diese Ströme wiederum induzierten Spannungen innerhalb des Vakuumpfäßes, die ihrerseits einen Nettostrom im Plasma parallel zur Seele des Torus zur Folge hatten. Das Plasma selber schien nicht stabil zu sein, außerhalb des eigentlichen Plasmaschlauches war intensiv leuchtendes Plasma vorhanden.

Wir entschlossen uns deshalb Ende des Jahres, die helischen Windungen so zu verbinden, daß die induzierten Spannungen sich paarweise aufheben und damit ein induzierter Strom vermieden wird.

#### 4. Theoretische Arbeiten

(R. Chodura, G. Lehner, F. Pohl, W. Schneider)

##### 4.1 Relaxation anisotroper Plasmen

(G. Lehner, F. Pohl)

Die durch schnelle  $\Theta$ -Pinche erzeugten Plasmen sind stark anisotrop. Es taucht dann das Problem der Relaxation dieser Anisotropie auf. Vorhergegangene Untersuchungen (siehe Jahresbericht 1967) wurden weitergeführt und verallgemeinert. Einerseits wurde mit Hilfe der Balescu-Lenard-Gleichung untersucht, ob die frühere Annahme zutrifft, daß die kollektiven Effekte auch bei großer Anisotropie unter den gegebenen Umständen vernachlässigbar sind. Sie stellte sich als gerechtfertigt heraus. Die Ergebnisse wurden publiziert ((78)).

Andererseits wurden die Ergebnisse verallgemeinert auf ein Plasma aus beliebig vielen Komponenten, die alle anisotrop sein können. Als Anwendung wurde die Relaxation von schweren Verunreinigungen in einem anisotropen Plasma betrachtet. Die Ergebnisse wurden in Form eines Berichtes ((IPP 1/91)) vorgelegt.

##### 4.2 Dynamische Stabilisierung

(G. Lehner)

Im Zusammenhang mit dem Problem der Stabilität von MHD-Gleichgewichten bei hohem  $\beta$  wurden die Möglichkeiten dynamischer Stabilisierung diskutiert. Ein von C. Andelfinger unternommenes

Experiment, einen Z-Pinch durch einen überlagerten hochfrequenten  $\theta$ -Pinch dynamisch zu stabilisieren, lieferte vorläufige Ergebnisse. Diese wurden in die Diskussion einbezogen. (( IPP 1/77 )) .

#### 4.3 Screw-Pinch

(G. Lehner)

Ausgehend von den Ergebnissen der Gruppe von van der Laan in Juitphaas wurden die Möglichkeiten diskutiert, die der Screw-Pinch bzw. Screw-Pinch-ähnliche Konfigurationen für weiterführende Versuche bietet. Die obenerwähnten Ergebnisse im Hinblick auf dynamische Stabilisierung ließen es sinnvoll erscheinen, Versuche mit einem dynamisch stabilisierten Screw-Pinch zu machen. Die Betrachtungen resultierten in dem Vorschlag eines entsprechenden Projektes 1).

#### 4.4 2 Dimensionales MHD-Programm (r,z)

(W. Schneider, F. Hertweck)

Das bestehende Modell wurde in zwei Punkten erweitert:

- 1) es können beliebige radiale Anfangsprofile der Dichte und der Temperatur eingegeben werden;
- 2) die Zeitabhängigkeit des äußeren Magnetfeldes  $B = B(t)$  wurde eingebaut.

Diese Änderungen wurden während eines fünfmonatigen Aufenthaltes am Culham-Laboratory U.K.A.E.A. (auf einer IBM 360/65 in Harwell) durchgeführt.

Durch diese beiden Erweiterungen wurde eine relativ gute Beschreibung des Plasmas im dortigen 8-m  $\theta$ -Pinch-Experiment erreicht. Die Ergebnisse der Rechnungen sollten insbesondere Aufschluß über den Einfluß der Endverluste geben. Die Messungen der Endverluste sind allerdings noch nicht abgeschlossen, so daß ein expliziter Vergleich mit den numerischen Resultaten noch aussteht.

#### 4.5 1-Dimensionales MHD-Programm

(W. Schneider, H. Fisser)

Für die Untersuchung der radialen Diffusions-Vorgänge an ISAR I sollen zum Vergleich mit experimentellen Messungen numerische Rechnungen (mit dem Fisser-Programm) herangezogen werden.

Um das Rechenprogramm zu späteren Zeiten der Entladung starten zu können, wurde die Eingabe der Anfangsbedingungen verallgemeinert.

Rechnungen werden durchgeführt für verschiedene Diffusionskoeffizienten (klassische Diffusion und Bohm-Diffusion).

---

1) U. Seidel, IPP 1/71, 1967



#### 4.6 Numerische Rechnungen zur Instabilität eines gewellten $\theta$ -Pinches

(W. Schneider)

Eine von J. Wesson abgeleitete Bewegungsgleichung für die  $m = 1$  Instabilität des  $\theta$ -Pinches wurde numerisch behandelt. Die numerischen Ergebnisse sind im Einklang mit dem Ergebnis der normal-mode-analysis und wurde zur Interpretation des experimentellen Befundes bei ISAR I Versuchen herangezogen.

#### 4.7 Untersuchung der Kompression eines Plasmas mit anomaler Elektronen-Reibung

(R. Chodura)

Das im Jahresbericht 1967 bereits erwähnte numerische Modell für die Kompression eines Plasmas, dessen Elektronenflüssigkeit durch Wechselwirkung mit dem fluktuierenden elektrischen Feld einer Zweistrom-Instabilität auf eine "kritische Geschwindigkeit" abgebremst wird, ist in einer Veröffentlichung (( 25 )) ausführlich beschrieben. Das Modell wurde mit Messungen der Kompressionswelle in einem dünnen stoßfreien Plasma ( $n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) verglichen. Eine annähernde Übereinstimmung der Magnetfeldprofile ergab sich, wenn man für die kritische Elektronengeschwindigkeit etwa ihre halbe thermische Geschwindigkeit annahm. Diese Ergebnisse wurden bei der 3<sup>rd</sup> Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion Research in Novosibirsk vorgetragen.

#### 4.8 Quasilineare Theorie der Leitfähigkeit eines stoßfreien, schwach turbulenten Plasmas in einem elektrischen Feld

(R. Chodura in Zusammenarbeit mit F. Engelmann u. G. Bardotti, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati)

Zum besseren Verständnis der in 4.7 vorausgesetzten Elektronenreibung in einem infolge Zweistrominstabilität schwach turbulenten Plasma wurde versucht, mit Hilfe der eindimensionalen quasilinearen Gleichungen die zeitliche Veränderung der Elektronen- und Ionenverteilung sowie des Wellenspektrums numerisch zu berechnen. Dabei sind pro Zeitschritt die Boltzmann-Gleichungen mit quasilinearem Stoßterm für Elektronen und Ionen sowie die Dispersionsgleichung der instabilen, linearen Plasmawellen zu lösen. Das Ziel der Untersuchung ist es, festzustellen, ob und in welchem Parameterbereich ein stationärer Endzustand erreicht wird, und die turbulente Leitfähigkeit in diesem Endzustand anzugeben.

#### 4.9 Überkritische Kompressionswelle

(R. Chodura in Zusammenarbeit mit K. v. Finckenstein, Abt. 6)

Bei der in 4.7 erwähnten Beschreibung einer Kompressionswelle mit Hilfe der 2-Flüssigkeitstheorie kommt es bei zu schnellem Ansteigen des äußeren Magnetfeldes oder zu geringem Magnetfeld vor der Welle oder zu geringer Elektronenreibung in der Welle zu einem charakteristischen Zusammenbrechen dieser Theorie, das sich in der Ausbildung eines unendlichen Dichtegradienten

in der Front der Welle äußert. Der Grund dafür ist das Überholen vorauslaufender Flüssigkeitsschichten durch hinterherlaufende, wodurch die Strömung mehrdeutig wird. Es wird versucht, diesen Vorgang durch numerisches Lösen der 2-dimensionalen ( $r, v_r$ -abhängigen) Vlasov-Gleichung für die Ionen zu beschreiben, während die Elektronen wegen ihrer kleineren Gyrationradien weiterhin durch Flüssigkeitsgleichungen behandelt werden.

#### 4.10 Transportkoeffizienten in einem anisotropen Plasma

(R. Chodura, F. Pohl)

In Fortsetzung einer Arbeit über die Beschreibung eines anisotropen Plasmas durch hydrodynamische Gleichungen für 16-Momente der Verteilungsfunktion (( 97 )) wurden nunmehr auch die Stoßintegrale berechnet. Damit ist es möglich, für ein beliebig anisotropes, stoßdominiertes Plasma die Koeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit, Viskosität, Wärmeleitung und der thermoelektrischen Effekte (z.B. Nernst - Effekt) anzugeben. Die so gewonnenen Gleichungen sind geeignet, Vorgänge in Plasmen zu beschreiben, die schneller erfolgen als die Relaxationszeit der Anisotropie (z.B. schnelle, unterkritische Kompressionswellen, Instabilitäten usw.).

#### 5. Spezielle Meßmethoden und Untersuchungen an heißen Plasmen

##### 5.1 Streuung von Laserlicht an Plasmen

(G. Decker, L. Kellerer, D. Meisel, H. Röhr, K.H. Steuer)

Zur Ermittlung der Temperatur und Dichte in einem Vorionisierungsplasma wurde ein Z-Pinch aufgebaut, an dem ein  $90^\circ$ -Streuexperiment durchgeführt wurde. Der Pinch hatte die gleichen Daten wie die an Isar III und Isar IV benutzten.

Die Messungen wurden bei 10 - 25 mTorr  $H_2$  durchgeführt. Für den Zeitpunkt, zu dem der Theta-Pinch gezündet wird, betragen die Elektronentemperaturen 3 - 6 eV bei Elektronendichten von  $3 - 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Die Messung wurde auf der Gefäßachse durchgeführt.

Im gleichen Pinch wurden zu sehr frühen Zeiten, wenn der 2. und 3. Quantenzustand von H noch besetzt ist, Streumessungen durchgeführt. Wegen des nur kleinen Unterschiedes der Energie der Laserquanten und der Differenzenergie der Terme 2 und 3 ( $H\alpha$ ) ist der Wirkungsquerschnitt für Rayleighstreuung etwa 13 - 26 mal so groß wie der Thomsonquerschnitt. Die Rayleigh-Streuung der angeregten Atome konnte gemessen werden. Ihre Spektralverteilung ist ein Maß für einen Mittelwert aus Neutralgas- und Iontemperatur. Aus Intensitätsgründen wurde diese Messung hauptsächlich bei 60 und 200 mTorr  $H_2$  ausgeführt. Bei 60 mTorr konnte eine mittlere Temperatur von ca. 70 eV bestimmt werden, während bei 200 mTorr die Breite des Spektrums gleich dem Apparateprofil war ( $\leq 10$  eV). (H.Röhr)

Das  $90^\circ$ -Streuexperiment an der "Spinne" wurde durchgeführt und abgeschlossen (s.Abschnitt 3). (D. Meisel)

Ein  $90^\circ$ -Streuexperiment am Turbulenzexperiment wurde durchgeführt und abgeschlossen (s.Abschnitt 2.3). (K.H. Steuer)

Messung von Temperatur- und Dichteverlauf an Isar I (s. Abschnitt 1.2).

(H. Röhr)

Ein Streuexperiment zur lokalen Bestimmung von Magnetfeldern in Plasmen wurde aufgebaut. Unter bestimmten Bedingungen soll der Einfluß des Magnetfeldes auf das Spektrum des Streulichtes gemessen werden.

Das erforderliche hohe Magnetfeld erzeugt eine 7,5 kJ Batterie, die über eine sehr kurze Spule entladen wird. Mit dieser  $\Theta$ -Entladung allein konnte kein Plasma mit geeigneten Parametern (Temperatur, Dichte und inneres Magnetfeld) erreicht werden; deshalb wird jetzt mit einer kurzzeitigen Bogenentladung gearbeitet.

Der Aufbau der Streuapparatur ist im wesentlichen abgeschlossen. Das Falschlicht konnte mit erheblichem technischem Aufwand auf das nötige Maß reduziert werden.

(L. Kellerer)

## 5.2. Strahlungsmessungen im Vakuum-UV

(R. Wunderlich)

Zur Absoluteichung von Vakuum-UV-Spektrographen und den zugehörigen Detektoren ist ein 6,2-KJ-Theta-Pinch (mit Crowbar nach dem Strommaximum) als Eichlichtquelle aufgebaut und erprobt worden. Damit wurden Plasmen verschiedener Ausgangsgase und Fülldrucke erzeugt und auf ihre Eignung als Standardnormal für absolute Intensitätsmessungen im Wellenlängenbereich unter 1500 Å untersucht. Die für den beabsichtigten Zweck optimalen Bedingungen ergaben sich für Helium mit 400 mTorr Ausgangsdruck, wo sich z.B. zum Zeitpunkt der 1. max. Kompression reproduzierbar und unbeeinflusst von kleinen Schwankungen im Ausgangsfülldruck eine Elektronendichte von  $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und eine Temperatur von 17 eV ergab. Diese Plasmaparameter konnten aus Profilmessungen der ersten zwei Glieder der Fowler-Serie des HeII-Ions (4686 Å und 3203 Å) und aus Absolutmessungen der Intensitäten dieser Linien und des unterlagerten Kontinuums gewonnen werden.

Zusätzlich zu dieser als Standardnormal entwickelten Eichlichtquelle wurde als leicht transportables Zwischennormal ein 4-KJ-Z-Pinch gebaut. Wiederum stellte sich Helium von 400 mTorr Fülldruck als optimal für absolute Intensitätseichungen im genannten Wellenlängenbereich heraus. Die Dichte ermittelte sich hier zum Zeitpunkt der 1. max. Kompression zu  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , allerdings kommen spätere Zeitpunkte wegen einsetzender Instabilitäten für eine Eichung nicht mehr in Betracht.

## 5.3. Messung von Dichte und Magnetfeld in einem Plasma mit Hilfe des Faradayeffektes

(E. Glock)

Zur Bestimmung der Faraday-Drehung wurde versucht, die Aufhellung im Teststrahlengang zu messen, die durch ein Plasma zwischen gekreuzten Polarisatoren verursacht wird. Diese Methode erscheint besonders zur Messung kleinster schneller Polarisationsdrehungen den anderswo üblichen Differenzmethoden überlegen. Die Messungen wurden an einem Theta-Pinch-Plasma ( $B_{\text{max}} \approx 44 \text{ kG}$ ,  $10^{16} \leq n_e \leq 10^{17}$ ) unter Verwendung eines He-Ne-Gaslasers vorgenommen.

Zur qualitativen Prüfung der Methode wurde während der 1. Kompression des Plasmas der Signaleinsatz an verschiedenen Radien verfolgt. Die so ermittelte Geschwindigkeit der Kompressionswelle ist den aus Schmieraufnahmen und Sondensignalen gewonnenen Anfangsgeschwindigkeiten gut vereinbar.

Zur quantitativen Prüfung wurde aus Füllichte  $\times$  Kompressionsverhältnis und  $B_{\max}$  eine obere Grenze für  $n \cdot B \cdot L$  abgeschätzt und mit dem aus der Drehwinkelmessung erhaltenen Produkt verglichen. Es zeigte sich, daß die gemessenen Werte je nach Zeitpunkt in der Entladung 2 - 5 mal zu hoch waren.

Zur Erklärung dieser Diskrepanz wurden folgende Schritte unternommen:

Reduktion der linearen Doppelbrechung;

Kontrolle der Vernachlässigungen, die von der allgemein gültigen Appleton-Hartree-Formel auf  $\theta_R \sim n \cdot B \cdot L$  führen;

Erhöhung der Zeitauflösung im Meßkanal und Verbesserung der Empfängereichung.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 2 (DR.G. VON GIERKE)

1. Toroidale Einschließung - WENDELSTEIN

(E. Berkl<sup>+</sup>), D. Eckhartt, C.W. Erickson<sup>++</sup>), G. von Gierke, G. Grieger, E. Hinnov<sup>+++</sup>),  
W. Ohlendorf, F. Rau)

(Ingenieure: K. Freudenberger, J. Kolos, M. Lipa, M. Zippe)

1. Übersicht

Im Berichtsjahr wurde der neue Stellarator W IIa in Betrieb genommen. Er unterscheidet sich von den bisher untersuchten Apparaturen des Typs W I im wesentlichen in den folgenden Punkten: größerer Plasmaquerschnitt, kreisringförmiges Plasmavolumen mit durchgehenden helischen Stabilisierungswindungen vom Typ  $\ell = 2$ , stationärer Betrieb des Experiments mit einem Magnetfeld bis zu 8 kG, kontinuierliche Heizung der im Plasmainnern befindlichen Emitterkugel, Verwendung eines Bariumplasmas mit der Möglichkeit der spektroskopischen Dichtebestimmung. Durch Messung der Beziehungen zwischen Ioneneingangsfluß, resultierender Plasmadichte und Magnetfeldstruktur wurden die Aussagen eines theoretischen Modells bestätigt, mit dem bereits die Ergebnisse am Stellarator W Ib beschrieben werden konnten und welches nur "klassische" Verlustmechanismen voraussetzt.

Die Experimente im Oktopol (W V) wurden wieder aufgenommen. Dabei konnten die bereits früher gefundenen Resultate bestätigt und erweitert werden, wonach die mittlere Teilchenlebensdauer groß ist, verglichen mit dem Wert, den man erwarten würde, wenn das Plasma durch Bohm-Diffusion quer zum Magnetfeld verlorengehen würde.

Die technischen Vorbereitungen zum Bau des supraleitenden Quadrupols W VI werden weitergeführt.

2. W IIa (kreisförmiger Stellarator)

Diese neue Apparatur besitzt ein kreisringförmiges Vakuumrohr mit einem Seelendurchmesser von 100 cm und einer effektiven lichten Weite von 12 cm. Das Hauptfeld wird durch 44 äquidistant angeordnete, scheibenförmige Spulen (Typ Sp 300 A) erzeugt, die maximale Feldstärke beträgt im Dauerbetrieb 8 kG. Die helischen Windungen vom Typ  $\ell = 2$  sind gleichförmig und ohne Unterbrechung im Sinne einer Lingschraube auf das Vakuumrohr aufgebracht, so daß 5 Perioden des Stabilisierungsfeldes längs des Umfangs existieren. Die einzige Störung dieser 5-fachen Rotationssymmetrie des resultierenden Magnetfeldes bilden die Stromzuführungen der helischen Windungen. Unter Verwendung des Rechenprogramms von Croci-Eder-Gorenflo-Schlüter-Welter wurde die Struktur des Magnetfeldes numerisch berechnet.\* Für einige repräsentative Werte des Verhältnisses  $I_H/B_0$  (Strom durch die helischen Windungen zum Hauptmagnetfeld) sind die berechneten Kenngrößen des Magnetfeldes nachfolgend aufgeführt. Dabei ist die magnetische Achse um 4,5 mm gegenüber der Rohrseele nach innen versetzt, da für diese Lage der magnetischen Achse die vertikalen Korrekturfelder klein in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes sind für ein Hauptfeld  $B_0 = 5$  kG. Um die Verscherungen und die Tiefe des "magnetischen Troges" zu charakterisieren, ist die relative Differenz von  $t = l/2\pi$  und  $\bar{q} = \frac{1}{N} \int \frac{dl}{B}$  zwischen den Werten auf einer außenliegenden magnetischen Fläche und den Werten auf der magnetischen Achse angegeben. F bezeichnet den Querschnitt dieser außenliegenden magnetischen Fläche und gibt damit die zunehmende elliptische Verformung der magnetischen Fläche mit wachsendem helischen Strom  $I_H$  an.

+) Dr. Berkl verunglückte am 13.10.1968 tödlich

++) Gast von der University of Wisconsin, Madison, Wisc., USA

+++) Gast vom Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J., USA

\* Wir danken Frau Croci (Abteilung Theorie) für die Durchführung der Rechnungen

Unter der außenliegenden magnetischen Fläche ist dabei diejenige verstanden, die in der Anfangs-Meridianebene im Abstand 4 cm von der magnetischen Achse nach außen die Äquatorebene schneidet, wobei der Anfangsmeridian so definiert ist, daß hier die Schwerpunkte der positiven helischen Ströme gerade in der Äquatorebene liegen. Wie aus der Tabelle ersichtlich, beträgt die Verscherung bzw. die Tiefe des "magnetischen Trog", bezogen auf die Werte der magnetischen Achse, nur einige Prozent. Weiterhin wächst die Verscherung monoton mit steigendem Verhältnis  $I_H/B_0$  bzw. mit wachsendem  $t$ .

$I_H/B_0$	$t$	$\frac{\Delta l}{l_0}$	$\frac{\Delta \bar{q}}{q_0}$	F
0,221	0,041	1,4 %	- 3,8 %	49,6 cm <sup>2</sup>
0,313	0,082	1,7 %	- 3,3 %	44,9 "
0,449	0,167	2,1 %	- 2,8 %	38,4 "
0,625	0,348	2,8 %	- 2 %	29,5 "
0,884	0,764	6,6 %	- 2,8 %	16,1 "

Die Form der magnetischen Flächen in der Maschine und die Größe der Rotationstransformation wurden mit Hilfe eines gepulsten Elektronenstrahls bestimmt. Das Verfahren und die Ergebnisse für den Stellarator W Ib sind im Bericht IPP 2/69 beschrieben. Dabei folgten die Meßergebnisse für den Winkel der Rotationstransformation innerhalb von 5 % dem geforderten quadratischen Verlauf mit dem

Verhältnis  $I_H/B_0$  und stimmten in der gleichen Genauigkeit mit den numerischen Rechnungen überein. Die magnetischen Flächen weichen nur in Feinheiten von der numerisch berechneten Form ab. Die magnetische Achse wurde innerhalb von  $\pm 1$  mm an der berechneten Stelle gefunden. Es konnte - im Rahmen der oben angegebenen Meßgenauigkeit - keine Verscherung der Kraftlinien festgestellt werden. Anschließend wurde in der Maschine ein Bariumplasma mit Spitzendichten im Bereich  $3 \cdot 10^8 < n_0 < 3 \cdot 10^9$  durch Kontaktionisation auf der Oberfläche einer Tantalkugel von 3 mm Durchmesser erzeugt. Die Kugel war mittels dünner Wolframdrähte oder Quarzfäden so aufgehängt, daß sie sich an einer definierten Stelle auf oder nahe der magnetischen Achse befand. Sie wurde geheizt durch das Licht einer Xenon-Hochdrucklampe und - nach seiner Fertigstellung - durch die langwellige Strahlung eines CO<sub>2</sub>- Gaslasers. Ein Strahl neutraler Bariumatome wurde auf die Kugel gerichtet. Die Erzeugungsrate der Ionen konnte bei eingeschaltetem Magnetfeld aus dem Sättigungsstrom auf zwei Platten bestimmt werden, die beiderseits der Kugel in das Vakuumrohr einschwenkbar sind und senkrecht zum Magnetfeld stehen. Die Dichteverteilung wurde mit Langmuirsonden sowie durch Resonanzfluoreszenz an den Ba<sup>+</sup>-Ionen bestimmt<sup>+)</sup> . Der eigentliche Plasmaquerschnitt war durch den kreisförmigen Innenrand eines Teilchendetektors bestimmt, der auf die magnetische Achse zentriert war. Mit diesem Teilchendetektor konnte der am Plasmastrand ankommende Fluß und seine Winkelverteilung bestimmt werden.

Die Experimente wurden so durchgeführt, daß im stationären Zustand des Plasmas die Spitzendichte als Funktion des Ioneneingangsflusses oder der Magnetfeldstruktur bestimmt wurde. Der gemessene Zusammenhang wurde verglichen mit den Ergebnissen numerischer Rechnungen, denen ein rotationssymmetrisches, isothermes Plasma in einem linearen Magnetfeld zugrunde lag, das kreiszylindrische magnetische Flächen der gleichen Länge und Rotations-transformation besitzt wie das wirkliche Feld. Dabei wurden die folgenden Verlustprozesse angenommen: resistive Diffusion im Stellarator-Magnetfeld, Rekombination auf der heißen Tantalkugel und ihrer Aufhängung, Rekombination auf den Sonden und ihren Schäften. Dieses Modell war bereits zur Deutung der Resultate im Stellarator W Ib herangezogen worden ((Laborbericht IPP 2/70)). Die Meßergebnisse geben die für konstantes Magnetfeld erwartete n proportional  $\sqrt{I}$ -Abhängigkeit wieder. Der Absolutwert des Diffusionskoeffizienten kann wegen der Unsicherheit in der Berechnung des Rekombinationsflusses auf die heiße Kugel

+) N. Rynn, E. Hinnov, L.C. Johnson, Rev.Sci.Instruments 38, 1778 (1957)

nicht genau bestimmt werden. Plausible Annahmen deuten darauf hin, daß er nur weniger als einen Faktor 5 größer ist als der in der Literatur angegebene Wert des Koeffizienten der resistiven Diffusion. Variiert man bei festgehaltenem Eingangsfluß und konstantem Hauptfeld den Strom durch die helischen Windungen, so steigt die Spitzendichte nach Überschreiten eines gewissen Minimalwertes auf etwa den numerisch berechneten Verlauf  $n(\ell)$ . Starke Abweichungen von diesem Verlauf im Sinne einer Dichteabnahme um ein bis zwei Größenordnungen zeigten sich überraschenderweise bei bestimmten Werten von  $\ell$ .

$n [\text{cm}^{-3}]$

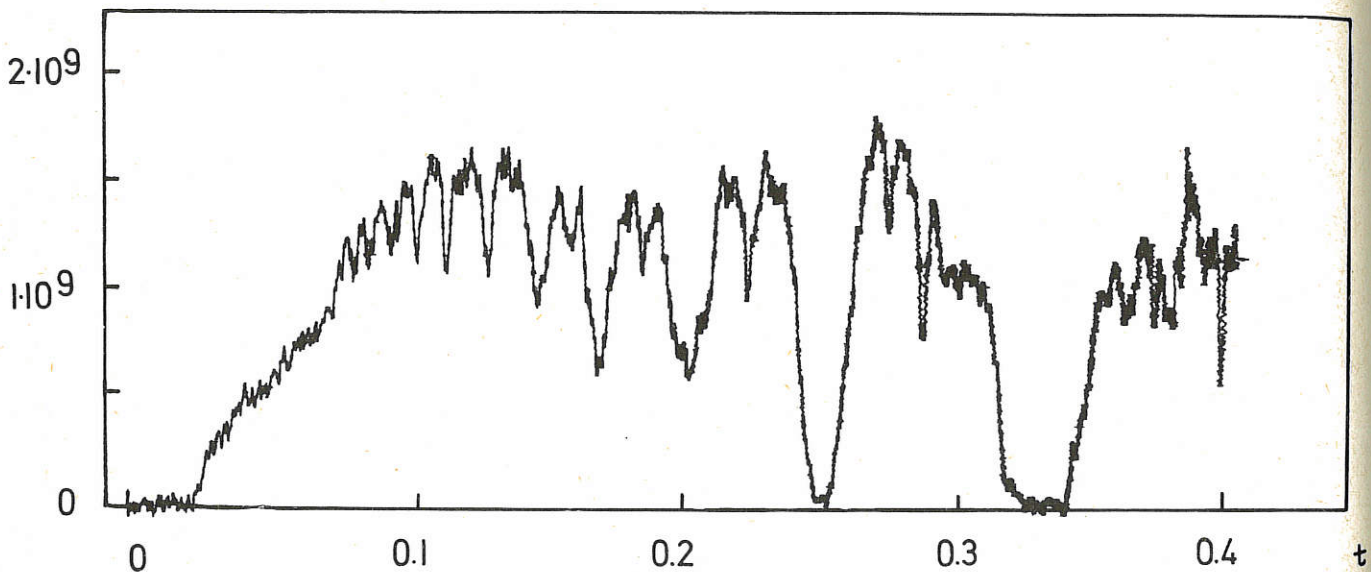


Abb.12

Diese Werte bilden eine Folge, welche der Folge rationaler Zahlen, die als Quotient zweier nicht zu großer ganzer Zahlen entstehen, recht nahe kommt. Es liegt die Vermutung nahe, daß wegen der vergleichsweise geringen Verscherung die magnetischen Kraftlinien bei diesen ausgezeichneten Werten von  $\ell$  in einem großen Teil des Plasmavolumens in sich zurücklaufend geschlossen sind, wodurch die magnetischen Flächen "entarten". In diesen Fällen fordern die Gleichgewichtsbedingungen, daß der Plasmadruck auf den Flächen  $\bar{q} = \text{const.}$  konstant ist. Numerische Rechnungen zeigten an, daß die Flächen  $\bar{q} = \text{const.}$  in unmittelbarer Nähe der magnetischen Flächen für einen benachbarten, nicht rationalen Wert von  $\ell$  verliefen. Eine weitere Deutungsmöglichkeit beruht auf der Annahme, daß sich die räumliche Verteilung des elektrischen Potentials, welche dem Plasma durch die leitfähigen Aufhängebräute der Emitterkugel aufgeprägt wird, verschieden auswirkt, je nachdem, ob die magnetischen Flächen existieren oder entartet sind. Im ersten Fall sollte sich die erwähnte Potentialverteilung im kleinen Querschnitt rotationssymmetrisch um die magnetische Achse "verschmieren". Im zweiten Fall würden azimutale elektrische Feldstärkekomponenten auftreten, welche in Wechselwirkung mit dem Magnetfeld eine Driftbewegung des Plasmas mit Komponenten in radialer Richtung verursachen ("konvektive Zellen"), welche die erhöhten Verluste erklären könnten. Orientierende Versuche mit einer Kugelaufhängung aus Quarzfäden ergaben qualitativ den gleichen Verlauf der  $n(\ell)$ -Abhängigkeit wie bei leitfähiger Aufhängung. Es ist vorgesehen, in den Minima der Dichte sowie in den Bereichen des normalen Dichteaufbaus, radiale Dichteprofile zu messen. Dazu ist es erforderlich, daß die Generatorströme zur Erzeugung des Magnetfeldes und des helischen Zusatzfeldes bis auf 0,1 % konstant gehalten werden. Entsprechende Regelvorrichtungen sind im Bau.

### 3. CO<sub>2</sub>-Laser

Zur kontinuierlichen Heizung der Plasmaquelle wurde ein CO<sub>2</sub>-Gaslaser entwickelt ((IPP 2/73)). Dabei wird der Resonator-Hohlraum mit einer Länge von 3 m von einer hemisphärischen Anordnung mit internen Spiegeln gebildet. Die Auskopplung des Laser-Strahls erfolgt durch eine 10 mm Ø-Bohrung im Planspiegel. Mit der erreichten Lichtleistung von etwa 150 W bei  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ , fokussiert mit Hilfe einer NaCl-Linse ( $f = 280 \text{ mm}$ ), konnte eine im Magnetfeld hängende Tantal-Kugel von 3 mm Durchmesser stationär auf 2500 °K geheizt werden.

### 4. Numerische Rechnungen zum Magnetfeld des W IIA (gemeinsam mit Frau Croci, Abtl. Theorie)

Im Zusammenhang mit den oben beschriebenen Experimenten stellte sich natürlich die Frage nach der möglichen Beziehung zwischen dem gefundenen, guten Stabilitätsverhalten des Ba-Plasmas im Magnetfeld des W IIA und dessen - wenn auch zahlenmäßig geringen - stabilisierenden Eigenschaften. Zur Beantwortung dieser Frage sollte das  $\ell = 2$ -Magnetfeld des W IIA durch eine Superposition geeigneter Zusatzfelder so modifiziert werden, daß - wenn möglich - sowohl die Verscherung als auch die V"-Eigenschaften variiert werden können, ohne daß die ursprünglichen magnetischen Flächen zu stark verzerrt würden. Die Zusatzfelder sollten den Symmetrieeigenschaften des Feldes angepaßt sein und die sie erzeugenden Ströme ohne allzu große technische Schwierigkeiten in die bestehende Anlage eingefügt werden können. Somit bot sich die Verwendung von Kreisströmen an, die in der Äquatorebene des Torus oder symmetrisch zu ihr lagen und deren Mittelpunkte mit der Achse des toroidalen Hauptfeldes zusammenfielen. Das Magnetfeld dieser Ströme muß so beschaffen sein, daß die Rotationstransformation der ursprünglichen Kraftlinien an der Innenseite des Torus verlangsamt wird und damit die Kraftlinien gezwungen werden, länger in Bereichen zu verweilen, wo das Hauptfeld relativ stark ist. Eine solche Lösung war von Furth et.al.<sup>+)</sup> vorgeschlagen worden. Die Ergebnisse einiger im Berichtsjahr durchgerechneter Anordnungen sind im folgenden wiedergegeben. Ausgegangen wird vom Stellaratorfeld im W IIA mit beinahe kreisförmigem Querschnitt der magnetischen Flächen ( $J_n = 1 \text{ A}$ ,  $B_0 = 0,32 \text{ G}$ ,  $\ell = 30^\circ$ ), und mit kreisförmiger magnetischer Achse in der Äquatorebene  $z = 0$ , Radius  $R = 49,45 \text{ cm}$ . Alle Ströme sind auf den Strom 1 A in den helischen Windungen bezogen. Angegeben ist der Radius  $R$  der magnetischen Achse, der Wert des homogenen Magnetfeldes  $C$  parallel zur Mittelachse, um die magnetische Achse an die bezeichnete Stelle zu schieben, der Winkel  $\epsilon = \ell / 2\pi$  der Rotationstransformation sowie die Ausdrücke  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$  und  $\frac{\Delta \bar{q}}{\bar{q}}$  die relative Änderung des Winkels der Rotationstransformation und des Integrals  $\bar{q} = \frac{1}{N} \int \frac{d\ell}{B}$  als Maß für die Verscherung bzw. die Tiefe des "magnetischen Troges". Die Differenzen beziehen sich auf die außenliegende magnetische Fläche gemäß obiger Definition. Es sind nur solche Fälle aufgeführt, in denen diese außenliegende magnetische Fläche existiert.

a) Ringstrom bei  $z = 0$ ,  $r = 28,25 \text{ cm}$

I (Amp)	R (cm)	C (10 <sup>-6</sup> )	$\epsilon$	$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$ (%)	$\frac{\Delta \bar{q}}{\bar{q}}$ (%)	F (cm <sup>2</sup> )
- 0,1	48,72	7,8	0,0758	2,18	- 3,15	41,1
0	49,45	3,05	0,082	1,7	- 3,3	44,9
0,1	50,1	5,8	0,0886	1,19	- 3,21	47,9
0,2	50,65	9,6	0,0942	0,74	- 3,5	50,3

<sup>+) H.P. Furth, J. Killeen, M. Rosenbluth, B. Coppi, Proc. Sec. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA Wien (1966), Vol. I, S. 103</sup>



b) 2 koplanare Ringströme, deren gegenseitige Lage und Stromstärkeverhältnis so gewählt sind, daß die resultierende Feldstärke sich am Ort der ursprünglichen magnetischen Achse gerade kompensiert

$$I_1, \quad z_1 = 0, r_1 = 28,25 \text{ cm}$$

$$I_2 = I_1/3,152, \quad z_2 = 0, r_2 = 85 \text{ cm}$$

$I_1$	R (cm)	C ( $10^{-6}G$ )	$t$	$\frac{\Delta t}{t}$ (%)	$\frac{\Delta \bar{q}}{q}$ (%)	F ( $cm^2$ )
- 0,5	49,45	3,17	0,0784	- 5,24	- 5,05	37,1
- 0,2	49,45	3,09	0,0817	- 0,31	- 3,75	41,2
0	49,45	3,05	0,082	1,7	- 3,3	44,9
0,8	49,45	2,85	0,0721	10,9	- 3,28	52,9

c) Zwei Ringströme gleicher Ströme und Richtung, die symmetrisch zur Äquatorebene  $z = 0$  liegen.

$$I_1, \quad r_1 = 27,4 \text{ cm}, \quad z_1 = 28,3 \text{ cm}$$

$$I_2 = I_1, \quad r_1 = r_2, \quad z_1 = - z_2$$

$I_1$ (Amp)	R (cm)	C ( $10^{-6}G$ )	$t$	$\frac{\Delta t}{t}$ (%)	$\frac{\Delta q}{q}$ (%)	F ( $cm^2$ )
2	49,45	- 14,08	0,076	- 11,4	- 6,2	35,3
1	49,45	- 5,52	0,0808	- 1,92	- 4,22	40,0
0	49,45	3,05	0,0823	1,63	- 3,33	44,9
- 1	49,45	11,6	0,0808	3,7	- 3,07	50,6
- 2	49,45	20,1	0,076	6,14	- 3,18	60,0

d) Drei koplanare Ringströme in der Äquatorebene, deren zur Äquatorebene senkrechte Feldstärkekomponente in dieser Ebene selbst am Plasmarand verschwindet und deren Maximum an einer Stelle liegt, die gegenüber dem Ort der ursprünglichen magnetischen Achse nach innen verschoben ist. Diese Bedingungen werden beispielsweise von folgender Kombination erfüllt:

$$I_1, \quad r_1 = 28,25 \text{ cm}$$

$$I_2 = - 3,56 I_1, r_2 = 90 \text{ cm}$$

$$I_3 = 8 \cdot I_1, \quad r_3 = 150 \text{ cm}$$

$I_1$ (Amp)	R (cm)	C ( $10^{-6}G$ )	$t$	$\frac{\Delta t}{t}$ (%)	$\frac{\Delta \bar{q}}{q}$ (%)	F ( $cm^2$ )
1	48,06	2,83	0,0714	1,2	- 2,41	38,4
0	49,45	3,05	0,0823	1,63	- 3,33	44,9
- 1	50,5	6,4	0,0913	1,9	- 3,56	57,3
- 2	51,22	2,55	0,0897	0,53	- 2,5	76,2

Wie die angeführten Ergebnisse der bisherigen Rechnungen andeuten, ist die erwünschte starke Variation der  $V''$ -Eigenschaften nicht ohne allzu starke Verzerrung der ursprünglichen magnetischen Konfiguration zu erreichen. Dagegen gelingt es, die Verscherung bis auf etwa  $\pm 10\%$  zu vergrößern. Die Rechnungen werden weiter geführt.

## 5. Untersuchungen am Ba-Plasma

- a) Um einen Anhaltspunkt für die im W II zu erwartenden Ionenflüsse zu bekommen, war es wünschenswert, den Dampfdruck neutralen Bariums als Funktion der Temperatur zu kennen. Da die aus der Literatur erhaltenen Werte zu unsicher waren, wurde für den Bereich von  $750\text{ }^{\circ}\text{K}$  bis  $1250\text{ }^{\circ}\text{K}$  mit Hilfe der Methode der Resonanzfluoreszenz die Dichte des neutralen Bariums gemessen und von ihr auf den im Ofen herrschenden Dampfdruck geschlossen ((IPP2/71)),
- b) Zur Vorbereitung einer Ionentemperatur-Messung am Stellarator wurde eine Ba-Hohlkathodenlampe mit überlagertem, variablem Magnetfeld entwickelt. Es sollen hierbei die scharfen Ionen-Resonanzlinien mittels Zeeman-Effekt über die breiteren Absorptionsprofile im Plasma geschoben werden. Aus der Absorption als Funktion des Magnetfeldes der Lampe kann dann eine mittlere Ionentemperatur längs des Lichtwegs durch das Plasma ermittelt werden. Ein erster Vorversuch an der geraden Apparatur W III ergab die Durchführbarkeit dieser Messung. Bei einer optischen Weglänge von einigen Zentimetern in einem Plasma von der Dichte  $3 \cdot 10^9\text{ cm}^{-3}$  konnte eine Ionentemperatur von  $2200\text{ }^{\circ}\text{K} \pm 500\text{ }^{\circ}\text{K}$  gemessen werden. Über diese Arbeit ist auf der Tagung der American Physical Society im November 1968 in Miami, Fla., USA, berichtet worden.

## 6. W V (Oktopol)

### a) Technik

Der Wiederaufbau des Oktopols wurde beendet. Nach einigen Schwierigkeiten bei der Verschweißung der ca. 0,5 mm starken geformten  $V_2A$ -Bleche mit den massiven Drehteilen der Spulengehäuse erwiesen sich die neuen Ringspulen als hinreichend vakuumdicht. Die Ringaufhängung und Zuführungen von Strom und Kühlwasser funktionierten bisher einwandfrei bei Spulenströmen von 200 bzw. 142 A in den kleinen bzw. großen Ringen (Impulsbetrieb mit Tastverhältnis  $\leq 1 : 30$ ). Zur Plasmadiagnostik wurden Doppel-Doppel sowie Einfachsonden mit Hüben von 25-30 bzw. 8 cm angefertigt. Eine Schaltung zur Aufnahme der kompletten Sondencharakteristik während eines Magnetfeldimpulses wird vorbereitet.

Mikrowellendiagnostik. Die Anwendung des 8-4 mm Interferometers erwies sich als nicht möglich wegen der verwendeten Linsen mit zu kleinem Durchmesser (zum Einbau einer besseren Optik hätte der Topf geöffnet werden müssen). Resonanzen höherer Moden im Topf zeigten bei  $\lambda = 8\text{ mm}$  ein von der Elektronendichte abhängiges Signal. Weitere Versuche sind im Gange, um die geeignete Wellenlänge zu wählen.

### b) Experimente

Ende April begannen die Experimente zu dem für die Konferenz in Novosibirsk angenommenen Vortrag ((34)).

Um den möglichen Einfluß der technischen Änderungen (vgl. Jahresbericht 1967, S. 28) erkennen zu können, wurden etwa dieselben Betriebsbedingungen wie in einem Vorexperiment am Oktopol (Culham 1965) eingestellt, wobei allerdings zur Verbesserung der Symmetrie jetzt die Plasmaquelle (Ta-Spirale) an dem Azimut angebracht ist, an welchem die Ringe mit Strom und Kühlwasser versorgt werden. Mit den neuen Sonden können nun axiale und radiale Profile zwi-

---

+ ) J. Chemical Phys. 50, 3005 (1969)

schen den Ringen und auch nahe den Ringen im Gebiet ungünstiger Krümmung des Magnetfeldes aufgenommen werden. Die Ergebnisse aus der Messung von 1965 konnten im wesentlichen bestätigt werden: Bei Überlagerung eines toroidalen Magnetfeldes  $B_\varphi$  nimmt die Dichte  $n$  auf der großen Separatrix um bis zu einer Größenordnung zu, nach einem flachen Maximum bei ca. 65 G findet man einen mäßigen Dichteabfall. Die beobachtete Abhängigkeit der Dichte vom Ionenfluß der Quelle entspricht Verlusten, welche klein sind gegenüber Bohm-Diffusion. Als neu ergab sich in ((54)) : Die Kurve  $n(B_\varphi)$  ist symmetrisch bezüglich  $\pm B_\varphi$ , innerhalb eines Faktors 2 zeigen axiale und radiale Profile keinen Unterschied bei azimutalen Meßstellen  $\varphi = 60$  und  $180^\circ$  ( $\varphi = 0$ : Plasmaquelle und große Stützen,  $\varphi = 120^\circ$  kleine Stützen der Ringe); bei  $\varphi = 180^\circ$  findet man wesentlich niedrigere Dichte an der großen Separatrix oberhalb der Ringe als dazwischen. Dieser Befund sowie Unterschiede im Floating-Potential an den genannten Stellen gaben Anlaß zu einem neuartigen qualitativen Verlustmodell (vgl. Abschnitt c) oder ((54)).

Zum Test dieses Verlustmodells wurde nach der Tagung in Novosibirsk ein weiteres Experiment mit Cs durchgeführt. Hierbei wurden der Neutraldruck sowie der Heizstrom und die vertikale Position der Spirale besser kontrolliert. Letzteres beseitigte wohl die in ((54)) beschriebene vertikale Unsymmetrie der Dichteprofile. Das Dichtemaximum liegt nun bei der großen Separatrix. Die aus den Meßwerten im Zentrum gefundene mittlere Einschlußzeit  $\tau \approx \frac{nV}{\phi}$  der Cs-Ionen steigt von 40 auf 180 ms ( $V \approx 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ ,  $B_0 = 2,3 \text{ kG}$ ,  $B_\varphi = 65 \text{ G}$ ,  $T_{sp} \approx 2100 \text{ }^\circ\text{K}$ ,  $\phi = 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ) ((49)). Für ein Experiment ohne toroidales Feld,  $B_\varphi = 0$ , findet man im Zentrum der Maschine bei  $T_{sp} \approx 2040 \text{ }^\circ\text{K}$  praktisch dieselbe experimentelle Einschlußzeit, wie sie für ein vertikal unsymmetrisches Profil bei  $T_{sp} = 2300 \text{ }^\circ\text{K}$  und  $B_\varphi = 65 \text{ G}$  in ((54)) angegeben sind. Im Rahmen der Meßgenauigkeit der verwendeten Sonden (mittlere Übereinstimmung innerhalb eines Faktors 1,3) läßt sich kein azimutaler Dichteabfall feststellen.

Gegen Ende des Berichtsjahres begannen erste Untersuchungen des Einschließungsvermögens der Oktopolkonfiguration für ein Kaliumplasma ( $g_1(K)/g_1(Cs) = 0,54$  bei gleicher Ionenenergie).

### c) Theorie

Für  $B_0 = 2,3 \text{ kG}$  und  $B_\varphi = 50 \text{ G}$  bzw. das Vielfache dieser Zahlen wurde für die Oktopolkonfiguration die mittlere Translationstransformation berechnet, ebenso lokale Werte der Verschiebung (C.W. Erickson). Das meridionale Magnetfeld sowie einige Integrale längs der Feldlinien wurden für solche Quadrupole bestimmt, welche sich im W V realisieren lassen, wenn nur jeweils ein Paar der Innenleiter mit Strom beschickt wird. Von Erickson ((34)) wurde für den Oktopol ein Verlustmodell entwickelt, welches qualitativ den Einschlußmechanismus für ein stoßfreies Plasma mit großen Larmorradien beschreibt. Dabei wird der Einfluß des toroidalen Feldes  $B_\varphi$ , der Temperatur und Position des Emitters und des Ionenflusses diskutiert. Die unter b) angeführten experimentellen Ergebnisse geben eine hinreichende Bestätigung der Folgerungen aus diesem Verlustmodell.

Erste Überlegungen wurden angestellt (zusammen mit H. Tasso und D. Pfirsch) über ein Verlustmodell, das auch im stoßdominierten Fall anwendbar werden könnte. Ein durch die lokalisierte Plasmaquelle möglicherweise bedingter azimutaler Dichteabfall würde zu konvektiven Teilchenverlusten führen.

## 7. W VI (supraleitender Quadrupol)

Zugunsten der Arbeiten an den Stellaratoren mußte im Berichtsjahr die Aktivität der Gruppe auf dem Gebiet des supraleitenden, levitierten Quadrupols stark reduziert werden. Da jedoch bereits Ende 1967 die physikalischen Vorarbeiten für den Bau dieser Apparatur weitgehend abgeschlossen waren und auch die Konstruktionsentwürfe für das Gehäuse und die normalleitenden äußeren Spulen vorlagen, konnte die Herstellung dieser Teile in der Werkstatt auch 1968 ungehindert vorangehen. In Kürze wird mit der Montage der Apparatur begonnen, wobei jedoch die inneren, zu levitierenden Ringe, die Stützen für diese Ringe und die kältetechnischen Einrichtungen ausgenommen sind. Die für diese Elemente noch notwendige technische Entwicklungsarbeit soll Mitte 1969 wieder aufgenommen werden. Nach dem Stand der Entwicklung im Januar 1968 wurden die Daten des Magnetfeldes sowie die Kriterien, welche zur Festlegung der Konfiguration führten, in einem Laborbericht zusammengestellt ((IPP 2/67)).

## 2. Thermische Plasmen und Sondendiagnostik

(A. Clinckemaille, E. Guilino, M. Hashmi, G. Müller, A.J. van der Houven van Oordt<sup>++</sup>),  
M. Troppmann, J.-G. Wegrowe<sup>++</sup>)  
(Ingenieure: R. Moser, P. Müller)

### 2.1.1 Q-Maschine "ALMA II"

(G. Müller)

Die Apparatur wurde im Sommer mit einigen technischen Verbesserungen wieder auf den Q-Maschinenbetrieb umgestellt und Experimente zur Untersuchung von Driftwellen wurden begonnen. Im "single-ended" Betrieb, bei Plasmadichten zwischen  $5 \cdot 10^9$  und  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , bei Magnetfeldern von 500 bis 1500 Gauss und bei Säulenlängen zwischen 40 und 150 cm wurden spontan auftretende, die Cs-Plasmasäule azimuthal umlaufende niederfrequente Dichteschwingungen (3 bis 30 kHz) gemessen und untersucht. Mit Sonden, die sowohl längs der Plasmasäule als auch azimuthal angeordnet waren, wurden Ausbreitungsrichtung der Wellen, Wellenlängen  $\parallel$  und  $\perp B$ , Amplitudenverteilungen und Frequenzen gemessen und der Einfluß radialer elektrischer Felder auf die Welleneigenschaften untersucht. Als wichtigste bisherige Ergebnisse können genannt werden:

- a) Die Schwingungen zeigen das typische Verhalten der bekannten Driftwellen, wie  $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ , maximale Amplituden im Bereich maximaler radialer Dichtegradienten und noch innerhalb eines Bereiches, in dem radiale elektrische Felder klein sind. Der azimuthale Umlaufsinn der Wellen ist in Richtung der diamagnetischen Elektronendrift und ändert sich mit Umpolung des Magnetfeldes. Azimutale Wellenmoden  $m = 1$  bis 3 wurden identifiziert. Eine Wellenkomponente  $\parallel B$  konnte bisher durch Phasenmessungen nicht nachgewiesen werden.
- b) Wellenamplitude und Wellenmode hängen stark von der Schicht vor der heißen Endplatte ab. Mit steigender Emittertemperatur bzw. mit abnehmendem Atomstrahlfluß bei sonst konstanten Bedingungen nimmt die Schwingungsamplitude ab und die azimuthale Modenzahl erhöht sich.

c) Bei kleinerem Magnetfeld werden niedrigere Wellenmoden bevorzugt angeregt. Die Schwingungsfrequenz wächst mit abnehmendem B-Feld, jedoch wesentlich schwächer als nach der von der Theorie geforderten Abhängigkeit  $\frac{\omega}{m} \sim \frac{1}{B} \cdot \frac{\nabla n}{n}$ . Hierfür sind vermutlich Effekte des endlichen Larmorradius verantwortlich, da sowohl  $k_{\perp}$  als auch die radiale Abfall-Länge der Dichte mit dem Larmorradius für Ionen vergleichbar sind.

d) Radiale  $E_r$ -Felder beeinflussen stark sowohl die normierte Schwingungsfrequenz  $\frac{\omega}{m}$  als auch die Wellenmode  $m$ . Die Frequenz steigt an mit wachsender Emittertemperatur proportional mit dem mehr negativ werdenden Plasmapotential. Durch mehrere Methoden wurden der Plasmasäule radiale elektrische Felder von außen eingeprägt, wodurch bis auf die äußersten Randschichten außerhalb der maximalen Schwingungsamplituden weder das Dichteprofil der Plasmasäule noch der radiale Verlauf des Floating-Potentials gestört wurden. Dennoch wurde eine starke Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz von radialen  $E_r$ -Feldern gemessen. Radial nach außen gerichtete  $E_r$ -Felder dringen überhaupt nicht in die Säulenrandschicht ein. Es werden noch  $E_r$  unabhängige Frequenzen gemessen, die bei  $B = 1500$  Gauss bei ca.  $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\omega}{m} = 3$  kHz liegen in guter Übereinstimmung mit

$$\omega = k_{\perp} \frac{c}{e} \frac{k}{B} \frac{T_e}{n} \cdot \frac{\nabla n}{n}$$

Die azimutale Phasengeschwindigkeit beträgt ca.  $2 \cdot 10^4$  cm/sec. Zur Säulenachse gerichtete  $E_r$ -Felder dagegen dringen weit in die Plasmarandschichten ein und erhöhen die Schwingungsfrequenz proportional  $E_r$  bis zu maximalen Frequenzen von ca. 10 kHz für  $m = 1$ , bei denen die Phasengeschwindigkeit der Wellen die thermische Ionengeschwindigkeit erreicht. Das Anwachsen der Frequenz mit  $E_r$  ist eine Folge der Rotation der Plasmasäule, die durch  $E_r \times B$ -Drift in Richtung der diamagnetischen Drift der Elektronen verursacht wird (Doppler-Effekt) und die durch unsymmetrische Sonden nachgewiesen werden konnte.

e) Bei konstanten Plasmaparametern werden Modensprünge zwischen benachbarten Moden z.B.  $m: 2 \rightleftharpoons 3$  und  $m: 1 \rightleftharpoons 2$  beobachtet.

Bei extremer Ionenschicht treten Modensprünge  $m: 2 \rightarrow 1$  mit anschließendem raschen zeitlichen Anstieg der Schwingungsamplituden bis zu Werten  $\frac{n_1}{n_0} \approx 1$  ( $n_1 =$  Wechselstromdichte,  $n_0 =$  mittlere Dichte) auf.

Mit Erreichen maximaler Dichteschwüngen treten erhöhte radiale Plasmaverluste auf, wodurch die mittlere Plasmadichte bis auf ca. 20 % absinkt.

### 2.1.2 Q-Maschine "ALMA III"

(E. Guilino)

Im Bereich niedriger Dichte und hoher Temperatur wurde bisher in der Q-Maschine allgemein eine lineare Abhängigkeit der Dichte  $n$  vom Neutralfluß  $I_0$  beobachtet. Der Rekombination von Ladungsträgern an den heißen Endplatten, die im thermischen Gleichgewicht  $\sim n^2$  ansteigt, muß sich daher unter den üblichen Betriebsbedingungen ein weiterer, zur Dichte proportionaler Verlustmechanismus überlagern.

Messungen der Abhängigkeit  $n(I_0)$  bei verschiedenen Magnetfeldern, Temperaturen und Endplattenmaterialien in Alma III ( $l = 160$  cm,  $B \leq 13$  kG) hatten schon Ende 1967 erste Hinweise auf die Ursache dieser anormalen Ladungsträgerverluste ergeben: Das Plasma schien infolge von  $E_{\theta} \times B_z$ -Driften, verursacht durch Asymmetrien des elektrischen Feldes, aus dem Einschlußbereich zu strömen. Das elektrische Feld im Plasma hängt wesentlich von der Temperaturverteilung auf den Endplatten ab; die Rechnung zeigte, daß Abweichungen von der Rotationssymmetrie um 1 % bereits zu radialen Verlusten der richtigen Größenordnung führen können.

Wünscht man diesen Effekt wesentlich zu vermindern, so muß man die Temperaturverteilung auf weniger als 0,1 % rotationssymmetrisch machen. Die Endplatten werden durch Elektronenbeschuss geheizt; die mechanische Instabilität der elektronenemittierenden Kathode im Magnetfeld stellt einer genau symmetrischen Energiezufuhr erhebliche Schwierigkeiten in den Weg. Läßt man dagegen die Kathoden hinter den Endplatten mit genügender Frequenz rotieren, so mitteln sich azimutale Ungleichmäßigkeiten der Heizung wegen der Wärmeträgheit der Platte aus.

Die technische Realisierung des rotierenden Kathodensystems brachte einige Probleme mit sich, verursacht vor allem durch die Lager, die im Vakuum schmierungsfrei bei Temperaturen bis 700 °C und in hohen Magnetfeldern laufen müssen. Nach umfangreichen Versuchen, die einige Monate dauerten, wurde jedoch eine ausreichend betriebssichere Lösung gefunden (in Zusammenarbeit mit Herrn K. Sahner).

Die Anwendung der rotierenden Kathodensysteme zur Heizung der Endplatten verminderte die Asymmetrie von deren Temperaturverteilung auf weniger als  $1...3^0$  (0,04...0,1 %). Die Abb. 13 stellt zwei  $n(I_0)$ -Kurven gegenüber, gemessen mit bzw. ohne rotierende Kathoden. Man sieht, daß die Verluste sich bei gegebener Dichte bis zu einem Faktor 60 vermindert haben, daß also bei konventioneller Heizung  $E_Q \times B_Z$ -Driften tatsächlich den dominierenden Verlustmechanismus darstellten. Der vertikale Pfeil in der Abbildung zeigt die Verminderung der Dichte, wenn man bei sonst konstanten Bedingungen die Rotation der Kathoden anhält. Die neue Kurve wird dadurch in die früher mit fixierten Kathoden gemessene übergeführt.

Die Analyse des quadratisch verlaufenden Teils der neuen Kurve ( $I_0 \sim n^2$ ) ergab, daß die Gesamtsumme der B-abhängigen Verluste unter den verbesserten Bedingungen den durch resistive Diffusion verursachten Ionenfluß um höchstens einen Faktor vier übersteigt.

Diese Messungen wurden in Form einer Dissertation (TH München) zusammengefaßt<sup>+)</sup> .

Die weiter geplanten Arbeiten dienen vor allem zwei Zielen: einerseits sollen die obigen Aussagen untermauert werden durch direkte Messung der Lebensdauer der Ionen aus der Zerfallszeit des Plasmas nach plötzlichem Abschalten des Neutralstrahls; andererseits werden wir mit verbesserter Genauigkeit versuchen, die noch verbleibenden anormalen Verluste ( $n \sim I_0$  für  $I_0 < 3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ) zu identifizieren.

Das elektrische Feld im Plasma, das dessen Einschlußverhalten entscheidend bestimmt, ist bisher, besonders in der Q-Maschine, der Messung nur schwer zugänglich. Geringfügige Änderungen der Bedeckung der zur Messung verwendeten Sonden mit Atomen des Alkalimetalls, des Restgases oder mit Reaktionsprodukten beider, können Änderungen der Kontaktspannung zur Referenzelektrode verursachen, die weit größer sind als die Potentialänderungen im Plasma.

Unter Verwendung der bereits im Jahresbericht 1967 beschriebenen Cs-Ionenquelle wird daher ein Experiment vorbereitet, das elektrische Feld durch Ablenkung eines durch das Plasma geschossenen Ionenstrahls zu messen. Die zugehörige Apparatur ist im Bau; ein Vorversuch zur gemeinsamen Optimierung der Quelle und der Ionenoptik wird im Frühjahr 1969 neben den anderen Arbeiten beginnen.

---

+) "Die Rolle azimutaler Komponenten des elektrischen Feldes in einer Q-Maschine"  
Dissertation TH München, Januar 1969

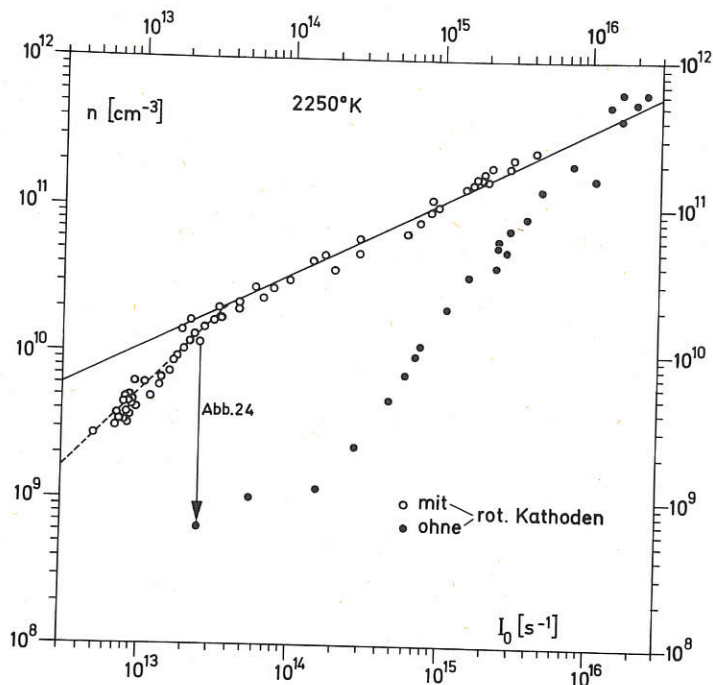


Abb. 13:  $n = f(I_0)$

### 2.1.3. Q-Maschine "Barbara"

(M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe)

Die im letzten Jahresbericht erwähnten Dichtevergleichsmessungen an einem Ba-Plasma mittels Langmuir-Sonden, Mikrowellen-Resonator und Resonanzfluoreszenzstreuung ( $\lambda = 4554$  und  $4934 \text{ \AA}$ ) (54) und andere Anwendungen der zuletzt genannten diagnostischen Methode (49) wurden abgeschlossen.

Die Experimente zur Messung der Endplattentemperatur ergaben nicht nur einen Unterschied zwischen Pyrometer und Spektroskopie, wie bereits im letzten Jahresbericht erwähnt worden ist, sondern auch eine Abhängigkeit dieser Diskrepanz von der Betriebszeit der Endplatte. Man darf sich also nicht auf eine einmalige Eichung der Emitterleistung gegen die Endplattentemperatur verlassen. Eine Arbeit hierüber ist in Vorbereitung.

Die Experimente über Teilchenverluste in der Q-Maschine im niedrigen Dichtebereich, wobei größere Teilchenverluste als die Gleichgewichtstheorie vorschreibt und eine  $\Phi_+ \propto n$  statt einer  $\Phi_+ \propto n^2$ -Abhängigkeit beobachtet wurden (51), wurden fortgesetzt.

Es wurde ein Programm aufgestellt, wonach die Teilchenverluste  $\parallel$  und  $\perp B$  getrennt und systematisch untersucht werden konnten (53). Die drei oben genannten diagnostischen Methoden wurden dabei zur Dichtebestimmung des Plasmas benutzt. Gemessen wurde:

- Das Dichteprofil des Plasmas als Funktion von  $B$ . Hierzu wurde die Endplatte mit einem engen Ba-Atomstrahl beleuchtet (Halbwertsbreite 7 mm).
- Absolute räumliche Dichteverteilung dieses engen Ba-Atomstrahls in Abhängigkeit von der Ofentemperatur mittels Resonanzfluoreszenzstreuung ( $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ ) (IPP2/66).
- Für jeden Meßpunkt der Plasmadichte der dazugehörige eingehende Ionenfluß  $\Phi_+$ .

d) Der Teilchenfluß außerhalb des Endplattenbereichs mittels eines Ringdetektors.

Aus der Verbreitung des Plasmadichteprofiles in Abhängigkeit von  $B$  (Messungen a) und b)) folgte, daß die Diffusion  $\perp B$  im "quiescent" Zustand klein ist (Größenordnung klassische Diffusion) (52).

Die Kombination der gemessenen Dichte (a) mit dem direkt gemessenen Neutralfluß (b) ergab eine  $j_0 \propto n$ -Abhängigkeit, statt  $j_0 \propto n^2$ , und Teilchenverluste größer als die "Equilibrium"-Theorie vorschreibt, wobei zugleich zusammen mit der  $\Phi_+$ -Messung (c) die Ionisationswahrscheinlichkeit,  $\gamma = \frac{I_a}{1+I_a}$  im Betrieb nachgeprüft werden konnte (52). Sie stimmte ungefähr mit dem theoretischen Wert überein (52). Aus den oben genannten Messungen (a - d) wurde auch Information über die verschiedenen ein- und ausgehenden Teilchenflüsse erhalten, womit eine experimentelle Teilchenbilanz aufgestellt werden konnte. Daraus ergab sich, daß die erhöhten Teilchenverluste, die immer gemessen wurden, auf eine erhöhte Endplattenrekombination zurückzuführen sind. Die im letzten Jahresbericht erwähnte "non-equilibrium"-Theorie ist in Übereinstimmung mit dieser Folgerung und mit der gemessenen  $j_0 \propto n$ -Abhängigkeit (50).

Neben dem "quiescent" Zustand des Plasmas konnte auch ein "non-quiescent" Zustand angeregt werden. Die eindeutig beobachtete Korrelation zwischen Schwingungsamplitude und Diffusion  $\perp B$  ergab für hohe Amplituden einen Diffusionskoeffizienten, der sogar  $> "Bohm"$  war (52).

Zur Erweiterung der oben genannten Messungen mit anderen Ionenmassen und Endplattenrekombinationen wurden Li-, Sr-, Ba-, und Cs-Plasmen an Re- und W-Endplatten erzeugt.  $n$  gegen  $\Phi_+$ ,  $\Phi_+$  gegen  $B$ , und  $n$  gegen  $B$  wurden im "double" und "single ended" Betrieb gemessen. Die Messungen wurden im Falle gekühlter Ionen durch den Einlass von Edelgasatomen wiederholt. Die Ergebnisse werden z.Z. ausgewertet. Es zeigt sich bereits jetzt eine gute qualitative Übereinstimmung mit dem vorausgesehenen Verlauf der Kurven in den verschiedenen Bereichen und für die verschiedenen Elemente, z.B. für Cs-Plasma wurde eine  $\Phi_+ \propto n^2$ -Abhängigkeit mit Langmuir-Sondenmessungen und nicht rotierenden Endplatten über zwei Größenordnungen im Fluß und herunter bis  $n = 6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  für  $T_p = 2300 \text{ }^\circ\text{K}$  beobachtet.

#### 2.1.4 Cs-Diode "Elsa"

(M. Troppmann)

In steigendem Maße zeigt sich, daß für das Verständnis des  $Q$ -Maschinen-Plasmas die Kenntnis des elektrischen Feldes in den Emitterschichten entscheidend ist. Da es zur Zeit noch nicht möglich ist, diese Raumladungsfelder direkt und störungsfrei zu messen, gewann die Untersuchung einer Cs-Diode mit zwei sowohl Elektronen wie Ionen emittierenden Begrenzungsflächen an Bedeutung. Diese Anordnung steht in gewisser Analogie zu einer  $Q$ -Maschine.

Die theoretischen Arbeiten zur Konverter-Diode \* wurden auf das eindimensionale Modell einer Cs-Diode mit zwei Emittlern ausgedehnt (ein Laborbericht hierüber ist in Vorbereitung). Nach umfangreichen numerischen Rechnungen konnte die Lösungsmannigfaltigkeit der POISSON-Gleichung für die gewählten Randbedingungen dargestellt werden. Nebenstehende Abbildung zeigt für den Fall elektronenreicher Emission die Parameterfläche für Potentialverteilungen mit nicht monotonem Verlauf in der Schicht des negativen Emitters. Wir sehen, daß in zwei Parameterbereichen doppeldeutige Lösungen auftreten können.

Für die drei möglichen Typen der räumlich oszillierenden Potentialverteilungen konnten nur die Grenzen der jeweiligen Existenzbereiche angegeben werden. Innerhalb dieser Bereiche sind zu den gewählten Randbedingungen unendlich viele Lösungen möglich.

Welche von den prinzipiell möglichen Lösungen wirklich existieren, läßt sich im Rahmen dieser Untersuchung nicht entscheiden. Hierüber kann nur eine Stabilitätsuntersuchung, also eine Behandlung des allgemeineren, zeitabhängigen Problems Aufschluß geben.

In einem Experiment an ELSA konnte nachgewiesen werden, daß bei Variation der Diodenspannung und des Emissionscharakters (Parameter  $\alpha$ ) die verschiedenen Typen von Potentialverteilungen in der von der Theorie geforderten Weise aufeinanderfolgen. Aus der theoretisch möglichen Lö-

\* P.L. Auer, H. Hurwitz JAP, 30, (1959) p. 161  
R.G. McIntyre JAP, 33, (1962) p. 2485



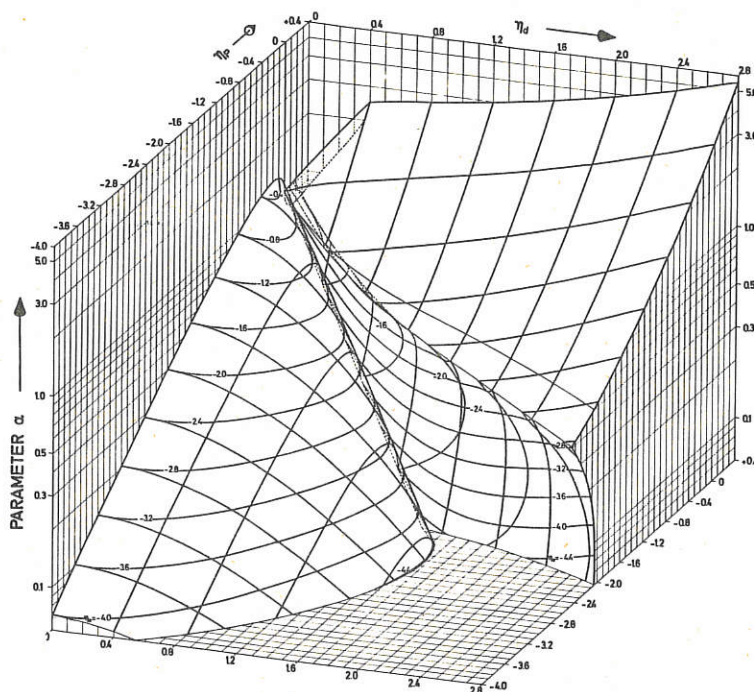


Abb. 14

sungsmannigfaltigkeit scheinen die räumlich oszillierenden Potentialverteilungen am häufigsten realisiert zu sein. Ihre Amplituden nehmen mit der Entfernung vom positiven Emitter ab. Die Vermutung liegt nahe, daß die oszillierenden Verteilungen bei Anwesenheit von Stößen in solche mit konstantem Plasmapotential übergehen. Um dies zu prüfen, wird in einem für die nächste Zukunft geplanten Experiment Neutralgas (Xe) in die Maschine eingelassen werden. Bei sonst unveränderten Bedingungen verkürzt sich dadurch die mittlere freie Weglänge der Ionen und der Einfluß der Stöße auf die Potentialverteilung wird direkt beobachtbar.

## 2.2.1 Plasmadiagnostik mit Bernsteinwellen

(A. Clinckemallie)

Die im letzten Jahresbericht beschriebene Meßmethode für die gleichzeitige Bestimmung der Elektronentemperatur und Plasmadichte aus den gemessenen Dispersionseigenschaften der Bernsteinwellen wurde in der ARGLOW-Apparatur (Abb.15) angewendet. Das von einer Argon-Niederdruck-Glimmentladung erzeugte Plasma wurde

- 1) in der positiven Säule zwischen Kathode und einer ebenen Plattenanode, und
- 2) in der stromlosen Plasmasäule hinter einer Gitteranode, durch die das Plasma aus der Entladung durchdriftet, jeweils untersucht.

Zu 1) sind einige experimentelle Daten (Spitzenwerte in der Plasmaachse) in Abb.16 zusammengefaßt. Allgemein wird festgestellt:

- a) daß bei einem gegebenen konstanten Magnetfeld ( $f_{ce}$ : Elektronenzyklotronfrequenz) die Elektronentemperatur (zwischen Klammern in eV angegeben und als "senkrechte" Temperatur zu verstehen  $T_e = m_e v_L^2/2$ ) mit steigender Plasmadichte stark abnimmt ( $\propto$  Entladungsstrom);
- b) daß bei einem konstanten Entladungsstrom die Dichte ( $n_e$ ) und Temperatur ( $T_e$ ) mit höheren Magnetfeldern zunehmen.

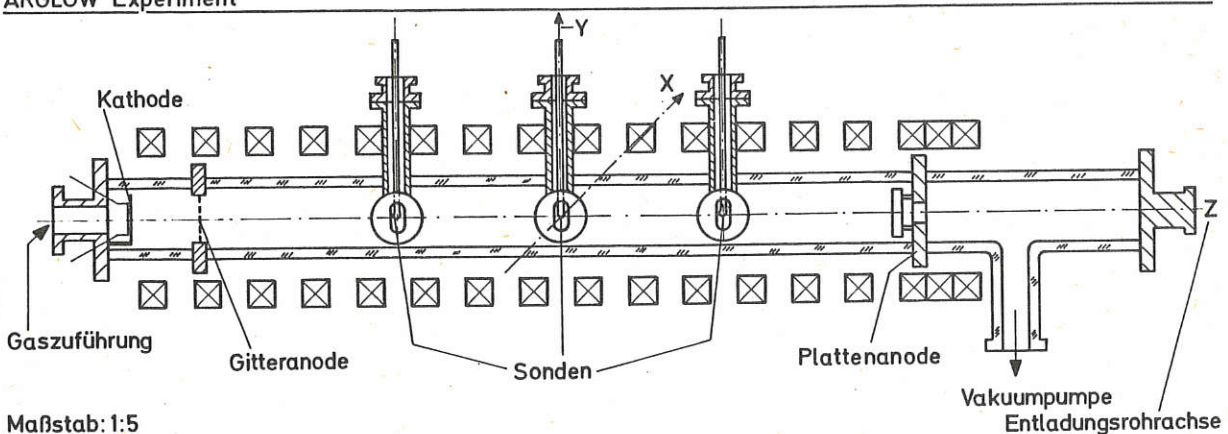
Zu 2) sind bei Plasmadichten von vergleichbaren Werten wie bei 1) die Elektronentemperaturen jedoch um 20 bis 40 % kleiner.

Die maximalen relativen Fehlergrenzen für die Meßmethode liegen bei  $\Delta T_e/T_e \approx 10\%$  und  $\Delta n_e/n_e \approx 20\%$ .

Eine unabhängige Dichtebestimmung mittels kalter Plasmaresonanz (für  $f = \sqrt{f_{pe}^2 + f_{ce}^2}$ ) aus Hochfrequenz-Transmissions-Messungen ergaben Plasmadichten, die nur wenige Prozent von den im Beispiel in Abb. 2 angegebenen Werten streuten.

Die im Jahresbericht 1967 beobachteten Ergebnisse über Reflexions- und Wellenumwandlungseffekte von Bernsteinwellen in einem kritischen Dichtebereich des Plasmaprofils konnten mit einer von Croci<sup>+</sup>) ausgearbeiteten Theorie qualitativ geklärt werden ((27)).

ARGLOW Experiment



Maßstab: 1:5

Abb. 15

<sup>+</sup>) R. Croci IPP 6/55, Februar 1967

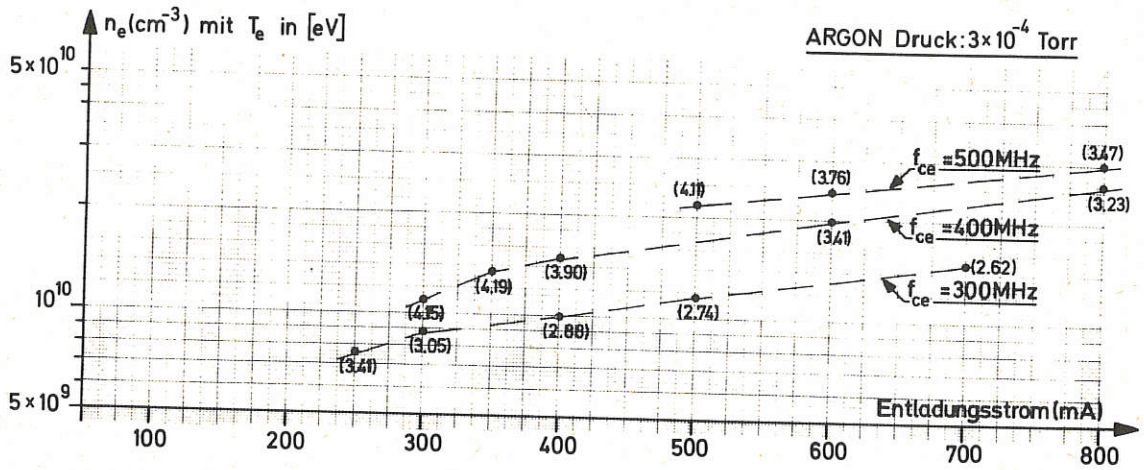


Abb. 16

## 2.2.2 Elektronenstrahl-Wechselwirkung

(G. Müller)

Die an der Apparatur Alma II durchgeführten experimentellen Untersuchungen zur Wechselwirkung zweier symmetrischer in entgegengesetzter Richtung sich durchdringender Elektronenstrahlen im homogenen Längsmagnetfeld (siehe Jahresbericht 1967) wurden bis Mitte des Jahres fortgeführt und vorläufig abgeschlossen.

### a) Plasma-Elektronenzyklotron-Wellen

Über die Ergebnisse der Untersuchungen zur Anregung und über die Eigenschaften von Elektronen-Plasma-Zyklotronwellen mit Frequenzen bei  $\omega = n \frac{\omega_c}{2}$ , wurde auf zwei Konferenzen ((48,92)) vorgetragen.

### b) Plasma-Zyklotron-Wellen im HF-modulierten Elektronenstrahlssystem

Durch Modulation des Elektronenstrahls im Frequenzbereich  $\frac{1}{10} \frac{\omega_c}{2} \lesssim \omega_M < \frac{\omega_c}{2}$  ( $\omega_M$  = Modulationsfrequenz,  $\omega_c$  = Elektronenzyklotronfrequenz) wurde eine starke Wechselwirkung des Modulationssignals mit den Plasma-Zyklotronwellen beobachtet. Unter der Bedingung

$$n \frac{\omega_c}{2} = m \omega_M$$

mit z.T. extrem hohen und unterschiedlichen ganzzahligen Werten von  $n$  und  $m$  (z.B.  $n=3$  und  $m=19$ ) werden Plasma-Zyklotronwellen mit Frequenzen  $\omega \approx n \frac{\omega_c}{2}$  unterdrückt und an ihrer Stelle ein Spektrum mit scharfen Linien bei  $\omega = N \cdot \omega_M$  ( $N$ =ganzzahlig) gemessen, wobei Harmonische bis zu hohen Ordnungen beobachtet werden, deren Amplituden mit wachsendem  $N$  nur schwach abnehmen.

c) HF-Schwingungen im Frequenzbereich der Durchlaufzeit der Elektronen längs des Strahlsystems

Längs des Doppelstrahlsystems wurden stehende Wellen mit Wellenlängen  $\lambda_n \approx \frac{2L}{n}$  ( $n =$  ganzzahlig,  $L =$  Länge des Strahlsystems) und Frequenzen  $f_c \approx \frac{v_0}{\lambda_n}$  ( $v_0 =$  Elektronenstrahlgeschwindigkeit) gemessen. Grundwelle ( $n = 1$ ) und Harmonische ( $n > 1$ ) bis zu hohen Ordnungen  $n$  treten zugleich und häufig mit vergleichbaren Amplituden auf. Die Schwingungsfrequenz ist unabhängig vom Magnetfeld und sinkt mit wachsender Strahldichte. Die Schwingungsamplituden wachsen mit steigendem  $B$ . Die genannten Eigenschaften und die Beobachtung, daß das Wellenspektrum nur im Doppelstrahl auftritt, läßt den Schluß zu, daß dieser Wellentyp aufgrund der Kopplung der Raumladungswellen der beiden entgegengerichteten Elektronenstrahlen entsteht, obwohl die Anwachsrate infolge der endlichen radialen Dimension des Strahles klein sein müßte. Messungen haben bestätigt, daß die Anwachsrate dieses Wellentyps klein ist, verglichen mit der Anwachsrate für Plasmazyklotron-Wellen.

3. Ionenzyklotronheizung

(G. Cattanei<sup>+</sup>), A.C. England<sup>++</sup>), G. Siller)  
(Ingenieure: R. Griek, D. Jacobi)

Die Messungen am Experiment hatten im Herbst 1967 ergeben, daß das bei einem Zulieferer in Auftrag gegebene Hochfrequenzsystem falsch konzipiert und daß damit eine Energieeinkopplung in das Plasma nicht möglich war. Wie im letzten Jahresbericht angeführt, war deshalb eine Neuentwicklung des ganzen Systems notwendig, die von uns selbst im Dezember 1967 in Angriff genommen wurde. Die neue Anlage, die im wesentlichen im ersten Halbjahr 1968 erstellt wurde, bestand aus einem quarzgesteuerten Oszillator mit mehreren Verstärkerstufen und einem Transformationskreis. Die erste Stufe nach dem Oszillator gestattete eine Pulsung der HF mit Rechteck- und Treppenimpulsen bis zu 10 msec Länge. Danach folgte eine 300 W- und eine 120-kW-Verstärkerstufe und anschließend daran eine 1-MW-Endstufe. Die angegebenen Leistungen wurden beim Probelauf der einzelnen Stufen in jeweils geeignet transformierten ohmschen Abschlußwiderständen nachgewiesen. Im endgültigen Aufbau arbeitete die 1-MW-Endstufe über ein angepaßtes 50- $\Omega$ -Kabel und eine aus zwei Gruppen von Vakuumkondensatoren bestehende Transformationsschaltung auf den Endverbraucher. Zur Vermeidung von Spannungsüberschlägen wurden die Vakuumkondensatoren in einem Drucktank mit Schwefelhexafluorid untergebracht. Mit einem Richtkoppler in dem 50- $\Omega$ -Kabel konnte die zum Endverbraucher fließende bzw. die dort teilweise reflektierte Leistung gemessen werden. Der Endverbraucher der 1-MW-Endstufe bestand aus der durch das Plasma bedämpften Stixspule. Ein Probelauf dieses Teils mit einer Simulation der Plasmabedämpfung durch Serienwiderstände zur Stixspule war nicht möglich, da schon bei Endstufenleistungen um 40 kW an den Bedämpfungswiderständen Spannungsüberschläge auftraten. Der Probelauf wurde deshalb mit einem Meß-Sender durchgeführt und zeigte die erwarteten Ergebnisse. Diese bestanden darin, daß es für jede Spulengüte der Stixspule je ein Wertepaar der Kapazität der beiden Gruppen von Vakuumkondensatoren gab, für die im Spulenwiderstand maximale Leistung eingespeist wurde. In diesem Fall war die Stixspule über die Transformations-schaltung an das 50- $\Omega$ -Kabel und damit an die Endstufe angepaßt.

<sup>+</sup>) EURATOM

<sup>++</sup>) Gast vom Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn., USA

Im August wurden dann die physikalischen Versuche wieder aufgenommen. Ausgangspunkt war das durch Mikrowellenpräionisation (etwa 100 W CW) erzeugte Plasma mit einer Teilchendichte von einigen  $10^{10}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$ . Der Neutralgasdruck des eingelassenen Wasserstoffes betrug  $p \geq 5 \cdot 10^{-4}$  Torr (d.h. etwa  $10^{13}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$ ). Bei diesem Plasma gelang Energieeinkopplung und es wurden Teilchendichten von etwa  $10^{12}$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  erreicht und zwar bei  $1/3$  der vollen Anodenspannung der Endstufe, d.h. bei  $1/9$  der verfügbaren Leistung. Diese Teilchendichte war zwar groß genug, aber der Neutralgasdruck war zu hoch. Außerdem hätten diese Versuche eine Wiederholung der in Princeton unternommenen Experimente bedeutet. Ein Absenken des Neutralgasdruckes erhöhte jedoch die Güte des Hochfrequenzkreises, so daß die notwendige Anpassung schon bei 5 kV Anodenspannung (die volle Anodenspannung bei 1 MW Ausgangsleistung betrug 23 kV) zu Überschlügen an der Stixspule führte. Zur Abhilfe wurde auch die Stixspule in einer Druckkammer mit Schwefelhexafluorid untergebracht. In dieser Anordnung gelang es auch bei niedrigen Dichten HF in das Plasma einzukoppeln. Die Effektivität des Ankoppelsystems war jedoch zu gering, was wir darauf zurückführten, daß die Induktivität der Stixspule durch die Metallwände der Druckkammer reduziert wurde, so daß sie jetzt wesentlich kleiner war als die der Zuleitungen. Das wichtigste Ergebnis der dabei mit einem Meß-Sender im Dauerbetrieb durchgeführten Messungen war, daß sich Energieabsorption bei einer Frequenz  $\omega$  zeigte, die sich mit sinkender Teilchendichte gegen die Einzelteilchengyrationsfrequenz hin änderte. Die Meßergebnisse werden in nächster Zeit als Laborbericht erscheinen.

Zwar konnte das Ankoppelsystem noch soweit umgebaut werden, daß die Induktivität der Zuleitungen etwa in der Größenordnung der Stixspule lag, aber in diesem Stadium mußte die Maschine abgebrochen werden, um Platz zu schaffen für das Smokatron-Experiment. Die Maschine wurde dem Institut für Plasmaforschung der Technischen Hochschule Stuttgart als Leihgabe überlassen. Dort sollen die Versuche mit Ionenzyklotronheizung fortgesetzt werden.

#### 4. Mikrowellen-Diagnostik und Mikrowellen-Optik

(J.-G. Wegrowe)

(Ingenieur: U. Weber)

##### a) Milliradian-Interferometer

Mit dem Milliradian-Dual-Interferometer wurden folgende Ergebnisse erreicht:

bei  $\lambda = 8,6$  mm bzw.  $4,3$  mm, Leistung im Plasmastrahl  $\approx 50$  mW, betrug die Empfindlichkeit  $0,07$  Milliradian mit einer Stabilität von  $0,1$  mrad (gemessen mit einer Integrationszeitkonstante von  $0,1$  s), was einer auf dem optischen Weg integrierten Dichte von  $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  entspricht ((120)).

Dieses Interferometer wurde an die Apparatur Wendelstein W II angebaut.

##### b) Überdimensionierte Resonatoren

Als Erweiterung einer von Fessenden und Smullin<sup>+)</sup> vorgeschlagenen Methode zur Messung der Plasmadichte sind Versuche gemacht worden, die einen großen Vakuumtopf (Volumen  $\gg$  (Wellenlänge)<sup>3</sup>) als Resonator benutzen.

Im Gegensatz zu der oben erwähnten Methode ist hier die Wellenlänge gegen die Dimensionen des Gefäßes so klein, daß die verschiedenen Resonanzmoden sehr dicht beieinander auf der Frequenzskala liegen und deshalb nicht mehr in einem Transmissions- oder Reflexionsexperiment trennbar sind (diese Wahl der Wellenlänge beruht auf der Bedingung, die Arbeitsfrequenz möglichst weit über der Elektronen-Gyrofrequenz zu wählen.)- Trotzdem erscheint in einem solchen Experiment, wenn man ein Frequenzband durchwobbelt, ein Amplitudengang der transmittierten Wellen, dessen Struktur eine Überlagerung elementarer Resonanzgebilde darstellt. Bei Volumenänderungen des Topfes oder Plasma- bzw. Dielektrikumeinführung verformt sich dieser Amplitudengang. Aus den bisher in zwei Metalltöpfen mit  $10^5$  und  $10^6 \text{ cm}^3$  (Oktopol W V)

<sup>+) Proc. 7th CIPIG Belgrad 1965, Vol.III, p. 83</sup>

und 8 mm und 3 cm Wellenlänge durchgeführten Experimenten bei kleinen Volumenänderungen konnten wir Ergebnisse ermitteln, die mit einer einfachen Theorie übereinstimmen. Anhand dieser Theorie wurde in einem kurzen Versuch an der Apparatur Wendelstein W V auch eine mittlere Dichte bestimmt. Sie ist in Übereinstimmung innerhalb eines Faktors 2 mit der aus Langmuir-Sonden ermittelten Dichte. Der relative Verlauf der beiden Messungen bei Variationen der Plasmaparameter war gleich.

Weitere Versuche sowie theoretische Untersuchungen sind noch erforderlich, um die besten Arbeitsbedingungen und Auswertungsverfahren zu finden.

Diese Methode sollte eine sehr allgemeine Anwendbarkeit an Apparaturen verschiedener Formen, Größen und Unabhängigkeit vom Magnetfeld als Vorteile anbieten.

#### c) Darstellung der Mikrowellenbilder

Eine Möglichkeit, Mikrowellenbilder darzustellen, würde viele Untersuchungen erleichtern bzw. ermöglichen (Diagnostik, Antennenstudien, Holographie usw...). Einige Versuche in der Richtung wurden bekannt <sup>+)++)+++)</sup>. Eine der vorgeschlagenen Methoden <sup>+) benutzte flüssige Kristalle um die Mikrowellenenergieverteilung in sichtbare Gebilde zu übersetzen. - Versuche mit dieser Technik wurden in unserem Labor gestartet.</sup>

Ein anderes System: MISS (Microwave Image Scanning System) zur Darstellung auf einem Bildschirm eines (evtl. zeitveränderlichen) Mikrowellenbildes wurde entwickelt (122). Es beruht auf dem Prinzip der Messung mit einem einzigen Detektor des gestreuten Feldes eines modulierten Gitters.

Die Elemente des Gitters (in unserer Anordnung kleine Halbleiterdioden) werden getrennt moduliert und so wird auch das rückgestrahlte Feld, das Informationen über das Feld am Ort der Elemente enthält. Legt man das Gitter in die Bildebene, so ist es möglich, punktweise das Bild abzutasten. Günstiger soll sich eine andere Anordnung erweisen, und zwar wird das Gitter in die "Fourier"-Ebene einer Linse gelegt und eine gleichzeitige Modulation aller Gitterelemente benutzt (Fourier-Analyse). Dabei erhält man eine Translation des endgültigen, durch eine zweite Linse gegebenen Bildes vor dem Detektor.

Erste Versuche sind mit einem 5x6-Element-Gitter gemacht worden. Der punktweise Betrieb lief zufriedenstellend. Bei Fourier-Betrieb konnte man eindimensionale Profile verschiedener Lichtquellen darstellen (eine oder zwei getrennte Lichtquellen = eine Flächenquelle) mit einer Qualität, die den Parametern des Versuchsaufbaus entspricht (Auflösung 5 oder 6 Punkte). Weitere Versuche sind erforderlich. Über die Theorie und die ersten Experimente ist ein Bericht in Vorbereitung.

## 5. Mikrowellen-Plasmakanone

(G. Lisitano)

Die Einspritzung von energetischen Plasmastrahlen oder neutralen Atomstrahlen in geschlossene oder offene Magnetfeldgeometrien ist die am häufigsten benutzte Methode zur Herstellung von energetischen Plasmen. In mehreren Laboratorien des Auslandes wird sehr intensiv an der Entwicklung von besser geeigneten Plasmakanonen gearbeitet.

Die Leistungsdichte des Plasmastrahls soll im Bereich von mehreren  $10 \text{ kW/cm}^2$  liegen. Verunreinigung und Neutralarbeitsgasreste im Strahl sollen so niedrig wie möglich gehalten werden.

<sup>+) C.F. Augustine, Electronics 24.6., p. 118 (1968)</sup>

<sup>++) O.A. Zinovier, Sov. Phys. JETP 25, 752 (1967)</sup>

<sup>+++)</sup> H. Jacobs et.al., JOSA 58, 246 (1968)

Im Jahre 1965 wurde im IPP eine neue Mikrowellen-Plasmakanone entwickelt. Nach weiterer Entwicklung in Princeton bekam die Plasmakanone die in Abb. 17 gezeigte Form. Ein mit 18 GHz, 2 kW, CW gespeister Hohlleiter ist an eine nicht resonante, geschlitzte Röhre angeschlossen. Der Übergang Hohlleiter-Röhre ist zur Maximalisierung der elektrischen Felder in den Schlitzen vorgesehen. Der Innere Durchmesser der Röhre ( $D = 6 \text{ mm}$ ) ist kleiner als die Vakuumwellenlänge der eingespeisten Leistung. Somit wird keine Mikrowellenleistung in das Vakuumgefäß gestrahlt. Die Plasmakanone ist zum Teil wassergekühlt, an ihrer Rückseite ist ein Arbeitsgas-Einlaß vorgesehen. Die Plasmakanone wird in einem axial divergenten Magnetfeld betrieben, dessen Stärke für die Gyroresonanzfrequenz der Elektronen am Ausgang des Plasmastrahls abgestimmt ist.

Das Arbeitsgas ist durch die Mikrowellenfelder ionisiert, deren Leistung vorwiegend durch Elektronen-Zyklotron-Dämpfung absorbiert wird. Die Elektronen erhalten im Resonanzraum eine große transversale Energie und werden durch  $\mu \cdot \nabla B$ -Kräfte axial in Richtung des divergenten Magnetfeldes beschleunigt. Die Ionen werden durch die Raumladungsfelder der strömenden Elektronen mitbeschleunigt.

Aus dieser einfachen Beschreibung folgt, daß bei nahezu vollkommener Neutralität der Ladung  $V_{i\parallel} \approx V_{e\parallel}$  und somit  $E_i \gg E_e$  ist. Außer diesem Vorgang (von dem eine genaue Beschreibung fehlt) wurden im Plasmastrahl radiale elektrische Felder der Größenordnung 1 kV/cm beobachtet. Es ist anzunehmen, daß diese Felder auch eine Rolle im Beschleunigungsprozeß spielen. Mit einer Mikrowellen-Eingangsleistung von 500 W an der Plasmakanone wurde im Abstand von 50 cm von dem Strahlausgang ein Wolframdraht-Gitter (Drahtdurchmesser 0,25 mm) verschmolzen. Das beweist eine Leistungsdichte des Plasmastrahls von minimal  $300 \text{ W/cm}^2$ .

Ohne Differentialpumpen wurde der Arbeitsgasdruck im Entladungsgefäß von  $3 \times 10^{-6}$  Torr erreicht.

Spektroskopische Analysen des Strahls zeigen, daß der Plasmastrahl nicht durch Metaldampfgas verunreinigt wurde. Der Wirkungsgrad der Plasmakanone betrug ca. 50 %, mit Reflexionen von nur 5 % der hinlaufenden Mikrowellenleistung.

Im gepulsten Betrieb (Pulsdauer  $20 \mu\text{s}$  bis 0,2 sec) wurde die Eingangsleistung bis 2 kW erhöht, was einer Plasmastrahl-Leistungsdichte von mehr als  $1 \text{ kW/cm}^2$  entsprach. Dabei war die Arbeitsweise der Plasmakanone sehr befriedigend. Es gab keine Probleme mit Spannungsüberschlägen oder Materialbeschädigung.

Die Elektronendichte des Plasmastrahls konnte mit Hilfe der Arbeitsgasventile zwischen  $10^{10}$  und  $10^{12}$  geändert werden. Direkte Messungen der Ionenenergie waren in Princeton zu der Zeit als diese Messungen ausgeführt wurden, in Vorbereitung. Unter der Annahme, daß nur 5% der transversalen Energie der Elektronen in gerichtete Energie der Ionen umgewandelt werden, sind für die gemessenen Leistungsdichten des Strahls Ionenenergien von einigen keV zu erwarten.

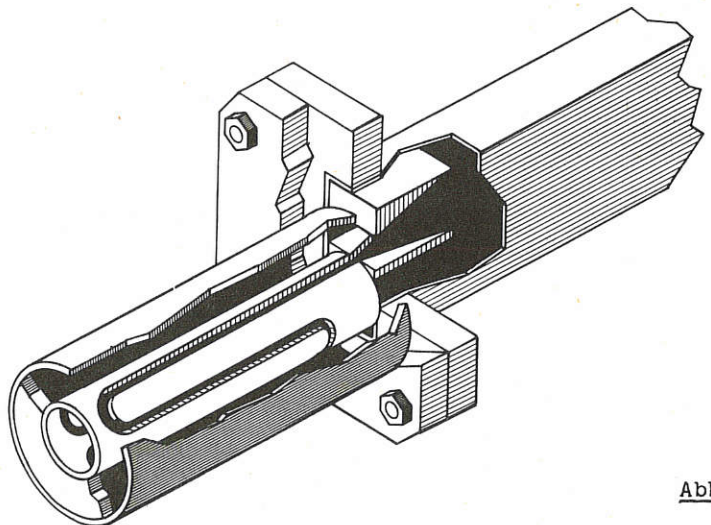


Abb. 17

## 6. Strahlplasma-Wechselwirkung

### 6.1 WW II

(W. Dommaschk, W. Ott)

(Ingenieur: H.B. Schilling)

Die im Vorjahr im Bereich  $\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2 \leq \omega^2 < \omega_{pe}^2$  gefundenen Schwingungen wurden weiter untersucht. Interferenzmessungen mit je einer feststehenden und einer axial bzw. azimutal versetzten Sonde zeigten, daß es sich um rotationssymmetrische Eigenschwingungen der axial durch zwei geerdete Gitter begrenzten Strahlplasma säule handelte. Die Phasengeschwindigkeit der in den Eigenschwingungen vorherrschenden Wellen lag dabei oberhalb der Strahlgeschwindigkeit. Das diskrete Frequenzspektrum, die Anregung dieser Schwingungen und deren Frequenzabhängigkeit von der Länge der Plasma säule konnten mit der Dispersionsrelation eines zylindrischen Strahlplasmas bei gleichzeitiger Berücksichtigung der axialen Randbedingungen erklärt werden. Für die Frequenzen  $\omega_n$  des Spektrums ergab sich der Ausdruck  $\omega_n = \pi \cdot n \cdot \omega_{pe} / L \cdot k_{\perp}$  mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ , wobei  $L$  die Länge der Plasma säule und  $k_{\perp}$  die radiale Wellenzahl bedeuten. Über nähere Einzelheiten wurde im August dieses Jahres in Novosibirsk berichtet [30]. Im Zuge der Neuerrichtung des ERA-Experimentes wurde das Experiment WW II anschließend stillgelegt.

### 6.2 Experiment Jojo

(A. Borer)

Die zuvor an He-Ionen durchgeführten Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen gegeneinanderlaufenden Ionenstrahlen wurden mit H-Ionen wiederholt. Die allgemeinen Erscheinungen waren die gleichen: Ausbildung stehender Wellen mit der halben Ionen-Zyklotronfrequenz und der azimutalen Modenzahl  $m = 1$ .

Die direkt gemessenen Werte der Anstiegsraten (zeitlich aufgelöste Registrierung des Einschwingvorganges) waren zu ungenau für die Ermittlung des Zusammenhanges zwischen Gefäßlänge und Höhe der Anstiegsrate. Als Maß für die Höhe der Anstiegsrate wurde daher der maximale Neutralgasdruck genommen, bei welchem die Schwingungen noch bestehen konnten. Dieser war am größten, wenn die Gefäßlänge (Stoßdämpfung) ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Wellenlänge betrug.

Eine zusammenfassende Darstellung der Untersuchungsergebnisse am Experiment Jojo ist in Vorbereitung.



## 7. Wandproblem

(R. Behrisch, E.W. Blauth, W. Eckstein, G. Haas, W. Heiland, H. Liebl, E. Meyer, N. Müller, W. Poschenrieder, K. Raßkopf, B. Scherzer, H. Schulze, E. Taglauer, H. Verbeek, H. Vernickel)

### 7.1 Oberflächen

#### 7.1.1 Ionenbeschuß von Festkörperoberflächen

#### 7.1.2 Rückstreuungs-Experiment

(R. Behrisch, B.M.U. Scherzer)

Zusammen mit Herrn Mühlbauer wurde ein Goniometer für UHV mit drei voneinander unabhängigen Drehachsen konstruiert und gebaut. Er hat sich sehr gut bewährt. Veröffentlichung in Vorbereitung. Patentanmeldung erfolgt. Bei den Oberflächensperrschichtzählern wurde für 10-150 keV Protonen die Energieauflösung auf 3 keV gesteigert.

Mit Hilfe der Protonenrückstreuung wurde der Schatteneffekt an Kupfereinkristallen untersucht. Das  $\langle 110 \rangle$  Minimum wurde zwischen  $-100^{\circ}\text{C}$  und  $+100^{\circ}\text{C}$  bei einer Primärenergie von 120 keV ausgemessen. Für das  $\langle 100 \rangle$  Minimum wurde die Messung bei  $-100$  bis  $+400^{\circ}\text{C}$  durchgeführt bei einer Primärenergie von 40, 80 und 120 keV (( 5, 3, 4 )) (( IPP 2/68 )) .

Der Gitterführungs- und Schatteneffekt wurde zur Prüfung der LINDHARDSchen Reversibilitätsregel benutzt. Die Messungen wurden am  $\langle 110 \rangle$  Minimum von Kupfer bei  $-100^{\circ}\text{C}$  bis  $800^{\circ}\text{C}$  und Primärenergien von 60 und 120 keV durchgeführt. Bei annähernd gleicher Halbwertsbreite sind die Schatten weniger ausgeprägt als die Gitterführungsminima. Der Unterschied ist umso größer je tiefer im Gitter die Reflexion erfolgt ist.

Es zeigt sich, daß die Reversibilitätsregel in dem von uns verwendeten Primärenergiebereich nur für Protonen erfüllt ist, die weniger als 50 - 100 Atomlagen tief in das Gitter eingedrungen sind. Bei größerer Eindringtiefe wurde der Einfluß der Energieverluste an Elektronen zunehmend stärker. Die Winkel- und Energieverteilung der an polykristallinem Kupfer zurückgestreuten Wasserstoffatome wurde für Primärenergien von 50, 100 und 150 keV für verschiedene Einfallwinkel gemessen.

Die Ergebnisse wurden mit Maschinenrechnungen (Seewald, Welge), nach dem Modell der Rückstreuung, in einem Zweierstoß verglichen. Aus den Abweichungen, besonders für die tief im Material zurückgestreuten Wasserstoffatome zeigt sich, daß das Modell zu einfach ist. Die Aufweitung des Ionenstrahls beim Hineinlaufen in das Gitter ist nicht berücksichtigt (( 3 )) (( IPP 2/68 )) .

#### 7.1.1.2 Protonenbeschuß bis 20 keV

(W. Eckstein, H. Verbeek)

Die Planung der Ultra-Hochvakuumapparatur wurde Mitte 1968 abgeschlossen und soll nun endgültig im März 1969 ausgeliefert werden (Leybold-Heraeus).

#### 7.1.1.3 SORBAS

(W. Heiland, E. Taglauer)

Geplant sind Desorptionsexperimente mit Ionen sehr kleiner Energien (eV-Bereich). Es soll die Desorption nahe der Schwellenenergie näher untersucht werden. Die Planung der Apparatur wurde Mitte 1968 abgeschlossen. Im Dezember 1968 wurde die Apparatur von der Firma Varian ausgeliefert. Ohne Ausheizen betrug das Endvakuum  $2 \cdot 10^{-9}$  Torr. Nach Ausheizen bei  $200^{\circ}\text{C}$  wurde  $6 \cdot 10^{-10}$  Torr erreicht. Die Ionenquelle für  $\text{Ar}^+$  liefert bei 50 eV Energie auf dem Target einen Strom von  $5 \cdot 10^{-10}$  A.

#### 7.1.1.4 Feldemissionsuntersuchungen

(H. Vernickel)

##### Ausheilkinetik.

Die Messungen zur Ausheilkinetik  $\text{Ar}^+$ -beschossener W-Spitzen wurden fortgesetzt und auf Mo ausgedehnt. Sie wurden in der vorliegenden Form - Beschuß aus der durch die FE erzwungenen Gasentladung - abgeschlossen. Zusätzlich zu den bereits 1967 referierten Ergebnissen wurde festgestellt: Nach kleinem Beschuß (Flächendosis 1 Monoschicht) bei  $100^\circ\text{K}$  findet das Ausheizen von W in zwei breiten Bereichen mit Aktivierungsenergien um 0,3 und 1,5 eV statt, während Mo bei allen verwendeten Dosen ein kontinuierliches Ausheilspektrum zwischen 0,2 und 1,5 eV hat. Nach Beschuß bei  $100^\circ\text{K}$  heilt bei beiden Metallen ein Teil der Fehler bereits unter Raumtemperatur aus. Es ist zu vermuten, daß die untere Grenze der Aktivierungsenergie zu kleineren Werten verschoben wird, sofern der Beschuß bei noch tieferen Temperaturen stattfindet ((119)) ((IPP 2/72)).

Durch numerische Integration der Ionenbahnen vor der Spitze, sollen die Beschußbedingungen in den vorliegenden Experimenten genauer gekennzeichnet werden. Rechnungen dazu sind in Zusammenarbeit mit Herrn H. Welter angelaufen (s. Bericht der Abteilung Theorie).

#### 7.1.1.5 Mikrostrahlsonde

(H. Liebl)

Es wurde eine Mikrostrahlsonde für Ionen, Elektronen und Laserlicht konstruiert und zum Teil in die Fertigung gegeben. Die Strahlen sollen auf der Targetoberfläche etwa  $1\ \mu\text{m}$   $\varnothing$  haben. Die Energie der Elektronen und Ionen ist variabel von 0 bis 20 keV. Das Instrument arbeitet nach dem Prinzip des Elektronen- und Ionenrastermikroskops. Als Detektor-Instrument ist ein doppel fokussierendes Massenspektrometer vorgesehen, dessen elektrische Sektorfelder für sich als Energiespektrometer benutzt werden kann. Damit können rückgestreute Elektronen und Ionen, Sekundärelektronen und Sekundärionen untersucht werden.

#### 7.2 POLARIS

(W. Eckstein, W. Heiland, N. Müller)

Es wurde ein Experiment aufgebaut, um die Polarisierung feldemittierter Elektronen nachzuweisen, mit dem Endziel, einen für eine Verwendung bei LEED hochpolarisierten Elektronenstrom herzustellen. Im magnetischen Gleichfeld wurde bei Gadolinium-Emittern keine Polarisierung gefunden. Möglicherweise tritt in der gegebenen Feldanordnung ein Magnetronstrom auf. Elektronen, die aus diesem Strom gezogen werden, sind nicht polarisiert. Um diesen Effekt zu vermeiden, werden jetzt Versuche mit einem gepulsten Magnetfeld angestellt.

#### 7.3 Total- und Partialdruckmessungen

##### 7.3.1 Ionisationsmanometer für Drücke im Bereich von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr.

(E.W. Blauth, W. Heiland, H.G. Schäffler)

Im Rahmen der Diplomarbeit von H.G. Schäffler ((116)) wurde ein robustes Ionisationsmanometer für hohe Drücke entwickelt. Das Manometer besteht aus 4 bzw. 6 parallel zueinander gespannten

Drähten, die als Kathode, Anode und Kollektoren geschaltet werden. Die Lage der Drähte ist durch Löcher (Abstand 0,8 bzw. 0,9 mm) in einer Elektrodenhalterung festgelegt. Die Elektrodenhalterungen sind auf Keramikscheiben aufgelötet (H. Högelsperger). Es konnte gezeigt werden, daß der Elektrodenabstand in der Röhre optimal ist. Nach Ausheizen bei 400° C, Kathodenwechsel, Gaswechsel oder Belüften ist ein erneutes Einmessen des Manometers bei einem Fehler kleiner als 10 % nicht erforderlich. Zum Betrieb können handelsübliche Netzgeräte mit geringfügigem Umbau benutzt werden. (( IPP 2/75 )).

### 7.3.2 Statisches Weitwinkelmassenspektrometer

(E.W. Blauth, R. Weißmann)

Im Rahmen der Diplomarbeit von R. Weißmann wurde ein statisches Weitwinkelspektrometer gebaut. Bei einem Raumwinkel von 0,1 sterad wurde das theoretische Auflösungsvermögen von  $A=39$  auch experimentell erreicht. Durch Einengung des Öffnungswinkels kann das Auflösungsvermögen auf  $A=390$  gesteigert werden. Bei einem Polschuhabstand von 1 cm und einem Ablenkradius von 5 cm beträgt der Transmissionsgrad  $\eta = 0,61$ . Für eine schlitzförmige Ionenquelle ist es  $\eta = 0,45$ . Experimentell ergab sich ein Wert  $\eta = 0,52$  und  $A=40$ . Dem Spektrometer wurde eine Elektronenstoßquelle mit 60° Öffnungswinkel angepaßt. Die Emissionsausbeute der Quelle beträgt 0,5 der erzeugten Ionen. Mit dieser Kombination Elektronenstoßquelle-Trennsystem wird ein Transmissionsgrad von  $\eta = 0,25$  erreicht.

### 7.4 WW-Plasma-Wand

(G. Haas, R. Diermeier)

In der Baracke B3 wurde mit dem Aufbau eines Experimentes zur Untersuchung der Wechselwirkung Plasma-Wand am Spezialfall eines kleinen Theta-Pinches begonnen.

EXPERIMENTELLE PLASMAPHYSIK 3 (PROF. DR. WIENECKE)

1. Stationäre Aufheizung von Plasmen hoher Dichte

(R. Wienecke, H. Wulff)

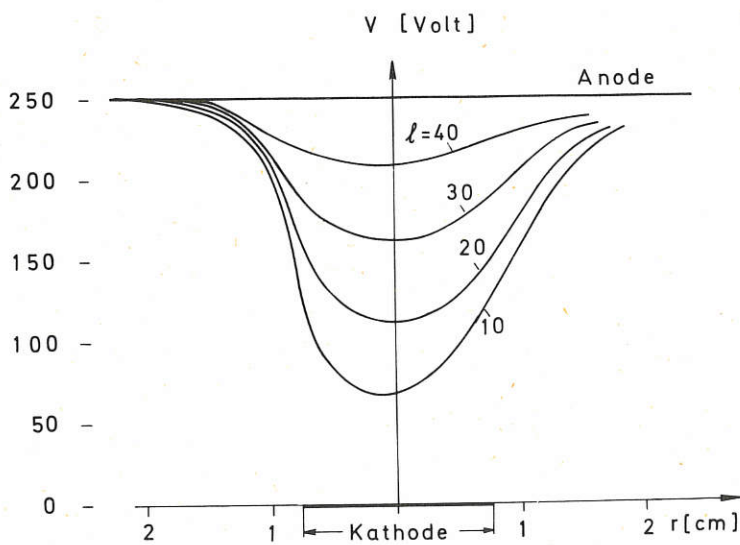
1.1. Wasserstoffbögen im Magnetfeld (R. Wienecke)

1.1.1. Der Einfluss eines starken axialen Magnetfeldes auf die Form eines Wasserstoffbogens  
(G. Zankl)

Die Potential- und Feldstärkeverteilung in einem Wasserstoff-Lichtbogen wird durch ein axiales Magnetfeld wesentlich beeinflusst, wenn der Hallparameter  $\omega_e \tau_e$  grösser als 1 ist. Dies wurde experimentell an einem Lichtbogen mit folgenden Daten untersucht:

Elektrodenabstand:	45 cm
Kathodendurchmesser:	1,5 cm
Anodendurchmesser:	5 cm
Gasdruck ausserhalb der Bogensäule:	6,5 Torr
Bogenstrom:	2000 Amp
Magnetfeld:	20 kG

Für verschiedene Abstände von der Kathode ist die mit Hilfe von Potentialsonden gemessene Potentialverteilung in Fig.18 dargestellt.



Radiale Potentialverteilung  
(Parameter: Abstand von der Kathode =  $l$  [cm]).

Fig. 18

In jedem Abstand von der Kathode findet man von der Bogenachse nach aussen hin einen starken Potentialanstieg, der etwa beim Radius der Kathode einsetzt und bis zum Anodenpotential führt. Die aus dem Potentialfeld berechnete axiale Komponente der elektrischen Feldstärke (Fig.19 ) fällt ausserhalb des Kathodendurchmessers stark ab.

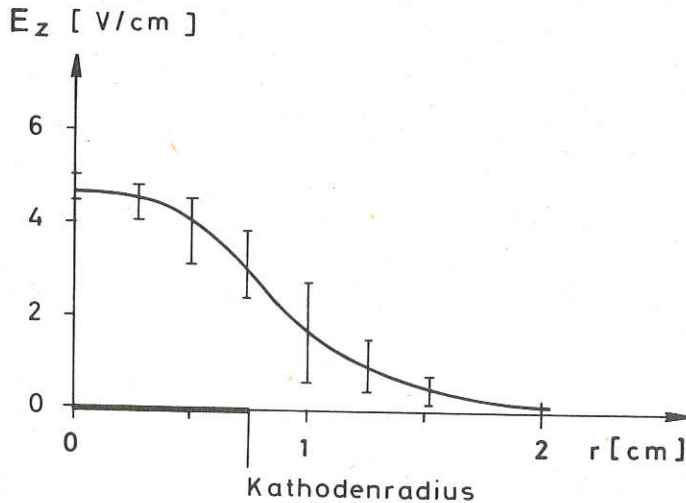


Fig. 19 Radiale Verteilung der axialen elektrischen Feldstärke

Da auch die Temperatur und damit die elektrische Leitfähigkeit mit dem Abstand von der Bogenachse abnehmen, bedeutet dies, dass auch die axiale Stromdichte entsprechend stark reduziert ist. Die radiale Ausdehnung des Bogens in der Mitte zwischen den beiden Elektroden ergibt sich nach theoretischen Überlegungen mit der Annahme eines räumlich konstanten  $\omega\tau$  zu:

$$\frac{r}{R_0} = 1 + \frac{L}{R_0} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}$$

$R_0$  = Kathodenradius,  $L$  = Bogenlänge.

Aus der Abhängigkeit des gemessenen Bogenradius von der Länge des Bogens ergibt sich nach dieser Vorstellung ein  $\omega\tau$ -Wert von 50, der mit dem Wert für die Randschichten des Bogens gut übereinstimmt. Für den untersuchten Bogen mit einem Verhältnis  $L : R_0 = 30 : 1$  ist der Strom im wesentlichen auf die von der Kathode ausgehenden magnetischen Flussröhre konzentriert.

Dieses Ergebnis wird bestätigt, wenn der Bogen in einem inhomogenen Magnetfeld betrieben wird. Dazu wurde in der Mitte zwischen den beiden Elektroden das Magnetfeld durch ein Zusatzfeld auf den 4-fachen Wert erhöht. Die von der Kathode ausgehende Flussröhre verengt sich dann in der Bogenmitte auf den halben Durchmesser. Wie man den side-on Spektren entnehmen kann (Fig.20) geht auch der Bogendurchmesser (= Ausdehnung der Kontinuumsemission) in der Bogenmitte tatsächlich auf den halben Wert zurück.

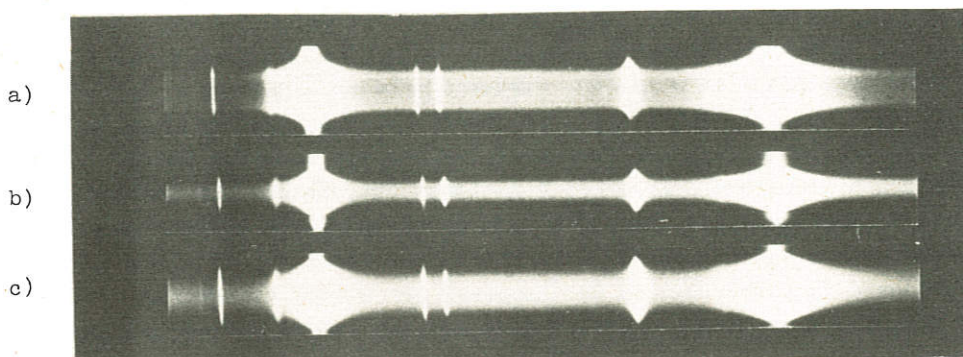


Fig.20 Side-on Spektren eines 70 cm langen Wasserstofflichtbogens mit Heliumbeimischung in einem inhomogenen Magnetfeld für verschiedene Abstände von der Kathode.  
a) = 10 cm ( $B = 10$  kG); b) = 30 cm ( $B = 40$  kG); c) = 50 cm ( $B = 10$  kG)

#### 1.1.2. Theoretische Untersuchungen über Wasserstoff-Lichtbögen in achsenparallelen Magnetfeldern (J. Raeder, S. Wirtz)

Experimente mit Wasserstoffbögen in einem starken axialen Magnetfeld haben gezeigt, dass sich diese Entladungen auch dann auf einen optisch sichtbaren Durchmesser von der Größenordnung des Kathodendurchmessers einstellen, wenn sie in einem sehr weiten zylindrischen Rohr brennen. Mit den bekannten Theorien für den zylindersymmetrischen, d.h. unendlich langen Bogen gelingt eine mit diesen Beobachtungen übereinstimmende Berechnung des radialen Temperaturprofils nur dann, wenn man für den Durchmesser des Entladungsrohres den optischen Durchmesser (entspricht etwa der  $10\ 000^{\circ}$ -Isotherme) einsetzt. Verwendet man dagegen in der Randbedingung bei der Lösung der Energiebilanz den experimentell gegebenen Kesseldurchmesser, so erhält man eine wesentlich zu breite Temperaturverteilung. Dieser Widerspruch zum Experiment zeigt, dass der Bogen zumindest nicht allein durch die kalte Rohrwand stabilisiert wird, sondern auch noch durch einen anderen Mechanismus. Wie Rechnungen an einem einfachen Modell zeigen, besteht dieser in der Rückwirkung des magnetisierten Plasmas auf das von aussen angelegte elektrische Feld. Die aus der Kathode

austretenden Elektronen sind wegen des grossen  $\omega_e \tau_e$  in ihrer radialen Beweglichkeit stark gehemmt und driften deshalb in einem Zylinder, dessen Durchmesser etwa dem der Kathode entspricht, zur Anode. Im makroskopischen Bild entspricht diesem Tatbestand eine starke Abnahme des axialen elektrischen Feldes ausserhalb des Kathodendurchmessers, da dieses ja im wesentlichen den elektrischen Strom treibt. Zur Berechnung der Verteilungen des elektrischen Potentials und der Temperatur im Bogen endlicher Länge ergeben sich aus der Divergenzfreiheit der elektrischen Stromdichte, der Energiebilanz und der Stationarität zwei gekoppelte partielle Differentialgleichungen vom elliptischen Typ. Während die Potentialgleichung linear ist, liefert die Energiebilanz eine quasilineare Differentialgleichung. Lösungen dieser Gleichungen können nur numerisch berechnet werden, da ihre Koeffizienten stark vom Ort abhängen. Um übersichtliche Ergebnisse zu erhalten, wurden für beide Gleichungen getrennt Differenzenschemata aufgestellt und die daraus resultierenden Gleichungssysteme nach dem Verfahren der Überrelaxation numerisch gelöst. Die Parameter, welche die Kopplung beider Gleichungen bewirken, wurden dabei jeweils als gegebene Funktionen betrachtet. Die getrennten Lösungen gestatten es, die Abhängigkeit der Potential- und Temperaturverteilungen von den geometrischen Daten, vom äusseren Magnetfeld und vom Strom in der Entladung zu studieren. Die letzte, noch nicht abgeschlossene Stufe besteht in der Kopplung der beiden Rechenprogramme, die dann eine geschlossene Berechnung der Eigenschaften eines endlich langen Bogens in einem axialen Magnetfeld gestatten soll.

### 1.1.3. Untersuchung der Stabilität eines Wasserstoff-Lichtbogens im überlagerten B-Feld (H.F. Döbele)

Wie schon im Jahresbericht 1967 beschrieben wurde, können in einem Lichtbogen mit axialem Magnetfeld Rayleigh-Taylor Instabilitäten auftreten. Dies ist besonders dann der Fall, wenn die Anode aus einem Rohr besteht, so dass radiale Stromkomponenten auftreten, die mit dem axialen B-Feld die Bogensäule durch eine Lorentz-Kraft in Rotation versetzen.

Drehspiegelaufnahmen eines Querschnitts durch die Bogensäule zeigen, dass es sich um eine in  $\varphi$ -Richtung laufende Welle handelt. Dabei treten je nach den Betriebsbedingungen verschiedene azimutale Wellenzahlen  $m$  auf. Die Messung der azimutalen Wellenzahl  $m$  der Störung ist mit der Drehspiegelkamera nur für die niedrigste auftretende Mode  $m=4$  eindeutig möglich.

Um auch die höheren Moden zu identifizieren, wurde bei "end-on" Beobachtung die Phasenlage der Signale am inneren Umfang der Anode mit zwei Photomultipliern und nachfolgender Korrelationselektronik untersucht. Insgesamt lassen sich die Moden  $m=4$  bis  $m=7$  nachweisen (Fig. 21). Die azimutale Wellenzahl  $m$  hängt dabei von der Magnetfeldstärke ab, und zwar in der Weise, dass sich mit steigender Feldstärke höhere Moden einstellen. Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zur dissipationsfreien magnetohydrodynamischen Theorie, die Anwachsraten  $\sim \sqrt{m-1}$  unabhängig von  $B$  liefert. Die Rotationsgeschwindigkeit des Bogenplasmas wurde spektroskopisch aus dem Dopplereffekt der Linie  $3995 \text{ \AA}$  des in geringer Menge zugefügten Stickstoffs bestimmt. Sie erreicht am Bogenrand den Wert von  $2,8 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ . Die Rotationsrichtung des Plasmas fällt dabei mit dem Drehsinn der Instabilität zusammen.

Die Untersuchung der  $z$ -Abhängigkeit der Störungen zeigt, dass bei voll entwickelter Instabilität keine Verschraubung vorliegt. Die Störungen verlaufen parallel zu den Magnetfeldlinien.

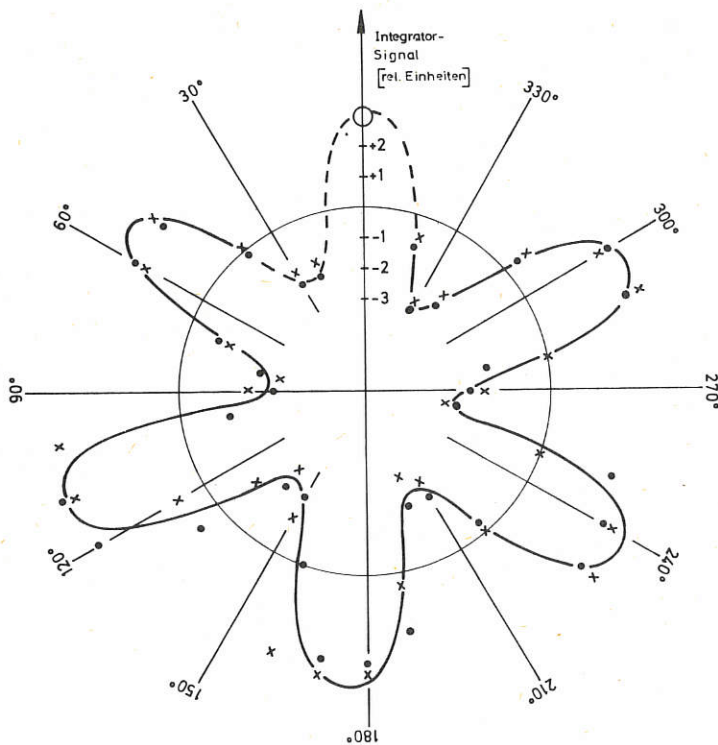


Fig.21 Die Anode wird "end-on" derart auf eine Lochscheibe abgebildet, dass ihr Innenrand auf den Lochkreis fällt. Durch die Löcher werden zwei Lichtleiter gesteckt. Einer davon bleibt fest, der zweite wird von Loch zu Loch gesteckt. Die Phasenlagen der von den Lichtleitern erfassten Lichtsignale werden von einer Korrelationselektronik gemessen und sind in der Abbildung über dem Winkel zwischen den Lichtleitern aufgetragen. (Bogenstrom 1600 A, Magnetfeldstärke 26 kG,  $m=6$ )

Zur Klärung der Magnetfeldabhängigkeit von  $m$  wurden die MHD-Gleichungen erweitert und endliche elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit und Viskosität zugelassen. Die Stabilität wurde in der WKB-Näherung untersucht und die entsprechende Dispersionsbeziehung aufgestellt. Zu deren Lösung ist die Kenntnis des Temperatur- und Dichteverlaufs im ungestörten Bogen sowie der erwähnten Transportkoeffizienten notwendig. Für den ungestörten Bogen wurde ein idealisiertes Modell angenommen und damit die Dispersionsbeziehung gelöst. Die sich damit ergebenden Anwachsraten hängen stark von der Magnetfeldstärke ab und zeigen eine Reduktion für die Moden hoher Ordnung, insbesondere bei kleinen Magnetfeldstärken. Numerisch berechneter Verlauf der Anwachsraten und Experiment stimmen qualitativ überein.



1.1.4. Messung der elektrischen und magnetischen Felder in einem Wasserstoff-Lichtbogen mit axialem B-Feld (R. Schwenn)

Zur Messung des elektrischen Feldes wurde eine doppelarmige Potentialsonde entwickelt, die mit Hilfe eines Bewegungsmechanismus quer durch die Bogensäule geschlagen wird und dabei die radiale Potentialverteilung in zwei benachbarten Ebenen  $z = \text{const}$  nahezu gleichzeitig misst. Aus der Differenz beider Potentialkurven erhält man die axiale Feldstärke  $E_z(r)$ , während jede Kurve für sich die radiale Feldstärke  $E_r(r)$  ergibt.

Für die Messung der elektrischen Stromdichte wurden kleine Spulensonden entwickelt. Bei bekannter Geschwindigkeit und Orientierung einer solchen Sonde kann man die Verteilung einer Komponente des Magnetfeldes und wegen  $\text{rot } \vec{H} = \vec{j}$  die entsprechende Stromdichtekomponente bestimmen. Das Spülchen (ca. 200 Wdg aus Kupferdraht 0,02 mm  $\varnothing$ , 0,7 mm Aussendurchmesser, 0,7 mm Länge,  $2,5 \mu\text{V}$  pro G/msec Empfindlichkeit) ist in einem Stahlröhrchen in Araldit vergossen, das in einem Stenandröhrchen von 2 mm  $\varnothing$  steckt. Diese Sonde wird mit einer Geschwindigkeit von 10 m/sec durch den Bogen geschlagen. Sie hält den grossen thermischen und mechanischen Belastungen ausgezeichnet stand.

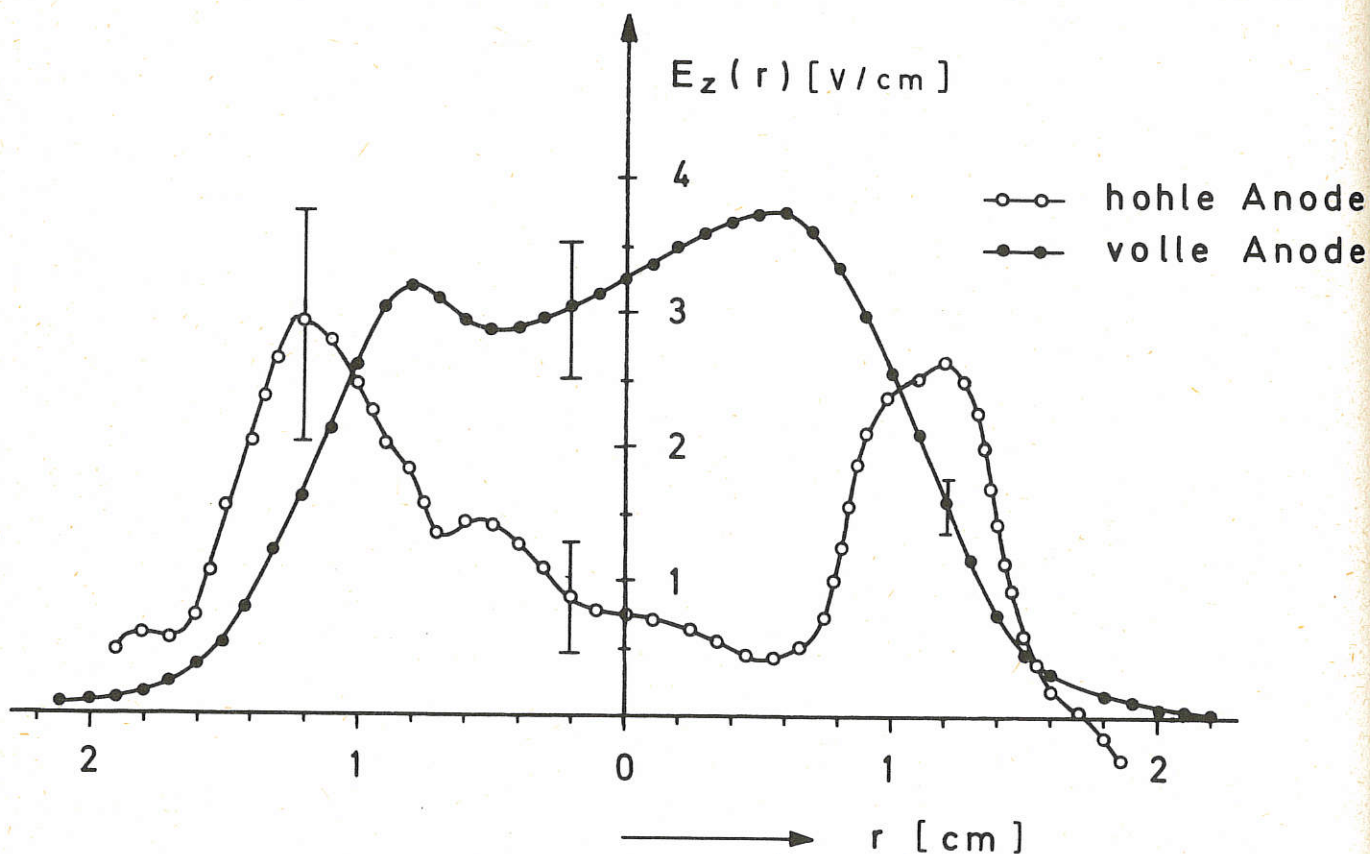


Fig. 22 Gemessene radiale Verteilung des axialen elektrischen Feldes im Wasserstofflichtbogen.  $I_B = 1800 \text{ A}$ ,  $B = 10 \text{ kG}$ ,  $p_0 = 10^4 \text{ dyn/cm}^2$ ,  $r_{\text{Kath}} = 1 \text{ cm}$ .

Die Messungen ergaben folgende vorläufige Ergebnisse (s. Fig. 22):

In einem Bogen, der zwischen massiven Wolframelektroden brennt ( $I = 1800$  A,  $B = 10$  kG,  $r_{\text{Kath.}} = 1$  cm,  $r_{\text{An.}} = 2,5$  cm) wurden axiale Feldstärken von  $3,3$  V/cm gemessen, die bis  $r \approx 0,8$  cm nahezu konstant sind und dann stark abfallen. Die radialen Feldstärken betragen bis zu  $50$  V/cm. Im Falle einer hohlen Kupferanode ( $r_{\text{An.}} = 1,25$  cm) aber findet man bei sonst gleichen Bedingungen in der Bogenachse axiale Feldstärken von weniger als  $1$  V/cm, die erst ab  $r \approx 0,5$  cm auf ca.  $3$  V/cm anwachsen. (In diesem Bereich wird der radiale Potentialanstieg jedoch so gross, dass  $E_z$  nur noch ungenau bestimmt werden kann.) Diese Messungen liessen vermuten, dass der Bogenstrom im wesentlichen in einem Hohlzylinder fliesst, dessen Durchmesser etwa gleich dem der Kathode ist. Schon bei den ersten Versuchen mit Spulensonden wurde dies bestätigt: Bis zu  $r \approx 0,4$  cm ist die Stromdichte kleiner als  $50$  A/cm<sup>2</sup> und steigt dann erst auf ca.  $700$  A/cm<sup>2</sup> an. Ausserdem lieferten die Spulensonden periodische Signale hoher Amplitude bei einigen  $100$  kHz, die vermutlich mit den von H.F. Döbele beobachteten Rayleigh-Taylor Instabilitäten in Beziehung stehen.

#### 1.1.5. Temperatur- und Dichtebestimmung an Lichtbögen mit Hilfe von Laserstreuung

(R. Nodwell<sup>+</sup>), H. Ringler)

Um Aufschluss über die Temperaturen in unseren Bogenentladungen zu bekommen, sind bisher immer spektroskopische Temperaturmessungen verwendet worden. Bei früheren spektroskopischen Messungen<sup>1)</sup> wurden dabei Abweichungen der aus  $H_\beta$  : Kontinuum einerseits und der aus HeII : HeI unter Verwendung der Koronaformel andererseits gewonnenen Elektronentemperaturen festgestellt. Diese Abweichungen wurden darauf zurückgeführt, dass die für die Anwendung der Korona-Formel notwendige Voraussetzung, nämlich Lyman- $\alpha$  "optisch dünn", nicht mehr ganz erfüllt war. Bergstedt hat schliesslich nachweisen können<sup>2)</sup>, dass in Entladungen mit grossen Elektronentemperatur- und Dichtegradienten infolge von Diffusionsströmungen Abweichungen von der lokalen Ionisation auftreten. Sie werden durch Relaxationseffekte verursacht und können, wie auch Tichmann [IPP 3/77] an einem Wasserstoffbogen niedriger Elektronendichte gezeigt hat, spektroskopische Temperaturmessungen äusserst fraglich bzw. völlig unmöglich machen.

Um die Elektronentemperatur unabhängig von solchen Relaxationseffekten zu messen, haben wir deswegen ein Laser-Streuexperiment durchgeführt. Dabei wird das Spektrum des unter  $90^\circ$  gestreuten Laserlichts mit Hilfe eines drehbaren Interferenzfilters (Bandbreite  $7,5 \text{ \AA}$ ) und eines Photomultipliers (RCA 7265) registriert.

---

<sup>+</sup>) als Gast der University of British Columbia, Vancouver, Kanada

1) IPP 3/44 (Nov. 66) C. Mahn, H. Ringler, G. Zankl:  
Experimentelle Untersuchungen an einem Wasserstoff-Lichtbogen im achsenparallelen Magnetfeld.

2) IPP 3/64 (Dez. 67) K. Bergstedt:  
Über die Verschleppung der Ionisation im Plasma durch Teilchenströme in Richtung des Temperaturgradienten.

Für einen unserer üblichen Bögen mit Hohlanode und starker Rotation des ganzen Bogenplasmas ergab sich dabei ein um eine Grössenordnung kleineres Streusignal, als man aufgrund der von uns vermuteten Elektronendichte hätte erwarten können. Ausserdem erscheint im Streuspektrum im Abstand von etwa  $10 \text{ \AA}$  von der Linienmitte ein deutlich ausgeprägtes Maximum ("Satellit"). Wenn man den Abstand dieses "Satelliten" von der Linienmitte mit der Plasmafrequenz in Beziehung bringt, würde das einer Elektronendichte von  $n_e = 4,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  entsprechen. Für die hier vorliegende Temperatur (einige eV) und Elektronendichte (einige  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) erwartet man aufgrund der Streutheorie keine solchen "Satelliten". Um diese Deutung der "Satelliten" zu prüfen, haben wir deswegen "end-on" die Elektronendichte spektroskopisch aus dem Abstand der neutralen HeI-Linie  $4471 \text{ \AA}$  und ihrer verbotenen Komponente zu  $n_e = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  gemessen. Wenn man bedenkt, dass man end-on durch die kalten Randzonen kleinerer Elektronendichte beobachtet, die insgesamt eine kleinere Dichte vortäuschen, so ist die Übereinstimmung recht gut.

Damit ist einmal gezeigt, dass man tatsächlich nicht thermische Elektronenschwingungen vorliegen hat, zum anderen ist die Grösse des absoluten Streusignals um eine Grössenordnung kleiner als es der gemessenen Elektronendichte entspricht.

Die Temperatur konnte für diese Entladung wegen der kleinen Signale nicht sicher bestimmt werden; sowohl Spektroskopie als auch Streuspektrum deuten auf eine Temperatur um  $20\,000 \text{ }^\circ\text{K}$  hin (hohler Bogen), wie inzwischen auch durch Sondenmessungen von Schwenn (siehe 1.1.3 dieses Jahresberichts) gezeigt werden konnte.

Wir haben deswegen als nächstes einen Bogen mit massiver Wolframanode anstelle der Hohlanode untersucht und dabei folgende Ergebnisse erhalten:

- 1) Auch hier treten "Satelliten" in einem Abstand von etwa  $12,5 \text{ \AA}$  von der Linienmitte auf (siehe Fig. 23), was einer Elektronendichte von  $n_e = 7,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  entspricht.
- 2) Die Grösse der Streusignale entspricht hier im Gegensatz zum Bogen mit hohler Anode der erwarteten Elektronendichte. Nach Eichung der Messanordnung mit Hilfe von Rayleigh-Streuung in Stickstoff erhält man durch Integration des Streuspektrums dieselbe Elektronendichte, wie sie aus dem Satelliten folgt. In diesem Falle haben wir die Elektronendichte nicht spektroskopisch gemessen.
- 3) Es liegen Andeutungen für das Auftreten von Harmonischen der Plasmafrequenz vor. Neuere Messungen bestätigen tatsächlich die Existenz der Harmonischen.
- 4) Die Zentrallinie, die sich bei den vorliegenden Verhältnissen auszubilden beginnt (s. Fig. 23 ausgezogene Kurve: theoretisch berechnetes "best fit" Profil), ist etwa 25 % grösser als man es erwarten sollte. Es liegen also auch nichtthermische Ionenschwingungen vor.
- 5) Die Mitte des Streuprofils scheint etwas gegen  $6943 \text{ \AA}$  (siehe Falschlichtsignal in Fig. 23) verschoben zu sein (siehe auch Neufeld in Abschnitt 1.2.4 dieses Berichtes).
- 6) Die Elektronentemperatur beträgt  $60\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ .

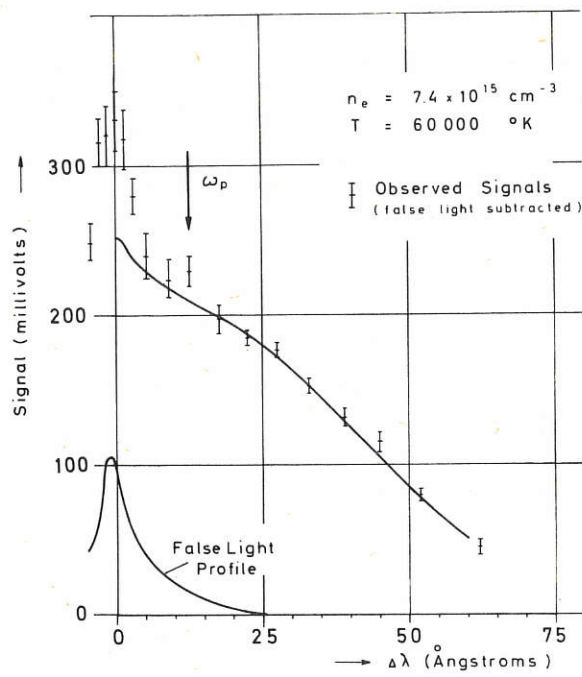


Fig. 23 Streuspektrum aus der Bogenmitte (volle Anode)

### 1.1.6. Toroidaler Bogen

(F. Karger)

Die Vorteile, die man sich von einem Neutralgasmantel an einem Hochtemperaturplasma erwartet, sind u.a.: 1.) Fernhalten von Wandverunreinigungen, 2.) Isolation hochenergetischer Teilchen von der Wand, 3.) Dämpfung von Instabilitäten.

Zur Vorbereitung von Experimenten mit geschlossenen toroidalen Anordnungen wurden in der Apparatur AMBIPOL IV die Verhältnisse in einem toroidalen  $H_2$ -Bogen (3 kA, 50 ms) mit 180°-Sektor-Magnetfeld (30 kG) mit denen in einem geschlossenen linearen Bogen verglichen.

Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- 1) Die heissen Zonen (ca. 70 000 °K) des Plasmas ( $n \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) werden nicht, wie vielfach befürchtet, nach aussen an die Rohrwand gedrückt, sondern verschoben sich etwas nach innen.
- 2) Aus Vergleichsmessungen der Temperatur und der longitudinalen elektrischen Feldstärke resultiert, dass die Verluste in der toroidalen Entladung nicht sehr viel höher als in der linearen sind.
- 3) Bei zusätzlich angelegten transversalen Magnetfeldern folgt der zusätzliche Energietransport der  $J \times B$ -Kraft, während sich das Temperaturmaximum in entgegengesetzter Richtung verlagert.

Da ähnlich günstige Ergebnisse auch an der gekrümmten EIERUHR (siehe 1.2.5) erzielt worden waren, wurden die Experimente an AMBIPOL IV abgeschlossen und die Vorbereitungen zu TORC I, einem geschlossenen toroidalen low- $\beta$ -Plasma mit Neutralgasmantel, begonnen. Dieses Experiment soll unter anderem darüber Aufschluss geben, ob ein grosses toroidales Plasma mit Neutralgasmantel erfolgversprechend ist und wie in einem solchen elektrodenlosen "Bogen" die Gleichgewichtslage kontrolliert werden kann.

Vorversuche zur Anpassung des verwendeten Trafos des STELLERATORS WI an die Batterie der EIERUHR wurden bereits vorgenommen und induzierte Plasmaströme von 5 kA in einer linearen Eieruhr erreicht.

## 1.2. Eieruhr

(H. Wulff)

### 1.2.1. Lineare Eieruhr mit 3 m-Spule

(K. Bergstedt)

Ziel dieses Versuches war es, ein stationäres Wasserstoffplasma zu erzeugen. In den bisher benutzten Anordnungen mit 60 cm langen Magnetfeldspulen konnten zwar stationäre Heliumplasmen beobachtet werden, aber die Entladungen in Wasserstoff waren instationär. Als Grund dafür wurde angenommen, dass der beobachtete achsenparallele Abfluss des Plasmas durch einen radialen Materiezuffluss im Falle von Helium stationär ausgeglichen werden kann, dagegen im Fall von Wasserstoff nicht. In hinreichend langen Anordnungen sollte auch das Wasserstoffplasma stationär sein. Daher wurde die bisherige Eieruhr mit der 60 cm langen Feldspule durch eine Eieruhr mit einer 3 m langen Feldspule ersetzt.

Mit dieser Anordnung wurde das angestrebte Ziel erreicht: das Wasserstoffplasma verhielt sich stationär. Da jedoch das Plasma nicht über die ganze Spulenlänge sondern nur über eine Länge von 1,5 bis 2 m zylindersymmetrisch und scharf gegen den umgebenden Neutralgasmantel abgegrenzt war, wurde der Versuch gemacht, das Wasserstoffplasma auch im verbleibenden Bereich durch Blenden ("limiter") aus Quarz bzw. Aluminiumoxyd zu begrenzen. Es zeigte sich, dass nach Einsetzen von zwei dieser Blenden an geeigneten Positionen ein in der gewünschten Weise begrenzter Plasmakanal an allen Schlitzen der Spule auftrat. Jetzt waren aber die Ränder dieses Plas-

makanals nicht mehr stationär, sondern es wurden Schwankungen mit bemerkenswert konstanter und reproduzierbarer Frequenz beobachtet (s. Fig.24a). Die Abhängigkeit dieser Frequenz vom Einfülldruck, von der Masse der Ionen und von der Stromstärke wurde beobachtet. Es zeigte sich, dass die Frequenz deutlich reduziert wurde oder die Schwankungen sogar völlig vermieden wurden (s. Fig.24 b), wenn man

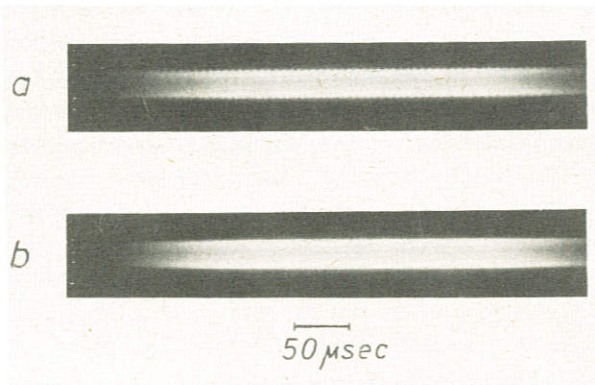


Fig.24 Drehspegelaufnahme eines Wasserstoffplasmas (a) und eines Deuteriumplasmas (b) mit einer Beimischung von etwa 10 % Helium aufgenommen im Lichte einer HeII-Linie.

- a) den Einfülldruck von 1,5 auf 1,9 Torr erhöhte,
- b) bei gleichem Fülldruck von Wasserstoff zu Deuterium übergang oder
- c) die Stromstärke reduzierte.

### 1.2.2. Untersuchungen zum Druckaufbau im Heliumplasma

(O. Klüber, G. Venus)

Die bisherigen Untersuchungen führten zur Bestimmung des Druckaufbaus in der frei brennenden Plasmasäule (Radius 1 cm) im Inneren der Magnetfeldspule<sup>1)2)</sup>. Dagegen konnte der Druck bisher weder im Bereich der die Plasmasäule umgebenden Neutralgasmanntels (Gefäßradius 3,5 cm) noch im Bereich schwachen Magnetfeldes vor den Elektroden gemessen werden. Die Kenntnis des Drucks in diesen Bereichen ist aber aus folgendem Grunde von Interesse: Auf der Achse der frei brennenden Plasmasäule wurden Drücke bis zu 1 at gemessen. Vor den Elektroden ist der Druck mit Sicherheit bedeutend kleiner. Es kommt dann zu einer axialen Plasmaabströmung in Richtung dieses Druckgefälles, die mit Hilfe der Dopplerverschiebung schmaler Spektrallinien von Si- oder C-Ionen nachgewiesen werden konnte. Trotzdem nimmt aber die Dichte in der Plasmasäule während der Entladungszeit nicht ab, weil der Materieverlust durch radialen Zustrom aus dem Neutralgasmantel kompensiert wird. Bisher konnte nur die Frage nicht beantwortet werden, ob durch den Materiezufuß die Dichte vor den Elektroden im Trichter laufend zunimmt, während die Dichte im Neutralgasmantel entsprechend abnimmt, oder ob diese Dichten konstant bleiben, weil aus dem Trichter ständig Materie in den Neutralgasmantel zurückfließt. Eine Beantwortung dieser Frage kann man sich von der Messung des Drucks vor den Elektroden und im Neutralgas erhoffen. Zu diesem Zweck wurden zwei Arten von Drucksonden erprobt, nämlich Piezosonden und optische Sonden.

#### 1) Piezosonden

Eine Piezsonde aus Bariumtitanat wurde anstelle eines end-on Beobachtungsfensters in eine der ringförmigen Aluminiuelektroden eingesetzt. Zur Vermeidung eines thermischen Kontaktes der Sondenoberfläche mit dem Plasma wurde die Sonde durch einen Druckleiter vom Plasma isoliert. Es ergab sich, dass der Druck vor den Elektroden während der Entladungszeit praktisch konstant ist. Das Plasma ist also auch in diesem Bereich stationär. Der Druck erreicht hier einen Wert von etwa 0,1 at. Dieser Wert wächst mit der Stromstärke und ist nahezu unabhängig davon, ob die Entladung mit oder ohne Magnetfeld betrieben wird. Das bedeutet: Der Druck im Trichter wird im wesentlichen durch die lokale Ohmsche Aufheizung des Plasmas in diesem Bereich bestimmt. Die von der heißen Plasmaströmung aus der Plasmasäule innerhalb der Magnetfeldspule zugeführte Materie beeinflusst dagegen den Druck vor den Elektroden nur unmerklich.

#### 2) Optische Drucksonde

Parallel zur Erprobung der Piezsonde wurde mit der Weiterentwicklung einer optischen Drucksonde begonnen. Es handelt sich dabei um eine Drucksonde, bei der die Verbiegung einer dünnen Membran durch den Plasmadruck über die Aufhebung der Totalreflexion von Licht an einem Prisma gemessen wird<sup>3)</sup>. Die Aufgabe bestand vor allem darin, diese Sonde für den in Frage kommenden Druckbereich von etwa 1/50 bis 1/5 at empfindlich zu machen, wobei natürlich die Zeitkonstante wesentlich kleiner als die Entladungsdauer (ca. 1 ms) sein muss. (In<sup>3)</sup> wird nur über die Messung von Druckamplituden grösser als 1 at berichtet.)

---

1) O. Klüber, Z. Naturf. 22a, 1599 (1967)

2) P. Grassmann, Z. Naturf. 23a, 251 (1968)

3) B. Ahlborn, Rev. Sci. Instr. 38, 194 (1967)

Zumindest der erste Teil dieser Aufgabe wurde inzwischen gelöst. Jetzt soll die Drucksonde anstelle der Piezosonde in den Trichter der Eieruhr eingesetzt und unter den Bedingungen des Experiments erprobt werden. Dieser Versuch wird Auskunft darüber geben, ob auch der zweite Teil der gestellten Aufgabe gelöst ist, nämlich die Zeitkonstante hinreichend klein ist. Für die Messung des Drucks in dem die frei brennende Plasmasäule umgebenden Neutralgasmantel erscheint die optische Sonde leichter anwendbar zu sein als die Piezosonde, weil der Platzbedarf der optischen Sonde vermutlich geringer gehalten werden kann als derjenige der Piezosonde.

### 1.2.3. Die spektroskopische Temperaturbestimmung in der Eieruhr

(K. Bergstedt, H. Wulff)

Es konnte gezeigt werden, dass Diskrepanzen bei der spektroskopischen Bestimmung des Elektrentemperaturprofils im Heliumplasma der Eieruhr dann auftreten, wenn man von der Annahme einer Gleichgewichtsionisation an jeder Stelle im Plasma ausgeht, also die lokalen Ionisationsgrade aus statischen Ionisationsbeziehungen (z.B. der Saha-Gleichung) berechnet. Es wird nachgewiesen, dass sich in diesem Plasma infolge von Relaxationserscheinungen bei der ambipolaren Diffusion der verschiedenen Ionensorten eines Elements und einer überlagerten radialen Massenströmung trotz der relativ kleinen Schwerpunktschwindigkeiten der Ionen keine Ionisationsgleichgewichte einstellen. Das bedeutet, dass man die lokalen Ionisationsgrade hier nicht aus statischen Ionisationsformeln  $Q_z = I_{z-1} n_{z-1} - R_z n_z = 0$  ( $I_{z-1}$ ,  $R_z$  = Ionisations- und Rekombinationsraten der z-1- und z-fach geladenen Ionen;  $n_z$ ,  $n_{z-1}$  = Dichten dieser Ionen) sondern aus Kontinuitätsgleichungen dieser Ionen zu berechnen hat. Für z-fach geladene Ionen z.B. lautet diese im stationären Fall:  $\text{div}(n_z v_z) = I_{z-1} n_{z-1} - R_z n_z = Q_z$  ( $v_z$  = Schwerpunktschwindigkeit der z-fach geladenen Ionen). Die Besetzungsdichten aller angeregten Zustände befinden sich im untersuchten Plasma dagegen im Gleichgewicht mit den Besetzungsdichten in den Grundzuständen der Ionensorten. Wegen der Bedeutung dieser Befunde für alle stationären Plasmen mit grossen Temperatur- und Dichtegradienten (insbesondere alle Bogenplasmen) werden Kriterien für das Vorhandensein von Ionisations- und Besetzungsgleichgewichten angegeben.

In einer weiteren Untersuchung wird gezeigt, dass in Plasmen mit grossen Temperaturgradienten der Quellterm  $Q_z$  in der Kontinuitätsgleichung ausserdem durch die Strahlungsdiffusion im Frequenzbereich optisch dicker Linien (Resonanzlinien) merklich verändert werden kann. Eine Diskussion der Strahlungstransportgleichung führt zu dem Ergebnis, dass in den meisten Fällen pro Volumenelement mehr Strahlungsenergie in diesem Frequenzbereich absorbiert als emittiert wird. Der Quellterm hängt also ausser von der lokalen Dichte und Temperatur noch von den Zustandsgrössen in der Umgebung des Aufpunktes ab. Dieser Effekt war im betrachteten speziellen Heliumplasma vernachlässigbar, kann aber in anderen Fällen von Bedeutung sein.

### 1.2.4. Streuung von Laserlicht am Eieruhrplasma

(C.R. Neufeld)

Da die Achsentemperatur im Eieruhrplasma so hoch ist, dass die Linienstrahlung in achsennahen Bereichen ausgestorben ist, kann diese Temperatur spektroskopisch nur aus der Kontinuumsintensität bestimmt werden. Wegen der schwachen Abhängigkeit dieser Intensität von der Temperatur



ergeben sich jedoch nur ungenaue Temperaturwerte. Aus diesem Grunde wurde eine Versuchsanordnung zur Bestimmung dieser Temperatur durch die Streuung von Laserlicht am Plasma aufgebaut. Bei diesem Versuch wird Laserlicht end-on eingestrahlt und das Streulicht in radialer Richtung durch einen Sechschlitz in der Spule beobachtet.

In einem internen Bericht wurden Abschätzungen der für dieses Streuexperiment erforderlichen Laserleistung zusammengestellt. Die Mindestleistung des Lasers ergibt sich aus der Bedingung, dass die Intensität des gestreuten Lichtes wesentlich grösser als die Intensität des Plasmaeigenleuchtens sein muss. Die zulässige Höchstleistung des Lasers resultiert dagegen aus der Forderung, dass die eingestrahelte Leistung das Plasma nicht merklich aufheizen darf. Glücklicherweise ergab sich für die zulässige Laserleistung ein weiter Spielraum. Eingesetzt wird aufgrund dieser Abschätzungen ein Rubinlaser mit einer Strahlungsleistung von etwa 20 MW.

Zur spektralen Zerlegung des gestreuten Lichts wird ein Interferenzfilter benutzt, das, senkrecht zum Strahlengang gestellt, ein Transmissionsmaximum bei  $\lambda = 7000 \text{ \AA}$  hat (Laserwellenlänge  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ). Durch Drehung des Filters um eine zum Strahlengang senkrechte Achse verschiebt sich der Transmissionsbereich zu kleineren Wellenlängen, wobei sich die Breite des Durchlässigkeitsbereiches bei den in Frage kommenden kleinen Drehwinkeln nur unwesentlich vergrössert. Nach Eichung dieses "Spektralapparates" konnte das Streuspektrum zwischen 6860 und 7000  $\text{\AA}$  ausgemessen werden.

Die Anordnung wurde in bekannter Weise<sup>1)</sup> durch die Beobachtung der Rayleigh-Streuung an Stickstoff geeicht, dessen atomarer Streuquerschnitt bekannt ist. Die gemessene spektrale Intensitätsverteilung des am Heliumplasma gestreuten Lichtes steht im Widerspruch zu den Ergebnissen der Streutheorie. Diese Theorie kann insbesondere die Höhe der im Abstand der Plasmafrequenz zu beiden Seiten eines zentralen Maximums auftretenden Satellitenlinien (siehe 1.1.5 dieses Berichtes) nicht erklären. Ausserdem ist das Maximum des gemessenen Intensitätsprofils gegenüber der Laserwellenlänge verschoben. Eine Erklärung für diese Befunde haben wir nicht.

#### 1.2.5. Gekrümmte Eieruhr

(G. Venus)

In diesem Versuch wird das Kräftegleichgewicht einer gekrümmten magnetfeldstabilisierten Bogenentladung mit umgebendem Neutralgasmantel untersucht. Obwohl im Gegensatz zum Volltorus die Plasmasäule hier wesentlich durch die Form und Anordnung der Trichter, also durch Randbedingungen bestimmt wird, ist dieses Experiment auch als Vorversuch zu einer geplanten magnetfeldstabilisierten, elektrodenlosen Bogenentladung in toroidaler Geometrie von Interesse.

Es wurde eine gekrümmte Eieruhr mit achsenparallelem Magnetfeld aufgebaut, bei die Spulenachse einen Krümmungsradius von 1 m und eine Bogenlänge von etwa 52 cm (entsprechend  $30^\circ$ ) hat. Über die Erscheinungsform des Heliumplasmas in dieser Anordnung (Drehspiegelbilder und Spektren)

---

<sup>1)</sup> z.B. H.J. Kunze in "Plasma Diagnostics", herausgegeben von W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968, S. 587.

wurde bereits berichtet (III. Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Nowosibirsk, 1968 und IPP 3/76). Es zeigte sich, dass die Entladung stationär brennt und der Entladungskanal nicht, wie man aufgrund der Torusdrift erwartet, in Richtung des Krümmungsradius nach aussen verschoben ist. Dieser Entladungskanal hat im allgemeinen einen elliptischen Querschnitt, dessen Form von den Entladungsparametern, z.B. dem Einfülldruck des Heliums und den Randbedingungen der Entladung abhängt. Zum Studium des Kräftegleichgewichts senkrecht zum Magnetfeld in Richtung des kleinen Torusradius wurde die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas aus der Dopplerverschiebung einer CIII-Linie ( $\lambda = 5695,92 \text{ \AA}$ ) bestimmt. Beobachtet wurde dabei durch Sechschlitze in der Mittelebene der Spule, und zwar in den Richtungen parallel und senkrecht zur Torusebene. Es zeigte sich, dass in den meisten Fällen - variiert wurden die Stromstärke und die Lage des Entladungsgefässes relativ zum Magnetfeld - zwar eine Geschwindigkeitskomponente der Strömung in Richtung der erwarteten Torusdrift auftritt, aber ausserdem eine stärkere Geschwindigkeitskomponente in der zur Torusebene senkrechten Richtung vorhanden war. Die resultierenden Geschwindigkeiten - beobachtet wurden Werte von der Grössenordnung  $10^6 \text{ cm/s}$  - waren von oben nach unten gerichtet. Zur genaueren Bestimmung dieser Geschwindigkeiten wird eine Verbesserung der Messmethode angestrebt.

## 2. Plasmaerzeugung durch Laserstrahlung

(S. Witkowski)

### 2.1. Herstellung kleiner Teilchen aus festem Wasserstoff

(H. Krause, R. Sigel)

Zur Erzeugung eines Wasserstoffplasmas sollen Teilchen aus festem Wasserstoff mit Durchmessern von etwa  $100 \mu$  im Vakuum von der Strahlung eines Impulslasers verdampft und ionisiert werden. Teilchen dieser Grösse werden auf folgende Weise hergestellt: Ein Kupferblech mit einer Bohrung von  $100 \mu$  Durchmesser wird innerhalb einer Vakuumkammer mit flüssigem Helium auf Temperaturen um  $10^{\circ}\text{K}$  abgekühlt. Lässt man Wasserstoffgas in die Kammer, so kondensiert und gefriert dieses auf der Oberfläche und in der Bohrung des Blechs. Nach erneuter Evakuierung wird mit einem Stempel ein Zylinder festen Wasserstoffs aus der Bohrung gestossen. Dieser Zylinder wird während seines freien Falls vom fokussierten Laserstrahl getroffen und verdampft. Vorläufige Versuche haben ergeben, dass die Wahrscheinlichkeit, mit der das Teilchen nach einer Fallstrecke von  $1 \text{ cm}$  getroffen wird, etwa  $90 \%$  ist.

### 2.2. Eindimensionales gasdynamisches Modell

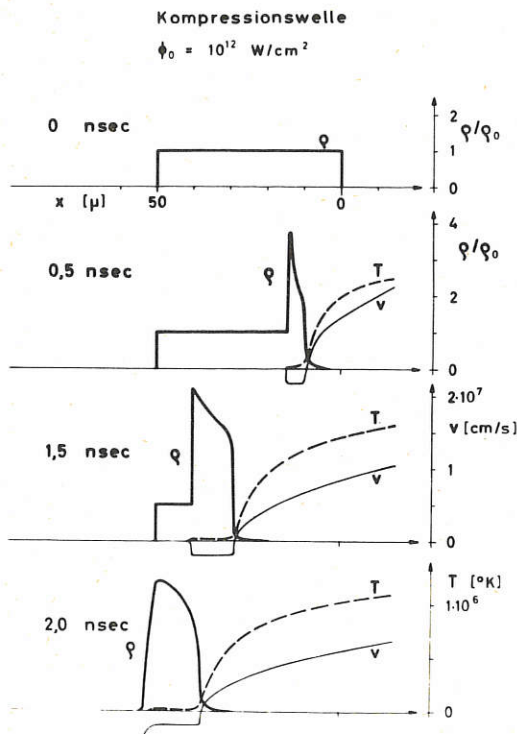
(P. Mulser)

Will man den Verdampfungsprozess als solchen näher untersuchen, so ist - jedenfalls für den Anfang - die Behandlung eines bestrahlten kleinen Teilchens ungeeignet. Alle wesentlichen Mechanismen werden besser in einer eindimensionalen Geometrie erkannt. Es wurde deshalb der

Fall einer unendlich ausgedehnten ebenen Folie aus festem Wasserstoff betrachtet, die von einem Zeitpunkt  $t_0$  an von Licht hoher Intensität bestrahlt wird. Es wird angenommen, dass das Licht senkrecht auftrifft und dass seine Intensität zeitlich konstant ist. Die Absorption der Strahlung im erzeugten Plasma und im Festkörper sowie die Wärmeleitung werden berücksichtigt.

Die Rechnungen ergaben folgendes Bild: Anfangs ist die Folie durchsichtig und absorbiert nur einen geringen Bruchteil des Laserlichtes. Doch schon nach weniger als  $10^{-10}$  s hat sich auf der dem Laser zugewandten Seite der Folie eine dünne Schicht gebildet, in der praktisch alles Licht absorbiert wird. Das Material dieser Schicht wird auf Temperaturen der Größenordnung  $10^6$  °K aufgeheizt und expandiert mit hohen Geschwindigkeiten ins Vakuum. Damit wird die nächsttiefere Schicht für das Licht zugänglich, sie wird aufgeheizt und expandiert usw. Die Rückstosskräfte des in das Vakuum abströmenden Plasmas entsprechen Drücken von mehr als  $3 \times 10^5$  Atmosphären. Sie erzeugen eine Stosswelle, die in die Folie hineinläuft und das Material auf einige tausend Grad erwärmt. Es ist bemerkenswert, dass die Menge des als heisses Plasma emittierten Materials nur etwa 1/20 der von der voreilenden Stossfront in der gleichen Zeit erfassten Stoffmenge ist.

Die Eigenschaften des heissen Plasmas sind mit Ausnahme in der Nähe der Folienoberfläche praktisch unabhängig von den in der Rechnung verwendeten Zustandsgleichungen für den festen Wasserstoff und von der Art der Ionisationsformel. Auch die Wärmeleitfähigkeit hat keinen grossen Einfluss auf Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit des heissen Plasmas. In allen Fällen gehen 90 bis 95 % der Laserenergie in das heisse schnelle Plasma und nur der Rest wird durch die Stosswelle auf die dichte Phase übertragen.



Bei dem beschriebenen Modell wurde die Reflexion des eingestrahnten Lichts vernachlässigt. Durch getrennte Rechnungen mit Dichte- und Temperaturprofilen, die denen des gasdynamischen Modells entsprechen, konnte gezeigt werden, dass der Bruchteil des Lichts, der reflektiert wird, in der Tat klein ist. Das bedeutet Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, dass weniger als 5 % der eingestrahnten Laserenergie reflektiert und gestreut werden.

Fig. 25 Berechnete Dichteprofile  $\rho$  einer  $50 \mu$  dicken Folie aus festem Wasserstoff, die von rechts mit einer konstanten Lichtleistung von  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  bestrahlt wird. Die mit  $v$  und  $T$  bezeichneten Kurven stellen die Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur dar.

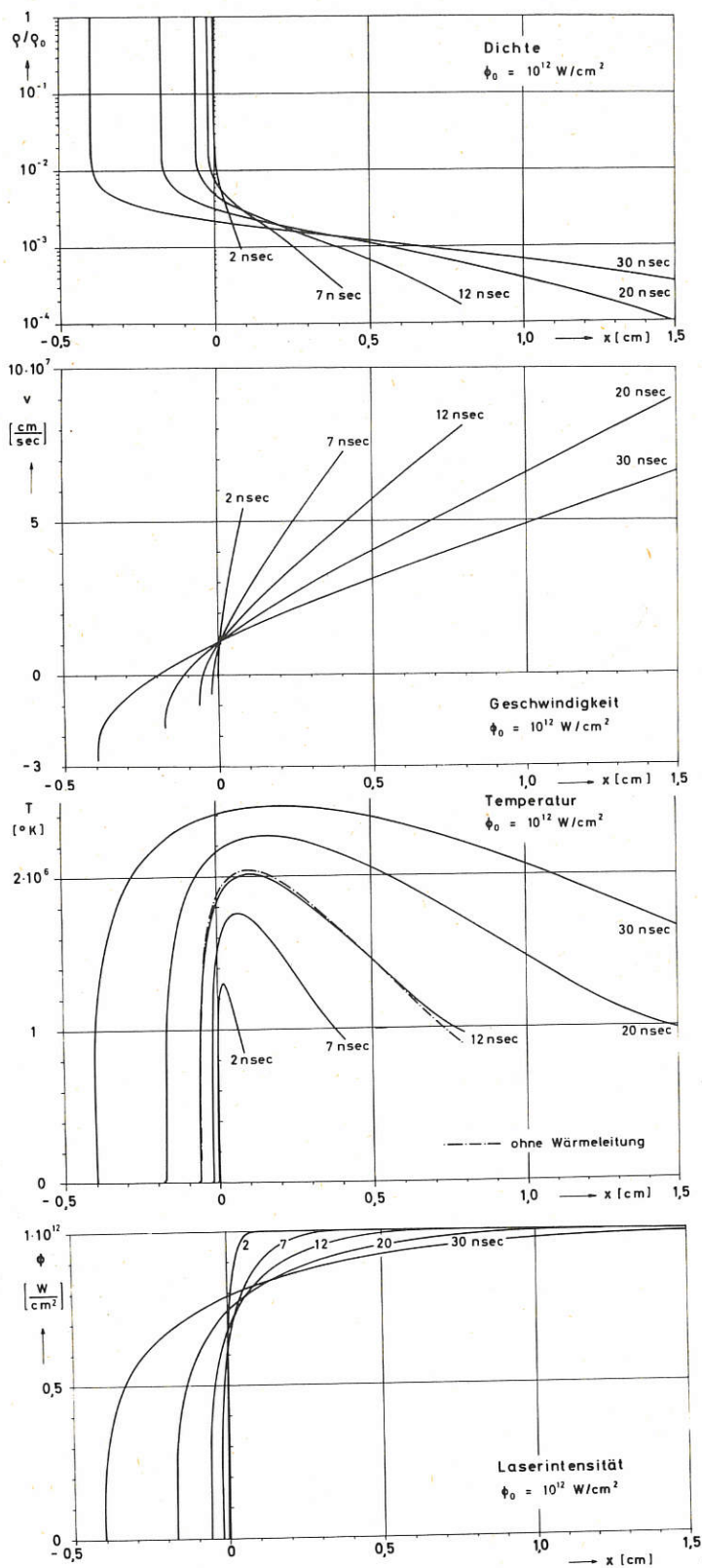


Fig.26 Berechneter Dichte-, Temperatur-, Intensitäts- und Geschwindigkeitsverlauf bei Bestrahlung einer Folie aus festem Wasserstoff mit einer konstanten Lichtleistung von  $10^{12} \text{ W/cm}^2$  von rechts. Gegenüber Fig.25 ist der Abszissenmaßstab geändert, so dass man die Eigenschaften des nach rechts emittierten Plasmas erkennen kann.

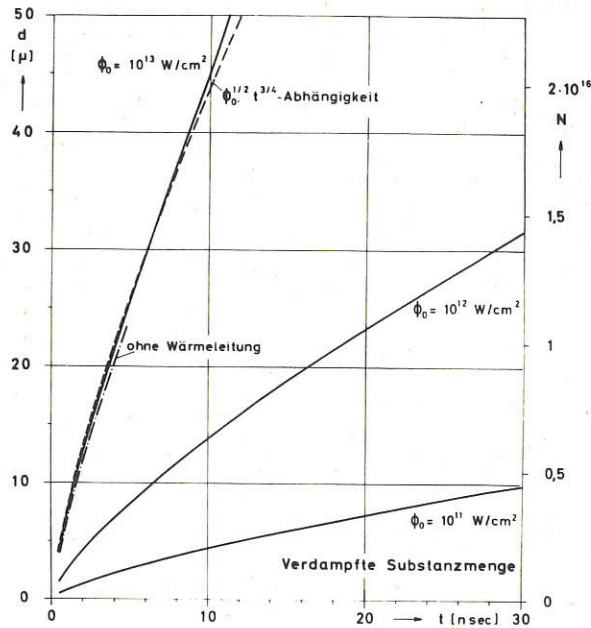


Fig. 27 Menge des erzeugten Plasmas in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene Intensitäten. Ordinate links: Dicke der verdampften Schicht, rechts: die Teilchenzahl pro  $10^{-4} \text{ cm}^2$ . Beziehung  $N \sim \phi_0^{1/2} t^{3/4}$  ist gut erfüllt.

### 2.3. Beschuss von Folien aus festem Wasserstoff mit Laser-Strahlung

(R. Sigel)

Der Prozess der Plasmabildung beim Beschuss von Festkörpern mit Impulslaserstrahlung wurde der Übersichtlichkeit wegen an Folien aus festem Wasserstoff untersucht. Die Folien mit Dicken von  $50 \mu - 1500 \mu$  wurden in der im Jahresbericht 1967 beschriebenen Apparatur hergestellt. Die Strahlung eines Rubinlasers mit Leistungen von 160 MW wurde mit einer Linse auf eine Fläche von etwa  $10^{-4} \text{ cm}^2$  auf der Folie konzentriert. Neben der schon im vorigen Jahresbericht beschriebenen Messung der Durchbrennzeit wurden weitere Diagnostikmethoden angewandt: Bildwandleraufnahmen in Richtung parallel zur Folienoberfläche, Messung der Geschwindigkeit der Ionen des emittierten Plasmas mit Hilfe von Ionenauffängern und schliesslich interferometrische Teilchenzahlmessungen.

Die Wechselwirkung von fokussiertem Laserlicht mit Folien aus festem Wasserstoff kann in Anlehnung an den ebenen Fall durch ein Kolbenmodell beschrieben werden: Eine dünne, das Laserlicht stark absorbierende Schicht dringt als nahezu materieundurchlässiger Kolben (Durchmesser des Kolbens = Fokusbereich) in den Festkörper ein. Dieser Kolben, der durch den Rückstoss des ausströmenden, durchsichtigen Plasmas vorangetrieben wird, schiebt das von seiner Kopfwellen erfasste feste Material zur Seite, so dass durch den so erzeugten Kanal das Laserlicht die Folie schliesslich ohne Absorption durchdringen kann.

Als Beispiel seien einige typische Messergebnisse angegeben, die mit einem 200 MW-Rubinelaser mit einer Pulsdauer von 20 ns erhalten wurden: Die Leistungsdichte im Brennfleck auf der Oberfläche der Folie betrug etwa  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. Die Geschwindigkeit der Stosswelle im festen Material war  $3 \times 10^6$  cm/s. Bei dicken Folien, bei denen der "Kolben" die Folienseite während der Dauer des Laserpulses nicht erreicht, werden insgesamt  $4 \times 10^{16}$  Wasserstoffatome ionisiert und als heisses Plasma entgegen dem Laserstrahl emittiert. Die mittlere kinetische Energie der Ionen beträgt 200 eV. Diese Werte stimmen grössenordnungsmässig mit den Ergebnissen der eindimensionalen Theorie überein.

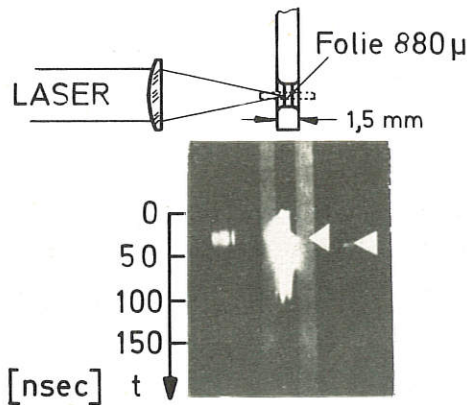


Fig. 28 Schmieraufnahme vom Durchbrennvorgang: Während an der Vorderseite der Folie schon bei Beginn des Laserpulses leuchtendes Plasma austritt, beobachtet man das Auftreten von Plasma auf der Rückseite erst nach einer Zeit von etwa 25 ns, wenn der "Kolben" die Folie durchquert hat. (Die linke Marke (◄) gibt den Zeitpunkt an, bei dem die Folie transparent wird.)

#### 2.4. Holographische Kurzzeit-Interferometrie

(R. Sigel)

Um die Menge und die räumliche Verteilung des erzeugten Plasmas zu bestimmen, wurden mittels eines holographischen Verfahrens Interferometeraufnahmen gemacht. Es wurde ein Streuplatteninterferometer benutzt<sup>1)</sup> (siehe Fig.29).

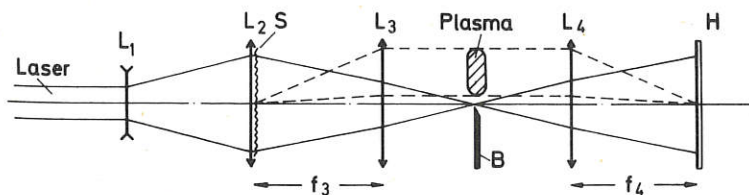


Fig. 29 Optische Anordnung zur holographischen Interferometrie

Als Strahlteiler dient eine Streuplatte S: Das nicht gestreute Licht wird in das Gesichtsfeld fokussiert und bildet den Referenzstrahl, das gestreute Licht dient zur Beleuchtung des Objekts (Objektstrahl). Da die Streuplatte auf die Hologrammplatte H abgebildet wird, werden die an der Streuplatte geteilten Strahlen auf der Hologrammplatte wieder-

<sup>1)</sup> J.M. Burch, J.W. Gates, R.G.N. Hall, L.H. Tanner, Nature Vol. 212, No. 5068, 1347-1348 (1966)

vereinigt. Die Anforderungen an die räumliche Kohärenz der Lichtquelle sind daher gering. Die Phasenstruktur des Objektes wird durch eine zweite Belichtung ohne Objekt (Plasma) sichtbar gemacht: Bei der Rekonstruktion interferieren die gestörte und die ungestörte Wellenfront miteinander, das Objekt erscheint daher von Interferenzstreifen durchzogen. Der Streifenabstand wird durch Verschieben der Hologrammplatte zwischen den Belichtungen festgelegt.

Ein Teil (4 %) des zur Plasmaerzeugung dienenden Laserlichts wurde mit Hilfe eines Strahlteilers abgelenkt und diente nach Durchlaufen einer Verzögerungsstrecke von mehreren Metern Länge zur Belichtung der Hologramme. Die Fig. 30 zeigt das an einer dicken Wasserstofffolie erzeugte Plasma im Interferenzfeld nach 18 ns. Die Streifenverschiebung wird von freien Elektronen hervorgerufen, deren Gesamtzahl  $4 \times 10^{16}$  beträgt. Bei dünnen Folien, die vom Laserlicht durchdrungen werden, beobachtet man auch auf der dem Laser abgewandten Seite Plasma.

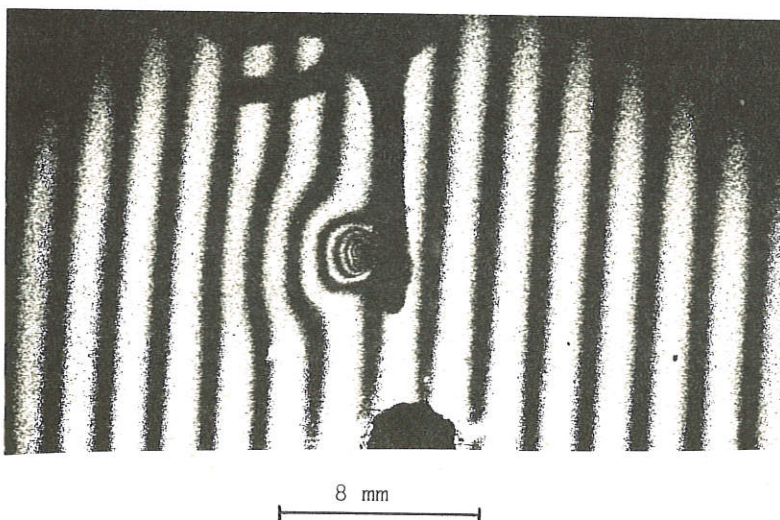


Fig. 30 Das aus einem Hologramm rekonstruierte Interferogramm des durch Laserstrahlung erzeugten Wasserstoffplasmas. (Kupferblech von der Seite, die Wasserstofffolie befindet sich am unteren Ende in einer Bohrung.)

## 2.5. Entwicklung eines mode-locked Rubinlasers für Diagnostikzwecke

(H. Salzmann, K. Büchl)

Zur Messung der Dichteprofile des von der Laserstrahlung erzeugten Plasmas sind interferometrische, differentialinterferometrische und schlierenoptische Methoden vorgesehen. In Anbetracht der schnellen Expansion des Plasmas ist eine bessere zeitliche Auflösung erstrebenswert. Man benötigt dafür zeitlich kürzere Beleuchtungspulse. Es wurde deshalb mit der Entwicklung einer geeigneten Lichtquelle begonnen: Ein mode-locked Rubinlaser liefert Pulszüge bestehend aus 15 Einzelpulsen von je etwa 2 ns Breite, die einander im Abstand der Resonatorlaufzeit von etwa 15 ns folgen. Ein solcher Einzelpuls mit einer Energie von etwa 20 mJ soll herausgeschnitten werden und für die Beleuchtung verwendet werden. Eine dafür geeignete Apparatur wird gegenwärtig entwickelt.

## 2.6. Verbesserung eines Fabry-Perot-Interferometers

(K. Büchl)

Es wurde ein Verfahren zur Vergrößerung der Helligkeit beim Fabry-Perot-Interferometer angegeben und experimentell untersucht. Gegenüber anderen Verfahren zeichnet sich dieses dadurch aus, dass die räumliche Zuordnung der von der Lichtquelle emittierten Strahlung im Interferenzbild erhalten bleibt [10].

## 2.7. Abschätzungen zur nichtlinearen Laser-Plasma-Wechselwirkung

(H. Hora)

Der nichtlineare Beschleunigungsmechanismus eines inhomogenen Plasmas durch intensive elektromagnetische Wellen (HPS-Mechanismus) wurde weiter untersucht. Hierbei wurde für den Fall einer sich stationär in das Plasma bewegenden Oberflächenzone die Endgeschwindigkeit der Ionen ausgerechnet<sup>1)</sup>. Die Ionenenergie ist nicht von der Ionenmasse abhängig und steigt linear mit dem Ionisierungsgrad und überlinear mit der Strahlungsintensität an. Die Berechnung des Falles für schrägen Lichteinfall, der auf den Bereich partikulärer Reflexion beschränkt war<sup>2)</sup>, wurde auf den Bereich der Totalreflexion erweitert.

Bei Laser-Plasma-Wechselwirkung durch Thermalisierung kann das von der Oberfläche gerichtet wegfliegende Plasma den Grossteil der Strahlungsenergie konsumieren, so dass zur Aufheizung des Plasmainnen wenig Energie übrig bleibt (Krokhin 1967, Mulser 1968). Dasselbe tritt bei hoher Laserintensität auch beim HPS-Mechanismus auf. Es wird ein Intensitätsintervall gefunden (für Rubinlaser zwischen  $10^{13}$  und  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>), in welchem einerseits der HPS-Mechanismus die thermischen Prozesse überwiegt und andererseits die Heizung des Plasmakernes noch genügend effektiv ist. Der bis auf einen Faktor von fast  $10^3$  nichtlinear überhöhte Strahlungsdruck ergibt eine Konfinierung von Plasma, das dem Lawsonkriterium in einem (noch nicht optimierten) Fall realistischer Bedingungen bis auf den Faktor 10 nahekammt<sup>3)</sup>.

Die numerische Berechnung von Absorptionskonstante und Brechzahl für vollionisierte Plasmen wurden für variierte Dichte, Elektronentemperatur, Elemente 1 bis 4 und Wellenlänge sowie zweite Harmonische von Rubin-, Neodymglas- und CO<sub>2</sub>-Lasern in Zusammenarbeit mit H. Müller, Abt. 6, durchgeführt [IPP 3/81].

- 
- 1) H. Hora, Konfinierung von lasererzeugtem Plasma durch nichtlinear überhöhten Strahlungsdruck bei noch ausreichender Aufheizung bis zu Fusionsbedingungen, DPG-Tagung Heidelberg, Phys. Verh. 2 (1969)
  - 2) H. Hora, Phys. Fluids 12, 183 (1969)
  - 3) H. Hora, Confinement and Heating of Plasma by Nonlinear Interaction with Laser Radiation, IPP 3/87 (März 1969)



### 3. Stosswellenexperimente, Probleme nichtstationärer

#### MHD-Energiekonversion und Plasmaeinschluss

(H. Muntenbruch)

#### 3.1. Stosswellenexperimente

(H. Klingenberg, W. Zimmermann)

Die Ergebnisse der im Jahre 1967 durchgeführten Experimente zur Wechselwirkung einer Stoss-  
welle mit einem zur Strömungsrichtung senkrechten Magnetfeld zeigten, dass es möglich ist,  
über getrennt kurzgeschlossenen Elektroden geringer Fläche viele Lichtbögen neben- und  
hintereinander zu erzeugen und so die Wechselwirkungszone wenigstens näherungsweise homogen  
mit Strom zu erfüllen. Damit konnte eine wichtige Voraussetzung der bisher bekannten Theorien  
erfüllt werden. Die Plasmaströmung wurde durch die  $j \times B$ -Kräfte so stark abgebremst, dass  
reflektierte Stosswellen erzeugt wurden. Diese Stosswellen blieben aber noch in der Wechsel-  
wirkungszone, d.h. in dem stromerfüllten Gebiet [IPP 3/78]. Eine Erhöhung der  $j \times B$ -Kraft  
versprach eine noch stärkere Abbremsung und damit die Erzeugung von reflektierten Stosswellen,  
die gegen die Strömung aus der Wechselwirkungszone herauslaufen würden. Eine solche Erhöhung  
der abbremsenden Kraft war aber nur durch die Erhöhung des Magnetfeldes möglich. Daher wurden  
am Stossrohr elektromagnetische Spulen vom Typ 300/12 aufgebaut, die mit 5 kA für 1 s ge-  
speist wurden und ein Magnetfeld einer Induktion von 21,5 kG erzeugten. Mit sonst gleicher  
Apparatur wurden die Messungen fortgesetzt.

Aus den früheren Untersuchungen [IPP 3/78] war bekannt, dass die Stromhöhe (und Stromdichte)  
durch die komplexen Randbedingungen bestimmt werden, die durch den Übergang vom Plasma zur  
Elektrode, d.h. durch die Lichtbogensätze und Brennflecke gegeben sind. Da eine quantitative  
Theorie für diese Phänomene nicht bekannt war, mussten die Ströme bei dem höheren Magnetfeld  
erneut gemessen werden.

Als Ergebnis dieser Strommessungen stellte sich heraus, dass sich der Strom nicht mit dem  
Magnetfeld erhöhen liess, wenigstens nicht bei niederem Ausgangsdruck des Gases im Stoss-  
rohr und bei mehr als einem Elektrodenpaar. Dennoch erhöhte sich die abbremsende  $j \times B_0$ -Kraft.  
Diese bestimmt im wesentlichen den Wechselwirkungsparameter

$$N = \frac{j \cdot B_0 \cdot L}{p_1 + \beta_1 v_1^2} ,$$

wo  $j \cdot B_0 \cdot L$  die abbremsende Kraft pro Flächeneinheit ( $L$  = Wechselwirkungslänge) und  $p_1 + \beta_1 v_1^2$   
der totale hydrodynamische Druck der Strömung sind. Dieser Wechselwirkungsparameter kann  
zur Abschätzung der Abbremsung der Strömung dienen. Die Abbremsung ist stark für  $N \approx 1$ .  
Die Stromdichte  $j$  ist natürlich nicht bekannt. Aber bei einer oder mehreren Reihen von je  
5 Elektrodenpaaren quer zur Strömung kann aufgrund der früheren Messergebnisse sicherlich  
die Annahme gemacht werden, dass die Stromdichte quer zur Strömungsrichtung, d.h. quer über

den Kanal homogen ist. Dann lässt sich N ausdrücken durch

$$N = \frac{\bar{I} \frac{B_0}{a}}{p_1 + \rho_1 v_1^2},$$

wo  $\bar{I}$  der mittlere gemessene Strom und a die Kanalbreite ist. Die nachfolgende Tabelle zeigt die so bestimmten Werte von N. Zum Vergleich sind die früher ermittelten Werte bei  $B_0 = 6,8 \text{ kG}$  [IPP 3/78] mit aufgeführt.

Wechselwirkungsparameter N				
$N = \frac{j \cdot B_0 \cdot L}{p_1 + \rho_1 v_1^2} = \frac{I \frac{B_0}{a}}{p_1 + \rho_1 v_1^2}$				
$p_0$ [Torr]	$B_0 = 6,8 \text{ kG}$ (vgl. IPP 3/78)			
	Anzahl der Elektrodenpaare			
	5	10	15	25
0,5				0,7
1	0,2	0,3	0,4	0,5
2				0,3
5				0,2
10				0,04
$B_0 = 11,2 \text{ kG}$				
1				0,6
$B_0 = 21,5 \text{ kG}$				
1	0,6		1	1,1
5	0,4		0,6	0,6
10	0,2		0,3	0,3

Tabelle

Die N-Werte können nur für gleiche Stossmachzahlen verglichen werden. Bei höherem Magnetfeld ist N immer höher bei demselben Druck. Am deutlichsten ist der Unterschied für  $p_0 = 10 \text{ Torr}$ . Für  $B_0 = 21,5 \text{ kG}$  und  $p_0 = 5$  und  $10 \text{ Torr}$  wird deutlich, dass sich die Wechselwirkung nicht dadurch erhöhen lässt, dass mehr Elektrodenreihen verwendet werden (vgl. IPP 3/78).

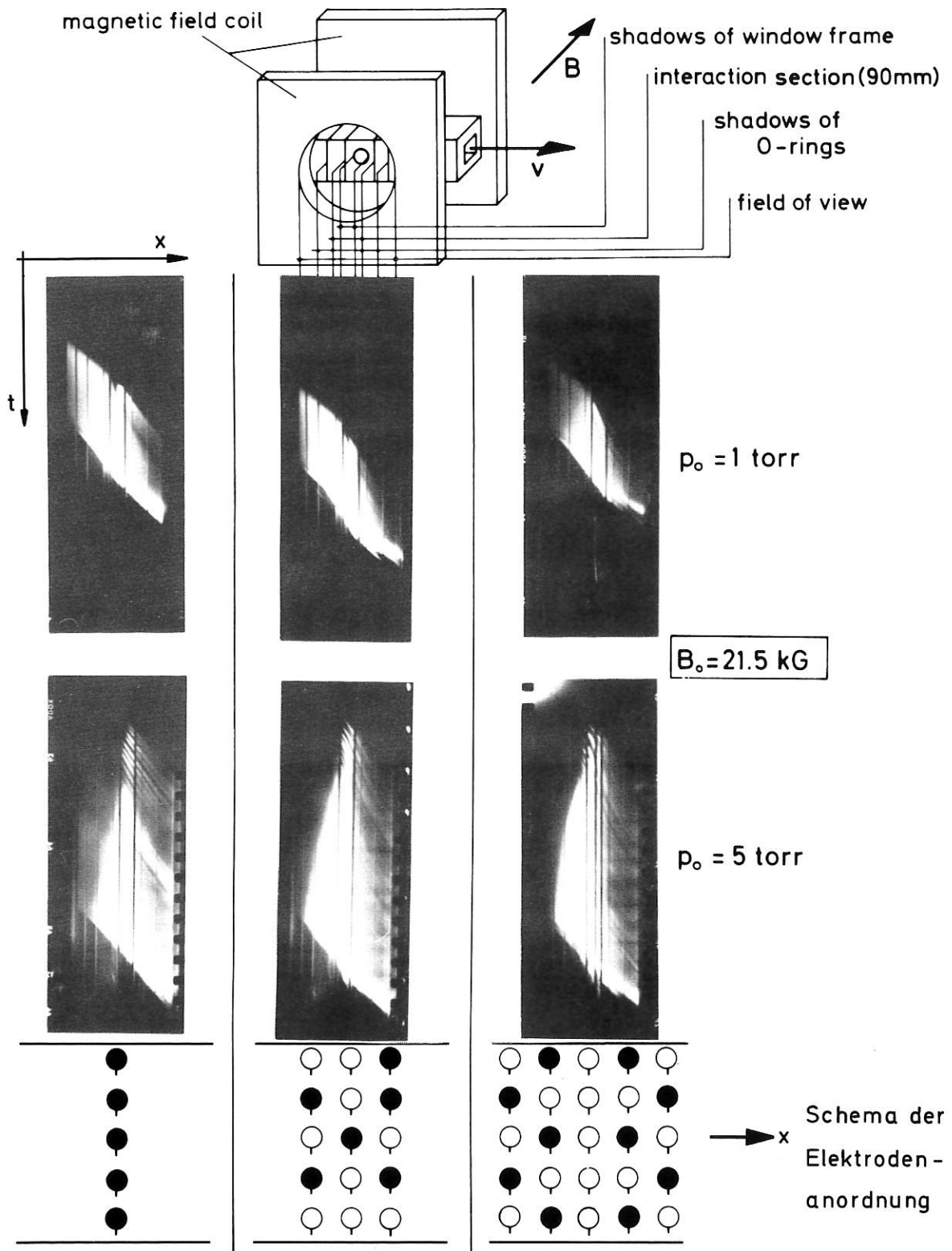


Fig. 31 Schmieraufnahme der primären und der reflektierten Stossfront für verschiedene Anfangsdrücke und unterschiedliche Kontaktierung der Elektroden. (Die ausgefüllten Kreise symbolisieren aussen kurzgeschlossene Elektrodenpaare mit Rogowskyspulen, die offenen Kreise kurzgeschlossene Elektrodenpaare ohne Rogowskyspulen.) Zur Verdeutlichung der reflektierten Stossfront ist bei  $p_0 = 5 \text{ Torr}$  das Leuchten der primären Stossfront abgeblendet.  $p_0 = 1 \text{ Torr}$  entspricht  $M_0 = 11,8$ ;  $p_0 = 5 \text{ Torr}$  entspricht  $M_0 = 10,2$ .

Mit der stärkeren Wechselwirkung lassen sich tatsächlich reflektierte Stosswellen erzeugen, die gegen die Strömung aus der Wechselwirkungszone herauslaufen. Fig. 31 zeigt Schmieraufnahmen mit  $p_0$  und der Elektrodenkonfiguration als Parameter. Für  $p_0 = 1$  Torr ist eine reflektierte Front nicht klar zu erkennen. Links unten deutet eine Zunahme des Leuchtens an, dass eine reflektierte Front mit der primären Kontaktfront zusammenstösst. Man sieht auch deutlich, dass das Leuchten des Plasmas rechts stark abnimmt. Die Abbremsung der primären Stosswelle wird so verdeutlicht. In der Mitte ist eine dunkle Front zu erkennen, die möglicherweise eine Kontaktfront anzeigt.

Für  $p_0 = 5$  Torr ist die reflektierte Front deutlich zu erkennen (das Leuchten des ungestörten Plasmas wurde abgeblendet). Sie läuft aus der Wechselwirkungszone heraus.

Klar zu erkennen sind auch die sekundären Fronten in der Strömung. Diese Fronten werden durch kleine Partikel (Staub von den Membranen) erzeugt. Die Geschwindigkeit dieser Fronten ist ungefähr gleich der Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas. Dadurch ist es möglich, die Strömungsgeschwindigkeit näherungsweise zu bestimmen, was sonst sehr schwierig ist. Man sieht auf diese Weise deutlich die Abnahme der Strömungsgeschwindigkeit. Eine Auswertung ergibt Werte für die Strömungsgeschwindigkeit hinter der reflektierten Front, die geringer sind als der Wert der lokalen Schallgeschwindigkeit. Die Strömung hinter der reflektierten Front ist also eine Unterschallströmung. Das ist ein Beweis dafür, dass die reflektierte Front eine Stossfront ist.

Hinter der Wechselwirkungszone wird die Strömung wieder auf Überschallwerte beschleunigt. Das beweist die Existenz einer Verdünnungswelle: Alle Vorgänge sind noch instationär.

Die unterschiedliche "Schärfe" der reflektierten Fronten spricht für das Auftreten eines Relaxationseffektes, so dass diese Fronten, genau genommen, nicht die eigentlichen Stossfronten sind.

Leider liess sich das vorhandene Mach-Zehnder-Interferometer nicht zusammen mit den Magnetfeldspulen verwenden, weil das Interferometer aus Eisen gefertigt ist und die Anziehungskräfte zu gross würden. Als quantitative Messung wurde deshalb die spektroskopische Bestimmung der Elektronendichte begonnen. Dazu wurde die Methode der Absolutmessung der Kontinuumsstrahlung benutzt, in einer Spektralgegend, in der die Kanten der Grenzkontinua dicht genug liegen. Die Intensität ist dann proportional  $n_e^2$  und einem Faktor  $1/\sqrt{kT}$ , für den man einen Schätzwert wählen kann. Die Kalibrierung erfolgte mit einem Kohlebogen. Die Zeitauflösung erfolgte mit Multipliern. Als Spektrograph stand ein Steinheil-Gerät zur Verfügung.

Die Messungen ergaben einen Anstieg der Elektronendichte über die reflektierten Fronten um eine Zehnerpotenz in etwa 70  $\mu$ sec. Das bestätigt das Relaxationsverhalten des Plasmas selbst hinter der reflektierten Stosswelle. Auf diese Weise können Relaxationsphänomene hinter Stosswellen untersucht werden, die in ein Plasma einlaufen, dessen Daten bekannt sind. Diese Beobachtung gab den Anstoss, solche Relaxationsphänomene auch theoretisch zu untersuchen. Als Basis diente die Arbeit von Oettinger<sup>1)</sup>, in der Relaxationsphänomene hinter

---

1) AIAA Journal 5 (1967)

Stosswellen untersucht werden, die in ein neutrales Gas einlaufen. Die entsprechenden Gleichungen wurden aufgestellt und mit der Programmierung für die numerischen Rechnungen begonnen.

(Die gemessenen Werte der Elektronendichte für das Gebiet hinter der ungestörten primären Stossfront wichen für höhere Ausgangsrücke stark von den von anderen Autoren theoretisch berechneten ab. Eine mögliche Erklärung wäre der Einfluss der kleinen Verunreinigungs-partikel, die von der Strömung mitgenommen werden. Dieses Phänomen soll noch genauer untersucht werden.)

Weitere experimentelle Wechselwirkungs-Untersuchungen sind notwendig, um zu zeigen, dass die reflektierten Stosswellen eben und die Strömung dahinter eindimensional sind. Erst dann ist ein Vergleich mit der Theorie möglich.

### 3.2. Theoretische Betrachtungen zur Reflexion von Stosswellen an Magnetfeldern

(H. Klingenberg, F. Sardei)

Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zeigen, dass der asymptotische, stationäre Zustand von der Strömung nicht erreicht wird. Als Grundlage für einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse der Wechselwirkungs-Untersuchungen mit der Theorie ist deshalb die Arbeit von E. Rebhan<sup>1)</sup>, die solche stationären Phänomene untersucht, nicht geeignet. Die Arbeit von M.R. Johnson<sup>2)</sup>, in der auch die instationären Vorgänge behandelt werden, scheint besser geeignet. Allerdings muss diese Theorie wesentlich erweitert werden, um den vom Experiment erfüllbaren Voraussetzungen zu genügen. Zunächst wurde begonnen, die Theorie von Johnson selbst nachzuprüfen. Die Berechnung erfolgte mit Hilfe eines Charakteristikenverfahrens und erforderte umfangreiche numerische Rechnungen. Die ersten Ergebnisse stimmen mit den von Johnson angegebenen Daten überein.

### 3.3. Plasmabeschleunigung

(H. Mennicke)

Mit Hilfe eines konischen  $\theta$ -Pinches wird die durch ein Schnellventil in die Apparatur eingelassene Gasmenge aufgeheizt und längs eines Führungsfeldes beschleunigt. Bei den Untersuchungen der Plasmabewegung mit Hilfe kompensierter "diamagnetischer" Spulen traten unerwartete Schwierigkeiten auf. Durch in den Feldspulen des Führungsfeldes induzierte Ströme wurde die Kompensation der Meßspulen stark gestört. Bei Induktionen  $> 1$  kG wurde die Durchzündung des  $\theta$ -Pinches ungünstig beeinflusst. Dies konnte durch eine B-Feld-Kompensation in der  $\theta$ -Pinch-Spule verbessert werden. Durch Vergrößerung des Energieinhaltes in der Pinch-Batterie auf 20 kJ konnte das beschleunigte Plasma mit verschiedenen Messmethoden bis weit in das Führungsrohr hinein beobachtet werden.

---

1) IPP 3/28 (1965)

2) Phys. Fluids 10 (1967)

#### 4. Magnetoplasmadynamik

(G. Brederlow, M. Salvat)

##### 4.1. MHD-Generator mit segmentierten Elektroden (Faraday-Generator)

(G. Brederlow, H. Zinko)

Untersucht wird das physikalische Verhalten eines kleinen MHD-Generators mit segmentierten Elektroden. Als Arbeitsmittel fand eine Argon-Kalium-Mischung (0,1 % K) bei einer Gastemperatur von 2000 °K und einem Druck von 1,4 atm Verwendung. Der Gasdurchsatz betrug 90 gr/s. Der Generatorkanal hat eine Länge von 10 cm bei einem nutzbaren Querschnitt von 6 cm<sup>2</sup>. Insgesamt waren 33 Elektrodenpaare montiert. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit betrug 400 m/s und eine magnetische Induktion von 4,8 Tesla konnte maximal erreicht werden.

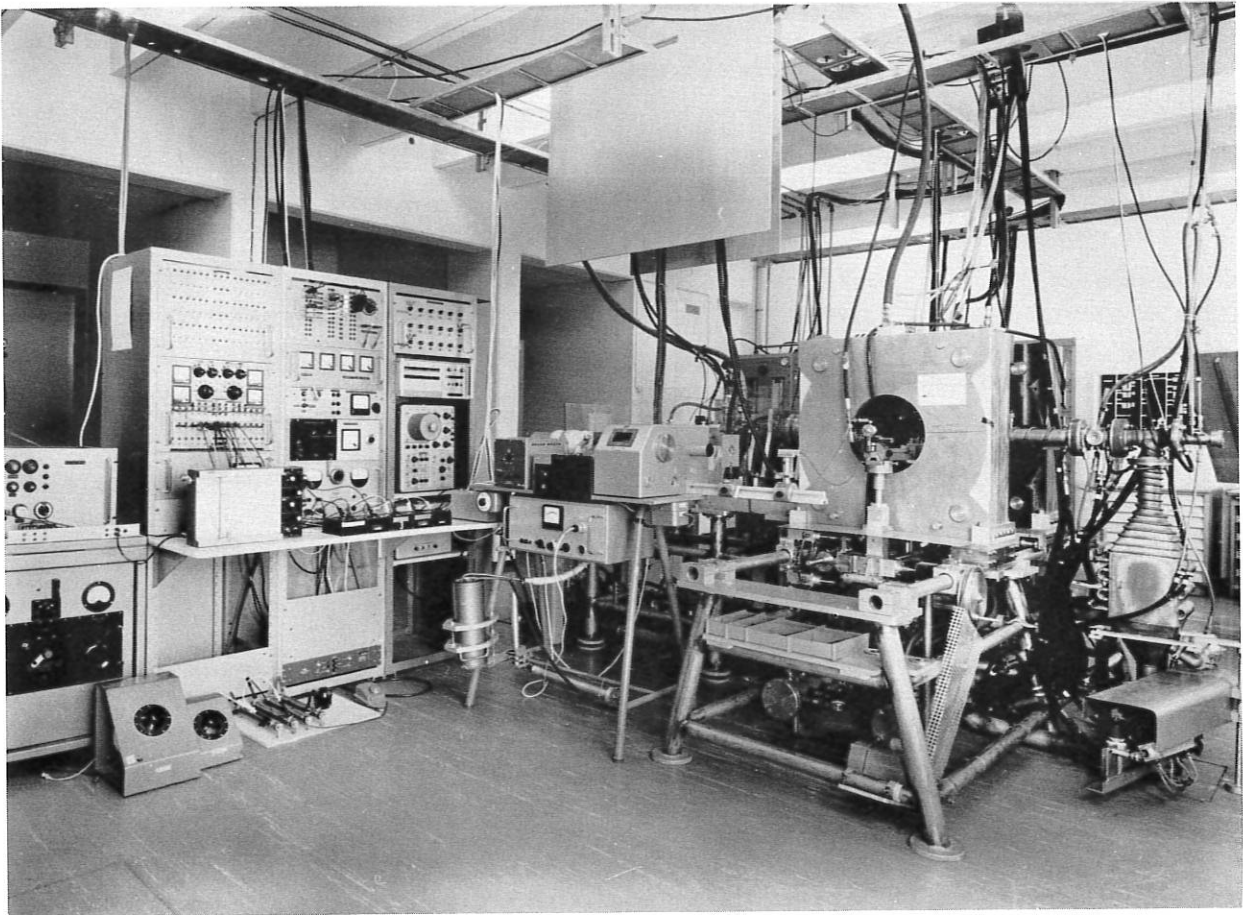


Fig. 32 Ansicht der Anlage

Nach Beseitigung der Leckströme konnte der theoretisch erwartete Wert der Leerlaufspannung mit einer linearen Abhängigkeit von der magnetischen Induktion gemessen werden. Die Leerlaufspannungen entsprechen den mit einem Pitotrohr ermittelten Geschwindigkeiten. Messungen des Geschwindigkeitsprofils zeigten einen parabolischen Verlauf. Um die günstigsten Betriebsbedingungen festzustellen, wurden bei verschiedenen Kanalgeometrien und Elektrodenanordnungen Strom-Spannungs-Charakteristiken aufgenommen. Hierzu wurden zusätzliche elektrische Felder in Richtung der induzierten EMK angelegt. Die Messungen ergaben, dass bei einem Verhältnis von Kanalhöhe zu -breite von 3:2 ( $h = 3 \text{ cm}$ ,  $b = 2 \text{ cm}$ ) und einem seitlichen Abstand der Elektrodenpaare von 2 mm das beste Betriebsverhalten festzustellen war. Ausserdem zeigte es sich, dass ohne Vorionisation der MHD-Generator nicht betrieben werden konnte.

Durch Sondenmessungen konnten starke Feldstärkefluktuationen, die elektrothermischen Wellen zugeschrieben werden müssen, nachgewiesen werden. In Übereinstimmung mit diesen Ergebnissen steht die Tatsache, dass der effektive Hallparameter  $\omega_e \tau_e$  mit steigender Magnetfeldstärke keinen grösseren Wert als  $\omega_e \tau_e = 2,5$  annahm, und dass die effektive elektrische Leitfähigkeit qualitativ die beim Auftreten von elektrothermischen Wellen erwartete Abnahme zeigt.

Im Generator konnten maximale Kurzschluss-Stromstärken von  $10 \text{ A/cm}^2$  und dementsprechend Elektronentemperaturerhöhungen von  $1300 \text{ }^\circ\text{K}$  erreicht werden. Die maximal erreichte Leistungsdichte betrug  $20 \text{ W/cm}^3$ , die mittlere Leistungsdichte entsprach  $13 \text{ W/cm}$ .

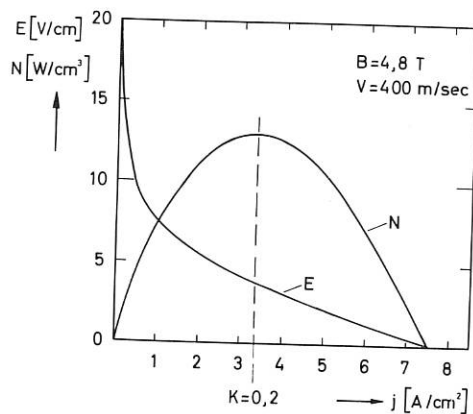


Fig. 33 Feldstärke und Leistungsdichte als Funktion der Stromdichte

### 3.2. Untersuchung von Ionisations-Instabilitäten

(W. Riedmüller)

In MHD-Generatoren, die eine Edelgas-Alkali-Mischung als Arbeitgas verwenden, erhöht sich unter dem Einfluss der Ohmschen Aufheizung die Elektronentemperatur über die Gastemperatur. Dies führt zu einer Nichtgleichgewichtsionisation des Impfzusatzes, die man zur Verbesserung der elektrischen Leitfähigkeit ausnutzen will. Ist der Hallparameter  $\omega_e \tau_e$  der Elektronen grösser als 1, wie es bei den üblichen Arbeitsbedingungen ( $p \sim \text{atm}$ ,  $B \gtrsim 2 \text{ T}$ ) der Fall ist,

dann ist diese Nichtgleichgewichtsionisation jedoch nicht stabil. Das Plasma wird instationär und inhomogen, was eine Reduzierung der effektiven Leitfähigkeit und damit der effektiven Leistungsdichte eines MHD-Generators zur Folge hat.

Diese Ionisationsinstabilität wurde an einer Versuchsanordnung, in der die Verhältnisse eines MHD-Generators mit Hilfe einer Entladung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern simuliert wurden, experimentell untersucht.

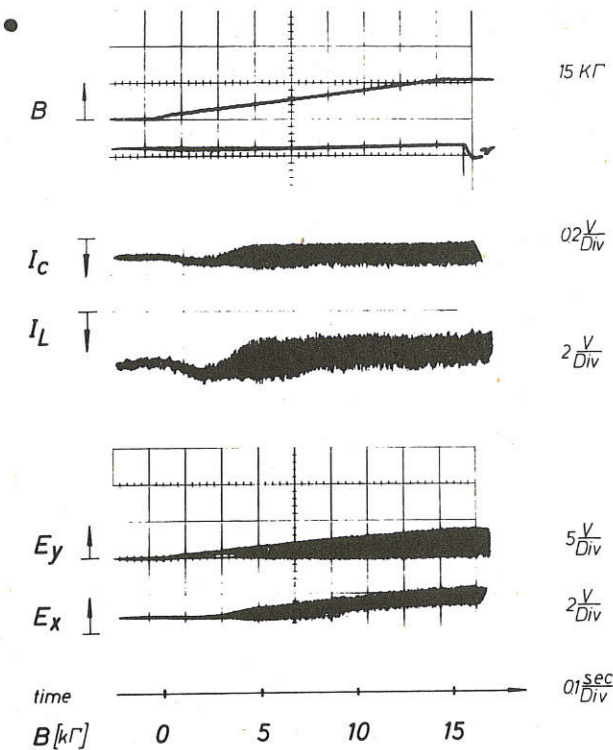


Fig. 34 Langsam ansteigendes Magnetfeld ( $B$ ), elektrisches Feld parallel ( $E_x$ ) und senkrecht ( $E_y$ ) zur Richtung des mittleren Stromes, Intensität einer emittierten Linie ( $I_L$ ) und der Kontinuumsstrahlung ( $I_C$ ) als Funktion der Zeit

In Abhängigkeit von Stromdichte und Gasdruck wurde der kritische Hallparameter  $\omega \tilde{\tau}_{cr}$  bestimmt, oberhalb dem sehr starke Fluktuationen der elektrischen Feldstärke, der Elektronendichte und der Elektronentemperatur auftreten (s. Fig. 34). Zeitaufgelöste Messungen dieser Parameter ergeben einen sprunghaften Anstieg der mittleren Amplitude dieser Grössen bei  $\omega \tilde{\tau} = \omega \tilde{\tau}_{cr}$  (s. Fig. 35). Die Ergebnisse stehen zum Teil in sehr guter Übereinstimmung mit der von Velichov entwickelten quasilinearen Theorie, während z.B. die Frage, ob im Mittel die durch die Inhomogenitäten hervorgerufenen internen Kurzschlussströme zu einer zusätzlichen Ohmschen Aufheizung führen, noch einer abschliessenden Klärung bedürfen.



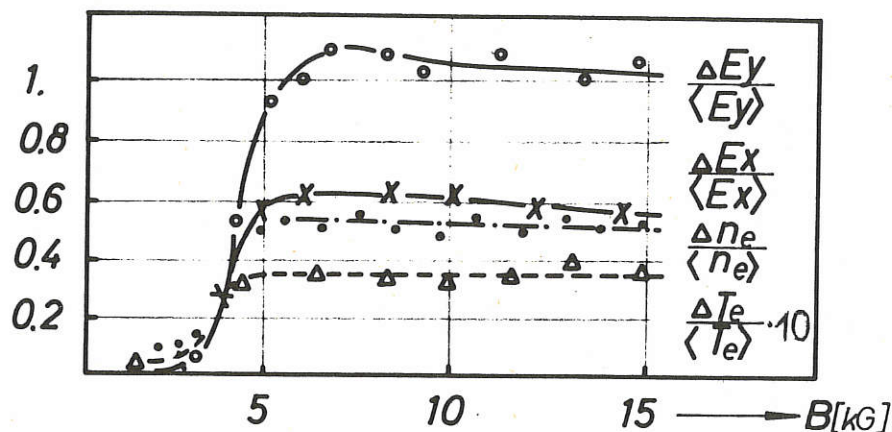


Fig. 35 Abweichungen der Komponenten des elektrischen Feldes  $E_x$  und  $E_y$ , der Elektronendichte und der Elektronentemperatur von ihren Mittelwerten in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Die mittlere Stromdichte beträgt  $4 \text{ A/cm}^2$ .

#### 4.3. Untersuchung der Potentialverteilung in einem simulierten MHD-Generator (J. Burger)

In einem simulierten Faraday-MHD-Generator mit segmentierten Elektroden wurde mit einer beweglichen Sonde die elektrostatische Potentialverteilung im Bereich von zwei Elektrodenpaaren gemessen. Als Arbeitsgas wurde ein Argon-Kalium-Gemisch ( $C = 0,3 \%$ ) verwendet. Die Gastemperatur betrug  $2000 \text{ }^\circ\text{K}$ , der Druck  $1 \text{ atm}$ . Gemessen wurde bei mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zwischen  $50$  und  $110 \text{ m/s}$ , bei Magnetfeldstärken bis zu  $15 \text{ kG}$  und bei mittleren Stromdichten bis zu  $2 \text{ A/cm}^2$ . Da die induzierte EMK nicht ausreichte, um genügend hohe Stromdichten zu erreichen, wurden zusätzlich parallel zur EMK äussere Felder an die Elektroden angelegt.

Ziel der Messungen war es, aus der Potentialverteilung die Richtungen des Stromflusses im Generatorkanal zu bestimmen, und zwar aufgrund der Tatsache, dass der Hallkoeffizient  $\beta$  den Winkel zwischen den Äquipotentiallinien und der Stromrichtung bestimmt. Im vorliegenden Fall ( $j \approx 100 \text{ mA/cm}^2$ ;  $B \approx 5 \text{ kG}$ ) traten elektrothermische Wellen auf, wie durch Sondenmessungen gezeigt werden konnte; infolgedessen hat der Hallkoeffizient hier einen Wert zwischen  $2$  und  $3$ .

Im periodischen Fall standen die zwischen gegenüberliegenden und benachbarten Elektroden gemessenen Spannungswerte in Übereinstimmung mit den nach einer einfachen analytischen Formel nach Salvat<sup>1)</sup> berechneten Werten. Allerdings nur dann, wenn für die elektrische Leitfähigkeit und den Hallparameter nicht die mit der Elektronentemperatur berechneten Werte sondern die von Brederlow, Hodgson<sup>2)</sup> bestimmten effektiven Größen eingesetzt wurden.

Den Potentialverteilungen ist zu entnehmen, dass der Kathodenfall unabhängig von der Magnetfeldstärke ist.

Die Messungen wurden ergänzt durch Bestimmung der Geschwindigkeitsprofile und der Elektronentemperaturverteilungen.

#### 4.4. Spektroskopische Untersuchungen an Edelgas-Alkali-MHD-Strömungen

(C. Mahn, G. Dodel)

Es wurde ein neues Verfahren zur spektroskopischen Bestimmung der Elektronendichte im Arbeitsgas eines magnetohydrodynamischen Generators erprobt. Es handelt sich dabei um die Messung der Absolutintensität von Spektrallinien des Impfmaterials (in diesem Falle Kalium). Wenn die oberen Niveaus dieser Linien thermisch besetzt und genügend nahe an der Ionisierungsgrenze liegen, hängt ihre Intensität im wesentlichen vom Quadrat der Elektronendichte und nur noch schwach von der Temperatur ab. Es konnte gezeigt werden, dass diese Methode brauchbar ist und Werte liefert, die konsistent sind mit den übrigen Daten im Generatorkanal.

#### 4.5. Simulation der Stromkonzentration an den Elektroden eines MHD-Generators

mit Hilfe von Halbleiter-Platten (F. Braouezec, M. Salvat)

In Anwesenheit eines Magnetfeldes wird eine Entladung so beeinflusst, dass die Stromlinien und die elektrischen Feldlinien nicht mehr zusammenfallen (Hall-Effekt). Dieser Hall-Effekt verursacht eine Konzentration der Stromlinien an der Oberfläche der Elektroden. Die Konzentration der Stromlinien hängt andererseits auch von der Form der Elektroden ab. Mit Hilfe von Halbleiter-Platten, die einen starken Hall-Effekt zeigen, kann man die Konzentration der Stromlinien simulieren und so den reinen Hall-Effekt bei verschiedenen Elektrodengeometrien studieren.

Es stellte sich heraus, dass runde Elektroden eine fast homogene Stromverteilung an der Oberfläche haben im Gegensatz zu der Stromverteilung von flachen Elektroden, welche eine starke Konzentration an einer Ecke zeigen. (s. Fig. 36). [ 3 ]

---

1) M. Salvat, Der innere Potentialabfall in MHD-Generatoren, IPP 3/38 (1966)

2) G. Brederlow, R. Hodgson, Die elektrische Leitfähigkeit in Edelgas-Alkali-Plasmen mit erhöhter Elektronentemperatur mit gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern, IPP 3/59 (1967)

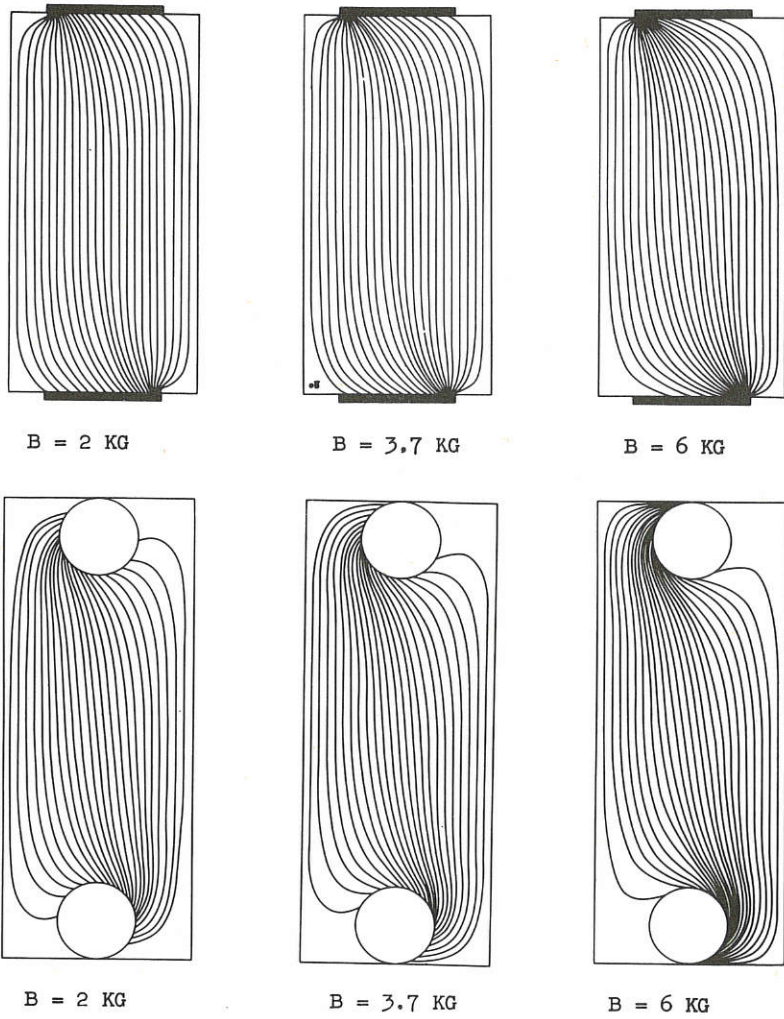


Fig. 36 Unterschied in der Stromverteilung zwischen flachen und runden Elektroden

#### 4.6. Theoretische Untersuchungen an MHD-Strömungen

(L.L. Lengyel)

Die numerische Untersuchung der Feldverteilungen in MHD-Generatoren wurde unter Berücksichtigung von Nichtgleichgewichts-Ionisationseffekten weiter verfolgt. Von besonderem Interesse waren zwei Probleme:

- a) Der Einfluss der gasdynamischen Grenzschichten, der gasdynamischen Konvektion und der Relaxationsvorgänge auf die Stromverteilung in strömenden Nichtgleichgewichtsplasmen und
- b) der Einfluss der Kurzschlussströme, die durch Inhomogenitäten der Zustandsgrößen des Plasmas im Kanalquerschnitt senkrecht zur Generatorachse verursacht werden, auf die Leistungscharakteristiken des Generators.<sup>1)</sup>

Es stellte sich heraus, dass die Hall-Spannung in einem mit einer Edelgas-Alkali-Mischung betriebenen MHD-Generator schon durch Nichtgleichgewichts-Ionisationseffekte alleine um 40 % bis 45 % reduziert werden kann. Auf der anderen Seite bietet die Verminderung der Kurzschlussströme in kalten Grenzschichten an der Isolatorwand (die Wände stehen senkrecht zur Magnetfeldrichtung) einen verhältnismässig einfachen Weg für die Erhöhung der Leerlaufspannung an: Durch die Kühlung der Isolatorwandgrenzschichten kann man in kleinen Kanälen die effektive EMK des Generators um etwa 25 % über den Wert erhöhen, der durch  $\langle v \rangle \times B \times$  Kanalhöhe gegeben ist.

#### 4.7. Entladungen in reinen Edelgasen

(G. Hahn)

Es wurden Argon-Entladungen untersucht mit dem Ziel, festzustellen, ob auch reine Edelgase als Arbeitsmittel für MHD-Generatoren Verwendung finden können. Während frühere Experimente überwiegend der Untersuchung von Entladungen in ruhendem Gas galten, wurde jetzt auch das Verhalten von mehreren simultan brennenden Querentladungen in einer Argon-Strömung studiert. Insbesondere wurden, bisher ohne Magnetfeld, elektrische Leitfähigkeiten gemessen und der Einfluss der Relaxation der Elektronendichte auf die Strom-Spannungs-Charakteristiken von Querentladungen untersucht. Typische Arbeitsbedingungen bei diesem Experiment waren)  $p = 1$  bar,  $T_g = 1600$  °K,  $v_g = 100$  m/s. Es wurden dabei Metall-Kapillar-Kathoden verwendet. Dadurch war es möglich, homogene Randbedingungen zu schaffen und eine bemerkenswerte Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu erzielen.

Zum Beispiel zeigt in Fig. 37 die Kurve (a) den gemessenen Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld  $E$  und der Stromdichte  $j$ , Kurve (b) den entsprechenden theoretischen Zusammenhang, errechnet aus der Energiegleichung unter ausschliesslicher Berücksichtigung elastischer Stösse und unter der Voraussetzung, die Elektronendichte sei gleich der Saha-dichte bei der Elektronentemperatur  $T_e$ . Die Abweichung beider Kurven voneinander dürfte auf die Ungenauigkeit zurückzuführen sein, mit welcher die experimentellen  $j$ -Werte bestimmt wurden. Die gemessene Leitfähigkeit beträgt  $1,15$  MHO/cm bei  $j = 10$  A/cm<sup>2</sup>.

<sup>1)</sup> L.L. Lengyel, Two-dimensional current distribution in Faraday type MHD energy converters operating in the non-equilibrium conduction mode, J. Energy Conversion, Vol. 9, 13-23 (1969)

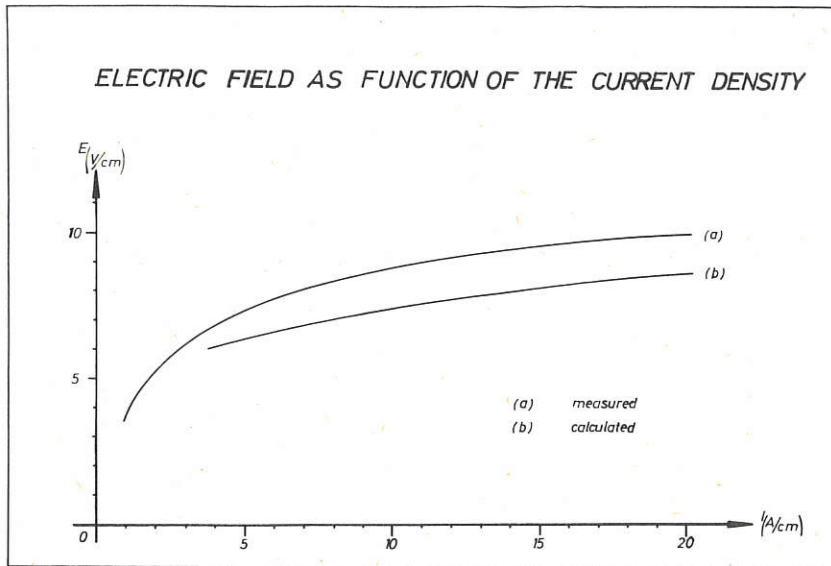


Fig. 37

Fig. 38 zeigt die Verteilung der Lichtintensität einer Argon-Linie ( $4158 \text{ \AA}$ ) gemessen in der Symmetrieebene des Kanals. In guter Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen sind die Intensitätsmaxima nur wenig verschoben gegenüber den Symmetrieachsen der Elektroden.

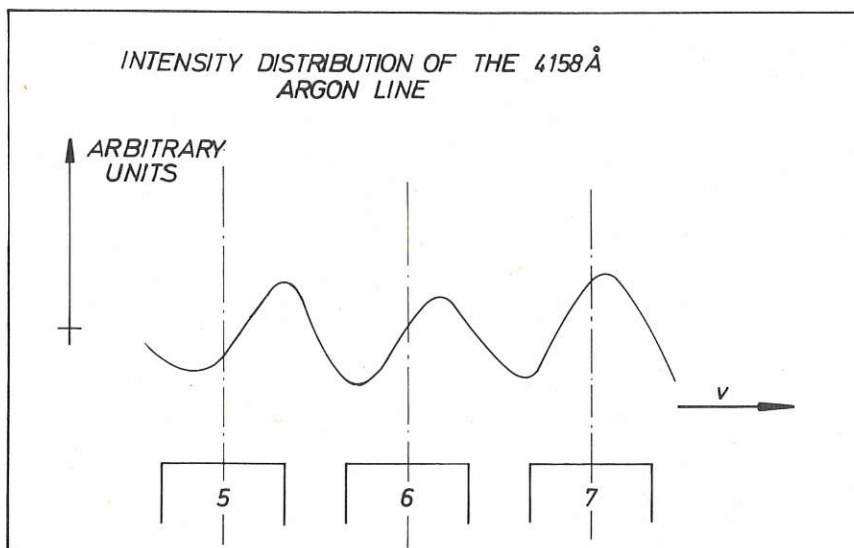


Fig. 38

Die bisherigen Ergebnisse lassen den Schluss zu, dass bei unseren Arbeitsbedingungen die Elektronentemperatur in Strömungsrichtung praktisch konstant ist und die Elektronendichte nur wenig von der Sähdichte abweicht.

#### 4.8. Thermodynamische Überlegungen zur MHD-Energiewandlung

(Th. Lin)

Um Aussagen über eine wirtschaftliche Einsatzmöglichkeit eines MHD-Generators zu machen, sind Betrachtungen über die charakteristischen thermodynamischen Grössen notwendig. Hierzu sind T-s-Diagramme und p-v-Diagramme besonders nützlich und gebräuchlich. Zum besseren Verständnis müssen MHD-Zyklen mit denen von Gas- und Dampfturbinen verglichen werden. Zu diesem Problem wurde eine Reihe von Überlegungen angestellt, die eine Einsicht in die wirtschaftliche Anwendung von MHD-Generatoren geben.

### 5. Wellen in Plasmen

(M. Tutter)

#### 5.1. Mitführung elektromagnetischer Wellen in bewegten Plasmen

(O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter)

Die Mitführung von Wellen verschwindet in jedem Medium, in dem das Verhältnis von Lichtgeschwindigkeit  $c$  zu Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  die Form

$$\frac{c}{v_{ph}} = \left(1 + \frac{C}{\omega^2}\right)^{1/2}$$

hat, wo  $C$  eine Konstante und  $\omega$  die Wellenfrequenz ist. Diese Form hat der Brechungsindex für elektromagnetische Wellen eines homogenen, kalten, stossfreien und unmagnetisierten Elektronenplasmas, welches entweder unbegrenzt ist oder einen Hohlleiter ganz ausfüllt. Eine Messung der Mitführung elektromagnetischer Wellen in einem realen Plasma ist daher bei bekannter Driftgeschwindigkeit gleichbedeutend mit der Messung der Abweichung des Brechungsindex von der obigen idealen Form. In Fällen, in denen der reale Brechungsindex als bekannt vorausgesetzt werden kann, lässt sich umgekehrt die Driftgeschwindigkeit des Elektronengases aus der Mitführungsmessung ermitteln.

Es wurden mehrere experimentelle Anordnungen auf ihre Eignung hin untersucht, den kleinen Mitführungseffekt im Mikrowellenfrequenzbereich zu messen:

a) Eine ringförmige geschlossene Wellenleitung, die mittels Richtkoppler-Löchern mit einer Wellentransmissionsleitung verbunden ist, kann "passiver Ringhohlraum" genannt werden. Die Frequenz ist durch den Sender, welcher die Transmissionsleitung speist, fest vorgegeben. Ein solcher Ringhohlraum ist ein Analogon zum Fabry-Perot-Hohlraum, wobei das Koppelverhältnis des Richtkopplers einerseits und die Durchlässigkeit der Fabry-Perot-Platten andererseits parallel zu setzen sind. Während aber beim Fabry-Perot-Hohlraum die Welle zwischen den beiden Platten hin und her reflektiert wird, durchläuft sie beim Ringhohlraum diesen nur in einer Richtung, was bei der Messung nichtreziproker Leitungselemente wichtig ist.

b) Ein Mikrowellenbreitband-Verstärker, welcher mit einer Wellenleitung positiv rückgekoppelt ist und so als Oszillator arbeitet (Ringlaseranalogon), kann als "aktiver Ringhohlraum" bezeichnet werden. Die Reihe seiner möglichen Schwingfrequenzen wird durch seine effektive Leitungslänge (optische Weglänge) bestimmt und durch Filter bis auf eine einzige Frequenz eingeengt. Ein kleiner Teil der Leistung wird ausgekoppelt und einem digitalen Frequenzmesser zugeführt. Auf diese Weise können bereits sehr kleine Änderungen der Leistungslänge gemessen werden. Ein passiver Ringhohlraum wurde mit 3 cm-Wellen-Bauteilen verwirklicht, ein aktiver Ringhohlraum mit 500 MHz-Bauteilen.

c) Bei der Messmethode, die schliesslich zum Erfolg führt, wird das Messobjekt in beiden Richtungen gleichzeitig von Wellen durchlaufen, ähnlich wie bei der optischen Anordnung von Fizeau. Dadurch heben sich Fluktuationen der Elektronendichte im Messwert heraus. Im Gegensatz zum Fizeauschen Versuch kann jedoch die Drift der Elektronen nicht gestoppt oder umgekehrt werden, ohne die beiderseitigen Reflexionen des Messobjektes, welche die Messung stark beeinflussen, empfindlich zu ändern. Anstelle dessen werden Sender und Empfänger vertauscht. Die Apparatur gestattet die Messung des Unterschiedes der optischen Weglängen des Messobjektes in beiden Richtungen bis herab zu etwa  $10^{-3}$  Grad.

Messungen wurden an der positiven Säule einer Glimmentladung in Argon bei  $6 - 10 \times 10^{-3}$  Torr durchgeführt. Die Elektronendichte wurde durch Änderung des Stroms im Bereich 0,2 - 1,3 A variiert, die mittlere Driftgeschwindigkeit der Elektronen betrug  $6 \times 10^6$  m/s. Das Entladungsröhre befand sich im Inneren eines runden Hohlleiters, dessen Radius so gewählt war, dass sich je nach Anregung eine reine  $H_{11}$ -Welle bzw. eine Welle vom  $E_{01}$ -Typ ausbreiten konnte. Während die Dämpfung bei beiden Wellentypen keine messbare Richtungsabhängigkeit aufwies, zeigte die Phasenlage der beiden gegenläufigen Wellen eine deutliche Differenz, deren Grösse abhängig von der normierten Dichte verschiedene Extrema durchlief. Der maximale Wert der Phasendifferenz erreichte bei der  $E_{01}$ -Welle etwa den doppelten Wert des für die  $H_{11}$ -Welle ermittelten Maximums, die Extrema lagen für beide Wellentypen bei verschiedenen Dichtewerten. Während die Überwiegende Anzahl der Messungen eine Vergrösserung der Phasengeschwindigkeit der in Driftrichtung laufenden Welle ergab, zeigte sich bei der  $H_{11}$ -Welle bei einigen Dichtewerten eine schwache Vorzeichenumkehr der Phasendifferenz. Messungen mit der  $H_{11}$ -Welle an einer Entladung halber Länge ergaben neben der erwarteten Halbierung des Effekts auch eine Verschiebung der Extrema zu höheren Dichtewerten. Zum Zwecke einer genaueren Interpretation sind weitere Messungen mit einem weiteren rotationssymmetrischen Wellentyp, der  $H_{01}$ -Welle, in Vorbereitung.

Die theoretische Deutung des Mitführungseffektes (ohne Magnetfeld) geht davon aus, dass im inhomogenen Plasma die Elektronen in ihrer Gesamtheit an den Ionenhintergrund gebunden sind. Hierdurch werden kollektive Schwingungen ermöglicht, deren Resonanzfrequenzen von der Grössenordnung  $\omega_p$  sind, im einzelnen jedoch von der Schwingungsform abhängen. Formal lässt sich die Ausbreitung in axialer Richtung ersatzweise durch ein homogenes (d.h. den ganzen Hohlleiter erfüllendes), effektives Dielektrikum beschreiben, dessen  $\epsilon_{eff}$  solche Resonanzen enthält.

Den Rechnungen wurde das vereinfachende Modell eines rechteckförmigen Dichteprofiles zugrundegelegt. Die Grenzbedingungen an den Sprungstellen führen dann auf eine transzendente Dispersionsgleichung für die gesuchten Wellenzahlen. Analytische Näherungslösungen für den hauptsächlich interessierenden - Fall  $\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$  wurden für drei verschiedene Moden ( $E_{01}$ ,  $H_{11}$ -artig und  $E_{11}$ -artig) angegeben.

Zusammenfassend ergab sich:

- reine (d.h. rotationssymmetrische) H-Moden geben keine Mitführung.
- E-Moden und E-artige Moden geben eine anfänglich linear mit der Dichte ansteigende Mitführung.
- H-artige Moden ergeben eine anfänglich quadratisch mit der Dichte ansteigende Mitführung.
- höhere Moden (z.B.  $E_{11}$ -artig) können bei entsprechend gewähltem Radius des Plasmazylinders als Rückwärtswellen mit "negativer Mitführung" auftreten.
- die errechneten Dichteabhängigkeiten für die  $E_{01}$ - und  $H_{11}$ -artige Mode stimmen mit den veröffentlichten Messungen bis auf deren Maxima-Minima-Struktur befriedigend überein.

Es wird noch nach einem Zusammenhang zwischen der endlichen Länge der Plasmasäule und dieser Struktur gesucht. Beobachtet wurde ein Zusammenlaufen der Extrema bei Verlängerung der Plasmasäule und es ist denkbar, dass die Struktur bei einer sehr langen Säule praktisch zum Verschwinden kommt.

Ein ausführlicher Bericht über diese Untersuchungen wird demnächst erscheinen.

## 5.2. Ausbreitung von Bernsteinwellen

(F. Leuterer)

Die Dispersionsbeziehung für elektrostatische Wellen, die sich in einem homogenen Plasma senkrecht zu einem äusseren Magnetfeld ausbreiten,

$$\epsilon_{\perp} = 1 - 2 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{e^{-\lambda}}{\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda)}{1 - n^2 \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = 0 ;$$

mit  $\lambda = k_{\perp}^2 R^2$



(Bernstein<sup>1)</sup>), sagt für Plasmen mit einer Dichte  $\omega_p^2/\omega^2 < 1$  und für gewisse Frequenzbereiche oberhalb der hybriden Frequenz das gleichzeitige Vorhandensein zweier solcher Wellen voraus. Diese beiden Lösungen der Dispersionsbeziehungen unterscheiden sich durch verschieden grosse Wellenlängen und entgegengesetzte Vorzeichen ihrer Phasengeschwindigkeiten (bei gleichgerichteter Gruppengeschwindigkeit). Es handelt sich also um Vorwärts- bzw. Rückwärtswellen.

Zum Studium dieser Wellen wurden verschiedene Experimente durchgeführt:

- a) Ein Transmissionsexperiment, bei dem die Wellen mit Sonden innerhalb des Plasmas angeregt und empfangen werden,
- b) Anregung der Wellen mit einem von aussen angelegten Feld und Empfang der Wellen mit einer Sonde innerhalb des Plasmas,
- c) Erzeugung von Bernsteinwellen-Impulsen mit einem von aussen angelegten Mikrowellenimpuls.

Davon ist bisher nur das Transmissionsexperiment abgeschlossen. Durch Verwendung eines Polarinterferometers<sup>2)</sup> konnten die empfangenen Wellensignale als Vektor in der komplexen Ebene dargestellt und nach Betrag und Phase untersucht werden. Verändert man die Entfernung zwischen Sende- und Empfangsantenne, so wandert die Spitze dieses Vektors auf einer Kreisbahn. Durch Vergleich des Drehsinnes, mit dem der Vektor diesen Kreis durchläuft, mit dem Drehsinn, den man durch Verlängerung der Signalleitung mittels eines Phasenschiebers erhält, kann entschieden werden, ob eine Vorwärts- bzw. eine Rückwärtswelle vorliegt. Die Länge der Sondenverschiebung, die einem vollen Kreisumlauf des Vektors in der komplexen Ebene entspricht, ist ein direktes Mass für die Wellenlänge. Auf diese Weise wurde das in Fig.22 abgebildete Dispersionsdiagramm experimentell gewonnen. Der Zusammenhang zwischen Strom und Dichte in dieser Abbildung ist

$$\omega_p^2/\omega^2 \approx 0,6 \times 10^{-2} i_e \text{ [mA]}$$

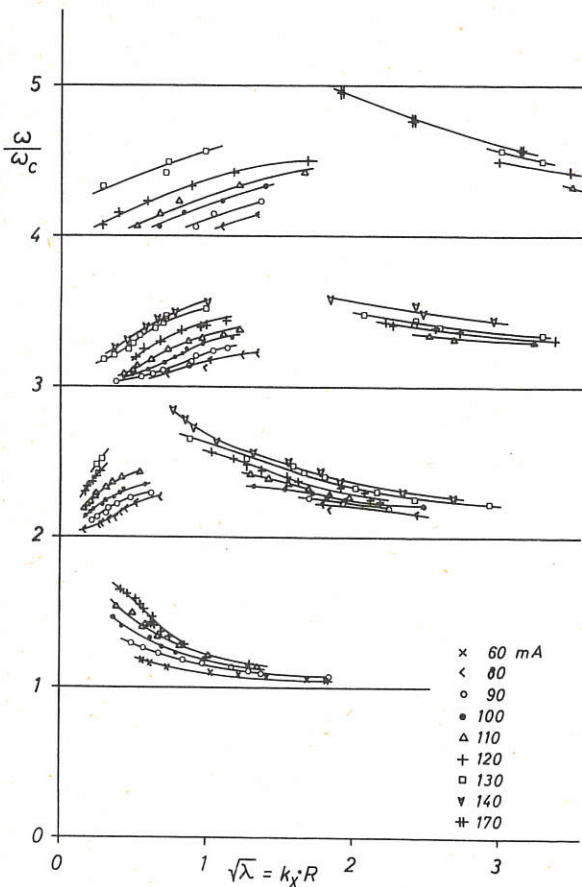


Fig. 39 Experimentelles Dispersionsdiagramm

1) I.B. Bernstein, Phys. Rev. 109, 10 (1958)

2) B.B. O'Brien, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-16, 124 (1967)

### 5.3. Untersuchungen an einem Mikrowellen-Fabry-Perot-Resonator

(P. Javel)

Der Versuch, Ionenschwingungen mit Hilfe eines räumlich periodischen  $|\hat{E}|^2$ -Potentials (elektromagnetischer Druck) in einem hochfrequenzerzeugten Plasma anzuregen, ist wegen zu kleiner Feldstärke im Resonator nicht gelungen.

Jedoch wurden Ionenschwingungen in einem solchen hochfrequenzerzeugten Argon-Plasma durch andere Ursachen erzeugt, nämlich durch kleine parasitäre Gleichstromentladungen an den Langmuirsonden und durch parametrische Schwingungen des Kondensators, in welchem die Hochfrequenzentladung brennt.

Eine grundsätzliche Theorie aller dieser Effekte wurde angefangen.

### 5.4. Plasmaheizung mit stochastischen Feldern

(S. Puri)

1) In diesem Bericht wird ein Experiment beschrieben, dessen Vorbereitung noch im Gang ist. Das Ziel ist, die Ionen und Elektronen eines durch Spiegel eingeschlossenen Plasmas mit breitbandigen Rauschquellen im HF- und Mikrowellenbereich zu heizen. Wir hoffen, ein heisses (25 - 50 eV), ruhiges Plasma zu erhalten, in dem die Ionen- und Elektronentemperatur unabhängig kontrolliert werden kann. Solch ein Plasma mit einstellbaren Temperaturen sollte nicht nur zum Studium des Einschlusses wertvoll sein, sondern auch als geeignetes Testobjekt zur Untersuchung von Instabilitäten und Diffusion dienen.

Das zugrundeliegende Prinzip der Teilchenbeschleunigung in stochastischen Feldern lässt sich leicht darstellen als Diffusion im Geschwindigkeitsraum analog der Brownschen Bewegung im Ortsraum. Eine ausführliche Ableitung der statistischen Beschleunigung eines Teilchens in einem magnetischen Spiegel durch ein transversales stochastisches elektrisches Feld wurde vor kurzem gegeben<sup>1)</sup>.

Das Experiment wurde nach den Richtlinien der Theorie geplant. Ein Quarzgefäß (6 cm  $\emptyset$ ) ist teilweise von einem Hohlraum (39 cm lang, 15 cm  $\emptyset$ ) umschlossen, der über ein breites Modenspektrum angeregt werden kann. Wasserstoff durchströmt das Rohr, um Verunreinigungen niedrig zu halten. Der Einschluss des Plasmas wird von einem 34 cm langen Spiegelfeld (3 kG in der Mitte und 4,5 kG an den Enden) besorgt. Die Einspeisung von 100 Watt breitbandiger (8 - 12 GHz entsprechend den Elektronengyrationsfrequenzen im Spiegel) Mikrowellenleistung erzeugt das Plasma ( $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  Dichte) und heizt die Elektronen. Die Mikrowellenleistung wird erzeugt durch Verstärkung des Rauschens einer Wanderfeldröhre mit hoher Rauschzahl. Zur Messung von Dichte und Temperatur dienen eine bewegliche Langmuirsonde, ein Mikrowelleninterferometer und eine diamagnetische Spule. Die Ionenheizung geschieht durch 100 Watt HF-Rauschimpulse (4,4 - 6,6 MHz entsprechend den Ionengyrationsfrequenzen im Spiegel) von 100  $\mu\text{sec}$

---

<sup>1)</sup> S. Puri, Phys. Fluids 11, 1745 (1968)

Dauer. Das Rauschen eines Widerstandes wird von einem Kettenverstärker verstärkt und an ein Plattenpaar geführt.

2) Weiterhin wurde untersucht, wie HF-Felder in das Plasma eindringen können. Die Bedeutung dieses Problems leuchtet ein, wenn man bedenkt, dass nach einer Einschwingzeit alle Ionen in Phase gyrieren, wodurch sie sich durch den von ihnen verursachten Strom vom angelegten Feld abschirmen. Eine Möglichkeit, dies zu verhindern, wäre, die Phasenbeziehung zwischen Teilchen und angelegtem Feld zu zerstören. Gerade dies wird erreicht, wenn ein breitbandiges Rauschfeld benutzt wird, um das Plasma zu heizen. Ein stochastisches elektrisches Feld kann als ein stückweise harmonisches Feld aufgefasst werden, dessen Phase in willkürlichen Zeitintervallen springt. Wenn die Energie, welche von dem Teilchen zwischen den Phasensprüngen aufgenommen wird, kleiner ist als die Teilchenenergie, verhindert man die Einstellung einer Phasenbeziehung zwischen dem Teilchen und dem angelegten Feld. Die Bedingung hierfür ist

$$\Delta\omega > 4(q/m) E \langle v^2 \rangle^{-1/2} .$$

#### 5.5. Untersuchung einer Temperaturinstabilität in einer modifizierten Penning-Entladung (PIG III)

(F. Klan)

Die PIG-Entladung ist eine Anordnung, bei der zumindest in bestimmten Gebieten des Entladungsraumes das elektrische Feld senkrecht zu einem Magnetfeld steht. Die Eigenschaften einer solchen Entladung hängen stark davon ab, in welchem Druckbereich sie betrieben wird. Bei genügend hohem Neutralgasdruck bildet sich ein quasineutrales Plasma aus mit Elektronendichten zwischen  $10^{11}$  und  $10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$  und Elektronentemperaturen von mehreren Elektronenvolt. Da der elektrische Strom in einer PIG-Entladung senkrecht zum Magnetfeld fließen muss, um zur Anode zu gelangen, kommt es zu einer Plasmarotation, die in manchen Fällen Winkelgeschwindigkeiten bis zu  $10^6$   $\text{sec}^{-1}$  erreicht<sup>1)</sup>. Die radiale elektrische Feldstärke beträgt meist mehrere V/cm und kann unter bestimmten Bedingungen auf Werte über 30 V/cm ansteigen<sup>2)</sup>. In solchen Entladungen wurden häufig Instabilitäten im Frequenzbereich von 10 kHz bis etwa 500 kHz beobachtet<sup>3)4)</sup>, die als Schwankungen der Elektronendichte gedeutet wurden und mit der  $\zeta \times \zeta$ -Driftbewegung der Ladungsträger in Zusammenhang gebracht werden. Da diese Instabilitäten bei vielen Messungen stören, wurde die Elektrodengeometrie bei PIG III etwas abgewandelt in der Hoffnung, eine stabilere Entladung zu erhalten. Statt ringförmiger Anoden in relativ grossem Abstand von den Kathoden wurden durchbohrte Scheiben benutzt, deren

---

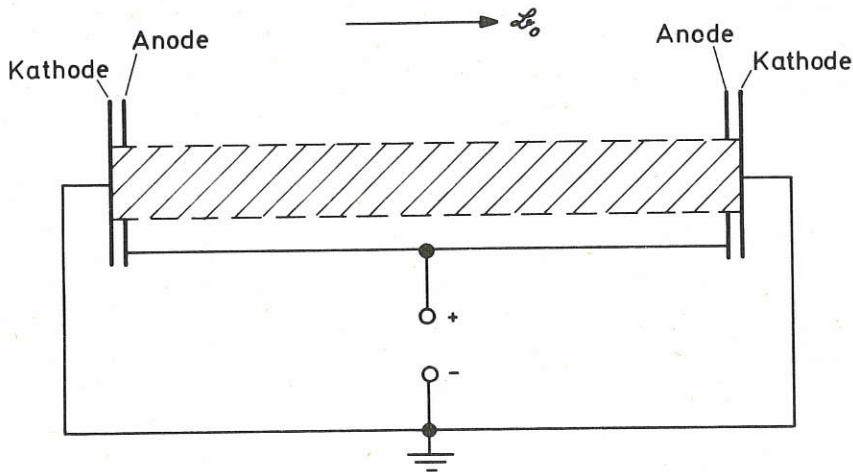
1) H.W. Drawin, M. Fumelli, Proc. Phys. Soc. 85, 997 (1965)

2) G. Briffod, M. Gregoire, C. Manus, Phys. Lett. 2, 201 (1962)

3) T. Tanaka, K. Yamamoto, Jap. J. Appl. Phys. 6, 520 (1967)

4) L.A. Duschin, Yu. K. Kusnetsov, O.S. Pavlichenko, AD 666145 (1967)

Abstand von der Kathodenoberfläche nur 1 - 2 mm betrug (Fig. 40). Dadurch wurde das elektrische Feld auf ein sehr kleines Gebiet vor den Kathoden zusammengedrängt, während der restliche Raum nahezu feldfrei blieb.



Elektrodenanordnung der modifizierten PIG-Entladung

Fig. 40 Elektrodenanordnung von PIG III (schematisch)

Tatsächlich wurden im Innern des Plasmas trotz hoher Brennspannung (500 - 1000 V) Feldstärken von nur 0,1 - 0,2 V/cm gemessen. Darüberhinaus wurde im Gegensatz zu allen anderen bekannten PIG-Entladungen Elektronentemperaturen von nur etwa 0,2 eV gemessen. Es zeigte sich jedoch, dass sich nur unter gewissen Bedingungen (Druck, Magnetfeld) eine stabile und mehr oder weniger homogene Temperaturverteilung einstellt. Wurde z.B. der Druck unter eine gewisse Grenze erniedrigt, so stellte sich plötzlich eine asymmetrische Verteilung der Elektronentemperatur ein, die ungefähr mit der  $\zeta \times \mathcal{L}$ -Driftgeschwindigkeit (d.h. einer Frequenz von ca. 1 kHz) um die Achse des Gefäßes rotiert (Fig. 41). Über einige Experimente im Zusammenhang mit dieser Erscheinung wurde bereits auf der VIII. Int. Conf. P. I. G., Wien 1967, berichtet.

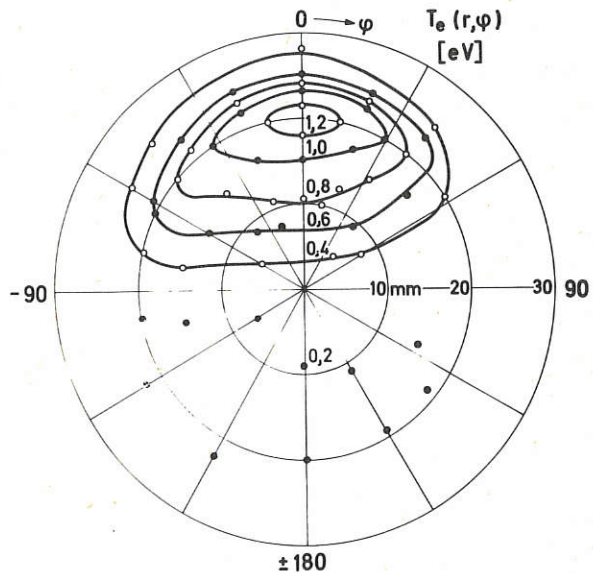


Fig. 41 Polardiagramm der transversalen Verteilung der Elektronentemperatur

Seither wurde eine Reihe weiterer Experimente durchgeführt, um das Plasma besser kennenzulernen und die rotierende Temperaturverteilung genauer zu untersuchen. Die Messungen ergaben ein ziemlich detailliertes Bild von dem Verhalten des Plasmas sowohl im stabilen Zustand als auch bei anomaler Temperaturverteilung. Aufgrund des umfangreichen Beobachtungsmaterials war es möglich, ein einfaches Modell für den Energiehaushalt dieses Plasmas zu finden, das die Basis einer theoretischen Erklärung des Phänomens bildet. Der Kernpunkt dieser Theorie ist die Tatsache, dass unter den herrschenden Bedingungen, d.h. bei sehr niedriger Elektronentemperatur aber relativ hoher Dichte, trotz des geringen Ionisationsgrades ( $\leq 1\%$ ) die Stösse zwischen Elektronen und Ionen überwiegen. Die Energieverluste der Elektronen durch elastische Stösse (inelastische kommen wegen der niedrigen Elektronentemperatur nicht vor) haben deshalb die Tendenz, wegen der bekannten Temperaturabhängigkeit der Stossfrequenz für Coulombstösse, mit steigender Temperatur zu fallen. Da man annehmen kann, dass die Energiezufuhr der Elektronen unabhängig von der Temperatur ist, wird die Elektronentemperatur ständig anwachsen, solange, bis bei genügend hoher Temperatur die Stösse mit den Neutralteilchen überwiegen. Es konnte gezeigt werden, dass der Einfluss des Druckes auf den oben angedeuteten Mechanismus sowie die Magnetfeldabhängigkeit der Wärmeleitung senkrecht zu  $\vec{L}$  theoretisch zum gleichen Verhalten der Stabilitätsgrenze führt, wie man es experimentell durch Variation der entsprechenden Parameter beobachtet. Da auch die theoretischen Voraussagen über Grösse und Richtung der Rotation der Temperaturverteilung mit den Beobachtungen übereinstimmen, kann angenommen werden, dass der vermutete Mechanismus tatsächlich für das Zustandekommen der Temperaturinstabilität in PIG III verantwortlich ist.

#### 5.6. Infrarot-Laser für die Plasmadiagnostik

(A. Bardocz, O. Gehre, F. Keilmann)

Interferometrische Messungen der Elektronendichte mit Mikrowellen und sichtbarem Licht sind im Bereich  $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  bis etwa  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nicht möglich; infrarotes Licht verspricht eine Schliessung dieser Lücke. Folgende Lasersysteme, einschliesslich Technologie und Optik, werden hierfür entwickelt:  $\text{CO}_2$  ( $10 \mu$ ),  $\text{H}_2\text{O}$  ( $119 \mu$ ),  $\text{HCN}$  ( $337$  und  $774 \mu$ ).

##### $\text{CO}_2$ -Laser:

Es wurde ein  $\text{CO}_2$ -Laser ( $\lambda = 10,6 \mu$ ) mit 2 m Entladungslänge entwickelt, welcher als Grundmodell für die zur Diagnostik verwendeten Laser diente. Nach Vergleich verschiedener Systeme wurde für den Resonator eine hemisphärische Anordnung mit einem Plan- und einem Konkavspiegel gewählt, die sich für Stabilität und Justierbarkeit als günstig erwies. Während erste Versuche mit äusseren Spiegeln und  $\text{NaCl}$ -Brewsterfenstern am Entladungsgefäss durchgeführt wurden, musste bei wachsender Ausgangsleistung auf eine Anordnung mit Spiegeln im Vakuum übergegangen werden, da durch Zerstörung der Oberfläche der Fenster infolge Luftfeuchtigkeit Ausgangsleistung und Modemuster stark beeinflusst wurden. Durch Variation von Gasmischung, Durchfluss und Eingangsleistung wurde die Ausgangsleistung des Lasers optimiert. Der maximale Wert im Multimodebetrieb betrug 120 W, wobei als aktives Medium eine Mischung von  $\text{He}:\text{N}_2:\text{CO}_2$  im Verhältnis 80:15:5 bei einem Gesamtdruck von 10 Torr verwendet wurde. Aus dem Verhältnis Ausgangsleistung zu Eingangsleistung ergab sich dabei ein Wirkungsgrad des Lasers von 14 %. Die Auskopplung aus dem Resonator erfolgte entweder durch einen halbdurch-

lässigen Planspiegel aus Germanium oder durch einen Vollspiegel mit Koppelloch. Durch Einsetzen von Blenden verschiedenen Durchmessers in den Resonator war es möglich, den Laser im transversalen Grundmode zu betreiben, sowie höhere transversale Moden bis 3. Ordnung anzuregen. Der Laser wurde im Dauerstrichbetrieb und versuchsweise gepulst mit äusserem Drehspiegel als Q-Switch betrieben. Die Pulsleistung betrug etwa 10 kW bei einer Drehspiegelfrequenz von 50 Hz. Bei den Messungen wurden Halbleiterdetektoren (Ge-Au, Ge-Hg) und Bolometer verwendet, zur Strahlführung dienten vergütete Germaniumkomponenten und Kochsalzoptik, als Vollspiegel wurden Mehrschichten-Interferenzspiegel sowie goldbedampfte Stahl- und Glasspiegel eingesetzt. Für weitere Untersuchungen von Stabilität und Spektrum des Lasers sind ein Unterbau mit verbesserter Schwingungsdämpfung und ein stromstabilisiertes Netzgerät in Vorbereitung.

#### 5.7. Diagnostische Untersuchungen mit einem CO<sub>2</sub>-Laser

(F. Keilmann)

Das empfindlichste Messverfahren mit einem CO<sub>2</sub>-Laser ist die Einschliessung des Plasmas in den Resonator des Lasers. Wie sich bei Versuchen mit einem CO<sub>2</sub>-Ringlaser zeigte, reicht aber die Stabilität hierzu noch nicht aus.

Vorwärtsstreuung an Plasmaturbulenzen sollte als Diagnostik in Betracht gezogen werden; dazu müssen die Intensitätsschwankungen benachbarter Detektoren korreliert werden, während für den Laser weder Frequenz- noch Modenstabilität erforderlich ist.

Für Interferometrie und Schlierenverfahren wurde ein 1,15 m langer CO<sub>2</sub>-Laser aufgebaut, der 3 Watt Leistung in einem Gaußstrahl (Grundmode) von 7 mm Durchmesser erzeugt. Die Wellenlänge lässt sich zwischen 9,2  $\mu$  und 10,8  $\mu$  variieren und stabilisieren.

Einem Schlierenverfahren ähnliche Messungen wurden an einem Argon-Plasmabrenner durchgeführt. Die Winkelablenkung des Infrarotstrahls (Raumauflösung 0,1 mm) betrug bis zu  $2 \times 10^{-2}$  rad; die Empfindlichkeit liegt bei  $10^{-4}$  rad und soll durch Minimumstrahlkennzeichnung noch verbessert werden. Der Fehler in der Elektronendichte wird auf 20 % geschätzt. Diese Messmethode kann bei Scheitelektroden zwischen  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup> und  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup> angewendet werden.

Für das Interferometer wurde eine Mach-Zehnder-Anordnung mit 1,5 m Armlänge gewählt und aufgebaut. Grosse Streifenabstände (Zwischenwinkel  $< 10^{-3}$  rad) lassen sich unschwer einstellen. Zur Messung an inhomogenen Objekten muss die Winkelablenkung am Brechungsindexgradienten kompensiert werden. Für zylindersymmetrische Plasmen (Plasmabrenner) kann folgende Lösung gefunden werden: Der Strahl wird auf das Plasma fokussiert (Raumauflösung 0,1 mm) und durch eine zweite Linse wieder parallel gemacht; Winkelablenkung im zylindersymmetrischen Plasma bedeutet höchstens eine Parallelversetzung des Strahls in der Interferometerebene. Sind nun noch die Streifen in der Interferometerebene einjustiert, so werden sie höchstens in ihrer Richtung verschoben, was keinen Nachteil bringt, solange der Referenzstrahl genügend aufgeweitet ist. Mit einem kontrastreichen Flüssigkristall-Schirm kann 1/20 Streifenänderung beobachtet werden, d.h., auf diese Weise sind Änderungen des Produkts Schichtdicke x Elektronendichte ab  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup> messbar. Bessere zeitliche Auflösung soll durch elektronischen Empfang erzielt werden. Zum Test für diesen Teil der Apparatur wurde ein bei 6328 Å arbeitendes Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut.

### 5.8. Submillimeter-Laser und Hilfseinrichtungen

(A. Bardocz)

Aufgrund von bisherigen Erfahrungen, die mit Hilfe des  $\text{CO}_2$ -Lasers gesammelt wurden, und aufgrund vorheriger Studien, ist der prinzipielle Entwurf für den Bau eines Submillimeter-Lasers fertiggestellt. Der Laser wird so aufgebaut, dass sowohl Impuls- als auch kontinuierlicher Betrieb möglich sind. Wie im Falle des  $\text{CO}_2$ -Lasers ist beabsichtigt, ein Grundmodell zu bauen, aus dem die für die Plasmauntersuchung nötige Lösung abgeleitet wird.

Der erste Laser wird aus einem 6 - 8 m langen Rohr mit eingebauten Spiegeln bestehen. Die Verstellung der Spiegel wird von aussen über Vakuumdurchführungen erfolgen. Ein Mach-Zehnder-Interferometer mit einer für Submillimeter-Wellenlängen benötigten Optik ergänzt die Laserapparate. Als Unterbau für Laser und Interferometer wird ein erschütterungsfrei aufgestellter Tisch aus Rohren dienen.

Da für Infrarotmaterialien in dem von uns verwendeten Bereich nur wenige physikalische Angaben zur Verfügung stehen und ein Teil der Materialkonstanten selbst bestimmt werden muss, ist beabsichtigt, auch ein Spektrometer für den Submillimeter-Wellenlängenbereich zu bauen.

Als Stromquelle für den Submillimeter-Laser sind eine Hochspannungs-Impulsanlage mit elektronischer Steuerung und eine Gleichstromanlage mit Stromstabilisierung geplant.

### 5.9. Optisches Banksystem

(A. Bardocz)

Das optische Banksystem wurde weiterentwickelt. Es wurden neue Bestandteile entworfen, angefertigt und geprüft. Die  $\text{CO}_2$ -Laser und die im Zusammenhang damit aufgebauten Instrumente sowie zwei Mach-Zehnder-Interferometer wurden vollständig mit Hilfe der Bestandteile des neuen optischen Systems aufgebaut.

## 5.10. Medizinische Mikrowellenprobleme

(W. v. Casimir, O. Gehre, N. Kaiser, E. Lobisch, K. Plank<sup>1)</sup>, R. Zerull<sup>1)</sup>)

Es wird die Möglichkeit geprüft, mit spektroskopischen Methoden unter Verwendung kohärenter Generatoren im Bereich der Mikrowellen, Infrarotwellen und kurzer Wellenlängen biologische Stoffwechselfvorgänge an lebenden Objekten, Bakterienkulturen, Gewebsaufschwemmungen etc. zu registrieren. Da biologischer Stoffwechsel gleichbedeutend ist mit molekularen Umbauvorgängen, sollten Stoffwechselfvorgänge über die Beobachtung innermolekularer Resonanzen verfolgt werden können. Mit den zur Zeit bekannten Infrarotspektrographen sind derartige Untersuchungen nicht möglich, da die Sendeleistung ihrer Generatoren zu gering ist, um auch nur sehr dünne Wasserschichten zu durchdringen, denn das in praktisch allen lebenden biologischen Objekten vorkommende Wasser hat bei diesen Wellenlängen ausgeprägte Eigenabsorptionen. Bei Beginn der Arbeit war noch unbekannt, wie weit in dem langwelligen Bereich die innermolekularen Resonanzen auftreten. Es wurde daher versucht, vom Mikrowellengebiet, wo ausreichende Sendeleistungen auch mit durchstimmbaren kohärenten Generatoren zur Verfügung stehen, in den Infrarotbereich vorzudringen, in dem derartige Resonanzen bekannt sind. Es wurde die Entwicklung zweier Geräte im Mikrowellenbereich durchgeführt, und zwar eines Breitbandmessplatzes und einer Einzelfrequenzmessbrücke mit hochempfindlichem Detektor. Der Breitbandmessplatz ist zum Aufsuchen der interessierenden Resonanzen auf dem Frequenzband vorgesehen, die Einzelfrequenzmessbrücke zur empfindlichen Verfolgung einzelner Resonanzen in Abhängigkeit von der Zeit. Beide Messplätze arbeiten mit kohärenten Generatoren und registrieren gleichzeitig Dämpfung und Phasenlage. Es wurde Wert darauf gelegt, dass die entwickelten Prinzipschaltungen auch im Infrarotbereich mit entsprechenden Bauelementen realisiert werden können<sup>1)</sup> [65].

### 5.10.1. Breitbandmessplatz

(O. Gehre)

Der von O. Gehre im 3 cm-Band entwickelte Wobbelmessplatz<sup>2)</sup>, der auch bei grossem Wobbelhub eine gleichzeitige Registrierung von Dämpfung und Phase über der Frequenzachse ermöglicht, wurde weiter verbessert. Die Eichung mit einem Präzisionsdämpfungsglied ergab einen Dämpfungsmessbereich von 0 bis 50 db.

Nachdem sich bei der Auswertung der Messungen an Wasserschichten ergeben hatte, dass das bisher benutzte Rechenprogramm zur Ermittlung von  $\epsilon'$  und  $\epsilon''$  aus Phase und Dämpfung bei kleinen Schichtdicken fehlerhafte Ergebnisse liefert, wurde ein neues Rechenprogramm entwickelt, das die bei kleinen Dämpfungswerten wesentlichen Mehrfachreflexionen innerhalb der Messküvette berücksichtigt. Die damit ausgewerteten Messergebnisse stimmen mit den theoretischen Werten besser überein.

---

<sup>1)</sup> als Gäste der Ruhr-Universität Bochum

<sup>1)</sup> N. Kaiser, Laborberichte MPI für Physik und Astrophysik (1961 - 1965)  
" IPP (1965 - 1969)

<sup>2)</sup> O. Gehre, Laborbericht IPP Garching 3/61 (1967)



5.10.2. Messung der Blutgerinnung im GHz-Bereich mit dem 3 cm Mikrowellen-Interferometer nach O'Brien<sup>1)</sup>

(W. v. Casimir)

Schon früher wurden bei der Messung der DK von reinem Wasser bei 3 cm Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur deutliche Messeffekte vor allem in der Phasenlage registriert<sup>2)</sup>. Diese Messwerte stimmen gut mit der Theorie überein und liessen sich durch die Viskositätsänderung erklären.

Von W. v. Casimir wurde der Versuch unternommen, den Ablauf des Blutgerinnungsvorgangs, der ebenfalls mit einer erheblichen Viskositätsänderung verbunden ist, nach Dämpfung und Phase zu verfolgen. Wider Erwarten zeigten sich dabei jedoch keine signifikanten und reproduzierbaren Messwertänderungen.

5.10.3. Beiträge zur Aufklärung der Wasserstruktur mit DK-Messungen im GHz-Bereich

(E. Lobisch)

Sowohl der 3 cm- als auch der 8 mm-Messplatz mit fester Frequenz wurden vor allem in Bezug auf die Stabilisierung der Umgebungstemperatur weiter verbessert. An diesen Messplätzen sind Messungen an verschiedenen Ionenlösungen zur weiteren Aufklärung der Wasserstruktur vorgesehen. Die dielektrischen Werte dieser Lösungen sollen in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen werden.

5.10.4. Streuversuche mit 8 mm Wellenlänge

(K. Plank, R. Zerull)

Die für die Untersuchungen vorgesehenen biologischen Objekte bestehen meist aus Zellen mit einem Durchmesser von einigen  $\mu$  mit Zellinhalt, Zellmembran und Zellumgebung. Es ist beabsichtigt, die molekularen Eigenschaften dieser Objekte und deren Änderungen bei Stoffwechselfvorgängen vorwiegend mit Infrarotlicht zu untersuchen, nicht jedoch die Zellform zu erfassen. Um zu klären, ob und inwieweit die Messungen durch die Zellform und deren Änderungen gestört werden, werden zur Zeit Streustrahlungsmessungen im Mikrowellenbereich in Zusammenarbeit mit der Ruhr-Universität Bochum, Bereich Extraterrestrische Physik (Prof. Giese) durchgeführt. Die extraterrestrische Physik interessiert sich im Zusammenhang mit der Untersuchung des Zodiaklichtes für die Streueigenschaften regelmässig und unregelmässig geformter Körper mit verschiedenen Brechungsindices.

Die Mikrowellenexperimente werden als Analogieversuche mit einer Wellenlänge von 8 mm zur Klärung der Streuprobleme im Bereich der optischen Wellenlängen durchgeführt.

---

<sup>1)</sup> B.B. O'Brien, IEEE Trans. Instr. Meas., Vol. I-M 16 no. 2, 124 (1967)

<sup>2)</sup> N. Kaiser, Laborbericht MPI für Physik und Astrophysik, Januar 1964

THEORIE (PROF. DR. SCHLÜTER)

1. Gleichgewicht

1.1 Lineare und toroidale MHD Gleichgewichte

(J. Nührenberg)

Es wurde eine Klasse linearer und toroidaler Gleichgewichte betrachtet, die durch folgende Angaben gekennzeichnet ist:  $\beta$  ist von der Größenordnung Eins; die Stromdichte wird mit der Nebenbedingung bestimmt, daß der Längsstrom durch jede magnetische Fläche verschwindet; als einzige Entwicklungsparameter für die näherungsweise Gleichgewichtsberechnung wird das Verhältnis  $\beta_{max}/R_0 = \epsilon$  benutzt, worin  $\beta_{max}$  der größte Radius des Entladungsgefäßes,  $R_0$  der in niedrigster Ordnung konstante Krümmungsradius der magnetischen Achse ist; ferner erfüllen ihre Periodizitätslänge  $L$  und ihre Torsion in niedrigster Ordnung  $\frac{A}{l_0}$  die Relationen:  $\frac{2\pi \beta_{max}}{L} \sim 1$ ,  $\frac{\beta_{max}}{l_0} \sim 1$  (d.h.  $T_0/R_0 \sim \epsilon$ ). Die Gleichgewichte sind unter diesen Bedingungen vom Typ des  $L = 1$  Stellarators, Konfigurationen vom Typ des  $L = 2, 3, \dots$  Stellarators wurden vorläufig nicht betrachtet. -

Für die Rechnung werden als unabhängige Koordinaten die Flächen konstanten Flusses (die magnetischen Flächen) als Koordinatenflächen, auf ihnen die Feldlinien und die Stromlinien als Koordinatenlinien benutzt, so daß sich die integrale Nebenbedingung verschwindenden Längsstroms durch jede magnetische Fläche natürlich einfügen läßt. Die das Gleichgewicht geometrisch beschreibenden Größen  $\beta$ ,  $\psi$ ,  $\xi$  des Mercier'schen Koordinatensystems <sup>1)</sup> werden als abhängige Variable behandelt. Das Verfahren ist geeignet auch zur Untersuchung anderer integraler Nebenbedingungen oder Wahl der Größenordnungen, sofern die nullte Näherung, in der die Druckbilanz des linearen  $\Theta$ -Pinches gilt, beibehalten wird, da dies dazu führt, daß zur Lösung des Gleichgewichtsproblems in jeder Ordnung des Entwicklungsparameters ein endliches System gewöhnlicher Differentialgleichungen zu lösen ist. - Stabilitätsuntersuchungen ergeben, daß diese Klasse von Gleichgewichten solche enthält, die nach dem notwendigen Kriterium von Mercier <sup>1)</sup> und Greene & Johnson <sup>2)</sup> stabil sind.

1.2 Stationäres Gleichgewicht im Stellarator

(H.P. Zehrfeld)

Für ein Plasma niedriger Dichte in dem von Pfirsch und Schlüter vorgeschlagenen einfachen toroidalen Magnetfeld läßt sich ein System hydromagnetischer Gleichungen und ein Verfahren zu seiner Lösung motivieren, das in Bezug auf den Einfluß schwach dissipativer Effekte approximativ, bezüglich der nichtlinearen Wirkung des Trägheitsterms in der Bewegungsgleichung aber exakt ist.

Die Lösung in nullter Ordnung beschreibt stationäre ideale Strömungen des Plasmas in Abhängigkeit von fünf zunächst frei vorgebbaren Flächengrößen. Wie in einigen Fällen schon behandelte statischer und quasistationärer Gleichgewichte (Kruskal und Kulsrud; Karlson), so liefert auch in diesem echt stationären Gleichgewicht der Übergang zur ersten Ordnung, der der Einführung schwacher Dissipation und schwacher Quellen entspricht, Integrabilitätsbedingungen für die allgemeine Lösung nullter Ordnung. Es läßt sich zeigen, daß sich diese Lösbarkeitsbedingungen anschaulich mit der Erfüllung gewisser integraler Bilanzgleichungen in Verbindung bringen lassen und die Lösung in nullter Ordnung festlegen. Im Prinzip sind damit auch die durch die endliche Leitfähigkeit des Plasmas verursachten und von der Wirkung des Trägheitsterms beeinflussten Teilchenverluste bestimmt.

1. Nucl. Fusion 4, 1964, - 213

2. Phys. Fluids 5, 1962, 510

### 1.3 Klassische Diffusion in allgemeiner toroidaler Geometrie

(H.P. Zehrfeld)

Eine systematische Behandlung des Problems zeigt, daß man zu strukturell durchsichtigen Resultaten nur bei kleiner Rotationstransformation oder bei axialer Symmetrie kommen kann. Für die Diffusion durch rationale Flächen läßt sich das allgemeine Ergebnis so formulieren: Integriert man den metrischen Tensor eines vom Magnetfeld erzeugten natürlichen Koordinatensystems über die geschlossenen Feldlinien, so ist der Flächenmittelwert der Determinante des so entstehenden Tensors proportional zum Fluss der diese Fläche passierenden Teilchen.

## 2. Stabilität

### 2.1 Stabilität von axialsymmetrischen MHD Gleichgewichten ohne Stagnationspunkt

(D. Lortz)

Es wurde gezeigt, daß es axialsymmetrische, meridionale Vakuummagnetfelder gibt, die spezielle Feldlinien besitzen mit der Eigenschaft  $dq/d\psi = 0$ ,  $d^2q/d\psi^2 < 0$ ,  $B \neq 0$ , wo  $B$  die Magnetfeldstärke,  $\psi$  der magnetische Fluß und  $q$  das Integral  $\oint dl/B$  über eine geschlossene Feldlinie ist.

### 2.2 Niederfrequente Austausch-Instabilitäten

(G.O. Spies)

Es wurde die Stabilität einer Klasse von adiabatischen selbstkonsistenten Gleichgewichten bei kleinem  $\beta$  untersucht, die durch die folgenden Einschränkungen definiert ist:

- 1) Das Magnetfeld ist axialsymmetrisch
- 2) Das elektrische Feld verschwindet im Gleichgewicht
- 3) Die Verteilungsfunktionen sind (als Funktionen der magnetischen Flächen, des magnetischen Momentes und der Energie der Teilchen) monoton fallend bzgl. der Energie
- 4) Die Abfalllängen der Verteilungsfunktionen quer zu den magnetischen Flächen sind klein gegen die entsprechende Abfalllänge des gemittelten Magnetfeldes.

Für Frequenzen, die einerseits klein genug sind, um die longitudinale Invariante nicht zu verletzen, aber andererseits groß genug, um Resonanzen mit den Driftfrequenzen zu vermeiden, wurde ein notwendiges und hinreichendes Stabilitätskriterium hergeleitet. Dieses ist ein Integral über eine kürzlich von Rutherford und Frieman <sup>1)</sup> gefundene hinreichende Stabilitätsbedingung. Das Stabilitätskriterium verlangt, daß die Driftgeschwindigkeiten aller Teilchen eine bzgl. des Gradienten einer gewissen Größe (die mit der mittleren Temperatur zusammenhängt) "günstige" Richtung besitzen. Wenn es verletzt ist, tritt eine sog. "Trapped Particle"-Instabilität auf. Für den Spezialfall von isotropen Maxwell-Verteilungen wird die hier entwickelte Theorie mit einer kürzlich von Rosenbluth <sup>2)</sup> veröffentlichten Theorie identisch.

---

1. Phys. Fluids 11, 252, 1968

2. Phys. Fluids 11, 869, 1968

### 2.3 Drift-dissipative Instabilität

(F.P. Blau, H. Tasso)

Die drift-dissipative Instabilität wurde untersucht anhand eines makroskopischen Modells, in dem Ohmscher Widerstand und Viskosität berücksichtigt sind (Coppi et al). Das Problem läßt sich auf eine D.Glg. 4ter Ordnung reduzieren, deren unabhängige Variable in Richtung des Dichtegradienten liegt und deren Koeffizienten schwach veränderlich sind. Diese Gleichung enthält u.a. ungerade Ableitungen, (vernachlässigt bei Coppi et al) die den kritischen Wert des Magnetfeldes für den die Instabilität auftritt, merklich ändern.

### 2.4 Krümmungsstabilisierung der Driftinstabilitäten

(R. Saison)

Die Dispersionbeziehungen für universelle Instabilitäten wurden in den Fällen simulierter (durch Gravitation) und echter (toroidaler) Krümmung numerisch verglichen. Mit gemittelter Driftgeschwindigkeit ist der Fall echter Krümmung weniger stabil als der Fall simulierter Krümmung. Bei Berücksichtigung der statistischen Dispersion der Driftgeschwindigkeit ergibt sich merklich größere Stabilität als in beiden Theorien mit gemittelter Driftgeschwindigkeit.

### 2.5 Absolute und konvektive Instabilität

(R. Croci)

Der absolute oder konvektive Charakter einer Instabilität wird normalerweise bestimmt, indem man das Verhalten der Lösungen  $k(\omega)$  der Dispersionsbeziehung  $D(\omega, k) = 0$  untersucht. Es wurde ein Kriterium abgeleitet, in dem nur die Funktion  $D(\omega, k)$  vorkommt und nicht deren Lösungen.

Ferner wurde die vollständige asymptotische Form (für  $t \rightarrow \infty$ ) des elektrischen Feldes  $E(x, t)$  (und dadurch auch der Charakter von eventuellen Instabilitäten) abgeleitet unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen ohne die Fouriertransformierte  $E(\omega, k)$  in der komplexen  $\omega$ - und  $k$ -Ebene definieren zu müssen.

### 2.6 Mikroinstabilitäten in endlichen Spiegelmaschinen

(C.O. Beasley<sup>+</sup>), H. Grawe)

Es wird ein einfaches Modell eines in einem magnetischen Spiegelfeld  $\underline{B}$  eingeschlossenen Plasmas betrachtet: Anisotropie und Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum werden simuliert durch eine modifizierte bimaxwellische Verteilung, die Magnetfeldstärke als räumlich konstant betrachtet, die Spiegelkraft aber durch ein fiktives, parabolisches Gravitationspotential dargestellt. Dann ist die Gleichgewichtsverteilung von der Form ( $\underline{B}$  liege in  $z$ -Richtung)

$$F_0 = \frac{1}{\pi^{1/2} \alpha_{\parallel}} \exp \left\{ - \left( \frac{2\pi z}{L} \right)^2 - \left( \frac{v_{\parallel}}{\alpha_{\parallel}} \right)^2 \right\} \times \frac{1}{\pi \alpha_{\perp}^2 j!} \left( \frac{v_{\perp}}{\alpha_{\perp}} \right)^{2j} \exp \left\{ - \left( \frac{v_{\perp}}{\alpha_{\perp}} \right)^2 \right\}$$

Es wird angenommen, daß das Plasma homogen ist senkrecht zu  $\underline{B}$ . Dann kann man für das Störungspotential erster Ordnung den Ansatz machen  $\psi(z) \exp(i k_{\perp} x - \omega t)$  und aus der Vlasov- und Poissongleichung eine exakte Integralgleichung für  $\psi(z)$  gewinnen. Wenn man die Rand-

<sup>+</sup>) Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee

bedingungen  $\psi(z = \pm L/2) = 0$  stellt, ergibt sich  $\psi$  als Eigenfunktion und die Zentraldichte  $\omega_p^2$  als Eigenwert in Abhängigkeit von der frei gewählten reellen Frequenz  $\omega$ . So kann man bei vorgegebenen Parametern  $k_{\perp}, \alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}$  und  $j$  aus der Kurve  $\omega_p^2(\omega)$  die marginal stabilen Moden dieses endlichen, inhomogenen Systems bestimmen. Es besteht keine prinzipielle Schwierigkeit, zu komplexem  $\omega$  überzugehen.

### 3. Nichtlineare Wellen

#### 3.1 Nichtlineare Wechselwirkung longitudinaler Wellen

(H. Gratzl)

Die nichtlineare Wechselwirkung longitudinaler Wellenfelder wurde mit Hilfe der Vlasov-Gleichung untersucht, wenn ein Wellenfeld viel stärker als ein zweites ist. So wirken z.B. sehr lange Elektronplasmawellen sehr oft nicht mehr stabilisierend bei instabilen longitudinalen Wellen, im Gegensatz zu hochfrequenteren Feldern. In einer weiteren Untersuchung wird gezeigt, wie ein genügend starkes Ionenschallwellenspektrum eine Zweistrominstabilität verhindert.

Die numerische Behandlung der quasilinearen Theorie mit spontaner Emission zeigt, daß bei starken thermischen Wellen kein quasistationärer Endzustand erreicht wird - was bekanntermaßen auch durch endliche Gyroradien oder im (3-dim.) Plasma ohne Magnetfeld verhindert wird.

#### 3.2 Kinetische Wechselwirkung von Plasmawellen

(E. Rebhan, H.K. Wimmel)

Die nichtlineare kinetische Wellengleichung beschreibt die resonante Wechselwirkung zwischen Plasmawellen in der random phase approximation. Es wurden allgemeine Eigenschaften dieser Gleichung untersucht, mit dem Ergebnis, daß sich aus sog. Summationsinvarianten (Stoßinvarianten) sowohl sämtliche regulären Gleichgewichte ( $0 < N_k < \infty$ ) als auch alle Erhaltungssätze, die linear in den  $N_k$  sind und "detailliert" gelten, herleiten lassen. Jedem regulären Gleichgewicht ist eine positiv definite Erhaltungsgröße (= Konstante der Bewegung) zugeordnet. Es gilt ein H-Theorem mit  $H = \int d^3k \ln N_k$ . Ferner läßt sich zeigen, daß reguläre Gleichgewichte immer nur als Endzustände zeitabhängiger Lösungen auftreten. Ist das Vorzeichen der Wellenenergie in irgendeinem Bezugssystem einheitlich, dann strebt das Wellensystem für beliebige Anfangsbedingungen gegen ein Gleichgewicht. Der Dreiwellenfall (Wellenkopplung nur in Triplets) wurde exakt gelöst.

#### 3.3 Exakte quasineutrale nichtlineare Plasmawellen

(H. Tasso)

Für die stationäre rein elektrostatische Vlasov-Gleichung erlaubt die Annahme der Quasineutralität Klassen von expliziten Lösungen für die Dichte in Abhängigkeit von einem beliebigen elektrostatischen Potential. (Die Wellenlänge soll allerdings viel größer sein als die Debye-Länge).

Außerdem wurde die Existenz von positiven stetigen Verteilungsfunktionen unter geringen Forderungen bewiesen. Die Beschreibung von elektrostatischen laminaren Stoßwellen ist damit für beliebige Machzahlen möglich.

### 3.4. Totale Energie einer Mode

(R. Saison, H. Tasso, H.K. Wimmel)

Für ein Plasma mit isotroper Geschwindigkeitsverteilung wurde aus dem Poyntingschen Satz (in zweiter Ordnung) und der linearisierten Vlasovgleichung die totale Energie einer marginalen Einzelmode hergeleitet. Das Ergebnis stimmt mit dem bekannten Ausdruck für die Energie eines Wellenpaketes überein. Als Beispiel wurde gezeigt, daß Wellen negativer Energie für  $\omega \approx 1 \Omega_{ce}$  ( $l=1,2,\dots$ ) in Plasmen auftreten.

## 4. Transportkoeffizienten, Heizung

### 4.1 Erhöhte klassische Diffusion im Torus

(H. Tasso, H.K. Wimmel)

Die Erhöhung der klassischen Diffusion in Torusanordnungen durch gefangene Teilchen (Galeev, Sagdeev 1967) wurde theoretisch untersucht. Vor allem wurde kontrolliert, ob die erhöhten Verluste mit dem Impulssatz bzw. einem daraus folgenden Integralsatz, der energetisch deutbar ist, verträglich sind. Die MHD-Gleichungen mit  $\sigma < \infty$ ,  $p=p(n)$  ergeben für den Teilchenfluß durch Druckflächen:

$$(1) \quad \Gamma = \oint \frac{dS}{|\text{grad } p|} \cdot \frac{n v_{\perp}^2}{\sigma} = \oint \frac{dS}{|\text{grad } p|} \left( \frac{n j_{\perp}^2}{\sigma} - n \vec{j}_{\perp} \cdot \vec{E}_{\perp} \right).$$

Dagegen folgt bei Druckanisotropie und allgemeinerer Form des Ohmschen Gesetzes:

$$(2) \quad \Gamma = \int \frac{dS}{|\text{grad } p|} \left[ n \vec{j}_{\perp} \cdot (\vec{C}_{\perp} - \vec{E}_{\perp}) + \vec{j}_{\perp} \cdot (\nabla \cdot \vec{Q}) + n \vec{v} \cdot (\nabla \cdot \Delta \vec{P}) \right].$$

Hierbei ist  $\vec{C}$  der Stoßterm im Ohmschen Gesetz,  $\vec{Q}/e$  und  $\Delta \vec{P}$  sind Drucktensoren. Es zeigt sich, daß sich die erhöhten Verluste nur durch eine entsprechende Druckanisotropie erklären lassen. Letztere kann jedoch sehr klein sein; eine Abschätzung der Größenordnungen ergibt, daß eine Druckanisotropie  $\alpha \lesssim 10^{-5}$  eine Erhöhung der Diffusion um  $(4\pi^2/c^2) \cdot (R/r)^{3/2} \approx 3 \cdot 10^3$  ergeben kann, wenn eine Plasmaanordnung mit  $(L/2\pi) \cdot (R/R_e) \sim 10^5$  vorliegt. Ein anderes Ergebnis betrifft den Umstand, daß die erhöhte Diffusion nach Galeev und Sagdeev nicht wie die klassische Diffusion für beliebiges E-Feld ambipolar ist. Auch dieser Effekt läßt sich mit dem Impulssatz nur vereinbaren, wenn eine Druckanisotropie vorliegt, die jedoch ebenfalls klein sein kann. - Zum Einfluß elektrischer Felder auf die erhöhte Diffusion wurden ebenfalls Überlegungen angestellt. In der Theorie von G. und S. ist  $E_{\parallel} = 0$ , d.h. die Pfirsch-Schlüter-Diffusion fehlt. Für  $E_{\parallel} \neq 0$  ist also eine Zusatzdiffusion zu erwarten. Außerdem können gefangene Teilchen befreit werden, andererseits werden auch vorher freie Teilchen gefangen. Für spezielle E-Felder ( $eE_{\parallel} = -u_{\Delta v} \partial B / \partial s$ ) mäßiger Stärke ergibt sich daraus, daß der Effekt von G. und S. nicht eliminiert werden kann. Das wird auch für allgemeinere E-Felder gelten, weil elektrische Kräfte im Gegensatz zu magnetischen nicht v-abhängig sind.

1) Galeev und Sagdeev 1967

#### 4.2 Lineare Leitfähigkeit von Magnetoplasmen

(G. Joyce, A. Salat)

Zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit von Magnetoplasmen, insbesondere in der Umgebung der Gyrofrequenz, wurde aus den ersten beiden BBGKY-Hierarchiegleichungen eine kinetische Gleichung für die Verteilungsfunktion unter dem Einfluß eines schwachen zeitlich periodischen, räumlich konstanten elektrischen und eines konstanten Magnetfeldes abgeleitet. Wenn Elektron-Elektron-Stöße vernachlässigt werden, gelang es, die kinetische Gleichung für beliebige Frequenzen exakt bis zur dominanten Ordnung im Plasmaparameter  $n \cdot (\text{Debyelänge})^3$  zu lösen. Diese Lösung soll als Näherung bei der Behandlung des Elektron-Elektron-Stoßgliedes dienen.

#### 4.3 Nichtlineare Leitfähigkeit

(P.K. Kaw<sup>+</sup>), A. Salat)

Da die Elektron-Ion-Stoßfrequenz  $f$  von der Geschwindigkeit der Stoßpartner abhängt, wird  $f$  zu einer merklichen Funktion der Feldstärke eines von außen an das Plasma gelegten Feldes, sobald die im Feld gewonnene Teilchengeschwindigkeit mit der thermischen vergleichbar wird. Zur Berechnung wurde ein einfaches Plasmamodell (Dawsonmodell) mit punktförmigen ruhenden Ionen und verschmierten Elektronen verwendet, in dem sich die elektrische Leitfähigkeit bei beliebiger Feldstärke eines Hochfrequenzfeldes der Frequenz  $f_1$ ,  $f_1 \gg f$  exakt angeben läßt. Für  $f_1$  nahe der Plasmafrequenz wurden numerisch Kurven erhalten, die eine nichtlineare Abnahme der Leitfähigkeit und die Ausbildung kleiner Maxima bei den Subharmonischen der Plasmafrequenz zeigen. Trotz der Abnahme kann durch veränderte Transporteigenschaften in einer endlich dicken Plasmaschicht insgesamt eine Absorptionserhöhung auftreten. Nichtlineare Reflexionskoeffizienten und die Erzeugung von Harmonischen wurde ebenfalls diskutiert.

#### 4.4 Ein stochastisches Modell der Elektronenzyklotronheizung

(H. Grawe)

Als Modell für die E.C.R.-Heizung wird ein eindimensionales, parabolisches Magnetfeld  $B$  benutzt, dem ein gegebenes elektrisches Feld  $E_{\perp}$  der Frequenz  $\omega$  senkrecht überlagert ist. Die Energieänderung eines relativistischen Testelektrons beim einmaligen Durchgang durch dieses Feld wird berechnet als Funktion der Anfangsphase  $\varphi$  zwischen Elektronengeschwindigkeit und  $E_{\perp}$ . Dann wird der Mittelwert über  $\varphi$  gebildet unter der Annahme einer Gleichverteilung über  $\varphi$ . Der so berechnete Energiegewinn geteilt durch die Durchgangszeit wird definiert als Heizrate. Sie hängt ab von der Anfangsenergie des Teilchens und der Lage seines Umkehrpunktes im Spiegel. Für relativistische Elektronen, die die Resonanzflächen (auf ihnen ist  $\omega$  gleich der lokalen Gyrofrequenz) nicht kreuzen, kann die Heizrate vergleichbar sein zu der Heizrate von "Resonanzelektronen". Die Energieaufnahme wird verglichen mit dem Energieverlust des Testelektrons durch kollektive Wechselwirkung mit dem Hintergrundplasma und durch Synchrotronstrahlung. Man findet ein Energiegleichgewicht bei 100 - 1000 keV, das abhängt vom Spiegelverhältnis, Mikrowellenfeldstärke und -frequenz sowie der Dichte des Hintergrundes. Diese Ergebnisse stimmen gut überein mit den experimentellen Befunden der Gruppe von R.A. Dandl am ORNL.

Ein Vortrag über diese Arbeit wurde auf dem Sherwood-Theory-Meeting 1968, Berkeley, gehalten, eine Veröffentlichung wird in Kürze in Plasma Physics erscheinen.

<sup>+</sup>) Princeton University, Princeton, N.J.

## 5. Plasmadynamik, Mehrkörperproblem

### 5.1 Numerische Rechnungen zum Thetapinch

(H. Fisser)

Die numerischen Rechnungen mit ISAR I-Parametern wurden mit Berücksichtigung der Trägheit des Elektronen- und Ionenwärmestromes wiederholt bis zu Zeiten kurz nach der ersten Kompression. Die Trägheit bewirkt eine starke Reduzierung der Wärmeströme beider Teilchensorten. Das bedeutet, daß die wärmestromerzeugenden Terme während der ersten Entladungsphase und ohne eingefangenes Magnetfeld nicht mit den Stoßtermen im Gleichgewicht stehen, wie es die quasistationäre Theorie voraussetzt, sondern mit den Trägheitstermen. Wie man erwarten muß, fällt der Ort des Anstiegs der Ionentemperatur mit dem des Dichteanstiegs zusammen, während die Elektronenwärmewelle wesentlich langsamer ins Vorland läuft als ohne Trägheit.

### 5.2 Temperaturprofil einer toroidalen Entladung

(W. Feneberg, H.H. Berghahn)

Es wurden numerische Rechnungen zur Ohm'schen Heizung einer Tokomak-ähnlichen toroidalen Entladung durchgeführt. Dabei wurde die Plasmadichte ( $n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) so hoch gewählt, daß sich während der Entladungszeit von einigen Millisekunden ein Temperaturprofil durch klassische Wärmeleitung aufbauen kann. Die Randtemperatur ist deshalb niedrig, weil durch die Rekombination von Ionen an der Gefäßwand Neutralatome entstehen, welche durch Umladungsstöße das Plasma in der Nähe der Wand abkühlen. Die Rechnungen stehen in Zusammenhang mit der Vorbereitung von Experimenten an einer Tokomak-ähnlichen Entladung mit einem Torusradius von  $R = 35 \text{ cm}$ , einem Plasmaradius von  $r = 3 \text{ cm}$ , und einem Magnetfeld von  $B = 50 \text{ kG}$ . Die numerischen Rechnungen an der Wärmeleitungsgleichung, in welcher eine zweidimensionale Abhängigkeit der Temperatur berücksichtigt wurde, ergeben, daß die Temperatur nach  $10^{-3} \text{ sek}$  auf  $T = 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  angestiegen ist. Der stationäre Endzustand, der nach Abschätzungen bei  $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  liegen sollte, ist dabei noch nicht erreicht. Die Rechnungen werden mit einem neuen Verfahren, welches numerische Instabilitäten ausschließt, fortgeführt.

### 5.3 Numerisches Modell zur Stellaratordiffusion

(K. von Hagenow)

Zur Deutung der Stellaratormessungen wurde ein zeitabhängiges, eindimensionales numerisches Modell entwickelt. Dabei wird die Torusgeometrie nur durch eine um den Pfirsch-Schlüter Faktor  $4\pi^2/c^2$  erhöhte klassische Diffusion berücksichtigt. Gegenüber früheren Rechnungen wurden auch die Teilchenflüsse auf die Sonden, deren Schäfte und der Teilchendetektor sowie der (temperaturabhängige) Rekombinationsfluß auf die Quelle mitgenommen. Die Übereinstimmung mit Messungen am W I b, besonders aber am W II ist i.A. zufriedenstellend, außer bei zu hohen Dichtegradienten, wo nach der Theorie von Pfirsch und Schlüter die Massengeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld die Schallgeschwindigkeit erreicht, dort ist aber die im Modell vorgenommene Vernachlässigung der Trägheit nicht mehr gerechtfertigt.



#### 5.4 Toroidaler Schneepflug

(K. v. Hagenow)

Zum Studium schneller toroidaler Kompression wurde die Stoßfront durch das Schneepflugmodell approximiert und konstanter Feldanstieg hinter der Front betrachtet. Die resultierenden Gleichungen für die Lage der Front enthalten nur noch das Aspektverhältnis als wesentlichen Parameter. Die numerische Lösung ergab, daß der Meridianschritt der Front, wie zu erwarten, innen schneller läuft als außen, daneben ist er am Ende nierenförmig verzerrt und schließlich durchdringt die Front sich selbst. Bei einem Aspektverhältnis von 0.1 geschieht dies erst, nachdem das Plasma auf 0,06 % seines ursprünglichen Volumens komprimiert ist, bei 0.5 schon nach Kompression auf ca. 1 %.

#### 5.5 Numerische Modelle zum gravitativen Mehrkörperproblem

(H.P. Piotrowski, A. Schlüter)

Da mit Hilfe der neuen Rechenmaschine (IBM 360/91) ein Plasma durch einfache Integration der Bewegungsgleichungen der Einzelteilchen simuliert werden kann, wurde mit der Entwicklung effektiver numerischer Verfahren begonnen. Diese Methoden können in gleicher Weise beim elektrostatischen Mehrkörperproblem benutzt werden.

Einige dieser Modelle mit 25 - 40 Körpern wurden numerisch so lange verfolgt, bis der größte Teil (ca. 70 % - 80 %) abgedampft war. Die Teilchen verließen den Haufen bevorzugt einzeln, seltener als enggebundene Paare.

Es zeigte sich weiterhin, daß die Entwicklung dominiert wird von den entstehenden Korrelationen, die z.B. bei der Ableitung der Fokker-Planck-Gleichung vernachlässigt werden. Dies hat u.a. zur Folge, daß die Dimensionen des Systems nicht - wie bisher angenommen - sich verringern, sondern daß im Gegenteil während der Lebenszeit das Volumen bis auf das Millionenfache ansteigen kann.

### 6. Konvektionsströmungen

#### 6.1 Über die Stabilität einer zweidimensionalen Konvektionsströmung

(D. Lortz)

Die Stabilität einer zweidimensionalen Konvektionsströmung wurde für den Grenzfall großer Prandtlzahl untersucht. Es ergab sich ein notwendiges Stabilitätskriterium, das für beliebige Rayleighzahlen gültig ist.

#### 6.2 Der Übergang von laminarer Konvektion zu thermischer Turbulenz in einer rotierenden Schicht

(G. Küppers, D. Lortz)

Die Konvektionsströmung in einer unendlich ausgedehnten horizontalen Flüssigkeitsschicht, die um ihre Normale rotiert, wurde untersucht für den Grenzfall großer Prandtlzahl. Die nichtlinearen stationären Gleichungen wurden näherungsweise durch eine Amplitudenentwicklung

gelöst. Bei der Stabilitätsbetrachtung zeigte sich, daß keine stabile stationäre Konvektionsströmung existiert, wenn die Taylorzahl den kritischen Wert 2285 übersteigt. Im Fall endlicher Prandtlzahl wurde gezeigt, daß für kleiner werdende Prandtlzahl der kritische Wert der Taylorzahl ebenfalls kleiner wird.

## 7. Numerische Berechnungen

### 7.1 Monte-Carlo-Methode

(H. Göllnitz<sup>+</sup>), R. Gorenflo)

Es wurde eine Methode entwickelt, auf einem Digital-Computer Funkenkammern zur Messung solarer und atmosphärischer Neutronen im Energie-Bereich von 50 - 150 MeV zu simulieren. Meßprinzip ist ein doppelter elastischer Stoßprozeß ankommender Neutronen mit Wasserstoffkernen. Wegen der kleinen Wahrscheinlichkeit des Auftretens zweier elastischer Stöße ist eine experimentelle Realisierung des Prozesses schwierig. Um das zu bauende Meßinstrument zu optimieren, wurden in umfangreichen Monte-Carlo-Studien verschiedene Typen von Funkenkammern simuliert. Als ein Resultat ergab sich eine Effizienz von  $1.2 \cdot 10^{-3}$  bei 100 MeV für einen Entwurf einer optimierten Kammer.

### 7.2 Rechnungen zur Injektion und Kompression eines Ringes relativistischer Elektronen

(H. Welter (mit P. Merkel, A. Schlüter, U. Schumacher))

Die Bahnen relativistischer Elektronen in den magnetischen und induzierten elektrischen Feldern verschiedener Spulenordnungen mit zeitlich veränderlichen Strömen wurden berechnet. Insbesondere wurde die Eignung von kurzzeitigen Feldimpulsen und die Dimensionierung von Inflektorfeldern zur Vorbeileitung der eingeschossenen Elektronen an der Einschubkanone unter Vermeidung der Anregung zu starker Betatronschwingungen untersucht. Ferner wurden die linearisierten Gleichungen für die Bahnstörungen bei Abweichungen der Elektronen in Ort, Richtung und Energie beim Einschub numerisch gelöst. Damit konnten der Einfluß der Emittanz der Elektronenquelle oder azimuthaler Asymmetrien des Kompressorfeldes auf das Aspektverhältnis des Elektronenringes verfolgt werden.

### 7.3 Numerische Untersuchung der Stabilität eines relativistischen Strahlgleichgewichtes

(H. Welter (mit W.H. Kegel, P. Merkel))

Bei den linearisierten Gleichungen für die Störung eines rotationssymmetrischen Strahlgleichgewichtes handelt es sich (nach Fourierentwicklung in z-Richtung) um ein System von 22 partiellen, hyperbolischen Differentialgleichungen in  $r$  und  $t$ . Die numerische Lösung erfolgte nach dem Charakteristikenverfahren. Das System besitzt drei charakteristische Geschwindigkeiten: Ionenschall-, Elektronenschall- und Lichtgeschwindigkeit. Die Lösung des gesamten Systems mit dem durch die Lichtgeschwindigkeit  $c$  bestimmten Zeitschritt würde bis zum Erkennen des Stabilitätsverhaltens untragbar lange Rechenzeiten erfordern. Deshalb wurden die Gleichungen für Elektronen und Ionen mit einem den Schallgeschwindigkeiten angepaßten Zeitschritt und nur die Maxwell'schen Gleichungen mit dem wesentlich kleineren Zeitschritt  $\Delta t = \Delta r/c$  numerisch gelöst.

<sup>+</sup>) MPI für Extraterrestrische Physik, Garching.

#### 7.4 Flächendichte und Energieverteilung auftreffender Ionen bei Beschuß von Elektroden

(H. Welter)

Im Zusammenhang mit den im Feldelektronenmikroskop vorgenommenen experimentellen Untersuchungen über die Wirkungen des Ionenbeschusses von Spitzenelektroden wurden durch numerische Rechnungen genauere Kenntnisse über die räumliche und energetische Verteilung der auftreffenden Ionen gewonnen. Für verschiedene rotationssymmetrische Elektrodenformen wurden die Bahnen der durch Elektronenstoß entstandenen Ionen verfolgt und Auftreffdichte und Energieverteilung in Abhängigkeit vom Auftreffort ermittelt. Es zeigte sich, daß diese Größen in dem interessierenden Elektrodenbereich kaum vom Auftreffort abhängen, dagegen sehr von der Elektrodenform. Die auftreffenden Ionen sind in Volumina entstanden, die mit wachsender Entfernung von der Elektrode sich zunächst verbreitern, dann aber einen fast konstant bleibenden Durchmesser besitzen, also von bleistiftähnlicher Form sind. Die Ionenbahnen sind unabhängig von der Masse der Ionen.

### 8. Numerische Mathematik, Rechenanlage

#### 8.1 Ein Dirichletproblem

(H.H. Berghahn)

Bei der numerischen Berechnung zweidimensionaler Quadrupolfelder (zusammen mit H. Wobig) wurde zur Lösung des Dirichletproblems für die Gleichung  $\Delta u = -u e^{-u^2}$ , wobei  $\Delta$  der zweidimensionale Laplace-Operator ist, die Methode der Quasilinearisierung benutzt. Um bei einer Differenzenapproximation die Anzahl der Gitterpunkte eines Rechteckgitters klein zu halten, wurden Approximationen 4. Ordnung an den Operator  $\Delta$  betrachtet (Mehrstellenverfahren). Dabei sind Bedingungen für die Gitterweiten  $\Delta x$  und  $\Delta y$  zu erfüllen, damit für den approximierenden Differenzenoperator ein Maximumprinzip gilt. Z.B. hat man beim 9-Punkte-Differenzenstern die Ungleichung:  $1/\sqrt{5} < \Delta x / \Delta y < \sqrt{5}$ .

#### 8.2 Parabolisches Anfangs-Randwertproblem

(H.H. Berghahn)

Für die Lösungen expliziter und impliziter Differenzenschemata für das Anfangs-Randwertproblem der quasilinearen parabolischen Gleichung

$$u_t = a(x, t, u) \cdot u_{xx} + 2b(x, t, u) \cdot u_x + c(x, t, u), \quad 0 \leq x \leq 1, \quad t \geq 0$$

wurden gitterunabhängige Schranken angegeben, unter der Voraussetzung, daß  $c(x, t, u)$  einer Lipschitz-Bedingung in  $u$  genügt: Ist  $\bar{t}$  ein fester Zeitpunkt,  $L = L(\bar{t})$  die Lipschitz-Konstante,  $R$  (bzw.  $r$ ) das Maximum (Minimum) der Randwerte im Intervall  $[0, \bar{t}]$ ,  $M$  (bzw.  $m$ ) das Maximum (Minimum) der Anfangswerte und  $\gamma = \max |c(x, t, u)|$

in  $0 \leq x \leq 1, 0 \leq t \leq \bar{t}, m \leq u \leq M$ , so gilt für die Differenzlösung  $u = u(\bar{t})$ :

$$\min(r, m) - \gamma/L (e^{L\bar{t}} - 1) \leq u \leq \max(r, m) + \gamma/L (e^{L\bar{t}} - 1).$$

### 8.3 Stabilität hyperbolischer Differenzenschemata

(K. Graf v. Finckenstein)

Es wurden zwei Differenzenschemata zur numerischen Behandlung hyperbolischer Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten hinsichtlich ihrer Stabilität untersucht. Für das Courant-Friedrichs-Levi-Schema, welches von 1. Ordnung ist, ergibt sich als hinreichendes Stabilitätskriterium:  $\mu_k \geq \|A_k\| \cdot \tau$ ,  $k = 1, \dots, n$  und für das sog. Lax-Wendroff-Schema, ein Schema 2. Ordnung, erhält man:

$$\mu_k \geq \|A_k\| \tau \sqrt{n}, \quad k = 1, \dots, n.$$

Dabei bezeichnen  $n$  die Anzahl der Ortsvariablen,  $\mu_k$  die Schrittweitenverhältnisse und  $\|A_k\|$  die Spektralnormen der Koeffizientenmatrizen  $A_k$ . Formt man die  $n$ -dimensionale Wellengleichung in ein hyperbolisches System um, so zeigt sich, daß aufgrund der speziellen Gestalt der  $A_k$  obige Stabilitätsbedingungen verschärft werden können: Im ersten Fall erhalten wir:  $\mu_k \geq \|A_k\| \sqrt{n}$ ,  $k = 1, \dots, n$

(diese Bedingung ist sogar notwendig für Stabilität), und im zweiten Falle:

$$\mu_k \geq \|A_k\| n, \quad k = 1, \dots, n.$$

Diese Verschärfungen sind für die Praxis z.B. im Falle  $n = 3$  schon recht nützlich.

Numerische Experimente, an Hand der Wellengleichung für  $n = 1, 2, 3$  durchgeführt, bestätigen die theoretischen Ergebnisse, lassen jedoch vermuten, daß sich bei dem Lax-Wendroff-Schema das Kriterium noch weiter verschärfen läßt zu  $\mu_k \geq \|A_k\| \sqrt{n}$ .

Es entsteht daraus die Frage nach brauchbaren Kriterien für die Beschränktheit der Potenzen einer Matrix im Sinne irgendeiner natürlichen Norm. In diesem Zusammenhang wurde folgendes Ergebnis aus der Matrizen Theorie gewonnen: Die Potenzen einer quadratischen Matrix  $A$  sind genau dann beschränkt, wenn  $A$  einer Matrix  $B$  ähnlich ist, deren Toeplitz'scher Wertebereich im Einheitskreis der komplexen Ebene liegt.

### 8.4 Differenzenschemata für parabolische Differentialgleichungen

(R. Gorenflo)

a) Für die partielle Differentialgleichung von Fokker und Planck im  $\mathbb{R}^n$  mit orts- und zeitabhängiger Drift und Diffusionsmatrix wurden, unter einigen zusätzlichen Bedingungen (im wesentlichen Glattheits- und Beschränktheitsvoraussetzungen für die Koeffizienten der Differentialgleichung und starke Diagonaldominanz der Diffusionsmatrix) explizite Differenzenschemata angegeben, die zwei wesentliche Eigenschaften des beschriebenen Diffusionsprozesses imitieren, nämlich Erhaltung der Nichtnegativität und Erhaltung der Substanz. Diese Schemata können auch interpretiert werden als Beschreibung diskreter instationärer inhomogener Irrfahrten. Sie sind in der Maximum-Norm stabil und konvergent, und man kann mit ihrer Hilfe bei gegebener Anfangsbedingung die Differentialgleichung numerisch approximativ lösen oder aber den zugrundeliegenden Diffusionsprozeß approximativ simulieren.

Die Resultate lassen sich verallgemeinern auf allgemeine lineare parabolische Differentialgleichungen (im allgemeinen geht dabei die Substanzerhaltungseigenschaft jedoch verloren). Die beschriebene Methode erlaubt auch, für lineare elliptische Operatoren im  $\mathbb{R}^n$  Approximationen nichtnegativen Typs anzugeben.

Verwendet wird ein kubisches Gitter im Ort mit Maschenweite  $h$ . Der zu einem Punkt  $P$  gehörende Ortsdifferenzenstern besteht aus den Gitterpunkten, die von  $P$  den Abstand  $0$  oder  $h$  oder  $\sqrt{2}h$  haben. In zwei Dimensionen hat man also den oft-benutzten 9-Punkte-Stern.

In einer Raumdimension wurden für parabolische Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten Schemata des beschriebenen Typs verwendet zur Behandlung des CAUCHYSchen Anfangswertproblems mit der  $\delta$ -Funktion als Anfangsbedingung (diese wurde im relevanten Gitterpunkt mit  $1/h$ , sonst durch 0 approximiert). Es ergab sich das überraschende Resultat, daß für  $t \geq t_0 > 0$  auch bei so extrem rauher Anfangsbedingung die Schemata in der Ordnung  $h^2$  konvergieren. Für die Wärmeleitungsgleichung  $u_t = u_{xx}$  läßt sich dieses experimentell erhaltene Resultat auch streng beweisen.

b) Für eine Klasse impliziter Differenzenverfahren für das parabolische Randwertproblem in einer Raumdimension mit i.a. nichtlinearer Differentialgleichung und i.a. nicht-linearen gemischten Randbedingungen wurden Bedingungen angegeben, unter denen ein Analogon des Lemmas von Nagumo und Westphal gilt (monotone Abhängigkeit der Lösung von Anfangswerten, Randwerten, Quelldichten, Zuflußraten bei diffusionstheoretischer Interpretation). Die resultierenden Monotonie-Eigenschaften (die vor allem beim voll-impliziten Verfahren erfüllt sind) erleichtern die Untersuchung der Bedingungen für numerische Stabilität und Konvergenz, die sich auf natürliche Weise als gleichmäßig erweist. Unter gewissen zusätzlichen Voraussetzungen konvergieren die Schemata von zweiter Ordnung in der Ortschrittweite, obwohl die Randbedingungen nur in erster Ordnung approximiert werden.

Die Resultate lassen sich verallgemeinern auf einen bestimmten Typ schwach gekoppelter Systeme parabolischer Differentialgleichungen.

#### 8.5 Allgemein verwendbare Programme

- a) Fortran IV Prozedur zum Zeichnen von Höhenlinien einer Funktion von zwei unabhängigen Veränderlichen, deren Werte auf einem Rechteckgitter gegeben sind. Die dazu notwendige Interpolation stützt sich auf die Theorie der Splinefunktionen. (H.H. Berghahn, H.P. Piotrowski, Fr. M. Walter)
- b) Zur numerischen Interpolation und Integration von Tabellenwerten wurden Unterprogramme entwickelt, die sich auf die Theorie der Splinefunktionen stützen. Für den Fall einer unabhängigen Veränderlichen stehen diese Programme in Fortran IV zur Verfügung. (H.P. Piotrowski, J. Steuerwald)
- c) Programmbibliothek SSP  
Zum Aufbau einer leistungsfähigen Programmbibliothek wurde die von IBM zur Verfügung gestellte Sammlung mathematisch-wissenschaftlicher Unterprogramme SSP (Scientific Subroutine Package) herangezogen. Die Programme sind in FORTRAN IV geschrieben und für das System IBM/360 mit allen zur Verfügung stehenden FORTRAN-Compilern verwendbar. Im allgemeinen handelt es sich um moderne Verfahren, die z.T. aus dem Kundenkreis der IBM stammen, von dort gepflegt und ausgebaut werden.

Es wurden wesentliche Teile des Systems getestet und die Anwendungsmöglichkeiten und Verfahrensgrenzen ermittelt. Sie liegen für numerische Integration, numerische Differentiation, Inversion von Matrizen, Eigenwerte von Matrizen, Lösung von Gleichungssystemen, spezielle Funktionen, Zufallsgeneratoren und statistische Verfahren fest. Die ermittelten Fehler wurden bereinigt. (J. Steuerwald)

### 8.6 Ausbildung der Programmierer

(O. Eder a), M.G. Croci b))

- a) Drei unserer Programmierer bestanden im Frühjahr die Prüfung zum mathematisch-technischen Assistenten vor der Industrie- und Handelskammer. Für die im Herbst neu eingestellten Programmierer wurde ein Einführungskurs in Mathematik und Programmierung gehalten, an dem auch Interessenten aus anderen Instituten teilnahmen.
- b) Ein Einführungskurs in die Sprache PL/1 wurde für Institutsmitglieder und Interessenten aus anderen Instituten gehalten.

### 8.7 Rechenanlage

#### a) Rechenzeitverbrauch

Rechenzeitverbrauch im Jahre 1968 an der 7090 - Anlage

	Std.Min.	Std.Min.
Institut für Plasmaphysik	2 253.54	
Relativistische Plasmen		0.02
Experimentelle Plasmaphysik 1		203.10
Experimentelle Plasmaphysik 2		104.49
Experimentelle Plasmaphysik 3		207.40
Theorie		1 265.24
Technik		40.38
Verwaltung		161.05
Systemarbeit		20.25
Ausfall		250.41
Andere Institute	5 007.04	
Inst. f. Wirtschaftsforschung		94.10
Inst. f. Regelungstechnik		40.36
Inst. f. Wirtschaftslehre Gießen		7.24
Inst. f. Eiweiß- und Lederforschung		1 002.32
MPI f. Astrophysik		2 465.54
MPI f. Biochemie		0.03
MPI f. Extraterrestr. Forschung		143.30
MPI f. Physik		713.49
MPI f. Radio-Astronomie		49.18
MPI f. Psychiatrie		3.18
MPI f. Verhaltensforschung		0.25
Techn. Hochschule München		212.12
Universität München		265.13
Bayer. Akademie der Wissenschaften		8.40
insgesamt	7 260.58	

Rechenzeitverbrauch im Jahre 1968 an der 360/50-Anlage

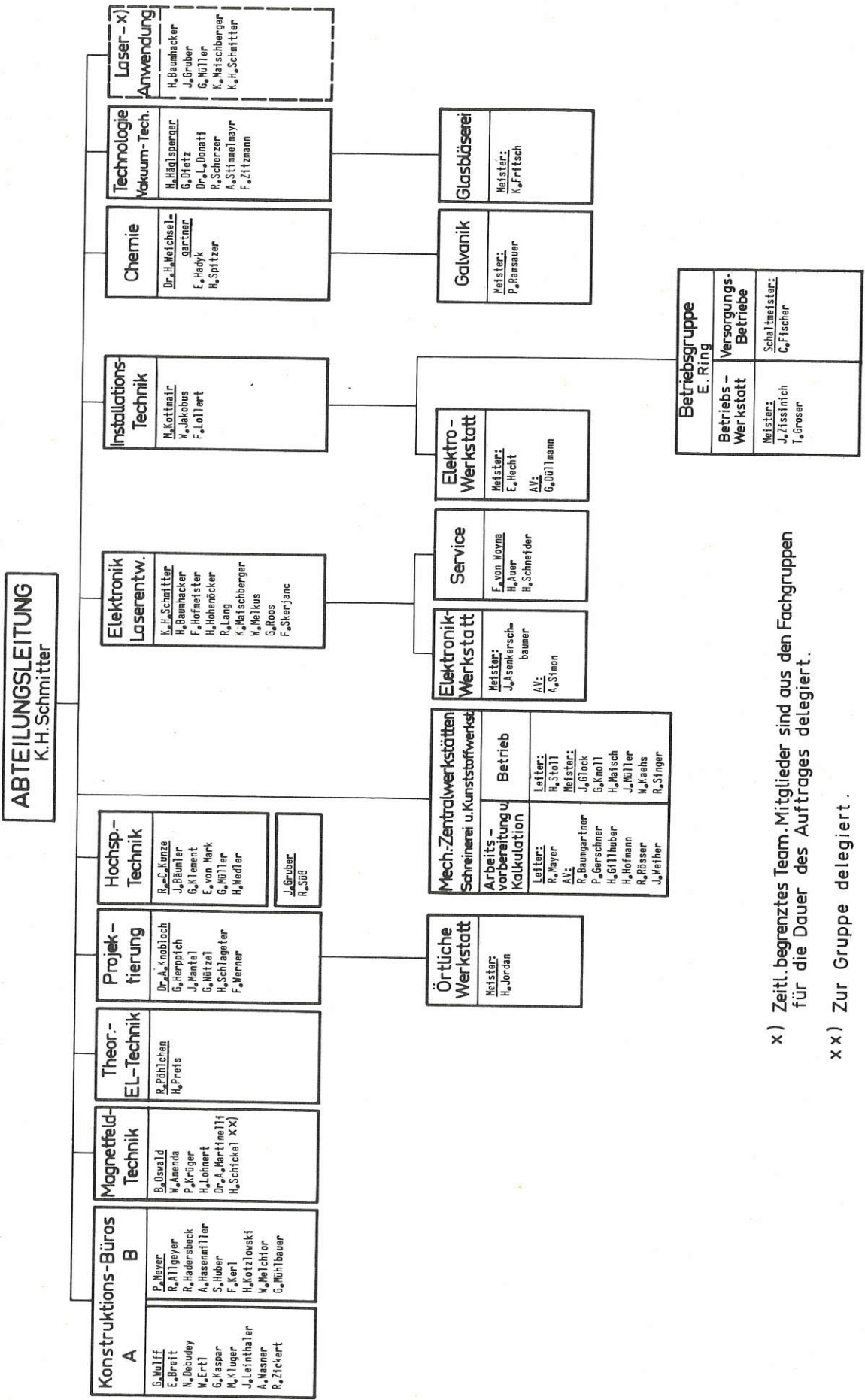
	Std.Min.	Std.Min.
Institut für Plasmaphysik	2 051.19	
Relativistische Plasmen		
Experimentelle Plasmaphysik 1		23.03
Experimentelle Plasmaphysik 2		40.02
Experimentelle Plasmaphysik 3		45.28
Theorie		431.58
Technik		35.13
Verwaltung		30.49
Systemarbeit		856.14
Ausfall		588.32
Andere Institute	806.46	
Inst. f. Regelungstechnik		26.29
Inst. f. Eiweiß- und Lederforschung		82.06
MPI f. Astrophysik		24.01
MPI f. Extraterrestrische Forschung		186.38
MPI f. Physik		235.34
MPI f. Psychiatrie		0.07
MPI f. Verhaltensforschung		0.01
Techn. Hochschule München		53.40
Universität München		197.38
Bayer. Akademie der Wissenschaften		0.32
Insgesamt	2 858.05	

Rechenzeitverbrauch im Jahre 1968, Direct - Couple

	Std.Min.	Std.Min.
Institut für Plasmaphysik	451.13	
Relativistische Plasmen		0.08
Experimentelle Plasmaphysik 1		54.46
Experimentelle Plasmaphysik 2		63.51
Experimentelle Plasmaphysik 3		122.29
Theorie		169.41
Technik		21.00
Verwaltung		1.36
Systemarbeit		17.42
Ausfall		--
Andere Institute	869.02	
Inst. f. Wirtschaftsforschung		13.31
Inst. f. Regelungstechnik		12.43
Inst. f. Eiweiß- und Lederforschung		154.28
MPI f. Astrophysik		80.18
MPI f. Extraterrestrische Forschung		78.44
MPI f. Physik		26.22
MPI f. Psychiatrie		7.26
Techn. Hochschule München		238.39
Universität München		236.05
Bayer. Akademie der Wissenschaften		20.46
insgesamt	1 320.15	



# INTERNE ORGANISATION DER ABTEILUNG TECHNIK



x) Zeitl. begrenztes Team. Mitglieder sind aus den Fachgruppen für die Dauer des Auftrages delegiert.

xx) Zur Gruppe delegiert.

1. Technische Beiträge zu den experimentellen Arbeiten im Institut

1.1. 500 kJ-Stoßstromanlage Isar II

(J. Bäumler, G. Herppich, G. Kaspar, G. Klement, A. Knobloch, M. Kottmair, E. v. Mark, H. Schlageter)

Nach Montageabschluß wurde mit der Inbetriebnahme im Juni begonnen. Dabei ergab sich die Notwendigkeit einiger Ergänzungen, so daß erst ab November der Experimentierbetrieb teilweise mit Ladespannungen bis 30 kV aufgenommen werden konnte. Die Nennladespannung von 40 kV wird erst nach Einbau zusätzlicher Glimmschutzplatten in den Etagen erreicht werden.

Die Anlage ist - soweit uns bekannt - die schnellste existierende Stoßbatterie ihrer Größe mit ca. 51 kG/ $\mu$ s in einer linearen Spule von 1 m Länge und 10 cm Durchmesser (bei Nennladespannung).

Die nachstehende Tabelle gibt eine Datenzusammenstellung für Haupt- und Zusatzbatterien, von denen sich die  $\theta$ -Pinch-Vorionisationsanlage noch im Aufbau befindet:

<u>Tabelle 1</u>	Haupt- batterie	Vormagn. Batterie	Vorionis. Batterie
Energie (kJ)	2 x 250	2 x 10,25	2 x 0,8
Ladespg. (kV)	2 x 40	2 x 12	2 x 40
Kapazität ( $\mu$ F)	2 x 312	2 x 145	2 x 1,0
Frequenz (kHz)	90	13,5	1130
$\hat{I}$ (kA)	6550	137	284
$\hat{B}$ (kG)	82,4	1,72	3,56
$\dot{B}$ (kG/ $\mu$ s)	51,3	-	25,3
Batt.-Ind. (nH)	2 x 4,25	2 x 954	2 x 14,3
Spulenind. (nH)	11,1	11,1	11,1
Verbr.spg.(kV)	2 x 22,7	-	2 x 11,2
pass. Crowbar	ohne/mit	ohne/mit	ohne

Eine ausführliche Darstellung der Stoßstromanlagen zu Isar II (linear) gibt der IPP-Bericht 4/58, Juni 1968.

Nach Abschluß der linearen Experimente kann das System später auch für Speisung toroidaler Anordnungen eingesetzt werden. Dazu ist im wesentlichen nur eine Umordnung der vorhandenen Impulskabel und Vorkollektoren erforderlich. Dieser Umbau wurde konstruktiv vorbereitet. Setzt man die Abmessungen der toroidalen Verbraucherspule z.B. mit  $d = 10$  cm,  $D = 80$  cm voraus, so erhält man folgende Datenkombination:

<u>Tabelle 2</u>	Haupt- batterie	Vormagn. Batterie	Vorionis. Batterie
Energie (kJ)	500	20,5	1,6
Ladespg. (kV)	40	12	40
Kapazität ( $\mu$ F)	625	290	2,0
Frequenz (kHz)	83	13,5	1080
$\hat{I}$ (kA)	12000	274	540
$\hat{B}$ (kG)	60	1,37	2,7
$\dot{B}$ (kG/ $\mu$ s)	33,8	-	18,3
Batt.-Ind. (nH)	1,97	477	7,1
Spulenind. (nH)	3,93	3,93	3,93
Verbr.spg.	26,7	-	14,3

In der gegenwärtigen Aufstellung (doppelt gespeiste lineare Spule) entwickelt die Hauptbatterie eine maximale Augenblicksleistung von 283 GW. Bei Gesamtkosten in Höhe von 3,2 Mio DM für die 500 kJ-Batterie ergibt sich ein Leistungspreis von 11,3 DM/MW, ein Wert, den man auch für die Anlagen Isar I (2,7 MJ) und Turbulenzbatterie (10 kJ) annähernd bestätigt findet.

Fig. 42 zeigt einige gemessene Kurvenformen.

### ISAR II

#### Strom- und Spannungsverlauf am Verbraucher

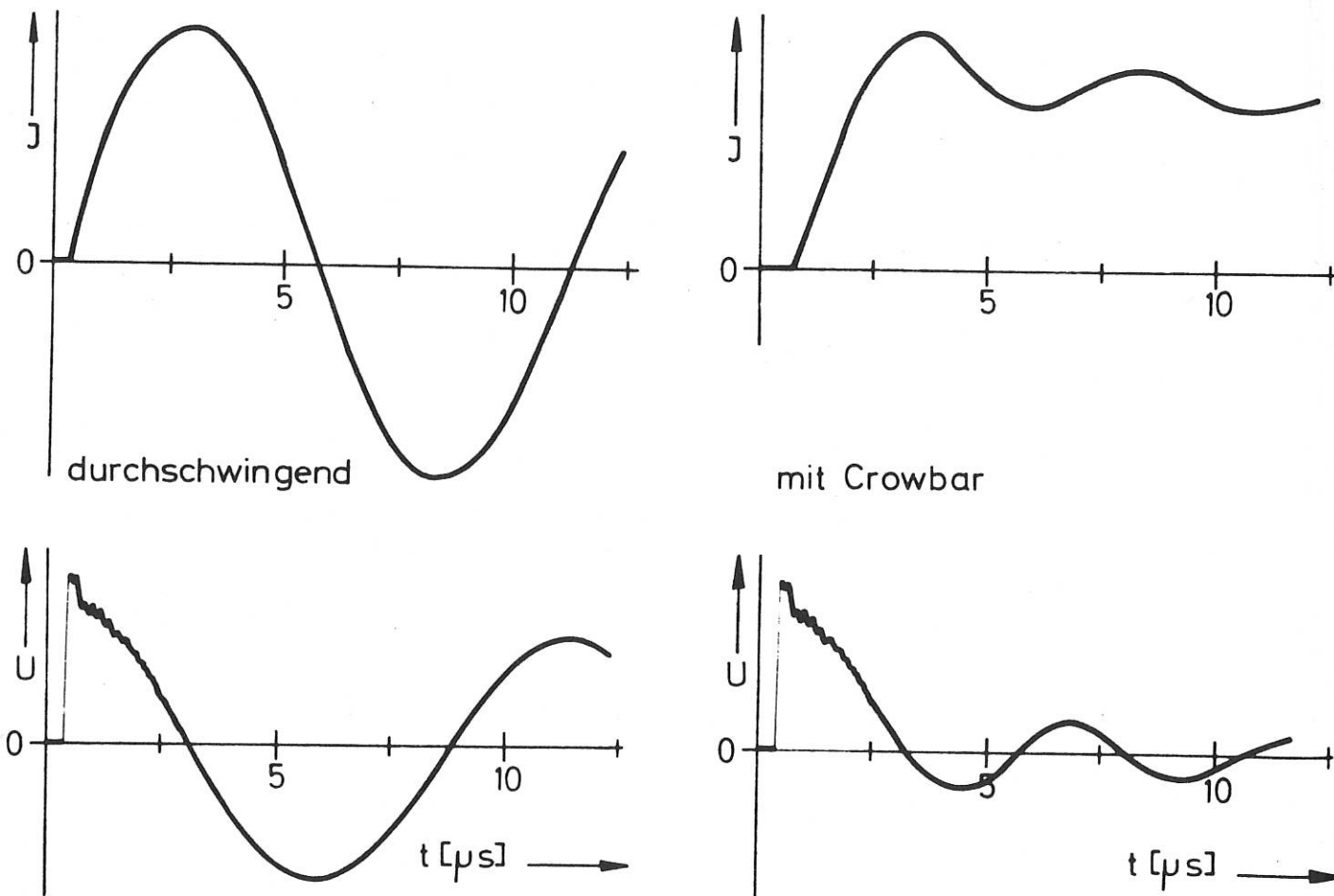


Fig. 42

## 1.2. 1.5/2.6 MJ-Stoßstromanlage Isar I

(E. Breit, H. Häglsperger, A. Knobloch)

Im Februar erfolgte die Montage der neuen Platten zur Kollektorverlängerung sowie der neuen Spulensegmente (1,5 m lange Spule), die auf Grund der 1967 gemachten Erfahrungen mit der Wirkung örtlich auftretender mechanischer Impuls-Spannungsspitzen nunmehr massiv aus Vergütungsstahl mit Cu-Auftragsschweißungen zur Kontaktierung sowie aus CuCr gefertigt worden waren. Mit dieser neuen Kollektor- und Spulenausführung sind insgesamt rund 1300 Entladungen durchgeführt worden, davon über 10 % mit maximaler Batterieenergie. Nach Beendigung des experimentellen Programms mit 1,5 m-Spulen wurde im September mit dem Umbau des Kollektors für die volle Anschlußbreite von 5,4 m begonnen. Dabei wurden an den alten Kollektorleitbelägen örtlich begrenzt wieder die schon bekannten Randdeformationen festgestellt. Das Phänomen wird näher untersucht. Die horizontal geteilte 5,4 m-Spule wurde aus einer optimalen Aluminiumlegierung gefertigt. Seit Anfang November ist Isar I wieder in Betrieb.

Eine Darstellung der Umbaumaßnahmen findet sich im IPP-Bericht 4/65, Juni 1968.

## 1.3. Turbulenzexperiment

(G. Herppich, J. Bäumler)

Nach der Montage der Beschaltungskondensatoren ist die Anlage nunmehr seit Februar mit voller Ladespannung (40 kV) in Betrieb. Eine ausführliche Darstellung der Stoßstromanlagen zum Turbulenzexperiment gibt der IPP-Bericht 4/50, Juni 1968.

## 1.4. 500 kV-Projekt

(J. Bäumler, J.E. Gruber, G. Herppich, A. Knobloch, R.C. Kunze, G. Nützel)

Als Nachfolger des bisherigen Turbulenzexperiments befindet sich eine 500 kV-Anlage im Planungs- und Vorversuchsstadium (Fig.43). Die Gefäßdimensionen sind etwa 40 cm Durchmesser und 100 cm Länge; der Energiespeicher besteht aus vier am Verbraucher in Serie geschalteten, durch Marxgeneratoren stoßgeladenen Blumlein-Leitungen für je 250 kV Leerlaufspannung, welche mit Hilfe mehrfach getriggelter Druckfunkenstrecken geschaltet werden.

Als Grundlage für die Dimensionierung des Dielektrikums wurden Spannungs-Dauerversuche an Hostaphanschichten mit Wasser als Imprägniermittel durchgeführt. Dabei war die Lebensdauer bei 185 kV/mm größer als  $10^4$  Pulse.

Die Systementwicklung wird in einem Ausschnitt-Vorversuch für 2 x 250 kV Leerlaufspannung durchgeführt.

Tabelle 3 gibt die Daten des Projektes und des Vorversuches an:

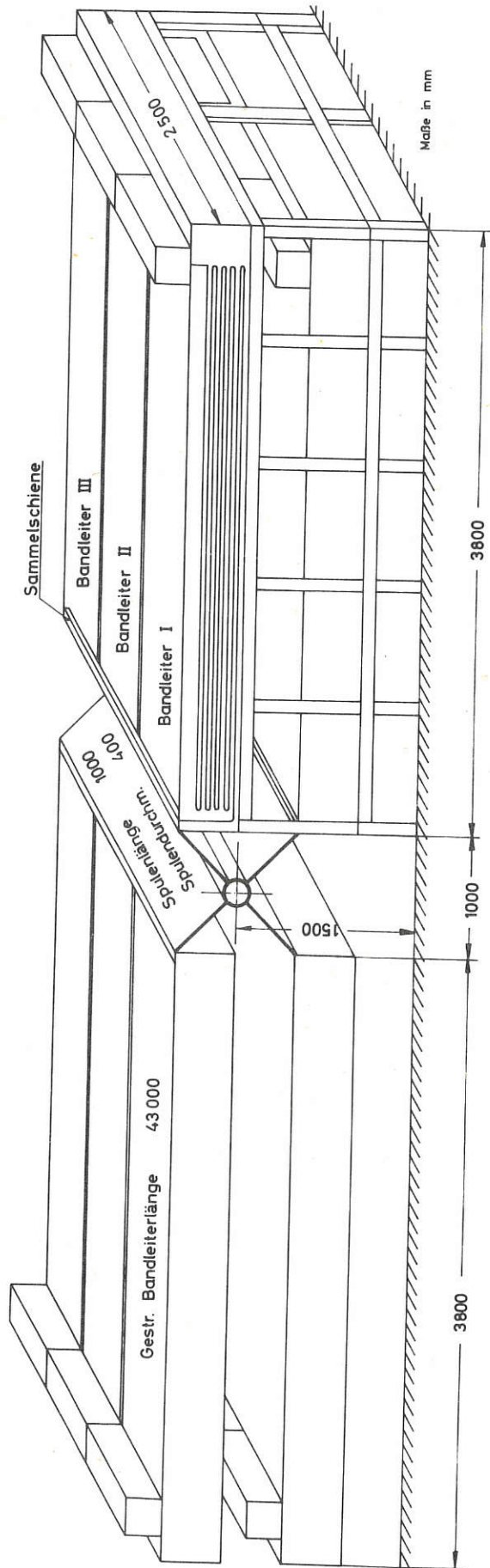


Fig. 43

Tabelle 3

	Blumlein- leitg.(proj.)	Stoßlade. batt.(proj.)	Blumlein- leitg. (Vorvers.)	Stoßladebatt. (Vorvers.)
Energie (kJ)	54	57,5	2,05	3,35
Ladespg. (kV)	4 x 125	3 x 41,7	2 x 125	2 x 39
Ladepkapaz. ( $\mu\text{F}$ )	4 x 1,72	66	2 x 0,132	4,4
Entladekap. ( $\mu\text{F}$ )	-	4 x 1,83	-	2 x 0,55
Frequenz (kHz)	-	180	-	180
Wellenwiderst. ( $\Omega$ )	4 x 0,58	-	2 x 1,74	-
Schalterind. (nH)	4 x 7	-	2 x 20	-
Verbraucherind. (nH)	27 - 135	-	33,7	-
Stromanstiegszeit (ns) $\sim$	85	-	45	-
Spannungs- anstiegszeit (ns) $\sim$	65	-	25	-
Verbr.spannung (kV)	4 x 70	-	2 x 70	-

Fig.44 zeigt mit ECAP gerechnete Verbraucherkurvenformen für die 500 kV-Anlage.

### 500 kV - Projekt Strom- und Spannungsverlauf am Verbraucher (ECAP - Berechnungen)

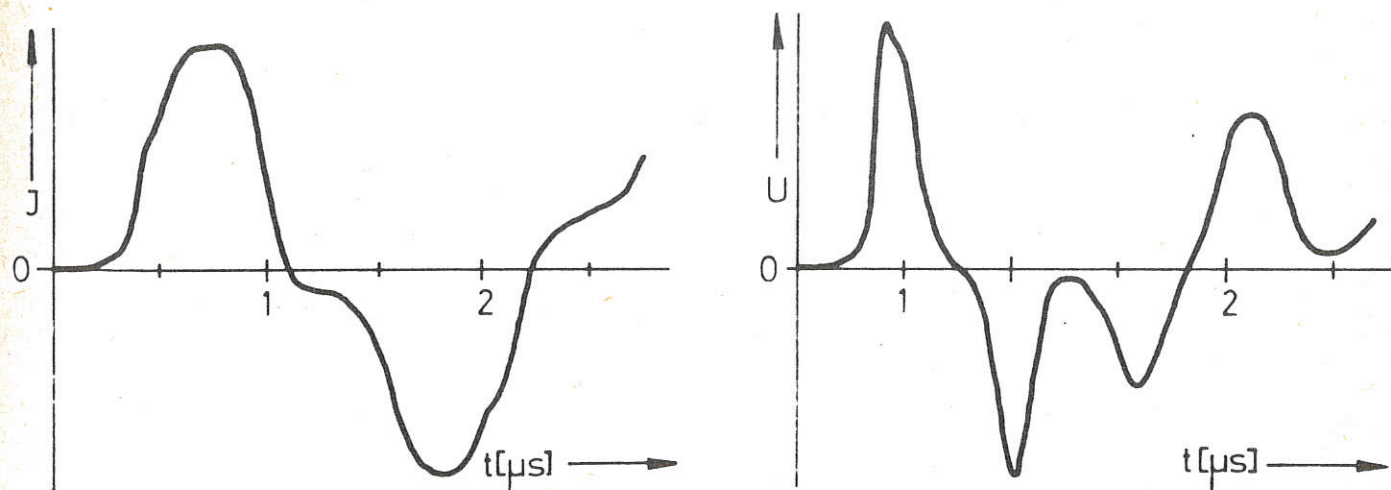


Fig. 44

### 1.5. Magnetfeldspule für Wasserstoff-Bogen-Experiment

(A. Kellerbauer, J. Leinthal, H. Lohnert, B. Oswald, R. Zickert)

Eine Hochfeldspule für 125 kG wurde entwickelt. Die Spule wurde nach ihrer Fertigstellung mehrfach erprobt. Ihre Daten sind im folgenden zusammengestellt (siehe hierzu auch Fig.45):

Länge	120 cm	Durchmesser innen	10 cm
Windungszahl	225	Durchmesser außen	35 cm
Betriebsdaten:	Strom:	50 · 10 <sup>3</sup> A	
	Leistung:	ca. 20 · 10 <sup>6</sup> W	
	Feldstärke:	125 kOe (homogen über 80 cm Länge)	
	maximale Druckkraft in axialer Richtung:	≈ 130 to	
	Impulsdauer:	ca. 0,5 s	
	Pulsintervall:	> 3 min	

Die Spule wird aus Hochstromgleichrichtern gespeist. Während des Impulses erwärmt sie sich am Innenrand um ca. 120°. Da die Wicklung aus scheibenartigen Windungen ähnlich den Spulen des Bitter-Typs aufgebaut ist, verteilt sich der Strom in radialer Richtung etwa gemäß einer  $\frac{1}{r}$  - Funktion. Diese Stromverteilung ist im Hinblick auf den Energieverbrauch als optimal anzusehen. An 5 über die homogene Feldzone verteilten Stellen ist der Innenraum in radialer Richtung optisch zugänglich.

Die Spule ist so konzipiert, daß sie zur Erzeugung eines höheren Magnetfeldes etwa bis 160 kOe auch auf sehr tiefe Temperaturen abgekühlt werden kann.

Für die Anordnung wurde weiterhin eine Zahl von Cusp-Spulen vorgesehen, die an den Enden der Spule für einen steilen Feldabfall sorgen (IPP-Bericht in Vorbereitung).

### 1.6. Wassergekühlte Magnete für verschiedene Anwendungen

(P. Krüger, H. Lohnert, B. Oswald)

Für ein Experiment der Abteilung "Relativistische Plasmen" wurden 2 große wassergekühlte Magnetfeldspulen mit 60 cm Innendurchmesser und jeweils 8 cm Breite gebaut und erprobt. Daneben wurden mehrere Eisenjoch-Magnete berechnet und zum Teil fertiggestellt. Im Zusammenhang mit der Planung größerer Magnetfeldanordnungen unter anderem für MHD-Generatoren wurden Berechnungen durchgeführt und ausführliche Optimierungsüberlegungen angestellt. Hierzu zählen auch Projekte anderer Institute, zu deren Ausarbeitung von unserer Seite beigetragen wurde.

### 1.7. Der 15-GHz-Mikrowellensender für die Elektronen gyroresonanzheizung

(F. Hofmeister, W. Melkus, W. Reinhardt, G. Roos)

konnte im Juni mit den projektierten Daten (max. 2000 W in 2 x 10 msec) in Betrieb genommen werden. Sowohl stufenlose Leistungsregelung als auch das Pulsprogramm funktionierten wie geplant.

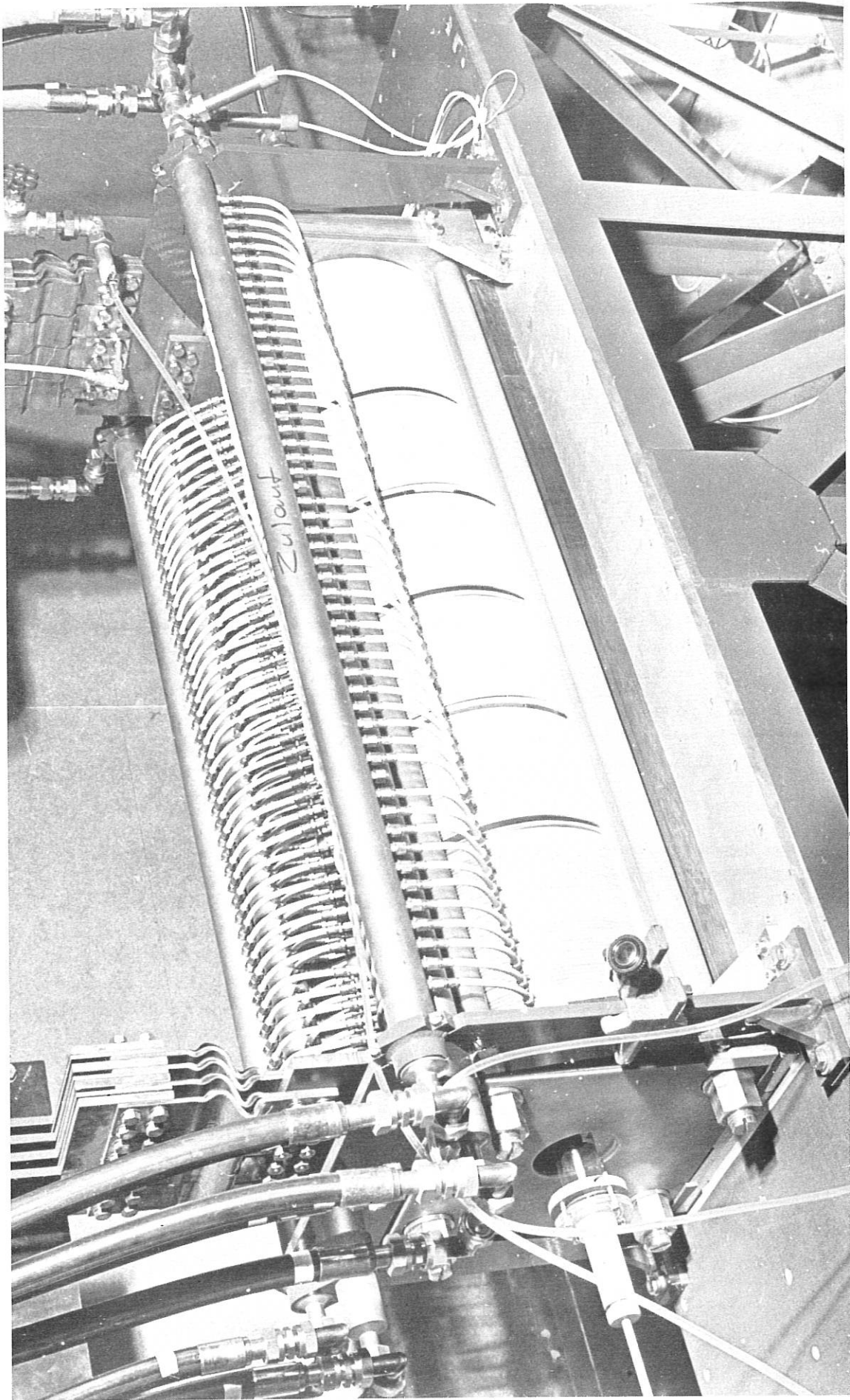


Fig. 45

125 kg-Spule für H-Bogen-Experiment



### 1.8. Festkörper-Impulslaser

(H. Baumhacker, K. Maischberger)

Für Zwecke der Plasmadiagnostik und der Plasmaerzeugung wurden 4 Rubinlasersysteme mit einer Ausgangsleistung von je 500 MW und zwei Systeme mit je 150 MW gebaut.

Im Versuchsaufbau eines zweistufigen Nd-Glaslasers nach dem "Pulse Transmission-Mode"-Verfahren (Fig. 46) konnte folgendes Ergebnis erzielt werden:

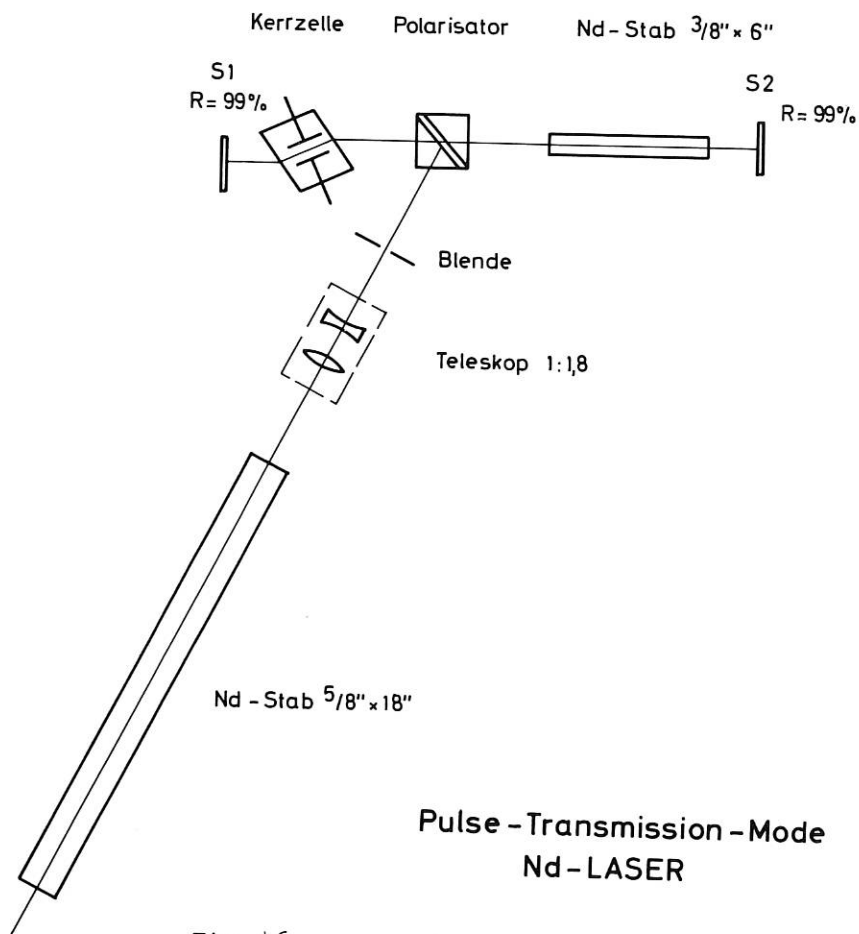


Fig. 46

Die Oszillatorenergie beträgt 0,12 Joule bei einer Pulshalbwertsbreite von 7,5 nsec und einem Strahldurchmesser von 8 mm. Die Verstärkerstufe (Nd-Stab 16 mm Ø und 45 cm Länge) besitzt bei einer Pumpenergie von 20 kJoule (mit 2 Blitzlampen in einer Doppelellipse) eine Verstärkung von 25, so daß eine Ausgangsenergie von 3 Joule bei 7,5 nsec Pulsbreite (entsprechend 400 MW) erreicht werden konnte. Es ist vorgesehen, die Oszillatorenergie durch eine günstigere Pumpanordnung auf 0,2 Joule zu erhöhen, so daß eine Ausgangsleistung nach dem Verstärker von 600 - 700 MW erwartet werden kann.

## 2. Technologische Forschungsarbeiten

### 2.1. Hochspannungstechnische Arbeiten

#### 2.1.1. Untersuchungen an Isolierfolien

(R.C. Kunze, E. v. Mark)

Es wurden Untersuchungen über die elektrische Impulsfestigkeit von Isolierfolien begonnen. Dabei sollen folgende Parameter erfaßt werden:

1. Material der Folie
2. Einbettmedium
3. Pulsanstieg
4. Repetitionsfolge
5. Polarität
6. Foliendicke
7. Folienschichtung

Erste Versuchsergebnisse zeigen, daß besonders das Einbettmedium neben dem Folienmaterial einen großen Einfluß auf die Durchbruchfeldstärke hat. So wird z.B. die Pulsdurchbruchspannung bei Hostaphan (Mylar) auf 30 % der Gleichspannungsfestigkeit abgesenkt, wenn Mineralöl als Einbettmittel eingesetzt wird, während Wasser und Glycerin keine Absenkung zur Folge haben. Dagegen nimmt die Pulsanstiegszeit im weiten Bereich (200 ns - 0,2 s) keinen meßbaren Einfluß auf die Spannungsfestigkeit der Isolierfolien. Materialdicke und Schichtung gehen in der von der Gleichspannung her bekannten Weise auch bei Pulsbelastung in die Spannungsfestigkeit der Folien ein. Die Messungen werden fortgesetzt.

#### 2.1.2. Die Erosion an Elektroden in Hochstromentladungen unter hohem Druck

(J. E. Gruber, R. Süß)

Eine experimentelle Untersuchung des Elektrodenabbrandes in Funkenentladungen wurde durchgeführt. Aus der großen Zahl der möglichen Werkstoffe wurden jene ausgewählt, die für die Verwendung in Hochstromfunkenstrecken hauptsächlich in Frage kommen, d.h. vor allem Metalle und Legierungen, die leicht herstellbar und kommerziell erhältlich sind und deren Preis und Bearbeitbarkeit einen Einsatz auch in größeren Stückzahlen ermöglichen. In Zweielektroden-Testfunkenstrecken wurden Elektroden der Werkstoffe Kupfer, Messing (Ms 58), Stahl (Chrom-Nickel-Stahl 4301), Aluminiumlegierung (AlMgCuPb), Molybdän, Wolfram, Heavy Metal (W-Cu-Ni), Tuconit (W-Cu-Ni) und Elmet-Rotung (W-Cu) untersucht. Der Strom durch die Funkenstrecken wurde aus einer 40 kV-Kondensatorbatterie geliefert, die Kurvenform war eine gedämpfte Sinusschwingung und die Stromstärke konnte zwischen 40 kA und 170 kA eingestellt werden (durch Veränderung der Batteriekapazität bzw. Veränderung einer Zusatzinduktivität), wodurch sich Q-Werte zwischen 2 - 50 Coulomb erzielen ließen.

Die Veränderung der Elektrodenoberfläche wurde durch Messung des Elektrodenabbrandes (Messung des Gewichtsverlustes g) und durch Messung der statischen Durchbruchspannung bei aufeinander folgenden Entladungen bestimmt. Die Meßergebnisse für die Erosion unter Normaldruck (Elektrodenabstand 13 mm) und unter Druckluft (Elektrodenabstand 1,5 mm, Druck p = 6,5 ata) sind in Fig. 47 für die untersuchten Werkstoffe dargestellt.

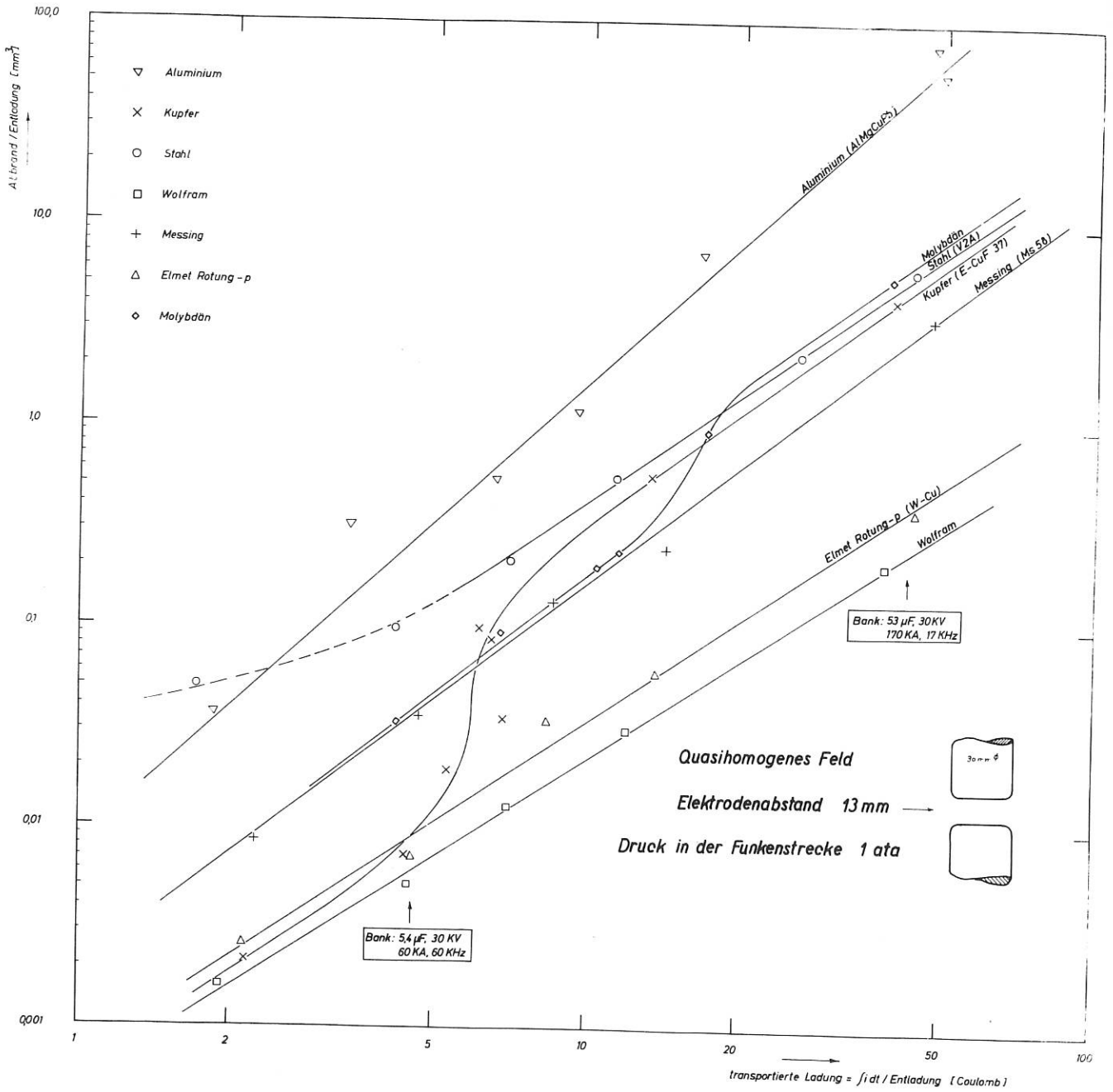


Fig.1a Elektrodenabbrand in Abhängigkeit von der transportierten Ladung bei grossem Elektrodenabstand in Luft.

Fig. 47a

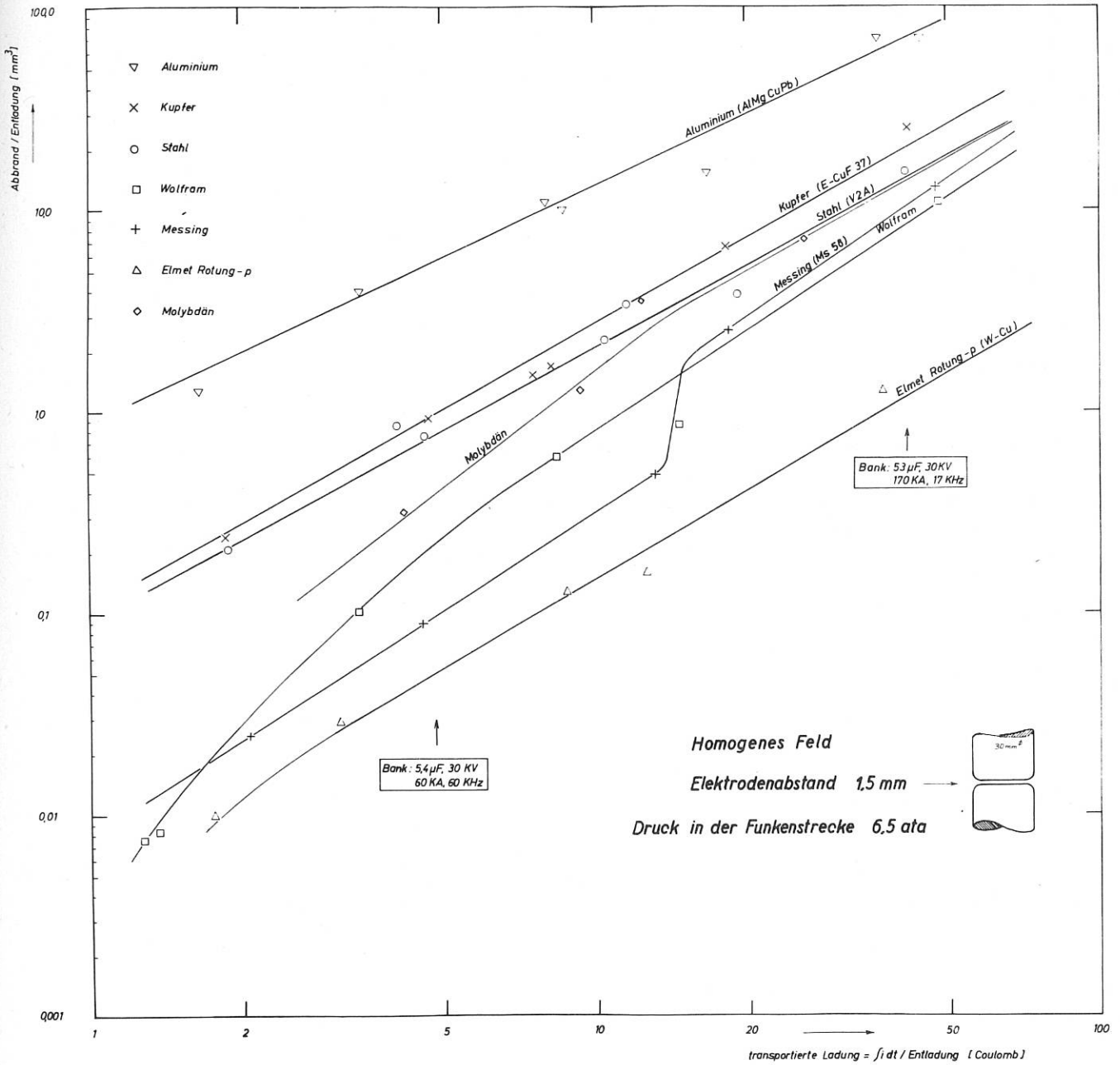


Fig.1b Elektrodenabbrand in Abhängigkeit von der transportierten Ladung bei kleinen Elektrodenabstand in Druckluft.

Fig. 47b

Insbesondere stehen die Ergebnisse unter Druckgas im Widerspruch zu der bisher in Veröffentlichungen zu findenden Auffassung, daß die thermischen Materialeigenschaften, die Schmelztemperatur und die spez. Wärme die bestimmenden Faktoren für den Abbrand sind. Die Messungen zeigen eindeutig, daß die Erosion in Entladungssystemen mit geringem Abstand (Druckfunkenstrecke) um bis zu zwei Größenordnungen höher liegen kann gegenüber dem Abbrand in Funkenstrecken, die unter Normaldruck betrieben werden. In der nachfolgenden Tabelle sind einige Erosionswerte, gemessen bei 10 Coulomb transportierter Ladung, verglichen:

Material	Schmelztemp. (°C)	Spez. Wärme (Ws/g, °C)	Erosion in (mm <sup>3</sup> )	
			13 mm 1 ata	1,5 mm 6,5 ata
Kupfer	1080	0,389	0,325	2,7
Messing	895	0,389	0,17	0,34
Wolfram	3410	0,138	0,022	0,79
Wolfram-Kupfer (20 % Cu, 80 % W)	3410/ 1080	0,188	0,034	0,16

Die Vermutung, daß durch den höheren Gasdruck der Entladungskanal dünner ist und damit die erhöhte Stromdichte an der Elektrode zu einer verstärkten Zonenaufschmelzung und Verdampfung führt, konnte im Experiment nicht eindeutig nachgewiesen werden. Eine Meßreihe, bei der der Abstand konstant gehalten und der Druck zwischen 1 und 5 ata verändert wurde, zeigte lediglich bei Kupfer eine Verdoppelung des Abbrandes (s. Fig. 48)

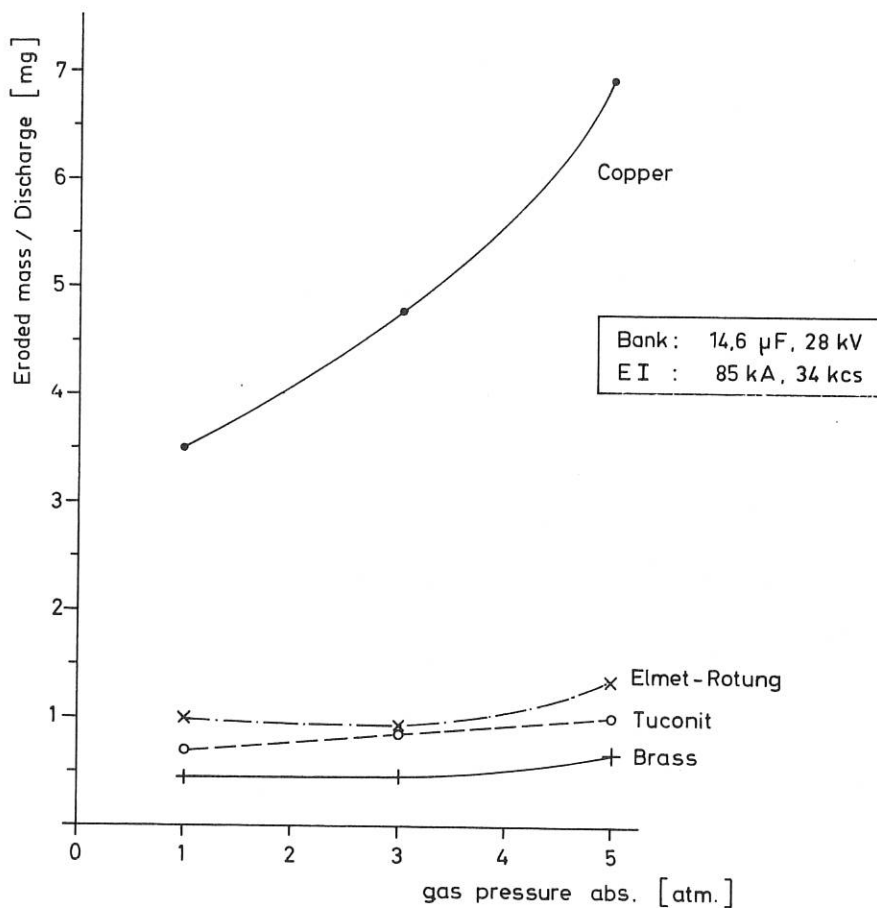


Fig. 48 Einfluß des Gasdruckes auf die Erosionsrate in einer 2 mm Druckfunkenstrecke. Elektrodendurchmesser 30 mm; Q = 7 Cb const.

Die Betrachtung der Aufschmelzzonen an den Elektroden zeigt indessen bei kleinem Elektrodenabstand (Druckfunkenstrecke) einen größeren Schmelzbereich als in der Funkenstrecke bei großem Abstand. Dies deutet darauf hin, daß die im Entladungskanal deponierte Energie bei kleinem Abstand in höherem Maße auf die Elektroden übertragen wird, während bei größeren Elektrodenabständen diese Energie durch das Plasma im Entladungskanal an die benachbarten Gasmoleküle abgegeben wird. Die theoretische Berechnung der Materialverdampfung, basierend auf dem Modell des totalen Energietransfers vom Entladungskanal auf die Elektrodenoberfläche (Lit.+), liefert zu hohe Werte gegenüber den experimentell gefundenen Werten.

Der Verlauf der Abbrandkurven für Kupfer (Fig. 47a) und Messing (Fig. 47b) zeigt einen ausgeprägten Sprung bei 5 bzw. 15 Coulomb. Unterhalb des Unstetigkeitspunktes dürfte die Erosion hauptsächlich durch Verdampfen eines Teiles des aufgeschmolzenen Materials erfolgen, während bei höheren Q- (bzw. J-)Werten auch flüssiges Metall von der Elektrode abgeblasen wird. Diese Annahme wird durch die im Experiment gefundenen Oberflächenstrukturen nach der Entladung bekräftigt. Besonders bei Kupfer lassen sich erhebliche Mengen von tropfenförmig verspritztem Material an den benachbarten Isolierteilen feststellen. Bei kleinen Q-Werten kommt es hingegen mehr zu einem gleichförmigen Belag, der auf eine Sublimation von Metaldampf hindeutet.

Zu einem ähnlichen Ergebnis kommt auch Belkin (Lit. + ) bei Abbrandmessungen an Kupfer, Molybdän und Titan.

Die Veränderung der Oberfläche wirkt sich insbesondere auf die statische Durchschlagsspannung einer Funkenstrecke aus. In Fig. 49 ist die wiederkehrende Spannungsfestigkeit in Abhängigkeit von der Entladungszahl dargestellt.

Für die Anwendung der gefundenen Ergebnisse auf die Entwicklung von Funkenstrecken ergeben sich daher wichtige Folgerungen: in offenen Funkenstrecken (bei Normaldruck) können bei kleinen bis mittleren Strombeanspruchungen ( $Q = 10 - 20$  Coulomb) billige Werkstoffe, wie Messing oder Kupfer, verwendet werden.

In Druckgasfunkenstrecken ist nicht nur die Verschmutzung der inneren Isolierflächen durch Erosionsprodukte, sondern auch die Geometrieänderung von Entladung zu Entladung entscheidend für die Lebensdauer. Das beste Verhalten wurde dort für den Verbundwerkstoff Wolfram- Kupfer gefunden.

Lit. +) Belkin G.S., Kiselev V.Ya., Sov. Phys. Tech. Phys. 11/2, 1966, pp. 280, und 12/5, 1967, pp. 702

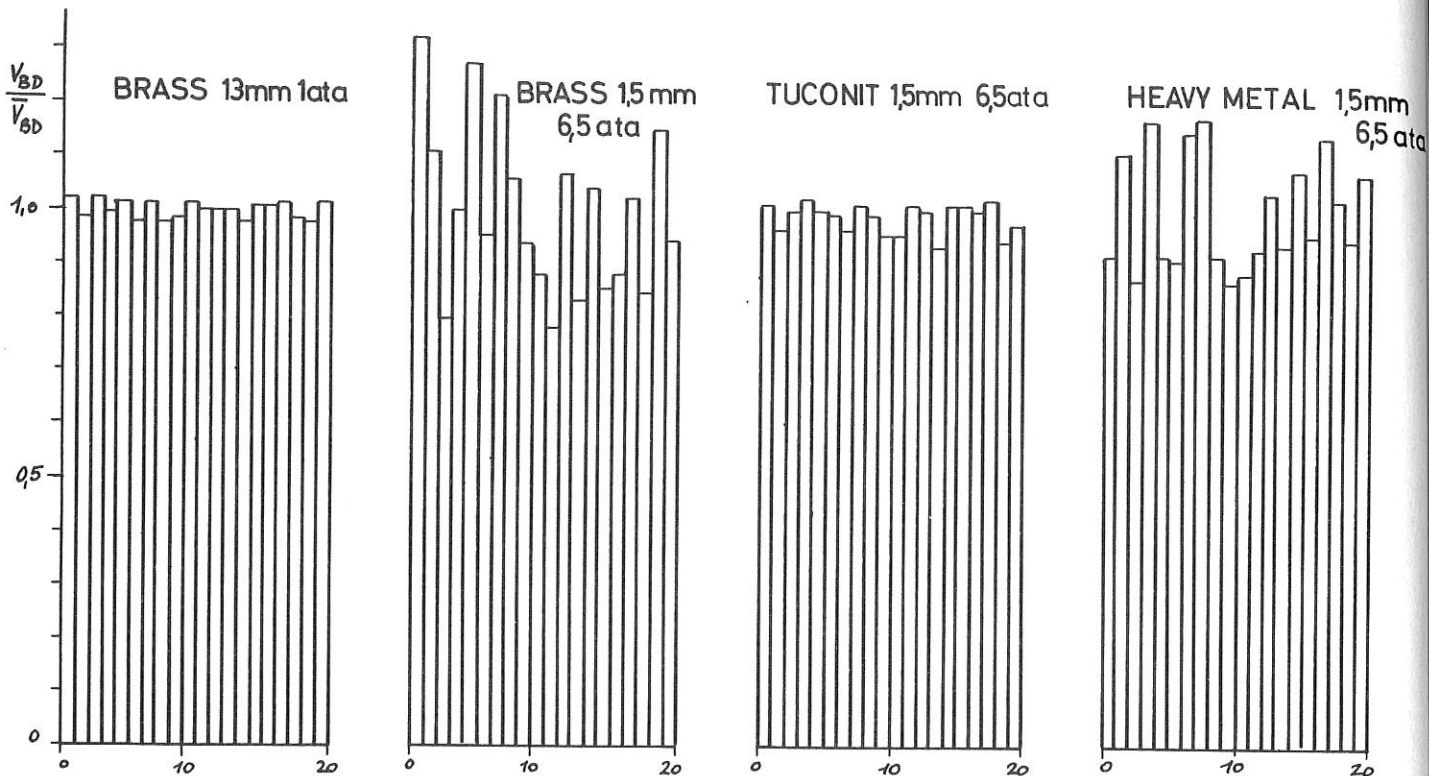


Fig.49 Veränderung der statischen Durchschlagspannung bei aufeinanderfolgenden Entladungen

## 2.2. Supraleitung

(W. Amenda, R. Hadersbeck, P. Krüger, H. Lohnert, A.P. Martinelli, B. Oswald, H. Schickel)

Auf dem Gebiet der Tieftemperatur- und Supraleitungstechnik wurde die wesentliche Aufgabe darin gesehen, die Grundlagen für den Einsatz großer supraleitender Magnetfeldanordnungen zu schaffen. Hierzu gehörten sowohl allgemeine Untersuchungen wie Kostenvergleiche zwischen normal- und supraleitenden Spulen, Vergleichsmessungen an allen auf dem Markt erscheinenden Supraleitern als auch die Entwicklung und Erprobung von Prototypen supraleitender Spulen mit den dazugehörigen Bauelementen und den erforderlichen Tieftemperatureinrichtungen.

Auf diese Weise wurde ein Erfahrungsstand erreicht, der als Voraussetzung für den Aufbau und Betrieb großer Anlagen gelten muß.

### 2.2.1. Supraleitende Magnetfeldspulen

Eine Reihe großer supraleitender Spulen, die als Vorläufer für eine lineare Magnetfeldanordnung gedacht waren, wurde vollständig fertiggestellt und in zahlreichen Kombinationen erprobt. (Fig. 50) Die für die beiden Spulentypen SSp 170 und SSp 350 vorgesehenen Betriebsdaten konnten durchwegs realisiert werden (siehe hierzu IPP-Bericht 4/60, Juni 1968). Den erreichten maximalen Betriebsströmen entsprechen Stromdichtewerte, die erheblich über denen vollständig stabilisierter Spulen liegen.

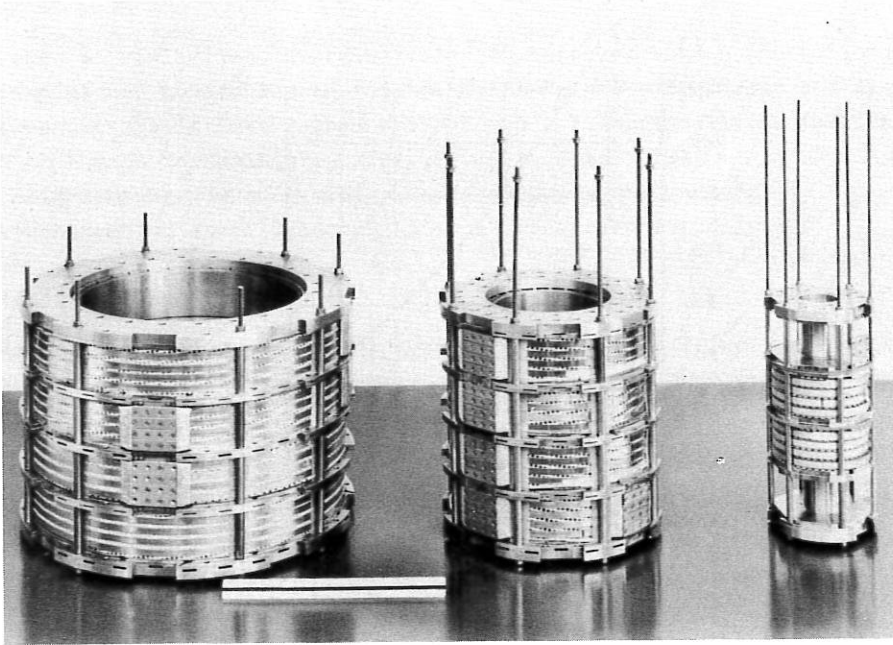


Fig. 50

Supraleitende Spulen  
4 Spulen SSp 350

4 Spulen SSp 170

2 Spulen SSp 50

Mit einer Kombination von je 4 Spulen der Typen SSp 170 und SSp 350 ergab sich im Innenraum von 17 cm Durchmesser ein maximales Feld von 68 - 70 kG. Das entspricht einem gesamten Energieinhalt von ca. 350 kJoule.

Die wichtigsten experimentellen Ergebnisse sind im folgenden Diagramm zusammengestellt. Die erhaltenen Betriebsströme sind dem jeweiligen Maximalwert des transversalen Feldes zugeordnet, das jeweils am Innenrand der Spulen und in der Mittelebene des Spulenpakets auftritt. Diese Wertkombinationen sind mit den für die verwendeten Kabel gültigen Kurzproben-Kurven verglichen.

Versuchsergebnisse an den Spulen SSp 170 und SSp 350 (siehe Fig. 51 )

A	Kurzprobencharakteristik:	NbTi-Kabel 6 x 0,024"
C	"	NbTi-Kabel 6 x 0,018"
a	Erregungskennlinie:	1 Spule SSp 170
b	"	4 Spulen SSp 170
c	"	2 Spulen SSp 350
d	"	4 x SSp 170 + 4 x SSp 350 (Konzentrische Kombination)



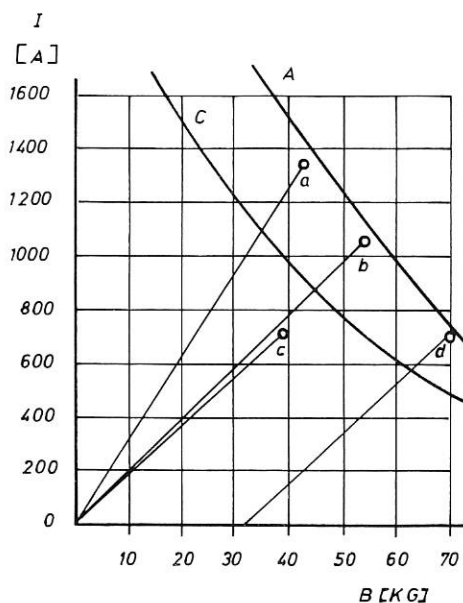


Fig. 51

Obwohl die verwendeten NbTi-Kabel nicht vollständig stabilisiert sind, wurden doch nahezu die Kurzprobenwerte erreicht. Die Spulen erwiesen sich im Betrieb als sehr unempfindlich gegenüber schnellen Strom- bzw. Feldänderungen.

Nachträglich konnte aufgrund der obengenannten Ergebnisse ein für die Supraleiter charakteristischer Kostenfaktor von  $2 - 3 \cdot 10^{-2}$  DM/A.m (für Feldstärken zwischen 40 und 50 kG) errechnet werden.

### 2.2.2. Stabilisierung von Supraleitern

Eine Reihe von Hochstrom-Supraleitern neuerer Art wurde auf ihr Stabilitätsverhalten hin untersucht und mit dem der bisher verwendeten Kabel verglichen. Die Stabilitätsgrenze der sogenannten Matrixleiter (Kupferleiter mit filamentartig eingebetteten Supraleitern) liegt wesentlich höher als die der Kabel, wiewohl die letzteren dank ihrer höheren Wärmekapazität (Indiumimprägnation) weitaus unempfindlicher sind gegenüber schnellen äußeren Störungen.

Bei den für sehr hohe Stromdichten geeigneten Nb<sub>3</sub>Sn-Bändern ist die Stabilisierung gegen schnelle Flußbewegungen (Flußsprünge) von ausschlaggebender Wichtigkeit. Es wurden deshalb systematische Untersuchungen zur quantitativen Ermittlung der erforderlichen Stabilisierung aufgenommen.

Die neuerdings bekanntgewordenen Hohl-Supraleiter scheinen für zahlreiche Anwendungsfälle in der Plasmaphysik Vorteile zu bieten.

Eine Versuchseinrichtung für strömendes überkritisches Helium, das zur Untersuchung dieser Leiter erforderlich ist, befindet sich in Vorbereitung.

### 2.2.3. Einfluß schnell veränderlicher magnetischer Fremdfelder auf das Verhalten harter Supraleiter und supraleitender Spulen

Die Messungen an einlagigen, supraleitenden Probespulen wurden im stationären Magnetfeld vervollständigt und abgeschlossen (siehe hierzu Report: "Behaviour and Application of Hard Superconductors in Fast Pulsed Fields" von A.P. Martinelli, anlässlich des "Fifth Symposium on Fusion Technology", Oxford, 2. - 5. Juli 1968).

An den Meßeinrichtungen wurden einige Verbesserungen vorgenommen.

Die Untersuchungen an stabilisierten Materialien wurden fortgesetzt.

#### Nb<sub>3</sub>Sn-Zylinder

In Zusammenarbeit mit der Gruppe Vakuumtechnik wurde eine Reihe von gesinterten Nb<sub>3</sub>Sn-Zylindern auf ihr Magnetisierungsverhalten untersucht. Die hierfür charakteristischen Parameter  $\alpha$  und  $B_0$  wurden quantitativ ermittelt.

### 2.3. Theorie der schnellen Energiespeicher

(A. Knobloch)

Die Realisierungsbedingungen für schnelle induktiv belastete Energiespeicher wurden weiter untersucht und in einem ersten zusammenfassenden Bericht niedergelegt (IPP-Bericht 4/57, Juni 1968). Sie wurden weiter verwendet im Rahmen einer Mitarbeit im sog. Planungsausschuß der Abteilung I.

### 2.4. Kryotechnik

#### 2.4.1. Thermische Vakuumkontakte bei tiefen Temperaturen

(L. Donati, H. Häglsperger, R. Scherzer, K.H. Schmitter)

Die Untersuchungen des thermischen Leitwertes von lösbaren Vakuum- Quecksilberkontakten (siehe Jahresbericht 1967) konnten bis zu einer niedrigsten Temperatur von 5,3° K ausgedehnt werden. Der thermische Kontaktleitwert wurde dabei entweder aus dem Verlauf der Abkühlkurve oder nach der thermischen Brückenmethode bestimmt. Bemerkenswert war der im Vergleich zu den bisher gebräuchlichen Kontaktarten wesentlich höhere thermische Leitwert im Bereich  $T > 20^{\circ} \text{K}$  (Fig. 52 u. 53). Dieses Ergebnis sowie die gute Reproduzierbarkeit nach Kontaktlösung und -wiederherstellung im kalten Zustand weisen auf eine gute Eignung der Anordnung als verlustarmen thermischen Vakuumschalter für tiefe Temperaturen hin.

#### 2.4.2. Zustandsdiagramm des Systems Hg-In und mechanische Eigenschaften von Hg-In-Legierungen bei tiefen Temperaturen

(L. Donati, H. Häglsperger)

Im Zusammenhang mit der Entwicklung von thermischen Kontakten unter Verwendung von Hg-In-Legierungen anstelle von reinem Hg war es von Interesse, den Aufbau und die mechanischen Eigenschaften dieser Legierungen zu kennen. Der interessierende Bereich umfaßte alle bei Raumtemperatur noch flüssigen Legierungen, d.h. alle, die zwischen 0 und 50 Gew.% In enthalten. Die zur Aufstellung des Zustandsdiagramms erforderlichen Werte wurden in der üblichen Weise durch thermische Analyse ermittelt.

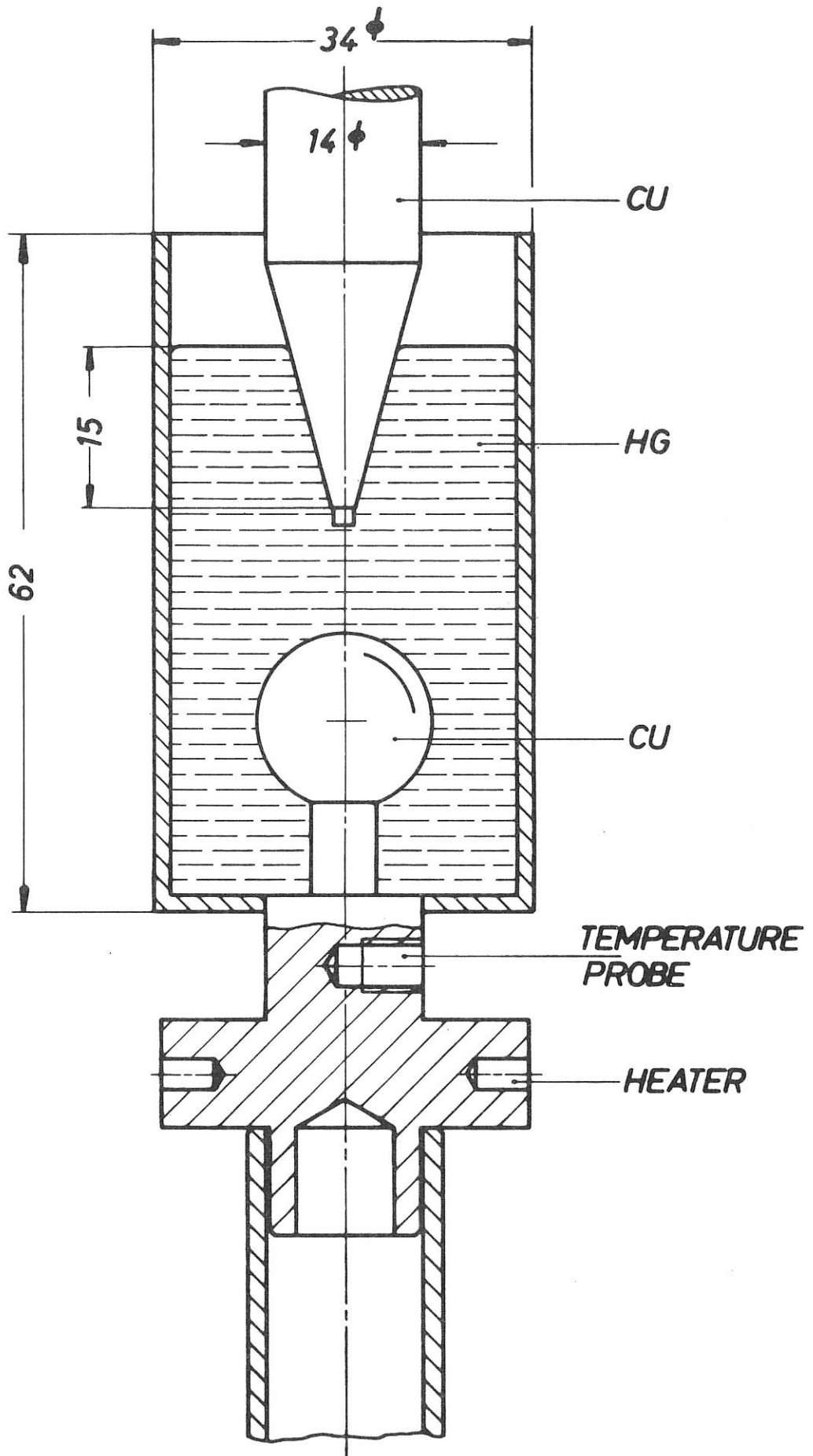


Fig. 52

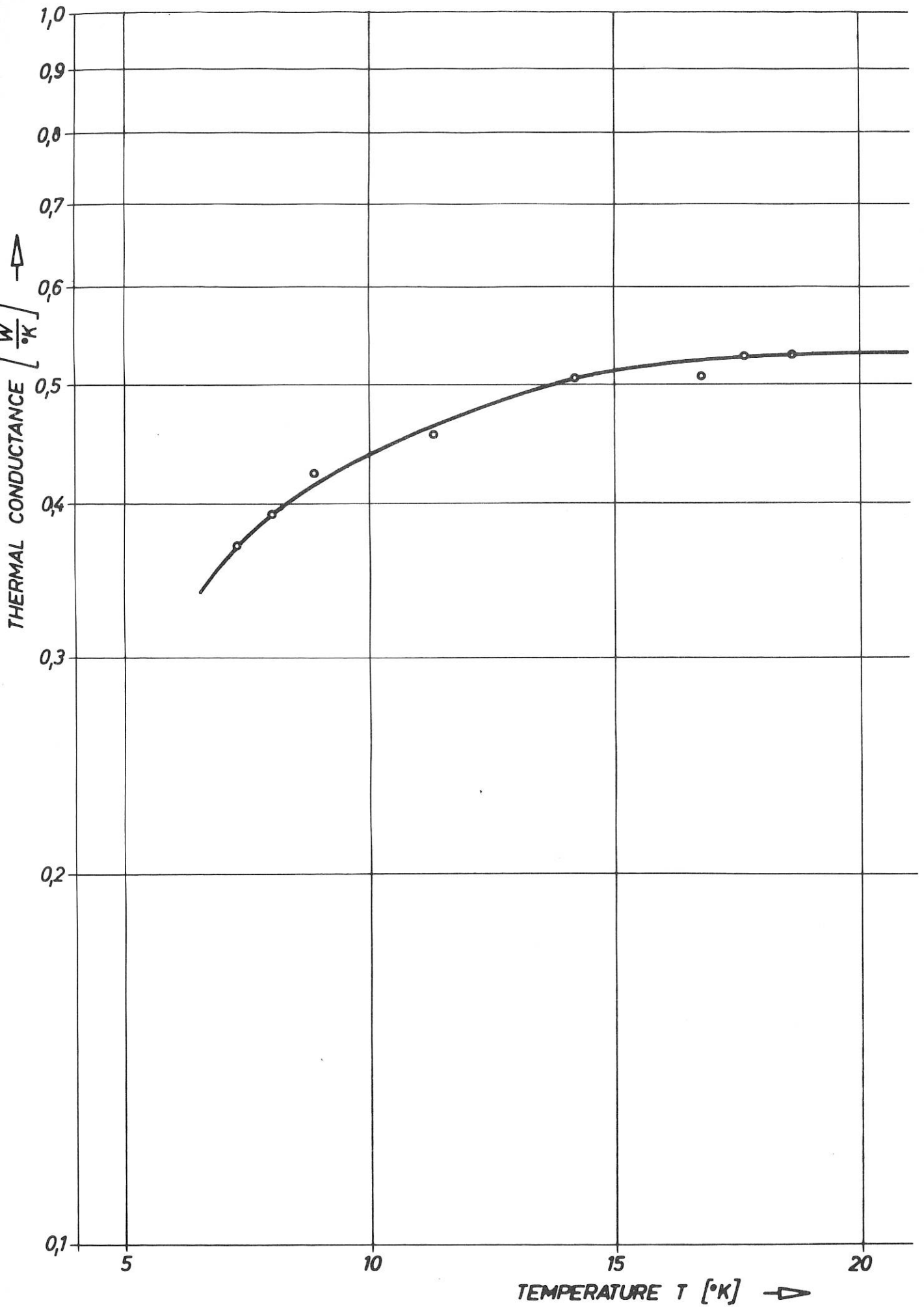


Fig. 53

Fig.54 zeigt das aus den Einzelmessungen resultierende Zustandsdiagramm. Es weist 2 Eutektikas  $e_1$  und  $e_2$  bei 23 Gew.% In und 47 Gew.% In auf, ferner eine intermetallische Verbindung A mit Schmelzpunktmaximum bei 15 At% In und Homogenitätbereich  $\beta$  sowie die einheitlich schmelzende Verbindung B mit der Zusammensetzung HgIn und Schmelzpunktmaximum bei 50 At% In.

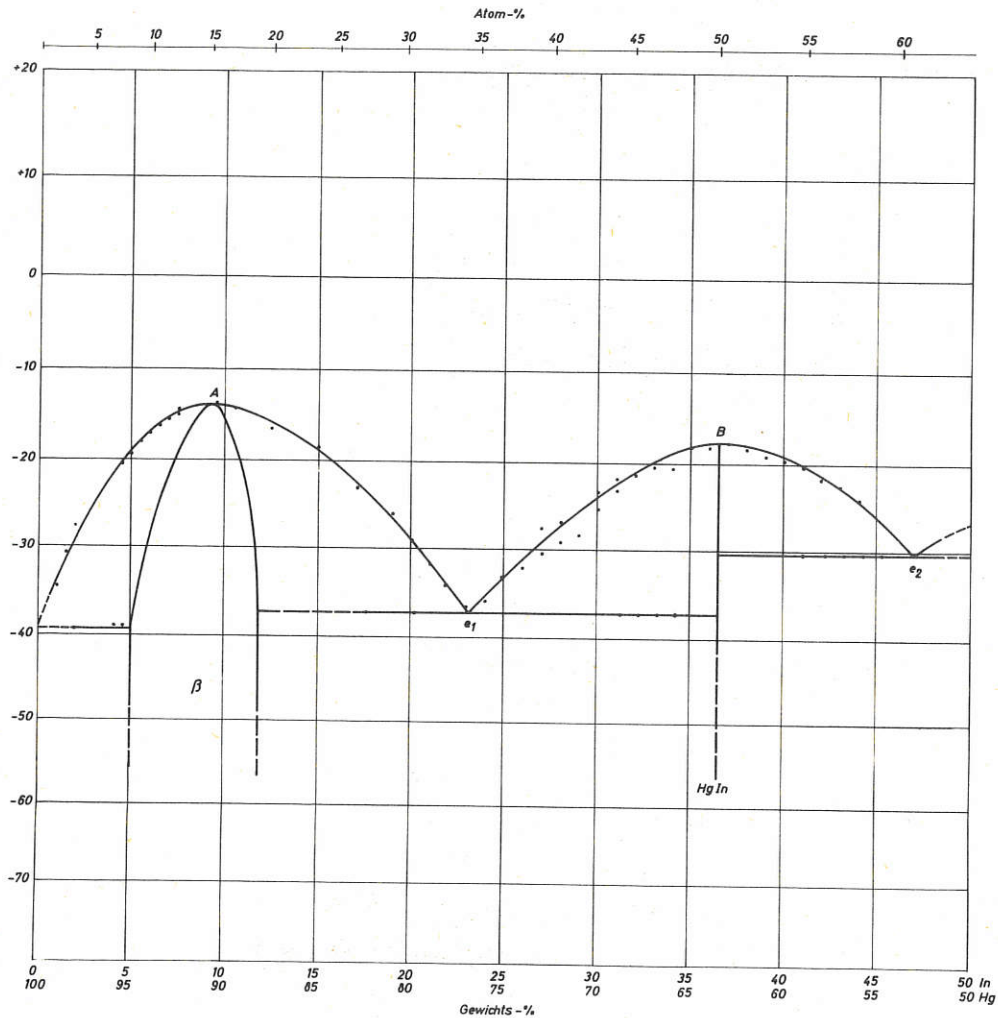


Fig.54

Zustandsdiagramm Hg-In

Fig.55 zeigt den He-Kryostaten mit der eingebauten Meßeinrichtung. Die Belastung wurde über ein Gefäß mit geregelter Wasserzulauf zur Einstellung und Konstanthaltung der Belastungsgeschwindigkeit aufgebracht.

Die Kurven von Fig. 56 zeigen die Abhängigkeit von  $\sigma_B$  und  $\delta$  von der Hg-In-Legierung bei  $4,2^\circ\text{K}$  und  $77,3^\circ\text{K}$ .

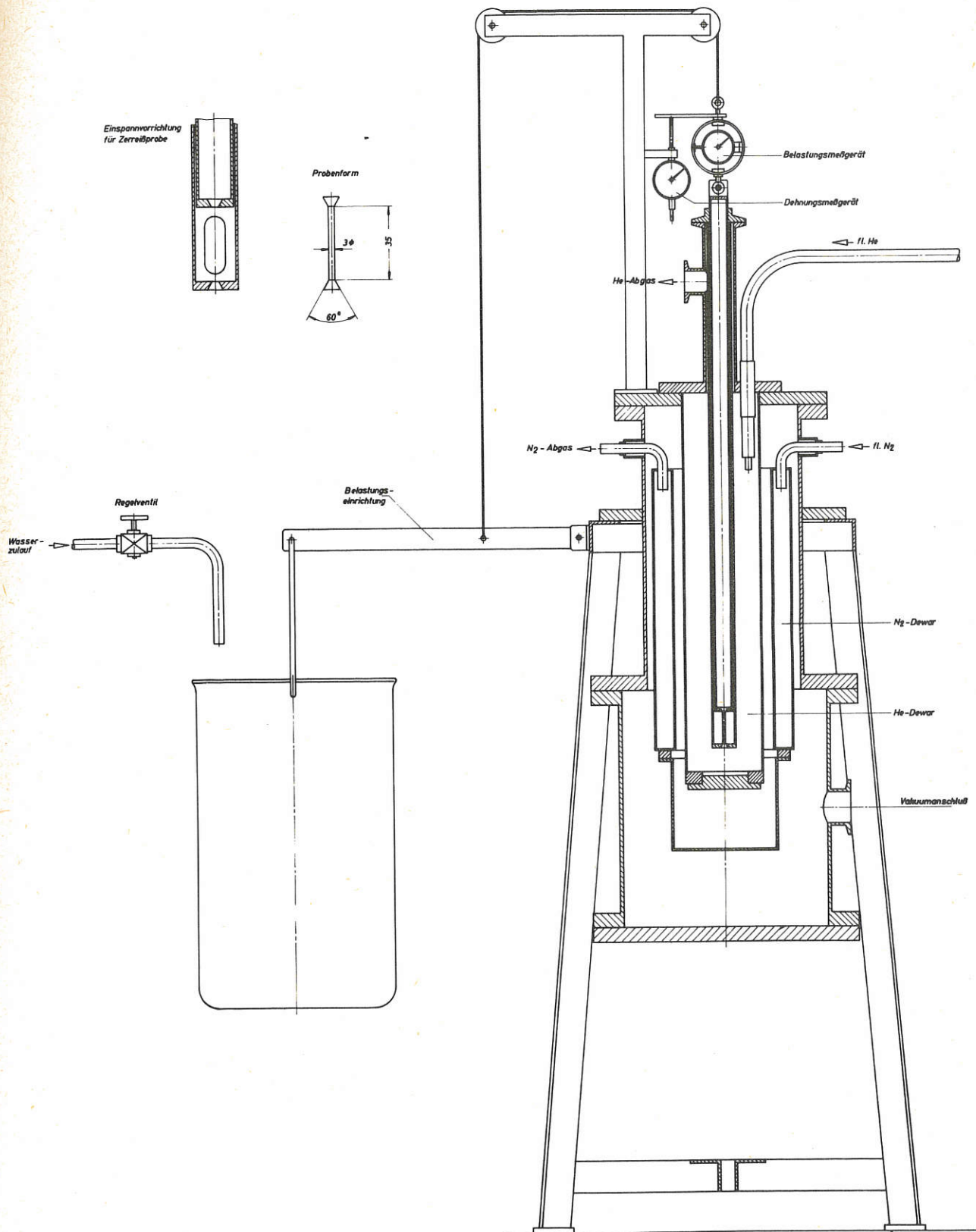


Fig. 55

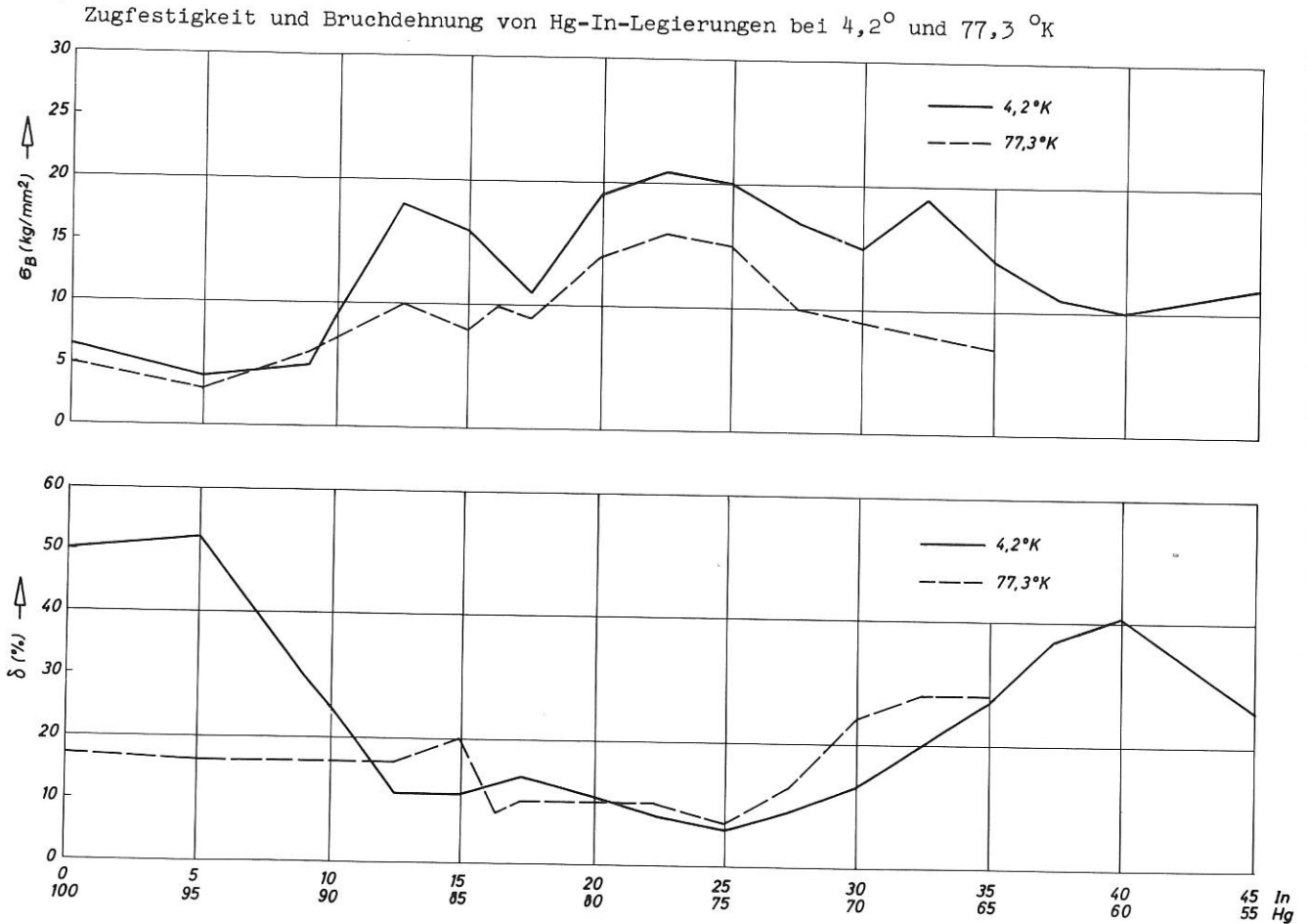


Fig. 56

## 2.5. Laser

### 2.5.1. Neodym-Flüssigkeitslaser

(H. Baumhacker, R. Lang, K. Maischberger, K.H. Schmitter, H. Weichselgartner, F. Zitzmann)

Als Lösungsmittel wurde weiterhin ausschließlich Selenoxychlorid verwendet. Es wird im 1-kg-Maßstab aus Selendioxyd roh gewonnen und anschließend zweimal destilliert. Da die Verbindung äußerst feuchtigkeitsempfindlich ist und sich bei höheren Temperaturen als etwa 90° C zersetzt, erfolgt die zweite Destillation im Vakuum bei etwa 0,1 Torr. Der KP liegt dann bei ca. 50° C. Wir verwenden eine NORMAG-Laborkolonnen von etwa 2 m Gesamthöhe; der Destillationskolben faßt 2 Liter, das Rohprodukt wird in ca. 1/3 Höhe kontinuierlich zugegeben, die Einstellung des Rücklaufverhältnisses und die Abnahme des reinen Destillates erfolgt über einen magnetisch gesteuerten Kolonnenkopf.

Neben der guten Trennwirkung, die zur völligen Eliminierung aller Wasserreste und Begleit-substanzen, wie Se<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub> und SeCl<sub>4</sub> führt, bringt die Verwendung einer kontinuierlich zu betreibenden Kolonne auch den Vorteil, daß die Umwelt vor der äußerst giftigen und korrosiven Flüssigkeit besser geschützt ist als bei diskontinuierlicher Arbeitsweise.

Neodymoxid kann inzwischen in 99,999%-iger Reinheit (bezogen auf metallische Verunreinigungen) käuflich erworben werden. Bevor das Erdenoxid eingesetzt wird, muß es durch 24-stündiges "Ausbacken" bei  $1050^{\circ}\text{C}$  von Wasserspuren befreit werden. Dann muß es allerdings in einem mit  $\text{MgClO}_4$  beschichteten Exsikkator aufbewahrt werden. Die Komplexbildner Zinntetrachlorid und Antimonpentachlorid werden analysenrein bzw. "rein zur Chromatographie" verwendet.

Nach Heller ist bei diesen Verbindungen die Abtrennung evtl. noch eingeschleppter polarer Verunreinigungen nicht mehr durch Destillation möglich. Absorption der Begleitverbindungen an Aluminiumoxid wird z.Z. versucht.

Die Darstellung der laseraktiven Flüssigkeit erfolgt durch Auflösen von  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  in  $\text{SeOCl}_2$  unter gleichzeitiger Zugabe von  $\text{SnCl}_4$  bzw.  $\text{SbCl}_5$ .

Bis jetzt wurden folgende Konzentrationen am  $\text{Nd}^{3+}$  verwendet: 0,1 M; 0,3 M; 0,5 M und 1 N. Mit steigendem Nd-Gehalt der Lösung muß auch der Anteil an  $\text{SnCl}_4$  oder  $\text{SbCl}_5$  erhöht werden. Die Verbindungen mischen sich jedoch nicht unbegrenzt; daher erfordert der Übergang zu höheren Nd-Konzentrationen die Verwendung von  $\text{SbCl}_5$ , da bereits 14 Gew.%  $\text{SnCl}_4$  mit  $\text{SeOCl}_2$  ein festes Addukt der Zusammensetzung  $\text{SnCl}_4 \cdot 2 \text{SeOCl}_2$  ergeben, jedoch erst 38 Gew.%  $\text{SbCl}_5$  die entsprechende Anlagerungsverbindung. Die eigentliche Präparation bereitet insofern Schwierigkeiten, als die Komponenten extrem feuchtigkeitsempfindlich sind, und schon geringste Mengen an Wasser die Aktivität der fertigen Lösung in hohem Maße beeinträchtigen. Eine überschlägige Berechnung ergab, daß schon eine monomolekulare Belegung einer 0,5 Liter fassenden Apparatur mit einigen Glasleitungen etc. die Flüssigkeit entscheidend verschlechtert.

Ein leicht zu bestimmendes Kriterium der aktiven Lösung ist deren Fluoreszenzlebensdauer  $\tau$ ; diese hängt ebenfalls vom Wassergehalt ab.

Der theoretische Wert für eine "saure" Lösung mit  $\text{SbCl}_5$  beträgt  $\tau = 275 \mu\text{sec}$ ; saure Lösungen, die  $\text{SnCl}_4$  enthalten, weisen Werte um  $\tau = 230 \mu\text{sec}$  auf, neutrale Lösungen solche mit  $\tau = 180 \mu\text{sec}$  und sogenannte "alkalische Lösungen" mit einem deutlichen Unterschuß an  $\text{SnCl}_4$  haben nur noch Lebensdauern von  $\tau = 150 \mu\text{sec}$ . Alle Werte gelten natürlich bei Abwesenheit von Wasser. Wir haben noch stimulierte Emission und Laseremission an Lösungen erhalten, die lediglich ein  $\tau$  von 90 - 120  $\mu\text{sec}$  aufweisen.

Bei der Präparation hat man zwei Möglichkeiten, Wasser auszuschließen. Zum Einen versucht man, den Reinheitsgrad der Ausgangsmaterialien weiter zu steigern - Feindestillation von  $\text{SeOCl}_2$  beispielsweise - und zum Anderen baut man in den Präparationsvorgang einen Verfahrensschritt ein, der es ermöglicht, etwa mitgeschleppte Feuchtigkeit zu entfernen. Das geht relativ einfach durch Abdestillieren einer kleinen Menge der bereits fertigen Laserflüssigkeit, d.h. also nach bereits erfolgter Lösung des Oxids, was bei ca.  $90^{\circ}\text{C}$  im Laufe einiger Stunden vor sich geht. Um Zersetzung durch höhere Temperaturen zu vermeiden, wird diese Destillation bei vermindertem Druck so durchgeführt, daß der KP nicht über  $90^{\circ}\text{C}$  steigt. Das abdestillierte  $\text{SeOCl}_2$  enthält alle Wasserspuren.

Im Laufe zahlreicher Einzelpräparationen stellte sich heraus, daß immer dann besonders gute Lösungen erhalten wurden, wenn das eingesetzte  $\text{SeOCl}_2$  einen leichten Chlorüberschuß aufwies, dadurch wird die Bildung von  $\text{Se}_2\text{Cl}_2$  unterdrückt. Andererseits darf aber die Laserflüssigkeit selbst kein freies Chlor mehr enthalten. Die genaue Dosierung ist aber während der  $\text{SeOCl}_2$ -Destillation nicht immer einzuhalten. Es ist daher vorteilhafter, das im Präparationsgang entstehende  $\text{Se}_2\text{Cl}_2$  nachträglich zu oxidieren, und zwar nicht mit gasförmigem Chlor, sondern mit festem Kaliumchlorat  $\text{KClO}_3$ . Dabei ist eine Aufhellung der Lösung zu beobachten, da  $\text{Se}_2\text{Cl}_2$  tiefrot gefärbt ist,  $\text{SeOCl}_2$  jedoch strohgelb.



Das entscheidende Problem bleibt jedoch immer die Überführung der fertigen Lösung in die Küvette. Da nicht mit quantitativer Lösung des Oxids gerechnet werden kann, empfiehlt es sich, die Flüssigkeit beim Abfüllen in die Küvette zu filtrieren.

Glas-Fritten Nr. 3 können gut verwendet werden.

Mikroskopisch kleine Kriställchen ( $\varnothing$  ca.  $1\mu$ ), die häufig in den Küvetten beobachtet werden konnten, lassen sich aber erst mit 5f-Fritten (Durchgang ca.  $0.8\mu$ ) einigermaßen entfernen. Die Verwendung derart dichter Fritten schafft aber neue Probleme: die Lösungen können nur mehr i.V. filtriert werden. Dadurch werden natürliche Lösungsmittelanteile abgepumpt. Bis zu einem gewissen Grad ist das zwar erwünscht, denn die typische "Neodymfarbe" der Flüssigkeiten ist erst dann zu beobachten, wenn die kalte Lösung ( $\sim 25^\circ\text{C}$ ) längere Zeit bei ca. 0.1 - 1 Torr abgepumpt wird. (Welche offenbar störenden Anteile damit entfernt werden, soll demnächst mit gaschromatographischen Methoden untersucht werden.) Zu lange Pumpdauer entfernt aber mit Sicherheit  $\text{SeOCl}_2$  und dann werden die Lösungen zu viskos.

Mit einer sehr einfachen Apparatur wurde Anfang 1968 eine Lösung mit einer Fluoreszenzlebensdauer von  $\tau = 180\mu\text{sec}$  erhalten: 0,1 N an  $\text{Nd}^{+++}$  (99.96 %)

$\text{SeOCl}_2$  (KP  $21^\circ\text{C}$  bei  $8 \times 10^{-2}$  T)

und  $\text{SnCl}_4$  lediglich chem. rein.

Das ganze Gerät besteht aus einem 80-ml-Kolben mit angeschmolzenem Rückflußkühler. Oberhalb des Kühlers sind 2 Fritten mit  $14\mu$  und  $1\mu$  mittlerer Porenweite angebracht. Die über einen teflongeschichteten Glasschliff (Hahnfette werden angegriffen und verunreinigen damit die Laserflüssigkeit) angeschlossene Küvette sitzt oberhalb der beiden Fritten. Nachdem durch Rückflußkochen das Oxid zu klarer Lösung gebracht wurde, wird das Gerät um  $180^\circ$  gedreht und die Lösung dadurch in die Küvette filtriert. Unter Verwendung von reineren Ausgangsstoffen (99,999 %-iges  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ , nachgereinigtes  $\text{SnCl}_4$  und  $\text{SeOCl}_2$  mit etwas Chlorüberschuß) wurde einige Zeit später mit dem selben Gerät eine aktive Lösung hergestellt, die einen Schwellwert von nur 115 Joule besaß.

Für den angestrebten Kreislaufaser mit Durchflußküvette, Wärmeaustauscher und Glaskreiselpumpe sind nun allerdings größere Flüssigkeitsmengen (0,3 - 0,5 Liter) nötig. Deshalb werden nun "starre" Apparaturen verwendet, die zudem den Destillations- und Oxidationsvorgang, wie beschrieben, ermöglichen. Transport der Flüssigkeit erfolgt unter He-Überdruck, Filtration i.V., zur Absperrung und Dosierung dienen fettfreie Glasnadelventile, welche leider gegen Atmosphäre nicht völlig dicht schließen. Ebenso wie für teflongedichtete Planschliffe für starre Verbindungen verschiedener Geräteteile, scheint auch für solche Ventile eine eigene Entwicklung letzten Endes erstrebenswert.

Zuletzt bereitete Lösungen mit  $\text{SbCl}_5$  als Komplexbildner wiesen einheitlich hohe Fluoreszenzlebensdauerwerte von  $\tau = 275\mu\text{sec}$  und darüber auf. Die Präparationstechnik scheint damit gesichert zu sein. Noch nicht absolut gesichert ist jedoch die Abfülltechnik und die weitere Handhabung bzw. Aufbewahrung der aktiven Lösungen über längere Zeiträume ohne nennenswerte Qualitätseinbuße.

Unbrauchbar gewordene Mischungen oder solche mit zu niederem  $\tau$  können einem Regenerationsverfahren unterworfen werden. Im wesentlichen wird dabei Wasser entzogen. Außerdem gelang die Herstellung eines "Konzentrates" aus eingedampften Rückständen. Diese zäh-viskose, rötliche Masse, die fast zu kristallisieren scheint, weist noch ein  $\tau$  von  $150\mu\text{sec}$  auf und kann mit  $\text{SeOCl}_2$  verdünnt werden.

### Statischer Betrieb des Lasers

Die laseraktive Flüssigkeit wurde in speziell dafür entwickelte Glasküvetten abgefüllt (Länge  $l = 17$  cm, Durchmesser  $\varnothing = 1$  cm). Die Austrittsfenster aus Glas wurden angeschmolzen, solche aus Quarz aufgeklebt. Das Küvettenrohr wird von einem Kühlmantel umgeben. Die Kühlflüssigkeit dient gleichzeitig als Filter gegen unerwünschtes Pumplicht. Die Zerstörungsgrenze der Küvetten lag mit wenigen Ausnahmen oberhalb einer Pumpenergie von  $E_p = 5$  kJ. Bei diesen Energien tritt häufig Zerstörung durch Schockwellen auf. Der letzte Entwicklungsstand sind Küvetten aus Solidex-Hochdruckrohren mit Wandstärken von 5 - 6 mm, deren Enden durch induktive Erhitzung in Kohlematrizen die geeignete Form erhalten. Die Austrittsfenster sind justierbar angebracht. Die Dichtung erfolgt mit Hilfe teflonüberzogener Silikonringe.

Im statischen Betrieb konnten bisher folgende Maximaldaten erzielt werden:

- a) Ausgangsenergie  $E_A = 6,5$  J bei einer Pumpenergie von  $E_p = 3$  kJ. Bei höheren Pumpenergien erfolgte Sättigung von  $E_A$  infolge Schlierenbildung. Gepumpt wurde in einem einfach-elliptischen Zylinder.
- b) Im Self-Q-Switch-Betrieb betrug die Impulsleistung  $L_{S.Q.} = 4$  MW bei 70 ns Halbwertsbreite. Die niedrige Ausgangsleistung ist auf ungenügende Planparallelität der Küvettenfenster zueinander zurückzuführen. Durch die obengenannten justierbaren Austrittsfenster soll hier Abhilfe geschaffen werden. Bei dieser Konstruktion sind um den Faktor 10 - 100 höhere Leistungen zu erwarten.
- c) Die Winkeldivergenz liegt bei Verwendung einer Einfachellipse zwischen 14 und 22 mrad (bezogen auf die volle Ausgangsenergie). Pumpt man in einer Doppelellipse, so läßt sich die Winkeldivergenz aufgrund der besseren Pumplichtverteilung auf 5 mrad verringern.
- d) Übersichtsmessungen der Kleinsignalverstärkung  $V$  (bezogen auf die gesamte Küvettenlänge) ergaben einen maximalen Wert von  $V \approx 12$  bei einer Pumpenergie von  $E_A = 1,8$  kJ.

### Zirkulierender Betrieb des Lasers

Die in der Küvette durch Pumplicht erwärmte Flüssigkeit wird außerhalb gekühlt. Zum Umwälzen der Lösung mußte zunächst eine stopfbuchsenlose Kreiselpumpe aus Glas entwickelt werden. Der Antrieb erfolgt über eine magnetische Zentralschleppkupplung. Die Apparatur wurde bereits mit Tetrachlorkohlenstoff als Testflüssigkeit in Betrieb genommen.

#### 5.1.2. Funkenstreckentriggerung mit Laserlicht

(H. Baumhacker, F. Hofmeister, K. Maischberger, K.H. Schmitter)

Es wurde ein Experiment zur Untersuchung der Abhängigkeit der wichtigsten Funkenstreckeneigenschaften von der Richtung, der Fokusslage und der Leistung eines Rubinlaserstrahls aufgebaut. Der erste Teil der Untersuchungen betraf eine Anordnung, bei der der Laserstrahl senkrecht zum elektrischen Feld gerichtet war, während im zweiten Teil der Untersuchungen Parallelität zwischen Laserstrahl und elektrischem Feld eingestellt war (Fig. 57 )  
In diesem Versuch wurde auch die Lage des Brennpunktes einer Linse relativ zur Elektrodenanordnung verändert.

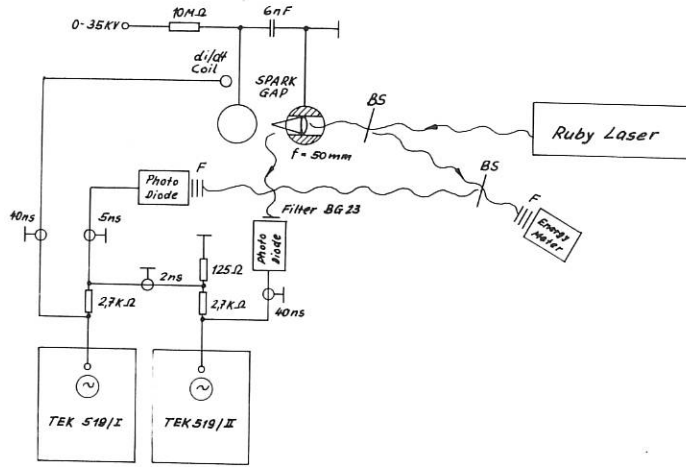


Fig.57 Durch Laser getriggerte Funkenstrecke (Prinzipschaltbild)

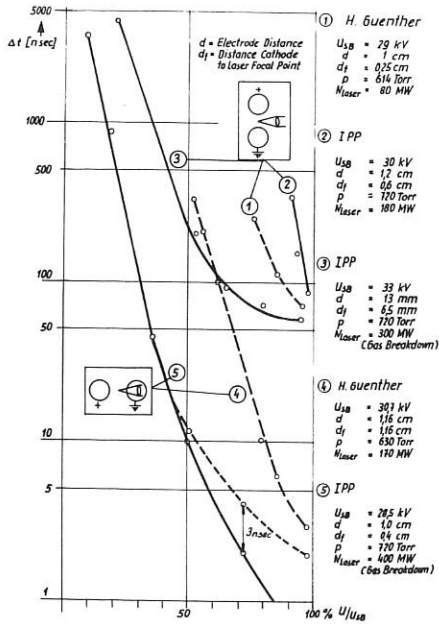
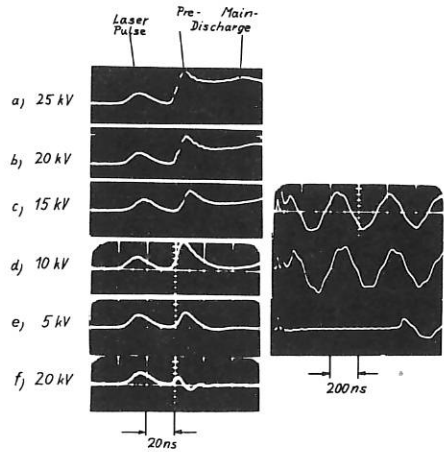


Fig.58 Log. der Verzugszeit als Funktion des Prozentsatzes der Selbstdurchschlagsspannung der Funkenstrecke



Gap Spacing 1.0 cm

Fig. a-e:  $U_{SB} = 28.8 \text{ kV}$

Fig. f: Gap Insulated by a Teflon Foil between Electrodes

Fig.59 di/dt pick-off-Spulen-Signale der Funkenstreckenentladung

Für die Untersuchungen wurde ein 2-stufiger Rubinlaser mit Q-Switch und einer Maximalleistung von 700 MW aufgebaut. Die wichtigsten Meßergebnisse sind in Fig. 58 zusammengefaßt. Bei den Untersuchungen zeigte sich auch, daß die elektrische Entladung bei Zündung durch optischen Fokusdurchbruch mit einem elektrischen Vorimpuls verbunden ist. Die Verzugszeit dieses Impulses gegenüber dem Laserimpuls ist - im Gegensatz zur Hauptentladung - unabhängig von der äußeren elektrischen Feldstärke. (Fig. 59)

### 3. Standardgeräte- und Bauelementeentwicklung

#### 3.1. Hochspannungstechnik

##### 3.1.1. Spezialkondensatoren

( J. Bäumler, R.C. Kunze)

In Anlehnung an die Beschaltungskondensatoren, die für die Anlagen Isar I, Isar II und Turbulenzheizung entwickelt und gebaut wurden, sind Kondensatoren für Triggerkreise und solche mit geringer Dämpfung für Hf-Stabilisierungen entwickelt worden. Allen genannten Kondensatortypen ist die kleine Induktivität und eine von der Spannung und Frequenz praktisch unabhängige Kapazität gemeinsam. Zusätzlich dazu haben die Kondensatoren für Hf-Stabilisierungen eine geringe Dämpfung.

Folgende Kondensatoren wurden bisher gebaut und geprüft. Die Werte gelten für eine Lebensdauer  $> 10^5$ :

1) <u>Beschaltungskondensatoren:</u>	Typ	$\hat{U}$ [kV]	C [nF]	L [nH]	R <sub>serie</sub> [ $\Omega$ ]
	Isar I	50	120	8	1,05
	Isar II	55	100	2	0,888
	Turbulenz	55	10	2	2,6
2) <u>Triggerkondensatoren:</u>	Typ	$U_L$ [kV]	C [nF]	L [nH]	
	40/100	40	100	2	
	40/250	40	250	2	
3) <u>Hoch-Q-Kondensatoren:</u>	Typ	$U_L$ [kV]	C [nF]	L [nH]	Q bei 1 MHz
	80/100Q	80	100	4	300
	40/60 Q	40	60	2	300

##### 3.1.2. Ferritkoppelte Schalter

(E.v. Mark, H. Wedler)

Ausgehend von den Erfahrungen mit ferritkoppelten Crowbar-Funkenstrecken, wurden die Versuche zur Konzipierung eines Startschalters nach dem gleichen Prinzip soweit abgeschlossen, daß ein Versuchsmotor gebaut werden konnte.

Die umfangreichen Versuchsreihen betrafen die Spannungsausbeute an der entkoppelten Elektrode in Abhängigkeit von der

- Steilheit des Triggerpulses.
- Kernsorte,
- Anzahl der Kerne,
- Höhe der Kerne,
- Impedanz des Triggerkabels.

Als zusammenfassendes Ergebnis kann gesagt werden:

Die erreichbare Scheitelspannung  $\hat{U} \sim \sqrt{\text{Pulssteilheit} \cdot \text{Ferrithöhe}} \cdot \sqrt{\text{Kernzahl}}$ . Dies gilt im Bereich:  $S < 10 \text{ kV/ns}$  und  $h \cdot n < 15 \text{ cm}$ .

Oberhalb dieser Grenzen gehorcht die Spannungszunahme nicht mehr der genannten Gesetzmäßigkeit, da die Verluste und die Streukapazität überproportional anwachsen.

In dem zur Zeit interessierenden Bereich (für 40 kV-Anlagen) erwiesen sich Kerne mit einer Anfangspermeabilität von  $\mu_A = 600$  als am günstigsten.

Für den vorgesehenen Einsatz als Schalter hoher Stromführungszahlen ist es wichtig, die Elektroden so auszubilden, daß der Fußpunkt des Lichtbogens möglichst schnell aus dem kritischen Bereich der Zündung auswandert in Gebilde, in denen die Erosion einen möglichst kleinen Einfluß auf die Charakteristik der Funkenstrecke hat. Die Versuche haben gezeigt, daß die magnetisch und thermisch bedingte Auslenkung des Lichtbogens durch Elektrodenform und Abstand in einem weiten Bereich bestimmbar ist. Dabei konnte auch festgestellt werden, daß bei hohen geschalteten Energien ein Minimalabstand der Elektroden nicht unterschritten werden darf, da sonst der Einfluß der erosiv veränderten Elektrodenoberfläche auf die Charakteristik der Funkenstrecke zu groß wird.

### 3.1.3 Impulsgenerator großer Steilheit

(R.C. Kunze)

Zur Ansteuerung von Funkenstrecken in schnellen Batterien oder zum Triggern von wenig entkoppelten parallelen Funkenstrecken wurde ein Triggergenerator entwickelt, der bei einer Last von  $3,5 \Omega$  (20 parallele Kabel je  $70 \Omega$ ) Spannungsanstiege bis zu  $20 \text{ kV/ns}$  bei einer max. Spannung von  $120 \text{ kV}$  zuläßt. Dies gilt für das offene Ende der angeschlossenen Kabel. Der Generator ist in zweistufiger Marx-Schaltung unter Öl aufgebaut, wobei die Funkenstrecke der zweiten Stufe als Aufsteilfunkenstrecke wirkt. Die Kondensatoren sind ebenfalls Eigenentwicklung.

### 3.1.4. 500 kV-Stoßspannungsmeißwiderstand

( J. Gruber)

Zur Erweiterung des Meßbereiches wurden Vorschaltglieder für den  $100 \text{ kV}$ -Impulsmeßteiler entwickelt. Jedes Vorschaltglied ist für eine maximale Pulsspannung von  $100 \text{ kV}$  ausgelegt und hat einen Widerstand von  $6 \text{ k}\Omega$ . Die Beeinflussung der Eigenanstiegszeit bei der Bereichserweiterung wurde wie folgt gemessen (Speisung mit Rechteckpuls  $20 \text{ kV}$ ,  $T_A \leq 1 \text{ nsec}$ ):

max. Meßspannung	kV	100 kV	200 kV	300 kV	400 kV	500 kV
Teilerkombination	-	BT	BT + A	BT + 2A	BT + 3a	BT + 4A
Eingangswiderstand	k	$6 \text{ k}\Omega$	$12 \text{ k}\Omega$	$18 \text{ k}\Omega$	$24 \text{ k}\Omega$	$30 \text{ k}\Omega$
Anstiegszeit +)	nsec	1 - 2	2 - 3	3 - 4	5	5
Überschwingen +)	%	5	15	20	25	30

+ ) abhängig von der Art des Messanschlusses



Stoßspannungsmeßwiderstand und hochbelastbare Abschwächglieder

Fig. 60

3.1.5. Symmetrische hochbelastbare Abschwächglieder und Abschlußwiderstände

(R. Süß)

Zur Anpassung der Hochspannungsteiler an die verschiedene Eingangsempfindlichkeit der Oszillographen wurden hochbelastbare, impulfeste (3 kV) Abschwächglieder 1:2, 1:5 und 1:10 und Abschlußwiderstände für  $Z = 50 \Omega$  und  $Z = 75 \Omega$  gebaut. In einem Serientest wurde das Impulsverhalten der verwendeten Meßwiderstände untersucht.

3.2. Elektronische Standardgeräte

3.2.1. Leistungsstabilisiertes Netzgerät EL 068 E

(K. Maischberger)

Das Gerät wurde in seinen technischen Daten erweitert und verbessert. Der Hallmultiplikator für die Produktbildung aus Spannung und Strom wurde durch einen elektronischen Baustein mit einem Multiplikationsfehler von 0,25 % ersetzt. Außerdem kann das Gerät nun zusätzlich im spannungs- oder stromstabilisierten Betrieb eingesetzt werden.

Typische Ausgangsdaten des Gerätes:  $U = 500 \dots 2500 \text{ V (negativ)}$   
 $J = 0,1 \dots 2 \text{ A}$   
 $N_{\text{max}} = 5000 \text{ W}$

Die Stabilität ist 0,1 % bei Netzschwankungen von  $\pm 10 \%$  und 0,5 % bei Laständerungen im Verhältnis 1 : 5.

### 3.2.2. Elektronisch stabilisierte Gleichspannungsversorgungsgeräte

(G. Roos)

Unsere Standard-Regelverstärker wurden weiterentwickelt und werden jetzt in 2 Ausführungen gebaut. Typ A für Spannungs- und Stromregelung bei kleineren Strömen bzw. keinen großen Anforderungen an die Konstanz des Stroms; Typ B ebenfalls für U- und J-Regelung, wobei jedoch durch Verwendung einer integrierten Schaltung eine sehr gute Konstanz der Stromregelung auch bei großen Strömen erreicht wird.

Mit diesen Typen wurde ein ganzes Programm verschiedener elektronisch stabilisierter Netzgeräte gebaut, mit Ausgangsleistungen bis 750 W, teilweise mit Wasserkühlung. Einige Typen werden als lagermäßige Seriengeräte gebaut: z.B. 0 ... 50 V, 0 ... 2 A und 0 ... 20 V, 0 ... 20 A. Bei allen Ausführungen arbeiten wir ohne gesteuerten Vorregler und nehmen den dadurch verschlechterten Wirkungsgrad in Kauf, weil damit die von den Thyristoren verursachte HF-Störstrahlung vermieden wird.

Im übrigen unterscheiden sich unsere Geräte von ähnlichen im Handel befindlichen durch niedrigeren Preis, größere Betriebssicherheit und vor allem durch sehr kleine Ausgangskapazitäten.

Die Größe der Ausgangskapazität - die für einen stabilen Betrieb unentbehrlich ist - ist von großer Bedeutung für das Verhalten des Geräts bei Verbraucherkurzschlüssen, da die in diesem Kondensator gespeicherte Energie ohne Strombegrenzung in den Verbraucher gelangt.

### 3.2.3. Universal-Bildwandler EL 154

(H. Baumhacker, F. Hofmeister, H. Hohenöcker)

Für die neue BW-Serie EL 154 wurden die Einschübe auf Printplatten-Technik umgerüstet und die Netzteileneinschübe des Musters fertiggestellt. Die Serienfertigung ist angelaufen.

Die Arbeiten am 7-Bild-Einschub führten zu einer voll-transistorisierten Schaltung großer Flexibilität (weite Bild- und Intervall-Bereiche, wahlweise 3-Bild-Betrieb, single sweep-Wahlmöglichkeit).

Ein Schmierbild-Einschub EL 085 E 10 mit 10-fach schnellerer Ablenkrate 10 nsec/cm wurde entwickelt.

### 3.3. Mach-Zehnder-Interferometer

(J. Leinthal, H. Klingenberg <sup>+</sup>), R. Zickert)

Dieses Gerät wird für Messungen am Stoßwellenrohr benötigt.

Wegen der hohen Magnetfelder am Experiment wurde ein antimagnetisches Material mit einer max. Permeabilität  $\mu = 1,05$  für die Bauelemente gewählt.

Teilerplatte 1 und Spiegel 2 werden mit einer Grobverstellung von  $5^\circ$ , Skalenteilung =  $3/10 \mu$  Längsbewegung justiert.

Teilerplatte 3 und Spiegel 4 sind mit einer Feinverstellung von  $5^\circ$ , Skalenteilung =  $1/10 \mu$  Längsbewegung versehen. Das gesamte Gerät ist staub- und lichtdicht verkleidet.

(Fig. 61)

<sup>+</sup>) Abteilung 3

# Mach-Zehnder-Interferometer

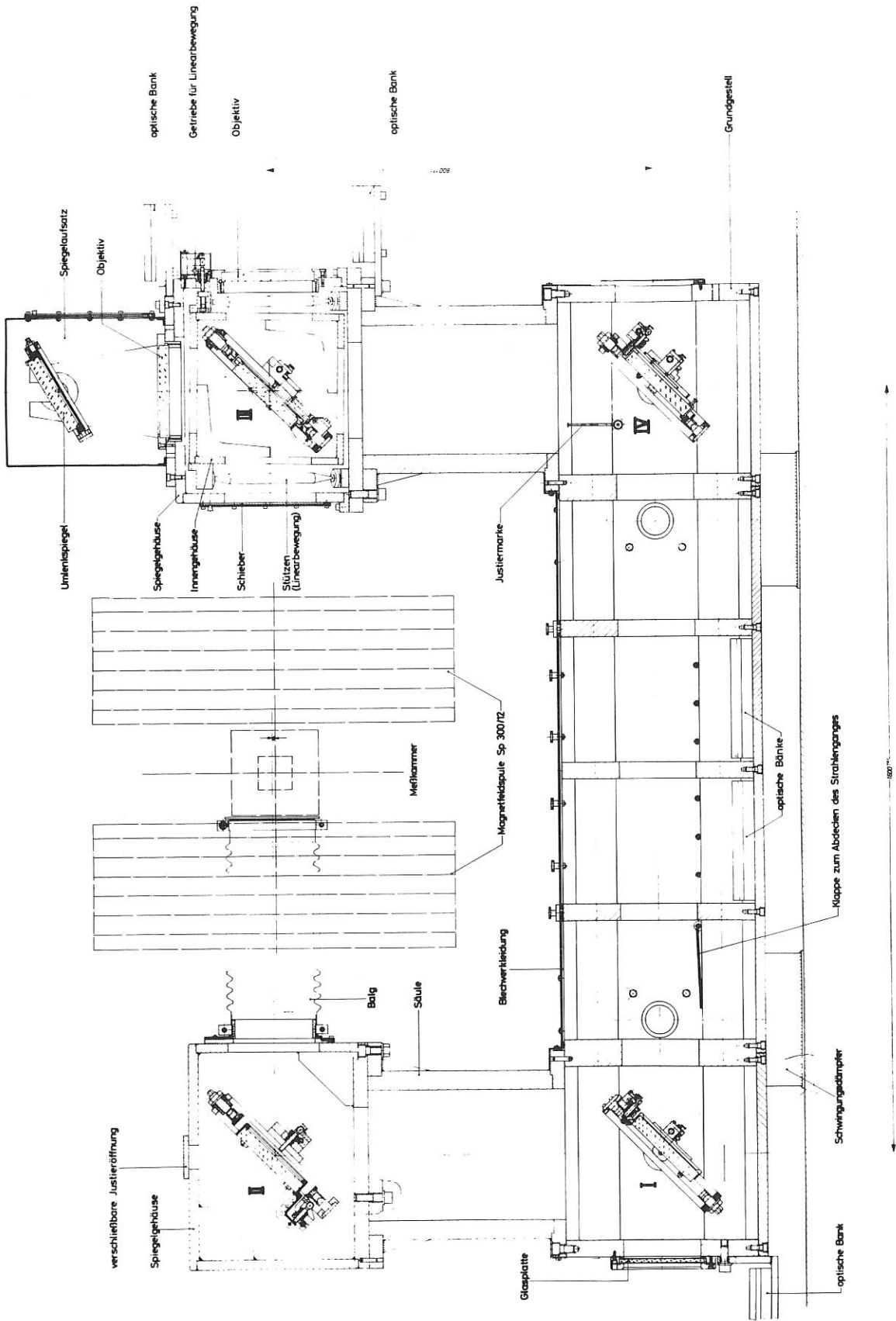


Fig. 61



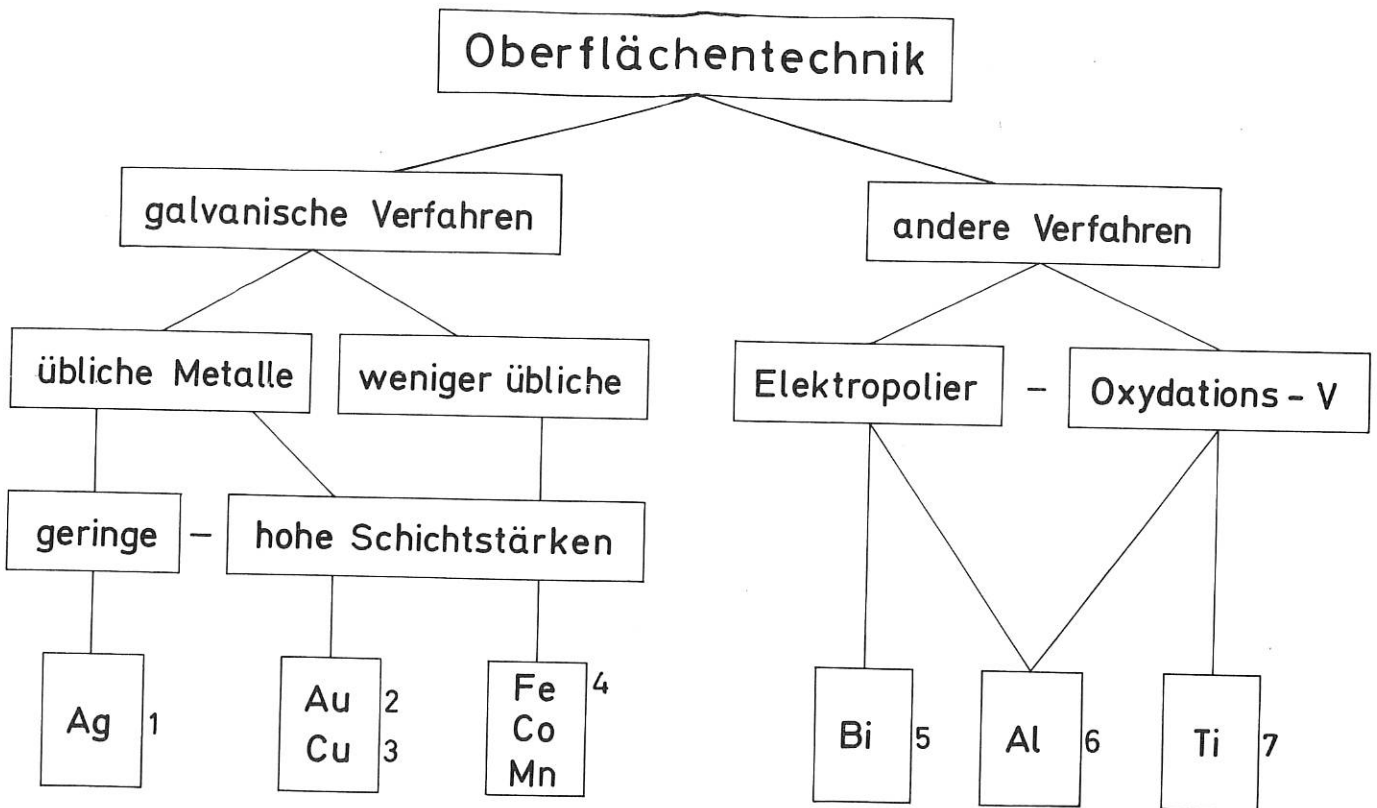
#### 4. Sonstige technische Arbeiten

##### 4.1. Konstruktionsbüros

Aus der Vielzahl der in den Konstruktionsbüros ausgeführten Arbeiten seien noch erwähnt die Apparatur "SORBAS" zum Ionenbeschuß von Festkörpern sowie die Magnetkammer für den Protonenbeschleuniger "BOMBARDON".

##### 4.2. Chemie und Galvanik

In der folgenden Tabelle soll kurz und übersichtlich auf eine Reihe von durchgeführten Arbeiten hingewiesen werden, die sich aus den insgesamt 503 Aufträgen heraushoben.



- Zu 1) Silberhohlkugel 80 mm  $\emptyset$ , Wandstärke 0,1 mm, galvanoplastisch auf einer Al-Vollkugel hergestellt. Das Aluminium wurde durch eine 1mm-Bohrung mit HCl herausgelöst.
- Zu 2) Starkvergoldung eines V2A-Gitters. Verringerung der Maschenweite von 0,08 auf 0,03 mm.
- Zu 3) 5 - 6 mm starke Verkupferung von Stahlwinkeln. Expositionsdauer ca. 200 h; daher kontinuierliche Badüberwachung nötig.
- Zu 4) Abscheidung von 0,5 mm Fe und Co auf einer Cu-Antikathode ohne Zwischenschicht. Mangan konnte ebenfalls in dieser Schichtstärke aufgetragen werden, allerdings nur nach längeren Versuchsreihen, die schließlich zum Diaphragmaverfahren führten. Genaue ptl- und Metallgehalt-Kontrolle ist dabei nötig. Als Elektroden wurden anfangs gesinterte Mn-Kugeln eingesetzt. Diese passivierten jedoch zu schnell, so daß sie später gegen Graphitanoden ausgetauscht wurden.

- Zu 5) Elektropolieren von Wismut in einem gekühlten Perchlorsäure-Elektrolyt.
- Zu 6) 0,2 mm starke Al-Folien werden durch Elektropolieren auf eine Stärke von 0,05 mm abgetragen.
- Zu 7) Elektrolytische Oxidation von Titan in 40 %-iger Schwefelsäure bei 60° C. Durchschlagsfestigkeit ca. 100 V Gleichspannung.

#### 4.3. Numerisches Rechnen und Analogtechnik

##### 4.3.1. Magnetfeldprogramme

(R. Pöhlchen)

- A) Das ALGOL-Programm "KOSPHOS II" zur Berechnung des Magnetfeldes koaxialer dickwandiger Spulen wurde erweitert. Das Programm ist nun auch für den Fall einer radial variablen Stromdichte im Wicklungsquerschnitt anwendbar. Die radiale Abhängigkeit der Stromdichte muß hierbei durch eine Potenzfunktion approximiert werden:  $g(a) = g(R_i) \cdot (R_i/a)^n$  mit  $n$  beliebig. Anlaß zur Erweiterung war der Bau der schon vorher beschriebenen 120-kGAUSS-Spule vom Bitter-Typ. Außerdem werden in Abteilung III des Instituts zahlreiche andere Bitter-Spulen betrieben. Die Spulenwindungen bestehen aus Kupferscheiben, deren Stromverteilung bei Gleichstromspeisung und gleichmäßiger Temperatur im Leiter exakt durch obige Gleichung mit  $n = 1$  beschrieben wird. (Programmiererin Frl. H. Müller)
- B) Ein ALGOL-Programm "FORIND" zur Berechnung der zwischen koaxialen dickwandigen Spulen auftretenden Wechselinduktivitäten und Axial-Kräfte wurde fertiggestellt. Es berechnet außerdem die Selbstinduktivität dickwandiger Spulen. Für den Entwurf von Spulenordnungen kann man sich meist mit groben Abschätzungen der Induktivität begnügen, aber die abzufangenden Axialkräfte bei den Spulensystemen der Plasmaphysik kommen häufig in eine Größenordnung von hundert Tonnen. Das erfordert eine zuverlässige Berechnung. (Programmiererin Frl. H. Müller)

##### 4.3.2. Analogtechnik und Netzwerkprogramme

(G. Herppich, G. Nützel, J. Mantel, G. Roos, F. Werner)

Zur technischen Klärung von Projekten wurden im Berichtsjahr fertige Rechenmaschinenprogramme bei der Berechnung von Netzwerken eingesetzt. Insbesondere wurde das ECAP zur Klärung kooperativer Effekte in mehrfach geschalteten Energiespeichersystemen verwendet. Nachdem noch ein Plotprogramm dazu geschrieben ist, kann es jetzt zahlreiche Analogmessungen am bestehenden Niederspannungsanalogmodell ersetzen. Nach wie vor aktuell bleibt letzteres für genauere Untersuchungen an sehr schnellen Systemen mit verteilten Parametern sowie bei gleichzeitiger Vermessung räumlicher Feldverteilungen. Das Niederspannungsanalogmodell wurde mit schnellen Transistorschaltern ausgerüstet; für Feldvermessungen wurde eine sehr genaue Sondenführung konstruiert. (IPP-Bericht 4/51, Mai 1968). Der bestehende automatische elektrolytische Trog wurde mit einem neuen Abtastsystem unter Verwendung dreier feststehender Sonden versehen, mit dem nach Fertigstellung des Sondenantriebs auch Potentialverteilungen unterhalb des Wasserspiegels, z.B. in vertikalen Ebenen, gemessen werden können. Mit den genannten Einrichtungen wurden Analoguntersuchungen u.a. zu folgenden Problemen durchgeführt:

Magnetfeldverteilung im Smokatron  
Induktive Heizung von Schmelztiegeln  
Dimensionierung der Vorionisationsbatterie zu Isar II  
Dimensionierung der Blumlein-Leitungen zum 500 kV-Projekt  
Grundsätzliche Dimensionierung von Energiespeichern.

#### 4.4. Dokumentation

(J. Mantel)

In Zusammenarbeit mit der IPP-Dokumentationsstelle und allen Klassifikateuren wurde die Technik-Dokumentation von August an in monatlichen Heften herausgegeben. Sie wird ab 1969 von der Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation Karlsruhe verbreitet werden.

#### 4.5. Service

Es wurden 609 elektronische Geräte repariert und gewartet, wobei die Ersatzteilkosten DM 25918,17 und die aufgewendete Zeit 2287,5 Std. betragen.

### 5. Zentralwerkstätten

#### 5.1. Mechanische Werkstätten und Schreinerei

Die Kapazität der Zentralwerkstätte wurde auch 1968 durch Neubeschaffung von Werkzeugmaschinen wesentlich erweitert. Der Maschinenpark der einzelnen Werkstätten wurde u.a. durch je eine Universal-Werkzeugfräsmaschine des Typs FP 3 L und FP 1, eine Feilmaschine "Thiel Produro", eine Spiralbohrerschleifmaschine, eine Bandsäge und eine Metallkreissäge ergänzt.

Im Laufe des Jahres 1968 erhöhte sich die Zahl der im Bereich der mechanischen Werkstätten und Schreinerei Beschäftigten um 11,8 % von 93 auf 104 bei 3 Abgängen, 3 Versetzungen und 17 Zugängen.

#### Belegschaftsstärke der einzelnen Werkstätten

Mechanik	32	Schreinerei	8
Feinmechanik	15	Lehrwerkstatt	16
Schlosserei u. Schweißerei	14	Werkstattbüro	1
Kunststoffwerkstatt	3	Arbeitsvorbereitung	8
Werkzeuglager u. Helfer	5	Revision	2

Auftragseingang: 1188 Aufträge

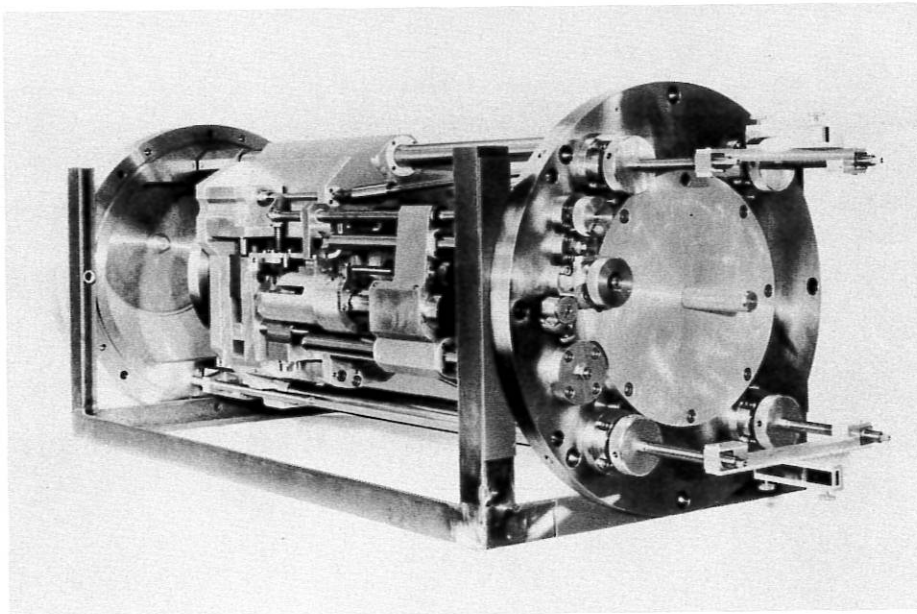
#### Jahresbilanz der geleisteten Stunden

Gesamtstunden: 96934

Abt.	I	II	III	IV/V	VI/VII	Extrat.	Sonstiges
Soll %	27 %	24 %	24 %	14 %	2 %	9 %	-
Soll-Std.	26172	23264	23264	13571	1939	8724	-
Ist-Std.	18152	23973	20482	18047	1003	10068	5209
%	19 %	25 %	21 %	19 %	1 %	10 %	5 %

Erwähnenswerte Arbeiten

1. Spiegelführung und Teleskopfeldabtastvorrichtung  
Auftrags-Nr. 93-x1009-x (Aufwand ca. 2500 Arbeitsstunden)
2. Magnetfeldspulenaufbau für Stoßwellenrohr  
Auftrags-Nr. 3F-K0848-x3 (Aufwand ca. 1610 Arbeitsstunden)
3. Einzelteile für Rezipienten WIII  
Auftrags-Nr. 2A-x1035-x (Aufwand ca. 520 Stunden)
4. Lasergetriggerte Funkenstrecke  
Auftrags-Nr. 4D-K7017-x (Aufwand ca. 470 Stunden)
5. Fertigstellung des Stellerators W II  
Auftrags-Nr. 2A-M0826-x (Aufwand ca. 3300 Stunden)



Spiegelführung für UV-Testkammer

Fig. 62

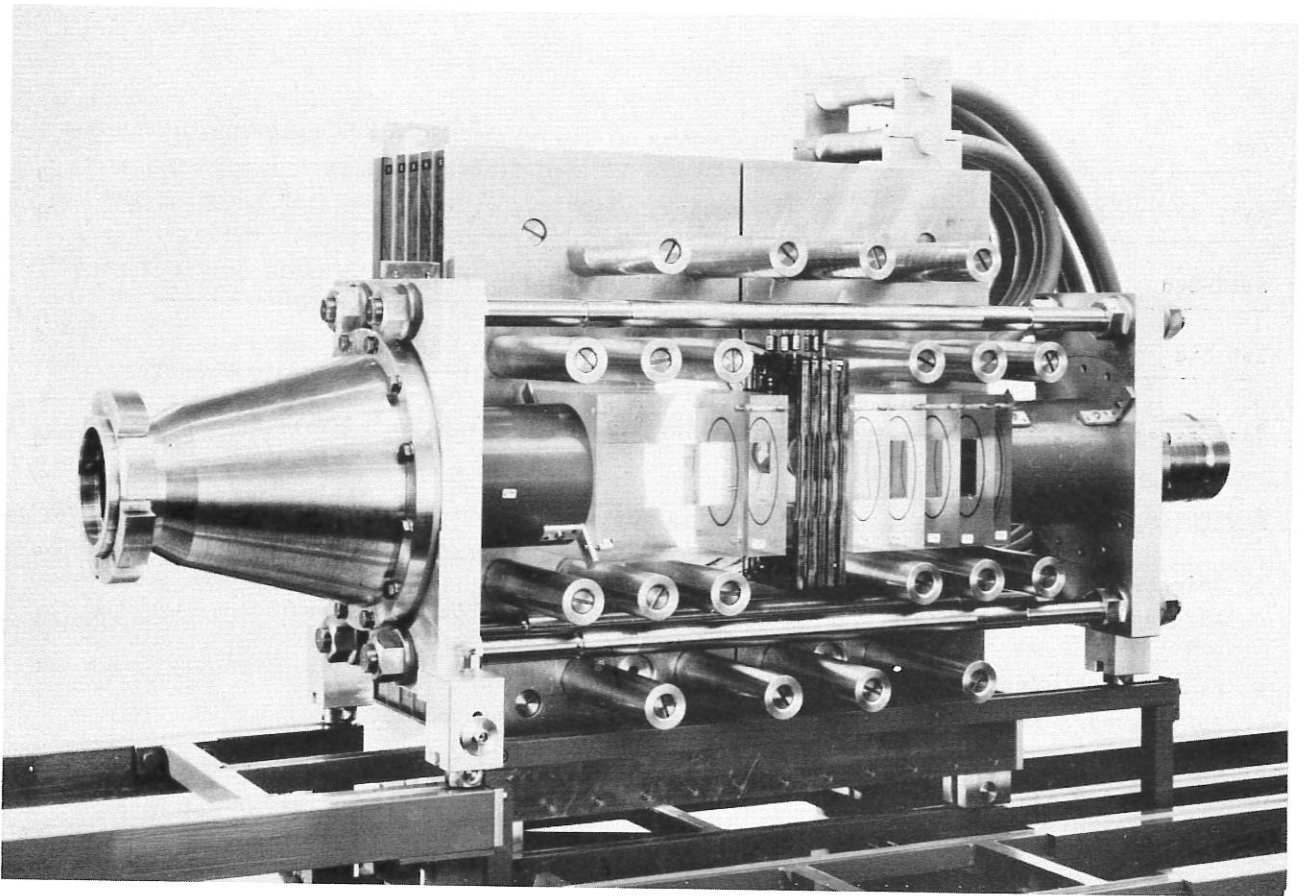


Fig. 63 Magnetfeldspulenaufbau für Stoßwellenrohr

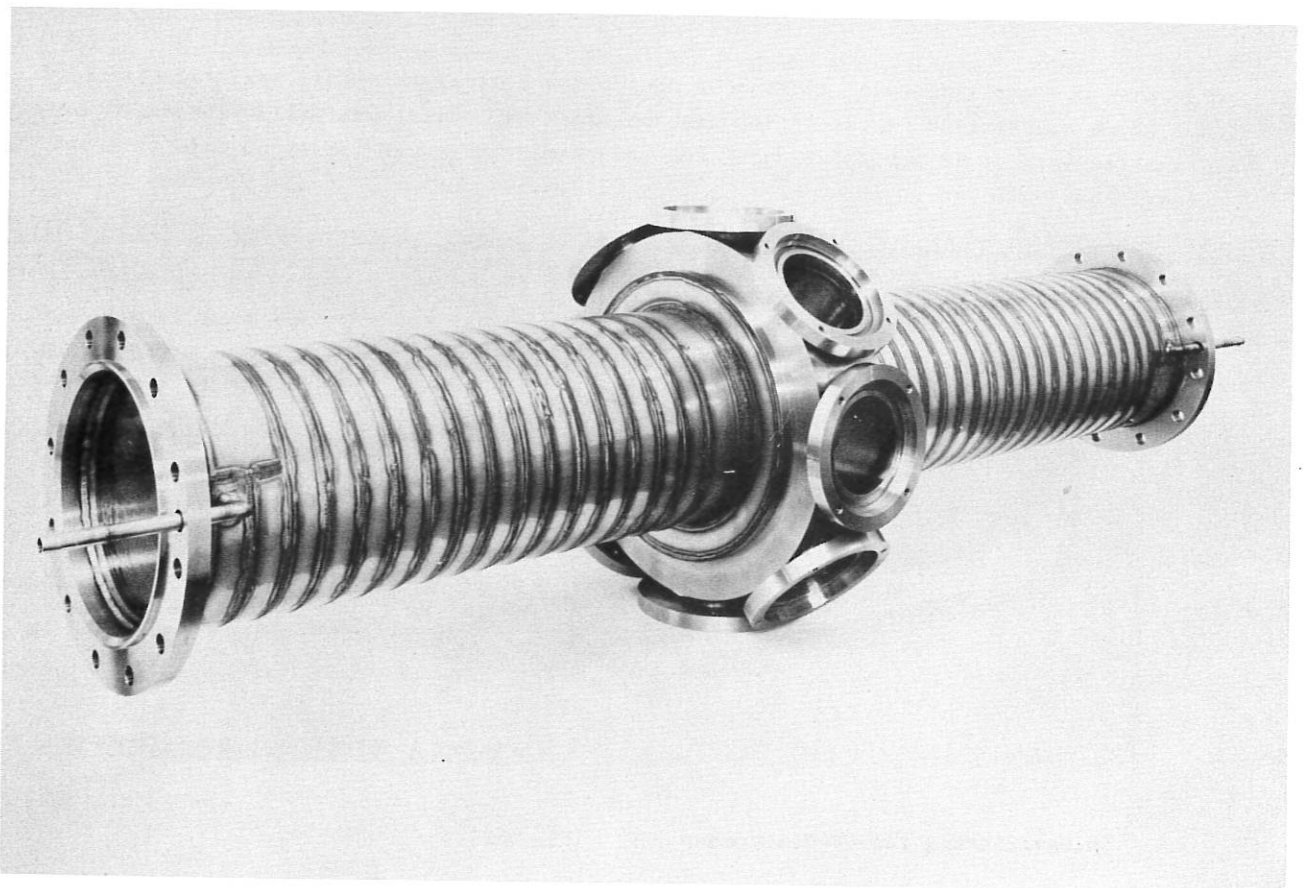


Fig. 64 Einzelteile für Rezipienten

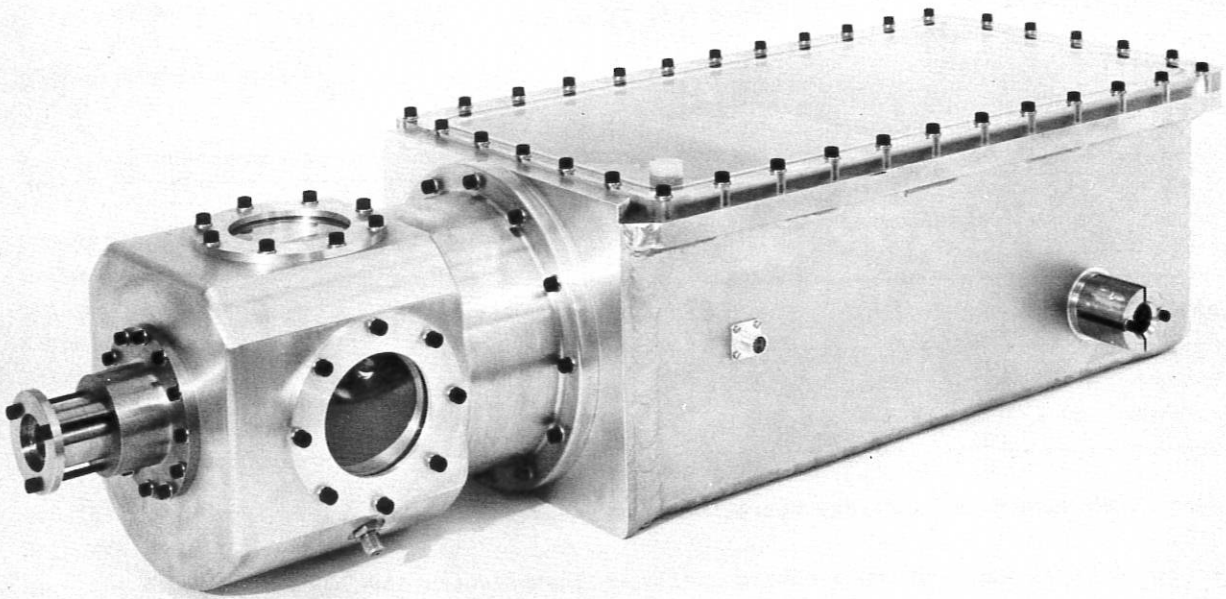


Fig. 65 Lasergetriggerte Funkenstrecke

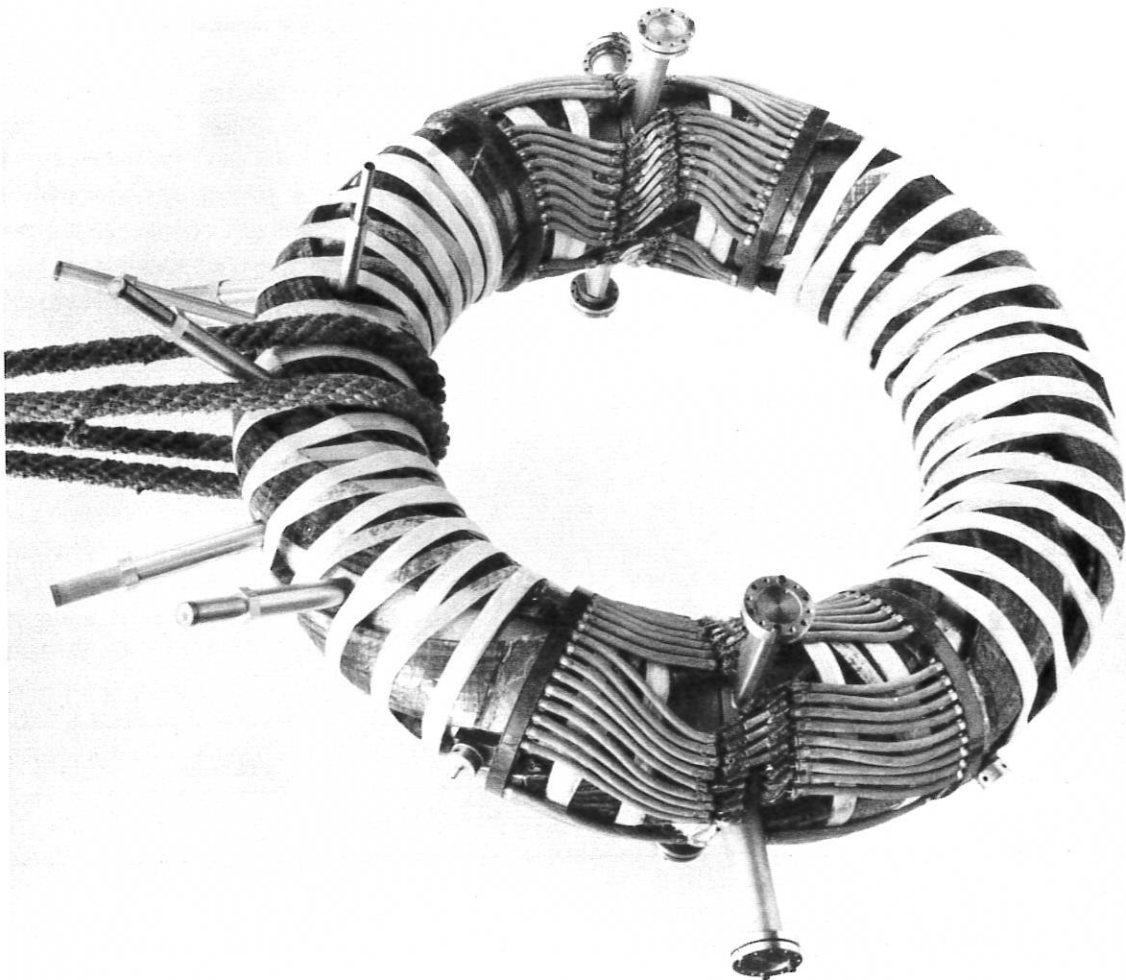


Fig. 66 Torus W II

5.2. Zentrale Elektrowerkstatt

Bei einer Belegschaft von 10 Personen (vom 1. 1. 1968 - 31. 1. 1968)  
 9 Personen (vom 1. 2. 1968 - 31. 3. 1968)  
 8 Personen (vom 1. 4. 1968 - 21. 7. 1968)  
 9 Personen (vom 22.7. 1968 - 31. 7. 1968)  
 10 Personen (vom 1. 8. 1968 - 31.12. 1968)

wurden 1968 effektiv 15.177,0 Arbeitsstunden geleistet.

Diese teilen sich folgendermaßen auf:

Abteilung	1	2	3	4/5	Extraterr.	Sonstige
Stunden	5.171,0	1.305,0	810,5	5.050,5	1.512,0	1.328,0
entspricht	34,2 %	8,3 %	5,4 %	33,3 %	10 %	8,8 %

Im Jahre 1968 wurden 192 Aufträge bearbeitet bzw. abgeschlossen.

Es wurden folgende Anlagen und Geräte erstellt: Installation der 500-kJ-Anlage; Beschaltungseinheiten für Hochspannungskondensatoren; Niederspannungsverteilung für 500-kW-Umformer; Laserbatteriewagen; Hochspannungsgeräte bis zu 200 kV.

Steuer- und Regelgeräte für: Hochspannungsanlagen; Kompressoranlagen; Ofenheizungen; Sondentransportmaschinen.

Netzgeräte und -verteilungen für: Impulsgeräte; Experimente; Steuerungen; Galvanikanlagen; Messungen.

Sonstiges: Transformatoren bis 30 kV; Meßgeräte; Hochspannungsstecker und -schalter; Impuls- und Triggergeräte; Meß-Impuls- und Steuerkabel; Installationen; Reparaturen; diverse mechanische Arbeiten.

Mit Abschluß des Jahres 1968 wurden 35 Aufträge in Höhe von ca. 3375 Arbeitsstunden auf das Jahr 1969 übertragen.

5.3. Zentrale Elektronikwerkstatt

Anzahl der Beschäftigten am 31.12.1968: 9

Es wurden 1968 effektiv 15.008 Stunden geleistet. Davon entfallen auf die einzelnen Abteilungen:

Abteilung	1	2	3	4	5/6/7	Extraterr.	Sonstige
Stunden	2356,0	3515,0	740,0	3478,0	3756,0	329,0	833,5
vorgegebener Kapazitätsanteil 27%		24%	24%	14%	2%	9%	
entspricht	15,7%	23,5%	4,9%	23,2%	25%	2,2%	5,5%

Es wurden insgesamt 159 Aufträge bearbeitet. Davon waren 17 Aufträge für das Fertiggerätelager für Seriengeräte.

Insgesamt wurden für die Seriengeräte 3278 Stunden aufgewandt. Außer den Seriengeräten wurden Impulsgeräte, Meßgeräte, Prüfgeräte, stabilisierte Netzgeräte aller Art, Transformatoren, Spulen, Gravier- und andere mechanische Arbeiten gefertigt.

Fertigungsübersicht der Seriengeräte 1968	Zugang	bisherige Gesamtproduktion	
Trigger 7,5 kV	011	8	34
Trigger 3,2 kV	039	5	77
Trigger 14 kV	016	5	97
Doppeltrigger 3,2 kV	166	25	25
Trigger 2 x 10 Kanal	029	-	18
Trigger 20 Kanal	052	-	7
Impulstrafo 3,2 kV	034	-	384
Impulstrafo 14 kV	041	-	60
Impulsverstärker	036	-	67
Triggertrennstufe	142	4	14
Speise 3,2 kV	040	12	48
Speise 7,5 kV	017	8	28
Speise 14 kV	018	5	97
Ladegerät 2,5 kV	059	-	8
Ladegerät 34 kV	019	-	32
Ladegerät 34 kV mit Meßkonst.	057	-	10
HS-Gerät 5 kV	069	-	43
Ladegerät 4 kV wechselbar	126	5	10
stab. Netzgerät $\pm$ 300 V	112	-	15
stab. Netzgerät 18/36 V	145	-	26
Heizstromversorgung 10 V/60	055	4	22
Leist.stab. Netzgerät	068	3	11
Wechselsp. Stabi 100 VA	116	-	13
Spannungswächter	138	21	38
Zeitverzögerung 10,usec	042	-	60
Zeitverzögerung 100,usec	033	-	136
Zeitverzögerung 1 msec	043	-	85
Zeitverzögerung 10 msec	095	-	36
Zeittaktgeber 4x10 sec	082	-	45
Impulsverzögerungsgerät	148	30	30
Netzverteiler klein	032	-	31
Netzverteiler 220 V	047	-	45
Netzverteiler 220/110 V	060	-	28
Steckdosenleiste	1B 8-1	50	350
Pumpensteuerung	062	-	45
Ofensteuerung	063	-	15
Multipliemermeßkopf 4	035	-	5
BW-Bildwandlerkamera	085	1	21

Der Gesamtwert der über das Fertiggerätelager gelieferten Seriengeräte (Lagerbewegung) beträgt DM 139,537.--. Diese verteilen sich wie folgt auf die einzelnen Abteilungen:



Abteilung	1	2	3	4	6 + 7	Extraterr.
Betrag	55,482.--	29,573.--	17,044.--	21,234.--	1,039.--	15,165.--
Prozentualer Anteil	39,7	21,1	12,4	15,2	0,7	10,9

RELATIVISTISCHE PLASMEN (PROF. A. SCHLÜTER)

(C. Andelfinger, W. Dommaschk, W.H. Kegel, P. Merkel, W. Ott, U. Schumacher, G. Siller, M. Ulrich)

(Ingenieure: E. Buchelt, R. Griek, D. Jacobi, H.B. Schilling, P. Ulbricht)

Mit "relativistischen Plasmen" sollen solche bezeichnet werden, bei denen zumindest die Elektronen relativistische Geschwindigkeiten haben. Das Interesse daran ist durch die Veröffentlichung (September 1967) erster experimentell erfolgreich verlaufender Arbeiten zur Entwicklung eines relativistischen Plasmaringbeschleunigers (Smokatron) von der V.I.-Veksler-Gruppe in Dubna in den Vordergrund gerückt. Danach hat sich die Gruppe um A.M. Sessler in Berkeley mit großer Aktivität auf dieses Problem gestürzt und im Spätherbst 1968 erste erfolgreiche Versuche zur Herstellung relativistischer Plasmaringe mit Hilfe des Astron-Injektors durchgeführt.

Im Juni 1968 hat die Wissenschaftliche Leitung des IPP den Beschluß gefaßt, dieses neue Arbeitsgebiet aufzunehmen. Im August wurde mit den ersten Konstruktionsarbeiten begonnen. Schließlich wurde am 1.10.1968 die Abteilung "Relativistische Plasmen" offiziell gegründet.

Ein Wort zur Arbeitsweise des Plasmaringbeschleunigers: Man erzeugt einen Ring relativistischer Elektronen in einem schwach fokussierenden mit der Zeit ansteigenden Magnetfeld. Die Elektronenenergie liegt bei 2 MeV. Dieser Ring wird in dem ansteigenden Magnetfeld adiabatisch komprimiert und zwar großer und kleiner Ringradius im gleichen Verhältnis. Bei der Kompression wird die Elektronenenergie auf ca. 20 MeV erhöht, der große Ringradius wird ca. 3 cm, der kleine soll von der Größenordnung 1 mm sein. Letzterer hängt von der Emittanz der Elektronenkanone, als auch von den Amplituden angeregter Betatronschwingungen ab. Gewünscht werden Emittanzen von kleiner als 100 mrad cm. Die Raumladung des Elektronenringes bildet für positive Ionen eine Potentialmulde, deren Tiefe durch die Zahl der Elektronen im Ring und dem Ringquerschnitt gegeben ist. Bei  $N_e = 10^{13}$  und  $r = 1$  mm ergeben sich etwa 50 kV. In diese Potentialmulde sollen nun etwa 1 % Ionen eingebettet werden, die bei einer Beschleunigung des Ringes senkrecht zur Ringebene mitgenommen werden und die Geschwindigkeit des Ringes erhalten. Bei den oben genannten Werten kann man Beschleunigungsfeldstärken von ca. 3 MV/m anwenden ohne die Ionen zu verlieren. Der Energiegewinn der Ionen ist dann gleich dem der Elektronen x dem Verhältnis der Ionenmasse zur relativistischen Elektronenmasse. Dieses Verhältnis liegt für Protonen bei 30-40. Das bedeutet, daß man bei diesen Beschleunigungsfeldern bei einer Beschleunigungsstrecke von ca. 10 m einen Energiegewinn von der Größenordnung 1 GeV pro Nucleon erwarten darf.

Voraussetzung ist, daß die Elektronenringe über die ganze Beschleunigungszeit stabil bleiben, insbesondere dann, wenn sie aus dem fokussierenden Kompressionsfeld heraus in ein homogenes oder divergentes Magnetfeld beschleunigt werden.

Das vorläufige Ziel unserer Arbeiten ist die Untersuchung der Ringstabilität mit und ohne Ionenbeladung bei verschwindendem Feldindex  $n$ , d.h. bei verschwindender Fokussierung des Kompressionsfeldes. Im Unterschied zu den Experimenten in Berkeley, Dubna oder Karlsruhe wollen wir die Ringkompression zehnmal schneller, nämlich in ca. 22  $\mu$ sec durchführen. Dies reduziert die Anforderungen

- 1) an die Kleinheit der Wachstumsraten für Instabilitäten. Für die Beschleunigung der Ringe sind nur Zeiten von der Größenordnung  $\mu$ sec notwendig, d.h. es besteht kein Bedürfnis, die Ringe über msec stabil zu halten:
- 2) solange die Ringbeladung durch Ionisierung des Restgases erfolgt, benötigt man bei kürzeren Zeiten einen höheren Restgasdruck, in unserem Fall einige  $10^{-6}$  Torr  $H_2$ . Um einen ausreichend großen Reinheitsgrad zu haben, sollte dann das Endvakuum der Apparatur etwa  $10^{-8}$  Torr sein. Bei längeren Kompressionszeiten verringert sich im gleichen Maß der Restgasdruck bzw. das Endvakuum.

In einem zweiten Schritt wollen wir versuchen, im Kompressor einen Ionenring (3- 4 keV H<sup>+</sup> bei 1-10 mA, Einschubzeit 1,6  $\mu$ sec) aufzubauen und in diesen den Elektronenring mit gleichem magnetischen Moment einzuschleusen, so daß beide Ringe die gleiche adiabatische Kompression erfahren. Wenn dies gelänge, könnte man sofort nach Beendigung der Kompression den Plasmaring beschleunigen. U.U. hat man auch den Grad der Beladung besser in der Hand.

Es ist ein Ionenstrahlexperiment im Aufbau, bei welchem die Ionenringbildung in einem fokussierenden Magnetfeld, das den Anfangsbedingungen des Kompressors entspricht, untersucht werden soll. Das frühere Ionenstrahlexperiment Isis I findet hierbei Verwendung.

### Die Elektronenkanone

Für das erste Experiment haben wir das Febetron 705 der Field Emission Corporation gekauft. Es liefert aus einer Feldemissionsröhre einen Elektronenstrom von ca. 4000 A bei einer Maximalenergie von 2,2 MeV. Die Elektronenenergie besitzt ein breites Spektrum, wobei die Maximalenergie in einem Zeitintervall von ca. 10 nsec in einem Gesamtimpuls von ca. 100 nsec emittiert wird. Das Problem ist, wie man die interessierenden 10 nsec von dem übrigen Impuls separieren kann. Ein Chopper ist zunächst nicht anwendbar, da er mit einer Genauigkeit von 1 nsec in Bezug auf den Elektronenimpuls geschaltet werden muß. Die Elektronenkanone selbst hat aber einen zeitlichen Jitter von  $\pm$  5 nsec. Da innerhalb der besagten 10 nsec die Energieänderung nur wenige % beträgt, wollen wir es zunächst über eine Energieselektion versuchen. Eine grobe Selektion ergibt sich durch 3 aufeinanderfolgende Fokussierungsspulen im Strahlführungssystem zwischen Elektronenkanone und Kompressor. Eine genauere Energieselektion soll mit dem Kompressor selbst vorgenommen werden. Bei einer Einschubzeit von 8 nsec, dies entspricht 2 Umläufen auf dem Einschub-sollkreis (d = 40 cm  $\varnothing$ ), benötigen wir einen Strom von 200 A um  $10^{13}$  Elektronen einzufangen. So können wir aus dem Gesamtstrom 1/20 ausblenden und dabei die Emittanz auf ca. 50 mrad cm begrenzen.

Für spätere Experimente soll die Emittanz des Elektronenstrahls noch verbessert werden.

Eine russische Arbeit (Bogdankevich 1966) ermutigte uns, ein Experiment anzufangen, zunächst in Zusammenarbeit mit Abt. 3, bei dem eine kalte Metallkathode mit einem Riesen-Impuls-Laser bestrahlt und durch ein elektrisches Feld von einigen 10 kV/cm die emittierten Elektronen abgesaugt werden. Dabei ist unklar, ob die Elektronen direkt aus dem Metall oder aus einem durch Laserbeschub produzierten Plasma stammen. Abschätzungen lassen bei einer derartigen Anordnung eine Emittanz von der Größenordnung 1 mrad cm bei 1 MV Beschleunigungsspannung erwarten. Als Generator für diesen Entladungskreis dient zunächst eine Kabelschaltung für Spannungen bis zu 40 kV. Später soll ein Blumlein-Kabel Verwendung finden, das für 200 kV in atmosphärischer Luft und für 2 MV im Drucktank ausgelegt ist. Außerhalb des Drucktanks sollen zunächst Anpassungsfragen untersucht werden.

### Der magnetische Kompressor

Der Kompressor besteht aus 3 konzentrischen einwindigen Helmholtz-Spulensätzen. Diese Unterteilung ist einmal notwendig, um den für die Fokussierung notwendigen Feldindex n einzustellen, zum anderen, um das mit Feld erfüllte Volumen, d.h. die bereitzustellende Energie klein zu halten. Bei der gewünschten Anstiegszeit von je 8  $\mu$ sec pro Spulensatz können aus Induktivitätsgründen nur einwindige Spulen verwendet werden. Dies ergibt eine größere Störung an der Einspeisungsstelle als bei mehrwindigen Spulen. Andererseits passieren die Elektronen bei der schnellen Kompression weniger oft diese Störstellen.

Die Spulensätze werden durch 3 Kondensatorbatterien (40 kV), die jeweils mit einem passiven Crowbarkreis versehen sind, gespeist. Die Batterien werden nacheinander, um etwa eine Viertelperiode versetzt in der Reihenfolge 1 - 3 gezündet.

Die Daten für den Kompressor sind:

Spulensatz	R(cm)	d(cm)	Feldindex n	B <sub>max</sub> (kG)	W <sub>Bat.</sub> (kJ)
1	32,0	48	0,7 - 0,2	1,1	8
2	18,5	28	0,26 - 0,1	6,1	20
3	8,0	12	0,22 - 0,13	22,0	20

Der angegebene Feldindex gilt für den radialen Kompressionsbereich des betreffenden Spulensatzes.

Der Einschubradius ist  $r_o = 20$  cm, das Kompressionsverhältnis  $r_o / r_{cp} = (B_{cp} / B_o)^{1/2} = 7,3$ , die Kompressionszeit  $\tau = 22$   $\mu$ s. Bei einer Einschubenergie von 2 MeV wird die Elektronenenergie in der komprimierten Phase 18 MeV, d.h.  $\gamma_{cp} = 36$ . Das Spulensystem ist relativ leicht zu ändern, so daß für die Stabilitätsuntersuchungen der Feldindex variiert werden kann. In gewissen Bereichen läßt sich eine Variation auch durch Änderung des Zeitprogramms der 3 Spulensätze erreichen.

Für das Vakuumsystem wurde eine Glas-Metall-Apparatur entworfen, als Pumpe ist eine Turbo-Molekularpumpe vorgesehen, um ein ölfreies Vakuum zu erhalten.

#### Die Strahlinjektion

Damit die Teilchen beim Einschub in den magnetischen Kompressor nach einem Umlauf nicht wieder auf die Einschubmündung auftreffen, muß das Magnetfeld während dieser Umlaufzeit (4 nsec) so verändert werden, daß die Teilchenbahn um mindestens einen Strahldurchmesser in radialer oder axialer Richtung, bezogen auf die Magnetfeldkoordinaten, verschoben wird. Für beide Fälle wurden Vorbereitungen getroffen. In diesen Hilfsspulen sind Stromänderungen von der Größenordnung  $10^{12}$  A/sec erforderlich.

Bei der axialen Verschiebung lassen sich im Kompressor Blenden zur oben erwähnten Energieselektion einbauen, welche in Verschiebungsrichtung offen sind.

#### Die Diagnostik

Die Diagnostik beruht hauptsächlich auf elektrischen und magnetischen Sonden, die hier allerdings eine Zeitauflösung von ca. 1 nsec haben müssen. Für die Vermessung des Elektronenstrahles bzw. -ringes wurden schnelle Induktionssonden, Rogowsky-Spulen und Faraday-Becher entwickelt.

Zum Jahresende sind die wesentlichen Teile des Elektronenringexperiments geliefert bzw. fertiggestellt worden.

#### Theoretische Arbeiten

##### 1. Relativistische magnetohydrodynamische Gleichungen

(W. Kegel, P. Merkel)

Als Vorstudie zur Untersuchung eines relativistischen Elektronen-Ionenringplasmas wurden relativistische magnetohydrodynamische Gleichungen zunächst in linearer, zylindersymmetrischer Geometrie gelöst und das lineare Gleichgewicht studiert (Bennett-Pinch).

##### 2. Ringaufweitung

(P. Merkel)

Ein relativistisches Virialtheorem wurde hergeleitet und mit seiner Hilfe der große Ringradius eines relativistischen Elektronenringes abgeschätzt. Wegen der Wechselwirkung der Teilchen untereinander ist der tatsächliche Ringradius größer als der Gyrationradius der Elektronen in dem äußeren Magnetfeld. Zur Vergrößerung des Radius tragen die elektrostatische Abstoßung der Teilchen, der magnetische Druck des Eigenmagnetfeldes des Ringes und die Gasdrucke von Elektronen und Ionen bei.

### 3. Die Ringmasse

(P. Merkel, A. Schlüter)

Sieht man von Strahlungsverlusten ab, so wird ein relativistischer Elektronenring mit eingefangenen Ionen in einem konstanten äußeren elektrischen Feld wie ein Teilchen der Masse  $M$  und der Ladung  $Q$  beschleunigt. Dabei ist  $Q$  die Gesamtladung des Ringes. Die Masse  $M$  des Ringes ist gleich der Gesamtenergie des Ringes ( $c = 1$  gesetzt). Sie setzt sich aus der Ruheenergie und der kinetischen Energie aller Teilchen und der Feldenergie des elektrischen und magnetischen Eigenfeldes des Ringes zusammen.

### 4. Ringgleichgewicht (mikroskopisch)

(W. Kegel)

Es wurden notwendige Bedingungen dafür hergeleitet, daß sich ein relativistischer Plasmaring in Gleichgewicht befindet.

Aus Momentengleichungen der relativistischen Wlassowgleichung folgt, daß - im Gegensatz zum Bennett-Pinch - die Elektronen auf ein endliches Volumen beschränkt sind, wenn man annimmt, daß der Druck im Unendlichen verschwindet. Aus den Momentengleichungen wurden Virialsätze für die einzelnen Kraftkomponenten, die auf die Elektronen bzw. Ionen wirken, abgeleitet. Die Beziehungen verknüpfen den mittleren Druck mit den Integralen der räumlichen Momente der elektrischen und magnetischen Kräfte. - Unter der Annahme eines kleinen Aspektverhältnisses wurden Näherungsausdrücke für die Virialintegrale hergeleitet. Im Fall eines homogenen äußeren Feldes erhält man so Beziehungen zwischen dem mittleren Druck und den Liniendichten der Elektronen und Ionen. Weiterhin ergibt sich ein Ausdruck für die Ringaufweitung. Schließlich ergibt sich, daß im Falle, daß das äußere Feld ein Spiegelfeld ist, sich der Druck der Elektronen in axialer Richtung erhöht. ( IPP 0/1 ).

GESCHÄFTSFÜHRUNG UND VERWALTUNG  
=====

I. Organisatorischer Aufbau der Institut für Plasmaphysik GmbH

Entsprechend seiner Aufgabenstellung, der dadurch bedingten Größe und wegen der engen Einbeziehung in die internationale Zusammenarbeit wurde das Institut für Plasmaphysik am 28. Juni 1960 als gemeinnützige Gesellschaft mit beschränkter Haftung gegründet und am 5. August 1960 in das Handelsregister des Amtsgerichts München eingetragen.

1.) Gesellschafter

MAX-PLANCK-GESELLSCHAFT zur Förderung der Wissenschaften e.V., Göttingen/München;

Professor Dr. phil. Werner H e i s e n b e r g , München.

Mit der Bundesrepublik Deutschland und dem Freistaat Bayern werden Verhandlungen über eine Beteiligung als Gesellschafter geführt.

2.) Verwaltungsrat

Professor Dr.-Ing. Siegfried B a l k e , Bundesminister a.D., München,

- Vorsitzter -

Professor Dr. phil. Adolf B u t e n a n d t ,  
Präsident der Max-Planck-Gesellschaft  
zur Förderung der Wissenschaften e.V., München,

- stellv. Vorsitzter -

Dr. Klaus D o h r n ,  
Geschäftsinhaber der Berliner Handelsgesellschaft,  
Frankfurt,

Johannes von E l m e n a u ,  
Ministerialdirigent im Bayerischen Staatsministerium  
für Unterricht und Kultus, München,

Hans Adolf G i e s e n ,  
Ministerialdirigent im Finanzministerium des Landes  
Nordrhein-Westfalen, Düsseldorf,

Professor Dr. Werner H e i s e n b e r g ,  
Geschäftsführender Direktor des Max-Planck-Instituts  
für Physik und Astrophysik, München,

Professor Dr. Joachim P r e t s c h ,  
Ministerialdirektor im Bundesministerium für  
wissenschaftliche Forschung, Bonn,

Dr. Max S c h e i d w i m m e r ,  
Ministerialdirigent im Bundesministerium für  
wissenschaftliche Forschung, Bonn,

Dr. Ernst T e l s c h o w ,  
Ehrensenator der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung  
der Wissenschaften e.V., Göttingen,

Professor Dr. Karl W i n n a c k e r ,  
Vorsitzer des Vorstandes der Farbwerke Hoechst AG.,  
Frankfurt.

3.) Wissenschaftliche Leitung

Sie bestimmt das wissenschaftliche und technische Programm und überwacht dessen Ausführung.

Professor Dr. Arnulf S c h l ü t e r ,  
Vorsitzer und wissenschaftlicher Direktor,  
Professor Dr. Ewald F ü n f e r ,  
stellvertretender Vorsitzer,  
Dr. Gerhard von G i e r k e ,  
Privat-Dozent Dr. Dieter P f i r s c h ,  
Dipl.-Ing. Karl-Heinz S c h m i t t e r ,  
Professor Dr. Rudolf W i e n e c k e .

4.) Geschäftsführung

Professor Dr. rer. nat. Arnulf S c h l ü t e r  
wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsführungsbereich;  
Dr. jur. Ernst-Joachim M e u s e l ,  
kaufmännischer und administrativer  
Geschäftsführungsbereich.

5.) Organisatorische Entwicklung

Die organisatorische Struktur des Instituts (vgl. schematische Darstellungen hat sich in diesem Berichtsjahr verändert:

Am 1. Oktober 1968 wurde aufgrund eines Beschlusses der Wissenschaftlichen Leitung die Abteilung "Relativistische Plasmen" unter der Leitung von Prof. Dr. Arnulf Schlüter gegründet. Herr Priv.-Doz. Dr. Dieter Pfirsch leitet seit dem 1. November 1968 die Abteilung Theorie kommissarisch.

Mit der Inbetriebnahme der IBM-Großrechenanlage 360/91 wurde die "Elektronische Datenverarbeitung" aus der "Abteilung Theorie" herausgelöst und direkt dem Wissenschaftlichen Direktor unterstellt.

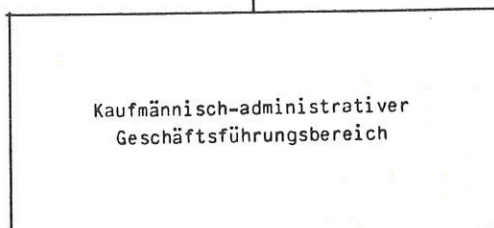
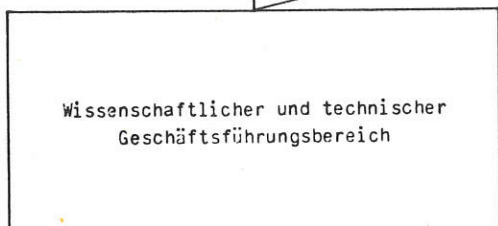
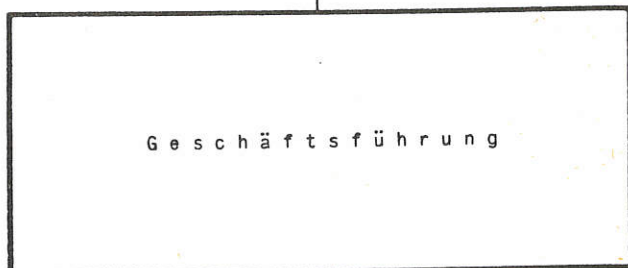
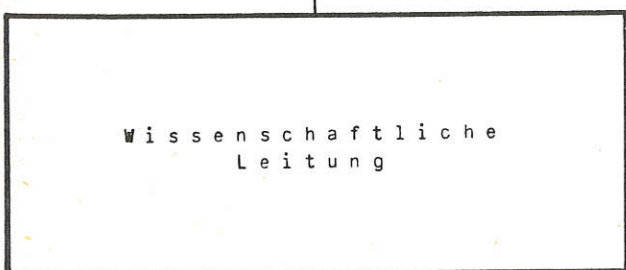
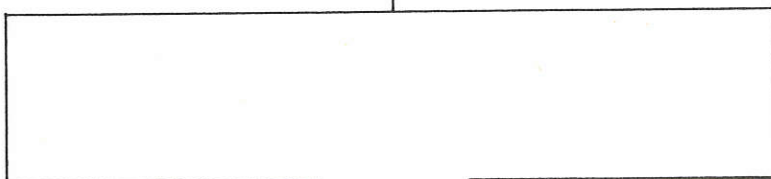
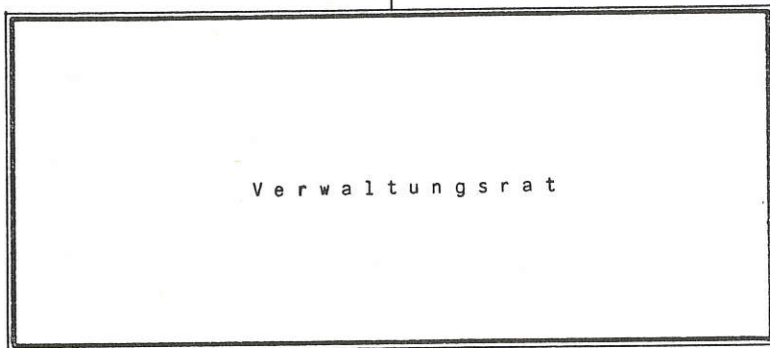
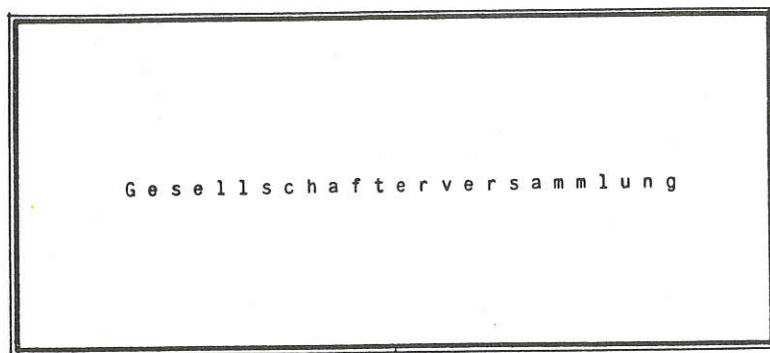
Am 31. 3. 1968 ist Herr Ministerialdirigent Dr. Günter Lehr aus der Geschäftsführung ausgeschieden, um die Unterabteilung Forschungsplanung im Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung zu übernehmen. Herr Dr. jur. Ernst-Joachim Meusel - vordem Geschäftsführer der Gesellschaft für Kernverfahrenstechnik mbH, Jülich - wurde mit Wirkung vom 1. 4. 1968 als dessen Nachfolger zum Geschäftsführer bestellt.

6.) EURATOM

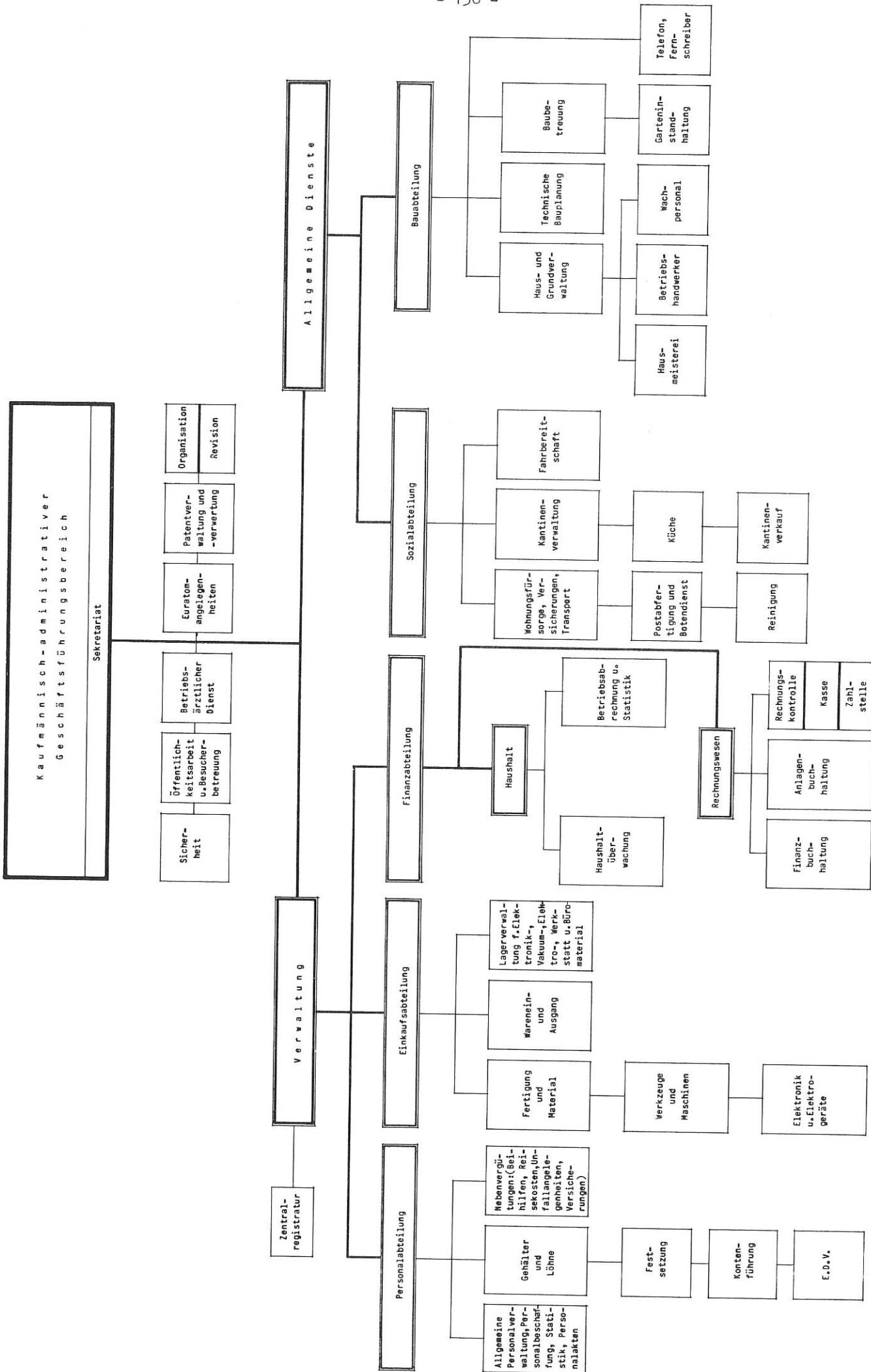
Obwohl der 2. Assoziationsvertrag mit EURATOM am 31. 12. 1967 auslief, wurde die Zusammenarbeit mit der Europäischen Atomgemeinschaft auch im Berichtsjahr fortgesetzt. Die Verbindung zu den übrigen Vertragspartnern von EURATOM wurde - insbesondere auf dem Wege über die Groupe de Liason - weitergeführt.

II. Entwicklung im Jahre 1968

Das Geschäftsjahr umfaßt die Zeit vom 1. Januar bis 31. Dezember 1968.



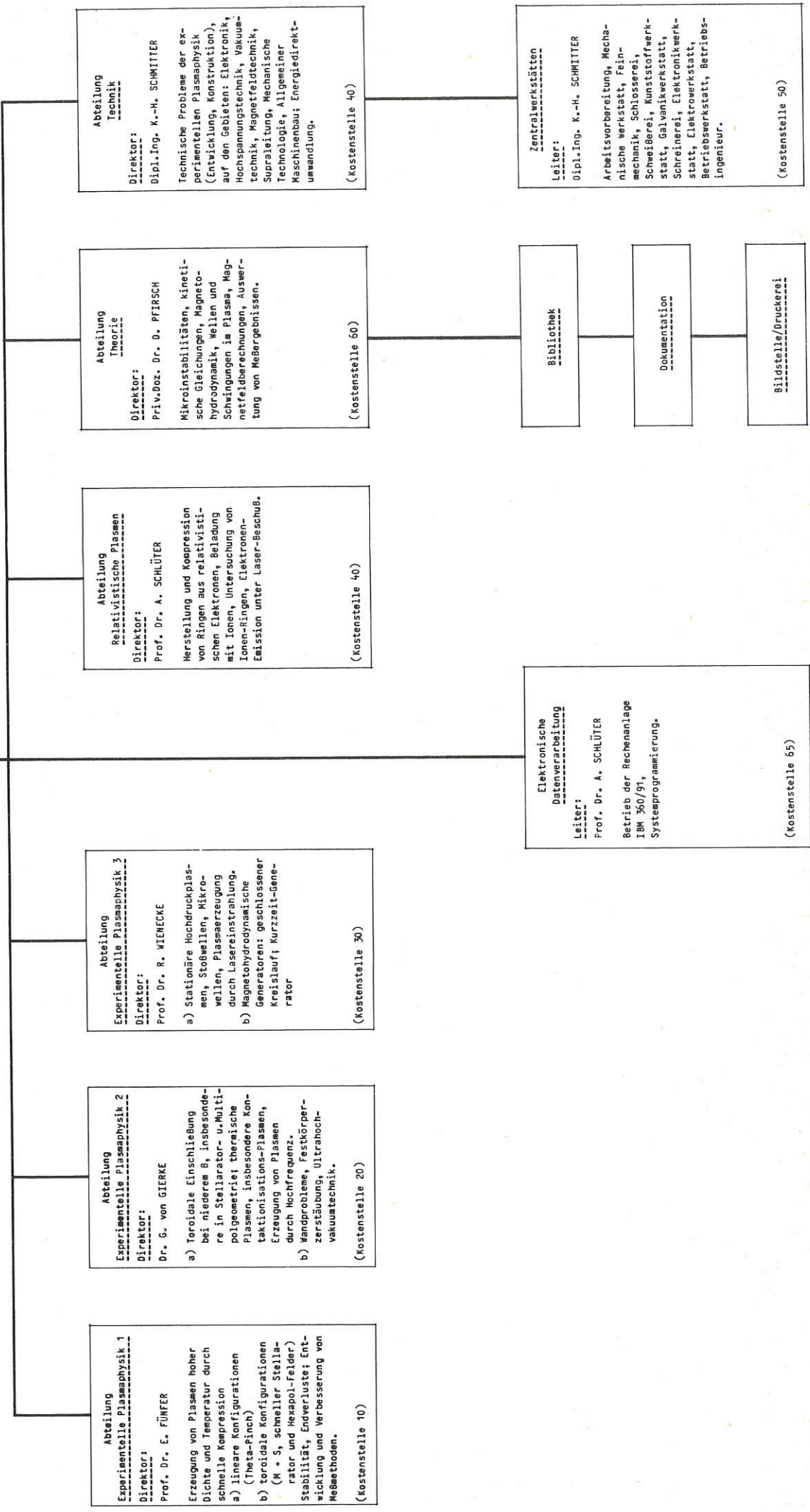




Wissenschaftlicher und technischer  
Geschäftsbereich

---

Sekretariat



Abteilung  
Experimentelle Plasmaphysik 1  
-----  
Direktor:  
Prof. Dr. E. FÜNFER  
Erzeugung von Plasmen hoher Dichte und Temperatur durch schnelle Kompression  
a) lineare Konfigurationen (Theta-Pinch)  
b) toroidale Konfigurationen (K + S, schneller Stellarator und Hexapoi-felder) Stabilität, Endverluste; Entwicklung und Verbesserung von Meßmethoden.  
(Kostenstelle 10)

Abteilung  
Experimentelle Plasmaphysik 2  
-----  
Direktor:  
Dr. G. von GIERKE  
a) Toroidale Einschließung bei niederem B, insbesondere in Stellarator- u. Multipolometrie thermische Plasmen, insbesondere Kon-taktions-Plasmen, Erzeugung von Plasmen durch Hochfrequenz.  
b) Wandprobleme, Festkörperzerstäubung, Ultrahoch-vakuumtechnik.  
(Kostenstelle 20)

Abteilung  
Experimentelle Plasmaphysik 3  
-----  
Direktor:  
Prof. Dr. R. WIENECKE  
a) Stationäre Hochdruckplasmen, Stoßwellen, Mikro-wellen, Plasmeerzeugung durch Lasererstrahlung.  
b) Magnetohydrodynamische Generatoren: geschlossener Kreislauf; Kurzzeit-Genera-tor  
(Kostenstelle 30)

Abteilung  
Relativistische Plasmen  
-----  
Direktor:  
Prof. Dr. A. SCHLÜTER  
Herstellung und Kompression von Ringen aus relativisti-schen Elektronen, Beladung mit Ionen, Untersuchung von Ionen-Ringen, Elektronen-Emission unter Laser-Beschub.  
(Kostenstelle 40)

Abteilung  
Theorie  
-----  
Direktor:  
Priv.-Doz. Dr. O. PFIRSCH  
Mikroinstabilitäten, kineti-sche Gleichungen, Magneto-hydrodynamik, Wellen und Schwingungen im Plasma, Mag-netfeldberechnungen, Auswer-tung von Meßergebnissen.  
(Kostenstelle 60)

Abteilung  
Technik  
-----  
Direktor:  
Dipl.-Ing. K.-H. SCHMITTER  
Technische Probleme der ex-perimentellen Plasmaphysik (Entwicklung, Konstruktion), auf den Gebieten: Elektronik, Hochspannungstechnik, Vakuum-technik, Magnetfeldtechnik, Supraleitung, Mechanische Technologie, Allgemeiner Maschinenbau; Energiedirekt-umwandlung.  
(Kostenstelle 40)

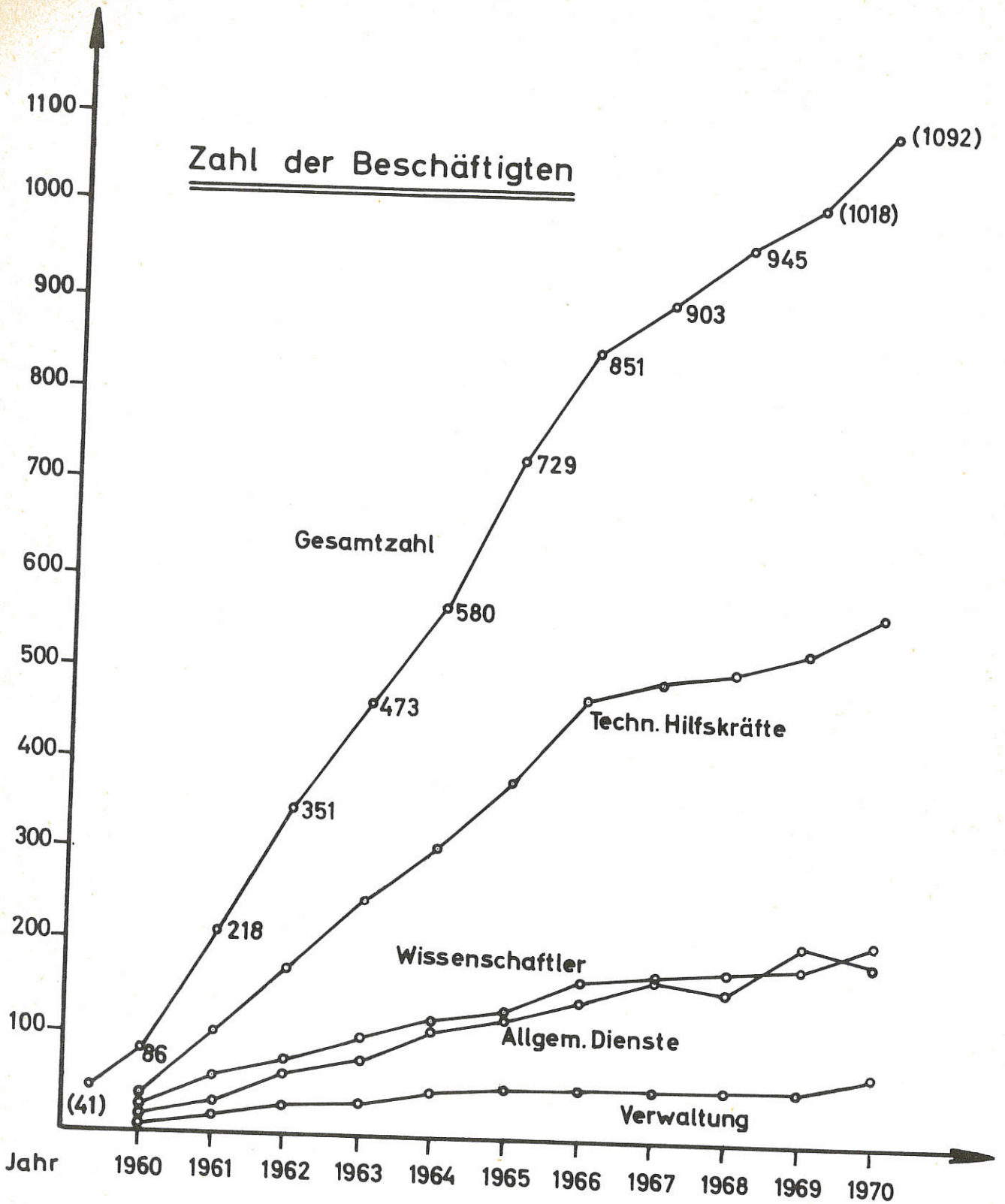
Elektronische  
Datenverarbeitung  
-----  
Leiter:  
Prof. Dr. A. SCHLÜTER  
Betrieb der Rechenanlage IBM 360/91, Systemprogrammierung.  
(Kostenstelle 65)

Bibliothek  
-----

Dokumentation  
-----

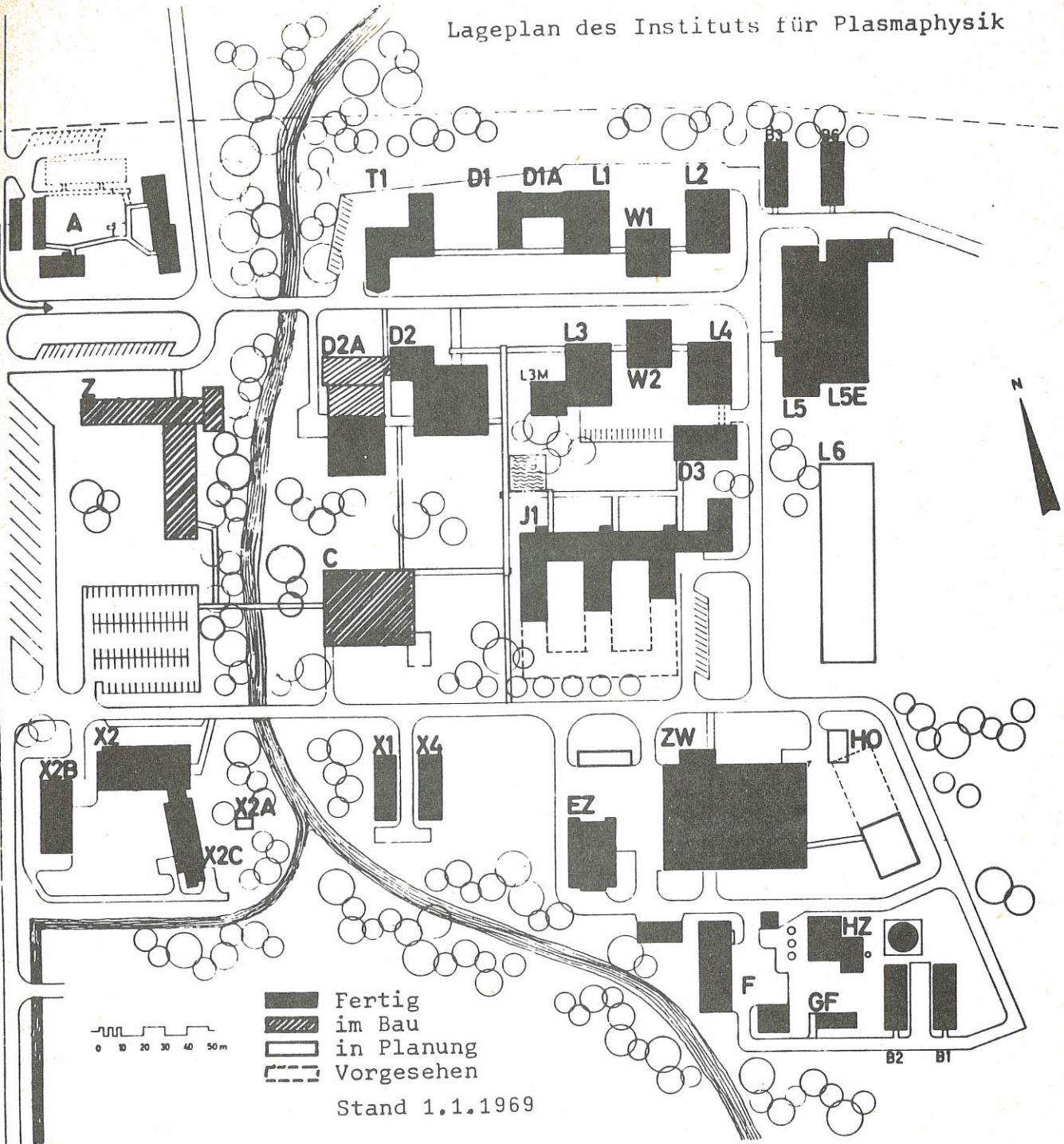
Bildstelle/Druckerei  
-----

Zentralwerkstätten  
-----  
Leiter:  
Dipl.-Ing. K.-H. SCHMITTER  
Arbeitsvorbereitung, Mecha-nische Werkstatt, Feinmechanik, Schlosserei, Schweißerei, Kunststoffwerkstatt, Galvanikwerkstatt, Schweißerei, Elektronikwerkstatt, Elektrowerkstatt, Betriebswerkstatt, Betriebsingenieur.  
(Kostenstelle 50)



Personelle Entwicklung

Lageplan des Instituts für Plasmaphysik



- Fertig
- im Bau
- in Planung
- Vorgesehen

Stand 1.1.1969

- |                     |                                 |
|---------------------|---------------------------------|
| P                   | Pförtner                        |
| T1                  | Torgebäude                      |
| D1, D1A, L1, W1, L2 | Experimentelle Abteilung 1      |
| L3, W2, L4, D3, L3M | " " 2                           |
| L5, L5E             | " " 3                           |
| D2, D2A             | Theoretische Abteilung          |
| I1                  | Abteilung Technik               |
| ZW + HO + GF        | Zentralwerkstatt + Zentrallager |
| EZ                  | Energiezentrale                 |
| HZ                  | Heizzentrale                    |
| F                   | Fahrbereitschaft                |
| C                   | Kantine                         |
| Z                   | Zentralgebäude                  |
| A                   | Dienstwohnungen, Gästezimmer    |
| L6                  | Große Experimentierhalle        |
| X1, X2, X2A, X2B,   | Max-Planck-Institut für         |
| X2C, X4             | Extraterrestrische Physik       |

## 1. Personelle Entwicklung

Die Zahl der Mitarbeiter stieg einschließlich Stipendiaten im Laufe des Berichtsjahres von 903 auf 945 Personen, also um 42.

Zum Ende des Jahres ergibt sich folgende Gliederung:

	Anzahl	§
Wissenschaftliche und wissenschaftlich-technische Kräfte	171	18
technische Hilfskräfte in den Abteilungen und Werkstätten	457	49
Allgemeine Dienste	162	17
Geschäftsleitung und Verwaltung	62	6
Stipendiaten	27	3
Lehrlinge, Zeithilfen und Hilfsoperateure	66	7

In dieser Aufstellung sind 15 Bedienstete der Europäischen Atomgemeinschaft und 10 ausländische Gastforscher enthalten; nicht darin erfaßt sind 11 Diplomanden.

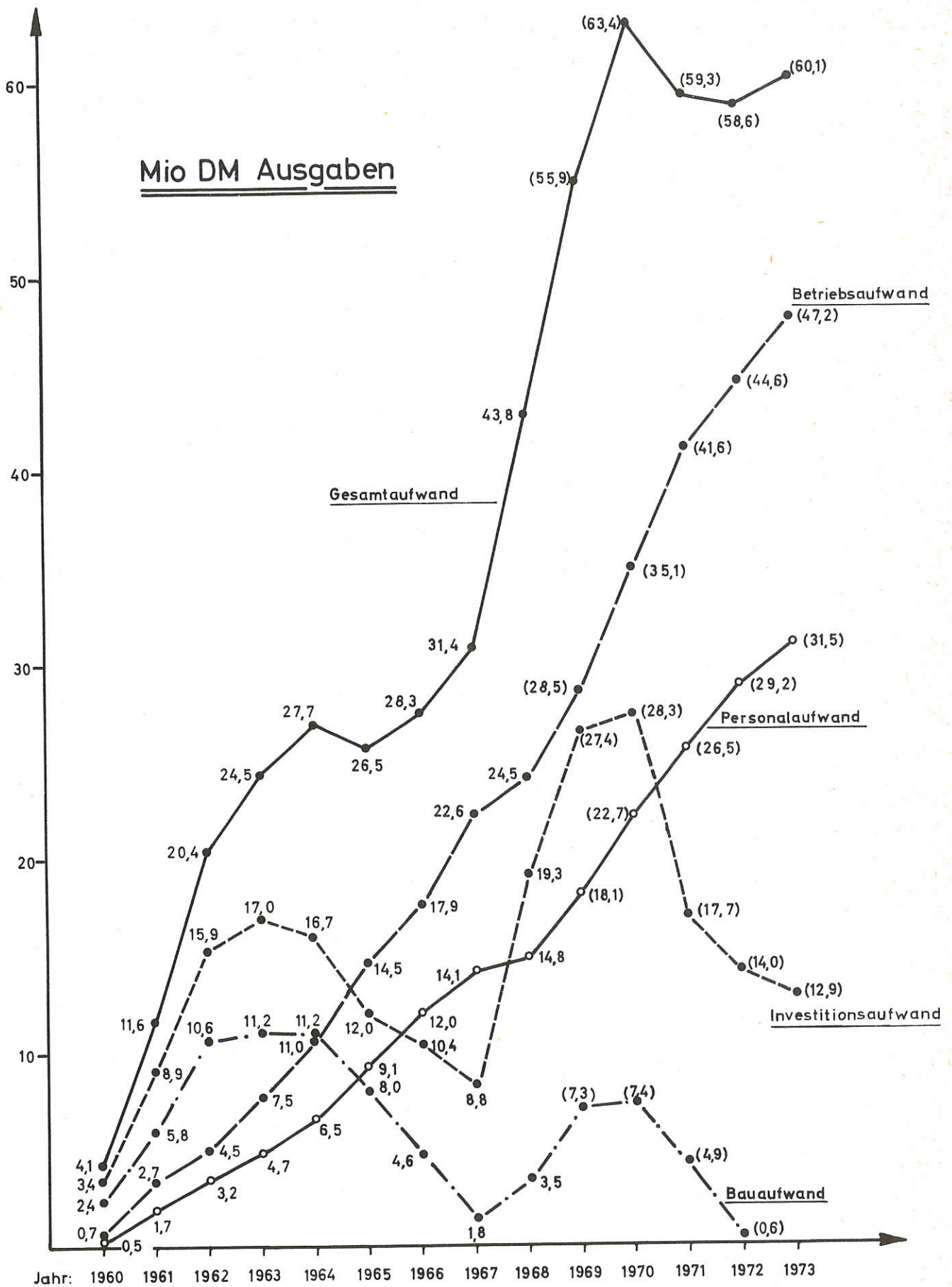
Die personelle Entwicklung seit Gründung des Instituts ist in Abb. S.160 dargestellt. Die für 1969 angegebenen Zahlen entsprechen dem bereits genehmigten Stellenplan des Wirtschaftsplans 1969, die Zahlen für 1970 den Ansätzen im Entwurf des Wirtschaftsplans 1970.

## 2. Baumaßnahmen

Zu Beginn des Berichtsjahres 1968 standen zur Verfügung:

- a) Für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1  
2 Laborhallen  
Werkstatt-Laborgebäude  
Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler  
Gebäude mit Arbeits- und Laborräumen  
1 Baracke.
- b) Für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 2  
2 Laborhallen  
Werkstatt-Laborgebäude  
Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler
- c) Für die Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 3  
Laborgebäude  
mit Gleichrichterzentrale
- d) Für die Abteilung Technik  
Laborgebäude
- e) Für die Abteilung Theorie  
Gebäude mit Arbeitsräumen, Hörsaal, Bibliothek und klimatisierten Räumen für die Großrechenanlagen  
IBM 7090 und 360/50
- f) Zentrale und allgemeine Einrichtungen  
Zentralwerkstatt und Zentrallager  
Energiezentrale  
Heizzentrale  
Fahrbereitschaft  
Gebäude für Allgemeine Dienste  
2 Baracken

Gesamtnutzfläche: 30.400 m<sup>2</sup>



Entwicklung der Ausgaben

Das Gebäude Isarstraße 15 wurde im Januar 1968 bezogen. Die Laborflächen der Experimentellen Abteilung 1 vergrößern sich damit um 313,75 m<sup>2</sup>.

Im Mai 1968 konnten 8 Dienstwohnungen und 6 Appartements für Gäste übergeben werden. Die Dienstwohnungen wurden den Personen zugewiesen, die für die Aufrechterhaltung der Betriebsbereitschaft des Instituts erreichbar sein müssen.

Der Neubau des Kantinegebäudes war zum Ende des Berichtsjahres so weit vorangeschritten, daß Anfang 1969 mit dem Ausbau begonnen werden konnte. Dieses Gebäude soll im Herbst 1969 seiner Bestimmung übergeben werden.

Im März 1968 wurde mit dem Neubau für die Großrechenanlage IBM 360/91 und der Bibliothek begonnen. Der Bauteil für die Großrechenanlage war bis zum Jahresende so weit fertiggestellt, daß Anfang Januar 1969 mit der Aufstellung der IBM 360/91 begonnen werden konnte. Im Frühjahr 1969 konnte auch mit dem Einbau der Bibliothek und der Dokumentation begonnen werden.

Für den Neubau des Zentralgebäudes wurden ab November 1968 die Versorgungsleitungen verlegt und die Baustelle von den Barackenfundamenten geräumt. Beginn der Rohbauarbeiten war März 1969. Als Bezugstermin ist der Winter 1969/70 vorgesehen. Für die Parkplätze, die durch den Neubau des Zentralgebäudes verlorengehen, wurde südlich des Zentralgebäudes ein befestigter Parkplatz für etwa 100 Pkw errichtet. Durch die Fertigstellung des Zentralgebäudes wird die Verwaltung nicht nur in den einzelnen Gebäuden der wissenschaftlichen Abteilungen Räume für wissenschaftliche Arbeiten frei machen, sondern auch die Finanzabteilung, die zur Zeit in Eching untergebracht ist, auf das Gelände zurückholen können.

Mit der Vorplanung für eine große Laborhalle mit Nebenräumen (Hallengröße ca. 35/80 m) wurde im Herbst des Berichtsjahres begonnen. Sie ist unter anderem auch für die Abteilung Relativistische Plasmen gedacht, die zur Zeit noch in den Gebäuden der anderen wissenschaftlichen und experimentellen Abteilungen untergebracht ist.

Lage und Größe der einzelnen Gebäude sind aus dem Lageplan, Abb.S.161 ersichtlich.

Das von der Max-Planck-Gesellschaft durchgeführte Bauvorhaben einer Wohnanlage in München am Lerchenauer See wurde im Berichtsjahr fertiggestellt und im September 1968 bezogen. Das Institut hat dabei das Besetzungsrecht an 27 Mietwohnungen erhalten. Außerdem wurden 4 Familienheimdarlehen gewährt.

Der weitere Ausbau der Wohnungsfürsorge ist für die Gewinnung und Erhaltung qualifizierter Mitarbeiter von besonderer Bedeutung.

### 3. Finanzielle Entwicklung

Für die Finanzierung seiner Arbeiten standen dem Institut im Rechnungsjahr 1968 zur Verfügung:

<u>Zuschüsse</u>		
	des Bundesministers für wissenschaftliche Forschung	DM 18. 555.733,73
	der Länder	DM 18. 555.733,73
Investitions-Einnahmen		DM 148.896,26
Übrige eigene Einnahmen		DM 6. 529.948,93
	Summe	<u>DM 43. 790.312,65</u>

<u>Ausgaben</u>		
Personalkosten		DM 14. 788.943,93
Sächliche Kosten		DM 9. 724.153,09
Ersatzinvestitionen		DM 8. 186.239,93
Investitionen		DM 11. 090.975,70
	Summe	<u>DM 43. 790.312,65</u>

Veröffentlichungen

- 1 A. Bardocz, "Mechanical Device for High-Speed Spectrography", 8th Int. Congr. on High-Speed Photography, Stockholm, Schweden 1968
- 2 H. Baumhacker, K. Maischberger, F. Hofmeister, K.H. Schmitter, "Investigations on Triggering of Two-Electrode Spark Gaps by the Focused Beam of a High Power Ruby Laser" V. Symposium on Fusion Technology, Oxford, July 1968
- 3 R. Behrisch, "Über den Einfluß der Gitterstruktur und Temperatur auf die Rückstreuung von Protonen an Kupfer im Energiebereich von 40 bis 120 keV, Dissertation TH München, Juli 1968
- 4 R. Behrisch, "Scattering of keV protons from copper surfaces", Canad.J. of Physics 46, 527 (1968)
- 5 R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, "Energy and angular distribution of protons back-scattered from copper in the energy range of 20 to 120 keV", Colloquium on anisotropic phenomena, Brüssel 3. - 5. Oktober 1968
- 6 H.H. Berghahn, W. Feneberg, F. Karger, G. Venus, "High Temperature Plasma with a Cold Gas Blanket in a Toroidal Magnetic Field", 3rd Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, UdSSR 1968
- 7 E. Berkl, D. Eckhartt, G. v. Gierke, G. Grieger, E. Hinnov, K.U. v.Hagenow, W. Ohlendorf, "Confinement of Contact-Ionized Barium Plasma in the Wendelstein Stellarator W II", Proc. 3rd Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, August 1968, CN-24/D-4 Vol. I, p. 513 (1969)
- 8 E. Berkl, G. v.Gierke, G. Grieger, "Über die Bestimmung magnetischer Oberflächen mittels Elektronenstrahl in einem Magnetfeld von Stellaratorgeometrie", Abstract DPG-Verhandl. 6, 443 (1968)
- 9 F.P. Blau, H. Tasso, "On the Drift-Dissipative Instabilities", Phys.Lett. 27A, 449 (1968)
- 10 E.W. Blauth, "Trends in Partial Pressure Measurement", Vakuu-Technik 17, 90 (1968)
- 11 E.W. Blauth, "Ultrahochvakuumtechnik, Bilanz und Ausblick," Vortrag beim Leybold-Hereaus Symposium 1968. Ergebnisse europäischer Ultrahochvakuumforschung 31-40 Köln 1968
- 12 E.W. Blauth, "Mass Spectroscopy", Proc. 4th Int.Vacuum Congress, Manchester, April 1968, p. 21
- 13 A. Borer, "Excitation of Waves with Half the Ion Cyclotron Frequency in a System with a Reflected Ion Beam", Czech.J. of Physics B18, 691 (1968)
- 14 A. Borer, "Schwingungsanregung durch zwei gegeneinanderlaufende Ionenstrahlen", Abstract DPG-Verhandl. 6, 442 (1968)
- 15 F. Braouezec, M. Salvat, "Simulation of a MHD Generator by Means of Semiconducting Plates to Investigate the Current Distribution for Various Electrode Shapes", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968



- 16 G. Brederlow, R.T. Hodgson, "Electrical Conductivity in Seeded Noble Gas Plasmas in Crossed Electric and Magnetic Fields", AIAA J. 6, 1277 (1968)
- 17 G. Brederlow, L.L. Lengyel, H. Zinko, "Reduction of the Open Circuit Voltage by Boundary Layer Leakage Currents in Experimental Faraday-Type MHD Generators" Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 18 G. Brederlow, M. Salvat, R. Schwenn, "Dependence of the Electrical Conductivity in a Rare Gas Alkali Plasma on the Gas Temperature and on Preionization", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 19 G. Brederlow, H. Zinko, "Experimental Determination of the Current Density Distribution in a Simulated MHD Generator with Allowance for Relaxation Effects", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 20 G. Brederlow, H. Zinko, "Measurements of the Potential Distribution and the Elevation of the Electron Temperature and Voltage Current Characteristics of an Alkali-Seeded Rare-Gas Faraday-Type Generator", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 21 E. Breit, A. Knobloch, "Technical Experience with the Isar I Collector", V. Symposium on Fusion Technology, Oxford, July 1968
- 22 H. Brinkschulte, H. Finkelmeyer, G. Hofmann, W. Makios, H. Muntenbruch, F. Pecorella, "Untersuchungen an schnell öffnenden elektromagnetischen Gaseinlassventilen", Z. angew. Physik 25, 109 (1968)
- 23 K. Büchl, "Eine Anordnung zur Verbesserung der Transmission eines Fabry-Perot-Interferometers", Z. angew. Physik 25, 154 (1968)
- 24 K. Büchl, K. Hohla, R. Wienecke, S. Witkowski, "Investigation of the Blast Wave from a Laser Produced Gas Breakdown", Phys. Lett. 26A, 248 (1968)
- 25 R. Chodura, "Numerical Investigation of Collisionless Compression of a Plasma with Anomalous Friction", Phys. Fluids, Vol. 11, No. 2 (1968)
- 26 R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, "Investigation of Energy Dissipation in Collisionless Shock Waves", 3rd Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Novosibirsk, 1968
- 27 A. Clinckemahille, "Properties of the Propagation of Longitudinal Plasma Waves in a Finite Plasma," Proc. Conf. on Plasma Waves in Space and in the Laboratory, NATO, Røros, Norwegen, April 1968 (eingesandt, wird bearbeitet)
- 28 R.S. Devoto, "Transportkoeffizienten eines teilweise ionisierten Wasserstoffplasmas", DPG-Tagung Stuttgart, Phys. Verh. 6 (1968)
- 29 R.S. Devoto, "Thermal Conductivity of Multicomponent Gas Mixtures" Physika, (im Druck)
- 30 W. Dommaschk, "Excitation of Oscillations between the Ion Cyclotron and Electron Plasma Frequency in an Ion-Beam Generated Plasma", Proc. 3rd Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Novosibirsk, August 1968, CN-24/L-9
- 31 L. Donati, H. Haeglsperger, R. Scherzer, K.H. Schmitter, "A New Thermal Contact for Cryogenic Application", V. Symposium on Fusion Technology, Oxford, July 1968
- 32 D. Düchs, "Two-Dimensional Theta-Pinch Dynamics with Transverse Magnetic Fields", Phys. Fluids, Vol. 11, No. 9 (1968)

- 33 A. Eberhagen, W. Köppendörfer, M. Münich, "Preionisation studies for fast high beta compression experiment in the low density regime", 10th Annual Meeting of Div. of Plasma Physics of the APS, Miami Beach, 1968
- 34 C.W. Erickson, G. v.Gierke, G. Grieger, F. Rau, H. Wobig, "Cesium Plasma in the Garching Octopole W V", Proc. 3rd Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, August 1968, CN-24/C-3, Vol.I, p. 339 (1969)
- 35 F.W. Fischer, "Experimental Investigation of the Current Density Distribution in a Simulated MHD Generator", AIAA Journal 6, 894 (1968)
- 36 E. Fünfer, J. Junker, M. Kaufmann, J. Neuhauser, U. Seidel, "The influence of a bump on the stability of a high energy theta pinch plasma", 10th Annual Meeting of Div. of Plasma Physics of the APS, Miami Beach, 1968
- 37 O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, "Experiments on the Fresnel Dragging of 3 cm Microwaves by a Low-Pressure Discharge", Phys. Lett. 28A, 35(1968)
- 38 O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, "An Interferometer for the Measurement of the Fresnel Dragging Effect on Microwaves by a Drifting Electron Plasma", IEEE Trans. Instr. Meas. (im Druck)
- 39 K.H. Geissler, "On the Influence of Boundary Conditions on the Diffusion of a Weakly Ionized Plasma Across a Magnetic Field", Plasma Physics 10, 127 (1968)
- 40 P.H. Grassmann, "Der Druckaufbau in einem stationären, magnetfeldstabilisierten Heliumplasma hoher Dichte und Temperatur", Z. f. Naturforschg. 23a, 251 (1968)
- 41 J.E. Gruber, "Transient Voltage Decoupling Elements", Review Scient. Inst., Vol. 39, No. 11, 1740, November 1968
- 42 J.E. Gruber, T.E. James, "Fast-Pulse Breakdown of Nonuniform-Field Pressurized Air Spark Gaps.", Proceedings IEE, Vol. 115, No. 10, October 1968
- 43 J.E. Gruber, R. Suess, "Erosion Problems in High Current Pressurized Air Spark Gaps", V. Symposium on Fusion Technology, Oxford, July 1968
- 44 P. Grund, "Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur in einem sehr schnellen Theta-Pinch", DPG-Tagung, Stuttgart, Phys.Verh. 6 (1968)
- 45 G. Hahn, M. Salvat, "Investigation of Argon Discharges with Metal Capillary Cathodes", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 46 G. Hahn, M. Salvat, "Investigation of Discharges in Streaming Argon", 10th Symp. on Engineering Aspects of MHD, Boston, USA 1968
- 47 W. Hammer, "Untersuchungen zum Einfluß der Temperatur auf die Zerstäubung von Einkristallen mit Hilfe des Feldelektronenmikroskops", Diplomarbeit TH München 1967/68
- 48 D. Handel, G. Müller, "Investigation of Plasma-Cyclotron Interaction in a Symmetrical Double Beam System", Proc. 3rd Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, August 1968, CN-24/L-10

- 49 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt und J.-G. Wegrowe, "Application of the Resonance Fluorescence Scattering Method in Magneto Plasmas Produced by Contact Ionization", Conference on Plasma Diagnostics, Culham Laboratory, Abingdon, Berks., 19.-22. August 1968, Paper E 4
- 50 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt und J.-G. Wegrowe, "On the Velocity Distribution of Particles in Contact Ionization Plasmas", Symposium on One Particle Distribution Functions in Plasmas, Marburg, 25.-28. August 1968
- 51 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, "Behaviour of a Q-Device in the Low Density Range", Plasma Physics 10, 861 (1968)
- 52 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, "Diffusion and Recombination in a Q-Device", Proc. 3rd Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Novosibirsk, August 1968, CN-24/E-7, Vol. I, p. 675 (1969)
- 53 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, "Verhalten der Q-Maschine", Abstract DPG-Verhandl. 6, 443 (1968)
- 54 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, J.-G. Wegrowe, "Langmuir Probes Compared with Other Diagnostic Techniques in a Q-Device", Nuclear Fusion 8, 197 (1968)
- 55 H. Herold, "The development of a low density plasma halo in a theta pinch", Bull. Am. Phys. Soc. 13, 1489, 1968
- 56 H. Herold, F.D. Jahoda, "Measurement of plasma density outside the plasma column in a theta pinch by means of CO<sub>2</sub> laser interferometer", Bull. Am. Phys. Soc. 13, 877, 1968
- 57 G. Herppich, A. Knobloch, "Generation of Rapid Rise Current Pulses in the msec Range for Fast Compression Experiments", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 58 G. Herppich, A. Knobloch, G. Müller, "Capacitor Banks for a Turbulence Heating Experiment", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 59 G. Herppich, J. Mantel, "Precise Measurements of H.F. Fields in Models", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 60 W. Herrmann, "About the Interaction of a High Energy Hydrogen Ion Beam with a Plasma", Abstract Czech. J. of Physics B18, 690 (1968)
- 61 G. Hofmann, "Eine Strahlungsquelle hoher Leistung unter 800 Å zur Photoionisation von Wasserstoff als Vorionisation eines Theta-Pinches", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 8, pp. 729-734 (1968)
- 62 G. Hofmann, F. Pecorella, "Die Emission dichter Helium- und Wasserstoffplasmen und ihre Brauchbarkeit zur Photoionisation von molekularem Wasserstoff", J. Quant. Spectrosc. Transfer, Vol. 8, pp. 735-753 (1968)
- 63 K. Hohla, "Untersuchung der Blastwave eines laserinduzierten Gasdurchbruches", DPG-Tagung Stuttgart, Phys. Verh. 6, (1968)
- 64 H. Hora, D. Pfirsch, A. Schlüter, "Beschleunigung von inhomogenen Plasmen durch Laserlicht" (Acceleration of Inhomogeneous Plasmas by Laser Light), Z. Naturforsch. 22a, 278 (1967)

- 65 J. Junker, "Investigations on the drift of a plasma ring in a toroidal magnetic field", Phys. Fluids, Vol. 11, No. 3 (1968)
- 66 N. Kaiser, "Messungen der Dielektrizitätskonstanten von Hämoglobin-Struktur-Änderungen in wässriger Lösung mit einem Mikrowellen-Interferometer mit hochempfindlichem Detektor und unter Verwendung einer Durchflussküvette", 16. Symposium on Proteids of Biological Fluids, Brügge, Belgien 1968
- 67 F. Karger, "Drift Losses in a Magnetized Helical Glow Discharge", 4th Czechoslovak Conf. on Electronics and Vacuum Physics, Prag, CSSR 1968
- 68 M. Keilhacker, H. Niedermeyer, "Measurement of the energy distribution of ions and elektrons from a turbulently heated plasma", Proc. of Plasma Diagnostics Conf., Culham 1968
- 69 L. Kellerer, "Measurement of magnetic fields by a laser scattering experiment", Proc. of Plasma Diagnostics Conf., Culham 1968
- 70 G. Klement, A. Knobloch, R.C. Kunze, G. Nuetzel, H. Schlageter, "Isar II, a 500 kJ Double-Fed Linear Theta Pinch", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 71 G. Klement, G. Müller, "Pressurized Switching Unit Designed to Start and to Crowbar a Turbulence Heating Experiment", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 72 H. Klingenberg, "Arc Phenomena and Gasdynamic Effects Due to Interaction of Shock Waves with Magnetic Fields", Z. Naturforsch. 23a, 1929 (1968)
- 73 H. Klingenberg, A. Siddiqui, "Diagnostic Method for Measuring Ionization Rates in Shock Heated Gases", Z. Naturforsch. 23a, 752 (1968)
- 74 H. Klingenberg, A. Siddiqui, "Diagnostic Method for Measuring Ionization Rates in Shock Heated Gases", Conf. on Heavy Particle Collisions, Belfast 1968
- 75 R.C. Kunze, "R-C Transient Suppression Units", V. Symposium on Fusion Technology in Oxford, July 1968
- 76 G. Landauer, G. Müller, "Plasma state and radiation at the electron cyclotron harmonics of an electron beam plasma", Czech.J. of Physics B18, 682 (1968)
- 77 G. Lehner, "Über die Grenzen der Erzeugung sehr hoher Magnetfelder", Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 47, 67-110 (1968)
- 78 G. Lehner, F. Pohl, "On the Relaxation of Anisotropic Plasmas with Dynamic Shielding", Z. Physik 216, 488-498 (1968)
- 79 F. Leuterer, "Forward and Backward Bernstein Waves", Plasma Physics (im Druck)
- 80 D. Lortz, "Exact Solutions of the Hydromagnetic Dynamo Problem", Plasma Physics 10, 967 (1968)
- 81 D. Lortz, "Impossibility of Steady Dynamos with Certain Symmetries", Phys. Fluids 11, 913 (1968)

- 82 D. Lortz, "On the Stability of Two-Dimensional Convection", *J. of Applied Mathematics and Physics*, 19, 682 (1968)
- 83 W. Lotz, "Electron-Impact Ionization Cross-Section and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium", *Z. Phys.* 216, 241-247 (1968)
- 84 W. Lotz, "Binding Energies of Electrons in the Next Inner Subshell of Atoms and Ions from Boron to Zinc", *J. Opt.Soc.Am.*, Vol. 58, No.2, 236-240 (1968)
- 85 W. Lünow, "On the Relativistic Non-Linear Interaction of Cold Plasma with Electromagnetic Waves", *Plasma Phys.* 10, 879 (1968)
- 86 C. Mahn, H. Ringler, G. Zankl, "Experimentelle Untersuchungen an einem Wasserstoff-Lichtbogen im achsenparallelen Magnetfeld I", *Z. Naturforsch.* 23a, 867 (1968)
- 87 C. Mahn, H. Ringler, G. Zankl, "Experimentelle Untersuchungen an einem Wasserstoff-Lichtbogen im achsenparallelen Magnetfeld. II. Feldstärke- und Geschwindigkeitsmessungen mit Potentialsonden", *Z. Naturforsch.* 23a, 874 (1968)
- 88 C. Mahn, H. Ringler, G. Zankl, "Measurement of the Thermal Conductivity in a Magnetic Field", *Phys. Lett.* 27A, 683 (1968)
- 89 E. v.Mark, H. Wedler, "Crowbar System in Isar I", *V. Symposium on Fusion Technology*, Oxford, July 1968
- 90 E. v.Mark, H. Wedler, "Pressurized Two-Electrode Spark Gap with Saturable Inductance", *V. Symposium on Fusion Technology in Oxford*, July 1968
- 91 A.P. Martinelli, "Behaviour and Application of Hard Superconductors in Fast Pulsed Fields", *V. Symposium on Fusion Technology in Oxford*, July 1968
- 92 G. Müller, "Observation of Landau Damping in a Plasma-Cyclotron Wave Interaction Experiment", *Conf. on Plasma Waves in Space and in the Laboratory*, NATO, Røros, Norwegen, April 1968 (eingesandt, wird bearbeitet)
- 93 P. Mulser, "Rechnungen zur Aufheizung und Expansion eines Plasmas durch Lasereinstrahlung", *DPG-Tagung Stuttgart*, *Phys. Verh.* 6 (1968)
- 94 P. Mulser, S. Witkowski, "Numerical Calculations of the Dynamics of Laser Produced Plasmas", *Phys. Lett.* 28A, 151 (1968)
- 95 J. Neuhauser, "Neutron diagnostics at Isar I", *Proc. of Plasma Diagnostics Conf.*, Culham 1968
- 96 B.B. O'Brien, "Non-Linear Interaction Between Electro-Acoustic and TEM Waves at Micro-Wave Frequencies", *Plasma Physics*, 10, 951 (1968)
- 97 V. Oraevskii, R. Chodura, W. Feneberg, "Hydrodynamic equations for plasmas in strong magnetic fields - I. Collisionless Approximation", *Plasma Physics*, Vol.10, pp.819-828 (1968)
- 98 B. Oswald, W. Amenda, P. Krüger, H. Lohnert, P. Meyer, "A System of Superconducting Coils 5 cm, 17 cm, and 35 cm in Diameter", *V. Symposium on Fusion Technology*, Oxford, July 1968

- 99 J. Raeder, S. Wirtz, "Druckerhöhung und Wärmeleitfähigkeit in einem zylindersymmetrischen Wasserstoffplasma im axialen Magnetfeld unter Berücksichtigung von Thermokräften", Z. Naturforsch. 23a, 1695 (1968)
- 100 E. Rebhan, "Electromagnetic Production of Shock Waves", Plasma Physics 10, 829 (1968)
- 101 W. Riedmüller, "Experimental Investigation of Instabilities in a Potassium Seeded Argon Plasma in Crossed Electric and Magnetic Fields", Symp. MHD Electr. Power Generation, Warschau, Polen 1968
- 102 W. Riedmüller, G. Brederlow, M. Salvat, "Über die Anwendbarkeit der Linienumkehrmethode zur Messung der Elektronentemperatur in einem schwach ionisierten Edelgas-Alkali-Plasma", Z. Naturforsch. 23a, 731 (1968)
- 103 H. Röhr, "A 90° Laser Scattering Experiment for Measuring Temperature and Density of Ions and Electrons in a Cold Dense Theta Pinch Plasma", Z. Physik 209, 295-310 (1968)
- 104 R. Saison, "Cusp Curvature Stabilisation of Universal Mode", Plasma Physics 10, 927 (1968)
- 105 R. Saison and H. Tasso, "Total Energy of a Wave in Plasma", Zeitschr.f.Naturforschung 23a, 1665 (1968)
- 106 R. Sigel, "Laserverdampfung von Folien aus Hostaphan und festem Wasserstoff", DPG-Tagung Stuttgart, Phys. Verh. 6 (1968)
- 107 R. Sigel, K. Büchl, P. Mulser, S. Witkowski, "Laser Produced Plasma from Solid Hydrogen Foils", Phys. Lett. 26A, 498 (1968)
- 108 H.G. Schäffler, "Ein Ionisationsmanometer für den Druckbereich von  $5 \cdot 10^{-5}$  bis zu einigen Torr," Diplomarbeit TH München
- 109 H.J. Schneider-Muntau, "Eine Neutronenquelle zur Erzeugung intensiver und kurzzeitiger Neutronenimpulse", Z. f. angew. Physik, 25, 2 (1968) 122-129
- 110 U. Schumacher, "Spektroskopische Messungen an starken Stosswellen im Theta-Pinch", DPG-Tagung Stuttgart, Phys.Verh. 6 (1968)
- 111 U. Schumacher, "Measurements of the Ion Energy Distribution Function and Density Profile in Strong Shock Waves", 3rd Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Novosibirsk, 1968
- 112 R. Schwenn, G. Brederlow, M. Salvat, "Electrical Conductivity of an Argon-Potassium Plasma at Low Current Densities as a Function of the Gas Temperature", Plasma Physics 10, 1077 (1968)
- 113 T.C. Simonen, "Grid Assemblies as Electrostatic Plasma Wave Antennae", NATO Advanced Study Institute, Conf. on Plasma Waves in Space and in the Laboratory, Røros, Norwegen 1968
- 114 T.C. Simonen, "Der Übergang einer Konvektiven Instabilität in eine absolute Instabilität bei laufenden Schichten", DPG-Tagung Stuttgart, Phys. Ver. 6 (1968)
- 115 T.C. Simonen, M. Tutter, "Plasma Electron Density Measurements with a Feedback Oscillator", Rev. Sci. Instr. 39, 1645 (1968)

- 116 K.H. Steuer, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, "Light Scattering Measurements of Electron Heating in Collisionless Shock Waves", 10th Annual Meeting of Div. of Plasma Physics of the APS, Miami Beach, 1968
- 117 P. Stoye, "Eine neue Methode zur Eichung der Anordnung bei Streulichtmessungen an Plasmen", DPG-Tagung, Stuttgart, Phys.Verh. 6 (1968)
- 118 M. Tutter, "Transmission Measurements of Electrostatic Plasma Waves in the GHz Frequency Range", Plasma Physics 10, 775 (1968)
- 119 H. Vernickel, "Activation Energies for Recovery of Ion Bombarded Surfaces", 15th Field Emission Symposium, 9.-14. September, Bonn 1968 (eingesandt, wird bearbeitet)
- 120 J.-G. Wegrowe, "A vibration-free milliradian microwave interferometer for plasma diagnostics", Plasma Diagnostics Conf., Culham, August 1968 (wird bearbeitet)
- 121 J.-G. Wegrowe, "Ein vibrationsfreies Milliradian Mikrowellen-Interferometer zur Plasma-diagnostik", Abstract DPG-Verhandl. 6, 443 (1968)
- 122 J.-G. Wegrowe, "A microwave image scanning system for time and space resolved plasma diagnostics," Conf. on Plasma Diagnostics, Culham, August 1968
- 123 R. Weißmann, "Statisches Weitwinkelspektrometer mit Richtungsdoppelfokussierung", Diplomarbeit TH München
- 124 R. Wienecke, "Some Diagnostic Techniques Useful for MHD-Generator Plasmas", AIAA J. 6, 1724 (1968)
- 125 R. Wilhelm, "Untersuchung der stromführenden Schicht in der Implosionsphase eines extrem schnellen Theta-Pinches", DPG-Tagung, Stuttgart, Phys. Verh. 6 (1968)
- 126 S. Witkowski, K. Büchl, P. Mulser, R. Sigel, "Numerical Calculations and Experimental Investigations of the Plasma Production by Irradiation of Solid Hydrogen Foils by Giant Pulse Lasers", Plasma Physics Meeting of the APS, Miami Beach, USA 1968
- 127 H. Zwicker, "Lichtstreuung als Messmethode der Plasmaphysik", DPG-Tagung Stuttgart, Phys. Verh. 6 (1968)

Laborberichte

- IPP 1/75 L. Kellerer, D. Meisel, H. Röhr, "Untersuchung des Spektrums von Rubin-Riesenpulslasern im Hinblick auf kleine Halbwertsbreite"
- IPP 1/76 W. Lotz, "Electron-Impact Cross-Section and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Scandium to Zinc"
- IPP 1/77 C. Andelfinger, G. Lehner, "On the dynamic stabilisation of a Z-pinch"
- IPP 1/78 H. Röhr, G. Decker, "Messung der Ionentemperatur am 80-kJ Theta-Pinch Isar III mittels Laser-Vorwärtsstreuung"
- IPP 1/79 W. Köppendörfer, "A model for the ionization of a hydrogen gas by ohmically heated electrons"
- IPP 1/80 F. Hartz, J. Junker, G.H. Wolf, "Ein Hochfrequenz-Analogmodell zur Messung von Magnetfeldstörungen in einer Theta-Pinch-Spule"
- IPP 1/81 D. Düchs, "Zweidimensionale Theta-Pinch-Dynamik bei transversalen Magnetfeldern"
- IPP 1/82 J. Junker, W. Lotz, "Plasma losses in a toroidal theta pinch with superposed hexapole"
- IPP 1/83 H. Paretzke, "Measurement of neutron spectra for determining the deuteron velocity distribution at a linear theta pinch"
- IPP 1/84 P. Stoye, "Eine Methode zur Eichung der Messapparatur bei Streulichtmessungen an heissen Plasmen"
- IPP 1/85 R. Wilhelm, "Schaltelemente für Stosstromanlagen"
- IPP 1/86 M. Kaufmann, "Die Strahlungsverluste eines z-Pinches hoher Dichte"
- IPP 1/87 R. Wilhelm, "Die Energieaufnahme der Ionen in einem sehr schnellen Theta-Pinch"
- IPP 1/88 J. Freund, "Die Verwendung eines Gaslaser-Interferometers zur Plasma-diagnostik"
- IPP 1/89 F. Hartz, J. Junker, F. Pohl, G.H. Wolf, "Inductive lenses for improved magnetic field symmetry in a corrugated theta pinch coil"
- IPP 1/90 J. Sommer, "Bestimmung der Ionenenergie eines Deuteriumplasmas aus der absoluten Neutronenausbeute am Theta-Pinch"
- IPP 1/91 G. Lehner, F. Pohl, "The relaxation of heavy ion impurities in an anisotropic deuterium plasma"
- IPP 1/92 W. Lotz, "Plasma losses in a toroidal theta pinch with superposed helical hexapole ( $n = 4/3$ )"
- IPP 1/93 U. Schumacher, "Untersuchungen der Ionenenergieverteilung in einer starken stossfreien Kompressionswelle"



- IPP 2/66 M. Hashmi, A.J. van der Houven van Oordt, "Spectroscopic Measurements of Absolute Density Distribution of the Atomic Beam of a Q-Device"
- IPP 2/67 F. Rau, "Magnetic Field of Levitated Superconducting Quadrupole W VI"
- IPP 2/68 R. Behrisch, "Über den Einfluß der Gitterstruktur und Temperatur auf die Rückstreuung von Protonen an Kupfer im Energiebereich von 40 bis 120 keV"
- IPP 2/69 E. Berkl, G. von Gierke, G. Grieger, "Determination of the magnetic surfaces in the stellarator W Ib by the use of a pulsed electron beam"
- IPP 2/70 G. von Gierke, G. Grieger, K.U. von Hagenow, "On the evaluation of the Wendelstein experiments"
- IPP 2/71 E. Hinnov, W. Ohlendorf, "Measurement of Barium Vapor Density"
- IPP 2/72 H. Vernickel, "Zum Ausheilverfahren ionenbeschossener Metalloberflächen"
- IPP 2/73 M. Lipa, "Ein CO<sub>2</sub>-Gas-Laser zur kontinuierlichen Heizung der Plasmaquelle in den "Wendelstein"-Stellaratoren"
- IPP 2/74 E.W. Blauth, R. Weißmann, "Statisches Weitwinkelspektrometer"
- IPP 2/75 E.W. Blauth, W. Heiland, H.G. Schäffler, "Ionisationsmanometer für Drücke von  $5 \cdot 10^{-5}$  bis 10 Torr"
- IPP 3/66 W. v. Casimir, "Eine Messmethode für kleinste Differenzen der komplexen GHz-Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten zur Untersuchung von Hämoglobin-Strukturänderungen"
- IPP 3/67 K. Hohla, "Bestimmung der Energie der Stosswelle, die von dem Gasdurchbruch eines fokussierten Lasers ausgeht"
- IPP 3/68 M. Salvat, "Einfluss der Elektrodengeometrie auf Ströme und Spannungen bei MHD-Generatoren"
- IPP 3/69 G. Brederlow, W. Riedmüller, M. Salvat, "Über die Anwendbarkeit der Linienumkehrmethode zur Messung der Elektronentemperatur in einem schwach ionisierten Edelgas-Alkali-Plasma"
- IPP 3/70 A. Siddiqui, "Untersuchungen zur Anwendung einer Lecherdraht-Mikrowellenmethode für die Messung der Ionisationsrate in stosswellengeheizten Gasen"
- IPP 3/71 K. Büchl, "Über die Methode, die Transmission eines Fabry-Perot-Interferometers zu erhöhen"
- IPP 3/72 M. Tutter, O. Gehre, "Untersuchungen an Ringhohlräumen"
- IPP 3/73 M. Tutter, "Über die Mitführung elektromagnetischer Wellen im dielektrikumgefüllten, bewegten Hohlleiter"
- IPP 3/74 P. Mulser, S. Witkowski, "Rechnungen zur Entstehung dichter Plasmen bei Bestrahlung von Festkörpern mit Laser"
- IPP 3/75 J. Burger, "Messung der Potentialverteilung in einem Argon-Potassium-Plasma eines simulierten MHD-Generators"

- IPP 3/76 H.H. Berghahn, W. Feneberg, F. Karger, G. Venus, "High Temperature Plasma with a Cold Gas Blanket in a Toroidal Magnetic Field"
- IPP 3/77 K. Tichmann, "Einfluss von Relaxationserscheinungen auf spektroskopische Temperaturmessung eines stationären Wasserstofflichtbogens im Magnetfeld"
- IPP 3/78 H. Klingenberg, "Arc Phenomena and Gasdynamic Effects Due to Interaction of Shock Waves with Magnetic Fields"
- IPP 3/79 O. Gehre, H.M. Mayer, M. Tutter, "Eine Mikrowellenapparatur zur Messung des Mitführungseffektes im driftenden Elektronenplasma"
- IPP 3/80 S. Witkowski, "Messungen der Temperatur und Dichte eines Argon-Plasmastrahls mit dem Mach-Zehnder-Interferometer"
- IPP 3/81 H. Hora, H. Müller, "Optical Constants of Fully Ionized Plasmas for the Radiation of Ruby, Neodymium-Glass, and CO<sub>2</sub> lasers"
- IPP 3/82 K. Büchl, "Ein Fokusdetektor als Hilfsmittel bei der Fokussierung eines Lasers auf ein Target"
- IPP 4/50 G. Herppich, A. Knobloch, G. Müller, "Capacitor Banks for a Turbulence Heating Experiment"
- IPP 4/51 G. Herppich, J. Mantel, "Precise Measurements of H.F. Fields in Models"
- IPP 4/52 G. Klement, G. Müller, "Pressurized Switching Unit Designed to Start and to Crowbar a Turbulence Heating Experiment"
- IPP 4/53 R.C. Kunze "R-C Transient Suppression Units"
- IPP 4/54 E. v.Mark, H. Wedler, "Pressurized Two-Electrode Spark Gap with Saturable Inductance"
- IPP 4/55 E. v.Mark, H. Wedler, "Pressurized Two-Electrode Spark Gap with Saturable Inductance; part II: Pulse Breakdown, Arc Migration, and Spark Gap dater"
- IPP 4/56 J. Mantel, "A Documentation of Fusion Technology"
- IPP 4/57 A. Knobloch, G. Herppich, "Generation of Rapid Rise Current Pulses in the msec Range for Fast Compression Experiments"
- IPP 4/58 G. Klement, A. Knobloch, R.C. Kunze, G. Nützel, H. Schlageter, "Isar II, a 500 kJ Double-Fed Linear Theta Pinch"
- IPP 4/59 E. v.Mark, H. Wedler, "Crowbar System in Isar I"
- IPP 4/60 B. Oswald, W. Amenda, P. Krüger, H. Lohnert, P. Meyer, "A System of Superconducting Coils 5 cm, 17 cm, and 35 cm in Diameter"
- IPP 4/61 G. Müller, "Begriff der Feldverzerrung und Felder in Funkenstrecken (Druckfunkenstrecke)"
- IPP 4/65 E. Breit, A. Knobloch, "Technical Experience with the Isar I Collector"

- IPP 6/62 W. Lünow, "Die nichtlineare Wechselwirkung einer stationären zirkular polarisierten elektromagnetischen Welle mit einem kalten Plasma im konstanten longitudinalen Magnetfeld"
- IPP 6/63 F. Hertweck, "Studies in Operating Systems Design"
- IPP 6/64 H.K. Wimmel, "Some Theoretical Aspects of Plasma Heating by High Frequency Fields"
- IPP 6/65 H. Gratzl, "Solution of the Linear Portion of Dupree's Perturbation Theorie for Plasma Turbulence"
- IPP 6/66 G. Spies, "Elektrostatische Instabilitäten und die drei adiabatischen Invarianten geladener Teilchen"
- IPP 6/67 H.H. Berghahn, W. Feneberg, F. Karger, G. Venus, "High Temperature Plasma with a Cold Gas Blanket in a Toroidal Magnetic Field"
- IPP 3/76
- IPP 6/68 D. Pfirsch, H. Wobig, "Non-linear Instability in Two-Dimensional Plasma Configurations"
- IPP 6/69 H. Gratzl, "Wellen im homogenen Plasma mit elektrischem Feld, insbesondere Ionenschallwellen"
- IPP 6/70 H. Gratzl, "Spontane Emission in der eindimensionalen quasilinearen Theorie"
- IPP 3/81 H. Hora, H. Müller, "Optical Constants of Fully Ionized Plasmas for the Radiation of Ruby, Neodymium-Glass, and CO<sub>2</sub> Laser"
- IPP 6/71
- IPP 6/72 E. Rebhan, H.K. Wimmel, "Kinetic Interaction of Positive-Energy Waves in a Plasma"
- IPP 6/73 K. Graf Finck v. Finckenstein, "Über die numerische Behandlung hyperbolischer Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, insbesondere der n-dimensionalen Wellengleichung"
- IPP 0/1 W.H. Kegel, "Einige Eigenschaften relativistischer Plasmaringe"