

J A H R E S B E R I C H T 1963
des
Instituts für Plasmaphysik GmbH
München - Garching
und der
Experimentellen Abteilung (Plasmaphysik)
des Max-Planck-Instituts für Physik
und Astrophysik, München

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

764



Der vorliegende Bericht ist eine vertraulich abgegebene Information.

Das Recht der Veröffentlichung, Vervielfältigung, Verbreitung und Übersetzung in fremde Sprachen des Originaltextes, einschließlich der Zeichnungen, im ganzen oder teilweise, von Auszügen oder Zusammenfassungen, sowie des technischen oder wissenschaftlichen Inhaltes des Berichtes bleibt ausschließlich dem Institut für Plasmaphysik vorbehalten; Ausnahmen bedürfen der schriftlichen Genehmigung.

Das Institut für Plasmaphysik behält sich ferner die ausschließliche Verwertung der in dem Bericht enthaltenen Information zur Erlangung von gewerblichen Schutzrechten, insbesondere Patent- und Gebrauchsmusterrechten im In- und Ausland vor. Benutzungshandlungen die auf Grund der aus diesem Bericht erlangten Kenntnisse vorgenommen werden, können kein Vorbenutzungsrecht gemäß § 7 Abs. 1 Satz 1 PatG begründen. Auf § 5 PatG wird verwiesen.

Das Institut gewährleistet nicht, daß die Angaben in diesem Bericht frei von Schutzrechten, wie Patent-, Gebrauchsmuster- oder Warenzeichenrechten, sind.

Für die Genauigkeit, Vollständigkeit oder Brauchbarkeit der in diesem Bericht gehaltenen Informationen wird keine Gewähr übernommen. Damit ist auch jede Verantwortung für Schäden ausgeschlossen, die durch eine Benutzung der in dem Bericht enthaltenen Informationen oder der beschriebenen Apparate, Methoden und Verfahren verursacht werden.

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

J A H R E S B E R I C H T 1963
des
Instituts für Plasmaphysik GmbH
München - Garching
und der
Experimentellen Abteilung (Plasmaphysik)
des Max-Planck-Instituts für Physik
und Astrophysik, München



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

A 35746

V O R W O R T

Das Institut für Plasmaphysik hat nach seiner Satzung die Aufgabe, Forschungen auf dem Gebiet der Plasmaphysik und den angrenzenden Gebieten durchzuführen sowie die für diese Forschungsarbeiten erforderlichen Methoden und Hilfsmittel zu entwickeln.

Es gliedert sich zur Zeit in drei experimentelle Abteilungen, eine theoretische Abteilung, eine technische Abteilung, Zentralwerkstatt, Verwaltung und allgemeine Dienste. Die "Wissenschaftliche Leitung" ist ein kollegiales Gremium, dem die fünf Abteilungsleiter sowie die beiden zur Zeit der Gründung amtierenden Direktoren des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik angehören. Sie bestimmt u.a. Art und Ausführung der Forschungsvorhaben und steht in ständiger enger Verbindung mit der Geschäftsführung. Organisation und Verwaltung gründen sich auf die bewährten Prinzipien der Max-Planck-Gesellschaft und sind den besonderen Erfordernissen der Aufgabe angepaßt.

Die im Jahre 1961 begonnene Zusammenarbeit mit der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) im Rahmen eines Assoziationsvertrages zur Durchführung eines gemeinsamen Forschungsprogrammes wurde auch im Berichtsjahr weitergeführt.

Das Hauptziel der wissenschaftlichen Arbeiten des Instituts liegt in der Erforschung der Möglichkeit heiße Plasmen zu erzeugen und dann über hinreichend lange Zeit auf hoher Temperatur zu halten.

Eine grundsätzliche Schwierigkeit dabei besteht darin, daß der zu untersuchende Gegenstand, - nämlich das Plasma - jeweils selber hergestellt werden muss, und zwar praktisch unter Bedingungen, die meist selber nicht mit der wünschenswerten Genauigkeit bekannt sind. Wegen der dadurch nötigen Wechselwirkung zwischen der Auslegung von Experimenten und der Planung diagnostischer Verfahren, müssen technische Entwicklungen und theoretische Überlegungen viel enger zusammenwirken als in anderen

Gebieten der Physik. Eine ständige Befruchtung zwischen Experiment und Theorie ist jedoch dadurch erschwert, daß die meisten Experimente einen verhältnismässig hohen technischen Aufwand erfordern und daher eine lange Vorbereitungszeit benötigen. Jedes Experiment wirft zugleich einen ganzen Komplex zusammenhängender Probleme auf, so daß im allgemeinen ein wirklicher Fortschritt nur durch den Vergleich verschiedenartiger Experimente und ihrer Deutungsmöglichkeiten erreicht werden kann. Dementsprechend versucht das Institut einen Mittelweg zu finden zwischen der an sich wünschenswerten möglichst großen Breite der zugleich zu behandelnden Probleme und der offensichtlichen Gefahr der Zersplitterung und Unüberschaubarkeit.

Einen ersten Schwerpunkt bildeten Versuche, geeignete Magnetfeldkonfigurationen zu finden, die heisse Plasmen genügend lange Zeit im Gleichgewicht zu halten vermögen und eine genügende Energiezufuhr zum Plasma gestatten; dazu gehören die Untersuchungen an langgestreckten sog. θ -Pinchen der Abteilung Experimentelle Plasmaphysik 1 (kurz: Abt.1), über geschlossene sog. M & S-Konfigurationen (MPI) und über den sog. "Quasilimus" (Abt.1). Bei Versuchen mit einer Anordnung in der ebenfalls geschlossenen sog. Stellarator-Geometrie (MPI) wurde weniger Gewicht auf die Erzielung hoher Temperaturen als auf das detaillierte Studium der Mechanismen verwendet, die den beobachteten hohen Verlust an Teilchen und Energie verursachen. Die grosse Bedeutung dieses noch immer nicht geklärten Problems veranlasste Versuche mit Plasmen niedriger Temperatur, die sich als Caesium-Plasmen leichter in definiertem Zustand herstellen lassen. (MPI und Abt.2). Die Verbesserung der Stabilität solcher Anordnungen durch Benutzung von Magnetfeldern, deren Feldlinien überall vom Plasma weggekrümmt sind, ist beabsichtigt. Die dazu gehörenden theoretischen Probleme wurden mit den Hilfsmitteln der magnetohydrodynamischen und der mikroskopischen Plasmatheorie sowohl in den experimentellen Abteilungen als auch in der Abteilung Theorie behandelt.

Ein anderer Schwerpunkt lag in den Versuchen, durch Gasentladungen vom Typ der Hochstrombögen ein stationäres Plasma

verhältnismäßig niedriger Temperatur herzustellen, dessen Eigenschaften gut gemessen werden können. Die Möglichkeit, ausgedehnte spektroskopische Untersuchungen durchzuführen, erlaubte sowohl die Bestimmung von Plasmaparametern - wie z.B. der Wärmeleitfähigkeit - als auch die Prüfung und Verbesserung der physikalischen Vorstellungen über die Entstehung der endlichen Breiten der Spektrallinien. (Abt. 3 und MPI). Wichtig für das Verhalten dieser Plasmen ist das vor allem in der Abt. 3 unternommene Studium von Strömungsvorgängen, besonders auch unter dem Einfluß der Lorentz-Kraft elektrischer Ströme.

Ein weiterer Schwerpunkt lag in der Aufklärung der Einzelprozesse im Plasma, die zu seinem beobachteten makroskopischen Verhalten führten. Umfangreiche theoretische Untersuchungen sowie Experimente in den besonders ruhigen Caesium-Plasmen sowie in speziellen Experimenten ("Cabinet"), verhalfen zu einer Vertiefung des Verständnisses (Abt. 2). Sie waren eng verbunden mit den Bemühungen, die möglichen diagnostischen Hilfsmittel zu verbessern und in ihrer Wirkungsweise besser zu verstehen; dabei wurden besonders die Wechselwirkung zwischen einer mit Hochfrequenz betriebenen elektrostatischen Sonde und dem Plasma (Abt. 2, Abt. Theorie), die Wechselwirkung von monochromatischem Licht von Lasern mit dem Plasma (Abt. 1, Abt. Theorie) sowie die Dispersionseigenschaften eines Plasmas mit interferometrischen Messmethoden (Abt. 1) untersucht.

Viele der Experimente erfordern neuartige technische und ingenieurmässige Entwicklungsarbeiten, z.B. bei der Herstellung extrem schneller und energiereicher Kondensatorenbatterien. Dies findet in der hohen Zahl neuer und aufwendiger Entwicklungen der Abt. Technik seinen Ausdruck. Eine Voraussetzung zur Erreichung höchster Temperaturen ist - besonders bei Wasserstoffentladungen - die Einhaltung höchster Reinheit, die die Anwendung neuer Methoden der Höchst-Vakuum-Physik voraussetzt, die ihrerseits in vielem mit den Problemen der Plasmaphysik zusammenhängt und daher ein besonderes Arbeitsgebiet der Abt. 2 darstellt.

Neben den Problemen der Erreichung sehr heißer Plasmen wird auch über die Grundlagen der Magnetohydrodynamik im Hinblick auf Energiekonversion gearbeitet. Hier handelt es sich um Plasmen niedriger Temperatur, die durch Zusatz leicht ionisierbarer Elemente zu einem Trägergas niedriger Temperatur hergestellt werden. (Abt.3)

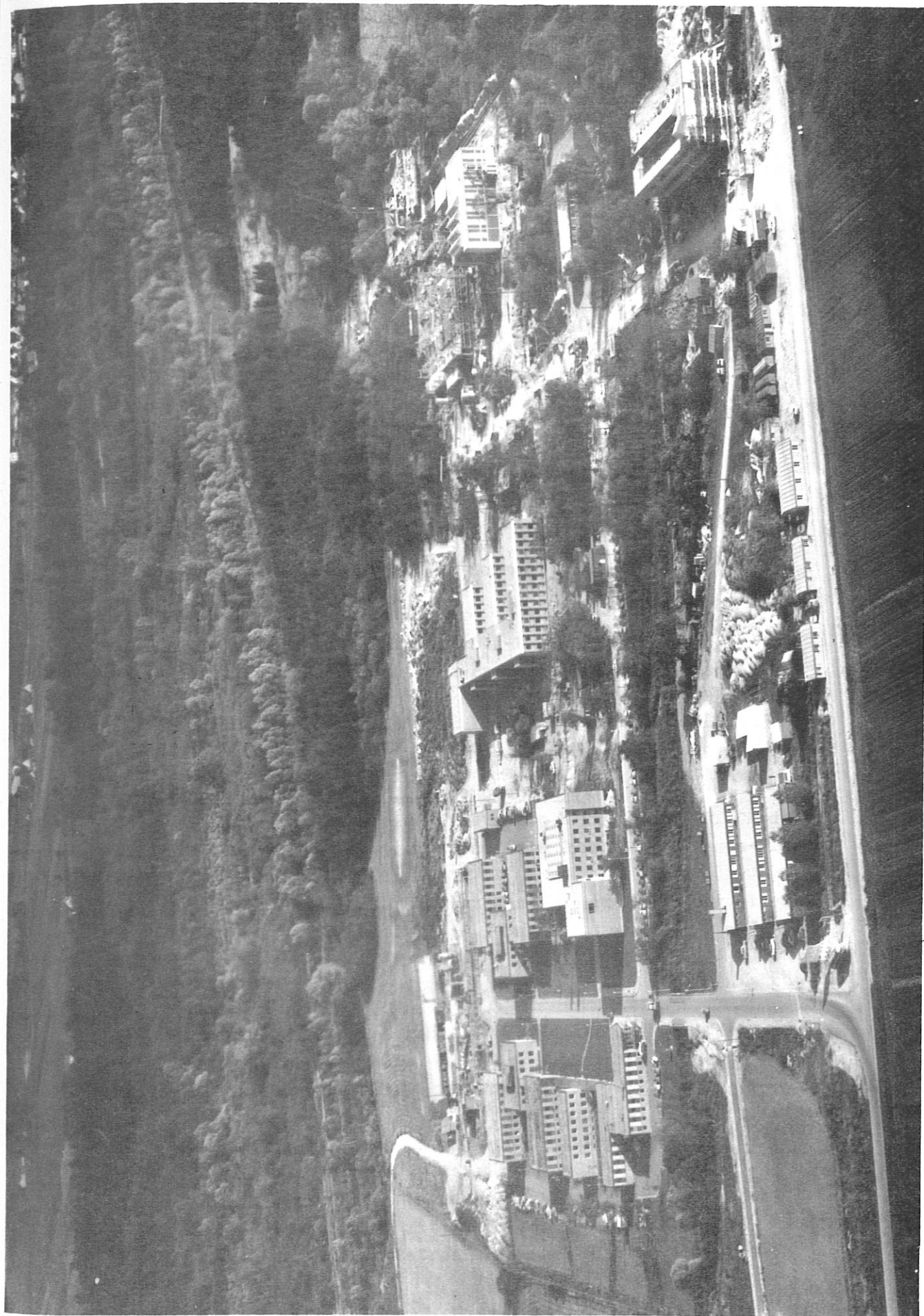
Im Jahre 1963 beliefen sich die fortdauernden Ausgaben auf rd. 7,6 Mio DM. Sie wurden zu etwa je einem Drittel aus Zuschüssen des Bundes, der Länder und dem Beitrag von EURATOM zum gemeinsamen Forschungsprogramm getragen. Die einmaligen Ausgaben betragen rd. 16,1 Mio DM, davon entfielen rd. 10,6 Mio DM auf Baumaßnahmen. Die Baumaßnahmen werden ganz aus Zuschüssen des Bundes finanziert, von den übrigen einmaligen Ausgaben trägt der Bund rund zwei Drittel und EURATOM ein Drittel.

Zu Beginn des Jahres standen vier Laborhallen, zwei Werkstatt-Laborgebäude, ein Gebäude für Allgemeine Dienste, ein Gebäude mit Arbeitsräumen für Wissenschaftler, das Theoretikerhaus mit Hörsaal, Bibliothek und klimatisierten Räumen mit der Großrechenanlage IBM 7090 sowie drei Baracken mit einer Gesamtnutzfläche von rund 11.000 m² zur Verfügung. Im Laufe des Jahres wurden das Gebäude für die Energiezentrale sowie das Laborgebäude für die Abteilung Technik fertiggestellt. Damit erhöhte sich die Gesamtnutzfläche auf rund 17.000 m². Mit dem Gebäude für Zentralwerkstatt und Zentrallager und mit dem Laborgebäude für die dritte experimentelle Abteilung wurde begonnen. Außerdem wurde die Heizzentrale Ende des Jahres in Betrieb genommen.

Die Zahl der Beschäftigten stieg im Laufe des Jahres um 162 Personen. Am Ende des Berichtsjahres arbeiteten im Institut 492 Personen, davon 99 Wissenschaftler.

Der folgende Bericht ist nach Abteilungen aufgegliedert. Die Bezeichnungen sind gegenüber dem Jahresbericht 1962 umgeändert in: Experimentelle Plasmaphysik 1, 2, 3, Technik und Theorie. Eine steigende Zahl von Problemen wird von mehreren Abteilungen gemeinsam bearbeitet. Hinweise darauf finden sich an den entsprechenden Stellen der Abteilungsberichte. Zusätzlich enthält

diese Ausgabe den Jahresbericht der experimentellen Abteilung Plasmaphysik des MPI für Physik und Astrophysik, da die dort ausgeführten Arbeiten in engem Zusammenhang mit dem IPP stehen. Der Jahresbericht der theoretischen Abteilung Plasmaphysik des MPI ist mit entsprechenden Hinweisen in den Bericht der Abteilung Theorie aufgenommen worden.



Luftwaffe Bayerischer Flugsdienst Hans Bertram
München Flughafen Riem Freigabe BStfWuV G 4/5178

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

Experimentelle Plasmaphysik 1 (Prof. Dr. E. Fünfer)

<u>I. Überblick</u>	1
<u>II. Theta-Pinch</u>	4
II.1 Theta-Pinch I (H. Herold, G. Decker, G. Hofmann, M. Kornherr, F.L. Ribe)	4
II.2 Theta-Pinch II (A. Eberhagen, M. Keilhacker, E. Barbian, M.J. Bernstein, R. Glaser, H. Griem)	13
II.3 Stabilitätsverhalten einer Kombination von z-Pinch und Theta-Pinch (P. Igenbergs)	22
II.4 Theta-Pinch VI, 1,5/2,6 MJ-Batterie (C. Andelfinger, P. Asam R. Beck, H. Glaser, M. Ulrich)	22
<u>III. Tubular-Pinch</u> (W. Köppendörfer, H. Hemmerich)	28
<u>IV. Antipinch</u> (W. Köppendörfer, P. Merkel, J. Sommer)	30
<u>V. Quasilimus</u> (W. Köppendörfer, J. Sommer)	31
<u>VI. z-Pinch</u>	36
VI.1 Röntgenstrahlen am linearen z-Pinch (J. Sommer)	36
VI.2 Mikrowellenmessungen am z-Pinch (H. Hermansdorfer)	36
<u>VII. Untersuchungen an einem magnetohydrodynamischen Stossrohr</u> (C. Andelfinger, E. Glock, A. Hirt, R. Wunderlich)	38
<u>VIII. Theoretische Arbeiten und Rechenprogramme</u>	41
VIII.1 Zündmechanismus einer Theta-Pinch-Entladung (R. Chodura)	41
VIII.2 Einfluss von Neutralgas auf die Dynamik der Theta-Pinch-Entladung (D. Düchs)	42
VIII.3 Berechnung der Intensität der Infrarotstrahlung eines Plasmas im Magnetfeld (H. Gratzl)	43
VIII.4 Rechenprogramme (F. Pohl)	44
<u>IX. Messmethoden</u>	46
IX.1 Anwendungen des Lasers zur Plasmadiagnostik (B. Kronast, H.J. Kunze, F.L. Ribe, H. Röhr, W. Sassin, G. Weiser)	46
IX.2 Elektrische Sonden (G. Hofmann)	50
IX.3 Druckmessung im Plasma mit Piezosonden (K. Büchl, W. Katsaros)	52
IX.4 Zeitaufgelöste Beobachtung von Linienprofilen mit Hilfe des Bildwandlers (W. Nässl)	53
IX.5 Interferometrische Messungen (C. Andelfinger, R. Beck, A. Heiss)	54
IX.6 Magnetfeldmessungen mit Hilfe des Zeemaneffektes (K. Hübner)	56
IX.7 Messung der Infrarotstrahlung eines Plasmas (D. Gross)	58

IX.8	Verbesserung spektroskopischer Methoden (E. Glock, F. Chiappetti)	59
IX.9	Weiterentwicklung einer gepulsten Neutronenquelle (H.J. Schneider-Muntau)	59
IX.10	Entwicklung spezieller elektronischer Methoden (F. Lindemberger, M. Ulrich, F.P. Küpper)	60
<u>X.</u>	<u>Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	64

Experimentelle Plasmaphysik 2 (Dr. G. von Gierke)

<u>I.</u>	<u>Überblick</u>	67
<u>II.</u>	<u>Wechselwirkungen (F. Boeschoten)</u>	69
II.1	Plasmaquellen	69
	1. Hoke II (K. Weinhardt)	69
	2. Plasmabrenner (G. Siller)	70
	3. Hochfrequenzplasma (G. Siller)	70
II.2	Strahl-Plasma-Wechselwirkung	72
	1. WW I (W. Herrmann)	72
	2. WW II (A. Borer, W. Herrmann)	74
	3. Modulierter Ionenstrahl (A. Borer)	76
II.3	Ionenzyklotron-Heizung (G. Siller)	77
II.4	Diffusion und Schwingungen	77
	1. Diffusionsmessungen an Cabinet I (F. Boeschoten, K. Geissler, G. Siller)	78
	2. Diffusionsmessungen an Cabinet III (K. Geissler)	78
	3. Schwingungen an Cabinet I (G. Siller)	79
II.5	Tieftemperatur (K. Geissler)	80
<u>III.</u>	<u>Thermische Plasmen und Sondendiagnostik (G. Müller)</u>	81
III.1	Bogenplasmaquellen	81
	1. Bogenplasmaquelle I (G. Müller)	81
	2. Bogenplasmaquelle II (G. Müller, A. van Oordt)	81
	3. Spektroskopie (A. van Oordt)	83
III.2	Alkaliplasmen	84
	1. Studien zur Kontaktionisation an Alma I (E. Guilino)	84
	2. Technische Verbesserungen an Alma II (E. Guilino in Zusammenarbeit mit Gruppe Wendelstein MPI)	84
	3. Experimente an Alma II (E. Guilino)	86
III.3	Sondendiagnostik	90
	1. Untersuchungen zur Energieverteilung von Elektronen in einer Quecksilber-Niederdruckentladung (M. Troppmann)	90
	2. Ionenstromuntersuchungen mit einer Gittersonde (V. Joshi)	90

3. HF-Plasma-Resonanzsonde (G. Müller, G. Peter)	93
4. Elektronenstrahlsonde (W. Ott)	93
<u>IV. Höchstvakuum (E.W. Blauth)</u>	94
IV.1 Oberflächen	94
1. Festkörperzerstäubung (R. Behrisch)	94
2. Feldemissionsuntersuchungen (H. Vernickel)	94
IV.2 Massenspektrometer	94
1. Tempitron (E.W. Blauth, E.H. Meyer)	94
2. Dynamische Massenspektrometer (E.W. Blauth, E.H. Meyer)	95
IV.3 UHV-Messung	95
1. Ölströmung im UHV (H.E. Schulze)	95
2. Anlaufströmung (B.M.U. Scherzer)	95
3. Zweikammer-Ionsationsmanometer (G. Venus)	96
<u>V. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	97
<u>Experimentelle Plasmaphysik 3 (Dr. R. Wienecke)</u>	
<u>I. Überblick</u>	99
<u>II. Aufheizung eines stationären Hochdruckplasmas (S. Witkowski)</u>	102
II.1 Heliumbogen im Magnetfeld (C. Mahn, S. Witkowski)	102
II.2 Wasserstoffbogen im Magnetfeld (H. Ringler, G. Zankl)	106
II.3 Wasserstoffbogen ohne axiale Strömung im Magnetfeld (H.F. Döbele, S. Witkowski)	109
II.4 Geschwindigkeitsmessungen am Plasmastrahl (C. Mahn, H. Salzmann, G. Zankl)	110
II.5 Potentialsondenmessungen an einem Argon-Plasmastrahl $B = 0$ (H. Ringler)	112
II.6 Theorie der Transporterscheinungen im Magnetfeld (W. Feneberg)	113
II.7 Einfluss eines axialen Magnetfeldes auf die Diffusions- vorgänge in einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule (R. Wienecke)	114
II.8 Strom-Spannungscharakteristiken und radiale Temperatur- verteilung von Wasserstoffbögen (U. Heidrich)	114
II.9 Das Problem des thermischen Gleichgewichts (W. Feneberg, C. Mahn)	117
II.10 Besetzungszahlen von Helium unter Berücksichtigung des Strahlungsfeldes (S. Ramer)	118
<u>III. Magneto-Plasmadynamik (M. Salvat)</u>	119
III.1 Modelluntersuchungen an einem Plasmabrenner (B. Ahlborn)	119
III.2 Plasmabeschleunigung (G. Hahn, M. Salvat)	119

III.3	Eindimensionale Plasmaströmung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern (E. Rebhan)	121
III.4	Magnetoplasmadynamische Generatoren (G. Brederlow)	122
1.	Elektronen- und Ionentemperatur im MPD-Generator (G. Brederlow, R.H. Eustis, W. Riedmüller)	122
2.	Bestimmung des Geschwindigkeits- und Potentialfeldes im MPD-Generator (Z. Celinski)	
3.	MPD-Generator mit nicht-thermischer Hochfrequenz-Ionisation (W. Ohlendorf)	
<u>IV.</u>	<u>Stosswellenexperimente (H. Muntenbruch)</u>	125
IV.1	Untersuchungen an einer Lauffunkenstrecke (L. Liebing)	125
IV.2	Untersuchungen an T-Rohren (G.D. Cormack, H. Brinkschulte, W. Makios)	126
IV.3	Berechnung der Zustandsgrößen hinter einer Stossfront in Argon (G.D. Cormack)	130
IV.4	Erzeugung kurzer, steiler Einzelimpulse in Hochstromentladungen (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)	131
IV.5	Aufbau einer Membranrohranlage zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Stosswellen und Magnetfeldern (H. Muntenbruch)	131
<u>V.</u>	<u>Planung des Laborgebäudes L 5 und der Gleichrichterzentrale L 5 E (H. Muntenbruch, R. Wienecke, S. Witkowski)</u>	133
<u>VI.</u>	<u>Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	134

Technik (Dipl. Ing. K.H. Schmitter)

<u>I.</u>	<u>Überblick</u>	139
<u>II.</u>	<u>Gruppe Projektierung (A. Knobloch, H. Schlageter, G. Herppich F. Werner, J. Deleplanque)</u>	141
II.1	Arbeiten an der 1,5 (2,6) MJ-Stosstromanlage	141
II.2	Vorversuche zur 1,5 (2,6) MJ-Stosstromanlage	144
II.3	Analogmodelle	145
II.4	Torus- θ -Pinch "Spinne", Abtlg. 2	146
II.5	500-KJ-Anlage Abtlg. 2	146
II.6	Impulswandler	146
II.7	Allgemeiner Maschinenraum J1	146
<u>III.</u>	<u>Gruppe Konstruktion (G. Wulff, O. Bartl, E. Breit, M. Eberwein, W. Ertl, G. Kaspar, J. Kaufmann, H. Mayr, G. Thater, A. Wasner, J. Weiher, E. Weinert, R. Zickert)</u>	147

<u>IV.</u>	<u>Gruppe Hochspannungstechnik</u> (R.C.Kunze, W. Amenda, J.Bäumler, E.van Mark)	149
IV.1	150 kV- und 200 kV-Beschleuniger für Abtlg. 2	149
IV.2	Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stosstromanlage	149
IV.3	Magnetfeldbatterie für Abtlg. 1	150
IV.4	Crowbar-Batterien für Abtlg. 3	150
IV.5	Ladegeräte für Kondensatorbatterien	151
IV.6	Koaxiale Funkenstrecken	151
IV.7	Untersuchungen an Impulsnitrons	151
IV.8	300 kV-Prüfanlage für Abtlg. Technik	152
IV.9	Sonstige Arbeiten	152
<u>V.</u>	<u>Gruppe Elektronik</u> (A. Steinhausen, B. Heinc, F. Hofmeister, K. Maischberger, W. Melkus, W. Reinhardt, G. Roos, F. Skerjanc)	152
V.1	Netzgeräte	152
V.2	Steuerungen	153
V.3	Sender und HF-Messeinrichtungen	154
V.4	Verstärker und Sägezahngenerator	155
V.5	Bildwandler	156
V.6	Laser	157
V.7	Service	158
<u>VI.</u>	<u>Gruppe Magnetfeldtechnik</u> (B. Oswald, H. Lohnert, P. Krüger, A. Kellerbauer)	158
VI.1	Wassergekühlte Magnetfeldspulen	158
VI.2	Spule für Eieruhr-Magnetfeld (MPI) Abb. 1 und 2	159
VI.3	Magnetfeldbatterie	160
VI.4	Messtechnische Aufgaben	160
VI.5	Supraleitende Magnetfeldspulen	161
VI.6	Magnetische Energiespeicher	161
VI.7	Optimale Magnetfelderzeugung	161
<u>VII.</u>	<u>Gruppe allgemeine Technologie</u> (B. Berberich, H. Lüders, C. Richter, H. Wetzels, F. Zitzmann, R. Ehrlich)	162
VII.1	Untersuchung der mechanischen und physikalischen Eigenschaften von Werkstoffen	162
VII.2	MHD-Generator	162
VII.3	Arbeiten im Zusammenhang mit dem Bau von Kryostaten für Kryospulen	163
VII.4	Metallisieren eines Quarzrohres für Koaxialsonden	163
VII.5	Metallisierung von Kugelsonden	164
VII.6	Kunststoffwerkstatt	164
VII.7	Verfahren zum Vergiessen von Spulen	164
VII.8	Füllen von Quarzsonden mit Epoxydharz	165
VII.9	Löttechnik	166
VII.10	Anlöten von Stromzuführungen an Quarzschwinger	166
VII.11	Oberflächentechnik	167
VII.12	Glastechnik	167
VII.13	Kühlwasserversorgung	169

<u>VIII. Gruppe Vakuumtechnik (H. Häglsperger, H. Münch)</u>	170
VIII.1 Kombinierte Giessharz- und Imprägnieranlage	170
VIII.2 Aufbau der UHV-Anlage für den 150 kV-Beschleuniger der Abtlg. 2	170
VIII.3 Automatische Nachfüllanlage für flüssigen Stickstoff	170
VIII.4 Helium-Kryostat für supraleitende Magnetspulen	171
VIII.5 Vakuumanlage für HF-Glühsender	171
VIII.6 Crowbarschalter für 1,5 MJ-Batterie	172
VIII.7 Rubin-Laser	172
VIII.8 Sonstige Arbeiten	172
<u>IX. Technisch-physikalische Randgebiete (E. Berkl)</u>	172
IX.1 Tieftemperatur	172
IX.2 Optische Elektronik	172
<u>X. Mechanische Werkstätten (Werkstattleiter: H. Stoll)</u>	172
<u>XI. Schreinerei (W. Kaehs)</u>	176
<u>XII. Elektro- und Elektronik-Werkstatt (J. Asenkerschbaumer, E. Hecht, A. Simon)</u>	177
<u>XIII. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	179

Theorie (Prof. Dr. A. Schlüter)

<u>I. Überblick</u>	181
<u>II. Makroskopische Theorie</u>	182
II.1 Zylindersymmetrischer Theta-Pinch (K. Hain, G. Hain)	182
II.2 Zweidimensionaler Theta-Pinch (F. Hertweck, K. Hain)	183
II.3 Zylindersymmetrischer z-Pinch in Argon (H. Fisser)	184
II.4 Gleichgewichtskonfigurationen vom M + S - Typ (R. Gorenflo, K. Hain, W. Lünow, H. Grieger (MPI))	185
II.5 Stationäre zylindersymmetrische Plasmaströmung parallel zum Magnetfeld bei endlicher Leitfähigkeit (F. Hertweck)	186
II.6 Eindimensionale Plasmaströmung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern (E. Rebhan)	187
II.7 Stosswellenartige Plasmakonfigurationen (H. Bergold)	188
II.8 Transporterscheinungen (W. Feneberg)	189
II.9 Erhaltungssätze (A. Schlüter)	189
<u>III. Mikroskopische Theorie</u>	190
III.1 Kinetische Gleichungen (J. McCune, M. Feix, D. Frank (MPI) D. Pfirsch (MPI), S. Priess (MPI), P. Schram)	190
III.2 Eindimensionales Plasma (M. Feix, K. U. v. Hagenow (MPI))	191

III.3	Thermisches Gleichgewicht des Plasmas (A. Schlüter, v.Hagenow (MPI))	191
III.4	Korrelationen (v.Hagenow (MPI), M. Feix, P. Schram, A. Schlüter)	192
III.5	Test-Teilchen im Plasma (M. Feix, B. Lamborn)	193
III.6	Wlassow Gleichung (M. Feix, D. Pfirsch, H. Völk, O. Eder,	194
III.7	Wellen im Plasma (D. Pfirsch (MPI), M. Tutter (MPI), E. Canobbio, R. Croci, W. Lünow, H. Hora)	198
III.8	Streuung und Mischung von Licht im Plasma (W. Kegel, K. Hain, W. Lünow, A. Salat, A. Schlüter)	200
III.9	Theorie elektrostatischer Sonden (H.K. Wimmel, F. Hertweck)	202
<u>IV. Sonstige theoretische Arbeiten</u>		205
IV.1	Modulation von Laserlicht (A. Schlüter)	205
IV.2	Stromzuführung beim Theta-Pinch (A. Schlüter)	205
IV.3	Kabelreflexionen (F. Hertweck, A. Knobloch)	205
IV.4	Thermische Abweichungen vom Holtsmarkschen Linienprofil (H.K. Wimmel)	206
IV.5	Neutronentransporttheorie (M. Feix, J.P. Millot, Cadarache)	206
IV.6	Numerische Verfahren (K.v.Hagenow (MPI))	207
IV.7	Lichtverteilung bei einem Rubinlaser (H. Hora, B. Kronast, H.J. Kunze)	207
<u>V. Datenverarbeitung und elektronische Rechenmaschine</u>		208
V.1	Rechenanlage IBM-7090	208
V.2	Ausschuss-Mitarbeit	209
V.3	Automatische Auswertung von Messdaten (R. Gorenflo, Fr. Kovetz, O. Eder in Zusammenarbeit mit H. Griem)	210
V.4	Fortran-System (G. Hain, K. Hain, F. Hertweck, A. Jelic)	212
V.5	Programme (A. Jelic, R. Döring)	214
V.6	Kurvenschreiber (G. Hain)	214
V.7	Programmierer (O. Eder, G. Hain)	214
<u>VI. Laborberichte und Veröffentlichungen</u>		215
<u>Experimentelle Abteilung (Plasmaphysik) des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik, München (Dr. G.v.Gierke)</u>		
<u>I. Überblick</u>		219
<u>II. Eieruhr</u> (P. Grassmann, O. Klüber, H. Wulff)		221
II.1	Magnetfeldstabilisierung (H. Wulff)	221
II.2	Faradaydrehung (P. Grassmann, H. Wulff)	221
II.3	Energiebilanz (O. Klüber)	221

<u>III.</u>	<u>Wendelstein</u> (N. D'Angelo, D. Dimock, J. Fujita, D. Eckhardt, G. Grieger, M. Hashmi, C. Freudenberger, J. Kolos, M. Zippe)	223
III.1	Einfluss transversaler Magnetfelder auf die Entladungsdaten in Wasserstoff	224
III.2	Teilchenverluste eines Cs-Plasmas im Stellarator	224
III.3	Teilchenoberflächen	225
III.4	Änderung der Versuchsbedingungen von III.2	226
III.5	Sondenmessungen	226
III.6	Ba-Plasma	227
III.7	Experimente an Alma II (IPP), in Zusammenarbeit mit E. Guillino)	227
III.8	M+S-ähnliche Feldanordnung	228
III.9	Ambipol (F. Karger)	229
<u>IV.</u>	<u>Theta-Pinch in geschlossenen Feldkonfigurationen (M+S)</u> (U. Grossmann- Doerth, W. Lotz, F. Rau, E. Remy, G. Wolf)	230
IV.1	Drehfeldtorus (4 kJ)	230
IV.2	T-2 (4 kJ)	231
IV.3	Zwilling (4 kJ)	232
IV.4	Quickly (mit H. Bialas und J. Junker)	234
IV.5	Quantitative Bestimmung der M+S-Konfiguration (mit D. Seewald)	236
<u>V.</u>	<u>Spektroskopie</u> (K. Bergstedt, C.R. Vidal, H. Wulff)	238
<u>VI.</u>	<u>HF-Plasma-Wechselwirkung</u> (H.M. Mayer)	240
<u>VII.</u>	<u>Vakuumspektroskopie</u> (G. Boldt)	241
VII.1	C I-Oszillatorenstärken im Bereich $1100 < \lambda < 1800$ AE (G. Boldt)	241
VII.2	N I-Oszillatorenstärken im Bereich $1000 < \lambda < 1800$ AE (F. Labuhn)	241
VII.3	Mg II-, Ca II-, Sr II-, Ba II-Oszillatorenstärken im Bereich $1000 < \lambda < 1800$ AE (W. Hofmann)	242
VII.4	Linienprofil (Flügel) von Lyman α (G. Boldt, W.S. Cooper III)	242
VII.5	Untersuchung der Eigenschaften einiger VUV-Lumineszenzstoffe (A. Becker)	243
VII.6	Untersuchung des Verhaltens von Photoschichten (Schwarzschild- Exponent, Intermittenzeffekt) (K.H. Stephan)	243
<u>VIII.</u>	<u>Mikrowellen</u> (U. Hopf, F. Klan, G. Landauer, G. Lisitano, B. O'Brien M. Tutter)	244
VIII.1	Longitudinale Wellen (M. Tutter)	244
VIII.2	Untersuchungen am Theta-Pinch-Torus (U. Hopf, M. Tutter)	244
VIII.3	Untersuchungen an der Eieruhr und Hoke (U. Hopf)	245
VIII.4	Resonanzversuche an einer Niederdruckentladung (B. O'Brien)	245
VIII.5	Pig I (G. Landauer)	246
VIII.6	Pig II (F. Klan)	247
VIII.7	Mikrowellenmessmethodik (G. Lisitano)	248
VIII.8	Anwendung der Mikrowellenmesstechnik auf chemische Fragen (N. Kaiser)	251
<u>IX.</u>	<u>Elektronische Werkstatt</u> (J. Machate, K. Moustafa, M. Watschöder)	252
<u>X.</u>	<u>Laborberichte und Veröffentlichungen</u>	253

Jahresbericht 1963

der

Experimentellen Plasmaphysik 1 (Prof. Dr. E. Fünfer)

I. Überblick

Im Rahmen der Untersuchungen an schnell veränderlichen Plasmen hoher Dichte und Temperatur lag auch in diesem Jahr der Schwerpunkt der Arbeiten auf dem linearen Thetapinch. Die Aufbauarbeiten an der 1,5 MJ-Batterie sind nun soweit fortgeschritten, dass mit einer Inbetriebnahme der Anlage bis Mitte 1964 gerechnet werden kann. Im Hinblick darauf wurden eine Reihe von Vorarbeiten und Untersuchungen durchgeführt, die neben der Erprobung von Einzelelementen der Batterie vor allem die Herstellung von reproduzierbaren und definierten Anfangsbedingungen in der Entladung, sowie die Entwicklung geeigneter Messmethoden betrafen. Die im Bericht 1962 beschriebenen Untersuchungen über Vorionisierung durch hochfrequente Vorentladungen über die Thetapinchspule und durch axial zusammenlaufende Stosswellen wurden fortgesetzt und auch einige Studien angestellt über die Möglichkeit durch Photoionisation mit Strahlung aus heissen Plasmen im Gebiet von 100 - 800 Å zu arbeiten. Da diese Methoden überwiegend aus technischen Gründen zunächst nicht sehr erfolgversprechend sind, wurde eine lineare Vorentladung in z-Richtung untersucht und zur Anwendung vorgesehen. Sie bewirkt mit verhältnismässig geringem Aufwand eine ausreichende Vorionisierung, ist von der Hauptentladung galvanisch entkoppelt, und es besteht die Möglichkeit, ein nahezu feldfreies Plasma zu erhalten.

Wie andernorts gezeigt wurde, bringt die Vergrösserung des Thetapinchexperiments zu Energien im Megajoulebereich und vor allem zu Spulenlängen von 1 - 2 m eine bemerkenswerte Verbesserung der Stabilität. Die Beschreibung der Eigenschaften des Thetapinches durch numerische Lösung der hydromagnetischen Gleichungen gewinnt dann besondere Bedeutung, da sie nur auf die stabile Entladung anwendbar ist. Die Rechnungen wurden durch Hinzunahme der Neutralgaskomponente erweitert und mit den experimentellen Ergebnissen an einem kleineren Thetapinchexperiment verglichen. Für kurze Zeiten zu Beginn der Entladung ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen den gerechneten und den in räumlicher Auflösung gemessenen Elektronendichten und

Magnetfeldern. Da der Vergleich dieser Messgrößen jedoch keine sehr kritischen Aussagen über die Anwendbarkeit der Theorie erlaubt, sollen weitere Plasmaeigenschaften zum Vergleich herangezogen werden. Begonnen wurde mit der Bestimmung der radial aufgelösten Elektronentemperatur nach der Röntgenabsorptionsmethode. Messung der Elektronentemperatur aus Linienintensitätsverhältnissen und der Ionentemperatur aus Intensitätsprofilen von Zusätzen sind in Vorbereitung.

Um den Einfluss der Endeffekte auf das Stabilitätsverhalten zu klären, wurden Untersuchungen über die axialen Vorgänge im Thetapinch durchgeführt, vor allem in der instabileren Konfiguration mit eingefangenen antiparallelen Feld. Diese ergaben eine gute phänomenologische Beschreibung der instabilen Vorgänge in den Messgrößen Magnetfeld, Elektronentemperatur und -dichte. Es wurden auch Hinweise für das Auftreten von Widerstandsinstabilitäten gefunden. Grosser Wert wurde auf die Beachtung des Einflusses von Verunreinigungen gelegt und ein Teil der Untersuchungen unter Anwendung von Ultrahochvakuumtechnik durchgeführt.

Eine Reihe der im Jahresbericht 1962 beschriebenen Messmethoden konnte bereits bei den kleineren Thetapinchen und anderen Experimenten eingesetzt werden, z.B. die elektrischen Sonden zur Plasmadichtebestimmung, Piezosonden, die Magnetfeldmessung mit Zeeman-Effekt. Andere stehen nun zur Erprobung und zu Untersuchungen an Entladungen zur Verfügung, so das Röntgenspektrometer und das Infrarotspektrometer.

Im Hinblick auf die zu erwartenden heisseren Plasmen des grossen Thetapinchexperiments wurden besonders die Messverfahren weiterentwickelt, die eine Verunreinigung des Plasmas vermeiden und den geometrischen Gegebenheiten des Experiments anzupassen sind, z.B. das Differentialinterferometer, spektroskopische Messungen und Lichtstreuversuche.

Die Anwendung des Lasers zu Streuversuchen an einem Thetapinchplasma brachte erste Erfolge. Es konnte Streulicht nachgewiesen werden. Die Bestimmung der spektralen Verteilung des

Streulichts wurde in Angriff genommen. Daneben wurde auch an einer Weiterentwicklung der Lasertechnik gearbeitet mit dem Ziel, den Laser als Lichtquelle für Interferometer, zu Schattenaufnahmen des Plasmas und für spezielle Experimente zu verwenden.

Neu begonnen wurde ein Experiment mit toroidaler Konfiguration und M+S Anordnung (Quasilimus). Der Torus ist längs der Hauptachse stark auseinandergezogen, so dass in guter Näherung eine zweidimensionale theoretische Behandlung möglich wird.

Nach orientierenden Versuchen am Antipinch werden Untersuchungen an einer umkonstruierten Anlage fortgesetzt. Die Anordnung soll Messungen an fast ebenen radial nach aussen laufenden Stosswellen gestatten.

Die Untersuchungen an z-Pinchen und am Tubularpinch wurden bis auf eine Arbeit über Reflexionsmessungen mit Mikrowelleninterferometer am z-Pinch abgeschlossen.

II. Theta-Pinch

II.1 Theta-Pinch I (G. Decker, H. Herold, G. Hofmann, M. Kornherr)

Daten der Anlage: Energie $W = 32$ kJ, Ladespannung $U_0 = 40$ kV, Schwingungsdauer $T = 9,6$ μ sec, max. Spulenfeld $B_{\max} = 60$ kG, Spule: $l = 20$ cm, $d = 9$ cm \varnothing .

Im Berichtsjahr lag der Schwerpunkt der Arbeiten am Theta-Pinch I auf der Untersuchung des Stabilitätsverhaltens, vor allem bei Feldkonfigurationen mit eingeschlossenen antiparallelen Feldern. Neben den herkömmlichen Untersuchungsmethoden wie Framingkameraaufnahmen aus verschiedenen Richtungen (auch schräg zur Achse) und Magnetfeldsonden wurden 2 neuentwickelte Messverfahren eingesetzt: Elektrische Sonden zur Messung lokaler Elektronendichten in dichten und heissen Plasmen und die Bestimmung von Elektronentemperaturen in radialer Auflösung mit Hilfe der Röntgenabsorptionsmethode. Ausserdem wurden die axialen Bewegungen des Plasmas und die Feldinhomogenitäten in den Spulenenden untersucht, da diese wahrscheinlich Einfluss auf die Entwicklung von Instabilitäten haben.

Insgesamt ergab sich in den gemessenen Parametern eine konsistente phänomenologische Beschreibung der Vorgänge beim Theta-Pinch in dieser Feldkonfiguration, wenn auch eine sichere Klärung der physikalischen Ursachen noch aussteht. Zusammengefasst sind die wichtigsten Ergebnisse: Im Anfangsstadium während 2 - 3 Kompressionsschwingungen hat das Plasma nicht nur in der Dichte (s. Bericht 1962) sondern auch in der Elektronentemperaturverteilung Hohlzylinderstruktur ($T_{e \max} 100 - 150$ eV). Die Aufheizung findet zu dieser Zeit überwiegend durch Widerstandsheizung in der Zone starker radialer Feldgradienten statt. Das Plasma verhält sich normal im Sinne der numerischen hydromagnetischen Rechnungen (Hain, Niblett). Die instabilen Vorgänge werden eingeleitet durch ein Aufbrechen des Plasmazylinders in stärker leuchtende Ringe, wobei bereits die äusseren Enden des Plasmazylinders in das Puffervolumen ausgestossen werden können. Es wird vermutet, dass Widerstandsinstabilitäten (tearing mode) auftreten. Die aus-

lösenden Störungen gehen möglicherweise von den Inhomogenitäten an den Spulendenen aus. In der Folge überlagert sich eine axiale Kompression des Plasmas, die jedoch nicht zu einem stabilen Plasmakern führt. Es erfolgt in dem auf die halbe bis drittel Spulenlänge komprimierten Plasma nahezu gleichzeitig Felddurchbruch unter unsymmetrischen und unsystematischen Erscheinungen in Temperaturverteilung und optischem Bild. Gleichzeitig beginnen starke Plasmaverluste in das Puffervolumen. Übrig bleibt ein fadenförmiges, stabiles Plasma in der Achse der Spule mit höherer Temperatur (~ 200 eV). Rotation des Plasmas wird während keiner Phase der Vorgänge beobachtet. Nachfolgend seien einige Einzelheiten zu den Messungen gegeben.

1. Untersuchung der axialen Vorgänge beim Theta-Pinch mit Sonden

Zur Untersuchung der axialen Vorgänge beim Theta-Pinch, insbesondere auch der Vorgänge im Puffervolumen ausserhalb der Spule, wurden Magnetfeldsonden und elektrische Sonden verwendet. Die Sonden wurden in axialer Richtung in die Entladung eingeführt.

a) Messungen mit Magnetfeldsonden: Die meisten Messungen wurden bei schwachen eingefangenen antiparallelen (∇) Feldern von etwa 1 - 2 kG bei Fülldrücken von 0,05 Torr, H_2 , durchgeführt. Die Ergebnisse sind: Die 1. maximale Kompression (gemessen auf der Spulenachse) erfolgt im Rahmen der Messgenauigkeit von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ sec über die ganze Spulenlänge gleichzeitig. Die 2. und folgende Kompressionen sind vom Spulenende zur Spulenmitte hin gering verzögert. Dies ist wahrscheinlich eine Folge der axialen Bewegung des Plasmas. Die Kompressionsschwingungen sind weit ins Puffervolumen hinaus messbar. Die maximalen Kompressionen erscheinen jedoch mit zunehmendem Abstand vom Spulenende stärker verzögert. Es laufen, im Rythmus der Kompressionen in der Spule, Kompressionswellen des Magnetfeldes mit einer Geschwindigkeit von etwa $5 \cdot 10^7$ cm/sec in das Puffervolumen. Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 1 ein Zeit/Weg-Diagramm für das Auftreten der 1. und 2. maximalen Kompression, wobei die integrierten Sondenkurven (Signal $\sim B$) an den entsprechenden Orten eingezeichnet

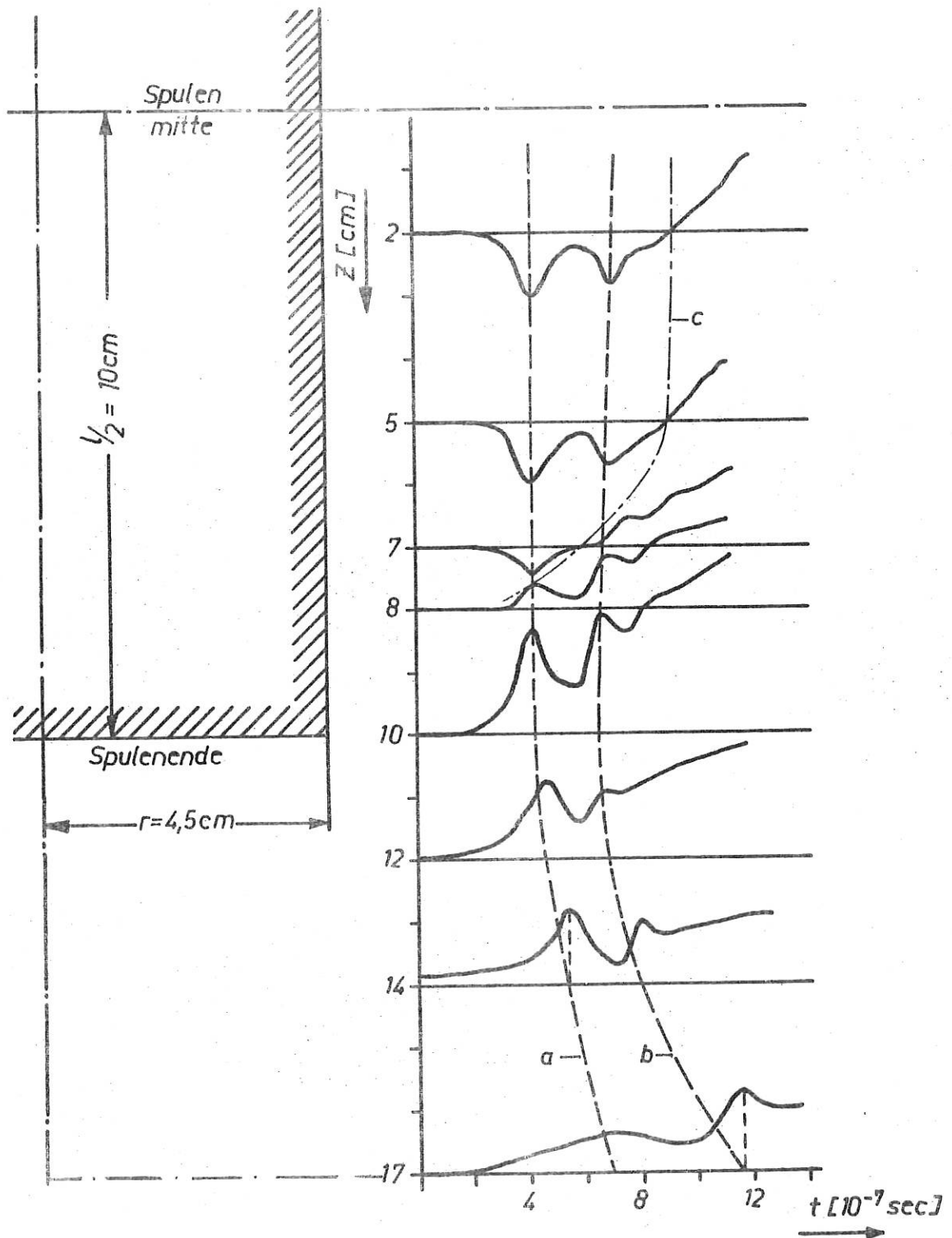


Abb. 1 Sondenmessung des Magnetfeldes B_z in verschiedenen Abständen von der Spulenmitte auf der Spulenachse
 a) und b) Zeitpunkt der 1. und 2. Kompression
 c) Umschlagen des eingeschlossenen antiparallelen Feldes
 0,05 Torr, H_2 .

sind. Anhand der Oszillogramme ist auch der Wechsel des Feldes von \downarrow zu \uparrow erkennbar. Er erfolgt hier, d.h. bei ursprünglich eingefangenen \downarrow Feld von etwa 1 kG bereits während der 1. Kompression in den äusseren Spulendritteln. Die Feldprofile längs der Achse zeigen, dass das äussere \uparrow Feld bei einer Mittelung über die Achse grosse Anteile liefert. Feldmessungen, die nicht lokal messen (Faraday und Zeeman-Effekt), sind deshalb vorsichtig zu interpretieren. Die Grenze zwischen \downarrow und \uparrow Feld - gekennzeichnet durch den Nulldurchgang des Feldes auf der Spulenachse - gibt auch ungefähr den Ort an, wo sich die Feldlinien zwischen äusserem Spulenfeld und innerem eingefangenen Feld schliessen. Der Nulldurchgang wandert zunächst mit einer Geschwindigkeit von $5 \cdot 10^6$ cm/sec in Richtung auf die Spulenmitte (Kurve C) in Abb. 1. Dies ist mit einer axialen Kompression des Plasmas zu deuten. Darauf verschwindet jedoch das antiparallele Feld in einem Bereich von $1/2 - 1/3$ der Spulenlänge um die Mittelebene nahezu gleichzeitig. In diesem Bereich findet ein spontaner Felddurchbruch statt. Bei hohen eingefangenen Feldern wurde der Ort des Feldumschlags weit aussen im Puffervolumen festgestellt, wo das äussere Spulenfeld bereits relativ klein ist. Plasmabewegungen wurden in diesem Fall nicht untersucht.

b) Messungen mit elektrischen Sonden: Die Messungen sollten die Anwendbarkeit der elektrischen Sonden bei dichten heissen Plasmen prüfen und weitere Informationen über die axialen Plasmaströmungen liefern. Aufbau und Wirkungsweise der Sonde sind in [11] beschrieben. Das SONDENSIGNAL ist im wesentlichen der Plasmadichte proportional. Die Sonden wurden axial eingeführt und zum Vergleich in der Nähe der Sondenoberfläche Magnetfeldmessungen durchgeführt. Es wurde nur bei eingefangenen \downarrow Feld gemessen, da die Zeitauflösung der Sonde zur Wiedergabe der Kompressionsschwingungen bei \uparrow Feld nicht ausreichte. Bei \uparrow Feld steigt die Frequenz der Schwingungen ungestört proportional B an. Mit einem Mikrowellenübertrager sollten Messungen auch in diesem Fall möglich sein [12]. Abb. 2 zeigt zwei typische Oszillogramme von Entladungen mit eingefangenen \downarrow Feld,

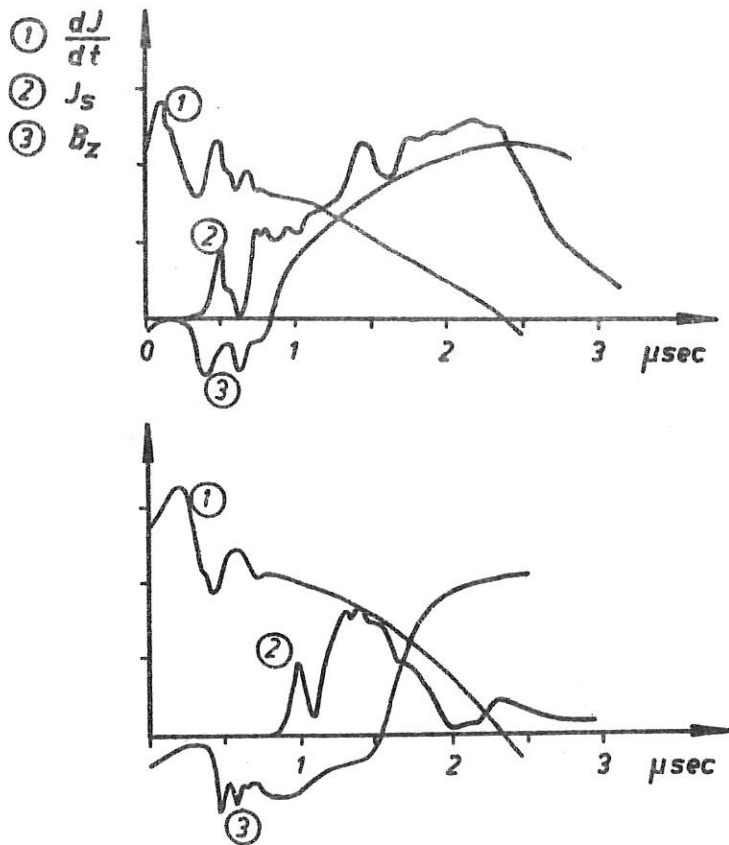


Abb. 2 (1) dJ/dt der Entladung
 (2) Doppelsondenstrom $J_s \sim n_i / \sqrt{T_e}$
 (3) Integriertes Signal der Magnetfeldsonde
 oben: Fülldruck 0,03 Torr
 unten: Fülldruck 0,055 Torr beide Sonden in Spulenmitte

wobei die Sonden im Spulenzentrum angebracht waren. In der oberen Aufnahme sind 2 Kompressionsschwingungen auch in der Plasmadichte deutlich ausgeprägt. Mit der 2. Kompression setzt ein Ansteigen der Plasmadichte ein, das durch die axiale Kompression des Plasmas und Felddurchbruch verursacht wird. Bei höherem H Feld bleibt die Plasmadichte in der Achse zunächst niedrig, und der durch axiale Kompression und Felddurchbruch im Spulenzentrum gebildete Plasmakern zerfällt rascher. Die gemessenen Dichteverläufe sind in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den unten beschriebenen Untersuchungen der

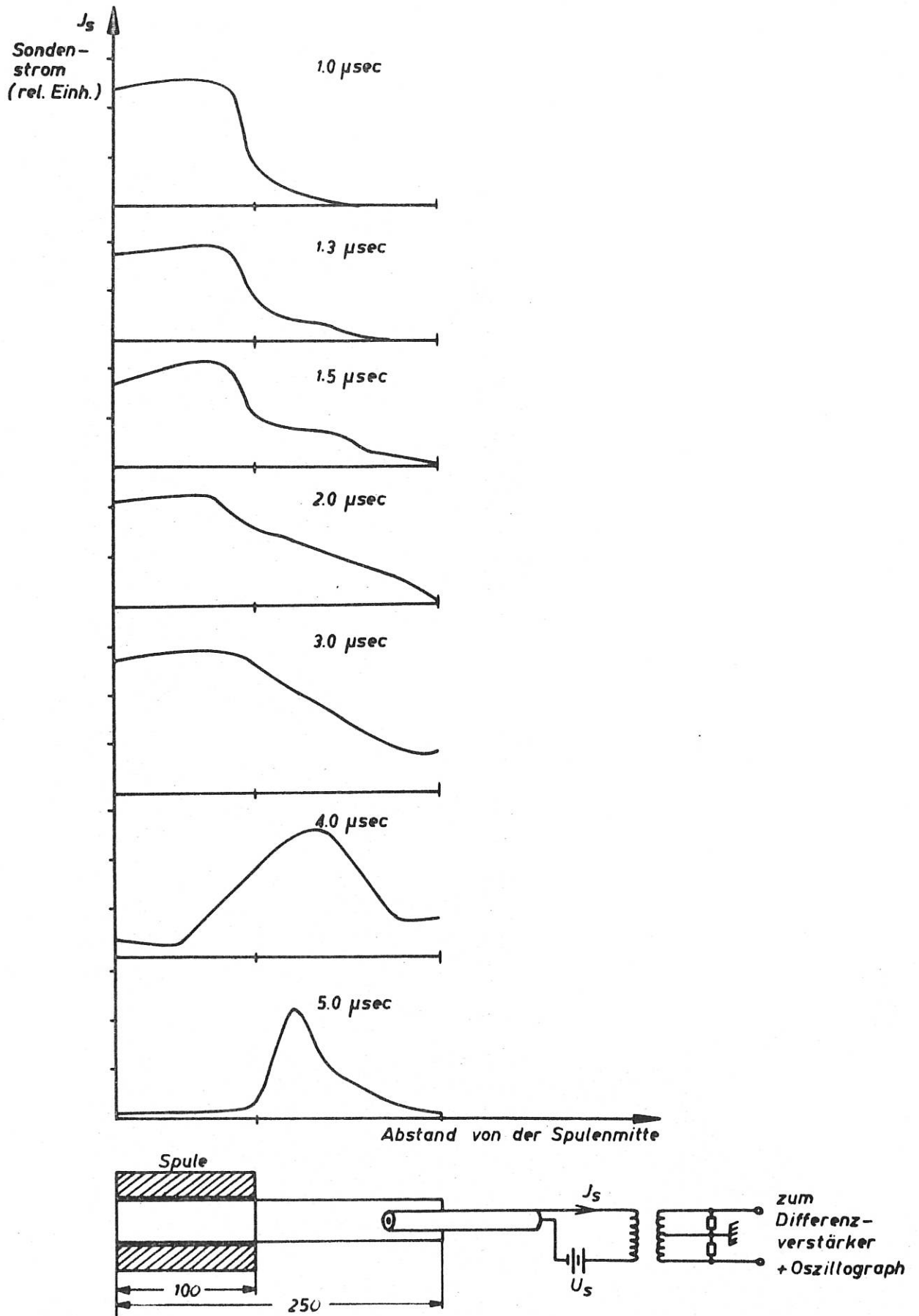


Abb. 3 Axiale Profile des Sondensignals $J_s \sim \frac{ni}{\sqrt{t}}$. Zeitskalen-
nullpunkt: Zündung in der 3. Halbwelle

emittierten weichen Röntgenstrahlung und aus photographischen Aufnahmen des Plasmas.

Aus den Oszillogrammen an verschiedenen Punkten der Entladungsachse wurden Dichteprofile gewonnen, die das Ausströmen des Plasmas aus der Spule in das Puffervolumen beschreiben (Abb. 3). (Alle Aufnahmen bei 0,03 Torr Fülldruck). Das Ausströmen des Plasmas setzt nach dem Felddurchbruch ein. Der Dichtesprung im Profil (1,5 μ sec) deutet auf eine Stosswelle hin. Nach Erreichen der Endplatten strömt Plasma wieder zurück und es bildet sich ein Dichtemaximum im Puffervolumen aus.

Es soll nun versucht werden, durch Vergleich mit Interferometeraufnahmen die Sondensignale auf ihre quantitative Richtigkeit zu überprüfen.

2. Untersuchung des Vakuumfeldes in der Theta-Pinch-Spule

Mit Hilfe von Sonden in Differenzschaltung wurde das Vakuumfeld in der Spule bei reduzierter Batteriekapazität ($C = 10 \mu\text{F}$, B_{max} in Spulenmitte = 17 kG) mit einer Genauigkeit bis etwa 0,5% punktweise ausgemessen. Dies geschah um die Feldhomogenität zu prüfen. Das B_z Feld ist im Innenteil der Spule über die halbe Spulenlänge innerhalb der Messgenauigkeit homogen. Dabei wurde über den Durchmesser in Richtung der Zuführung und senkrecht dazu gemessen. In den äusseren Dritteln der Spule ergeben sich radial gesehen stark zur Spulenwand hin ansteigende Felder mit Gradienten von einigen Kilogauss pro cm (Abb. 4). Der Einfluss von Löchern in der Spulenwand wurde geprüft (Abb. 4). Die B_r -Komponente des Feldes soll mit ähnlicher Methode ebenfalls untersucht werden. Ein Rechenprogramm zur Berechnung der Feldverteilung in den Spulenenden und in Spulen mit azimuthalem Schlitz ist in Vorbereitung. Die Ergebnisse sollen mit Messungen verglichen werden und der Einfluss der Inhomogenitäten auf das Verhalten des Plasmas (Plasmadrift) untersucht werden.

3. Radiale Verteilung der Emission weicher Röntgenstrahlung

Die zeitaufgelöste radiale Verteilung der Emission weicher

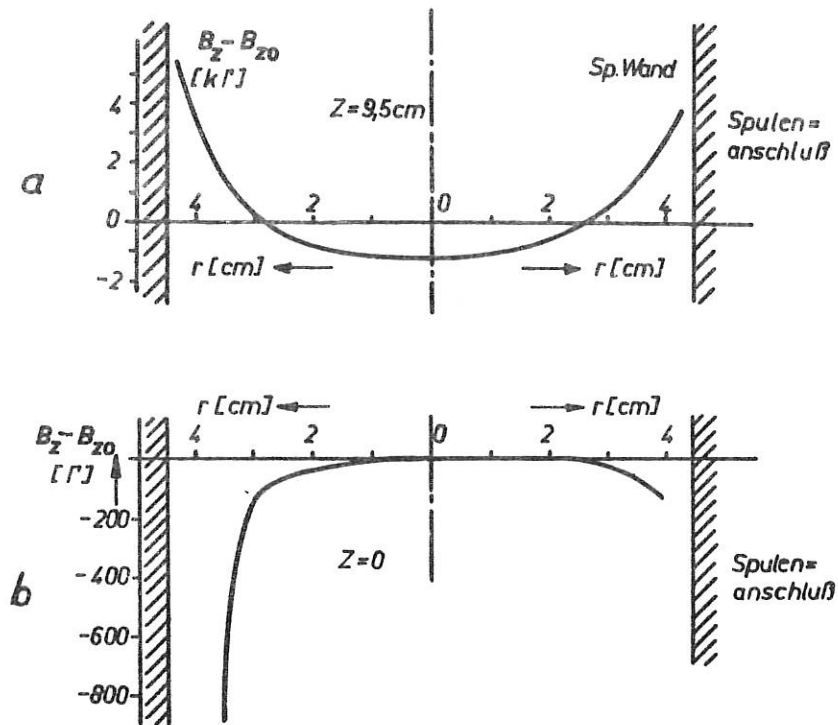


Abb. 4 a) Radialer Feldverlauf $B_z - B_{z0}$ am Spulenende
 $B_{z0} =$ Feld in Spulenmitte $= 17 \text{ kG}$
 b) Radialer Feldverlauf in Spulenmitte $B_{z0} = 17 \text{ kG}$ In der
 Spulenwand links befindet sich ein Loch mit $10 \text{ mm } \varnothing$

Röntgenstrahlung wurde untersucht. Die Beobachtung erfolgte in axialer Richtung. Ein System von Blenden ergab die radiale Auflösung. Zusätzlich eingebrachte Absorptionsfolien ergaben einen Hinweis auf die Härte der Strahlung und unter der Voraussetzung der spektralen Verteilung $J_{\nu} \sim \exp - \frac{h\nu}{kT_e}$ die Elektronentemperatur. Gleichzeitig aufgenommene Framing-kamera-Bilder zeigten das Verhalten des Plasmas in seitlicher und axialer Sicht. Durch Variation von Druck und Vorionisierung wurden Magnetfelder von 3 kG und 1 kG antiparallel und von 1 kG parallel (zum äusseren Feld) in der allein untersuchten zweiten Halbwelle der Entladung eingefangen. Die Ergebnisse wurden auf der 6. Internationalen Konferenz über Ionisationsphänomene (Paris) vorgetragen [13].

Durch die Anwendung besonders dünner Absorptionsfolien (Al, 0,8 mg/cm²) konnte die weiche Röntgenstrahlung auch bei niedrigeren antiparallelen Feldern als bisher und sogar bei parallelem Feld (hier jedoch nur mit etwa 10-fach geringerer Intensität als bei starkem antiparallelen Feld) nachgewiesen werden. Die in [13] beschriebene Dynamik des Plasmas wurde auch durch Framingkamera-Aufnahmen bestätigt, die unter einem Winkel von etwa 12° zur Achse gemacht wurden (Abb. 5). Dazu wurde das Entladungsgefäß gemäss Abb. 5a umgebildet. Abb. 5b gibt einen den Framingkamera-Aufnahmen entsprechenden perspektivischen Blick.

4. Röntgenspektrometer

Da die Annahme der spektralen Verteilung $J_\nu \sim \exp - \frac{h\nu}{kT_e}$ Zweifeln ausgesetzt ist, soll die Emission mittels eines Röntgenspektrometers spektral zerlegt werden. Es steht nunmehr ein Spektrometer mit einem Gipskristall ($2d = 15,20 \text{ \AA}$), KAP-Kristall ($2d = 26,55 \text{ \AA}$) und Bariumstearatkristall ($2d \approx 99 \text{ \AA}$) zur Verfügung. Die Messung der Reflexionsfunktion der Kristalle ist im Gange. Messungen am Plasma waren noch nicht erfolgt.

5. Aufbau einer neuen Thetapinch-Anlage

Beim Theta-Pinch I konnte nur eine relativ geringe Aufheizung des Plasmas erreicht werden. Vor allem weil wegen der ungünstigen Induktivitätsverhältnisse die Energiedichte in der Spule relativ niedrig war. Im Herbst des Berichtsjahres wurde die Anlage stillgelegt und mit dem Aufbau einer neuen Anlage begonnen (Theta-Pinch Ia).

Die vorgesehenen Daten sind:

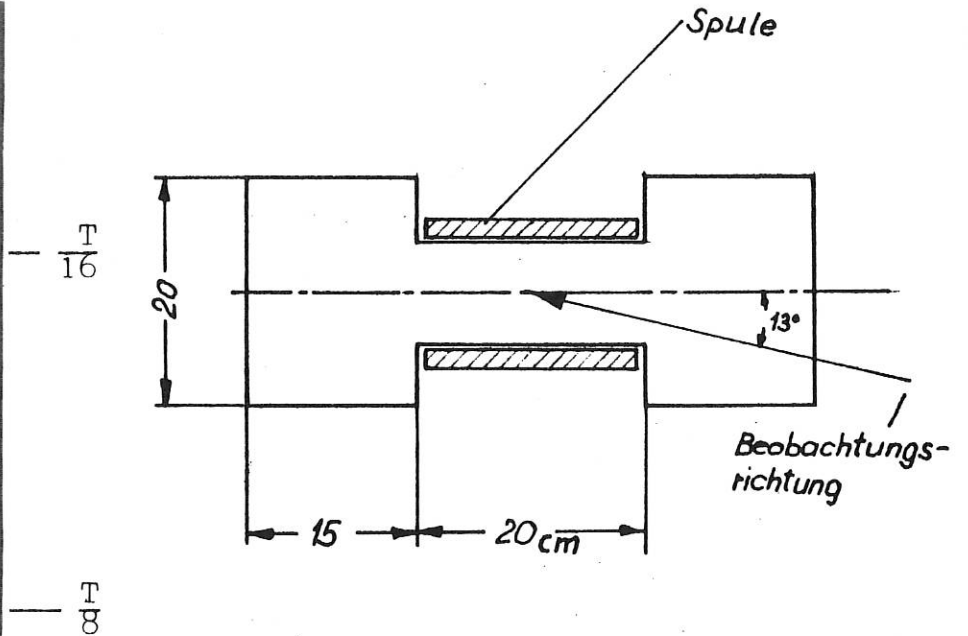
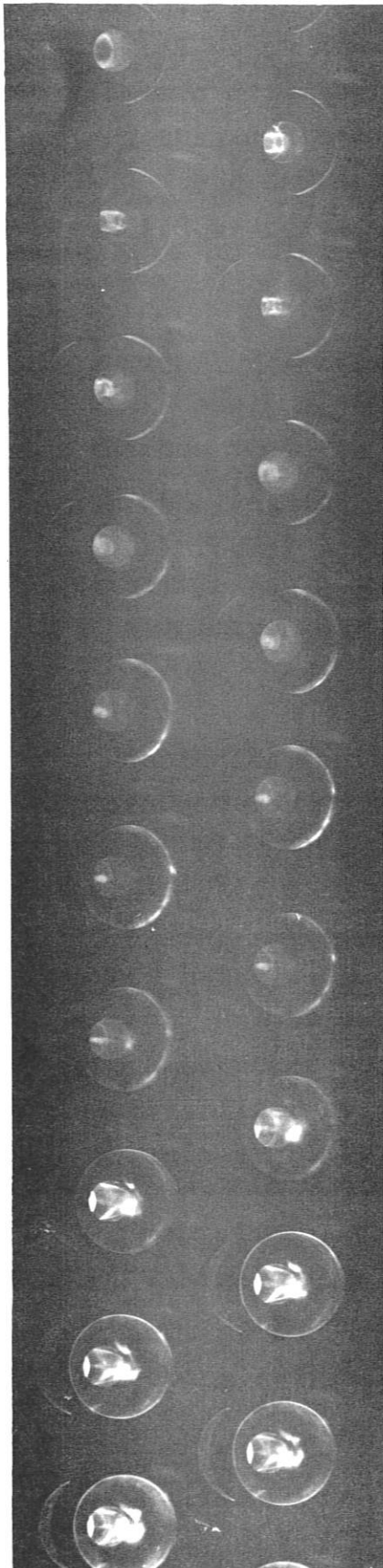
Batterie: $E = 80 \text{ kJoule}$, $C = 100 \text{ \mu F}$, $U_0 = 40 \text{ kV}$

Spule: 30 - 40 cm lang, 7 cm Durchmesser

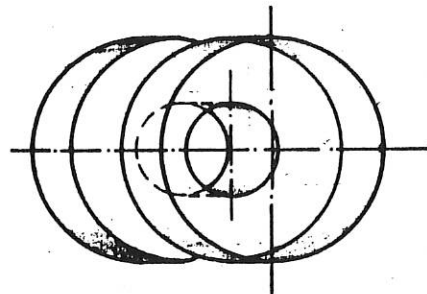
$L_{\text{tot}} \approx 26 \text{ nHy}$, $B_{\text{max}} \approx 100 \text{ kG}$, $dB/dt \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$.

Zur Vorionisation und zum Einfang definierter Felder werden Vorentladungen über die Spule angewandt. Dazu dienen eine Vorentladungsbatterie mit 10 kV, 30 μF , $T = 60 \text{ \mu sec}$ mit crowbar und eine Vorionisierungsbatterie 40 kV, 3,2 μF , $T = 1,9 \text{ \mu sec}$.

Abb 5 Framingkamera-Aufnahmen einer θ -Pinchentladung
 2. Halbwelle, $p = 0,05$ Torr H_2 mit schwacher Vorionisierung, antiparalleles eingefangenes Feld, Schwingungsdauer $T = 9,6$ usec, Bildabstand $0,15$ usec.



a) Entladungsgefäß in Seitenansicht



b) Entladungsgefäß in perspektivischer Sicht

$\frac{T}{4}$

Die Anlage wird mit einem Ultrahochvakuumstand ausgerüstet. Vorgesehen sind Messungen mit dem Röntgenspektrometer, Versuche über die Streuung von Laserlicht am Plasma (F.L. Ribe) und Untersuchungen über das Stabilitätsverhalten des Theta-Pinches.

II.2 Theta-Pinch II (A. Eberhagen, M. Keilhacker^x, E. Barbian, M.J. Bernstein^{xx}, R. Glaser, H. Griem^{xxx})

Daten der Anlage:

Batterie für quasistationäres Magnetfeld: $W = 8,1 \text{ kJ}$, $U_{o \text{ max}} = 2,5 \text{ kV}$, $T = 260 \text{ } \mu\text{sec}$ (Möglichkeit einer Crowbar-Schaltung), B_{max} wählbar zwischen 0 und 7 kG .

Batterie für Vorionisierung: $W = 0,3 \text{ kJ}$, $U_{o \text{ max}} = 25 \text{ kV}$, $T = 2 \text{ } \mu\text{sec}$, $B_{\text{max}} = 3,3 \text{ kG}$, $dB/dt = 1,0 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$

Seit Oktober 1963: $W = 0,6 \text{ kJ}$, $U_{o \text{ max}} = 25 \text{ kV}$, $T = 2 \text{ } \mu\text{sec}$, $B_{\text{max}} = 6,7 \text{ kG}$, $dB/dt = 2,2 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$

Zusätzliche HF-Kabelentladung.

Hauptbatterie: $W = 41 \text{ kJ}$, $U_{o \text{ max}} = 50 \text{ kV}$, $T = 6,4 \text{ } \mu\text{sec}$, $B_{\text{max}} = 68 \text{ kG}$, $dB/dt = 6,7 \cdot 10^{10} \text{ G/sec}$.

Alle Kondensatorbatterien werden über die Theta-Pinch-Spule (Länge = 30 cm, Innendurchmesser = 5,4 cm) entladen.

Das Entladungsgefäß (Quarz oder Duran 50) besitzt planparallele Quarz-Endplatten zur optischen end-on-Beobachtung. Es ist ausheizbar (bis 400° C) einschliesslich seiner Absperrventile, so dass ein Endvakuum von $4 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$ erreicht werden kann.

1. Elektronendichte- und Magnetfeldverteilung zu Beginn der Hauptentladung bei teilweise vorionisiertem Plasma

Es war experimentell nachzuprüfen, wieweit die entwickelte Dreiflüssigkeitstheorie [2, 14] das tatsächliche Verhalten des Plasmas zu Beginn einer Theta-Pinch-Entladung beschreibt. Dazu wurden die für den Vergleich notwendigen Anfangsbedingungen der

^x Z.Zt. UKAEA, Culham, England

^{xx} Gast vom Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley

^{xxx} Gast von der University of Maryland

Hauptentladung durch die Vorionisierung (räumliche Verteilung von Elektronendichte N_e , Temperatur kT und Magnetfeld B) ermittelt und das räumliche und zeitliche Verhalten von N_e , B und der Intensität von H_α : $I_{H\alpha}$ während der ersten 0,6 bzw. 0,9 μsec der Hauptentladung bei parallel und antiparallel eingefangenen Magnetfeld gemessen. Über die ersten Ergebnisse ist auf der Pariser Konferenz 1963 berichtet worden [15, 16].

Eine Beschreibung der Versuchsanordnung ist in [15] zu finden, weitere experimentelle Einzelheiten im Jahresbericht des IPP 1962. Bei den Messungen der Anfangsbedingungen zeigte sich, dass das Vorionisierungsplasma zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung eine Hohlzylinderstruktur besitzt. Die Elektronendichte, bestimmt aus der Kontinuumstrahlung, war zum Zündzeitpunkt der Hauptentladung bei den gewählten Entladungsparametern (z.B. 0,10 bzw. 0,15 Torr H_2 , Zündzeitpunkte: HF: 0 μsec , B_{z0} -Feld: 0 μsec , Vorentladung: 10 μsec) kleiner als 10^{15} cm^{-3} in der Gefässachse und erreichte bei etwa $2/3 r_0$ ($2r_0 =$ Gefässinnendurchmesser) mit $7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ihr Maximum. Der über den Querschnitt gemittelte Ionisierungsgrad war etwa 60%. Etwa am gleichen Ort trat auch das Temperaturmaximum auf (kT 1,5 eV). Für Temperaturbestimmungen (aus dem Verhältnis H_β - zu Kontinuumsintensität) in der Entladungsachse erwies sich die Messgenauigkeit als unzureichend. Jedoch wies das Auftreten von H_2 -Moleküllinien im Gebiet der Entladungsachse auf Werte unterhalb von 0,4 eV hin. Das nahezu homogene, überlagerte Magnetfeld ($B \approx 1,2 \text{ kG}$) besass entsprechend im Bereich der Achse ein leichtes Maximum.

Zu Beginn der Hauptentladung wurde der zeitliche und räumliche Verlauf der Elektronendichte (aus der Kontinuumstrahlung) und des Magnetfeldes (z.B. $B_{z0} \uparrow : +1,2 \text{ kG}$, $B_{z0} \downarrow : -1,2 \text{ kG}$, $B_{z0} \downarrow : -2,5 \text{ kG}$) miteinander verglichen. Die Übereinstimmung war zufriedenstellend. Der Maximalwert in der räumlichen N_e -Verteilung fiel innerhalb der Messgenauigkeit mit dem Ort des steilsten B -Anstiegs zusammen. Weitere Messungen dienten der räumlichen N_e -Verteilung an verschiedenen Orten der Entladungsachse. Hierbei ergaben sich für parallel eingefangenes Magnet-

feld merkliche Abweichungen von dem Verhalten in der Spulen-Mittelebene erst in unmittelbarer Nähe des Spulenendes: Die N_e -Verteilung zeigte hier nicht die charakteristische zeitliche Oszillation, sondern behielt nach der 1. maximalen Kompression während der weiteren ausgewerteten Zeitpunkte ein nahezu unverändertes Glockenprofil.

Die Messungen wurden ergänzt durch end-on- und side-on-Framing-kamera-Aufnahmen und durch Ermittlung des Sauerstoff-Verunreinigungsgrades des Entladungsplasmas. Zur Bestimmung des letzteren wurde das Anwachsen einer O II-Linie bei dosiertem O_2 -Zusatz verfolgt. Nach dieser Methode lag der Sauerstoffgehalt in der Vorentladung unterhalb von 0,2%, nach dem Beginn der Hauptentladung jedoch in der Nähe von 1%. Nachdem auf Standardspektren von der Hauptentladung ausser Silizium- und Sauerstoff-Linien keine Verunreinigungslinien festgestellt werden konnte, wurde ferner nachgeprüft, ob der genannte O_2 -Verunreinigungsgrad bereits einen Einfluss auf die vorliegende Entladung haben konnte. Das geschah durch Messung der räumlichen Verteilung der H_{α} -Intensität (Abb. 6) in den Anfangsphasen der Hauptent-

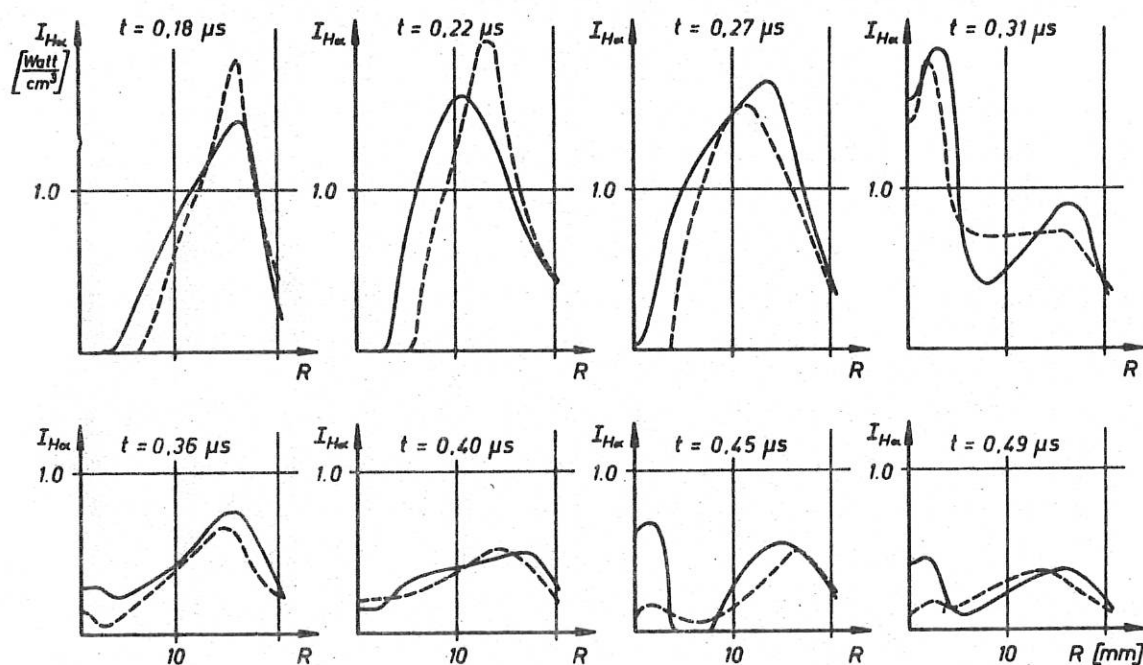


Abb. 6

Abb. 6 Hauptentladung ($0,15$ Torr H_2 , B_{z0} \uparrow : $1,0$ kV)
 Radiale Verteilung der H_α -Intensität:

— : ohne O_2 -Zusatz
 - - - : mit $3,9\%$ O_2 -Zusatz

ladung ohne (ausgezogene Kurve) und mit $3,9\%$ (gestrichelte Kurve) O_2 -Zusatz. Zu den verschiedenen ausgewerteten Zeitpunkten ergab sich kein markanter Unterschied. Bei diesen Messungen war: $p_{H_2} = 0,15$ Torr, B_{z0} \uparrow : $+1,0$ kV , über den Querschnitt gemittelter Ionisierungsgrad etwa 40% . Andererseits ist jedoch bei dem Vergleich von Framingkamera-Aufnahmen mit den oben beschriebenen Messungen von N_e (d.h. mit Kontinuumstrahlung des Plasmas) während des Beginns der Hauptentladung der Intensitätsanteil aller im Spektralbereich der Filmempfindlichkeit liegenden O II-Linien zu berücksichtigen, besonders wenn zur "Erhöhung des Plasmaleuchtens" mit O_2 -Zusatz gearbeitet wird. Bereits ohne O_2 -Zusatz wurde die Gesamtintensität aller O II-Linien im genannten Wellenlängenbereich zu Beginn der Hauptentladung als mindestens ebenso gross ermittelt wie die entsprechende Kontinuumstrahlung. Über die jeweilige Intensitätsverteilung von Kontinuum ($\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$, ausgezogene Kurve) und den O II-Linien $4415/4417 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$, gestrichelte Kurve) bei 2% O_2 -Zusatz gibt (Abb. 7) Auskunft. Bei entsprechenden Messungen mit antiparallel eingefangenen Magnetfeld mit O_2 -Zusatz waren die O II-Linien bereits kurz nach der 1. maximalen Kompression (etwa auch der Zeitpunkte der "anormalen Felddiffusion" bei diesem Experiment) nicht mehr sicher vom Kontinuum zu trennen. Ein Vergleich der Messresultate mit den Ergebnissen der Dreiflüssigkeitstheorie wird in der (Abb. 8) gegeben. Die Zeitanpassung erfolgte hierbei bei der 1. maximalen Kompression. Die Abweichung in der räumlichen Verteilung davor dürfte durch die Verschleifung des Feldanstiegs beim Experiment zu erklären sein. Theoretisch wurde sofort nach Zünden der Hauptentladung $dJ/dt = (dJ/dt)_{\max}$ angesetzt, während experimentell dieser Maximalwert erst nach etwa $0,1 \mu\text{sec}$ erreicht wird.

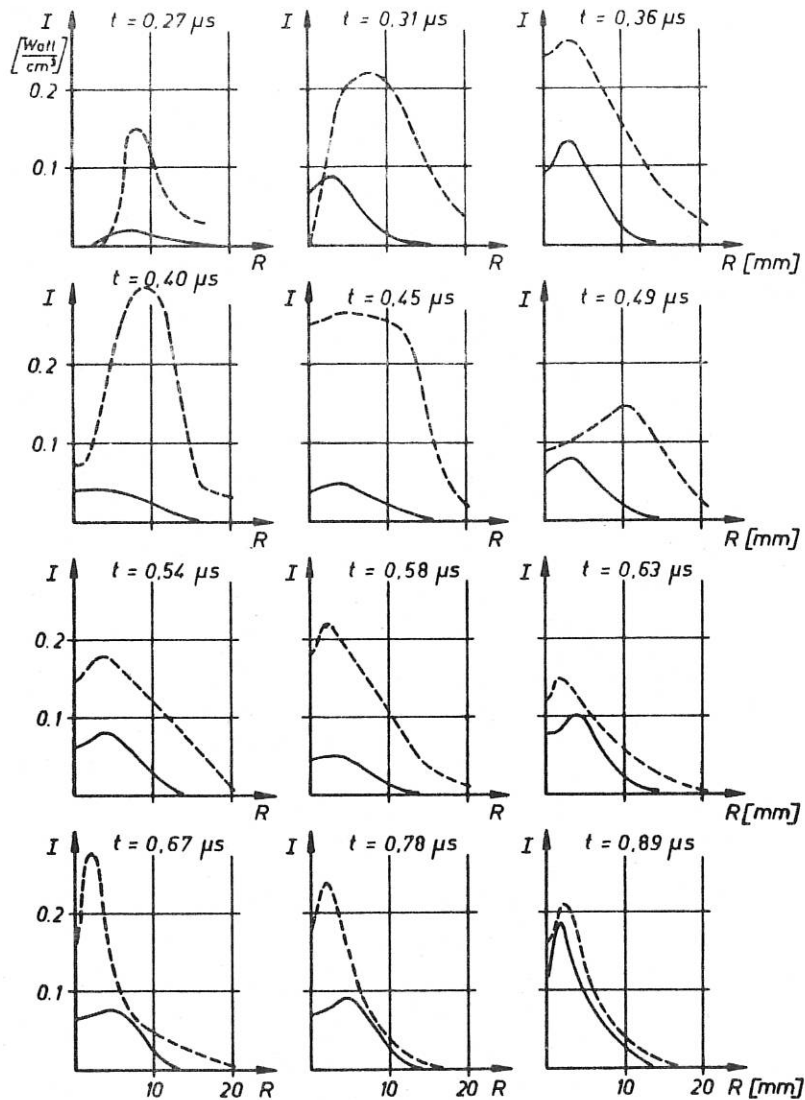


Abb. 7 Hauptentladung ($0,15$ Torr H_2 , $B_{z0} \uparrow : 1,0$ kG)
 Radiale Intensitätsverteilung von:
 — : Kontinuum ($\lambda = 4430 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$)
 - - - : O II-Linie ($\lambda = 4416 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$) bei 2%
 O_2 -Zusatz

Über den Vergleich der theoretischen Magnetfeldverteilung mit der experimentellen wird in [1, 14] berichtet.

Die Theorie ergab weiterhin bei den gewählten Anfangsbedingungen für parallel eingefangenes Magnetfeld das Vorhandensein merklicher Teilchendichten der Neutralgaskomponente N_0 bis über den Zeitpunkt der 1. maximalen Kompression hinaus im Entladungsgäß. Diese Aussage wurde durch Messung der H_{α} -Intensität $I_{H\alpha}$

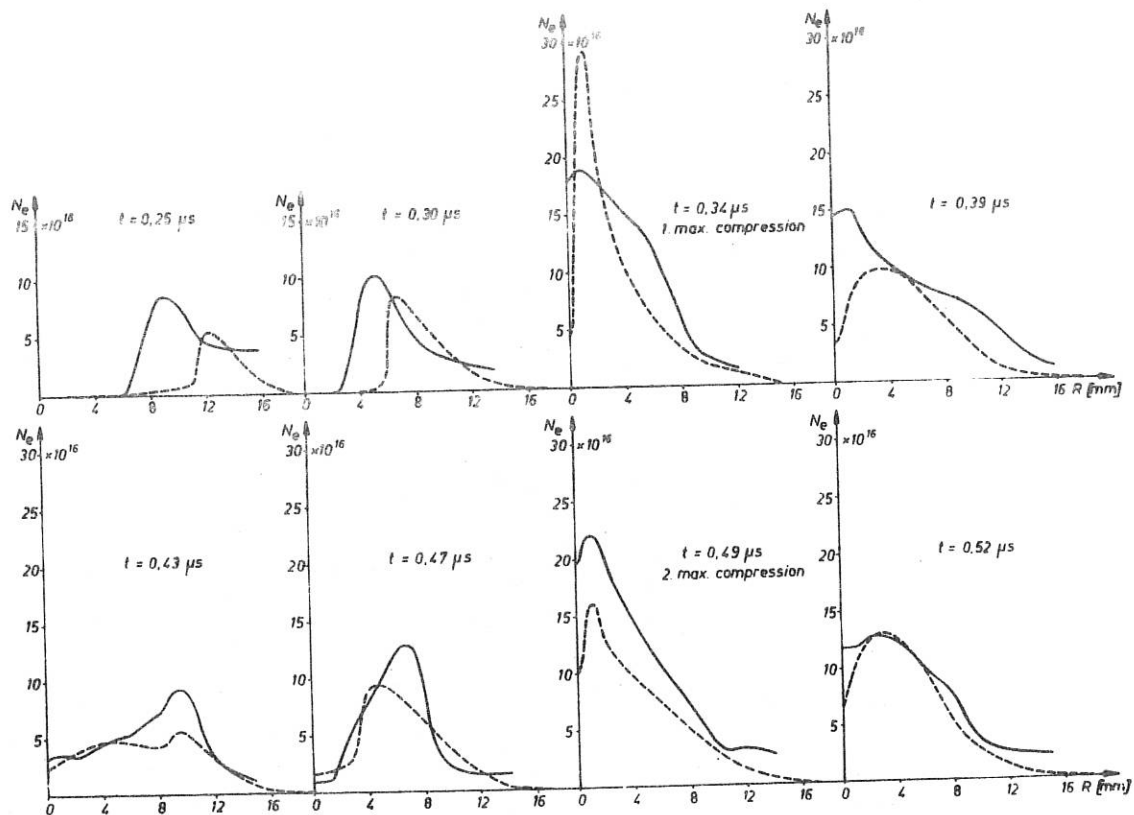


Abb. 8 Hauptentladung (0,15 Torr H_2 , $B_{z0} \uparrow$: 1,2 kV)
 Elektronendichteverteilung:
 ————— : experimentell
 - - - - - : theoretisch

qualitativ geprüft. Dabei entsprach die räumliche Verteilung von $I_{H\alpha}$ derjenigen der theoretisch berechneten N_0 -Werte. Gleichzeitig konnte hierbei auch die Lichtemission, die auf end-on-Framingkamera-Aufnahmen als zweiter, äusserer Ring auftrat, auf die Emission der Neutralgaskomponente zurückgeführt werden.

2. Spektroskopische Temperaturmessungen in der Hauptentladung

Der bisherige Vergleich der Dreiflüssigkeitstheorie mit den zuvor wiedergegebenen Messungen von N_e und B erlaubt keine kritische Aussage über die Anwendbarkeit der Theorie, weil diese relativ leicht zugänglichen Messgrössen - wie die Rechnungen zeigen - eine Änderung in den Anfangsbedingungen der Entladung

nicht wesentlich widerspiegeln. Diese Lücke soll durch spektroskopische Messungen der Plasmatemperaturen in der Hauptentladung geschlossen werden. Dazu werden Linienintensitätsverhältnisse von Zusatzkomponenten bestimmt. Die hierfür in Frage kommenden Linien liegen jedoch zum Teil unterhalb von 3000 \AA , und deshalb musste für die Bestimmung der radialen Intensitätsverteilung die bisherige Methode mittels Plexiglaslichtleitern aufgegeben werden. Ein neuer Monochromatorzusatzteil aus reiner Quarz- und Spiegeloptik für die Lichtaufteilung befindet sich in der Fertigung.

Neben der Ermittlung von Elektronentemperaturen aus Linienintensitätsverhältnissen soll auch die Bestimmung von Iontemperaturen aus den Intensitätsprofilen von Zusatzkomponentenlinien versucht werden. Hierfür ist eine Messanordnung mit Glasfaser-Lichtaufspaltung in Vorbereitung.

Um die Untersuchungen auch auf Plasmen mit besseren Anfangsbedingungen ausdehnen zu können, erfolgte eine Vergrößerung der Vorionisierungsbatterie von $W = 0,3 \text{ kJ}$ auf $W = 0,6 \text{ kJ}$. Vorläufige Messungen mit dieser erweiterten Anlage ergaben unter vergleichbaren Bedingungen wie früher einen gemittelten Vorionisierungsgrad von etwa 90% und eine entsprechende Verringerung der H_{α} -Intensitäten zu Beginn der Hauptentladung, bei einem eingefangenen, antiparallelen Magnetfeld von $B_{z0} \text{ T} : 2,0 \text{ kT}$. Auf Standspektren waren ausser Silizium- und Sauerstofflinien keine weiteren Fremdlinien zu identifizieren, insbesondere fehlten auch die stärksten Linien des Kohlenstoffs: C II 4267 \AA und C III 2297 \AA in der Hauptentladung.

3. Harte Röntgenstrahlung

Die Härte der während der Halbwelle vor der Zündung des Theta-Pinches aus dem Wandbereich der Spulenmitte emittierten Strahlung wurde mit der Härte der Emission aus dem Wandbereich ausserhalb der Spule verglichen. Eine zusätzliche Vorionisierung war nicht vorhanden. Die Zündung erfolgte erst am Beginn der 3. bis 6. Halbwelle.

Zur Berechnung des theoretisch zu erwartenden Absorptionsverhältnisses wurde eine Elektronenenergieverteilung vorausgesetzt, die sich aus der von Ort und Zeit des Loslaufens bestimmten Grösse des magnetischen Moments der einzelnen Elektronen ergibt. Diese Elektronenenergieverteilung gilt für Elektronen im achsennahen Bereich im Spuleninnenraum. Die Elektronenenergieverteilung der an die Wand gelangenden Elektronen unterscheidet sich von der Verteilung nahe der Achse und wird bei den durch Diffusion der Elektronen quer zum Magnetfeld in Wandnähe gelangenden Elektronen zugunsten des Anteils von Elektronen höherer Energie verändert. Im Gegensatz dazu wird die Energieverteilung der Elektronen, welche durch Streuprozesse in den Spulenaussenraum laufen und am Schnittpunkt der Magnetfeldlinien mit dem Glasgefäss an die Wand stossen, zugunsten des Anteils von Elektronen kleiner Energie verändert.

Nach Berücksichtigung der spektralen Verteilung von Röntgenstrahlung und der Glasabsorption erhält man in Abhängigkeit von der Zeit den theoretisch zu erwartenden Absorptionskoeffizienten für Beobachtung am Spuleninnenraum bzw. am Puffervolumen.

In Abb. 9a und b werden für die Daten $B_{\max} = 30 \text{ kV}$, Halbwellendauer $T/2 = 3 \mu\text{sec}$, Füllgasdruck $p = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$, Absorberdicke $d = 4 \text{ mm}$ die theoretisch zu erwartenden Werte für das Absorptionsverhältnis A_{theor} mit den Messwerten verglichen.

Die Ergebnisse zeigen sowohl den Einfluss der Art des Elektronentransports auf die Energieverteilung der an die Wand stossenden Elektronen als auch die Übereinstimmung des theoretischen mit dem experimentellen Absorptionskoeffizienten. Die maximale Energie der Energieverteilung lässt sich zu ca. 250 KeV berechnen.

Über die Untersuchungen des Emissionsorts der harten Röntgenstrahlung und den Rückschluss auf die Konfiguration des elektrischen Feldes während mehrerer Halbwellen vor der Zündung wurde teilweise berichtet [17].

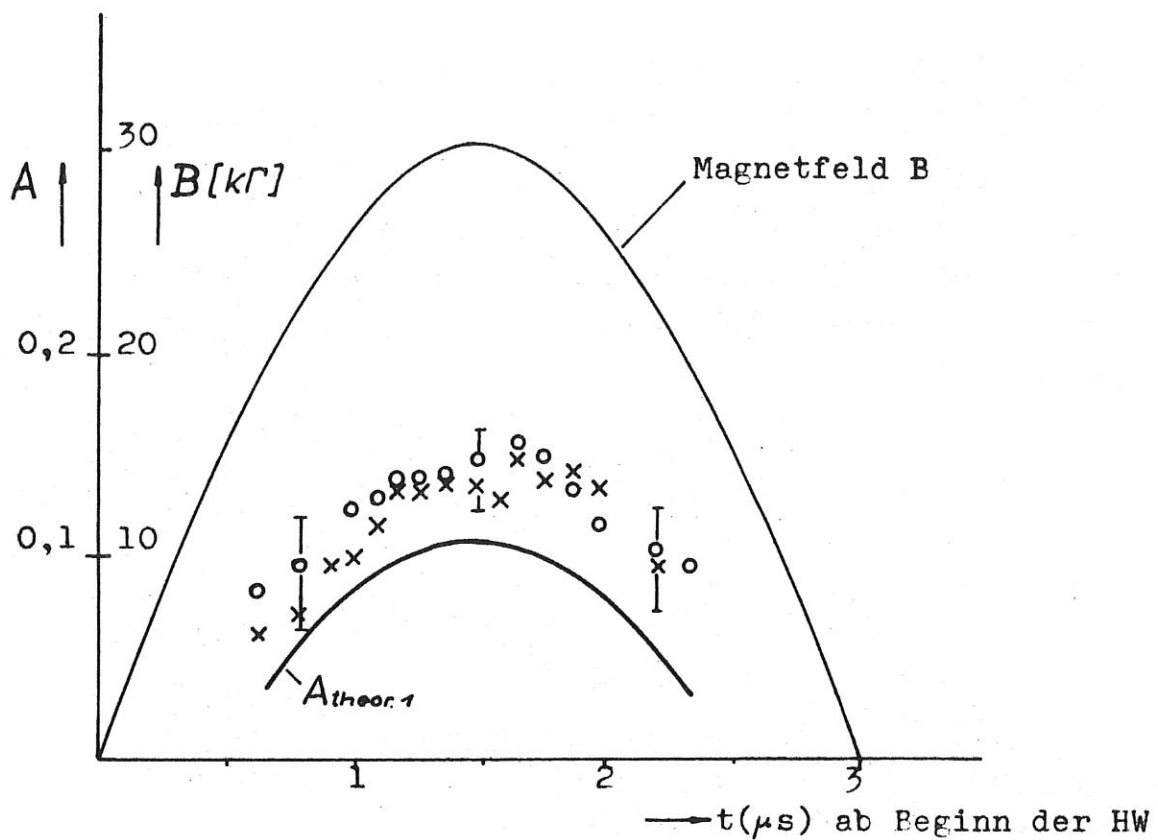


Abb. 9a Theoretisches Absorptionsverhältnis $A_{theor.1}$ und Messwerte bei Beobachtung am Spulenaussenraum

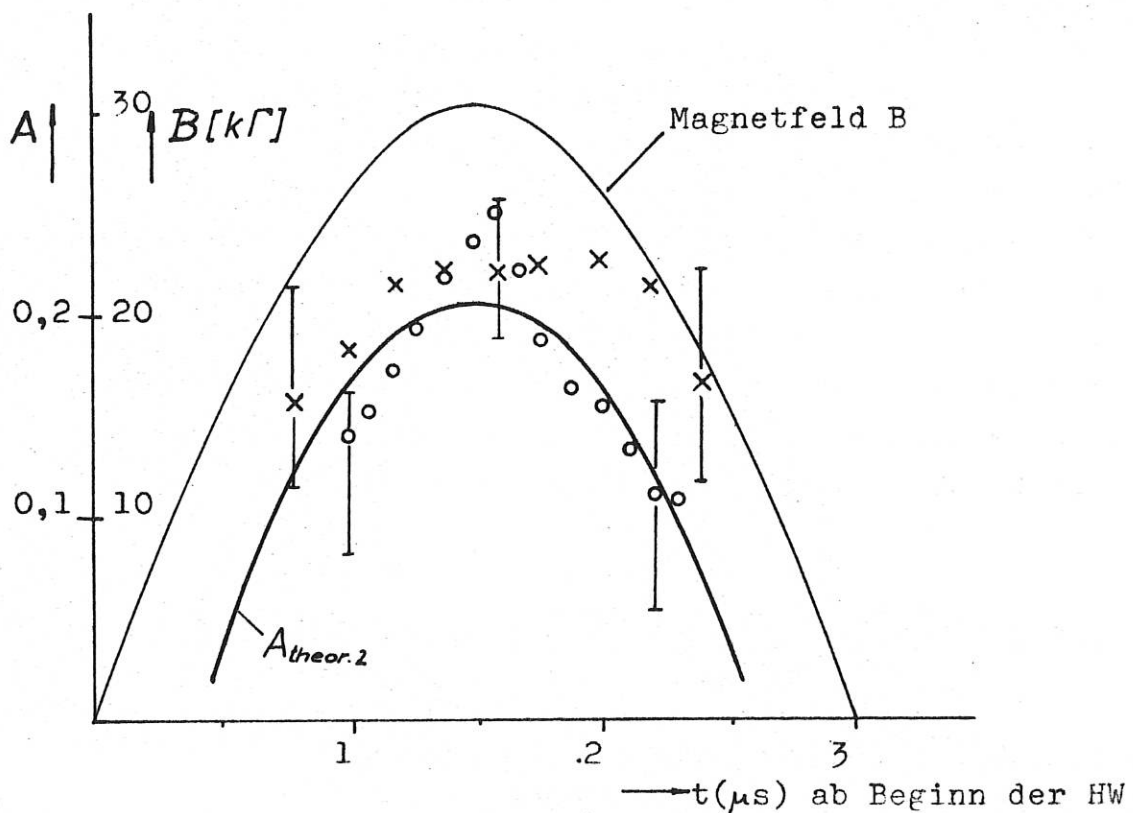


Abb. 9b Theoretisches Absorptionsverhältnis $A_{theor.2}$ und Messwerte bei Beobachtung am Spuleninnenraum

II.3 Stabilitätsverhalten einer Kombination von z-Pinch und Theta-Pinch (P. Igenbergs)

Das Ziel dieser Arbeit ist, das Stabilitätsverhalten eines Pinches zu untersuchen, welcher durch radial verscherte Felder komprimiert wird. Das Auftreten von Austauschinstabilitäten soll durch die radiale Verscherung des komprimierenden Feldes erschwert werden.

Die Versuchsanlage besteht aus einer z-Pinch-Batterie von 2,5 kJ und einer Theta-Pinch-Batterie von 7,5 kJ Energie. Der z-Pinch wurde so dimensioniert, dass er ungefähr die gleiche Periodendauer wie der Theta-Pinch erhielt. Die maximalen Magnetfelder des z- und des Theta-Pinches sollen etwa gleich gross sein. Die radiale Verscherung der Felder wird durch den $1/r$ Abfall des azimuthalen Feldes des z-Pinches bestimmt. Die Vorionisierung erfolgt mit einer schwachen z-Entladung über die Ringelektroden des z-Pinches.

Es wurden orientierende end-on Aufnahmen mit einer Framingkamera gemacht. Der Theta-Pinch allein zeigt ein stabiles Verhalten zu Beginn der ersten Halbwelle. Bei beiden Pinchen zusammen erfolgt die Kompression schneller und die Anfangsphasen sind ebenfalls stabil. Zu späteren Zeitpunkten der ersten Halbwelle scheint sich das Plasma entsprechend der Verschraubung der Felder in axialer Richtung ebenfalls zu verschrauben. Der Versuchsaufbau soll nun so gewählt werden, dass die Stabilitätskriterien für den z-Pinch erfüllt werden, der z-Pinch muss ausserdem eine ausreichende Verscherung der Felder bewirken, um die Austauschinstabilitäten zu unterdrücken oder zumindest die Anwachsraten stark zu vermindern. Aus den bisherigen Messungen sind noch keine bestimmten Aussagen über das Stabilitätsverhalten möglich.

II.4 Theta-Pinch VI 1,5/2,6 MJ-Batterie (C. Andelfinger, P. Asam, (R. Beck, H. Glaser, M. Ulrich)

1. Aufbau der Anlage.

Im Berichtsjahr wurde die Kondensatorbatterie mit einer maximalen Speicherenergie von 2,6 MJoule bei 40 kV Ladespannung montiert.

Zur Fertigstellung fehlt noch das Kollektorsystem und die Montage der Leistungskabel. Die komplette Montage soll bis zum Frühsommer 1964 abgeschlossen sein. Die früher vorgesehene Kollektorkonstruktion wurde aufgegeben, da Vorversuche zu keiner befriedigenden Lösung der kritischen Stellen führten. Die Ingenieurabteilung hat in Zusammenarbeit mit der theoretischen Abteilung mit den Benützern eine neue Kollektorkonstruktion erarbeitet, die in einem 1/18 Ausschnitt mit den Original-Betriebsbedingungen an einer 40 kV/150 kJ-Kondensatorbatterie getestet wurde. Die Konstruktion ist abgeschlossen und die Fertigung des Kollektors ist angelaufen.

Die Kondensatorbatterien für das Vormagnetfeld und für die Vorionisierung werden z.Zt. von der Ingenieurabteilung gefertigt.

Das für die Versuche vorgesehene Hochvakuumsystem wird für Ultrahochvakuum für Enddrücke um 10^{-8} Torr umgebaut. Die Bedienung erfolgt ferngesteuert. Das Füllgas soll erst eingelassen werden, wenn die Batterie voll aufgeladen ist. Hierdurch soll bei einer endlichen Leckrate der Verunreinigungsgrad des Ausgangsgases möglichst klein gehalten werden.

2. Voruntersuchungen

a) Interferometrische Untersuchung der Plasmadrift

Am Theta-Pinch III ($W = 7,5$ kJ, $T = 7,2$ μ sec) wurde mit Interferometer-Momentaufnahmen mit einem 3 Bild Bildwandler zu frühen Zeiten der Entladung eine Verschiebung der Plasmasymmetrieachse gegenüber der Spulenachse festgestellt [28]. Mit derselben Methode sollte festgestellt werden, ob durch den Einfluss des Spulenschlitzes oder der Form des Kollektors eine Plasmadrift über längere Zeit zur Gefässwand erfolgt. Durch eingelegte Metallschalen zwischen Spule und Entladungsgefäss wurde der Spulenschlitz bezüglich des elektrischen Feldes in andere Lagen gebracht, bzw. mehrere Schlitzte erzeugt. Die Untersuchung erstreckte sich über die Zeitdauer einer Halbwelle. Die Plasmadrift blieb in der Grössenordnung des Fehlers der Ortsbestimmung und führte während einer Halbperiode (3,6 μ sec) nie zu einer Wandberührung. Sie war in ihrer Richtung auch nicht eindeutig einer

bestimmten Lage des Spulenschlitzes zuzuordnen. Es scheint der durch die Periodendauer vorgegebene Zeitmasstab für die Beobachtung einer grösseren Drift zu kurz zu sein.

Der Einfluss der Kollektorform konnte aus dem gleichen Grund nicht beobachtet werden. Bei der grossen Anlage soll die Stromrichtung in der Spule und damit die Richtung der magnetischen Feldlinien durch Schlitzung der stromführenden Flächen im Spulenschlitz erzwungen werden. Modellversuche hierzu wurden in der Ingenieurabteilung angestellt.

b) Auftreten von Überspannungen

Im Falle eines Vor- bzw. Nachzündens eines Einzelkreises der Kondensatorbatterie können an den Kondensatorwickeln des nicht synchron entladenen Einzelkreises beträchtliche Überspannungen auftreten. Für die grosse Batterie wurden diese Überspannungen mit Hilfe der Maschengleichungen der über die Verbraucherspule verkoppelten Schwingkreise numerisch mit der IBM berechnet. Die ungünstigsten Verhältnisse treten dann auf, wenn der Zündzeitpunkt des später zündenden Kreises um die halbe Periodendauer des zuerst gezündeten Kreises verschoben ist. Hierfür ergab sich:

ein Einzelkreis zündet vor der Gesamtbatterie

$$U_{\text{Wickel}} = 2,3 \times U_0$$

ein Einzelkreis zündet nach der Gesamtbatterie

$$U_{\text{Wickel}} = 1,57 \times U_0$$

Im ersten Fall wird die zulässige Kondensatorspannung bei $U_0 = 40 \text{ kV}$ beträchtlich überschritten. Es ist notwendig, dass die Funkenstrecken sehr sorgfältig bearbeitet und eingestellt werden. Dies ist ein Punkt, der für die Wahl der Vorionisierungsmethode mitbestimmend war.

c) Vorionisierung

Zunächst war an eine Vorionisierung mit einer schnellen Theta-Pinch-entladung gedacht, wie sie bei den meisten Theta-Pinch-Experimenten angewandt wird. Es wurden Versuche mit einer kleinen Batterie folgender Daten angestellt: $C = 3 \mu\text{F}$, $U_0 = 10 \div 25 \text{ kV}$, $f = 660 \text{ kHz}$, $B_{\text{max}} \approx 4 \text{ kG}$, Spulenlänge $l = 100 \text{ cm}$, Durchmesser $d = 10 \text{ cm}$.

Zunächst wurde mit einer Smear-Kamera die Plasmakonfiguration aufgenommen (Abb. 10). Dabei zeigte sich, dass bei Anfangsdrücken grösser $5 \cdot 10^{-2}$ Torr die Plasmakompressionen infolge der Massenträgheit nicht mehr den Oszillationen des elektrischen Kreises folgen konnten. Bei einigen 10^{-1} Torr ist der elektrische Kreis zum Zeitpunkt der maximalen Kompression fast völlig ausgedämpft. Aus der Absolutintensität der Kontinuumsstrahlung wie auch aus der Starkverbreiterung der H_{β} -Linie wurde bei 3 verschiedenen Radien und bei verschiedenen Anfangsdrücken die Elektronendichte bei axialer Beobachtung bestimmt. Aus dem Verhältnis der Gesamtintensität der H_{β} -Linie zur Kontinuumsintensität wurde die Elektronentemperatur bestimmt. In (Abb. 11) ist der zeitliche Verlauf von Dichte und Temperatur für einen Anfangsdruck von $5 \cdot 10^{-2}$ Torr beim halben Gefässradius aufgetragen. Für den vorgesehenen Zündzeitpunkt der Hauptbatterie ($t \approx 10 \mu\text{sec}$) ist die radiale Abhängigkeit von Dichte und Temperatur gezeichnet.

Aus den in b) angegebenen Gründen müssen die Funkenstrecken der Hauptbatterie auf eine Überschlagsspannung eingestellt werden, die etwa 10% über der Betriebsspannung liegt. Die von der Vorionisierungsbatterie zu den Funkenstrecken der Hauptbatterie rücklaufende Spannungswelle darf diesen Betrag beim Durchschwingen zur umgekehrten Polarität nicht überschreiten. Für die Vorionisierungsbatterie bedeutet dies eine Verminderung der Ladespannung auf 10 - 15 kV. Die spektroskopischen Messungen konnten für diese Spannungen nicht ausgewertet werden, da die Kontinuumsintensität durch die nun auftretenden Wasserstoff-Moleküllinien und durch das H^{-} -Kontinuum stark verfälscht wurden. Die Temperaturen werden in diesem Fall auf einige 1/10 eV geschätzt.

Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurden Versuche zur Vorionisierung mit einer langen z-Entladung aufgenommen. Hierbei ist die Vorionisierungsbatterie mit der Hauptbatterie nicht galvanisch verkoppelt. Ausserdem kann mit einer niedrigen Frequenz gearbeitet werden, so dass die Eindringtiefe des Stromes in Grössenordnung des Plasmahalbmessers kommt.

Als Stromquelle wird eine 5-gliedrige Laufzeitkette von 1Ω Wellenwiderstand verwendet. Die Kette wird durch die 3 m lange Entladungs-

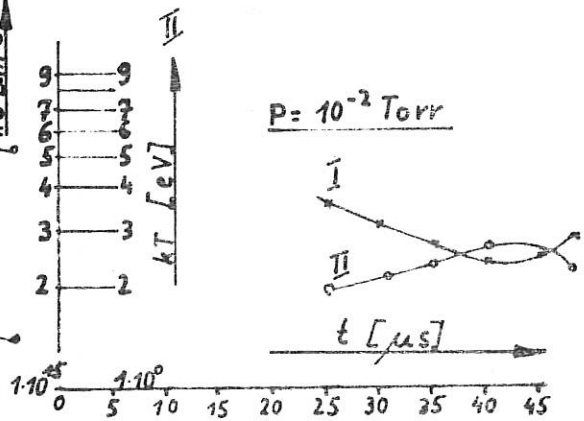
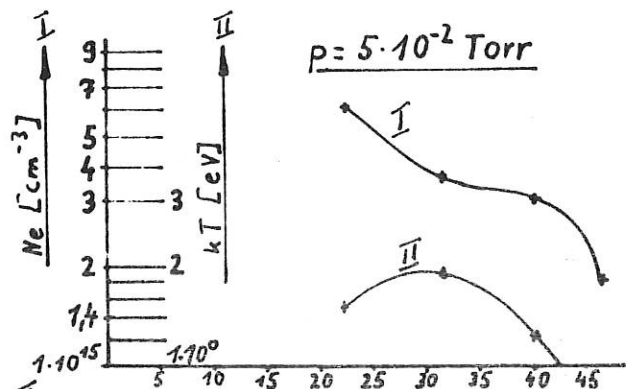
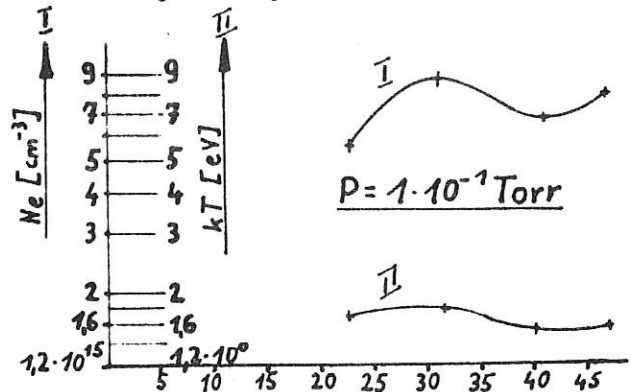
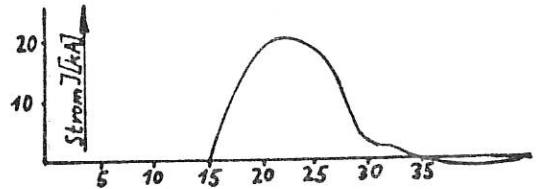
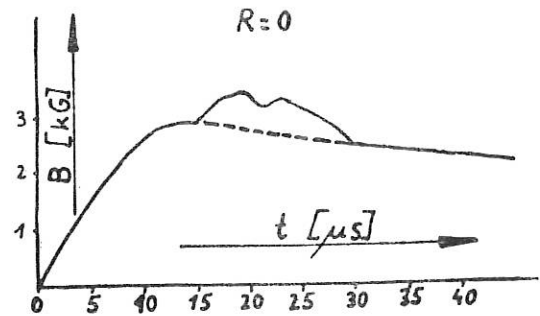
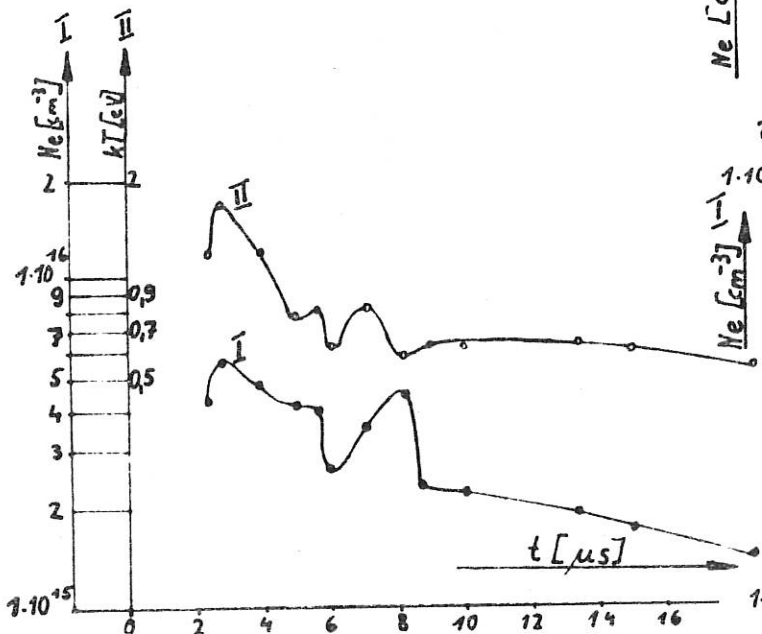
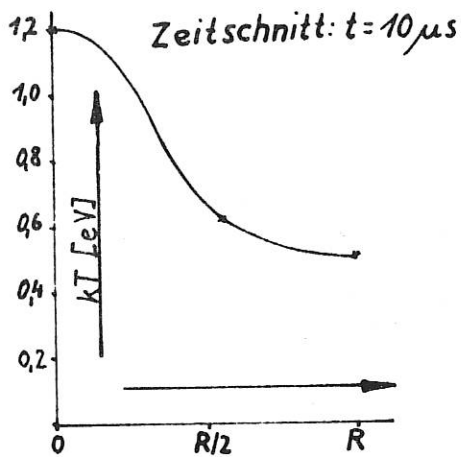
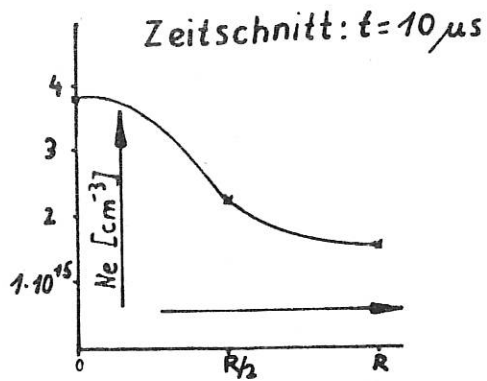


Abb. 11 Zeitlicher und axialer Verlauf von Elektronendichte und Temperatur bei der Vorionisierungs-Theta-Pinch-Entladung

Abb. 12 Zeitlicher Verlauf von Bz-Feld J_z , Elektronendichte und Temperatur bei einem langen Vorionisierungs-z-Pinch

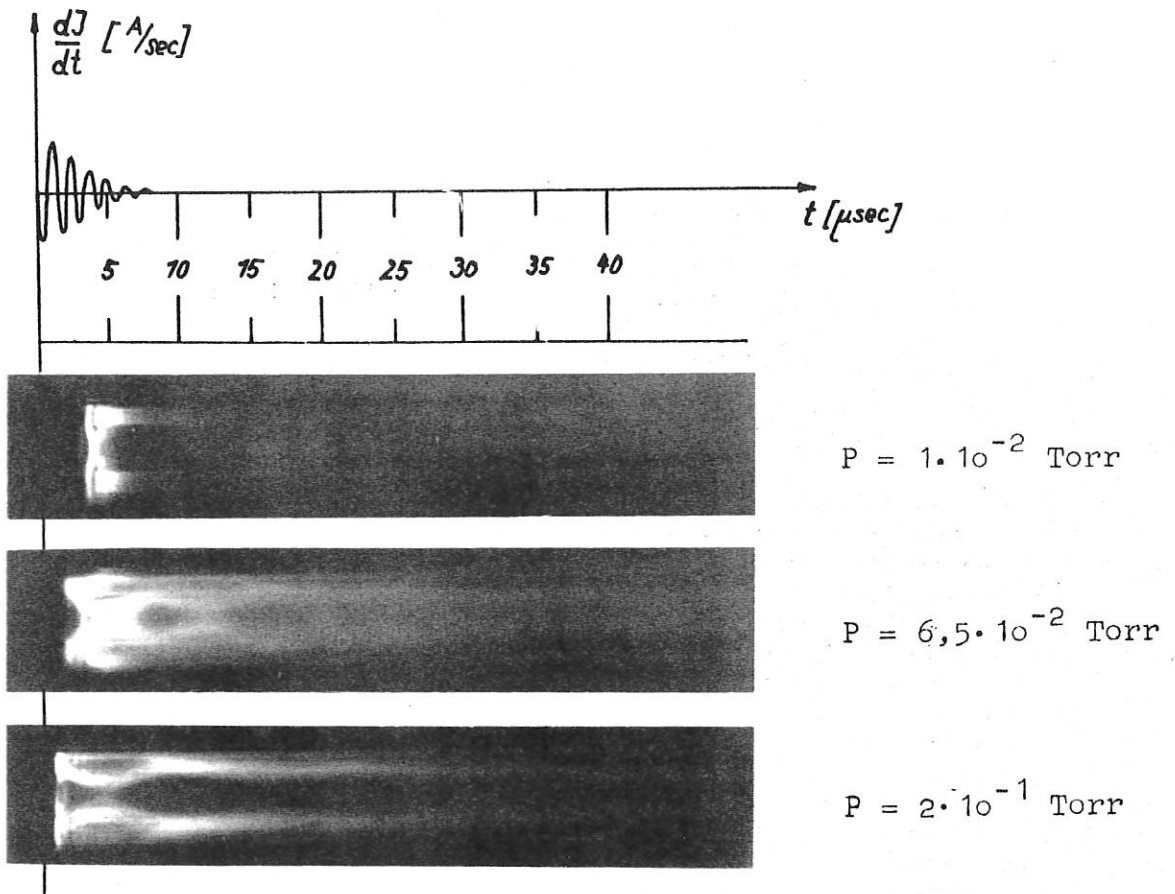


Abb. 10 Smear-Aufnahmen einer schnellen Theta-Pinch-Anordnung zur Vorionisierung

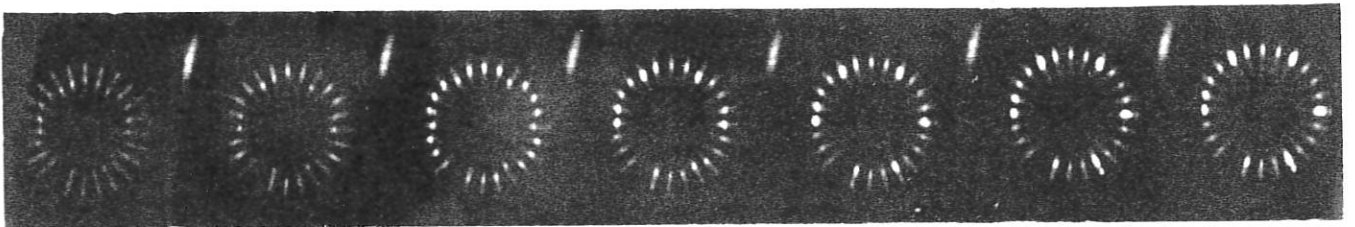


Abb. 15 Quasilimus: Framingkamera-Aufnahmen, Bildabstand $0,3 \mu\text{sec}$
1. Versuchsanordnung mit der Multiplizität 6.

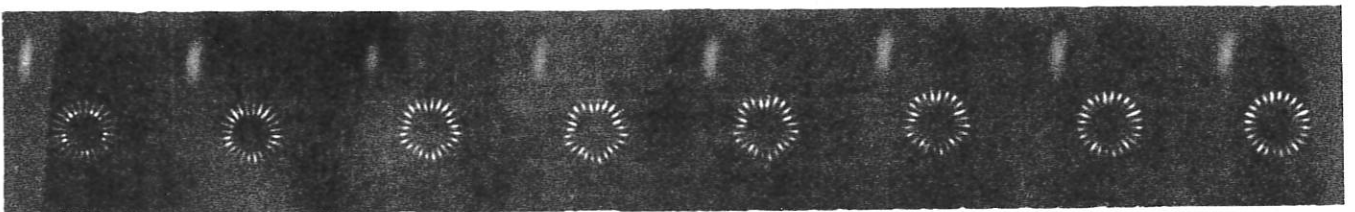


Abb. 16 Framingkamera-Bilder der 2. Versuchsanordnung mit der Multiplizität 5, Bildabstand $0,6 \mu\text{sec}$.

strecke mit in Serie geschaltetem Ohmschen Widerstand von 1Ω und einem parallel geschalteten RC-Kompensationsglied abgeschlossen. Die Impulsdauer beträgt ca. $15\ \mu\text{sec}$, die Stromstärke $20\ \text{kA}$ bei $40\ \text{kV}$ Ladespannung. Entsprechend den späteren Versuchsbedingungen wurde ein Magnetfeld bis zu $4,4\ \text{kG}$ überlagert. Die z-Entladung wird zum Zeitpunkt des maximalen B_0 -Feldes gezündet.

Abb. 12 zeigt den zeitlichen Verlauf des B_{z0} -Feldes, des z-Stromes, der Elektronendichte und der Temperatur. Bei den Elektronendichten und Temperaturen handelt es sich um radial aufgenommene über den Durchmesser gemittelte Werte. Sie haben dieselbe Grösse wie bei der schnellen Theta-Pinch-Entladung mit $25\ \text{kV}$ Ladespannung.

Die radiale Dichteverteilung soll noch mit elektrischen Sonden gemessen werden. Eine axiale Messung war nicht möglich, da das Plasma ausserhalb der Magnetfeldspule instabil war.

Die Zündung der Hauptbatterie soll dann erfolgen, wenn die azimuthalen Magnetfelder der z-Entladung abgeklungen sind. Magnetfeldmessungen im Plasma sind im Gange. Das B_{z0} -Feld ist nach Abklingen des z-Stromes mit dem Vakuumfeld identisch. Smear-Kamera-Aufnahmen zeigen ein homogenes Leuchten über den ganzen Querschnitt.

III. Tubular-Pinch

(H. Hemmerich, W. Köppendörfer)

Daten der Anlage: $W = 20 \text{ kJ}$, $U_0 = 32 \text{ kV}$, $T = 8,6 \text{ } \mu\text{sec}$,

$I_{\text{max}} = 800 \text{ kA}$

Entladegefäß: Hohlzylinder mit $D = 20 \text{ cm}$, $d = 10 \text{ cm}$, $L = 50 \text{ cm}$

Vorentladung: $W_v = 2,5 \text{ kJ}$, $T_v = 15 \text{ } \mu\text{sec}$, $I_{v \text{ max}} = 70 \text{ kA}$

Anfangsdichte des Füllgases: $2 \cdot 10^{15} \leq n_0 \leq 10^{16}$ Deuteriumatome cm^{-3}

Stabilisierungsfeld: $0 \leq B_{z0} \leq 2000 \text{ T}$.

Die Untersuchungen von Stosswellen, die bei der Kompression des Plasmas beim Tubular-Pinch unter geeigneten Anfangsbedingungen auftreten, wurden zu Beginn des Jahres 1963 abgeschlossen. Die Ergebnisse wurden zusammenfassend auf der Tagung in Paris im Juli 1963 vorgetragen [19].

Die Arbeit am Hohlpinch setzt Herr Hemmerich mit spektroskopischen Messungen fort. Als Aufgabe war gestellt, aus dem Elektronenbremskontinuum, aus dem Starkprofil einer Emissionslinie D_β und der Gesamtintensität dieser Linie die Elektronendichte und die Elektronentemperatur zu bestimmen. Dabei wurden Hauptentladung und Vorionisierung getrennt untersucht. Der Kenntnis des Plasmazustandes während der Vorentladung kommt deshalb Bedeutung zu, weil daraus der günstigste Zeitpunkt für den Einsatz der Hauptentladung festgestellt werden muss. Dabei ist für Stosswellen ein Anfangszustand erwünscht, der einheitliche Alfvén- und Schallgeschwindigkeit bei vollionisiertem Plasma garantiert. Während der Vorionisierung zeigte die Elektronendichte und Elektronentemperatur eine Modulation, die dem Quadrat der Entladestromamplitude folgte. Die Elektronentemperatur lag dabei durchweg zwischen 1,5 und 2,5 eV und der Ionisierungsgrad bei 50 bis 70%. Mit zunehmender Dauer der Vorentladung verbesserte sich die Homogenität des Plasmas, so dass nach etwa 40 μsec meistens keine Anzeichen für eine inhomogene Dichteverteilung mehr festzustellen war.

Bei Hauptentladungen konnte nur die mittlere Elektronendichte aus der Kontinuumsstrahlung und daraus ein Mass für das Kompressions-

verhältnis des Plasmas ermittelt werden, wenn man für die Dichteverteilung einfach ein Rechteck annimmt. Vergleiche mit den Kompressionsverhältnissen, die aus der Messung der eingefangenen Felder gewonnen waren, ergaben nicht in allen Fällen Übereinstimmung. Die Ursache für Abweichungen waren inhomogene Dichteverteilungen bei Zündung der Hauptentladung.

Diese Ergebnisse und die Messanordnung sind ausführlich in einem Laborbericht des Instituts beschrieben, der ab Februar 1964 aufliegt. [10]

Nach Beendigung der spektroskopischen Messungen im November 1963 wurde das Experiment aufgelöst, weil die Stabilität des Tubular-Pinches sich als nur unwesentlich besser als die des linearen z-Pinches erwies und für weitere Stosswellenuntersuchungen der Antipinch grössere Vorteile bietet.

IV. Antipinch

(W. Köppendörfer, P. Merkel, J. Sommer)

Daten der Anlage: $W = 80 \text{ kJ}$, $U_0 = 40 \text{ kV}$, $T = 20 \text{ } \mu\text{sec}$,
 $I_{\text{max}} = 500 \text{ kA}$
Entladegefäß: Hohlzylinder mit $D = 40 \text{ cm}$, $d = 20 \text{ cm}$, $L = 50 \text{ cm}$.
Vorentladung: $W_V = 5 \text{ kJ}$
Anfangsdichte des Füllgases: $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ Deuteriumatome cm}^{-3}$
Axiales Magnetfeld: $0 \leq B_{z0} \leq 1600 \text{ } \Gamma$.

Da anfangs Sommer 1963 eine Kondensatorbatterie, die vorher für den linearen z-Pinch verwendet wurde, für zwei Monate frei war, wurden einige orientierende Versuche mit einer Antipinchanordnung gemacht. Dabei sollte geklärt werden, ob sich der Antipinch zur Erzeugung radial nach aussen getriebener Stosswellen eignet. Gemessen wurde mit Magnetfeldsonden, wobei ähnlich wie beim Tubularpinch ein axiales Magnetfeld wählbarer Stärke mit Hilfe der Vorionisierung "eingefroren" wurde, um einerseits die Alfvengeschwindigkeit variieren zu können, und andererseits die Bewegungen im Plasma mit Sonden verfolgen zu können.

Die Ergebnisse waren ermutigend. Das azimutale Magnetfeld bildete einen treibenden Kolben von nahezu konstanter Geschwindigkeit über einen Weg von knapp 10 cm. Bei starker Vorionisierung war die stromführende Schicht am inneren Plasmarand in den Grenzen der Reproduzierbarkeit über die ganze Laufstrecke konstant etwa 1 cm dick bei ungefähr konstanter Stromdichte. Die radiale Geschwindigkeit dieser Schicht nach aussen war etwa $6 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}$. Im axialen Magnetfeld im Plasma wurden Verdichtungen nachgewiesen, wie sie durch Stosswellen verursacht werden. Aus Zeitmangel mussten die Experimente abgebrochen werden, da die Kondensatorbatterie für das "Quasilimus"-Experiment ungerüstet werden musste.

Unverzüglich wurde aber mit der Konstruktion einer verbesserten Antipinchanordnung begonnen, die vor allem eine axiale Durchsicht für interferometrische Dichtemessungen gestattet. Diese Arbeit und die zukünftigen Experimente übernahm Herr Merkel.

V. Quasilimus

(W. Köppendörfer, J. Sommer)

Daten der Anlage: $W = 80 \text{ kJ}$, $U_0 = 40 \text{ kV}$, $16 \leq T \leq 22 \text{ } \mu\text{sec}$
 $16^6 \leq I_{\text{max}} \leq 1,3 \cdot 10^6 \text{ A}$, je nach M+S Stabanordnung

Vorionisierung: $W_V = 5 \text{ kJ}$

Anfangsdichte des Füllgases: $n_0 = 4 \cdot 10^{15} \text{ Deuteriumatome cm}^{-3}$.

Ein bis heute experimentell ungelöstes Problem ist das Gleichgewicht von toroidalen Plasmakonfigurationen für $\beta = 1$.

Ein Vorschlag zur Lösung dieses Problems wurde 1958 von F. Meyer und H.U. Schmidt⁽¹⁾ gemacht. Beide schlugen vor, einem Plasma eine solche Gestalt zu geben, dass der Betrag der Oberflächenstromdichte am Plasmarand überall gleich gross ist, so dass auf jedes Flächenelement die gleiche Kraft wirkt. Plasmatoroide dieser Art werden bereits experimentell untersucht.⁽²⁾ Um eine möglichst einfache theoretische Interpretation einer M+S-Anordnung zu erreichen, wurde eine Geometrie gewählt, die in guter Näherung eine zweidimensionale Betrachtung ermöglicht. Das gelingt dadurch, dass man den Torus in axialer Richtung so in die Länge zieht, dass eine zylindrische Konfiguration entsteht. Eine solche quasilineare M+S-Konfiguration (Quasilimus) mit der Multiplizität 4 ist in Abb. 13 dargestellt. Die Bedingung, die an die innere und äussere Randkurve des Plasmaquerschnitts bei $\beta = 1$ gestellt werden muss, ist gleicher Umfang des inneren und äusseren Plasmarandes. Das Magnetfeld, das eine solche Plasmakonfiguration erzeugt, muss durch eine geeignete Anordnung von Leitern im Hohlraum um die Achse erzeugt werden. Als äusserer Rückleiter wurde ein Kreiszyylinder gewählt, der im Gleichgewichtsfall auch eine kreiszylindrische äussere Plasmaoberfläche erzwingt.

Bei der ersten experimentellen Anordnung bestand der Innenleiter aus einem Kreiszyylinder, um den symmetrisch verteilt sechs axiale

(1) F. Meyer, H.U. Schmidt, Z. Naturforschung 13a, 1005 (1958)

(2) U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, E. Remy und G. Wolf, Phys. Review Letters, 10, No. 1 (1963)

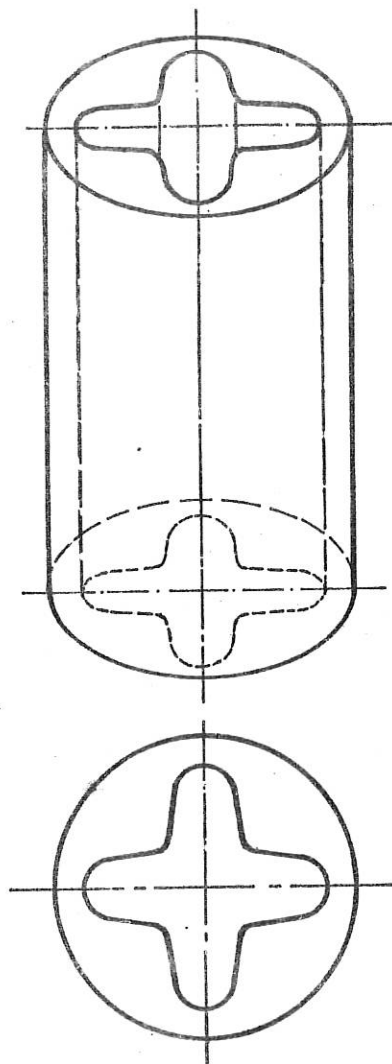


Abb. 13 Schemaskizze der Gestalt eines quasilinearen Plasmatorus der Multiplizität 4. Der Querschnitt ist in Aufsicht darunter dargestellt.

Leiterpaare angeordnet waren, die jeweils von entgegengesetzten Strömen durchflossen wurden. Diese zusätzlichen Ströme ergaben mit dem Strom durch den Innenleiter gewellte Kraftlinien mit im Mittel azimuthaler Richtung, deren Periode durch die Anzahl der Leiterpaare gegeben ist. Im Hohlraum zwischen der inneren Leiteranordnung und dem äusseren Rückleiter befand sich ein allseitig geschlossenes hohlzylindrisches Glasgefäss. Dadurch war die Entladung eine reine Induktionsentladung. Abb. 14

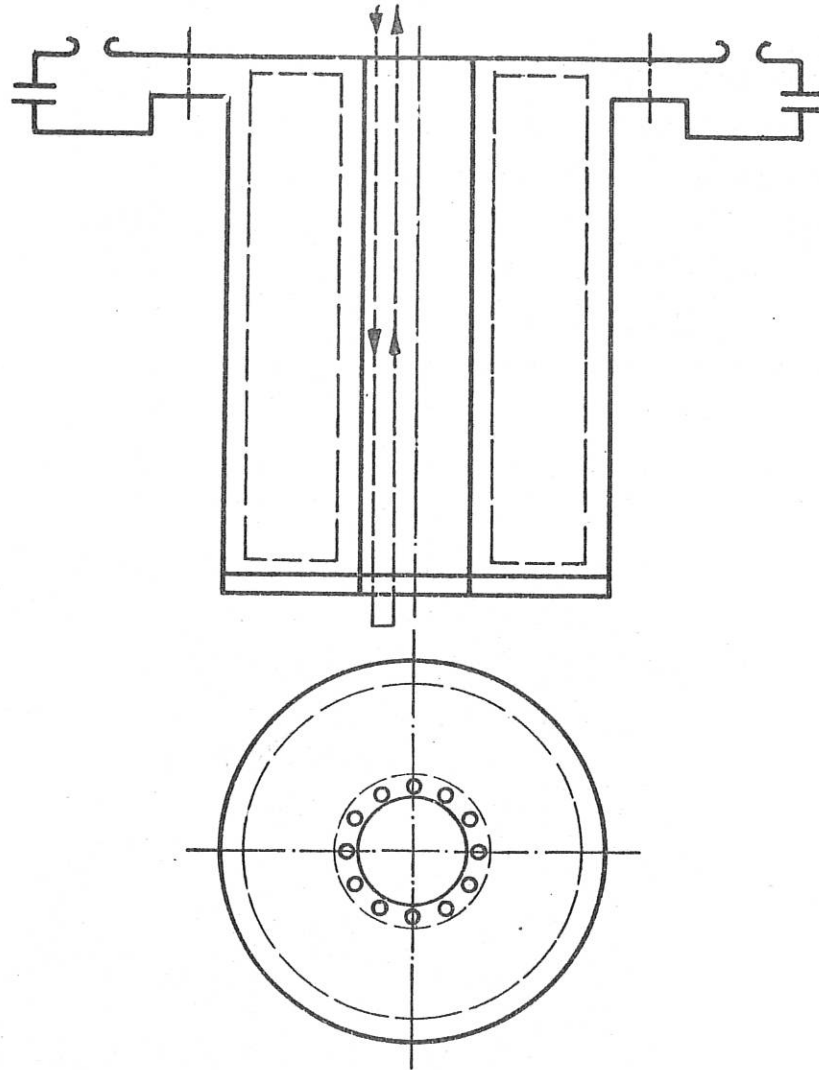


Abb. 14 Skizze der gesamten Leiteranordnung. Die zylindrischen Leiter sind dick ausgezogen und die Kondensatorbatterie symbolisch angedeutet. Ein M+S Leiterpaar ist im axialen Schnittbild durch gestrichelte Linien dargestellt. Das Entladegefäß ist gestrichelt eingezeichnet. Seine Länge war 100 cm, $D = 30$ cm und $d = 16,5$ cm.

zeigt einen Schnitt durch die Anordnung und gibt die Verteilung der Ströme wieder.

Neben den Strom- und Spannungsmessungen wurden Aufnahmen mit einer Framingkamera in axialer Richtung, ausserdem Magnetfeldsondenmessungen und spektroskopische Messungen durchgeführt.

Aus den Framingkamera-Aufnahmen war zu erkennen, dass das Plasma nach wenigen Mikrosekunden an die Aussenwand des Gefässes gedrückt wird. Die Ursache hierfür dürfte an der geringen Reichweite des M+S Zusatzfeldes liegen, was zu einem Impulsüberschuss des Plasmas nach aussen führt. Abb. 15 bei S.24 zeigt eine Serie von Aufnahmen. Der radiale Verlauf des azimuthalen Magnetfeldes wurde bei zwei azimuthalen Winkeln gemessen, die durch ein Maximum bzw. Minimum der Welligkeit der Kraftlinien des Magnetfeldes ausgezeichnet sind. Diese Messungen ergaben einen den Framingkamera-Aufnahmen entsprechenden Verlauf der Plasmabewegung. Weiter deuten sie darauf hin, dass das Plasma an den Maxima der Welligkeit des Magnetfeldes abgeschnürt und in die dazwischen liegenden Gebiete gedrängt wird. Bemerkenswert ist das Ergebnis, dass sich das Magnetfeld im Plasma über die einzelnen Halbwellen des Stromverlaufes ganz ähnlich verhält, wie das vom Theta-Pinch her bekannt ist, nämlich, dass während der zweiten Halbwelle ein gegenüber dem komprimierenden Magnetfeld entgegengesetzt gerichtetes Feld im Plasma zurückbleibt. Untersuchungen der spektroskopischen Verteilung des vom Plasma im sichtbaren Bereich emittierten Lichts zeigten, dass bis auf wenige schwache Verunreinigungslinien nur die Balmerreihe des Deuteriums vorhanden war.

Eine Verstärkung der M+S Wirkung durch Erhöhung des Stromes in den zusätzlichen Leiterpaaren war aus Gründen der mechanischen Festigkeit und des ungünstigen Verhältnisses zwischen Plasmastrom und dem Strom durch diese Leiterpaare nicht möglich. Deshalb wurde eine neue Stabanordnung als Innenleiter gewählt, die vom Vakuumfeld her gesehen, d.h. ohne Plasma, eine stärkere M+S-Wirkung versprach. Für beliebige symmetrische Stabanordnungen hat Herr Merkel das Vakuumfeld berechnet und für die Rechenmaschine des Instituts programmiert. Aufgrund dieser Rechnungen wurden 10 symmetrisch auf gleichem Radius verteilte Stäbe gewählt, wobei der Strom durch 5 Stäbe eintritt und zu einem Teil durch die dazwischen liegenden Stäbe, zum anderen Teil durch den äusseren Rückleiter zurückfliesst.

Theoretische Abschätzungen liessen für ein $\beta = 1$ Plasma bei geeignetem Verhältnis der Stabströme eine für ein Gleichgewicht ausreichende M+S-Wirkung erwarten. Aufnahmen mit der Framingkamera ergaben jedoch (Abb. 16), dass das Plasma mit etwa der gleichen Geschwindigkeit zur Aussenwand gedrückt wird wie bei der früheren Anordnung. Dafür scheinen zwei Ursachen massgebend zu sein: Einmal ist die Gefässinnenwand nicht so geformt, dass sie selbst bei Beginn der Kompression eine mögliche Gleichgewichtsfläche ist. Das führt dazu, dass das Plasma an den Stellen, an denen die stärkeren Stabströme fliessen, anfangs kräftig nach aussen gedrückt wird und dabei einen wesentlich höheren Impuls aufnimmt als durch den entgegengesetzt gerichteten Impuls des von der Aussenwand nach innen komprimierten Plasmas kompensiert werden kann. Zum anderen legen Magnetfeldmessungen die Vermutung nahe, dass infolge der Diffusion von Magnetfeld ins Plasma der β -Wert fortlaufend sinkt und nur kurzzeitig zu Beginn der Kompression nahe bei eins liegt.

Für weitere Versuche wird es daher notwendig sein, die Gefässinnenwand so gewellt zu formen, dass die anfängliche Gestalt des Plasmas selbst eine mögliche Gleichgewichtskonfiguration darstellt. Ausserdem muss das Plasma durch eine stärkere Vorentladung so aufgeheizt werden, dass die Diffusion von Magnetfeld in das Plasma nur eine untergeordnete Rolle spielt.

VI. Z-Pinch

VI.1 Röntgenstrahlung am linearen z-Pinch (J. Sommer)

Die Untersuchungen über den Entstehungsmechanismus eines kurz vor der ersten Kontraktion des Plasmas beobachteten harten Röntgenstrahlungsimpulses konnten abgeschlossen werden. Über die Ergebnisse wurde auf der Tagung der Physikalischen Gesellschaft Hessen-Mittelrhein-Saar im April 1963 in Bad Nauheim vorgetragen [20]. Eine Veröffentlichung der Arbeit erscheint in der Zeitschrift für Naturforschung.

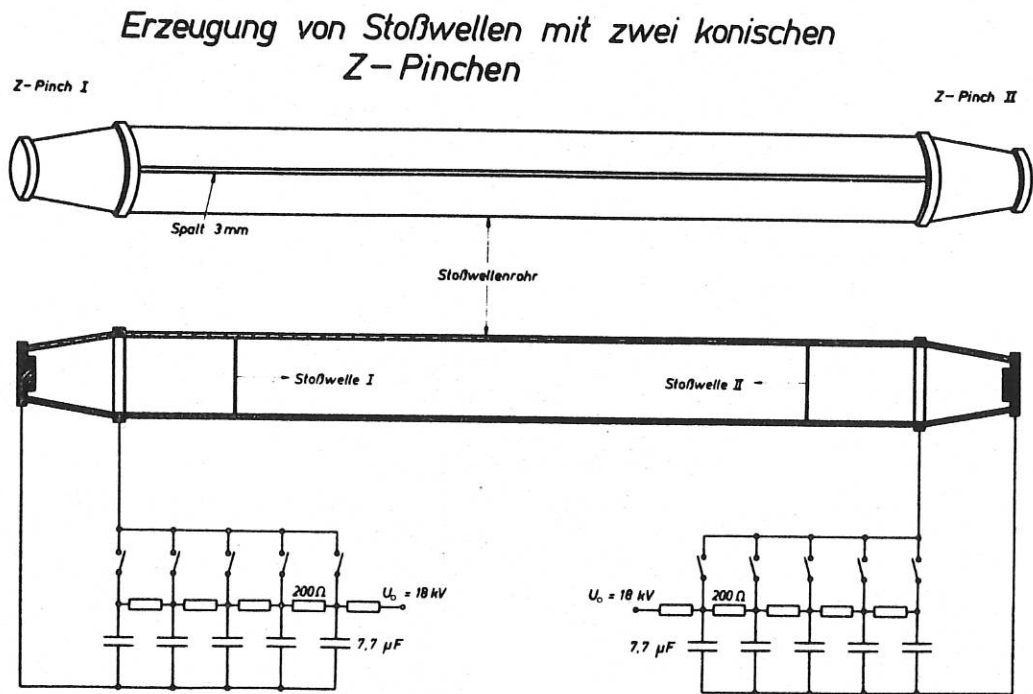
VI.2 Mikrowellenmessungen am z-Pinch (H. Hermansdorfer)

Übliche Mikrowellen-Reflexionsmessungen an der Pinchsäule lassen sich nicht durchführen, weil ausserhalb eine Elektronendichte vorhanden bleibt, die über der kritischen Dichte liegt. Deshalb wurde versucht, einen Hohlleiter als Sonde zu verwenden, dessen Ende mit einem Quarzfenster abgeschlossen ist. Die Antenneneigenschaften der Hohlleiterapertur sind schlecht, die empfangene reflektierte Leistung wird normalerweise klein sein. Praktisch vollständige Reflexion erhält man, wenn die Elektronendichte über die kritische Dichte ($1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für $\lambda = 8,5 \text{ mm}$) ansteigt. Metallische Reflexion tritt aber erst auf, wenn die Plasmadichte etwa vier Grössenordnungen über der kritischen Dichte liegt. Von der kritischen Dichte bis zum Erreichen metallischer Reflexion durchläuft die Phase des Reflexionsfaktors den Winkel π . Dieses Verhalten wurde von Takeda und Roux⁽¹⁾ erstmals für eine Messmethode vorgeschlagen. Die Plasmadichte an der Stirnfläche der Sonde ergibt sich im wesentlichen aus der Phase des Reflexionsfaktors.

Zunächst wurde ein 8 mm Interferometer aufgebaut, das gestattet, den Reflexionsfaktor nach Amplitude und Phase zu messen, wobei eine Auflösung des Phasenwinkels von wenigen Grad erreicht wird. Orientierende Messungen am Plasma ergaben das erwartete Ver-

halten des Reflexionsfaktors. Eine kritische Betrachtung der nachgewiesenen Elektronendichte ist notwendig, weil bei der geringen Eindringtiefe der Welle nur in einem durch die Sonde gestörten Plasma gemessen wird.

1. S. Takeda, M. Roux, J. Phys. Soc. Japan 16 (1961), 95



Energie $W = 2 \cdot 6,25 \text{ kJ}$
Spannung $U = 18 \text{ kV}$
Periodendauer $T = 8 \text{ } \mu\text{sec}$

Abb. 17

VII. Untersuchungen an einem magneto-hydrodynamischen Stossrohr
(C. Andelfinger, E. Glock, A. Hirt, R. Wunderlich)

Abb. 17 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung, bei der durch zwei konische z-Pinche Stosswellen angeregt werden sollen. Ziel der Untersuchungen war die Erzeugung eines gut ionisierten Gases hinter den aneinander reflektierten Stosswellen [25]. Zunächst wurden die Leuchtvorgänge im Stossrohr mit einer Trommelkamera und einem Schmierspektrographen untersucht. In Abb. 18 sind die Dichte- und Temperaturwerte für das Plasma hinter den reflektierten Lichtfronten aufgetragen. Sie sind in Übereinstimmung mit den aus den Machzahlen (10 - 40) der Lichtfront errechneten Werten. Eine genauere Untersuchung ergab, dass

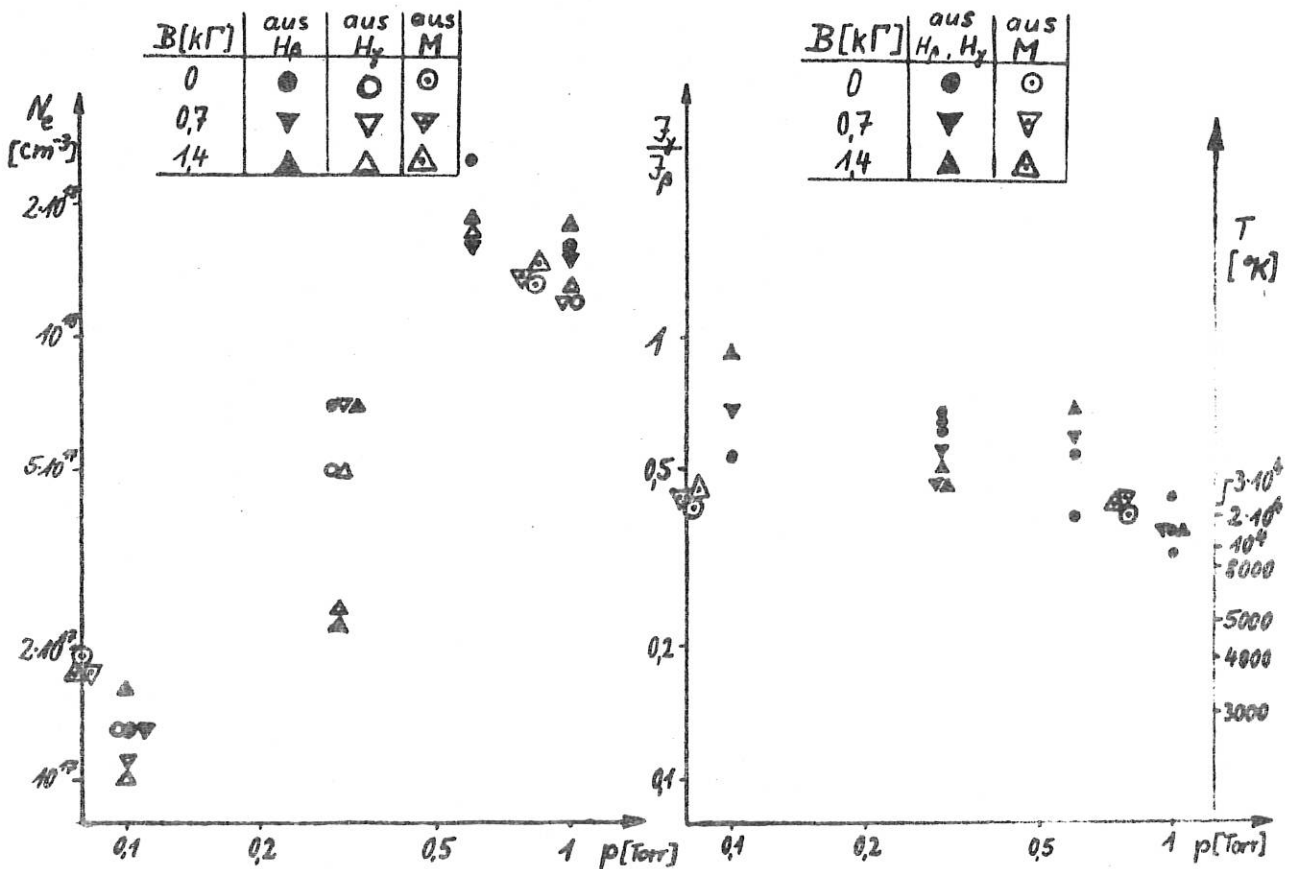


Abb. 18 Elektronendichte und Temperatur des Plasmas hinter den reflektierten Lichtfronten

es sich aber nicht um Stosswellenvorgänge handelt. Die Trommelkameraaufnahmen zeigen keine sich vom Plasmakolben ablösende Stossfront. Nach einer Laufstrecke von einem Meter sollte man ebene Stosswellen erwarten. Monochromatische Bildwandleraufnahmen mit Helium zeigen aber, dass die aus dem konischen z-Pinch herausgeschleuderten Plasmawolken unregelmässiger Struktur von kälterem Plasma umgeben sind, das bei Zusammenstoss aufgeheizt wird. Das Plasma hinter den reflektierten Leuchtfronten ist nicht homogen, so dass die spektroskopische Auswertung, für die Homogenität vorausgesetzt wurde, mit Fehlern behaftet ist. Mit sehr lichtstarken 3 Bild-Bildwandler Aufnahmen wurden in allerdings unreproduzierbarer Weise bei Drücken von 0,03 - 0,1 Torr von einer Prallplatte ausgehende ebene Wellen beobachtet. Macht man die Annahme, dass es sich um reflektierte Stosswellen handelt, so muss man der Primärwelle eine Machzahl von ca. 150 zugrunde legen. Diese Erscheinung wird noch genauer untersucht.

Mit einem 20 und 4 mm Mikrowelleninterferometer wurde die Ionisation vor der leuchtenden Front untersucht. Die Ionisierung setzt in allen Abständen vom z-Pinch gleichzeitig zum Zeitpunkt der 1. Pinchkompression ein, steigt zu einem Maximalwert an und sinkt bis zum Eintreffen des dichten Plasmas wieder langsam ab. Als Entstehungsursache kommt Linienstrahlung von Verunreinigungen und Bremsstrahlung aus der Pinchentladung in einem Wellenlängenbereich von ca. 100 - 800 Å in Betracht. Eine Diffusion von Elektronen wurde durch ein starkes Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ausgeschaltet. Photoeffekte an den Gefässwänden wurden durch ein Blendensystem ausgeschaltet. In Abb. 19 sind die gemessenen Elektronendichten als Funktion der Zeit und des Abstandes aufgetragen.

Druckvariation im Bereich von 0,05 ÷ 1 Torr ergab ein Ansteigen der Ionisation zu einem Maximum und dann einen Abfall wegen der wachsenden Absorption. Allerdings werden hierbei auch die Entladungsbedingungen der Strahlungsquelle geändert. Die Ionisierung war ausreichend, um einen relativ schwachen Theta-Pinch (6,25 kJ, Spulendurchmesser 10 cm, Länge 10 cm) bei Drücken bis herab zu 0,05 Torr sofort zu zünden. Die Strahlung aus einem solchen Theta-Pinch erzeugte eine Ionisierung gleicher Grössenordnung. Diese Untersuchungen werden an einer sehr schnellen z-Pinch Anordnung weitergeführt.

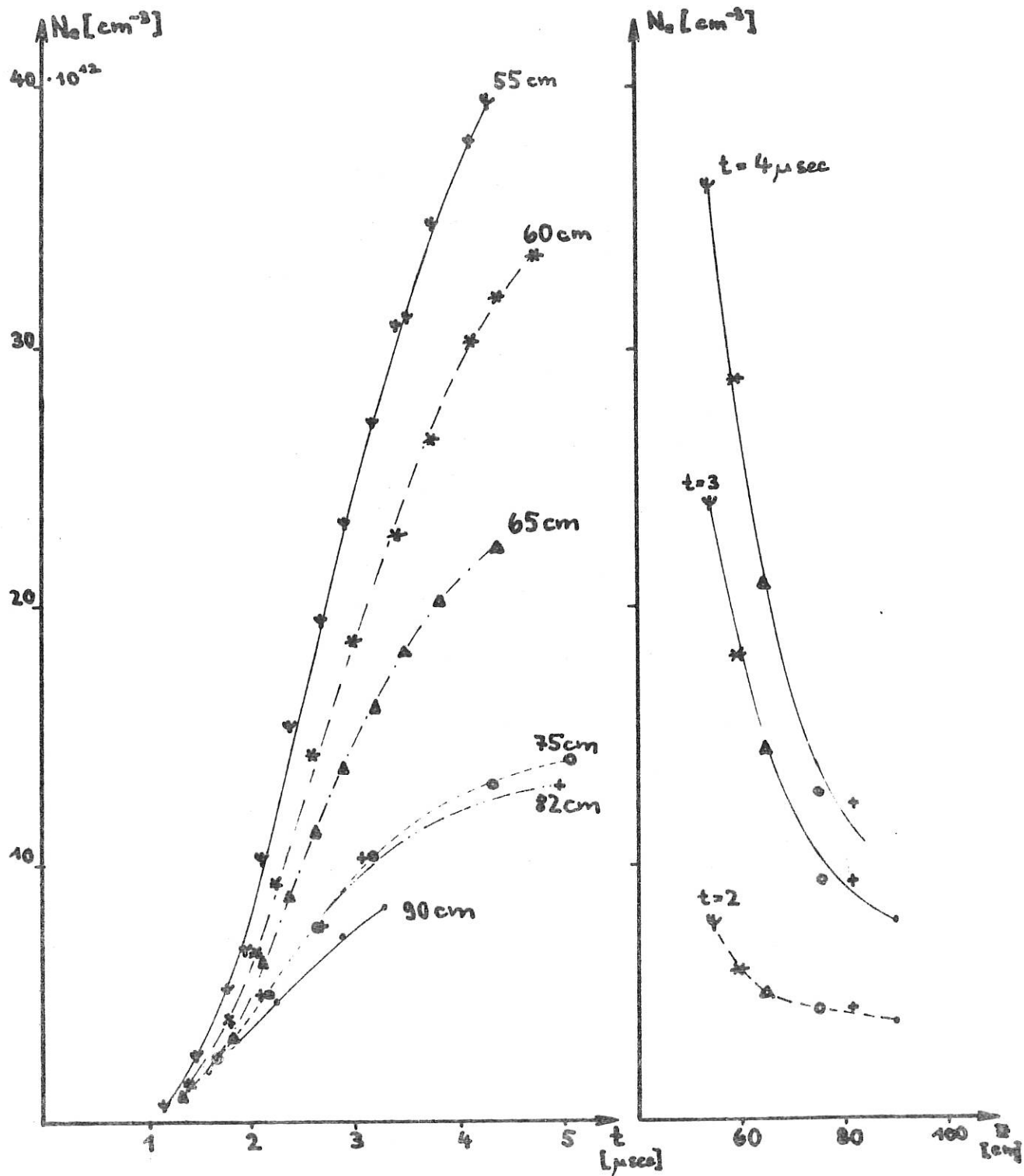


Abb. 19 Zeitlicher und axialer Verlauf der durch Strahlungsionisation hervorgerufene Elektronendichte

VIII. Theoretische Arbeiten und Rechenprogramme

VIII.1 Zündmechanismus einer Theta-Pinch-Entladung (R. Chodura)

Es wurde versucht, eine selbstkonsistente Lösung für die stossfreie Bewegung und den Energiegewinn von Elektronen und Ionen in einem zeitlich rasch veränderlichen, homogenen Magnetfeld $B_z(t)$ zu finden. Das elektrische Feld soll (nach Abschirmung äusserer Potentialfelder) nur aus einem azimuthalen Wirbelfeld

$$E_\varphi = \frac{r}{2} \dot{B}_z$$

und dem aufgrund ungleicher Bewegung von Ionen und Elektronen entstehenden radialen Raumladungsfeld E_r bestehen. Bei starker Kopplung von Ionen- und Elektronenbewegung (Quasineutralität) bewegen sich Elektronen und Ionen in radialer Richtung so, als hätten sie beide die gleiche Masse von der Grösse des geometrischen Mittels aus Ionen- und Elektronenmasse

$$m = \sqrt{m_i m_e}$$

Die Elektronenenergie W_e wird charakterisiert durch die Grösse $\mu = W_e/B_z$. μ ist für ein Teilchen, das zur Zeit t_0 ruhte und sich in einem Magnetfeld $B_z(t) = \dot{B}_z t$, $\dot{B}_z = \text{const.}$ bewegt, für $t \gg \left(\frac{e B_z}{m}\right)^{-1/2}$ eine periodische Funktion in t^2 . Ihr Maximalwert μ_{max} ist gegenüber dem früher berechneten magnetischen Moment eines zur gleichen Zeit t_0 am gleichen Ort loslaufenden freien Elektrons (ohne Raumladungskopplung) um einen Faktor zwischen $(m_i/m_e)^{1/4}$ für $t_0 = 0$ und m_i/m_e für $t_0 \gg \left(\frac{e \dot{B}_z}{m}\right)^{-1/2}$ vergrössert. Im letzteren Fall ist

$$\mu_{\text{max}} = \frac{m_i v_D^2}{2 B_z(t_0)}, \quad v_D = \frac{E_\varphi}{B_z(t_0)}$$

d.h. ein Elektron gewinnt eine Energie gleich der Driftenergie eines Ions.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurden Schranken angegeben, innerhalb derer Stossionisation durch Elektronen möglich ist. Diese Schranken sollten unter den gemachten Voraussetzungen unabhängig von \dot{B}_z und von der Teilchendichte sein und nur von der Gasart und dem Gefässradius abhängen. Sie stimmen mit dem experimentell ge-

fundenen Streubereich des Zündzeitpunktes um den Nulldurchgang des Magnetfeldes gut überein.

Ein Bericht wird vorbereitet. An numerischen Rechnungen waren Frau Berkl und Herr Pohl beteiligt.

VIII.2 Einfluss von Neutralgas auf die Dynamik der Theta-Pinch Entladung (D. Düchs)

Die Theta-Pinch Entladung lässt sich beschreiben durch ein Dreiflüssigkeitsmodell für ein Gemisch aus Elektronen, Ionen und neutralen Atomen. Das aus dieser Theorie folgende Gleichungssystem konnte für den Fall des parallel eingefangenen Magnetfeldes numerisch gelöst werden.

Es wurden untersucht:

1. Abhängigkeit der Entladung vom Anfangsionisierungsgrad
2. Einfluss der künstlichen Viskosität
3. Rotation des Plasmas durch Reibung mit dem Neutralgas
4. Einfluss von räumlich inhomogenen Anfangswerten des Magnetfeldes, der Temperatur und Dichte.

Zur experimentellen Prüfung der Theorie wurden räumlich und zeitlich aufgelöste Magnetfeldmessungen mit Mehrfachsonden durchgeführt, wobei die Anfangsstadien der Entladung, wo der Ionsierungsgrad noch niedrig ist, besonders zu berücksichtigen waren.

Die Abweichungen zwischen den theoretischen und den gemessenen Resultaten liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Dasselbe zeigte auch ein Vergleich mit spektroskopischen Dichte- und Temperaturbestimmungen der Herren M. Keilhacker und A. Eberhagen.

Die Ergebnisse wurden teils in Stockholm auf einer Tagung der European Study Group on Fusion im April 1963, teils in Paris zur VI. Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases im Juli 1963 vorgetragen [21], teils in [14] veröffentlicht.

Eine ausführliche Darstellung und eine Zusammenfassung der Ergebnisse finden sich im Laborbericht [1].

VIII.3 Berechnung der Intensität der Infrarotstrahlung eines Plasmas im Magnetfeld (H. Gratzl)

Im Zusammenhang mit geplanten Messungen der Infrarotstrahlung eines Plasmas im Wellenlängenbereich bis zu $\lambda \approx 1$ mm sollte die Intensität der Strahlung bei vorgegebener radialer Dichteverteilung der geladenen Teilchen in einem Pinch berechnet werden.

Ähnlich den Rechnungen über die langwellige Bremsstrahlungsemission der Sonne ⁽¹⁾ kann man längs der Wellennormalen die Emission integrieren - solange für die Strahlungsausbreitung die geometrische Optik näherungsweise gilt. Dieses Integral ist eine Lösung der Strahlungstransportgleichung.

Im (lokalen) thermischen Gleichgewicht (bei Maxwellverteilung der Elektronen) ist die Emission gleich der Absorption. Wegen des äusseren Magnetfeldes müssen die Hauptpolarisationen eigens betrachtet werden. Das Rechenprogramm wurde vorbereitet.

Nur solange die Gyrofrequenz ν_g merklich kleiner ist als die beobachtete Frequenz ν wird das Ergebnis im Rahmen der übrigen Fehlergrenzen richtig sein. Wenn $\nu \approx \nu_g$ (was bei den interessierenden Magnetfeldern im mm-Wellenbereich) vorkommt, kennt man weder die Gyrostrahlungsemission in einem doppelbrechenden Medium, noch die Stossfrequenz ⁽²⁾. Ausserdem ist dann die geometrische Optik meist nicht mehr anwendbar (es sind z.B. partielle Reflexionen möglich).

Umgekehrt ist durch die Lösung einer Integralgleichung der Schluss auf die Elektronendichteverteilung aus der Intensität (Parameter: Beobachtungsrichtung und Frequenz) nach bekanntem Verfahren möglich (wie bei Messungen in der Ionosphäre), wenn die Elektrentemperatur konstant ist. Sonst ist das Verfahren nicht anzuwenden.

(1) Burkhardt - Schlüter, Z.f. Astrophysik 26, S. 295 (1949)

(2) Oberman - Shure, Phys. Fluids 6, 834, (1963)

VIII.4 Rechenprogramme (F. Pohl)

Im Zusammenhang mit verschiedenen Experimenten wurden u.a. folgende Probleme für eine numerische Behandlung auf der Rechenmaschine programmiert.

1. Überspannungen beim Zusammenschalten von Kondensatorbatterien

Für das in Abb. 20 gegebene Netz mit $C_1 \gg C_2$ wurde der zeitliche Verlauf der Kondensatorwickelspannungen U_{C_1} und U_{C_2} für

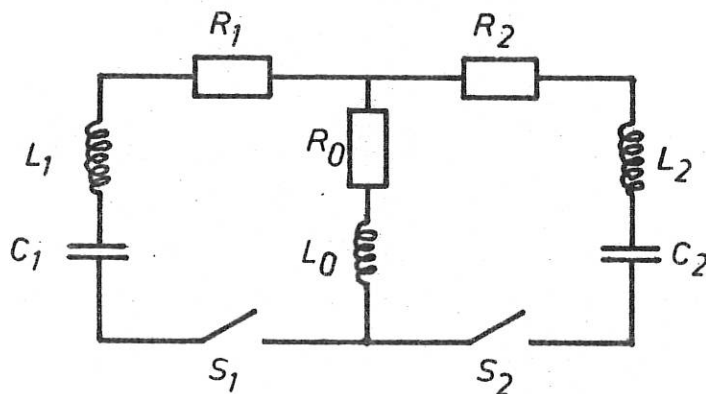


Abb. 20

verschiedene Schliesszeitpunkte von S_1 und S_2 berechnet. U_{C_1} kann die Anfangsspannung beträchtlich übersteigen. Die Überlastung ist am grössten wenn S_2 eine Halbperiode nach S_1 geschlossen wird.

2. Magnetfeld in einer Theta-Pinch-Spule mit Schlitz senkrecht zur Achse

Berechnet wurden Vektorpotential \mathcal{A} und Magnetfeld \mathcal{L} für verschiedene Werte der relativen Schlitzbreite z/r (z = Schlitzbreite, r = Radius der Spule) unter Annahme der Flusserhaltung in der Spule.

3. Absorption von weichen Röntgenstrahlen

Die Strahlung eines Plasmas wird durch Absorber der Dicke D auf die Intensität $I \sim \int_0^\infty e^{-\frac{h\nu}{kT_e} - \kappa(\nu) \cdot D} d\nu$ geschwächt. Unter der

Annahme $K(\nu) \sim \nu^{-2,73}$ wurde die Intensität I berechnet in Erweiterung der Rechnungen von F.C.Jahoda⁽¹⁾ u.a. LASL.

4. Reflexionsfaktor für Mikrowellen

Es wurde ein Programm fertiggestellt, das numerisch und graphisch den Reflexionsfaktor für eine Mikrowellen-Plasma-sonde liefert. Dabei wurden drei aufeinanderfolgende Medien berücksichtigt: Hohlleiter - Hohlleiterfenster- Plasma. Der Reflexionsfaktor wurde in Abhängigkeit von der Elektronendichte im Plasma berechnet, die Stossfrequenz wurde konstant angesetzt.

(1) F.C.Jahoda u.a., Phys. Rev. 119, 843 (1960)

IX. Meßmethoden

IX.1 Anwendungen des Lasers zur Plasmadiagnostik (B. Kronast, H.J. Kunze, F.L. Ribe,^x H. Röhr, W. Sassin, G. Weiser)

1. Lichtstreuemessungen

Für die optimale Ausnützung der vom Laser gelieferten Strahlungsleistung war die Kenntnis der Emissionsverteilung über dem Austrittsquerschnitt des Rubinstabs notwendig. Bei diesbezüglichen Untersuchungen an einem Rubinstab mit quadratischem Querschnitt zeigte sich die bisher in der Literatur nicht angegebene Erscheinung, daß die Laserwirkung nicht wie bei polierten runden Stäben üblich in der Querschnittsmitte, sondern in den 4 Ecken der Austrittsfläche begann und von dort aus bei höheren Pumplleistungen den ganzen Querschnitt ausfüllte, wobei aber immer noch die Ecken bevorzugt Strahlung emittierten. Die Erscheinung wurde in Zusammenarbeit mit Herrn W. Hora (Theorie) geklärt [2].

Die im Jahresbericht 1962 angegebenen Vorbereitungen zur Lichtstreuemessung führten zu folgenden Ergebnissen:

a) Unter 90° am Plasma gestreutes Laserlicht konnte nachgewiesen werden. Darüber wurde in Stockholm (9. Meeting of the European Study Group on Fusion, April 1963) vorgetragen. Die dabei verwendete Apparatur ist in [22] beschrieben.

b) Es wurde eine neue θ -Pinch-Anordnung aufgebaut (7,5 kJ, 18 kV, Halbperiode ca. 3,5 usec, Spulenlänge ca. 16 cm) welche gut reproduzierbare Plasmabedingungen zu erzeugen gestattete. An diesem besser reproduzierbaren θ -Pinch-Plasma wurde versucht, die Spektralverteilung des Streulichts zu messen. Es ergab sich jedoch eine viel kleinere spektrale Breite des Hauptteils der Streuintensität als erwartet, so daß nur eine Abschätzung der Halbwertsbreite möglich war sowie der Wellenlängendifferenz, ab welcher die Streuintensität auf weniger als $1/75$ abgesunken war.

Aus einem Vergleich dieser experimentellen Ergebnisse mit numerischen Rechnungen, welche von der Theorie (W.H. Kegel) für uns durchgeführt wurden, konnte dann aber trotzdem noch ermittelt werden, daß die Debyelänge bei dem vorliegenden Plasma kleiner 400 \AA gewesen sein mußte. [23].

^x Gast aus LASL, Los Alamos, USA

Die geringe Breite der Zentrallinie im Streulichtspektrum ist aus der Theorie erklärbar, wenn bei Elektronendichten um 10^{17} cm^{-3} die Elektronentemperatur unter 10 eV liegt. Bei den oben angegebenen Daten der θ -Pinch-Anordnung ist im Falle von parallelem, eingefangenen Magnetfeld und Verunreinigungen im Plasma eine solche niedrige Elektronentemperatur denkbar.

2. Streulichtmessungen an einem θ -Pinch-Plasma hoher Elektronentemperatur

So wurden denn auch Streulichtmessungen an einem Plasma wesentlich höherer Elektronentemperatur vorbereitet, bei welchem außerdem die Möglichkeit besteht, die Ergebnisse der Streulichtmessungen mit denen der gleichzeitig unternommenen Interferometer- und Röntgenspektromettermessungen zu vergleichen. Zur Erreichung möglichst großer Leuchtdichte wurde begonnen, einen gepulsten Rubinlaser aufzubauen. Zur Messung der dabei auftretenden kurzen Lichtimpulse (einige 100 nsec) sind die sonst üblichen Photozellen nicht mehr vorteilhaft zu verwenden. Es wurde daher eine Photomultiplianordnung mit auch bei höchsten Lichtleistungen noch definierten Abschwächmöglichkeiten gebaut und absolut geeicht. Auch zur Justierung des Laser- und Messtrahlengangs nötigen Einrichtungen wurden aufgebaut und erprobt. Der Streulichtmeßteil, welcher wegen der zu erwartenden Linienbreite von mehr als 100 \AA als Besonderheit ein Interferenzfilter anstelle eines Monochromators aufweist, befindet sich in der Konstruktion.

3. Weiterentwicklung der Streulichtmeßmethode

Auch an der oben erwähnten bisher benutzten θ -Pinch-Anlage (7,5 kJ, 18 kV) wurde zum Zwecke der Verbreiterung des Streuspektrums und der damit verbundenen, einfacheren Messung der Spektralverteilung die Erhöhung der Plasmatemperatur angestrebt. Einmal durch Verringerung der Verunreinigungen im Plasma, zum anderen durch die Möglichkeit, auch Plasma mit eingefangenen, antiparallelen Magnetfeld reproduzierbar zu erzeugen.

Unabhängig von obiger Anwendung der Meßmethode an einem Hochtemperaturplasma wurde auch die alte Meßapparatur noch weiterentwickelt. Die Verbesserungen betrafen nicht nur den Meßstrahlen-

gang (geeignete Linsen, verbesserte Strahlaufspaltung und Bild-drehung, präziser Eintrittsspalt des Monochromators, optischer Vorabgleich der Differenzschaltung), sondern es wurden auch Vorkehrungen getroffen, die bisherige Laserapparatur bei wesentlich höheren Strahlungsleistungen als 100 kW betreiben zu können. Die Anwendung höherer Strahlungsleistung setzt allerdings voraus, daß das von Fenstern und Wänden des Entladungsgefäßes in den Meßstrahlengang gestreute und reflektierte Laserprimärlicht weiter verringert wird. Durch Anbau eines geschwärzten Glasstutzens, welcher als schwarzer Hintergrund für den Meßstrahlengang wirkt, konnte dieses Störlicht etwa um einen Faktor 50 verringert werden.

Schließlich wurden auch Vorbereitungen getroffen, mit Hilfe von Glasfaserspaltpaketen die gleichzeitige Aufnahme einer in 4 oder 5 Bereiche unterteilten Spektralverteilung des Streulichts zu ermöglichen.

4. Messung der im Plasma erzeugten zweiten Harmonischen der Laserstrahlung

Von W.H. Kegel durchgeführte Überlegungen lassen die Erzeugung der zweiten Harmonischen der Laserfrequenz beim Durchgang von intensiver Laserstrahlung durch ein Plasma erwarten. Zur Feststellung dieser Harmonischen wurde die oben genannte θ -Pinch-Anlage (7,5 kJ, 18 kV) so umgebaut, daß eine radiale Durchstrahlung des Plasmas möglich ist.

Eine Hauptschwierigkeit bei diesem Versuch liegt in der oberwellenfreien Entfernung des Primärstrahls aus dem Meßstrahlengang, denn die Ausbreitungsvektoren von Grund- und Oberwelle haben nahezu dieselbe Richtung und die Intensität der Oberwelle aus dem Plasma dürfte bei 10^{-12} - 10^{-14} der Intensität des Primärstrahls liegen. Untersuchungen zu diesem Punkte sind erst im Gange.

5. Kurzzeitpumplichtquelle

Die im Vorjahr begonnenen Untersuchungen führten zur Konstruktion einer hohlzylindrischen Xenonblitzlampe, die, im Vergleich zu gewöhnlichen, stabförmigen oder gewendelten Blitzlampen, eine bedeutend höhere Strahlungsleistung erzeugt als das bisher möglich war. Die Leistungssteigerung beruht vorwiegend auf der vergleichsweise

kleinen Leuchtdauer dieser Lampe von etwa 50 usec. Diese kurze Entladungszeit war nur möglich bei einer homogenen Vorionisierung des Entladungsvolumens.

Mit Fluoreszenzstoffen konnte eine Steigerung der Pumpleistung im grünen Absorptionsband des rosa Rubins um einen Faktor 3 erzielt werden, entgegen älteren Literaturangaben stellte sich jedoch heraus, daß der Rubin wesentlich im blauen Absorptionsband gepumpt wird. Dafür fand sich kein annähernd so guter Fluoreszenzstoff.

Es erwies sich weiter, daß die Entladung nicht als optisch dicht anzusehen ist. In diesem Falle ist eine Steigerung der in den Laserkristall gelieferten Pumpleistung durch Vergrößerung des Entladungsvolumens möglich. [3].

6. Modulation von Laserlicht (G. Weiser)

Die Arbeiten zur äusseren und inneren Amplitudenmodulation sind weitgehend abgeschlossen.

Der mit einem ADP-Kristall leicht erreichbare Modulationsgrad war auch bei Frequenzen um 100 MHz noch größer als 80 %.

Die wahlweise Rück- oder Gegenkopplung der an einer äußeren Photozelle abgenommenen Regelspannung auf den im Laserresonator liegenden ADP-Kristall brachte die Möglichkeit mit sich, die natürliche Modulation der Laserstrahlung zu verstärken oder zu glätten.

Im Falle des sogenannten Q-Switch-Verfahrens zur Erzeugung einmaliger leistungsstarker Laserstrahlungsimpulse war eine möglichst hohe Pumpleistung nötig. Eine Pumpanordnung mit zwei stabförmigen Blitzlampen in den Brennlinsen zweier Aluminiumzylinder elliptischen Querschnitts, in deren gemeinsamer Brennlinie der Rubin liegt, bewährte sich hierzu recht gut.

Die Verwendung des ADP-Kristalls im Laserresonator war zwar bei kleineren Strahlungsleistungen noch möglich, doch erwies sich eine Kerrzelle bei höheren durch die Oberflächeneinheit gehenden Leistungen als robuster und außerdem als den Interferometerstrahlengang des Lasers weniger störend. Schon bei den ersten Versuchen konnten dem Laserresonator Strahlungsleistungen von der Größenordnung MW entnommen werden. Untersuchungen über die dabei erzielte Leuchtdichte, einer optisch viel mehr interessierenden Größe, sind noch nicht abgeschlossen.

IX.2 Elektrische Sonden (G. Hofmann)

Nach der Entwicklung einer Meßtechnik, die den Verhältnissen in schnellen Entladungen angepaßt ist [11], wurde versucht, elektrische Sonden an verschiedenen Apparaturen einzusetzen.

An einem Thetapinch konnten bei eingefangenen antiparallelen Magnetfeldern Sondensignale erhalten werden, die qualitativ mit Magnetfeldmessungen in Einklang sind (Näheres siehe unter Theta-Pinch I, Herold). Im Fall des parallel eingefangenen Feldes war die Zeitauflösung des Sondenkreises zu klein (0, 1 usec), um die Dynamik der Kompressionsschwingungen zu erfassen.

Eine weitere Untersuchung galt dem von einem konischen z-Pinch erzeugten Precursor, der bisher mit Mikrowellen beobachtet worden war. Hier stellte sich heraus, daß die Störungen durch die Entladung das relativ schwache Precursorsignal überdeckten.

Diese beiden Schwierigkeiten - zu geringe Zeitauflösung und große Störempfindlichkeit - die zum größten Teil von dem Impulstransformator im Meßkreis verursacht werden, zwangen zu einer Verbesserung der Übertragungsmethode der Sondensignale. Es wurde deshalb - zusammen mit H. Hermansdorfer - ein Mikrowellenübertrager [12] entwickelt, der außer einer höheren Zeitauflösung ($4 \cdot 10^{-8}$ sec) eine weitgehende Unempfindlichkeit gegen elektromagnetische Störungen durch die Entladung aufweist.

Abb. 21 zeigt das Prinzip des Mikrowellenübertragers.

Die Welle läuft vom Generator 1 zum Modulator 8, einer Kristalldiode. Hier wird sie teils reflektiert. Vom reflektierten Anteil wird durch einen Richtungskoppler 4 ein Teil zum Detektor 5 abgezweigt, der eine leistungsproportionale Spannung anzeigt. An der Modulatordiode liegt die zu messende Spannung e , die der Doppelsondenstrom an einem Widerstand R_s erzeugt. Durch diese Spannung e verschiebt sich der Arbeitspunkt der Diode und damit ändert sich ihre Mikrowellenimpedanz. Man erhält so eine Änderung der Wellenreflexion monoton mit der angelegten Spannung e .

Der Sondenkreis läßt sich sehr leicht erdfrei halten durch eine Luftstrecke zwischen zwei Antennen.

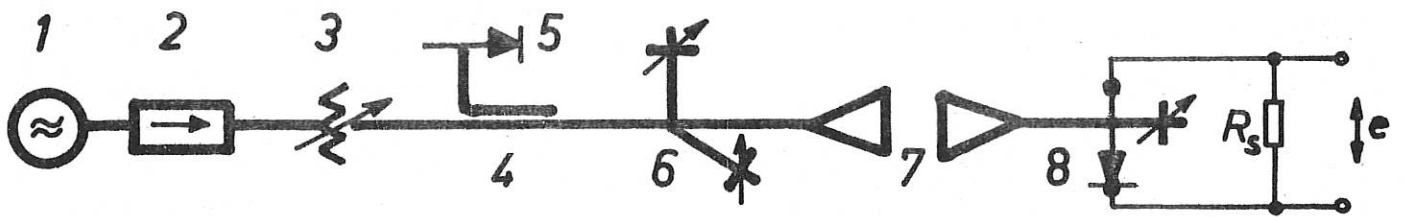


Abb. 21 Schema des Mikrowellenübertragers

- | | |
|-------------------------------|-------------------------|
| 1 Oszillator (Reflexklystron) | 5 Nachweisdiode |
| 2 Einwegleitung | 6 EH - Abstimmer |
| 3 Dämpfungsglied | 7 Antennen-Trennstrecke |
| 4 Richtungskoppler | 8 Modulatordiode |

W_s Widerstand, an dem der Sondenstrom die Spannung e erzeugt

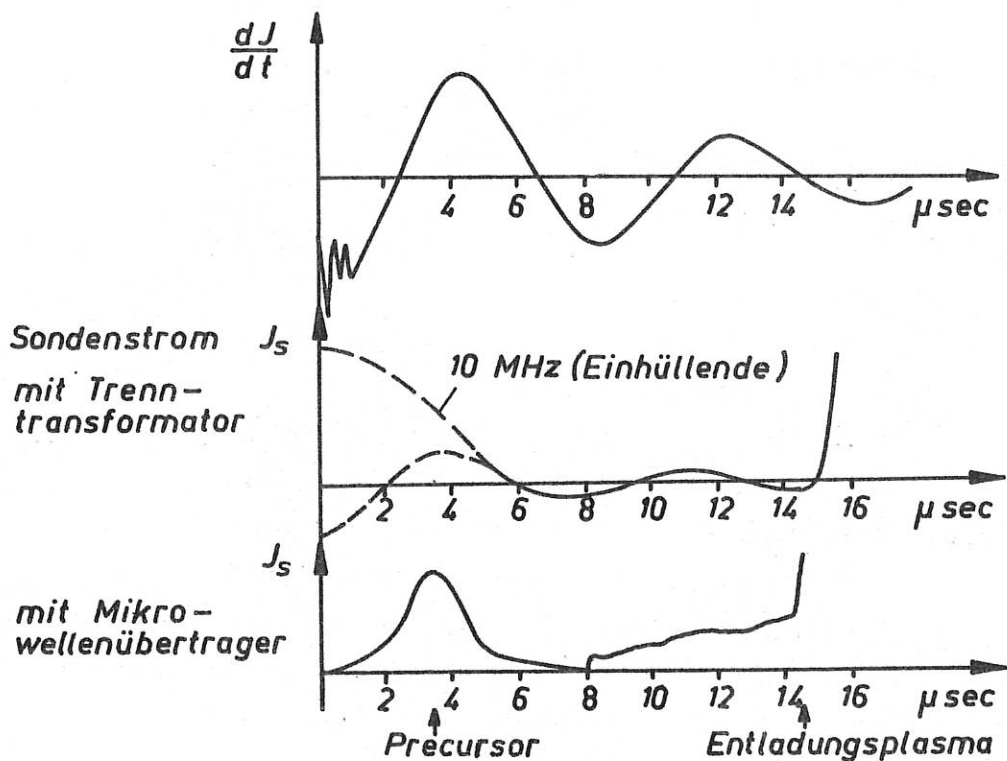


Abb. 22 Beispiel einer Sondenmessung am konischen z-Pinch in 85 cm Entfernung von der Entladung (Wasserstoff von 0,1 Torr)
Oben: dJ/dt der Entladung

Mitte: Doppelsondenstrom (dieser ist im wesentlichen proportional der Ionendichte), gemessen über einen Trenntransformator. Der Precursor geht unter in den 10 MHz Eigenschwingungen des Transformators.

Unten: Doppelsondenstrom, gemessen mit Mikrowellenübertrager. Die Störungen sind verschwunden.

Dieser Mikrowellenübertrager wurde am konischen z-Pinch eingesetzt und bewies seine Eignung (Abb. 22).

Im extrem heißen Plasmen werden Sondenmessungen sehr problematisch. Abgesehen von der Verfälschung der Messung durch Magnetfelder wurde vermutet, daß die starken Emissionen von Sekundärelektronen und Verdampfung des Materials von der Sondenoberfläche eine einfache Interpretation der Meßergebnisse nicht mehr zulassen. Anhand einer Abschätzung (Bericht in Vorbereitung) konnte gezeigt werden, daß die Sekundärelektronenemission von der Sondenoberfläche keinen wesentlichen Einfluß auf die Messung hat. Da außerdem die Verdampfung des Sondenmaterials erst nach einer Zeit einsetzt, die lang gegen die interessierenden Zeiten in einem θ -Pinch ist, kann erwartet werden, daß mit Einschränkungen Sondenmessungen auch in heißen Plasmen möglich sind. Dies soll experimentell geprüft werden.

IX.3 Druckmessung im Plasma mit Piezosonden (K. Büchl, W. Katsaros)

Die Entwicklung, der Aufbau und die Anwendung von Drucksonden zur Messung des Drucks an einem linearen z-Pinch wurden in einem Institutsbericht [4] [24] ausführlich beschrieben. Anschließend an die Untersuchungen am z-Pinch wurden Messungen an einer Lauf-funkstrecke und einem T-Rohr durchgeführt. Beide Experimente gehören zum Arbeitsbereich der Experimentellen Plasmaphysik 2 und dienen der Erzeugung von Stoßwellen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Berichten über die einzelnen Experimente zu finden.

Die Zeitauflösung der bisher verwendeten Drucksonden ist durch Dispersion im Druckleiter begrenzt, den der Druckimpuls durchlaufen muß, bevor er auf den Piezokristall trifft. Mit den bisherigen Ausführungen der Sonde, wobei ein 1 mm dicker Quarzstab als Druckleiter verwendet wurde, war mit einer Anstiegszeit von 0,6 μ sec eine Grenze erreicht, die aus technischen Gründen nicht unterschritten werden konnte. Da bei zahlreichen Plasmaexperimenten eine höhere Zeitauflösung erwünscht ist, wird zur Zeit an der Entwicklung einer Sonde gearbeitet, die als

Druckleiter ein Bündel dünner Quarzfasern verwendet, wodurch sich der Einfluß der Dispersion wesentlich verringern lassen müßte.

Außerdem wird in Zusammenarbeit mit Herrn Hofmann zur Zeit eine Kombination von Drucksonde und elektrischer Doppelsonde untersucht. Der Vorteil dieser kombinierten Sonde besteht darin, daß am gleichen Ort gleichzeitig Druck und Plasmadichte ermittelt werden könnte. Daraus ließe sich bei thermischem Gleichgewicht und ruhendem Plasma die Plasmatemperatur bestimmen.

IX.4 Zeitaufgelöste Beobachtung von Linienprofilen mit Hilfe des Bildwandlers (W. Näßl)

Das Prinzip der Methode ist im Jahresbericht 1962 dargelegt. Der Selbstbau einer brauchbaren Röhre erwies sich langwieriger als erwartet, so daß die Zeit mit technologischen Vorversuchen dazu ausgefüllt war.

Die erste gelungene Kathode hatte mit Sauerstoffsensibilisierung etwa 10 % Quantenausbeute im Maximum, war jedoch inhomogen und sehr dünn und damit so hochohmig, daß bei intensiver Belichtung mit Verzerrungen in der elektronenoptischen Abbildung gerechnet werden mußte. Daher zielten die folgenden Versuche dahin, Kathoden mit geringerem Widerstand herzustellen. Die eingeschlagenen Wege, dies mit Zinnoxid bzw. Silber als Unterlage zu erreichen, wurden wieder verlassen wegen der Kristallisation des Zinnoxids beim Ausheizen bzw. der um eine Größenordnung geringeren Empfindlichkeit mit Silberunterlage. Stattdessen wurden nunmehr die Schichten dicker gemacht. Ihre Herstellung ohne Unterlage mit etwa 5 % Quantenausbeute im Maximum scheint jetzt so zuverlässig zu gelingen, daß mit guter Aussicht auf Erfolg eine vollständige Röhre zusammengebaut werden kann.

IX.5 Interferometrische Messungen (C. Andelfinger, R. Beck, A. Heiss)

Die bisherigen interferometrischen Messungen wurden an einem Thetapinch geringer Energie (7,5 kJ) und kurzer Spulenlänge (16 cm) gemacht. Wird beides erhöht, so erhöht sich auch die Anzahl der Streifenverschiebungen, bzw. die Zahl der Ordnungen, die einzustellen sind. Entsprechend muß die Linienbreite der Lichtquelle kleiner werden, um ein klares Interferenzbild zu bekommen. Die bisher verwendete, gepulste Quecksilberlampe hatte eine Linienbreite von ca. 150 Å. Ein engeres Spektralfilter scheidet aus Intensitätsgründen aus. Um diese Schwierigkeit zu beheben, wurde mit dem Bau einer Laserbeleuchtung für Interferometeranordnungen begonnen. Dabei sind zwei Arbeitsweisen ins Auge gefaßt:

1. Laseremission mit geringer Schwankungsbreite über die Meßzeit von 10 - 20 usec, um für Smear- oder Framing-Kamera-Aufnahmen etwa konstante Intensität zu haben. Dies wird durch Tiefkühlung des Laserstabes oder durch Modenselektion versucht. Eine weitere Möglichkeit besteht in einer elektro-optischen Rückkopplung.
2. Erzeugung von einmaligen kurzen Laserimpulsen für Momentaufnahmen ohne Verwendung einer Framing- oder Bildwandlerkamera. Erstere hat den Nachteil der langen Belichtungszeit (100 - 150 nsec), letztere den der schlechten Bildqualität. Zur Erzeugung solcher Impulse wurde eine Kerrzellenanordnung mit 5 nsec Anstiegszeit gebaut.

Bei Gefäßlängen über 90 cm kann das vorhandene Mach-Zehnder-Interferometer nicht mehr verwendet werden. Außerdem können bei langen durchstrahlten Plasmen mit hohen Dichtegradienten Schwierigkeiten infolge der Strahlkrümmung auftreten. Um auch dann interferometrische Messungen durchführen zu können, wurde ein Differentialinterferometer (nach Nomarsky) gebaut. Die Verschiebung der Interferenzstreifen ist dabei proportional dem Gradienten des Brechungsindexes.

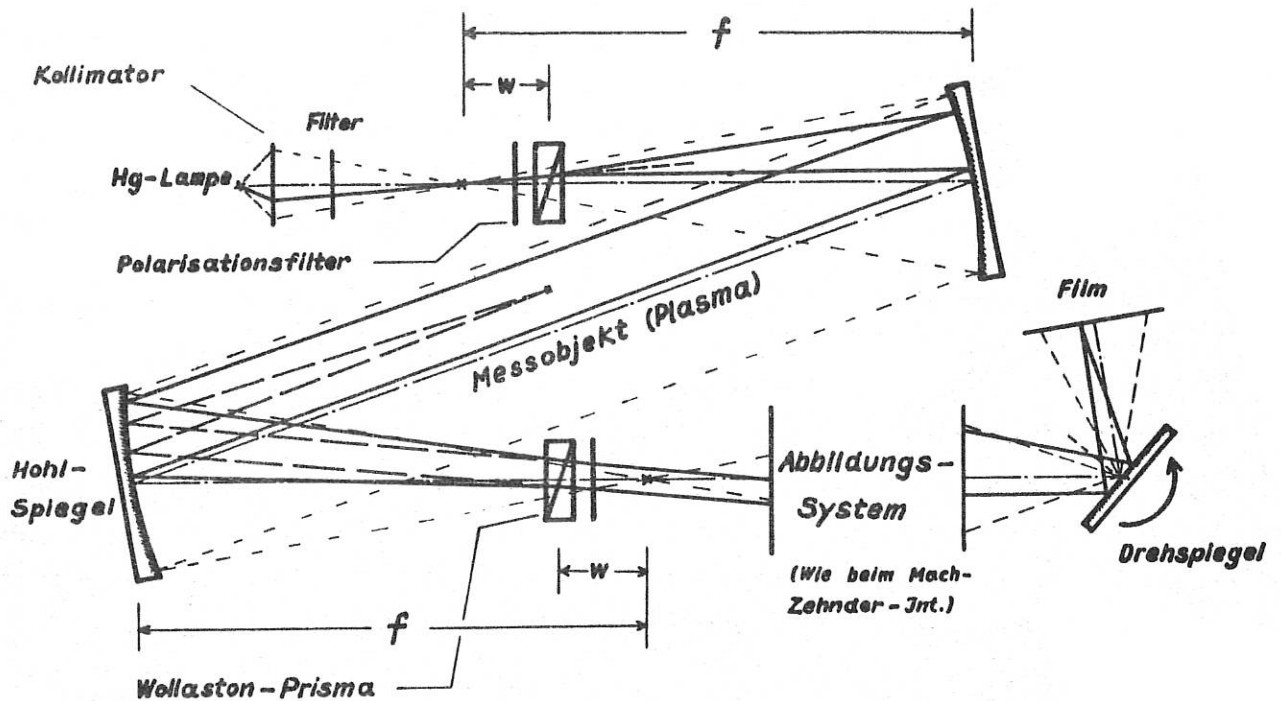


Abb. 23 Differentialinterferometer, schematisch

Abb. 23 zeigt eine einfache schematische Darstellung. Die miteinander interferierenden Strahlen durchlaufen das Plasma eng benachbart (2,5 mm), so daß beide durch Zonen etwa gleichen Dichtegradientens laufen. Durch Strahlkrümmung ergibt sich dann keine zusätzliche Phasendifferenz. Der Schwellwert des nachweisbaren Gradienten der Elektronendichte ist bei 1 m Plasmalänge $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-4}$. Die dabei auftretende Streifenverschiebung ist $1/10$ Streifenbreite. Die Zahl der Streifenverschiebungen bleibt bei den zu erwartenden Dichtegradienten von einigen 10^{17} cm^{-4} beim großen Thetapinch-Experiment bei ca. 10 Streifenbreiten, so daß man hierfür noch ohne Laserbeleuchtung auskommt. Die Aufnahmetechnik ist dieselbe, wie bei den bisherigen Interferometer-Untersuchungen. Das Differential-Interferometer wird z.Zt. an dem schnellen Vorionisierungs-Thetapinch erprobt.

IX.6 Magnetfeldmessungen mit Hilfe des Zeemaneffektes (K. Hübner)

Im Hinblick auf das Problem der Magnetfeldmessungen in Θ -Pinchen - der Wert von Sondenmessungen wird wegen der möglichen Störung des Plasmas oft bezweifelt - wurde ein Verfahren zur Bestimmung nicht konstanter Magnetfelder aus dem Zeemaneffekt zeitlich veränderlicher Linienstrahlung entwickelt (s. IPP-Jahresbericht 1962 und [26]).

Bei diesem Verfahren werden zur Magnetfeldmessung die beiden Komponenten des normalen longitudinalen Zeemaneffektes vermöge ihrer verschiedenen Polarisierungen getrennt. Mit Spalten auf den Linienflanken wird dann ihre Intensitätsdifferenz in einem bestimmten Wellenlängenintervall gemessen. Diese Differenz ist dem Magnetfeld und der Flankenneigung proportional. Der Beitrag der Flankenneigung wird getrennt aber gleichzeitig bestimmt.

Diese Meßmethode wurde zunächst an einer Stickstoffentladung in einem homogenen Magnetfeld der Frequenz 130 kHz erprobt. Darüber ist im Juni 1963 in Paris berichtet worden [27].

Inzwischen wurden die Einflüsse auf die Empfindlichkeit und die Genauigkeit des Verfahrens eingehender untersucht. So konnte an der Testapparatur der Schwellwert von 2 kGauß auf 650 Gauß verringert werden; der Meßfehler im Feldmaximum ist jetzt kleiner als 18 %, früher betrug er 50 % - 70 %.

Die Empfindlichkeit des Verfahrens hängt von einer geeigneten Dimensionierung der Ein- und Austrittsspalte des verwendeten Spektralapparates ab und ist bei optimaler Wahl der Spalte durch die verfügbare Strahlungsleistung und durch die erforderliche Bandbreite gegeben. Die Genauigkeit der Messung findet bei guter Justierung der optischen Teile in der Stabilität der Elektronik ihre Grenze. Eine ausführliche Darstellung dieser Fragen wird demnächst veröffentlicht.

Die Messung von Magnetfeldern nach dem hier behandelten Verfahren ist von der speziellen Linienform und den Austrittsspaltprofilen unabhängig. Es wird von Änderungen der Intensität und der Linienbreite nicht berührt, sofern die Zeemanverschiebungen klein

gegenüber der Linienbreite sind. Linienasymmetrien und Dopplerverschiebungen, die klein gegenüber der Linienbreite sind, haben ebenfalls keinen Einfluß. Damit erfüllt das Verfahren wesentliche Voraussetzungen für eine Verwendung zu Messungen am Θ -Pinch.

In Θ -Pinchen sind Magnetfeld und Linienemission räumlich nicht konstant. Die Messung liefert nicht den Mittelwert des Feldes sondern nur einen Wert, der zwischen dem Maximum und dem Minimum des Feldes in dem betrachteten Gebiet liegt und der von der räumlichen Verteilung der Linienemission abhängt.

Erste Messungen an einem kleinen schnellen Θ -Pinch (Energie an der Spule 1,7 kJ, Periodendauer 6,5 μsec) ergaben trotzdem reproduzierbare Meßwerte. Es wurde zur Messung eine Linie verwendet, die nur aus dem heißen Bereich des Plasmas kam. Der Meßwert war immer kleiner als das äußere Feld (Abb. 24).

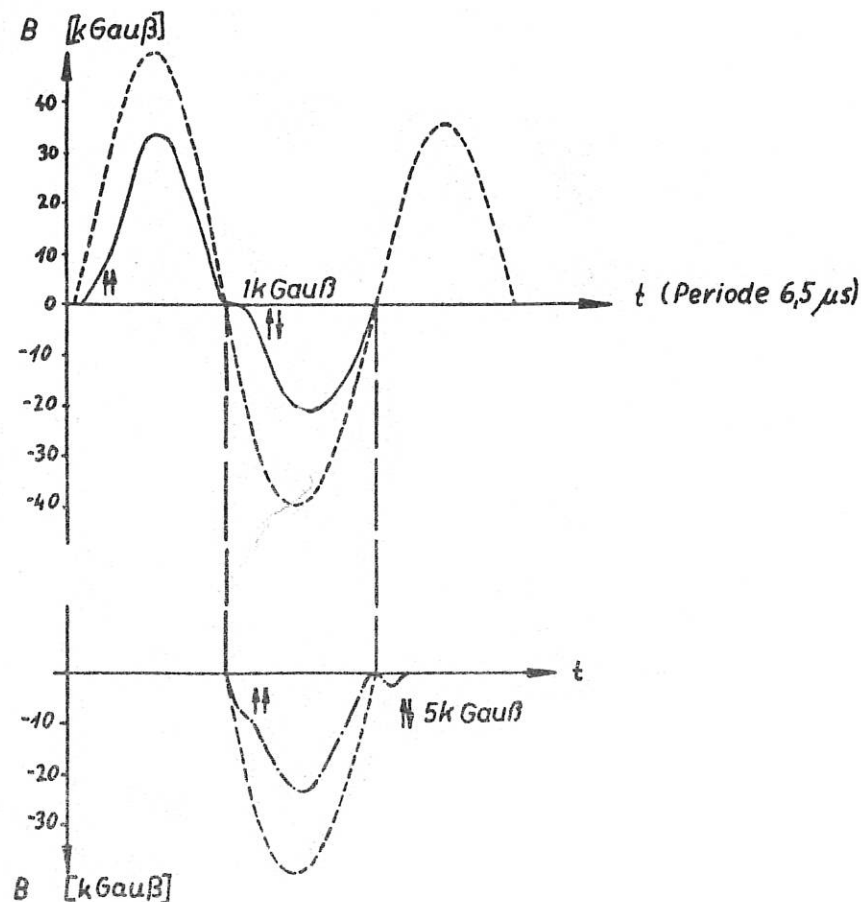


Abb. 24 Magnetfeldmessung am Thetapinch mit Zeeman-Effekt.

--- äußeres Feld, weitere Kurven: Meßwerte

Neben den gemessenen Kurven sind die eingefangenen Felder angegeben.

Bei umgekehrt eingefangenenem Feld von etwa 1 kGauß blieb der Meßwert Null bis zur ersten maximalen Kompression und nahm dann das Vorzeichen des äußeren Feldes an. Bei umgekehrt eingefangenenem Feld von etwa 5 kGauß hatte der Meßwert bis zur ersten maximalen Kompression das gleiche Vorzeichen wie das eingefangene Feld und blieb dann während der ganzen Halbwelle Null; der Schwellwert betrug hier 2 kGauß.

Diese Messungen wurden in Wasserstoff mit 5 % - 10 % Stickstoffzusatz gemacht, es soll versucht werden, den Stickstoffzusatz zu verringern oder ohne Zusatz zu messen.

Zur Interpretation der Meßergebnisse ist noch eine zeitabhängige Profilmessung an der verwendeten Linie nötig, um sicher zu stellen, daß die Zeemanaufspaltungen und Dopplerverschiebungen immer klein gegenüber der Linienbreite waren.

Derartige Linienprofilmessungen wurden begonnen. Zusammen mit diesen sollen mit Hilfe des neuen Verfahrens zur Magnetfeldbestimmung aus dem Zeemaneffekt pauschale Magnetfeldvorgänge - wie etwa der Durchbruch des äußeren Feldes - untersucht werden.

IX.7 Messung der Infrarotstrahlung eines Plasmas (D. Gross)

Um Temperaturmessungen an schnellen Entladungen durchzuführen, kann man die Infrarotemission eines Plasmas knapp oberhalb der Plasmafrequenz verwenden, wo dieses als schwarzer Körper strahlt, wenn es, was bei den hier interessierenden Plasmadichten der Fall ist, optisch dicht ist.

Da für kürzere Wellenlängen die Bremsstrahlung eines Plasmas proportional zum Dichtequadrat läuft, lassen sich durch Beobachtungen senkrecht zur Entladungssachse, jedoch radial zu dieser verschoben, Abschätzungen der zylindrischen Dichteverteilung durchführen.

Zum Nachweis der Infrarotstrahlung wurde ein He-gekühlter und durch ein regelbares Magnetfeld in der Frequenz abstimmbarer In-Sb-Detektor aufgebaut, welcher eine Zeitauflösung von

0,5 - 0.2 usec gestattet.

Ein System aus Lichthohlleitern, 2 Streuspiegeln, einem Kohle- und einem Quarzfilter erlaubt das Abschneiden der kurzwelligen Streustrahlung auf einige Prozente des Meßsignals.

Zur Eichung wird ein für das betreffende Wellenlängengebiet schwarzer Strahler (isothermer Hohlraum aus Glasfasern) resp. eine Hg. Hochdrucklampe verwendet.

Die Versuche bei der Tiefkühlung der Detektorapparatur stehen unmittelbar bevor.

IX.8 Verbesserung spektroskopischer Methoden (F. Chiappetti, (E. Glock)

In Weiterentwicklung der im Jahresbericht 1962 erwähnten Aufgaben wurde nach Maßgabe des Eintreffens der Bauteile die Konstruktion des lichtstarken Drehspiegelspektrographen weitergeführt.

Neu aufgenommen wurde die Herstellung eines einfachen, sehr variablen Monochromators aus vorhandenen Teilen zur Messung von Linienprofilen.

Die Untersuchungen über den theoretischen Zusammenhang zwischen der Gesamtintensität der Linie, der Linienbreite und der Breite des Abtastspaltes wurden numerisch durchgeführt, so daß die mit einem Spalt erreichbare Meßgenauigkeit abhängig von apparativen Parametern tabellarisch vorliegt. Die Erweiterung auf Messung mit mehreren Spalten mittels Ausgleichsrechnung ist geplant.

IX.9 Weiterentwicklung einer gepulsten Neutronenquelle (H.J. Schneider-Muntau)

Der schon im Vorjahr begonnene Versuch, einen stromstarken Hochspannungsimpulsgenerator für sehr kurze Zeiten (300 kV, 2 kA, 10^{-7} sec) als Impulstrafo auszuführen, brachte nicht den gewünschten Erfolg. Der Übertrager war aus ringförmig zusammengebogenen Koaxialkabeln aufgebaut worden, deren Innenleiter als Primärwindung

parallel und deren Außenleiter als Sekundärwindung in Serie geschaltet waren. Trotz dieses Aufbaus waren die aus Hochspannungsgründen nötigen Abstände zwischen Primär- und Sekundärwindungen für den Streugrad zu groß und für eine möglichst geringe Koppelkapazität immer noch zu klein. Daher wurde begonnen, mit Hilfe von Koaxialkabeln einen 10-stufigen Marxschen Stoßgenerator von geringer Induktivität und geringem Innenwiderstand aufzubauen.

IX.10 Entwicklung spezieller elektronischer Methoden

(F. Lindenberger, M. Ulrich, F.P. Küpper)

Im Zusammenhang mit Untersuchungen des Zeeman-Effektes war es nötig, die Empfindlichkeit der verwendeten Multiplier zu steigern. Dazu wurde ein Kathodenfolger mit nachfolgendem Verstärker entwickelt und in drei Exemplaren gebaut. Gegenüber dem üblichen Betrieb des Multipliers mit 120Ω Abschluß ergibt sich nun bei einem Arbeitswiderstand von $1 \text{ K}\Omega$ und einer Bandbreite von 16 MHz ein Gewinn um einen Faktor 40. Durch die Kombination eines Kathodenfolgers mit einem Verstärker erhält man bessere Werte für den Eingangswiderstand und die Eingangskapazität als mit einem Kathodenfolger allein.

Der Wunsch, Vorionisierung, Magnetfeldbatterie und Hauptentladung mit einem Drehspegel zu synchronisieren, führte zur Entwicklung eines Tores. Von einem wählbaren Zeitpunkt an lassen sich damit, unter Verwendung passender Verzögerungen, beliebige Drehspegelimpulse ausblenden. Am Ausgang erscheint dann ein zeitlich genau zugeordneter Impuls von 300 V. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ist die Erzeugung sehr genauer, reproduzierbarer Zeitverzögerungen durch Ableitung aus einem Zeitnormal.

Als Hilfsmittel zum Scharfstellen der Oszillographen wurde ein Pulsgeber entwickelt, der periodisch eine gedämpfte Schwingung mit \cos -Anstieg erzeugt. Die Frequenz ist 2 bzw. 10 MHz bei einer Anstiegszeit von 4 ns. Als Schalter der im Abstand von 0,5 s angestossenen Schwingung dient ein Relais mit Goldkontakten. Die Speisung erfolgt aus dem Calibrator-Ausgang des Oszillographen

mit einer Spannung von 100 V.

Für die Justierung von Sonden wurde ein Impulsgenerator gebaut. Er erzeugt einen 10 A Treppenimpuls mit einer Anstiegszeit von 18 ns an einem Widerstand von 0,1 - 10 Ω . Die Folge beträgt 0,2 - 2 s; daneben ist Handauslösung oder externe Triggerung möglich.

Zum Helltasten einer beim Differentialinterferometer verwendeten Hg-Lampe wurde eine Laufzeitkette mit 10 μ s Laufzeit und 40 Ω Wellenwiderstand gebaut. Die Ladung erfolgt aus einem Triggergerät, welches über eine Funkenstrecke die Laufzeitkette auf die Hg-Lampe schaltet. Damit ergibt sich bei einer Ladespannung von 7,5 KV eine 20-fache Steigerung der Leuchtdichte.

Die Verwendung von Mehrfachsonden oder mehreren gleichzeitig eingesetzten Multipliern zu Plasmauntersuchungen erfordert eine Vielzahl von Oszillographen zur Aufzeichnung der Signale. Dadurch werden oft vier Zweistrahloszillographen und Polaroidkameras für ein Experiment festgelegt. Die obere Grenzfrequenz der aufzuzeichnenden Signale liegt jedoch häufig unter 1 MHz, so daß durch Verwendung von Choppern mit einem Strahl zwei einmalige Signale gleichzeitig aufgezeichnet werden können, sofern die chop-Frequenz bei ca. 10 MHz liegt. Solche Geräte sind jedoch im Handel nicht erhältlich. Wir haben daher versucht, ein solches Gerät zu bauen. Ein Versuchsaufbau ermöglicht bereits die Aufzeichnung von zwei einmaligen Signalen mit einem Strahl, wobei ein 2 MHz-Signal noch gut wiedergegeben wird.

Zu unseren bisherigen Hochspannungsteilern haben wir noch einen weiteren Typ gebaut, der sich speziell für die Messung von sehr steilen Anstiegen eignet. Der Teiler ist im Prinzip ein kapazitiver Teiler, benötigt keine Stromversorgung und ist für den Anschluß von Signalkabeln mit $Z \approx 100 \Omega$ geeignet; Anstiegszeit 1,5 ns [5].

Für einen schnellen Kerrzellenverschluß wurde eine Schaltung entwickelt, die treppenförmigen Lichtdurchlaß ermöglicht. Im Prinzip wird die Kerrzelle statisch aufgeladen und dann plötzlich entladen. Um den Schaltvorgang und die Entladung der Zelle sehr rasch zu ermöglichen, wurde die Schaltung nach Abb. 25

verwendet.

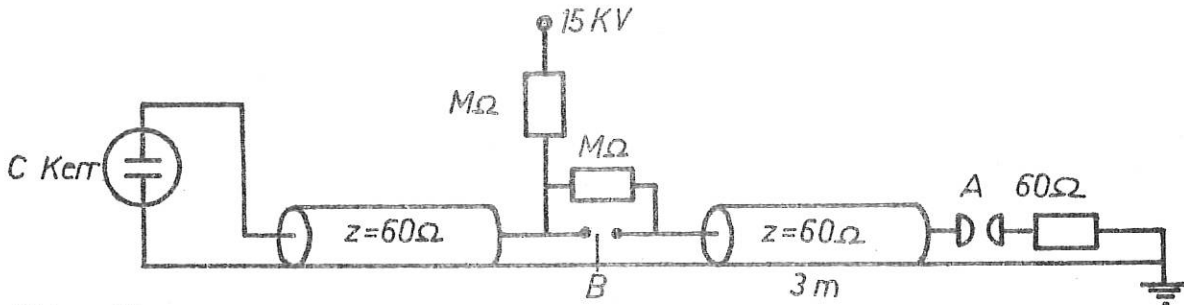


Abb. 25

Da die spaltgetriggerte Funkenstrecke A etwa 30 ns benötigt, bis der Funkenkanal von $R = \infty$ auf $R < 10 \Omega$ abgesunken ist, wird nach einem Kabelstück (Speicher für den Aufbau des Funkenkanals A) eine zweite Funkenstrecke B mit einigen 1/10 mm Abstand verwendet. Der hohe Stoßfaktor an dieser Funkenstrecke führt zu einem sehr raschen Durchbruch (3 ns). Das Kabelstück zur Kerrzelle kann beliebig lang sein (günstige Zuleitungslänge); der Anschluß der Kerrzellenplatten an das Kabel muß L-arm sein. Noch schnellere Spannungsanstiege an der Kerrzelle werden durch Verwendung eines weiteren Kabelstückes mit Funkenstrecke und mit Kabeln niedrigeren Wellenwiderstandes erreicht. Ein entsprechender Versuch lieferte 1,5 ns.

Zur Erzeugung von Dopplerverschiebungen bei Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich mit Hilfe einer Kerrzelle werden zeitliche Änderungen der elektrischen Feldstärke von einigen $10^{14} \frac{V}{cm \cdot s}$ benötigt. Hierfür wurde eine Kerrzelle mit 1 mm Elektrodenabstand für 20 KV Impulse von 1 ns Anstiegszeit und 2 ns Impulsdauer gebaut. Die Spannungsimpulse werden mit Kabelentladungskreisen erzeugt (F.P. Küpper).

Außerdem wurden noch folgende Arbeiten ausgeführt:

Fertigstellung der Sondenwickelmaschine und Erweiterung auf Spulendurchmesser von 0,4, 0,6, 0,8 und 1 mm.

Konstruktion eines Sonden-Schlittens mit Meßteilung und Schnellvorschub.

Konstruktion von neuen Anschlußelementen für 4-fach und 6-fach Sonden.

Konstruktion einer Eichanordnung zur Eichung und Orientierung der Sonden.

Konstruktion eines Lichtteilers, der einen vom Monochromator kommenden Strahl mittels kleiner Spiegel auf 8 Multiplier aufteilt.

X. Laborberichte und Veröffentlichungen

1. Laborberichte

- [1] IPP 1/14 (1963) Untersuchungen über den Einfluss von Neutralgas auf die Dynamik der Theta-Pinch-Entladungen (D. Düchs)
- [2] IPP 1/15 (1963) Die Emissionsverteilung eines quadratischen Laserstabs (B. Kronast, H.J. Kunze)
- [3] IPP 1/18 (1964) Untersuchung einer schnellen koaxialen Blitzlampe als Pumplichtquelle für einen Rubinlaser (W. Sassin)
- [4] IPP 1/11 (1963) Piezoelektrische Drucksonden zur Untersuchung heisser und dichter Plasmen (K. Büchl)
- [5] IPP 1/17 (1963) Hochspannungsmessung in Stosstromanlagen und Impulskreisen (M. Ulrich)
- [6] IPP 1/9 (1963) Eine Magnetfeldspule für den Induktionspinch mit zylindersymmetrischem und elektrischem Feld (W. Köppendörfer)
- [7] IPP 1/10 (1963) Kurzaufnahmen der Interferenzstreifenverteilung über den Querschnitt des Entladungsgefäßes einer Theta-Pinch-Anlage (F.P. Küpper)
- [8] IPP 1/12 (1963) Entwicklung einer Lichtleiteroptik zur Messung von Linienprofilen (F. Chiappetti)
- [9] IPP 1/13 (1963) Untersuchung hydromagnetischer Instabilitäten beim linearen z-Pinch mit einer Framingkamera (E. Hinterberger)
- [10] IPP 1/16 (1964) Spektroskopische Messung der Elektronendichte und Temperatur beim Hohlpinch (H. Hemmerich)

2. Veröffentlichungen

- [11] Elektrische Sonden in schnellen stromstarken Stossentladungen (G. Hofmann) Z.Naturf. 18a, 309 (1963)
Phys. Verhandl. 14, 88 (1963)
- [12] Doppelsondenmessungen mit Hilfe eines Mikrowellenübertragers (H. Hermansdorfer, G. Hofmann) Z.Naturf. (im Druck)
- [13] Soft X-ray emission from a magnetically compressed plasma (H. Herold, G. Decker) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [14] Numerical calculations and comparison with measurements investigating the influence of the neutral gas in θ -pinch discharges (D. Düchs) Physics Let. 5, 2 (1963)
- [15] Radial- and time-resolved measurements of the emission from neutral hydrogen in a θ -pinch (A. Eberhagen, M. Keilhacker) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [16] Time- and space-resolved measurements of electron densities from the continuum emission of a thetapinch (A. Eberhagen, M. Keilhacker) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [17] Harte Röntgenstrahlen am Theta-Pinch (E. Barbian) Phys. Verhandl. 14, 83 (1963)
- [18] Interferometrische Dichtemessungen am Theta-Pinch (F.P. Küpper) Phys. Verhandl. 14, 90 (1963)
- [19] The compression of a plasma in a hard-core pinch experiment by shock-waves (W. Köppendörfer) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [20] Röntgenstrahlen am linearen z-Pinch (J. Sommer) Phys. Verhandl. 14, 83 (1963)
- [21] Three-fluid model for a partially ionized plasma in θ -pinch discharges (D. Düchs) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963

- [22] Experimental results on light scattering by a θ -pinch plasma using a ruby laser (E. Fünfer, B. Kronast, H.J. Kunze) Physics Let. 5, 2 (1963)
- [23] Local determination of plasma parameters in a θ -pinch plasma by light scattering experiments (E. Fünfer, W.H. Kegel, B. Kronast, H.J. Kunze) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [24] Drucksonde für Messungen an stromstarken Gasentladungen (K. Büchl) Phys. Verhandl. 14, 88 (1963)
- [25] Untersuchung der Ionisierung von Wasserstoff hinter zwei aneinander reflektierten Plasmafronten (E. Glock, R. Wunderlich) Phys. Verhandl. 14, 80 (1963)
- [26] Messungen von Magnetfeldern im Plasma mit Hilfe des Zeeman-Effekts (K. Hübner) Phys. Verhandl. 14, 88 (1963)
- [27] Measurement of magnetic fields of a plasma using the Zeeman-effect (K. Hübner) Comptes Rendus VIe Conf. Int. sur les Phen. dans les Gaz, Paris 1963
- [28] Die zeitliche Änderung der radialen Elektronendichteverteilung beim Theta-Pinch (F.P. Küpper) Z. Naturf. 18a, 895 (1963)

Jahresbericht 1963

der

Experimentellen Plasmaphysik 2 (Dr. G. von Gierke)

I Überblick

Im Laufe des Jahres traten in der Gruppe "Wechselwirkungen" die großen Versuche mit Vorbereitungs- und Aufbauarbeiten immer mehr in den Vordergrund. Ein großer Teil der Arbeit bestand in der Entwicklung von geeigneten Plasmaquellen für die Wechselwirkungsversuche. Anhand der Erfahrungen aus der Versuchsanordnung HOKE I ist eine große Hohlkathodenentladung gebaut worden, die im Oktober des Jahres im MPI in Betrieb genommen wurde. Es bestehen gute Aussichten, daß sich aus diesem Bogen ein Plasma entwickeln läßt, das sich für die Untersuchung von Ionenzyklotron-Resonanz-Heizung und Ionenstrahl-Plasma-Wechselwirkung eignet. Als Alternative für das Plasma der Ionenzyklotron-Resonanz-Heizung wurden Untersuchungen an einem weiteren Bogen (Plasmabrenner) durchgeführt, der bei einigen Torr arbeitet, außerdem an einem HF-Plasma (700 kHz) für die Strahl-Plasma-Wechselwirkung.

Der Aufbau des Ionenstrahlbeschleunigers ist so weit fortgeschritten, daß mit der Erprobung des Strahls und der Fokussierung begonnen werden konnte. Durch Anlegen einer HF-Spannung an die Zwischenelektrode des Duoplasmatrons konnte eine Modulation des Ionenstrahls bis zu 3 MHz erreicht werden. Bei den Versuchen, die mit einem Elektronenstrahl in der kleinen Versuchsanordnung für Wechselwirkungen gemacht wurden, stellte es sich heraus, daß eine starke Strahl-Plasma-Wechselwirkung auftritt, die von verschiedenen Strahl- und Plasmaparametern abhängt.

Bei der Ionenzyklotron-Resonanz-Heizung wurden die nötigen Vorbereitungen für den großen Sender (6 MHz; 100 kW Dauer; 1,5 MW Puls) getroffen, der Anfang 1964 geliefert wird.

Die Versuche, die Diffusion des Plasmas im Magnetfeld bei gut definierten Randbedingungen zu messen, blieben - soweit sie an stationären Plasmen durchgeführt wurden - ohne Erfolg, da es nicht möglich war, die elektrischen Felder hinreichend genau zu messen. Die weiteren Versuche mit nichtstationären Plasmen (besonders Decay-Plasma) zeigten ermutigende Ergebnisse und scheinen geeignet, einige Fragen der Plasmadiffusion zu klären, insbesondere den Einfluß der Randbedingungen.

Aus Messungen an der rotierenden Plasmasäule kann noch immer nicht eindeutig auf die Anwesenheit von Alfvén-Wellen geschlossen werden.

Die Untersuchungen mit der Elektronenstrahlsonde werden in Zukunft in der Gruppe "Thermische Plasmen und Sondendiagnostik" weitergeführt. In dieser Gruppe wurden die Arbeiten an der Bogenplasmaquelle I und der neu aufgebauten Quelle II fortgesetzt.

Neben Experimenten mit Gittersonden wurde besonders die Hochfrequenzsonde untersucht. Hierbei konnte - bei Messungen an einem Caesium-Plasma - gezeigt werden, daß die bisher in der Literatur gegebene Erklärung der Resonanzfrequenz als Plasmafrequenz nicht mit den Beobachtungen übereinstimmt, sondern daß als weiter die Resonanzfrequenz bestimmender Parameter die Geometrie der Sonde und die Schicht vor Sonde und Gegenelektrode berücksichtigt werden muß.

Interessante Ergebnisse erbrachten die Messungen an ALMA II, der großen Caesium-Apparatur, an der die Abhängigkeit der Amplitude quasi-elektrostatischer Ionenwellen von der variablen Krümmung des einschließenden Magnetfeldes untersucht wurde. Mit der Krümmung auftretende Verluste konnten noch nicht eindeutig auf die beobachteten Schwingungen zurückgeführt werden, wenn auch eine starke Korrelation zu bestehen scheint.

In der Gruppe "Höchstvakuum" wurden vor allem die dynamischen Massenspektrometer weiterentwickelt.

Die Arbeiten von G. Lisitano sind unter Mikrowellen im Bericht der Experimentellen Abteilung des MPI für Physik und Astrophysik aufgeführt.

Der Personalbestand erhöhte sich etwas gegenüber dem Vorjahr. Als Gäste arbeiteten in der Abteilung: Dr. N. D'Angelo (Princeton), Prof. R. W. Gould (Pasadena) und Dr. S. Miyajima (Nagoya). Beurlaubt waren Dr. F. Schwirzke (San Diego) und Dr. K.H. Wöhler (Monterey).

II Wechselwirkungen

(F. Boeschoten)

II.1 Plasmaquellen

1. HOKE II (K. Weinhardt)

HOKE ist ein magnetisch stabilisierter Niederdruck-Hohlkathodenbogen, der gebaut wurde, um die Möglichkeit zu untersuchen, mit ihm ein geeignetes Plasma für Wechselwirkungsexperimente herzustellen. Der Aufbau - wegen der besseren Stromversorgung im MPI - begann im Februar des Jahres und kam Mitte Oktober zu einem vorläufigen Abschluß.

Zunächst wurden die Plasmaeigenschaften bei kleinen Kathodendurchmessern untersucht, um mit den für die Weiterentwicklung notwendigen diagnostischen Methoden vertraut zu werden. So wurde in Zusammenarbeit mit der Mikrowellengruppe des MPI versucht, die Elektronendichte im Bogenkern zu bestimmen, und zwar sowohl mit einem Hohlraumresonator als auch durch Transmissionsmessungen. Die Auswertung dieser Messungen stößt vorläufig noch auf Schwierigkeiten; zum Beispiel konnten die mit dem Hohlraumresonator gefundenen Resonanzen noch nicht eindeutig identifiziert werden. Auch wurden mit Hilfe elektrischer Sonden Störungen der Transmissionsmessungen durch Schwingungen von Plasmaschichten außerhalb des Bogenkerns festgestellt. Vermutlich sind diese Schwingungen ähnlicher Art, wie die an CABINET gefundenen.

Mit spektroskopischen Messungen wird begonnen, sobald die wassergekühlten Blenden fertig sind, mit denen der Neutralgasdruck herabgesetzt werden soll. Nach den Vorversuchen an HOKE I scheint dies die einzige Möglichkeit zu sein, auswertbare Spektren zu bekommen. Unter Umständen wird sich dies auch auf die Mikrowellenmessungen günstig auswirken.

Außerdem ist geplant, die Anregung von elektromagnetischen Wellen entlang dem Bogen und dem Magnetfeld (Whistler Mode) zu versuchen, um damit über weitere Meßmöglichkeiten zu verfügen.

2. Plasmabrenner (G. Siller)

Als mögliche Plasmaquelle wurde ein schon in den USA benutzter Bogen untersucht. Er besteht aus einer stiftförmigen Kathode, die einer wolfrangepanzerten Anode im Abstand von einigen mm gegenübersteht. Ein Loch in der Anode dient seinerseits als Kathode des Hauptbogens, der zwischen Anodenöffnung und einer weiteren Hilfselektrode brennt. Die Bogenlänge soll etwa 1 m und mehr betragen. In Argon wurden zwischen Kathode und Anode ein Bogen bis zu 420 A gebrannt, wobei die Stromstärke nur durch die Belastbarkeit der Vorschaltwiderstände begrenzt war. Bei Dauerbetrieb mit der maximalen Stromstärke war kein nennenswerter Verschleiß an den Elektroden festzustellen. Schwierigkeiten traten nur mit einem in der Brennkammer befindlichen Keramikmantel auf, der nach jedem Versuch gesprungen war. Durch eine geänderte Konstruktion konnte der Mangel weitgehend beseitigt werden. Bei den Versuchen, den Bogen auch in Wasserstoff zu betreiben, erwies sich das verwendete Anodenmaterial (reines Wolfram) als ungeeignet. Auf Grund der schlechten Wärmeleitfähigkeit schweißt die Anodenöffnung zu. Daraufhin wurden für weitere Versuche Anodenöffnungen aus Wolfram mit 1 % Cu bzw. 1 % Ag bestellt, da bei diesen Legierungen die Wärmeleitfähigkeit um den Faktor 80 höher liegt als bei reinem Wolfram. Der Hauptbogen zwischen der Anode und der Hilfselektrode konnte in der nur behelfsmäßig benutzten Apparatur nicht gezündet werden, da die Vakuumpumpen viel zu klein waren, um bei dem starken Gasanfall einen genügenden Vakuumdruck von etwa 10^{-3} Torr sicherzustellen. Der Gasdruck zwischen Kathode und Anode beträgt einige Torr. Die Anode hat eine Öffnung von 3 mm Durchmesser, ebenso die Hilfselektrode, durch die im Betrieb ebenfalls Gas eingelassen werden soll.

3. Hochfrequenzplasma (G. Siller)

Zur Untersuchung der Wechselwirkung eines gepulsten Protonenstrahls mit einem Plasma sollte ein Wasserstoff-Hochfrequenzplasma von etwa 10^{10} Teilchen pro cm^3 bei 10^{-3} Torr erzeugt werden. Die anfänglichen Versuche mit induktiver Erregung scheiterten. Hierbei war eine Spule um das zylindrische Glasgefäß angebracht worden. Beim Zuschalten eines zur Gefäßachse parallelen Magnetfeldes wurden die Teilchenbahnen aufgewickelt, und die Entladung wurde

wegen der nun mangelhaften Ionisation erheblich schwächer. Deshalb wurden die Versuche auf kapazitive Erregung durch parallel angebrachte, senkrecht zur Rohrachse stehende Kondensatorplatten umgestellt. Hier sind die Magnetlinien parallel zu den elektrischen Feldlinien und der oben erwähnte Effekt kann nicht auftreten. Die Kondensatorplatten liegen dabei im Entladegefäß in einigen cm Abstand. Die anfänglich starke Verunreinigung der Glaswandung durch Zerstäubung der Elektrodenoberfläche wurde durch Formänderung, Panzerung (mit W_0) und Wasserkühlung der Elektroden so weit herabgesetzt, daß die Spektralaufnahmen eine zufriedenstellende Reinheit des Plasmas ergaben. Die bei den Wechselwirkungsversuchen in das Plasma parallel zur Rohrachse eingeschossenen Protonenpakete sind hinsichtlich ihrer Energie monochromatisch (Energiebereich 50 bis 200 keV). Nach dem Durchlaufen des Plasmas soll ihre Energie in einem Gegenfeld gemessen, und aus der Energieänderung sollen Rückschlüsse auf die Wechselwirkung mit dem Plasma gezogen werden. Dies geht jedoch nicht, wenn die Protonen ein zusätzliches elektrisches Wechselfeld durchlaufen. Die Protonen erhalten dann eine Geschwindigkeitsmodulation, und die Austrittsgeschwindigkeit der Teilchen ist abhängig von ihrer Eintrittsphase. Deshalb wurde eine Anordnung aus drei senkrecht zur Rohrachse stehenden Elektroden gewählt. Die beiden äußeren Elektroden sind geerdet, während die mittlere Hochfrequenz führt. Ist die HF-Frequenz nun so niedrig, daß die Durchflugszeit der Protonen durch diese Anordnung klein ist gegen die Periodendauer der Hochfrequenz, so finden die Teilchen beim Durchlaufen zwei gleichgroße, aber entgegengesetzt gerichtete elektrische Felder vor, und die Geschwindigkeitsmodulation wird vermieden. Bei dieser endgültigen Anordnung der Elektroden brannte die Entladung 8 Std. im Dauerbetrieb, ohne daß Störungen auftraten. Die Mikrowellenmessungen zur Dichtebestimmung können erst Anfang 1964 durchgeführt werden, da der hierzu benötigte Hohlraumresonator noch in der Fertigung ist.

II.2 Strahl-Plasma-Wechselwirkung

1. WW I (W. Herrmann)

Zu Anfang des Jahres wurde die Apparatur WW I für einen Elektronenstrahl-Plasma-Versuch umgebaut. Der Versuch hatte das Ziel, das Auftreten von Instabilitäten und die Energieabgabe des Elektronenstrahls zu verfolgen. Der Elektronenstrahl wurde parallel zu einem Magnetfeld in ein neutrales Gas eingeschossen. Die Strahlelektronen ionisieren das Gas und erzeugen so ihr eigenes Plasma, mit dem sie dann eine Wechselwirkung eingehen. Mit Erhöhung des Gasdrucks wird - wenn die Strahlparameter und die Stärke des Magnetfeldes in bestimmten Bereichen gewählt werden - eine starke, plötzlich auftretende Leuchterscheinung beobachtet. Diese wird interpretiert als Folge einer Instabilität, die aus einer Strahl-Plasma-Wechselwirkung herrührt.

Folgende Versuche wurden eingehender durchgeführt:

a) Schwingungen des Elektronenstrahls

Sowohl mit als auch ohne sichtbare Instabilität konnten mit einem Spektralanalysator "Panoramic RF-4a" über eine Antenne oder eine Zylindersonde in der Nähe des Strahls starke Schwingungen festgestellt werden. Ihre Frequenz hing vor allem von der Beschleunigungsspannung und von dem Magnetfeld des als Elektronenkanone benutzten Duoplasmatrons ab. Die Schwingungen verschwanden, wenn das Magnetfeld im Duoplasmatron abgeschaltet wurde. Im Frequenzspektrum, das von 5 bis 250 MHz untersucht wurde, zeigten sich keine Änderungen mit und ohne Instabilität. Diese Schwingungen rühren also nicht von der Strahl-Plasma-Wechselwirkung her und sollen darum hier nicht eingehender behandelt werden.

b) Auftreten von Instabilität als Funktion verschiedener Parameter

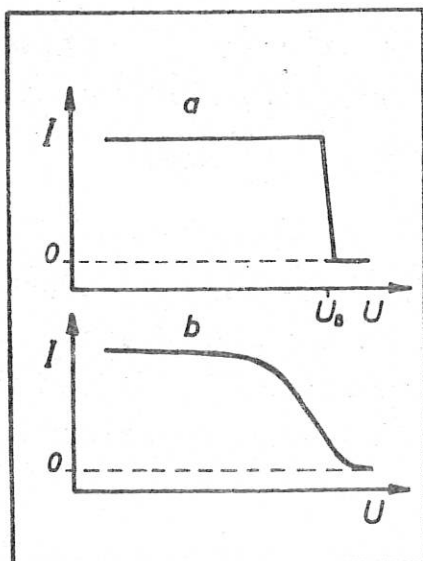
Im Verlauf der Versuche wurde das Duoplasmatron durch eine einfache 3-Elektroden-Kanone ersetzt. Diese neue Kanone erzeugte zwar keine Strahlschwingungen mehr, andere Mängel konnten aber nicht beseitigt werden. So war der Strahldurchmesser weiterhin abhängig von Magnetfeld, Strahlstrom und Absaugspannung. Mißt man die Abhängigkeit des Auftretens der Instabilität von diesen Parametern, so ist es immer noch möglich, daß die Ergebnisse von der Änderung des Strahl-

durchmessers herrühren können. Als Beginn der Instabilität bei wachsendem Druck wurde zunächst das Auftreten einer starken Leuchterscheinung angesehen. Da aber die Erscheinungen bei verschiedenen Magnetfeldern verschieden sind, wurde das Auftreten eines starken Rauschens auf einer Sonde oder die Veränderung der Energieverteilung im Strahl als Zeichen für das Einsetzen einer Instabilität genommen. Mit höherem Strahlstrom tritt die Instabilität bei kleineren Drucken auf; vom Magnetfeld ist sie nicht oder nur unsystematisch abhängig. Mit höherer Spannung steigt der kritische Druck. Ebenso steigt der kritische Druck mit Verkürzen der Wechselwirkungslänge.

c) Sondenmessungen

Mit einer ebenen Sonde, deren Normale parallel zum Magnetfeld lag, wurden Dichte und Temperatur in verschiedenen Abständen vom Strahl mit und ohne Instabilität gemessen. Die Sondenkennlinien deuten zwei Gruppen von Elektronen an: eine energieärmere Hauptgruppe und eine schnellere Nebengruppe. Die Energie der Hauptgruppe liegt am Rand des Strahls mit Instabilität bei 2 eV und sinkt auf 0,5 eV in einem Abstand von 70 mm (etwa der Rand des Gefäßes). Die Energie der langsameren Gruppe scheint bei Instabilität höher zu liegen als ohne Instabilität. Bei der schnellen Gruppe ist es umgekehrt. Die Auswertung der Ergebnisse zeigt aber, daß weitere Messungen nötig sind. Die Dichte am Rand des Strahls liegt bei Instabilität um etwa 1 bis 2 Größenordnungen höher als ohne Instabilität. Die Dichte am Strahlrand als Funktion vom Druck muß genauer untersucht werden.

d) Messung der Energieverteilung



Die Energieverteilung der Strahl-
elektronen mit und ohne Instabilität
zeigt starke Unterschiede. Ohne In-
stabilität ist der Strahl praktisch
monochromatisch. Mit Instabilität
gibt es eine starke Energieverbrei-
terung. Die Energieabgabe macht etwa

Abb. 1: Energieverteilung der Strahl-
elektronen
a) ohne Instabilität
b) mit Instabilität

1/5 der Strahlenergie aus. Es scheint, daß die Energieverteilung nur von dem Auftreten der Instabilität abhängt und nicht von den die Instabilität bedingenden Parametern. Die Überprüfung dieser These wird der Hauptgegenstand der Untersuchungen im Jahre 1964 sein.

e) Messung der Dichte des Strahlplasmas mit einem Hohlraum

In Zusammenarbeit mit G. Lisitano wurde die Dichte im Strahl mit einem Hohlraum gemessen. Bei festen anderen Parametern steigt die Dichte mit dem Druck an. Die Dichteänderung konnte nur bis zum Beginn der Instabilität gemessen werden. Mit Instabilität kann nur gesagt werden, daß die Dichte um mindestens eine Größenordnung höher liegt als ohne Instabilität. Die kritische Dichte liegt immer mindestens 2 bis 3mal über der Strahldichte und erreicht Werte von einigen 10^9 cm^{-3} .

f) Strahldurchmesser

Der Strahldurchmesser ist bei Instabilität nur etwas vergrößert. Daraus folgt, daß der um den Faktor 5 bis 10 vergrößerte Radius der Leuchterscheinung bei Instabilität nicht durch ein Aufweiten des Strahls erklärt werden kann. Der Strahl erscheint als Hohlstrahl. Es kann noch nicht gesagt werden, ob der Strahl wirklich hohl ist oder ob es sich um einen rotierenden Strahl handelt.

g) Energieverteilung der Plasmaelektronen

Das Gegenfeld bietet auch die Möglichkeit, die zum Magnetfeld parallele Energieverteilung der Elektronen aus dem Plasma zu messen. Erste Versuche zeigen, daß keine Maxwellverteilung vorliegt. Es treten Elektronenenergien bis zu einigen 100 eV auf. Die mittlere Energie ist wesentlich niedriger.

Die meisten bisherigen Meßergebnisse sind qualitativ. Im kommenden Jahr soll versucht werden, die Meßmethoden zu verfeinern und dadurch zu quantitativ verwertbaren Ergebnissen zu gelangen.

2. WW II (A. Borer, W. Herrmann)

Den Experimenten an der Apparatur WW II liegt das Ziel zu Grunde, die Wechselwirkung eines hochenergetischen, monochromatischen Ionenstrahls mit einem dichten Plasma zu studieren. Vor allem interessiert dabei die Energieabgabe des Strahls und die Energieaufnahme

des Plasmas. Die zunächst vorgesehenen Versuche: Messung der Energieabgabe eines modulierten oder nichtmodulierten, monochromatischen Ionenstrahls an ein Plasma, bedingen eine Dreiteilung des Versuchsaufbaus: a) Ionenbeschleunigung, b) Plasmakammer, c) Energieanalysator.

a) Ionenbeschleunigung (Aufbau in Zusammenarbeit mit Abt. Technik)
Zu Beginn des Jahres war der Gleichrichter installiert. Das Vakuumsystem für den Beschleuniger war fast vollständig. Die Hochspannungskabine war geliefert, aufgebaut und die Erdabschirmung so gut wie fertiggestellt. So konnte auch zu Jahresanfang mit dem Einbau der Duoplasmatronversorgung in die Hochspannungskabine begonnen werden. Wegen der Größe der Anlage - und um eine klarere Übersicht zu erhalten - wurde eine Fernsteuerung für die Quellenversorgung vorgesehen. Diese Fernsteuerung erfolgt von einem Steuerpult aus über Wählscheiben, die über Isolierstangen (Plexiglas) in der Hochspannungskabine angesteuert werden können. Das Ablesen der Instrumente übernehmen zwei Fernsehkameras. In der Hochspannungskabine befinden sich die elektrische Versorgung für die Ionenquelle, ein eigener Kühlwasserkreislauf mit Luftkühlung und die Gasversorgung für das Duoplasmatron.

Die Versorgung der gesamten Vakuumanlage (etwa 6 Öldiffusionspumpen mit einer Gesamtpumpleistung von ca. 12 000 ℓ /sec) wurde einheitlich halbautomatisch ausgeführt.

Etwa Mitte des Jahres war die Vakuumkammer mit Magnetlinse, Blenden und Auffänger fertig aufgebaut. Linse, Blenden und Auffänger werden mit entsalztem Wasser von 16 Atü gekühlt. Der Wasserverbrauch beträgt dabei mehr als 10 000 ℓ /h. Der Eisenschluß der Magnetlinse ist sehr gut. Die maximale Längsfeldstärke auf der Achse beträgt 15 kGauss bei 1000 A, das ist etwas mehr, als nach den Rechnungen erwartet wurde. Die Halbwertsbreite liegt, statt bei 15 cm, bei 18 cm und ist somit größer als anfangs geplant. Eine Vergrößerung der Halbwertsbreite wirkt sich günstig auf die Brennweite und die sphärische Aberration der Linse aus. Am Ende des Jahres war die Anlage so weit fertiggestellt, daß die ersten Versuche mit Hochspannung gefahren werden konnten.

Die ersten Ergebnisse der Versuche zeigen, daß die Fokussierung des Strahls in der Magnetlinse überraschend gut ist. Schon jetzt

scheint festzustehen, daß die verwendete magnetische Fokussierung der einer elektrostatischen Einzellinse [1, 9] überlegen ist.

Als zweites Ergebnis zeigt es sich, daß das Absaugsystem nur Felder verträgt, die wenig größer als 100 kV/cm sind. Allerdings war die Saugelektrode bei den ersten Versuchen weder poliert noch ausgeheizt. Späteres Polieren der V2A-Elektrode und kurzzeitiges Ausheizen der Oberfläche in einer Glimmentladung brachten kaum einen Erfolg. Das Saugelektrodensystem wird jetzt so umgebaut, daß es bis 300°C in eingebautem Zustand ausgeheizt werden kann.

b) Plasmakammer

Die Arbeit am zweiten Teil der Apparatur machte durch die Zusammenarbeit mit G. Siller (siehe Bericht über das HF-Plasma) gute Fortschritte. Nach Vorversuchen wurde ein HF-Plasma mit kapazitiver Ankoppelung gewählt. Der Aufbau der Plasmakammer ist weitgehend fortgeschritten. Der Spulensatz ist auf einem Gestell so aufgebaut, daß er nach allen Richtungen justiert werden kann. Das eigentliche Plasmagefäß besteht aus Glasteilen, zwischen die in geeigneter Entfernung zwei HF-Plasmaquellen eingebaut sind. Zwischen den Plasmaquellen und an den Enden soll gepumpt werden.

c) Analysator

Zur Energieanalyse des Strahls wurde als dritter Teil der Apparatur ein elektrostatischer Analysator mit Gegenfeldlinse entworfen, ähnlich dem in einem internen Institutsbericht beschriebenen ("Gegenfeldapparatur zur Messung von Elektronenenergien an einer linearen Pinch-Entladung mit longitudinalem Stabilisierungsfeld", A. Borer, März 1963). An die Gegenfeldlinse wird die Strahlbeschleunigungsspannung mit überlagerter, veränderlicher Spannung gelegt. Dazu wurde eine Hochspannungsvakuumdurchführung gebaut, die bis zu 160 kV, der vorläufig höchsten angelegten Prüfspannung, überschlagsfrei ist.

3. Modulierter Ionenstrahl (A. Borer)

Es sind Experimente geplant, bei denen die Wechselwirkung zwischen Plasma und dichtemoduliertem Ionenstrahl untersucht werden soll. Die Modulierung des Strahls nach erfolgter Strahlbeschleunigung bringt eine zu große Energieverbreiterung. Es wurden daher Versuche gemacht, aus der Duoplasmatron-Ionenquelle hochfrequente

Wechselströme zu erhalten. Durch Steuerung der Ionenemission über das Potential der Zwischenelektrode konnten modulierte Ionenströme von einigen mA Amplitude bei Frequenzen von einigen MHz erzeugt werden. Die ersten Ergebnisse sind in einem internen Institutsbericht beschrieben ("Modulation der Ionenemission eines Duoplasmatrons durch Modulation des Zwischenelektrodenpotentials", Dez. 1963).

II.3 Ionenzyklotron-Heizung (G. Siller)

Der große Sender, 6 MHz, 100 kW Dauer, 1,5 MW Puls, soll Anfang 1964 geliefert werden. Vorversuche über Ankoppelung und Heizspulen wurden in Zusammenarbeit mit G. Roos, Technik (s. dort) gemacht.

II.4 Diffusion und Schwingungen

Diffusionsmessungen

Für die Diffusion der Ionen bzw. Elektronen läßt sich aus den Grundgleichungen unter vertretbaren Vereinfachungen herleiten:

$$(1a) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = D_{i\parallel} \nabla_{\parallel}^2 n_i + D_{i\perp} \nabla_{\perp}^2 n_i - \mu_{i\parallel} \nabla_{\parallel} n_i E_{\parallel} - \mu_{i\perp} \nabla_{\perp} n_i E_{\perp} + \beta_i n_i - \alpha n_i^2$$

$$(1b) \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = D_{e\parallel} \nabla_{\parallel}^2 n_e + D_{e\perp} \nabla_{\perp}^2 n_e + \mu_{e\parallel} \nabla_{\parallel} n_e E_{\parallel} + \mu_{e\perp} \nabla_{\perp} n_e E_{\perp} + \beta_e n_e - \alpha n_e^2$$

(n = Dichte, E = elektrisches Feld, D = Diffusionskonstante, μ = Beweglichkeit, β = Ionisationskoeffizient, α = Volumen-Rekombination; die Indices \parallel , \perp kennzeichnen die Richtung zum Magnetfeld, die Indices i, e die Teilchen: Ionen, Elektronen.)

Die Gleichungen (1a), (1b) sind durch das elektrische Feld miteinander gekoppelt. Eine Beschreibung der gemeinsamen Diffusion von Elektronen und Ionen erfordert, daß (1a,b) zu einer Gleichung zusammengefaßt werden, aus der die Diffusion berechnet werden kann.

Durch bestimmte Annahmen über das elektrische Feld führte GOLANT (Sov. Phys. Uspekhi 79, Nos. 3-4, 1963) diese Zusammenfassung

von (1a,b) für dielektrische Randbedingungen durch und gelangte zu der einfachen Gleichung:

$$(2) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D_{a\parallel} \nabla_{\parallel}^2 n + D_{a\perp} \nabla_{\perp}^2 n \quad ,$$

wobei $D_{a\parallel}$ und $D_{a\perp}$ die ambipolaren Diffusionskoeffizienten sind und nach dem gleichen Schema berechnet werden wie ohne Magnetfeld.

Mathematisch die gleiche Form (2), nur mit anderem D_{\perp} , findet SIMON für den Fall des "short circuiting".

1. Diffusionsmessungen an CABINET I (F. Boeschoten,
K. Geißler, G. Siller)

In der Apparatur CABINET I wurde nun der Versuch unternommen, die ganzen Ortsfunktionen $n(r,z)$ und $\psi(r,z)$ auszumessen, d.h. wie sie sich bei verschiedenen zylindersymmetrischen Randbedingungen einstellen. Durch Differentiation dieser Funktionen kann man so die Gleichungen (1a), (1b) an verschiedenen Stellen (r,z) bilden und sich eine genügende Anzahl Gleichungen zur Berechnung der Koeffizienten $D_{e\perp}$, $D_{i\perp}$, beschaffen. [10]

Dieses Programm scheiterte leider daran, daß sich das elektrische Feld nicht hinreichend genau messen ließ (ein Laborbericht über diese Messungen ist in Vorbereitung).

2. Diffusionsmessungen an CABINET III (K. Geißler)

Gleichzeitig wurde an CABINET III ein Programm verfolgt, das wie die bekannten Decay-Messungen von Gl. (2) ausgeht. Die bisherigen Versuche zeigen jedoch, daß sich der Zerfall des Plasmas im Magnetfeld höchstens in sehr speziellen Fällen nach dieser Gleichung richtet. Der Versuch wurde so vorbereitet, daß der Plasmazerfall bei verschiedensten Randbedingungen beobachtet werden kann. Es ist dabei zu hoffen, daß u.a. eine Aussage über die Gültigkeit von Gl. (2) gemacht werden kann.

Ebenso von Gl. (2) geht eine dritte, seit Mitte 1962 verfolgte Methode aus, die mittlerweile auch von GOLUBEV (J. Exptl. Theoret. Phys. 43, 1985, Dez. 1962, in engl. Übersetzung Juni 1963) weitergeführt wurde: Die Dichte wird sinusförmig ($n = n_0 \sin \omega t$) an einer Stelle innerhalb des Plasmavolumens moduliert. Dabei wird eine

Diffusionswelle erzeugt, die im Fall der eindimensionalen Ausbreitung die Form

$$n(x,t) = n_0 \cdot e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2D}} x} \cos(\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2D}} x)$$

hat (d.h. der Diffusionskoeffizient D wäre sowohl aus der Phase als auch aus der Dämpfung zu entnehmen). Bei der Ausführung derartiger Messungen ergaben sich Schwierigkeiten, die ebenfalls die Brauchbarkeit von Gl. (2) einengen.

3. Schwingungen an CABINET I (G. Siller)

Mitte des Jahres wurden die Messungen an der rotierenden Plasmasäule wieder aufgenommen, nachdem diese Arbeit zugunsten von Diffusionsmessungen zurückgestellt worden war. Es wurden zunächst allgemein die optimalen Betriebsbedingungen ermittelt, unter denen die besten Schwingungen auftraten. Dann wurde die Abhängigkeit der Frequenz vom äußeren, dem Plasmafaden parallelen Magnetfeld aufgenommen. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Der rotierende Plasmafaden ist von elektrischen und magnetischen Wechselfeldern in azimuthaler, axialer und radialer Richtung begleitet, die dieselbe Frequenz wie der rotierende Faden haben. Diese sechs Feldkomponenten wurden eingehend untersucht. Zunächst wurden ihr absoluter Betrag und die radiale Abhängigkeit ermittelt. Die elektrischen Wechselfelder nahe der Fadenoberfläche liegen bei 10^{-1} V/cm, die magnetischen bei 10^{-2} bis 10^{-3} A/cm. Nur H_z ist wesentlich kleiner. Die Magnetfeldkomponenten fallen in radialer Richtung ab, während die elektrischen Feldkomponenten ein Maximum erst in einem Abstand vom Plasma haben. Weiter wurde die Phasenverschiebung zwischen den sechs Feldkomponenten gemessen, und zwar für ein und denselben Abstand vom rotierenden Faden. Bei einer zweiten Art der Phasenmessung wurde von einer feststehenden Sonde ein Vergleichssignal abgenommen und die relative Phasenverschiebung der Schwingungen an einer anderen Sonde ermittelt, wenn diese radial von innen nach außen bewegt wurde. Dabei zeigt sich, daß die Phasenlage der bewegten Magnetfeldsonde relativ zur festen Sonde konstant bleibt. Zieht man dagegen eine Sonde für das elektrische Feld radial nach außen, so ändert sich deren Phase stark gegenüber der

feststehenden Sonde. Für eine radiale Verschiebung von etwa 2 cm erhält man 90° Phasenverschiebung. Bei der dritten Art der Phasemessung wurde die absolute Differenz der Phasen zwischen zwei gleichen Sonden gemessen, die räumlich in einer Ebene senkrecht zum Strahl um 90° bzw. 180° zueinander orientiert sind. Man findet, daß der räumliche Winkel zwischen den Sonden gleich ist dem Winkel ωt der zeitlichen Phasenverschiebung der Schwingungen an beiden Sonden. Dies stimmt mit dem Bild des rotierenden Plasmafadens überein. Der Rotationssinn des Fadens ist gegeben durch $\mathcal{E} \times \mathcal{H}$, wobei \mathcal{E} die radial nach innen auf den Faden zu gerichtete Gleichfeldstärke und \mathcal{H} das zum Faden parallele äußere Magnetfeld ist. Schwierigkeiten ergeben sich hierbei allerdings bei der Messung der elektrischen Wechselfeldstärke. Bei einem bestimmten Schwingungszustand ergeben zwei räumlich um 180° gegeneinander orientierte Sonden eine Phasendifferenz von 0° , obwohl die Langmuir- und Magnetfeldsonden weiterhin 180° Phasendifferenz zeigen. Diese Tatsache in Verbindung mit der Erscheinung, daß das elektrische Wechselfeld sein Maximum erst in einem gewissen Abstand vom Faden erreicht und daß die Phasenlage einer radial nach außen bewegten elektrischen Sonde sich gegenüber einem festen Signal im Gegensatz zur Magnetsonde stark ändert, lassen den Verdacht aufkommen, daß die Messungen der elektrischen Wechselfelder nicht reell sind.

Da die ganzen Erscheinungen auf das Auftreten von Alfvén-Wellen hindeuten, laufen die gegenwärtigen Versuche dahin, von außen Alfvén-Wellen im Plasma anzuregen und deren Geschwindigkeit zu messen. Diese kann man dann mit der aus der Fadenfrequenz und Fadenlänge errechneten Geschwindigkeit vergleichen, da es nicht möglich ist, den Modus zu bestimmen, mit der die Plasmasäule schwingt. Als Gast arbeitet R.W. Gould (Pasadena) an einer theoretischen Erklärung der beobachteten Erscheinungen.

II.5 Tieftemperatur (K. Geißler)

Länger als ein Jahr nach dem ursprünglich versprochenen Termin wurde im Juli des Jahres die Montage des Helium-Verflüssigers von der Firma LINDE beendet. Die endgültige Inbetriebnahme verzögerte

sich noch weiter, so daß erst Mitte September mit den ersten Probeläufen begonnen werden konnte. Als Verflüssiger ist die Anlage bisher hinreichend erprobt, während die für uns wichtigeren Refrigeratorversuche noch in Vorbereitung sind. Es ergab sich so, daß während des Jahres immer noch nicht mit tiefen Temperaturen experimentiert werden konnte. Zu Anfang des Jahres 1964 soll die Anlage mit einer verbesserten Expansionsmaschine ausgerüstet werden.

III Thermische Plasmen und Sondendiagnostik

(G. Müller)

III.1 Bogenplasmaquellen

1. Bogenplasmaquelle I (G. Müller)

In Fortführung der in früheren Berichten beschriebenen Untersuchungen wurde versucht, das Plasma vor einer positiv vorgespannten Sonde im Magnetfeld mit einer kleineren Sonde genauer zu untersuchen. Es zeigte sich jedoch, daß es sowohl innerhalb des Dunkelraums als auch im vorgelagerten, helleuchtenden Plasmakern kaum möglich ist, Sondencharakteristika aufzunehmen, weil die Sonden abschmolzen. Es lag daher nahe anzunehmen, daß Dichte und Plasmatemperatur mit dem Stromdurchgang zur Sonde stark anwachsen. Elektrische Sondenmessungen in der Nähe der Hauptsonde bestätigten das rasche Ansteigen von Elektronentemperatur und Plasmadichte schon bei kleinen Strömen zur positiv vorgespannten Sonde im Magnetfeld. Diese Erfahrung wurde inzwischen zur Steigerung der Plasmadichte in der Bogenplasmaquelle II angewendet.

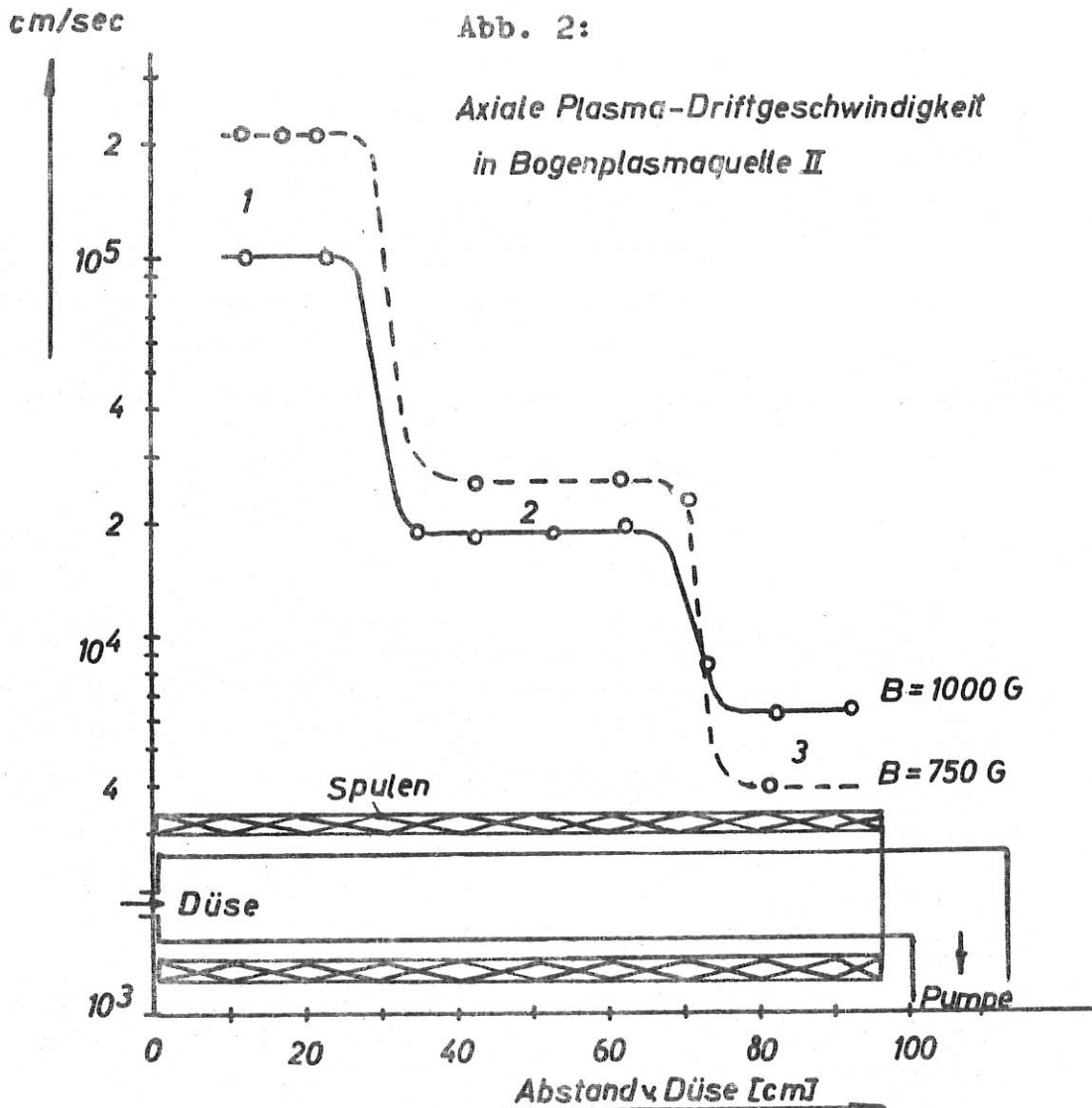
2. Bogenplasmaquelle II (G. Müller, A. van Oordt)

Die im Bericht 1962 beschriebene Apparatur wurde im Herbst des Jahres mit Argon und Helium in Betrieb genommen. Das Diaphragma zwischen Abpumpraum und Plasmaraum wurde für Wasserkühlung umgebaut, so daß es möglich ist, den Plasmastrahl durch Anlegen einer

Spannung zwischen Bogendüse und Diaphragma zusätzlich aufzuheizen und weiter zu ionisieren. Dadurch konnte sowohl die Plasmadichte als auch die Elektronentemperatur des Plasmastrahls im Plasmaraum erhöht werden. Ohne Zusatzstrom dürfte das Plasma nahezu isotherm sein; entsprechende spektroskopische, Mikrowellen- und Sondenmessungen sind vorbereitet. Mit Überlagerung einer Entladung kann die Isothermie des Plasmas gestört und ganz aufgehoben werden.

Erste Untersuchungen dienten dazu, die wichtigsten Plasmaeigenschaften kennenzulernen. Im wesentlichen wurden zuerst elektrische Sondenmessungen zur Bestimmung von Dichte und Elektronentemperatur durchgeführt; die Dichte lag bei ca. 10^{11} bis 10^{12} Elektronen pro cm^3 , die Temperatur bei ca. 5000°K . Sondenmessungen mit radial bewegten Sonden lieferten exponentiellen Dichteabfall zur Wand der Plasmaröhre.

Für die beabsichtigten Messungen der Plasmadiffusion quer zum Magnetfeld wurde die axiale Plasmadriftgeschwindigkeit entlang dem zylindrischen Plasmaraum bei verschiedenen Längsmagnetfeldern gemessen. Dazu wurde der Bogenstrom in der Plasmaquelle kurzzeitig geändert und die zeitliche Ausbreitung der vom Puls ausgelösten Dichteänderung im Plasma mit einer längs verschiebbaren elektrischen Sonde bestimmt. Aus den so gemessenen Verzögerungszeiten zwischen Änderung der Plasmadichte am jeweiligen Ort der Sonde und dem Zeitpunkt des Pulses sind die Driftgeschwindigkeiten berechnet worden. Wie man aus Abb. 2 ersieht, wurden drei Gebiete mit jeweils verschiedenen Geschwindigkeiten gefunden, wobei in jedem dieser Gebiete die Geschwindigkeit konstant blieb und sich am jeweiligen Gebietsrand sprunghaft änderte. Im Übergangsbereich I nach II wurden niederfrequente Schwingungen von 1 bis 8 kHz beobachtet, die sich durch die Gebiete II und III fortsetzten. Außerdem ist zwischen Gebiet I und II ein deutlicher Farbunterschied des Plasmaleuchtens zu erkennen. Es scheint, daß im Übergangsbereich I nach II ein Stoß auftritt, wobei ein Übergang von Überschall nach Unterschall erfolgt. Genauere Untersuchungen sind noch im Gange.



3. Spektroskopie (A. van Oordt)

Nachdem aus dem Jahre 1962 von H. Wulff einige spektroskopische Messungen am Bogenplasma I vorlagen, wurde in diesem Jahr die Basis für den Aufbau einer eigenen spektroskopischen Meßanlage geschaffen. Zu diesem Zweck wurde ein 2m-Spektrograph aus Jena bestellt, der Ende des Jahres eingetroffen ist, während ein neu entwickelter Monochromator, ebenfalls aus Jena, zur Zeit geprüft

wird. Die ganze Apparatur wird zur photoelektrischen Messung und Aufzeichnung durch Schreiber oder Oszillographen eingerichtet. Die wichtigsten elektronischen Hilfsgeräte hierzu wurden bereits gebaut. Da aber bisher noch kein Raum für spektroskopische Arbeit zur Verfügung stand, konnte die Anlage noch nicht justiert und durchgeprüft werden.

Für die Zukunft ist beabsichtigt, neben Vergleichsmessungen zwischen elektrischen Sonden und Spektroskopie an Bogenplasma I und II, auch Untersuchungen an anderen Entladungen durchzuführen, z.B. über die Rekombinationsstrahlung in CABINET III. Darüber hinaus ist gemeinsam mit der Gruppe Wendelstein im MPI ein Experiment in Vorbereitung, das auf den Vergleich spektroskopischer mit Sondenmessungen im Magnetfeld in einem Barium-Plasma abzielt.

III.2 Alkaliplasmen

1. Studien zur Kontaktionisation an ALMA I (E. Guilino)

Zu Anfang des Jahres wurde die Auswertung einer umfangreichen Meßreihe vom Herbst 1962 über das Verhalten des Caesium-Plasmas bei verschiedenen Emissionsbedingungen (Emittertemperatur, Cs⁰-Fluß) und Magnetfeldern (bis 250 Gauss) abgeschlossen [3], [13].

Eine Übersicht über Experimente mit Alkali-Plasmen wurde von N. D'Angelo zusammengestellt [4, 14].

ALMA I wurde weiter als Testplasma für Sondenuntersuchungen (s. dort) verwendet.

2. Technische Verbesserungen an ALMA II (E. Guilino)

ALMA II erzeugt - ähnlich wie ALMA I - durch Kontaktionisation eines Alkalidampfstrahls an einer heißen ($\sim 2400^{\circ}\text{K}$) Tantalplatte ("Emitter") ein thermisches Alkaliplasma. Als zu ionisierendes Material dient vorwiegend Cs, jedoch läßt die Apparatur auch die Verwendung von K und Rb, nach einigen Umbauten auch von Ba zu. Das Plasma wird durch ein axiales, homogenes Magnetfeld zusammengehalten, dessen Stärke durch die in der Baracke B3 verfügbare elektrische Leistung auf 3,5 kGauss beschränkt ist.

ALMA II ähnelt in Prinzip und Größe den in Princeton/USA laufenden Maschinen Q1 und Q3.

Die anfänglichen Vakuumschwierigkeiten waren größtenteils bereits Ende 1962 behoben worden. Die durch Verunreinigung des Rezipienten mit Cs und seinen Reaktionsprodukten bedingten, langen Auspumpzeiten sollen durch eine Hilfspumpe (VARIAN-IZ 200 ℓ /sec) um den Faktor 3 verkürzt werden.

Die Elektronenbeschubheizung der Emitter wurde durch folgende Maßnahmen verbessert:

- Umkonstruktion der Kathoden,
- Betrieb mit einem leistungsstabilisierten Netzgerät von 100 bis 5000 W (K. Maischberger, A. Steinhausen, Technik),
- Verwendung von Emitterträgern mit austauschbaren Köpfen (Emitterplatten).

Die Versuche zur kontinuierlichen Messung der Emittertemperatur mit W-W/Rh-Thermoelementen wurden aufgegeben, weil das Element die Temperaturverteilung auf der Platte stark störte. Kontinuierliche optische Temperaturmessung ist geplant.

Eine Verbesserung des Ölkreislaufsystems und eine separate Heizung der Atomstrahlkollimatoren erlauben eine bequemere und exaktere Regulierung des Ionenflusses in das Plasma.

Zur Erweiterung der diagnostischen Möglichkeiten dient ein neuer, motorisierter Sondentransport, der zweidimensionale Verschiebungen ermöglicht. Hierfür wurde ein neuer Sondentyp entwickelt, der durch verschiedene, aufschraubbare Köpfe allen Meßaufgaben angepaßt werden kann.

Die im folgenden beschriebenen Experimente verlangten eine stetig veränderliche Krümmung des Magnetfeldes, wobei immer eine Emitterplatte auf die gegenüberliegende abgebildet werden mußte. Eine solche Feldkonfiguration läßt sich durch Überlagerung eines zum axialen Hauptfeld senkrecht stehenden, variablen Querfeldes der Form

$$B_t = B_{t0} \cdot \ell$$

erreichen, wobei ℓ die Entfernung von der Mittelebene der Plasma-säule ist. Der Krümmungsradius R der annähernd kreisförmigen Feldlinien ist dann durch B_t/B_0 gegeben, wobei B_0 die Stärke des Hauptfeldes ist.

Das Querfeld B_t wird erzeugt durch zwei Paare von beiderseits der Apparatur angeordneten Spulen Sp 440; die Achse jedes Spulenpaares liegt in der Ebene der zugehörigen Emitterplatte.

Dieser Aufbau wurde in Zusammenarbeit mit der Gruppe Wendelstein (MPI) durchgeführt.

Um den Grenzwert des erreichbaren Krümmungsradius R , bei dem die Plasmasäule eben die Wand berührt, noch weiter verringern zu können, erwies es sich als nötig, durch Entfernen eines der drei Rohrstücke des Plasmagefäßes die Länge der Plasmasäule von 160 cm auf 80 cm zu verringern. In diesem Falle liegt die untere Grenze des Krümmungsradius der Säule bei $R = 1,2$ m.

Für den Aufbau eines größeren Magnetfeldes bis 13 kGauss (nach dem Umzug in das Gebäude L3) wurde ein neuer Spulentyp von B. Oswald (Technik) projektiert und in Auftrag gegeben. Größere konstruktive Änderungen an der Maschine, die bei dieser Gelegenheit verwirklicht werden sollen, sind in Vorbereitung.

3. Experimente an ALMA II (E. Guillino)

Neben einigen kleineren, nicht abgeschlossenen Versuchen über das Verhalten des Plasmas unter dem Einfluß radialer und axialer elektrischer Felder lag das Schwergewicht der Arbeit auf Experimenten über die Auswirkungen einer gekrümmten Magnetfeldgeometrie. Diese Arbeiten schlossen sich an die Untersuchungen über Cs-Plasmen in Stellaratorgeometrie an und wurden daher zusammen mit N. D'Angelo (Princeton) und der Gruppe Wendelstein (MPI) durchgeführt.

a) Anregung von Ionenschwingungen

In Princeton war von N. D'Angelo gefunden worden, daß eine Ionenschicht am Emitter bei geradem axialem Magnetfeld für die Anregung von quasi-elektrostatischen Schwingungen der Ionen verantwortlich sein kann. Die Schwingungen pflanzen sich in Richtung V_{ion} fort; ihre Frequenz liegt im Bereich 5 bis 30 kHz. Auf Grund der Vermutung, Schwingungen dieser Art könnten für den "pump-out"-Effekt im Stellarator verantwortlich sein, interessierte vor allem die Frage, ob sie bei Abwesenheit einer Ionenschicht allein durch eine Krümmung des B-Feldes angeregt werden können [5]. Tatsächlich traten bereits bei $R \sim 50$ m niederfrequente Schwingungen auf, die dasselbe Verhalten zeigten, wie die durch eine Ionenschicht angeregten [15].

b) Plasmaverluste im gekrümmten B-Feld

Es erhoben sich folgende Fragen:

- Bewirkt die Krümmung des Feldes einen zusätzlichen Plasmaverlust?
- Läßt sich eine Korrelation zur Schwingungsamplitude nachweisen?

Zur ersten Frage wurde die maximale Dichte einmal ohne Querfeld (n_0), sodann mit verschieden hohem Querfeld B_t gemessen (n_R). Der Krümmungsradius R ergab sich dabei experimentell aus der Auslenkung der Plasmasäule aus der Achse.

Bei einer Anzahl von Messungen begrenzten zwei heiße Emitter die Plasmasäule ("double-ended operation"); in einem anderen Fall stand dem heißen Emitter eine kalte, auf Floating-Potential liegende Platte gegenüber ("single-ended operation").

Die Ergebnisse der Messung von n_R/n_0 als Funktion von R für verschiedene Ausgangsdichten n_0 zeigt Fig. 1 der Abb. 3. Die beiden Kurven A und B beziehen sich auf eine Länge der Plasmasäule von 160 cm bzw. 80 cm. Während die Daten von Fig. 1 "double-ended" gewonnen sind, gibt Fig. 2 der gleichen Abbildung die Dichteabnahme im "single-ended"-Betrieb wieder.

Es ist ersichtlich, daß die Dichte mit wachsender Krümmung umso stärker abnimmt, je länger die Plasmasäule ist (je weiter die Endplatten entfernt sind) und je größer die Dichte n_0 ist. Die Endplatten scheinen also stabilisierend zu wirken. Diese Vermutung wird gestützt durch die Tatsache, daß bei konstantem n_0 eine erhöhte Emittertemperatur sich in geringerer Dichteabnahme äußert und die "double-ended operation" größere Werte von n_R/n_0 ergibt.

Bei konstantem B_0 und wachsender Krümmung verbreitert sich das Profil der Plasmasäule, während, zumindest in zur Krümmungsebene senkrechter Richtung, keinerlei klare Verschiebung des Profils auftrat. Dies spricht für einen radialsymmetrischen Verlustmechanismus, also für "Diffusion".

Trotzdem kann die BChM-Diffusion den Effekt nicht erklären, einerseits, weil die beobachteten Diffusionskonstanten zu klein sind, andererseits, weil die auftretenden Schwingungen in den meisten Fällen in Phase waren, während BOHM-Diffusion unkorrelierte Schwingungen voraussetzt.

Indessen läßt sich der Effekt bis zu einem gewissen Grade verstehen durch den Mechanismus der Resonanzverluste ("second order diffusion"), der von CHEN und MCTLEY vorgeschlagen wurde. Die um die Plasmasäule umlaufende elektrostatische Welle baut dabei ein periodisches azimutales E-Feld ($E_1 = \text{grad } \phi_1$) auf, das auf dem axialen B-Feld senkrecht steht und daher eine alternierende radiale Driftgeschwindigkeit $v_1 = 10^8(E_1/B)$ erzeugt. Der resultierende radiale Teilchenfluß $\langle n_1 v_1 \rangle$ (Index 1 bedeutet Störungs-glied 1. Ordnung) kann, über eine Periode gemittelt, von Null verschieden sein, wenn die Phasendifferenz zwischen n_1 und v_1 günstig ist, also für $n_1 > 0$ bei zentrifugal gerichtetem v_1 . Durch gleichzeitige Messung von n_1 und ϕ_1 konnte am Rand des Plasmas gezeigt werden, daß $\langle n_1 v_1 \rangle$ einen radialen Verlust erzeugt. Der Einfluß anderer Glieder zweiter Ordnung ($n_0 v_2$) ist jedoch im Augenblick noch nicht klar.

Berechnet man nach diesem Mechanismus n_R/n_0 als Funktion der Schwingungsamplitude $A = n_1/n$, so ergibt sich eine Kurve der Art, wie sie Fig. 3 der Abb. 3 als Ergebnis der Messungen zeigt.

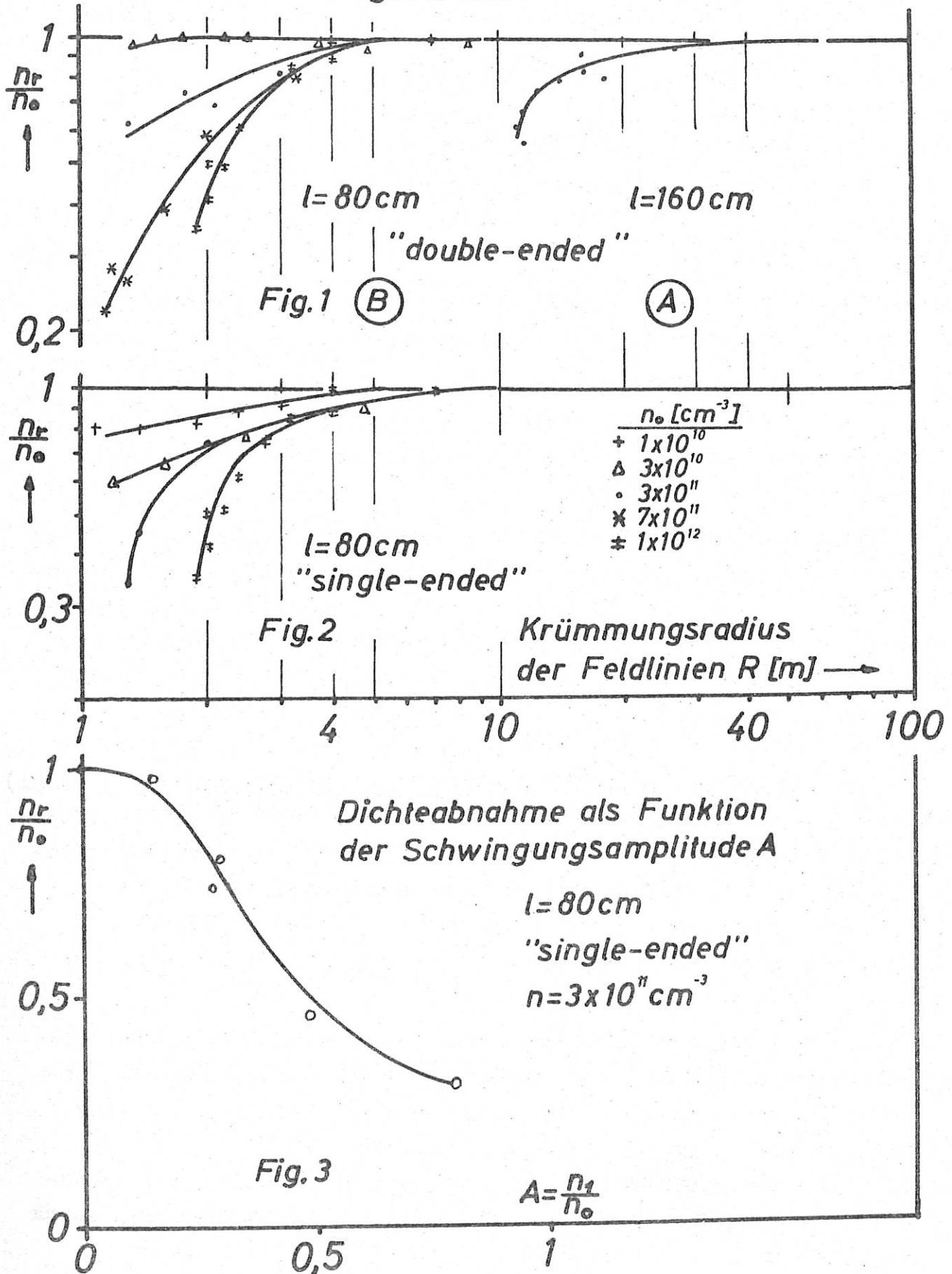
Die Schwingungsamplitude A ist am größten, wo n maximal ist. Der Fluß nach außen $\langle n_1 v_1 \rangle$ erreicht also am Rand der Säule seinen größten Wert, während er im Zentrum klein ist. Vorläufig ist nicht verständlich, welcher Mechanismus das Plasma aus dem Kern der Säule in den hauptsächlichen Wirkungsbereich der "Resonanzdiffusion" bringt.

Darüber hinaus muß noch geklärt werden, ob nicht durch Krümmung des B-Feldes die Gleichgewichtsbedingungen der Säule verletzt werden. Bei unendlicher Leitfähigkeit des Plasmas sollte dies wegen der stabilisierenden Wirkung der Endplatten nicht der Fall sein.

Berücksichtigt man aber die endliche Plasmaleitfähigkeit, so lassen sich die beobachteten Verluste möglicherweise aus der Verletzung des Gleichgewichts erklären.

Zur Beantwortung dieser Fragen werden die Versuche 1964 fortgesetzt werden.

Dichteabnahme bei wachsender Krümmung des Magnetfeldes



III.3 Sondendiagnostik

1. Untersuchungen zur Energieverteilung von Elektronen in einer Quecksilber-Niederdruckentladung (M. Troppmann)

Durch diese Arbeit soll die Technik der automatischen Registrierung von Geschwindigkeitsverteilungen niederenergetischer Elektronen nach der Methode von DRUYVESTEYN weiterentwickelt und spezielle Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen in einer elektrostatisch eingeschnürten Quecksilberdampf-Entladung studiert werden.

Durch die elektrostatische Einschnürung soll die Energieverteilung der Elektronen reproduzierbar verzerrt und registriert werden.

Die Arbeit wurde im August des Jahres begonnen. Bis Ende des Jahres konnte die Entladung in Betrieb genommen und die diagnostische Technik vorbereitet werden.

Außerdem wurde eine Literaturstudie durchgeführt über den Einfluß von Schwingungen im Plasma - insbesondere von periodischen Potential-, Dichte- und Temperaturschwankungen - auf die LANGMUIRSche Sondencharakteristik, mit dem Ziel, Erklärungen für beobachtete Kennlinien-Anomalien, wie Knickpunktunschärfe, Störungen in den Sättigungsströmen und Potentialverschiebungen, zu finden.

2. Ionenstromuntersuchungen mit einer Gittersonde (V. Joshi)

Frühere Versuche mit kleinen Gittersonden ergaben folgende Schwierigkeiten: einmal waren die separierten Ströme zu klein, um richtig registriert werden zu können, zum andern war die Isolation zwischen den Gittern und dem Kollektor in den Sonden nicht gut genug. Zu diesem Zweck wurden relativ große Sonden (2 cm \varnothing) gebaut.

Die folgenden Methoden wurden zur Trennung der Ströme angewandt:

- a) Das Gitterpotential wurde bezüglich des Plasmapotentials konstant gehalten, während das Potential des hinter dem Gitter angeordneten Kollektors verändert wurde.
- b) Das Kollektorpotential wurde konstant gehalten und das Potential des Gitters variiert (stark positiv, um Elektronen, stark negativ, um Ionen einzufangen).

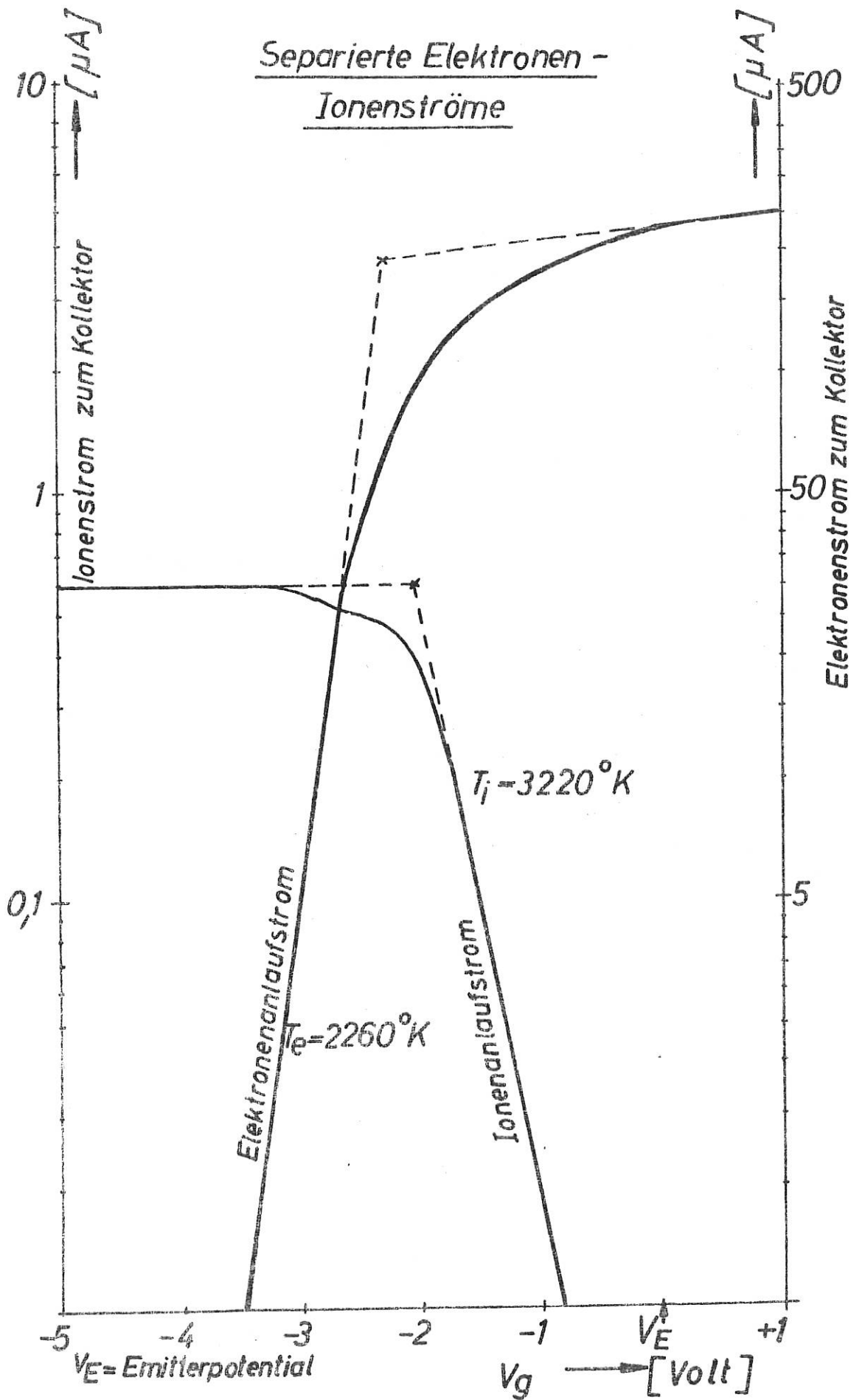
Um die Eigenschaften der Ionenströme nahe dem Plasmapotential mit einer Gittersonde untersuchen zu können, wurden nach beiden Methoden Messungen in folgenden Plasmen durchgeführt:

- in einer Argon-Glimmentladung (10^{-3} bis 10^{-2} Torr; $T_e \gg T_i$); hier war es nicht möglich, Aussagen über die Ionentemperatur zu machen;
- im Caesium-Plasma (ALMA I) liegt die Ionentemperatur in der Nähe der Elektronentemperatur; daher hängt der Ionenstrom zur Sonde hauptsächlich von der Eigenenergie der Ionen ab.

Die erste Methode wurde zuerst von LANGMUIR, die zweite von BOYD angewandt. Beide Methoden ergeben ähnliche Resultate, wie wir sie bei der Messung des Cs-Plasmas erhalten haben. Ein Beispiel der separierten und halblogarithmisch aufgetragenen Elektronen- und Ionen-Kennlinie ist in Abb. 4 dargestellt. Man erkennt:

- eine deutliche Ionensättigung;
- der Ionenanlaufstrom ist exponentiell, woraus auf eine Maxwell-Energieverteilung zu schließen ist;
- die aus den Anlaufströmen ermittelten Temperaturen der Ionen und Elektronen weisen einen deutlichen Unterschied auf ($T_i = 3220^\circ\text{K}$, $T_e = 2260^\circ\text{K}$);
- der Übergang von Ionenanlaufstrom zu Ionensättigungsstrom ist gestört; eine mögliche Erklärung dafür könnte die Beschleunigung der Ionen in der Vorschicht nach der BOHMschen Schichttheorie sein; diese Deutung wird durch die Tatsache unterstützt, daß die Potentiale der extrapolierten Knickpunkte der Ionen- und Elektronenstromkurven nicht zusammenfallen, sondern um etwa die thermische Energie des Plasmas voneinander abweichen.

Abb. 4:



3. HF-Plasma-Resonanzsonde (G. Müller, G. Peter)

Untersuchungen mit der HF-Resonanzsonden-Methode im thermischen Cs-Plasma von ALMA I wurden im Januar aufgenommen. Bereits die ersten Messungen ergaben, daß im Gegensatz zu den bisher bekannten Arbeiten das Resonanzverhalten wesentlich durch die Plasماغrenzschichten vor der Sonde und ihrer Gegenelektrode mitbestimmt wird. Es wurde gefunden, daß die Resonanzfrequenz von der Gleichspannung an der Sonde, von deren Geometrie sowie von der Geometrie der gesamten Plasma-Sonden-Anordnung abhängt und die Resonanzfrequenz immer unterhalb der Plasmafrequenz liegt. Somit ist auch die Bestimmung der Elektronendichte aus der Resonanzfrequenz, die nach den oben erwähnten theoretischen und experimentellen Arbeiten mit der Plasmafrequenz übereinstimmen sollte, sehr in Frage gestellt. Dafür dürfte aber die HF-Sonden-Methode geeignet sein, Aussagen über Grenzschichten vor Sonden zu liefern.

Erste Ergebnisse wurden in einem Vortrag [16] behandelt und anschließend in einem Laborbericht zusammengefaßt [7]. Eine weitere Veröffentlichung, in der insbesondere der Einfluß der Sonden-grenzschicht auf das Resonanzverhalten des Plasmas behandelt wird, ist in Vorbereitung. Die Untersuchungen sind von besonderem Interesse für die extraterrestrische Forschung, da HF-Resonanzsonden bereits in Raketen verwendet werden.

Außerdem wurden Experimente und Rechnungen über HF-Transmission durch ein Plasma und Rechnungen über den Einfluß von Inhomogenitäten in der Plasmadichte auf das Resonanzverhalten des Plasmas durchgeführt.

4. Elektronenstrahlsonde (W. Ott)

Der im letzten Jahresbericht angekündigte Laborbericht [8] wurde abgeschlossen. In einem weiteren Laborbericht, der kurz vor dem Abschluß steht, wurde das über die statische Schicht bisher Bekannte zusammengefaßt und erweitert. Die Konstruktion einer neuen Elektronenstrahlapparatur wurde von der Ingenieurabteilung des MPI beendet. Mit dem Aufbau und neuen Messungen kann voraussichtlich im ersten Vierteljahr 1964 begonnen werden.

IV Höchstvakuum

(E.W. Blauth)

IV.1 Oberflächen

1. Festkörperzerstäubung (R. Behrisch)

Von der Firma LEYBOLD wurde im Januar eine Vakuumapparatur geliefert, mit der Zerstäubungsmessungen unter UHV-Bedingungen ausgeführt werden sollen. Mit drei Pumpsätzen wurde nach einigen Schwierigkeiten ein Endvakuum von einigen 10^{-10} Torr erreicht. Beim Betrieb zeigte es sich, daß ein Umbau der Kühlfallen notwendig ist, um ein Undichtwerden der großen Golddrahtflansche (ca. 50 cm Ø) durch thermische Spannungen zu vermeiden.

Der Zusammenbau wurde unter Mithilfe der Abteilung Technik (H. Häglsperger, H. Münch) durchgeführt. Die Apparatur war Ende des Jahres nicht betriebsbereit. Die Hochspannungsanlage wurde fertiggestellt.

Das Manuskript "Festkörperzerstäubung" wurde nochmals überarbeitet und erweitert.

2. Feldemissionsuntersuchungen (H. Vernickel)

Die im Laufe des Jahres neu aufgenommenen Untersuchungsmethoden erlauben es, die Adsorption an verschiedenen Einkristallflächen gleichzeitig zu verfolgen und den atomaren Zustand der Oberfläche zu kontrollieren. Eine Apparatur wurde aufgebaut. Die Adsorptionsmessung über eine Bestimmung des Gleich- und Wechselstromwiderstandes der Feldemissionsstrecke wurde verbessert.

Über den Einfluß der Oberflächenstruktur auf die Gasadsorption an Metallen wurde eine Literaturstudie gemacht.

IV.2 Massenspektrometer

1. Tempitron (E.W. Blauth, E.H. Meyer)

Bei dem neuen linearperiodischen Flugzeitspektrometer werden die Ionen durch einen kurzzeitigen Elektronenstromstoß gebildet. Die einzelnen Ionenmassen separieren sich während einiger Schwingungen

in einer elektrostatischen Potentialmulde. Nach der Öffnung der Potentialmulde werden die Ionen auf einen Multiplier beschleunigt und nachgewiesen. Die zeitliche Folge der Massenlinien ist eine Funktion der Phasenlagen der Ionenpakete zum Öffnungszeitpunkt. Die Isotopenlinien des Kryptons konnten getrennt werden [17].

2. Dynamische Massenspektrometer

Das Monopol- und Vierpolspektrometer wurden genauer studiert, um sie für UHV-Zwecke selbst zu bauen. Besondere Aufmerksamkeit wurde der Ionenquellenkonstruktion geschenkt, um höchste Empfindlichkeit und eine möglichst tiefe Nachweisgrenze zu erreichen (H. Hötzl).

Das Manuskript "Dynamische Massenspektrometer" wurde umgearbeitet, erweitert und als Habilitationsschrift an der TH München vorgelegt [18] (E.W. Blauth).

Es wurde mit Versuchen begonnen, die zu einer quantitativen Druckanzeige beim Farvitron-Massenspektroskop führen könnten (E.W. Blauth, E.H. Meyer).

IV.3 UHV-Messung

1. Ölströmung im UHV (H.E. Schulze)

Die langwierigen Versuche zum Mechanismus der Ölströmung wurden fortgesetzt. Zur Messung der Ölbelegung der Wände wurde die Frequenzänderung von Schwingquarzen benutzt. Zur Messung des Öldampfdrucks konnte wegen technischer Schwierigkeiten leider noch kein Quarzfaden-Dämpfungsmanometer eingesetzt werden, mit dem sich die Crack-Wirkung eines Manometers mit Heizfaden vermeiden läßt. Die Experimente mit verschiedenen Kühlfallenkonstruktionen zeigen immer wieder eine Volumenströmung des Öles. Mit der Volumenströmung ergeben sich Schwierigkeiten bei der Deutung des extrem niedrigen Leitwertes von Rohrleitungen für Öl. Die Versuche werden fortgesetzt.

2. Anlaufströmung (B.M.U. Scherzer)

Die Untersuchung der Helium-Anlaufströmung bei sehr niedrigen Drücken wurde fortgesetzt. Mit Hilfe eines Desorptionsspektrometers

konnte die Absorption kleinster Heliummengen an Glas bei Zimmertemperatur noch nicht nachgewiesen werden. Es ist zu hoffen, daß ein empfindliches Massenspektrometer mit einem Ionen-Elektronen-Wandler nach BERNHARD einen Fortschritt bringt.

Die Untersuchung der Röntgengrenze von Ionisationsmanometern zeigte, daß einfache Quecksilberpumpstände aus Glas Endvakua weit unter 10^{-10} Torr ergeben.

Die Experimente über die Sorption an Quecksilber wurden vorläufig eingestellt.

3. Zweikammer-Ionisationsmanometer (G. Venus)

Durch die Aufteilung eines Ionisationsmanometers in eine Meßkammer und eine Elektronenstrahlerzeugungskammer mit jeweils getrenntem Pumpsystem soll die Beeinflussung der Druckmessung durch die Pump- und Crack-Wirkung des Heizfadens vermieden werden. Die ersten Versuche ergaben eine lineare Eichkurve zwischen 10^{-4} und 10^{-10} Torr.

V Verzeichnis der Laborberichte und Veröffentlichungen

1. Laborberichte

- [1] IPP 2/13 (1963) Experimente an einer Ionenstrahl-Apparatur (W. Herrmann)
- [2] IPP 2/22 (1963) Diffusion eines Plasmas in Abhängigkeit von Magnetfeld und Druck und von der Längsausdehnung in Magnetfeldrichtung (F. Schwirzke)
- [3] IPP 2/20 (1963) Studien zur Theorie der Kontaktionisation (E. Guilino)
- [4] IPP 2/30 (1963) Cesium Plasma Experiments (N. D'Angelo)
- [5] IPP 2/31 (1963) On Stellarator "Pump-Out" (N. D'Angelo)
- [6] IPP 2/33 (1963) Ion Waves in an Inhomogeneous Plasma (N. D'Angelo)
- [7] IPP 2/32 (1963) Untersuchungen mit der HF-Plasma-Resonanzsonde an einem Caesium-Kontaktions-Plasma (G. Müller, G. Peter, H.H. Rabben)
- [8] IPP 2/19 (1963) Ein Versuch zur Klärung des Langmuir-Paradoxons (W. Ott)

2. Veröffentlichungen

- [9] Experimente an einer Ionenstrahlapparatur (W. Herrmann) Vortr. auf der Tagg. des Fachausschusses Plasmaphysik des Verb. Deutscher Phys. Gesellschaften, Bad Nauheim 1963; Abstr. in Phys. Verh. 14, 91 (1963)
- [10] Comparison of a Few Methods for Measuring the Diffusion Rate of Plasma across a Magnetic Field (F. Boeschoten, K. Geißler, G. Siller) Vortr. Fifth Annual Meeting of the Div. of Plasma Phys. of the Am. Phys. Soc., San Diego 1963; Abstr. in Bull. Am. Phys. Soc.
- [11] Review of Experiments on the Diffusion of Plasma across a Magnetic Field (F. Boeschoten) Veröff. in Nuclear Energy, Part C, im Druck

- [12] Diffusion eines Plasmas in Abhängigkeit von Magnetfeld und Druck und von der Längs-Ausdehnung in Magnetfeldrichtung (F. Schwirzke) Z. Naturf. 18a, 899 (1963)
- [13] Der Einfluß von Raumladungsschichten auf die Erzeugung von Alkaliplasmen durch Kontaktionisation (E. Guilino) Vortr. auf der Tagg. des Fachausschusses Plasmaphysik des Verb. Deutscher Phys. Gesellschaften, Bad Nauheim 1963; Abstr. in Phys. Verh. 14, 87 (1963)
- [14] Cesium and Potassium Plasma Experiments (N. D'Angelo) Nuclear Fusion 3, 56 (1963)
- [15] Excitation of Low-Frequency Waves in a Curved Magnetic Field Geometry (N. D'Angelo, D. Eckhardt, G. Grieger, E. Guilino, M. Hashmi) Vortr. Fifth Annual Meeting of the Div. of Plasma Phys. of the Am. Phys. Soc., San Diego 1963; Abstr. in Bull. Am. Phys. Soc.; Veröff. Phys. Rev. Letters 11, 525 (1963)
- [16] Untersuchungen mit der HF-Plasma-Resonanzsonde an einem Caesium-Kontaktions-Plasma (G. Müller, G. Peter, H.H. Rabben) Vortr. Paris 1963, Comptes Rendus de la VI^e Conf. Int. sur les Phén. d'Ionisation dans les Gaz (1963)
- [17] Ein linearperiodisches Flugzeitspektrometer (E.W. Blauth, F. Melzner, E.H. Meyer) Vortr. auf der Jahrestagg. des Verb. Deutscher Phys. Gesellschaften, Hamburg 1963; Abstr. in Phys. Verh. 14, 221 (1963)
- [18] Dynamische Massenspektrometer (E.W. Blauth) Habilitationsschrift, TH München (1963)

Jahresbericht 1963

der

Experimentellen Plasmaphysik 3 (Dr. R. Wienecke)

I. Überblick

Die Experimente zur Aufheizung eines stationären Plasmas hoher Dichte, bei denen durch Überlagerung eines starken äußeren Magnetfeldes die Wärmeleitungsverluste reduziert werden sollen, wurden in verstärktem Maße fortgeführt. Es konnten dabei im Berichtsjahr einige wesentliche und wahrscheinlich entscheidende Fortschritte erzielt werden. Die Leistungen konnten bis zur durch die Energieversorgung bestimmten oberen Grenze gesteigert werden, wobei Entladungsströme bis zu 2 000 Amp. erreicht wurden. In mehreren im Parallelbetrieb arbeitenden Anordnungen wurden quantitative spektroskopische Messungen an Helium- und Wasserstoffentladungen durchgeführt und daraus unter der Annahme thermischen Gleichgewichts die Temperatur- und Druckverteilung in der Entladung, sowie die Wärmeleitfähigkeit κ in Abhängigkeit vom Magnetfeld bestimmt. Während bei Wasserstoff das so ermittelte κ sehr gut mit theoretisch berechneten Werten übereinstimmt, ergaben sich bei Helium in dieser Hinsicht Diskrepanzen. Dies führte zu einer Analyse des sich einstellenden Besetzungsgleichgewichts der Energieniveaus bei Helium, die noch nicht abgeschlossen ist. Ebenso wurden Überlegungen zum Energietransport durch Strahlung angestellt. Durch Entwicklung einer Rohranode gelang es weiter, den heißen Plasmastrahl mit einer Achsentemperatur von etwa 50 000 °K frei aus der Aufheizungsanordnung austreten zu lassen, sodaß eine weitere Aufheizung durch andere Mechanismen in Betracht gezogen werden kann. Leider war die gleichzeitige Erreichung hoher Magnetfeldstärken und hoher Entladungsströme und damit auch höherer Temperaturen infolge noch zu geringer Energieversorgung nicht möglich.

Ein weiterer Problemkreis, dessen Bearbeitung größtenteils erst im Berichtszeitraum aufgenommen wurde, beschäftigt sich mit der Wechselwirkung eines strömenden Plasmas mit einem senkrecht zur Strömung angeordneten Magnetfeld. Einmal soll versucht werden, einen mit Hilfe eines Plasmabrenners erzeugten Plasmastrahl durch $j \times L$ -Wirkung weiter zu beschleunigen, um ihm auf diese Weise

ohne wesentliche Temperaturerhöhung kinetische Energie zuzuführen, die durch einen folgenden stationären Stoß in thermische Energie verwandelt werden kann. Neben theoretischen Überlegungen zur Plasmabeschleunigung ist ein zugehöriges Experiment im Aufbau. Erste Ergebnisse liegen vor.

Daneben wurden Überlegungen zu den Problemen der Magneto-Plasmadynamischen-Generatoren (MPD-Generatoren) angestellt. In einem Experiment, bei dem ein mit Kalium versetzter Argonstrahl einer Temperatur von $\sim 2000^\circ\text{K}$ in die MPD-Kammer einströmt, soll die Temperaturdifferenz zwischen Elektronen und Ionen gemessen werden, die sich nach theoretischen Überlegungen im Generator einstellen soll. Eine tatsächlich vorhandene Erhöhung der Elektronentemperatur würde sich sehr günstig auf den Wirkungsgrad des Generators auswirken. In einer weiteren Untersuchung soll eine kalte, aber möglichst schnelle Gasströmung durch HF-Einkoppelung im Generator selbst teilweise ionisiert werden, um auf diese Weise eine Energieauskoppelung zu ermöglichen. Vorversuche mit einer kapazitiv eingekoppelten Frequenz von 100 MHz ergaben eine gute Ionisation im Magnetfeld bis zu einem Druck von 100 Torr im Strömungskanal.

Die im vorigen Jahresbericht beschriebenen Experimente mit elektromagnetisch beschleunigten Stoßwellen konnten zu einem gewissen Abschluß gebracht werden. Es zeigte sich insbesondere, daß die in derartigen Stoßrohren auftretenden Erscheinungen sehr viel verwickelter sind, als man ursprünglich annahm. Außerdem scheint es wegen der schlechten Reproduzierbarkeit der Erscheinungen wenig angebracht, weitere Arbeit und Mühe in diese Probleme zu investieren. Dagegen gelang es, die Vorgänge in einer Lauffunkenstrecke weitgehend zu klären und die hier auftretenden Probleme abschließend zu behandeln. Zum Studium der Wechselwirkung von Stoßwellen mit Magnetfeldern, wobei insbesondere eine Abbremsung der Stoßwelle verbunden mit einer Energieauskoppelung im Vordergrund steht, wurde mit der Planung und dem Bau eines Membran-Stoßwellenrohrs begonnen.

Im Berichtsjahr wurde die Planung für das neue Laborgebäude L 5 der Abteilung und der Gleichrichterzentrale L 5 E abgeschlossen.

Kurz vor Jahresende konnte das Richtfest für das Gebäude L 5 gefeiert werden.

Das Personalbestand der Abteilung erhöhte sich 1963 nicht wesentlich. Als Gäste arbeiteten in der Abteilung:
Prof. Eustis (Stanford), Dr. Cormack (Vancouver, B.C.),
Dipl.-Ing. Celinski (Warschau).

II. Aufheizung eines stationären Hochdruckplasmas (S. Witkowski)

II.1 Heliumbogen im Magnetfeld (C. Mahn, S. Witkowski)

Der Heliumbogen wurde in einer Apparatur untersucht, die im Prinzip der in den Jahresberichten 1961 und 1962 beschriebenen entspricht. Neben wesentlichen technischen Verbesserungen des Vakuumgefäßes zur Verminderung der Verunreinigungen im Plasma, brennt der Bogen jetzt von der Plasmabrenner-Kathode direkt zur Wolfram-Gegenelektrode, ohne daß die wassergekühlte Plasmabrenner-Anode Strom führt. Die Stromstärken im Bogen wurden auf maximal 800 A gesteigert. Die meisten Messungen wurden wegen des Fehlens ausreichender Gleichstromquellen mit Stromstärken im Bereich von 300 bis 400 Ampère durchgeführt. Die maximal erreichbare Magnetfeldstärke beträgt zur Zeit 23 k Γ .

1. Zeitlupen- und Schmieraufnahmen

Schaltet man ein schwaches axiales Magnetfeld (einige hundert Gauß) ein, so beobachtet man eine Rotation der Bogensäule. Die Rotationsfrequenz steigt mit stärker werdendem Magnetfeld an, sodaß schließlich mit bloßem Auge nur eine homogene, leicht konische Säule erkennbar ist, die gegenüber dem Fall ohne Magnetfeld einen größeren Durchmesser hat. Bei weiterer Steigerung der Magnetfeldstärke nimmt der Durchmesser der Säule wieder ab und wird schließlich kleiner als ohne Magnetfeld. Zeitlupen- und Schmieraufnahmen zeigten, daß in diesem "Kontraktionsbereich" die Säule keine Struktur aufweist, sondern wahrscheinlich wie im Falle des Wasserstoffexperiments um ihre Symmetrieachse als Ganzes rotiert.

2. Messung der axialen elektrischen Feldstärke

Die axiale elektrische Feldstärke im Heliumbogen wurde durch Veränderung der Bogenlänge gemessen: Sie beträgt bei Strömen um 350 A und einem Magnetfeld von 4 k Γ etwa 0.8 V/cm und steigt auf 1,3 V/cm bei 23 k Γ im wesentlichen wegen der Abnahme der Leitfähigkeit infolge des verringerten Bogenquerschnittes, die die Zunahme der Leitfähigkeit infolge höherer Temperatur überwiegt. Die Summe der beiden Elektrodenfälle beträgt etwa 120 V und ist schwach vom Magnetfeld abhängig.

3. Spektroskopische Temperatur- und Dichtemessung

Das Temperatur- und Dichteprofil wurde aus den Intensitäten von Linien des neutralen und des einfach ionisierten Helium bestimmt. (Jahresbericht 1962). Während in dem bisher zugänglichen Feldstärkebereich bis 9 kG keine wesentliche Abhängigkeit der Achsenterperatur von der Magnetfeldstärke beobachtet wurde, steigt die Achsenterperatur bei höheren Feldstärken von $30\,000^\circ\text{K}$ bei 9 kG auf $40\,000^\circ\text{K}$ bei 23 kG . Die gemessene Elektronendichte beträgt maximal 10^{16} cm^{-3} .

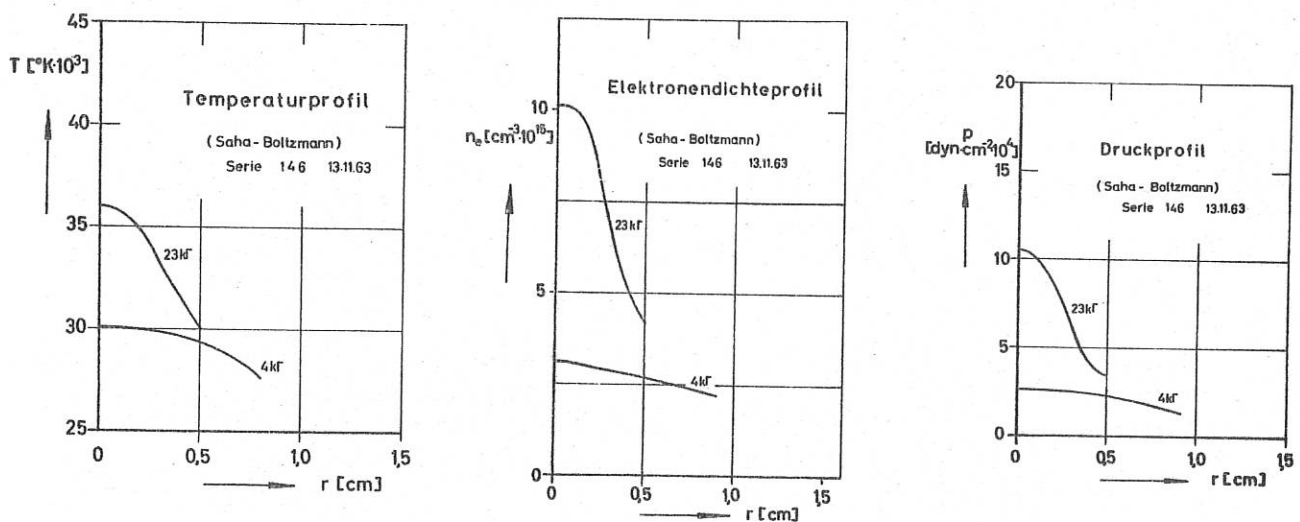


Abb.1 Temperatur-, Dichte- und Druckprofile beim Heliumbogen

Beim Einschalten eines schwachen Magnetfeldes sinkt der Druck auf der Achse zunächst, mit wachsendem Magnetfeld erreicht er dann ein Minimum und steigt dann wieder an. Dieses Verhalten wird verständlich, wenn man bedenkt, daß das Magnetfeld erst dann einen diffusionshemmenden Einfluß auf das Plasma hat, wenn das Verhältnis von Gyrationradius und mittlerer freier Weglänge der Elektronen in die Größenordnung von 1 kommt. Dies ist bei Feldern unterhalb ca. 1 kG und dem vorliegenden Dichten noch nicht der Fall. Die Kräfte jedoch, die eine Rotation der Bogensäule als Ganzes bewirken ($j \times \mathcal{L}$), sind schon bei schwachen Feldern wirksam und führen über die Zentrifugalkräfte zu einer Aufblähung des Bogens mit entsprechender Druckabnahme. Diesen Vorstellungen gemäß wird das Druckminimum bei höheren Absolutdrücken zu höheren

Magnetfeldstärken verschoben. Dies wurde in der Tat auch beobachtet (Abbildung 2).

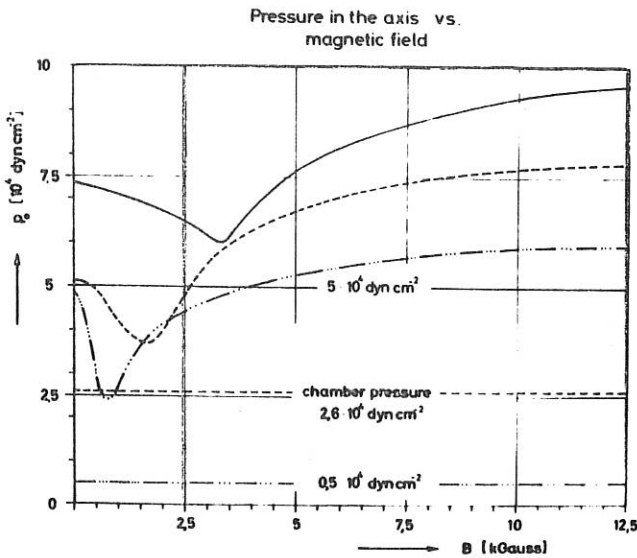


Abb.2 Achsendruck als Funktion der Magnetfeldstärke.

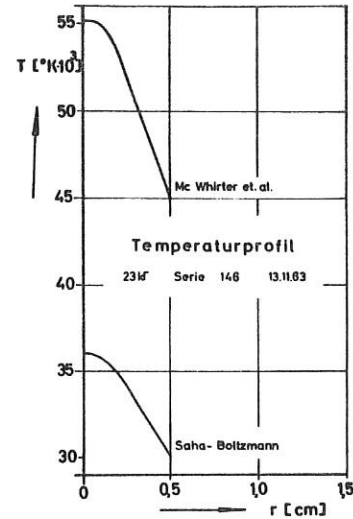


Abb.3 Temperaturprofile unter Annahme thermischen Gleichgewichts bei Annahme einer Besetzung nach McWhirter et al.

Die angegebenen Dichten, Temperaturen und Drucke gelten unter der Annahme thermischen Gleichgewichts. Abweichungen davon würden größere Werte ergeben (Abbildung 3).

4. Wärmeleitfähigkeit

Aus dem gemessenen Temperaturprofil wurde mit Hilfe der Elenbaas-Hellerschen-Differentialgleichung die Wärmeleitfunktion $S = \int \kappa dT$ und hieraus wieder die Wärmeleitfähigkeit κ berechnet. Die Energieverluste durch Strahlung wurden abgeschätzt und berücksichtigt. Die Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten Werten (II.6) befriedigt noch nicht, obwohl die Größenordnung der Wärmeleitfähigkeit richtig herauskommt. Als Ursachen für die Diskrepanzen zwischen gemessenem und berechnetem Verlauf kommen Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht und Wärmetransport durch radiale Massenströme infrage (II.10).

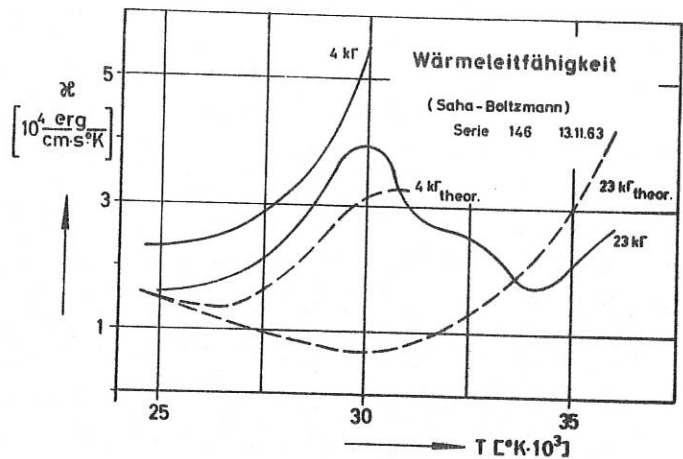
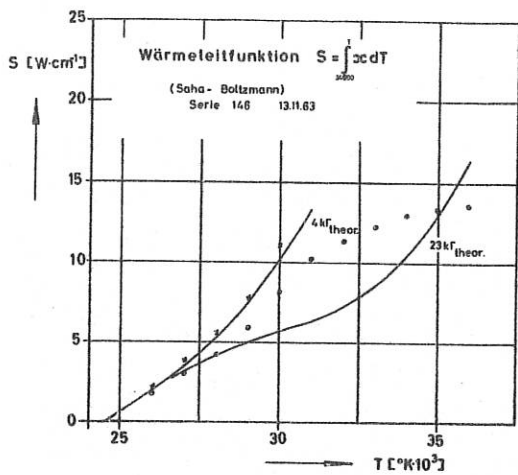


Abb.4 Wärmeleitfunktion S und Wärmeleitfähigkeit α bei Helium

5. Geschwindigkeitsmessungen

Es wurde versucht, die von Ahlborn beim Plasmabrenner mit Argon unter Atmosphärendruck verwendete Methode der Geschwindigkeitsmessung (Diss. TH München 1964) auf den Heliumbogen zu übertragen. Bei den in diesem Experiment herrschenden Bedingungen, gelang es jedoch nicht, eine genügend steile Front größerer Helligkeit im Plasma zu erhalten. Es wurden daher andere Möglichkeiten der Geschwindigkeitsmessungen diskutiert und Experimente dazu begonnen (II.4).

II.2 Wasserstoffbogen im Magnetfeld (H. Ringler, G. Zankl)

1. Weiterentwicklung zu höheren Leistungen

Im Jahresbericht 1962 wurde bereits auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die bei einer Steigerung der elektrischen Leistung im Wasserstoffbogen auftraten. Die Bildung von kathodischen Brennflecken auf der Stirnfläche des Plasmabrenners (PB) verhinderte zunächst eine Steigerung des Bogenstroms über die Stromstärke im Plasmabrenner. Wurden Plasmabrenner und Bogen mit derselben Stromstärke betrieben, so traten keine Brennflecke mehr auf. Der Bogen brannte dann zwischen der Kathode des Plasmabrenners und der Anode im Vakuumkessel (die Düse des Plasmabrenners war praktisch stromlos), sodaß nur eine Spannungsquelle erforderlich war. Die maximal erreichbare Stromstärke betrug etwa 250 Amp.

Bei einer Steigerung der Bogenstromstärke bildeten sich durch die Verbreiterung des Bogenkanals an der Cu-Düse des Plasmabrenners Schmelzperlen aus, die zu einer Verunreinigung des Plasmas durch Kupfer führten. Deswegen wurde die Düse des Plasmabrenners von 7 mm \varnothing auf 11 mm \varnothing aufgebohrt und die Wolfram-Kathode des Plasmabrenners mit ihrer Spitze bis zu dem Vakuumkessel vorgeschoben. Damit war es möglich, die Stromstärke im Bogen bis auf etwa 1 000 A zu erhöhen, ohne daß im Spektrum Verunreinigungslinien auftraten.

Die Anode, die aus einer wassergekühlten Wolframspitze von 15 mm \varnothing und 20 mm Länge bestand, verdampfte bei einmaligem Brennen bei etwa 1 000 A während 2 sec fast vollständig. Nach einer Reihe von Versuchen hat sich eine durchbohrte wassergekühlte Kupferdüse, (Innendurchmesser 15 mm, Außendurchmesser 70 mm, Länge 60 mm, Öffnungswinkel 45°), die sich nach hinten trichterförmig erweitert, als brauchbarer erwiesen. Mit dieser Anode ist es möglich, den Bogen mindestens 2-3 sec bei 2 000 A zu betreiben, ohne daß Brennsuren zu erkennen sind.

Diese Anordnung wurde mit Feldstärken bis zu 10 k Γ erprobt. Für höhere Magnetfelder (bis zu 30 k Γ) ist ein weiteres Spulensystem

aufgebaut worden (siehe Jahresbericht 1962). Der dafür bereits vorhandene Kessel wird zur Zeit für die neue Anode umgebaut, so daß der Bogen dann auch bei höheren Magnetfeldern betrieben werden kann.

2. Messungen am Wasserstoffbogen

Bei einem Magnetfeld von 10 kG , einer Stromstärke von 2000 A und einer Brennspannung von 200 Volt wurden am Wasserstoffbogen quantitative spektroskopische Messungen mit einem Steinheil - β -Prismen GH-Spektrographen durchgeführt. Weil der Wasserstoff in dem untersuchten Temperaturgebiet praktisch vollständig ionisiert ist, wurde dem Wasserstoff 10% Helium für die Temperaturbestimmung beigemischt. Abbildung 5 zeigt ein side on-Spektrum dieses Bogens, das außer Wasserstofflinien und Linien des neutralen und einfach ionisierten Heliums keine Verunreinigungslinien enthält. Aus der Intensität der He I- und He II-Linien wurde in bekannter Weise die Temperaturverteilung bestimmt (Abb.6).

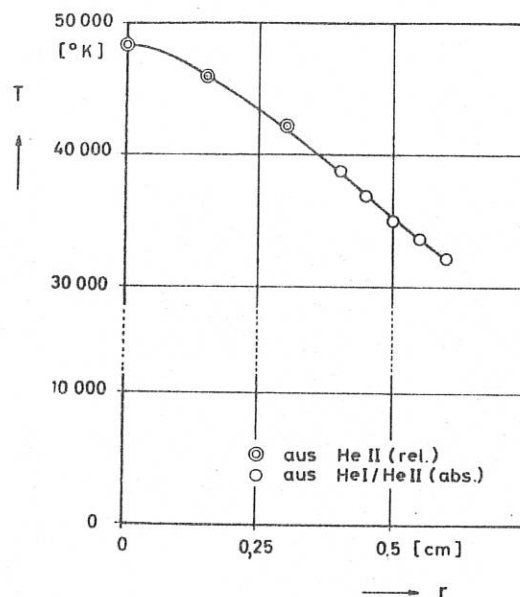


Abb.6 Temperaturverteilung im Wasserstoffbogen

Mit Hilfe der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung kann man daraus die Wärmeleitfähigkeit κ ermitteln. Dazu ist noch die Kenntnis der elektrischen Feldstärke notwendig, die durch Varia-

tion der Bogenlänge zu 2,5 Volt/cm bestimmt wurde. In Abb.7 wird die experimentell bestimmte Wärmeleitfähigkeit mit der

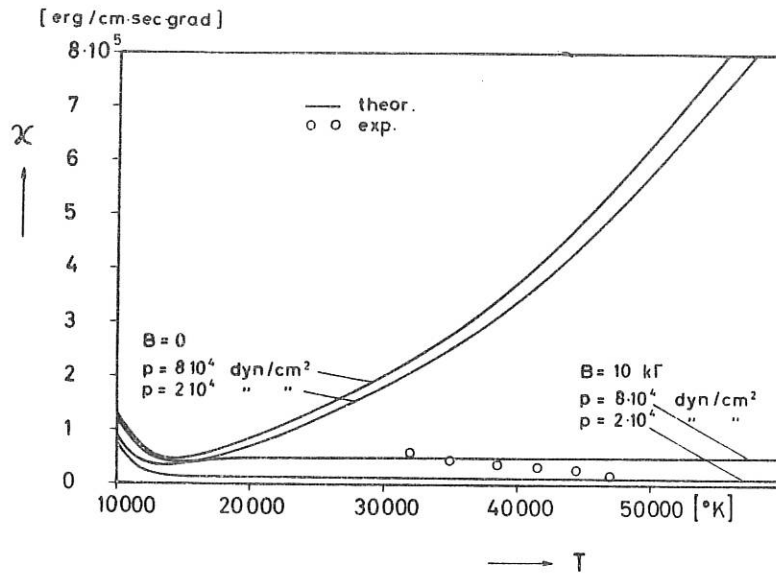


Abb.7 Vergleich zwischen der experimentell bestimmten und der theoretisch berechneten Wärmeleitfähigkeit.

von Feneberg gerechneten verglichen und zwar für ein Magnetfeld von $10 \text{ k}\Gamma$. Da der absolute Druck spektroskopisch nur auf den Faktor 2 genau bestimmt werden kann (n_e wurde aus der Linienbreite von He I und dem Profil von He II bestimmt), sind die theoretischen Kurven für $2 \cdot 10^4 \text{ dyn/cm}^2$ als untere Schranke, und $8 \cdot 10^4 \text{ dyn/cm}^2$ als obere Schranke eingezeichnet. Man erkennt im Rahmen dieser Genauigkeit eine gute Übereinstimmung. Es fällt auf, daß die experimentell bestimmte Wärmeleitfähigkeit mit steigender Temperatur, d.h. zur Achse hin, abnimmt, während die theoretisch berechneten Werte annähernd konstant bleiben. Dieser Verlauf läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß der Druck im Bogen zur Achse hin nicht konstant bleibt, sondern fällt, weil mit fallendem Druck die Reduktion der Wärmeleitfähigkeit durch ein bestimmtes Magnetfeld zunimmt. Eine solche Druckabnahme zur Achse hin kann z.B. dadurch erfolgen, daß der Bogen in sich rotiert. Um das zu prüfen, wurden zwei side-on-Spektren übereinander aufgenommen, wobei einmal das Magnetfeld umgepolt wurde. Abb.8 zeigt das Ergebnis dieser Aufnahme. Bei zwei Linienenden erkennt man deutlich eine Aufspaltung durch den Dopplereffekt,

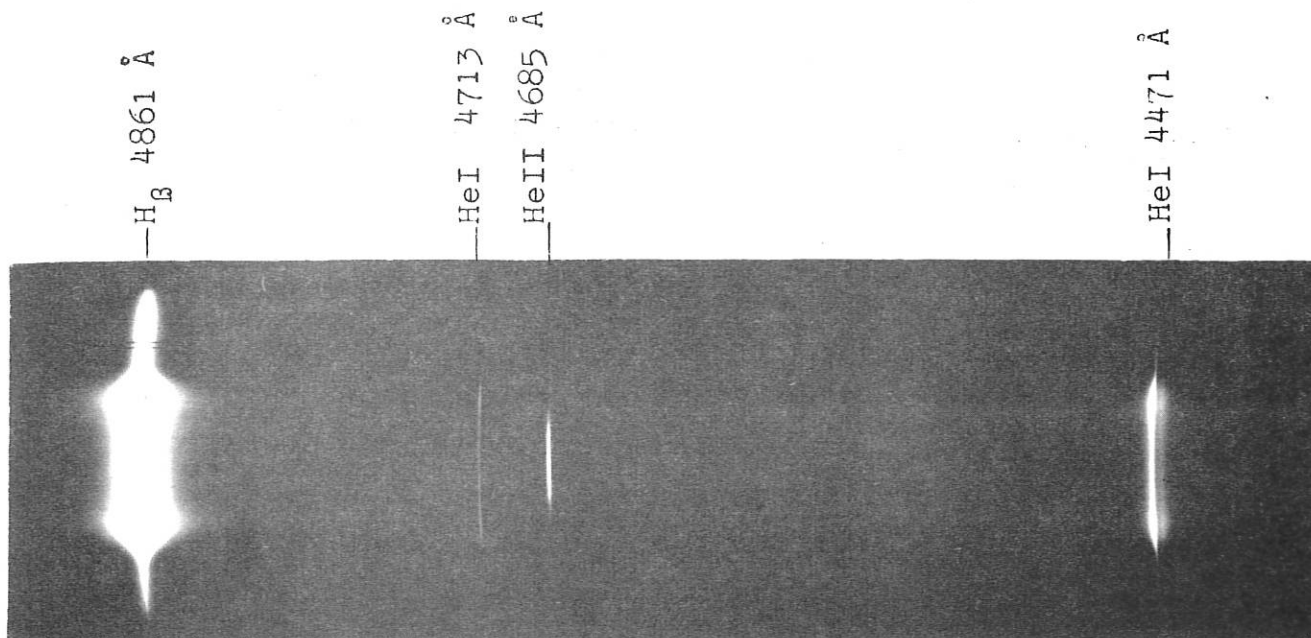


Abb.5 Side on-Spektrum eines Wasserstoffbogens mit Heliumzusatz
Magnetfeld 10 k G, Bogenstrom 2000 Ampère.

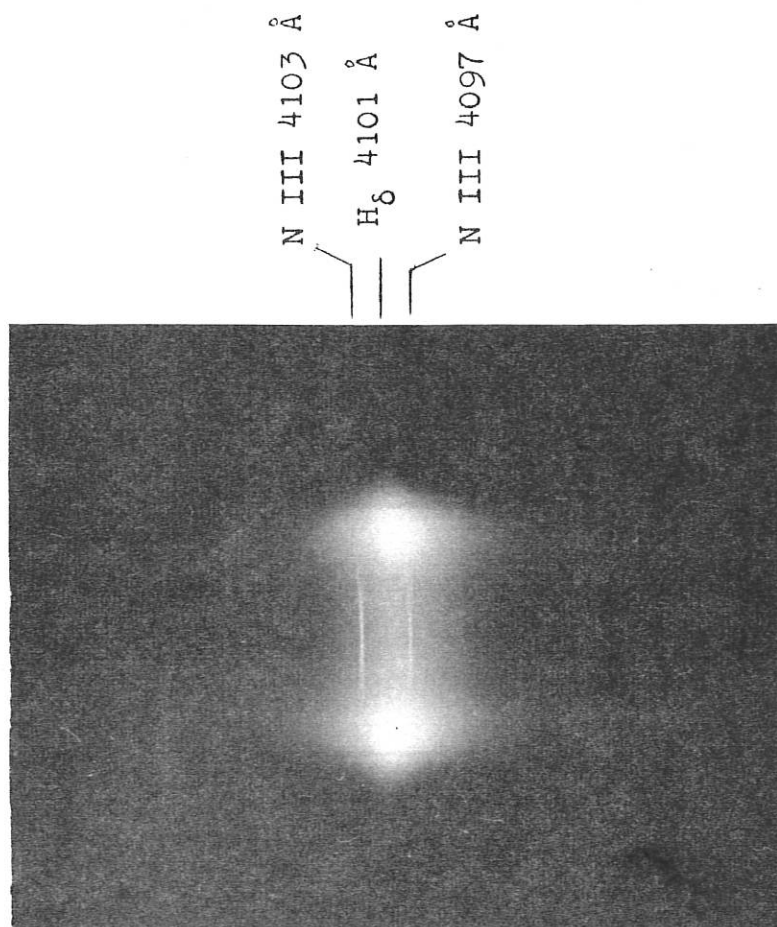


Abb.8 Side on-Spektrum eines Wasserstoffbogens mit Umpolung
des Magnetfeldes. Dopplerverbreiterung zweier Ver-
unreinigungslinien.

was auf eine Rotation des Bogens schließen läßt.

Es ist geplant, diese Messungen auch bei höheren Magnetfeldern durchzuführen (bis zu 30 kG) und insbesondere soll versucht werden, die Temperaturmessungen bis zu größeren Abständen von der Bogenachse (zu niedrigeren Temperaturen) zu erweitern. Hierdurch soll auch der Temperaturbereich erfaßt werden, in dem die Reaktionswärmeleitfähigkeit einen wesentlichen Anteil am Energietransport hat. Außerdem ist vorgesehen, den frei aus der Anode austretenden heißen Plasmastrahl auf seine Temperatur und den Verunreinigungsgrad zu untersuchen, um mit anderen Heizmechanismen höhere Temperaturen zu erreichen.

II.3 Wasserstoffbogen ohne axiale Strömung im Magnetfeld

(H.F. Döbele, S. Witkowski)

Überlagert man einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule ein axiales Magnetfeld, so tritt in der Säule eine Druckerhöhung ein, die umso höher ist, desto größer die magnetische Induktion B und desto niedriger der Gasdruck p_A außerhalb der Leitfähigkeitszone ist. Der Druckverlauf wurde in Abhängigkeit von B und p von R. Wienecke [II, 7] für den Fall verschwindender radialer Schwerpunktsströmung des Plasmas berechnet. Ziel der Arbeit ist es, in einer möglichst zylindersymmetrischen Plasmasäule mit verschwindender Schwerpunktsströmung diesen Druckanstieg in Wasserstoff zu messen. Zunächst wurden Vorversuche in einem völlig abgeschlossenen Duranglaszylinder mit wassergekühlten Wolframelektroden durchgeführt. Der Elektrodenabstand betrug bis zu 3 cm. Der Gasdruck lag bei 20 - 50 Torr. Das vorläufige Magnetfeld von 4 kG bewirkte eine Stabilisierung und starke Kontraktion des Bogens, der ohne Magnetfeld - nicht reproduzierbar - gekrümmt war.

Auf Grund der Vorversuche wurde ein Kupferkessel konstruiert, in den das Gas tangential einströmen kann, um gegebenenfalls den Lichtbogen ohne Magnetfeld zu stabilisieren. Die verschiebbare Anode ermöglicht eine Zündung des Bogens durch kurze Berührung

der Elektroden. Das Magnetfeld ist auf einer Länge von etwa 10 cm konstant (Abweichung kleiner als 0,4 %). Die maximal erreichbare Feldstärke beträgt 16 kG . Spektroskopische Aufnahmen von Bögen bis zu 5 cm Länge und Stromstärken zwischen 50 und 200 Amp. zeigen starke Verunreinigungen, wenn Kathode und Anode aus Wolfram bestehen. Bei Verwendung einer halbkugelförmigen wassergekühlten Kupferanode erhält man ein sauberes Wasserstoffspektrum.

II.4 Geschwindigkeitsmessungen am Plasmastrahl

1. $\omega \times L$ -Methode (C. Mahn)

Der Rechteckgenerator zur Erzeugung des Testmagnetfeldes wurde in Betrieb genommen. Der Anteil der induzierten Signale ist damit in der Tat von den Rechtecksignalen zu trennen (Jahresbericht 1962). Nur ist noch nicht geklärt, welchen Anteil die Strömungsgeschwindigkeit ω an diesen Signalen hat. Um nämlich das Untersuchungsobjekt dem später zu untersuchenden strömenden Heliumplasma, bei Unterdruck, mit elektrischer Aufheizung, möglichst ähnlich zu machen, wurde die Meßapparatur an einem Plasmastrahl bei Unterdruck (~ 70 Torr) und mit überlagertem elektrischen Strom (ca. 70 A) ausprobiert. In solch einem Feld enthält das Meßsignal auch einen Beitrag durch den elektrischen Strom. Denn im Grunde genommen mißt man mit dieser Methode die Elektronendriftgeschwindigkeit ω_e , und nur, wenn diese gleich der Ionen-driftgeschwindigkeit ω_i ist, mißt man damit praktisch auch ω . Im allgemeinen Fall ist also noch eine zweite Meßgröße nötig, z.B. die spektroskopisch ermittelte Stromdichte (aus Leitfähigkeit und elektrisch gemessener Feldstärke). Die Möglichkeit spektroskopischer Messungen ist daher am Versuchskessel vorgesehen.

2. Anfärbemethode (H. Salzmann, G. Zankl)

In diesem Experiment soll das Geschwindigkeitsprofil eines Plasmastrahls, wie er in den Aufheizexperimenten auftritt, mit Hilfe einer Anfärbung gemessen werden. Das "Anfärben" des Strahls muß wegen der

hohen Strömungsgeschwindigkeit innerhalb von wenigen Mikrosekunden erfolgen. Hierzu soll folgendes Verfahren benutzt werden: Auf einen Draht kleinen Durchmessers wird eine dünne Schicht eines Materials oberflächlich aufgebracht, dessen Siedepunkt unter der Schmelztemperatur des "Trägerdrahtes" liegt und das einige charakteristische Spektrallinien hoher Intensität bei den im Bogenplasma vorliegenden Temperaturen emittiert. Der Draht wird senkrecht zur Strömungsrichtung durch den Strahl geschlagen und beim Kreuzen der Achse durch eine kurz dauernde Kondensatorentladung passender Energie soweit erhitzt, daß das Material auf seiner Oberfläche gerade verdampft. Das verdampfte Material wird im Plasma weiter aufgeheizt, beginnt seine charakteristischen Spektrallinien zu emittieren und nimmt gleichzeitig infolge innerer Reibung sehr schnell die Geschwindigkeit des strömenden Plasmas an. Der Vorbeigang der gefärbten Zonen an zwei im Abstand von etwa 1 cm in Strahlrichtung aufgestellten Multipliern, wird oszillografisch registriert. Geeignete Interferenzfilter blenden bestimmte Spektrallinien des "Farbzusatzes" aus.

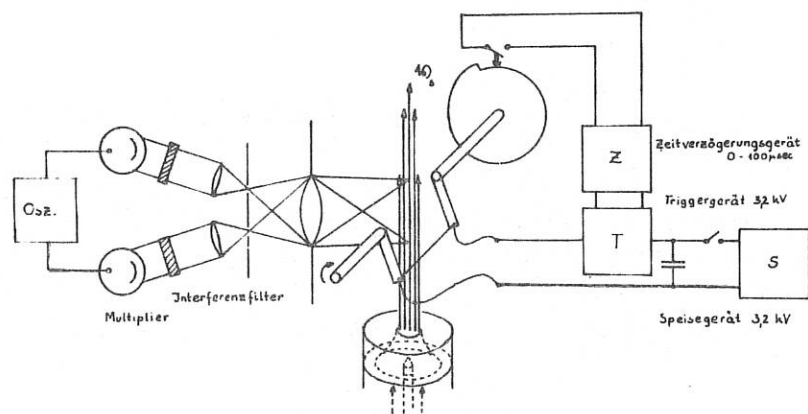


Abb.9 Anordnung zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung mit der "Anfärbemethode".

Die Apparatur wurde aufgebaut, Abschätzungen über die zu erwartende Lichtintensität gemacht und erste Versuche an einem Argon-Plasmastrahl durchgeführt.

II.5 Potentialsondenmessungen an einem Argon-Plasmastrahl $B = 0$ (H. Ringler)

Aus Potentialsondenmessungen an einem Plasmastrahl, bei denen ein dünner Wolframdraht quer durch den Strahl geschlagen, und das Potential des Drahtes hochohmig gegen eine Elektrode gemessen wird, war es möglich, Rückschlüsse auf die radiale Temperaturverteilung im Strahl zu ziehen. Die radiale Potentialverteilung im Plasmastrahl, wie sie in Abb.10 zu sehen ist, wird im vorliegenden Fall ausschließlich durch die ambipolare Diffusion der Ladungsträger hervorgerufen ($j_r = 0$).

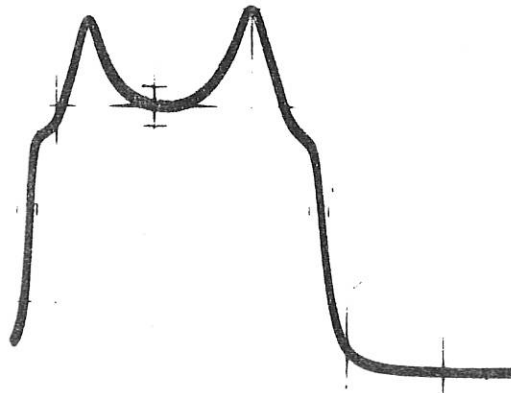


Abb.10 Sondensignal, das die radiale Potentialverteilung in einem Argonplasmastrahl wiedergibt.

Die antreibende Kraft für die radialen Diffusionsströme ist der radiale Partialdruckgradient der Elektronen bzw. der Ionen, der wegen des konstanten Gesamtdruckes durch den Temperaturgradienten ausgedrückt werden kann. Mit Hilfe des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes und der Sahagleichung ist es daher möglich, die radiale Potentialverteilung als Funktion der Temperatur zu berechnen. Umgekehrt läßt sich damit auch aus einer gemessenen Potentialverteilung das zugehörige Temperaturprofil bestimmen. Notwendig hierzu ist die Kenntnis der Temperatur in einem Punkt, in dem der Anschluß hergestellt wird. Die Temperatur des Anschlußpunktes läßt sich spektroskopisch bestimmen. Es besteht aber auch die Möglichkeit, einen anderen Effekt heranzuziehen. Experimentell wurde

festgestellt, daß bei fest vorgegebenem Sondenwiderstand der Abknickpunkt des Sondensignals (Maxima in Abb.10) stets bei einer bestimmten Temperatur des Plasmas erfolgt. Und zwar ist diese Temperatur so bestimmt, daß bei ihr der Plasmawiderstand vergleichbar wird mit dem Sondenwiderstand. Spektroskopisch konnten für verschiedene Sondenwiderstände die zugehörigen Fixpunkte für die "Umknicktemperatur" des Sondensignals festgelegt werden, sodaß eine Temperaturmessung im Plasmastrahl direkt aus einer Sondenmessung möglich ist. Ein Vergleich der spektroskopisch und der auf die eben beschriebene Art bestimmten Achsentemperatur eines in die freie Atmosphäre austretenden Argonplasmastrahls in verschiedenen Abständen Z von der Düse ist in Abb.11 wiedergegeben.

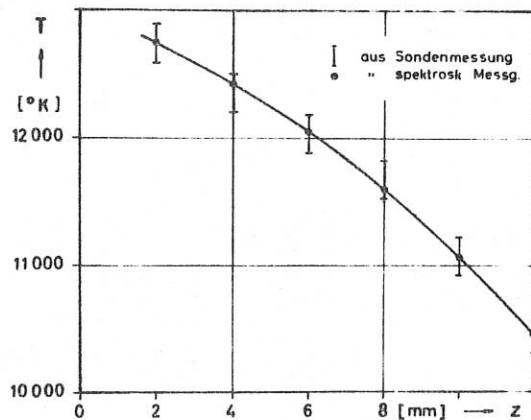


Abb.11 Vergleich der aus Sondensignalen bestimmten Achsentemperaturen in verschiedenen Abständen Z von der Düse mit spektroskopischen Messungen.

II.6 Theorie der Transporterscheinungen im Magnetfeld

(W. Feneberg)

Die Theorie der Wärmeleitfähigkeit im Magnetfeld wurde auf ein Helium-Plasma im Temperaturbereich zwischen 10^4 und 10^5 °K ausgedehnt.

Eine ausführliche Darstellung ist im Jahresbericht der Theorie gegeben.

II.7 Einfluß eines axialen Magnetfeldes auf die Diffusionsvorgänge in einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule
(R. Wienecke)

Die in einer Lichtbogensäule auftretende Druckerhöhung bei Überlagerung eines axialen Magnetfeldes, wurde auch für ein Heliumplasma berechnet. Dabei konnten die Rechnungen für das einfach und doppelt ionisierte Helium getrennt in zwei sich anschließenden Temperaturintervallen durchgeführt werden. Mit Hilfe des auf diese Weise bestimmten Druckverlaufes wurden die Reaktionswärmeleitfähigkeiten für die Übergänge $\text{He}^+ + e \rightleftharpoons \text{He}$ und $\text{He}^{++} + e \rightleftharpoons \text{He}^+$ berechnet. Auch hier zeigt sich wie bei Wasserstoff eine erhebliche Reduktion der Reaktionsleitfähigkeit mit wachsendem Magnetfeld und fallendem Außendruck.

II.8 Strom-Spannungscharakteristiken und radiale Temperaturverteilung von Wasserstoffbögen (U. Heidrich)

Bei der Berechnung von Strom-Spannungscharakteristiken und radialen Temperaturprofilen für Wasserstoff wurde folgendes Modell zugrunde gelegt: Zylindersymmetrie (gute Beschreibung der Säule, nicht der Fallgebiete), Vernachlässigung von Massenströmungen, Vorhandensein lokalen thermischen Gleichgewichtes (Gültigkeit der Sahagleichung). Daraus ergibt sich als Energiebilanz die (erweiterte) Elenbaas-Hellersche Differentialgleichung:

$$(1) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \cdot \kappa(T) \frac{dT}{dr} + \sigma(T) \cdot E^2 + \text{Rad}(T) = 0$$

r = Radius, T = Temperatur, κ = Wärme-, σ = elektrische Leitfähigkeit, E = elektrische Feldstärke, $\text{Rad}(T)$ = Strahlungsverlust.

Die Überlagerung des Bogens mit einem starken äußeren, axial gerichteten Magnetfeld verursacht ein Ansteigen des Gesamtdruckes vom Neutralgas bis zum vollionisierten Plasma, verbunden mit einer Änderung der Reaktions- und auch der normalen Wärmeleitfähigkeit. (R. Wienecke und W. Feneberg, Jahresbericht 1962 und II.6 und 7 dieses Berichtes).

Gleichung (1) wurde zunächst ohne Strahlungsterm gelöst und zwar anfangs nach dem Zweizug-Näherungsverfahren von H. Maecker, Z. f. Phys. 157, 1, später durch Umwandlung in eine Integralgleichung und deren Iteration auf der IBM 7090 des Institutes.

Für einen Außendruck von $5 \cdot 10^4 \text{ dyn/cm}^2$, eine magnetische Feldstärke von 20 kG und einen Bogenradius 1 cm zeigt die Abbildung 12 die U-J-Charakteristik pro cm Säulenlänge. Abbildung 13 zeigt zum Vergleich die Bogencharakteristik ohne Magnetfeld bei gleichem Anfangsdruck. Die Abbildungen 14 und 15 zeigen die Temperaturprofile mit und ohne Magnetfeld für eine Achsentemperatur von 10^5 °K .

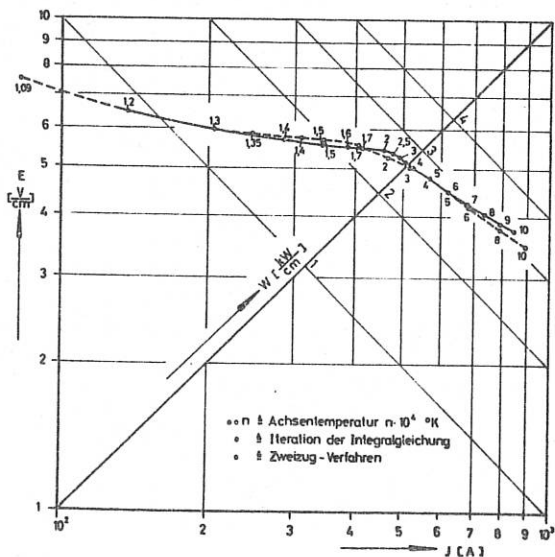


Abb.12 Strom-Feldstärkecharakteristik eines Wasserstoffbogens mit Magnetfeld.

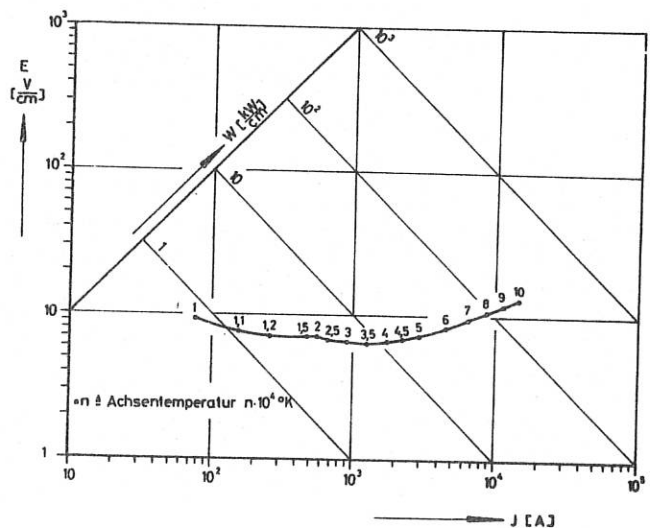


Abb.13 Strom-Feldstärkecharakteristik eines Wasserstoffbogens ohne Magnetfeld.

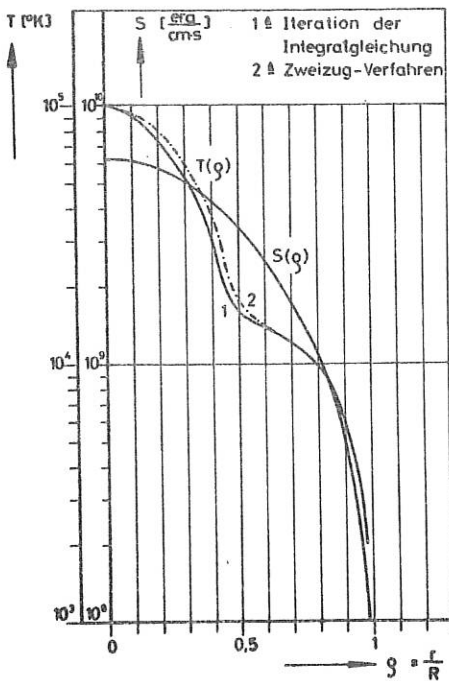


Abb.14 Temperaturprofil eines Wasserstoffbogens mit Magnetfeld.

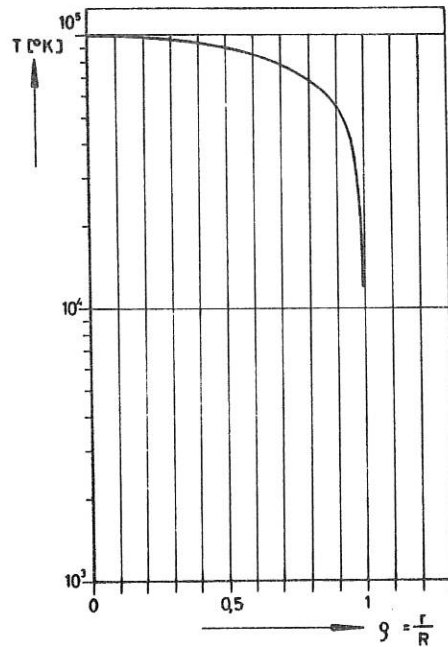


Abb.15 Temperaturprofil eines Wasserstoffbogens ohne Magnetfeld.

Die Untersuchung der Strahlung ergab, daß in guter Näherung der Wasserstoffbogen für die gesamte Strahlung außerhalb der Lyman-Serie als optisch dünn betrachtet werden kann, also mathematisch einfach zu verarbeiten ist. Für die wichtigen ersten beiden Linien der Lyman-Serie wurde die Strömungsgleichung der Strahlung für verschiedene Richtungen an einer Anzahl von Aufpunkten gelöst (unter Verwendung eines geeignet gewählten Rechteck-Profiles der Linien), um eine mittlere Intensität für den Energiegewinn durch Absorption zu bekommen. Das (nun ziemlich umfangreich gewordene) Rechenprogramm für die Lösung von (1) eignet sich bei Durchführung kleinerer Veränderungen auch für andere Gase als Wasserstoff.

Die Rechnungen auf der IBM 7090 zeigten, daß bei einer Achsen-temperatur von 10^5 °K und einem Radius von 1 cm die Berücksichtigung der optisch dünnen Strahlung eine Verringerung (!) der elektrischen Leistung um ca. 6 %, der Lyman-Strahlung dagegen eine Erhöhung um ca. 2 % verursacht. Das Temperaturprofil war allerdings Veränderungen bis zu ca. 20 % unterworfen. Für kleinere Achsen-temperaturen ist bei gleichem Bogenradius der Einfluß der Strahlung kleiner.

II.9 Das Problem des thermischen Gleichgewichts

(W. Feneberg, C. Mahn)

Die Abweichungen der gemessenen Wärmeleitfähigkeit bei Helium von der theoretisch vorhergesagten lassen es geboten erscheinen, sich mit der Frage nach dem thermischen Gleichgewicht zu beschäftigen, denn Abweichungen von der Saha-Boltzmann-Verteilung (SBV) in der Besetzung der Energiezustände von Atomen und Ionen könnten eine Ursache für die Diskrepanzen sein.

Bei den Anregungen und Ionisationen konkurrieren Strahlungs- und Elektronenstoß-Prozesse. Solange die Stoßprozesse die der Strahlung überwiegen, bleibt die Saha-Boltzmann-Verteilung gültig. Nun ist aber die Zahl der Stoßprozesse zwischen hochangeregten Energiezuständen größer als die zwischen unteren, während es für die Strahlungsprozesse umgekehrt ist. Die oberen Terme sind daher mit guter Genauigkeit noch nach der SBV besetzt. Mit wachsender Elektronendichte erweitert sich der Gültigkeitsbereich der SBV auf niedrigere Terme. Darüber muß die Gleichgewichtsbesetzung aus einer vollständigen Bilanz der Einzelprozesse errechnet werden.

Für Wasserstoff und wasserstoffähnliche Ionen haben das McWhirter und Hearn (CLM - P 23 (1963)) durchgeführt, und zwar haben sie dabei sämtliche Strahlungs-Anregungen und -Ionisationen vernachlässigt. In einer zweiten Arbeit haben dann Bates, Kingston und McWhirter (Proc. Roy. Soc. A 270, 155 (1962)) Ergebnisse von Rechnungen veröffentlicht für den Fall, daß gewisse Strahlungsprozesse miteinander im Gleichgewicht sind.

Ähnlich dem Vorgehen von McWhirter u.a. wurden von uns nun die Besetzungen für ein Wasserstoff- und für ein Heliumplasma abgeschätzt, aber mit zwei Veränderungen: 1. enthalten die Lösungen des Gleichungssystem die Strahlungsdichte als Parameter, 2. wurde im Falle des Heliumplasmas das gesamte System $\text{He} - \text{He}^+ - \text{He}^{++}$ betrachtet, d.h. das Vorhandensein von Wechselwirkungen zwischen Energiezuständen des neutralen und des ionisierten Heliums wurde berücksichtigt.

Als wesentliches Ergebnis zeigte sich: auch bei so geringen Strahlungsdichten, daß man von einem "optisch dünnen" Plasma sprechen darf, ist die Besetzung vorallem des Grundzustandes des ionisierten Heliums immer noch durch die Strahlungsprozesse bestimmt (für Verhältnisse, wie sie unseren Experimenten entsprechen). Die Abweichungen von der Saha-Boltzmann-Verteilung sind daher wesentlich geringer als die McWhirter und Hearn für ein "optisch dünnes" Plasma angeben. Zur Zeit werden Überlegungen angestellt, wie die Strahlungsdichte abzuschätzen ist. (siehe auch: II.10). Vom augenblicklichen Stand aus kann gesagt werden: Die Temperaturbestimmungen - aus dem Verhältnis $\text{He}^+/\text{He}^{++}$ - sind wahrscheinlich noch recht gut unter der Annahme einer SBV durchzuführen. Dagegen sind große Abweichungen im Verhältnis He/He^+ möglich, was sich besonders beim Heliumexperiment auf die Berechnung des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten auswirken kann.

Die Abweichungen von der SBV sind bei Wasserstoff viel geringer (die Niveaus liegen näher beieinander), so daß die Auswertung der Ergebnisse des Wasserstoffexperiments viel weniger durch Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht kompliziert wird.

II.10 Besetzungszahlen von Helium unter Berücksichtigung des Strahlungsfeldes (S. Ramer)

Während C. Mahn und W. Feneberg (II.9) nur Abschätzungen über die Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht bei einem Heliumplasma gemacht haben, sollen hier die Bilanzgleichungen der Systeme $\text{He}^+ \rightleftharpoons \text{He}^{++}$ sowie $\text{He} \rightleftharpoons \text{He}^+$ gelöst werden, wobei das Verhältnis von Absorptions- zu Emissionsprozessen zunächst als frei wählbarer Parameter behandelt wird, dessen Werte dann für spezielle Heliumbogen berechnet werden müssen.

Bisher wurden die einschlägigen Arbeiten studiert, und Werte für die erforderlichen Wirkungsquerschnitte gesammelt. Die Hauptschwierigkeiten liegen im Mangel an zuverlässigen Wirkungsquerschnitten für die Stoßprozesse.

III. Magneto - Plasmadynamik (M. Salvat)

III.1 Modelluntersuchungen an einem Plasmabrenner (B. Ahlborn)

Um die Vorgänge in einem Plasmabrenner zu verstehen, wurden Modelle diskutiert, die die Aufheizvorgänge möglichst einfach und genau beschreiben. Die beste Übereinstimmung mit den Experimenten ergab sich bei Anwendung eines 2-Stufenmodells, das den austretenden Plasmastrahl in einen heißen Kern und eine kalte Randzone unterteilt. Das Eigenmagnetfeld des Entladungsstromes wurde für den Beschleunigungsmechanismus dabei berücksichtigt. Die erforderlichen Experimente, die die Anwendbarkeit dieses Modells sicherstellen, konnten im Berichtsjahr abgeschlossen werden. Im untersuchten Unterschallbereich bei laminarer Strömung in Argon wurden spektroskopisch die Temperaturen und mit Hilfe einer Laufzeitmethode die Geschwindigkeiten im Strahl gemessen. Ein Vergleich zwischen den experimentell bestimmten und nach der Modellvorstellung berechneten Werten ergaben recht gute Übereinstimmung (maximale Differenz $\sim 20\%$).

III.2 Plasmabeschleunigung (G. Hahn, M. Salvat)

Die stationäre Aufheizung eines Hochdruckplasmas ergibt stets gewisse Schwierigkeiten, da das heiße Plasma notwendig mit festen Wänden in Berührung kommt. Führt man dagegen einer Plasmaströmung kinetische Energie zu, so wird die sich aus Enthalpie und kinetischer Energie additiv zusammensetzende Gesamtenergie ebenfalls erhöht, ohne daß die Temperaturen des Plasmas und damit die Kontaktschwierigkeiten mit den festen Wänden größer zu werden brauchen. Die kinetische Energie kann bei geeigneten Versuchsbedingungen wieder zum größten Teil in thermische Energie überführt werden. Zur Beschleunigung eines Plasmas eignen sich insbesondere Lorentzkräfte. Läßt man den durch einen Plasmabrenner z.B. erzeugten Plasmastrahl durch ein Elektrodensystem laufen, an das äußere Stromquellen angeschlossen sind, so fließen im Plasma senkrecht zu seiner Strömungsrichtung elektrische Ströme. Existiert senkrecht zum Strom und zur Strömung ein magnetisches Feld, so können bei richtiger Wahl der Richtung von \vec{L} die Lorentzkräfte das Plasma beschleunigen.

Eine vereinfachte Theorie zu diesem Problem wurde mit folgenden Voraussetzungen durchgeführt:

- 1) Eindimensionale Betrachtung
- 2) Vernachlässigung der Wärmeverluste
- 3) Die Geschwindigkeiten des Neutralgases und der Ladungsträger sollen gleich groß sein.

Die Rechnungen zeigen, daß man sowohl eine Unterschall- als auch Überschallströmung beschleunigen kann. Da größere Geschwindigkeiten erreicht werden sollen, sind nur die Anfangsbedingungen für eine Überschallströmung betrachtet worden. Als Anfangsbedingungen wurden angenommen:

$$M_0 > 1 \text{ (Machzahl)} \quad \omega_0' > 0; \quad M_0' > 0$$

Diese Bedingungen sollen während der Beschleunigung erhalten bleiben. Die räumliche Ableitung des Produktes aus Geschwindigkeit und magnetischer Induktion $[\omega \times \mathcal{E}]'$ spielt bei den Betrachtungen eine wesentliche Rolle, da die Stromdichte $|\vec{j}|$ proportional zur Differenz $|\mathcal{E}| - |[\omega \times \mathcal{E}]|$ ist. Folgende Anfangswerte wurden für Wasserstoff als günstig gefunden:

$$T_0 = 6\,600 \text{ }^\circ\text{K} \quad (C_0 = 9\,000 \text{ m/sec})$$

$$M_0 \approx 1,6$$

$$|\omega_0| \approx 1,6 \cdot 9\,000 \text{ m/sec} = 14\,440 \text{ m/sec}$$

$$|\mathcal{E}| \approx 33 \text{ V/cm}$$

$$|\mathcal{H}| \approx 30 \text{ Amp/cm}^2$$

$$p_0 \approx \frac{1}{10} \text{ atm}$$

$$|\mathcal{E}_0| \approx 1\,600 \text{ Gauss}$$

Mit diesen Werten ergibt sich theoretisch eine Zunahme der Geschwindigkeit von etwa $300 \frac{\text{m-sec}^{-1}}{\text{cm}}$.

Auf eine Beschleunigungsstrecke von 50 cm könnte man die Geschwindigkeit des Strahles verdoppeln.

Experimentelle Anordnung und erste Ergebnisse: Der Plasmastrahl wird in einem Plasmabrenner erzeugt und tritt in ein System ebener paralleler Elektroden ein.

- 1) Es ist möglich für Argon, Helium und Wasserstoff eine Überschallströmung zu erzeugen, und die dazu erforderlichen Bedingungen wurden bestimmt.

- 2) Es ist möglich, Ströme zwischen den ersten, durch den Strahl aufgeheizten, Elektroden zu erzeugen. Die Charakteristiken sind Diodencharakteristiken (d.h. man hat keine Bogenentladung). Der Strom fließt dann gleichmäßig.
- 3) Der Plasmabrenner liegt im Feld eines Eisenmagnets. Da das Magnetfeld die Strömung sehr störte (größere Ablenkung in Richtung der Elektroden), haben wir zuerst den Brenner gegen diese magnetische Störung abgeschirmt. Der Strahl wird nicht mehr abgelenkt, sondern gebremst, weil er in ein inhomogenes Magnetfeld eintreten soll. Diese neue Störung ist klein bei unseren Arbeitsfeldern ($\mathcal{L} \sim 1500$ Gauss).
- 4) Im Magnetfeld haben wir die $\mathcal{W} \times \mathcal{L}$ Methode angewandt, um die Anfangsgeschwindigkeit der Strömung zu messen. Messungen für Argon liegen vor und werden für Helium und Wasserstoff noch durchgeführt.

III.3 Eindimensionale Plasmaströmung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern (E. Rebhan)

Untersucht wurde das thermische und dynamische Verhalten eindimensionaler Plasmaströmungen, die senkrecht zu gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern verlaufen. Abhängig von Größe und Richtung der Felder fand sich eine Reihe verschiedener Strömungstypen, die fast alle in der Schallgeschwindigkeit eine undurchschreitbare Grenze besitzen.

Bei der Untersuchung von Stoßbedingungen ergab sich theoretisch die Möglichkeit zur Erzeugung stehender Stoßwellen. Schließlich konnte die Existenz einer eindimensionalen "elektromagnetischen Lavaldüse" gezeigt werden, d.h. das Plasma läßt sich durch passende Wahl der Felder eindimensional, also ohne Benutzung mechanischer Düsen, von Unterschall- auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigen. (Siehe auch Jahresbericht der Theorie).

III.4 Magnetoplasmadynamische Generatoren (G. Brederlow)

1. Elektronen- und Iontemperatur im MPD-Generator

(G. Brederlow, R.H. Eustis, W. Riedmüller)

Betreibt man einen MPD-Generator mit einer Edelgasströmung, der ein geringer Prozentsatz Kalium oder Caesium zur Erzielung einer Leitfähigkeit zugesetzt ist, so ist im Generator eine Erhöhung der Elektronentemperatur über die Gastemperatur zu erwarten. Die Elektronen werden nämlich im elektrischen Feld des Generators beschleunigt und können bei einem Zusammenstoß mit einem Edelgasatom ihre im Feld aufgenommene Energie nur zu einem ganz geringen Bruchteil abgeben, da Anregungs- und Ionisationsprozesse wegen der geringen Temperatur nicht möglich sind. Wenn dieser Effekt wesentlich ist, sollte der Wirkungsgrad des Generators sich merkbar erhöhen.

Um dieses Problem zu klären, wurde ein MPD-Generator mit 20 voneinander isolierten Elektrodenpaaren entworfen und gebaut. Zwei Plasmabrenner erzeugen eine Gasströmung, welcher genau einstellbare Mengen von Kalium zugefügt werden können. Das Magnetfeld kann bis zu 18 kG betragen. Das Prinzip der Anordnung ist in Abb.16 wiedergegeben.

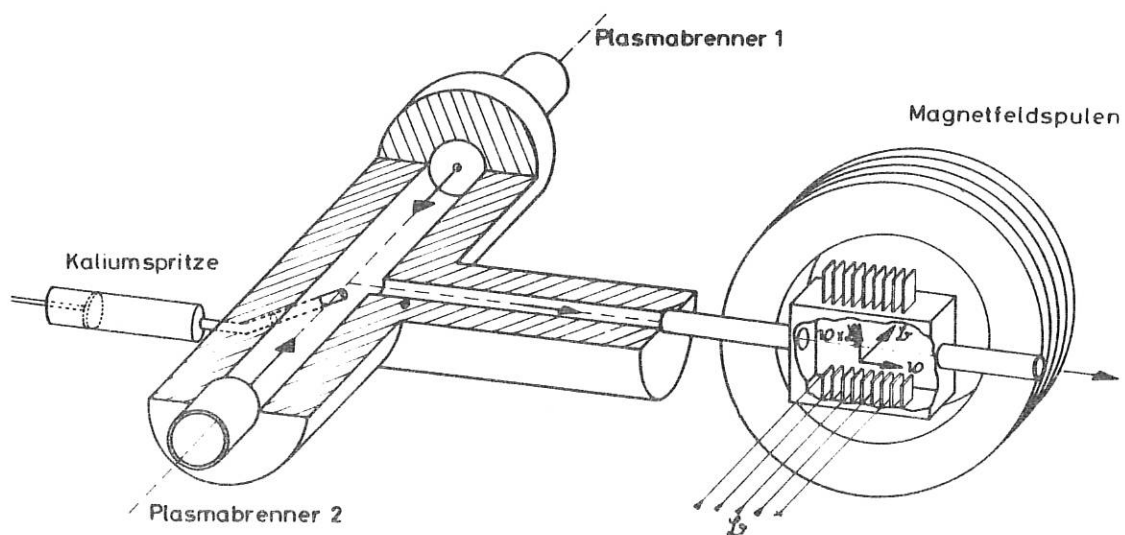


Abb.16 Prinzipbild des MPD - Generators

Die Elektronentemperatur im Generator soll spektroskopisch mit der Umkehrmethode, die Gastemperatur mit Thermoelementen gemessen werden. Bisher konnte im Eintritt des Generators eine Gastemperatur von $2\ 200^{\circ}\text{K}$ gemessen werden. Die elektrische Leitfähigkeit im Generator wurde zu $3\ \text{M ho/m}$ in Übereinstimmung mit der Theorie bestimmt. Mit den Messungen der Elektronentemperatur soll in nächster Zeit begonnen werden.

2. Bestimmung des Geschwindigkeits- und Potentialfeldes im MPD-Generator (Z. Celinski)

Ganz entscheidend auf die Wirkungsweise eines Generators wird das Geschwindigkeitsprofil und die hiermit eng verbundene Potentialverteilung in der Gasströmung sein. Zur Klärung dieser Fragen ist ein weiterer Generator im Bau, an dem Meßmöglichkeiten für Sonden vorgesehen sind, mit deren Erprobung begonnen wurde.

3. MPD-Generator mit nicht-thermischer Hochfrequenz-Ionisation (W. Ohlendorf)

Ziel dieser Arbeit ist es, eine kalte aber schnelle Gasströmung im Magnetfeld des Generators durch Hochfrequenzeinstrahlung soweit zu ionisieren, daß sich bei möglichst niedriger Gastemperatur eine hinreichende Leitfähigkeit ergibt. Die Hochfrequenz wird dabei kapazitiv parallel zum äußeren Magnetfeld eingekoppelt. Theoretische Abschätzungen ergaben, daß bei einer Frequenz von 100 MHz und einem Druck von $1/10\ \text{atm.}$ mit einem Ionisationsgrad von 0,3 - 0,5 % und einer Elektronendichte von $10^{14}-10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ gerechnet werden kann.

Voruntersuchungen ergaben, daß die kapazitive Ankopplung der HF an das Plasma die einzige Möglichkeit bot, eine Entladung auch bei starkem Magnetfeld aufrecht zu erhalten. Als Generator fand ein kommerzieller UKW-Sender mit einer Frequenz von 102 MHz und einer Wirkleistungsabgabe von 5 kW Verwendung. Der Aufbau

wurde aus Abschirmungsgründen weitgehend coaxial durchgeführt. Die MPD- Elektroden mußten quer zur Strömungsrichtung unterteilt werden, um ein Kurzschließen der HF-Spannung zu vermeiden. Die HF-Elektroden ihrerseits sind durch einen dünnen Lacküberzug vom Generator isoliert, um unerwünschte Rückwirkungen zu vermeiden. Das Magnetfeld wird durch Luftspulen erzeugt, die über den Koaxialleiter geschoben werden können, wie es Abb.17 zeigt. Das erreichbare Magnetfeld liegt in der Größenordnung von 30 kG .

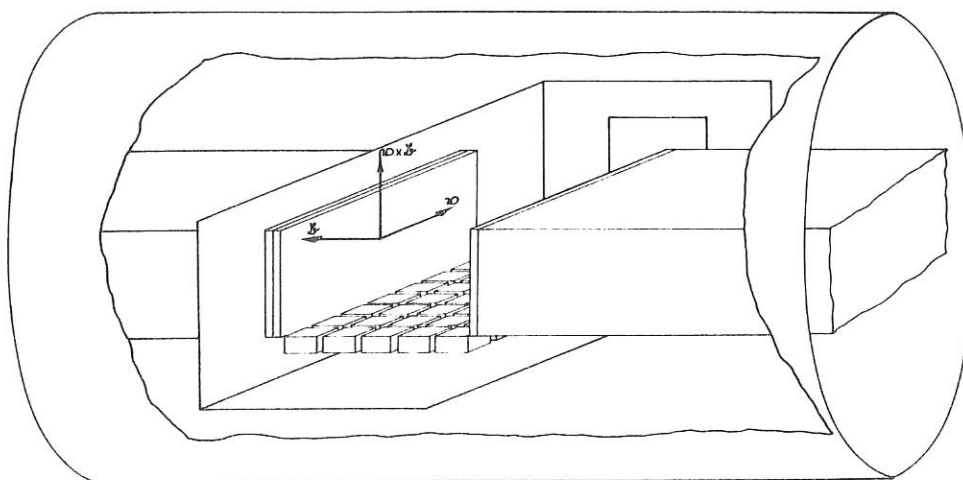


Abb.17 Anordnung zur HF-Ionisierung im Magnetfeld.

IV. Stoßwellenexperimente (H. Muntenbruch)

IV.1 Untersuchungen an einer Lauffunkenstrecke (L. Liebing)

Die schon im vorigen Jahresbericht beschriebene Lauffunkenstrecke besteht aus zwei parallelen ebenen Elektroden von 100 cm Länge, 10 cm Breite und 4 cm Abstand. Ein Kondensatornetzwerk liefert einen konstanten Strom von 60 kAmp für eine Zeitdauer von 35 usec. Die Vorgänge wurden in Argon bei einem Anfangsdruck von 0,34 Torr untersucht. Aus Schmierkamera-, Bildwandlernaufnahmen, Druckmessungen mit einer Pierosonde, Magnetfeldmessungen und Messungen von Strom und Spannung konnte ein einheitliches Bild des "Lauffunkens" gewonnen werden: Fast der gesamte Strom fließt in einer

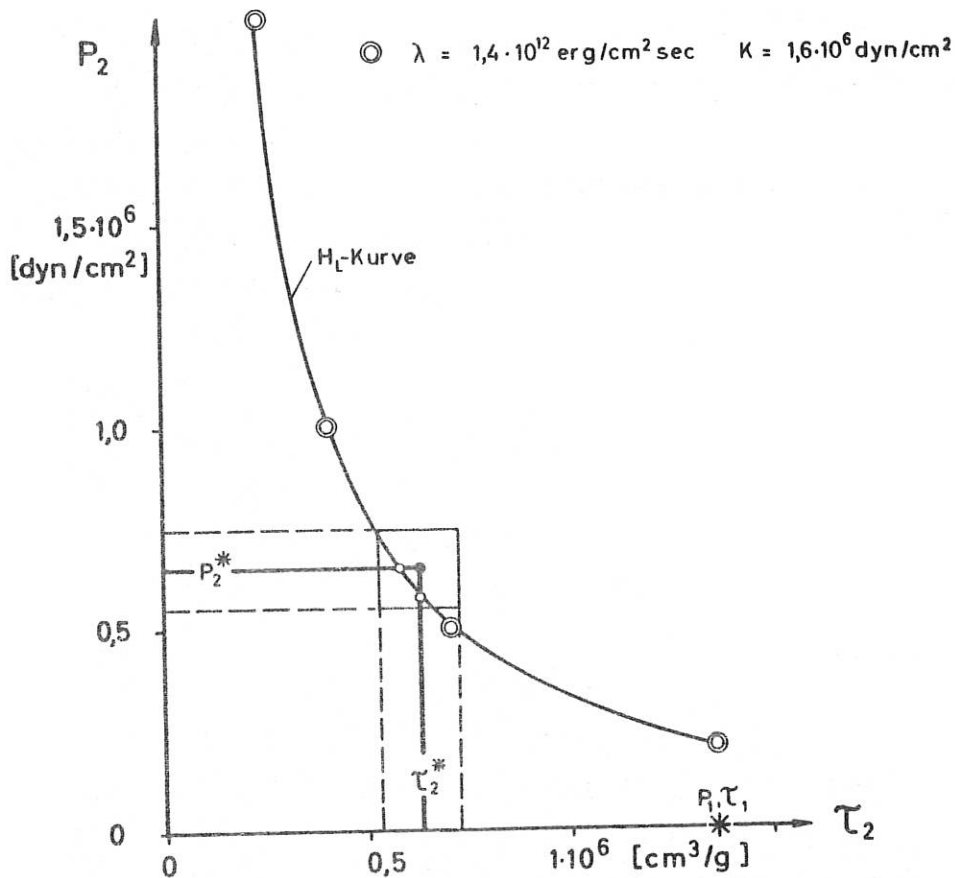


Abb.18 Modifizierter Chapman-Jouguet-Prozeß

\odot Theoretische Werte
 Meßwerte für Druck und spezifisches Volumen mit
 möglichen Fehlerbreiten.
 P_2^*, τ_2^*

dünnen, schräg stehenden Schicht in der Front der Leuchterscheinung. Das Magnetfeld wirkt nicht wie ein Kolben. Die Gasgeschwindigkeit hinter der Front ist etwa halb so groß wie die Geschwindigkeit, mit der sich die Stromschicht bewegt. Da der Strom dem Plasma ständig Energie und Impuls zuführt, lag es nahe, den Versuch wie einen Chapman-Jouguet-Prozeß zu beschreiben. Energie und Impuls, die dem Plasma zugeführt wurden, konnten aus den Messungen bestimmt werden. Damit war ein quantitativer Vergleich mit theoretisch berechneten Werten möglich, was zu überraschend guter Übereinstimmung führte, wie es Abb.18 zeigt.

IV.2 Untersuchungen an T-Rohren

Nach genügender Klärung der Vorgänge bei der anfänglichen Beschleunigung von Stoßwellen in T-Rohren (Jahresbericht 1962) wurden die Untersuchungen mehr auf die Struktur von Stoßwelle und Plasma in größerem Abstand von der Funkenstrecke konzentriert. Die erzielten Ergebnisse lassen auch Aussagen über die Anwendbarkeit von Theorien zu (Homologielösungen, Jahresbericht 1962).

1. Kontaktfrontphänomene (G.D. Cormack)

Bei den Untersuchungen der Leuchterscheinungen in T-Stoßwellenrohren von G. Brederlow (Jahresbericht 1962) waren manche Erscheinungen ungeklärt geblieben. Mit spektroskopischen und optischen Methoden konnten diese Fragen untersucht und im wesentlichen geklärt werden. Die Anordnung entsprach der von G. Brederlow. Die Messungen wurden im Abstand von 24 cm von der Funkenstrecke durchgeführt. Ein Steinheil-Spektrograph mit 4 Multipliern fand Verwendung. Daneben wurden Bildwandler- und Schmierkamas benutzt. Photographisch aufgenommene Spektren zeigten neben den Wasserstofflinien nur sehr schwach die Linien von Cr I, Fe I, Si II und Ca II, und Multipliermessungen ergaben, daß die im wesentlichen von den Elektroden stammenden Verunreinigungen auch in der vordersten Leuchtfront vorhanden sind. - Die Elektronendichte $n_e(t)$ und die Temperatur $T(t)$ wurden aus der Halbwertsbreite von $H\beta$ und der $H\beta$ -Gesamtintensität bestimmt, wobei die

dünnen, schräg stehenden Schicht in der Front der Leuchterscheinung. Das Magnetfeld wirkt nicht wie ein Kolben. Die Gasgeschwindigkeit hinter der Front ist etwa halb so groß wie die Geschwindigkeit, mit der sich die Stromschicht bewegt. Da der Strom dem Plasma ständig Energie und Impuls zuführt, lag es nahe, den Versuch wie einen Chapman-Jouguet-Prozeß zu beschreiben. Energie und Impuls, die dem Plasma zugeführt wurden, konnten aus den Messungen bestimmt werden. Damit war ein quantitativer Vergleich mit theoretisch berechneten Werten möglich, was zu überraschend guter Übereinstimmung führte, wie es Abb.18 zeigt.

IV.2 Untersuchungen an T-Rohren

Nach genügender Klärung der Vorgänge bei der anfänglichen Beschleunigung von Stoßwellen in T-Rohren (Jahresbericht 1962) wurden die Untersuchungen mehr auf die Struktur von Stoßwelle und Plasma in größerem Abstand von der Funkenstrecke konzentriert. Die erzielten Ergebnisse lassen auch Aussagen über die Anwendbarkeit von Theorien zu (Homologielösungen, Jahresbericht 1962).

1. Kontaktfrontphänomene (G.D. Cormack)

Bei den Untersuchungen der Leuchterscheinungen in T-Stoßwellenrohren von G. Brederlow (Jahresbericht 1962) waren manche Erscheinungen ungeklärt geblieben. Mit spektroskopischen und optischen Methoden konnten diese Fragen untersucht und im wesentlichen geklärt werden. Die Anordnung entsprach der von G. Brederlow. Die Messungen wurden im Abstand von 24 cm von der Funkenstrecke durchgeführt. Ein Steinheil-Spektrograph mit 4 Multipliern fand Verwendung. Daneben wurden Bildwandler- und Schmierkamasas benutzt. Photographisch aufgenommene Spektren zeigten neben den Wasserstofflinien nur sehr schwach die Linien von Cr I, Fe I, Si II und Ca II, und Multiplermessungen ergaben, daß die im wesentlichen von den Elektroden stammenden Verunreinigungen auch in der vordersten Leuchtfront vorhanden sind. - Die Elektronendichte $n_e(t)$ und die Temperatur $T(t)$ wurden aus der Halbwertsbreite von $H\beta$ und der $H\beta$ -Gesamtintensität bestimmt, wobei die

Maximalintensität von H_γ als Bezugsgröße wegen der schlechten Reproduzierbarkeit herangezogen wurde. Es ergaben sich für $n_e(t)$ Werte zwischen 10^{16} und 10^{17} cm^{-3} , während die Hugoniot-Theorie Werte von $n_e < 10^{13}$ liefert. Die Temperatur wurde mit Hilfe der von H. Griem angegebenen Kurven für das Intensitätsverhältnis $J_{H_\beta} : J_{\text{Kont}} = f(n_e, T)$ bestimmt. Die Temperaturen von 1,3 eV in der ersten und 1,7 eV in der zweiten Leuchtfront stimmen näherungsweise mit der von Ramsden und Mc Lean zu 1,8 eV ($M = 20$ und $p = 0,5 \text{ Torr H}_2$) gemessenen überein. Die Stoßwellentheorie liefert dagegen nur 0,35 eV. Die annähernde Gleichheit der Temperaturen in beiden Leuchtfronten und ihre große Differenz zu den Werten der Stoßwellentheorie legt es nahe anzunehmen, daß das Plasma beider Leuchtfronten gleichen Ursprungs ist, und es sich nicht um ein stoßgeheiztes Plasma handelt. Dies kommt ganz klar auf Bildwandleraufnahmen (Abb.19) zum Ausdruck, die im Zeitabstand von 1 usec aufgenommen, die Zerrissenheit der Strukturen und ihre Dynamik zeigen. Hierdurch ist auch zu erklären, daß die schweren Verunreinigungen (durch die Bremsung) bis in die vordersten Schichten gelangen. Es ist auch sofort verständlich, daß die Hugoniot-Beziehung auf die Leuchtfront nicht angewendet werden darf, da stets heißes aus der Funkenstrecke stammendes Plasma bis zur Leuchtfront vordringt.

2. Interferometrische Dichtemessungen (H.Brinkschulte)

Die im Jahre 1962 begonnenen interferometrischen Dichtemessungen an Stoßwellenrohren wurden mit verbesserter Beobachtungsmethode fortgesetzt. Neben einer Aufnahme der Streifenverschiebung mit Multipliern wurde gleichzeitig das Bild des Streifensystem mit einer Schmierkamera photographiert. Messungen an Stoßwellen in Argon und Wasserstoff bei Machzahlen zwischen $M = 8$ und $M = 20$ ergaben klar überschaubare Ergebnisse, die besonders im Hinblick auf die Untersuchungen von G.Brederlow und G.D.Cormack interessant sind:

- 1.) Der Drucksprung ist stets steil.
- 2.) Die Stoßfront ist eben.

- 3.) Die Dichte hinter der Stoßfront nimmt etwa in der Weise ab, wie sie durch die "Blast-Wave-Theorie" beschrieben wird.
- 4.) Bei langsamen Stoßwellen, bei denen keine Dissoziation von Wasserstoff eintritt, ist der Dichtesprung gleich dem theoretischen Wert $\rho/\rho_0 = 6$.
- 5.) Ist Dissoziation vorhanden, so wächst die Streifenverschiebung, woraus der Brechungsindex atomaren Wasserstoffs zu berechnen ist.
- 6.) Bei niedrigen Machzahlen erreicht die Leuchtfront nie die Stoßfront. Der Abstand entspricht aber nicht der aus dem Kolbenmodell herzuleitenden Distanz zwischen Stoßfront und Kontaktfläche.
- 7.) Bei höheren Machzahlen löst sich von der eigentlichen Leuchtfront eine schwächere ab, die aber nicht mit einer wesentlichen Änderung des Brechungsindex verbunden ist.

In Abb.20 sind einige Schmieraufnahmen von Streifensystemem wiedergegeben, auf denen die beschriebenen Vorgänge zu erkennen sind.

3. Mikrowellenmessungen (W. Makios)

Mit dem Mach-Zehnder-Interferometer sind praktisch nur Teilchen- und Elektronendichten $> 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zu messen. Aber sowohl im Precursor als auch im nichtleuchtenden Plasma zwischen Stoßfront und Kontaktzone kann mit Elektronendichten gerechnet werden, die wesentlich kleiner sein können (siehe auch Brederlow: Jahresbericht 1962). Zur Erfassung dieser Bereiche wurde Mikrowellenuntersuchungen mit einer 4 mm-Apparatur begonnen (Grenzdichte $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Diese wurde zuerst als Reflexionsinterferometer in der üblichen Weise aufgebaut.

Der Dopplereffekt läßt sich dann zu Geschwindigkeitsmessungen einer Front ausnutzen, die durch einen Sprung in der Elektronendichte charakteristisch ist, wenn nicht durch die Precursorstrahlung im ruhenden Gas des Stoßrohres zu viele Elektronen freige- macht werden. Eine solche "Elektronenfront" braucht weder mit der "Stoßfront" (als die der Dichtesprung verstanden werden soll) noch mit der "Kontaktfront" (mit der hier die vordere Grenze des

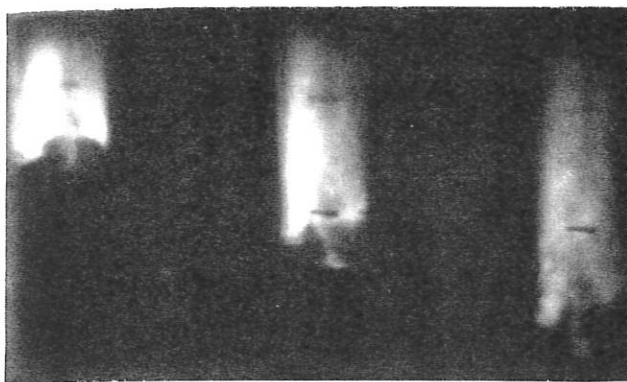


Abb. 19

Bildwandleraufnahmen
von Stoßwellenplasmen
(Zeitabstand 1 usec)

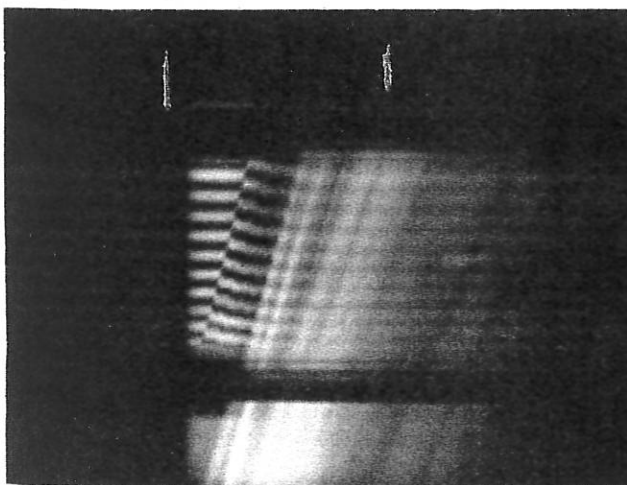
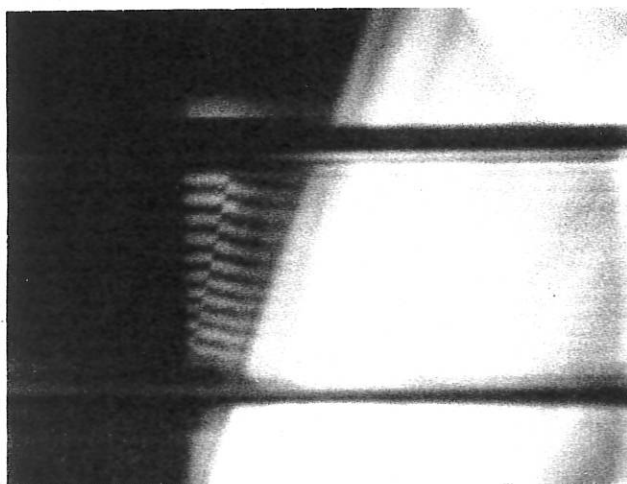
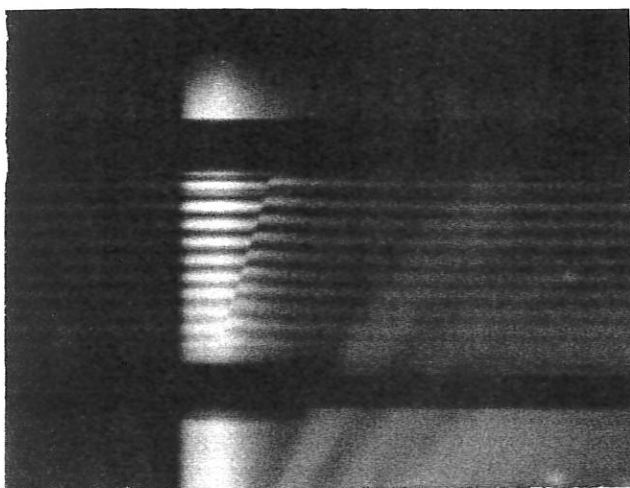


Abb. 20

Schmierphotos von Inter-
ferenzstreifen und
Leuchterscheinungen
bei verschiedenen
Stoßwellengeschwindigkeiten.

Entladungsplasmas gemeint ist) identisch zu sein. Deshalb wurden vergleichende Multiplier-, Bildwandler- und Schmierkamerauntersuchungen vorbereitet.

Es gelang, mit Hilfe der Apparatur erste Messungen durchzuführen. Die ermittelten Geschwindigkeiten entsprachen denen der Plasmawolke. Die Signale waren aber so schwach, daß eine eindeutige Entscheidung nicht gefällt werden konnte. Es konnte auch nicht entschieden werden, ob Absorption der Strahlung im Precursor oder Streuverluste an unebenen Fronten für die Schwierigkeiten verantwortlich waren. Einige Änderungen des Systems brachten zwar Verbesserungen, aber doch keinen entscheidenden Fortschritt.

Erst die Abkehr vom üblichen Weg und der Bau eines völlig anderen Interferometers führten zum Erfolg: Vom Klystron führt ein Hohlleiter über eine Einwegleitung direkt zum Horn. Diese Leitung wird von einer quer dazu verlaufenden berührt, die an der Berührungsstelle von einem Draht durchstoßen wird, der als "Antenne" in den ersten Hohlleiter hineinragt. Auf diese Weise wird das Feld in den Querleiter übertragen, der mit einem Kurzschließer an einem Ende und einem Detektor an anderen abgestimmt werden kann. Der Detektor wird so justiert, daß er im Maximum des ξ -Vektors der erzeugten stehenden Welle sitzt.

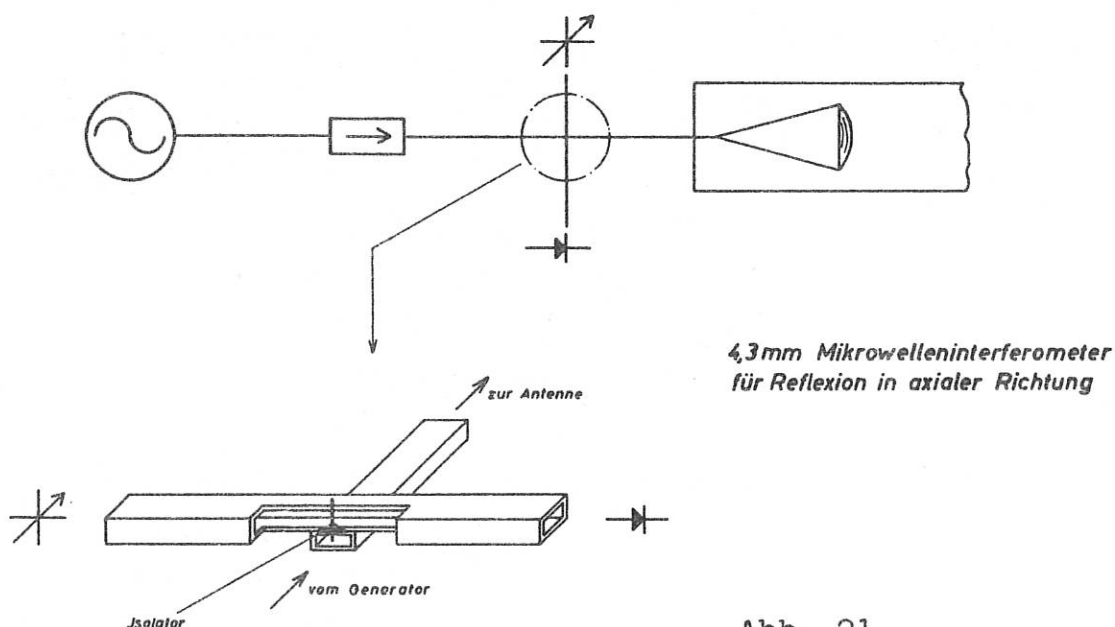


Abb. 21

Darüberhinaus wurde auf engstem Raum direkt am Kristall mit einer Nuvistortriode 7586 ein Kathodenfolger gebaut, der den Detektor einem 120 Ohm-Kabel anpaßt. Die Empfindlichkeit der gesamten Anordnung wurde damit gegenüber der des ersten Interferometers um den Faktor 10 gesteigert.

Erste experimentelle Ergebnisse zeigen, daß in gewissen Geschwindigkeitsbereichen die Mikrowellen an der Stoßfront reflektiert werden, und daß das Gas vor der Front im wesentlichen durchlässig ist.

IV.3 Berechnung der Zustandsgrößen hinter einer Stoßfront in Argon (G.D. Cormack)

Zur Beurteilung der Ergebnisse von Stoßwellenexperimenten ist die Kenntnis der Zustandsgrößen hinter der Stoßfront nötig. Diese Größen lagen für Wasserstoff und Helium vor, nicht aber für Argon. Deshalb wurden, unter der Voraussetzung thermischen Gleichgewichtes, die Zustandsgrößen hinter einer ebenen Stoßfront in Argon für Frontgeschwindigkeiten von 0,5 bis 4 cm/usec und die Anfangsdrucke 0,1; 1,0 und 10 Torr berechnet. Dabei wurde angenommen, daß sich die Stoßfront in ein kaltes, homogenes Gas einbewegt. Die Ergebnisse dieser Rechnung (Elektronendichte, Temperatur, Druck, Kompressionsverhältnis und Plasmazusammensetzung als Funktion der Stoßfrontgeschwindigkeit mit dem Anfangsdruck als Parameter) liegen in Form von graphischen Darstellungen vor.

IV.4 Erzeugung kurzer, steiler Einzelimpulse in Hochstromentladungen

(H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)

Häufig werden die komplexen Vorgänge in Anordnungen zur elektromagnetischen Erzeugung von Stoßwellen noch dadurch kompliziert, daß eine schwingende Entladung bei jeder Halbwelle eine Stoßwelle hervorrufen. Diese Wellen können sich dann einholen und kaum deutbare Erscheinungsbilder verursachen. Deshalb wurden theoretisch die Möglichkeiten untersucht, Einzelimpulse hoher Stromstärke und großer Steilheit zu erzeugen. Aperiodisch gedämpfte Entladungen wurden (teilweise mit Hilfe der IBM 7090) mit solchen in Crowbar- und Power-Crowbar-Systemen verglichen.

Power-Crowbar-Systeme zeigten sich den anderen deutlich überlegen. Die Einflüsse von Abweichungen der einzelnen Stromkreisparameter von den idealen Werten wurden ebenfalls untersucht. Eine nach den gewonnenen Erkenntnissen gebaute Power-Crowbar-Anordnung erfüllte vollkommen die in sie gesetzten Erwartungen.

IV.5 Aufbau einer Membranrohranlage zur Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Stoßwellen und Magnetfeldern.

(H. Muntenbruch)

Die Experimente mit elektromagnetischen Stoßwellen hatten gezeigt, daß die damit erzeugten Plasmen nicht homogen sind, häufig sogar durch das Eindringen des Entladungsplasmas in die stoßgeheizte Zone noch inhomogener werden.

Da die Wechselwirkungsuntersuchungen ein in seinen Eigenschaften bekanntes Ausgangsplasma voraussetzen sollten, wurde mit der Planung und dem Bau eines Membranrohres begonnen, in dem die Plasma-Größen hinter der Stoßfront definierter sind.

Daten der Anlage:

Rohr \emptyset	10	cm
Länge des Hochdruckteiles	ca. 1,70	m
Länge des Niederdruckteiles	7-10	m
Länge der Meßkammer	bis 1	m
Qualität der Innenflächen	besser als geschliffen	
Antriebsdruck	bis 150 Atü	
Evakuierbarkeit	10^{-3}	Torr
Membranzonen	für 1 und 2 Kupfermembranen	
Dauer eines Membranwechsels	30	sec
Pumpzeit auf 10^{-2} Torr	10	min.

Die oben angeführten Werte konnten in enger Zusammenarbeit mit Herrn Zickert von der "Technik" erreicht werden.

Das Rohr ist fein justierbar auf einem massiven U-Eisenrahmen montiert. Der Druckteil wird in einem Spannrahmen zwischen Membranzone und Endstück mit einer Spindel eingespannt.

Der Hochdruckteil konnte noch 1963 montiert werden. Der Niederdruckteil steht kurz vor der Lieferung, während einige Meßkammern für optische Untersuchungen konstruiert sind. Kammern für Versuche mit Elektroden im Magnetfeld befinden sich in der Konstruktion. Ventile für Hochdruck und Vakuum gleichzeitig wurden teilweise selbst konstruiert und werden in der Zentralwerkstatt des Institutes hergestellt.

Eine umfangreiche Hochdruckanlage mit Vorratsflaschen, Kompressor und Verteilersystem wurde konzipiert und teilweise schon geliefert. Entsprechende Sicherheitseinrichtungen für das Arbeiten mit Wasserstoff unter hohem Druck sind vorgesehen.

Das Magnetfeld über der Meßkammer soll aus einer Kondensatorbatterie gespeist werden, wodurch eine zusätzliche Belastung der überbeanspruchten Hochstromanlage vermieden wird.

V. Planung des Laborgebäudes L 5 und der Gleichrichter-
Zentrale L 5 E.

(H. Muntenbruch, R. Wienecke, S. Witkowski)

Im Berichtsjahr wurde zusammen mit dem Architekten Dipl.-Ing.
U. Breukel die Planung der beiden Gebäude L 5 und L 5 E, sowie
der Gleichrichteranlage selbst durchgeführt. Der Rohbau des
Gebäudes L 5 konnte noch vor Einbruch des Winters unter Dach
gebracht und winterfest gemacht werden.

Die Einzelplanung der Elektroanlage ist weitgehend abgeschlossen,
sodaß im Frühjahr mit dem Bau von L 5 E begonnen werden kann.

2. Ver...

1. Laborberichte

- [1] IPP 3/4 (1963): Die Struktur der Plasmawolke im elektromagnetischen Stoßwellenrohr (G.Brederlow)
- [2] IPP 3/5 (1963): Berechnung des Magnetfeldes auf der Achse spezieller Spulen (S.Witkowski)
- [3] IPP 3/6 (1963): Eindimensionale Plasmaströmung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern (E. Rebhan)
- [4] IPP 3/7 (1963): Homologielösung zur Darstellung von Vorgängen in Stoßwellenrohren (H.Muntenbruch)
- [5] IPP 3/8 (1963): Sprunggrößen und thermodynamische Zustandsgrößen in einem stoßwellenaufgeheizten Wasserstoffplasma mit Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation (W. Ohlendorf)
- [6] IPP 3/9 (1963): Reaktionswärmeleitfähigkeit von Wasserstoff und einfach ionisiertem Helium in einer zylindersymmetrischen Entladung mit überlagerter axialen Magnetfeld (R.Wienecke)
- [7] IPP 3/10 (1963): Contact Front Phenomena in a Electromagnetic Shock Tube (G.D.Cormack)
- [8] IPP 3/11 (1963): Equilibrium Conditions behind a Strong Shock Moving through Argon (G.D.Cormack)
- [9] IPP 3/12 (1963): Über die Aufheizung von Strömungen mit veränderlichen spezifischen Wärmen (B. Ahlborn)
- [10] IPP 3/13 (1963): Die Strom-Spannungs-Charakteristik und das Temperaturprofil einer stationären zylindersymmetrischen Wasserstoffbogenentladung in einem äußeren axialen Magnetfeld unter Vernachlässigung von Massenströmung und Abstrahlung für Achsentemperaturen bis zu 10^5 °K (U. Heidrich)

- [11] IPP 3/14 (1963): Zum Bau von Drehspiegelkamas großer Lichtstärke (H.Muntenbruch)
- [12] IPP 3/15 (1963): Zur Erzeugung kurzer, steiler Einzelimpulse in Hochstromentladungen (H. Brinkschulte, H. Muntenbruch)
- [13] IPP 3/16 (1963): Erzeugung und Bewegung von Plasmen in einer Lauffunkenstrecke (L.Liebing)
- [14] IPP 3/17 (1963): Über die Besetzungszahlen der Anregungs- und Ionisationszustände in einem Wasserstoff- und einem Heliumplasma (W.Feneberg, C.Mahn)

2. Veröffentlichungen

- [15] Die Struktur der Plasmawohlke im elektromagnetischen Stoßwellenrohr (G.Brederlow), Z.Naturf. 18a, 868 (1963)
- [16] Inductive MHD Generator (G.D.Cormack) Z.Naturf. 18a, 885 (1963)
- [17] Motion and Structure of a Plasma Produced in a Rail Spark Gap (L.Liebing) Phys. Fluids 6, 1035 (1963)
- [18] Druckerhöhung in der zylindersymmetrischen Lichtbogensäule bei überlagertem axialen Magnetfeld (R.Wienecke) Z. Naturf. 18a, 1151 (1963)
- [19] Reaktionswärmeleitfähigkeit von Wasserstoff und einfach ionisiertem Helium in einer zylindersymmetrischen Entladung mit überlagertem axialen Magnetfeld (R.Wienecke) Z. Naturf. (im Druck)
- [20] The Contact Surface in an Electromagnetic Shock Tube (G.D.Cormack) Z. Phys. (im Druck)

- [21] Density- and Temperatur-Distribution in a D.C.Arc with Flow and Axial Magnetic Field
(C.Mahn, H.Ringler, R.Wienecke, S.Witkowski)
Compt. Rend. de la VI^e Conf. Phen. d'Ionisation dans les Gaz, Paris 1963.
- [22] Calculation of Pressure Variation and of Heat Conductivity in an Arc Column with Superposed Magnetic Field (R.Wienecke)
Compt. Rend. de la VI^e Conf. Phen. d'Ionisation dans les Gaz, Paris 1963
- [23] Der Einfluß eines axialen Magnetfeldes auf die Eigenschaften einer zylindersymmetrischen Lichtbogensäule (R.Wienecke)
Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutschen Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963
- [24] Heliumbogen im Magnetfeld (C.Mahn, H.Ringler, R.Wienecke, S.Witkowski) - Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutschen Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963
- [25] Potentialsondenmessungen an einem Argon-Plasmastrahl (H.Ringler) - Vortrag auf der Fachausschußsitzung "Plasmaphysik" der Deutsch. Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963
- [26] Leitfähigkeitsmessungen im elektromagnetischen Stoßwellenrohr (G.Brederlow) - Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutsch. Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963
- [27] Antrieb von Plasma in einer Lauffunkenstrecke (L.Liebing)
Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutsch. Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963
- [28] Über eine Drehspiegelkamera hoher Lichtstärke (H.Muntenbruch)
Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutsch. Phys. Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys. Verh. 3-4, 1963

[29] Modell zur Bestimmung von Austrittsgeschwindigkeit und Temperatur des Plasmas bei einem Plasmabrenner (B.Ahlborn)
Vortrag auf der Fachausschußtagung "Plasmaphysik" der Deutsch. Phys.Ges. in Bad Nauheim, Abstr. in Phys.Verh. 3-4, 1963

[30] Fortschritte bei der Aufheizung einer Plasmaströmung im axialen Magnetfeld (H.Ringler)
Vortrag auf der Fachausschußtagung der WGLR in Stuttgart, (wird veröffentl. in der Fachzeitschrift der WGLR).

Jahresbericht 1963

der

Abteilung Technik (Dipl.-Ing. K.H. Schmitter)

I Überblick

Der Ausbau der Abteilung Technik verlief 1963 langsamer als dem erwarteten Bedarf des Instituts entsprechend ursprünglich vorgesehen war, weil das Gebäude J1 nicht termingerecht fertiggestellt werden konnte. Die Gruppen Elektronik, Projektierung und Konstruktion zogen zwar noch im Laufe des Novembers in die neuen Arbeitsräume ein; der Rest der Abteilung kann erst bis April 1964 umsiedeln.

Schwerpunkt der Arbeiten war wiederum wie im Vorjahr die 1,5 MJ-Anlage. Hier lagen die Aufgaben einmal bei der Überwachung der Montage, der Klärung der dabei laufend auftretenden Fragen, und zum anderen bei der Entwicklung, der Konstruktion und der Fertigungsüberwachung des Kollektors. Der Aufbau der Anlage mit Ausnahme des Kollektors und der Energiekabel wird im Februar 1964 abgeschlossen sein. Der Kollektor folgt mit Verspätung, weil der zugehörige, im Vorjahr mit der Industrie abgeschlossene, Entwicklungs- und Fertigungsvertrag aus Gründen, die nicht vom Institut zu vertreten sind, gelöst und eine eigene Entwicklung aufgenommen werden mußte. Wir haben versucht, den dadurch entstandenen Zeitverlust von etwa 9 Monaten durch Ausschöpfung der Möglichkeiten des Instituts und Konzentration aller verfügbaren Kräfte der Abteilung zu vermindern und gleichzeitig eine wirtschaftlichere und zweckmässigere Lösung als bisher zu finden.

In Zusammenarbeit mit der Abtlg. Theorie (A. Schlüter, K. Hain) wurde das Konzept eines „dynamischen Kollektors“ erstellt. Bei der anschliessenden Entwicklung wurden die Teilprobleme und der Gesamtentwurf parallel bearbeitet. Hierzu war außer der reinen Konstruktionsarbeit ein umfangreiches Versuchsprogramm zu erledigen. Mit Hilfe von Lebensdauerversuchen wurde das Teilproblem „Hochstromkontakte“ gelöst. Die Konstruktion des Kollektors mußte an funktionsfähigen Modellen des Vor- und Hauptkollektors erprobt werden. Vor der Freigabe der endgültigen Werkstattzeichnungen Anfang November waren die Voraussetzungen für die Aufnahme der Fertigung erfüllt und die Firma Krauss-Maffei erhielt den Auftrag zur Herstellung des Kollektors nach unseren Zeichnungen (250 werkstattgerechte Zeichnungen).

Dem Bedarf der Experimentellen Plasmaphysik an speziellen Bauelementen und Geräten wurde weiterhin durch Verbesserung bestehender oder Entwicklung neuer Einheiten Rechnung getragen. Standardgeräte und Bauelemente wurden hauptsächlich im Bereich der Hochspannungstechnik, der Elektronik, der Magnetfeldtechnik und Vakuumtechnik entwickelt. Die Reihe der nun vorhandenen genormten Gerätetypen eigener oder industrieller Fertigung wird jetzt von einem im Laufe des Jahres gebildeten Elektronik-Service zentral für den Bereich des Instituts erfaßt und gewartet.

Insgesamt stieg das Auftragsvolumen gegenüber dem Vorjahr erheblich an, so daß zum Jahresende z.B. der Auftragsbestand bei einigen Gruppen unter Zugrundelegung der gegenwärtigen Personalstärke auf mehrere Monate angewachsen war. Dabei liegen die 1963 erledigten Aufträge nach Umfang und Zahl sehr wesentlich höher als 1962.

Die Kapazität der Zentralen Mechanischen Werkstätten erhöhte sich gegen 1962 um etwa 10 %. 1963 wurden in diesen Werkstätten 35.984 Arbeitsstunden geleistet. Die Verteilung dieser Stunden auf die Abteilungen entspricht in guter Näherung dem verabredeten Schlüssel.

In der Tischlerei wurde die Kapazität im Laufe des Jahres um $\frac{2}{3}$ erhöht. Sie schloß mit einer Gesamtarbeitszeit von 4.977 Stunden.

Mit dem Umzug der Elektronikgruppe wurde die Elektronikwerkstatt von der Elektrowerkstatt getrennt. Bis zum Umzug in die Zentralwerkstätten ist sie im Gebäude J1 untergebracht. Die Elektrowerkstatt bleibt bis zum endgültigen Umzug in W2. Auch in diesem Jahr nahm die Fertigung der Seriengeräte eigener Entwicklung einen breiten Raum ein. Es wurden 156 inventarisierte Geräte gebaut. Damit sind bisher in diesen Werkstätten insgesamt 563 Geräte gefertigt worden. Von den in der Elektro- und in der Elektronikwerkstatt hergestellten Geräten wurden etwa 74% von der Elektronikgruppe, 22% von der Experimentalphysik 1 - 3 direkt und 4% von der Hochspannungsgruppe entwickelt.

II Gruppe Projektierung

(A. Knobloch, H. Schlageter, G. Herppich, F. Werner,
J. Deleplanque)

Im Jahre 1963 stand wie im vorangegangenen Jahr der größte Teil der durchgeführten Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 (2,6) MJ-Stoßstromanlage zum Theta-Pinch IV (Abtlg. 1). Neben Arbeiten für Abtlg. 2 sowie Laborentwicklung im kleineren Umfang oblagen der Gruppe Projektierung im Zusammenhang mit dem Umzug der Abtlg. Technik in das neue Gebäude J1 Planung und Einrichtung der örtlichen Werkstätte (H. Jourdan) sowie des Allgemeinen Maschinenraumes.

Im einzelnen sind folgende Arbeiten durchgeführt worden:

II.1 Arbeiten an der 1,5 (2,6) MJ-Stoßstromanlage

1. Kollektor

Nachdem die Siemens-Schuckertwerke AG sich im Februar 1963 außerstande erklärt hatten, in Anbetracht aufgetretener technischer und konstruktiver Schwierigkeiten den vorgesehenen Liefertermin zu halten oder einen neuen Termin zu nennen, wurde zunächst das Konzept einer neuen Kollektoranordnung entwickelt. Dies sah die Aufteilung der Kollektoranlage in 18 vertikale sog. Vorkollektoren entsprechend der Gestellaufteilung der Kondensatorbatterie und einen sechsteiligen horizontalen Hauptkollektor (Breite 5,4 m, Tiefe 0,9 m) vor. Diese Disposition ermöglicht im Gegensatz zur bisherigen die Anbringung von Crowbarschaltern im Bereich des Kollektors und hat den Vorteil der trotz der grossen Zahl angeschlossener Kabel (756) relativ guten Zugänglichkeit. Die Entwicklung des Hauptkollektors erfolgte in enger Zusammenarbeit mit der Abtlg. Theorie, die der Vorkollektoren in Zusammenarbeit mit der Experimentalphysik 1. Für den Hauptkollektor wurde eine Masselösung mit Sprunggewichten gewählt. Die Bewegung der Gewichte ist annähernd symmetrisch, so daß die Übertragung dynamischer Kräfte auf den Untergrund auf ein Minimum reduziert ist. Durch besondere Maßnahmen (Schlitzung der Leitbälge) wird eine tangentiale Einströmung in die Verbraucherspule

erzwungen. Als Isolator für die Vorkollektoren waren ursprünglich Polyäthylen-Formteile vorgesehen. Schwierigkeiten, die bei der Fertigung dieser Formteile auftraten, führten zu einer Vorkollektorkonstruktion, bei der eine durchweg geschichtete Folienisolation verwendet wird. Nur am Anschluß der 18 Crowbarschalter verbleiben relativ kleine und einfache Polyäthylen-Formteile. Vor- und Hauptkollektor müssen daher isoliert aufgestellt werden. Die Kollektoranlage ohne Grundgerüste (Gesamtgewicht ca. 80 t) wurde vollständig neu im IPP konstruiert. Im November 1963 wurde ein entsprechender Fertigungsauftrag an die Fa. Krauss-Maffei erteilt.

Bis 1.3.1964 werden die Konstruktionsteile für ein Sechstel der Anlage, bis 15.5.1964 die restlichen Materialien ausgeliefert, so daß die Stoßstromanlage in zwei Stufen im Jahr 1964 in Betrieb gehen kann.

Wegen des großen Gewichtes der Kollektoranlage waren besondere Maßnahmen zur Aufstellung erforderlich. Die 18 Vorkollektoren werden von einem Grundgerüst getragen, welches sich durch Deckendurchbrüche direkt auf den Kellerboden abstützt; der Hauptkollektor wird isoliert auf einem Grundrahmen stehen, der das Gewicht von ca. 60 t auf vier Stützen im Keller verteilt. Die konstruktive Lösung dieser Aufgaben wurde der Fa. Betzler, München übertragen. Das Vorkollektorgrundgerüst ist bereits montiert.

2. Crowbarschalter

Unter Verwertung von Erfahrungen aus Los Alamos, vermittelt durch F. Ribe, wurden Daten und Abmessungen ermittelt für einen Plasmaschalter, der als Crowbarschalter in die Kollektoranordnung eingebaut werden soll (siehe Abschnitt 1).

Die Vorkollektorkonstruktion wurde entsprechend angepaßt. Ein erstes Versuchsmuster wird z.Zt. von der Gruppe Vakuumtechnik gebaut. Der erste Versuch mit Originalbelastung soll etwa gleichzeitig mit der ersten Inbetriebnahmestufe an einem vierten Vorkollektor erfolgen.

3. Beschaltungskondensatoren

Entsprechend der neuen Kollektordisposition wurden die Daten auf $C = 0,12 \mu\text{F}$, $R = 1,05 \Omega$ geändert. Die Ausführung und Fertigung wurde zusammen mit den Gruppen Konstruktion und Hochspannungstechnik geklärt und freigegeben, nachdem das Vergleichsangebot einer amerik. Firma eingeholt war.

4. Kabel und Kabelführung

Gemäß Änderung des Kollektorprojektes wurden in Zusammenarbeit mit SSW (nur noch drei) neue Kabellängen und eine neue Kabelverlegung ermittelt. Das Kabeltraggerüst für die Distanz zwischen Batterie und Kollektor ist montiert, die Befestigungsschellen sind geliefert. Nachdem noch Hochstromprüfungen mit 180 KA (maximaler Betriebsstrom ca. 30 KA) bei SSW durchgeführt waren, wurde die endgültige Kabelbestellung an SSW gegeben. Für die erste Inbetriebnahmestufe (siehe Abschnitt 1) sind die Kabel bereits geliefert. Der übrige Lieferumfang wird bis Ende April 1964 abgewickelt.

5. Batteriestelle und Kondensatoren

Nach Festlegung der Kollektorausführung wurden Kabelverlegung und Kabelanschluß innerhalb der Batteriestelle geklärt. Abgesehen von z.T. umfangreichen Nachbesserungsarbeiten erforderte die Isolation und Montage der Kondensatorableitbänder durch AEG einen erheblichen zeitlichen Mehraufwand als vorgesehen, so daß die Batteriemontage erst im Januar 1964 abgeschlossen wird.

6. Lade- und Triggereinrichtung, Sicherheitsanlage, Erdung

Diese Anlageteile wurden technisch geklärt und sind von den Firmen AEG bzw. SSW fertig montiert.

7. Krananlage

Die erfolgte Abänderung der Krananlage in Halle L2 ermöglicht Kranfahrt im gesamten Anlagenbereich.

8. Magnetfeldbatterie

Für diese von der Gruppe Hochspannungstechnik gebauten Zusatzbatterien wurde die räumliche Disposition geklärt.

9. Vorionisationsanlage

Nach Vorversuchen der Abtlg. 1 (Ausführung der Vorionisation als z-Pinch) wurde die räumliche Disposition geklärt. Die Fertigung liegt in Händen der Gruppe Hochspannungstechnik.

Terminlage

Im Januar 1964 wird die Batteriemontage abgeschlossen. Erste Entladungen mit einem Sechstel der Anlage sowie Prüfungen an einem Plasmaschalter können voraussichtlich im März 1964 erfolgen. Frühestens im Juni 1964 kann probeweiser Betrieb der gesamten Anlage erwartet werden.

II.2 Vorversuche zur 1,5 (2,6) MJ-Stoßstromanlage

1. Kontaktversuche an Ausschnitten

Als Voraussetzung für die Hauptkollektorkontaktierung wurden an einer mit der Gruppe Konstruktion entworfenen Prüfeinrichtung (siehe Abb. 2, Gruppe III) an 10 mm breiten Kontaktausschnitten Prüfungen bis 200 KA/cm bei 25 KHz bei Entladungszahlen von ca. 100 erfolgreich durchgeführt.

2. Kollektorvorversuche

Um das Betriebsverhalten der gewählten Konstruktion zu prüfen und in Details noch Verbesserungen einzufügen, wurde an einer von der Abtlg. 1 gebauten 150 kJ-Testbatterie (40 kV) je ein 1/18 Ausschnittmodell aus Vor- und Hauptkollektor jeweils mit einigen 100 Entladungen belastet.

a) Vorkollektormodell

Die Anordnung gemäß Abb. 1, welche den untersten Abschnitt eines Vorkollektors mit angeschlossener Ersatzspule darstellt, wurde mit sechs angeschlossenen Originalkabeln sowie zusätzlicher Einspeisung über den Adapter am oberen Ende bei betriebsähnlichen Verhältnissen geprüft. Die maximale Strombelastung betrug bei 30 KHz 1450 KA.

b) Hauptkollektormodell

Ebenfalls mit betriebsähnlichen Verhältnissen wurde das 1/18-Ausschnittmodell des Hauptkollektors gemäß Abb. 2 beaufschlagt.

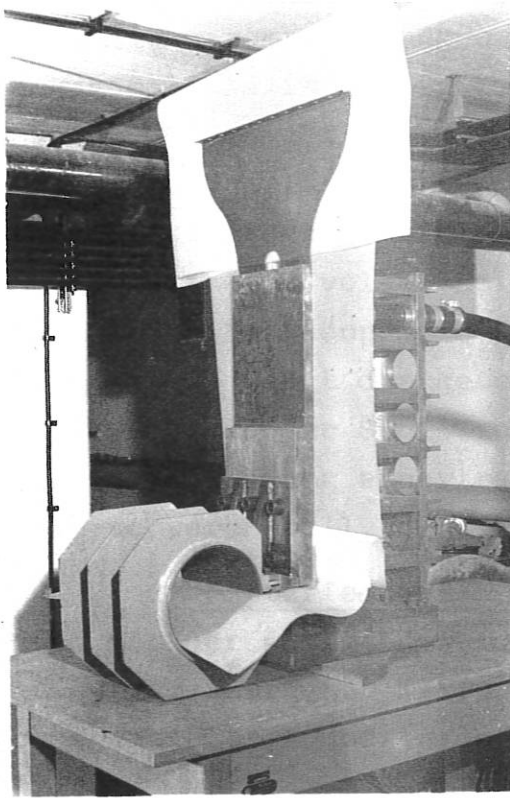


Abb. 1
Modell eines Vor-
kollektorabschnittes

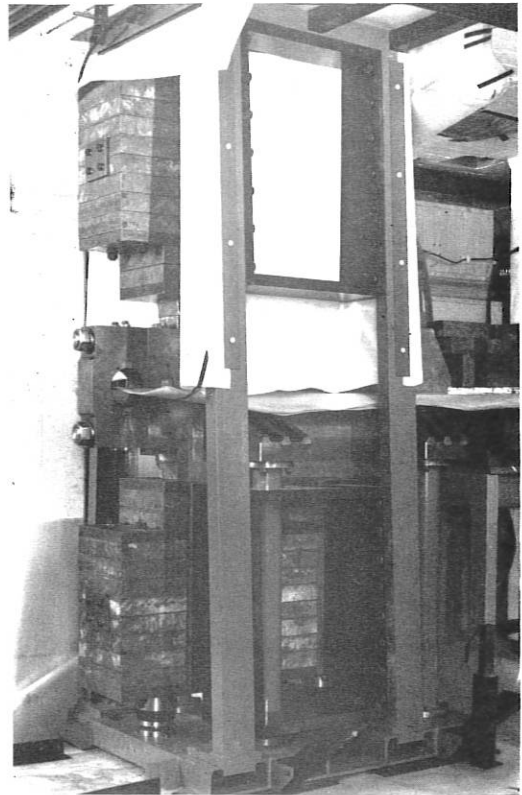


Abb. 2
Modell eines Haupt-
kollektorauschnittes

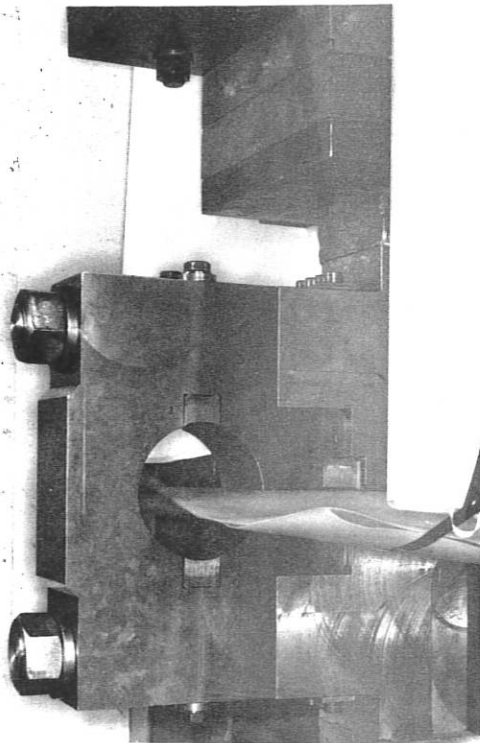


Abb. 3
Hauptkollektormodell
Spule

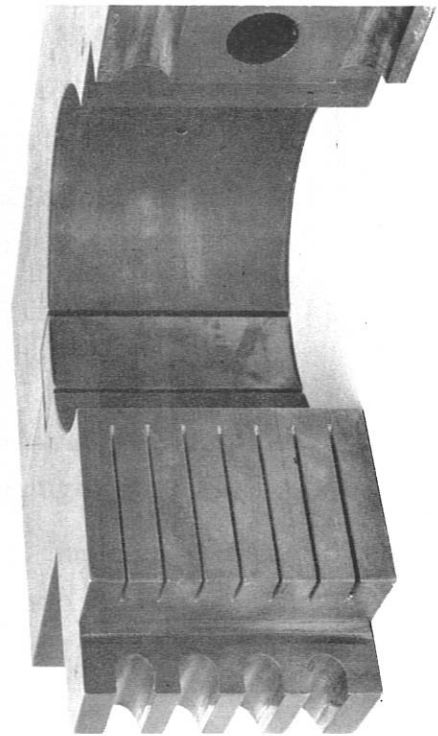


Abb. 4
Spule-Schlitzung
der Einspeisefläche

Die maximale Strombelastung betrug bei 35 KHz 1700 KA, was einem Maximalfeld in der Spule von 255 KG entspricht. Die Sprunghöhe je Gewicht betrug ca. 0,3 mm (Ermittlung aus der Spur einer Stahlspitze auf Photoplatte); die Bewegung der die Spule stützenden Stahlplatten war nicht meßbar. Bei neuen Kontakten und voller Belastung mußte einige Male jeweils nach der Entladung die Kontaktverspannung nachgezogen werden. Abb. 3 zeigt die geteilte Spule des Modells, Abb. 4 3/4 der Spule mit der Schlitzung in der einspeisenden Fläche, welche die Ausbildung einer radialen Komponente des Spulenfeldes erschweren soll.

c) Batteriemodell

Zusammen mit der Abtlg. 1 wurden nochmals Versuche am Batteriemodell durchgeführt zur Klärung von Form und Material der Funkenstreckenkalotten und ihrer Verschraubung.

II.3 Analogmodelle

1. Niederspannungsmodellsystem

Das bestehende Niederspannungsmodellsystem wurde erweitert und verbessert. Unter Verwendung einer neuen Schaltertype wurde ein Jitterbereich von ca. 1 μ s erreicht. Mit Hilfe des Systems wurden die Entladungscharakteristiken folgender Anordnungen ermittelt:

- a) 1,5 (2,6) MJ-Anlage (Normalbetrieb und Störfälle)
- b) 60 kJ-Anlage zum Torus- θ -Pinch "Spinne" Abtlg. 2
- c) Batterie Dr. Herold Abtlg. 1

Außerdem wurden die Messungen zur Bestimmung von Beschaltungseinheiten für verschiedene Kabeltypen fortgesetzt.

Das Modellsystem wurde ferner eingesetzt, um die Bedingungen für die Erzeugung vorgegebener Impulsformen durch zeitlich verschobene Zuschaltung mehrerer Kreise aufzufinden.

2. Modelle zur Ermittlung flächenhafter elektrischer Strömungen

Im Zusammenhang mit der Kollektorkonstruktion wurden die Meßverfahren zur Ermittlung flächenhafter elektrischer Strömungen für den Gleichstromfall sowie im Frequenzbereich von 10-500 kHz entwickelt (galvanische und Spulensonden). Es wurden Modelle der verschiedenen Kollektorleitbeläge insbesondere im Bereich des Spulenanschlusses ausgemessen. Als Grundlage zur Schlitzung gemäß Abb. 4 wurden ebenfalls Modellmessungen durchgeführt.

3. Elektrolytischer Trog

Zum bestehenden Trog mit Support wurde ein automatisches Abtastsystem entworfen.

II.4 Torus- θ -Pinch „Spinne“ Abtlg. 2

Für diese Anlage wurde ein Projekt ausgearbeitet. Die Ausführung des zugehörigen Kollektors wurde zusammen mit dem MPI geklärt.

II.5 500 KJ-Anlage Abtlg 2

Zu dieser Anlage, deren zeitlicher Entladeverlauf demjenigen der 1,5 (2,6) MJ ähnlich sein wird, konnten bisher nur eine Festlegung der Entladedaten sowie Vorüberlegungen zur räumlichen Disposition sowie Einholung von Angeboten erfolgen.

II.6 Impulswandler

Die Versuchsausführung eines in den Kabelleitungszug steckbaren Hall-Impulswandlers für 20 kV 100 KA wurde gebaut. Sie soll demnächst erprobt werden.

II.7 Allgemeiner Maschinenraum J1

Die technische Klärung zum allgemeinen Maschinenraum des Gebäudes J1 wurde hinsichtlich der Maschinensätze abgeschlossen; für die Schaltanlagen wird sie demnächst erfolgen.

Die bestellten Maschinensätze umfassen

- 3 Gleichstrommaschinen 110 V 57 KW
- 3 Drehstromsynchronmaschinen 380 V 60 kVA

1 Mittelfrequenzgenerator 1 kHz 750 V 50 kVA

1 Mittelfrequenzgenerator 10 kHz 750 V 50 kVA

sowie die zugehörigen Erregerumformer. Zu den Mittelfrequenzgeneratoren wird noch eine Kondensatorkompensationsanlage beschafft. Neben den fest installierten Maschinensätzen bietet der Maschinenraum die Möglichkeit, nach Bedarf weitere Sätze zeitweise aufzubauen.

III Gruppe Konstruktion

(G. Wulff, O. Bartl, E. Breit, M. Eberwein, W. Ertl,
G. Kaspar, J. Kaufmann, H. Mayr, G. Thater, A. Wasner,
J. Weiher, E. Weinert, R. Zickert)

Diese Gruppe ist auch für die Betriebsleitung der Zentralen Werkstätten mit Ausnahme der Glasbläserei, der Elektro- und Elektronikwerkstatt zuständig. Für die Wahrnehmung dieser Aufgaben wurden am 16.9.1963 Herr Mayr und als Arbeitsvorbereiter am 1.12.1963 Herr Weiher eingestellt.

Die wesentlichste Arbeit der Gruppe war während der zweiten Jahreshälfte die Erstellung der fertigungsreifen Unterlagen für den Haupt- und Vorkollektor des 1,5 MJ-Theta-Pinch-Experiments und die zugehörige Fertigungsklärung mit dem Hersteller (Krauss-Maffei). Die konstruktiven Unterlagen umfaßten bis zum 31.12.1963 250 Zeichnungen.

Außerdem sind folgende Konstruktionsarbeiten erwähnenswert:

1. Mischkammer und MHD Generator (Abb. 1)
Ger.Nr. 75, F Nr.606
2. Vorrichtung für Kontaktversuche (Abb. 2)
Ger.Nr. 84, F Nr.545
An 10 mm breiten Bandleitern wurden mit einer Stromstärke von 200 KA und 25 kHz Kontaktversuche von der Gruppe Projektierung unternommen.

3. Mutterfunkenstrecke (Abb. 3)
Ger.Nr. SK 025, F Nr.780
Einstellbar von 10-30 kV stat. Überschlagsspannung.
Koaxialer Aufbau, zum Anschluß für 20 Triggerkabel.
4. Fahrbare Meßkabine
Ger.Nr.59, F Nr.533; SF Nr.133
Zweiteilige Sonderanfertigung, da sie durch alle
Gänge und Türen des Gebäudes der Abtlg. Prof.Fünfer
transportiert werden soll.
5. Zusatzgerät für Monochromator (Abb. 4)
Ger.Nr.52, F Nr.406a
Eingebaut sind 4 Geräte für Lichtspaltverstellung,
die eine Verstellung des Spaltes von 1/100 mm zu
1/100 mm bis 20 mm größter Öffnung und voller
Parallelität der Schneiden gewährleisten.
6. Versuchskessel für Wasserstoffbogen (Abb. 5)
Ger.Nr.745, F Nr.93
wurde zur Untersuchung von Plasmen im Wasserstoff-
bogen bei ca. 50 000 °K gebaut.
Der gesamte Kessel besteht aus Kupfer.
Der Brenneinsatz, die beiden Flansche und der
Kessel sind mit je einem Kühlsystem (Wasser) ver-
sehen.
7. Helium-Kryostat (Abb. 6)
Ger.Nr.94, F Nr.649
dient zur Untersuchung von supraleitenden Spulen.
Er wurde mit einem Stickstoff-Kühlsystem und für
den Betrieb bei Vakuum ausgelegt.

Jahresbilanz der geleisteten Konstruktionsstunden

Gesamt-Stunden	17.312,5		
davon für Urlaub	1.892,5	=	11 %
Krankheit	348,5	=	2 %
Registratur	1.448,0	=	8,5 %

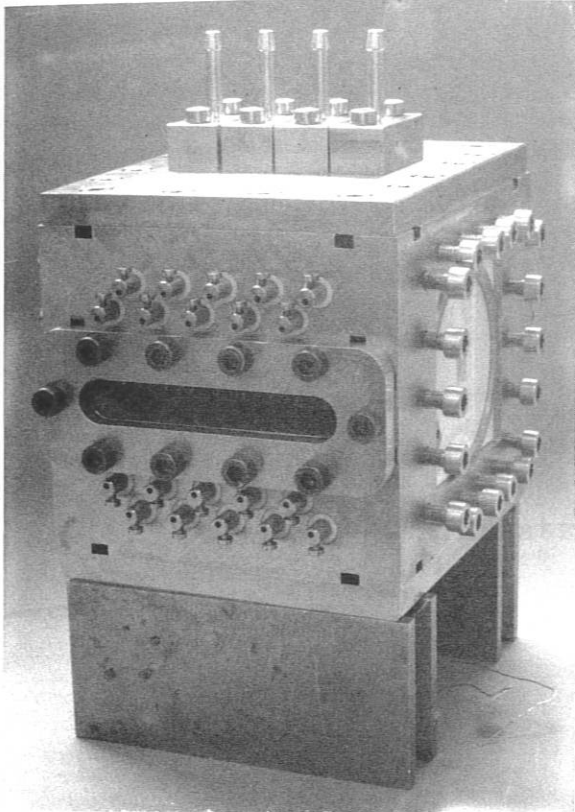


Abb. 1
MHD-Generator

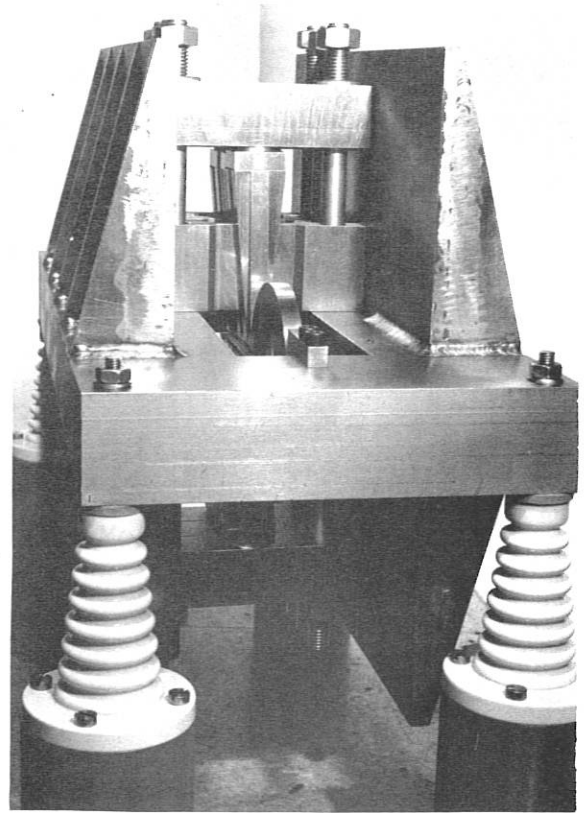


Abb. 2
Vorrichtung für Kontaktversuche

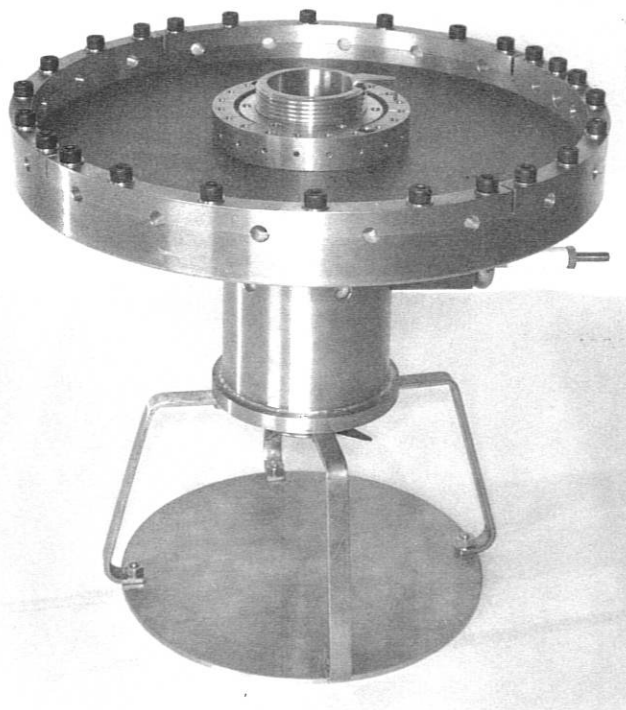


Abb. 3
Mutterfunkenstrecke

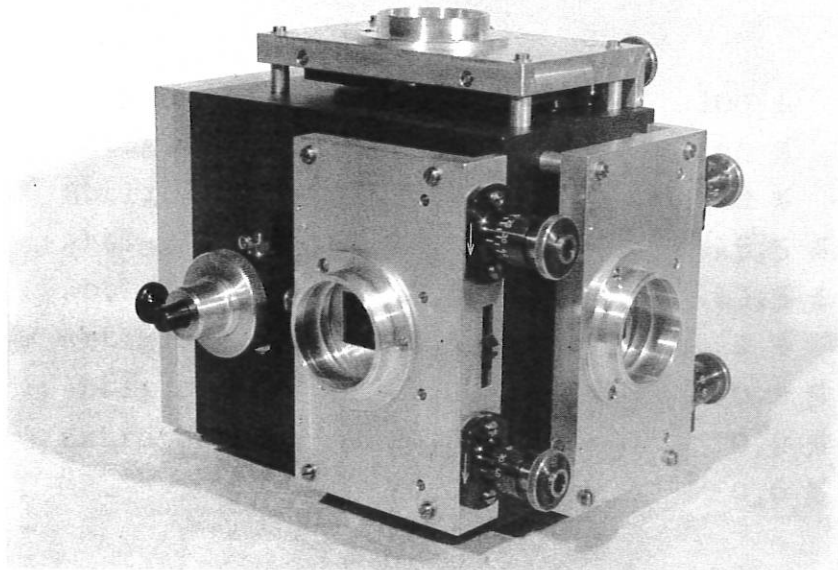


Abb.4 Zusatzgerät für Monochromator

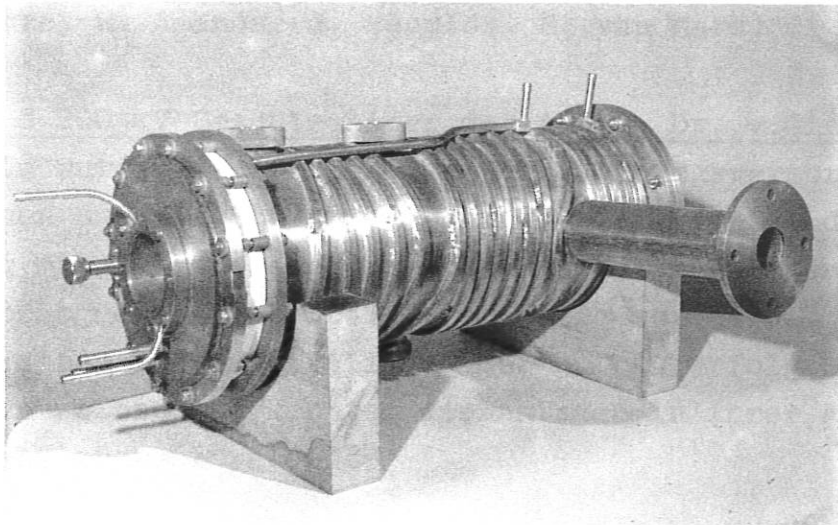


Abb.5 Versuchskessel für Wasserstoffbogen

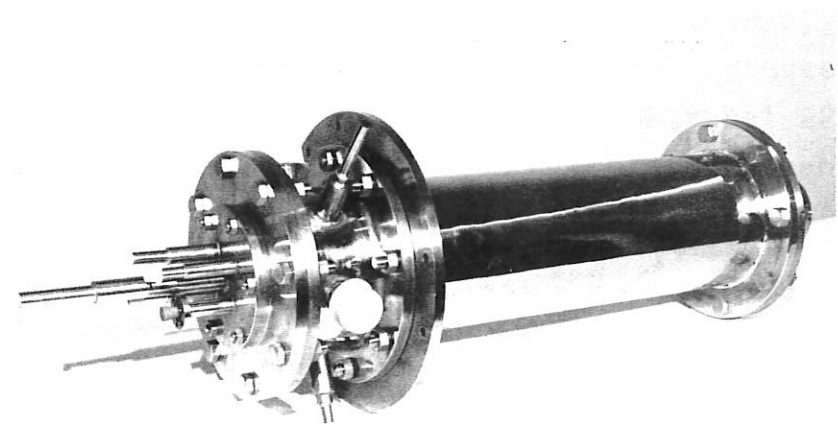


Abb.6 Helium-Kryostat

Geleistete Konstruktions-	stunden	13.623,5	=	100 %
davon	Abtlg. 1	6.313,5	=	46 %
	Abtlg. 2	2.978,0	=	22 %
	Abtlg. 3	2.114,0	=	15,5 %
	Abtlg. 4	1.837,5	=	13,5 %
	Abtlg. 5	263,5	=	2 %
	Abtlg. 6	21,0	=	0,2 %
	Extraterr.F.	20,0	=	0,2 %
	MPI	76,0	=	0,6 %

IV Gruppe Hochspannungstechnik

(R.-C. Kunze, W. Amenda, J. Bäumlner, E. van Mark)

IV.1 150 kV- und 200 kV-Beschleuniger der Abtlg. Dr. v.Gierke

Für beide Anlagen wurde die Montage der Hochspannungsversorgung abgeschlossen und die Steuerung fertiggestellt. Bei der Spannungsprüfung mit 10% Überspannung blieben beide Anlagen trotz der Unterbringung auf engstem Raum völlig sprühfrei. Wegen Schwierigkeiten im Vakuumteil - der Aufbau erfolgte von den Benutzern selbst - konnten die Anlagen in ihrer Anwendung noch nicht erprobt werden.

IV.2 Arbeiten im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Stoßstromanlage

In Zusammenarbeit mit der Gruppe Projektierung wurden Isolationsprobleme am Kabelanschluß, an den Teilkollektoren und an den Bandleitern in Laborversuchen geklärt. Die Abnahmeprüfungen der Kondensatoren bei der Firma BICC wurden abgeschlossen, mit dem Ergebnis, daß die mittlere Lebensdauer dieser Kondensatoren bei den gegebenen Entladebedingungen bei 72000 statt bei 22000 Entladungen liegt. Bei der Fa. SSW wurden die ersten Abnahmeprüfungen an Impulskabeln ohne Beanstandungen durchgeführt.

Die Erprobung des ersten Musters der Beschaltungskondensatoren zeigte, daß die geforderte kleine Induktivität von weniger als

10 nH erreicht wurde. Bei der Spannungsprüfung erfolgte bei einer Spannung von 75 kV (Nennspannung 50 kV) ein innerer Überschlag. Der Fehler konnte durch geringe konstruktive Änderungen abgestellt werden.

Im Zusammenhang mit Änderungen des Gesamtkonzeptes der Stoßstromanlage ergab sich die Notwendigkeit, die Kapazität und den Widerstand der Beschaltungskondensatoren zu erhöhen. Ein Musterkondensator mit den neuen Werten wird jetzt gebaut.

Auch die Magnetfeldbatterie wurde von den genannten Änderungen betroffen. Für ihren Aufbau werden nun Kondensatoren der Fa. BICC verwendet und zwar 18 Einheiten zu je $50 \mu\text{F}$ 10 kV. Messungen an einem Batterieteil haben ergeben, daß die geforderten Kenndaten mit Ausnahme der Anstiegszeit (Erhöhung von $10 \mu\text{s}$ auf $15 \mu\text{s}$) erreicht werden. Die aus der Teilmessung extra-polierten Daten der „Bias“-Batterie sind:

Scheitelstrom:	720 kA
Zeitkonstante des Feldabfalls:	$70 \mu\text{s}$
Welligkeit:	2,5 %

Außerdem wurde eine Meßeinrichtung zur Überwachung der Kondensatoren der 1,5 MJ-Anlage durch periodische Messung von C und $\tan \delta$ entworfen. Mit einer ähnlichen Einrichtung wurden bereits 150 Kondensatoren ohne Beanstandung kontrolliert.

IV.3 Magnetfeldbatterie für Abtlg. Prof. Fünfer

Zur Erweiterung eines vorhandenen Experimentes wird eine Magnetfeldbatterie gebaut. Sie arbeitet mit einer Ladespannung von 10 kV und dient zur Erzeugung eines Magnetfeldes von 6 kG. Die Zeitkonstante des Feldabfalls beträgt $75 \mu\text{s}$ bei einer Welligkeit von ca. 2,5 %. Die Batterie ist ähnlich der vorher genannten Magnetfeldbatterie aufgebaut, jedoch ist die Verbindung zum Experiment nicht coaxial sondern als Bandleiter ausgebildet. Steuerung und Ladung der Batterie erfolgen im Zusammenspiel mit der Hauptbatterie vollautomatisch.

IV.4 Crowbar-Batterien für Abtlg. Dr. Wienecke

Es wurden 2 Batterien in Crowbarschaltung mit Ladeeinrichtung und Steuerung gebaut, deren Scheitelstrom 1 kA beträgt, bei einer Ladespannung von 2 kV. Die Rückzeitkonstante der Entladung ist $5 \cdot 10^{-3}$ sek.

IV.5 Ladegeräte für Kondensatorbatterien

Folgende Ladegeräte, alle in Spannungsverdopplerschaltung, wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Konstruktion entworfen und gebaut:

2 Stück	50 kV/60 mA	für Abtlg. Prof. Fünfer
1 "	50 kV/60 mA	für Abtlg. Technik
2 "	10 kV/500 mA	für Abtlg. Prof. Fünfer
1 "	10 kV/500 mA	für Abtlg. Technik
2 "	25 kV/100 mA	für Abtlg. Prof. Fünfer
1 "	50 kV/200 mA	für Abtlg. Prof. Fünfer (noch im Bau)

IV.6 Koaxiale Funkenstrecken

Die bereits im Jahresbericht 1962 genannte koaxiale Funkenstrecke wurde hinsichtlich ihres dynamischen Sperr- und Zündverhaltens weiter entwickelt. Diese Eigenschaften sind insbesondere dann von Bedeutung, wenn Funkenstrecken bei Entladungseinrichtungen eingesetzt werden, bei denen mehrere Batterien in einer bestimmten zeitlichen Reihenfolge auf einen gemeinsamen Verbraucher geschaltet werden. Das Ergebnis der Entwicklung war eine Erhöhung der statischen und dynamischen Sperrfähigkeit bei gleichzeitiger Ausweitung des Triggerbereiches zu kleineren Spannungen hin.

Maximale Sperrspannung:

statisch: 30 kV₌

dynamisch: 18 kV₌ überlagert mit 12 kV_{HF}

(f = 500 kHz)

Betriebsspannungsbereich: 10 kV - 18 kV

(Ladespannungsbereich)

Zeitstreuung: $\leq \pm 10$ ns

Zündverzögerung: ≤ 50 ns

IV.7 Untersuchungen an Impulsignitrons

Da Ignitrons z.Zt. noch die einfachsten als Crowbarschalter geeigneten Bauelemente sind, wurden die Untersuchungen in dieser Richtung fortgesetzt (vgl. Jahresbericht 1962). Es zeigte sich, daß bei einem Scheitelstrom von 50 kA mit den bei uns verwendeten Ignitrons WX 4231 Lebensdauern von $5 \dots 6 \cdot 10^3$

erreicht werden, ehe die Durchzündrate unzulässig hoch wird.
Die Versuche werden mit anderen Ignitrons fortgesetzt.

IV.8 300 kV-Prüfanlage für Abtlg. Technik

Es wurde eine 300 kV-Gleichspannungsanlage in Greinacher-Schaltung konstruiert und zum Teil erstellt, deren maximaler Strom 60 mA ist. Die Anlage wird auch als Ladegerät für eine einstufige Stoßspannungsanlage eingesetzt. Sie ist so aufgebaut, daß eine Erweiterung durch zusätzlichen Aufsatz einzelner Stufen bis 600 kV ohne weiteres möglich ist.

IV.9 Sonstige Arbeiten

Prüfungen von Isolierstoffteilen für 1,5 MJ-Anlage;
Untersuchungen von Isolierstoffen auf elektrische Festigkeit;
Versuche an in verschiedenen Verfahren hergestellten Isolier-
teilen;
Bau von Prüfständen für Bauelemente;
Bau von Steuerungen für eigenen Versuchsbedarf;
Aufbau einer Prüfbatterie 22,5 kJ/18 kV für Sprung- und Kon-
taktversuche besonders im Zusammenhang mit der 1,5 MJ-Anlage.

V Gruppe Elektronik

(A. Steinhausen, B. Heinc, F. Hofmeister, K. Maischberger,
W. Melkus, W. Reinhardt, G. Roos, F. Skerjanc)

V.1 Netzgeräte

1. Stromversorgungseinrichtung zur Heizung eines Caesiumplasmas

Für den Betrieb eines Caesiumplasmas mit konstanter Leistung durch Elektronenbeschuß einer Tantalplatte waren zwei Netz-
geräte erforderlich, eines zur Heizstromversorgung des Emitters
und ein zweites zur Beschleunigung der Elektronen vom Emitter
zur Tantalplatte

Für die Heizstromversorgung war eine Stabilisierung nicht er-
forderlich. Der Strom ist bis 60 A bei 10 V regelbar.

Bei dem Netzgerät zur Elektronenbeschleunigung mußte die Leistung stabilisiert werden. Wegen der geforderten Regelschwindigkeit mit einer Zeitkonstanten von weniger als 1 ms konnte dies nur elektronisch erfolgen. Die Ausgangsleistung ist von 100 bis 5000 W einstellbar. Die Maximalspannung beträgt 2,7 kV und der Maximalstrom 2 A. Der Regelbereich des Belastungswiderstandes liegt zwischen 1 : 6 und 1 : 12. Bei Netzschwankungen von $\pm 10\%$ und Änderungen des Verbraucherwiderstandes im angegebenen Regelbereich ist die Abweichung von der Nennleistung kleiner als 1 %.

Da in der Literatur über Leistungsstabilisierung kaum etwas vorzufinden ist, mußten mit Rücksicht auf die Größe der Anlage eingehendere Überlegungen angestellt werden. Ein Laborbericht hierüber wird demnächst fertiggestellt. Zwei Anlagen wurden gebaut, zwei weitere sind bestellt.

2. Experimentiergleichrichter

In Anlehnung an einen im MPI gebauten Gleichrichter wurde ein Gerät mit Gleichspannungen von 6/12/24/48/95 V /25 A

220 V /15 A und 3 kV/2 A

gefertigt. Alle Spannungen können mit Drehtransformatoren stetig verändert werden.

3. Stabilisierte Hochspannungsgeräte

Ein universelles Hochspannungsversorgungsgerät ist in Entwicklung. Die Hochspannung wird mit einem im kHz-Bereich arbeitenden Generator erzeugt. Die Ausgangsleistung soll etwa 20 W betragen. Es ist an ein Seriengerät gedacht, das in großer Stückzahl bis auf den Ausgangstransformator und den Gleichrichter gefertigt wird. Der Spannungsbereich kann so jeweils noch frei gewählt werden.

V.2 Steuerungen

1. Fernsteuerung

Zur drahtlosen Bedienung von Beleuchtung und Projektor im Hörsaal des D2 wurde eine Fernsteuerung gebaut. Im Hinblick darauf, daß diese Art von Steuerungen auch für Experimente, z.B.

beim Schalten von Geräten, die auf hohem Potential liegen, von Interesse sind, wurde die Entwicklung entsprechend sorgfältig durchgeführt. Auf Betriebssicherheit wurde großer Wert gelegt. Sender und Empfänger sind volltransistorisiert. Beide sind möglichst unempfindlich gegen Störungen von außen ausgelegt.

Bei dem vorliegenden Gerät können fünf verschiedene Schaltfunktionen ausgeführt werden. Die Ausgänge haben je einen Ruhe- und einen Arbeitskontakt mit 100 W Schaltleistung. Entsprechend dem Verwendungszweck ist der Sender klein und leicht.

V.3 Sender und HF-Meßeinrichtungen

1. 600 W Kurzwellensender

Zur induktiven Anregung eines H_2 -Plasmas mußte ein Sender in einen kegelförmigen Raum eingebaut werden (Abb. 1). Durch Wahl der induktiven Dreipunktschaltung für den selbsterregten Sender wurde eine lastabhängige Selbstregelung der Rückkopplung erreicht.

2. 1,5 MW Impulsgenerator

Das für die Anpassung und Übertragung der Senderleistung in der Arbeitsspule vorgesehene Koaxial-Leitungssystem wurde berechnet und ein Modell im Frequenzmaßstab 1:10 gebaut. Mittels eines auswechselbaren Innenleiters konnten verschiedene charakteristische Widerstände eingestellt werden. Die Ergebnisse der Messungen stimmen gut mit der Berechnung überein.

Die Stromversorgung des Senders, die einen Gleichstromimpuls von 72 A bei 30 kV liefern muß, wurde als kapazitiver Speicher und als Laufzeitkette berechnet. Zur Ermittlung der Beanspruchung der Kette wurde ein Modell gebaut und durchgemessen.

3. HF-Weichen

Für Messungen mit HF-Sonden wurden mehrere Filter zur Trennung der Gleichspannungskomponente, z.B. bis 600 MHz sperrend, dimensioniert und gebaut.

4. HF-Impulsgenerator

Für Sondenmessungen wurde ein HF-Impulsgenerator entwickelt. Auf den Eingang kann eine Sinusspannung von wahlweise 1 kHz bis 1 MHz gegeben werden, die getastet wird. Wiederholfrequenz und Tastzeit sind im Bereich von 100 bzw. 10 μ s bzw. 10 bzw. 1 ms einstellbar. Das Gerät ist mit Transistoren aufgebaut. Die maximale HF-Spannung beträgt 10 V_{SS} ; die An- und Abfallzeiten sind kleiner als 100 ns.

V.4 Verstärker und Sägezahngenerator

1. Logarithmischer Gleichstromverstärker

Zur Messung eines Sondenstroms über 3 Dekaden von 10^{-9} bis 10^{-6} A wurde ein logarithmischer Verstärker entwickelt.

Zur Logarithmierung dient der exponentielle Verlauf einer Vakuumdiode. Der Fehler über die drei Dekaden ist $\leq \pm 10\%$.

Die Dimensionierung war kritisch, da bei einem Eingangswiderstand von z.B. 1 G Ω (bei 10^{-9} A) die Regelzeitkonstante $< 0,5$ ms sein soll. Mit einer speziellen Kompensationsschaltung konnten die unvermeidbaren Kapazitäten der Zuleitungen und Bauelemente ausreichend kompensiert werden.

2. Impedanzwandler

Ein Impedanzwandler mit Transistoren und Batteriebetrieb wurde entwickelt. Der Eingangswiderstand ist ca. 10 M Ω . Zur Erzielung einer möglichst geringen Drift von $\leq \pm 20 \mu$ V wurde eine Vierpol-Kompensationsschaltung gewählt. Aus diesem Grunde muß das Meßgerät erdfrei sein.

Ein zweiter Impedanzwandler in Dreipol-Schaltung, bei dem das anzuschliessende Meßgerät nicht erdfrei sein muß, ist in Entwicklung.

3. Sägezahngenerator

Zur Verwendung bei einer Elektronenstrahlsonde wurde ein Sägezahngenerator entwickelt, der symmetrische Sägezahn-Einzelimpulse von je 600 V_{SS} erzeugt. Mit 11 Stufen wird ein Zeitbereich von 60 ns bis 6 msec überstrichen.

V.5 Bildwandler

1. Bildwandler für Kurzzeitphotographie mit der RCA Röhre 4449

Es wurden zwei weitere Bildwandler gebaut. Dem Bedürfnis nach kürzeren zeitlichen Bildabständen Rechnung tragend wurde das Ablenkteil für die Dreibild-Aufnahmen neu entwickelt.

Es entstanden drei neue Chassis mit folgenden Daten (Abb. 2):

- a) Chassis für schnelle Dreibild-Aufnahmen
Zeitliche Bildabstände 50 bis 500 ns (extern bis 2 μ s)
Belichtungszeiten 10 bis 50 ns
- b) Chassis für langsame Dreibild-Aufnahmen
Zeitliche Bildabstände 5 bis 50 μ s (extern bis 100 μ s)
Belichtungszeiten 0,05 bis 1 μ s
- c) Chassis für Sweep-Aufnahmen
Ablenkgeschwindigkeit 100 bis 5 mm/ μ s.

Diese drei Chassis-Typen sind auswechselbar. Von dem langsamen Dreibild-Chassis wurden 2 Stück gefertigt. Netzteil und äußerer Aufbau der Bildwandlerkammer sind wegen der Dringlichkeit gegenüber dem bisherigen Muster auch diesmal nur unwesentlich verändert.

Die Entwicklung und die erreichten Auflösungsergebnisse sollen in einem demnächst erscheinenden Laborbericht näher erläutert werden.

Gleichzeitig mit der Fertigung dieser Geräte konnte die Konstruktion eines Bildwandlerkopfes in Einschubtechnik ähnlich dem der STL-Kamera in Zusammenarbeit mit der Gruppe Konstruktion vorangetrieben werden.

2. Bildwandler für Lichtverstärkung und Kurzzeitphotographie mit der EEV Röhre P 829 A

Die Bildverstärkerröhre P 829 A arbeitet nach dem SEV-Prinzip und ist 5-stufig. Sie wurde als Bildverstärker und als Kurzzeitverschluß getestet.

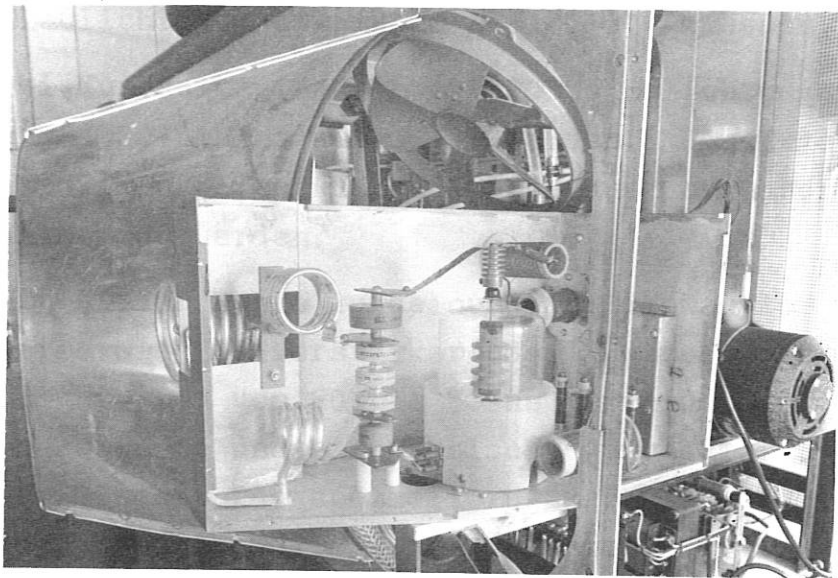


Abb. 1 600-Watt-Kurzwellensender

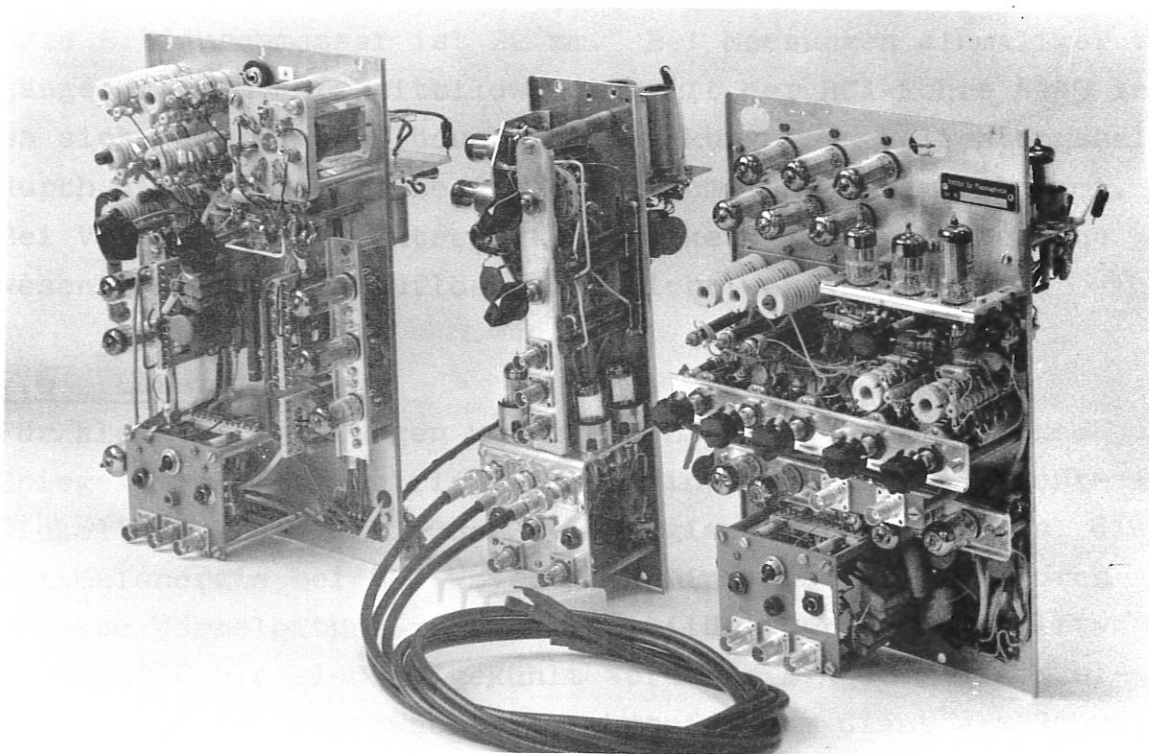


Abb. 2 Bildwandlerchassis für Dreibild- und Sweeпаufnahmen

Die Linienauflösung bei einem stationären Bild liegt bei 600 Linien. Die Lichtverstärkung von Kathode zu Anode wurde bei Blaulicht von etwa 4400 \AA mit 10^6 gemessen.

Bei Kurzaufnahmen mit 20 ns Belichtungszeit konnten noch etwa 300 Linien aufgelöst werden. Die Ergebnisse mit einem experimentellen Aufbau können aus dem Laborbericht IPP/4/7 entnommen werden.

Mit dieser Röhre wurde nun ein Bildwandler gebaut, der wahlweise als Bildverstärker oder Kurzzeitverschuß mit Belichtungszeiten von 20 bis 50 ns verwendet werden kann. Der mechanische und elektronische Aufbau ist abgeschlossen (Abb. 3). Der Tisch wurde speziell für den Bildwandler gebaut. Er ist in der Höhe und im Winkel verstellbar.

3. Lichtstarke optische Kamera

Es wurde eine extrem lichtstarke Kamera mit 2 Rayxar-Objektiven, die ein Öffnungsverhältnis von je $1 : 0,75$ haben, gebaut (siehe auch Laborbericht IPP 4/7). Die Objektive sind gegeneinander als Twins montiert (Abb. 4). Das Objektivpaar hat so ein Öffnungsverhältnis von nur $1 : 0,75/2$. Der maximale Bilddurchmesser ist 22 mm. Bei Messungen einmaliger Vorgänge mit dem Kurzzeitbildwandler mit der RCA-Röhre 4449 zeigte es sich, daß die Auflösung bei den kürzesten Belichtungszeiten durch die erforderliche größere Stromdichte stark abnimmt. Bei Verwendung der extrem lichtstarken Kamera konnte eine wesentlich bessere Auflösung erreicht werden.

V.6 Laser

Für kleinere Leistungen wurde ein Laser mit elliptischem Spiegel großer Exzentrizität und linearer Blitzlampe entwickelt. (Abb. 5). Die Schwellenergie liegt bei 300 Ws, die Maximalenergie bei 500 Ws. Die Rubinhalterung kann durch direkte Wärmeleitung zu einem mit flüssiger Luft gefüllten Dewargefäß bis -140° C gekühlt werden. Ein über die Kühlfalle geleiteter schwacher Stickstoffstrom dient als Schutzgas. Bei Kühlung steigt die Ausgangsleistung auf rund das 10-fache, außerdem erfolgt ein Abheben der Spikes. Von dieser Lasertypen wurden 2 Stück gebaut.

V.7 Service

Es wurden 390 Geräte repariert oder gewartet. Die Ersatzteilkosten betragen DM 5.086.

17 Geräte mußten zur Reparatur geschickt werden. Für diese Reparaturen mußten DM 3.381 gezahlt werden.

VI Gruppe Magnetfeldtechnik

(B. Oswald, H. Lohnert, P. Krüger, A. Kellerbauer)

VI.1 Wassergekühlte Magnetfeldspulen

Zu den im Institut bereits verfügbaren Magnetfeldspulen kam eine neue Type hinzu, die für das Magnetfeld der Caesiummaschine bestimmt ist. Diese Spule Sp 300/12 wurde so ausgelegt, daß sie die kombinierten Typen Sp 300 und Sp 440 ersetzen kann. Es wird damit dem Wunsch nach einfacherer Montage Rechnung getragen.

Die geometrischen Daten sowie die vorgesehenen Dauerbetriebsdaten dieser Spule sind:

Innendurchmesser	300 ϕ mm
Außendurchmesser der Wicklung	550 ϕ mm
Axiale Breite	40 mm
Windungszahl	46
Strom (max.)	3500 A
Verluste (max.)	225 kW
Kühlwassermenge (bei 50 ^o Erwärmung)	70 l/mm

Die Spule ist mit Rücksicht auf die magnetischen Kräfte für Feldstärken bis 40 kOe geeignet.

Die für Lichtbogenexperimente entwickelte Spulentype Sp 100/13, die bereits im letzten Jahresbericht beschrieben wurde, wurde



Abb. 3
Bildwandler für Lichtverstärkung u. Kurzzeitfotografie

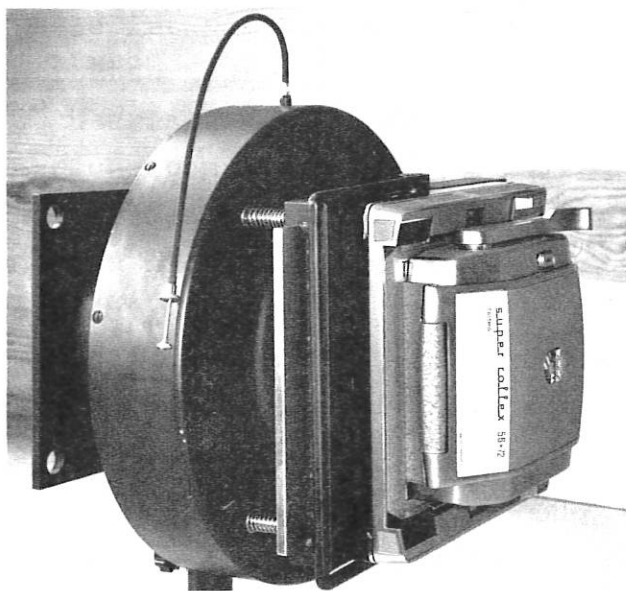


Abb. 4
Lichtstarke optische Kamera

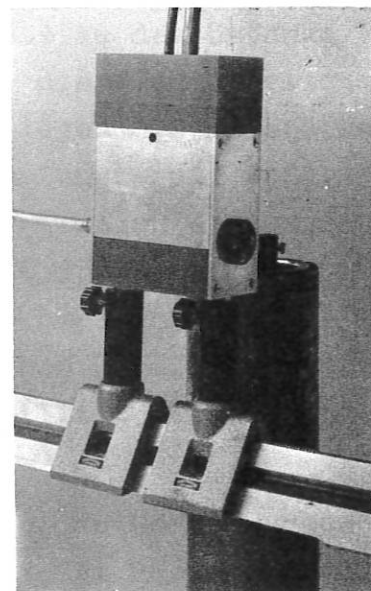


Abb. 5
Laser mit elliptischer
Fokussierung

in ihrer endgültigen Ausführung mit Ringverbindungskanälen mehrfach geprüft. Sie genügte auch bei erheblicher Stromüberlastung den gesetzten Anforderungen. Allerdings bereitete die Spule im Hinblick auf eine einwandfreie Serienfertigung erhebliche Schwierigkeiten.

VI.2 Spule für Eieruhr-Magnetfeld (MPI) (Abb. 1 u. 2)

Für das Magnetfeld des Eieruhr-Experimentes wurde eine Scheibenspule entwickelt, die imstande sein soll, Feldstärken bis über 100 kOe für eine jeweilige Pulsdauer von 3 ms zu erzeugen. Zunächst war daran gedacht, die Spule aus mehreren unabhängigen, örtlich zueinander verschiebbaren Teilen zusammenzusetzen. Dazu wurde eine Musterspule fertiggestellt, bei deren Probe sich jedoch herausstellte, daß der Feldaufbau aus mehreren Spulenteilen den Anforderungen auf Genauigkeit der Feldgeometrie nicht genügt.

Es wurde deshalb eine zusammenhängende Spule gebaut. Ihre mechanischen und elektrischen Daten sind:

Freier Innendurchmesser	72 [∅] mm
Außendurchmesser des Spulenpakets	192 [∅] mm
Axiale Breite	200 mm
Windungszahl	190
Strom (während 2 ms konstant)	15 kA
maximale Feldstärke	150 kOe

Die Spule ist aus 0,8 mm dicken, an einer Stelle des Umfangs geschlitzten Kupferscheiben aufgeschichtet, die sich jeweils um 15° überlappen. Zwischen den Scheiben liegen 0,2 mm starke Isolierscheiben (Polycarbonatfolie), die am Innen- und Außendurchmesser soweit überstehen, daß die auftretenden Windungsspannungen nicht zum Überschlag führen. Die Spule ist so aufgebaut, daß nur geringe resultierende Stromkomponenten in z- und r-Richtung auftreten, und möglichst keinen Einfluß auf die innere Feldgeometrie und damit auf die Stabilität des Plasmas ausüben.

Im Zusammenhang mit dem Eieruhrmagnetfeld wurden Überlegungen über die Form des Stromimpulses angestellt. Mit Rücksicht auf die Erwärmung der Spule soll dafür gesorgt werden, daß die Abfallzeit des Stromes kurz bleibt.

VI.3 Magnetfeldbatterie

Für die Zwecke der Magnetfeldtechnik wurde eine kleine Kondensatorbatterie-Einheit als Rack-Einschub gebaut. Der Einschub enthält 12 Kondensatoren mit je 40 uF und 2,5 kV sowie ein Haupt- und ein Crowbarignitron. Die Einheit wird vervollständigt durch einen „Power-Crowbar“-Einschub aus Elektrolyt-Kondensatoren (Abb. 3). Die Daten dieser Einheit sind

Crowbar-Einschub:	Spannung	5 kV
	Kapazität	120 uF
	Energie	1500 Ws
	Kurzschlußfrequenz	37 kHz
Powercrowbar-Einschub:	Spannung	500 V
	Kapazität	15 mF
	Energie	1875 Ws
	Kurzschlußfrequenz	3 kHz

VI.4 Meßtechnische Aufgaben

Die Gruppe hatte im Laufe des vergangenen Jahres eine Reihe von meßtechnischen Aufgaben zu bearbeiten. Dazu gehörte die Ausmessung und Anpassung von magnetischen Ablenk- und Linsenfeldern.

Eine Reihe von Versuchen befaßte sich mit Bewegungsmessungen an Kollektormodellen. Hierzu wurde eine Lichtmeßeinrichtung entwickelt, die es erlaubt, Bewegungen bis herab zu 0,1 mm relativ genau aufzunehmen. Die Anlage erwies sich allerdings als sehr empfindlich gegenüber Erschütterungen und Streufeldern, so daß eine Verbesserung angestrebt wird.

Zur Vervollständigung der Magnetfeld-Meßeinrichtungen wurden im vergangenen Jahr spezielle Magnetfeldsonden und die dazugehörigen Eichgeräte hergestellt.

Um ausreichende Unterlagen zur Berechnung von Magnetfeldern zu schaffen, wurden die - im Institut üblichen - Magnetfeldspulen ausgemessen und die Meßwerte zusammengestellt. Die ersten Datenblätter werden demnächst herausgegeben.

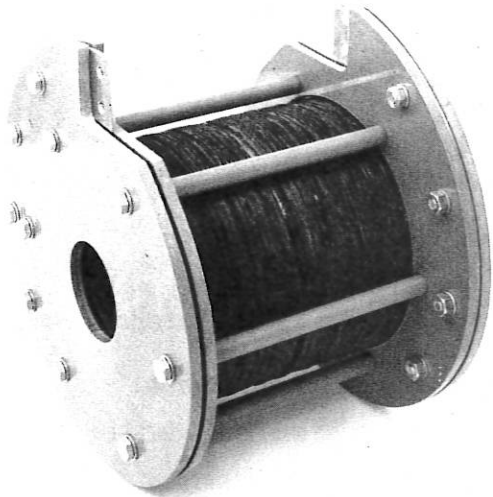


Abb. 1
Spule für
Eieruhr-Magnetfeld

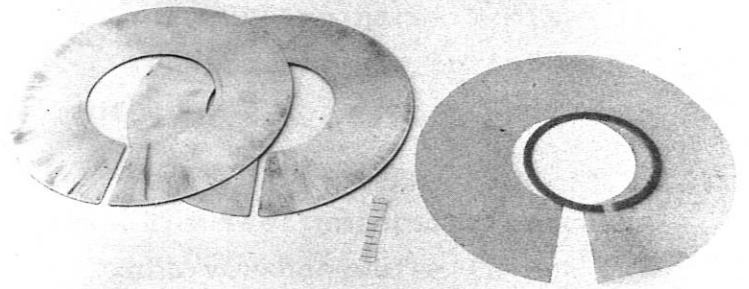


Abb. 2
Einzelteile zu nebenstehender Spule
Kupferscheiben (links) Isolier-
zwischenlage und Hartgewebering
(rechts)

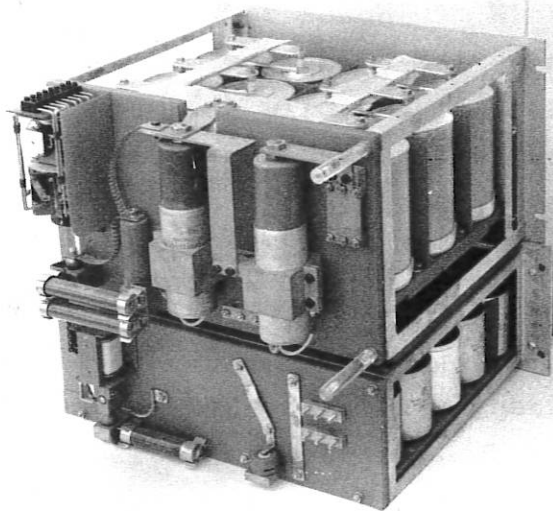


Abb. 3
Kombinierter Crowbar- (oben) und
Power-Crowbar-Einschub (unten)

Um einerseits die Ausmessung magnetischer Felder anhand von Mehrfachsonden oder Kettensonden zu vereinfachen und andererseits Felder einzelner Spulen in einfacher Weise zu superponieren, wurde ein Laufschaltwerk fertiggestellt, das imstande ist, 400 Meßwerte aufzunehmen. Das Gerät kann ebenso bei der Meßwertablesung von Analognetzwerken verwendet werden.

VI.5 Supraleitende Magnetfeldspulen

Die vorbereitenden Arbeiten für den Bau von supraleitenden Magnetfeldspulen sind abgeschlossen. In Zusammenarbeit mit anderen Gruppen wurden 2 Kryostaten konstruiert und in Auftrag gegeben. Der Musterkryostat ist auf Abb. 7 der Gruppe Konstruktion dargestellt.

In Zusammenarbeit mit der Kommission für Tieftemperaturforschung wurde eine kleine Spule aus Nb₃Zr Draht versuchsweise in Betrieb genommen. Es wurde beim ersten Versuch eine Feldstärke von 10 kOe erreicht.

VI.6 Magnetische Energiespeicher

Angeregt durch die Fortschritte auf dem Gebiet der Magnetfelderzeugung durch Supraleiter wurden zusammen mit Herrn Berkl Überlegungen über magnetische Energiespeicher angestellt. Besonders für große Energievolumen und langsame Entladungen dürfte der magnetische Speicher sowohl im Hinblick auf seinen räumlichen Aufwand als auch auf seine Kosten nicht uninteressant sein. In diesem Zusammenhang wird erwogen, ein supraleitendes Schaltelement zu entwickeln und damit eine wesentliche Voraussetzung für supraleitende Energiespeicher zu schaffen. Ein Bericht hierzu ist in Vorbereitung.

VI.7 Optimale Magnetfelderzeugung

Es wurden Untersuchungen über optimale Magnetfelderzeugung mit wassergekühlten Stromleitern angestellt. Die bereits im Vorjahr vorgenommenen Grenzbelastungsversuche an Hohlleitern wurden ergänzt und ausgewertet.

VII Gruppe allgemeine Technologie

(B. Berberich, H. Lüders, C. Richter, H. Wetzel,
F. Zitzmann, R. Ehrlich)

VII.1 Untersuchung der mechanischen und physikalischen Eigenschaften von Werkstoffen

Einige Arbeiten bezogen sich auf die Untersuchung der Eigenschaften von Werkstoffen und der Berechnung der Beanspruchung von Bauteilen. Vor allem wurden Härtemessungen, provisorische Zugversuche und Wärmefestigkeitsprüfungen von Metallen und Kunststoffen durchgeführt. Ein Teil dieser Arbeiten wurde im Auftrag der Gruppe Projektierung und Konstruktion für die 1,5 MJ-Anlage unternommen.

Es erwies sich als notwendig, die Prüf- und Meßmöglichkeiten der Eigenschaften von Materialien weiter auszubauen.

VII.2 MHD - Generator

Es wurde nach den Wünschen von Prof. Eustis in Zusammenarbeit mit H. Kaspar von der Gruppe Konstruktion ein MHD - Generator für Versuchs- und Meßzwecke entworfen und konstruiert. Zwei Plas-mabrenner blasen bei dieser Anlage gegeneinander in eine Misch-kammer (Abb. 1, Gruppe Konstruktion). In der Mitte der Kammer tritt das Gas senkrecht zur Einstrahlrichtung über ein Zwischen-stück in den Generatorteil ein. In der Mischkammer befinden sich noch ein Beobachtungsfenster und eine Öffnung zum Zumischen von Kalium. Die gesamte Anlage ist vakuumdicht. Das heiße Gas wird in engen Kanälen, deren rechteckiger Querschnitt sich stu-fenweise verringert, geführt. Dabei kommt das Gas mit den Wän-den der Kammer in Berührung. Die Wandstärke soll so gering wie möglich sein, um den Spalt zwischen den Magnetfeldspulen klein halten zu können. Das Material der Wände muß daher eine genü-gende Festigkeit bei den herrschenden Betriebstemperaturen ha-ben und gute thermische Isoliereigenschaften besitzen, um die Wärmeverluste niedrig zu halten. Um die Eigenschaften der zur Verfügung stehenden Werkstoffe voll auszunützen, wurde die Wand in mehreren Schichten aufgebaut. Die innere Schicht be-steht aus einem keramischen Material mit hoher thermischer Festigkeit und mäßiger Temperaturleitfähigkeit. Als Material

für die zweite Schicht wurde ein fasriger keramischer Stoff mit etwas geringerer thermischer Beständigkeit, aber sehr guten thermischen Isoliereigenschaften gewählt. Die äußere Hülle - Stütze und Vakuumbehälter - besteht aus unmagnetischem vollaustenitischem Stahl. Im Generatorteil sind in der innersten keramischen Schicht die Elektrodenpaare eingelegt. Die senkrecht zu den Elektroden stehenden Wände sind voll durchsichtig.

VII.3 Arbeiten im Zusammenhang mit dem Bau von Kryostaten für Kryospulen

Bei dem Bau von Kryostaten für hohe Magnetfelder stellte sich die Frage nach einem unmagnetischen Stahl, der einmal bei den tiefen Temperaturen eine genügend hohe Festigkeit und Zähigkeit besitzt und dessen Umwandlungspunkt (Curie-Temperatur) so tief liegt, daß bei Abkühlung auf die Temperatur des flüssigen Heliums ein ganz oder teilweises Umklappen des Austenits nicht zu erwarten ist. Da bis jetzt noch verhältnismäßig wenig über die magnetischen Eigenschaften der austenitischen Stähle bei tiefen Temperaturen bekannt ist, konnte in dieser Frage noch keine endgültige Entscheidung getroffen werden. Als vorläufiges Ergebnis der Untersuchung wurde der Stahl Werkstoff Nr. 4841 (X 15 Cr Ni Si 25 20) für derartige Zwecke vorgeschlagen.

VII.4 Metallisieren eines Quarzrohres für Koaxialsonden

Ein Quarzrohr von 650 mm Länge, 6 mm Außendurchmesser und 1 mm Innendurchmesser sollte innen und außen mit einer leitenden Schicht versehen werden. Für die Außenmetallisierung wurden verschiedene handelsübliche Einbrennsilberpräparate erprobt. Nach mehreren Versuchen gelang es, auf das gereinigte Rohr eine gleichmäßige und fehlerfreie Schicht aufzubrennen. Dabei erwies sich der Aufheizzyklus beim Einbrennen als ein wichtiger Faktor für die Güte der Schicht. Diese Schicht konnte in einem sauren galvanischen Silberbad verstärkt werden. Leider führte infolge der schlechten Belüftungsmöglichkeit dieses Verfahren in der Innenseite des Rohres nicht zu dem gewünschten Erfolg. Deshalb wurde hierfür eine Indium-Zinn-Legierung mit einem Schmelzbereich von 117 - 125°C benutzt, die in das auf 150°C erwärmte Röhrchen gesaugt wurde.

VII.5 Metallisierung von Kugelsonden

Die kugelförmigen Enden einer Glassonde sollten mit einer Platinschicht versehen werden, die längs des Äquators der Kugel unterbrochen sein sollte. Der Spalt zwischen den beiden Schalenhälften sollte möglichst dünn sein. Die Sonde durfte wegen des Erweichungspunktes des Glases nicht über 500°C erhitzt werden. Nachdem Versuche, Platin durch Reduktion direkt aufzutragen, fehlgeschlagen waren und auch eine leitfähige Schicht einer Graphitsuspension kein Ergebnis brachte, führte schließlich ein Einbrennsilberpräparat zu einem gewissen Erfolg. Die Herstellung des Spaltes erforderte allerdings viel Erfahrung und Geschick und gelang erst nach mehreren Versuchen. Es gelang, auf die eingebrannte Silberschicht eine Platinschicht von $2 - 3 \mu$ Stärke galvanisch aufzutragen. Stärkere Schichten konnten nicht abgeschieden werden, da dies zum Abplatzen der Platinschicht führte.

VII.6 Kunststoffwerkstatt

Es wurde eine provisorische Anlage erstellt, mit der die verschiedenen Komponenten von Epoxydgießharzen im Vakuum aufbereitet, miteinander gemischt und schließlich vergossen werden können.

Mit dieser Anlage können alle Arten von Epoxydharzen, die bekannt sind und in der Technik verwendet werden, verarbeitet werden.

Die Anlage wurde im November von der Zentralwerkstatt übernommen.

Eine größere Anlage wird zur Zeit durch die Gruppen Konstruktion und Vakuumtechnik aufgebaut.

VII.7 Verfahren zum Vergießen von Spulen

Eine Hochfeldspule für ca. 50 KT (s. Jahresbericht 1962, S. 133, Abb. 21) war mit Epoxydharz zu imprägnieren und zu vergießen.

Die Spule hat 13 wassergekühlte Kupferleiter. Die Wassereingangstemperatur jedes der 13 Kupferleiter beträgt ca. 20°C ; die Wasseraustrittstemperatur bei Dauerlast 80°C , bei

Spitzenlast bis 100°C . Der Eingangsdruck liegt maximal bei 16 atü. Zum Verguß konnte daher nur ein Harz mit einer Wärme-
festigkeit nach Martens von ca. $110 - 130^{\circ}\text{C}$ verwendet werden. Die beim Aushärtungsvorgang und im Betrieb auftretenden Span-
nungen im Harz führten zu erheblichen mechanischen Beanspru-
chungen. Die Spannungen entstehen infolge der Schrumpfung
des Harzes beim Härtungsvorgang, und des verschiedenen Aus-
dehnungskoeffizienten von Harz und Kupfer, durch die Ein-
spannung vor dem Vergießen und durch das Freiwerden von
inneren Spannungen der Kupferteile. Dazu kommen im Betrieb
Spannungen infolge der Temperaturunterschiede bei stationärer
Belastung und beim An- und Ausschalten sowie durch den Wasser-
druck. Um einen Teil dieser Spannungen herabzusetzen und die
Festigkeit des Harzes ohne Behinderung der Nachbearbeitungs-
möglichkeit zu erhöhen, wurde ein Harz mit einer Martens-
festigkeit von ca. 110°C in schwach flexibler Einstellung
ausgewählt, das durch einen Glasfaseranteil von 20 - 30 %
verstärkt wurde. Der Beschleunigeranteil wurde so festge-
setzt, daß die Topfzeit (Anstieg der Viskosität bis 1500 cP)
eine gute Tränkung des Spulenkörpers gewährleistet. Um einen
homogenen porenfreien und blasenfreien Gießling zu bekommen,
wurde der Verguß im Vakuum ausgeführt. Mit dieser Harzein-
stellung wurde schließlich ein rißfreier Gießling erreicht,
der in der Lage ist, die vorhandenen Spannungen aufzunehmen.

VII.8 Füllen von Quarzsonden mit Epoxydharz

In ein Quarzröhrchen von 1,2 mm Innendurchmesser soll ein
Quarzstab von 1 mm Durchmesser zentrisch mit flexiblem
Epoxydharz eingegossen werden. Die Schwierigkeiten bestanden
hauptsächlich in der Forderung, einen riß- und lunkerfreien
Guß zu bekommen und ein Ablösen des Harzes von den Wänden zu
verhindern.

Es wurde ein kalthärtendes, transparentes und flexibles Grund-
harz verwendet. Durch Zumischen eines anderen Harzes konnten
die gewünschten Eigenschaften verbessert werden. Dem Harz
wurde Quarzmehl in einer Korngröße von 0,04 mm in einem Ver-
hältnis von 60 : 100 % zugemischt. Die Haftung des gehärteten
Harzes am Quarz wurde durch eine chemische Vorbehandlung des
Quarzes verbessert. Der Verguß erfolgte im Vakuum, wobei das

Röhrchen auf einer Temperatur von 60°C gehalten wurde.

VII.9 Löttechnik

Bei den löttechnischen Aufträgen handelte es sich vorwiegend um Schutzgas- oder Vakuumlötungen von Kupfer-, Wolfram-, Molybdän-, Tantal-, Vacon- und (austenitischen) Stahl-Teilen. Viele Teile konnten nur mit Hilfe der Induktionserwärmung verlötet werden. Um nun in Zukunft die Möglichkeit zu haben, auch größere bzw. kompliziertere Teile in Vakuum oder Schutzgasatmosphäre induktiv erwärmen zu können, wurde eine entsprechende Anlage geplant und bei den Gruppen Konstruktion und Vakuumtechnik in Auftrag gegeben. Mit der Inbetriebnahme dieser Anlage im Laufe des Jahres 1964 können die Möglichkeiten der induktiven Erwärmung voll ausgenutzt werden. Mit dem Bau einer zweiten, kleineren Lötvorrichtung soll erreicht werden, daß auch größere Stückzahlen wirtschaftlich induktiv verlötet werden können.

VII.10 Anlöten von Stromzuführungen an Quarzschwinger

An einem mit einer Au-Schicht bedampften Quarzkristallplättchen sollen die Stromzuführungen, die gleichzeitig als Halterung dienen, angelötet werden. Die gesamte Vorrichtung soll bei 450°C ausgeheizt werden können. Da andererseits bei 575°C der Umwandlungspunkt von ($\alpha \leftrightarrow \beta$) Quarz liegt darf beim Lötvorgang diese Temperatur nicht überschritten werden, da sonst infolge der bei der Umwandlung auftretenden Volumenänderung das Plättchen springen würde. In Anbetracht eines kleinen Sicherheitsabstandes und der Genauigkeit der Temperaturmessung war eine Lötung bei $510 - 530^{\circ}\text{C}$ anzustreben. Das verwendete Lot soll bei dieser Temperatur mit der Oberfläche des Quarzes reagieren und eine feste Verbindung eingehen. Nach einigen Versuchen wurde ein Verfahren entwickelt, das Aussicht auf Erfolg hat. Bei diesem Verfahren wird Titanhydrid auf die Quarzfläche aufgerieben und darüber eine dünne Schicht von In /Pb 50/50 - Pulver aufgebracht.

Das Verhältnis TiH : In/Pb beträgt etwa 20:80 (Gew. Tle). Das ganze Teil wird dann bei $520 - 530^{\circ}\text{C}$ ca. 3 Stunden im Vakuum besser als $5 \cdot 10^{-4}$ Torr geglüht. Der so erhaltene Überzug haftet fest auf der Quarzoberfläche. Ob dieses Verfahren für unsere

Zwecke geeignet ist, wird eine Prüfung des Verhaltens dieses Überzuges im Vakuum bei 450°C ergeben.

VII.11 Oberflächentechnik

In der folgenden Tabelle wird die Art der Arbeiten, die bisher ausgeführt wurden, aufgezeigt.

<u>Grundmetall</u>	<u>aufzutragende Metallschicht</u>
Stahl	Kupfer, Nickel, Chrom, Cadmium
Hochlegierte Stähle	Nickel, Kupfer, Gold
Kupfer	Nickel, Chrom, Silber, Gold
Messing	Nickel, Chrom, Silber, Gold
Nickel und Nickellegierungen	Kupfer, Chrom, Silber, Gold, Rhodium
Molybdän	Nickel, Chrom, Platin
Wolfram	Kupfer, Nickel, Chrom, Gold
Tantal	Kupfer
Silber	Gold, Rhodium, Palladium

Daneben wurden Kupfer, Messing, Eisen, niedriglegierte Stähle, Aluminium und einige seiner Legierungen, sowie Silber schwarz gebeizt.

Außerdem wurde auf Silber und Platin ein Niederschlag von "Platinmohr" erzeugt.

VII.12 Glastechnik

Von 121 Aufträgen des Jahres 1963 wurden 116 mit einer Gesamtstundenzahl von ca. 1460 abgeschlossen.

Es entfielen auf die Abteilung 1:	ca.	49	Stunden
	2:	ca.	1260 "
	3:	ca.	19 "
	4:	ca.	135 "

Bei dieser Aufstellung sind die Stunden für die Entwicklungs- und Fertigungsarbeiten der Röhrentypen "90°-Massenspektrometer" und "Favitron" nicht enthalten, da sich die Bearbeitungsdauer über mehrere Monate erstreckte und die Arbeit öfters unterbrochen werden mußte, so daß eine Erfassung der Arbeitsstunden nicht möglich war. Während bei dem 90°-Massenspektrometer

konstruktive Unterlagen zur Herstellung von Bauteilen vorlagen, mußten bei anderen Teilen die Aufträge auf Grund von Skizzen oder mündlichen Erklärungen erledigt werden. Bei der Fertigung von Favitron und Ionisationsmanometer war es notwendig, spezielle technologische Entwicklungsarbeiten durchzuführen. Die technischen Voraussetzungen für die Herstellung der Röhren waren nur selten gegeben. In den meisten Fällen erlaubte der Zeitmangel auch nur die Erstellung provisorischer Hilfsmittel. Zu diesen Arbeiten gehörten auch die Änderungen und Heizerwechsel an Tempitron und Vierpolspektrometer.

Einen großen Zeitraum nahm die Herstellung von 159 Sonden diverser Typen ein. Bedingt durch Defekte bei Meßversuchen und durch die kurze Lebensdauer solcher Sonden, wurden ca. 20 % dieser Arbeiten wegen Dringlichkeit als Schnellreparaturen ohne Auftrag ausgeführt.

Technische Probleme ergaben sich bei Gitter- und Doppelgittersonden (Gitterabstand von 0,02 mm bei einem Gitterdurchmesser von 5 0 mm), ferner bei dem Gitterdurchmesser von 40 bis 60 mm.)

14 Neuanfertigungen und 6 Reparaturen von Entladungsrohren erforderten den Eigenbau von Hilfseinrichtungen und Halterungen für die Einschmelzmaschine. An Vorrichtungen wurde vor allem eine Serie von Matrizen, Lehrenaufbauten, Graphitformen und Keramikteilen, insbesondere für die Arbeiten mit induktiver Erwärmung, notwendig. Mit diesen Werkstücken wurden vorwiegend Teile hergestellt, die hohe Anforderungen an die einzuhaltenden Toleranzen stellten. Für folgende Aufträge z.B. waren solche Vorrichtungen notwendig:

Plasmakanone	10,1 mm Ø
"	12,0 mm Ø
Sondeneinsätze	3,9 mm Ø
Sinterfüße, verschiedene Typen	
Sintern von Favitronsystemen	
Auffänger löten	
Diffusionslecks löten	
Einblickfenster 30 mm Ø und 58 mm Ø auf	
Flansch sintern	
Heizerträger sintern	
Glas-Metallverschmelzungen - verschiedene Ø	

Weitere Aufträge erstreckten sich auf Neufertigungen bzw. Reparaturen von Vakuumanlagen, glastechnischen Geräten und Apparaturen.

VII.13 Kühlwasserversorgung

Im Rahmen des allgemeinen Institutsaufbaues wurden wir mit der Aufgabe betraut, die Wasserversorgung des Institutes zu planen und sicherzustellen. In Zusammenarbeit mit dem Betriebsingenieur wurde die Kühlwasserversorgung projektiert. Die Planung, Ausarbeitung der Ausschreibungsunterlagen, Einholung der Angebote und die Vergabe der Arbeiten wurde in Zusammenarbeit mit der Firma Kraftanlagen AG bis August 1963 erledigt, so daß noch im Herbst Pumpstation und Kühltürme montiert werden konnten. Bis zu Beginn der Kälteperiode wurde auch an der Verlegung der Rohrleitungen gearbeitet. Die Arbeiten werden im Frühjahr 1964 fortgeführt und abgeschlossen werden.

VIII Gruppe Vakuumtechnik

(H. Häglsperger, H. Münch)

VIII.1 Kombinierte Gießharz- und Imprägnieranlage

Die bereits im Jahr 1962 geplante Vakuumanlage für das Vergießen von Harzen und das Imprägnieren im Vakuum wurde aufgebaut. Die Anlage besteht aus dem Arbeitskessel, einer einstufigen Rotationspumpe, einer Rootspumpe, einer Treibdampfpumpe und dem Pumpensteuergerät sowie den notwendigen Einrichtungen zum Abscheiden der vom Arbeitskessel her in die Saugleitung eintretenden Harz- bzw. Imprägniermitteldämpfe.

VIII.2 Aufbau der UHV-Anlage für den 150 kV-Beschleuniger der Abtlg. Dr. v.Gierke

Der Aufbau dieser Anlage, bestehend aus vier ausheizbaren, mit Metallkühlfallen für flüssigen Stickstoff versehenen UHV-Quecksilber-Metallpumpsätzen, in der Drucke im Bereich von 10^{-10} Torr erreicht werden sollen, stellte höchste Anforderungen an die mit Golddraht gedichteten Flanschverbindungen und an die Schweißverbindungen. Es wurden daher sämtliche Pumpsätze und Bauteile vor dem Zusammenbau unter Betriebsbedingungen, d.h. durch mehrmaliges Ausheizen mit nachfolgendem Kühlen der Kühlfallen mit flüssigem Stickstoff und Prüfen des erreichbaren Endvakuums betrieben und etwaige dabei auftretende Mängel beseitigt.

Für den Betrieb und die Überwachung der Anlage wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Hochspannungstechnik Steuergeräte entwickelt.

Ferner mußten sämtliche Versorgungsleitungen (elektr. Leitungen, Kühlwasser- und Preßluftleitungen) verlegt werden.

VIII.3 Automatische Nachfüllanlage für flüssigen Stickstoff

Die Kühlung der mit insgesamt sieben Metallkühlfallen ausgerüsteten UHV-Pumpsätze des 150 kV-Beschleunigers, über längere

Zeit, erfordert ein automatisches Nachfüllen der Kühlfallen mit flüssigem Stickstoff. Für diesen Zweck wurde eine Anlage entwickelt und gebaut. Sie umfaßt zwei 100 l-Vorratsgefäße, zwei Kannenheber (bestehend aus Heber, Kontaktmanometer, Sicherheits- und Druckablaßventil, sowie einer optisch-akustischen Kannen-Leerstandsanzeige), je ein Dampfdruckthermometer pro Kühlfalle, acht preßluftbetätigte Kaltventile, eine Vakuummantelleitung und das Steuergerät der Anlage.

Funktion der Anlage:

Der Kannendruck wird über das Kontaktmanometer innerhalb einstellbarer Grenzen geregelt. Das Öffnen der Ventile geschieht in Abständen von 5 min. bzw. 10 min., je nach Größe der Kühlfalle, durch Steuernocken eines im Steuergerät befindlichen Steuermotors. Ein an jeder Kühlfalle angeordnetes Dampfdruckthermometer unterbricht die Nachfüllung, sobald die Kühlfalle gefüllt ist, bis zum nächsten Auflaufen der zugeordneten Steuernocke. Ferner ist es möglich, durch Überbrückung der Steuernocken alle Ventile gleichzeitig zu öffnen und somit nach dem Ausheizvorgang sämtliche Kühlfallen gemeinsam mit flüssigem Stickstoff zu beschicken. Der teilbare Kannenheber ist so konstruiert, daß das Wechseln der Vorratsgefäße während des Betriebs ohne das übliche Auftauen der Verbindungsstelle erfolgen kann.

VIII.4 Helium-Kryostat für supraleitende Magnetspulen

Für den Betrieb von supraleitenden Magnetspulen wurden in Zusammenarbeit mit der Gruppe Konstruktion ein He-Kryostat mit auswechselbaren Glaseinsätzen, sowie ein Ganzmetall-Kryostat konstruiert.

VIII.5 Vakuumanlage für HF-Glühsender

Mit dem Bau eines Vakuumpumpstandes mit aufgesetztem Rezipienten als Ergänzung zu dem bereits bestehenden HF-Glühsender wurde begonnen. Diese Zusatzeinrichtung ermöglicht es z.B. Lötarbeiten an größeren oder komplizierten Teilen durch induktive Erwärmung im Vakuum bzw. in Schutzgasatmosphäre durchzuführen.

VIII.6 Crowbarschalter für 1,5 MJ-Batterie

Für die 1,5 MJ-Batterie der Abtlg. Prof. Fünfer wurde in Zusammenarbeit mit der Gruppe Projektierung ein Crowbarschalter entwickelt. Der Konstruktion des Schalters wurden Kenntnisse und Erfahrungen aus früheren Untersuchungen in der Abtlg. Technik, aus entsprechenden Arbeiten in Los Alamos, sowie aus der Literatur zugrundegelegt.

VIII.7 Rubin-Laser

In Anlehnung an ein im Institut bereits betriebenes Gerät wurde mit der Konstruktion eines Rubin-Lasers, dessen Rubinstab mit Stickstoff-Kaltgas unterkühlt werden kann, begonnen.

VIII.8 Sonstige Arbeiten

Bedampfungsarbeiten verschiedenster Art, Lecksuch- und Prüfarbeiten an Vakuumbauteilen und -einrichtungen.

Konstruktion und Bau von Kaltventilen zu einem Vakuummantel-Heber für flüssiges Helium, Bau von Kühlwasserkontrollschaltern, Beratung bei der Auswahl von Vakuumbauteilen und Vakuummeßgeräten.

IX Techn.-phys. Randgebiete

(E. Berkl)

IX.1 Tieftemperatur

In Zusammenarbeit mit der Betriebsgruppe Einrichtung der Räume der Gruppe Magnetfeldtechnik und der eigenen für Versuche mit verflüssigtem Helium.

IX.2 Optische Elektronik

Für Betriebsversuche eines Injektionslasers im Dauerstrich ist ein Tieftemperaturkryostat in Vorbereitung. Der Bau eines He-Ne Gaslasers kann nach Umzug in die neuen Räume begonnen werden.

Die Möglichkeiten einer Frequenzmodulation von Laserlicht wurden theoretisch, vor allem im Hinblick auf ihre Grenzen, behandelt; die zugehörigen Experimente sollen im Jahr 1964 nach Fertigstellung des He-Ne Lasers durchgeführt werden.

X Mechanische Werkstätten

(Werkstattleiter: H. Stoll)

1. Allgemeines

Die Grundausstattung der Mechanischen Werkstätte wurde im Laufe des Jahres 1963 durch folgende zusätzliche Einrichtungen ergänzt:

- a. Stromquelle für Schutzgasschweißen, Type LGW 101
nebst einer Schweißdrehvorrichtung, Modell DB 15
- b. 1 Technik - Bohrmaschine
- c. 1 Kugeldrehapparat mit 0 - 300 mm ϕ -Bereich
- d. 1 Gewindeschneidvorrichtung, Type SPA - Bereich:
M3 - M10

Um einen rationelleren Arbeitsablauf zu ermöglichen, wurde das Werkzeuglager ab 1.2.1963 offiziell durch einen Lageristen besetzt. Der ständig wachsende Auftragseingang erforderte im Verlaufe des Berichtsjahres die Neueinstellung zweier weiterer Arbeitsvorbereiter. Ab der zweiten Jahreshälfte zeigte es sich deutlich, daß die vorhandene Kapazität an Werkzeugmaschinen nicht mehr den gegebenen Erfordernissen entsprach. Um anfallende Aufträge trotzdem rasch zu erledigen, wurden in verstärktem Maße Fremdfirmen herangezogen.

Ab 1.11.1963 wurde speziell für die Mechanische Werkstätte eine halbmonatliche Übersicht der pro Abteilung verbrauchten Arbeitsstunden erstellt. Sie gestattet, die Fertigungskapazität je nach Bedarf so zu steuern, daß der effektive Arbeitsstundenanteil jeweils dem Sollstundenanteil der betreffenden Abteilung in etwa angepaßt werden kann.

Im Jahre 1963 wurden 3 Arbeitsplätze durch Wechsel und Unfall frei; insgesamt wurden 8 Fachkräfte eingestellt.

Belegschaftsstärke der einzelnen Werkstätten

Mechanik	15
Feinmechanik	5
Schlosserei und Schweißerei	6
Werkzeuglager u. allg. Dienste	2
Werkstattleitung u. Arb.-Vorber.	3

Insgesamt: 31

2. Bearbeitung der Fertigungsaufträge

Auftragsübersicht:

Übertrag von 1962	48 Aufträge
Eingegangen	470 "
Ausgeführt	438 "

In Bearbeitung befindlich: 80 Aufträge

Dies bedeutet: Der vorliegende Auftragsbestand allein lastet die Werkstattkapazität bis ca. 1.3.1964 voll aus. Dabei sind Kurzaufträge unter 2 Stunden und kleinere Werkstatt-, Reparatur- und Instandsetzungsarbeiten nicht berücksichtigt.

Gegenüber dem Vorjahr nahm der Umfang der Fertigungsaufträge gerechnet nach Arbeitsstunden erheblich zu.

Wie im Konstruktionsbüro, so zeichnete sich auch in der ZW der Auftrag der 1,5 MJ-Kondensatorbatterie für die Abtlg. 1, wenn auch nur im Rahmen der prozentualen Stundenanteile dieser Abteilung, sehr stark ab. Vor allen Dingen waren es die Geräte für die Vorversuche; so das 1/18 Versuchsmodell für den Vorkollektor Ger.Nr. 79, F Nr.549 und gleichfalls das 1/18 Versuchsmodell für den Hauptkollektor Ger.Nr. 84, F Nr.627 (Abb. 1 und 2 der Gruppe Projektierung).

Weiterhin wurde eine Vorrichtung für Kontaktversuche an 10 mm breiten Bandleitern angefertigt. Die Herstellung von Versuchs- und Musterkontaktstücken aus Eisenkern und Kupferleisten, verbunden

durch Kupferauftragsschweißung in lunker- und rißfreier Ausführung, wurde ebenfalls in enger Zusammenarbeit mit den Gruppen Projektierung und Konstruktion in der ZW vorgenommen. Insgesamt wurden für diese Arbeiten 3525 Stunden, das sind 26,5% der Jahres-Ist-Stunden der Abteilung 1, bis Jahresende verbraucht.

Folgende Aufträge seien noch besonders erwähnt:

- a. Düsenentladungskammer II (Abb. 1)
(F.-Nr.: 299)
- b. Kleiner Kessel
(F.-Nr.: 487)
- c. Großer Kessel (Abb. 2)
(F.-Nr.: 524)
- d. Spiegelhalterung für Differential-
interferrometer
(F.-Nr.: 612)
- e. Wike I
(F.-Nr.: 659)
- f. Kerrzellenkammer
(F.-Nr.: 660)
- g. Lampengehäuse
(F.-Nr.: 718)

3. Jahresbilanz der geleisteten Arbeitsstunden

Gesamtstunden: 35.984

	Abt. 1	Abt. 2	Abt. 3	Abt. 4	Extrat.	Verw.
Soll in %	39	28	20	9	3	1
Soll- Std.	14079	10106	7218	3243	1081	361
Ist- Std.	13376	11185	9037	2221	56	109
%	37	31	25	6,15	0,55	0,3

Aus obiger tabellarischer Zusammenfassung ist zu entnehmen, daß die prozentualen Stundenanteile der einzelnen Abteilungen in etwa eingehalten werden konnten.

XI Schreinerei

(W. Kaehs)

1. Allgemeines

Der Personalstand der Schreinerei erhöhte sich im Laufe des Jahres von 3 auf 5 Personen.

2. Fertigungsaufträge

Die Bauprojekte innerhalb des IPP brachten diverse Aufträge im Rahmen von Umzügen mit sich, welche ohne die üblichen schriftlichen Unterlagen meist kurzfristig ausgeführt werden mußten.

Auftragsübersicht:

Eingegangene Aufträge: 191

Ausgeführte Aufträge: 168

Annullierte Aufträge: 4

Übertrag: 19 Aufträge

Dies bedeutet bereits einen Auftragsbestand etwa bis zum 1.3.64.

3. Jahresbilanz an geleisteten Arbeitsstunden

Gesamtarbeitszeit im Jahre 1963: 4.977 Stunden

Davon entfallen auf:

Abtlg. 1:	2.012,5 Std.	=	40 %
Abtlg. 2:	978,0 Std.	=	20 %
Abtlg. 3:	648,5 Std.	=	13 %
Abtlg. 4:	723,5 Std.	=	15 %
Abtlg. 5:	192,5 Std.	=	4 %
Abtlg. 6:	233,0 Std.	=	6 %
Extraterr:	89,0 Std.	=	2 %

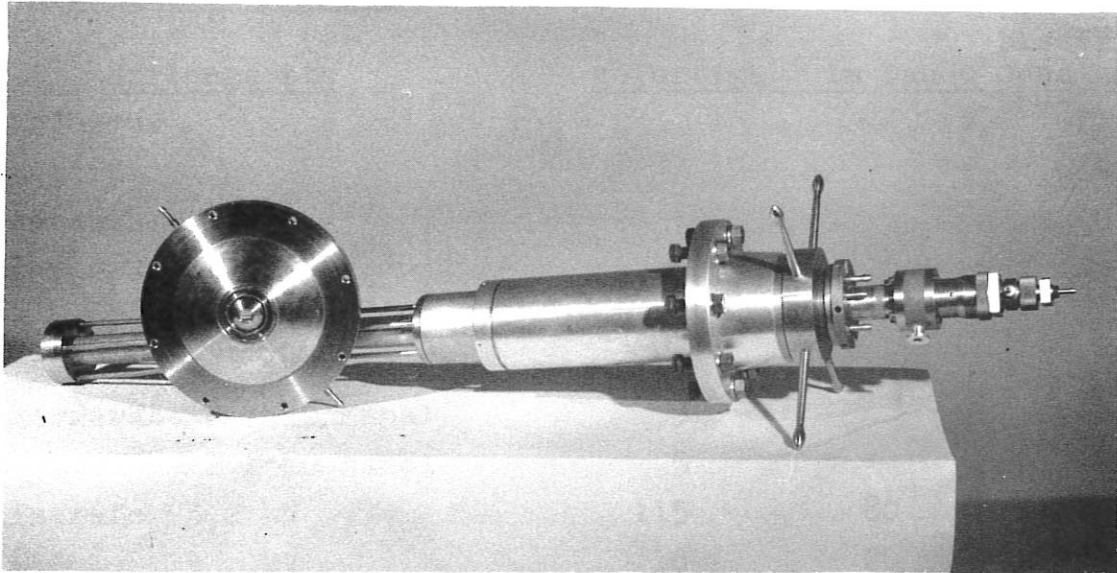


Abb. 1 Düsenentladungskammer

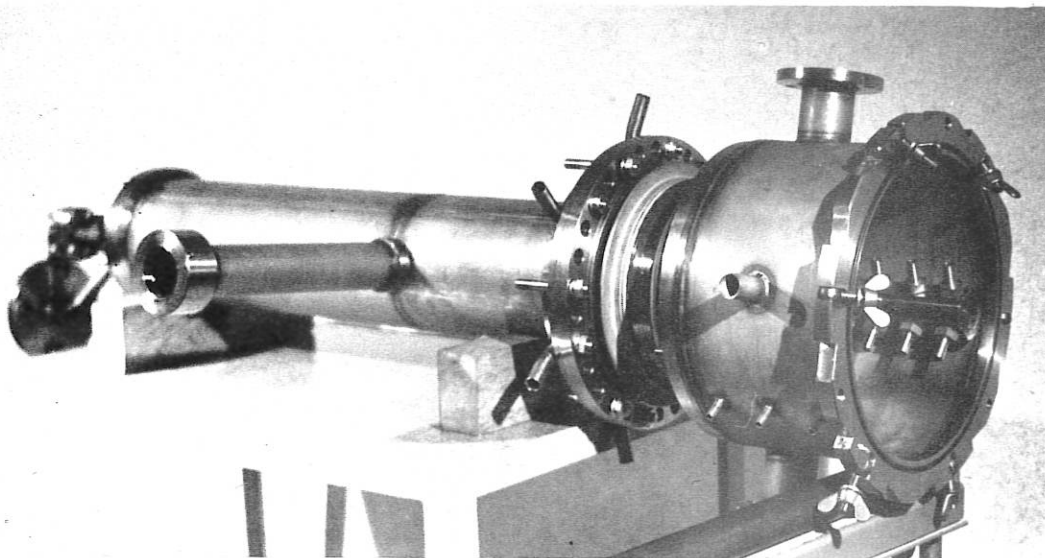


Abb. 2 Großer Kessel

XII Elektro- und Elektronik-Werkstatt

(J. Asenkerschbaumer, E. Hecht, A. Simon)

Belegschaft: 11 Mechaniker

Fertigungsübersicht 1963

<u>1. Seriengeräte</u>	<u>gefertigt</u>	<u>im Bau</u>	<u>bisherige Gesamtprod.</u>
Impulsformer			11
Speisegerät			14
Frequenzzähler			6
Triggergerät 3.2 kV		20	11
7.5 kV			21
14 kV	10		42
Triggergerät 2 X 10 Kanal	3		14
1 X 20 Kanal	5		5
Impulstrafo 3,2 kV	115	80	135
14 kV	10	20	30
Impulsverstärker	10		30
Speisegerät 3,2 kV		10	5
7,5 kV	5		16
14 kV	10		42
Ladegerät 2,5 kV	2		2
34 kV	5		15
34 kV mit Meßkont.	5		5
Zeitverzögerungsgerät 10 µsek	25		25
100 µsek			61
1000 µsek		25	
0 - 60 sek			1
Netzverteiler	1	10	21
für Rack	7	10	8
mit 110 V-Trafo	1	10	1
Pumpensteuerung	5		6
Ofensteuerung	10		10
Steuerung für 50 kJ	1		5
Steckdosenleiste	50		150

2. Einzelfertigung

Auftrags-Nr.

E 144	Kennlinienschreiber	1
E 189	Meßverstärker	1
E 196	Steuerung D O 8001	1
E 197	Inst.Schutzeinrichtung	2
E 202	Spannungsbegrenzer	10
E 205	Multipliergehäuse	10
E 294	Impulsgenerator	1
E 242	Multiplier	10
E 250	Markengeber	5
E 285	Strahlüberwachung	1
E 289	Störungsmeldung	1
E 295	Steuerung DO 501	1
E 288, 351	Steuerung für 10 kV	2
E 305	Langzeiteinschub	1
E 338	Multipliermeßkopf	2
E 345	Zeitschaltuhr	1
E 377	Netzgerät	1

3. Sonstige Aufträge

Gravieren von Resopalschildern, Wickeln von Spulen, Umbau und Reparatur von Geräten, Arbeiten und Verdrahten im Hochspannungs-Käfig, Anfertigen von Kabeln, Anfertigen von Steuerungen und Kontrolleinrichtungen, Herstellung von Geräteschaltern und Frontplatten.

An Fremdfirmen wurde vergeben:

1 Netzgleichrichter
25 Zeitverzögerungsgeräte 1000 usek
55 Geräterahmen
50 Steckdosenleisten

XIII. Laborberichte und Veröffentlichungen

1. Laborberichte

- IPP/4/7: „Gewinnung größerer Lichtverstärkung bei Kurzzeitbildwandlern durch lichtstarke Kameras und Kaskaden-Bildverstärker“ (A. Steinhausen)
- IPP/4/8: „Magnetfelder der Spulen Sp 182, Sp 300, Sp 440, Sp 100-13 - Kurven und Tabellen“ (P. Krüger)
- IPP/4/9: „Elektronische Leistungsstabilisierung“ (K. Maischberger, A. Steinhausen) (im Druck)
- IPP/4/10: „Kurzzeitkameras mit elektrostatisch fokussierter Bildwandlerröhre RCA 4449 für Dreibild- und Sweep-Betrieb“ (F. Hofmeister) (in Vorbereitung)

2. Veröffentlichte Arbeiten

- „Die Energieversorgung des Instituts für Plasmaphysik“ (K.H. Schmitter u.a.) Die Atomwirtschaft, Heft 5, 1963
- „Der Energiespeicher für das grosse Theta-Pinch-Experiment in Garching“ (A. Knobloch) Die Atomwirtschaft, Heft 5, 1963
- „Light Amplification of High-Speed Images“ (A. Steinhausen) VI^e Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz

Jahresbericht 1963

der

Abteilung Theorie (Prof. Dr. A. Schlüter)

I. Überblick

Im Jahre 1963 wurden die Arbeiten der Abteilung Theorie in den beiden Hauptrichtungen: Anwendung phänomenologisch-makroskopischer Beschreibungen auf spezielle experimentelle Anordnungen und mikroskopische Behandlung fundamentaler Aspekte der Plasmatheorie (Ableitung "kinetischer" Gleichungen, Mikroinstabilitäten) fortgesetzt. Als neuer Problemkreis wurden die Fragen, die sich bei der Wechselwirkung von Licht hoher Intensität (Laser) mit einem Plasma ergeben, unter verschiedenen Aspekten behandelt. Der Nutzen der elektronischen Rechenmaschine der Abteilung vergrößerte sich im vergangenen Jahr durch ihre verstärkte Benutzung bei der Lösung von Problemen, die aus der Abteilung Theorie sowie zunehmend direkt aus den anderen Abteilungen des Institutes stammten. Die Zusammenarbeit mit den Experimentellen Abteilungen und der Abteilung Technik wurde in vielen Einzelproblemen intensiviert und führte zu einer wachsenden Zahl gemeinsamer Untersuchungen. In den meisten Problemen, insbesondere der mikroskopischen Theorie, war die Wechselwirkung mit der Abteilung Theoretische Plasmaphysik des Instituts für Astrophysik im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik (MPI) so eng, dass eine Trennung im einzelnen schwierig würde. Über diese Arbeiten wird daher hier mitberichtet; dabei sind die Namen von Bearbeitern, die Angehörige des MPI sind, gekennzeichnet.

II Makroskopische Theorie

II.1 Zylindersymmetrischer θ -Pinch (K. Hain, G. Hain)

Die Untersuchung über den Einfluß der künstlichen Viskosität wurden anlässlich eines Besuches von A.C. Kolb fortgesetzt. Der berechnete Einfluß der künstlichen Viskosität (v. Neumannsche Shockkonstante) auf die Temperatur im Mittelpunkt ist verhältnismäßig groß. Es stellte sich heraus, daß man die einlaufenden Stoßwellen, die eine Machzahl kaum größer als zwei erreichen, mit der Shockkonstanten Null berechnen konnte, während die auslaufenden Stoßwellen nach der Reflektion nur mit von Null verschiedenen Shockkonstanten berechnet werden konnten. Einzelheiten werden in einer zu veröffentlichenden Arbeit zusammen mit A.C. Kolb beschrieben werden.

Rechnungen, die von K. Hain und G. Hain während ihres Besuches in Los Alamos durchgeführt wurden, wurden in einer Arbeit zusammen mit Fred L. Ribe u.a. veröffentlicht. Diese Arbeit bringt einen Vergleich zwischen den theoretisch berechneten und experimentell gemessenen Werten hauptsächlich für das Magnetfeld. Es zeigt sich, daß bei positivem eingefangenen Feld Theorie und Experiment gut übereinstimmen, während bei negativem eingefangenen Feld die Übereinstimmung schon nach den ersten zwei bis drei Kompressionen verloren geht.

A.C. Kolb hat unter Zugrundelegung des hier entwickelten Programmes die Strahlungsverluste durch Verunreinigung berechnet. Diese Arbeiten sollen mit ihm zusammen im nächsten Jahr fortgesetzt werden.

Es wurden außerdem Rechnungen für E. Remy durchgeführt, die eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigen. Die Rechnungen sind noch nicht abgeschlossen.

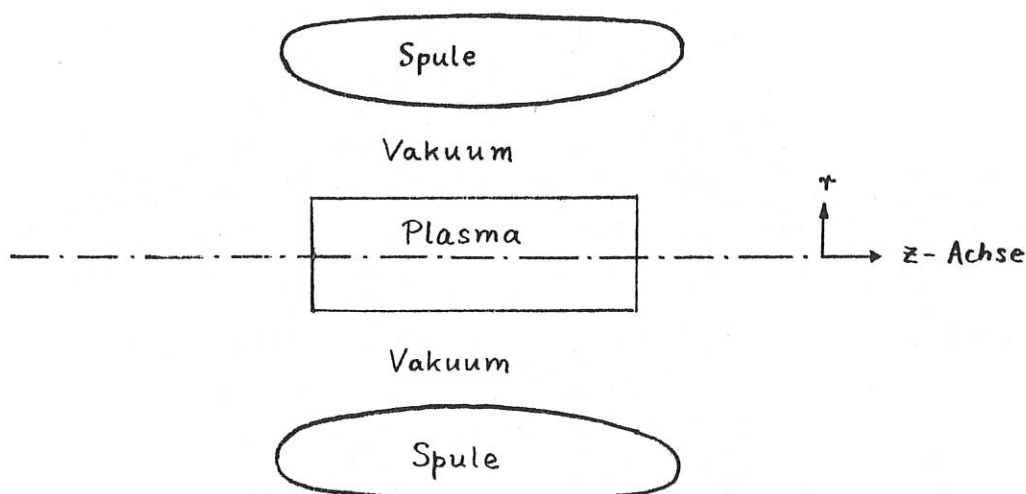
II.2 Zweidimensionaler θ -Pinch

1. Idealisierte Randbedingungen (F. Hertweck)

Die Arbeit an der numerischen Lösung der magneto-hydrodynamischen Gleichungen für ein idealisiertes θ -Pinch-Modell wurde während eines Aufenthaltes in Harwell im Jahre 1961 in Zusammenarbeit mit K.V. Roberts begonnen. Eine Beschreibung des Modells und der benutzten Rechen-Methoden finden sich in einem Culham-Report [24]. Inzwischen wurde an der numerischen Methode einiges abgeändert, um insbesondere eine bessere Formulierung der Randbedingungen zu ermöglichen. Auch wurde die Behandlung der konvektiven Ableitungen $\nabla \cdot \mathbf{v}$ sowie das Iterationsverfahren zur Lösung der Differenzengleichung für die beiden Komponenten der Geschwindigkeit abgeändert, wodurch bei letzterem eine bedeutend schnellere Konvergenz erzielt werden konnte. Die Ergebnisse beider Methoden sollen miteinander verglichen werden.

Das Programm soll auf die speziellen θ -Pinch-Parameter der Abt. 1 angewendet werden. Insbesondere soll die axiale Kontraktion des Plasmas, die auch dann auftritt, wenn das Magnetfeld keinen Spiegel hat, rechnerisch verfolgt werden. Die Rechnungen sind kurz vor dem Abschluß.

2. Vakuumrandbedingungen (K. Hain)



Die Spule wird als Supraleiter behandelt. Es wird ferner angenommen, daß das von diesem Supraleiter erzeugte Vakuummagnetfeld zur Zeit $t=0$ in einem homogenen, vollionisierten Plasma vorhanden ist. Die Gleichungen für die Magnetfeldkomponenten B_z , B_r im Plasma sind auf eine einzige Gleichung für das Vektorpotential A_θ zurückgeführt worden. Als Bedingung auf der Oberfläche des Plasmas wird die Stetigkeit von Vektorpotential (Fluß) und Magnetfeld gefordert. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen an der supraleitenden Spule ergibt sich aus dieser Forderung ein Integralzusammenhang zwischen Vektorpotential und Magnetfeld auf der Oberfläche des Plasmas. Es werden ferner die Gleichungen für den elektrischen Kreis der Kondensatorbatterie einschließlich der vom Plasma erzeugten Gegenspannung gelöst; die Art der Berechnung ist analog dem am zylindersymmetrischen Fall benutzten Verfahren der Extra- und Interpolation.

Das Programm für die Berechnung des Vakuummagnetfeldes der Spule und die Auflösung der partiellen Differentialgleichungen für Dichte, Geschwindigkeit (v_r und v_z) Temperatur (eine einheitliche Temperatur mit Wärmeleitung parallel und senkrecht zum Magnetfeld) und Magnetfeld (mit endlicher elektrischer Leitfähigkeit) ist fertiggestellt und getestet. Das Programm für die Berechnung der Randbedingungen wird im nächsten Jahr fertiggestellt werden. Mit Hilfe dieses Programmes wird es möglich sein, das Verhalten von θ -Pinch-Entladungen von endlicher Länge zu berechnen.

II.3 Zylindersymmetrischer Z-Pinch in Argon (H. Fisser)

Die Rechnungen zum dynamischen Verhalten einer Z-Pinch-Entladung in Argon unter Berücksichtigung der zweiten Ionisationsstufe wurden zu einem vorläufigen Abschluß gebracht.

Die vorgenommene Verfeinerung des Plasma-Modells durch die Berücksichtigung des Peltier-Effektes und der Thermodiffusion brachte einen Fortschritt in Richtung einer möglichst guten Annäherung des gerechneten raum-zeitlichen Verlaufes der Magnetfeldkomponenten an die gemessenen. Als wirksamer in dieser Hin-

sicht erwies es sich allerdings, bei der Lösung der gekoppelten quasi-gewöhnlichen Differentialgleichungen für die Elektronen- und Ionentemperatur T_e und T_i nicht wie bisher die Gleichungen für $T_e + T_i$ und $T_e - T_i$ näherungsweise, sondern das System für beide Temperaturen exakt zu lösen.

Im übrigen wichen die unter Einschluß von Thermodiffusion und Peltiereffekt berechneten Magnetfelder und Temperaturprofile nur in der Entladungsmitte für Abstände bis zu $\frac{1}{10}$ Rohrradius merklich von den ohne diese Effekte erhaltenen Verteilungen ab. Das galt auch für eine durch die vierfache Ladespannung doppelt so schnell ablaufende Entladung.

Die zusätzliche Berücksichtigung der Diffusion der einfach gegen die zweifach geladenen Teilchen brachte praktisch keine Änderung. Der wegen des falschen asymptotischen Verhaltens nur in der Nähe der Ionisationsenergie brauchbare Elwert'sche Stoßionisationsquerschnitt wurde durch den Drawin'schen ersetzt, mit dem auch die neuesten Messungen von Thonemann, Harrison, Dolder et al. gut darstellbar sind. Die daraus resultierende Ionisationswahrscheinlichkeit liegt für alle Elektronentemperaturen unterhalb der Elwert'schen. Dies führt zu einer etwas höheren Elektronentemperatur im Pinch.

II. 4 Gleichgewichtskonfigurationen vom M & S - Typ

1. Statisches ebenes Modell (R. Gorenflo)

Das zweidimensionale Analogon der M&S-Plasma-Konfiguration, bei dem Ströme nur an der Plasma-Oberfläche fließen und im Plasma-Inneren das Magnetfeld verschwindet, besteht aus einem "ebenen" zweifach zusammenhängenden Plasma. Die im Jahr 1962 begonnene Untersuchung dieser Anordnung wurde mit funktionentheoretischen Methoden erfolgreich zu Ende geführt mit dem Resultat, daß bei analytisch gegebenen Plasmarandkurven die Lage der außerhalb des Plasmas fließenden Ströme, die das Plasma im Gleichgewicht halten, bestimmt werden kann. Eine Veröffentlichung hierüber soll im Jahre 1964 erscheinen. Die Versuche, die Methoden zur Lösung des 2-dimen-

sionalen Problems auf den 3-dimensionalen Fall zu übertragen, wurden vorläufig zurückgestellt. Der 3-dimensionale Fall wurde numerisch von Seewald (MPI) untersucht.

2. Dynamisches Modell ("Quasilimus") (K. Hain)

Zur Berechnung des dynamischen Verhaltens wird der im allgemeinen 3-dimensionale M&S-Torus durch ein 2-dimensionales Modell angenähert. Auf der Innenseite ist dem Magnetfeld B_θ eine sinusförmige Störung B_r unter Berücksichtigung von $\text{div } B = 0$ überlagert. Das Programm ist fertiggestellt und die ersten Programmtests durchgeführt, so daß das Verhalten des Plasmas unter diesen Bedingungen sich bald numerisch berechnen läßt. Diese Rechnungen sollten einen Vergleich mit den Experimenten von K. Köppendörfer (Abt.1 s. Seite 31.) gestatten.

3. Näherungsweise Berechnung eines M&S-Feldes für einen Torus (W. Lünow, H. Grieger (MPI))

Ein an einem Torus liegendes Hauptfeld in θ -Richtung wird durch zusätzliche Ströme, welche die Torusebene senkrecht durchstoßen, so variiert, daß es an der Torusinnenseite eine M&S-ähnliche Konfiguration erhält. Die Abhängigkeit der erhaltenen Feldkonfigurationen von der Anordnung der Zusatzströme und ihrer Stärke wurde untersucht. Die Arbeit soll fortgesetzt werden.

II.5 Stationäre zylindersymmetrische Plasmaströmung parallel zum Magnetfeld bei endlicher Leitfähigkeit (F. Hertweck)

Im Zusammenhang mit Experimenten der Abteilung 3 (Dr. Wienecke) wurde die Untersuchung einer zylindersymmetrischen stationären Plasmaströmung parallel zum Magnetfeld fortgesetzt. Da das Plasma eine endliche Leitfähigkeit haben soll, muß eine gewisse Geschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld auftreten, so daß der $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -Term den azimuthalen Strom antreiben kann. Das Problem reduziert sich auf ein nicht-lineares partielles Differentialgleichungssystem in der r - z -Ebene mit teils reellen teils komplexen Charakteristiken. Da die Auflösung dieses Systems nur auf numerischem Wege erfolgen kann, wurde eine Entwicklung nach großer elektrischer Leitfähigkeit versucht. Die Lösung nullter Ordnung ist die leicht zu findende Lösung für unendliche Leitfähigkeit, die von Z nicht

abhängt, während die Lösung erster Ordnung durch ein lineares partielles Differentialgleichungssystem für die Störgrößen gegeben ist. Zwar ist dieses Gleichungssystem vom gleichem Typ wie das ursprüngliche, doch kann man hoffen, wegen der Linearität und der Tatsache, daß die Koeffizienten nicht von Z abhängen, wenigstens zum Teil auf analytischem Wege Aussagen über die Lösungen zu bekommen.

II.6 Eindimensionale Plasmaströmung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern. (E. Rebhan)

Im Zusammenhang mit Experimenten der Abteilung 3 (siehe S. 121) wurde das Verhalten von Plasmaströmungen in elektrischen und magnetischen Feldern untersucht. Das Problem wurde stationär und eindimensional behandelt, wobei der Strömungsverlauf senkrecht zu ihrerseits gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern erfolgt.

Um die Wechselwirkung zwischen Strömung und Feldern möglichst einfach zu gestalten, wurde ein elektrischer Strom in Richtung des elektrischen Feldes angenommen. Das läßt sich experimentell durch Elektrodenpaare als seitliche Begrenzung eines Plasmastrahls verwirklichen. Reibung, Wärmeleitung und Terme zweiter Ordnung im Ohmschen Gesetz wurden vernachlässigt. Die Art der Behandlung des Problems - Verzicht auf explizite Lösungen und Diskussion der zugrunde liegenden Differentialgleichungen - machte es nicht notwendig, spezielle Annahmen über das thermodynamische Verhalten des Plasmas zu machen.

Strömungsverläufe ohne Stoßfronten erwiesen sich - bis auf eine Ausnahme - als reine Überschall- oder Unterschallströmungen. Je nach Kombination der Richtung und Stärke von E und B ergaben sich für beide Typen die Möglichkeit zur Bremsung oder Beschleunigung, Erwärmung oder Abkühlung. Unter besonderen Bedingungen ist auch ein stetiges Durchschreiten der Schallgeschwindigkeit möglich. Als Analogon zur Lavaldüse wäre hier die Beschleunigung von Unterschall auf Überschall in einem Rohr konstanten Querschnitts besonders zu erwähnen.

Bei der Untersuchung von Stoßbedingungen ergab sich die Möglichkeit zur Erzeugung stehender Stoßfronten, das Magnetfeld wirkt hier ähnlich wie Ecken oder Wandunebenheiten in der gewöhnlichen Gasdynamik.

In den parallel laufenden Experimenten dient als Plasmaquelle der auf S. 102 beschriebene Plasmabrenner. Am aussichtsreichsten erscheint hier im Moment die Weiterbeschleunigung von Überschallströmungen.

II.7 Stoßwellenartige Plasmakonfigurationen (H. Bergold)

Es wurden eindimensionale stationäre Näherungslösungen der Boltzmann-Gleichung eines 2-Komponenten Plasmas gesucht, die für $x \rightarrow -\infty$ einen Grenzwert ("Gleichgewichtslösung") besitzen. Zur Beschreibung des Plasmas wurden neben den Maxwell-Gleichungen die Momenten-Gleichungen der Boltzmann-Gleichung benutzt, und zwar teils ohne Stoßglied unter Verwendung der Formeln von Hertweck. Durch geeignetes Abbrechen der Momentenentwicklung erhält man die Differentialgleichungssysteme einer "10-Momenten-Methode" (die dritten Momente sind $=0$ gesetzt) bzw. der Grad'schen "13-Momenten-Methode".

Der wesentliche Unterschied zu ähnlichen Untersuchungen über Stoßwellenstruktur besteht darin, daß eine Anisotropie des Druckes zugelassen wird.

Es wurden auf numerischem Wege - z.T. in Fortführung älterer Rechnungen von K. Hain, R. Lüst, A. Schlüter - folgende Resultate erhalten:

1. Stoßfreier Fall.

Es gibt Konfigurationen, die auch für $x \rightarrow +\infty$ einen Grenzwert haben, und zwar - wie zu erwarten - denselben wie für $x \rightarrow -\infty$. Dies entspricht den "solitären Wellen", die man im Falle verschwindenden Gasdruckes auf analytischem Wege gefunden hat. Doch existieren solche Konfigurationen nur für einzelne Gleichgewichtswerte. Dazwischen haben die Lösungen eine komplizierte unübersichtliche Struktur.

Wenn das Verhältnis Gasdruck/Magnetfeld-Druck eine gewisse Grenze überschreitet, werden die Lösungen singulär.

2. Rechnung mit Stößen

Es gelang, bei geeigneten Parameterwerten Stoßwellenstrukturen zu gewinnen, die nach einem monotonen Anstieg über den 2. Gleichgewichtswert hinaus sich diesem für $x \rightarrow +\infty$ oszillierend nähern. Auch bei den Lösungen mit Stößen bildet sich noch eine beträchtliche Druckanisotropie aus.

II.8 Transporterscheinungen (W. Feneberg)

Die Untersuchungen über das Verhalten eines Plasmas in der Nähe des thermischen Gleichgewichts wurden nach zwei Richtungen hin fortgesetzt. Einmal ließ sich zeigen, daß die Transportgleichungen für die Diffusions- und Wärmeströme, die sich mit Hilfe der Grad-schen 13-Momenten-Methode aus der Boltzmann-Gleichung gewinnen lassen, allgemein immer die Onsager'schen Reziprozitätsbeziehungen erfüllen, wobei die Ursache dafür in der Reversibilität des Einzelstoßprozesses zu suchen ist.

Zum andern wurden die Transportgleichungen des Heliumplasmas abgeleitet und Ausdrücke für die Wärmeleitfähigkeit und die Diffusionskoeffizienten der Teilchenkomponenten im Magnetfeld gewonnen. Das Verhalten der Diffusion und Wärmeleitung im Magnetfeld ist hier verwickelter als im Wasserstoffplasma, weil die einfach und zweifach geladenen Heliumteilchen einander stoßen und in ihrer Bewegung vom Magnetfeld beeinflußt werden.

Die experimentellen Messungen der Wärmeleitfähigkeit von H. Ringler der Abteilung 3 (siehe S. 107) am Wasserstoffbogen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Rechnungen.

II.9 Erhaltungssätze (A. Schlüter)

Die allgemeine Struktur von Erhaltungssätzen der Magneto-hydrodynamik wurde diskutiert. Es wurde dabei gefunden, dass unter den üblichen Voraussetzungen die Grösse $w \cdot \mathcal{E}$ einen bisher nicht bekannten Erhaltungssatz befriedigt, der in enger Analogie zum Energieerhaltungssatz steht.

III Mikroskopische Theorie

III.1 Kinetische Gleichungen (J.McCune; M.Feix; D.Frank (MPI), D.Pfirsch (MPI), S.Prieß(MPI); P.Schram)

P. Schram gab einen Überblick über die Theorie der kinetischen Gleichungen. Es stellte sich heraus, daß die "absence of parallel motions" nicht für die Gültigkeit des Sandri'schen Verfahrens genügt.

Frank, Pfirsch und Prieß zeigten, daß die Sandri'sche Bedingung "absence of parallel motions" nur eine Folge des Formalismus für die schwache Wechselwirkung ist, aber nicht notwendig für die Erreichung eines kinetischen Verhaltens eines Systems mit schwacher Wechselwirkung. Sie diskutierten weiterhin die Möglichkeit, Verbesserungen zur Landau-Gleichung in höherer Ordnung des Sandri'schen Verfahrens anzugeben, wobei das wesentliche Problem darin besteht, ob die Zusatzgleichungen zur Landau-Gleichung, die Vorgänge mit langsamer Zeitskala beschreiben, mit der Landau-Gleichung selbst verträglich sind.

McCune leitete aus der Liouville-Gleichung unter Einschluß kollektiver Effekte eine superkinetische Gleichung für ein Plasma her, die unter Vernachlässigung der kollektiven Einflüsse in die Master-Gleichung von Brout und Prigogine für schwache Kopplung übergeht. Es werden die Bedingungen angegeben, unter denen sich diese kinetische Gleichung auf die von Bogoliubov bzw. Balescu und Lenard reduziert. Alle diese Gleichungen sind lineare homogene Gleichungen und besitzen damit kein H-Theorem. Es wird deshalb der Ursprung der Irreversibilität im Rahmen dieser Gleichungen diskutiert, insbesondere werden die Eigenschaften der stationären Lösungen analysiert.

In der Ableitung der kinetischen Gleichung für ein Plasma in einem homogenen Magnetfeld wurden von P. Schram Korrekturen zur Landau-Gleichung mit modifiziertem Coulomb-Logarithmus gefunden, die von der langen Stoßdauer zweier Teilchen mit kleiner Komponente der Relativgeschwindigkeiten parallel zum Magnetfeld herrühren.

M. Feix diskutierte die kinetische Gleichung für ein eindimensionales

Plasma und untersuchte hierfür die Terme von zweiter Ordnung in der reziproken Zahl der Teilchen in Debye-Volumen. Dies liefert eine Vergleichsmöglichkeit mit neuen numerischen Experimenten.

III.2 Eindimensionales Plasma (M.Feix, K.U.v.Hagenow (MPI))

Die räumlichen und zeitlichen Korrelationen in einem eindimensionalen Plasma wurden von M. Feix sowohl für thermisches Gleichgewicht als auch für allgemeinere Zustände untersucht.

Von K.U.v.Hagenow wurde ein numerisches Verfahren zur Integration der Bewegungsgleichungen für ein eindimensionales Plasma entwickelt. Das Programm wurde auf der G3 (elektronische Rechenmaschine des MPI) erprobt und die Bahnen für eine Reihe von Anfangswerten gerechnet.

III.3 Thermisches Gleichgewicht des Plasmas

1. Klassische Behandlung (A.Schlüter)

Die von A. Schlüter 1962 begonnene Untersuchung über das statistische Gleichgewicht zwischen einem Neutralgas und einem Plasma wurde vorläufig abgeschlossen.

Die Ergebnisse sind in einem Bericht zusammengefaßt (siehe [2]).

2. Quantentheoretische Behandlung (v.Hagenow MPI)

Das thermische Gleichgewicht eines echten Plasmas mit ungleich geladenen Komponenten läßt sich wegen der unendlichen Rekombinationsernergie eines Paares nicht klassisch beschreiben.

Von Hagenow(MPI) führte zusammen H.Koppe (Universität München) die quantenmechanische Zustandssumme auf ein Integral zurück, das sich vom klassischen Ausdruck nur durch ein geändertes Potential zwischen den Teilchen unterscheidet.

Das Ersatzpotential unterscheidet sich vom Coulombpotential nur bis zu einer Entfernung gleich der thermischen de-Broglie-Wellen-

länge der reduzierten Masse des jeweiligen Paares und geht gegen einen endlichen Wert bei verschwindendem Abstand. Die Ergebnisse sind in einem Bericht [25] zusammengefaßt.

III.4 Korrelationen

1. Klassische Behandlung der Korrelationen eines Elektronenplasmas. (V.Hagenow(MPI))

Von Hagenow (MPI) untersuchte die räumliche 2-Teilchen-Korrelation eines klassischen Einkomponentenplasmas mit neutralisierendem Hintergrund. Vernachlässigung der echten 3-Teilchen-Korrelationen führt unter voller Berücksichtigung der direkten Wechselwirkung zweier Teilchen auf eine einfache Differentialgleichung. Ein Iterationsverfahren führt bereits in erster Näherung auf eine für alle Abstände endliche Lösung für die Korrelationsfunktion. Die damit berechnete Wechselwirkungsenergie liefert ein logarithmisches Korrekturglied zum Debye'schen Wert. Das von A. Schlüter behandelte Problem (s.III.3.1 S.191) läßt sich auf die gleiche Differentialgleichung reduzieren; die dort numerisch gewonnenen Ergebnisse lassen sich gut mit obiger Approximation beschreiben. Ein Laborbericht ist in Vorbereitung.

2. Quantentheorie der Korrelationen in einem Elektronenplasma. (M.Feix)

Das Problem des Abschneidens bei kleinen Wellenlängen in einem Plasma, in dem die thermische de Broglie-Wellenlänge größer als die Landau-Länge ist, wurde im Rahmen des Formalismus der "Random-phase-approximation" behandelt. Es ergibt sich, daß die linearisierte Theorie der Korrelation für alle Abstände gültig ist und keine Divergenzen auftreten. Auch die Zeitkorrelationen des elektrischen Feldes zeigen keine τ^{-1} -Divergenz mehr sondern ein $\tau^{-\frac{1}{2}}$ -Verhalten, was zu leicht ausführbaren konvergenten Integralen für die Transportkoeffizienten führt. Das bedeutet im wesentlichen, daß das Abschneiden bei der Landau-Länge durch ein solches bei der thermischen de Broglie-Wellenlänge ersetzt wird. Hierüber wurde auf der Konferenz in Paris berichtet. [14]

3. Korrelationsfunktion in einem nicht-thermischen Plasma.

(M. Feix, P. Schram)

Die zeitliche Korrelationsfunktion wird aus der Bogoliubov-Hierarchie berechnet, wobei ein Ausdruck für die mittlere Energie pro Schwingung abgeleitet wurde. Ein endlicher Energieinhalt für große Wellenlängen tritt nur bei Verteilungsfunktionen auf, die nicht langsamer als die Maxwell-Verteilung abnehmen, für die anderen Verteilungsfunktionen ist die Bogoliubov'sche Annahme vermutlich falsch. Schließlich wurde die Zustandsgleichung für derartige quasi-stationäre Zustände dieses Plasmas abgeleitet. Hierüber wurde in Paris vorgetragen. [15].

4. Statistische Mechanik von Mehr-Teilchen-Korrelationsfunktionen. (A. Schlüter)

Zusammen mit Mitarbeitern des Instituts für Theoretische Physik der Universität wurden die Integro-Differentialgleichungen untersucht, die in einem grosskanonischen Ensemble die Mehr-Teilchen-Korrelationsfunktionen miteinander verbinden. Es wurde gezeigt, daß sie zur numerischen Berechnung der Eigenschaften realer Gase gewisse Vorteile gegenüber der Verwendung der sogenannten BBGKY-Hierarchie besitzen. Ferner wurden Ausdrücke hergeleitet, die das Verhalten dieser Funktionen bei Phasenumwandlungen beschreiben.

III.5 Test-Teilchen im Plasma

1. Übergangsverhalten der Abschirmungswolke für ein anfänglich korrelationsloses Test-Teilchen. (M. Feix)

Die Zeit, in der sich die asymptotische Form der Abschirmungswolke um ein Test-Teilchen ausbildet, welches zu einem bestimmten Zeitpunkt im Plasma mit einer gewissen Geschwindigkeit startet, hängt von zweierlei Einflüssen ab: Von der Landau-Dämpfung und der Phasemischung, von Wellen mit verschiedenen Wellenlängen. Es wird gezeigt, daß für Teilchen mit einer Geschwindigkeit kleiner als die thermische Geschwindigkeit die Phasemischung von Wellen mit einer Grenzge-

schwindigkeit, die gleich der Geschwindigkeit des Test-Teilchens ist, den wesentlichen Effekt darstellt und zu einer $(\omega_{pt})^{-1/2}$ -Abhängigkeit des Übergangsverhaltens führt. Eine Veröffentlichung erscheint in "Physics Letters."

2. Behandlung mit der Methode der Brown'schen Bewegung.

(B.Lamborn)

Die Methode der Beschreibung der Bewegung eines Test-Teilchens in einem thermischen Plasma mit Magnetfeld als Brown'sche Bewegung wird auf ein Plasma mit einer zeitlich langsam veränderlichen tensoriellen Reibung erweitert. Es wird gezeigt, daß das resultierende Verhalten qualitativ das gleiche ist wie bei zeitlich konstanter Reibung. Wenn die nicht-diagonalen Terme des Reibungstensors nicht rein oszillierende Funktionen sind, ist die mittlere Energie eines Teilchens im allgemeinen eine Funktion des Feldes. Wenn keine der Hauptachsen des Reibungstensors in Richtung des Magnetfeldes zeigt, kann man in gewissen Fällen zeigen, daß sowohl die mittlere Energie der Bewegung längs der Feldlinien als auch die Diffusion in Richtung des Feldes Funktionen der Feldstärke sind. Es wurden Ausdrücke für die mittlere quadratische Verschiebung des Testteilchens im Grenzfall großer Zeiten abgeleitet. Ferner wurde die dynamische Reibkraft, die von einem nicht isotropen Gas auf ein Test-Teilchen ausgeübt wird, diskutiert.

III.6 Wlassow Gleichung

1. Zusammenhang zwischen Abschirmung und Stabilität.(M.Feix)

M. Feix zeigte (in Zusammenarbeit mit F.Engelmann, Frascati und E.Minardi, Jutphaas), daß elektrostatisch stabile Plasmen ein äußeres elektrisches Feld abschirmen. Ergibt sich im Rahmen einer linearen Theorie keine derartige Abschirmung, dann ist das Plasma mikroskopisch instabil. Eine Untersuchung der Abschirmungseigenschaften in verschiedenen bewegten Bezugssystemen gibt Auskunft über die Art der Instabilitäten, um die es sich handelt. (Absolute oder konvektive Instabilität.) Eine Arbeit wurde veröffentlicht. [23].

2. Anregung von Plasmaschwingungen

M. Feix untersuchte das anfangs beschriebene Problem für elektrostatische Schwingungen in einem Elektronen Plasma. Er zeigte, daß für große Wellenlängen von Beginn an nur die zu den Landau-Polen gehörenden Typen wesentlich sind, während die anderen Wellen nur schwach angeregt werden. (Im Vergleich zu den Landau-Polen ist die Anregungsstärke von der Größe, Stärke = $k^2 D^2$, D = Debye-Länge Auch die von den Anfangsbedingungen herrührenden schwach gedämpften Wellen großer Wellenlänge treten sehr schwach in Erscheinung und sind physikalisch uninteressant. Erst nach sehr langer Zeit bestimmen sie das asymptotische Verhalten. Vom experimentellen Standpunkt aus ist das Problem der erzwungenen Schwingungen von Interesse. M. Feix untersucht den Fall, daß zwischen 2 Gittern ein zeitlich periodisches elektrisches Feld angelegt ist. Es ergibt sich, daß für eine Frequenz in der Nähe der Plasmafrequenz nur die Landau-Wellen von Bedeutung sind, und es wird nachgewiesen, daß die allgemeine Beziehung $\gamma_k = v_g \chi_\omega$ zwischen zeitlicher Dämpfung χ_ω , räumlicher Dämpfung γ_k und der Gruppengeschwindigkeit v_g , besteht. Für Frequenzen, die wesentlich verschieden von der Plasmafrequenz sind, führt der nicht lokale Charakter des Problems auf ein räumlich asymptotisches Verhalten der Lösung von der Form $\exp[-\alpha x^{2/3}]$ (wie im zweiten des von Landau diskutierten Problems). Roy Gould beabsichtigt mit einem Experiment dieser Art zu zeigen, warum in den Ionen-Experimenten in Princeton nur die am stärksten gedämpften Wellen angeregt zu sein scheinen.

3. Mikroinstabilitäten in homogenen Plasmen (D.Pfirsch)

D. Pfirsch diskutierte das Stabilitätsverhalten homogener Plasmen mit und ohne äußerem Magnetfeld. Für ein magnetfeldfreies Plasma vervollständigte er den Beweis für das Penrose-Kriterium und gab eine notwendige und hinreichende Bedingung für transversale Instabilität an. Die elektrostatische Instabilität untersuchte er insbesondere anhand einer einfachen zwei-buckligen Verteilungsfunktion. Aus dem Instabilitäts Kriterium für transversale Wellen konnte die Stabilität allgemeiner isotroper Verteilung bewiesen werden; ausserdem konnte eine allgemeine Diskussion einer Klasse

anisotroper Verteilung durchgeführt werden. Für Plasmen in einem homogenen Magnetfeld wurden folgende Ergebnisse nachgewiesen:

a) Wellenausbreitung parallel zum Magnetfeld

Es wird eine notwendige Bedingung für Instabilität transversaler Wellen hergeleitet. Damit werden einfache anisotrope und zweibucklige Verteilungsfunktionen untersucht, insbesondere werden die Alfvén-Wellen Instabilitäten und die Elektron-Zyklotron-Resonanz Instabilität für allgemeinere Verteilungsfunktionen als die anisotrope Maxwell-Verteilung untersucht.

b) Wellenausbreitung senkrecht zum Magnetfeld

Es werden notwendige und hinreichende Bedingungen für Instabilität transversaler Wellen (elektrischer Feldvektor parallel zum Magnetfeld) und gemischter transversaler und longitudinaler Wellen (senkrecht zum Magnetfeld) hergeleitet. Im ersten Fall wird eine Klasse anisotroper Verteilungen auf Stabilität untersucht. Im zweiten Fall wird bewiesen, daß Verteilungen, zu denen monotone reduzierte Verteilungsfunktionen $\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x^2 + v_y^2, v_z) dv_z$ stabil sind. Für eine Verteilung mit nicht monotoner reduzierter Verteilungsfunktion wird Instabilität nachgewiesen.

4. Mikroinstabilitäten in inhomogenen Plasmen (H. Völk)

Die Untersuchungen über das Problem der Mikroinstabilitäten in inhomogenen Plasmen wurden fortgeführt. Das Ziel dabei ist, die explizite Lösung der linearisierten Wlassow-Gleichung zu umgehen und über die Eigenschaften von Konstanten der Bewegung zu Aussagen über das elektrostatische Stabilitätsverhalten zu gelangen. Geht man aus von der allgemeinen stationären Lösung der Wlassow-Gleichung im ebenen Fall, so gibt es eine quadratische Form (f, Pf) in den Störungen f der Verteilungsfunktionen, die zeitlich konstant ist; P ist ein zeitunabhängiger, hermitischer Operator. Er hängt von der jeweils betrachteten Gleichgewichtslösung ab. Falls P positiv definit ist, können die Störungen nicht zeitlich anwachsen und damit ist das Gleichgewicht stabil. Die Untersuchung des Spektrums von P , d.h. der Gleichung

$$(1) \quad P\varphi = \lambda\varphi$$

war auch der Gegenstand eines Vortrags anlässlich der VI. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963: "Electrostatic Stability of Plasmas" (paper VI-53.) Es stellt sich jedoch heraus, daß die in (1) enthaltenen Singularitäten die Behandlung außerordentlich komplizieren.

Zerlegte man indes den Hilbertraum der Störungen in einen Teil, in dem P singulär ist und einen nichtsingulären Teil, so konnte gezeigt werden, daß der nichtsinguläre Raum sich im Laufe der Zeit nicht mit dem singulären mischt. Dies steht im Einklang mit der Bemerkung, daß (f, Pf) die (konstante) Gesamtenergie des Plasmas darstellt. Man kann sich daher zunächst auf die Betrachtung der nichtsingulären Störungen beschränken. Die Singularitäten wurden in speziellen Fällen untersucht.

Neue Aspekte zu diesem Problem bringt eine Arbeit von Dawson & Oberman, die neben der Konstanz der Energie auch noch die Konstanz des Impulses in Betracht zieht, allerdings nur im Fall eines homogenen Gleichgewichts. Gegenwärtig wird die Tragweite dieses Verfahrens geprüft.

5. Mikroinstabilitäten eines magnetisch eingeschlossenen Plasmas (O. Eder, D. Pfirsch (MPI))

Es wird ein durch ein Magnetfeld eingeschlossenes Plasma niedrigen Drucks ($\beta \ll 1$) mittels einer mikroskopischen Theorie auf Stabilität untersucht. Die zeitliche Abhängigkeit der Störung wird durch einen Faktor $\exp(-i\omega t)$ beschrieben. Für das Gleichgewicht ist $B = \text{const}$ angenommen sowie verschwindendes elektrisches Feld.

Die hinsichtlich des Eigenwertes ω transzendente Eigenwertgleichung

$$\sum_{j=1}^3 A_{ij}(\mathbf{k}, \omega) E_j(\mathbf{k}) = \sum_{j=1}^3 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega) E_j(\mathbf{k}') d\mathbf{k}' \quad (i=1,2,3)$$

wurde näher untersucht. Die Kernmatrix wurde programmiert und getestet; da das Integral durch geeignete Wahl von Stützpunkten als endliche Summe dargestellt werden muß, ergibt sich für ω eine Bedingung

$$F(\omega) \equiv \text{Det} \{a_{\mu\nu}(\omega)\} = 0$$

wobei μ und ν die Indices der Stützstellen sind. Aus der Untersuchung des Konvergenzradius ergab sich, daß $F(\omega)$ eine ganze transzendente Funktion hinsichtlich ω darstellt, d.h. in einem endlichen Gebiet der komplexen ω -Ebene liegen endlich viele Nullstellen von $F(\omega)$. Instabilitäten sind vorhanden, falls die Wurzeln ω positive Imaginärteile haben; es genügt daher die obere komplexe Halbebene zu betrachten. Als günstigste Methode erwies sich dabei die Anwendung des Residuensatzes, wonach in der Darstellung $\Phi(\omega) = \text{Arg } F(\omega)$ zur Feststellung, ob Nullstellen in einem geschlossenen Gebiet der oberen Halbebene vorhanden sind, lediglich die Anzahl der Umläufe von Φ zu ermitteln ist, wenn man $\omega = \omega(s)$ den Rand dieses Gebietes durchlaufen läßt.

III.7 Wellen im Plasma

1. Erzeugung longitudinaler Plasmawellen aus transversalen Wellen mittels inhomogener Magnetfelder.

(D. Pfirsch (MPI), M. Tutter(MPI).)

Im Hinblick auf geplante Experimente mit longitudinalen Wellen wurden Abschätzungen über die Ankopplung von longitudinalen Wellen an transversale Wellen beim Durchgang dieser Wellen durch ein Gebiet nichtverschwindenden Magnetfelds gemacht, außerhalb dessen $B = 0$ ist. Die Ergebnisse lassen derartige Experimente erfolgreich erscheinen.

2. Harmonische der Elektronen-Gyrofrequenz

(E. Canobbio, R. Croci)

Ein von D. Pfirsch vorgeschlagener Mechanismus zur Emission von mehr als 40 Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz, welche zuerst von G. Landauer in einer PIG-Entladung beobachtet wurden, wurde untersucht. (Siehe Beitrag anlässlich des "Convegno sulla Fisica del Plasma", Mailand, Mai 1963; und Vortrag bei der VI. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Paris, Juli 1963). [19] Danach sollen quasi-elektrostatische Wellen, die sich fast senkrecht zu den Magnetlinien ausbreiten, von überthermischen Elektronen

ausgestrahlt werden. Für die Existenz von solchen Wellen wäre die Landau-Dämpfung erforderlich. Die longitudinalen Wellen sind mit den elektromagnetischen Wellen im Vakuum durch einen Transmissionskoeffizienten gekoppelt, der zunächst für den ausgesprochen einfachen Fall eines scharfkantigen Plasmadichteprofiles berechnet wurde.

Die meisten experimentellen Ergebnisse von Landauer et al. scheinen eine recht gute qualitative Übereinstimmung bei diesem Modell zu ergeben.

Außerdem wurde auf einige besonders wichtige Punkte dieser Theorie näher eingegangen, und zwar: Die Ausbreitung von Wellen in einem homogenen Plasma wurde für Frequenzen, die in der Nähe der Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz liegen, für eine zum äußeren Magnetfeld fast senkrechte Ausbreitungsrichtung betrachtet, wobei man die ungestörte Verteilungsfunktion der Elektronen etwas von der Maxwell'schen abweichen läßt. (Bericht ist in Vorbereitung.)

Ferner wurde die von einem Elektron (das sich in einer spiralförmigen Bahn im Plasma bewegt) emittierte Strahlung in Form von longitudinalen Wellen numerisch berechnet, und zwar unter Berücksichtigung der starken Absorption der betrachteten longitudinalen Wellen.

Schließlich wurde die Kopplung zwischen longitudinalen und transversalen Wellen für ein glattes Dichteprofil numerisch ausgerechnet. Dabei stellte es sich heraus, daß diese Kopplung äußerst klein ist, wenn die charakteristische Länge der Inhomogenität im Magnetfeld, L , größer als die Wellenlänge der longitudinalen Wellen ist.

D. Pfirsch wies darauf hin, daß die Kopplung, auch wenn $L \gg \lambda_L$ ist, in der Nähe der Resonanzen ^{des} mikroskopischen Brechungsindex für die longitudinalen Wellen, N_L , hinreichend groß sein kann, falls $|\text{grad} N_L| / |N_L| \gtrsim 1 / \lambda_L$ gilt.

Vorläufige Überlegungen scheinen darauf hinzuweisen, daß das Ergebnis, welches in Paris für den ziemlich unrealistischen Fall eines scharfkantigen Dichteprofiles vorgetragen wurde, einen Kopplungswert ergeben

müßte, der nicht allzu weit von dem korrekten Wert entfernt ist. Diese Untersuchungen sollen fortgesetzt werden.

3. Mikrowellendurchgang durch ein zylindrisches Plasma (W. Lünow zusammen mit M. Tutter (MPI)).

Die numerischen Rechnungen zur wellenoptischen Betrachtung des Problems wurden weitergeführt. Sie werden voraussichtlich Anfang des kommenden Jahres abgeschlossen. Außer der Zerlegung des Plasma-zylinders in Schichten mit konstanten Brechungsindizes soll noch ein weiteres Verfahren in Betracht gezogen werden, das die Differentialgleichung mit kontinuierlich radialveränderlichem Brechungsindex direkt integriert.

4. Laserprozesse im Plasma (H. Hora)

Zur Frage der Laserprozesse in einem Plasma wurde mittels der Plasmagleichungen für ein inhomogenes, magnetfeldfreies Plasma mit Stößen der negative Absorptionskoeffizient untersucht, wobei die bekannte negative Mikrowellenleitfähigkeit vorausgesetzt wurde, wie sie bei einer geeigneten Abweichung der Elektronen-Verteilungsfunktion vom Gleichgewichtsfall möglich ist.

5. Absorption von Laserlicht in dichten Plasmen

Mittels der magnetfeld- und druckfreien Plasmagleichungen mit Stößen wurde das Verhalten von Rubinlaserlicht der Frequenz ω in Plasmen mit Elektronendichten bis $6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (Plasmafrequenz $\omega_p > \omega$) untersucht. Die inhomogene Oberfläche erlaubt für Temperaturen oberhalb 200 eV nach einer Näherungsrechnung ein reflexionsarmes Eindringen des Lichtes in das Plasma, welches bei stoßfreien Plasmen trotz geeigneter Inhomogenität nur für $\omega \geq \omega_p$ zu folgern war. [5].

III.8 Streuung und Mischung von Licht im Plasma

1. Lichtstreuung (W. Kegel)

Das Spektrum des Streulichtes, das beim Durchgang eines Lichtstrahls großer spektraler Reinheit in einem Plasma entsteht, entspricht den Fluktuationen der Elektronendichte im Plasma. Aus der Messung der Spektralverteilung des Streulichtes lassen

sich Rückschlüsse auf die Temperatur und Dichte des Plasmas machen. Im Hinblick auf die in der Abt.1 (B.Kronast u.H.J.Kunze) durchgeführten Experimente wurden numerische Rechnungen durchgeführt, denen die Theorie von E.E. Salpeter zugrunde gelegt wurde. Es zeigt sich, daß unter den gegebenen experimentellen Bedingungen ($T \approx 5 \times 10^4$ °K; $N_e \approx 10^{17}$) die Korrelationen der Teilchen wesentlich werden. Das dadurch bedingte Streuspektrum ist im wesentlichen auf einen sehr engen Spektralbereich beschränkt. Dies entspricht den experimentellen Ergebnissen [21] .

2. Lichtmischung und Erzeugung der 2. Harmonischen

(K. Hain, W. Kegel, W. Lünow, A. Salat, A. Schlüter)

Die Reaktion eines Plasmas auf ein äusseres elektro-magnetisches Feld ist nichtlinear. Bei den neuerdings verfügbar gewordenen Strahlungsquellen hoher Intensität sollte dadurch die Erzeugung von Summen- und Differenzfrequenzen zugeführten Strahlungen verschiedener Frequenzen und die Erzeugung von Oberwellen beobachtbar werden.

W. Kegel hat deshalb die Theorie der Lichtstreuung durch die Berücksichtigung eines äusseren periodisch elektrischen Feldes erweitert, das in Anwesenheit eines Magnetfeldes Dichtefluktationen mit seiner Frequenz und Wellenzahl erzeugt. An diesen Fluktationen kann das Licht eines Strahles der gleichen Ausbreitungsrichtung gestreut werden, so dass dann im Streulicht die Kombinationsfrequenzen auftreten.

A. Schlüter hat dasselbe Problem mit Hilfe der Bewegungsgleichungen für die beiden Plasmakomponenten unter Vernachlässigung der Streuung der Geschwindigkeiten behandelt. Es müssen dann zwei Fälle unterschieden werden, je nachdem ob die durch Mischung entstehende erzwungene Welle auch als freie Welle in dem betrachteten Plasma möglich ist oder nicht. Im ersten Falle liegt ein Resonanzverhalten vor, das zu verhältnismässig grossen Amplituden führen kann. Das einfachste Beispiel dieser Art ist die Erregung longitudinaler Plasmaschwingungen, wenn die Differenzfrequenz von zwei eingestrahlten transversalen Wellen gleich der Plasmafrequenz ist. Im Nicht-Resonanzfall wurde insbesondere die Erzeugung der 2. Harmonischen untersucht, die aus der Oberfläche

eines quer zu einem Magnetfeld gerichteten monochromatischen Strahles unter einem Winkel der Ordnung Plasmafrequenz/Lichtfrequenz austritt und die daher möglicherweise zur Messung der Dichte benutzt werden kann.

Über einige erste Ergebnisse beider Untersuchungen wurde in [17] berichtet.

K. Hain, W. Lünow und A. Schlüter haben begonnen, die von A. Schlüter analytisch behandelten Gleichungen in der Form, in der sie für ein Elektronengas der Temperatur Null exakt wären, direkt numerisch zu lösen.

Das von A. Schlüter behandelte Problem wurde von A. Salat mit Hilfe der mikroskopischen Theorie untersucht. Dabei wird das Plasma durch eine Verteilungsfunktion aus δ -förmigen Punktladungen dargestellt und die Änderung der Verteilungsfunktion durch die elektromagnetischen Felder untersucht. Die Gleichungen beschreiben sowohl gemittelte makroskopische Felder wie stochastisch schwankende Mikrofelder und inkohärentes Streulicht. Es wird der Fall behandelt, daß zwei monochromatische Laserstrahlen beliebiger Richtung nichtlineares Streulicht erzeugen. Wegen der geringen Amplitude der nichtlinearen Effekte kann die Lösung durch stufenweise Linearisierung gewonnen werden. Zum Ergebnis trägt durch Kombination von longitudinalen und transversalen, gemittelten und stochastischen, von außen eingestrahlt oder durch Wechselwirkung mit dem Plasma entstandenen Feldern eine Vielzahl von Gliedern bei, die gegenwärtig untersucht werden.

III.9 Theorie elektrostatischer Sonden

1. Theorie der Resonanzsonde (H.K. Wimmel)

Die von Takayama et al. erstmals benutzte Resonanzsonde oder (elektrische) Hochfrequenzsonde, unterscheidet sich von einer normalen Langmuir-Sonde durch Anlegung einer zusätzlichen HF-Spannung mit gegebener Amplitude bei variabler Frequenz. Im allgemeinen wird der Gleichstrom zur Sonde gemessen. Dieser zeigt eine Resonanz in der Nähe der Plasmafrequenz. Die Resonanzsonde kann als Meßapparatur für Plasmadichte und Temperatur, evtl. auch

Stoßfrequenz im Plasma, dienen, falls eine Theorie zur Verfügung steht, welche es gestattet, den Gleichstrom oder andere Meßgrößen aus den Zustandsgrößen zu berechnen. Da die von Ichikawa und Ikegami ausgearbeitete Theorie die von Peter, Müller und Rabben, *) gefundenen experimentellen Ergebnisse nicht erklären kann, wurden zunächst die Annahmen dieser schon vorliegenden Theorie kritisch untersucht. Als Schlußfolgerung ergab sich, daß die Theorie von Ichikawa und Ikegami auch aus rein theoretischen Gründen unbefriedigend ist. Dabei ist der wichtigste Einwand der, daß die HF-Spannung zwischen Sonde und Bezugselektrode als Wegintegral über das "äußere" elektrische HF-Feld anstatt über das totale HF-Feld angesetzt wird. Inzwischen war von Mayer (VI. Int. Conference on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963) ein einfaches eindimensionales Plasma-Schicht-Modell zur Deutung der HF-Eigenschaften der Resonanzsonde vorgeschlagen worden. Dieses wurde von H.K. Wimmel so erweitert, daß auch der Elektronen-Gleichstrom zur Sonde berechnet werden konnte. Es wird zunächst das HF-Feld aus linearisierten makroskopischen Plasmagleichungen und der Annahme: Schicht = Vakuum bestimmt. Wird die k -Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten vernachlässigt, so ergibt sich im wesentlichen Übereinstimmung mit Mayer's Ergebnissen (Modell 1); bei Berücksichtigung der k -Abhängigkeit erhält man ein HF-Feld von komplizierterer Form (Modell 2). Die Plasmagleichungen vernachlässigen Landau-Dämpfung, enthalten aber eine "Stoßfrequenz" ν , die von der Größenordnung der Plasmafrequenz ω_p sein muß, damit man realistische Resultate erhält. Der Gleichstrom wird näherungsweise berechnet, indem man im vorgegebenen HF-Feld stoßfreie Einzelteilchen (Elektronen) betrachtet und über alle die Elektronen summiert, deren kinetische Energie an der Sondenoberfläche > 0 ist. Dabei werden die Flugzeiten mittels der ungestörten Geschwindigkeiten abgeschätzt. Die erforderlichen numerischen Rechnungen wurden auf der IBM 7090 des Institutes durchgeführt. Für eine Resonanzsonde mit Radius R , Gleichspannung V , HF-Amplitude δV und Schichtdicke d erhält man eine Gleichstromresonanz bei $\omega_{res} < \omega_p (d/R)^{1/2} < \omega_p$. Die Resonanzfre-

*) Laborbericht IPP 2/32 (1963).

quenz hängt ab von r_D/R , v/ω_p und eV/kT_e , ist aber beinahe unabhängig von $e\delta V/kT_e$ ($r_D =$ Debyelänge). Für $\omega \gg \omega_{res}$ und $\omega \ll \omega_{res}$ ergeben sich die korrekten Grenzwerte für den Gleichstrom. Bei $\omega = \omega_p$ gibt es keinerlei Resonanzeffekt. Diese Resultate sind unvereinbar mit denjenigen von Ichikawa und Ikegami, aber in guter qualitativer Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. Ein Laborbericht über diese Untersuchungen existiert, [11]. Eine Veröffentlichung ist geplant.

2. Kugelsonde (F. Hertweck, H. Wimmel)

Es wurde versucht, das Problem der Spannungs- und Ladungsverteilung in der Umgebung einer sphärischen Sonde durch numerische Integration der Poisson-Gleichung zu lösen. Da das elektrostatische Potential ϕ in die Ladungsdichte η eingeht (sie ist ein kompliziertes Funktional von ϕ und $d\phi/dr$), ist ein "self-consistent-field" -Problem zu lösen. Es stellte sich heraus, daß das Iterationsschema (gegebene Näherung für ϕ liefert die Ladungsdichte η , woraus nach Integration der Poissons-Gleichung eine neue Näherung für ϕ folgt) aus physikalischen Gründen sehr instabil ist, da ein kleiner Fehler im Potentialverlauf zwar nur einen kleinen Fehler in der Ladungsdichte erzeugt, letzterer jedoch zu einem großen Fehler der nächsten Näherung des Potentials führt. Wegen Mangel an Programmierern mußte die Arbeit unterbrochen werden, doch ist die Fortsetzung geplant.

IV. Sonstige Theoretische Arbeiten

IV.1 Modulation von Laserlicht (A. Schlüter)

Für Versuche über Lichtmischung in einem Plasma ist es zweckmäßig, ein Verfahren zu besitzen, das aus einem monochromatischem Licht durch Modulation Licht einer benachbarten Frequenz mit leicht zu veränderndem Frequenz-Abstand herzustellen gestattet. Am aussichtsreichsten scheinen Verfahren zur Frequenzmodulation durch (z.B. periodische) Änderung des Lichtweges zu sein, wie sie durch ein Ultraschallfeld oder ein elektrisches Feld in geeigneten Materialien, die von dem Licht (eventuell mehrfach) durchlaufen werden, hervorgerufen werden.

IV.2 Stromzuführung beim θ -Pinch (A. Schlüter)

Die physikalischen Prinzipien, die bei der stossartigen Belastung der Kollektorplatten einer schnellen Entladung wichtig sind, wurden gemeinsam mit der Abteilung Technik so weit geklärt, dass sie als Unterlagen zur Konstruktion des Kollektors der grossen θ -Pinch-Anlage der Experimentellen Abteilung 1 benutzt werden konnte. Zur Verbesserung der Homogenität des Magnetfeldes im Entladungsgefäß wurden Massnahmen zur Erzwingung der Richtung des Stromflusses im Kollektor vorgeschlagen.

IV.3 Kabelreflexionen (F. Hertweck, A. Knobloch)

Die von K. Hain, F. Hertweck und A. Knobloch begonnenen Rechnungen um festzustellen, wie hoch Spannungsspitzen in einem Koaxialkabel zwischen einer Kondensatorbatterie und einer Pinch-entladung nach Einschalten des Stromes werden können, wurden fortgesetzt. Es zeigte sich, daß die Rechnungen die qualitative Form der gemessenen Kurven sehr gut wiedergaben, während die quantitative Übereinstimmung nur am Anfang gut war, da das für die Rechnung benutzte Modell die von der Frequenz abhängige Dämpfung des Kabels (infolge des Skin-Effektes) nicht richtig wiedergab. Dies ist jedoch nicht kritisch, da die größten Spannungs-

spitzen ohnehin am Anfang auftreten.

Inzwischen wurde das Programm erweitert, indem parallel zum Plasma ein R-C-Glied geschaltet wird, welches eine zusätzliche Dämpfung bewirkt. Für verschiedene eingegebene Parameter berechnet das Programm automatisch die höchsten auftretenden Spannungswerte, so daß man danach den Kreis optimalisieren kann. Ein Laborbericht ist in Vorbereitung.

IV.4 Thermische Abweichungen vom Holtsmark'schen Linienprofil (H.K. Wimmel)

In der Theorie der Stark-Verbreiterung von Spektrallinien im Plasma interessiert die Frage, wie groß bei gegebener Temperatur und Dichte, etc., diejenigen Abweichungen von der Holtsmark'schen Linienform sind, welche durch die thermische Bewegung der (als unkorreliert angenommenen) störenden Ionen entstehen. Im Zusammenhang mit einer von V.I.Kogan entdeckten Diskrepanz zwischen diesbezüglichen Ergebnissen von V.I. Kogan und H. Wimmel wurden Rechnungen des letzteren erneut überprüft und teilweise korrigiert. Eine kurze Veröffentlichung der Korrekturen ist geplant. Danach sind zumindest im Linienflügel die thermischen Abweichungen vom Holtsmark'schen Linienprofil in Übereinstimmung mit V.I. Kogan wesentlich kleiner als früher von H. Wimmel angegeben. Um eine Überprüfung auch für das vollständige Linienprofil durchzuführen, wurde eine numerische Auswertung des korrigierten Linienprofils in Angriff genommen.

IV.5 Neutronentransporttheorie (M. Feix, J.P.Millot, Cadarache)

Die Methode von Van Kampen und Landau wurde auf die zeitabhängige Boltzmann-Gleichung für Neutronen angewandt. Die Ergebnisse sind, obwohl viel einfacher, ganz ähnlich denen im Fall eines Plasmas. Ferner wird der Übergang zu einer hydrodynamischen Beschreibung (durch eine Diffusionsgleichung) diskutiert.

IV.6 Numerische Verfahren (K.v.Hagenow (MPI))

In die Subroutinenbibliothek der G3 (MPI) wurden von v.Hagenow (MPI) 3 Programme zur Lösung linearer Gleichungssysteme, Invertierung von Matrizen bzw. Berechnung von Determinanten eingebaut.

Es wurde die Jordan'sche Variante des Gauss'schen Algorithmus mit voller Pivot-Suche verwendet.

Die drei Programme unterscheiden sich durch die Art der zu behandelnden Matrizen: 1) beliebige Matrize, einfache Genauigkeit; 2) symmetrische Matrizen, dreieckig gespeichert (Speicherplatz sparend und schnell); 3) wie 2), jedoch doppelte Genauigkeit. Tests mit der notorisch schlecht konditionierten Hilbert-Matrix verliefen zur vollen Zufriedenheit.

IV.7 Lichtverteilung bei einem Rubinlaser

(H. Hora, B. Kronast Abt.1, H.J. Kunze Abt.1)

Es wurde von B. Kronast und H.J. Kunze beobachtet, daß aus einem oberflächlich matten Rubinlaser mit quadratischem Querschnitt bei abgeschrägten Kanten die emittierte Intensität aus den Kantenbereichen größer als von anderen Stellen ist. Es ließ sich bei einer Diskussion der möglichen Ursachen herausstellen, daß dieser Vorgang durch verschieden große Pumpintensität bewirkt wird. Zur Erhärtung dieser Erklärung wurde unter Voraussetzung verschieden möglicher Absorption des Rubins und der Oberfläche die lokale Verteilung der Pumpintensität berechnet und ein qualitativ und zum Teil auch quantitativ mit den Messungen übereinstimmendes Ergebnis gefunden, [12].

In einem weiteren Zusammenhang mit diesen Betrachtungen wurde zur schnellen bildmäßigen Registrierung von Strahlung aus dem kurzen Mikrowellenbereich und im fernen Infrarot ein elektronischer Bildwandler vorgeschlagen und zum Patent angemeldet.

V. Datenverarbeitung und elektronische Rechenmaschine.

V .1 Rechenanlage IBM-7090

Die im vorigen Jahr installierte 7090 lief im Jahre 1963 zur vollen Zufriedenheit. Nach einer anfänglichen durchschnittlichen Benutzungsdauer von etwa 120 Stunden (Jan./Feb.) stieg der Rechenbedarf im Nov./Dez. auf 250 Stunden. Nach Einführung einer längeren zum Testen zur Verfügung stehenden Zeit (Erhöhung von 2 auf 5 mal 1 Stunde täglich), wurde eine erheblich kürzere Testzeit der Programme erreicht.

Nach Inbetriebnahme des Rechenzentrums in Darmstadt wurden die auswärtigen Besucher dorthin verwiesen, so daß der jetzt anfallende Rechenbedarf nur noch von Münchner Instituten (Universität, Technische Hochschule, verschiedene Max-Planck-Institute) herrührt.

Die folgende Aufstellung zeigt den gesamten Rechenzeitverbrauch für das Jahr 1963:

Rechenzeitverbrauch im Jahr 1963			
Institut	Std.	Std.	% von 42%
Institut für Plasmaphysik	828	= 42%	
Experimentelle Plasmaphysik 1		56	7
Experimentelle Plasmaphysik 2		14	2
Experimentelle Plasmaphysik 3		68	8
Theorie		480	58
Theorie-Rechenanlage *)		93	11
Verwaltung		117	14
Andere Institute	1137	= 58%	
CERN, Genf		25	
MPI f. Eiweiß- und Lederforschung		188	
MPI f. Astrophysik		309	
MPI f. Chemie		1	
MPI f. Extraterrestr. Forschung		2	
MPI f. Kernphysik, Heidelberg		1	
MPI f. Physik		133	
Techn. Hochschule Aachen		13	
Techn. Hochschule München		186	
Universität Bonn		11	
Universität Hamburg		54	
Universität Kiel		3	
Universität München		210	
Bayer. Akademie der Wissenschaften		1	
insgesamt	1965	= 100%	

*)Hier sind die Arbeiten am Fortran Systemen aufgeführt.

Statistik der gerechneten Programme für Monat November 1963		
Anzahl	Laufzeit in Min.	Gesamtzeit Std. Min.
1307	bis 5	51. 35
94	6 - 10	11. 34
109	11 - 20	27. 26
40	21 - 30	16. 17
26	31 - 40	15. 20
12	41 - 50	9. 07
12	51 - 60	10. 54
53	über 1 Std.	107. 19
Summe: 1653		249 ^h 32 ^m

(als repräsentativer Monat wurde November gewählt)

Diese Aufstellung gibt Aufschluss, wie lange im Durchschnitt Programme laufen und deren Anzahl. Es ist daraus ersichtlich, daß ein großer Teil der Rechenzeit zum Testen und für Kurzprogramme verbraucht wird.

V .2 Ausschuß-Mitarbeit

Fortran Komitee (SHARE). K. Hain wurde aufgrund des Vortrags über "Storage Overlapping", den er im August beim SHARE-Meeting hielt, Mitglied des "Fortran Committee".

CERN-Komitee. CERN beriet in Übereinstimmung mit den Mitgliedstaaten über seine Verfahren auf dem Gebiete der Datenverarbeitung. K. Hain wurde als Vertreter der Bundesrepublik Deutschland Mitglied des sog. "Continuing Committee", welches detaillierte Vorschläge ausarbeitete, die dann von der Hauptversammlung genehmigt und als Empfehlung an den Generaldirektor weitergegeben wurden. Die Beratungen sind abgeschlossen.

V.3 Automatische Auswertung von Meßdaten

1. Allgemeines

Mitte des Jahres wurde aufgrund eines Beschlusses der Wissenschaftlichen Leitung ein Ausschuß gebildet, der sich mit der automatischen Registrierung und Weiterverarbeitung von Meßdaten befassen sollte.

Er bestand aus den Herren:

Gorenflo, Hain, Hora	(Theorie)
Köppendörfer	(Exp. Pl.-Phys.1)
Rauh	(Exp. Pl.-Phys.2)
Mahn	(Exp. Pl.-Phys.3)
Steinhausen	(Technik)

K. Hain wurde mit der Federführung beauftragt.

Das Ergebnis der Diskussion fand seinen Niederschlag in einem Bericht an die Wissenschaftliche Leitung. Das Hauptergebnis der Diskussionen ist, daß nach Angabe der Experimentalphysiker zunächst so wenig Daten anfallen, daß ein einfacher Auswertetisch zur Registrierung ausreichen sollte. Es werden dabei die Kurven mit Hand abgetastet und die betreffenden Kurvenwerte automatisch auf Lochkarten gelocht. Ein solcher Ausgabetisch ist in Anfertigung.

Trotz der bis jetzt beschränkten Möglichkeiten der direkten Auswertung wurde begonnen, Programme dieser Art für die Experimentalphysiker zu entwickeln.

2. Numerische Lösung der Abel'schen Integralgleichung

(R. Gorenflo)

Verschiedene Verfahren zur Lösung der speziellen Abel'schen Integralgleichung zur Bestimmung radialer Intensitäten wurden erarbeitet und getestet. Diese spezielle Integralgleichung (mit auf $R=1$ normiertem Radius),

$$I(x) = 2 \int_{r=x}^1 \frac{i(r)r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}$$

erlaubt es aus den von der Seite gemessenen Intensitäten $I(x)$ die radialen Intensitäten $i(r)$ zu berechnen. Da die Umkehrung

$$i(r) = -\frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_{x=r}^1 \frac{I(x)x dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}$$

dieser Integraloperation (wegen der Singularität $(r^2 - x^2)^{-1/2}$)

im Sinne der Operatoren-Rechnung eine halbe Differentiation bedeutet, sind bei Verwendung einzelner Punkte die Ergebnisse sehr empfindlich gegen Meßfehler. Es wurde daher außer zwei Verfahren, die die einzelnen Punkte benutzen, ein Verfahren unter Zugrundelegung von geeigneten Orthogonalpolynomen (Gegenbauersche Polynome) ausgearbeitet. Dieses liefert gute Resultate, falls sich die betreffenden Kurven gut durch Summation einer vertretbaren Anzahl solcher Polynome, multipliziert mit $(1 - x^2)^{1/2}$, darstellen lassen, aber nicht für δ -funktionsartige Verläufe.

Ferner wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Mahn (Abt.3) ein Verfahren entwickelt, um aus diesen für verschiedene Frequenzen errechneten Intensitäten Elektronendichten, Temperaturen und Druck zu ermitteln. Die Programme sind erprobt und stehen für den Routinebetrieb zur Verfügung.

3. Glättung von experimentellen Kurven (R.Gorenflo u.Frau Kovetz)

a) Bei den wenigen bis jetzt verarbeiteten Informationen der Experimentalphysiker hat es sich herausgestellt, daß es möglich sein muß, die vorhandenen Informationen besser auszunutzen. Es wurde daher begonnen, eine allgemeine wirkungsvolle Methode der Glättung der experimentell gemessenen Kurven zu entwickeln. Es sind dabei die Methoden der mathematischen Statistik, der Informationstheorie und nichtlinearer Optimalisierungsmethoden (Non-Linear-Programming) erforderlich. Schwierig ist es außerdem, die Laufzeit solcher Programme auf ein erträgliches Maß zu reduzieren. Nach Erfahrungen, die vor allen Dingen in Amerika gemacht wurden, zeigte sich, daß man mit diesen Methoden nicht nur eine wesentlich bessere Ausnutzung der Information erreichen kann, sondern auch Probleme lösen konnte, die mit klassischen Methoden nicht zu lösen waren.

In diesem Zusammenhang wird auch ein im Institut verwendeter Pseudo-Zufallszahlengenerator auf seine statistischen Eigenschaften getestet. Dieser Zufallszahlengenerator soll zum Testen der Optimalisierungsverfahren bei der Simulation von Meßkurven verwendet werden.

b) In Zusammenarbeit mit Herrn Eberhagen wird ein Verfahren entwickelt, um aus wenigen, verhältnismäßig ungenau gemessenen Intensitäten einer zylindersymmetrischen Entladung durch Optimalisierungsverfahren möglichst viel Information herauszuholen.

4. Berechnung von Integralen für Linienprofile

(O. Eder in Zusammenarbeit mit H. Griem, University of Maryland (Gast der Abt.1))

Für Probleme der Auswertung der Linienprofile wird die Berechnung der Integrale

$$j(x, \alpha) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} d\tau \exp[i x \tau - \tau + g(\tau, \alpha)]$$

erforderlich, wobei

$$g(\tau, \alpha) = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} r dr \int_{-\infty}^{+\infty} d\sigma \left\{ \exp \left[-i \frac{\alpha^{2/3}}{2\pi^3} \left(\operatorname{arctg} \frac{\tau - \sigma}{r} + \operatorname{arctg} \frac{\sigma}{r} + \frac{(\tau - \sigma)r}{r^2 + (\tau - \sigma)^2} + \frac{\sigma r}{r^2 + \sigma^2} \right) \right] - 1 \right\}$$

Eine direkte Berechnung der Integrale für verschiedene Parameterwerte x, α erfordert eine sehr lange Rechenzeit. Daher wurden Konvergenzuntersuchungen durchgeführt, das Integral in mehrere Teilbereiche zerlegt und die Reihen direkt integriert. Die Rechenzeit beträgt jetzt einige Stunden und soll im nächsten Jahr abgeschlossen werden.

V .4 FORTRAN-System

1. Verbesserungen am FORTRAN-System (G. Hain)

Im Mai fand im IPP ein 14-tägiger FORTRAN Workshop statt. IBM World Trade schickte leitende System-Engineers, die den Kurs abhielten. Alle europäischen 709/7090 Installationen waren dabei vertreten und der Kurs wurde von den Teilnehmern (etwa 40) als sehr nützlich angesehen. Leider entsprachen das neue System Basic Monitor, wie auch IOCS (In-Output Control System) und der FORTRAN IV Compiler nicht unseren Erwartungen und es wurde in Zusammenarbeit mit anderen Teilnehmern ein Fragebogen an alle IBM 7090 Installationen geschickt, der auf Nachteile dieser Systeme hinwies und Verbesserungsvorschläge enthielt. Viele von diesen wurden von der Mehrheit der SHARE Mitglieder unterstützt und ein Teil davon wurde inzwischen von der IBM in das neue System eingebaut.

Leider hat es sich beim letzten SHARE-Meeting im August herausgestellt, daß diese Verbesserungen noch nicht durchgreifend genug waren, so daß das neue System für unsere Probleme dem alten Monitorsystem unterlegen ist. Wir haben uns daher entschlossen, den FORTRAN II Monitor weiter zu benutzen und den Compiler für unsere Zwecke umzuschreiben (um kürzere Compilationszeiten und kürzere Maschinenprogramme und Rechenzeit durch Gebrauch von 7 Indexregistern zu erreichen).

2. Untersuchung zur Rundung (K. Hain und G. Hain)

Die vom Fortran-Compiler gelieferten Maschinenprogramme arbeiten normalerweise ohne Rundung. Es wurde das Verhalten der Rundungsfehler bei verschiedenen Arten von Rundungen untersucht. (Einfaches Aufrunden, von Neumann'sche Rundung, gemischte Rundung). Alle diese Arten von Rundung brachten eine wesentliche Verminderung der Rundungsfehler gegenüber der Nichtrundung, waren aber untereinander im wesentlichen gleich.

3. Storage Overlapping (K.Hain und F. Hertweck)

Um eine bessere Ausnutzung des Speicherplatzes zu erreichen, wurde ein Verfahren angegeben, das es gestattet, daß Subroutinen nach Möglichkeit gemeinsame Speicherplätze benutzen. (S.Laborbericht [6])

4. Analytische Rechnungen mit der Rechenmaschine (K. Hain und A. Jelic)

Im letzten SHARE-Meeting fand eine interessante Diskussion über die Möglichkeit des analytischen Rechnens auf Rechenmaschinen statt. Sie wurde als Anregung genommen, um zu untersuchen, inwieweit man analytisches Formelnrechnen (Umformen, Differenzieren, Integrieren) auf einer Rechenmaschine durchführen kann. Als erstes wurde das analytische Differenzieren in Angriff genommen. Die größten Schwierigkeiten bereitet das Vereinfachen von Formeln. Diese Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen.

Es ist beabsichtigt, diese analytischen Operationen in den FORTRAN II Compiler einzubauen.

V .5 Programme

1. Verwaltungsprogramm (A. Jelic)

Im Jahre 1963 wurde die gesamte Buchhaltung des IPP auf die 7090 umgestellt. Die dafür notwendigen Programme wurden geschrieben und laufen zur allgemeinen Zufriedenheit. Es war möglich, die Rückstände, die durch die Umstellung und Personalmangel hervorgerufen worden waren, aufzuholen, so daß jetzt zu jedem Zeitpunkt eine Bilanz möglich ist.

2. Rechenzeitprogramm (F. Döring)

F. Döring hat Programme für die Abrechnung und Statistik über die Benutzung der IBM 7090 für die 1401 geschrieben. Die Programme erleichtern wesentlich die Abrechnung für Rechenzeiten und geben schnell einen Überblick über die Art der verbrauchten Rechenzeiten, so daß entsprechende organisatorische Umdispositionen leichter möglich sind.

V .6 Kurvenschreiber (G.Hain)

G. Hain arbeitete die von Hewlett-Packard gelieferten Routinen für den Kurvenschreiber für unsere Zwecke um und vervollständigte sie. Leider arbeitet der Kurvenschreiber nicht zur vollen Zufriedenheit, was verschiedene Ursachen hat. (Mechanische Fehler, Stabilisation, schlechte Magnetbänder.)

V .7 Programmierer

1. Ausbildung von Programmierern (O. Eder u.G. Hain)

Die Ausbildung der Programmierer ist im wesentlichen abgeschlossen, so daß diese jetzt in der Lage sind, kleinere Programme in Fortran selbständig zu bearbeiten. Herr Eder hielt im Januar und Februar noch einen Fortbildungskursus in mathematischen Methoden.

2. Allgemeiner Programmierdienst

Im Rahmen der Programmierunterstützung sowohl für die theoretische als auch für die experimentellen Abteilungen und die Ingenieurabteilung wurden zahlreiche kleinere Programme größtenteils fast selbständig von den Programmierern aufgestellt.

VI. Laborberichte und Veröffentlichungen

1. Laborberichte

- [1] IPP 6/1 (1963) Allgemeine 13-Momenten-Näherung zur Fokker-Planck-Gleichung eines Plasmas (F.Hertweck)
- [2] IPP 6/2 (1963) Ionisierungsspannung in einem Plasma (A. Schlüter)
- [3] IPP 6/3 (1963) Review of electrostatic probe theories (H.K.Wimmel)
- [4] IPP 6/4 (1963) On the superkinetic equation for spatially-homogeneous Plasmas (J.E. McCune)
- [5] IPP 6/5 (1963) Zur Aufheizung eines inhomogenen Plasmas mit elektromagnetischen Wellen (H.Hora)
- [6] IPP 6/6 (1963) Subroutines storage overlapping (K. Hain u. F. Hertweck)
- [7] IPP 6/7 (1963) Kinetic equations for Plasmas, Part I (P.P.J.M. Schram)
- [8] IPP 6/8 (1963) The correlation function in a Plasma, Part III. (P.P.J.M.Schram)
- [9] IPP 6/9 (1963) The Laser as a tool for Plasma diagnostics (W.H.Kegel)
- [10] IPP 6/10 (1963) s. Laborbericht IPP 1/14 der Exp. Plasma-physik 1 (D.Düchs)
- [11] IPP 6/11 (1963) Theory of the resonance probe (H.K.Wimmel)
- [12] IPP 6/13 (1963) Emissionsverteilung eines quadratischen Laserstabes, Rubin. (H.Hora, B.Kronast, H.Kunze)

2. Veröffentlichungen

13 bis 21 sind Vorträge, gehalten auf der VI. International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Paris 1963. Die Veröffentlichungen erscheinen im Februar 1964.

- [13] On the superkinetic equation for spatially-homogeneous Plasmas. (J.E. McCune)
- [14] Quantum mechanical treatment of correlation in a Plasma. (M. Feix)
- [15] Correlation function in a Plasma outside equilibrium. (M. Feix, P. Schram)
- [16] Electrostatic stability of Plasmas. (H. Völk)
- [17] Light mixing in a Plasma. (W. Kegel)
- [18] The microfield of a Plasma and its influence on the ionization. (A. Schlüter)
- [19] Harmonics of the electron cyclotron frequency in a PIG-discharge. (E. Canobbio, R. Croci)
- [20] Transport properties of a partially ionized Plasma in a magnetic field. (W. Feneberg)
- [21] Local determination of Plasma parameters in a θ - Pinch Plasma by light scattering experiments. (E.Fünfer, W.Kegel B.Kronast, R. Kunze)
- [22] Discussion of two dispersion relations deduced from the Vlasov equation. Proc. of "Summerschool", 1962, Orsay Vol 2, p.31. (E. Canobbio and R. Croci)
- [23] Connection between shielding and stability in a collisionless Plasma. Nuovo Cimento 30, 830 (1963). (F. Engelman, M. Feix, E. Minardi)

3. Berichte anderer Institute.

- [24] Thetatron, a twodimensional magnetohydrodynamic computer programme, Part I. General Discussion. (K.V.Roberts, F. Hertweck, S.J. Roberts.(Culham Report CLM-R 29)
- [25] The partition function of a plasma in the classical limit. MPI/PA-13/63 (KU.v.Hagenow, H.Koppe)

Jahresbericht 1963

über die Plasmaarbeiten
der Experimentellen Abteilung (Dr. G. von Gierke)
des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik
München

I. Überblick

Die im Vorjahr vorgenommene Konzentration der Arbeiten brachte erste Früchte.

Im Eieruhr-Experiment konnten sehr hohe ($> 80\,000^{\circ}\text{K}$) und für eine msec stationäre Temperaturen bei Teilchendichten $> 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ gemessen werden und die Möglichkeit der "Gasstabilisierung" in hohen Magnetfeldern gezeigt werden. In der Achse sind wesentlich höhere Temperaturen wahrscheinlich. Weiter wurde die Faradaydrehung eines Laserstrahls als Dichtemeßmethode entwickelt.

Im Wendelstein-Experiment wurden die Arbeiten zum Gleichgewicht mit Wasserstoffplasmen vorläufig eingestellt. Die Experimente konzentrierten sich ganz auf das Verhalten von Cs-Plasmen in gekrümmter Geometrie, das einmal in der bisherigen Stellaratorgeometrie untersucht wurde, zum anderen in Zusammenarbeit mit dem IPP (s.dort) an einer Cs-Apparatur mit variabler Krümmung des Magnetfeldes. Beide Experimente brachten neue interessante Ergebnisse über die Verlustmechanismen, die allerdings noch keine eindeutigen Erklärungen zulassen und Anlaß zum Aufbau weiterer Experimente geben.

Im M+S-Experiment konnten weitere Fortschritte in der Erzielung eines Gleichgewichtszustandes erreicht werden. Magnetfeldsondenmessungen, spektroskopische und optische Beobachtungen am toroidalen θ -Pinch ohne M+S-Wicklung brachten weitgehend in sich konsistente Ergebnisse; die Methoden können jetzt auf M+S-Entladungen angewendet werden. Weiterführende Experimente wurden theoretisch, technisch und technologisch vorbereitet.

In den Arbeiten der diagnostischen Gruppen tritt immer mehr die Bedeutung dieser Experimente nicht nur für die allgemeine Plasma-physik, sondern auch für die Astrophysik und die extraterrestrische Physik in den Vordergrund. Besonders zu erwähnen sind hierbei die Arbeiten zur Linienverbreiterung im sichtbaren und Vakuum-UV-Gebiet, die Bestimmungen von Übergangswahrscheinlichkeiten im Vakuum-UV-Gebiet, die Experimente zur HF-Sondentechnik und die

Anregung von Harmonischen der Elektronengyrofrequenz.

Die Ingenieurgruppe siedelte mit Ausnahme der Konstruktion und der Elektronischen Werkstatt in das IPP über. Die laufenden und kleinere weiterführende Entwicklungen werden in Zukunft in den einzelnen Gruppen durch zugeteilte Ingenieure durchgeführt.

Der Personalstand blieb im wesentlichen konstant. Als Gäste arbeiteten 1963 ganz oder mehrere Monate: Dr. D. Dimock (Princeton), Dr. J. Fujita (Tokio), Dr. N. D'Angelo (Princeton), Dr. W.S. Cooper III (Berkeley), Dr. N. Kaiser (Anwendung von Mikrowellen). Beurlaubt war: Dr. D. Eckhardt (nach Princeton). Ferner arbeitete auch in diesem Jahr G. Lisitano (IPP/Euratom) im Rahmen des Institutes.

II. Eieruhr

(P. Graßmann, O. Klüber, H. Wulff)

II.1 Magnetfeldstabilisierung (H. Wulff)

Die Versuche, das Eieruhrplasma statt durch eine (Quarz-) Wand durch ein äußeres Magnetfeld zu stabilisieren, waren erfolgreich. In einem 7 cm weiten Rohr kann ein vollkommen stationär brennendes Plasma von ≈ 2 cm Durchmesser und einer Länge von ≈ 40 cm erzeugt werden. Die Elektronendichte liegt zwischen 5×10^{15} und $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Die Verunreinigungen (C, O) betragen schätzungsweise nicht mehr als einige ‰ der verwendeten Füllgase Wasserstoff oder Helium. Es werden zeitlich konstante Magnetfelder bis zu 70 kT für eine Zeit von 2 msec - der Dauer des Experiments - erzeugt. Vorläufig können bei kleinen Plasmaströmen ($\approx 1,5$ kA) Temperaturbestimmungen durchgeführt werden. Es liegt dazu der interne Institutsbericht "Zur Temperaturbestimmung eines Heliumplasmas aus dem radialen Intensitätsverlauf von Spektrallinien" vor. Danach ist die Achsentemperatur $> 80\,000^\circ\text{K}$. Die Achsentemperatur bei Strömen von ≈ 6 kA werden $> 200\,000^\circ\text{K}$ geschätzt. Eine Vergrößerung der Magnetfeldbatterie wurde vorbereitet, um den Einfluß der Dimensionierung untersuchen zu können.

II.2 Faradaydrehung (P. Graßmann, H. Wulff)

Wegen der Schwierigkeit, die Zustandsgrößen des Plasmas bei hohen Temperaturen spektroskopisch zu bestimmen, wurde der Versuch unternommen, die Elektronendichte aus dem Faradayeffekt zu ermitteln. Dieser Versuch war ebenfalls erfolgreich. Es gelang, die Elektronendichte übereinstimmend aus dem Faradayeffekt und der Theorie der Spektrallinienverbreiterung zu bestimmen [1, 18].

II.3 Energiebilanz (O. Klüber)

Die Arbeit, die quantitative Energiebilanz eines wandstabilisierten He-Plasmas bei Vorhandensein eines äußeren Magnetfeldes aufzu-

stellen, konnte noch nicht beendet werden. Die Hauptschwierigkeiten liegen darin, den Anteil der Strahlung, der aus optisch nicht dünner Schicht emittiert wird, zu bestimmen.

Diese Bestimmung setzt bekanntlich die Kenntnis der Spektrallinienverbreiterung voraus. Über diesen Gegenstand betreffende Arbeiten, auch an der Eieruhr, wird unter V. berichtet.

III. Wendelstein

(N. D'Angelo Gast aus Princeton
D. Dimock Gast aus Princeton (bis August 1963)
J. Fujita Gast aus Tokio (bis Febr. 1963)
D. Eckhardt beurlaubt nach Princeton (bis Aug. 1963)
G. Grieger
M. Hashmi

Ingenieure: C. Freudenberger, J. Kolos, M. Zippe)

Übersicht

Mit dem Jahresende 1962 wurden in der Gruppe Wendelstein alle Stellaratorexperimente mit Wasserstoff als Entladungsgas vorläufig eingestellt und lediglich die letzten Experimente zu Anfang des Berichtsjahres ausgewertet.

Mit Beginn des Jahres 1963 wurden Untersuchungen über die Plasmaverluste im Stellarator unter Benutzung eines Cs-Plasmas begonnen, die im Juni zu einem ersten experimentellen Abschluß führten. Als Konsequenz dieser Experimente wurden mehrere neue Experimente in Angriff genommen. Zur Verfügung bzw. im Aufbau sind jetzt:

W Ia, der bisherige Wendelstein-Stellarator

$$r_0 = 2,5 \text{ cm} \quad R_0 = 35 \text{ cm} \quad B \leq 25 \text{ kT} \quad \ell = 3 \quad \iota = 82^\circ$$

W Ib, austauschbar mit W Ia, jedoch mit der Änderung

$$\ell = 2 \quad \iota \leq 180^\circ$$

W II, ein Torus ohne gerade Teile

$$r_0 = 10 \text{ cm} \quad R_0 = 50 \text{ cm} \quad B \leq 17 \text{ kT} \quad \ell = 2 \quad \iota \leq 180^\circ$$

W III, eine lineare Anordnung

$$r_0 = 2,5 \text{ cm} \quad L = 1 \text{ m} \quad B \leq 25 \text{ kT}$$

W IV, eine lineare Anordnung

$$r_0 = 10 \text{ cm} \quad L = 80 \text{ cm} \quad B \leq 10 \text{ kT} \quad \text{dauernd} \\ \leq 40 \text{ kT} \quad \text{gepulst}$$

Weiter wurden in Zusammenarbeit mit E. Guillino, IPP, Experimente an einem Cs-Plasma (Alma II) begonnen, bei denen die Plasmaverluste als Funktion der Krümmung des Magnetfeldes untersucht werden.

III.1 Einfluß transversaler Magnetfelder auf die Entladungsdaten in Wasserstoff

Die noch ausstehende Auswertung der letzten Messungen des Vorjahres an Wasserstoffplasmen im Stellarator (W Ia) wurde vorgenommen. Dabei haben sich die im letzten Jahresbericht unter g) Magnetfeldkorrektur geäußerten Vermutungen dahingehend bestätigt, daß auch in einem Stellarator mit kleinem Rohrdurchmesser nach erfolgter Korrektur des Torusfeldes Gleichgewicht ohne helische Windungen mit Hilfe transversaler Magnetfelder erreicht werden kann. Die aus der Leitfähigkeit errechnete Elektronentemperatur erreicht etwa 18 eV, d.h. einen höheren Wert als unter Benutzung der helischen Windungen vom Typ $\ell = 3$ (ca. 8 eV). Die zur Erzielung des Gleichgewichts notwendigen transversalen Magnetfelder stimmten gut mit den Rechnungen überein. Im Gegensatz zu dem im Vorjahre geäußerten Verhalten zeigte jedoch die genaue Auswertung, daß das Maximum der vom Limiter emittierten Röntgenstrahlung gegenüber dem Maximum der Leitfähigkeitstemperatur zu etwas höheren transversalen Magnetfeldern verschoben ist [20].

III.2 Teilchenverluste eines Cs-Plasmas im Stellarator

An einem durch Kontaktionisation gewonnenen Cs-Plasma in einer linearen Magnetfeldanordnung (Q-Maschine) hatte in Princeton gezeigt werden können, daß die Plasmaverluste allein durch klassische Diffusion und Rekombination bestimmt sind. Von Wasserstoffentladungen in Stellaratoren dagegen ist bekannt, daß diese Verluste um mehrere Größenordnungen höher sind als nach Maßgabe der klassischen Diffusion zu erwarten wäre. Deshalb erschien es sinnvoll, das Verhalten eines wie in der Q-Maschine erzeugten Cs-Plasmas im Stellarator zu studieren, zumal dann die Elektronen und die Ionen von gleicher Temperatur sind und weder die üblicherweise zur Ionisation des Gases benutzten Hochfrequenzfelder noch die Gleichströme zur Ohm'schen Heizung benötigt werden.

In dem für diese Versuche benutzten Stellarator W Ia wurde deshalb das Cs-Plasma ebenfalls durch Kontaktionisation an einer näherungsweise punktförmigen Fläche auf der Rohrachse erzeugt. Die Plasma-

temperatur war etwa 2200°K , die Magnetfeldstärke $B = 10 \text{ kT}$ und die Rotationstransformation vom Typ $\mathcal{L} = 3$ mit dem Rotationstransformationswinkel $\iota = 82^{\circ}$ auf der Aperturoberfläche. Um diese Experimente mit in Wasserstoff als Entladungsgas durchgeführten Experimenten vergleichen zu können, mußten die Messungen bei Plasmadichten $n \leq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt werden.

Die Verteilung der Plasmadichte über den Plasmaquerschnitt wurde an zwei Stellen aus Sondenmessungen (siehe III.5) bestimmt und danach eine mittlere Teilchenlebensdauer als das Verhältnis aus der Gesamtteilchenzahl im Plasma zur Plasma-Erzeugungsrate ermittelt. Die daraus errechneten Plasmaverluste waren, je nach Plasmadichte, 3-5 Größenordnungen höher, als man auf der Basis der klassischen Diffusion allein erwarten würde, und sie waren damit von derselben Größenordnung, wie sie von vergleichbaren Stellaratorentladungen in Wasserstoff bekannt sind. Verschärfend läßt sich sagen, daß das beobachtete Dichteprofil keine Rotationssymmetrie und damit keine Anzeichen für eine erhöhte Diffusion zeigt, sondern eher Anzeichen für einen normal zur Torusebene gerichteten Plasmafluß [21]. Hinsichtlich dieses Ergebnisses sollen vergleichende Messungen ohne Rotationstransformation des Magnetfeldes noch ausgeführt werden.

III.3 Teilchenoberflächen

Im Anschluß an das unter III.2 besprochene Experiment wurden die Teilchenoberflächen im Magnetfeld des Stellarators berechnet, und zwar aus der Teilchengeschwindigkeit parallel zum Magnetfeld, der Rotationstransformation und der aus der Krümmung des Magnetfeldes folgenden Driftgeschwindigkeit der Teilchen. Elektrische Felder wurden dabei vernachlässigt, und zwar diejenigen parallel zu B wegen der hohen Elektronenbeweglichkeit und diejenigen senkrecht zu B , da als Folge der Elektronen-Ionenstöße beide Teilchensorten mit gleicher Rate auf benachbarte Oberflächen gelangen. Diese Rechnungen geben in ihrem Resultat weitgehend sowohl die im Experiment beobachteten Plasmaverluste als auch das gemessene Dichteprofil wieder, doch sind sie bislang inkonsistent in Hinsicht auf den ver-

nachlässigten Ionendruckgradienten parallel zu B. Im Experiment jedoch scheint dieser Druckgradient durch ein elektrisches Feld kompensiert zu sein.

Die Rechnungen werden fortgeführt und genauere Messungen dazu sollen in den unter III.4 aufgeführten Apparaturen erfolgen.

III.4 Änderung der Versuchsbedingungen von III.2

1. Aus den unter III.3 angeführten Rechnungen folgt, daß für eine Rotationstransformation des Magnetfeldes vom Typ $\ell = 3$ das zu erwartende Profil der Plasmadichte nur von der dritten Wurzel der wesentlichen Versuchsparameter abhängt und deshalb nur wenig durch Änderung der Versuchsparameter zu beeinflussen ist. Für eine Rotationstransformation vom Typ $\ell = 2$ dagegen sind die charakteristischen Längen des Profils den Versuchsparametern wie Magnetfeld, Rotationstransformationswinkel und Teilchengeschwindigkeit proportional. Deshalb wurde ein Satz helische Windungen vom Typ $\ell = 2$ hergestellt, der jetzt in W Ib eingebaut werden soll.

2. Da sich im Experiment gezeigt hat, daß die Plasmadichte an einigen Stellen ohne wesentlichen Abfall bis dicht an die Rohrwand heranreicht, können Wandeffekte als Ursache der beobachteten Plasmaverluste bisher nicht ausgeschlossen werden. Deshalb wurde mit dem Aufbau eines Torus mit größerem Durchmesser des Vakuumrohres (20 cm) begonnen. Dieser Torus wird ebenfalls mit helischen Windungen vom Typ $\ell = 2$ versehen und soll Ende Februar 1964 fertiggestellt sein.

III.5 Sondenmessungen

Die Benutzung von Cs-Plasmen hat den Vorteil, daß sich orts aufgelöste Dichtemessungen leicht mit elektrischen Langmuir-Sonden durchführen lassen. Bei den für unser Experiment notwendigen kleinen Plasmadichten jedoch führten selbst Doppelsonden gebräuchlicher Ausführung zu Störungen des Plasmas, da stets Elektronen- bzw. Ionenströme parallel zum Magnetfeld fließen. Weitgehend zuverlässige Ergebnisse für die Dichtemessung auch auf Feldlinien, die nur innerhalb des Plasmas verlaufen, lieferte schließlich eine

"Doppel-Doppel-Sonde" [21], die an einem Ort den Plasmafluß für beide Richtungen, parallel und antiparallel zu B, getrennt aber gleichzeitig mißt. Dazu war es weiter notwendig, den Eingangswiderstand der an die Sonde angeschlossenen Verstärker auf etwa $10^{10} \Omega$ zu erhöhen, um auch den störenden Strom klein zu halten, der über die Sonde und den Eingangswiderstand der Verstärker zur Erde abfließt.

III.6 Ba- Plasma

Es wurde eine lineare, der Q-Maschine ähnliche Anordnung, W IV, aufgebaut, in der durch Kontaktionisation an Rhenium-Platten ein Ba-Plasma erzeugt werden soll. Die Verwendung eines Ba-Plasmas bietet den Vorteil, sowohl die Plasma- als auch die Neutralteilchendichte orts aufgelöst mit spektroskopischen Methoden bestimmen zu können, da die Resonanzlinien in einem gut zugänglichen Spektralbereich liegen. Zunächst sollen in diesem Plasma die für Cs-Plasmen benutzten Sonden als Funktion des Magnetfeldes, der Dichte und des Dichtegradienten geeicht werden. Ferner soll versucht werden, aus den spektroskopischen Messungen Aufschlüsse über die Störungen der Plasmadichte in der Umgebung der Sonde zu erhalten.

III.7 Experimente an Alma II (IPP), in Zusammenarbeit mit E. Guillino

Die am Cs-Experiment im Stellarator beobachteten außerordentlich hohen Plasmaverluste ließen es sinnvoll erscheinen, die Verluste als Funktion der Krümmung der Magnetfeldlinien zu studieren und dabei von einer linearen Anordnung mit homogenem Magnetfeld auszugehen. Für eine solche Anordnung war die klassische Diffusion neben der Rekombination als einziger die Teilchenverluste bestimmender Prozeß gefunden worden. Da in Alma II im IPP eine solche Apparatur zur Verfügung stand, wurden Experimente in Zusammenarbeit mit E. Guillino aufgenommen. (Einzelheiten s. IPP-Jahresbericht). Als Ergebnis der ersten Experimente wurden elektrostatische Ionenwellen mit einer Ausbreitungsrichtung senkrecht zu B und ∇n gefunden, deren Amplitude monoton mit steigender Krümmung des Magnetfeldes ansteigt [22, 23].

Die folgenden Experimente wurden zur Untersuchung der Plasmaverluste als Funktion der Krümmung des Magnetfeldes ausgeführt und zur Klärung der Frage, inwieweit die in mehreren Versuchen beobachtete Abnahme der Dichte mit steigender Krümmung des Magnetfeldes durch die beobachteten Schwingungen bedingt sein kann. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Aus den Messungen der Dichte- und Potentialschwankungen lassen sich zusätzliche Plasmaverluste errechnen, die jedoch nur außerhalb des Bereiches der Endplatten die beobachteten Verluste erklären können, nicht aber innerhalb der durch die Endplatten definierten Plasmasäule.

2. Näherungsweise Gleichgewicht in dieser Anordnung läßt sich nur dann erzielen, wenn ein hinreichend großer radialer Temperaturgradient auf der Endplatte existiert. Die endliche Leitfähigkeit des Plasmas parallel zu B hingegen führt stets zu Verlusten, die durch eine Vergrößerung des klassischen Diffusionskoeffizienten ausgedrückt werden können, wobei seine Vergrößerung eine komplizierte Funktion der Dichte, der Temperatur, der Temperaturverteilung auf der Endplatte, des Plasma- und des Krümmungsradius ist. Daher lassen sich die beobachteten Dichteabnahmen einschließlich ihrer Abhängigkeit von der Dichte und der Temperatur auch allein aus Verletzungen des Gleichgewichts innerhalb eines Faktors 2 erklären.

3. Andererseits muß auch hervorgehoben werden, daß selbst bei einem Krümmungsradius des Magnetfeldes von 1,5 m bei Plasmadichten von $n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ Plasmaverluste gefunden wurden, die nur unwesentlich ($< 20\%$) über den durch die klassische Diffusion gegebenen lagen. Nach der Bohm-Diffusion dagegen sollte man in diesem Falle um zwei Größenordnungen höhere Verluste finden.

III.8 M+S-ähnliche Feldanordnung

Die Arbeiten an den Vorbereitungen für eine M+S-ähnliche Feldanordnung wurden im Berichtsjahr etwas verlangsamt, da zunächst die Resultate der unter III.7 beschriebenen Experimente abgewartet werden sollten. Sollten jedoch weitere Versuche den Punkt III.7,3. bestätigen, so scheint das M+S-Experiment zu Hoffnungen hinsichtlich der Reduzierung der Plasmaverluste Anlaß zu geben.

W. Lünow (IPP) hat bei der Berechnung der zur Erzeugung des M+S-ähnlichen Magnetfeldes notwendigen Stromverteilung sehr geholfen. Die notwendigen Zusatzwindungen sollen in den Stellarator W Ia eingebaut werden.

III.9 Ambipol (F. Karger)

Zum Studium des Teilchentransports im Stellarator werden in der Apparatur Ambipol (stationäre Gasentladung) Untersuchungen auf ein gekrümmtes Magnetfeld ausgedehnt, die von Wöhler 1962 über die anomale Diffusion in der positiven Säule in einem longitudinalen Magnetfeld durchgeführt wurden. Dabei sollen die Verlustraten, die aus der ambipolaren Diffusion und der Drift resultieren, sowie der Einsatzpunkt der helicalen (Kadomtsev-) Instabilität und die Dichteverteilung über den Querschnitt theoretisch und experimentell bestimmt und mit den Verhältnissen im homogenen Magnetfeld verglichen werden.

1. Theoretischer Teil

Nachdem anhand von mehreren Transformationen festgestellt wurde, daß eine analytische Lösung des anfallenden nicht hermiteschen Systems von nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen vom elliptischen Typ nicht möglich ist, wurde mit den Vorarbeiten zur Programmierung des Problems begonnen (Wahl geeigneter Koordinaten, Raster-system, Näherungsmethoden, Elimination von Singularitäten u.a.). Die Rechnung soll 1964 auf der IBM-Maschine im IPP durchgeführt werden.

2. Experimenteller Teil

Die Spulen zur Erzeugung des toroidalen und des homogenen Magnetfeldes wurden jeweils in einem Stück gewickelt und justiert, wobei umfangreiche technologische Untersuchungen notwendig waren. Für den Aufbau des ausheizbaren Vakuumsystems (Grenzdruck 10^{-5} Torr) wurden zur Verbindung der Glasrohre des Entladungssystems neuartige Glas-Viton-Glas-Flanschverbindungen gefertigt. Da aus Reinheitsgründen mit durchströmendem Neutralgas gearbeitet wird, mußte zur Abtrennung des Plasmas von der Pumpe eine Entladungssperre entwickelt werden [24], deren Prinzip auch zur elektrischen Isolierung der Pirani-Manometer-röhren vom Entladungsplasma verwandt wurde. Mit den Versuchen an der positiven Säule soll begonnen werden, sobald die Magnetfeldspulen fertiggestellt sind.

IV. Theta-Pinch in geschlossenen Feldkonfigurationen (M+S)

(U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, F. Rau, E. Remy, G. Wolf)

Die folgenden Entladungsapparaturen dienen dazu, das Verhalten eines durch Theta-Pinch erzeugten Plasmas in geschlossenen Feldkonfigurationen zu untersuchen.

IV.1 Drehfeldtorus (4 kJ)

Diese Anlage arbeitete auch im Jahre 1963 ohne Störungen. Sie wurde für Versuche benutzt, das Plasma in M+S-ähnlichen Konfigurationen im Gleichgewicht zu halten.

1. Messungen mit Hilfswicklungen außerhalb des Torus ließen darauf schließen, daß für die M+S-Gleichgewichtskonfiguration stärkere Magnetfeldkrümmungen an der inneren Oberfläche des Plasmas erforderlich seien (s. Jahresbericht 1962). Aus diesem Grunde wurden die M+S-Hilfswicklungen teilweise innerhalb des Torus angeordnet mittels Glasrohrdurchführungen ("Lochtorus") und mittels "Kerben" ("Kerbtorus"). Damit gelang es erstmals eindeutig, zunächst Argon-, Neon- und Helium-Plasmen im Gleichgewicht zu halten [25].

2. Die Beobachtung eines He-Plasmas im "Kerbtorus" mit dem Bildwandler im Licht einer He II-Linie ergab keine Unterschiede in der Leuchtintensität bei Entladungen ohne bzw. mit Strom in der M+S-Hilfswicklung [10].

3. Auch bei Entladungen in Wasserstoff im "Kerbtorus" konnte eine Verlängerung der Einschlußzeit beobachtet werden. Wie schon bei Helium zeigte sich auch hier, aber in verstärktem Maße, der "Fächereffekt" (Auffächern des Plasmas in der Torusebene, aber Kompression senkrecht dazu) [10].

4. Als Ursache dieses "Fächereffekts" wurde mit Hilfe der Modelle (s.dort) die ungenügende Annäherung an die M+S-Konfiguration erkannt. Mit einer geometrisch anderen Anordnung der M+S-Hilfswicklungen ("Kronentorus") gelang es, den Fächereffekt sowohl bei Helium als auch bei Wasserstoff zu beseitigen.

5. Betreibt man die Wasserstoff-Entladung im "Kronentorus" so, daß β in den ersten Mikrosekunden etwa gleich eins und die Temperatur > 10 eV ist (s. Sondenmessungen am "Zwilling"), wird es schwierig, den Plasmaschlauch in der Torusebene zu halten (Asymmetrie!). Die Ursache hierfür sehen wir in der nicht genügend definierten Lage der Wicklungsdrähte. Trotzdem konnte in günstigen Fällen gegenüber der Entladung ohne M+S-Strom auch bei einem Plasma mit $\beta \approx 1$ eine Verlängerung der Einschlußzeit um einen Faktor 3-4 erreicht werden [10].

6. Um die Präzision der Spulengeometrie zu verbessern, wird zur Zeit ein neuer Kollektor gebaut, mit dem die Wicklung getrennt vom Entladungsgefäß gehalten werden kann. Die M+S-ähnliche Konfiguration wird hier nicht mehr durch Zusatzwicklungen bewirkt, sondern durch periodische Verformung der Feldspulen und des Entladungsgefäßes "Lupus". Diese Apparatur soll Anfang 1964 in Betrieb genommen werden.

7. Mit dieser Technik wird es auch möglich sein, zu höheren Entladungsströmen überzugehen. Es ist geplant, diese mit 4 kJ gespeiste 16-windige Spule später in eine mit 16 kJ gespeiste 2 x 8-windige Spule umzubauen, was nur eine geringfügige Änderung bedeutet.

8. Das Ziel ist eine mit 50 kJ gespeiste 1-windige Spule, die aus massivem Material besteht und einer M+S-ähnlichen Form angepaßt ist.

9. Seelenparallele Ströme sollen sowohl bei Entladungen im Normaltorus als auch im "Lupus" induziert und ihre Wirkung untersucht werden (Rotationstransformation).

IV.2 T-2 (4 kJ)

T-2 ist ein Normaltorus ohne M+S-Hilfswicklungen. Bei Entladungen in Wasserstoff und Helium wurden die Elektronendichte (bei 10^{16} cm^{-3}) und Elektronentemperatur (einige eV) bei verschiedenen Anfangsdrücken bestimmt [7, 26].

1. Bei Wasserstoff wurde die Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis von $H\beta$ zum Kontinuum gewonnen und mit der Driftformel verglichen. Die Elektronendichte ergab sich aus der Absolutintensität des Kontinuums und aus der Starkverbreiterung der $H\beta$ -Linie. Es ergaben sich jeweils gute Übereinstimmungen [4].

2. Bei Helium wurde die Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis von He II- zu He I-Linien bestimmt; die Ergebnisse sind jedoch zweifelhaft, es besteht nur größenordnungsmäßige Übereinstimmung mit der Driftformel. Die Elektronendichte ergab sich aus der Absolutintensität einiger He II- und He I-Linien, die Ergebnisse weichen zum Teil stark voneinander ab. Die von uns vermuteten Ursachen für diese Diskrepanzen würden eine genauere Untersuchung erfordern.

Im Laufe des Jahres wurde die spektroskopische Apparatur umgebaut, um die Verteilung von Dichte und Temperatur in Abhängigkeit vom kleinen Radius des Torus aufnehmen zu können.

Als Zusatzgerät zum β -Prismen-Spektrographen (Zeiß) wurde ein Duochromator gebaut und erprobt (Dispersionskurve, Auflösungsvermögen, Absoluteichung). Er gestattet es, den zeitlichen Intensitätsverlauf bei zwei verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig aufzunehmen, wodurch man von der Reproduzierbarkeit der Entladung unabhängig wird. Ein zweiter Duochromator (P. Meyer) ist im Bau. Er hat einstellbare Spalte, die unabhängig voneinander über den ganzen Wellenlängenbereich hinwegbewegt werden können.

IV.3 Zwilling (4 kJ)

Die Apparatur läuft seit Ende 1962 störungsfrei. Entladungen in Wasserstoff im Normaltorus wurden mit Magnetfeldsonden und mit Mikrowellen untersucht. Für 1964 ist das gleiche für M+S-artige Konfigurationen geplant.

1. Sondenmessungen

Zunächst wurde die Zuverlässigkeit und Glaubwürdigkeit von Sondenmessungen sehr ausgiebig untersucht. Die folgenden Parameter wurden variiert: die Schaltung der Spule und die Abschirmung, der äußere Durchmesser der Sonde (0,5 bis 2 mm), die Geometrie (gerade Sonde

und Hakensonde) und die Oberfläche der Sonde (Pyrex, Quarz, Cu, V2A). Die Sondensignale hängen empfindlich von diesen Parametern ab, die Spektren am Ort der Sonde aber nur schwach. Elektrische Störungen konnten eliminiert werden. Einen großen Einfluß hat auch die Reinheit des Wasserstoffs im Entladungsgefäß. Durch die Berücksichtigung aller dieser Einflüsse gelang es schließlich, sehr plausible und glaubwürdige Magnetfeldmessungen durchzuführen. Als wesentliche Resultate ergaben sich:

a) Es können Aussagen über die Größe des eingefangenen Feldes in Abhängigkeit von den Entladungsparametern gemacht werden. Im speziellen ließen sich Plasmen mit $\beta \approx 1$ und solche mit negativen eingefangenen Feldern erzeugen.

b) Die auf Bildwandler- und Drehspiegelkamerabildern sichtbaren Plasmagrenzen stimmen mit den aus Sondenmessungen ermittelten überein.

c) Mit der Annahme vollständiger Ionisation des Füllgases ließen sich die mittleren Temperaturen bestimmen. Sie wachsen von 0-2 μ sec nach Beginn der Hauptentladung etwa linear von 1 auf 10-25 eV an, je nach den Entladungsparametern Druck und relative Phasenlage von Hauptentladung und Vorentladung, die im wesentlichen das eingefangene Feld bestimmen.

d) Mit diesen mittleren Temperaturen ließ sich aus der Driftformel die Driftzeit berechnen, die dann nur etwa halb so groß sein müßte, als sie tatsächlich beobachtet wird. Die Diskrepanz läßt sich durch die Annahme erklären, daß die Liniendichte des Plasmas während der Entladung etwa verdoppelt ist, weil sich zu Beginn der Entladung eine etwa monomolekulare Wasserstoffschicht von der Gefäßwand ablöst.

e) Vergleich mit den Rechnungen nach dem Hain-Kolb-Code zeigen gute Übereinstimmung mit den Messungen der radialen Plasmaschwingungen. Die Vergleiche der Temperaturen sind noch nicht abgeschlossen.

f) Es läuft ein Rechenprogramm, um aus $B(t,r)$ mit $\text{rot } \vec{H} = \vec{j}$ ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$) und $\text{rot } \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$ die Größen \vec{j} , E , σ_{\perp} , $T_{e\perp}$, n und p zu bestimmen.

Ein Laborbericht erscheint 1964.

2. Mikrowellenmessungen (U. Hopf)

Es zeigte sich, daß mit den herkömmlichen Methoden (4 mm-Wellen) keine Messungen möglich waren, da die Dichte außerhalb des komprimierten Plasmas größer als 10^{12} cm^{-3} war. Dagegen waren Versuche, die sogenannte "Whistler-Mode"-Ausbreitungsart zu Dichtebestimmungen auszunutzen, sehr ermutigend (s. Bericht der Mikrowellengruppe). Leider stand für diese Untersuchungen wegen der Magnetfeldmessungen nicht in ausreichendem Maße Meßzeit zur Verfügung.

IV.4 Quickly (mit H. Bialas und J. Junker)

Beim Aufbau der 4 kJ-Anordnung Quickly mit einem 4-windigen statt wie bisher üblich mit einem 16-windigen Torus wurde die Steuerung so ausgelegt, daß ohne wesentliche Änderungen auch die später aufzubauende 50 kJ-Batterie betrieben werden kann. Schon nach den ersten Probeentladungen fielen einige Ignitrons aus. Deshalb wurden sie Anfang Juli durch 4-Elektroden-Funkenstrecken der Ingenieurabteilung ersetzt. Der Jitter war dann zwar sehr klein ($\pm 30 \text{ nsec}$), da jedoch die Funkenstrecken von der Vorentladung "mitgenommen" wurden, waren sie für den Betrieb dieser Anlage ungeeignet und die Batterie mußte schließlich zur weiteren Bearbeitung an die Ingenieurabteilung zurückgegeben werden.

Im Oktober wurden die bereits am T-2 bewährten Kondensatorbausteine mit "gekühlten" Ignitrons eingebaut [5], der Betrieb lief dann störungsfrei.

Der Aufbau der Neutronenmeßgeräte wurde mit dem Bau und der Erprobung eines Aktivierungszählers abgeschlossen. Eine Abschätzung zeigt, daß erst ab $T_1 = 320 \text{ eV}$ in der bisher benutzten Geometrie meßbare Neutronensignale zu erwarten sind [9]. In der Tat konnten am Quickly auch keine Neutronen nachgewiesen werden.

Für die Messung von Röntgenstrahlen ergab die Auswertung der auf der G3 berechneten Kurven über die Absorption eines frei-frei Strahlungsspektrums in drei hintereinanderliegenden Zählrohren, daß dieser Detektor als brauchbarer Monitor für Temperaturmessungen an Gasentladungen eingesetzt werden kann [8]. Zur genaueren Interpretation der Meßdaten müßte man Näheres über die vom Plasma emittierte Linien-

strahlung der unvermeidlichen Verunreinigungen wissen. Für diese Messungen wurde der Bau eines Kristallspektrometers in Aussicht genommen. Wegen der Langwierigkeit dieses Programms und der Vordringlichkeit anderer Untersuchungen im Rahmen des M+S-Programms wurde die Weiterführung dieser Entwicklung zurückgestellt.

Der bereits angefangene Bau einer linearen Theta-Pinch-Apparatur, deren Maße einem Normaltorus entsprechen (Länge 150 cm, Durchmesser 6 cm) mußte wegen Arbeitskräftemangel eingestellt werden. Dieser "lineare Torus" soll einen Vergleich zwischen linearem und toroidalem Theta-Pinch ermöglichen.

Um die betriebsfertige Quickly-Apparatur trotzdem nützlich einzusetzen, wurden die Kondensatorbausteine mit "gekühlten" Ignitrons einem Dauerversuch unterzogen, der nach 40.000 Entladungen bisher folgende Ergebnisse brachte: Das Ignitron GL 7703 hält am längsten, schlechter sind WL 7703, WL 7740, WX 7740, WX 4233, WX 4231 und WX 5018. Bei den Entladungsbedingungen von 18 kV Ladespannung, 90 kHz Entladefrequenz (75 kA), 15 sec Abstand zwischen den Entladungen und 20°C Kühlwassertemperatur ergaben sich folgende mittlere Lebensdauern:

1. Bosch-Kondensator Baujahr 1959:
85% durchschwingende Entladung: 1.500 Entladungen,
Crowbarbetrieb nach einer Halbwelle: 500 Entladungen,
normaler Crowbarbetrieb (Viertelwelle): 20.000 Entladungen.
2. Ignitron GL 7703 im normalen Crowbarbetrieb (nach einer Viertelwelle): 35.000 Entladungen.
Etwa alle 20.000 Entladungen müssen die Zündstiftwiderstände der Ignitrons regeneriert werden.

Der Jitter beträgt ohne Vorentladung 0,1 μ sec; mit Vorentladung ist der Jitter der Vorentladung maßgebend, der etwa 20 nsec beträgt.

An der Quickly-Apparatur soll im Januar 1964 der neue Funkenstrecken-Baustein der Ingenieurabteilung erprobt werden. Anschließend kann vielleicht der "lineare Torus" eingesetzt und später die 50 kJ-Batterie aufgebaut werden.

IV.5 Quantitative Bestimmung der M+S-Konfiguration (mit D. Seewald)

Modelle:

Das Vakuummagnetfeld der experimentell untersuchten M+S-ähnlichen Konfigurationen (Ellipsentorus, Kerbtorus, Kronentorus) wurde modellmäßig dargestellt. Dazu wurde das Feld der Hilfswicklungen gemessen und Feldröhren des Gesamtfeldes berechnet.

"Kupferplasma":

Zur quantitativen Bestimmung der später erforderlichen einwindigen, geformten M+S-Spulen wurde eine Apparatur vorbereitet, bei der das Plasma durch Kupfer mit exakt M+S-förmiger Oberfläche simuliert wird. Die geformten Spulen werden durch Drahringe angenähert, deren Form so variiert wird, daß an der Oberfläche des "Kupferplasmas" örtlich konstante magnetische Feldstärke herrscht (500 kHz Wechselstrom).

Numerische Rechnungen:

Theoretisch ist von einer vorgegebenen M+S-Oberfläche ausgehend das Feld im Außenraum bestimmt und damit auch die erforderliche Spulengeometrie. D. Seewald entwickelte ein Verfahren zur Lösung dieses Problems, das programmiert wurde und auf Konvergenz geprüft wird.

Automation der Auswertung von Polaroidbildern zum Zweck der Datenverarbeitung an der IBM 7090

Das von G. Lütjens entworfene Auswertegerät für Kleinbildfilme (Projektionsapparat, Kreuztisch mit optischer Feinmessung, Ausgabe in 5-bit Lochstreifen) wurde abgeändert zur Auswertung von Polaroidbildern und Ausgabe auf IBM-Lochkarten. Die Abänderung der Anschlüsse für die Ferranti-Zähler wurde von der Elektronikgruppe übernommen (K. Moustafa, J. Machate).

Vorbereitung von Programmen für die Datenverarbeitung an der IBM 7090 (mit W. Lünow, A. Eberhagen)

Es werden Rechenprogramme vorbereitet zur Auswertung von spektroskopischen Messungen an Wasserstoff-Entladungen (Elektronendichte, Elektronentemperatur).

Untersuchungen über deformierende Kräfte in der Startphase der Drift

In quadratischer Näherung werden die radiale Beschleunigung b_R sowie die zur Torusebene senkrechte Beschleunigung b_Z berechnet, die während der Startphase der Drift eines toroidalen Theta-Pinches (ohne Zusatzfelder) auftreten. Es ergibt sich $b_R/b_Z \approx R/r$ [11].

Elektronik

Da die in den Vorjahren entwickelten bzw. weiterentwickelten Geräte einwandfrei arbeiteten, sind nur unbedeutende Änderungen vorgenommen worden [3, 5, 6].

V. Spektroskopie

(K. Bergstedt, C.R. Vidal, H. Wulff)

Am Eieruhrplasma sind nahezu alle He I- und He II-Linienprofile im Spektralbereich von 2000 AE bis 7300 AE bei Elektronendichten zwischen 10^{16} und 10^{17} cm^{-3} vermessen worden. Die Spektralzerlegung der Linien erfolgt mit Hilfe eines Drehspiegels, der im Gitterspektrographen angebracht ist und das spektral zerlegte Licht während einiger μsec über einen festen Spalt führt. Dieses Signal wird photoelektrisch registriert. Von der Registrierung mit einer Anzahl von über die Linie verteilten Lichtleitern wurde wieder abgesehen, da sich dieses Verfahren in der Praxis als zu schwerfällig erwies, da für jede Linienbreite ein der Breite angepaßter Lichtleiterkopf benötigt wird. Die registrierten Linienprofile decken sich gut mit den unter gleichen Bedingungen nach der photographisch-photometrischen Meßmethode ermittelten Profilen. Vergleiche der experimentellen Ergebnisse mit theoretisch gewonnenen Ergebnissen wurden begonnen. (K. Bergstedt)

C.R. Vidal hat seine Arbeit über He- und H-Linienprofile abgeschlossen. Es wurde ein stationäres HF-Plasma (nach H. Schlüter) mit einer Elektronendichte von $\approx 10^{13}$ cm^{-3} untersucht. Durch phasenempfindliche Verstärkung des Lichtsignals gelingt es, die Linienkonturen über 3 bis 4 Zehnerpotenzen mit einer Genauigkeit von 2% zu bestimmen. Die ausschließlich druckverbreiterten Profile der Balmer-Linien H_8 bis H_{15} deckten sich nahezu innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit mit den nach der quasistatischen Theorie berechneten Linienprofilen, wenn die Coulombsche Wechselwirkung der Störteilchen untereinander berücksichtigt wird.

Ferner wurden die Linienprofile der Linien der He-Nebenserien mit ihren verbotenen Komponenten vermessen. Es stellte sich z.B. heraus, daß die Intensität der Flügel der diffusen Tripletlinien proportional zu $\Delta\nu^{-5/2}$, in den roten Flügeln der ersten Singulettlinien jedoch proportional zu $\Delta\nu^{-4/2}$ abfällt. (Zu unserer Freude haben Frau E. Trefftz und H. Pfennig es unternommen, die theoretischen Linienprofile nach der quasistatischen Theorie unter Berücksichti-

gung der Wechselwirkung der Störteilchen untereinander zu berechnen.)

Weiterhin wurde die relative Oszillatorenstärke für mehrere Übergänge von S- bzw. D-Termen auf den P-Grundterm ermittelt und mit theoretischen Werten (nach E. Trefftz et al.) verglichen. Es ergab sich Übereinstimmung innerhalb der Meßgenauigkeit von 5⁰/o. Die Arbeit wird in Kürze als Laborbericht vorliegen und im kommenden Jahr in der Zeitschrift für Naturforschung erscheinen.

VI. HF-Plasma-Wechselwirkung

(H.M. Mayer)

Die "Breitbandsonde" (vgl. Jahresbericht 1962) wurde weiter untersucht. Es ergab sich dabei folgendes [31]:

- Das Frequenzverhalten ist näherungsweise das eines 3-Schichten-Dielektrikums (Grenzschicht $\epsilon_s = 1$, Plasma $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$). Bei $\omega_s < \omega_p$ tritt eine Serienresonanz zwischen Schicht und Plasma auf. Diese Resonanz bestimmt auch (wie durch Messungen von Peter et al. [IPP 2/32 (1963)] bestätigt wurde) die Frequenzabhängigkeit der Gleichrichterwirkung ("Resonance Probe" - Effekt nach Takayama et al.).
- Eine nicht von Stößen herrührende Dämpfung bei kleinen Neutralgasschichten kann man Elektronen zuordnen, welche im HF-Feld der Schicht beschleunigt werden. (Für $\omega \ll \omega_p$ gab R.W. Gould in interner Mitteilung für die Dämpfung einen einfachen Ausdruck an.)

VII. Vakuumspektroskopie

(G. Boldt)

VII.1 C I-Oszillatorenstärken im Bereich $1100 < \lambda < 1800$ AE

(G. Boldt)

Die C I-Oszillatorenstärken werden durch Emissionsmessungen an Plasmen, die mit Hilfe eines Kaskadenlichtbogens aus Argon und Kohlendioxyd hergestellt werden, ermittelt. Für die hierbei erforderliche C-Teilchendichtebestimmung wird eine Methode entwickelt und angewendet, die auf die Annahme der Konstanz von Mischungsverhältnissen und auf die Kenntnis irgendwelcher Übergangswahrscheinlichkeiten verzichtet. Diese Arbeit ist im Laufe des letzten Jahres zum Abschluß gebracht worden. Als Ergebnis liegen die Absorptionsooszillatorenstärken von 24 C I-Multipletts im Bereich zwischen 1100 und 1800 AE vor [12, 32, 33].

VII.2 N I-Oszillatorenstärken im Bereich $1000 < \lambda < 1800$ AE

(F. Labuhn)

Die Messung der N I-Oszillatorenstärken erfolgt im Prinzip mit der bei VII.1 benutzten Apparatur. Da jedoch das zur Herstellung des Bogenplasmas verwendete nachgereinigte Argon eine Stickstoffverunreinigung von ca. 10^{-4} enthält und außerdem aus der Luft etwas Stickstoff in den Bogenkanal diffundiert, werden allein von der Stickstoffverunreinigung her im Vakuum-UV-Bereich bereits eine ganze Reihe von N I-Linien aus optisch dicker Schicht emittiert. Eine einigermaßen quantitative Messung der N I-Oszillatorenstärken unter Einführung definierter Stickstoffmengen in das Bogenplasma setzt deshalb eine Reduktion der im Argon enthaltenen Stickstoffverunreinigung um ein bis zwei Zehnerpotenzen voraus. Mit Hilfe von glühendem Titanschwamm (ca. 1000°C), durch den das zu reinigende Argon hindurchgeführt wird und der den Stickstoff in Form von Titanitrid bindet, sowie durch sorgfältiges Abdichten der gesamten Apparatur gegen Atmosphäre gelingt es, den Stickstoffverunreinigungsgrad im Bogenplasma bei stationärem Betrieb (ca. $300 \text{ Ncm}^3/\text{s Ar}$)

auf 10^{-5} bis 10^{-6} zu reduzieren. Die damit ermöglichten quantitativen Intensitätsmessungen an N I-Linien im Vakuum-UV-Bereich sind bereits ausgeführt worden. Die Messungen zur Bestimmung der N-Teilchendichte werden demnächst begonnen werden.

VII.3 Mg II-, Ca II-, Sr II-, Ba II-Oszillatorenstärken im Bereich $1000 < \lambda < 1800$ AE (W. Hofmann)

Mit den Vorbereitungen zu dieser Arbeit, die ebenfalls mit einer wie bei VII.1 verwendeten Apparatur durchgeführt werden soll, ist gegen Ende des Jahres begonnen worden. Das nächstliegende Problem hierbei ist, die Erdalkalien in definierter Weise in das Bogenplasma einzubringen. Die zur Zeit in dieser Hinsicht unternommenen Versuche bestehen darin, die Halogenide der Erdalkalien in einem Ofen bei 600 bis 900°C zu verdampfen und mit Hilfe überströmenden Argons in das Bogenplasma einzuführen.

VII.4 Linienprofil (Flügel) von Lyman α (G. Boldt, W.S. Cooper III)

Für diese Messungen wird als Lichtquelle auch wie bei VII.1 ein Kaskadenbogen benutzt, wobei dem Argonplasma Wasserstoff in verschiedenen Mengen zugesetzt wird, so daß im Plasma Wasserstoffkonzentrationen zwischen 0,01 und 0,40 entstehen. Durch entsprechende Variation des Bogenstromes in Abhängigkeit von der Wasserstoffkonzentration wird erreicht, daß bei Konzentrationsänderungen innerhalb des angegebenen Bereiches die Plasmatemperatur bis auf $\pm 0,5\%$, die Elektronendichte bis auf $\pm 3\%$ konstant bleibt. Die unter diesen Bedingungen beobachteten Lyman α -Profile sind in ihrem Kern optisch dick. Eine Messung des Profiles ist nur außerhalb des Kernes, also in den Flügeln, möglich. Unter Ausnutzung des ganzen zur Verfügung stehenden Wasserstoffkonzentrationsbereiches ist hier dann jedoch eine Messung, die ein Intensitätsintervall von 3 Zehnerpotenzen erfaßt, durchführbar.

VII.5 Untersuchung der Eigenschaften einiger VUV-Lumineszenz- stoffe (A. Becker)

Diese Untersuchungen, ausgeführt an den Substanzen

Natrium-Salicylat	Kalzium-Silikat
Kalzium-Wolframat	Barium-Silikat
Magnesium-Wolframat	Zink-Silikat
Kalzium-Halogenphosphat	Zink-Beryllium-Silikat,
Kadmium-Borat	

sind im Laufe des letzten Jahres zum Abschluß gebracht worden.
Gemessen wurde:

Relative Intensitätsverteilung des Lumineszenzspektrums
Relative Lumineszenzintensität als Funktion der Schichtdicke
Relative Quantenausbeute als Funktion der Erregerwellenlänge
Relative Quantenausbeute als Funktion der Erregerintensität
Zeitkonstante [13].

VII.6 Untersuchung des Verhaltens von Photoschichten (Schwarzschild- Exponent, Intermitteffekt) (K.H. Stephan)

Die Messungen des Schwarzschild-Exponenten, durch den das vom Reziprozitätsgesetz abweichende Verhalten der Photoschichten beschreibbar ist, sind für die in der photographischen Spektroskopie vorzugsweise benutzten Photoplattentypen

Perutz Spektral 450/550/680	Ilford HPS
Perutz Persenso	Ilford HP3
Perutz Peromnia	Ferrania 7200
Perutz Superomnia	

abgeschlossen worden [14].

Zur Zeit wird eine Apparatur zur Messung des Intermitteffektes aufgebaut.

VIII. Mikrowellen

(U. Hopf, F. Klan, G. Landauer, G. Lisitano, B. O'Brien, M. Tutter)

VIII.1 Longitudinale Wellen (M. Tutter)

Die theoretische Arbeit zusammen mit D. Pfirsch über die Erzeugung longitudinaler Wellen durch elektromagnetische Wellen in inhomogenen Magnetfeldern wurde abgeschlossen [16, 34].

Die im letzten Jahresbericht erwähnte Apparatur zur Beobachtung von Raumladungswellen in längsmagnetisierten Plasmazyklindern wurde in Betrieb genommen. Mit einem Mikrowellenhohlraum und mit elektrischen Einzel- und Doppelsonden wurden diagnostische Messungen daran angestellt. Mit 2 GHz-Wellen wurden Brechungsindizes bis zu 70 gemessen.

VIII.2 Untersuchungen am Theta-Pinch-Torus (U. Hopf, M. Tutter)

Eine 3 cm-Interferenzbrücke wurde in eine Meßkabine installiert. Eine Doppel-Koaxialsonde zur Einführung in das Entladungsgefäß wurde entwickelt, welche gegen das Magnetfeld der Entladung drehbar ist. Es zeigte sich, daß während der Entladung kein meßbares Mikrowellensignal sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreitete, parallel dazu dagegen mehr Mikrowellenleistung als im Vakuum übertragen wurde. Diese Übertragung fand immer dann statt, wenn dessen Feldstärke größer als ca. 4 kG war, was nach den Rechnungen über die Whistler-Ausbreitung auch erwartet wurde. Die beobachteten großen Änderungen des Brechungsindex deuten ebenfalls auf diese Art der Fortpflanzung. Zum Teil wurden gleichzeitig mit den Mikrowelleninterferenzoszillogrammen Drehspiegel- und Bildwandleraufnahmen gemacht und festgestellt, daß wegen der Driftbewegung des Plasmas bei dem bisher verwendeten Torus (ohne M+S-Stabilisierungsfeld) keine reproduzierbaren Oszillogramme zu erwarten sind.

Mit einer 4 mm-Interferenzbrücke und mit Hornantennen wurden Transmissions- und Reflexionsmessungen gemacht. Es zeigte sich, daß bereits bei der Vorentladung der Torus bei dieser Frequenz undurchlässig wird. Die Experimente mußten infolge eigener Untersuchungen

der Thetapinch-Torus-Gruppe abgebrochen werden.

Zum Zwecke der Auswertung der erhaltenen 3 cm-Interferenzoszillogramme wurde die Transmissionsamplitude der verwendeten Doppel-Koaxialsonde in Abhängigkeit des (isotrop angenommenen) Brechungsindex des umgebenden Mediums rechnerisch und experimentell ermittelt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse war befriedigend.

Das Programm zur Berechnung der beiden Brechungsindizes eines magnetisierten Plasmas gegenüber elektromagnetischen Wellen, welche sich parallel zu den Magnetfeldlinien ausbreiten, wurde zu beliebigen Ausbreitungsrichtungen erweitert (Frau A. Trostel).

VIII.3 Untersuchungen an der Eieruhr und Hoke (U. Hopf)

An der Eieruhr wurden die Transmissionsversuche mit 8 mm-Wellen fortgeführt. Während der Entladung war kein Durchgang von Mikrowellenleistung durch das Plasma zu beobachten. Statt eines erwarteten langsamen Anstieges des Mikrowellensignals im Nachglühen wurde ein plötzliches Einsetzen des Signals nach der Entladung beobachtet. Für weitere Versuche wurden für das 8 mm-Band Hornantennen mit Zirkularpolarisation für die damals vorhandene Eieruhr entwickelt. Diese konnten allerdings infolge eigener Untersuchungen der Eieruhrgruppe noch nicht angewendet werden.

Für das Bogenplasma Hoke (K. Weinhardt) wurde eine 4 mm-Apparatur nach B. O'Brien zusammengestellt und in Betrieb genommen.

VIII.4 Resonanzversuche an einer Niederdruckentladung (B. O'Brien)

An einer Niederdruckquecksilberentladung (ohne äußeres B-Feld) mit Glühkathode wurden Langmuir-Sondenmessungen gemacht. Die Messungen sind an verschiedenen Orten der Säule bei verschiedenen Elektronendichten und verschiedenen Neutralgasdrucken durchgeführt worden. Die Elektronentemperaturen bei den variierten Bedingungen wurden bestimmt. Die gemittelten Elektronendichten als Funktion dieser Parameter wurden durch Verstimmung eines Mikrowellenhohlraums gemessen. An der Entladung wurden die "Tonks-Dattnerschen" Resonanzen über den Frequenzbereich 200-4000 MHz gemessen. Die Ergebnisse

dieser Messungen stimmten gut mit denen aus der Literatur bekannten überein.

Bei diesen Messungen waren bei Mikrowellenanregungen von ca. 0,2 Watt nichtlineare Effekte (Hysteresen) vorhanden.

Die Transmissionsbereiche beschrieben von Gould and Trivelpiece (J. Appl. Phys. 30, 11, 1959) und in zahlreichen Veröffentlichungen von W.O. Schumann, wurden beobachtet. Für diese Versuche wurden phasenempfindliche Empfänger für diesen Frequenzbereich (200-4000 MHz) gebaut.

VIII.5 Fig I (G. Landauer)

Im Berichtsjahr wurden die experimentellen Untersuchungen der Emission der höheren Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz aus einer Penning-Entladung fortgesetzt. Die Messungen wurden mit theoretischen Ergebnissen von E. Canobbio und R. Croci, IPP - Garching, verglichen [35].

Durch Erhöhung der Empfindlichkeit des Zwischenfrequenzverstärkers und verbesserte Technik des x-y-Schreibers gelang es, bei 34,4 GHz Empfangsfrequenz und Variation des Magnetfeldes bis zu 45 Harmonische zu registrieren. Diese Messungen wurden mit Fortpflanzung senkrecht zum Magnetfeld ($k \approx \perp B$) und Polarisation des Empfangshornes $E \perp B$ ausgeführt.

Der Einfluß der Homogenität des Magnetfeldes wurde untersucht. Die relative Linienbreite der höheren Harmonischen konnte durch verbesserte Homogenität auf $\approx 2\%$ herabgesetzt werden. Ob die Linienbreite durch Magnetfeld-Justierung noch mehr reduziert werden kann, soll durch weitere Versuche geklärt werden.

In dem Frequenzbereich von 30 bis 37 GHz wurde mit statischem Durchstimmen eines Klystrons XR 81 bei konstantem Magnetfeld die Frequenzabhängigkeit der Cyclotron-Strahlung gemessen. Die Messung wurde für verschiedene Werte des Magnetfeldes wiederholt, so daß die Folge der Harmonischen von $m = 9$ bis $m = 21$ in den Kurven registriert werden konnte. Der Abstand der Maxima aufeinander folgender Harmonischer entspricht der Elektronen-Gyrofrequenz, wie zu erwarten ist.

Vorversuche mit einem Panorama-Empfänger und einer Schaltung, die ein Carcinotron als Überlagerer verwendete, hatten infolge zu hohen Eigenrauschens der Empfänger keinen Erfolg.

Mit zwei Empfangshörnern, die sich in der gleichen Querschnittsebene des Entladungsgefäßes gegenüberstehen, wurde die Strahlung der einzelnen Harmonischen empfangen und auf Phasenkohärenz untersucht. Der Versuch verlief negativ, d.h. eine Phasenkohärenz, die in Gebieten von der Größe des Plasmadurchmessers wirksam ist, konnte nicht festgestellt werden.

Zusammen mit G. Müller, IPP - Garching, wurden Sondenmessungen ausgeführt. Die Ergebnisse erster provisorischer Messungen von 1961 wurden im wesentlichen bestätigt: starke Abweichungen der Sondencharakteristik von der Maxwell-Verteilung für Druckbereiche, in denen Strahlung beobachtet wird, Annäherung an Maxwell-Verteilung für höheren Druck, bei dem keine Strahlung höherer Harmonischer auftritt. Die Messungen wurden durch Überlagerung der Charakteristiken mit Hochfrequenz-Schwingungen gestört. Außerdem wurden mit Sonden Potentialsprünge innerhalb des Plasma registriert, die druck- und magnetfeldabhängig sind und die HF-Schwingungen des Plasmas beeinflussen.

VIII.6 Pig II (F. Klan)

An dem Experiment Pig II soll, ähnlich wie bei Pig I, die Emission von Harmonischen der Elektronen-Gyrofrequenz untersucht werden. Da das Entladungsgefäß im wesentlichen aus Glas besteht, kann die Strahlung des Plasmas auch in Kathodennähe beobachtet werden. Der Beginn der Messungen wurde infolge erheblicher technologischer Schwierigkeiten bei den Metallanglasungen immer wieder verzögert. Deshalb konnte Pig II erst Mitte Oktober 1963 in Betrieb genommen werden. Die ersten Diagramme zeigten bereits deutlich die Emission der Harmonischen. Die Strahlung wurde im 3 cm-Bereich (9,6 GHz) mit einer Hornantenne durch die Glaswand des Gefäßes hindurch empfangen und einem Radiometer zugeführt. Die Entladung wurde stationär in He bei Drucken von 10-50 μ betrieben. Wegen der hohen Kathodenzerstäubung mußten die Versuche jedoch bald abgebrochen werden. Verschie-

dene Kathodenmaterialien (Thermax, Aluminium, Wolfram) wurden erprobt und im Dezember 1963 wurde mit Wolframkathoden eine neue Meßreihe begonnen. Dabei wurden zwei verschiedene Meßmethoden angewandt: 1. Empfängerfrequenz fest, Magnetfeld variabel ($\approx 120-1600 \Gamma$), und 2. Magnetfeld fest, Empfängerfrequenz variabel (8,0-10,5 GHz). In beiden Fällen wurden Harmonische bis zur Ordnungszahl $m = 21$ beobachtet. Höhere Ordnungszahlen bedingen niedrigeres Magnetfeld oder höhere Empfangsfrequenz. Unterschreitet jedoch das Magnetfeld einen bestimmten Wert ($\approx 160 \Gamma$), so werden keine Harmonischen mehr beobachtet. Daher wurden auch Messungen mit höherer Empfangsfrequenz vorbereitet ($f = 35$ GHz).

VIII.7 Mikrowellenmeßmethodik (G. Lisitano)

1. Messungen am Wendelstein

a) Dual-Interferometer

Die Auswertung der Meß-Oszillogramme hat gezeigt, daß es mit Hilfe des Dual-Interferometers (Bestrahlung des Plasmas mit Grund- und erster Oberwelle) durchaus möglich ist, außer der Plasmadichte auch den Plasmadurchmesser zu bestimmen [17a, 37]

b) Caesium-Plasma

Die mit Hilfe von Langmuir-Sonden gemessenen Plasmadichte-Werte lagen zwischen 10^8 und 10^{11} cm^{-3} .

Um festzustellen, ob durch die Sonde selbst keine allzugroßen Meßfehler entstehen, wurde ein Vergleich mit Mikrowellen-Messungen unternommen. Zu diesem Zweck wurde das Plasma mit 8 mm-Wellen bestrahlt, wobei Phasenverschiebungen von einigen Grad gemessen wurden.

Die experimentellen Entladungsparameter der Vergleichsmessung ergaben eine Phasenverschiebung von 8° bei 2,5 cm Laufweg der Welle im Plasma. Die mittlere Plasmadichte betrug also $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Die gemessenen Werte stimmen mit den Meßwerten des Sondenverfahrens bis auf einen Faktor 2 überein. Durch Weiterentwicklung der Meßapparatur dürfte es möglich sein, die Phasenempfindlichkeit des Systems bis um zwei Größen zu verbessern

2. Messungen an Cabinet 1

a) Dual-Interferometer

Die Gasentladung in Cabinet 1 erfolgt in einer Plasmasäule mit einem Durchmesser von etwa 4-6 mm.

Um zu erproben, inwieweit die Meßmethodik des Dual-Interferometers auf kleinere Plasmadurchmesser angewendet werden kann, wurde das Plasma mit der Grund- und ersten Oberwelle eines 8 mm-Klystrons durchstrahlt. Aus den Amplitudenänderungen der beiden Wellen war sofort zu erkennen, daß die Meßergebnisse mit der einfachen Mikrowellenanordnung nicht zu vereinbaren waren. Eine Schätzung der Plasmadichte in annehmbaren Grenzen war daher nicht möglich. Zur Messung der Plasmadichte sind also kleinere Wellenlängen oder andere Meßverfahren notwendig.

b) Hohlraumresonator

Mit einem Hohlraumresonator im 3 cm-Wellenbereich wurde für die gleichen Parameter wie unter a) eine höhere Plasmafrequenz als die Meßfrequenz festgestellt ($N > 1,2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

Für die endgültige Bestimmung der Plasmadichte wurden weitere Meßeinrichtungen vorbereitet.

3. Messungen an der Wechselwirkungs-Apparatur

a) Hohlraumresonator

Für den 3 cm-Wellenbereich wurde eine Meßeinrichtung aufgebaut. Plasmadichte-Werte zwischen 10^9 und 10^{11} cm^{-3} sind leicht zu bestimmen.

b) Spektralanalysator

Mit dem Spektralanalysator "Panoramic RF-4a" wurde eine magnetfeldabhängige Mikrowellenstrahlung festgestellt, die bis in den Bereich 7 GHz verfolgt werden konnte. Genauere Messungen (Linienprofil, Verhältnis zur Zyklotron- und Plasmafrequenz) werden demnächst durchgeführt.

4. Streumatrix eines Plasmas

Zur weiteren Anwendung an Plasmaentladungen wurde ein halbautomatisches Verfahren entwickelt, mit dessen Hilfe die Streumatrix

eines Vierpols im 8 mm-Wellenbereich bestimmt wurde. Es wird hier der Einheitskreis des Reflexionsfaktors (experimentell mit einem beweglichen Reflektor durchgeführt) mit Hilfe der Vierpolkonstanten transformiert. Die Transformation hat bilinearen Charakter. Der Einheitskreis wird also konform als Kreis und die Radian (experimentell durch ein Dämpfungsglied) als Kreise oder Gerade abgebildet.

Die invariante Gerade der Transformation wurde auch experimentell gefunden.

Dieses System kann unmittelbare Anwendung auf Gas-Laser-Systeme gewinnen, da hier mindestens fünf verschiedene Mikrowellenbauelemente in einem - nämlich dem Laser - vereinigt sind.

Das eingeschaltete Dämpfungsglied an Stelle des Reflektors ist bei Gas-Lasern leicht durch eine optische Blende zu ersetzen.

5. Möglichkeit der Plasmadichte-Messung an schnellen Pinch-Entladungen

Einige Vorversuche haben gezeigt, daß das Sinus-Interferenz-Verfahren sich für diagnostische Messungen an schnellen Plasmaentladungen eignet. [36]

Ohne Einschalten irgendeines hochfrequenten Filters kann eine echte sinusförmige Interferenz bis 1 MHz erreicht werden. Diese Interferenz kann als Bezugslinie während der Entladung benutzt werden. Gegenüber dem Verfahren ohne Modulation bietet diese Anordnung die Ausschaltung sämtlicher Störeffekte bei allen Frequenzen unterhalb der Modulationsfrequenz.

6. Mikrowellenstrahlungen am Wendelstein (M. Michaelis)

M. Michaelis hat mit den Voruntersuchungen zum Aufbau eines Mikrowellen-Spektrographs im 4 mm- und 2 mm-Wellenbereich begonnen.

Das im Dezember 1963 gelieferte 2,5 mm-Philips-Klystron kann daher zunächst für die betriebssichere Einstellung der 2 mm-Wellen-Philips-Detektoren benutzt werden.

VIII.8 Anwendung der Mikrowellenmeßtechnik auf chemische Fragen (N. Kaiser als Gast)

Mit der schon früher beschriebenen Brückenmethode mit hochempfindlichem Detektor (B. O'Brien) sowie mit der ebenfalls schon früher beschriebenen Reflexionsmethode (N. Kaiser, Zusammenfassender Bericht), die beide zur Berechnung der Dielektrizitätswerte der Meßobjekte benötigt werden, wurden zahlreiche Messungen an Verdünnungsreihen flüssiger Zweistoffsysteme durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Meßreihen wurden mit Rechenwerten verglichen, die ein Rechenprogramm lieferte, das auf der Grundlage der Theorien von Kirkwood, Debye und Onsager von M. Tutter ausgearbeitet und von Frl. E. Bock für die IBM 7090 programmiert wurde. Dieses Programm ermöglicht die Veränderung der verschiedensten Parameter, wie z.B. Temperatur, Viskosität, Molekulargewicht, Molekülradius und Dipolmoment. Die durchgeführten Meßreihen dienten der Kontrolle dieses Rechenprogramms und seiner Verbesserung. Außerdem wurde die Änderung der dielektrischen Werte von reinem Wasser in Abhängigkeit von der Temperatur von 10-70°C gemessen. Die ϵ' -Werte zeigten bei den Meßwerten bei 50°C ein Maximum. Durch Variation der Temperaturabhängigkeiten des Viskositätsfaktors konnte der experimentelle Kurvenverlauf auch mit dem Rechenprogramm erzielt werden.

Es wurden teilweise auch Substanzen mit geringer Dämpfung wie Dioxan und Benzol gemessen. Um auch diese Substanzen eindeutig im Reflexionsverfahren messen zu können, ohne dabei zu große Substanzmengen zu benötigen, mußte das Verfahren abgeändert werden. Zu diesem Zweck wurde das Ende eines 200 mm langen Meßgefäßes mit einem Z-Abschluß versehen, der in die zu messende Lösung eintaucht und die durch das Meßobjekt nicht gedämpfte Leistung aufnimmt.

Zur Registrierung des Ablaufs von cis- trans-Umlagerungen wurde ein Meßgefäß mit Gitterabdeckung entwickelt, das eine Bestrahlung des Meßobjekts während des Meßvorgangs mit UV-Licht ermöglicht.

Das für die Weiterführung der biologischen Versuche benötigte Klystronstabilisiergerät wurde vor kurzer Zeit geliefert und wird nach Abschluß der laufenden Versuchsreihe eingebaut.

Im 4 mm-Bereich wurden einige informierende Messungen an reinem Wasser durchgeführt, die die theoretischen Werte bestätigten.

IX. Elektronische Werkstatt

(J. Machate, K. Moustafa, M. Watschöder)

Es sollen nur einige wenige entwickelte elektronische Apparaturen erwähnt werden, um ihren Einsatz auch an anderen Stellen zu ermöglichen.

Meßstellenschalter

Aufgabe dieses Gerätes ist es, verschiedene Meßstellen in möglichst kurzer Zeit nacheinander abzufragen und die Momentwerte der Meßspannungen mit Hilfe eines Oszillographen meßbar zu machen. 10 Kanäle können gemessen werden mit einer Abfragezeit von $< 2 \mu\text{sec}$ pro Kanal. Einsatz zum Abfragen von 10 Multipliern, die ein Linienprofil mit Hilfe von Glasfaseroptik beobachten. Das zusammengesetzte Linienprofil erscheint auf dem Oszillographen.

Rechteckgenerator

Eine sehr stabile und genau einstellbare Spannungsquelle wird mit 50, 25, 12,5, oder 6,25 Hz Folgefrequenz zum Verbraucher durchgeschaltet. Als Schalter arbeitet ein Quecksilberrelais, mit dessen Hilfe Anstiegszeiten von ca. 5 nsec erzielt werden.

Impulshöhenmeßgerät

Die zu messenden Impulse werden mit einer exakten und variablen Spannung verglichen. Als Diskriminatoren werden Tunnelknoten verwendet. Meßbereich 0,5-10 V_s. Meßunsicherheit $\pm 0,02$ V.

Programmierter Impuls-Diskriminator

Es wurde zuerst ein mit Röhren bestückter Diskriminator gebaut, der mit einem bestimmten Programm die Ausgangsimpulse eines Proportionalzählers diskriminiert.

Als Verbesserung wurde ein transistorbestückter Diskriminator entwickelt, dessen einstellbare untere Schwelle bei 2 mV liegt.

Integrator

Für den Drehfeldtorus wurde ein aktiver Integrator mit Nuvistoren für magnetische Feldsondenmessungen entwickelt.

X. Verzeichnis der Laborberichte und Veröffentlichungen

1. Laborberichte

- [1] MPI-PA-17/63 Messung der Elektronendichte eines He-Plasmas aus der Faraday-Drehung der Rubin-Laser-Strahlung (P. Graßmann, H. Wulff)
- [2] MPI-PA-3/63 Über das Gleichgewicht beim Theta-Pinch in achtförmiger Geometrie (D. Dimock, U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, D. Pfirsch, E. Remy, G. Wolf)
- [3] MPI-PA-7/63 Entwicklung einer 2 kHz-Drehspiegelkamera (E. Remy, H. Schuhbäck, W. Spensberger)
- [4] MPI-PA-9/63 Bewegung eines Plasmas im toroidalen Magnetfeld (U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, E. Remy, G. Wolf)
- [5] MPI-PA-11/63 Ein verbesserter Kondensatorbaustein (W. Lotz, H. Schuhbäck)
- [6] MPI-PA-12/63 Ein schnelles Lichttriggergerät (W. Lotz, D. Seewald)
- [7] MPI-PA-16/63 Spektroskopische Messungen am T-2 (U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, F. Rau)
- [8] MPI-PA-20/63 Über die Messung der Elektronentemperatur eines Plasmas durch die Absorption der f-f-Strahlung in hintereinanderliegenden Zählrohren (J. Junker)
- [9] MPI-PA-21/63 Neutronenmeßmethoden zur Plasmadiagnostik (H. Bialas)
- [10] MPI-PA The Toroidal Theta-Pinch in M+S-like Configuration (W. Lotz, E. Remy, G. Wolf) in Vorbereitung
- [11] MPI-PA Deformation eines Plasmas in einer toroidalen Theta-Pinch-Entladung während der Startphase der Drift (W. Lotz, F. Rau, E. Remy, G. Wolf) in Vorbereitung
- [12] MPI-PA-4/63 Messung der Absorptionsoszillatorenstärken von C I-Multipletts im Bereich zwischen 1100 und 1800 Å (G. Boldt)

- [13] MPI-PA-18/63 Untersuchung der Eigenschaften einiger Vakuum-UV-Lumineszenzstoffe (A. Becker)
- [14] MPI-PA-19/63 Die Schwarzschildexponenten einiger Photoemulsionen (G. Boldt, K. Stephan)
- [15] MPI-PA-1/63 Ein Mikrowellenabsorptionsmesser (M. Tutter)
- [16] MPI-PA-15/63 Anregung und Nachweis von Plasmawellen durch Feldwellen (D. Pfirsch, M. Tutter)
- [17] MPI-PA-5/63 Strommessungen an Impulsentladungen mit Rogowski-Spulen (F. Labuhn, K. Weinhardt)
- [17a] IPP 2/17 Bestimmung der Plasmadichte und des Plasmadurchmessers mittels des Mikrowellen-Dual-Interferometers (G. Lisitano)

2. Veröffentlichungen

- [18] Messung der Elektronendichte eines He-Plasmas aus der Faraday-Drehung der Rubin-Laser-Strahlung (P. Graßmann, H. Wulff)
COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963
- [19] Quantitative Untersuchung der Leistungsbilanz eines vollständig ionisierten He-Plasmas (J. Durand) Z. f. Naturf. 18a, 281 (1963)
- [20] Einfluß kleiner Fehler der Magnetfeldgeometrie auf das Entladungsverhalten im Stellarator Wendelstein (D. Dimock, J. Fujita, G. Grieger) Vortrag auf der Frühjahrstagung des Fachausschusses "Plasma- und Gasentladungsphysik", Bad Nauheim 1963; Phys. Verhandlungen 2/3, 86 (1963)
- [21] Particle Losses of a Cs-Plasma in a Stellarator (N. D'Angelo, D. Dimock, J. Fujita, G. Grieger, M. Hashmi, W. Stodiek)
COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963
- [22] Excitation of Low Frequency Drift Waves in a Curved Magnetic Field (G. Grieger, N. D'Angelo, D. Eckhardt, E. Guilino, M. Hashmi) "5th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physical Society", San Diego 1963, Abstr. Bull. Am. Phys. Soc. im Druck

- [23] Excitation of Low-Frequency Waves in a Curved Magnetic Field Geometry (N. D'Angelo, D. Eckhardt, G. Grieger, E. Guilino, M. Hashmi) Phys.Rev.Letters 11, 625 (1963)
- [24] Entladungssperre für Glasrohre mit Neutralgasdurchströmung für LKB-Druckmeßröhren (F. Karger) in Vorbereitung
- [25] Investigation of Plasma Confinement in a Toroidal Theta-Pinch with M+S-like Configurations (U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, E. Remy, G. Wolf) Phys.Rev.Letters 10, 5 (1963)
- [26] Spectroscopical Measurements on a Toroidal Theta-Pinch (U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, F. Rau, E. Remy, G. Wolf) in Vorbereitung
- [27] Das zeitliche Auflösungsvermögen von Proportionalzählrohren bei der Messung weicher Röntgenstrahlung (G. Wolf) Z. f. angew. Phys. 15, 435 (1963)
- [28] Über die 4π - $\beta\gamma$ -Koinzidenzmethode zur Absoluteichung von Zerfallsraten radioaktiver Isotope (G. Wolf) Atomkernenergie 8, 353 (1963)
- [29] Eine Methode zur automatischen Kompensierung von Totzeitverlusten (F. Rau, G. Wolf) "Nuclear Instruments" im Druck
- [30] The Toroidal Theta-Pinch in M+S-like Configurations (W. Lotz, E. Remy, G. Wolf) in Vorbereitung
- [31] Measurements with a "Wide-Band-Probe" (H.M. Mayer) COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963
- [32] Messung der Absorptionssoszillatorenstärken von C-I-Multipletts im Bereich zwischen 1100 und 1800 Å (G. Boldt) Z.f.Naturf. 18a, 1107 (1963)
- [33] Measurement of C-I-Absorption-Oszillator-Strengths in the Wavelength-Region from 1100 to 1800 Å (G. Boldt) COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963

- [34] Generation of Longitudinal Plasmawaves by means of Transversal Electromagnetic Waves (D. Pfirsch, M. Tutter) COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963
- [35] Experimental Study on the Emission of Cyclotron-Harmonics (G. Landauer) Vortrag "5th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics of the American Physical Society", San Diego 1963, Abstr. Bull. Am. Phys. Soc., im Druck
- [36] The Application of the Sinusoidal Interference Method in the Design of a Reflectometer and Polarimeter in the Range of Millimetric Waves (G. Lisitano) NTZ-CJ 3, 103 (1963)
- [37] A Microwave Dual Interferometer for Plasma Diagnostic (G. Lisitano) COMPTES RENDUS VI^e CONF. INT. sur les PHEN. d'IONIS. dans les GAZ, Paris 1963

